



Contribution à la synthèse de parole par modèle physique. Application à l'étude des voix pathologiques

Coriandre Emmanuel Vilain

► To cite this version:

Coriandre Emmanuel Vilain. Contribution à la synthèse de parole par modèle physique. Application à l'étude des voix pathologiques. Acoustique [physics.class-ph]. Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, 2002. Français. NNT: . tel-00003358

HAL Id: tel-00003358

<https://theses.hal.science/tel-00003358>

Submitted on 11 Sep 2003

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

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'INPG

Spécialité : Signal Image Parole Télécoms

préparée à l'**Institut de la Communication Parlée**

et au **Laboratoire de Mécanique des Fluides**

de l'**Université Technique d'Eindhoven**

dans le cadre de l'Ecole Doctorale : **Electronique, Electrotechnique,
Automatique, Télécommunications, Signal**

présentée et soutenue publiquement

par

Coriandre Emmanuel VILAIN

le 20 décembre 2002

Titre : Contribution à la synthèse de parole par modèle physique. Application à l'étude des voix pathologiques.

Directeurs de thèse :

M.E.H. Van Dongen (TUE) et X. Pelorson (ICP)

JURY :

M.	J. GILBERT,	rapporteur
M.	B. GUERIN,	examineur et président du jury
M.	P.-Y. LAGREE,	examineur
M.	A. HIRSCHBERG,	examineur
M.	X. PELORSON,	co-directeur de thèse
M.	M. THIRIET,	rapporteur
M.	M.E.H. VAN DONGEN,	co-directeur de thèse

Résumé en français :

La modélisation physique de la parole vise à comprendre et simuler les phénomènes physiques ayant lieu lors de la phonation. Cette thèse se focalise sur la modélisation de l'écoulement d'air à travers la glotte et sur le comportement mécanique des cordes vocales. L'étude se base sur un ensemble de dispositifs expérimentaux reproduisant in-vitro les phénomènes physiques liés au mouvement des cordes vocales. Différentes théories mécaniques et hydrodynamiques sont présentées et confrontées aux mesures faites sur ces dispositifs expérimentaux. Un intérêt particulier est porté à la modélisation des cordes vocales pathologiques. Pour cela, nous nous concentrons dans un premier temps sur la description de l'écoulement. Nous analysons ensuite, au moyen d'un code de simulation temporelle, les résultats obtenus sur un dispositif expérimental simulant les oscillations auto-entretenues de cordes vocales pathologiques.

Mots clés : Modélisation physique de la parole- Mesures in-vitro - Bouche artificielle - Ecoulement glottique - Modèle à deux masses - Voix pathologique

English title :

Contribution to the physical modelling of speech with application to voice pathologies

Abstract :

The goal of physical modelling of speech is to understand and reproduce the physical phenomena occurring during phonation. This thesis is mainly focused on the modelling of both the glottal airflow and the vocal-folds mechanics. This study is based on several experimental set-up reproducing physical phenomena contributing to the vocal folds self-oscillations. Theoretical models describing both the mechanics of the folds and the hydrodynamics of the glottal airflow are presented and compared to experimental results. A particular attention is paid on the physical modelling of pathological vocal folds. An experimental study of the airflow through in-vitro pathological vocal folds is first presented. Then, measurements carried out on a new experimental set-up simulating self-oscillations of pathological vocal-folds are analysed with a temporal simulation code.

Keywords : Physical modelling of speech- In-vitro measurements - Artificial mouth - Glottal flow - Two-mass model - Pathological voice

Intitulé et adresse des laboratoires d'accueil :

Institut de la Communication Parlée, INPG, 46 av. F. Viallet
F-38031 Grenoble cedex 01

Fluid Dynamics Laboratory, TUe, PostBus 513
NL-5600-MB Eindhoven

Remerciements

Je remercie mes directeurs de thèse Xavier Pelorson et Rini Van Dongen pour m'avoir permis de réaliser cette thèse dans les meilleures conditions possibles à l'ICP et au Laboratoire de Mécanique des Fluides de l'Université Technique d'Eindhoven (TUE).

Cette thèse doit beaucoup à l'impulsion permanente donnée par Mico Hirschberg du TUE. Je tiens particulièrement à le remercier pour son entrain et pour le foisonnement de ses idées.

Les études présentées dans la thèse ont été le résultat d'un travail collectif. De nombreux stagiaires français et hollandais ont contribué à son avancée : Dorothee Thomas (ICP), Yann Falevoz (ICP), Christophe Fraysse (Ecole Centrale de Lyon/TUE), Loic Le Marrec (Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique/TUE), Willem et Tim Op't Root (TUE), Fatima Chentouf (TUE), Mickael Deverge (Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine/TUE).

La forte composante expérimentale de cette thèse a été rendue possible grâce à la compétence des techniciens : Pierre Chardon (ENSERG), Jan Willems (TUE), Herman Koolmes (TUE) et Freek Van Uittert (TUE). Je leur remercie pour le soin qu'ils portent à leur travail.

Je remercie celles qui ont donné de leur temps pour lire et corriger ce manuscrit.

Je remercie Chantal Hamonic et la famille Hirschberg pour avoir égayé mes nombreuses semaines passées à Eindhoven.

Enfin, je remercie ceux qui m'ont suivi de près ou de loin pendant ces années et qui ont, par leur présence, permis que cette thèse aboutisse : Les Barricades, les Petits Pois de Poisat (Sean, Caroline, Samantha, Thomas, Philippe, Murielle, Damien, Luciano, Delphine), la maison de Saint Egrève (Cécile, David), Siva et Marie, Gaëlle et Sebastien, les héroïnes de Marseille et tous leurs satellites, Rémi, Catherine, Jeanne, mes parents, Yayou et Chacha.

Notes liminaires

Les symboles et abréviations utilisés tout au long de ce document sont répertoriés en Annexe A.

Table des matières

1	Introduction	9
1.1	De la réalité au modèle	9
1.1.1	Description générale de l'appareil phonatoire	11
1.1.2	Mesures sur le système phonatoire	18
1.1.3	Synthèse de parole par modèle physique	19
1.2	But et plan de thèse	23
	Bibliographie	24
2	Ecoulement à travers la glotte	27
2.1	Introduction	27
2.2	Théorie	30
2.2.1	Grandeurs caractéristiques de l'écoulement	30
2.2.2	Théories quasi-stationnaires	35
2.2.3	Théories instationnaires	39
2.2.4	Validation des théories : démarche adoptée.	42
2.3	Mesures sur des répliques de cordes vocales rigides et fixes	43
2.3.1	Dispositif expérimental	43
2.3.2	Mesures stationnaires	45
2.3.3	Mesures instationnaires	50
2.3.4	Conclusion de l'étude sur les répliques de cordes vocales fixes	53
2.4	Mesures sur des répliques de cordes vocales mobiles	55
2.4.1	Dispositif expérimental	56
2.4.2	Mesures sans collision : résultats expérimentaux et théo- riques	56
2.4.3	Mesures avec collision : résultats expérimentaux et théo- riques	58
2.5	Conclusion	64
	Bibliographie	66

3	Oscillations d'un modèle souple de cordes vocales ou de lèvres de joueur de cuivre	69
3.1	Introduction	69
3.2	Modèle à deux masses	70
3.2.1	Modèle d'écoulement	70
3.2.2	Modèle mécanique	72
3.3	Influence des conditions aux limites mécaniques	74
3.3.1	Introduction	74
3.3.2	Etude expérimentale	76
3.3.3	Analyse des résultats	83
3.3.4	Conclusion	90
3.4	Conclusion générale	90
	Bibliographie	92
4	Couplage acoustique	95
4.1	Introduction	95
4.2	Notions théoriques sur la propagation et le couplage acoustique . .	96
4.2.1	Equations de propagation en guide d'onde	97
4.2.2	Conditions aux limites	98
4.3	Implémentation et validation du modèle	102
4.3.1	Discrétisation des équations	102
4.3.2	Validation du code de simulation	107
4.3.3	Couplage acoustique	110
4.4	conclusion	111
	Bibliographie	113
5	Simulation des cordes vocales pathologiques	115
5.1	Introduction	115
5.2	Etude expérimentale de l'écoulement dans des répliques de cordes vocales divergentes	118
5.2.1	Dispositif et protocole expérimental	118
5.2.2	Résultats et analyses des mesures statiques	121
5.2.3	Résultats et analyse des mesures dynamiques	126
5.2.4	Discussion et conclusion	131
5.3	Etude du couplage acoustique dans des répliques souple de cordes vocales asymétriques	132
5.3.1	Description du dispositif expérimental	132
5.3.2	Résultats de l'étude expérimentale	134
5.3.3	Simulations numériques	140
5.3.4	Conclusions	148
5.4	Conclusion générale, discussion et perspectives	149

Bibliographie	151
6 Conclusion	155
Annexes	157
A Liste des symboles et notations utilisés dans la thèse	157
A.1 Terminologie employée pour caractériser différents plans de coupe	157
A.2 Notations utilisées	157
A.2.1 Paramètres géométriques	157
A.2.2 Paramètres thermodynamiques	158
A.2.3 Paramètres mécaniques	159
A.2.4 Paramètres acoustiques	159
B Méthode de Thwaites	161
B.1 Algorithme de calcul	161
C Modèle à deux masses	165
C.1 Géométrie et notations	165
C.2 Calcul de la pression en tout point	166
C.3 Calcul du débit	167
C.4 Calcul des forces	167
C.4.1 Notations	167
C.4.2 Expression des forces	169
C.4.3 Calcul de F_l^1	170
C.4.4 Calcul de F_r^1	170
C.4.5 Calcul de F_l^2	173
C.4.6 Calcul de F_r^2	174
C.5 Calcul des positions	176
C.5.1 Schéma de discrétisation	176
C.5.2 Analyse de stabilité linéaire	177
D Calibration des capteurs	179
D.1 Capteurs de pression	179
D.2 Capteur optique	180
E Modèle à deux masses avec conservation de volume	183
E.1 Expression des forces de pression	183
E.1.1 Notations	183
E.1.2 Calcul des forces de pression	184
E.1.3 Forces de rappel	187
E.1.4 Forces de friction	188

E.2	Equation du mouvement	188
E.2.1	Conservation de volume	188
E.2.2	Implémentation	189
F	Propagation acoustique	191
F.1	Obtention d'un filtre temporel FIR sous matlab connaissant la réponse fréquentielle	191

Chapitre 1

Introduction

1.1 De la réalité au modèle

Le travail présenté dans cette thèse s’articule autour de la synthèse de parole par modèle physique. Nous entendons par modèle physique d’un phénomène donné, une représentation analytique (souvent simplifiée) de ce phénomène qui permet d’en appréhender les causes et les effets sur l’environnement. Cette approche de la modélisation physique s’oppose à l’approche plus phénoménologique qui se focalise essentiellement sur les conséquences du phénomène sans se préoccuper des causes qui l’ont généré. Dans le domaine de la synthèse de parole, les conséquences sont à prendre du point de vue perceptif. L’opposition entre les deux approches peut être illustrée par l’exemple suivant. Une personne désirant synthétiser une voyelle [a] pendant une durée donnée aura plusieurs possibilités :

- enregistrer cette voyelle chez un locuteur pendant la durée souhaitée ou, de façon moins contraignante, pendant une durée fixe et dupliquer ou couper le son enregistré afin de lui donner la durée voulue ;
- construire artificiellement un son dont les propriétés acoustiques se rapprochent le plus possible de la voyelle souhaitée sans pour autant reproduire le système de production humain.
- disposer d’un code de calcul basé sur la modélisation physique de l’appareil de production des sons de paroles humain permettant de synthétiser pendant une durée quelconque la voyelle souhaitée.

Les deux premières possibilités -décrites ici de façon caricaturale- correspondent à l’approche phénoménologique orientée “traitement du signal”. Elles ont comme avantages une restitution très réaliste du son et un faible temps de calcul. La première méthode est utilisée dans les synthèses à concaténation où des mots (ou des bouts de mots) pré-enregistrés sont accolés pour former des phrases entières. L’inconvénient principal de cette méthode est une moins grande souplesse d’uti-

lisation. En effet, si l'on n'a pas, au préalable, enregistré le son souhaité, il est impossible de le créer ex-nihilo ; de même si le locuteur est un jeune homme, il sera difficile de synthétiser la voix d'une femme âgée. Il faut donc disposer d'un dictionnaire le plus complet possible pour chaque type de voix souhaité. Ce type de méthode est utilisé à l'heure actuelle dans les synthèses "text-to-speech" pour convertir un texte en message parlé.

La seconde méthode se base sur un codage de la voix qui permet d'en extraire les paramètres pertinents (d'un point de vue perceptif) qui peuvent ensuite être utilisés pour synthétiser le son souhaité. Un outil important se basant sur cette méthode est le vocoder (pour voice coder, voir Calliope ([8]) par exemple pour plus de détails).

La troisième possibilité correspond à l'approche orientée "modèle physique". C'est l'approche que nous considérerons au cours de ce travail. Elle a comme avantage de nécessiter un faible nombre de paramètres de commande pour produire la voyelle souhaitée. De plus, à condition de disposer des bonnes valeurs de paramètres de commande, cette méthode permet de synthétiser tout type de voix (le jeune garçon et la vieille femme de l'exemple précédent). Elle nécessite cependant de disposer d'un modèle physique adéquat. Les inconvénients majeurs de cette méthode sont le temps de calcul nécessaire à la synthèse et une restitution moins réaliste du son. Pour limiter au maximum ces deux inconvénients, le modélisateur doit s'efforcer de trouver un compromis entre la complexité de son modèle (qui lui permet de mieux restituer le phénomène étudié) et sa simplicité (qui lui permet de réduire le temps de calcul). En contrepartie, ce type d'approche est généralisable à un large domaine d'applications. Par exemple, la vibration des cordes vocales lors de la production d'une voyelle s'apparente au phénomène plus général d'oscillations auto-entretenues de structures souples soumises à un écoulement fluide dans un milieu confiné. Les équations qui décrivent ce phénomène général peuvent être également appliquées -en restant dans le domaine de la biomécanique par exemple- à l'étude de l'écoulement du sang dans les veines ([28]), à l'étude du ronflement et des pathologies qui peuvent en résulter ([5]) ou à l'étude du mouvement des lèvres de joueurs d'instruments de type cuivres ([13], [11]). Les équations générales étant les mêmes, ce seront les caractéristiques physiques de chaque système qui détermineront les domaines d'application de ces équations. Le cas qui nous intéresse étant celui de la synthèse de parole, il nous faut donc préciser dans un premier temps les caractéristiques générales de l'appareil de production de parole, aussi appelé appareil phonatoire, terme que nous utiliserons par la suite.

1.1.1 Description générale de l'appareil phonatoire

Le domaine de la parole couvre un très grand nombre de disciplines connexes (phonétique, linguistique, reconnaissance automatique des langues, etc.). Il serait illusoire de vouloir en faire ici une description détaillée. L'ouvrage de Calliope ([8]) permettra au lecteur novice dans ce domaine de s'initier aux divers aspects de ce domaine. Nous allons dans ce qui suit nous concentrer uniquement sur les aspects physiologiques qui nous permettront de donner les ordres de grandeurs des paramètres géométriques et mécaniques de l'appareil phonatoire.

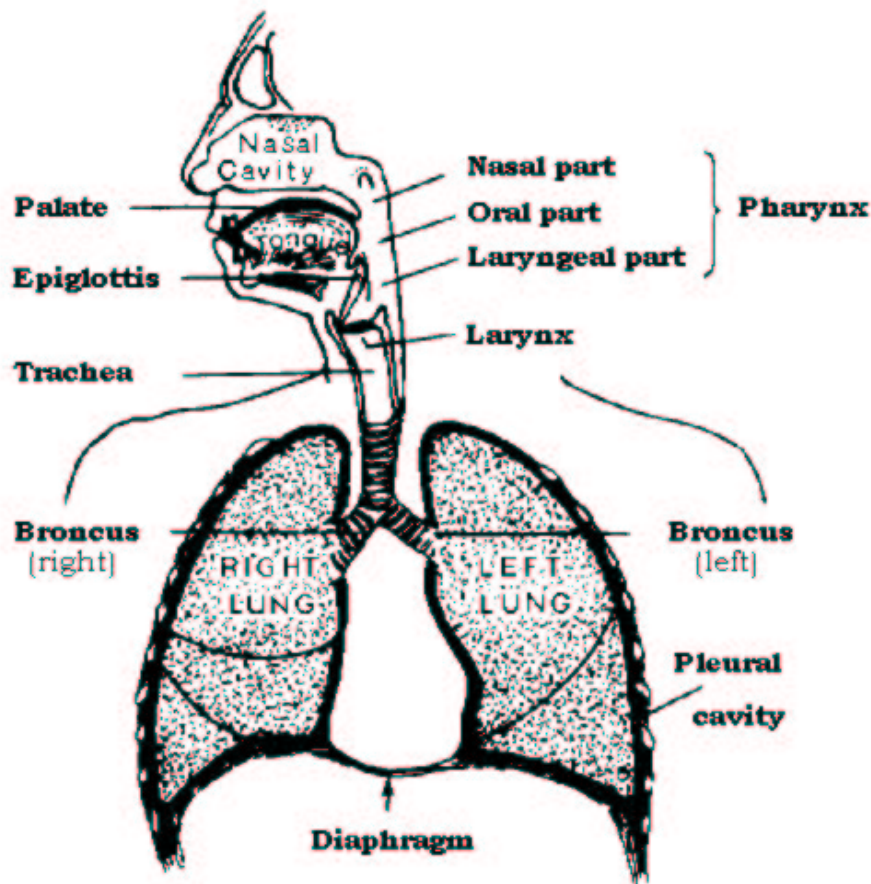


FIG. 1.1 – Vue générale du système phonatoire humain (tirée de Borden et coll. [7])

L'appareil phonatoire est composé des poumons, de la trachée, du larynx et du conduit vocal (voir figure 1.1). Les dimensions caractéristiques de ces divers constituants seront données par la suite pour un individu moyen adulte de sexe masculin.

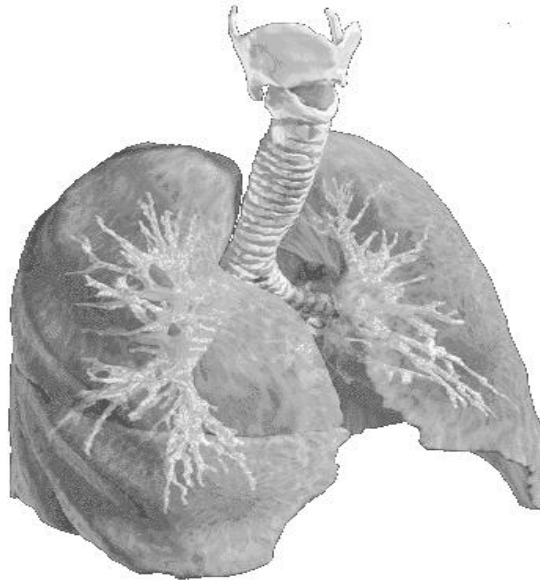


FIG. 1.2 – Vue tridimensionnelle des poumons, de la trachée et du larynx entourant les cordes vocales (tirée des données “visible-human”)

Poumons et trachée : Les poumons assurent la fonction de respiration et jouent parallèlement le rôle de source de pression permettant de générer l’écoulement d’air nécessaire à faire vibrer les cordes vocales. Leur volume total est typiquement égal à 5 litres. Ils produisent un débit d’air compris (en valeur absolue) entre 0 et 0.5 l/s. Les poumons jouent aussi un rôle dans la propagation acoustique des sons ; leur structure spongieuse les rapproche de la classe des matériaux poreux connus pour leurs propriétés d’absorption des ondes acoustiques. La trachée correspond à un tuyau de diamètre 1.8 cm et de longueur 10 cm. Elle relie les poumons et les cordes vocales. Les poumons et la trachée forment le système sub-glottique dont les propriétés acoustiques ont été étudiées par plusieurs auteurs ([23], [19]). Une vue générale du système sub-glottique incluant le larynx est présentée sur la figure 1.2.

Larynx : Le larynx est un ensemble de cartilages (thyroïde, arythénoïde, cricoïde) et de tissus musculaires et muqueux parmi lesquels les cordes vocales jouent un rôle prépondérant. Le rôle majeur des cordes vocales est lié à la fonction de protection, c’est à dire à la non-intrusion de nourriture dans les poumons. Dans le cas d’une déglutition normale, l’épiglotte située juste au dessus du larynx dirige les aliments vers les voies digestives (oesophage). En cas de dysfonctionnement (fausse route), le geste réflexe de la toux permet généralement d’expulser

les aliments des voix respiratoires. En se fermant, les cordes vocales permettent d'augmenter la pression dans les poumons sous l'effet des muscles thoraciques. L'ouverture rapide des cordes vocales, combinée à une pression musculaire importante permet alors cette expulsion. Une autre fonction des cordes vocales est la fonction de fixation qui leur permet, en se fermant, d'empêcher la fuite d'air des poumons lors d'une forte pression musculaire sur la cage thoracique. Et c'est le cas, par exemple, lorsque l'on soulève une lourde charge¹. Enfin, la fonction de phonation est celle qui nous préoccupe dans cette thèse. Les cordes vocales permettent de produire des sons modulables en intensité, hauteur et timbre qui constituent la base du langage oral : les sons de parole.

L'anatomie des cordes vocales a fait l'objet de nombreux travaux ([32], [36],[6] [16], [35]) permettant d'en déterminer les paramètres mécaniques et géométriques utiles aux modélisateurs. Une vue générale du conduit vocal supérieur incluant la description à plusieurs échelles des cordes vocales est donnée dans la figure 1.3.

Lors de la respiration, les cordes vocales sont largement ouvertes. Pour vibrer et ainsi produire un son dit voisé, elles se ferment afin de provoquer l'élévation de la pression en amont (ou pression subglottique). Simultanément, la raideur des cordes, leur masse vibrante et l'ouverture moyenne entre les cordes est contrôlée par le système nerveux central afin de définir la hauteur, le timbre et dans une moindre mesure l'intensité du son à produire. Pour une certaine valeur de pression subglottique (la valeur de seuil est typiquement égale à 300 Pa^2 pour une fréquence d'oscillation de 100 Hz), des oscillations auto-entretenues peuvent avoir lieu. Une augmentation de la pression subglottique donne lieu à une élévation de l'intensité du son produit.

La figure 1.4 représente schématiquement une période de vibration des cordes vocales. On peut y voir une vue en coupe coronale ainsi qu'une vue en coupe axiale (vue par dessus). Il est important de noter que bien que les caractéristiques des cordes vocales soient imposées par le système nerveux central, les oscillations auto-entretenues sont produites de façon mécanique grâce à l'interaction entre les cordes vocales et l'écoulement d'air. Il est par exemple possible de reproduire ce phénomène sur des cordes vocales excisées de chiens, de porcs ou de singes en reproduisant les conditions mécaniques adéquates (voir Alipour et Scherer[3] pour un exemple d'étude sur larynx excisé de chien). Au cours de cette étude, nous laisserons de côté le contrôle moteur des cordes vocales pour nous attacher principalement à décrire les principes physiques expliquant les oscillations auto-entretenues des cordes vocales. Nous supposons donc que les caractéristiques mécaniques sont fixes et connues durant la production de sons voisés.

¹Pour plus de précision, consulter l'adresse suivante : <http://www.med.univ-tours.fr/enseign/orl/Larynx/>

²Les pressions sont données relativement à la pression atmosphérique égale à $1.013 \cdot 10^5 \text{ Pa}$.

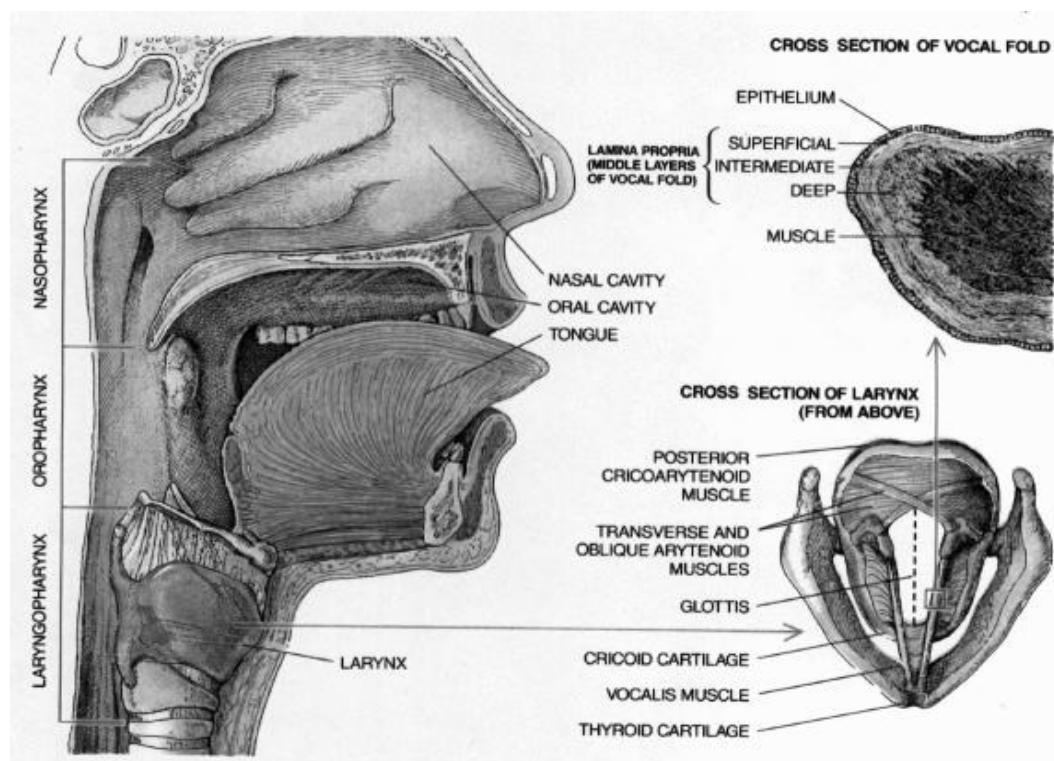


FIG. 1.3 – Coupe sagittale du conduit vocal supérieur et du larynx (à gauche) incluant une vue axiale des cordes vocales (en bas, à droite) ainsi qu’une vue en coupe coronale de l’une des cordes (en haut à droite) (image tirée de Sataloff ([30]))

Un aspect important de la recherche actuelle sur les cordes vocales concerne l’étude des pathologies pouvant les affecter. L’origine des pathologies peut être diverse : présence de kystes ou de tumeurs dûs à une tabagie trop importante (voir figure 1.5), problèmes neuro-fonctionnels impliquant une paralysie partielle ou totale des cordes ou un manque de coordination motrice (maladie de Parkinson). Les conséquences de ces pathologies peuvent aller d’une simple voix éraillée à une aphonie complète. De plus, les conséquences des opérations chirurgicales sur les cordes vocales atteintes de tumeur peuvent être préjudiciables pour la vie sociale des patients. De nombreuses études cherchent à réaliser des prothèses pouvant suppléer l’absence de cordes vocales ([37]). Ces études nécessitent une connaissance préalable des phénomènes physiques intervenant dans la phonation afin de les reproduire le mieux possible compte-tenu des contraintes anatomiques et chirurgicales. Des travaux théoriques tels que ceux entrepris par Lous et coll. ([25]) ou De Vries et coll. ([12]) sont donc de première importance pour les personnes désirant réaliser de telles prothèses. Un autre point important concernant le milieu

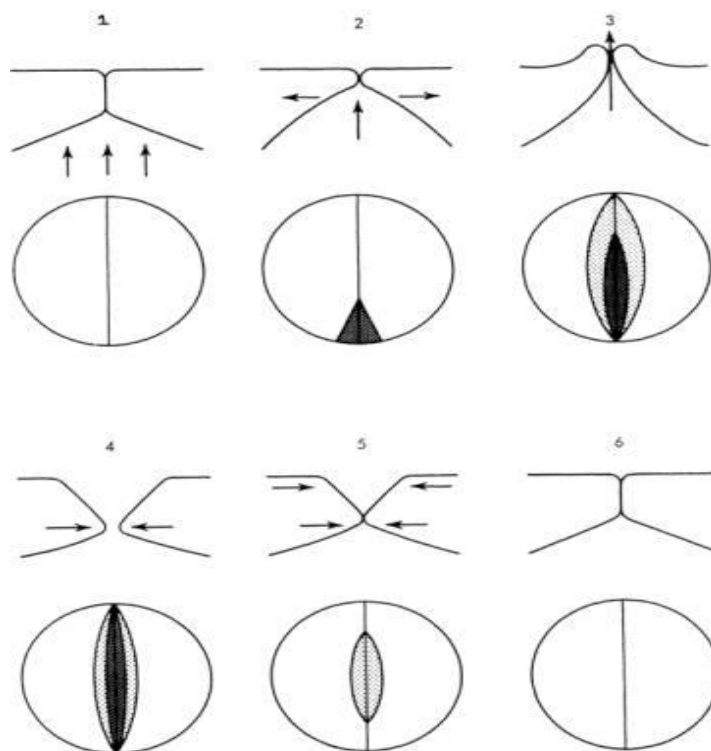


FIG. 1.4 – Evolution schématique des cordes vocales durant une période d'oscillation (vue coronale et vue axiale)

hospitalier est le besoin croissant qu'ont les chirurgiens de disposer de modèles théoriques suffisamment complets pour estimer les conséquences de l'acte chirurgical sur le comportement futur des cordes vocales. Pour toutes ces raisons, nous nous attacherons à détailler plus précisément les méthodes que l'on peut employer pour modéliser les cordes vocales pathologiques.

Il est à noter qu'au dessus des cordes vocales existent des tissus appelés fausses cordes vocales (ou bandes ventriculaires supérieures) dont le rôle majeur est encore une fois d'empêcher l'intrusion de nourriture dans les poumons (voir figure 1.6). Les fausses cordes vocales ont fait l'objet de plusieurs travaux concernant leur rôle dans la phonation. Elles seraient susceptibles de vibrer dans certaines conditions particulières et notamment lors de la production de chants diphoniques (ou chants de gorge), technique développée notamment par les mongols ou les moines tibétains permettant de produire des hauteurs de voix très basses ([15]). En parole normale, leur influence n'est pas clairement démontrée.

Conduit vocal : La dernière partie de l'appareil phonatoire est le conduit vocal. La figure 1.3 en donne une vue générale. Le conduit vocal est composé de deux

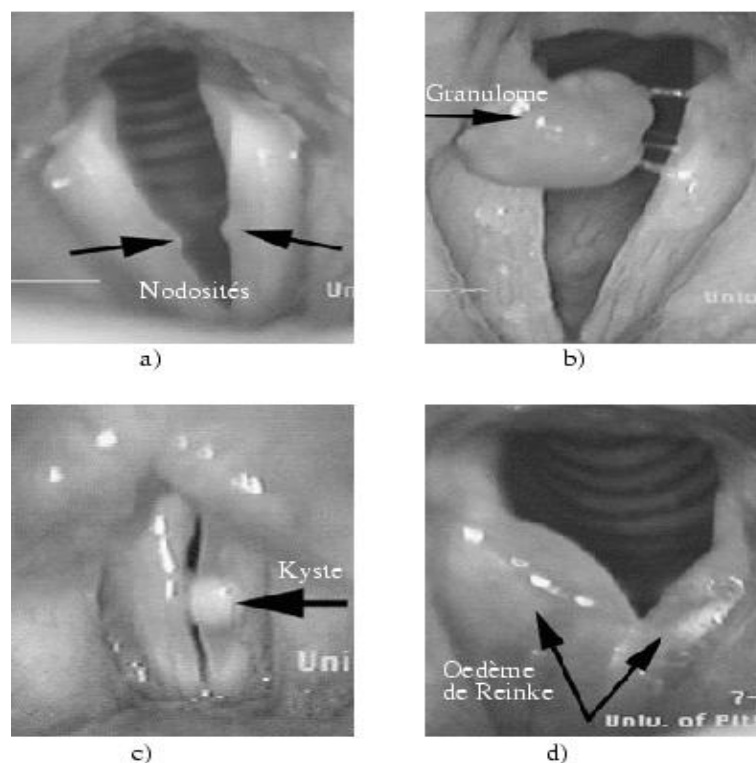


FIG. 1.5 – Quelques photographies de cordes vocales pathologiques. a) Nodosité, b) Granulome, c) Kyste, d) Oedème de Reinke (tirée du site de l’université de Pittsburgh : <http://www.upmc.edu/UPMCVoice/>)

cavités résonnantes : le conduit oral et le conduit nasal. La connexion entre ces deux cavités est faite au niveau du voile du palais en extrémité du palais dur. Le voile du palais est composé de tissus musculaires qui permettent d’en contrôler la position. Quand le voile est baissé (c’est le cas présenté sur la figure 1.3), les deux cavités sont reliées entre elles et le locuteur prononce un son dit nasalisé (voyelle [õ], “on”, par exemple). Quand il est relevé, le conduit nasal est fermé (voyelle [o] par exemple). La géométrie du conduit nasal est fixe, en revanche la géométrie du conduit oral est variable selon la position de la langue, des lèvres ou de l’ouverture de la mâchoire. La modification de la géométrie du conduit oral ainsi que l’ouverture ou non du voile du palais correspondent au phénomène d’articulation. La langue, la mâchoire, les lèvres, le voile du palais sont appelés articulateurs. Dans certains cas, les articulateurs créent une constriction quasi-complète voire complète du conduit vocal. Si la constriction est quasi-complète, le son produit appartient à la classe des consonnes fricatives ([s],[f],etc). Si la constriction est complète et qu’elle est suivie par un relâchement brusque, le son produit est une consonne plosive ([p], [t], [k], etc). En fonction des articulateurs mis en jeu dans

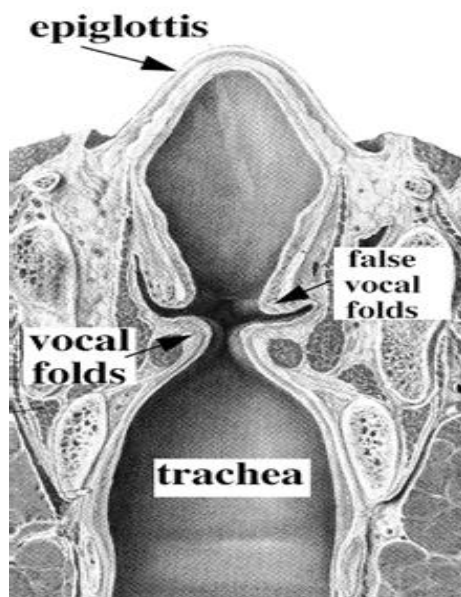


FIG. 1.6 – Vue coronale des cordes vocales et des fausses cordes vocales (tirée du site de l'Eastern Virginia Medical School : <http://www.voice-center.com/>)

la constriction, le type de son varie et le locuteur peut ainsi couvrir l'ensemble des consonnes de sa langue. La frication ou la plosion peuvent être produites en même temps que les cordes vocales oscillent. La consonne ainsi générée sera dite : consonne voisée.

En tant que résonateurs acoustiques, le système sub-glottique (poumons et trachée) et le conduit vocal sont le siège d'ondes acoustiques stationnaires. Une petite partie de ces ondes est rayonnée vers l'extérieur au niveau de la bouche (et du nez dans le cas des sons nasalisés). Cette petite partie est néanmoins de première importance puisqu'elle correspond au son de parole émis par le locuteur. Au niveau des cordes vocales, les ondes acoustiques viennent se surajouter à l'écoulement d'air moyen pour agir sur les caractéristiques des oscillations. On parle alors de couplage acoustique entre la source sonore (les cordes vocales) et les résonateurs. Ce couplage acoustique est par exemple très important dans le cas du mouvement des lèvres d'un joueur de cuivre ([1], [2], [13], [11]). Dans ce cas, la fréquence d'oscillation des lèvres est imposée par les résonances acoustiques de l'instrument. Le couplage acoustique est cependant beaucoup moins important dans le cas de la parole et de nombreux auteurs n'en tiennent pas du tout compte ([26], [31], [27] par exemple).

1.1.2 Mesures sur le système phonatoire

La modélisation de la parole utilise les données expérimentales comme point de départ et moyen de contrôle de la modélisation. Les données expérimentales peuvent être obtenues soit in-vivo soit in-vitro.

Dans le premier cas, les propriétés physiques du système phonatoire sont mesurées directement sur un sujet humain. Les paramètres ainsi mesurables sont :

- des paramètres liés à l'écoulement,
- des paramètres liés aux caractéristiques mécaniques des cordes vocales,
- des paramètres liés à la position des différents articulateurs.

Les paramètres liés à l'écoulement peuvent être :

- les niveaux de pression mesurables en différents points du conduit vocal par des sondes de pression passant par le conduit nasal et la trachée ([10]),
- la pression acoustique rayonnée au niveau de la bouche mesurable grâce à un simple microphone,
- le débit glottique instantané qui peut être mesuré au moyen d'un pneumotachographe ou d'un masque de Rothenberg placé au niveau de la bouche et du nez ([18]).

Les paramètres mécaniques ont pu être mesurés sur des prélèvements post-mortem afin de déterminer les ordres de grandeur de masse, de raideur (en terme de modules d'Young et de coefficients de Poisson) et de coefficient de friction des cordes ([24]). D'autres mesures sur les propriétés des tissus musculaires des cordes vocales ont été entreprises à partir de larynx excisés de chiens ([4]). Le comportement dynamique des cordes vocales in-vivo peut être appréhendé en visualisant leur mouvement au moyen, par exemple, de techniques de laryngostroboscopie ou de vidéokymographie ([33]). Une méthode plus légère pour acquérir des données mécaniques est l'électroglottographie (EGG,[9]). Elle a pour principe de mesurer la conduction électrique entre deux électrodes placées sur la gorge au niveau du larynx. Cette mesure traduit l'écartement instantané entre les deux cordes vocales et permet d'obtenir la durée des phases d'ouverture et de fermeture pendant l'oscillation ([17]).

Les paramètres liés aux articulateurs peuvent être mesurés en positionnant des microbobines en différents points des articulateurs et en générant un champ magnétique léger. Ceci permet de mesurer dynamiquement la position dans l'espace des points ainsi repérés. Des mesures de conduction électrique locale peuvent aussi permettre de donner la position de points de contact entre plusieurs parties du conduit vocal (exemple : l'électropalatographe mesure les contacts entre la langue et le palais).

Ces mesures in-vivo sont nécessaires pour préciser les caractéristiques mécaniques du système phonatoire. Par la suite, nous nous intéresserons particulièrement aux mesures ayant trait aux cordes vocales. La difficulté concernant ces

mesures est qu'elles sont souvent lourdes à mettre en place et nécessitent généralement d'être effectuées en milieu hospitalier. D'autre part, elles sont difficilement reproductibles et souvent entachées de bruit du fait de la difficulté de positionner les capteurs dans un environnement vivant. Afin d'obtenir des mesures plus facilement contrôlables en terme de reproductibilité et de condition de mesures, nous nous sommes basés sur des mesures in-vitro. Cette démarche passe au préalable par la conception de bancs de mesures expérimentaux reproduisant le système phonatoire. Nous décrirons en détail au cours de ce travail les différents bancs de mesures expérimentaux utilisés dans la littérature ainsi que ceux que nous avons développés au cours de notre thèse.

1.1.3 Synthèse de parole par modèle physique

La modélisation physique de la parole passe par la modélisation des différentes parties de l'appareil phonatoire décrites précédemment. Chacune de ces parties peut être modélisée séparément avec son propre degré de complexité. Cependant, une description très précise d'une sous-partie du système phonatoire pourra s'avérer inutile si une autre sous-partie est négligée. Un des buts de la modélisation physique de la parole est donc de reproduire analytiquement le fonctionnement de chaque élément du système phonatoire tout en contrôlant les hypothèses, le domaine de validité et les incertitudes de chaque sous-modèle. Ceci afin d'assurer une homogénéité globale de la modélisation.

On peut distinguer la modélisation des différents résonateurs acoustiques (poumons, trachée et conduit vocal) pour lesquels la description du modèle sera à prendre d'un point de vue propagation d'ondes acoustiques et la modélisation des sources sonores (l'oscillation des cordes vocales, la génération de turbulence ou le relâchement brusque d'une occlusion) pour lesquelles la modélisation sera à prendre d'un point de vue mécanique (pour l'oscillation des cordes vocales) ou hydrodynamique. Nous nous limiterons à l'étude de l'oscillation des cordes vocales comme source sonore et définirons donc la notion de modèle mécanique et de modèle d'écoulement pour les cordes vocales.

Modélisation des résonateurs acoustiques

La modélisation des résonateurs acoustiques peut se faire de deux façons :

- La première façon est fréquentielle. Si l'on connaît le signal acoustique en un point du conduit vocal et la fonction de transfert du résonateur entre ce point et le point où l'on veut le synthétiser, on peut multiplier les deux pour obtenir la transformée de Fourier du signal synthétisé. Il suffit ensuite d'effectuer une transformation de Fourier inverse pour obtenir le signal temporel. Fant ([14]) décrit les principes permettant de déterminer les fonctions

de transfert correspondant à différentes géométries du conduit vocal.

- La deuxième approche est une méthode temporelle où les résonateurs acoustiques sont considérés comme des lignes de transmission. Les résonateurs de géométrie complexe sont discrétisés en plusieurs résonateurs à géométrie plus simple (cylindriques le plus souvent). Les équations de l'acoustique dans le domaine temporel sont alors simplifiées et permettent de faire propager l'information d'un point à l'autre du conduit vocal.

Il est important de noter que la méthode fréquentielle est valable uniquement dans le cas d'un fonctionnement linéaire. C'est-à-dire sans couplage entre la source sonore et le champ acoustique. En revanche la méthode temporelle permet de décrire le cas général et notamment le couplage entre la source sonore et le résonateur. Nous utiliserons par conséquent principalement la seconde méthode au cours de nos simulations.

Poumons et trachée : Les poumons ont fait l'objet de nombreuses recherches dans le domaine de la santé du fait de leur fonction respiratoire. En gardant la distinction entre les deux approches (temporelles et fréquentielles), on peut mentionner le travail d'Ishizaka et coll. ([21]) comme représentatif de la première approche. Ces auteurs ont mesuré l'impédance acoustique du système subglottique total (poumons et trachée) dans le domaine fréquentiel.

La seconde approche prend en compte les données anatomiques afin de les implémenter dans un code de simulation temporelle. Une représentation très simplifiée de la géométrie des poumons est proposée par Lous et coll. ([25]) qui considèrent les poumons comme un pavillon exponentiel infini. Un modèle plus complexe mais plus proche de la réalité a été proposé par Weibel ([38]). Il s'agit d'un modèle de type fractal où, à partir de la trachée, le conduit cylindrique se subdivise régulièrement en deux cylindres de même section. Les poumons sont ainsi discrétisés en 23 sections, contenant chacune 2 fois plus de tubes que la section précédente (voir figure 1.7). L'aire en coupe totale augmente donc aussi de façon exponentielle en fonction de la distance à la trachée, en revanche la surface de paroi augmente dans un même temps beaucoup plus que dans le modèle de Lous et coll. ([25]). Les effets liés à la viscosité de paroi sont donc plus importants et deviennent vite prépondérants.

NB : Il est à noter que dans ces deux modèles la géométrie des poumons est constante dans le temps alors que dans la réalité elle change lors du cycle de respiration.

Conduit vocal supérieur : En ce qui concerne le conduit vocal supérieur, les mêmes méthodes peuvent être employées. La géométrie du conduit vocal est dis-

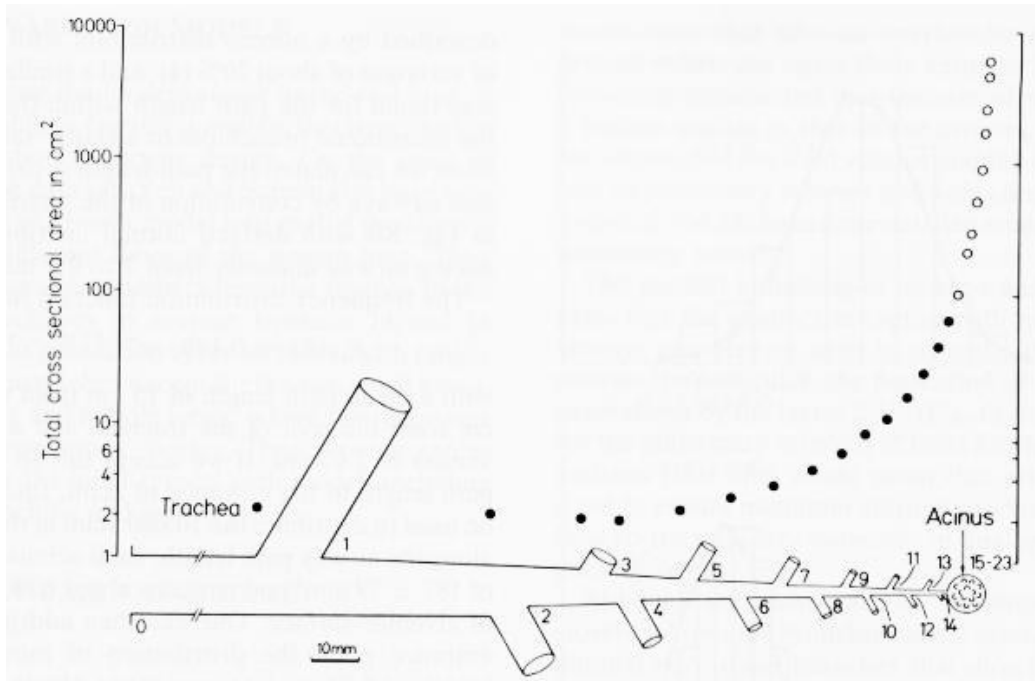


FIG. 1.7 – Description schématique du modèle de Weibel représentant l'aire en coupe en fonction de la distance à la trachée (tirée de Weibel ([38])

crétisée en une vingtaine de cylindres de sections et de longueurs données pour chaque type d'articulation (voir figure 1.8). Par exemple, Fant ([14]) précise les valeurs tabulées pour différentes configurations articulatoires.

Modélisation des cordes vocales

L'intérêt principal de cette thèse portera sur la modélisation des cordes vocales. Nous avons déjà introduit pour les cordes vocales la distinction entre modèle mécanique et modèle d'écoulement. Par modèle d'écoulement nous entendons un ensemble d'hypothèses simplificatrices permettant d'écrire les équations reliant les paramètres physiques liés à l'écoulement (vitesse, pression) en tout point de la glotte. Ainsi, par intégration de la pression sur la surface des cordes vocales, il est possible de calculer la force exercée sur celles-ci. La description correcte de l'écoulement au niveau de la glotte est primordiale puisque c'est la force générée par l'interaction entre les cordes vocales et l'écoulement qui permet aux cordes de vibrer. Un modèle d'écoulement devra donc au minimum permettre de simuler la vibration des cordes vocales. Nous détaillerons dans la seconde partie de cette thèse les différents modèles d'écoulement que nous pouvons utiliser.

Les modèles mécaniques consistent en une discrétisation des cordes vocales

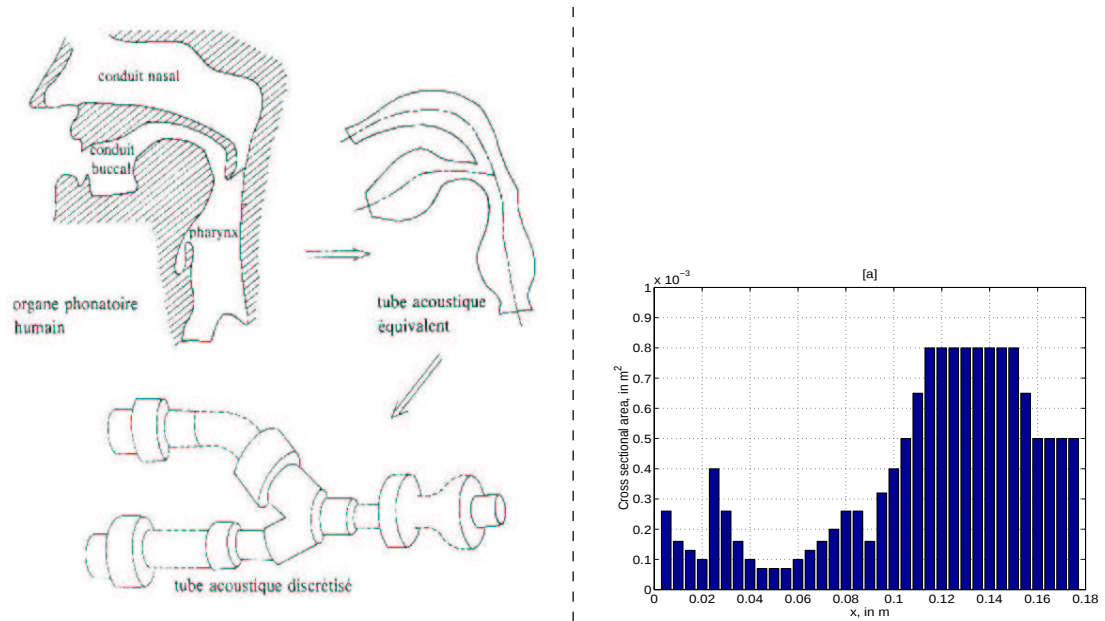


FIG. 1.8 – Schéma général présentant la discrétisation du conduit vocal (à gauche) et fonction d’aire du conduit vocal dans la configuration [a] (à droite).

en plusieurs masses distinctes interagissant les unes avec les autres. L’interaction entre chaque masse est schématisée par des liaisons de type ressort/amortisseur. Si l’on considère les différents modèles mécaniques utilisés dans la littérature, on peut distinguer deux tendances :

- La première consiste à essayer de se rapprocher du continu en discrétisant le plus finement possible le système. Cette approche correspond aux premiers travaux de Titze concernant un modèle à 16 masses ([34]), au modèle de poutre proposé par Perrier ([29]) ou aux travaux récents basés sur des méthodes d’éléments finis tirant parti de l’amélioration des vitesses de calcul sur les ordinateurs (voir [12] par exemple). La seconde au contraire, consiste à simplifier au maximum la discrétisation du système mécanique pour ne garder que ce qui est nécessaire à reproduire les traits saillants du fonctionnement des cordes vocales. Par exemple, dans le registre de voix parlée dit “de poitrine” un des traits saillants est l’existence d’un déphasage entre la partie haute et la partie basse des cordes vocales durant leurs oscillations (voir figure 1.4). Cette différence de phase ne peut être reproduite qu’au moyen d’un modèle mécanique disposant au minimum de deux degrés de liberté. Un autre trait saillant correspond à l’allure de la courbe du débit glottique. Cette courbe est en forme de cloche asymétrique traduisant le fait que la fermeture des cordes vocales est plus rapide que leur ouver-

ture. Le modèle à deux masses, introduit par Ishizaka et coll. ([20], [22]) permet de simuler ces deux traits. Dans ce modèle, chaque corde est décrite par deux systèmes masse-ressort-amortisseur se déplaçant transversalement à l'axe de la trachée et du conduit vocal (ce qui induit un degré de liberté par masse) et couplés par un ressort. Ce modèle sera décrit en détail dans le troisième chapitre de cette thèse.

La synthèse

Une fois définis un modèle mécanique et un modèle d'écoulement pour les cordes vocales ainsi qu'un modèle acoustique de propagation acoustique pour les différents résonateurs, il est possible de simuler le fonctionnement de l'appareil phonatoire lors de la production de sons voisés. En ce qui nous concerne, nous utilisons la simulation comme outil de contrôle de la validité de nos modèles plutôt que comme outil de synthèse vocale. Nous suivons en cela une approche similaire à Lous et coll. ([25]). Pour améliorer le réalisme de la synthèse, il est souvent nécessaire de modifier de façon ad-hoc le modèle en ajoutant par exemple des sources de frication, des fluctuations légères des paramètres de raideur, de masse ou d'amortissement afin de rendre la voix moins mécanique.

1.2 But et plan de thèse

Au cours de cette thèse nous allons décrire et raffiner les modèles théoriques de cordes vocales existants en nous appuyant sur deux axes forts : la validation des modèles théoriques au moyen de mesures in-vitro sur des maquettes de conduit vocal et l'application de nos modèles à l'étude des voix pathologiques. Après ce premier chapitre d'introduction qui nous a permis de cerner notre positionnement dans le domaine de la parole, nous décrirons dans le second chapitre différents modèles théoriques d'écoulement. Le troisième chapitre portera sur la description du modèle à deux masses et sur son application à l'étude du mouvement des lèvres d'un joueur d'instrument à cuivre, problème très similaire à celui du mouvement des cordes vocales. Le quatrième chapitre concernera l'implémentation du couplage acoustique dans le modèle à deux masses. Le cinquième chapitre se proposera d'appliquer les différentes notions vues précédemment à la description des voix pathologiques. Nous aborderons alors quelques problèmes liés à la modélisation de l'écoulement ou de la mécanique des cordes vocales pathologiques.

Bibliographie

- [1] S. Adachi and M. Sato. Time domain simulation of sound production in the brass instrument. *J.Acous.Soc.Am*, 97(6) :3850–3861, 1995.
- [2] S. Adachi and M. Sato. Trumpet sound simulation using a two-dimensional lip vibration model. *J.Acous.Soc.Am*, 99(2) :1200–1209, 1996.
- [3] F. Alipour and R.C. Scherer. Pulsatile airflow during phonation : An excised larynx model. *J.Acoust.Soc.Am*, 97(2) :1241–1248, 1995.
- [4] F. Alipour-haghighi and I.R. Titze. Viscoelastic modeling of canine vocalis muscle in relaxation. *J.Acoust.Soc.Am*, 78(6) :1939–1943, 1985.
- [5] Y. Auregan. *Contribution à l'étude des bruits respiratoires : modélisation du ronflement*. PhD thesis, Université du Maine, 1993.
- [6] D. Bless and J. Abbs, editors. *Vocal Fold Physiology : Contemporary research and clinical issues*. College-Hill Press, San Diego, California, 1983.
- [7] G.J. Borden, K.S. Harris, and L.J Raphael. *Speech science primer : physiology, acoustics, and perception of speech*. Williams and Wilkins, Baltimore, 1994.
- [8] Calliope. *La parole et son traitement automatique*. Masson, 1989.
- [9] D.G. Childers, D.M. Hicks, G.P. Moore, and Y.A. Alsaka. A model for vocal fold vibratory motion, contact area, and the electroglottogram. *J.Acoust.Soc.Am*, 80(5) :1309–1320, 1986.
- [10] B. Cranen and L. Boves. Pressure measurement during speech production using semiconductor miniature pressure transducers : Impact on models for speech production. *J.Acoust.Soc.Am*, 77(4) :1543–1551, 1985.
- [11] J.S. Cullen, J. Gilbert, and D.M. Campbell. Brass instruments : Linear stability analysis and experiments with an artificial mouth. *Acta Acustica*, 86 :704–724, 2000.
- [12] M.P. DeVries, H.K. Schutte, and G.J. Verkerke. Determination of parameters for lumped parameter models of the vocal folds using a finite-element approach. *J.Acoust.Soc.Am*, 106(6) :3620–3628, 1999.
- [13] S.J. Elliot and J.M. Bowsher. Regeneration in brass wind instruments. *J. Sound. Vib.*, 83 :181–217, 1982.
- [14] G. Fant. *Acoustic theory of speech production*. Mouton and Co., 1960.
- [15] L. Fuchs, B. Hammarberg, and J. Sundberg. A self-sustained vocal-ventricular phonation mode : acoustical, aerodynamic and glottographic evidences. *Speech Transmission Laboratory - Quaterly Progress Status Report*, 3 :49–59, 1998.

- [16] J. Gauffin and B. Hammarberg, editors. *Vocal fold physiology : Acoustic, Perceptual and Physiological Aspects of Voice Mechanisms*. Singular Publishing Group, San Diego, California, 1991.
- [17] N. Henrich, B. Doval, C. d'Alessandro, and M. Castellengo. Open quotient measurements on EGG, speech and singing signals. In *Proc. 4th Intern. Workshop on Advances in Quantitative Laryngoscopy, Voice and Speech Research*, pages 93–101, Jena, Germany, April 2000.
- [18] E.B. Holmberg, R.E. Hillman, and J.S. Perkell. Glottal airflow and transglottal air pressure measurements for male and female speakers in soft, normal, and loud voice. *J.Acoust.Soc.Am*, 84(2) :511–529, 1988.
- [19] H. Hudde and H.Slatky. The acoustical input impedance of excised human lungs- measurements and model matching. *J.Acoust.Soc.Am*, 86(2) :475–492, 1989.
- [20] K. Ishizaka and J.L. Flanagan. Synthesis of voiced sounds from a two-mass model of the vocal cords. *Bell Syst. Tech. J.*, 51 :1233–1268, 1972.
- [21] K. Ishizaka and N. Isshiki. Computer simulation of pathological vocal-cord vibration. *J.Acoust.Soc.Am*, 60(5) :1193–1198, 1976.
- [22] K. Ishizaka and M. Matsudaira. Fluid mechanical considerations of vocal-cord vibrations. *Speech Commun. Res. Lab., Santa Barbara*, 8, 1972.
- [23] K. Ishizaka, M. Matsudaira, and T. Kaneko. Input acoustic-impedance measurement of the subglottal system. *J.Acoust.Soc.Am*, 60(1) :190–197, 1976.
- [24] Y. Kakita, M. Hirano, and K. Ohmaru. Physical properties of the vocal fold tissues : Measurements on excised larynges. In K.N. Stevens and M. Hirano, editors, *Vocal Fold Physiology*, pages 377–397. University of Tokyo Press, 1981.
- [25] N.J.C. Lous, G.C.J. Hofmans, R.N.J. Veldhuis, and A. Hirschberg. A symmetrical two-mass vocal-fold model coupled to vocal tract and trachea, with application to prosthesis design. *Acta Acustica*, 84 :1135–1150, 1998.
- [26] J. Lucero. Dynamics of the two-mass model of the vocal folds : Equilibria, bifurcations, and oscillation region. *J.Acoust.Soc.Am*, 94(6) :3104–3111, 1993.
- [27] P. Mergell, H. Herzel, T. Wittenberg, M. Tigges, and U. Eysholdt. Phonation onset : vocal fold modeling and high-speed glottography. *J. Acoust. Soc. Am.*, 104(1) :464–470, 1998.
- [28] T.J. Pedley. *The fluid mechanics of large blood vessels*. Cambridge University Press, 1980.

- [29] P. Perrier. *Etude d'un modèle continu des cordes vocales sous forme de deux poutres bi-articulées. Premières simulations*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, 1982.
- [30] R.T. Sataloff. The human voice. *Scientific American*, pages 108–115, 1992.
- [31] I. Steinecke and H. Herzel. Bifurcations in an asymmetric vocal fold model. *J.Acoust.Soc.Am*, 97(3) :1874–1884, 1995.
- [32] K.N. Stevens and M. Hirano, editors. *Vocal fold physiology*. University of Tokyo Press, 1981.
- [33] J. Svec. *On vibration properties of human vocal folds : voice registers, bifurcations, resonance characteristics, development and application of videokymography*. PhD thesis, Rijksuniversiteit Groningen, 2000.
- [34] I.R. Titze. The human vocal cords : A mathematical model. part i. *Phonetica*, 28 :129–170, 1973.
- [35] I.R. Titze, editor. *Vocal fold physiology, Frontiers in Basic Sciences*. Singular Publishing Group, San Diego, California, 1993.
- [36] I.R. Titze and R.C. Scherer, editors. *Vocal fold physiology, Biomechanics, Acoustics and Phonatory Control*. The Denver Center For The Performing Arts, 1983.
- [37] M. van der Torn, H.F. Mahieu, and J.M. Festen. Aero-acoustics of silicone rubber lip reed for alternative voice production in laryngectomees. *J.Acoust.Soc.Am*, 110(5) :2548–2559, 2001.
- [38] E.R. Weibel. *The Lung*. Raven Press (New-York), 1991.

Chapitre 2

Ecoulement à travers la glotte*

2.1 Introduction

Les sons de parole voisée comme les sons d'instruments de musique à anches (clarinette, hautbois, trombone etc.) sont causés par la modulation d'un flux d'air due aux oscillations auto-entretenues de systèmes mécaniques déformables (cordes vocales, anche de clarinette ou lèvres de tromboniste par exemple). Cependant, une différence notable existe entre les deux types de production sonore. L'oscillation d'une anche d'instrument de musique est favorisée par le fort couplage acoustique entre l'anche et l'instrument alors que l'oscillation des cordes vocales est essentiellement causée par l'interaction entre les cordes et l'écoulement d'air sans que le couplage acoustique soit nécessaire. Plus précisément, l'oscillation des cordes vocales est causée par la différence entre les forces hydrodynamiques appliquées aux parois des cordes vocales pendant la phase d'ouverture et de fermeture ([24]). Ce phénomène peut être décrit au moyen d'un modèle d'écoulement quasi-stationnaire et incompressible basé sur le concept de couches limites. Dans ce modèle, le coeur de l'écoulement glottique est supposé parfait et les effets de viscosité sont limités à une fine région au voisinage des parois : la couche limite. L'écoulement se sépare des parois dans la partie divergente des cordes vocales. Il résulte de cette séparation la formation d'un jet libre turbulent dans lequel l'énergie cinétique est très efficacement dissipée sans qu'il y ait récupération de pression. La modulation du débit glottique par le mouvement des cordes vocales peut alors être expliquée par la différence de position du point de séparation pendant les phases d'ouverture et de fermeture des cordes ([20]).

* Les études présentées dans ce chapitre ont bénéficié de l'apport de plusieurs stagiaires : Christophe Fraysse (TUE/Ecole Centrale de Lyon), Koen Goorman (LMM/TUE), Mickael Deverge (TUE/LAUM), Fatima Chentouf (TUE); et de celui des techniciens : Pierre Chardon (ENSERG-INPG), Jan Willems(TUE), Herman Koolmes(TUE) et Freek Van Uittert (TUE)

Pour modéliser le mouvement des cordes vocales, il est donc nécessaire de disposer d'un modèle d'écoulement prédisant la position du point de séparation et la pression à leurs parois ainsi que d'un modèle mécanique qui puisse permettre un mouvement suffisant du point de séparation entre les phases d'ouverture et de fermeture. En revanche, pour simuler le mouvement d'anches ou de lèvres couplées à un instrument de musique, un modèle simple à une masse suffit car la pression au niveau des parois est dominée par la pression acoustique en entrée de l'instrument. Le modèle est alors uniquement sensé donner le débit volumique à travers la glotte, or le débit est peu sensible à la position du point de séparation. Par exemple, les lèvres de joueurs d'instruments à cuivre sont couramment modélisées par deux oscillateurs formant un canal de hauteur uniforme dans lequel le point de séparation est fixé en fin de canal ou par une géométrie arrondie pour laquelle la séparation est fixée au col du canal ([8], [1], [6]).

Le modèle à deux masses, couramment utilisé pour simuler le mouvement des cordes vocales est un modèle mécanique simple permettant de répondre aux contraintes mentionnées précédemment. Dans ce modèle, chaque corde vocale est représentée par deux oscillateurs à un degré de liberté, couplés par un ressort. Le modèle à deux masses original, développé par Ishizaka et coll.([15], [14]) est constitué de deux masses parallélépipédiques formant un canal glottique séparé en deux parties de hauteur différente. Dans le modèle d'écoulement associé, on suppose une séparation de l'écoulement à chaque arête (voir figure 2.1). En entrée du canal par exemple, les pertes résultantes correspondent à 37 % de la pression dynamique. Il a été montré par Pelorson et coll.([20]) que ceci ne correspond pas à la réalité physiologique. Depuis, le modèle est employé en supposant que le point de séparation saute entre les extrémités des deux masses selon que le conduit est convergent ou divergent ([19], [23]). Pelorson et coll.([20]) ont introduit un modèle mécanique à deux masses modifié, plus proche de la réalité in-vivo, en supprimant les discontinuités de la hauteur du canal glottique. Dans le modèle d'écoulement associé, la prédiction de la position du point de séparation n'est plus triviale (voir figure 2.1).

Une méthode empirique simple donnant une estimation de la position du point de séparation dans un canal divergent a été proposée par Liljencrants ([17]). Cette méthode s'appuie sur des simulations numériques tendant à montrer que la séparation est plus sensible à la géométrie du canal qu'à la vitesse de l'écoulement ([2]). La méthode de Liljencrants consiste à supposer que le rapport $\frac{h_s}{h_g}$ entre la hauteur du canal au point de séparation h_s et la hauteur au col du canal h_g est constant. Lous et coll.([18]), en prenant comme valeur de constante 1.2, montrent que ce critère géométrique simple suffit à simuler les oscillations auto-entretenues du modèle à deux masses. Compte tenu de l'hyper-simplification du modèle mécanique employé pour décrire la physiologie des cordes vocales, ce critère peut

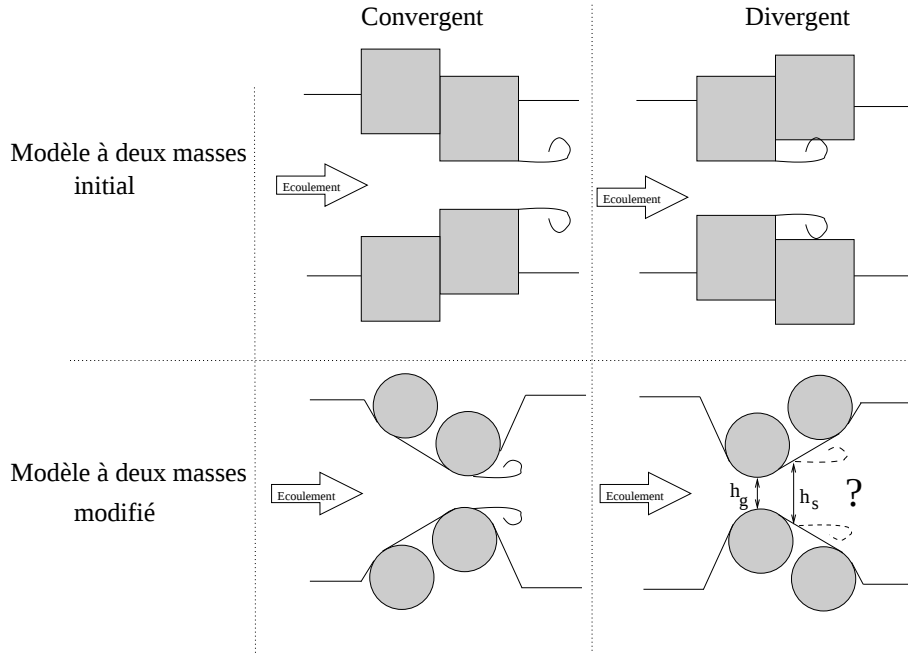


FIG. 2.1 – Différence entre le modèle à deux masses initial d’Ishizaka et coll. ([14], [15]) et le modèle modifié de Pelorson et coll. ([20]). La position du point de séparation (représenté par un départ de tourbillon) est triviale dans le modèle initial (en haut). Elle ne l’est plus dans le modèle modifié (en bas) lorsque le canal glottique est divergent.

être jugé suffisant. Néanmoins, si l’on cherche à améliorer la description mécanique des cordes vocales, il convient aussi d’améliorer la description du modèle d’écoulement.

Dans des travaux précédents ([20], [12]), une théorie de couches limites pour décrire l’écoulement glottique a été testée in-vitro sur des répliques rigides et fixes de cordes vocales soumises à un écoulement stationnaire ou démarrant impulsivement. L’erreur entre les mesures de pression et les simulations numériques utilisant cette théorie est typiquement de 30 %, ce qui peut être jugé raisonnable. Néanmoins, le type d’instationnarité pris en compte dans ces études est différent de celui rencontré in-vivo. Dans le cas réel, le mouvement des parois glottiques génère l’instationnarité et l’injection de débit due au mouvement des parois peut influencer la position du point de séparation. De plus, le calcul de la position du point de séparation est numériquement lourd et délicat car le phénomène de séparation est fortement non-linéaire ([5], [22]). Nous cherchons donc une méthode de calcul robuste et facilement utilisable dans un modèle temporel de simulation de parole. La méthode de Thwaites que nous allons développer par la suite répond à

ces contraintes.

Dans la section 2, nous discutons des paramètres adimensionnels pertinents pour décrire l'écoulement glottique. Nous présentons ensuite trois théories incompressibles permettant de décrire l'écoulement glottique :

- une méthode de résolution d'équations de couches limites quasi-stationnaire : la méthode de Thwaites
- deux théories instationnaires utilisables lorsque les hypothèses de la méthode de Thwaites ne sont plus applicables ; c'est à dire notamment lors de la collision des cordes vocales : les théories de Bernoulli et de Reynolds.

Dans la section 3, nous validons la méthode de Thwaites en la comparant à d'autres codes de simulation numériques existant dans la littérature et en le confrontant à un ensemble de mesures effectuées sur un dispositif expérimental dans lequel l'écoulement glottique est modulé en amont de la glotte constituée de répliques rigides et fixes de cordes vocales.

Dans la section 4, nous confrontons les différentes théories aux résultats expérimentaux obtenus sur un deuxième dispositif expérimental dans lequel l'écoulement glottique est modulé par le mouvement forcé des parois de répliques rigides et mobiles de cordes vocales.

2.2 Théorie

Les équations permettant de décrire un écoulement fluide sont basées sur des principes de conservation : conservation de la masse, du moment, etc. L'équation de Navier-Stokes traduit la conservation du moment d'une particule fluide. Cette équation non linéaire est à la base de nombreuses branches de la mécanique des fluides et sa résolution est généralement fort complexe. Cependant, en fonction du domaine étudié, certaines approximations peuvent être effectuées afin de rendre plus simple sa résolution. Nous allons décrire dans ce chapitre les approximations permettant de décrire l'écoulement dans la glotte humaine. Pour cela, nous nous appuyons sur des données in-vivo.

2.2.1 Grandeurs caractéristiques de l'écoulement

Les paramètres caractérisant la géométrie des cordes vocales sont schématisés dans la figure 2.2. Dans ce schéma, l'écoulement principal est dirigé dans le sens positif de l'axe des x . La direction transversale à l'écoulement principal est notée y . Les valeurs typiques des paramètres géométriques ainsi que les grandeurs thermodynamiques permettant de décrire l'écoulement sont reportées dans le tableau 2.1. Les valeurs données correspondent à un individu adulte de taille moyenne et utilisant le registre de voix dit "voix de poitrine".

2.2 Théorie

A partir de ces valeurs, nous allons pouvoir définir un ensemble de nombres adimensionnels donnant l'importance relative des différents termes de l'équation de Navier-Stokes.

Paramètre considéré		Notation	Valeur typique
Géométriques	Largeur des cordes vocales	L_g	15 mm
	Longueur des cordes vocales	L	4 mm
	Ouverture glottique moyenne	h_g	1 mm
	Hauteur du conduit aval (conduit vocal)	h_{av}	20 mm
	Hauteur du conduit amont (trachée)	h_{am}	20 mm
Thermodynamiques	Pression de phonation	P_{sub}	300..1000 Pa
	Vitesse moyenne au col de la glotte	v_g	15..40 m/s
	Fréquence fondamentale de phonation	f_0	80.. 200 Hz
	Densité moyenne de l'air	ρ_0	1.2 kg/m ³
	Pression moyenne	P_0	10 ⁵ Pa
	Température moyenne	T_0	310 K (37° C)
	Célérité du son	c_0	350 m/s
	Viscosité cinématique de l'air	ν	1.5 10 ⁻⁵ m ² /s
	Degré d'humidité relative	RH	100%

TAB. 2.1 – Grandeurs typiques de l'écoulement glottique ([10], [13], [21])

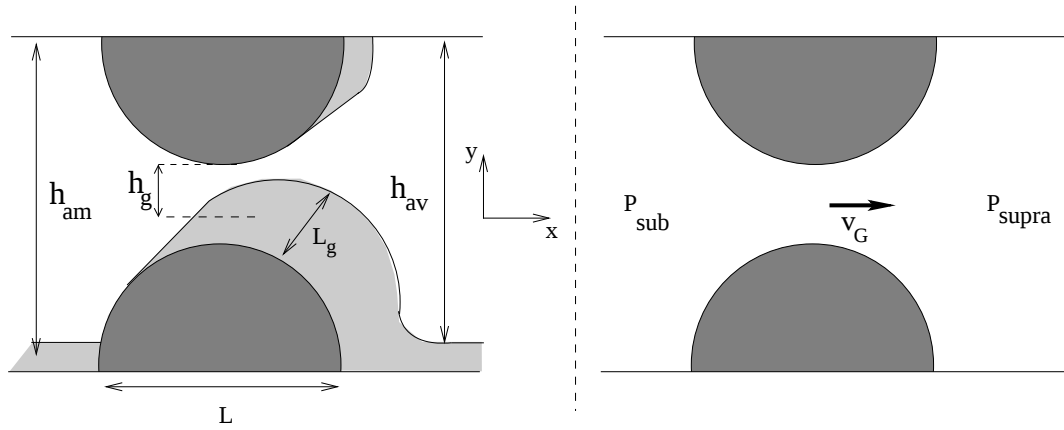


FIG. 2.2 – Définition des paramètres géométriques (à gauche) et hydrodynamiques (à droite) caractérisant la glotte.

L'équation de Navier-Stokes s'écrit pour un fluide Newtonien incompressible :

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\frac{\nabla p}{\rho} + \nu \nabla^2 \mathbf{v} + \mathbf{g} \quad (2.1)$$

où

- $\mathbf{v}$: vecteur vitesse. $\mathbf{v} = (u, v, w)$
- p : pression
- ρ : densité
- ν : viscosité cinématique
- $\mathbf{g}$: vecteur champ gravitationnel.

Nombre de Froude

Le nombre de Froude traduit l'importance des forces d'inertie par rapport aux forces de gravité : $Fr = \frac{v_g^2}{g L}$. Dans la glotte, on a : $Fr \approx 10^4$. L'effet de la gravité sur l'écoulement dans la glotte peut être négligé.

Nombre de Reynolds

Le nombre de Reynolds $Re_h = \frac{v_g h_g}{\nu}$, basé sur la hauteur h_g est souvent employé pour caractériser l'influence relative des forces inertielles et des forces visqueuses. Cependant, dans la glotte les forces visqueuses peuvent être estimées par $\nu \frac{v_g}{h_g}$. Les forces d'inertie peuvent être estimées par $\frac{v_g^2}{L}$. Le rapport entre ces deux termes donne comme nombre adimensionnel :

$$\frac{v_g h_g^2}{\nu L} = Re_h * \frac{h_g}{L} \quad (2.2)$$

où v_g désigne la vitesse moyenne au col de la glotte, L est la longueur caractéristique des cordes dans la direction de l'écoulement et ν est la viscosité cinématique de l'air. Ce nombre adimensionnel diffère du nombre de Reynolds considéré classiquement mais semble mieux adapté à décrire le type de problème que nous considérons. Dans la glotte, on a typiquement $Re_h \frac{h_g}{L} = 500$.

Il semble donc raisonnable de négliger les forces visqueuses par rapport aux forces d'inertie. Néanmoins, ceci n'est pas possible au niveau des parois. Au voisinage des parois, dans une zone appelée couche limite, la viscosité reste non négligeable. C'est l'existence de cette couche limite qui permet d'expliquer le phénomène de séparation de l'écoulement. En effet, l'écoulement principal non visqueux entraîne par transfert d'impulsion l'écoulement pariétal visqueux. Dans le cas d'un conduit convergent, l'accélération convective provoque un gradient de pression favorable au déplacement des particules de fluides, y-compris celles de la couche limite. En revanche, lorsque le conduit est divergent, le gradient de pression s'oppose au déplacement des particules qui doivent alors compter sur leur inertie. Or les particules de la couche limite ont une inertie moindre que celles de l'écoulement principal du fait de la viscosité. Au bout d'une distance finie, le

transfert d'impulsion de l'écoulement principal vers l'écoulement pariétal n'est plus suffisamment rapide pour entraîner les particules de la couche limite. Il y a alors séparation de l'écoulement de la paroi et formation d'un jet libre.

Le transfert d'impulsion correspond à un processus de diffusion dont le temps caractéristique est égal à $\frac{\delta^2}{\nu}$. Si l'on suppose l'égalité des temps caractéristiques de convection ($\frac{L}{v_g}$) et visqueux ($\frac{\delta^2}{\nu}$) on peut estimer l'épaisseur de couche limite par :

$$\delta = \sqrt{\frac{\nu L}{v_g}}. \quad (2.3)$$

Le rapport $\frac{\delta}{h_g} = \sqrt{\frac{\nu L}{v_g h_g^2}}$ donne une estimation de l'épaisseur de la couche limite par rapport à la hauteur du canal. Le nombre adimensionnel précédemment défini par l'équation 2.2 reflète donc le rapport entre l'épaisseur de la couche limite et la hauteur du canal glottique. Dans notre cas, on a $\frac{\delta}{h_g} = 10^{-2}$. La couche limite peut donc être considérée comme mince.

Le nombre de Reynolds basé sur la longueur L , $Re_L = \frac{v_g L}{\nu}$ est aussi employé pour caractériser le régime d'écoulement. En dessous d'une valeur critique, l'écoulement est laminaire en amont du point de séparation. Au delà, l'écoulement devient turbulent. Cette valeur critique dépend généralement du type de conduit et du type d'écoulement. Pour un écoulement interne dans un conduit lisse, elle est typiquement égale à 10^5 . Dans la glotte, on a $Re_L \approx 10^4$. L'écoulement peut donc être considéré comme laminaire. Cependant, le jet libre formé après séparation devient très vite turbulent et dissipe très efficacement son énergie cinétique.

L'écoulement dans la glotte peut donc être considéré comme laminaire et l'on peut distinguer deux régions : une région pariétale visqueuse d'épaisseur $\delta \approx \sqrt{\frac{\nu L}{v_g}}$ et une région principale où le fluide peut être supposé parfait. Dans la région principale, la dissipation visqueuse et le transfert de chaleur peuvent être négligés. L'écoulement principal peut donc être supposé isentropique.

Nombre de Strouhal

Le nombre de Strouhal basé sur la longueur L , Sr_L compare les termes d'accélération instationnaire et convective. $Sr_L = \left| \frac{\partial \mathbf{v} / \partial t}{(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v}} \right| \approx \frac{f L}{v_g}$. Si nous comparons le débit moyen passant à travers la glotte ($v_g h_g L_g$) avec le débit moyen pompé par le mouvement des parois ($\frac{dh_g}{dt} L L_g$) on trouve que le rapport est égal à $\frac{v_g h_g}{L dh_g/dt}$. Dans le cas où h est non nul, on peut estimer le rapport $\frac{1}{h_g} \frac{dh_g}{dt} \approx f$. On retrouve alors le nombre de Strouhal comme mesure de l'importance relative du mouvement des parois sur le débit global. L'ordre de grandeur pour la glotte est $Sr_L \approx 10^{-2}$.

L'écoulement glottique peut donc être considéré comme quasi-stationnaire. Cela signifie que le temps mis par une particule pour traverser la longueur caractéristique L est tellement court que la particule ne sent pas le mouvement des parois.

Cependant, lorsqu'il y a collision et que h_g tend vers zéro, le rapport $\frac{1}{h_g} \frac{dh_g}{dt}$ ne peut plus être estimé par f . Le débit pompé devient dans ce cas prépondérant et l'approximation quasi-stationnaire n'est plus valable.

Nombre de Mach

Dans un écoulement quasi-stationnaire non visqueux, il y a équilibre entre les forces d'inertie : $|(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v}| \approx \frac{v_g^2}{L}$ et les forces de pression : $\frac{\nabla p}{\rho} \approx \frac{P_{sub}}{\rho_0 L}$. Nous avons donc la relation $\frac{P_{sub}}{\rho_0} \approx v_g^2$. En outre, comme l'écoulement est isentropique, on a $p' = c_0^2 \rho'$ et donc $\frac{\rho'}{\rho_0} = \frac{p'}{c_0^2 \rho_0}$. En estimant la pression acoustique p' par sa valeur moyenne P_{sub} on obtient alors : $\frac{\rho'}{\rho_0} \approx \frac{v_g^2}{c_0^2} = M^2$, où M désigne le nombre de Mach.

Le nombre de Mach est donc un indicateur de la compressibilité de l'écoulement. Dans la glotte, M est typiquement égal à 10^{-1} . On a donc $\frac{\rho'}{\rho_0} \approx 10^{-2}$. L'écoulement glottique peut être considéré comme incompressible.

Nombre de Helmholtz

L'hypothèse d'écoulement incompressible semble contradictoire avec la propagation d'ondes acoustiques dans le conduit vocal. En fait, l'incompressibilité de l'écoulement est locale, c'est à dire sur une distance très inférieure à la longueur d'onde acoustique. Le nombre de Helmholtz, défini comme le rapport entre la longueur typique du système considéré et la longueur d'onde acoustique, caractérise l'importance des fluctuations acoustiques sur la longueur L . On a :

$$He = \frac{L}{\lambda}, \quad (2.4)$$

où λ est la longueur d'onde typique des fluctuations acoustiques dans le conduit vocal : $\lambda = \frac{c}{f} \approx 3$ m. Cela donne $He \approx 10^{-3}$. La propagation acoustique peut donc être négligée sur la longueur L de la glotte. La glotte agit comme une source acoustique compacte.

Caractéristiques géométriques

Si l'on compare la largeur du canal glottique, L_g avec la hauteur glottique, h_g , on note que $\frac{h_g}{L_g} \approx 5 \cdot 10^{-2}$. Ceci nous permet de considérer l'écoulement comme bidimensionnel : $\mathbf{v} = (u, v, 0)$. De plus, l'équation de conservation de la masse nous indique que $\frac{\partial u}{\partial x} \approx \frac{\partial v}{\partial y}$. On a donc $\frac{u}{v} \approx \frac{L}{h_g} = 4$. Nous pouvons donc faire l'hypothèse d'un écoulement quasi-parallèle : $\mathbf{v} = (u, 0, 0)$.

2.2.2 Théories quasi-stationnaires

Les ordres de grandeur des différents nombres adimensionnels définis précédemment nous permettent de considérer l'écoulement glottique comme localement incompressible, quasi-stationnaire et isentropique. On peut distinguer deux zones : la zone principale dans laquelle l'écoulement est supposé parfait et unidimensionnel et la zone de couche limite pariétale où l'écoulement est visqueux et bidimensionnel. Le raccordement entre ces deux zones se fait par continuité de la vitesse et de sa dérivée tangentielle.

Equations de Prandtl

Dans la zone principale, l'équation de Navier-Stokes (2.1) et l'équation de conservation de la masse se réduisent à ([22]) :

$$\begin{cases} u_e \frac{\partial u_e}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \\ \frac{\partial p}{\partial y} = 0 \\ \frac{\partial u_e}{\partial x} = 0 \end{cases} \quad (2.5)$$

La première équation est nommée équation d'Euler. C'est la raison pour laquelle on note u_e la composante suivant x de la vitesse de l'écoulement dans cette région. La solution de cette équation est l'équation de Bernoulli stationnaire :

$$p(x) + \frac{1}{2} \rho u_e^2(x) = p_0, \quad (2.6)$$

où p_0 est la pression d'arrêt. Dans la couche limite, les approximations de couche mince et d'égalité des termes visqueux et convectifs permettent d'obtenir le système d'équations communément appelées équations de Prandtl ([22]) :

$$\begin{cases} u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \\ \frac{\partial p}{\partial y} = 0 \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \end{cases} \quad (2.7)$$

L'équation de conservation de la masse, dans le cas d'un fluide incompressible et quasi-stationnaire s'écrit :

$$U_g = L_g \int_0^{h(x)} u(x, y) dy \quad (2.8)$$

Du fait de la conservation de la masse, le débit glottique est constant. Si l'on introduit la quantité δ_1 définie par :

$$\delta_1(x) = \frac{1}{2} \int_0^{h(x)} \left(1 - \frac{u(x, y)}{u_e(x)} \right) dy, \quad (2.9)$$

le débit U_g s'écrit alors :

$$U_g = L_g \left(h(x) - 2\delta_1(x) \right) u_e(x). \quad (2.10)$$

La signification de δ_1 apparaît alors clairement. C'est la distance de laquelle il faudrait déplacer les parois pour obtenir le débit glottique U_g si l'écoulement était parfait dans tout le canal. δ_1 est nommée "épaisseur de déplacement".

Nous avons vu précédemment que la description de la couche limite était valable en amont du point de séparation. En aval, les théories laminares perdent rapidement leur sens car le jet devient turbulent. Dans cette zone de turbulence, l'énergie cinétique du jet est dissipée sans qu'il y ait modification de la pression. En faisant l'hypothèse d'un jet droit, la pression dans le jet peut être supposée uniforme et égale à la pression supraglottique P_{supra} . En supposant une vitesse initiale négligeable devant la vitesse dans le jet u_j , celle-ci est donnée par l'équation de Bernoulli appliquée entre l'amont de la glotte et le jet libre :

$$u_j = \sqrt{\frac{2(P_{sub} - P_{supra})}{\rho}} \quad (2.11)$$

Le débit glottique est quant à lui donné par :

$$U_g = u_j L_g (h_s - 2\delta_{1,s}) \quad (2.12)$$

où h_s et $\delta_{1,s}$ sont la hauteur et l'épaisseur de déplacement au niveau du point de séparation.

La théorie de couche limite prévoit donc la modulation du débit glottique par l'oscillation des cordes vocales. La difficulté théorique principale revient à déterminer h_s et $\delta_{1,s}$.

Résolution des équations de Prandtl

La détermination de h_s et $\delta_{1,s}$ ne pose pas de problème dans le cas de canaux convergents ou de hauteur uniforme débouchant sur l'espace infini avec une arête abrupte. Dans ce cas, le point de séparation est fixé à l'arête du canal. Le débit glottique est alors facilement calculable. Dans le cas d'un canal avec un profil arrondi comme c'est le cas in-vivo, la position du point de séparation n'est plus triviale et nécessite des théories plus complexes.

Une méthode plus sophistiquée consiste à intégrer les vitesses et pressions sur un profil vertical. C'est la méthode intégrale de Von Kármán. A partir des équations de Prandtl, Von Kármán a obtenu l'équation ([22]) :

$$u_e^2(x) \frac{d\theta(x)}{dx} + (2 + H)\theta(x)u_e(x) \frac{du_e(x)}{dx} = \frac{\tau_0(x)}{\rho} \quad (2.13)$$

où θ désigne l'épaisseur de moment, définie par :

$$\theta(x) = \frac{1}{2} \int_0^h \frac{u(x, y)}{u_e(x)} \left(1 - \frac{u(x, y)}{u_e(x)} \right) dy, \quad (2.14)$$

où le facteur de forme H est défini par :

$$H = \frac{\delta_1}{\theta}, \quad (2.15)$$

et où la contrainte pariétale de cisaillement τ_0 est donnée par :

$$\tau_0(x) = \rho\nu \left. \frac{\partial u(x, y)}{\partial y} \right|_{y=0}, \quad (2.16)$$

Cette équation peut se résoudre de différentes façons. Une des méthodes consiste à estimer le profil de vitesse dans la couche limite par un polynôme. C'est la méthode de Pohlhausen utilisée par Pelorson et coll.([20]) et Hofmans ([12]) avec un polynôme de degré 3. La résolution s'effectue alors jusqu'au point de séparation qui, dans le cas d'un écoulement stationnaire, est le point pour lequel la contrainte pariétale τ_0 s'annule. Comme les équations dépendent du débit glottique U_g et que celui-ci dépend de la hauteur du canal au point de séparation h_s , une solution par intégration pas à pas diverge. Il est nécessaire d'employer une méthode implicite avec relaxation.

Une approximation plus simple consiste à considérer un profil de vitesse linéaire dans la couche limite. Cependant cette approximation ne permet pas de calculer le point de séparation puisque une contrainte pariétale nulle signifie alors une vitesse identiquement nulle sur toute une section verticale. L'utilisation d'une approximation linéaire suffit cependant à décrire les canaux convergents ou droits se terminant abruptement pour lesquels la position du point de séparation est fixée par l'arête de fin de canal.

Méthode de Thwaites

Nous avons utilisé dans notre étude une méthode différente pour résoudre l'équation de Von Kármán. Cette méthode semi-empirique, proposée par Thwaites, se base sur une réécriture de l'équation de Von Kármán permettant d'introduire des grandeurs plus facilement interprétables ([22]). En multipliant chaque terme de l'équation 2.13 par $\frac{\theta(x)}{\nu u_e(x)}$, on obtient :

$$\frac{u_e(x)\theta(x)}{\nu} \frac{d\theta(x)}{dx} + (2 + H) \frac{\theta^2(x)}{\nu} \frac{du_e(x)}{dx} = \frac{\tau_0(x)\theta(x)}{\rho\nu u_e(x)} \quad (2.17)$$

On peut alors définir deux paramètres de forme :

$$\begin{aligned} - \lambda &= \frac{\theta^2(x)}{\nu} \frac{du_e}{dx}, \\ - S &= \frac{\tau_0(x)\theta(x)}{\rho\nu u_e(x)}. \end{aligned}$$

Le paramètre λ représente le rapport entre deux effets antagonistes : d'une part l'entraînement visqueux de l'écoulement pariétal par l'écoulement principal (lié à un processus de diffusion d'impulsion dont le temps caractéristique est $\frac{\theta^2}{\nu}$) et d'autre part la vitesse de déformation des particules fluides (de temps caractéristique $(\frac{du_e}{dx})^{-1}$).

En introduisant ces deux paramètres dans l'équation on obtient alors :

$$S - (H + 2)\lambda = \frac{u_e(x)\theta(x)}{\nu} \frac{d\theta(x)}{dx} \quad (2.18)$$

Thwaites a montré que les facteurs S et H dépendent principalement de λ . Dans ce cas on peut poser :

$$\frac{u_e(x)\theta(x)}{\nu} \frac{d\theta(x)}{dx} = \frac{F(\lambda)}{2}. \quad (2.19)$$

En outre, Thwaites a constaté expérimentalement que la fonction $F(\lambda)$ était raisonnablement simplifiable en une droite d'équation :

$$F(\lambda) = 0.45 - 6.0\lambda \quad (2.20)$$

En réintroduisant les expressions de F et λ , on obtient, après quelques transformations, l'équation :

$$\frac{d}{dx} \left(u_e^6(x)\theta^2(x) \right) = 0.45\nu u_e^5(x) \quad (2.21)$$

Cette équation peut aussi être intégrée suivant x :

$$\theta^2(x)u_e^6(x) - \theta^2(0)u_e^6(0) = 0.45\nu \int_0^x u_e^5(x)dx \quad (2.22)$$

C'est l'expression que nous utiliserons par la suite.

L'équation de Thwaites (2.22) est une équation à deux inconnues. Elle doit donc être complétée par une seconde équation. L'équation de conservation de la masse nous donne :

$$L_g \left(h(x) - 2H(\lambda)\theta(x) \right) u_e(x) = U_g \quad (2.23)$$

Cette équation introduit la quantité $H(\lambda)$ dont les valeurs sont tabulées dans la littérature ([2]).

Les équations 2.22 et 2.23 ainsi que la définition de λ et les valeurs de $H(\lambda)$ permettent de calculer la vitesse $u_e(x)$ et l'épaisseur de moment $\theta(x)$ dans la région du canal glottique située en amont du point de séparation. Ces équations sont résumées dans le système ci-dessous :

$$\begin{cases} \theta^2(x)u_e^6(x) - \theta^2(0)u_e^6(0) &= 0.45\nu \int_0^x u_e^5(x)dx \\ L_g \left(h(x) - 2H(\lambda)\theta(x) \right) u_e(x) &= U_g \\ \lambda(x) &= \frac{\theta^2(x)}{\nu} \frac{du_e(x)}{dx} \end{cases} \quad (2.24)$$

La position du point de séparation est tout naturellement donnée par λ puisque cette quantité reflète la compétition entre les termes antagonistes intervenant dans le phénomène de séparation. Thwaites a déterminé expérimentalement la valeur critique de λ pour laquelle la séparation survient : $\lambda_s = -0.09$. Pelorson et coll.([20]) a noté que dans le cas d'un profil de vitesse polynômial d'ordre 3, la valeur de λ_s était calculable analytiquement et qu'elle était égale à : $\lambda_s = -0.0992$. Dans ce qui suit, nous gardons cette valeur analytique de λ_s . Il apparaît dans ce cas que la méthode de Thwaites donne essentiellement les mêmes résultats que la méthode de Pohlhausen d'ordre 3, comme nous le vérifierons à la section 2.3.

En aval du point de séparation, nous faisons l'hypothèse d'un jet droit quasi-stationnaire. La pression dans le jet est uniforme et égale à la pression supraglottique P_{supra} . La méthode de Thwaites ne permet pas d'évaluer numériquement cette hypothèse puisque cette méthode ne considère l'écoulement qu'en amont du point de séparation. En revanche une méthode basée sur la résolution directe de Navier-Stokes permet de poursuivre le calcul en aval du point de séparation. Grâce aux comparaisons effectuées avec les méthodes RNS et NS présentés dans le chapitre prochain, nous pourrions donc discuter de l'hypothèse de pression uniforme en aval du point de séparation.

Comme nous l'avons mentionné pour la méthode de Pohlhausen d'ordre 3, le fait que le débit U_g n'est pas connu a priori et la non-linéarité des équations 2.24 rend leur résolution difficile. Nous devons utiliser une méthode implicite passant par l'estimation des paramètres de couche limite et l'utilisation de boucles de relaxation permettant d'assurer la convergence du calcul. Les détails de la méthode de résolution sont présentés en annexe B.

2.2.3 Théories instationnaires

Lors de la collision des cordes vocales, la hauteur du canal glottique diminue tellement que les effets instationnaires et les effets visqueux deviennent prédominants. La méthode de Thwaites (quasi-stationnaire et basé sur l'hypothèse de

couche limites minces) n'est donc pas appropriée pour décrire l'écoulement pendant la collision. Nous allons détailler dans ce qui suit, un ensemble de théories simples utilisables dans de telles conditions.

Les théories instationnaires que nous allons décrire sont appliqués uniquement à des géométries à canal droit pour lesquelles la position du point de séparation est triviale. Dans le cas de géométries arrondies pour lesquelles la position du point de séparation n'est plus triviale, les théories instationnaires n'ont pas de solution analytique simple et nous nous contenterons d'appliquer les théories stationnaires équivalentes.

Ecoulement instationnaire non visqueux : Bernoulli

Une description négligeant la viscosité de l'écoulement ne peut pas prédire la modulation du débit par les cordes vocales. Les effets visqueux induisent la séparation de l'écoulement et la formation d'un jet libre turbulent. La dissipation de l'énergie cinétique dans le jet explique le contrôle du débit glottique. Néanmoins, si l'on néglige les effets de viscosité autres que la dissipation turbulente dans le jet, on peut relier la vitesse en entrée de canal $u(0)$ à la vitesse en tout point du canal $u(x)$ par l'équation de Bernoulli pour un fluide instationnaire incompressible :

$$\rho \frac{d\phi(x)}{dt} + \frac{1}{2} \rho u^2(x) + p(x) = \rho \frac{d\phi(0)}{dt} + \frac{1}{2} \rho u^2(0) + p(0) \quad (2.25)$$

où ϕ est le potentiel de vitesse défini par :

$$\phi(x) - \phi(0) = \int_0^x u dx \quad (2.26)$$

Si l'on suppose que la pression en amont du canal, P_{sub} provient d'un grand réservoir dans lequel la vitesse de l'écoulement est faible on peut poser :

$$p(0) + \frac{1}{2} \rho u(0)^2 = P_{sub} \quad (2.27)$$

L'équation 2.25 peut se réécrire :

$$p(x) = P_{sub} + \rho \frac{d}{dt} \left(\phi(0) - \phi(x) \right) - \frac{1}{2} \rho u^2(x) \quad (2.28)$$

Pour un écoulement incompressible, le principe de conservation de la masse s'écrit :

$$\frac{\partial h}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x} \int_0^h u dy, \quad (2.29)$$

Ce qui donne, dans le cas d'un canal de hauteur uniforme :

$$u(x) = u(0) - \frac{x}{h} \frac{dh}{dt} \quad (2.30)$$

Le potentiel $\phi(x)$ peut donc s'exprimer de la manière suivante :

$$\phi(x) = \phi(0) + u(0)x - \frac{1}{2} \frac{x^2}{h} \frac{dh}{dt} \quad (2.31)$$

En injectant les expressions de $\phi(x)$ et $u(x)$ dans l'équation de Bernoulli modifiée 2.28 on obtient :

$$p(x) = P_{sub} + \frac{\rho x^2}{2} \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{h} \frac{dh}{dt} \right) - \rho x \frac{du(0)}{dt} - \frac{1}{2} \rho \left(u(0) - \frac{x}{h} \frac{dh}{dt} \right)^2 \quad (2.32)$$

En appliquant cette équation en $x = L$, position pour laquelle $p(x) = P_{supra}$ est connue, on obtient une équation différentielle pour la vitesse en entrée de canal, $u(0)$:

$$L \frac{du(0)}{dt} = \frac{P_{sub} - P_{supra}}{\rho} + \frac{L^2}{2} \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{h} \frac{dh}{dt} \right) - \frac{1}{2} \left(u(0) - \frac{L}{h} \frac{dh}{dt} \right)^2 \quad (2.33)$$

La pression transglottique ($P_{sub} - P_{supra}$) et la hauteur $h(t)$ étant connues, cette équation peut être intégrée numériquement suivant t . Nous utilisons pour cela une méthode de Newton-Raphson d'ordre 1. Une fois connue $u(0)$, il est possible de calculer la pression glottique P_g en utilisant l'équation de Bernoulli (2.32) appliquée en $x = x_g$.

Théorie de la lubrification de Reynolds

Nous considérons maintenant la théorie de la lubrification de Reynolds qui néglige les effets d'inertie dans l'équation de Navier-Stokes (2.1). En supposant que les forces de pression sont du même ordre que les forces visqueuses, le profil de vitesse est donné par la formule de Poiseuille ([22]) :

$$u(x, y) = -\frac{1}{2\rho\nu} \frac{\partial p}{\partial x} (h - y)y. \quad (2.34)$$

En intégrant sur une section verticale du canal, on obtient le débit glottique $U_g(x)$:

$$U_g(x) = L_g \int_0^h u(x, y) dy = -\frac{L_g h^3}{12\rho\nu} \frac{\partial p}{\partial x}. \quad (2.35)$$

Le profil de vitesse 2.34 combiné avec l'équation de conservation de la masse (2.29) permet d'obtenir l'équation :

$$\frac{1}{12\rho\nu} \frac{\partial}{\partial x} \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial x} \right) = \frac{\partial h}{\partial t}. \quad (2.36)$$

Pour un canal de hauteur uniforme, l'équation 2.36 peut être intégrée :

$$p(x, t) - P_{sub} = (P_{supra} - P_{sub}) \frac{x}{L} + \frac{12\rho\nu}{h^3} \frac{dh}{dt} \frac{x(x - L)}{2}. \quad (2.37)$$

Le débit glottique $U_g(x)$ est alors donné par :

$$U_g(x, t) = -L_g \left[\frac{h^3}{12\rho\nu} \left(\frac{P_{supra} - P_{sub}}{L} \right) + \frac{dh}{dt} \left(x - \frac{L}{2} \right) \right] \quad (2.38)$$

Pour un canal de section non uniforme, l'intégration de l'équation 2.29 n'est pas triviale. Nous nous contentons d'appliquer une théorie de Reynolds statique que nous nommerons par la suite théorie de Poiseuille.

2.2.4 Validation des théories : démarche adoptée.

Nous nous proposons de valider dans un premier temps la méthode de Thwaites qui est supposé adéquat pour décrire l'écoulement glottique lorsque les hypothèses de quasi-stationnarité et de couches limites minces sont respectées. Cette validation est effectuée de deux manières :

1. Expérimentalement, en le comparant à des mesures de pression effectuées sur des répliques de cordes vocales rigides soumises à deux types d'écoulement :
 - un écoulement modulé en amont des cordes vocales par une sirène, les cordes vocales étant fixes ;
 - un écoulement modulé par le mouvement des cordes vocales
2. Numériquement, en le confrontant à d'autres méthodes théoriques disponibles dans la littérature.

Lorsque les hypothèses de quasi-stationnarité et de couche limites minces ne sont plus respectées, c'est à dire notamment lors de la collision des cordes vocales, nous considérons l'utilisation des théories instationnaires.

Les répliques de cordes vocales utilisées au cours de cette étude sont représentées dans la figure 2.3. Les trois premières géométries sont utilisées dans nos dispositifs expérimentaux. Les deux premières sont des géométries à canal droit qui diffèrent par le rayon de courbure et la position de la prise de pression glottique. Par la suite, nous notons ces deux géométries : CD1 et CD2. La troisième

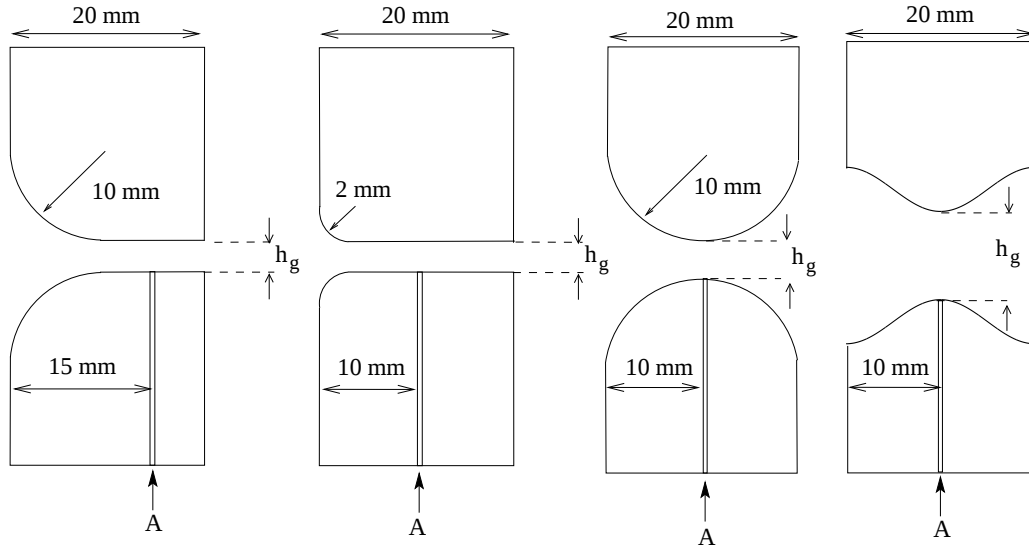


FIG. 2.3 – Géométrie et localisation des prises de pression glottique (en A) des répliques de cordes vocales utilisées dans les études expérimentales (de gauche à droite : canal droit 1 CD1, canal droit 2 CD2, géométrie ronde GR) et numériques (géométrie cosinusoidale GC).

est une géométrie ronde plus proche de la réalité in-vivo. Nous la nommons GR. La dernière géométrie est utilisée dans l'étude numérique. Elle est de forme cosinusoidale. Nous la nommons par la suite : GC. La hauteur $h(x)$ correspondante est donnée par :

$$h(x) = h(0) * \left(1 - \frac{\alpha}{2} \left(1 - \cos\left(\frac{2\pi x}{L}\right) \right) \right), x \in [0 L]. \quad (2.39)$$

Dans cette expression, α paramétrise la forme de la bosse cosinusoidale et L est la longueur de la bosse.

2.3 Etude expérimentale de l'écoulement sur des répliques de cordes vocales rigides et fixes

2.3.1 Dispositif expérimental

Les répliques de cordes vocales à canal droit (CD1) et à géométrie ronde (GR) sont placées dans le dispositif expérimental représenté sur la figure 2.4.

Un ventilateur de la firme Aug.Laukhuff Orgelteile de type Ventola 613380, conçu pour les souffleries d'orgues ainsi qu'une bonbonne d'air comprimé servent

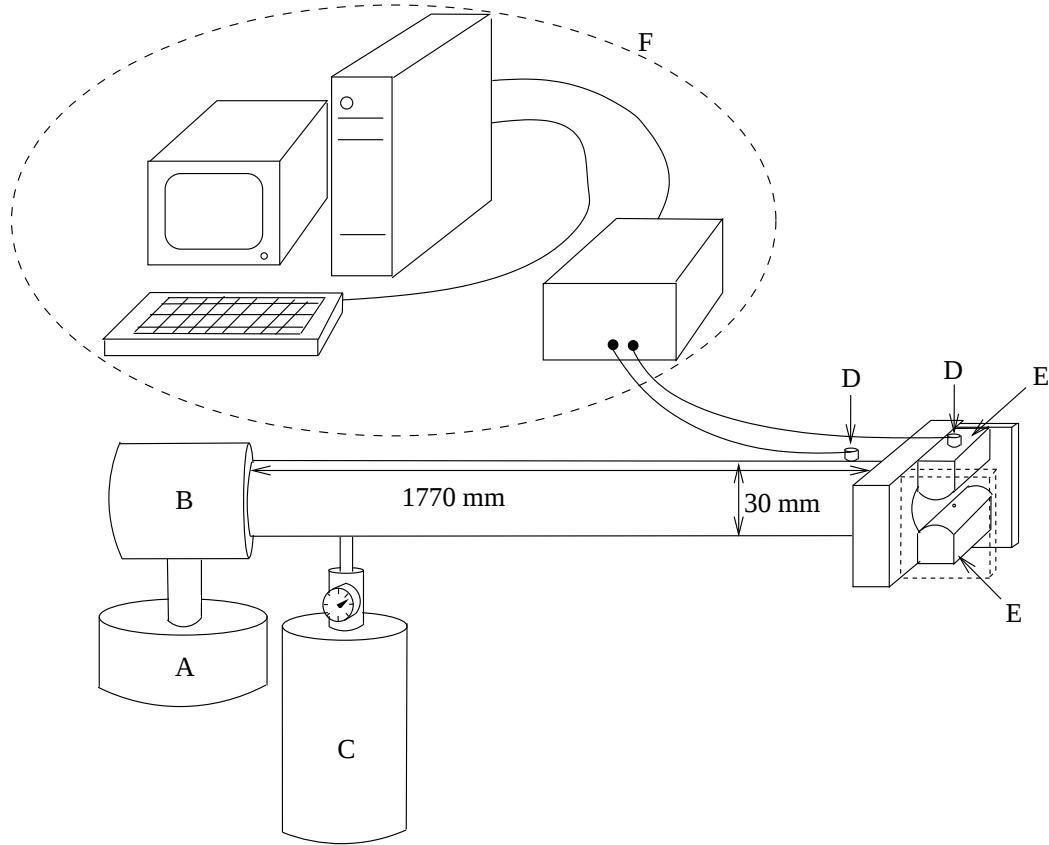


FIG. 2.4 – Vue d'ensemble du dispositif expérimental. A-Ventilateur, B-Sirène, C-Bonbonne d'air comprimé, D-Capteurs de pression, E-Répliques de cordes vocales, F-Système d'acquisition.

de source de débit. Le ventilateur est connecté à une sirène permettant de moduler le débit à des fréquences allant de quelques Hertz à quelques centaines de Hertz. La bonbonne d'air comprimé, placée en aval de la sirène permet de modifier la valeur moyenne du débit. Un tube cylindrique de 1.77 m de long et 30 mm de diamètre relie la sirène aux répliques de cordes vocales. Ce tube permet de stabiliser l'écoulement, rendu turbulent lors de son passage par la sirène.

Les répliques de cordes vocales sont des blocs de laiton de surface lisse, de dimension longitudinale $L = 20$ mm et de dimension transversale $L_g = 30$ mm. Ces blocs sont percés transversalement au niveau de la constriction maximale pour permettre la mesure de la pression glottique P_g . Les trous ainsi forés ont un diamètre au niveau de la surface des blocs égal à 0.4 mm. Ils sont ensuite élargis à 1.6 mm pour permettre de placer les capteurs de pression de type Kulite XCS-093.

Les pressions sont mesurées en deux points : en amont de la glotte (pression

subglottique P_{sub} et au point de constriction maximale (pression glottique P_g), comme le montre la figure 2.3. Les signaux des capteurs sont échantillonnés par une carte d'acquisition National Instrument PCI-MIO-16XE10. La calibration des capteurs de pression est détaillée à l'annexe C. L'acquisition est pilotée par un ordinateur PC via le logiciel Labview. La fréquence d'échantillonnage choisie pour nos mesures est égale à 10 kHz. Cette fréquence est très largement supérieure aux fréquences fondamentales d'oscillation du débit glottique qui ne dépassent pas 650 Hz.

2.3.2 Mesures stationnaires

Hofmans ([12]) a effectué une série de mesures statiques sur des répliques de cordes vocales similaires aux répliques à canal droit CD1 et à géométrie ronde GR que nous employons. Il a comparé ses résultats expérimentaux aux simulations numériques basées sur la résolution de l'équation de van Kármán par la méthode de Pohlhausen d'ordre 3. Nous allons dans ce qui suit vérifier l'accord de la méthode de Thwaites avec le méthode de Pohlhausen d'ordre 3 en considérant les résultats expérimentaux de Hofmans.

Cordes vocales à canal droit

Les figures 2.5 et 2.6 présentent les résultats expérimentaux obtenus par Hofmans sur des répliques de cordes vocales de type CD1 et les simulations numériques utilisant les méthodes de Thwaites et Pohlhausen d'ordre 3. Les hauteurs glottiques sont égales à 0.99 mm (figure 2.5) et 3.36 mm (figure 2.6). Pour présenter les résultats, nous considérons à la suite de Pelorson et coll. ([20]) le paramètre adimensionnel défini par $\frac{P_{sub}}{P_{sub}-P_G}$. Ce paramètre traduit dans le cas d'un canal droit l'importance des pertes visqueuses. Une approximation de fluide parfait donnerait une pression glottique $P_g = 0$ et le paramètre adimensionnel serait égal à 1. En présence de pertes visqueuses, la pression P_g est supérieure à 0 et $\frac{P_{sub}}{P_{sub}-P_G} > 1$.

On note dans les deux cas, la concordance des deux méthodes numériques. Les pressions glottiques calculées coïncident à 15 % près avec les pressions mesurées. Les pressions glottiques étant très faibles, ce résultat est satisfaisant.

Cordes vocales à géométrie ronde

Les mêmes séries de mesures ont été réalisées sur des géométries rondes. Le paramètre adimensionnel $\frac{P_{sub}}{P_{sub}-P_{Gi}}$ est à nouveau utilisé pour présenter les résultats expérimentaux. Dans cette configuration géométrique, les pertes de charges visqueuses dues à la viscosité de paroi sont négligeable devant les pertes par dissipation turbulente du jet. Le paramètre adimensionnel $\frac{P_{sub}}{P_{sub}-P_{Gi}}$ caractérise main-

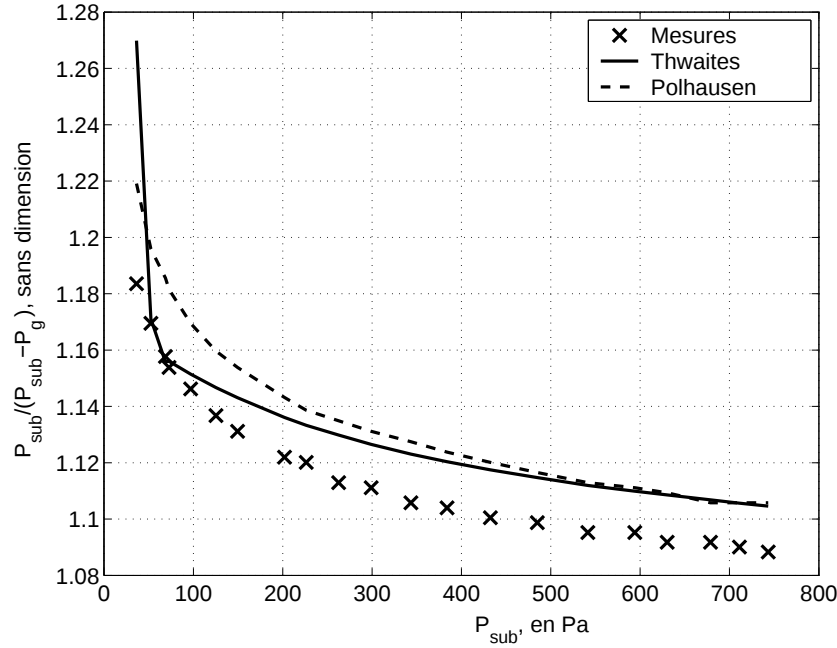


FIG. 2.5 – Comparaison entre les valeurs expérimentales obtenues par Hofmans ([12]) et les valeurs numériques données par les méthodes de Pohlhausen d'ordre 3 et de Thwaites pour une configuration de canal droit d'ouverture $h_g = 0.99$ mm.

tenant la position du point de séparation de l'écoulement. Quand la séparation a lieu au niveau de la constriction maximale, la pression glottique P_{Gi} est nulle et ce paramètre est égal à 1. Plus le point de séparation s'éloigne du point de constriction maximale, plus la pression glottique diminue en étant négative. Le paramètre $\frac{P_{sub}}{P_{sub} - P_{Gi}}$ diminue donc de même.

Nous comparons de la même façon les résultats obtenus par Hofmans sur des répliques de cordes vocales à géométrie ronde GR d'ouverture $h_g = 0.99$ mm (voir figure 2.7) et $h_g = 3.36$ mm (voir figure 2.8). Les méthodes de Pohlhausen d'ordre 3 et Thwaites prédisent la pression glottique avec le même désaccord inférieur à 30 %. Cela montre que la prédiction de la position du point de séparation est identique dans les deux cas. On peut noter que le fait de garder la valeur de λ_s trouvée empiriquement par Thwaites ($\lambda_s = -0.09$) donnerait une différence de 40 % avec les mesures. Le paramètre λ_s analytique semble donc plus pertinent pour prédire la position du point de séparation. Nous allons revenir sur ce point dans l'étude numérique qui suit.

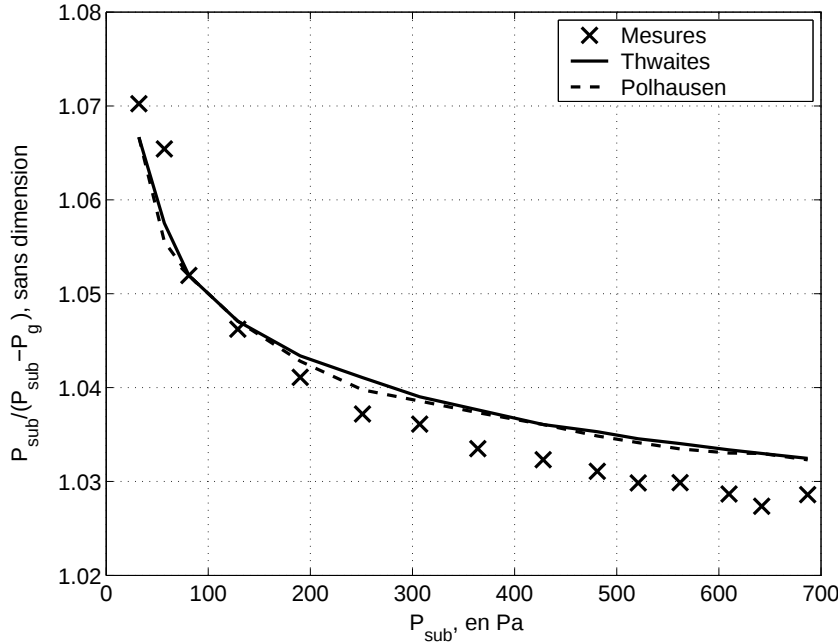


FIG. 2.6 – Comparaisons entre les valeurs expérimentales obtenues par Hofmans ([12]) et les valeurs numériques données par les méthodes de Pohlhausen d'ordre 3 et de Thwaites pour une configuration de canal droit d'ouverture $h_g = 3.35$ mm.

Cordes vocales à géométrie cosinusoidale

Lagrée et Goorman ([16]) ont développé un code de calcul permettant de résoudre directement les équations de Prandtl dans des géométries similaires au canal glottique sans utiliser la méthode intégrale de Von Kármán. Il a nommé cette méthode : méthode de Navier-Stokes Réduit (que nous nommerons RNS par la suite).

Veldman a développé un code permettant de résoudre l'équation de Navier-Stokes dans une géométrie bidimensionnelle. Ce code a été utilisé par De Bruin et coll. ([3]) pour décrire l'écoulement sanguin dans une sténose et par De Vries et coll. ([7]) pour décrire l'écoulement glottique (nous appelons ce code : le code NS).

Ces codes de calculs passent par une discrétisation bidimensionnelle du canal glottique puis par une méthode aux différences finies ([11]). Un des intérêts de ces codes vient du fait qu'ils permettent de poursuivre le calcul en aval du point de séparation. Cela permet donc de tester l'hypothèse de pression uniforme dans le jet formé en aval de la séparation.

Les figures 2.9 et 2.10 comparent les valeurs de paramètres hydrodynamiques obtenues par les différents codes de simulation numériques pour deux géométries

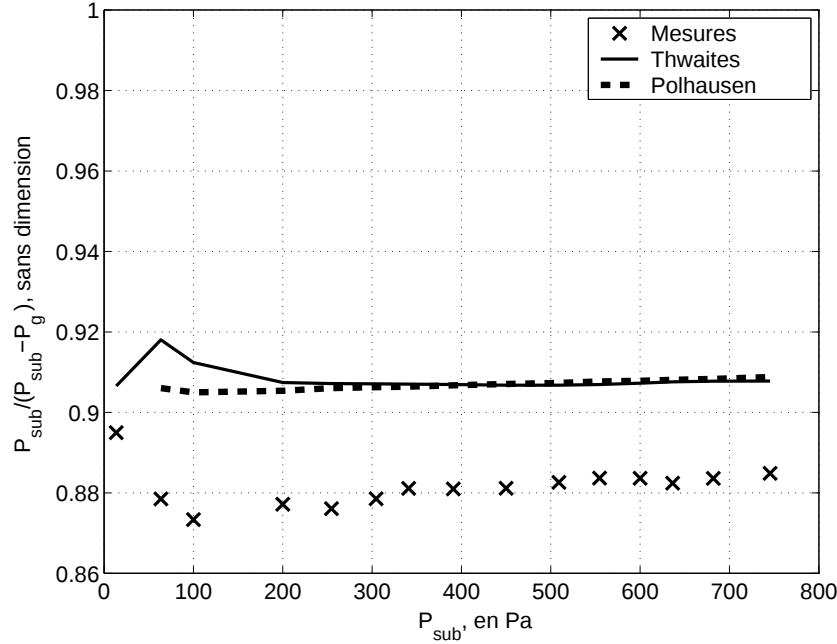


FIG. 2.7 – Comparaison entre les valeurs expérimentales obtenues par Hofmans ([12]) et les valeurs numériques données par les méthodes de Pohlhausen d'ordre 3 et de Thwaites pour une configuration de cordes vocales rondes d'ouverture $h_g = 0.99$ mm.

GC de paramètres respectifs $\alpha = 0.2$ et 0.5 , de longueur $L = 20$ mm et de hauteurs respectives $h_g = 4$ mm et 2.5 mm. Dans ces deux comparaisons, la vitesse initiale est imposée et la pression est supposée nulle en entrée de canal.

Dans la figure 2.9, nous comparons les différents paramètres de couche limite obtenus par les simulations utilisant la méthode de Thwaites et le code RNS. Dans le cas de la méthode de Thwaites, nous présentons les calculs correspondant aux deux valeurs de λ_s : la valeur empirique de Thwaites ($\lambda_s = -0.09$) et la valeur analytique donnée par Pelorson et coll. ($\lambda_s = -0.0992$). Dans cet exemple, la vitesse initiale est égale à 20 m/s ce qui donne une vitesse au niveau de la constriction maximale voisine de 26 m/s. Le nombre adimensionnel $Re_h * \frac{h_g}{L}$ est égal à 1500 . Cette valeur élevée correspond au meilleur compromis possible permettant d'assurer la stabilité du code de calcul du code RNS.

On considère dans un premier temps l'influence de λ_s sur la position du point de séparation. L'abscisse des points de séparation est :

- $x_s = 14.1$ mm pour la méthode de Thwaites avec $\lambda_s = -0.09$ (valeur empirique),
- $x_s = 14.6$ mm pour la méthode de Thwaites avec $\lambda_s = -0.0992$ (valeur ana-

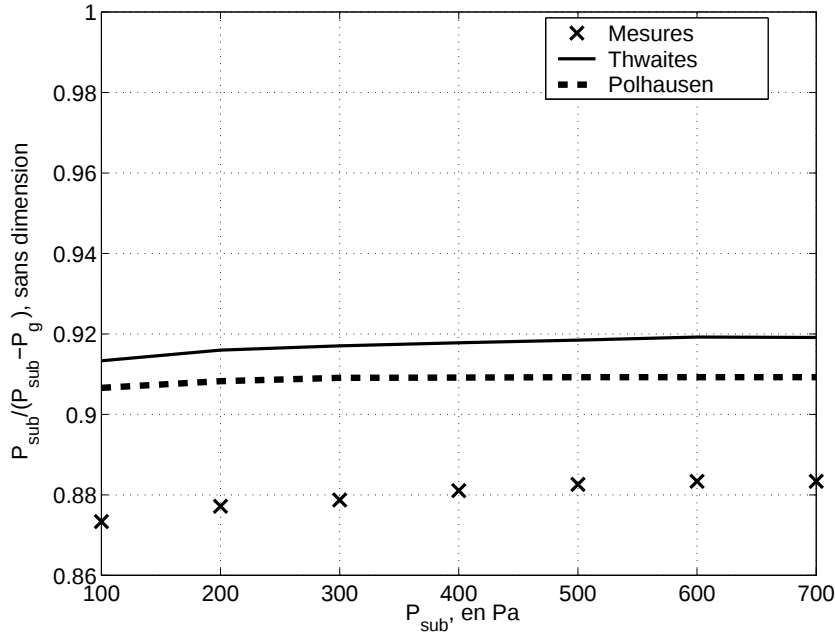


FIG. 2.8 – Comparaisons entre les valeurs expérimentales obtenues par Hofmans ([12]) et les valeurs numériques données par les méthodes de Pohlhausen d'ordre 3 et de Thwaites pour une configuration de cordes vocales rondes d'ouverture $h_g = 3.36$ mm.

lytique),

– $x_s = 14.7$ mm pour le code RNS.

On constate une grande similitude entre la prédiction de x_s par le code RNS et la méthode de Thwaites utilisant le paramètre λ_s analytique. L'accord sur les vitesses est inférieur à 5 % alors que l'accord sur les pressions devient légèrement moins bon en aval de la constriction maximale (jusqu'à 20 % de différence au niveau du point de séparation).

La figure 2.10 présente une comparaison entre la méthode de Thwaites et les codes RNS et NS pour une géométrie GC d'ouverture glottique $h_g = 4$ mm et de paramètre $\alpha = 0.5$. La vitesse initiale est ici égale à $u_e(0) = 3.5$ m/s ce qui donne une vitesse à la constriction maximale voisine de 8 m/s. Le nombre adimensionnel $Re_h \frac{h_g}{L}$ caractérisant l'écoulement est égal à 400. On remarque pour cette configuration le même écart maximal entre la méthode de Thwaites et le code RNS (autour de 15 %). Néanmoins, les pressions calculées par la méthode de Thwaites sont plus proches de celles calculées par le code NS. On peut noter que le résultat du code RNS n'est pas donné jusqu'à la fin du canal car le calcul diverge.

Dans les deux figures, on observe la remontée des pressions calculées par les

codes NS et RNS en aval du point de séparation. Cette remontée de pression avait déjà été observée par Hofmans ([12]) sur des simulations numériques basées sur la méthode “vortex-blob”. Cette dernière méthode permet de résoudre l’équation de Navier-Stokes pour un écoulement bidimensionnel, incompressible et visqueux réécrite sous forme d’une équation de transport de la viscosité ([9],[12]). Hofmans ([12]) note que la chute de pression entre la constriction maximale et le point de séparation est du même ordre que la chute de pression entre le point de séparation et le champ lointain. Les résultats de ces différentes méthodes semblent donc discréditer l’hypothèse de pression uniforme dans le jet après la séparation. Cette remontée de pression peut néanmoins être due au fait que les codes RNS, NS et vortex-blob sont des codes de calcul bidimensionnels qui ne peuvent traduire efficacement les pertes turbulentes dans le jet. Pour cela, il serait nécessaire de disposer de codes tridimensionnels. Ne disposant pas de tels codes, nous maintenons donc l’hypothèse de pression uniforme en aval du point de séparation. Une étude plus approfondie serait nécessaire pour détailler ce point.

2.3.3 Mesures instationnaires

Une fois validé la méthode de Thwaites pour des écoulements stationnaires, nous considérons les résultats expérimentaux obtenus sur le banc de mesure utilisant la sirène pour générer un écoulement modulé.

Cordes vocales à canal droit

La figure 2.11 présente un exemple de mesure effectuée sur des répliques de cordes vocales de type CD1 d’ouverture $h_g = 1$ mm. La fréquence fondamentale $f_0 = 40$ Hz donne un nombre de Strouhal $Sr_L = 0.03$. On a, en outre : $Re_h \frac{h_g}{L} = 100$. Ces valeurs sont compatibles avec les grandeurs in-vivo. On constate sur cette figure le même accord entre données expérimentales et théoriques que celui obtenu dans le cas statique. Nous n’avons pas fait d’étude systématique de l’influence de $Re_h \frac{h_g}{L}$ et Sr_L sur les simulations dans cette géométrie.

Cordes vocales à géométrie ronde

La figure 2.12 présente un exemple de mesure effectuée sur des répliques de cordes vocales de type GR d’ouverture $h_g = 2$ mm. Les fréquences fondamentales varient de $f_0 = 40$ Hz à $f_0 = 650$ Hz. Ce qui donne un nombre de Strouhal variant de $Sr_L = 0.03$ à $Sr_L = 0.4$. Le nombre de Reynolds est $Re_h \frac{h_g}{L} = 400$.

On constate que pour les fréquences $f_0 = 40$ Hz et $f_0 = 125$ Hz, l’accord théorie/ expérience sur les pressions glottiques reste voisin de 30 %. Pour les fréquences plus élevées, le désaccord sur la valeur moyenne reste voisin de 30 %

2.3 Mesures sur des répliques de cordes vocales rigides et fixes

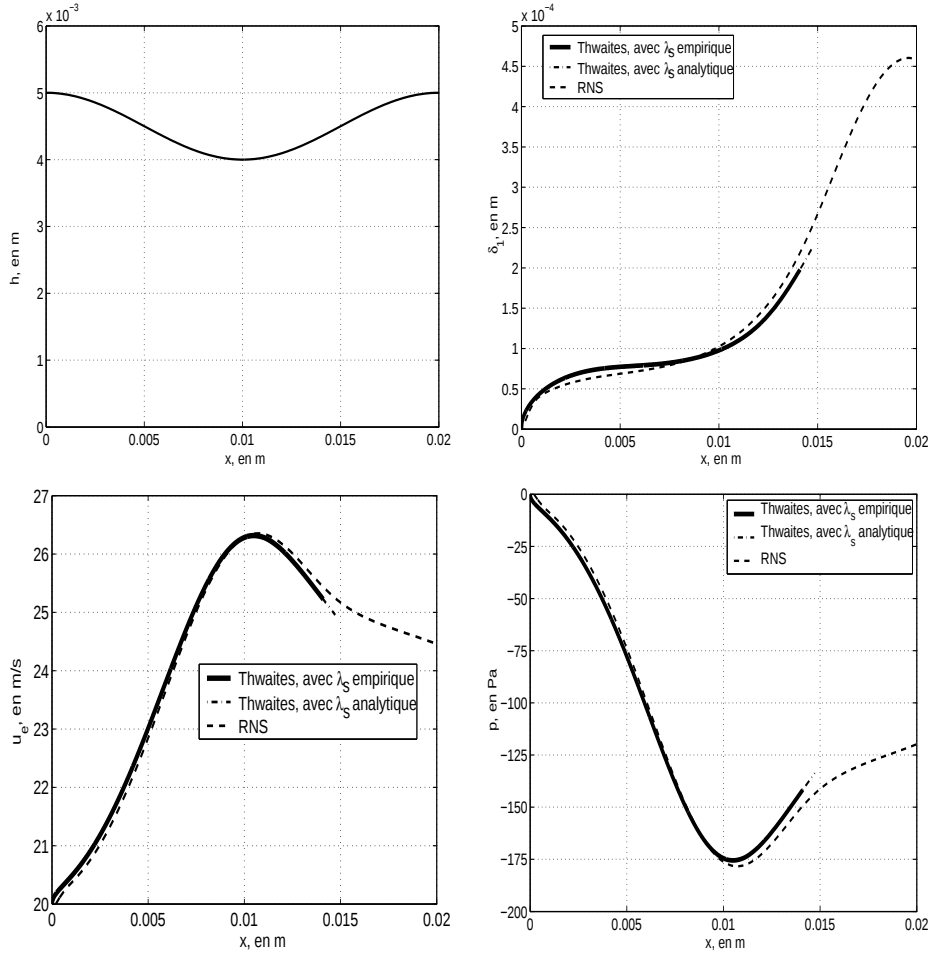


FIG. 2.9 – Comparaisons entre simulations numériques basées sur la méthode de Thwaites (en trait plein : utilisation du critère empirique $\lambda_s = -0.09$, en trait tirets-points : utilisation du critère analytique $\lambda_s = -0.0992$) et la méthode RNS (tirets) pour une géométrie GC d'ouverture $h_g = 2.5$ mm et de paramètre $\alpha = 0.2$. En haut à gauche : hauteur h . En haut à droite : épaisseur de déplacement δ_1 . En bas à gauche : vitesse de l'écoulement principal u_e . En bas à droite : pression p .

mais le désaccord sur l'amplitude augmente. Le nombre de Strouhal caractéristique de ces mesures à fréquences élevées est $Sr_L = 0.4$. Il est donc dix fois plus élevé que le nombre de Strouhal typique pour la parole. Il semble donc que nous atteignons les limites de la théorie quasi-stationnaire.

Dans une tentative d'amélioration de la méthode de Thwaites pour les cas à nombre de Strouhal élevé, nous avons tenté de définir un nouveau paramètre λ prenant en considération l'instationnarité de l'écoulement. En nous basant sur

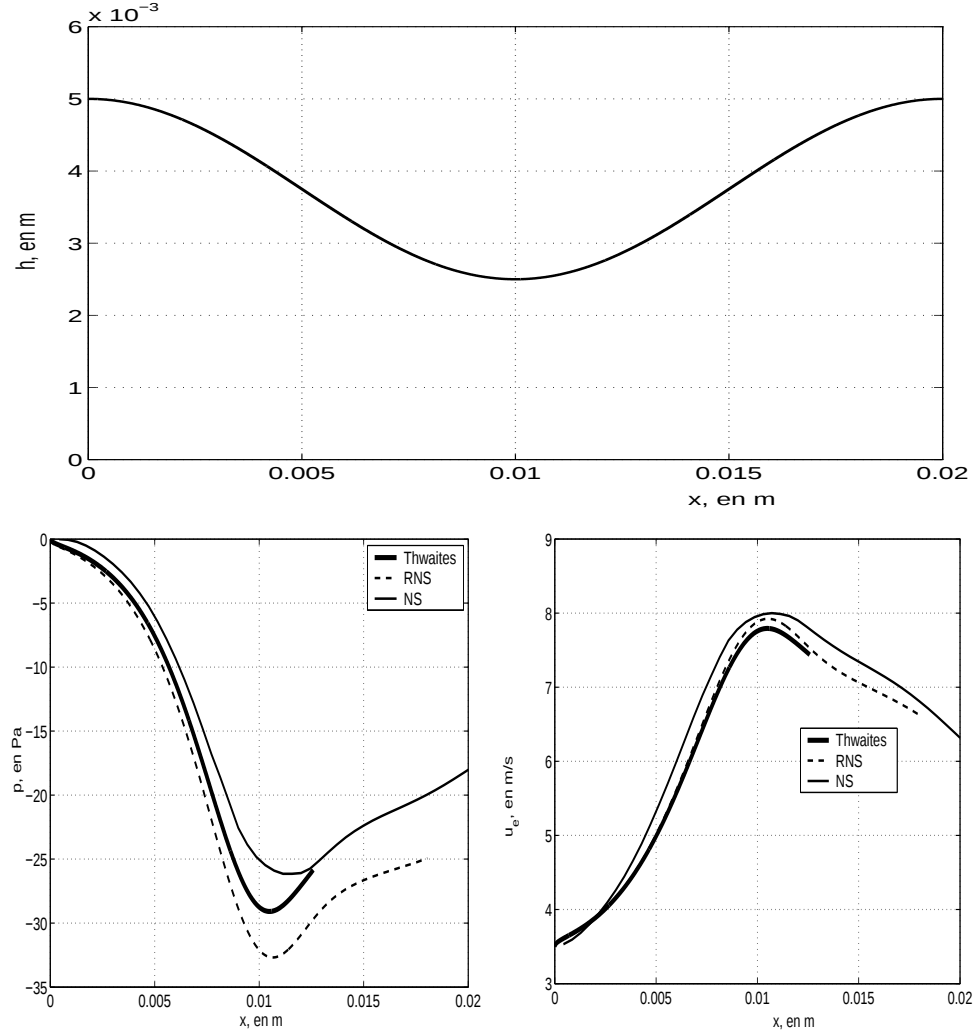


FIG. 2.10 – Comparaison entre trois simulations numériques basées sur la méthode de Thwaites (traits pleins fins), la méthode RNS (traits pointillés) et la résolution directe de l'équation de Navier-Stokes (traits pleins épais) pour une géométrie GC d'ouverture $h_g = 5$ mm et de paramètre $\alpha = 0.5$. En haut : hauteur h . En bas à gauche : vitesse de l'écoulement principal u_e . En bas à droite : pression p .

Cancelli et Pedley ([4]), nous avons défini le paramètre λ_m suivant :

$$\lambda_m = \frac{\theta^2}{\nu} \left(\frac{1}{u_e} \frac{\partial u_e}{\partial t} + \frac{\partial u_e}{\partial x} \right) \quad (2.40)$$

Par manque de donnée théorique, nous avons gardé pour valeur critique de λ , $\lambda_{m,s}$, la valeur stationnaire : $\lambda_{m,s} = -0.0992$. Il s'est avéré que cette utilisation

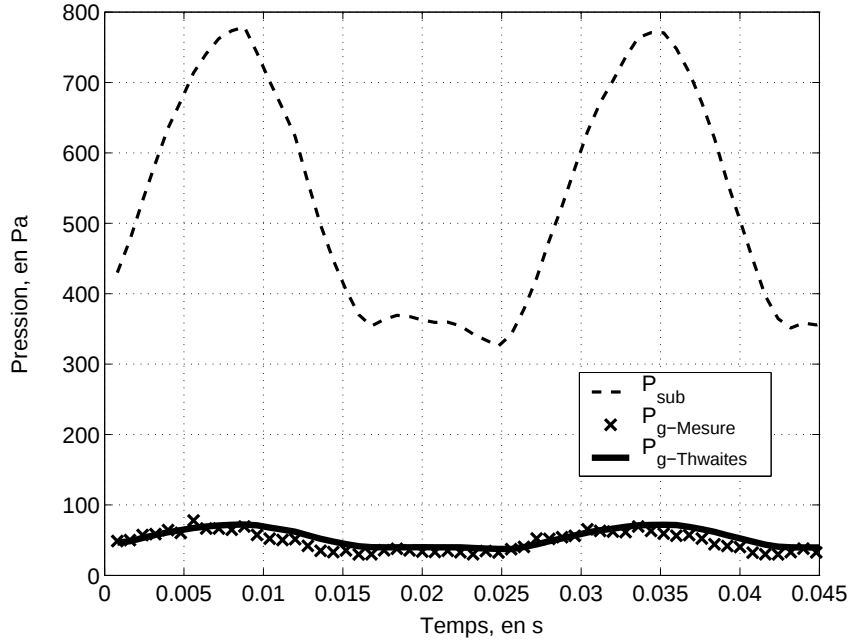


FIG. 2.11 – Mesure et comparaison avec la méthode de Thwaites sur une géométrie à canal droit d'ouverture $h_g = 1$ mm, de nombre adimensionnel $Re_h \frac{h_g}{L} = 100$ et de nombre de Strouhal $Str_L = 0.03$.

du paramètre λ_m n'apportait pas de grande amélioration par rapport au paramètre λ normal.

2.3.4 Conclusion de l'étude sur les répliques de cordes vocales fixes

Nous avons décrit dans cette étude un dispositif expérimental basé sur des répliques de cordes vocales rigides et fixes. Les mesures effectuées avec un écoulement stationnaire ont montré que la méthode de Thwaites prédisait à 10 % près les valeurs de pression glottique sur des répliques de cordes vocales à canal droit et à 30 % près les valeurs de pression glottique sur des répliques de cordes vocales rondes. Nous avons de plus confronté cette méthode à trois autres codes de calculs numériques et nous avons trouvé un désaccord inférieur à 20 % sur les pressions glottiques calculées par les différents codes. L'avantage de la méthode de Thwaites sur les autres codes de calcul tient à sa robustesse numérique.

L'utilisation des codes de calcul basés sur la résolution directe de l'équation de Navier-Stokes a montré une remontée de la pression dans le jet formé en aval du point de séparation. Ce phénomène tend à infirmer l'hypothèse de pression

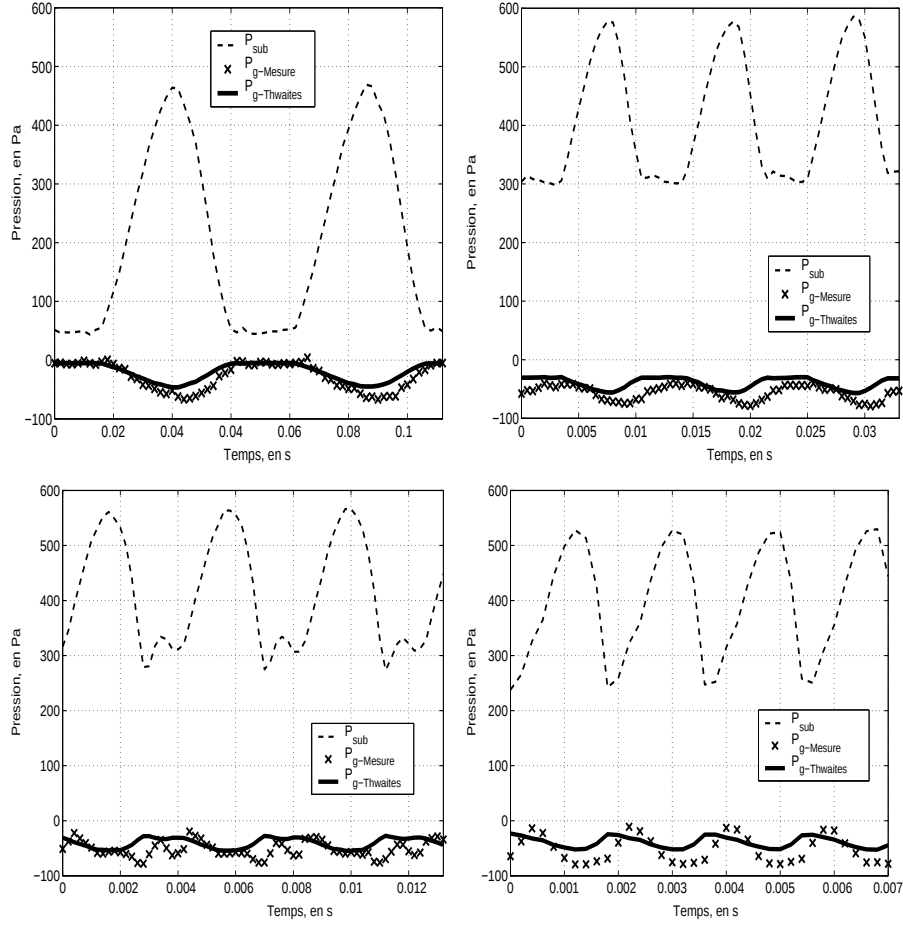


FIG. 2.12 – Mesures et comparaisons avec la méthode de Thwaites sur des géométries rondes d’ouvertures $h_g = 2$ mm et de fréquences fondamentales f_0 variables : en haut à gauche : $f_0 = 38$ Hz, en haut à droite : $f_0 = 102$ Hz, en bas à gauche : $f_0 = 239$ Hz, en bas à droite : $f_0 = 540$ Hz.

constante dans le jet faite dans le modèle à deux masses de Pelorson et coll. ([20], [18]). Néanmoins, l’importance des pertes turbulentes dans le jet est sous-évaluée par ces codes bidimensionnels.

Les mesures effectuées avec un écoulement instationnaire dont le nombre de Strouhal est voisin de celui rencontré in-vivo, ont montré le même désaccord de 30 % avec les pressions glottiques calculées par la méthode quasi-stationnaire de Thwaites. Pour des nombres de Strouhal supérieurs, nous avons montré une déviation plus nette entre les résultats expérimentaux et les simulations numériques.

Nous avons donc validé notre méthode quasi-stationnaire pour un type d’instationnarité lié aux fluctuations du débit amont lorsque le nombre $Re_h \frac{h_g}{L}$ et le

nombre de Strouhal sont voisins de ceux rencontrés in-vivo. Nous considérons maintenant un nouveau type d'instationnarité, causée par le mouvement des parois de la glotte.

2.4 Etude expérimentale de l'écoulement sur des répliques de cordes vocales mobiles*

L'instationnarité de l'écoulement est générée in-vivo par le mouvement des cordes vocales. Ce type d'instationnarité modifie l'équation de conservation de la masse en ajoutant un terme dû au pompage du débit par les parois. Nous allons, dans cette section, tester la validité de nos théories dans le cas de parois mobiles.

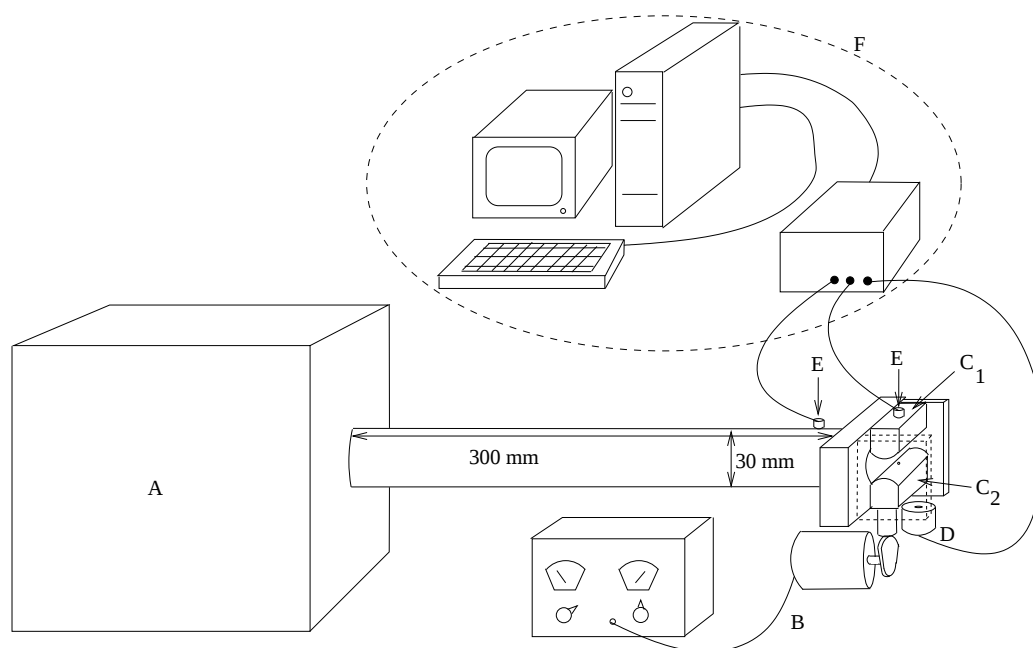


FIG. 2.13 – Dispositif expérimental avec corde vocale mobile. A-Réservoir de pression. B-Moteur à excentrique. C-Répliques de cordes vocales : fixe (C1) et mobile (C2). D-Capteur optique de position. E-Capteurs de pression. F-Système d'acquisition.

*Les résultats de cette étude ont fait l'objet de deux articles soumis aux revues JASA (accepté pour publication en février 2003) et JSV (soumis en janvier 2003)

2.4.1 Dispositif expérimental

Un nouveau dispositif expérimental, présenté sur la figure 2.13 permet de reproduire le mouvement des cordes vocales en utilisant les répliques de cordes vocales similaires à précédemment. Dans ce dispositif, une des répliques de cordes est mobile. Les répliques utilisées sont les celles à canal droit CD2 et à géométrie ronde GR (voir figure 2.3).

Un moteur électrique à excentrique permet de faire varier la hauteur h_g à fréquence et amplitude donnée. Un capteur optique (OPTEK OPB700) permet de connaître la position instantanée de la corde mobile $h_g(t)$. La hauteur $h_g(t)$ varie autour d'une position moyenne qu'il est possible de contrôler avant chaque série de mesure. Nous pourrions ainsi simuler des oscillations avec ou sans collision.

L'écoulement provient d'un réservoir de pression de volume $V = 0.68 \text{ m}^3$ rempli de mousse acoustique pour limiter les résonances et relié à un réseau d'air comprimé. Les pressions sont mesurées au moyen de capteurs de pression (Kulite XCS-093) disposés en deux endroits :

- en aval de la glotte (pression subglottique P_{sub})
- au niveau du point de constriction maximal, sur la réplique de corde fixe (pression glottique P_g).

Les signaux des capteurs de pression et du capteur optique de positions sont échantillonnés simultanément par le biais d'une unité de conditionnement de signal "Sample and hold" (National Instrument SC-2040) reliée à une carte d'acquisition (National Instrument PCI-MIO-16XE10).

2.4.2 Mesures sans collision : résultats expérimentaux et théoriques

Dans un premier temps, nous allons considérer des mesures dans lesquelles la hauteur glottique reste suffisamment importante pour que les hypothèses de couches limites minces et de quasi-stationnarité soient respectées. Nous restons ainsi dans le domaine de validité de la méthode de Thwaites.

Mesures sur une géométrie à canal droit

Un exemple de mesure obtenue sur une géométrie CD2 dont la fréquence de mouvement de paroi est $f_0 = 35 \text{ Hz}$, est présenté sur la figure 2.14. On a placé sur la même figure les pressions et la hauteur $h(t)$ afin de visualiser un éventuel déphasage. Les caractéristiques de l'écoulement sont : $Re_h \frac{h_g}{L} = 50$ et $Sr_L = 0.02$.

Cet exemple montre le très bon accord entre les pressions glottiques mesurées et simulées par la méthode de Thwaites (le désaccord est inférieur à 10 %). On peut par ailleurs noter l'existence d'un déphasage entre la hauteur $h(t)$ et la

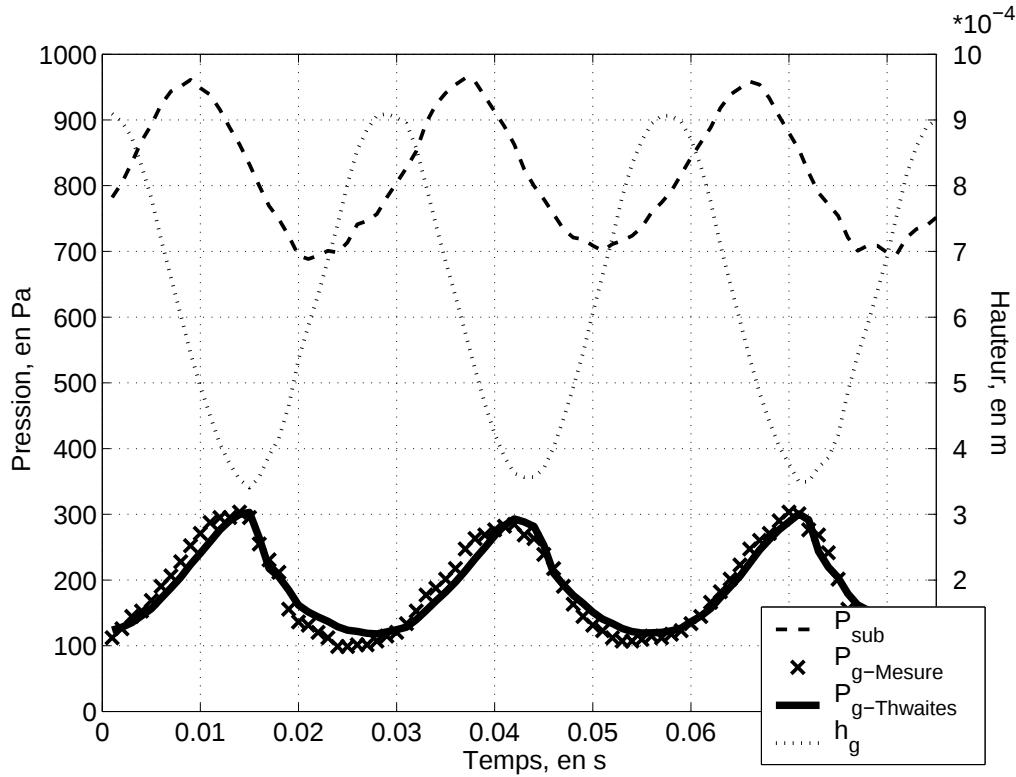


FIG. 2.14 – Répliques de cordes vocales mobiles de type CD2- Exemple de mesures des pressions subglottique et glottique pour une hauteur variable et comparaison avec la méthode de Thwaites. Les caractéristiques de l'écoulement sont : $Re_h \frac{h_g}{L} = 50$, $Sr_L = 0.02$. Tirets : pression subglottique P_{sub} , traits pointillés : hauteur glottique h_g , croix : pression glottique mesurée, traits pleins : pression glottique calculée par la méthode de Thwaites. (Noter la double échelle. A gauche : échelle de pression, à droite : échelle de hauteur.)

pression $P_{sub}(t)$. Il semblerait normal à première vue que la pression subglottique soit maximale quand la hauteur $h(t)$ est minimale. Le déphasage est sûrement dû à un effet de compressibilité lié au réservoir de pression. En effet, ce déphasage disparaît si nous remplaçons le réservoir de pression par un simple détendeur d'air comprimé.

Mesures sur une géométrie ronde

Un exemple de mesure obtenue sur une géométrie GR dont la fréquence de mouvement de paroi est $f_0 = 35$ Hz, est présenté sur la figure 2.15. Les caractéristiques de l'écoulement sont : $Re_h \frac{h_g}{L} = 80$ et $Sr_L = 0.02$. On remarque encore

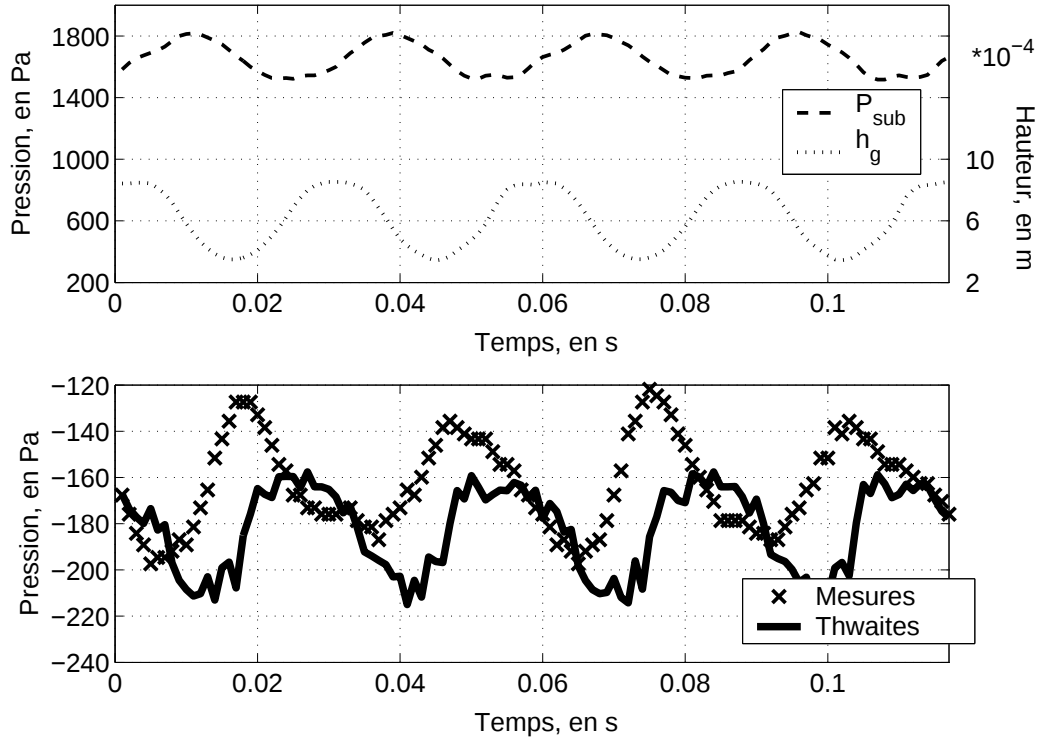


FIG. 2.15 – Répliques de cordes vocales mobiles de type GR- Les caractéristiques de l'écoulement sont : $Re_h \frac{h_g}{L} = 80$, $Sr_L = 0.02$. En haut : Pression subglottique (tirets) et hauteur glottique (tirets). En bas : Pressions glottiques mesurée (x) et calculée par la méthode de Thwaites (traits pleins épais).

une fois le déphasage entre la hauteur $h(t)$ et la pression P_{sub} . Ce déphasage se retrouve entre les pressions glottiques simulées et mesurées. La pression glottique simulée par la méthode de Thwaites est en phase avec la hauteur $h(t)$ alors que la pression P_g est en phase avec la pression P_{sub} . Les amplitudes des pressions glottiques simulées et mesurées s'accordent avec moins de 10 % de différence.

2.4.3 Mesures avec collision : résultats expérimentaux et théoriques

Lorsque la hauteur du canal glottique tend vers zéro, les effets instationnaires et visqueux deviennent prépondérants devant les effets inertiels. Dans un premier temps, nous nous attachons à décrire les effets visqueux en maintenant stationnaires les répliques de cordes vocales. Dans un second temps, nous étudions le comportement dynamique de l'écoulement lors de la collision.

Mesures statiques

Les figures 2.16 et 2.17 présentent deux séries de mesures stationnaires sur les géométries CD2 et GR à pression d'alimentation constante ($P_{sub} = 1000$ Pa) et hauteur h_g variant de 10^{-4} m à 10^{-3} m par pas de 10^{-4} m.

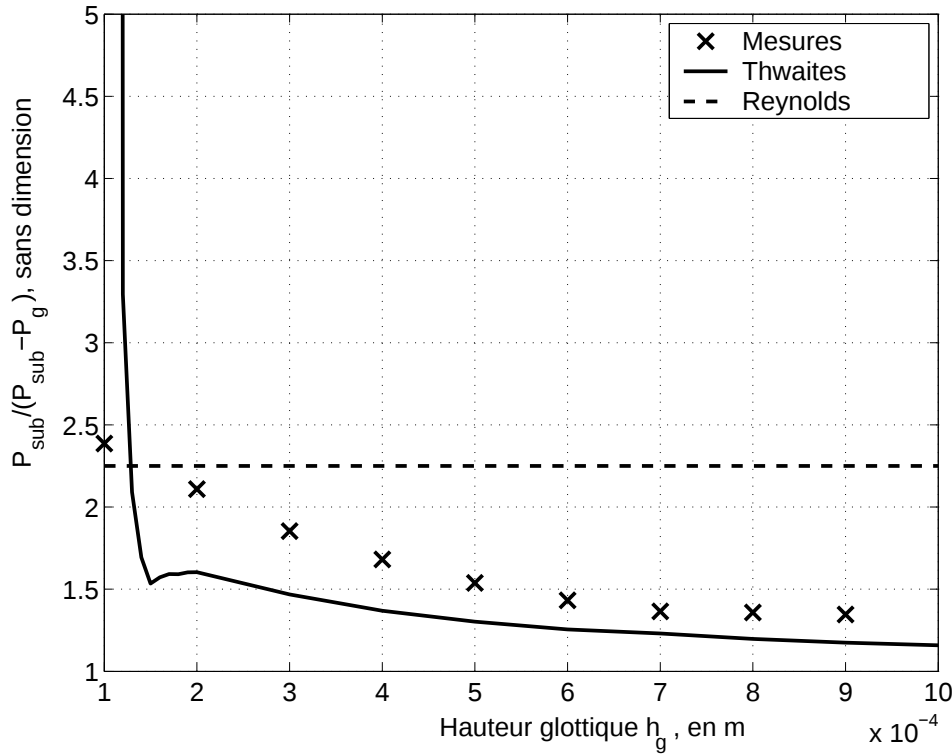


FIG. 2.16 – Répliques de cordes vocales statiques de type CD2- Comparaison des paramètres adimensionnels $\frac{P_{sub}}{P_{sub} - P_g}$ expérimentaux et théoriques obtenus pour des faibles ouvertures variant de 0.1 mm à 0.9 mm. La pression d'alimentation est maintenue constante : $P_{sub} = 1000$ Pa. (x) : valeurs expérimentales. Traits pleins : méthode de Thwaites. Tirets : théorie de Reynolds.

Dans ces figures, les pressions glottiques mesurées sont comparées avec celles calculées par la méthode de Thwaites et la théorie de Reynolds stationnaire. On remarque sur ces figures un écart significatif des prédictions par la méthode de Thwaites lorsque la hauteur h_g est de l'ordre de 10^{-4} m (ce qui correspond à un nombre de Reynolds $Re_h \frac{h_g}{L} = 1$). En revanche, les prédictions de la théorie de Reynolds se rapprochent des données expérimentales pour cette même hauteur. Pour des hauteurs supérieures, on peut noter que la méthode de Thwaites s'écarte plus significativement des données expérimentales dans le cas du canal droit. Ceci

est dû au fait que les effets visqueux sont plus importants dans cette géométrie puisque la longueur de la partie du canal de faible hauteur est plus grande.

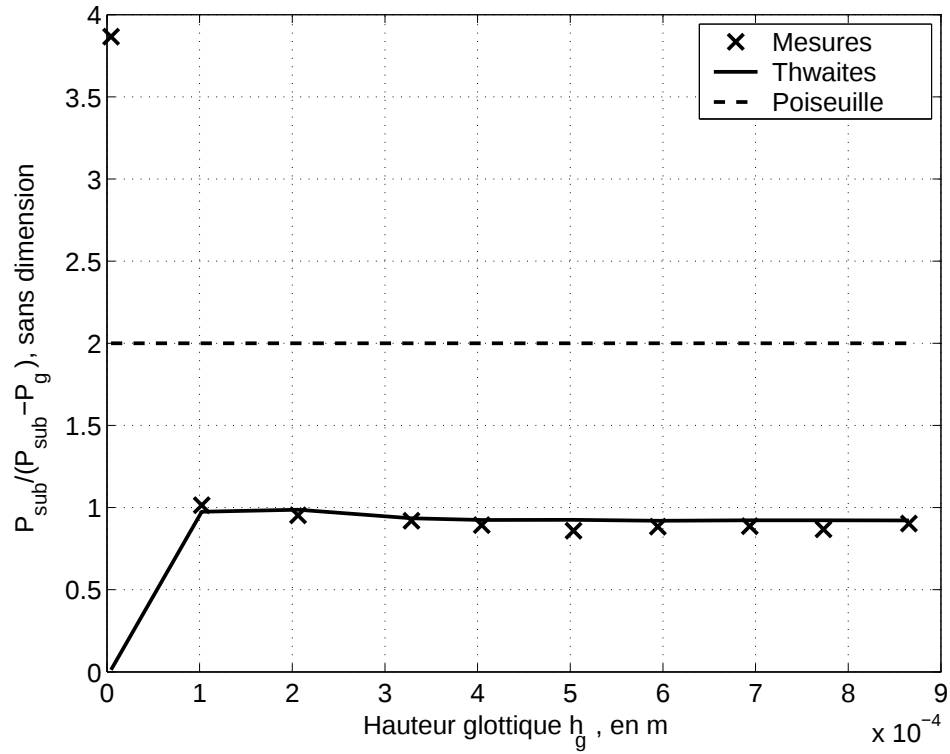


FIG. 2.17 – Répliques de cordes vocales statiques de type GR - Comparaison des paramètres adimensionnels $\frac{P_{sub}}{P_{sub} - P_g}$ expérimentaux et théoriques obtenus pour des faibles ouvertures variant de 0.1 mm à 0.9 mm. La pression d'alimentation est maintenue constante : $P_{sub} = 1000$ Pa. (x) : valeurs expérimentales. Traits pleins : méthode de Thwaites. Tirets : théorie de Reynolds.

Mesures dynamiques

Pour des hauteurs h_g de l'ordre de 10^{-4} m, le désaccord entre les pressions glottiques calculées par la théorie de Reynolds stationnaire et les pressions glottiques mesurées est de 5 % pour la géométrie CD2 et de 30 % pour la géométrie GR. En revanche, les prédictions de la méthode de Thwaites s'écartent très sensiblement des valeurs mesurées pour ces mêmes hauteurs. Dans les mesures à hauteur variable, nous choisissons donc d'arrêter le calcul de la méthode de Thwaites lorsque la hauteur h_g devient du même ordre de grandeur que l'épaisseur de couche limite. Concrètement, nous arrêtons le calcul lorsque $\theta < \frac{h_g}{2}$.

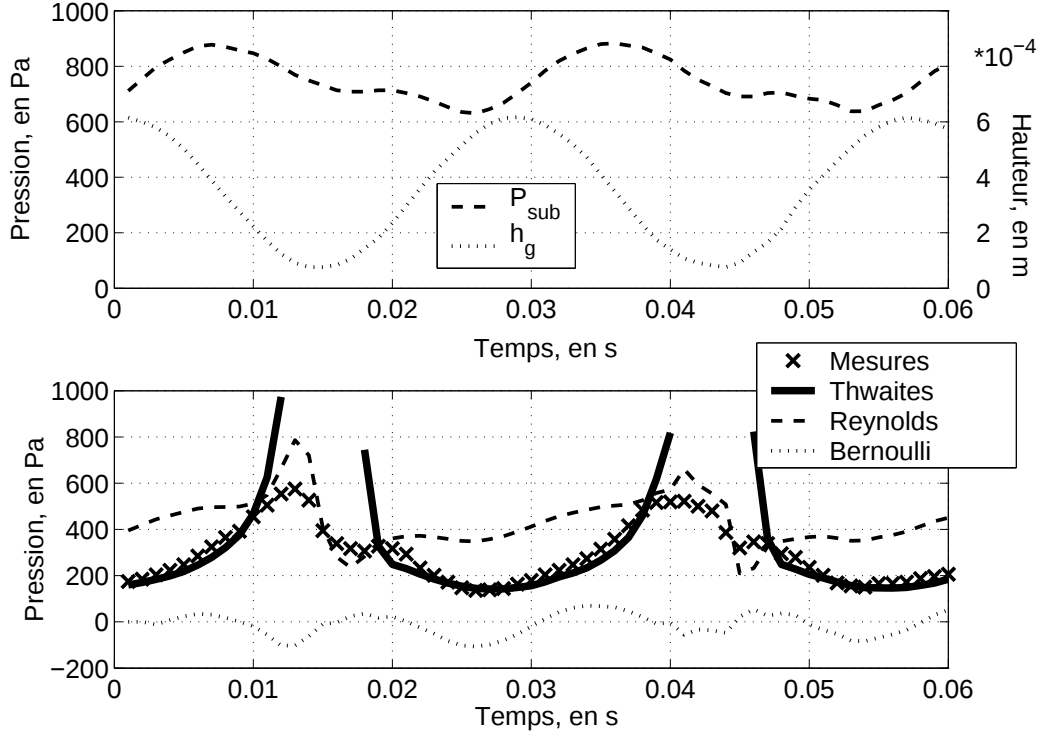


FIG. 2.18 – Réplique de corde de type CD2 mobile- Exemple de mesure avec hauteur minimale proche de 0. Les caractéristiques moyennes de l'écoulement sont : $Re_h \frac{h_g}{L} = 15$ et $Sr_L = 0.02$. En haut : pression subglottique (tirets) et hauteur glottique (traits pointillés). En bas : Pressions glottiques mesurées (x), calculées par la théorie de Thwaites tant que $\theta > \frac{h_g}{2}$ (traits pleins épais), calculées par la théorie de Reynolds (tirets épais) et calculées par la théorie de Bernoulli.

Les figures 2.18 (respectivement 2.19) présentent deux exemples de mesures effectuées sur des répliques de cordes vocales de type CD2 pour une ouverture minimum $h_g = 0.08$ mm (respectivement $h_g = 0$ mm). Les caractéristiques moyennes de l'écoulement sont dans ces deux cas : $Re_h \frac{h_g}{L} = 15$, $Sr_L = 0.02$. La faible valeur de la hauteur glottique contribue à rendre prépondérants les termes visqueux. Nous présentons sur ces figures les calculs obtenus par la méthode de Thwaites et les deux théories instationnaires : la théorie de Reynolds et la théorie de Bernoulli. Nous constatons sur la première figure que lorsque la hauteur h_g est supérieure à $2 \cdot 10^{-4}$ m, la théorie de Thwaites s'accorde à 10 % près avec les données expérimentales. Les autres théories, et notamment celle de Bernoulli, diffèrent sensiblement des données expérimentales. En revanche, lorsque la hauteur h_g devient inférieure, la théorie de Reynolds s'accorde à 30 % près avec les données expérimentales alors que la théorie de Thwaites diverge. La théorie de Bernoulli

reste quant à lui très éloigné des résultats expérimentaux. Ceci semble montrer la prédominance des effets visqueux sur les effets instationnaires.

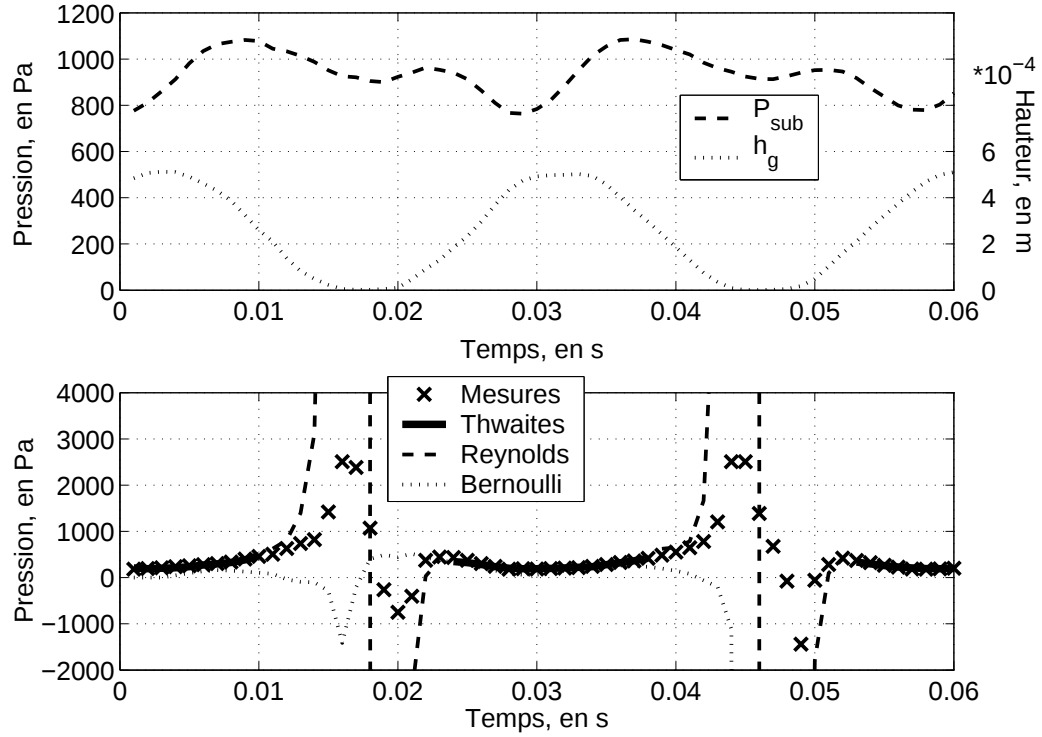


FIG. 2.19 – Réplique de corde de type CD2 mobile- Exemple de mesure avec choc. Les caractéristiques moyennes de l'écoulement sont : $Re_h \frac{h_g}{L} = 15$ et $Sr_L = 0.02$. En haut : pression subglottique (tirets) et hauteur glottique (traits pointillés). En bas : Pressions glottiques mesurées (x), calculées par la théorie de Thwaites tant que $\theta > \frac{h_g}{2}$ (traits pleins épais), calculées par la théorie de Reynolds (tirets épais) et calculées par la théorie de Bernoulli.

Nous pouvons également constater que le critère utilisé pour arrêter le calcul de la théorie de Thwaites n'est pas optimum pour cette mesure. Nous pourrions améliorer l'accord en diminuant la valeur critique de θ à laquelle le calcul est arrêté. Dans la seconde figure, la théorie de Reynolds diverge au moment du choc alors que celle de Bernoulli reste éloignée des données expérimentales. Dans ce cas, les termes d'instationnarité et de viscosité sont très importants puisque la surface de contact entre les répliques de cordes vocales est très grande. Aucune des théories que nous considérons n'est réellement adaptée pour décrire cette configuration.

Les figures 2.20 et 2.21 présentent deux exemples de mesures effectuées sur une réplique de corde vocale de type GR pour une ouverture minimum $h_{G,min}$

= 0.08 mm et $h_{G,min} = 0$ mm. Les mesures sont comparées aux théories quasi-stationnaires de Poiseuille et de Thwaites. Les caractéristiques moyennes de l'écoulement sont : $Re_h \frac{h_g}{L} = 15$ et $Sr_L = 0.02$.

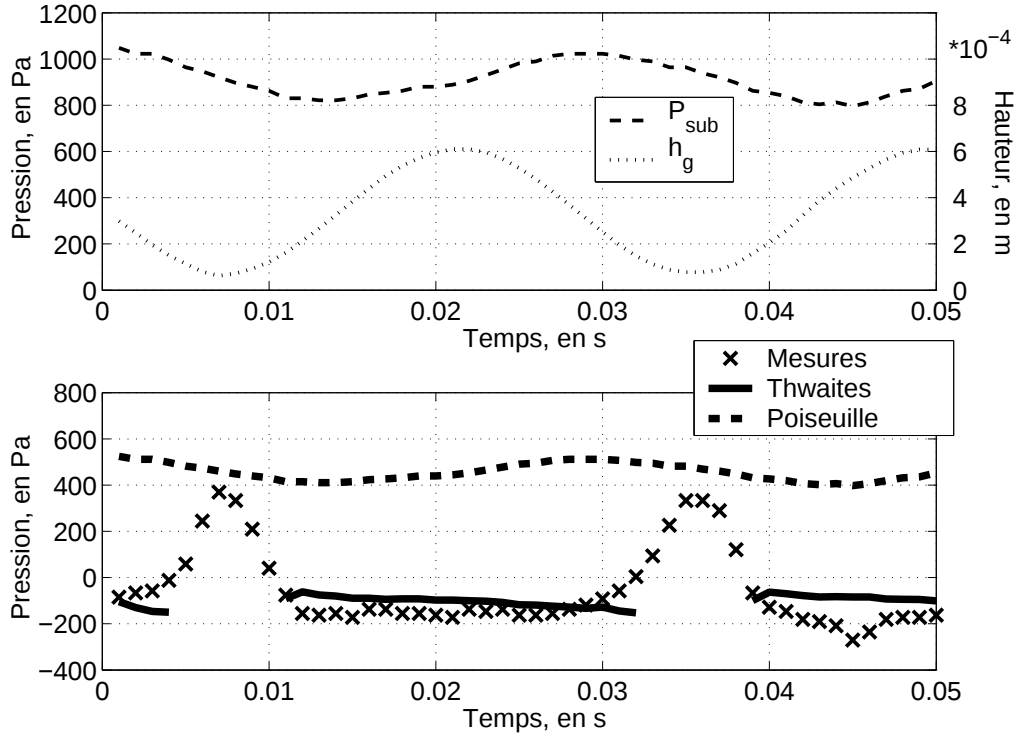


FIG. 2.20 – Réplique de corde vocale de type GR mobile- Exemple de mesure avec hauteur minimale proche de 0. Les caractéristiques moyennes de l'écoulement sont : $Re_h \frac{h_g}{L} = 15$ et $Sr_L = 0.02$. En haut : pression subglottique (tirets) et hauteur glottique (traits pointillés). En bas : Pressions glottiques mesurées (x), calculées par la théorie de Thwaites tant que $\theta > \frac{h_g}{2}$ (traits pleins épais) et calculées par la théorie de Poiseuille (tirets épais).

Nous remarquons sur ces figures que le critère choisi pour arrêter le calcul de la théorie de Thwaites est beaucoup plus approprié pour ce type de géométrie. Comme précédemment, la théorie de Thwaites est la mieux adaptée lorsque la hauteur h_g est supérieure à $2 \cdot 10^{-4}$ m. Pour des hauteurs inférieures, les résultats expérimentaux se rapprochent des données de la théorie de Poiseuille, ce qui semble indiquer que les effets visqueux prédominent sur les effets instationnaires lors du choc dans cette configuration. La faible valeur du nombre de Reynolds $Re_h \frac{h_g}{L}$ conforte cette remarque.

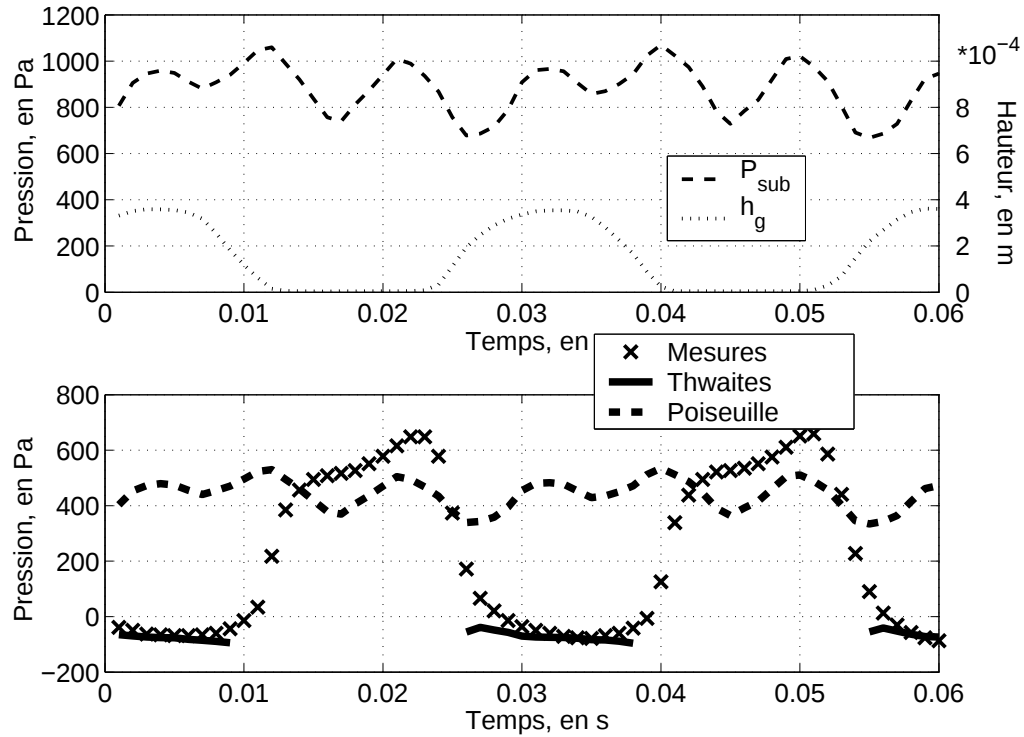


FIG. 2.21 – Réplique de corde vocale de type GR mobile- Exemple de mesure avec choc. En haut : pression subglottique (tirets) et hauteur glottique (traits pointillés). En bas : Pressions glottiques mesurées (x), calculées par la théorie de Thwaites tant que $\theta > \frac{h_g}{2}$ (traits pleins épais) et calculées par la théorie de Poiseuille (tirets épais).

2.5 Conclusion

Nous avons présenté, dans ce travail, un ensemble de théorie permettant de calculer la pression dans la glotte. Dans un premier temps, nous nous sommes concentrés sur une théorie quasi-stationnaires de couches limites : la théorie de Thwaites. Cette théorie a été validée, de deux façons :

- Numériquement, en comparant les résultats obtenus par les méthodes de Pohlhausen d'ordre 3, Navier-Stokes Réduit et Navier-Stokes sur une réplique de corde vocale fixe dans le cas d'un écoulement stationnaire ;
- Expérimentalement, tout d'abord sur des répliques rigides et fixes de cordes vocales soumis à un écoulement stationnaire ou oscillant puis sur des répliques rigides et mobiles de cordes vocales.

Dans le cas d'un écoulement stationnaire, nous avons montré que la théorie de Thwaites prédisait à 30% près les pressions glottiques mesurées sur des ré-

pliques de cordes vocales à profils arrondis. Ces résultats sont consistants avec ceux obtenus par les autres codes de calculs numériques. En particulier, nous avons montré que l'utilisation d'un critère de séparation basé sur la valeur analytique : $\lambda_s = -0.0992$ donnait les mêmes prévisions que la méthode de Pohlhausen d'ordre 3 utilisé par Pelorson et coll. ([20]) et Hofmans ([12]).

Dans le cas d'un écoulement instationnaire, nous avons montré que lorsque le nombre de Strouhal était de l'ordre de 0.01 (ordre de grandeur typique pour la glotte humaine), la méthode de Thwaites permettait de prédire des pressions glottiques avec un accord de 30 % quelle que soit la façon avec laquelle était générée l'instationnarité. En revanche, lorsque le nombre de Strouhal était de l'ordre de 0.1 (10 fois supérieur au nombre de Strouhal typique pour la glotte humaine) ou lorsque la hauteur h_g tendait vers zéro, nous avons noté une déviation plus nette des pressions glottiques simulées. Dans ces deux cas l'hypothèse de quasi-stationnarité perdait de son sens.

La connaissance de l'écoulement lors de la collision des cordes vocales est néanmoins nécessaire pour améliorer les simulations temporelles de parole car c'est au moment de la collision que les hautes fréquences, auxquelles le système auditif est sensible, sont générées. Afin de décrire l'écoulement lors de la collision, nous avons introduit deux théories instationnaires : la théorie de Bernoulli et la théorie de Reynolds. Nous avons alors montré que la théorie de Reynolds permettait de prédire la pression glottique à 30 % près lorsque la hauteur h_g tend vers zéro. Nous avons proposé un critère simple permettant d'arrêter le calcul de la méthode de Thwaites lorsque la hauteur glottique devient inférieur à $\frac{\theta}{2}$ pour lui substituer le calcul par la théorie de Reynolds. Ce critère donne de bons résultats dans le cas des répliques de cordes vocales à géométrie ronde.

Bibliographie

- [1] S. Adachi and M. Sato. Time domain simulation of sound production in the brass instrument. *J.Acoust.Soc.Am*, 97(6) :3850–3861, 1995.
- [2] R.D. Blevins. *Applied fluid dynamics handbook*. Van Nostrand Reinhold Company Inc., 1984.
- [3] B. De Bruin, P.Y. Lagree, S. Lorthois, C. Vilain, and A.E.P. Veldman. Comparison of navier stokes and reduced navier stokes unsteady computation in a stenosis. In *Archives of Physiology and Biochemistry*, volume 109, page 79, September 2001.
- [4] C. Cancelli and T.J. Pedley. A separated-flow model for collapsible-tube oscillations. *J. Fluid Mech.*, 157 :375–404, 1985.
- [5] J. Cousteix. *Aérodynamique, couche limite laminaire*. Cepadues, 1988.
- [6] J.S. Cullen, J. Gilbert, and D.M. Campbell. Brass instruments : Linear stability analysis and experiments with an artificial mouth. *Acta Acustica*, 86 :704–724, 2000.
- [7] M.P. DeVries, H.K. Schutte, A.E.P. Veldman, and G.J. Verkerke. Glottal flow through a two-mass model : comparison of navier-stokes solutions with simplified models. *J.Acoust.Soc.Am*, 111(4) :1847–1853, 2002.
- [8] S.J. Elliot and J.M. Bowsher. Regeneration in brass wind instruments. *J. Sound. Vib.*, 83 :181–217, 1982.
- [9] G. Graziani, M. Ranucci, and R. Piva. From a boundary integral formulation to a vortex method for viscous flows. *Comp. Mech.*, 15 :301–314, 1995.
- [10] M. Hirano, S. Kurita, and T. Nakashima. Growth, development and aging of human vocal folds. In D.M. Bless and J.H. Abbs, editors, *Vocal Fold Physiology*, pages 22–43. College Hill Press, 1983.
- [11] C. Hirsch. *Numerical computation of internal and external flows*. John Wiley and Sons, 1990.
- [12] G.C.J. Hofmans. *Vortex sound in confined flows*. PhD thesis, Technical University Eindhoven, 1998.
- [13] E.B. Holmberg, R.E. Hillman, and J.S. Perkell. Glottal airflow and transglottal air pressure measurements for male and female speakers in soft, normal, and loud voice. *J.Acoust.Soc.Am*, 84(2) :511–529, 1988.
- [14] K. Ishizaka and J.L. Flanagan. Synthesis of voiced sounds from a two-mass model of the vocal cords. *Bell Syst. Tech. J.*, 51 :1233–1268, 1972.
- [15] K. Ishizaka and M. Matsudaira. Fluid mechanical considerations of vocal-cord vibrations. *Speech Commun. Res. Lab.*, Santa Barbara, 8, 1972.

- [16] P.Y. Lagrée and K. Goorman. Self oscillation of a "one mass" 2d elastic stenosis. submitted to *J. Fluids and Structures*.
- [17] J. Liljencrants. Personal communication, 1993.
- [18] N.J.C. Lous, G.C.J. Hofmans, R.N.J. Veldhuis, and A. Hirschberg. A symmetrical two-mass vocal-fold model coupled to vocal tract and trachea, with application to prosthesis design. *Acta Acustica*, 84 :1135–1150, 1998.
- [19] J. Lucero. Dynamics of the two-mass model of the vocal folds : Equilibria, bifurcations, and oscillation region. *J.Acoust.Soc.Am*, 94(6) :3104–3111, 1993.
- [20] X. Pelorson, A. Hirschberg, R.R. van Hassel, A.P.J. Wijnands, and Y. Auerregan. Theoretical and experimental study of quasisteady-flow separation within the glottis during phonation. Application to a modified two-mass model. *J.Acoust.Soc.Am*, 96(6) :3416–3431, 1994.
- [21] X. Pelorson, A. Hirschberg, A.P.J. Wijnands, and H. Bailliet. Description of the flow through in-vitro models of the glottis during phonation. *Acta Acustica*, 3 :191–202, 1995.
- [22] H. Schlichting and K. Gersten. *Boundary Layer theory*. Springer Verlag, 6th edition, 1999.
- [23] I. Steinecke and H. Herzel. Bifurcations in an asymmetric vocal fold model. *J.Acoust.Soc.Am*, 97(3) :1874–1884, 1995.
- [24] I.R. Titze. The physics of small-amplitude oscillation of the vocal folds. *J.Acoust.Soc.Am*, 83(4) :1536–1552, 1988.

Chapitre 3

Oscillations auto-entretenues d'un modèle souple de cordes vocales ou de lèvres de joueur de cuivre sans couplage acoustique

3.1 Introduction

Nous présentons dans ce chapitre une étude du comportement mécanique des systèmes oscillants que sont les cordes vocales ou les lèvres d'un joueur d'instrument à cuivre (trombone, trompette, cor, tuba etc.). Ces deux systèmes ont des comportements mécaniques voisins. La différence principale provient plutôt du type de résonateur acoustique auquel ils sont connectés. Nous nous focalisons ici sur le comportement de ces systèmes en l'absence de couplage acoustique. Il apparaît alors, comme nous l'avons mentionné dans le chapitre précédent, que le modèle le plus simple permettant de décrire le comportement oscillant des cordes vocales est le modèle à deux masses ([9], [10], [14], [12], [16], [2], [11]). En ce qui concerne la description des lèvres de joueurs de cuivre, le modèle couramment utilisé dans la littérature dans le cas du couplage avec l'instrument est le modèle à une masse ([6], [1], [5], [13]). Cependant, si l'on considère le cas où il n'y a pas de couplage acoustique avec l'instrument, ce modèle ne permet pas de prédire les oscillations auto-entretenues des lèvres (le "buzz"). Il est alors nécessaire d'utiliser un modèle à deux masses.

Nous rappelons dans la première section de ce chapitre quelques traits caractéristiques du modèle à deux masses que nous employons. Puis dans la seconde section, nous utilisons le modèle à deux masses pour analyser les résultats obtenus sur un banc de mesure expérimental simulant le comportement des lèvres d'un

joueur d'instrument à cuivre.

3.2 Modèle à deux masses

Le modèle à deux masses est le modèle mécanique le plus simple permettant de simuler les oscillations auto-entretenues des cordes vocales ou des lèvres d'un joueur d'instrument à cuivre en l'absence d'instrument. Il permet en outre de reproduire les traits saillants du mouvement des cordes vocales mesurables in-vivo comme le déphasage vertical entre la partie supérieure et la partie inférieure des cordes lors de l'oscillation ou l'asymétrie de l'onde de débit glottique. Pour la description de ce modèle, nous pouvons distinguer deux points distincts.

Le premier point concerne le modèle d'écoulement. Nous avons vu au chapitre précédent l'importance que revêtait l'utilisation d'un modèle d'écoulement suffisamment précis pour simuler le comportement oscillant des cordes vocales. De plus, nous avons vu que l'écoulement lors de la collision devait être considéré avec un soin particulier.

Le second point concerne le modèle mécanique utilisé. Par modèle mécanique nous entendons les valeurs des paramètres de masse, raideur et d'amortissement ainsi que la géométrie du modèle au repos. Nous incluons dans le modèle mécanique, les modifications induites lors du choc des cordes vocales.

3.2.1 Modèle d'écoulement

Nous avons décrit en détail dans le chapitre 2, les différents modèles d'écoulement applicables au modèle à deux masses. Nous avons montré que la méthode quasi-stationnaire de Thwaites permettait de prédire à 30 % près les pressions glottiques pendant la quasi-totalité d'une période d'oscillation. Lors de la collision des cordes vocales, nous avons montré que la méthode de Thwaites n'était plus valable mais qu'elle pouvait être relayée par la théorie visqueuse de Reynolds pour rester dans une différence de l'ordre de 30 % sur la prévision des pressions glottiques. Cependant, l'utilisation de ces théories et notamment de la méthode de Thwaites, est encore trop coûteuse en temps de calculs pour être implémentée dans un code de simulation temporel du mouvement des cordes vocales.

Nous gardons dans notre modèle l'idée de Lous et coll.([11]) qui proposent d'utiliser le critère géométrique de Liljencrants pour déterminer la position du point de séparation (voir chapitre 2). Ce critère stipule que la hauteur du canal au point de séparation, h_s est liée à la hauteur au col de la glotte, h_g par la relation : $\frac{h_s}{h_g} = 1.2$ (voir figure 3.1).

En amont du point de séparation (c'est-à-dire pour $x < x_s$, où x_s désigne l'abscisse du point de séparation) nous supposons que l'écoulement est incompressible,

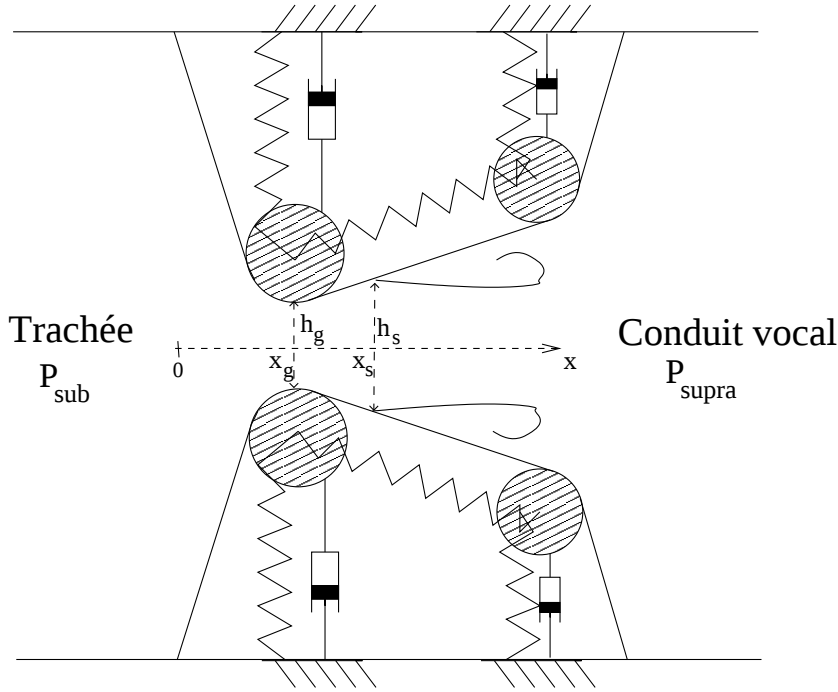


FIG. 3.1 – Paramètres du modèle d'écoulement.

parallèle, stationnaire et non visqueux. L'écoulement peut être décrit au moyen de l'équation de Bernoulli :

$$p(x) + \frac{1}{2}\rho u^2(x) = p_0, \quad (3.1)$$

où p_0 désigne la pression d'arrêt.

Le débit glottique, $U_G = L_g h(x) u(x)$ est donné par l'équation de Bernoulli prise entre l'entrée du canal glottique (où la pression $p(0) = P_{sub}$) et le point de séparation ($p(x_s) = P_{supra}$) :

$$U_G = L_g h_s \sqrt{\frac{2(P_{sub} - P_{supra})}{\rho}}, \quad (3.2)$$

La pression en tout point du canal peut alors s'exprimer en fonction du débit glottique et de la hauteur h_s :

$$p(x) = P_{supra} + \frac{1}{2}\rho \left(\frac{U_G}{L_g} \right)^2 \left(\frac{1}{h_s^2} - \frac{1}{h^2(x)} \right), \quad \text{pour } x < x_s \quad (3.3)$$

En aval du point de séparation, nous supposons la formation d'un jet droit (voir chapitre 2). La pression dans la glotte est alors uniforme :

$$p(x) = P_{supra}, \quad \text{pour } x > x_s \quad (3.4)$$

Lors de la collision des cordes vocales, le débit glottique est nul et la pression est supposée statique. L'écoulement glottique est donc considéré de façon très simplifiée dans ce modèle.

Les forces exercées sur les parois du modèle sont obtenues par intégration de la pression. Le calcul détaillé des forces est présenté à l'annexe C.

3.2.2 Modèle mécanique

Le modèle à deux masses est un modèle bidimensionnel à constantes localisées dans lequel chaque corde est représentée par deux oscillateurs (ou systèmes masse-ressort-amortisseur). Dans le modèle que nous employons, représenté sur la figure 3.2, chaque masse est astreinte à se déplacer transversalement par rapport à l'écoulement. Les deux oscillateurs sont couplés par un ressort que nous nommons raideur de couplage. Les différents paramètres mécaniques caractérisant chaque corde sont :

- les masses m_1 et m_2 ,
- les raideurs k_1 , k_2 et la raideur de couplage k_c ,
- les coefficients d'amortissement r_1 et r_2 ,
- les hauteurs au repos $y_{1,0}$ et $y_{2,0}$.

Lors de la collision des cordes vocales, les raideurs sont multipliées par quatre et les coefficients d'amortissement sont modifiés de manière à obtenir un amortissement critique comme il est d'usage courant dans la littérature ([9],[14], [16], [11]).

Le choix des valeurs de ces paramètres est basé sur deux contraintes parfois antagonistes : la première contrainte consiste à respecter les ordres de grandeurs de paramètres in-vivo (ou in-vitro si nous simulons un dispositif expérimental), la seconde consiste à respecter le comportement in-vivo (ou in-vitro).

L'antagonisme de ces contraintes vient du fait que pour compenser l'hypermécanisme du modèle, il est parfois nécessaire de considérer des paramètres mécaniques peu réalistes ou d'introduire de nouveaux paramètres de façon ad-hoc pour reproduire le comportement souhaité. La prise en compte de la collision dans ce modèle est par exemple peu réaliste. Cela se perçoit notamment lors de l'utilisation du modèle pour la synthèse de voyelle. Le son produit est alors "métallique" ce qui traduit une trop grande richesse en harmoniques élevées, produites en grande partie lors de la collision des cordes vocales. En outre, comme le mentionnent Pelorson et coll. ([14]), dans le cas in-vivo la collision des cordes vocales

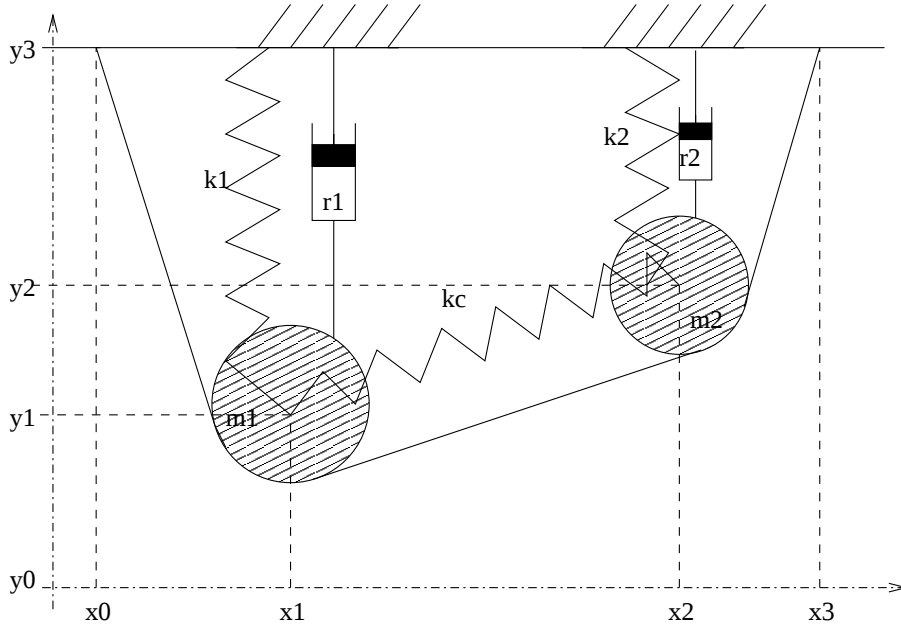


FIG. 3.2 – Paramètres mécaniques du modèle à deux masses considéré.

s'effectue progressivement depuis la partie latérale vers la partie centrale de la glotte. Un modèle bidimensionnel comme le modèle à deux masses ne peut reproduire ce phénomène. Pelorson et coll. ([14]) ont alors proposé d'introduire le paramètre ad-hoc de hauteur critique, h_c dont la valeur est généralement à peine supérieure à 0. Lorsque la hauteur du canal glottique passe sous cette valeur critique, c'est-à-dire juste avant la collision, les cordes sont supposées être mécaniquement en contact (ce qui implique le changement de leur paramètres de raideurs et d'amortissement) alors que le débit n'est pas encore nul. La prise en compte de cette hauteur critique permet donc d'agir sur le modèle mécanique en accélérant ou en ralentissant le phénomène de collision. Ce paramètre ad-hoc joue donc directement sur la production des harmoniques élevées.

Dans le modèle à deux masses que nous employons, nous cherchons à diminuer le plus possible le nombre de paramètres de commande afin de faciliter l'interprétation des résultats de simulations. Nous suivons en cela la démarche de Lous et coll. ([11]). Nous ne prenons pas en compte la hauteur critique h_c et considérons symétriques les paramètres mécaniques décrivant chaque masse :

- $m_1 = m_2 = m$,
- $k_1 = k_2 = k$,
- $r_1 = r_2 = r$,
- $y_{1,0} = y_{2,0} = y_0$.

Cela ramène à cinq le nombre de paramètres mécaniques décrivant chaque masse :

- la masse m ,
- les raideurs k et k_c ,
- l'amortissement r ,
- la hauteur y_0 .

La valeur donnée à chaque paramètre dépend principalement du type de système que l'on souhaite modéliser. Dans le cas de la simulation de la voix parlée, les données sont tirées de la littérature et modifiées le moins possible pour donner des résultats réalistes. Un exemple de choix de paramètres pour simuler la production d'une voyelle est donné au chapitre 4.3.3. Lorsque nous cherchons à reproduire le comportement d'un banc de mesure expérimental, nous devons nous passer de grandeurs in-vivo disponibles dans la littérature et nous contenter des mesures faites sur le dispositif. Nous présentons dans la seconde partie de ce chapitre, l'utilisation du modèle à deux masses pour simuler le comportement d'un dispositif expérimental de type "bouche-artificielle". L'obtention des équations décrivant le modèle est présentée en détail dans l'annexe C.

3.3 Influence des conditions aux limites mécaniques sur le mouvement de répliques souples de lèvres d'instrumentiste *

3.3.1 Introduction

Les études réalisées dans le domaine de l'acoustique musicale sur le fonctionnement des instruments à cuivre ont montré que le son généré par le musicien est provoqué par l'oscillation auto-entretenue de ses lèvres. Ces oscillations résultent du couplage entre les lèvres, l'écoulement d'air provenant des poumons et les fluctuations acoustiques se propageant dans l'instrument et dans le conduit vocal du musicien. Si les propriétés des résonateurs acoustiques (l'instrument et le conduit vocal) ainsi que le processus de régénération du son ont été largement étudiés ([6],[4], [18], [1], [2], [8], [5]), les propriétés mécaniques des lèvres sont moins connues et leur modélisation reste sommaire. Il semble donc à ce jour que des travaux sont encore nécessaires afin mieux comprendre et modéliser le comportement mécanique des lèvres d'un joueur de cuivre.

De nombreux auteurs modélisent le système mécanique par un simple oscillateur amorti à un degré de liberté ([6], [5]). Ce modèle très simple est suffisant pour

*Le contenu de cette section correspond à la traduction française légèrement augmentée d'un article accepté pour publication à la revue Acta Acustica en janvier 2003.

simuler les oscillations auto-entretenues des lèvres car la pression sur les parois des lèvres est dominée par la pression acoustique due au couplage avec l'instrument. Le modèle à une masse n'a pour but principal que de prédire le débit injecté dans le modèle acoustique. Un tel modèle permet de comprendre et reproduire un grand nombre de phénomènes observés par les joueurs de cuivre. Par exemple, Cullen et coll. ([5]) prédisent des pressions et des fréquences au seuil d'oscillation proches des valeurs mesurées sur des lèvres artificielles. En jouant sur la contrainte mécanique exercée par l'embouchure sur les lèvres, ils mettent en évidence la variabilité des phénomènes dynamiques avec cette contrainte. L'objectif de notre travail, dans la lignée de l'étude de Cullen et coll. ([5]), est justement axé sur l'étude des propriétés mécaniques des lèvres. Un point peu débattu dans les travaux antérieurs concerne notamment l'influence des conditions aux limites mécaniques sur le comportement des lèvres lors de l'oscillation. Du fait de la contrainte forte exercée par l'embouchure sur les lèvres, les ondes élastiques générées sont confinées dans la région délimitée par le bord intérieur de l'embouchure. Nous allons chercher à évaluer l'influence de ce paramètre sur la modélisation mécanique des lèvres.

Notre étude est basée sur un banc de mesure expérimental reproduisant les lèvres d'un musicien. Ce dispositif est inspiré de la bouche artificielle de Gilbert et coll. ([7]) et sera détaillé dans la première partie de cette section. L'intérêt d'utiliser un tel modèle réside dans le meilleur contrôle des conditions expérimentales en s'affranchissant des grandes variabilités des paramètres mécaniques in-vivo que décrivent par exemple Elliot et Bowsher dans leur article ([6]). Dans notre étude, nous nous limitons à la modélisation mécanique des lèvres sans prendre en compte de couplage acoustique avec un instrument. Un modèle théorique à deux degrés de libertés mécaniques similaire à ceux utilisés en parole est alors nécessaire pour simuler les oscillations auto-entretenues des lèvres artificielles. Un tel modèle à deux degrés de liberté mécanique a déjà été utilisé pour la simulation des sons de trompette([2]) et semble un outil prometteur pour la compréhension de phénomènes difficilement explicables avec un modèle à une masse ([5]). Dans la seconde partie de cette section, nous présentons le dispositif expérimental et les résultats obtenus sur ce dispositif.

Dans la seconde partie de cette section nous présentons le modèle à deux masses utilisé pour analyser les résultats expérimentaux. Nous montrons dans un premier temps comment estimer qualitativement les paramètres mécaniques de notre modèle à deux masses à partir des données expérimentales. Puis, nous mesurons dans un deuxième temps, le comportement dynamique au seuil d'oscillation.

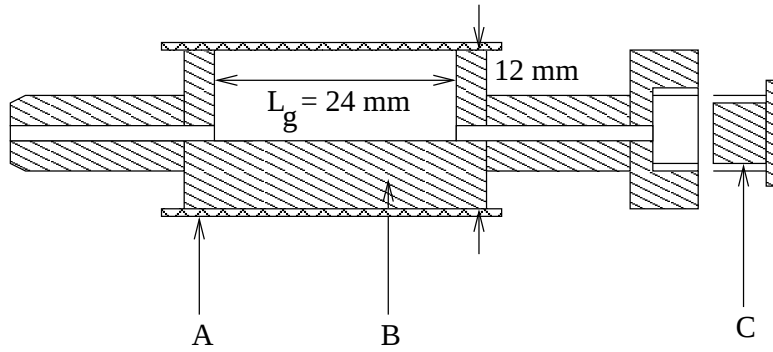


FIG. 3.3 – Vue en coupe coronale d'une réplique de lèvre : A-Tube en latex, B-Support métallique, C-Bouchon

3.3.2 Etude expérimentale

Description du dispositif expérimental

Le dispositif expérimental utilisé dans cette étude est basé sur la bouche artificielle développée par Gilbert et coll.([7]) pour l'étude des oscillations auto-entretenues des lèvres de trombonistes. Les modifications apportées par Vergez ([17]) dans son étude sur la synthèse de sons de trompette permettent de contrôler les conditions aux limites mécaniques au niveau des lèvres de façon plus précise. Notre dispositif expérimental est particulièrement inspiré de ce travail. Les lèvres sont modélisées par des tubes de latex d'épaisseur 0.3 mm et de diamètre interne $d = 12$ mm enfilés sur une structure en laiton cylindrique. Cette structure cylindrique, dont la moitié du métal a été préalablement enlevée sur une longueur $L_g = 24$ mm représentant la dimension transversale des lèvres, est percée axialement sur toute sa longueur. L'espace entre le support métallique et le tube en latex est rempli d'eau dont la pression est imposée par une colonne d'eau. Le système eau-tube en latex constitue donc la réplique expérimentale de lèvre (voir figure 3.3) et la structure en laiton sert à délimiter précisément le système mécanique oscillant. La pression dans les lèvres sera notée P_L dans ce qui suit.

Les deux lèvres sont insérées dans un bloc de métal de dimensions 25*50*50 mm permettant de fixer leur position et d'assurer l'étanchéité du système (voir la figure 3.4). La tension initiale du tube en latex est un point délicat car difficile à contrôler dans notre dispositif. Nous choisissons de tendre le tube en latex le moins possible mais suffisamment pour éviter les plis que causerait une tension trop faible. Une fois fixé dans le bloc de métal la tension du latex n'est pas modifiable comme le sont les lèvres d'un instrumentiste. Seule la pression d'eau dans les lèvres peut varier et modifier ainsi les paramètres mécaniques du modèle. Les surfaces planes des deux supports métalliques sont placées horizontalement afin

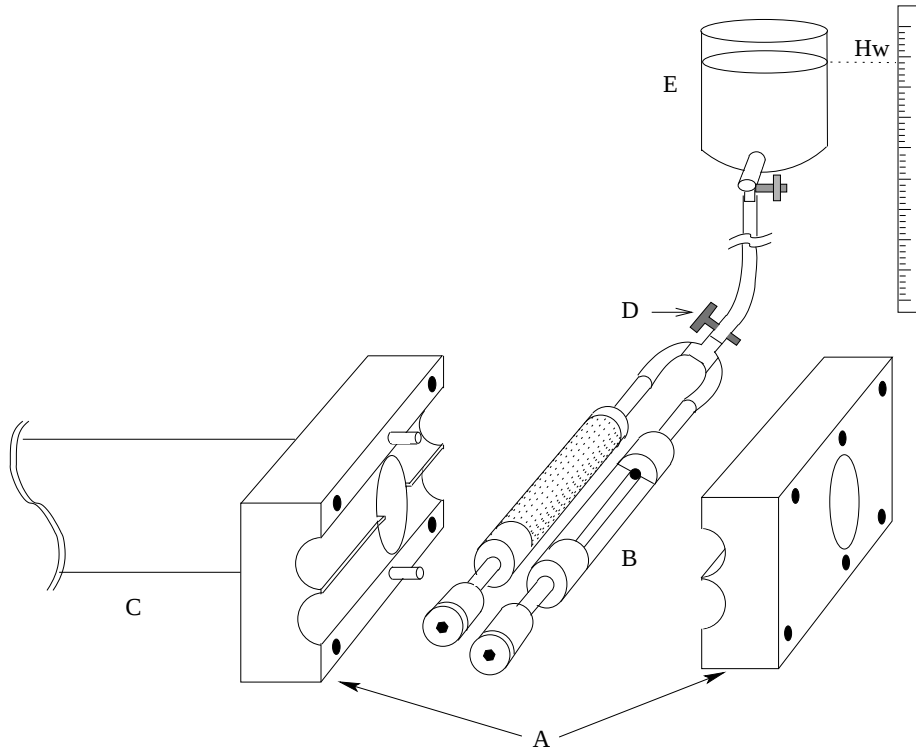


FIG. 3.4 – Vue d’ensemble de la bouche artificielle : A-Blocs métalliques, B- Lèvres artificielles, C- Tuyau amont, D- Vanne, E- Réservoir de pression d’eau de hauteur H_w

de rendre la géométrie du modèle symétrique. La pression dans les deux lèvres est elle aussi symétrique du fait de la présence d’un raccord en T permettant d’alimenter les deux répliques de lèvres par la même colonne d’eau. Une vanne est montée en amont immédiat de cette jonction afin de pouvoir changer les conditions aux limites mécanique des répliques de lèvres (voir figure 3.4). Nous détaillerons par la suite l’importance de ces conditions aux limites mécaniques.

Le bloc de métal enserrant les répliques de lèvres est vissé sur un tuyau métallique de diamètre interne 25 mm et de longueur 278 mm. Ce tuyau est inséré en partie dans un réservoir de pression de dimensions externes 370*245*245 mm et d’épaisseur 23 mm. Ce réservoir est rempli de mousse afin de limiter les résonances acoustiques. Il est connectée à une arrivée d’air comprimé (voir figure 3.7).

Un dispositif laser est monté en extrémité amont du tuyau métallique afin de mesurer l’ouverture instantanée entre les lèvres (figure 3.6). Le faisceau laser passe tout d’abord entre les lèvres avant d’être focalisé sur une photodiode. Un atténuateur est placé sur le trajet du faisceau afin de ne pas saturer la photodiode.

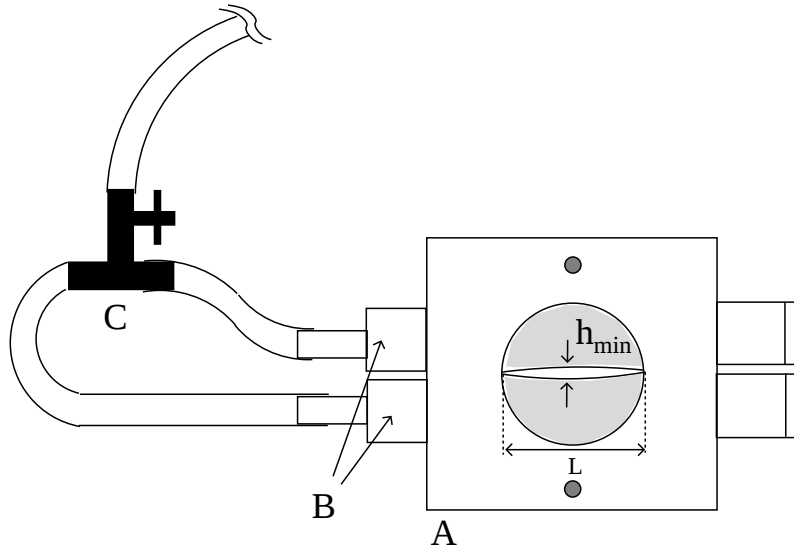


FIG. 3.5 – Vue de face de la bouche artificielle et définition de la hauteur h_{min} . A-Bloc métallique, B-Lèvres artificielles, C-Vanne permettant de contrôler les conditions aux limites mécaniques.

Une calibration préalable du dispositif optique permet d'exprimer la tension détectée par la photodiode en fonction de l'ouverture instantanée entre les lèvres. Les détails de la calibration du dispositif optique sont donnés en annexe C. Il est à noter que la largeur du faisceau au niveau des lèvres est approximativement de 2.1 mm. Cela permet donc de mesurer l'ouverture au centre des lèvres, h_{min} (à condition d'avoir $h_{min} < 2.1$ mm, ce qui est toujours réalisé en pratique), cependant l'aire d'ouverture des lèvres reste indéterminée (voir figure 3.5).

De plus nous remarquons que nous ne pouvons visualiser par ce dispositif que des oscillations bidimensionnelles (dans le plan médio-sagittal). Les modes de vibrations perpendiculaires au plan médio-sagittal correspondent à des effets tridimensionnels qui ne sont pas pris en compte dans nos théories.

Du fait de la présence du bloc laser en extrémité de tuyau, nous avons percé 4 trous de dimensions 30*12 mm pour laisser l'air entrer dans le tuyau (figure 3.6). D'un point de vue acoustique, le tuyau métallique est donc un résonateur 1/4 d'onde de longueur 249 mm. La première fréquence de résonance du tuyau est approximativement égale à 340 Hz. La pression amont est mesurée au moyen d'un capteur Kulite XCS-093. Les signaux du capteur de pression et de la photodiode sont enregistrés simultanément au moyen d'un conditionneur de signal "sample and hold" (National Instrument SC-2040) et d'une carte d'acquisition (National Instrument PCI-MIO-16E4). Un schéma global du dispositif est présenté sur la figure 3.7. La procédure de calibration des capteurs de pression est précisée en

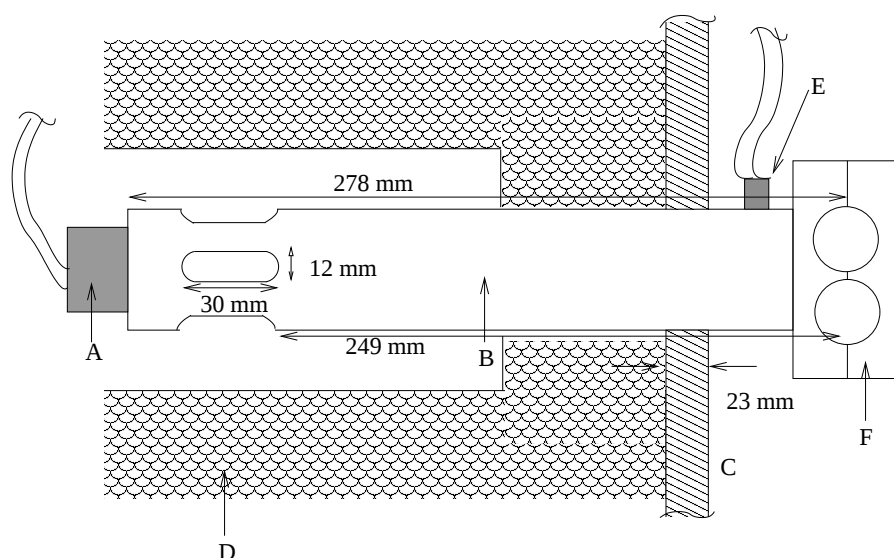


FIG. 3.6 – Vue d'ensemble du système amont : A-Laser, B-Tuyau amont, C-Paroi du réservoir de pression, D-Mousse, E-Capteur de Pression, F-Bouche artificielle.

annexe C.

Résultats de l'étude statique

L'ouverture h_{min} est mesurée en fonction de la pression amont P_u pour différentes valeurs de pression d'eau dans les lèvres P_L . En fonction de l'ouverture ou de la fermeture de la vanne située sur la colonne d'eau, deux conditions mécaniques différentes sont appliquées au système. Quand la vanne est fermée, le volume d'eau dans les lèvres reste constant lors de la déformation. En revanche, lorsqu'elle est ouverte, la pression d'eau reste constante. Dans le cas de la vanne fermée, la pression P_L n'est connue qu'initialement, c'est à dire quand il n'y a pas d'écoulement (et donc de déformation). C'est cette valeur initiale de P_L qui sera reportée par la suite dans les figures présentant des mesures à volume constant. Les résultats correspondant aux deux types de mesures sont présentés dans la figure 3.8.

La différence entre les deux séries de mesure est frappante pour les basses pressions P_L , en particulier, pour $P_L = 0$ Pa. Pour des pressions P_L plus importantes, les courbes suivent globalement la même tendance quasi-linéaire. Néanmoins les pentes sont un facteur 10 plus élevées dans le cas où la pression est constante. De plus, nous avons remarqué expérimentalement l'existence d'un phénomène d'hystérésis conduisant à des différences entre les hauteurs mesurées en fonction du fait que la pression P_U croisse ou décroisse. Ce phénomène a été spé-

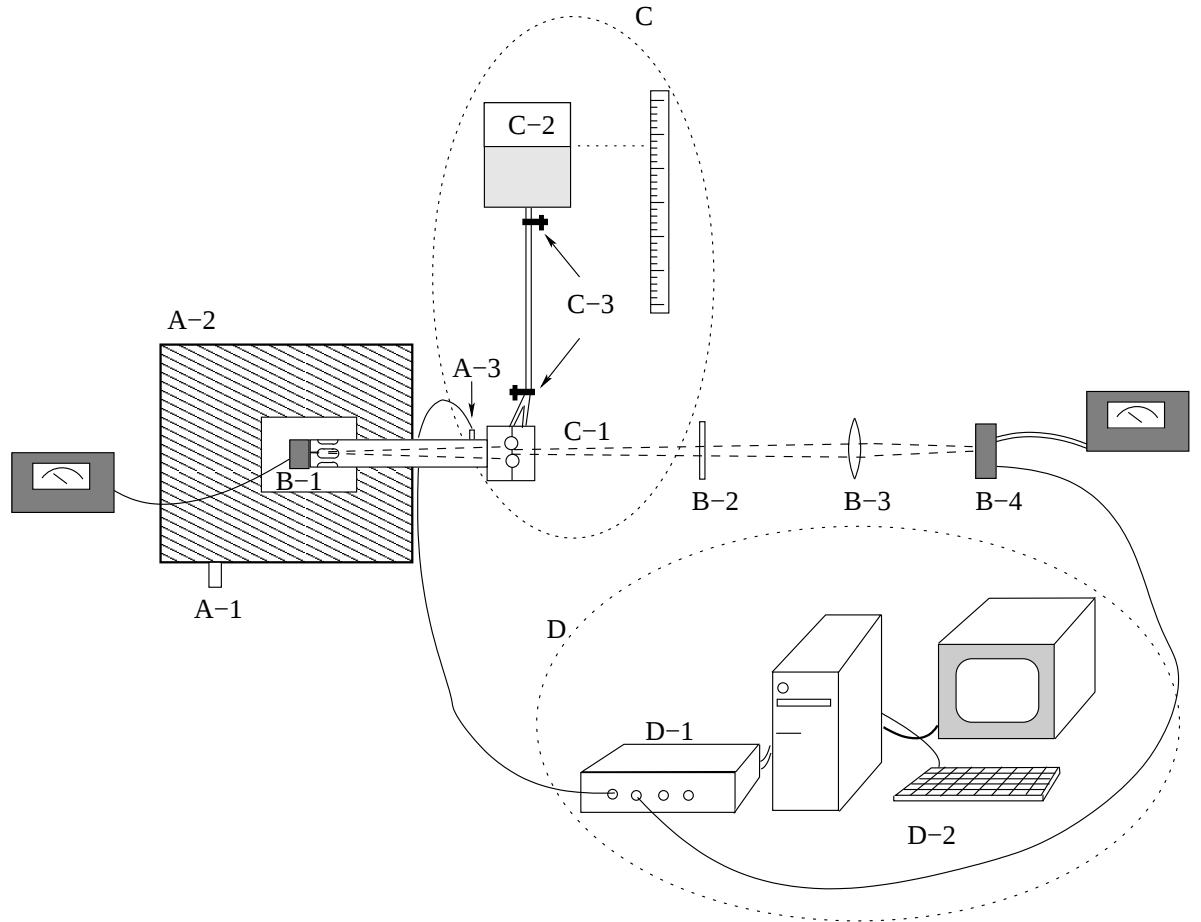


FIG. 3.7 – Vue générale du dispositif expérimental. **A- Source et capteur de pression** (A-1 : Arrivée d'air comprimé, A-2 : réservoir de pression rempli de mousse, A-3 : capteur de pression). **B- Système optique** (B-1 : laser, B-2 : atténuateur, B-3 : lentille convergente, B-4 : photo-diode). **C- Bouche artificielle** (C-1 : bloc métallique et lèvres artificielles, C-2 : réservoir de pression d'eau, C-3 : vannes). **D- Système d'acquisition** (D-1 : unité de conditionnement de signal "sample and hold", D-2 : PC et carte d'acquisition).

cialement observé dans le cas volume constant. Cet effet n'est pas représenté sur la figure 3.8 afin de ne pas la surcharger. Dans cette figure, la pression amont P_U est modifiée de façon croissante.

Nous constatons donc une dépendance forte des caractéristiques statiques des modèles mécaniques en fonction des conditions aux limites mécaniques. Ce point n'a -à notre connaissance- jamais été mis en avant dans les modélisations physiques d'instrument à cuivre ou dans le domaine de la parole. Dans le cas des

3.3 Influence des conditions aux limites mécaniques

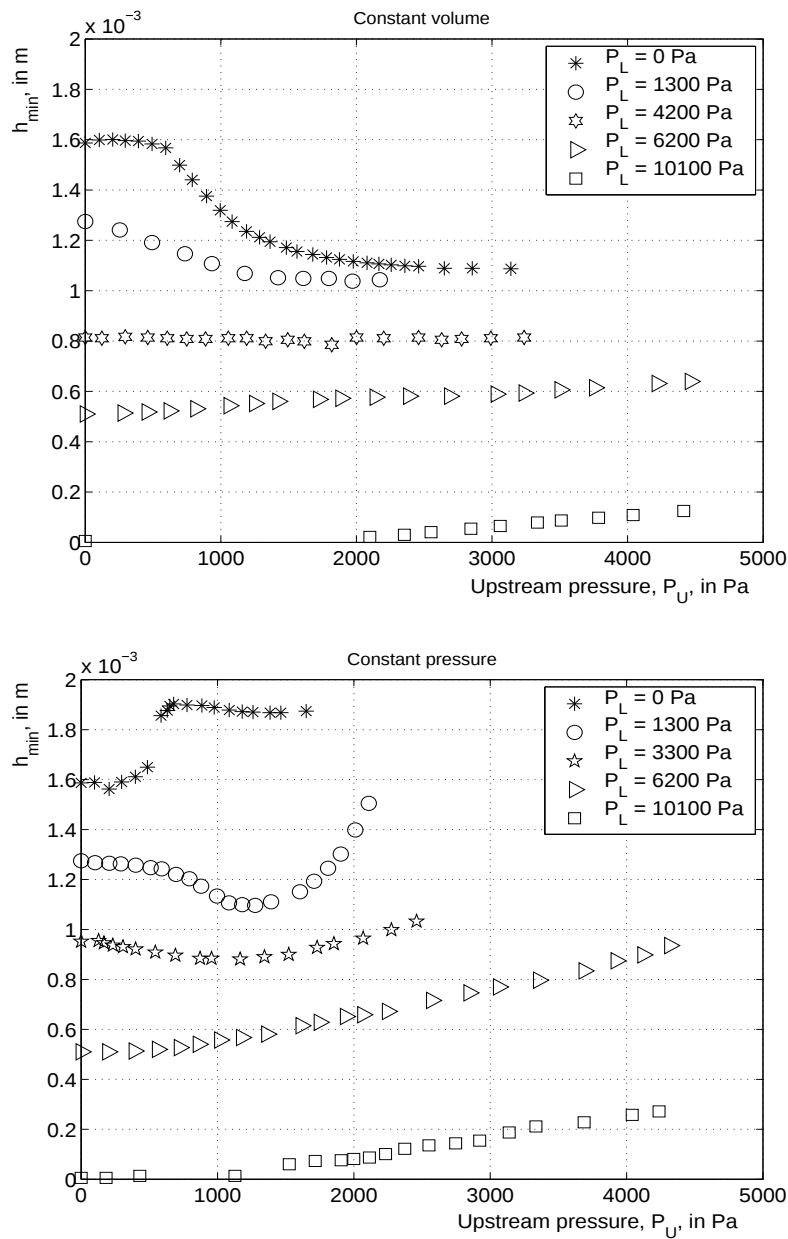


FIG. 3.8 – Mesures statiques. Evolution de l'ouverture h_{min} en fonction de la pression en amont pour différentes valeurs de la pression d'eau dans les lèvres P_L . En haut : condition de volume constant (Dans ce cas, la pression P_L mentionnée correspond à la pression imposée initialement, quand il n'y a pas d'écoulement). En bas : condition de pression constante.

lèvres d'un joueur de cuivre, l'embouchure exerce une contrainte mécanique forte en pressant les lèvres contre les dents. Cette contrainte est réalisée dans nos lèvres artificielles au moyen des supports en laiton qui délimitent la zone de vibration mécanique et par la condition aux limites de type volume constant.

Résultats de l'étude dynamique

Après avoir constaté l'importance des conditions aux limites mécaniques sur le comportement statique des lèvres, nous nous intéressons maintenant à l'étude de leur comportement dynamique. Nous considérons le système mécanique au moment où l'oscillation auto-entretenu commence c'est-à-dire au seuil d'oscillation. Il est à noter que dans notre dispositif expérimental, l'oscillation a lieu sans la présence de l'instrument en aval. Bien que la fréquence de résonance du tuyau amont (340 Hz) soit voisine des fréquences d'oscillations au niveau d seuil -notamment pour les fortes valeurs de P_L - nous supposons que les propriétés acoustiques du tuyau amont affectent peu les caractéristiques mécaniques des lèvres artificielles. L'oscillation des lèvres dans notre dispositif expérimental est donc similaire au 'buzz' des lèvres d'un musicien jouant avec une embouchure seule.

Nous mesurons les valeurs de pression et de fréquence au seuil d'oscillation en augmentant tout d'abord la pression amont jusqu'à l'établissement d'oscillations stables puis en diminuant lentement jusqu'à leur disparition. Nous définissons le seuil juste avant la disparition complète des oscillations. A proprement parler, nous ne mesurons pas la pression de seuil mais la pression minimale pour entretenir les oscillations comme l'a définie Lucero ([12]). Cependant, les différences entre les deux valeurs de pression sont suffisamment faibles pour être négligées dans notre étude. Nous réalisons cette opération pour différentes valeurs de pression dans les lèvres P_L et pour les deux conditions aux limites mécaniques : volume constant (vanne fermée) et pression constante (vanne ouverte). Les résultats expérimentaux sont reportés dans la figure 3.9. Nous remarquons dans un premier temps l'augmentation des pressions et des fréquences de seuil avec la pression d'eau dans les lèvres P_L . D'autre part, nous pouvons constater la similitude de l'évolution des pressions et des fréquences de seuil pour les deux conditions aux limites. En particulier pour des pressions P_L inférieures à 4000 Pa et supérieures à 10000 Pa, nous remarquons un comportement linéaire des fréquences de seuil et en une moindre mesure des pressions de seuil. En revanche, la zone intermédiaire $P_L \in [4000 \text{ } 10000] \text{ Pa}$ est moins régulière avec notamment une augmentation importante des pressions au seuil. Dans tous les cas, le comportement dynamique est peu affecté par les différences de conditions aux limites mécaniques. La raison que nous avançons est que la pression dans les lèvres oscille avec une fréquence très grande par rapport à la fréquence de résonance de la colonne d'eau. La masse d'eau participant à l'oscillation reste alors confinée dans une petite région au voi-

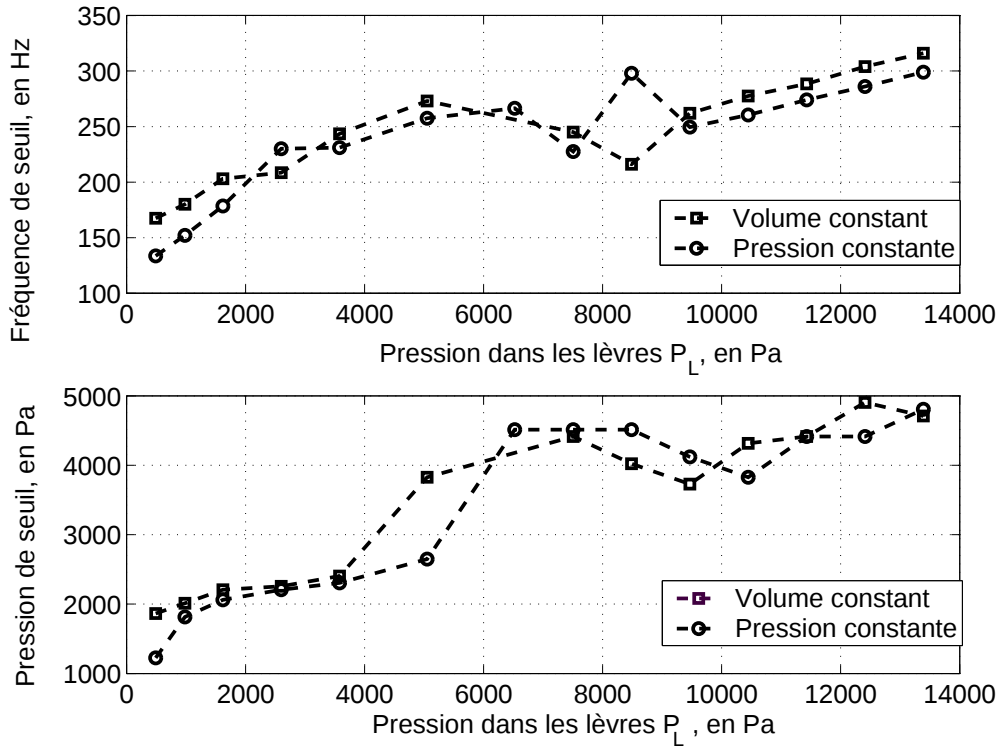


FIG. 3.9 – Mesures dynamiques. Evolution de la pression de seuil (en bas) et de la fréquence au seuil (en haut) en fonction de la pression d'eau dans les lèvres. $\square$: mesures avec volume constant (vanne fermée), $\circ$: mesures avec pression constante (vanne ouverte).

sinage des lèvres artificielles. Les conditions aux limites dynamiques sont donc proches d'une condition de type conservation de volume, même dans le cas où la vanne est ouverte.

3.3.3 Analyse des résultats

Les résultats expérimentaux présentés au chapitre précédent peuvent être analysés au moyen d'un modèle à deux masses similaire à ceux utilisés en parole ([9], [14], [11]). Nous considérons plus particulièrement le modèle de Lous et coll. ([11]) décrit dans la section précédente.

Géométrie du modèle

La géométrie du modèle à deux masses est choisie d'après celle de nos lèvres artificielles (voir figure 3.10 gauche). La longueur L entre les deux masses est prise arbitrairement égale à $R = 6 \text{ mm}$. La position de chaque masse i est notée y_i et la position au repos (identique pour les deux masses) est notée y_0 . La hauteur du canal glottique au niveau de chaque masse est donnée par :

$$h_1 = h_0 - 2y_1 \quad (3.5)$$

$$h_2 = h_0 - 2y_2 \quad (3.6)$$

La hauteur minimale, h_{min} du modèle à deux masses est donc donnée par $h_{min} = h_0 - \max(y_1, y_2)$.

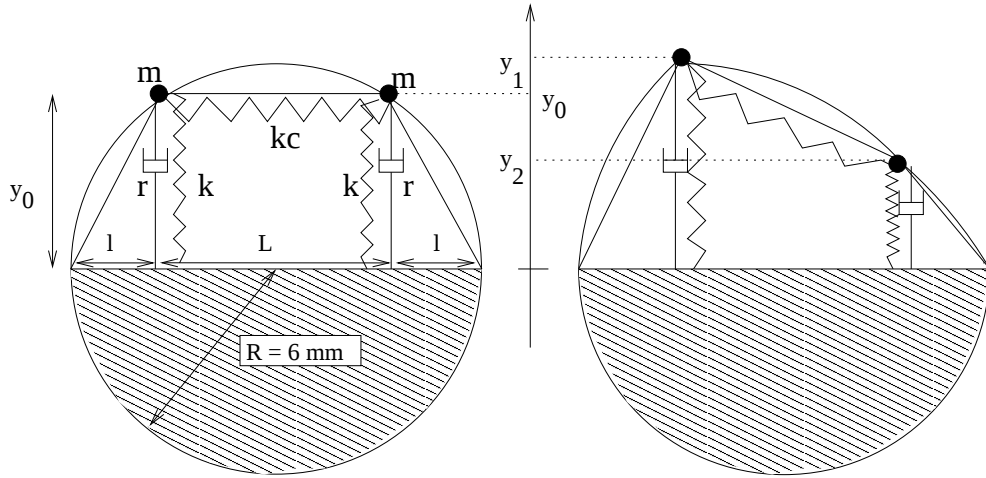


FIG. 3.10 – Modèle à deux masses appliqué au modèle expérimental de lèvres. A gauche : système au repos. A droite : système déformé

Estimation des paramètres mécaniques du système

Masse m : La masse effective totale M est estimée en considérant l'énergie cinétique des particules d'eau durant l'oscillation. Si l'on considère un premier mode de vibration compatible avec les conditions aux limites géométriques et mécaniques, on peut alors supposer que le profil de vitesse d'eau dans la direction ν (voir figure 3.11) est approximativement sinusoïdal. On note V_A la valeur maximale de la vitesse. L'énergie cinétique E_c est alors donnée par :

$$E_c = \frac{1}{2} M V_A^2 = \frac{1}{2} \int_{\frac{\nu}{2}} \rho v^2 d\tau \approx \frac{1}{2} \rho \frac{L_g \pi R^2}{2} \frac{V_A^2}{2} \quad (3.7)$$

3.3 Influence des conditions aux limites mécaniques

Dans cette expression, $\mathcal{V}$ correspond au volume total contenu dans le cylindre de longueur L_g . Le volume d'eau dans le cylindre est donc égal à $\frac{\mathcal{V}}{2}$. Si on simplifie l'expression précédente, on obtient $M = \frac{\rho L_g \pi R^2}{4}$. Cette valeur correspond à une borne supérieure de la masse effective totale car nous considérons dans notre estimation que l'ensemble de l'eau participe à l'oscillation. En fait, des zones d'eau morte peuvent exister aux bords des lèvres artificielles et ne pas contribuer à la masse effective. Nous décidons donc d'employer une expression pondérée par rapport à la précédente et choisissons arbitrairement la valeur suivante :

$$M \approx \frac{\rho L_g \pi R^2}{5} \quad (3.8)$$

Cela donne une masse effective totale voisine de 0.7 g, ce qui est du même ordre de grandeur que les estimation d'Elliot et Bowsheer ([6]) et de Pelorson et coll. ([15]). La masse m étant égale à la moitié de la masse effective totale M , on obtient une valeur de m égale à 0.35 g.

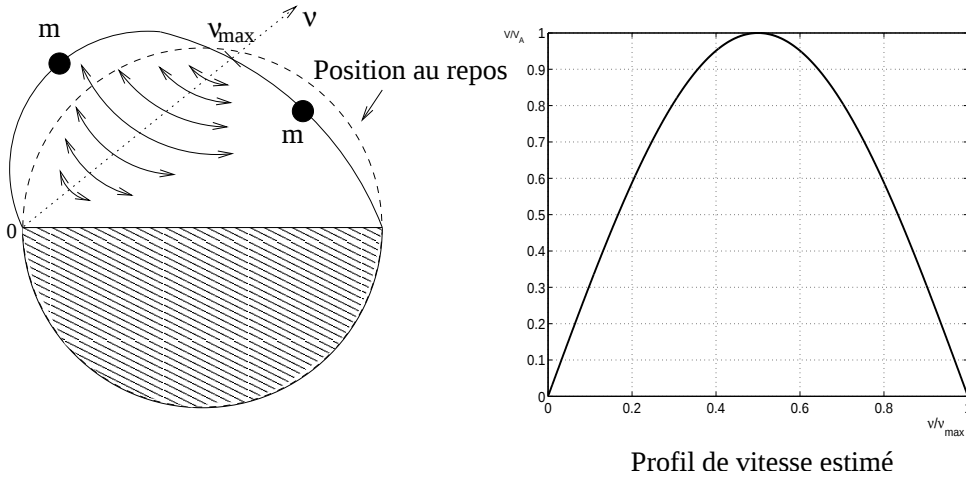


FIG. 3.11 – Estimation de la masse effective M . À gauche : déformation estimée du premier mode de vibration. À droite : estimation du profil de vitesse des particules d'eau compatible avec les conditions aux limites.

Raideur k et raideur de couplage k_c : Les raideurs k et k_c sont estimées grâce à un fit des données expérimentales statiques. Pour une pression dans les lèvres P_L donnée et connaissant la pression amont et la position au repos y_0 , nous calculons la force F_i exercée sur chaque masse. Pour cela, nous employons les expressions données par Lous et coll. ([11], voir annexe C). Nous obtenons ainsi un système couplé de deux équations à deux inconnues :

$$\begin{cases} k(y_1 - y_0) + k_c(y_1 - y_2) = F_1 \\ k(y_2 - y_0) + k_c(y_2 - y_1) = F_2 \end{cases} \quad (3.9)$$

Ce système est résolu par une méthode de Newton-Raphson pour différentes pressions amont P_u . Nous comparons les valeurs théoriques de h_{min} avec les valeurs expérimentales et nous ajustons la valeur des deux paramètres de contrôle k et k_c pour faire coïncider ces deux valeurs. Lorsque la différence entre les hauteurs théoriques et les hauteurs expérimentales est inférieure à 5 %, nous adoptons les valeurs de k et k_c obtenues pour la valeur de P_L choisie. Le calcul est ensuite réitéré pour d'autres valeurs de P_L . Un exemple de fit est présenté sur la figure 3.12 pour une pression $P_L = 4200$ Pa. Les résultats du fit donnent les paramètres de raideurs suivant : $k = 1200$ N/m et $k_c = -132$ N/m.

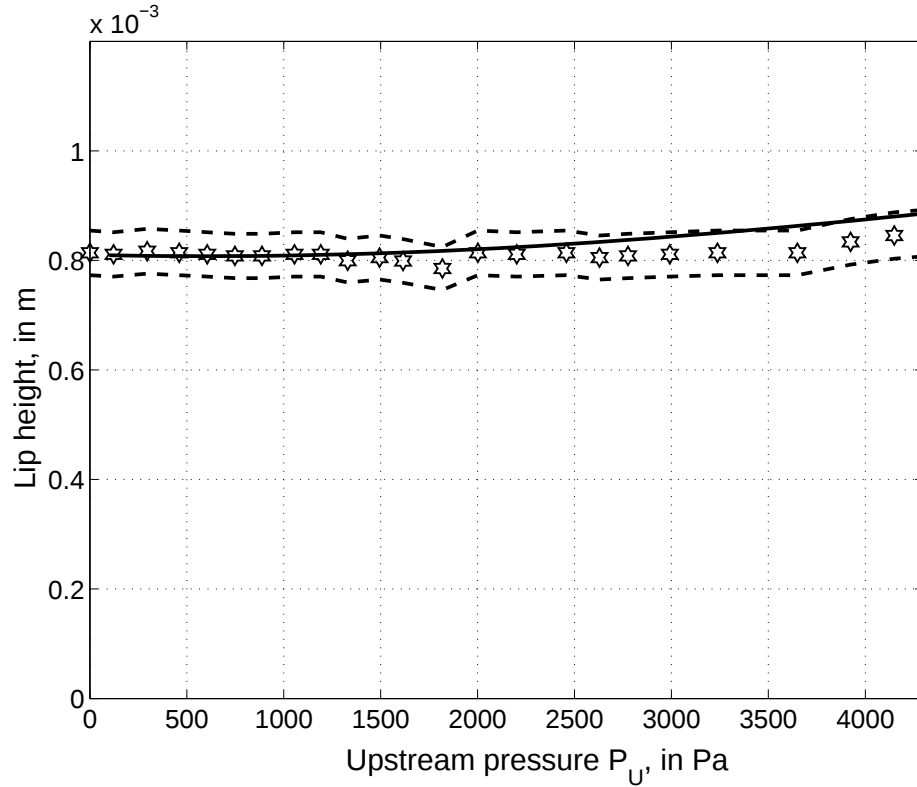


FIG. 3.12 – Exemple de résultat obtenu par fit sur les mesures statiques avec $P_L = 4200$ Pa. Hexagones : résultats expérimentaux. Trait plein : résultats théoriques correspondant à $k = 1200$ N/m et $k_c = -132$ N/m. Trait pointillé : limites de la zone de tolérance correspondant à $\pm 5\%$ des valeurs expérimentales

Plutôt que la raideur k_c , nous préférons utiliser le coefficient de couplage σ

3.3 Influence des conditions aux limites mécaniques

défini par $\sigma = \frac{k_c}{k}$. Les résultats donnant la raideur k et le coefficient de couplage σ en fonction de P_L sont reportés dans le tableau 3.1.

P_L (en Pa)	h_{min} (en mm)	k (en N/m)	σ (sans dimension)
1300	1.27	198	-0.36
2200	1.10	240	-0.35
3200	0.95	270	-0.35
4200	0.81	1200	-0.11
5200	0.65	2000	-0.05
6200	0.51	1500	0.3
8100	0.16	2000	3

TAB. 3.1 – Valeurs expérimentales de h_{min} et valeurs théoriques de k et σ (défini par $\sigma = \frac{k_c}{k}$) pour différentes pressions dans les lèvres P_L obtenues en “fittant” les mesures expérimentales statiques.

Les résultats présentés sont frappants. Les raideurs de couplages du modèle à deux masses permettant de fitter les mesures expérimentales sont négatives pour des pressions P_L inférieures à 6000 Pa. Il apparaît qu’une raideur de couplage négative permet de reproduire le comportement de type “anche fermante” visible sur la figure 3.8 pour les basses pressions amont P_u . Ces valeurs négatives peuvent être expliquées par une considération physique simple. En effet, la condition de conservation de volume d’eau dans les lèvres nous dit que si une partie du système est tirée vers le bas du fait de la contrainte imposée par l’écoulement, l’autre partie remonte vers le haut afin de garder constant le volume d’eau. Dans le modèle à deux masses cet effet antagoniste est réalisé par le biais d’une raideur de couplage négative.

Pour des pressions P_L supérieures à 6000 Pa, le signe de σ devient positif alors que l’argument précédent devrait toujours tenir. Il apparaît donc que le modèle à deux masses que nous utilisons n’est pas adapté dans le cas où P_L est trop élevée. Plusieurs raisons peuvent être avancées. D’une part la mesure de h_{min} ne permet pas d’évaluer le déplacement longitudinal (dans le sens de l’écoulement) du système mécanique. En outre, notre modèle à deux masses ne peut pas simuler ce déplacement puisque les masses sont astreintes à se déplacer perpendiculairement à l’écoulement. Il est possible que pour les faibles pressions P_L , ce déplacement longitudinal soit très faible comparé au déplacement transversal (comme c’est le cas en parole), permettant une utilisation adéquate du modèle à deux masses. En revanche le déplacement longitudinal pourrait ne plus être négligeable pour les fortes pressions rendant l’utilisation du modèle à deux masses caduque.

Coefficient d'amortissement r : Le coefficient d'amortissement r est classiquement exprimé en fonction de la masse m et de l'amortissement k : $r = 2\xi\sqrt{km}$ où ξ peut être relié au facteur de qualité de la résonance mécanique par $\xi = \frac{1}{2Q}$. Une valeur typique de ξ utilisée en parole est : $\xi = 0.1$ ([11]). Cela correspond à un facteur de qualité $Q = 5$ qui est aussi un bon ordre de grandeur dans la modélisation des lèvres de trombonistes comme le mentionnent Cullen et coll.([5]). Nous gardons donc cette valeur pour notre modèle.

Etude linéaire de stabilité

Une fois estimés les paramètres mécaniques et géométriques du modèle, nous déterminons les valeurs théoriques de pression et de fréquence au seuil d'oscillation. Comme l'expliquent Cullen et coll. ([5]), le démarrage des oscillations correspond à la déstabilisation des positions d'équilibre du système. Les valeurs de pression amont et de fréquence au niveau du seuil d'oscillation peuvent être calculées au moyen d'une étude de stabilité linéaire. La méthode est décrite en détail dans l'article de Cullen et coll. ([5]) et les équations sont rappelées dans l'annexe C. Les fréquences de seuil peuvent être comparées aux fréquences propres du système mécanique. Les fréquences propres sont calculées en résolvant l'équation caractéristique du système sans amortissement. Le modèle à deux masses étant un système à deux degrés de liberté, on obtient deux fréquences propres correspondant aux deux modes propres d'oscillation.

$$f_1 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (3.10)$$

$$f_2 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{(2\sigma + 1) \frac{k}{m}} \quad (3.11)$$

Les résultats de l'analyse de stabilité linéaire sont frappants : les oscillations auto-entretenues n'ont pas lieu lorsque la raideur de couplage est négative ! Il est nécessaire de considérer une raideur de couplage positive pour permettre l'existence d'oscillations auto-entretenues. Un exemple de comparaison entre valeurs théoriques et expérimentales est donné dans la figure 3.13. Sur cette figure, nous présentons les valeurs de pression et de fréquence de seuil à coefficient de couplage σ variable. Le cas présenté correspond à une pression dans les lèvres $P_L = 2200$ Pa et nous prenons comme raideur k et comme la hauteur h_{min} les valeurs données par l'étude statique : $k = 240$ N/m et $h_{min} = 1.1$ mm.

On observe sur cette figure que les oscillations cessent dès que σ est inférieur à zéro (ou même légèrement positif). Pour avoir un accord satisfaisant entre les simulations et les données expérimentale, il semble nécessaire de considérer une valeur de σ voisine de 0.6 (pour s'accorder au niveau des fréquences de seuil) ou supérieure à 0.6 (pour s'accorder au niveau des pressions de seuil). Nous pouvons

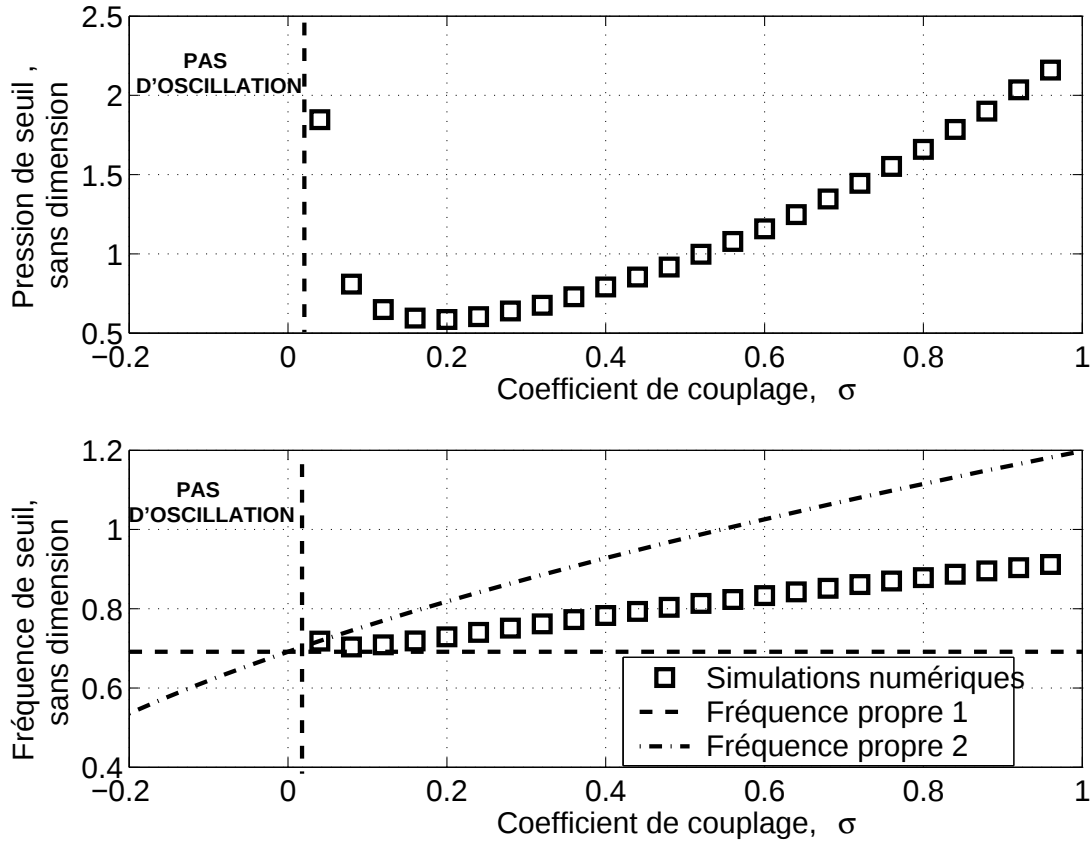


FIG. 3.13 – Evolution des rapports entre les valeurs de pressions ou de fréquences de seuil simulées et mesurées en fonction du coefficient de couplage σ pour une configuration à $P_L = 2200$ Pa. Les valeurs expérimentales de pression et de fréquence de seuil sont : $P_{seuil} = 2236$ Pa et $f_{seuil} = 215$ Hz. En haut : rapport entre la pression de seuil simulée et la pression de seuil expérimentale ($\square$). En bas : rapport entre la fréquence de seuil simulée et la fréquence de seuil expérimentale ($\square$), rapport entre la première (resp. la seconde) fréquences propres et la fréquence de seuil expérimentale (tirets (resp. tirets-pointillés)).

noter que les fréquences de seuil obtenues par simulation numérique sont comprises entre les deux fréquences propres du modèle à deux masses. Ces résultats sont reproductibles pour différentes valeurs de P_L .

Nous sommes donc en présence de résultats contradictoires. Les résultats de l'étude statique montrent qu'il est nécessaire de considérer une raideur de couplage négative pour des pressions P_L inférieures à 5000 Pa. Alors que les résultats de l'étude dynamique montrent qu'il est nécessaire de considérer une raideur de couplage positive pour simuler l'existence d'oscillations auto-entretenues. La mo-

dification des paramètres géométriques ou des paramètres mécaniques tels que la masse ou la raideur ne semble pas affecter ce résultat.

3.3.4 Conclusion

Dans cette étude, nous avons montré l'importance des conditions aux limites mécaniques sur le comportement de lèvres artificielles reproduisant les lèvres d'un joueur d'instrument à cuivre. Une première étude, statique, nous a permis de mettre en évidence les différences de comportement du modèle mécanique pour deux conditions aux limites différentes. Par une considération qualitative simple nous avons montré que la condition aux limites mécanique imposant la conservation du volume d'eau dans les lèvres était la plus proche des conditions in-vivo. L'utilisation d'un modèle à deux masses basé sur les travaux de Lous et coll. ([11]) nous a montré que pour une grande variété de paramètres mécaniques du modèle (c'est-à-dire pour une grande plage de pression d'eau dans les lèvres P_L), la contrainte de conservation de volume dans les lèvres impose de prendre en compte une raideur de couplage négative. Une seconde étude, dynamique, nous a montré que la prise en compte de raideurs de couplages négatives était incompatible avec la simulation d'oscillations auto-entretenues. Il semble donc que le modèle à deux masses traditionnellement utilisé en parole n'est pas apte à décrire de façon correcte le comportement de notre dispositif expérimental et notamment la contrainte de conservation du volume.

3.4 Conclusion générale

Nous avons présenté dans ce chapitre un modèle à deux masses simple. Nous l'avons employé pour analyser le comportement d'un dispositif expérimental de type bouche artificielle en nous focalisant sur le problème de la prise en compte des conditions aux limites mécaniques. Dans le cas réel des lèvres d'un joueur d'instrument à cuivre, les tissus participant à l'oscillation sont contraints par la pression de l'embouchure et des dents. Pour reproduire cette contrainte, nous avons imposé dans le dispositif expérimental, une condition aux limites mécaniques de type volume constant. Nous avons alors réalisé deux séries de mesures : l'une statique, l'autre dynamique et nous avons tenté d'utiliser le modèle à deux masses pour analyser les résultats de ces mesures. Nous avons alors mis le doigt sur une contradiction. Pour simuler le comportement statique, il est nécessaire d'imposer dans le modèle une raideur de couplage négative. Cela peut se comprendre par un argument physique simple si l'on considère la condition de conservation du volume. Cependant, l'utilisation d'une raideur de couplage négative rend le modèle incapable de reproduire le comportement expérimental

dynamique. Il semble donc que le modèle à deux masses que nous utilisons (et qui est traditionnellement utilisé en parole) est incapable de décrire la conservation du volume pour la modélisation des lèvres d'un joueur d'instrument à cuivre. Il reste donc beaucoup à faire pour améliorer la prise en compte des conditions aux limites mécaniques. Nous présentons en annexe E une ébauche de modèle à deux masses qui prend en compte la conservation du volume de manière plus rigoureuse.

Un autre point à améliorer dans les futurs modèles d'écoulement ou des modèles mécaniques concerne la description des collisions. En particulier, il semble clair qu'une partie de l'énergie mécanique de cordes est dissipée sous forme d'ondes élastiques se propageant dans les tissus lors de la collision. Les pertes liées à ces ondes élastiques ne sont pas clairement prises en compte. Cela a fait l'objet d'un stage de fin d'étude ([3]) et constitue une perspective intéressante pour des travaux futurs.

Bibliographie

- [1] S. Adachi and M. Sato. Time domain simulation of sound production in the brass instrument. *J.Acoust.Soc.Am*, 97(6) :3850–3861, 1995.
- [2] S. Adachi and M. Sato. Trumpet sound simulation using a two-dimensional lip vibration model. *J.Acoust.Soc.Am*, 99(2) :1200–1209, 1996.
- [3] M. Bertagnolio. Etude d'un modèle mécanique de cordes vocales. Rapport de stage de l'Ecole Polytechnique/ ENSTA, 2001.
- [4] R. Caussé, J. Kergomard, and X. Lurton. Input impedance of brass musical instruments- comparison between experimental and numerical models. *J.Acoust.Soc.Am*, 75(1) :241–254, 1984.
- [5] J.S. Cullen, J. Gilbert, and D.M. Campbell. Brass instruments : Linear stability analysis and experiments with an artificial mouth. *Acta Acustica*, 86 :704–724, 2000.
- [6] S.J. Elliot and J.M. Bowsher. Regeneration in brass wind instruments. *J. Sound. Vib.*, 83 :181–217, 1982.
- [7] J. Gilbert, S. Ponthus, and J.F. Petiot. Artificial buzzing lips and brass instruments : Experimental results. *J.Acoust.Soc.Am*, 104(3) :1627–1632, 1998.
- [8] A. Hirschberg, J. Gilbert, R. Msallam, and A.P.J. Wijnands. Shock waves in trombones. *J.Acoust.Soc.Am*, 99 :1754–1758, 1996.
- [9] K. Ishizaka and J.L. Flanagan. Synthesis of voiced sounds from a two-mass model of the vocal cords. *Bell Syst. Tech. J.*, 51 :1233–1268, 1972.
- [10] K. Ishizaka and M. Matsudaira. Fluid mechanical considerations of vocal-cord vibrations. *Speech Commun. Res. Lab., Santa Barbara*, 8, 1972.
- [11] N.J.C. Lous, G.C.J. Hofmans, R.N.J. Veldhuis, and A. Hirschberg. A symmetrical two-mass vocal-fold model coupled to vocal tract and trachea, with application to prosthesis design. *Acta Acustica*, 84 :1135–1150, 1998.
- [12] J.C. Lucero. The minimum lung pressure to sustain vocal fold oscillation. *J.Acoust.Soc.Am*, 98(2) :779–784, 1995.
- [13] R. Msallam, S. Dequidt, R. Causse, and S. Tassart. Physical model of the trombone including nonlinear effects. application to the sound synthesis of loud tones. *Acta Acustica*, 86 :725–736, 2000.
- [14] X. Pelorson, A. Hirschberg, R.R. van Hassel, A.P.J. Wijnands, and Y. Auregan. Theoretical and experimental study of quasisteady-flow separation within the glottis during phonation. Application to a modified two-mass model. *J.Acoust.Soc.Am*, 96(6) :3416–3431, 1994.

- [15] X. Pelorson, M.T. Lallouache, S. Turrett, C. Bouffartigue, and P. Badin. Modelling the production of bilabial plosives : aerodynamical, geometrical and mechanical aspects. In *Proceedings of the International Conference on Spoken Language Processing*, volume 2, Yokohama, 1994.
- [16] I. Steinecke and H. Herzel. Bifurcations in an asymmetric vocal fold model. *J.Acoust.Soc.Am*, 97(3) :1874–1884, 1995.
- [17] C. Vergez. *Trompette et Trompettiste : un système dynamique non linéaire analysé, modélisé et simulé dans un contexte musical*. PhD thesis, Institut de Recherche et de Coordination en Acoustique Musicale (IRCAM), 2000.
- [18] S. Yoshikawa. Acoustical behavior of brass player’s lips. *J.Acoust.Soc.Am*, 97(3) :1929–1939, 1995.

Chapitre 4

Couplage acoustique

4.1 Introduction

Comme nous l'avons mentionné en introduction de cette thèse, le couplage acoustique entre les cordes vocales et les résonateurs acoustiques que sont le système subglottique (poumons et trachée) et le système supraglottique (conduit vocal) est généralement considéré comme faible. Il a été et continue à être négligé par de nombreux auteurs. La théorie Source-Filtre de Fant ([2]) en est une illustration. Dans cette théorie, le son émis par un locuteur est décrit par la convolution entre un signal d'excitation en entrée (l'onde de débit glottique) et la réponse impulsionnelle d'un système linéaire (le filtre correspondant à la fonction de transfert du conduit vocal). Le calcul de l'onde de débit glottique n'est pas affecté par l'existence de composantes fluctuantes de pression en amont (pression supraglottique) ou en aval (pression subglottique). Seule la valeur moyenne des pressions est considérée. Cette approximation peut être justifiée par le fait que les fréquences propres des cordes vocales (voisines de la fréquence fondamentale d'oscillation c'est-à-dire autour de 120 Hz pour les hommes et 200 Hz pour les femmes) sont généralement très inférieures au premier formant du conduit vocal (de fréquence F_1). Par exemple $F_1 \approx 700$ Hz pour un [a] et $F_1 \approx 500$ Hz pour un [o] (valeurs tirées de [2]) donc le transfert d'énergie acoustique entre les cordes vocales et le résonateur est faible. Néanmoins, le cas de la voyelle [i] fait figure d'exception puisque dans cette configuration, la fréquence du premier formant est proche de 200 Hz. Lous et coll. ont montré au moyen d'une simulation numérique temporelle que dans ce cas, le couplage acoustique est alors plus important ([4]).

Si le couplage acoustique entre les cordes vocales et le conduit vocal est faible il n'est cependant pas nul ([8]). Nous venons de mentionner le cas de la voyelle [i] mais cet effet de couplage peut aussi être important dans d'autres cas, notamment lors de l'initiation de la phonation. En effet, au voisinage du seuil d'oscillation

une petite perturbation peut suffire à déclencher la mise en vibration des cordes vocales. Titze et Berry ([9]) montrent par simulation numérique que la variation de l'aire du tube épilaryngé allant de 0.1 à 3 cm^2 modifie le couplage acoustique de telle façon que la pression de seuil passe de 200 à 1100 Pa . Cette augmentation d'un facteur 6 n'est pas négligeable.

En outre, dans nos maquettes de conduit vocal, nous utilisons des résonateurs dont les fréquences de résonance peuvent être proches des fréquences propres d'oscillation de nos modèles de cordes vocales. De même, les facteurs de qualité acoustiques de ces résonateurs peuvent être supérieurs à ceux du conduit vocal humain. Pour ces raisons, nous ne pouvons négliger l'étude du couplage acoustique. Nous allons donc décrire dans ce chapitre, les effets liés au couplage entre les cordes vocales (réelles ou artificielles) et les résonateurs acoustiques qui leurs sont liés. Cette étude s'appuie sur un code de calcul que nous avons développé et qui simule la propagation temporelle d'ondes acoustiques dans un guide d'onde de géométrie donnée. Un code similaire écrit a déjà été développé à l'ICP pour la synthèse de parole ([10]). Cependant, ce code est destiné à reproduire de façon réaliste des problèmes propres à la synthèse de parole comme l'articulation dynamique, les vibrations de paroi, etc. Sa prise en main nous a semblé peu aisée et nous avons préféré réécrire un code simple qui ne soit pas nécessairement optimisé en vitesse de calcul mais qui puisse s'adapter à la simulation de nos dispositifs expérimentaux.

Dans un premier temps, nous rappellerons quelques principes théoriques acoustiques permettant de décrire le code de calcul. Nous validerons ce code sur quelques configurations géométriques simples en comparant les fonctions de transfert analytiques à celles obtenues par simulation. Dans un deuxième temps, nous connecterons ce code au modèle à deux masses et montrerons comment réaliser le couplage entre les paramètres aérodynamiques du modèle à deux masses et les paramètres acoustiques des résonateurs.

4.2 Notions théoriques sur la propagation et le couplage acoustique

Les équations que nous allons développer peuvent se trouver dans tous les livres généraux d'acoustique (voir par exemple [1], [7]). Nous nous contentons ici de mentionner les équations nécessaires à la compréhension de notre code de simulation temporelle.

4.2.1 Equations de propagation en guide d'onde

Nous considérons le cas de la propagation d'ondes acoustiques en milieu guidé sans perte viscothermique et nous négligeons la vitesse de l'écoulement par rapport à la célérité du son (voir figure 4.1).

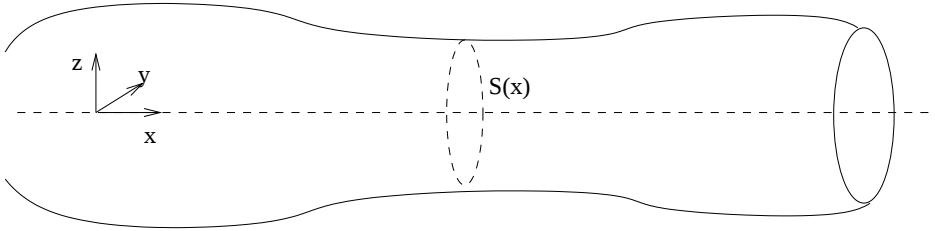


FIG. 4.1 – Paramètres géométriques du guide d'onde considéré

Dans le cas où l'amplitude des fluctuations de la pression acoustique est suffisamment faible devant la valeur moyenne de la pression (la pression atmosphérique), nous pouvons linéariser les équations constitutives de l'acoustique. La pression acoustique est alors solution de l'équation :

$$\Delta p(\mathbf{r}, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} = Q(\mathbf{r}, t) \quad (4.1)$$

Le terme Q représente l'ensemble des sources acoustiques (source de pression, de volume ou de chaleur par exemple) présentes dans le domaine considéré. Généralement, les sources acoustiques sont situées en dehors ou à la frontière du domaine et le terme $Q(\mathbf{r}, t)$ est alors nul. Dans ce qui suit, nous nous placerons dans cette configuration.

Dans le cas de la propagation en guide d'onde où une des dimensions est très grande par rapport aux autres (ici, la dimension suivant l'axe des x), il existe une fréquence de coupure sous laquelle seul le mode plan se propage (le mode plan correspond au mode de vibration où tous les points d'un plan perpendiculaire au vecteur d'onde vibrent en phase). Si l'on considère un tuyau uniforme de rayon 15 mm, similaire à ceux que nous utilisons dans nos dispositifs expérimentaux, cette fréquence de coupure est typiquement égale à 6500 Hz. Elle est donc largement supérieure aux fréquences des signaux acoustiques générés et l'approximation basses fréquences est bien valide.

L'équation d'onde tridimensionnelle décrite précédemment se simplifie alors en l'équation unidimensionnelle suivante :

$$\Delta p(x, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p(x, t)}{\partial t^2} = 0 \quad (4.2)$$

La solution générale de cette équation peut s'écrire sous la forme :

$$p(x, t) = p^+(t - \frac{x}{c}) + p^-(t + \frac{x}{c}) \quad (4.3)$$

où $p^+(x, t) = p^+(t - \frac{x}{c})$ est appelée onde progressive (ou onde aller) et $p^-(x, t) = p^-(t + \frac{x}{c})$ est appelée onde régressive (ou onde retour).

Une propriété importante des fluides monophasiques considérés communément en acoustique est leur propriété de bivariance ; c'est-à-dire le fait que l'on puisse définir l'état thermodynamique du milieu à l'aide seulement de deux variables thermodynamiques. Nous considérons de manière classique les variables pression acoustique $p(x, t)$ et débit acoustique $\phi(x, t)$. Le débit $\phi(x, t)$ est relié à la vitesse particulaire $v(x, t)$ par la relation : $\phi(x, t) = v(x, t) * S(x)$ où $S(x)$ est l'aire de la section transversale au point d'abscisse x . La relation entre pression et vitesse particulaire est donnée par l'équation d'Euler linéarisée :

$$\rho \frac{\partial v(x, t)}{\partial t} = - \frac{\partial p(x, t)}{\partial x} \quad (4.4)$$

Si l'on injecte l'expression générale de $p(x, t)$ déterminée en (4.3) on obtient l'expression suivante pour le débit $\phi(x, t)$:

$$\phi(x, t) = \frac{S(x)}{\rho c} \left(p^+(t - \frac{x}{c}) - p^-(t + \frac{x}{c}) \right) \quad (4.5)$$

N.B. : Dans ce qui suit, nous préférons noter les pressions p^+ et p^- sous la forme $p^+(x, t)$ et $p^-(x, t)$ plutôt que sous la forme $p^+(t - \frac{x}{c})$ et $p^-(t + \frac{x}{c})$. La première notation permet de distinguer la position et l'instant considérés alors que la seconde permet de relier la pression en divers points et à divers instants. Nous utiliserons la seconde notation lors de l'implémentation dans le code de calcul.

4.2.2 Conditions aux limites

Pour déterminer la solution exacte de l'équation d'onde appliquée au système considéré, il est nécessaire de prendre en compte les conditions aux limites de notre système, qu'il s'agisse de limites spatiales ou temporelles. Le cas général lors de la simulation de la parole fait intervenir deux résonateurs : en amont de la glotte (poumons et trachée) et en aval (conduit vocal). Ces deux résonateurs sont connectés via la glotte (voir figure 4.2). Nous allons présenter dans un premier temps les conditions aux limites spatiales en entrée et en sortie des deux résonateurs. Puis nous détaillerons le calcul du débit glottique.

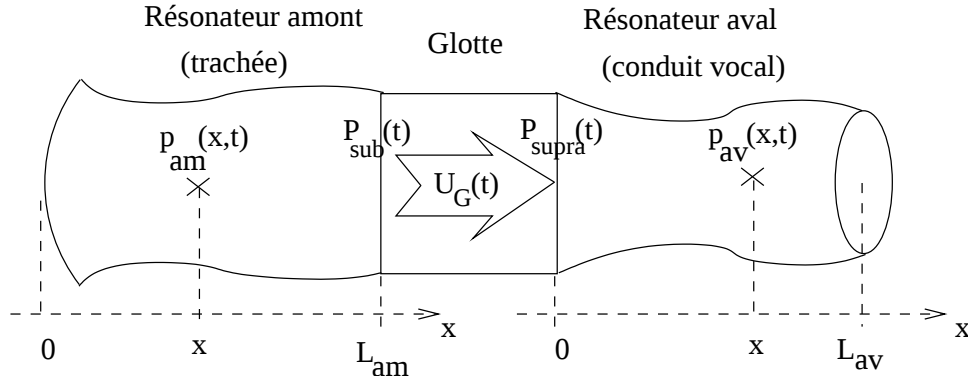


FIG. 4.2 – Système acoustique complet incluant le résonateur amont, la glotte et le résonateur aval. La pression dans le résonateur aval est notée $p_{av}(x, t)$, la pression dans le résonateur amont est notée $p_{am}(x, t)$.

Résonateur aval (conduit vocal)

Dans le cas du conduit vocal, les conditions aux limites spatiales sont fixées en entrée de résonateur par le débit injecté par la glotte et en sortie de résonateur par la continuité avec le milieu extérieur.

En considérant les principes de conservation du débit glottique et de continuité de la pression entre la glotte et l'entrée du résonateur (située à l'abscisse $x = 0$), on peut écrire :

$$\begin{cases} U_g(t) = \frac{S_{av}(0)}{\rho c} (p_{av}^+(0, t) - p_{av}^-(0, t)) \\ p_{supra}(t) = \langle P_{supra} \rangle + p_{av}^+(0, t) + p_{av}^-(0, t) \end{cases} \quad (4.6)$$

Lorsque nous considérons la continuité de la pression et la conservation du débit entre la glotte et l'entrée du conduit vocal, nous supposons implicitement que le jet formé en sortie de glotte se rattache au conduit vocal après une phase de mélange sans qu'il y ait récupération de pression. Nous supposons en outre que la pression dans le jet est uniforme sur une section transversale et égale à la pression supraglottique $p_{supra}(t)$. De plus, la pression supraglottique moyenne $\langle P_{supra} \rangle$ est supposée nulle, ce qui sous-entend que nous négligeons la perte de charge entre l'entrée et la sortie du conduit vocal. Une telle perte de charge peut être causée par l'existence de constriction dans le conduit vocal au niveau de la bouche par exemple.

En sortie du conduit vocal, la continuité de la pression et la conservation du débit avec le système environnant peut se traduire par le biais d'une impédance de

charge Z_L définie par :

$$Z_L(f) = \frac{P(L_{av}, f)}{\Phi(L_{av}, f)}, \quad (4.7)$$

où $P(x, f)$ et $\Phi(x, f)$ désignent les transformées de Fourier de $p(x, t)$ et $\phi(x, t)$.

Dans le cas idéal, la pression acoustique extérieure est nulle et on a donc $Z_L = 0$. La nullité de la pression acoustique rayonnée peut sembler contradictoire avec l'idée même d'émission d'un signal de parole ! Cette contradiction disparaît dans le cas réel car une fraction de la pression acoustique est rayonnée dans le milieu extérieur. Il est alors nécessaire de prendre en compte l'impédance de rayonnement. Le calcul analytique de l'impédance de rayonnement est généralement impossible, notamment dans le cas d'une géométrie complexe comme celle d'un visage humain. Néanmoins, si l'on représente le visage par un écran plan infini dans lequel débouche un tuyau cylindrique de rayon a et d'aire A , l'expression analytique de Z_L dans le domaine fréquentiel existe et s'écrit ([1]) :

$$Z_L(f) = \frac{\rho c}{A} \left(1 - \frac{J_1(2ka)}{ka} + j \frac{S_1(2ka)}{ka} \right) \quad (4.8)$$

$J_1(x)$ et $S_1(x)$ correspondent aux fonctions de Bessel et Struve d'ordre 1. Le nombre d'onde k est donné par $k = \frac{2\pi f}{c}$. Dans le cas où $ka \ll 1$, les fonctions $J_1(ka)$ et $S_1(ka)$ se simplifient et on obtient l'approximation basses fréquences suivante :

$$Z_L(f) \approx \frac{\rho c}{A} \left(\frac{1}{2} (ka)^2 + j \frac{8ka}{3\pi} \right) \quad (4.9)$$

Si l'on considère un cylindre de rayon 15 mm, l'approximation basses fréquences est valide tant que f reste très inférieure à 3500 Hz. En outre, l'approximation du visage par un écran plan infini est elle aussi valable surtout aux basses fréquences.

Plutôt que $Z_L(f)$, nous préférons utiliser le coefficient de réflexion terminal $R(f)$ qui relie directement les quantités $P_{av}^+(L_{av}, f)$ et $P_{av}^-(L_{av}, f)$: transformées de Fourier de $p_{av}^+(L_{av}, t)$ et $p_{av}^-(L_{av}, t)$. Le coefficient de réflexion $R(f)$ est défini par :

$$R(f) = \frac{P_{av}^-(L_{av}, f)}{P_{av}^+(L_{av}, f)} \quad (4.10)$$

La relation entre $R(f)$ et $Z_L(f)$ est donnée par :

$$R(f) = \frac{AZ_L(f) - \rho c}{AZ_L(f) + \rho c} \quad (4.11)$$

Dans le domaine temporel, la relation entre $p_{av}^+(L_{av}, t)$ et $p_{av}^-(L_{av}, t)$ s'écrit alors :

$$p_{av}^-(L_{av}, t) = r(t) \otimes p_{av}^+(L_{av}, t) \quad (4.12)$$

où $r(t)$ est la transformée de Fourier inverse de $R(f)$ et l'opérateur $\otimes$ désigne l'opérateur de convolution.

N.B. : L'opération de convolution suppose la prise en compte d'une infinité d'échantillons, ce qui n'est évidemment pas réalisable pratiquement. De manière concrète, nous calculons un filtre temporel à réponse impulsionnelle finie (filtre FIR) qui nous permet de simuler l'opération de convolution avec un nombre fini d'échantillons. Nous nous limitons généralement à des filtres d'ordre deux ou trois. Nous décrirons dans la partie implémentation et dans l'annexe F la façon dont nous obtenons ces filtres FIR.

Résonateur amont (trachée et poumons)

Les résultats que nous avons développés pour la propagation acoustique dans le conduit vocal sont transposables au système subglottique constitué par la trachée et les poumons. L'impédance du système subglottique a été mesurée in-vivo par Ishizaka et coll. ([3]). Il est possible d'obtenir l'expression fréquentielle du coefficient de réflexion correspondant et de générer un filtre temporel de la même façon que pour la sortie du conduit vocal.

Au niveau du couplage avec la glotte nous appliquons toujours les principes de conservation de débit et de continuité de pression entre la sortie du résonateur amont et la glotte. Nous obtenons :

$$\begin{cases} U_g(t) = \frac{S_{am}(L_{am})}{\rho c} \left(p_{am}^+(L_{am}, t) - p_{am}^-(L_{am}, t) \right) \\ p_{sub}(t) = \langle P_{sub} \rangle + p_{am}^+(L_{am}, t) + p_{am}^-(L_{am}, t) \end{cases} \quad (4.13)$$

Couplage entre la glotte et les résonateurs acoustiques

Nous avons montré dans ce qui précède que la pression acoustique se propageant dans les différents résonateurs était influencée par les conditions aux limites et notamment par le débit glottique injecté au niveau de la glotte. De la même façon, le couplage entre la glotte et les résonateurs va aussi influencer le calcul du débit glottique. Nous avons donc affaire à un système d'équations couplées. En modifiant le débit glottique et en ajoutant aux valeurs moyennes des pressions $p_{sub}(t)$ et $p_{supra}(t)$ une quantité fluctuante, le couplage affecte aussi le calcul des forces appliquées au modèle à deux masses.

Le calcul du débit glottique nécessite de connecter un modèle de résonateur acoustique dans lequel le fluide est supposé parfait, compressible et à débit moyen

nul à un modèle de glotte où le fluide est supposé visqueux *, localement incompressible et à débit moyen non nul.

L'écoulement dans la glotte étant supposé parfait jusqu'au point de séparation, il est possible d'utiliser l'équation de Bernoulli entre l'entrée de la glotte et le point de séparation. A l'entrée de la glotte, l'aire est notée $S_{am}(L_{am})$. Au niveau du point de séparation, la hauteur du jet formé est notée h_s et l'aire du canal à cet endroit est donnée par $S_{sep} = L_g * h_s$. L'équation de Bernoulli s'écrit de la manière suivante :

$$p_{sub}(t) + \frac{\rho}{2} \left(\frac{U_g(t)}{S_{am}(L_{am})} \right)^2 = p_{supra}(t) + \frac{\rho}{2} \left(\frac{U_g(t)}{S_{sep}} \right)^2 \quad (4.14)$$

Nous avons vu que $p_{sub}(t)$ et $p_{supra}(t)$ dépendent aussi du débit glottique $U_g(t)$ du fait du couplage acoustique (voir les équations 4.6 et 4.13). Il reste donc à exprimer ces deux quantités en fonction de $U_g(t)$.

Le système 4.6 permet d'obtenir pour $p_{supra}(t)$:

$$p_{supra}(t) = 2p_{av}^-(0, t) + \frac{\rho c}{S_{av}(0)} U_g(t) \quad (4.15)$$

Le système 4.13 permet d'obtenir pour $p_{sub}(t)$:

$$p_{sub}(t) = < P_{sub} > + 2p_{am}^+(L_{am}, t) - \frac{\rho c}{S_{am}(L_{am})} U_g(t) \quad (4.16)$$

En injectant dans l'équation 4.14 les valeurs de $p_{sub}(t)$ et $p_{supra}(t)$ ainsi exprimées, on obtient l'équation du second degré permettant de calculer $U_g(t)$:

$$\begin{aligned} \frac{\rho}{2} \left(\frac{1}{S_{sub}^2} - \frac{1}{S_{sep}^2} \right) U_g^2(t) - \rho c \left(\frac{1}{S_{am}(L_{am})} + \frac{1}{S_{av}(0)} \right) U_g(t) + \dots \\ + < P_{sub} > + 2p_{am}^+(L_{am}, t) - 2p_{av}^-(0, t) = 0 \end{aligned} \quad (4.17)$$

4.3 Implémentation et validation du modèle

4.3.1 Discrétisation des équations

Equations générales

L'implémentation des équations (4.3) (4.5) et (4.6) passe par leur discrétisation temporelle et spatiale. La discrétisation spatiale du conduit vocal est inspirée

*La viscosité est prise en compte dans le modèle au moment de la séparation de l'écoulement. Avant le point de séparation, l'écoulement est considéré parfait.

de Fant ([2]). Le conduit vocal est discrétisé en N cylindres élémentaires de longueur $l = 5$ mm et d'aire A_i (N varie de 34 pour les voyelles [i], [e] à 40 pour la voyelle [u]). Nous choisissons une période de discrétisation temporelle Te telle que la distance parcourue par l'onde acoustique pendant Te soit égale à la longueur élémentaire l : $Te = \frac{l}{c}$. En considérant que $c = 340$ m/s, la fréquence d'échantillonnage est donc égale à $F_e = \frac{c}{l} = 68$ kHz. Cette valeur de c est plus faible que la célérité dans le conduit vocal humain (approximativement 350 m/s) mais correspond aux conditions de laboratoire que nous considérons par la suite.

A chaque pas de calcul, nous pouvons ainsi relier la pression $p_i(x, t)$ et le débit $\phi_i(x, t)$ dans le cylindre élémentaire i (avec $x \in [0, l]$) aux pressions et débits dans les cylindres adjacents. Les principes de conservation de débit et de continuité de pression appliqués à la jonction entre les tuyaux i et $i+1$ nous permettent d'obtenir un ensemble d'expressions permettant de faire propager les informations acoustiques. Dans ce qui suit, nous décrivons de manière succincte les étapes de calculs permettant d'obtenir ces expressions. Pour plus de détails, le lecteur pourra se reporter à l'ouvrage d' O'Shaughnessy ([5]).

Le principe de conservation du débit, appliqué à la jonction entre les cylindres i et $i+1$ permet d'écrire :

$$\phi_i(l, t) = \phi_{i+1}(0, t) \quad (4.18)$$

Une fois injecté dans l'équation (4.5) cela donne :

$$p_i^+(l, t) - p_i^-(l, t) = \frac{A_{i+1}}{A_i} \left(p_{i+1}^+(0, t) - p_{i+1}^-(0, t) \right) \quad (4.19)$$

De même, la continuité de la pression à la jonction entre les cylindres i et $i+1$ s'écrit :

$$p_i(l, t) = p_{i+1}(0, t) \quad (4.20)$$

Ce qui donne l'expression suivante :

$$p_i^+(l, t) + p_i^-(l, t) = p_{i+1}^+(0, t) - p_{i+1}^-(0, t) \quad (4.21)$$

En manipulant les expressions (4.19) et (4.21) on obtient une expression donnant les pressions $p_i^+(l, t)$ et $p_i^-(l, t)$ en fin de tuyau i :

$$\begin{cases} p_i^-(l, t) = \gamma_i p_i^+(l, t) + \beta_i p_{i+1}^-(l, t - Te) \\ p_i^+(l, t) = \alpha_{i-1} p_{i-1}^+(l, t - Te) - \gamma_{i-1} p_i^-(l, t - 2Te) \end{cases} \quad (4.22)$$

Où γ_i , β_i et α_i sont des paramètres géométriques définis comme suit :

$$\begin{aligned}\gamma_i &= \frac{A_i - A_{i+1}}{A_i + A_{i+1}} \\ \beta_i &= \frac{2A_{i+1}}{A_i + A_{i+1}} = 1 - \gamma_i \\ \alpha_i &= \frac{2A_i}{A_i + A_{i+1}} = 1 + \gamma_i\end{aligned}$$

Le système (4.22) relie uniquement des quantités p^+ et p^- définies en extrémité de tuyaux $i-1$, i et $i+1$. Il est défini pour $i \in [2, N-1]$ car les coefficients α_i , β_i et γ_i sont définis pour $i \in [1, N-1]$. Il doit donc être complété par les expressions donnant les pressions dans le premier et le dernier tuyau.

Conditions limites

Résonateur aval : Dans ce qui suit, nous abandonnons l'indice "av" désignant le résonateur aval par commodité d'écriture.

- Pour le premier tuyau ($i = 1$), nous pouvons utiliser à nouveau le système d'équations 4.6. On obtient après quelques manipulations l'expression de p_1^+ et p_1^- en début de premier tuyau :

$$\begin{cases} p_1^-(0, t) = p_1^-(l, t - Te) \\ p_1^+(0, t) = p_1^-(0, t) + \frac{\rho c}{S(0)} U_g(t) \end{cases} \quad (4.23)$$

En fin de premier tuyau, l'expression donnant $p_i^-(l, t)$ (4.22) reste valable. On a donc :

$$p_1^-(l, t) = \gamma_1 p_1^+(l, t) + \beta_1 p_2^-(l, t - Te) \quad (4.24)$$

Et la pression $p_1^+(l, t)$ est déduite de $p_1^+(0, t)$ par un simple décalage temporel : $p_1^+(l, t) = p_1^+(0, t - Te)$.

En résumé, on a en entrée de résonateur amont les valeurs de pression suivantes :

$$\begin{cases} p_1^+(l, t) = p_1^-(0, t - Te) + \frac{\rho c}{S(0)} U_g(t - Te) \\ p_1^-(l, t) = \gamma_1 p_1^+(l, t) + \beta_1 p_2^-(l, t - Te) \end{cases} \quad (4.25)$$

- Pour le dernier tuyau correspondant à $n = N$, nous pouvons garder l'expression de $p_N^+(l, t)$ donnée par (4.22) qui reste valable :

$$p_N^+(l, t) = \alpha_{N-1} p_{N-1}^+(l, t - Te) - \gamma_{N-1} p_N^-(l, t - 2Te) \quad (4.26)$$

En revanche, $p_N^-(l, t)$ doit être définie différemment de l'expression donnée dans 4.22. Nous nous servons pour cela de l'expression (4.12) reliant les

pressions $p_N^-(l, t)$ et $p_N^+(l, t)$:

$$p_N^-(l, t) = r(t) \otimes p_N^+(l, t). \quad (4.27)$$

L'opérateur de convolution symbolise ici le filtrage temporel par un filtre FIR de degré 2 dont les coefficients sont notés $a(j)$ et $b(j)$ ($j \in \{0, 1, 2\}$). Les coefficients du filtre sont déterminés numériquement sous matlab (voir l'annexe F). Le choix du degré 2 est motivé empiriquement par un compromis entre la simplicité du filtre et son bon accord avec l'expression théorique de $R(f)$.

La figure (4.3) montre une comparaison entre la valeur théorique du coefficient de réflexion $R(f)$ (obtenue au moyen de la formule 4.11 dans le cas d'un tuyau d'aire 5.10^{-4} m^2 débouchant sur un écran plan infini) et la réponse fréquentielle du filtre FIR d'ordre 2 obtenue sous matlab.

Nous remarquons sur la figure (4.3) le bon accord entre la valeur théorique de $R(f)$ avec la réponse fréquentielle du filtre FIR d'ordre 2 pour des fréquences inférieures à 10 kHz et un écart significatif pour les fréquences supérieures. Comme l'énergie des signaux de parole voisés est concentrée dans les fréquences très inférieures à 10 Khz, cet écart ne porte donc pas à conséquences. De plus l'approximation du visage par un écran plan infini est elle aussi uniquement valable pour les basses fréquences comme nous l'avons déjà mentionné. Cependant, pour les simulations in-vitro utilisant des tuyaux cylindriques débouchant en espace infini, une expression analytique de l'impédance existe aussi et la validité de cette impédance aux hautes fréquences est moins sujette à cautions. Nous gardons à l'esprit que notre code de calcul a plus pour motivation la simulation de nos dispositifs expérimentaux que la simulation réaliste de la parole.

En résumé, nous pouvons donc écrire les pressions p_N^+ et p_N^- comme suit :

$$\begin{cases} p_N^+(l, t) = \alpha_{N-1} p_{N-1}^+(l, t - Te) - \gamma_{N-1} p_N^-(l, t - 2Te) \\ p_N^-(l, t) = b(1)p_N^+(l, t) + b(2)p_N^+(l, t - Te) + b(3)p_N^+(l, t - 2Te) \\ \quad - a(2)p_N^-(l, t - Te) - a(3)p_N^-(l, t - 2Te) \end{cases}$$

Résonateur amont : Comme précédemment, nous abandonnons l'indice "am" par commodité d'écriture.

- En entrée de résonateur amont, nous supposons connue l'impédance acoustique $Z_{in}(f)$. Nous notons $R_{in}(f)$ le coefficient de réflexion associé à $Z_{in}(f)$ et $r_{in}(t)$ sa transformée de Fourier inverse. Nous avons ainsi :

$$p_1^-(0, t) = r_{in}(t) \otimes p_1^+(0, t). \quad (4.28)$$

Cependant, l'utilisation de $r_{in}(t)$ pose un problème car si à l'instant t , la

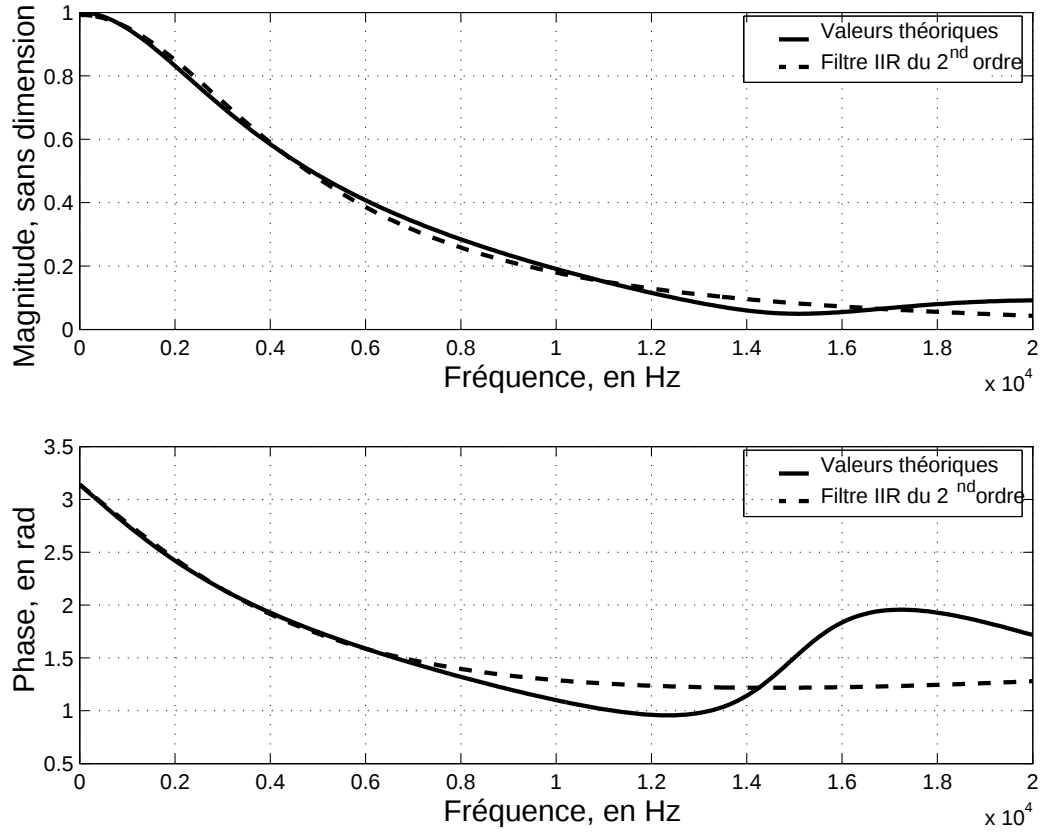


FIG. 4.3 – Comparaison entre la magnitude (en haut) et la phase (en bas) du coefficient de réflexion théorique $R(f)$ et la réponse fréquentielle du filtre FIR d'ordre 2 obtenue sous matlab. Le cas représenté est celui d'un tuyau de section $5.10^{-4} m^2$ débouchant sur un écran plan infini.

pression $p_1^-(0, t)$ est connue ($p_1^-(0, t) = p_1^-(l, t - Te)$) la pression $p_1^+(0, t)$ ne l'est pas. Il faut donc inverser la relation entre $p_1^+(0, t)$ et $p_1^-(0, t)$. Nous définissons pour cela l'inverse du coefficient de réflexion $S_{in}(f) = \frac{1}{R_{in}(f)}$ auquel est associée la transformée de Fourier inverse $s_{in}(t)$. Nous avons donc :

$$p_1^+(0, t) = s_{in}(t) \otimes p_1^-(0, t). \quad (4.29)$$

En fin de tuyau 1, les pressions $p_1^+(l, t)$ et $p_1^-(l, t)$ sont donc données par :

$$\begin{cases} p_1^+(l, t) = p_1^+(0, t - Te) \\ p_1^-(l, t) = \gamma_1 p_1^+(l, t) + \beta_1 p_2^-(l, t - Te) \end{cases} \quad (4.30)$$

avec $p_1^+(0, t) = s_{in}(t) \otimes p_1^-(l, t - Te)$.

- En fin de résonateur amont, la pression $p_N^+(l, t)$ est donnée par l'expression générale 4.22 :

$$p_N^+(l, t) = \alpha_{N-1}p_{N-1}^+(l, t - Te) - \gamma_{N-1}p_N^-(l, t - 2Te). \quad (4.31)$$

La pression $p_N^-(l, t)$ s'écrit quant à elle :

$$p_N^-(l, t) = p_N^+(l, t) - \frac{\rho c}{S(L)}U_g(t). \quad (4.32)$$

En résumé, on a donc :

$$\begin{cases} p_N^+(l, t) = \alpha_{N-1}p_{N-1}^+(l, t) - \gamma_{N-1}p_N^-(l, t - 2Te) \\ p_N^-(l, t) = p_N^+(l, t) - \frac{\rho c}{S(L)}U_g(t) \end{cases} \quad (4.33)$$

Les expressions (4.22), (4.25), (4.28), (4.30), (4.33) permettent de décrire la propagation temporelle d'une onde acoustique en tout point du guide d'onde considéré et en chaque instant connaissant le débit glottique $U_g(t)$. Ces équations doivent s'ajouter à celles décrivant le modèle à deux masses pour décrire l'ensemble de l'appareil phonatoire.

4.3.2 Validation du code de simulation

Afin de valider notre code de simulation, nous allons dans un premier temps comparer les fonctions de transfert d'un tuyau cylindrique simple puis du conduit vocal en configuration [a] avec celles obtenues par simulation. Dans le premier cas, il existe une expression analytique de la fonction de transfert. Dans le second cas nous considérerons les données de la littérature (en particulier [2]). Une fois validée la partie propagation, nous validerons la partie couplage en comparant les simulations avec et sans couplage avec celles obtenues par Lous et coll. ([4]).

Cas d'un tuyau cylindrique droit

Dans un premier temps, nous considérons la fonction de transfert d'un guide cylindrique de section $A = 5.10^{-4} m^2$ de longueur $L = 17.5$ cm fermé en $x = 0$ et débouchant sur un écran plan infini en $x = L$. Nous définissons ici la fonction de transfert comme le rapport entre la transformée de Fourier du débit en fin et en début de tuyau :

$$H(f) = \frac{\Phi(L, f)}{\Phi(0, f)} \quad (4.34)$$

Dans nos simulations, nous excitions le résonateur à l'instant $t=0$ et en $x=0$ avec une impulsion de Dirac en débit : $\phi(0,0) = 1 \text{ m}^3/\text{s}$. La figure (4.4) présente une comparaison entre la fonction de transfert théorique prenant en compte les pertes par radiations ([6]) et la fonction de transfert obtenue par simulation. La célérité du son considérée est égale à 340 m/s. L'accord entre les deux courbes est très bon : que ce soit pour les valeurs des fréquences de résonances (l'écart maximum reste inférieur à 0.5 %) ou pour l'amplitude des pics de résonance (l'écart maximum reste inférieur à 1.5 dB ce qui est néanmoins un peu plus conséquent).

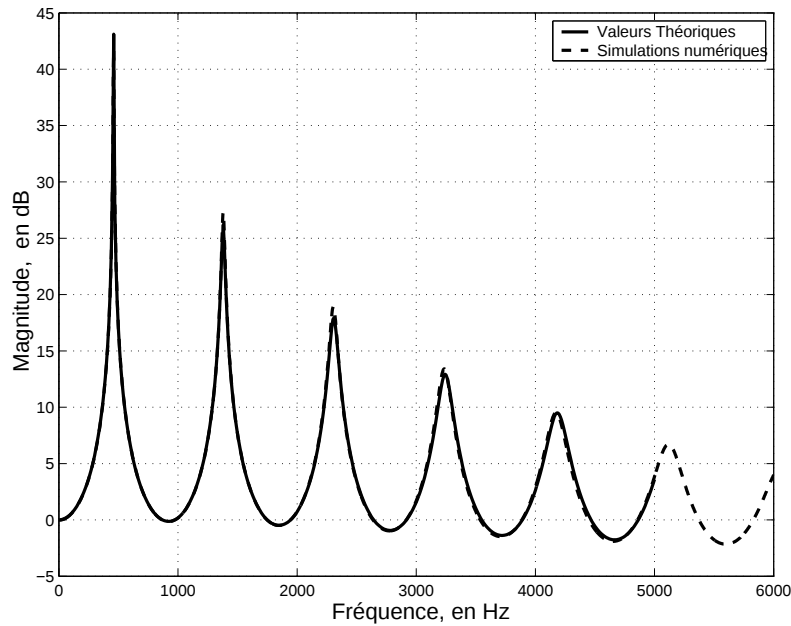


FIG. 4.4 – Comparaison entre la fonction de transfert théorique incluant les pertes par radiations (en trait plein) et la fonction de transfert obtenu par simulation numérique (en trait pointillé) avec $c = 340 \text{ m/s}$.

L'atténuation des pics avec la fréquence résulte de la prise en compte des pertes par rayonnement. Nous allons visualiser l'influence de ces pertes sur la fonction de transfert simulée. Nous considérons pour cela les résultats des simulations numériques temporelles dans le cas où $r = 1$, et le cas où r est donné par le filtre temporel associé à la valeur de $R(f)$ prenant en compte l'impédance de rayonnement (voir figure (4.5)).

On constate donc bien que les pertes par rayonnement jouent le rôle d'un filtre passe-bas. On peut remarquer en outre que la prise en compte de l'impédance de rayonnement diminue la valeur des fréquences de résonance du tuyau comme si celui-ci était rallongé. C'est la notion de correction de longueur bien connue en

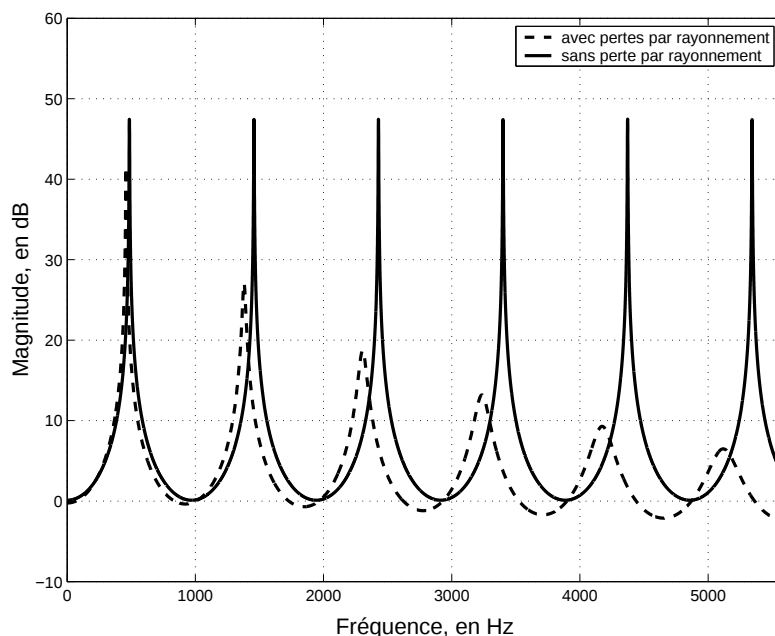


FIG. 4.5 – Influence des pertes par radiation sur la fonction de transfert d’un tuyau cylindrique de longueur 17.5 cm et d’aire $5 \cdot 10^{-4} m^2$. En trait plein : sans perte par radiations ($R = 1$), en trait pointillé : avec perte ($R = R(f)$). L’exemple présenté est calculé avec le code de simulation temporelle

acoustique.

Cas de la voyelle [a]

Nous considérons maintenant le cas de la voyelle [a] dont la fonction d’aire discrétisée est donnée par Fant ([2]). La géométrie du guide d’onde consiste en une succession de 35 tuyaux de longueur élémentaire $l = 5$ mm. La longueur totale reste donc égale à 17.5 cm. La fonction de transfert obtenue par notre code de simulation numérique est comparée avec celle obtenue par méthode fréquentielle de Pelorson ([6]) (voir figure (4.6)). Dans les calculs, la célérité du son considérée est maintenant égale à 356 m/s afin de simuler les conditions in-vivo de température et d’humidité. Les hypothèses de calcul sont les mêmes dans les deux cas, c’est-à-dire que seules les pertes par rayonnement en sortie de conduit vocal sont prises en compte. Les deux courbes sont décalées de 2 dB afin de faciliter la visualisation. L’accord entre les deux fonctions de transfert est très bon : les différences entre les valeurs des fréquences de résonance sont inférieures à 1.5 %, et entre les amplitudes des pics de résonance inférieures à 1 dB. Ceci finit donc de valider la

partie propagation de notre code de simulation temporelle.

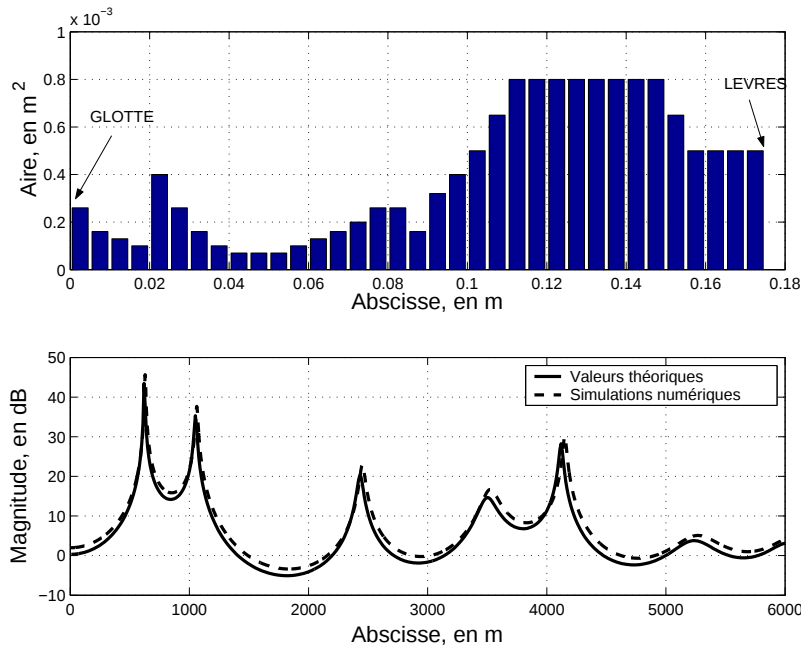


FIG. 4.6 – En haut : Fonction d’aire correspondant à la voyelle [a] (tirée de Fant ([2])). En bas : Comparaison entre la magnitude de la fonction de transfert théorique obtenue par Pelorson ([6]) (trait plein) et avec notre code de simulation temporelle (trait pointillé). Les deux courbes sont décalées de 2 dB pour une meilleure visualisation.

4.3.3 Couplage acoustique

Une fois validé l’algorithme de propagation acoustique, nous pouvons passer à la validation du couplage acoustique entre les cordes vocales et le conduit vocal. Dans ce qui suit, nous laissons de côté le couplage avec le système subglottique pour ne considérer que le système supraglottique, c’est-à-dire le conduit vocal. L’algorithme de propagation acoustique est maintenant connecté au modèle à deux masses décrit dans le chapitre 3.1.2. Dans ce modèle, chaque corde est définie mécaniquement par 4 paramètres : la masse m , les raideurs k et k_c et l’amortissement r . Nous choisissons pour ces paramètres les valeurs suivantes données par Lous et coll. ([4]) :

- $m = 0.1$ g
- $k = 40$ N/m, $k_c = 25$ N/m

- $r = 0.2 \sqrt{\frac{k}{m}} = 125 \text{ Ns/m}$
- $y_0 = 0 \text{ m}$.

Ces valeurs permettent d'obtenir une première fréquence propre d'oscillation voisine de 100 Hz ($f_0 \approx \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}} \approx 100 \text{ Hz}$). Les cordes vocales ont pour dimension transversale 14 mm et comme épaisseur 2 mm. Elles sont fermées au repos. Avec ces hypothèses de calcul, nous pouvons comparer les résultats de nos simulations avec ceux présentés par Lous et coll. ([4]). La figure (4.7) présente les débits glottiques simulés ainsi que leur dérivée temporelle. Dans ces simulations, la pression subglottique est égale à 800 Pa. L'influence du couplage acoustique est particulièrement visible sur la dérivée du débit glottique. Comme Lous et coll. (voir les figures 2 et 3 dans [4]), nous observons que le couplage acoustique le plus important correspond au cas de la voyelle [i] pour laquelle la fréquence du premier formant est la plus proche des fréquences propres d'oscillation des cordes vocales. Dans les autres cas, le couplage est visible mais son influence est moindre. Dans tous les cas, on observe que le couplage acoustique favorise une fermeture rapide des cordes vocales. La dérivée du débit glottique durant la phase de fermeture est en effet beaucoup plus importante en valeur absolue lorsqu'il y a couplage acoustique (et encore une fois, principalement dans le cas de la voyelle [i]). Si nous comparons nos résultats avec ceux présentés par Lous et coll. (voyelles [a] et [i]), nous constatons une grande similitude entre les résultats présentés. L'amplitude et la forme du débit glottique et de sa dérivée sont très proches dans les deux cas. On peut cependant noter que Lous et coll. obtiennent pour la voyelle [a] des fluctuations de la dérivée du débit glottique plus marquées que dans notre cas.

4.4 conclusion

Nous avons présenté les équations d'un modèle acoustique de propagation de type ligne de transmission basé sur l'hypothèse de fluide compressible, non visqueux et à vitesse moyenne nulle. Nous avons validé ce modèle en comparant les fonctions de transfert :

- sur des géométries simples pour lesquelles les expressions des fonctions de transfert sont analytiques
- sur une géométrie de conduit vocal en configuration de voyelle [a] pour laquelle Pelorson ([6]) dispose d'un code de calcul fréquentiel.

Nous avons ensuite connecté le modèle acoustique au modèle à deux masses décrit au chapitre 3. Nous avons alors montré que l'influence du couplage acoustique sur les différents types de voyelles synthétisées était en accord avec les résultats obtenus par Lous et coll. ([4]). Nous allons pouvoir utiliser ce modèle acoustique dans le chapitre à venir.

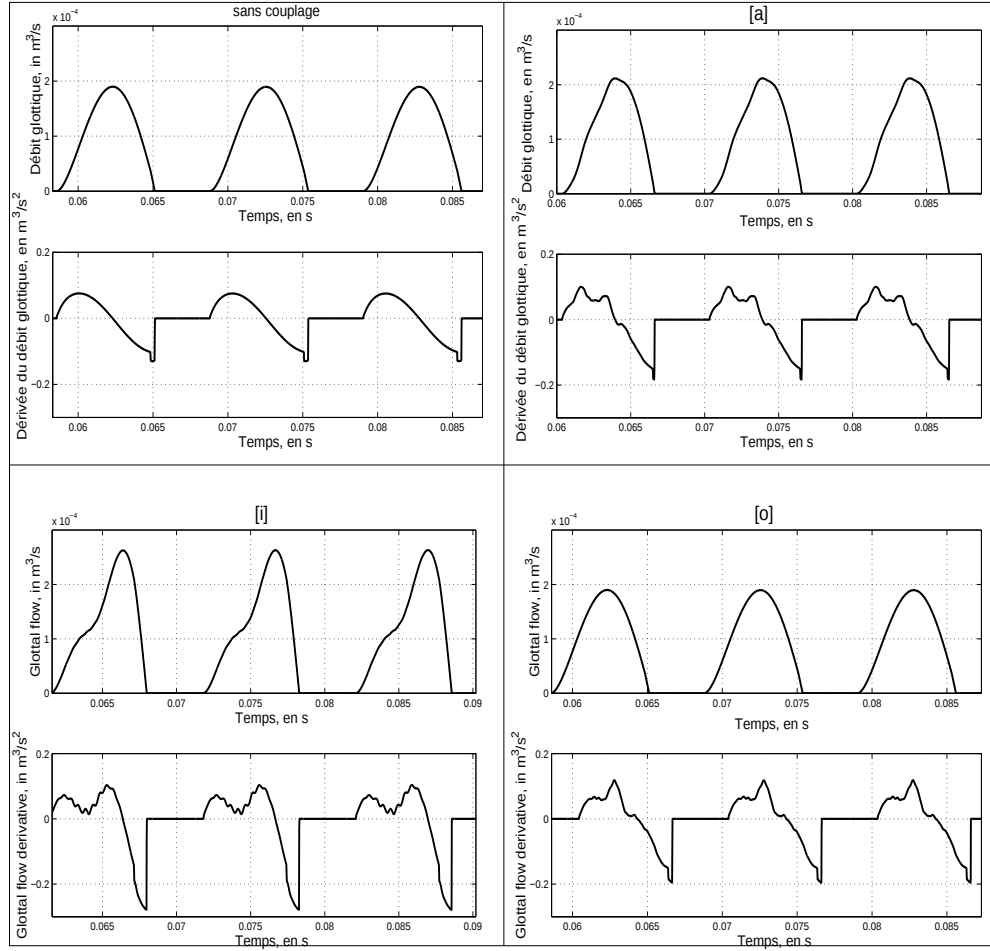


FIG. 4.7 – Débit glottique et dérivée du débit glottique pour différentes charges acoustiques. En haut à gauche : sans charge, en haut à droite : voyelle [a], en bas à gauche : voyelle [i], en bas à droite : voyelle [o].

Bibliographie

- [1] M. Bruneau. *Manuel d'acoustique fondamentale*. Hermès, 1998.
- [2] G. Fant. *Acoustic theory of speech production*. Mouton and Co., 1960.
- [3] K. Ishizaka, M. Matsudaira, and T. Kaneko. Input acoustic-impedance measurement of the subglottal system. *J.Acoust.Soc.Am*, 60(1) :190–197, 1976.
- [4] N.J.C. Lous, G.C.J. Hofmans, R.N.J. Veldhuis, and A. Hirschberg. A symmetrical two-mass vocal-fold model coupled to vocal tract and trachea, with application to prosthesis design. *Acta Acustica*, 84 :1135–1150, 1998.
- [5] D. O'Shaughnessy. *Speech communication : Human and machines*. Addison Wesley, 1987.
- [6] X. Pelorson. *Communication personnelle*, 2002.
- [7] A.D. Pierce. *Acoustics. An introduction to its physical principles and applications (second printing)*. Acoustical Society of America, 1991.
- [8] M. Rothenberg. Acoustic interaction between the glottal source and the vocal tract. In K.N. Stevens and M. Hirano, editors, *Vocal Fold Physiology*, pages 305–323. University of Tokyo Press, 1981.
- [9] I.R. Titze and B.H. Story. Acoustic interactions of the voice source with the lower vocal tract. *J.Acoust.Soc.Am*, 101(4) :2234–2243, 1997.
- [10] C. Vescovi. *Inversion d'un modèle des cordes vocales pour un robot parlant*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, 1996.

Chapitre 5

Simulation des cordes vocales pathologiques

5.1 Introduction

Parmi les principales pathologies affectant les cordes vocales nous pouvons distinguer deux catégories :

- l’existence de kystes, oedèmes ou tumeurs sur les cordes pouvant être liés à un effort vocal intense et répété ou à la fumée de tabac.
- la paralysie de l’une ou des deux cordes résultant de dysfonctionnements nerveux.

Dans les deux cas, les propriétés géométriques et mécaniques des cordes vocales sont modifiées et le plus souvent de manière asymétrique par rapport au plan médio-sagittal. Les conséquences des pathologies des cordes vocales sur la phonation peuvent aller du simple érailement de la voix à une aphonie complète. Les actes chirurgicaux visant à enlever un kyste, une tumeur ou plus généralement une partie du larynx (laryngectomie) peuvent aussi causer une dégradation de la voix.

Les objectifs de la modélisation des voix pathologiques sont doubles. D’une part, la modélisation peut aider le diagnostic pré ou post opératoire. Par exemple les techniques d’inversion du signal sonore émis par un locuteur peuvent aider à détecter un dysfonctionnement des cordes vocales. La simulation du mouvement des cordes vocales après l’ablation d’une tumeur peut aider à prévoir la gêne que ressentira le patient pour parler et le choix du chirurgien pourra être guidé en conséquence.

Un autre objectif est la réalisation de prothèses destinées à pallier l’absence de cordes vocales suite à une opération de type laryngectomie ([30]). Les difficultés pour réaliser de telles prothèses sont nombreuses du fait des contraintes anatomiques : la prothèse doit être suffisamment petite, elle doit être acceptée par

l'organisme, elle doit remplir la fonction vitale de protection ainsi que la fonction de phonation. Ces contraintes font que la modélisation et la simulation sont primordiales pour le développement de telles prothèses ([16], [9]).

La difficulté pour modéliser les voix pathologiques provient essentiellement du peu de données in-vivo disponibles. Les travaux réalisés jusqu'à présent consistent principalement en des simulations numériques basées sur des codes de calcul dérivés de ceux utilisés en voix normale. Les premiers travaux de simulations se sont basés sur le modèle à deux masses d'Ishizaka et coll. ([12], [25], [21]). En modifiant les paramètres mécaniques de l'une des cordes uniquement, ces travaux montrent qu'il est possible de reproduire des signaux proches de ceux mesurés in-vivo. Par exemple, Ishizaka et coll. ([12]) présentent des mesures effectuées sur des larynx de chiens excisés par Tanabe et coll. ([26]) et les comparent avec le modèle à deux masses modifié. Les signaux obtenus montrent des irrégularités en amplitude ("shimmer") et en fréquence ("jitter") avec l'apparition de phénomènes chaotiques comme les doublements de période. Ils montrent aussi l'existence du phénomène de "vérouillage de phase", c'est-à-dire le fait que les cordes opposées vibrent à la même fréquence malgré l'asymétrie de leurs paramètres mécaniques. La seule raison expliquant cette oscillation synchrone des deux cordes vient du couplage aérodynamique entre les cordes et l'écoulement d'air. Wong et coll. ([31]) le précisent ainsi dans leur article : "The irregular motion of the left fold is excited due to the air flow that couples the left fold with the irregular motion of the right fold".

Ces phénomènes chaotiques peuvent être décrits au moyen du formalisme des systèmes dynamiques non-linéaires (voir Bergé et coll. ([3]) pour une description générale du domaine). C'est l'approche retenue par exemple par Steinecke et Herzel ([25]), Mergell et coll. ([20]) ainsi que Lucero pour la voix normale ([17]). Il est à noter que les phénomènes chaotiques dans le mouvement des cordes vocales peuvent être observés et simulés même dans le cas de cordes vocales symétriques ([13]). Dans ce cas, la hauteur des cordes au repos semble être un paramètre déterminant pour contrôler ces phénomènes.

Les simulations se basant sur le modèle à deux masses -essentiellement bidimensionnel- concernent principalement la modélisation des paralysies unilatérales dans lesquelles une des cordes est affectée dans son ensemble. Les progrès des calculateurs numériques permettent maintenant de raffiner les modèles de cordes vocales en les discrétisant transversalement afin de disposer d'une description tridimensionnelle. Cette description permet la simulation de kystes ou de polypes qui sont localisés sur une partie des cordes vocales. L'article de Wong et coll. ([31]) présente une décomposition en 10 systèmes masse-ressort (5 couches transversales et 2 masses par couche) permettant de simuler une paralysie unilatérale ou une tumeur localisée. De façon similaire, Berry et coll. ([5]) utilisent un modèle de corde vocale discrétisée en 9 couches transversales possédant chacune 23 noeuds

(soit 207 noeuds par corde). Chaque noeud est libre de se déplacer dans le plan coronal avec deux degrés de liberté (le déplacement du noeud i est noté r_i). Les cordes sont donc définies par 414 degrés de liberté. En calculant la matrice de covariance S définie par :

$$S_{ij} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N r_i(t_k) r_j(t_k), \quad (5.1)$$

Berry et coll. obtiennent un ensemble de fonctions propres orthogonales $\psi_j(i)$ dans l'espace des déplacements nodaux de dimension 414, permettant d'écrire le déplacement du noeud i à l'instant t_k : $r_i(t_k)$ sous la forme suivante :

$$r_i(t_k) = \sum_{j=1}^{414} a_j(t_k) \psi_j(i) \quad (5.2)$$

Ils montrent alors que deux fonctions propres seulement suffisent à expliquer 98 % de la variance en voix normale, ce qui correspond grossièrement aux deux modes de vibrations capturés par le modèle à deux masses. Dans le cas des voix pathologiques, il est nécessaire d'utiliser un plus grand nombre de fonctions propres pour expliquer la même variance (jusqu'à six dans l'étude présentée). Notre étude se limitera quant à elle au cas des paralysies unilatérales pour lesquelles le modèle à deux masses bidimensionnel est suffisant en première approximation.

Dans tous les travaux cités précédemment, le caractère pathologique des cordes vocales est concentré dans le modèle mécanique. La description de l'écoulement part toujours de l'hypothèse d'écoulement symétrique. Cette hypothèse simplificatrice n'a -à notre connaissance- jamais fait l'objet d'étude poussée. De même, le couplage acoustique entre les cordes vocales et les résonateurs acoustiques (poumons, trachée et conduit vocal) est généralement négligé dans les études sur les voix pathologiques (les exceptions que nous avons relevées sont les articles de [31], [15] et [19]). Cette hypothèse est motivée par l'observation des signaux pathologiques sur des larynx excisés oscillant sans résonateurs acoustiques ([26], [29]). Néanmoins, comme nous l'avons vu dans le chapitre 4, le couplage acoustique n'est pas négligeable dans de nombreux cas en parole normale ([23]). Il peut par exemple avoir une grande influence lors de l'initiation de la phonation ([28]). C'est encore plus flagrant dans le cas des voix pathologiques pour lesquelles une petite perturbation peut même provoquer un changement drastique de comportement. Mergell et coll. ([19]) remarquent d'ailleurs que les phénomènes chaotiques obtenus par simulations numériques sont plus complexes si l'on considère le couplage avec le conduit vocal.

Nous nous proposons de discuter dans ce chapitre des deux points touchant à la modélisation des cordes vocales pathologiques que nous venons de mentionner :

- Le premier point est relatif à l’hypothèse d’écoulement symétrique dans les glottes pathologiques asymétriques.
- Le second point concerne l’influence du couplage acoustique sur le comportement des cordes vocales pathologiques.

Dans les deux cas, nous nous baserons sur un ensemble de mesures in-vitro effectuées sur des dispositifs expérimentaux développés à l’ICP.

5.2 Etude expérimentale de l’écoulement dans des répliques de cordes vocales divergentes

Dans le cas de la voix pathologique, l’asymétrie du modèle mécanique peut imposer une asymétrie de la géométrie glottique. Afin d’évaluer l’influence d’une géométrie asymétrique sur le modèle d’écoulement nous avons réalisé un banc de mesure expérimental modélisant des cordes vocales asymétriques. Ce banc de mesure sera décrit dans la première partie de cette section. Une étude systématique de la pression glottique pour différentes configurations géométriques et pour différents types d’écoulements sera présentée dans la seconde partie de cette section. Ces pressions seront ensuite comparées aux résultats numériques obtenus par la méthode de Thwaites. Enfin, nous discuterons la portée de cette étude sur la modélisation physique des voix pathologiques.

5.2.1 Dispositif et protocole expérimental

Notre étude est basée sur un dispositif expérimental similaire à celui décrit au chapitre 2.3. Les différences principales viennent de la source de débit oscillant et du type de géométrie glottique étudiée. Dans ce dispositif, le débit oscillant est généré au moyen d’un tuyau collabable, c’est-à-dire un tuyau souple en latex, monté dans une boîte étanche pressurisée ([7], [6], [18]). Sous certaines conditions de pression dans la boîte étanche et de pression en amont et en aval du tuyau collabable, celui-ci peut osciller et générer des débits pulsés proche de ceux observés en parole.

En fait, la similitude entre le mouvement des cordes vocales et le mouvement du tuyau collabable est grande. Les muscles adducteurs des cordes vocales peuvent être modélisés par la pression statique dans la boîte. Quand cette pression est suffisante, le tuyau collabable se ferme. En augmentant la pression en amont du tuyau collabable jusqu’à atteindre une valeur de seuil, celui-ci peut osciller comme c’est le cas lorsque la pression des poumons est suffisante pour déclencher les oscillations auto-entretenues des cordes vocales. Certains auteurs ont d’ailleurs considéré ce dispositif pour simuler les cordes vocales ([8], [4]). Cepen-

5.2 Etude expérimentale de l'écoulement dans des répliques de cordes vocales divergentes

dant, l'analyse d'un tel système mécanique reste complexe du fait notamment des propriétés physiques du latex qui sont mal connues. Dans notre dispositif expérimental, nous nous contentons donc d'utiliser le tuyau collable comme source de débit oscillant sans chercher à le modéliser. La figure (5.1) présente une vue d'ensemble du dispositif expérimental.

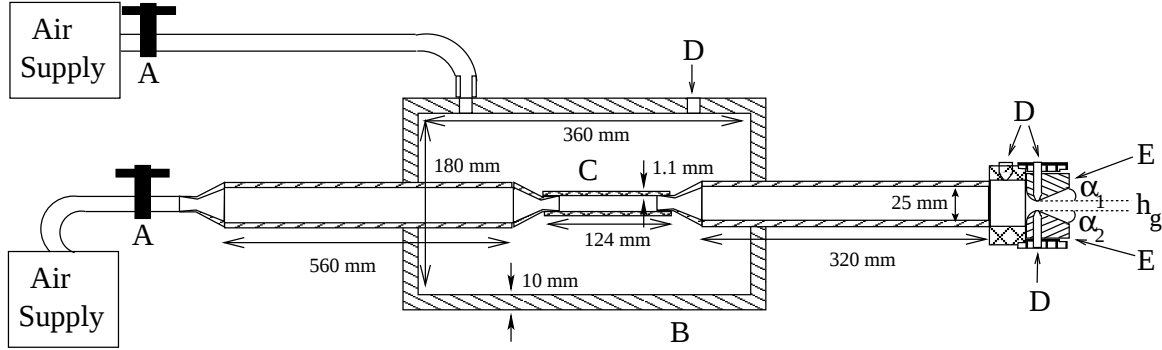


FIG. 5.1 – Vue d'ensemble du dispositif expérimental avec tuyau collable. A : Régulateur de pression. B : Boîte étanche. C : Tuyau collable. D : Prises de pression. E : Répliques rigides de cordes vocales divergentes d'angle α_i et d'ouverture glottique h_g .

Le tuyau collable utilisé est un tuyau en latex PIERCAN de diamètre interne 1.1 mm, de longueur 124 mm et d'épaisseur 0.5 mm. Il est contenu dans une boîte étanche de dimensions internes 360*180*58 mm dont l'une des faces est en plexiglass transparent. Cela permet de vérifier la tension et l'absence de torsion du latex.

Les répliques de cordes vocales sont rigides et à géométries divergentes. Elles sont présentées dans la figure (5.2). Nous disposons de 5 paires de cordes vocale d'angle de divergence α_i égal à 0, 10, 20, 30 ou 40 °. Cela permet de réaliser 5 combinaisons symétriques et 24 combinaisons asymétriques définies par le couple (α_1, α_2) . Dans ce qui suit, nous caractériserons chaque configuration géométrique au moyen de trois paramètres :

- l'ouverture glottique h_g ,
- l'angle de divergence totale (noté par la suite ADT) défini comme la somme des angles de divergences de chaque réplique : $ADT = (\alpha_1 + \alpha_2)$,
- le degré d'asymétrie (noté par la suite DA) défini comme la valeur absolue de la différence entre les angles de chaque réplique : $DA = |\alpha_1 - \alpha_2|$. Un degré d'asymétrie nul correspond donc à une géométrie symétrique.

L'intérêt d'utiliser ce type de réplique vient du fait que pour une géométrie lentement divergente, le point de séparation est plus sensible aux perturbations extérieures (couplage acoustique, turbulence). Quand le degré de divergence est

plus élevé le point de séparation est imposé en tout début de canal divergent et sa position est moins sensible aux perturbations.

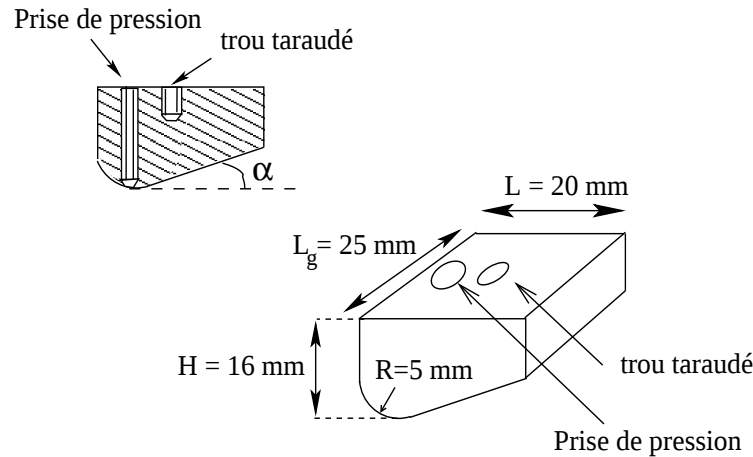


FIG. 5.2 – Dimensions des répliques de cordes vocales.

Dans le dispositif, les sources de pression proviennent d'un circuit d'air comprimé qui est contrôlé par un régulateur de pression NORGREN de type 11-818-987. Les pressions sont mesurées en quatre endroits différents :

- au niveau de la boîte étanche (nous notons cette pression P_B).
- en amont de la glotte (c'est la pression subglottique que nous notons P_{sub})
- de part et d'autre de la glotte au niveau de la constriction maximale (nous notons ces deux pressions glottiques P_{g1} et P_{g2}).

P_B est mesurée au moyen d'un manomètre à eau alors que les pressions P_{sub} , P_{g1} et P_{g2} sont mesurées par des capteurs de pression Kulite XCS-093. Les signaux sont ensuite échantillonnés via une carte d'acquisition National Instrument PCI-MIO-16XE10.

Deux types d'études sont réalisées en fonction du type d'écoulement considéré. Dans la première étude, nous nous contentons de générer un débit statique en ouvrant la vanne du régulateur de pression d'entrée et en attendant l'établissement du régime d'écoulement permanent. Dans la seconde étude, nous utilisons le tuyau collabable pour générer un débit oscillant. Le protocole de mesure est alors le suivant. Nous réglons tout d'abord la pression P_B de façon à fermer le tuyau collabable. Nous réglons ensuite la pression d'entrée afin de déclencher l'oscillation du tuyau collabable. En jouant sur la valeur de la pression d'entrée (mesurée indirectement par la pression P_{sub}) et sur la pression P_B , il est possible d'obtenir toute une variété de régimes d'oscillation du tuyau collabable. Ces régimes peuvent générer des débits allant de quasi-sinusoïdal à chaotique. Une fois le régime d'oscillation choisi, nous refermons la vanne d'entrée. La prise de me-

5.2 Etude expérimentale de l'écoulement dans des répliques de cordes vocales divergentes

sure se fait toujours à partir de la position vanne fermée. Cela permet d'étudier le comportement transitoire de l'écoulement au niveau des cordes vocales pendant l'ouverture de la vanne.

5.2.2 Résultats et analyses des mesures statiques

Mesures sur les configurations symétriques : effet Coanda

Lorsqu'un écoulement parcourt un conduit divergent, il se sépare en général des parois à une distance finie de l'entrée du conduit. Nous avons détaillé au chapitre 2 la cause de ce phénomène : la séparation a lieu lorsque le transfert d'impulsion de l'écoulement principal vers l'écoulement pariétal n'est pas assez rapide pour compenser le gradient de pression contraire au déplacement des particules fluides. Dans le chapitre 2, nous avons fait l'hypothèse que le jet formé en aval du point de séparation était droit et symétrique. Cette hypothèse a semblé raisonnable dans la configuration géométrique considérée (c'est-à-dire à géométrie ronde) puisque la méthode théorique de Thwaites utilisant cette hypothèse arrivait à prédire des pressions dans le canal avec un désaccord inférieur à 30%. Cependant, il existe certains cas où l'on peut constater que le jet formé en aval du point de séparation n'est pas droit. Il suffit de verser du thé avec une théière à bec arrondi pour observer que le filet d'eau a souvent tendance à se coller sur une des parois. Plus généralement, lorsque un écoulement fluide se sépare des parois d'un conduit divergent symétrique, il peut sous certaines conditions se rattacher à l'une des parois pour former un jet asymétrique. C'est l'effet Coanda.

Cet effet peut s'observer sur les géométries divergentes que nous utilisons mais il n'est pas toujours présent. Nous pouvons constater son existence du fait de la présence de capteurs de pression de part et d'autre du col de la glotte. On remarque alors une dissymétrie entre les deux valeurs de pression glottique, comme le montre la figure 5.3. Dans cette figure, l'écoulement passe d'abord par un régime transitoire avant d'atteindre le régime permanent. On constate qu'au bout d'une durée finie à partir de l'ouverture de la vanne (15 ms dans l'exemple présenté à la figure 5.3), les pressions glottiques deviennent dissymétriques, indiquant la présence de l'effet Coanda. Il est intéressant de noter que cet effet peut être provoqué manuellement en positionnant son doigt en sortie du canal afin de perturber le jet. On peut de la sorte faire basculer le jet d'un côté ou de l'autre du canal. Cependant, il apparaît difficile de recentrer le jet une fois qu'il a adhéré à l'une ou l'autre des parois.

La question concernant la possible influence de l'effet Coanda sur le mouvement des cordes vocales a été posée par Teager et Teager([27]) et Kaiser ([14]). Si tel est le cas, le problème consiste à modéliser cet effet alors que la grande majorité des modèles d'écoulement - en particulier les modèles basés sur la méthode inté-

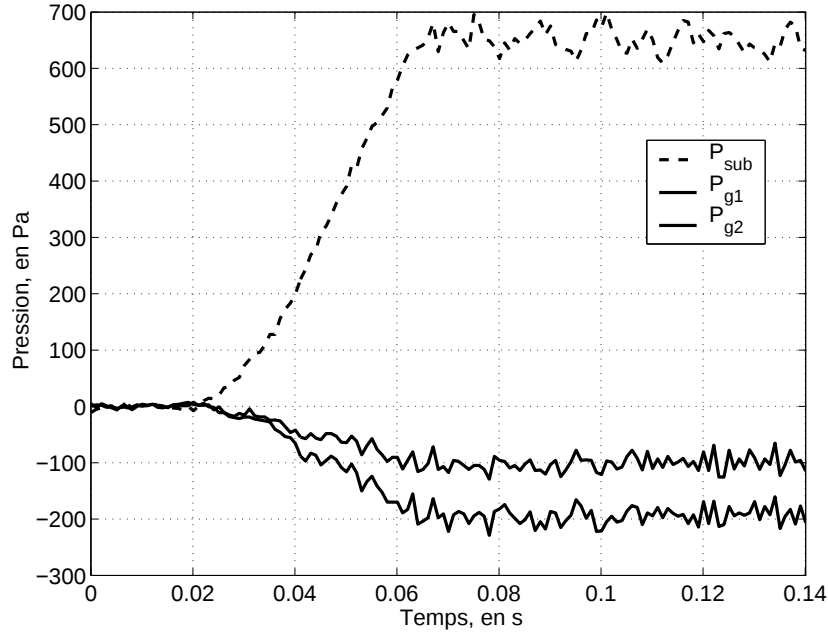


FIG. 5.3 – Exemple de mesure effectuée sur une géométrie symétrique d'angle de divergence totale $ADT = 20^\circ$, d'ouverture $h_g = 1.3$ mm.

grale de Van Kármán (Pohlhausen, Thwaites, etc.)- font l'hypothèse d'un écoulement symétrique. Il semblerait alors nécessaire de considérer des théories asymétriques ou plus généralement, des méthodes de résolution directe de l'équation de Navier-Stokes comme le font Scherer et coll.([24]) ou De Vries et coll.([10]) par exemple.

Pelorsen et coll.([22]) et Hofmans ([11]) ont discuté le problème de l'existence de l'effet Coanda en parole. Ils ont effectué plusieurs séries de mesures dynamiques sur un dispositif expérimental similaires à celui présenté à la section précédente et contenant des répliques de cordes vocales à géométries rondes ou divergentes. L'écoulement dynamique était généré par l'ouverture de la vanne de pression d'entrée comme c'est le cas dans la figure 5.3. Ils ont alors montré que le temps caractéristique nécessaire à l'établissement de l'effet Coanda était grand par rapport à la période d'oscillation des cordes vocales. Ce qui sous-tend que l'effet Coanda n'a pas le temps de s'initier lors de la phonation.

Nous gardons donc cette conclusion, mais il semblerait utile de vérifier l'absence d'effet Coanda sur un dispositif à corde vocale rigide et mobile comme celui que nous avons présenté à la section 2.4. En effet, le mouvement des parois des cordes vocales et l'injection de débit qui s'en suit peut avoir une influence sur l'existence de cet effet qu'on ne peut pas observer sur des cordes vocales statiques. Néanmoins, la difficulté de positionner un capteur de pression sur une

5.2 Etude expérimentale de l'écoulement dans des répliques de cordes vocales divergentes

réplique mobile de corde vocale est grande. Cela peut constituer un sujet d'étude future.

Mesures sur les configurations asymétriques

Nous cherchons dans cette étude à évaluer l'influence de l'angle de divergence totale (ADT) et du degré d'asymétrie (DA) définis précédemment sur l'écoulement. Nous comparons quand cela est possible les valeurs obtenues en configuration asymétrique avec celles obtenues en configuration symétrique de même angle de divergence totale ADT. Cela permet de tester expérimentalement l'hypothèse d'écoulement symétrique dans une géométrie asymétrique. Puis nous comparons ces valeurs avec celles calculées par la méthode théorique de Thwaites pour une géométrie symétrique de même ADT.

Afin de comparer des mesures à différentes valeurs de P_{sub} , nous considérons à la suite de Pelorson et coll. ([22]) le paramètre adimensionnel défini par $\frac{P_{sub}}{P_{sub}-P_{gi}}$. Ce paramètre traduit la position du point de séparation de l'écoulement dans le canal. Quand la séparation a lieu au niveau de la constriction maximale, la pression glottique P_{gi} est nulle et ce paramètre est égal à 1. Plus le point de séparation s'éloigne du point de constriction maximale, plus la pression glottique diminue en étant négative. Le paramètre $\frac{P_{sub}}{P_{sub}-P_{gi}}$ diminue donc de même.

Un premier exemple de mesure est donné sur la figure 5.4. Il présente des mesures prises sur deux configurations de même angle de divergence totale ADT = 20° mais de degré d'asymétrie différent : DA = 0° (configuration symétrique) et DA = 20° (configuration asymétrique). L'ouverture glottique est de 1.30 mm pour la configuration (10°, 10°) et de 1.25 mm pour la configuration (0°, 20°). Cette figure montre une première différence notoire entre les deux mesures. Les pressions glottiques P_{g1} et P_{g2} sont égales dans la glotte symétrique alors qu'elles diffèrent dans la glotte asymétrique. Cela tend à montrer que le jet formé en sortie de glotte asymétrique n'est plus symétrique. Cependant, l'ordre de grandeur des pressions glottiques reste le même dans les deux mesures. Dans le cas symétrique, on a $\frac{P_{sub}}{P_{sub}-P_{gi}} = 0.83$. Dans le cas asymétrique, on a $\frac{P_{sub}}{P_{sub}-P_{g1}} = 0.82$ et $\frac{P_{sub}}{P_{sub}-P_{g2}} = 0.76$.

Nous comparons maintenant des mesures effectuées sur deux configurations de même ADT égal à 40° (figure 5.5). Nous constatons cette fois-ci la présence de l'effet Coanda sur la géométrie symétrique et surtout la pression glottique nulle dans la géométrie asymétrique. Si l'on calcule le rapport $\frac{P_{sub}}{P_{sub}-P_{gi}}$, on obtient 0.88 et 0.83 pour la géométrie symétrique et 1 pour la géométrie asymétrique. Cette dernière valeur montre que le jet se sépare au niveau du point de constriction maximale. L'égalité des pressions P_{g1} et P_{g2} pour la géométrie asymétrique semble indiquer que cette fois ci, le jet est symétrique par rapport à la bissectrice du canal

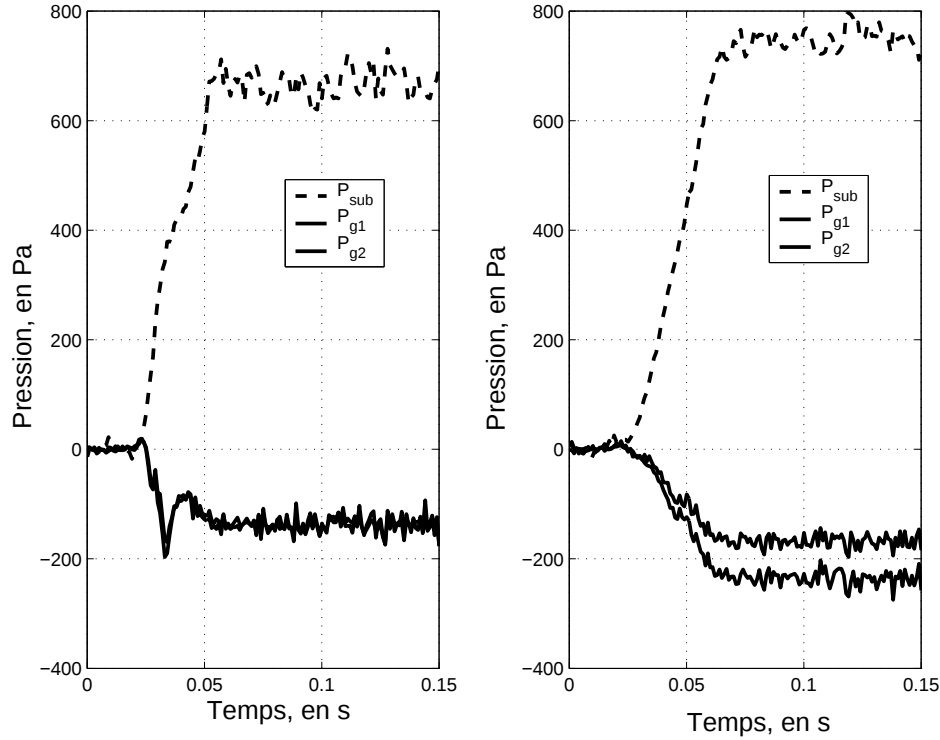


FIG. 5.4 – Comparaison entre deux mesures réalisées sur une géométrie glottique symétrique (à gauche) et asymétrique (à droite) de même ADT égal à 20° . A gauche : $DA = 0^\circ$, $h_g = 1.3$ mm. A droite : $DA = 20^\circ$ et $h_g = 1.25$ mm.

glottique. Cependant la valeur de P_{gi} est très différente des valeurs correspondant au cas symétrique. On ne peut donc pas à première vue juger équivalentes les deux configurations précédentes même si leur ADT est le même.

Ces deux premières comparaisons tendent à montrer que l'asymétrie de la géométrie modifie le comportement de l'écoulement. La différence est peu importante dans le cas où l'angle de divergence total est faible (ici 20°). Elle le devient pour des angles de divergence totaux plus important (ici 40°).

Ce résultat peut se généraliser sur un grand nombre de mesures à P_{sub} , h_g , ADT et DA variables. Dans ces mesures, nous prenons soin de garder un nombre adimensionnel $Re_h \frac{h_g}{L}$ compatible avec les données in-vivo (voir chapitre 2). Pour longueur caractéristique suivant le sens de l'écoulement L , nous prenons 2 fois la valeur du rayon de courbure des cordes : $L = 1$ cm. Le tableau 5.1 présente l'ensemble des résultats obtenus dans cette étude statique ainsi que la valeur théorique du rapport $\frac{P_{sub}}{P_{sub} - P_{gi}}$ obtenue avec la méthode de Thwaites en supposant une géométrie symétrique de même ADT.

A la lecture du tableau 5.1, on peut constater que pour un même ADT, les

5.2 Etude expérimentale de l'écoulement dans des répliques de cordes vocales divergentes

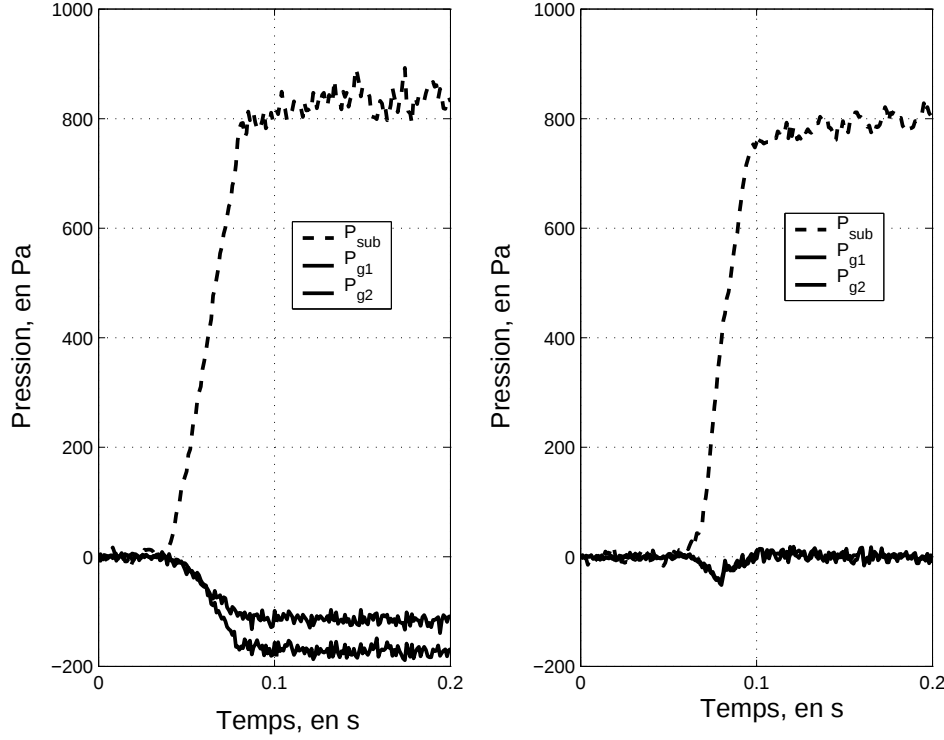


FIG. 5.5 – Comparaison entre deux mesures réalisées sur une géométrie glottique symétrique (à gauche) et asymétrique (à droite) de même ADT égal à 40°. A gauche : DA = 0°, hg = 1.1 mm. A droite : DA = 40° et hg = 1.24 mm.

valeurs du rapport $\frac{P_{sub}}{P_{sub}-P_{gi}}$ varient en fonction de DA. On ne peut donc pas considérer les configurations symétriques et asymétriques de même ADT comme équivalentes. On peut aussi constater que le rapport $\frac{P_{sub}}{P_{sub}-P_{gi}}$ est généralement constant pour un ADT donné mais pour des pressions d'alimentation variables. Il varie en revanche en fonction de l'ADT. Plus ce dernier augmente et plus le rapport tend vers 1 indiquant une séparation de plus en plus proche de la glotte. Le tableau 5.1 montre aussi que pour certaines géométries, une même pression d'alimentation peut donner lieu à des modes d'écoulement différents. L'effet Coanda est donc aussi présent dans les géométries asymétriques. La figure 5.6 illustre ce point. Elle présente deux exemples où l'on peut distinguer deux modes d'écoulements pour une même géométrie et une même pression d'alimentation. On se retrouve dans ce cas confronté au même problème que pour le cas symétrique. L'existence de différents modes d'écoulements n'est pas prédictible avec nos modèles théoriques. Nous avons remarqué cependant que la coexistence de plusieurs modes d'écoulement est beaucoup plus rare dans le cas de géométries asymétriques que dans le cas de géométries symétriques. L'asymétrie de la géométrie doit forcer

l'écoulement dans un mode prépondérant.

Si nous comparons les résultats expérimentaux aux résultats théoriques, nous constatons que la méthode de Thwaites prédit des pressions glottiques trop faibles en valeur absolue. Cela provient du calcul de la position du point de séparation qui est trop proche de la glotte. Pour une valeur de l'ADT supérieure à 20° , le point de séparation théorique est si proche de la glotte que le code n'est pas sensible à la géométrie en aval. Cela explique la constance du rapport $\frac{P_{sub}}{P_{sub}-P_{g1}}$ pour des ADT variables. L'erreur commise sur la prédiction de la pression glottique est importante pour les faibles valeurs d'ADT, elle diminue pour des valeurs d'ADT croissantes. Par exemple, cette erreur est supérieure à 100 % pour les configurations d'ADT inférieures à 20° . Elle peut diminuer à 30 % pour des ADT supérieurs. Il apparaît donc que la méthode de Thwaites est moins performant pour le type de géométrie considéré dans cette étude que pour les géométries rondes considérées au chapitre 2.

Dans tous les cas, l'erreur commise en considérant une théorie symétrique pour décrire une géométrie asymétrique n'est pas prédominante par rapport à l'erreur intrinsèque de la théorie.

5.2.3 Résultats et analyse des mesures dynamiques

Afin de nous rapprocher des conditions réelles d'écoulement, nous avons ensuite entrepris une série mesures dynamiques en nous servant du tuyau collabable pour générer des débits oscillants au niveau de la glotte. En explorant les différents régimes d'oscillation du tuyau collabable, nous avons été frappés par leur grande diversité. La figure 5.7 présente quelques mesures représentatives de la variété de ces différents régimes d'oscillation. Sur cette figure, on a sélectionné :

- **en haut à gauche** : un régime “régulier” de fréquence fondamentale $f_0 = 203$ Hz. Les paramètres géométriques sont : ADT = 20° , DA = 0° , hg = 0.98 mm. On remarque un écart significatif entre les pressions subglottiques et glottiques. Cela montre que le débit glottique n'est jamais nul et donc que tuyau collabable ne se ferme pas complètement durant l'oscillation. De plus, les pressions glottiques P_{g1} et P_{g2} sont identiques, indiquant la symétrie de l'écoulement.
- **en haut à droite** : un régime “régulier” de fréquence fondamentale $f_0 = 370$ Hz. Les paramètres géométriques sont : ADT = 20° , DA = 0° , hg = 1.3 mm. On remarque maintenant un très faible écart entre les pressions subglottiques et glottiques pendant une durée finie. Le débit est donc quasi-nul pendant cette durée, ce qui montre que le tuyau collabable se ferme presque complètement durant l'oscillation.

5.2 Etude expérimentale de l'écoulement dans des répliques de cordes vocales divergentes

h_g (en mm)	ADT (en °)	DA (en °)	P_{sub} (en Pa)	$Re_h \frac{h_g}{L}$	$\left(\frac{P_{sub}}{P_{sub}-P_{gi}}\right)_{exp}$	$\left(\frac{P_{sub}}{P_{sub}-P_g}\right)_{theo}$
0.95	10	10	700	200	0.59, 0.62	0.87
“	“	“	1069	250	0.56, 0.60	0.87
“	“	“	1430	300	0.55, 0.58	0.88
1.3	20	0	650	350	0.82, 0.87	0.92
“	“	“	670	“	0.82	0.92
“	“	“	1020	450	0.77, 0.87	0.92
“	“	“	1050	“	0.84	0.92
1.08	20	20	750	300	0.77, 0.82	0.92
“	“	“	1200	350	0.77, 0.83	0.92
“	”	”	1730	400	0.77, 0.83	0.92
1.16	30	10	760	300	0.88	0.92
“	”	”	1700	500	0.89	0.92
“	”	”	1700	“	0.77, 0.88	0.92
0.98	30	30	645	200	0.88, 0.94	0.92
“	“	“	1040	250	0.89, 0.96	0.92
“	“	“	1500	300	0.89, 0.96	0.92
1.1	40	0	580	250	0.83, 0.88	0.92
“	“	“	830	300	0.83, 0.88	0.92
“	“	“	1260	350	0.83, 0.89	0.92
0.90	40	20	520	150	0.72, 0.97	0.92
“	“	“	1270	250	0.76, 0.98	0.92
“	“	“	1960	200	0.73, 0.98	0.92
1.24	40	40	500	300	1	0.92
“	“	“	980	400	1	0.92
“	“	“	1550	500	1	0.93
0.98	50	30	760	250	0.86, 0.98	0.92
“	“	“	760	“	0.96, 1.01	0.92
“	“	“	1180	300	0.87, 0.98	0.92
“	“	“	1640	“	0.86, 0.98	0.92
1.01	50	10	770	250	0.82, 0.97	0.92
“	“	“	940	“	0.82, 0.98	0.92
“	“	“	1400	350	0.82, 0.98	0.92

TAB. 5.1 – Valeurs des coefficients $\frac{P_{sub}}{P_{sub}-P_{gi}}$ pour différentes géométries et différentes pressions sub-glottiques.

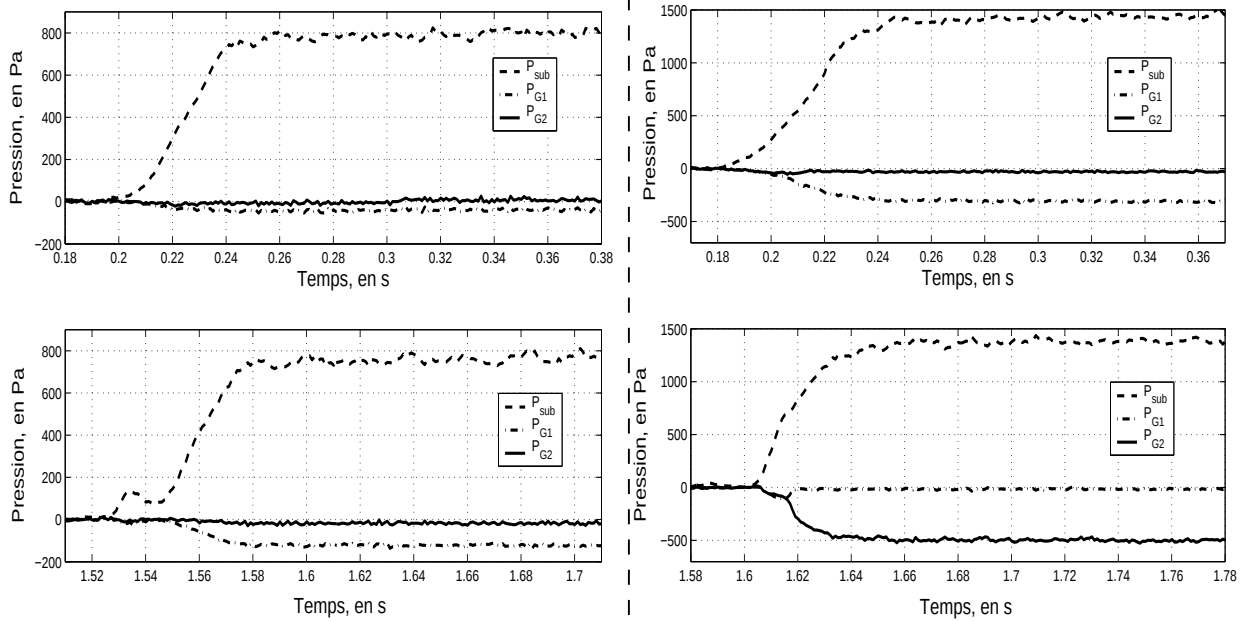


FIG. 5.6 – De gauche à droite : deux exemples de mesures en configuration asymétrique pour lesquelles on peut observer l’existence de deux modes d’écoulement (en haut et en bas). A gauche : $h_g = 0.98$ mm, ADT = 50° , DA = 30° . A droite : $h_g = 1.01$ mm, ADT = 50° , DA = 10° .

- **en bas à gauche** : un régime “chaotique” dont l’étude spectrale montre que principalement deux fréquences incommensurables coexistent : $f_1 = 140$ Hz et $f_2 = 209$ Hz. Les paramètres géométriques sont : ADT = 10° , DA = 10° , $h_g = 1.1$ mm. On remarque aussi l’égalité des pressions glottiques indiquant un écoulement symétrique.
- **en bas à droite** : un régime “régulier” de fréquence $f_0 = 207$ Hz. Les paramètres géométriques sont : ADT = 40° , DA = 20° , $h_g = 0.9$ mm. Cette fois-ci les pressions glottiques P_{g1} et P_{g2} diffèrent sensiblement indiquant un écoulement non symétrique dans la glotte.

Cette diversité de comportement rend le tuyau collabable particulièrement intéressant. Néanmoins, elle va de paire avec l’extrême sensibilité du dispositif expérimental vis à vis des conditions expérimentales, ce qui rend ce dispositif difficilement contrôlable. Les conditions aux limites acoustiques semblent être un facteur déterminant de cette diversité puisque en fonction du type de réplique de cordes vocales placé en extrémité du dispositif, on a pu observer de grandes différences de comportement. Afin de caractériser ces différentes mesures dynamiques, il semble intéressant dans un premier temps de voir si l’on retrouve un comportement moyen proche de celui observé dans les mesures statiques. Dans un second

5.2 Etude expérimentale de l'écoulement dans des répliques de cordes vocales divergentes

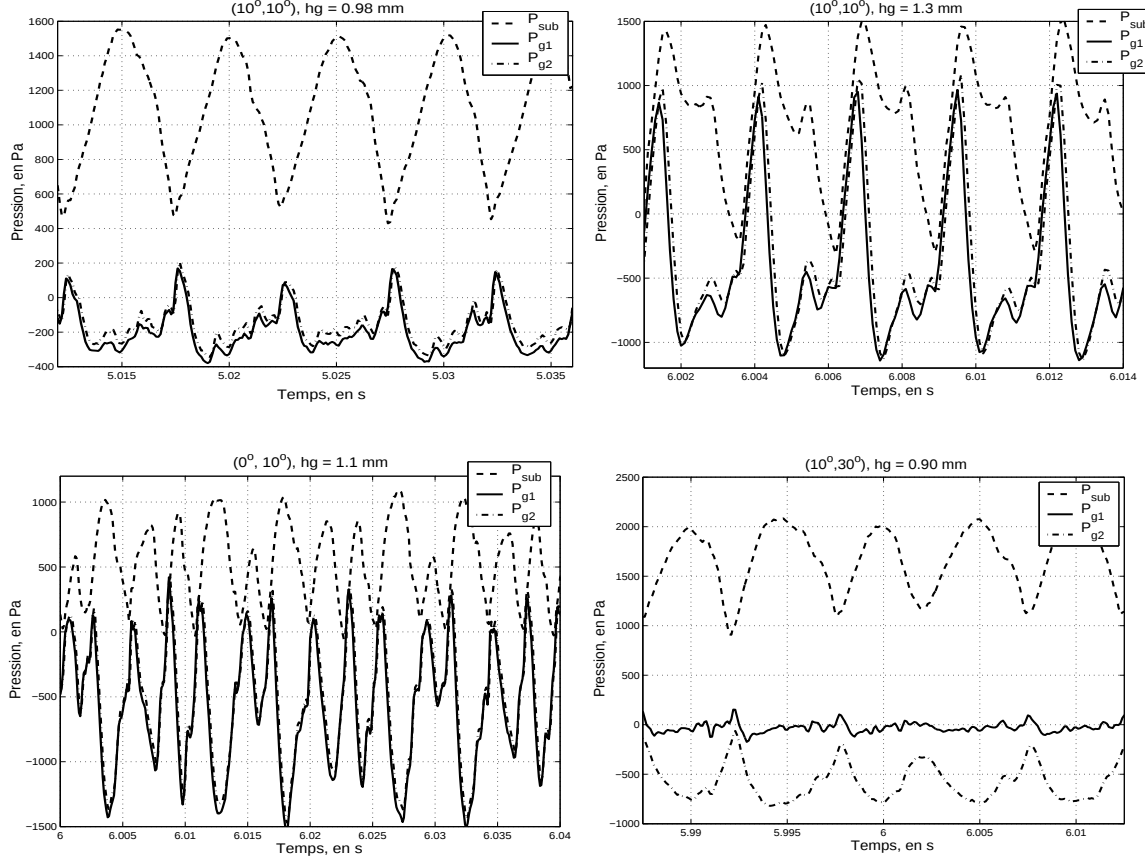


FIG. 5.7 – Exemple de différents régimes d'oscillation obtenus avec le tuyau col-labable.

temps, nous nous concentrerons sur l'amplitude des oscillations.

Valeurs moyennes : Afin de comparer les différences induites par l'oscillation de l'écoulement par rapport aux mesures statiques nous pouvons dans un premier temps considérer les valeurs moyennes de pression. Nous constatons que dans un grand nombre de cas, les valeurs de $\frac{\langle P_{sub} \rangle}{\langle P_{sub} \rangle - \langle P_{gi} \rangle}$ sont équivalentes pour les mesures statiques et dynamiques. Les différences les plus marquantes correspondent aux cas ($ADT = 20^\circ$, $DA = 0^\circ$) et ($ADT = 20^\circ$, $DA = 20^\circ$), c'est-à-dire aux cas de faible ADT. Dans les autres cas, on retrouve parmi les valeurs obtenues en régime dynamique celles obtenues en régime statique. On trouve aussi d'autres valeurs du fait de la plus grande diversité des mesures dynamiques. Il est cependant difficile, à ce stade, de distinguer une différence significative de comportement entre mesures statiques et les valeurs moyennes des mesures dynamiques.

Amplitude des oscillations : Nous nous concentrons maintenant sur l'amplitude des oscillations. Pour cela, nous comparons les valeurs efficaces des pressions glottiques mesurées et simulées. La grande variété de signaux, mentionnée précédemment, rend difficile la classification des résultats. Néanmoins, il apparaît que l'écart entre ces deux quantités est beaucoup plus important que l'écart sur les valeurs moyennes. Particulièrement pour les petites valeurs d' ADT (inférieures à 30°), l'écart peut aller jusqu'à un facteur 20. A mesure que l'angle de divergence augmente, l'écart devient plus faible tout en restant non négligeable. Les pressions glottiques efficaces simulées sont systématiquement plus faibles que les valeurs mesurées. Dans la configuration d'ADT maximum : ADT = 80° , les amplitudes simulées et mesurées sont dans le même ordre de grandeur.

On retrouve donc la tendance que l'on pouvait constater sur les mesures statiques : plus l'angle de divergence augmente, plus la séparation a lieu près de la glotte et moins l'écoulement est sensible à la géométrie aval. Dans ce cas, la méthode de Thwaites est plus performante même en régime oscillant.

Pour illustrer ce comportement, la figure 5.8 présente deux exemples parmi les nombreuses comparaisons entre les mesures et le code de Thwaites que nous avons effectuées. Ces deux exemples correspondent à des géométries symétriques d'ADT 20° (à gauche) et 40° (à droite). Dans le premier cas, la pression efficace simulée est 11 fois plus faible que la pression efficace mesurée alors que dans le second cas elle est seulement 3 fois plus faible.

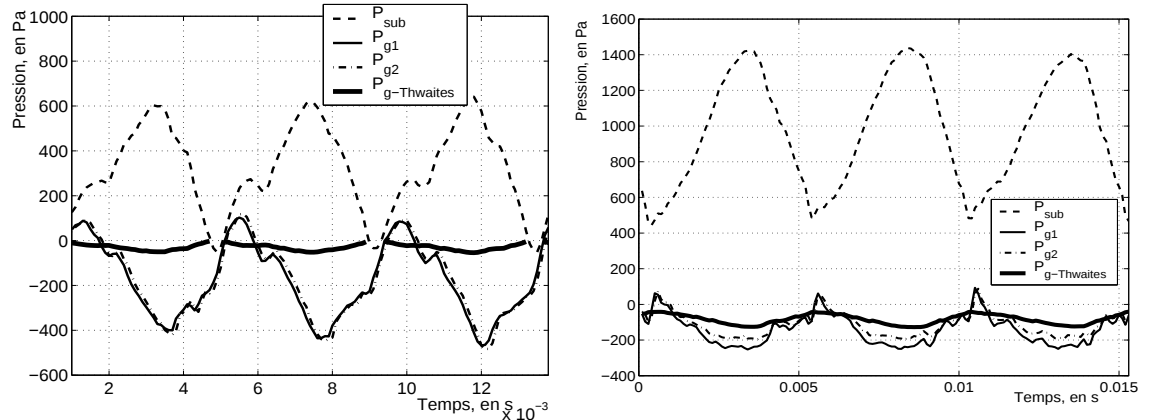


FIG. 5.8 – Exemples de comparaison théorie/expérience réalisées sur des mesures dynamiques symétriques. A gauche : ADT = 20° , $h_g = 1.3$ mm. A droite : ADT = 40° , $h_g = 0.93$ mm.

Sur l'ensemble des comparaisons théorie/expérience que nous avons effectuées, aucun des critères que sont la hauteur glottique h_g , la pression d'alimentation $\langle P_{sub} \rangle$ ou la fréquence fondamentale du tuyau collable ne se détache

5.2 Etude expérimentale de l'écoulement dans des répliques de cordes vocales divergentes

pour expliquer le comportement dynamique de l'écoulement. Il est néanmoins fort probable que l'instationnarité de l'écoulement ne soit pas négligeable dans nos mesures bien que les nombres de Strouhal basés sur le rayon de courbure moyen (5mm) et la fréquence typique d'oscillation (200 Hz) soient typiquement égaux à 10^{-2} . Ce qui devrait suffire pour considérer l'écoulement quasi-stationnaire.

Une piste possible pour expliquer cette importance de l'instationnarité dans cette configuration géométrique pourrait être l'interaction au niveau de la glotte entre une structure tourbillonnaire générée en sortie de tuyau collabable et le champ acoustique. Barney et coll. ([2]) décrivent dans leur article un dispositif expérimental assez semblable au notre dans lequel le tuyau collabable est remplacé par une vanne oscillante. Ils montrent alors que l'interaction entre le champ acoustique et la structure tourbillonnaire est importante au niveau des discontinuités du guide d'ondes. Dans notre dispositif la discontinuité est située justement au niveau de la glotte. Cette interaction pourrait être beaucoup plus forte dans le cas d'une géométrie faiblement divergente que dans le cas des lèvres rondes que nous avons considérées au chapitre 2.

Si l'on s'attache maintenant à comparer les simulations numériques correspondant aux cas symétriques et asymétriques, on ne constate pas de différence sensible. L'erreur commise en considérant une géométrie symétrique pour simuler une géométrie asymétrique ne semble donc pas prépondérante par rapport à l'erreur commise dans le cas symétrique. La méthode de Thwaites, en prédisant une séparation de l'écoulement trop proche de la glotte n'est pas adaptée à ce type de géométrie.

5.2.4 Discussion et conclusion

Nous avons présenté un protocole expérimental permettant de mesurer les propriétés de l'écoulement d'air dans une glotte asymétrique. Nous avons effectué une série de mesures statiques et dynamiques afin de discuter l'hypothèse d'écoulement symétrique dans des glottes asymétriques couramment admise par de nombreux auteurs ([12], [25]). Nous avons mis en évidence dans les mesures statiques le caractère généralement asymétrique des pressions glottiques pour des géométries asymétriques même si quelques contre-exemples existent. Les comparaisons des mesures expérimentales avec les simulations numériques basées sur la méthode de Thwaites montrent la difficulté de prédire la position du point de séparation pour des géométries divergentes. Afin de nous rapprocher de conditions d'écoulement plus réalistes nous avons ensuite effectué une série de mesures dynamiques en générant au moyen d'un tuyau collabable un écoulement pulsé proche de ceux rencontrés en parole. Nous avons alors montré que le code de Thwaites était incapable de prédire le bon ordre de grandeur des amplitudes d'oscillations mais que les valeurs moyennes calculées et mesurées restaient consis-

tantes. Dans tous les cas, nous avons constaté que l'erreur commise en comparant une mesure asymétrique avec une prédiction basée sur une géométrie symétrique n'est pas distinguable par rapport à l'erreur entre les mesures et les prédictions numériques basées sur une géométrie symétrique. A la vue des théories actuelles, l'hypothèse d'écoulement symétrique dans une glotte asymétrique reste donc acceptable. Dans ce cas, les simulations de cordes vocales pathologiques restent dominées par l'asymétrie du modèle mécanique de cordes vocales. Nous allons détailler ce point dans la seconde partie de ce chapitre.

5.3 Etude du couplage acoustique dans des répliques souple de cordes vocales asymétriques

Nous présentons dans cette étude des résultats expérimentaux concernant le comportement de l'écoulement à travers la glotte pathologique pendant la phonation. Les mesures sont effectuées sur un dispositif expérimental basé sur des répliques souples de cordes vocales couplés à deux résonateurs acoustiques, proche de celui décrit au chapitre 3.3. La différence principale vient du fait que l'on peut modifier de façon asymétrique les propriétés mécaniques des cordes vocales afin de simuler des corde vocales pathologiques. Afin d'analyser ces mesures, nous les comparons ensuite à un modèle à deux masses identique à celui présenté au paragraphe 3.2 mais prenant en compte le couplage acoustique.

Nous allons dans un premier temps décrire le dispositif expérimental utilisé en précisant les différences principales par rapport à celui décrit en 3.3. Ensuite nous présenterons les résultats expérimentaux simulant les voix pathologiques. Puis nous verrons comment le modèle à deux masses permet d'analyser le comportement mécanique observé expérimentalement.

5.3.1 Description du dispositif expérimental

Le dispositif expérimental utilisé est présenté dans la figure 5.9. Il a été développé à l'ICP et a servi de prototype à celui décrit à la section 3.2 et développé au TUE. La description du dispositif expérimental sera donc brève. Pour plus de détails le lecteur pourra se rapporter au chapitre 3.2.

Par analogie à la "bouche artificielle" définie au chapitre 3.2, nous nommons "glotte artificielle" l'ensemble constitué par les supports métalliques, les tubes en latex, le bloc métallique et les colonnes d'eau permettant de contrôler la pression interne de chaque réplique de corde vocale. Les dimensions de la glotte artificielle sont similaires à celles de la bouche artificielle hormis la longueur L_g qui est plus large dans ce dispositif : $L_g = 30$ mm (voir figure 3.3).

5.3 Etude du couplage acoustique dans des répliques souple de cordes vocales asymétriques

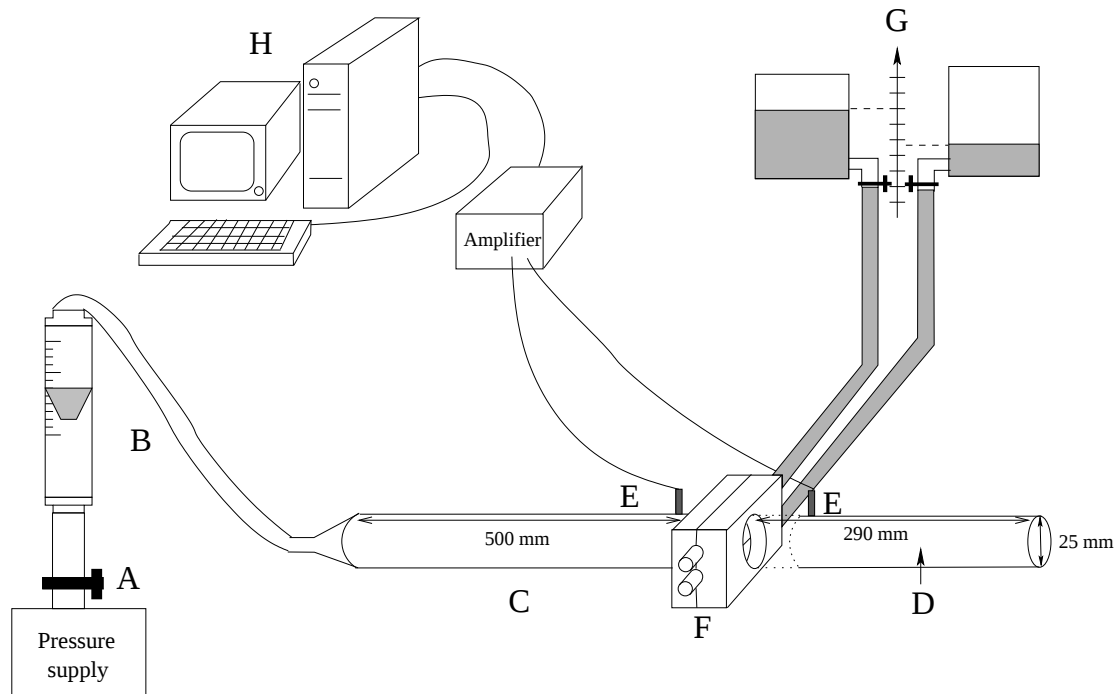


FIG. 5.9 – Vue générale du dispositif expérimental : A-Régulateur de pression, B-Rotamètre, C-Résonateur amont, D-Résonateur aval, E-Capteurs de pression, F-Glotte artificielle, G-Colonnes d'eau, H-Système d'acquisition.

Le but de ce dispositif est la simulation des voix pathologiques. C'est la raison pour laquelle chaque réplique de corde vocale est associée à une colonne d'eau dont la pression peut varier indépendamment. Ceci permet d'asymétriser les caractéristiques mécaniques des cordes. Les autres asymétries mécaniques possibles peuvent être la tension et l'épaisseur du tube en latex, ainsi que l'inclinaison du support métallique de chaque corde. De la même façon qu'au chapitre 3.2, nous ne jouons pas sur ces paramètres et les gardons symétriques. L'épaisseur des tubes en latex est comme précédemment égale à 0.3 mm. La tension du latex est contrôlée de façon à être minimale avec le même soin que précédemment. Les supports métalliques de chaque corde sont disposés horizontalement avant d'être enserrés dans le bloc métallique.

La source de pression est un circuit d'air comprimé régulé par un régulateur de pression NORGREN 11-818-987. Les caractéristiques de l'écoulement mesurés sur le dispositif sont le débit moyen et les pressions instantanées de part et d'autre de la glotte artificielle. Le débit moyen est mesuré par un débitmètre à flotteur Rota (Rotamètre K, E3-630-1). Les pressions sont mesurées en amont de la glotte (pression subglottique : P_{sub}) au moyen d'un capteur Kulite XCS-093

et en aval de la glotte (pression supraglottique : P_{supra}) au moyen d'un capteur Endevco 8507C. La calibration des capteurs de pression est détaillée en annexe C. L'ouverture instantanée de la glotte n'est pas mesurée dans ce dispositif puisque nous ne disposons pas à l'ICP d'un banc de mesure optique.

La glotte artificielle est couplée à deux résonateurs acoustiques que nous nommons résonateur amont et résonateur aval. Ce sont des tuyaux de diamètre 25 mm et de longueur couramment utilisée $L_{amont} = 500$ mm et $L_{aval} = 290$ mm. L'étude des caractéristiques acoustiques précises du dispositif expérimental n'a pas pu être effectuée. Notamment la condition limite en entrée de dispositif n'est pas clairement connue : les caractéristiques dynamiques du régulateur de pression NOR-GREN ne sont pas explicitées dans la notice technique et le tuyau fin reliant le régulateur au dispositif est connecté via un adaptateur dont il faudrait en toute rigueur tenir compte. Cependant, afin d'évaluer la sensibilité de la glotte artificielle aux charges acoustiques qui y sont liées, nous avons testé diverses configurations acoustiques :

- avec et sans résonateur aval,
- avec longueur variable de résonateurs aval et amont,
- avec bouchon de mousse en entrée de résonateur amont.

Nous décrivons dans le paragraphe suivant les résultats concernant l'influence du couplage acoustique. Une fois fixées les conditions limites acoustiques, nous passerons à la simulation expérimentale des cordes vocales pathologiques.

5.3.2 Résultats de l'étude expérimentale

Influence de la charge acoustique

L'influence des résonateurs acoustiques sur le comportement de la glotte artificielle est très importante. Afin d'évaluer qualitativement cette influence, nous avons effectué une série de mesures en changeant les dimensions des résonateurs ou en ajoutant un bouchon de mousse en entrée de dispositif. Nous avons par exemple relevé pour une configuration mécanique donnée, les pressions d'alimentation et les débits au niveau du seuil d'oscillation pour des longueurs de tuyau amont variables après avoir préalablement enlevé le résonateur aval. Les résultats sont reportés dans le tableau 5.3.2. Nous pouvons ainsi observer que la pression de seuil augmente avec la longueur L_{amont} jusqu'à ne plus être mesurable pour $L_{amont} = 560$ mm. Pour une longueur supérieure, le seuil d'oscillation existe mais correspond à un nouveau mode de vibration des répliques de cordes vocales de fréquence approximativement 2 fois plus élevée que précédemment.

D'autres essais nous ont permis de voir que la longueur du résonateur aval influence elle aussi fortement le comportement de la glotte artificielle. Cette in-

5.3 Etude du couplage acoustique dans des répliques souple de cordes vocales asymétriques

L_{amont} (en mm)	$\langle P_{sub} \rangle$, en Pa	$\langle U_g \rangle$, en m^3/s	f_0 , en Hz
65	5290	$1.8 \cdot 10^{-4}$	111
330	6100	$4.1 \cdot 10^{-4}$	103
560	X	X	X
830	6000	$4 \cdot 10^{-4}$	181

TAB. 5.2 – Influence de la charge acoustique amont sur le comportement des répliques de cordes vocales sans résonateur amont. Les “X” signifient l’absence d’oscillation pour la configuration acoustique donnée.

fluence semble prépondérante par rapport à celle du tuyau amont.

Cette série de mesures qualitatives nous montre que notre glotte artificielle est très sensible au couplage acoustique. Elle semble donc sur ce point s’écarter de la glotte humaine. Ce fait peut être expliqué en partie par le facteur de qualité acoustique du premier mode propre du résonateur doit être plus élevé que celui du conduit vocal humain.

Influence du facteur d’asymétrie

Une fois estimée l’importance du couplage acoustique, nous fixons les longueurs des résonateurs à $L_{amont} = 500$ mm et $L_{aval} = 290$ mm. Nous cherchons maintenant à mesurer l’influence de l’asymétrie du modèle mécanique sur le comportement de la glotte. Pour cela nous fixons la valeur de la pression d’alimentation : $P_{sub} = 2900$ Pa et nous mesurons le débit volumique moyen, la pression P_{supra} et la fréquence fondamentale d’oscillation f_0 en faisant varier l’asymétrie mécanique entre les deux cordes. La pression dans l’une des cordes vocales est maintenue constante et égale à 135 cm H_2O (13250 Pa) . Cette corde sera appelée la corde “normale” et sa pression interne sera notée $P_{normale}$. La pression dans l’autre corde varie de 90 à 150 cm H_2O (de 8800 à 14800 Pa). On appellera cette corde la corde “pathologique” et sa pression interne sera notée P_{patho} . Nous définissons le facteur d’asymétrie Q comme le rapport entre les pressions d’eau dans les deux cordes vocales : $Q = \frac{P_{patho}}{P_{normale}}$. Dans nos mesures, Q varie donc de 0.67 à 1.12. Les valeurs choisies permettent de couvrir une zone autour de $Q = 1$ dans laquelle les répliques de cordes vocales oscillent. Les résultats sont présentés sur les figures 5.10, 5.12 et 5.13. Dans ces figures, les cas où la glotte artificielle oscille sont notés avec un signe “+” alors que les cas contraires sont notés avec un signe “*’.

La figure 5.10 présente l’évolution du débit moyen en fonction de Q . Nous remarquons sur cette figure la relation linéaire entre le débit moyen et le facteur d’asymétrie Q . La région d’oscillation est définie par $Q \in [0.75 \ 1.1]$. Nous pouvons noter que pour les paramètres choisis, cette zone n’est pas symétrique par

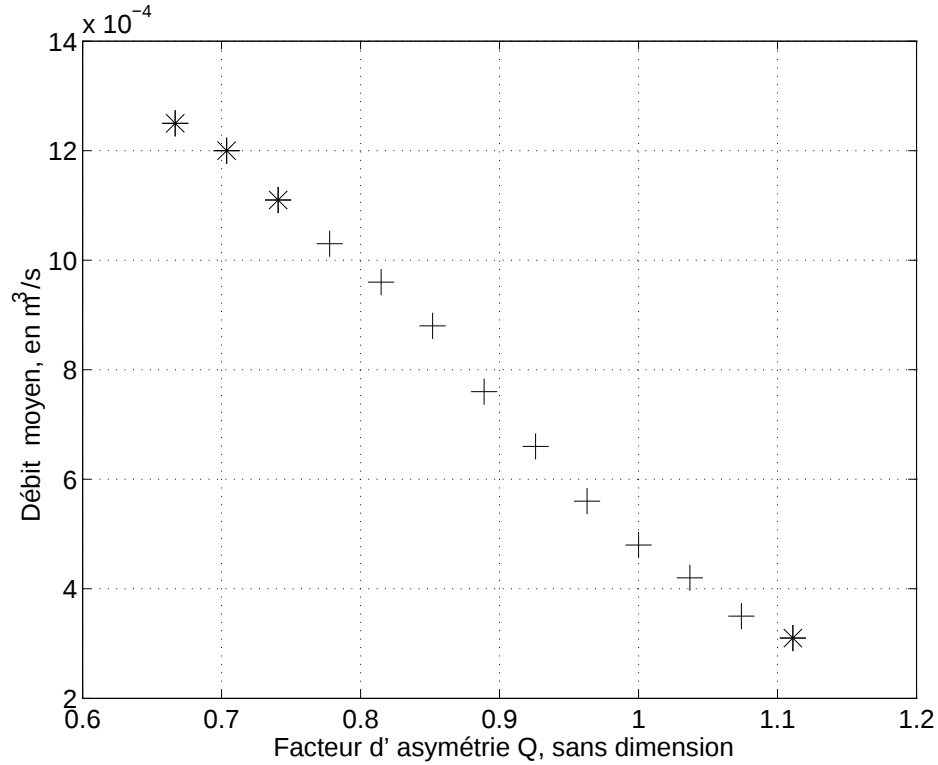


FIG. 5.10 – Débit moyen mesuré en fonction du facteur d'asymétrie Q pour une pression P_{sub} constante : $P_{sub} = 2900$ Pa. * : Cas sans oscillation. + : Cas avec oscillations.

rapport à $Q = 1$. Afin de préciser l'allure des résultats expérimentaux, nous présentons sur la figure 5.11 trois exemples de signaux de pression p_{supra} avec leur spectre de Fourier pour des facteurs Q égaux à 0.67, 1 et 0.85. Le premier exemple correspond au seuil d'oscillation. On remarque sur le spectre la présence d'un début de résonance à la fréquence 280 Hz. Le second exemple correspond au cas symétrique. On remarque la forme quasi-sinusoidale de p_{supra} avec une amplitude crête à crête égale à 1200 Pa et une fréquence fondamentale $f_0 = 278$ Hz. De plus, on peut voir sur le spectre de Fourier que les harmoniques paires sont atténuées du fait de la forme cylindrique du résonateur. Cet effet est similaire à celui rencontré dans des instruments à résonateur cylindrique comme la clarinette. Le troisième exemple correspond à un cas asymétrique. Le signal de p_{supra} n'est pas très différent du précédent hormis l'amplitude crête à crête égale maintenant à 1000 Pa et la fréquence fondamentale $f_0 = 265$ Hz qui sont légèrement plus faibles.

Cette évolution de l'amplitude de la pression supraglottique et de la fréquence fondamentale avec le facteur d'asymétrie est systématiquement relevée dans les

5.3 Etude du couplage acoustique dans des répliques souple de cordes vocales asymétriques

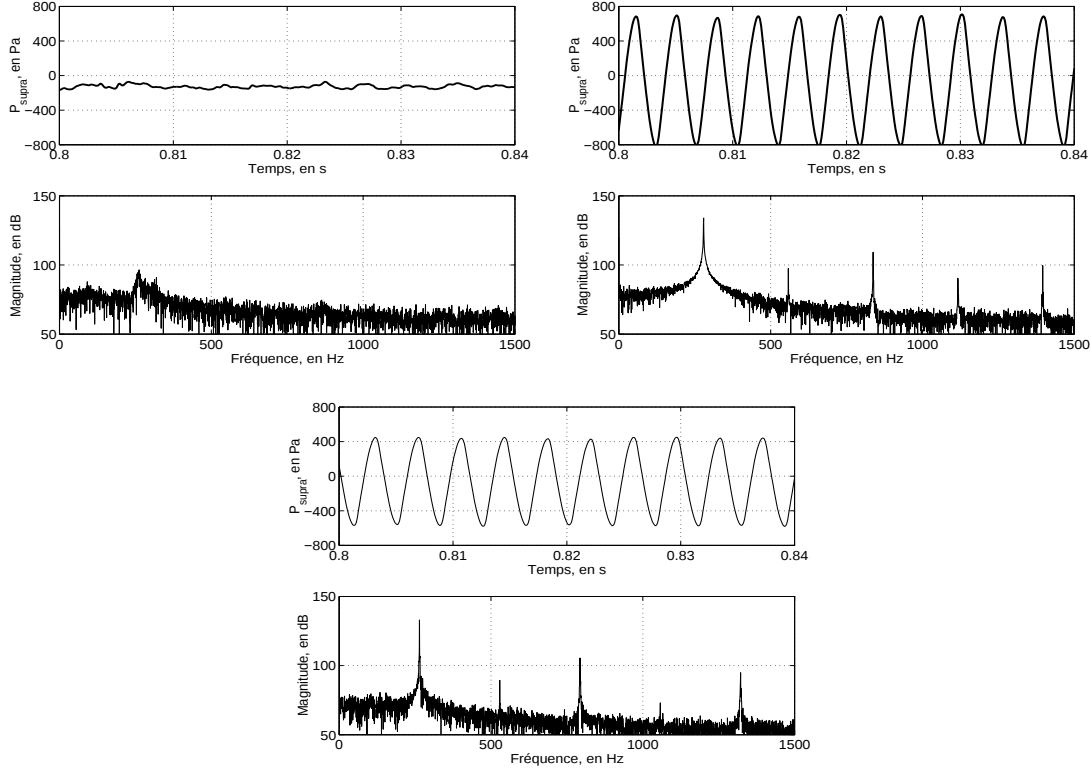


FIG. 5.11 – Exemples de signaux de pression supraglottique mesurée avec leur spectre de Fourier pour différentes valeurs de Q et pour une pression P_{sub} constante : $P_{sub} = 2900$ Pa. En haut à gauche : $Q = 0.67$. En haut à droite : $Q = 1$. En bas : $Q = 0.85$.

figures 5.12 et 5.13.

La figure 5.12 présente la relation entre la valeur efficace de la pression supraglottique en fonction du facteur d'asymétrie. La courbe obtenue a une forme de cloche asymétrique dont le maximum est situé autour de $Q = 1$. La zone autour de $Q = 0.75$ correspond au seuil d'oscillation. Pour des valeurs de Q comprises entre 0.75 et 0.9 l'amplitude des oscillations augmente quasi-linéairement avec Q jusqu'à atteindre une zone de saturation. Ensuite, l'amplitude reste constante jusqu'à $Q = 1.03$ et décroît très brutalement jusqu'à 0 pour $Q = 1.08$.

La figure 5.13 présente la relation entre la fréquence fondamentale d'oscillation et le facteur d'asymétrie. On note la croissance quasi-linéaire de f_0 avec Q . La pente positive peut s'expliquer par le fait qu'en augmentant la pression dans la corde pathologique, on augmente sa raideur et donc ses fréquences propres de résonance. En suivant la définition de Q donnée par Steinecke et Herzog dans leur modèle à deux masses simulant les voix pathologiques ([25]), on obtient une rela-

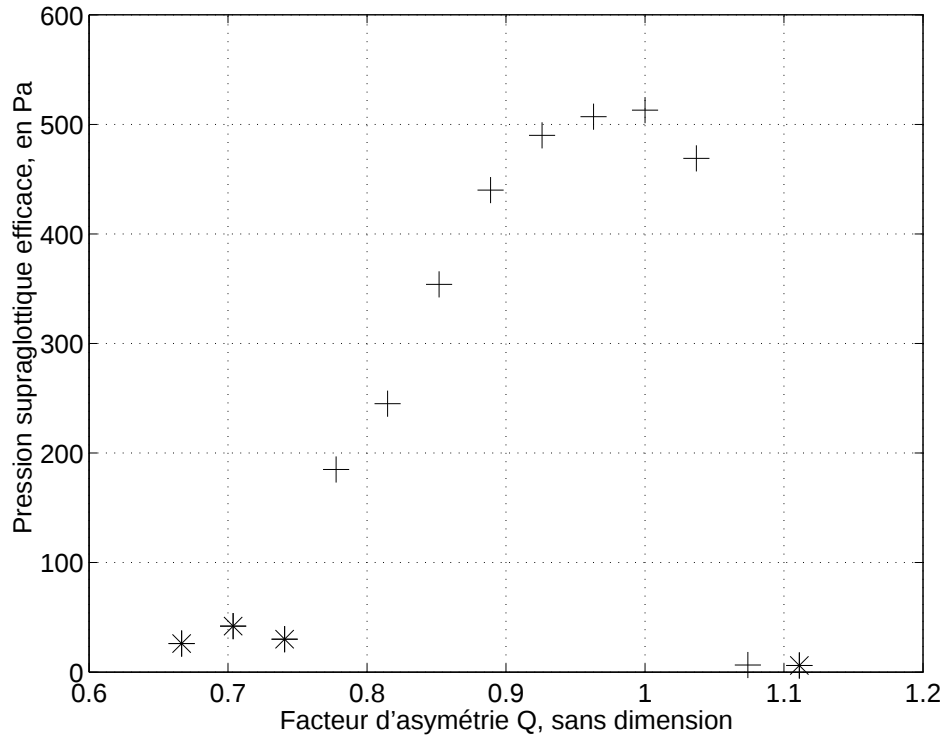


FIG. 5.12 – Evolution de la pression supraglottique efficace en fonction du facteur d'asymétrie Q pour une pression P_{sub} constante : $P_{sub} = 2900$ Pa. + : cas oscillant. * : cas non oscillant.

tion linéaire entre la fréquence propre de la corde pathologique et l'asymétrie Q . Cependant, ces auteurs considèrent que l'asymétrie Q affecte la raideur et la masse de la corde vocale. En ce qui nous concerne, nous savons expérimentalement que la pression interne des cordes peut modifier la hauteur au repos (si celle-ci est non nulle) et nous supposons que l'asymétrie affecte uniquement la tension des cordes. La relation linéaire est donc plus difficilement explicable. Nous verrons dans le paragraphe suivant, les résultats de nos simulations de l'influence du facteur Q sur la fréquence fondamentale d'oscillation.

Influence de la pression d'alimentation

Dans un deuxième type d'expériences, nous imposons une pression d'eau constante dans chaque corde et faisons varier la pression d'alimentation afin de mesurer son influence sur la fréquence fondamentale. Les pressions d'eau sont égales à :

- $P_{normale} = 135 \text{ cm } H_2O$ (1325 Pa),

5.3 Etude du couplage acoustique dans des répliques souple de cordes vocales asymétriques

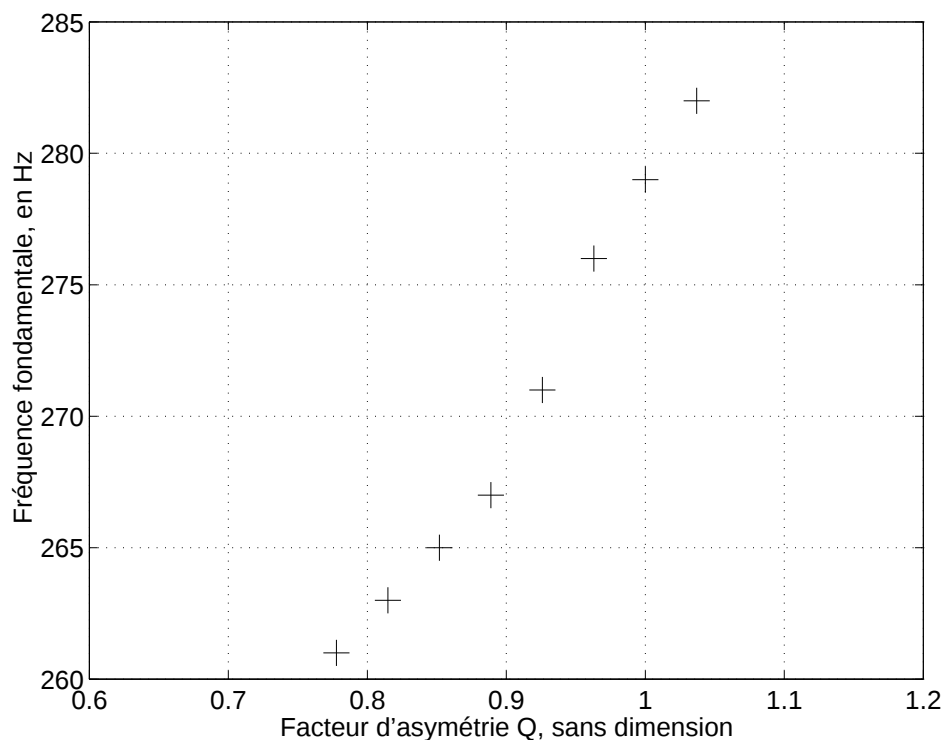


FIG. 5.13 – Evolution de la fréquence fondamentale en fonction du facteur d’asymétrie Q pour une pression P_{sub} constante : $P_{sub} = 2900$ Pa.

– $P_{patho} = 150$ cm H_2O (1470 Pa).

Cela donne un facteur d’asymétrie $Q = 0.9$. Les résultats sont présentés sur la figure 5.14.

On peut noter sur cette figure la décroissance de la fréquence fondamentale avec la pression subglottique et l’apparition d’une région où plusieurs fréquences inharmoniques coïncident pour $\langle P_{sub} \rangle = 3950$ Pa et $\langle P_{sub} \rangle = 4080$ Pa. Dans ces deux cas, nous avons représenté par un cercle les valeurs des fréquences des principaux pics d’énergie du spectre de Fourier. Cette région paraît être une zone de transition entre différents régimes d’oscillation des cordes vocales. Afin de préciser la façon dont sont mesurées les fréquences fondamentales, nous montrons dans la figure 5.15 un exemple de spectre de Fourier correspondant au régime “normal” et un exemple de spectre “chaotique”. Dans le premier cas on a : $\langle P_{sub} \rangle = 3285$ Pa et $f_0 = 281$ Hz. Dans le second cas on a $\langle P_{sub} \rangle = 3950$ Pa et on note que plusieurs fréquences incommensurables coexistent. Les fréquences correspondant aux harmoniques de plus haute énergie sont 192.2 Hz et 275 Hz.

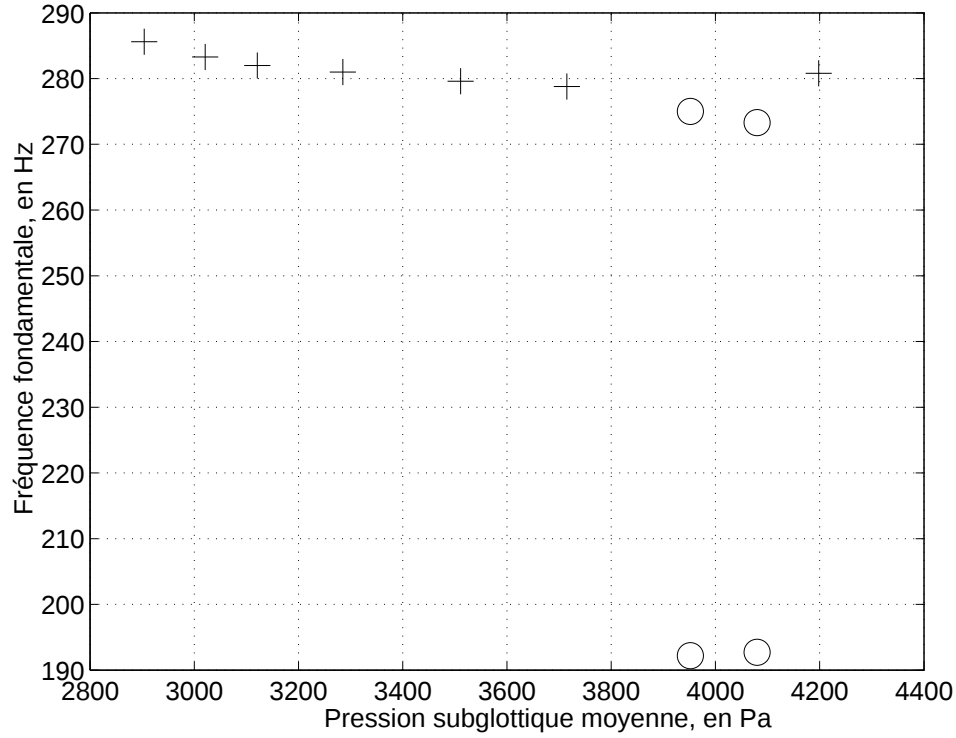


FIG. 5.14 – Fréquence fondamentale d'oscillation mesurée sur le spectre de Fourier de P_{supra} en fonction de la pression d'alimentation $\langle P_{sub} \rangle$ pour une valeur de Q constante : $Q = 0.9$. + : Oscillations régulières de fréquence f_0 . O : Oscillations chaotiques où plusieurs fréquences coexistent.

5.3.3 Simulations numériques

Afin de comprendre les divers phénomènes mesurés, nous cherchons à simuler le dispositif expérimental au moyen du modèle à deux masses couplé avec deux résonateurs acoustiques, en amont et en aval du modèle de glotte. Nous avons vu au chapitre 3 que le modèle à deux masses était un modèle simple permettant de reproduire une grande variété de comportements observés en parole. Nous allons maintenant vérifier si ce modèle peut reproduire nos résultats expérimentaux simulant des cas pathologiques.

Estimation des paramètres du modèle à deux masses couplé aux résonateurs acoustiques

La détermination des paramètres du modèle à deux masses est un point clé du problème. Nous utilisons ici un modèle à deux masses similaire à celui décrit au chapitre 3.2. Les paramètres du modèle que nous devons définir sont :

5.3 Etude du couplage acoustique dans des répliques souple de cordes vocales asymétriques

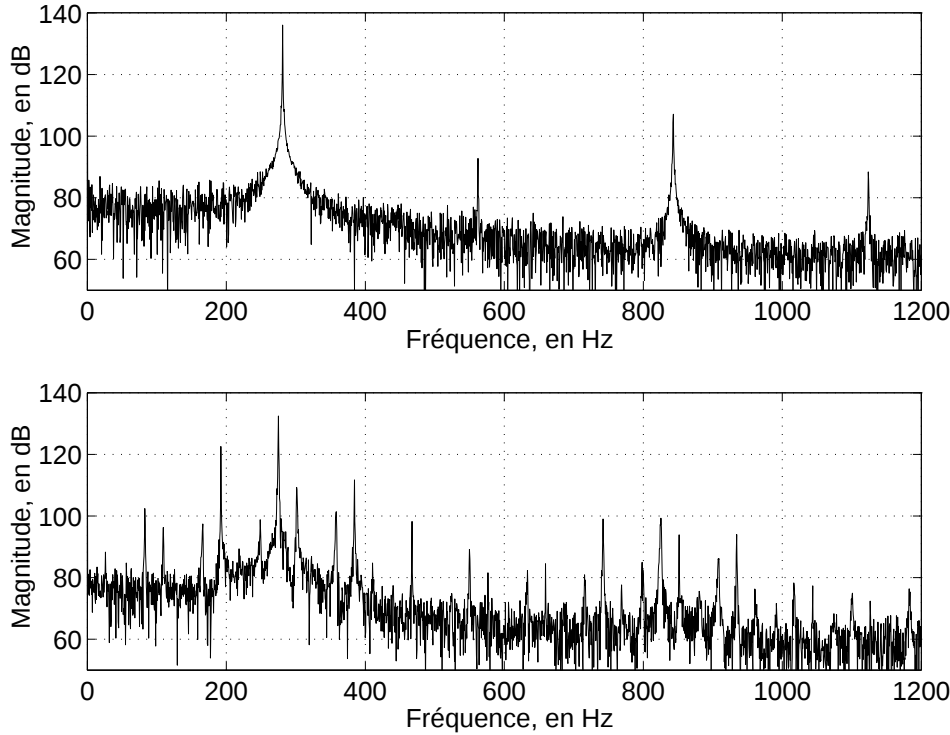


FIG. 5.15 – Exemples de spectres de Fourier obtenus en faisant varier la pression d’alimentation $\langle P_{sub} \rangle$ pour une configuration mécanique fixée à $Q = 0.9$. En haut : régime “normal” avec $\langle P_{sub} \rangle = 3285$ Pa et $f_0 = 281$ Hz. En bas : régime “chaotique” avec $\langle P_{sub} \rangle = 3950$ Pa et l’existence de plusieurs harmoniques. Les fréquences des harmoniques de plus forte énergie sont 192 Hz et 275 Hz.

- les paramètres géométriques : Largeur glottique L_g et position de chaque masse (abscisses x_0, x_1, x_2 et x_3 et hauteurs $h_0, h_{1,0}, h_{2,0}$ et h_3),
- les paramètres mécaniques : masse m , raideurs k et k_c , amortissement r ,
- les paramètres hydrodynamiques : pression d’alimentation $\langle P_{sub} \rangle$
- les paramètres acoustiques : géométries des résonateurs et conditions limites acoustiques.

Le nombre de paramètres à déterminer est donc important par rapport aux données expérimentales dont nous disposons. Cela laisse un grand degré de liberté pour le choix de ces paramètres. Il est donc facile de manipuler ces paramètres indéfiniment et s’éloigner de la réalité expérimentale. En outre, nous avons déjà discuté du grand nombre d’hypothèses simplificatrices inhérentes au modèle à deux masses, simplifications auxquelles nous ajoutons celles de notre modèle acoustique. Cela rend difficile la détermination des paramètres et l’interprétation des résultats qui en découlent.

Nous nous proposons ici de déterminer les paramètres du modèle en nous basant sur la réalité expérimentale au moyen de raisonnements qualitatifs simples similaires à ceux décrits à la section 3.3.

Paramètres géométriques : Nous gardons les paramètres géométriques utilisés à la section 3.3, hormis les hauteurs au repos qui dépendent de la pression d'eau dans les répliques de cordes vocales. Ici la hauteur au repos est nulle du fait d'une pression d'eau largement supérieure à précédemment. Nous avons donc :

- $L_g = 24$ mm,
- $x_0 = 0$, $x_1 = 3$ mm, $x_2 = 9$ mm, $x_3 = 12$ mm,
- $h_0 = h_3 = 12$ mm, $h_{1,0} = h_{2,0} = 0$.

Paramètres mécaniques : Ne disposant pas à l'ICP d'un banc de mesure optique permettant de mesurer l'ouverture instantanée de chaque corde, nous nous basons sur les résultats obtenus au TUE décrits dans la section 3.3. Les paramètres mécaniques des deux dispositifs sont quasiment identiques hormis les pressions d'eau qui sont largement supérieures dans le dispositif que nous considérons ici. Il est donc nécessaire d'extrapoler les résultats du fit statique obtenu à la section 3.3. Nous estimons alors la raideur : $k = 4000$ N/m. La raideur de couplage est choisie de façon à ce que le comportement du modèle symétrique soit le plus proche possible des mesures expérimentales dynamiques. Nous obtenons une raideur de couplage : $k_c = 11000$ N/m.

La masse m estimée à la section 3.3 était égale à 0.275 g. Or une estimation rapide de la fréquence propre de résonance du modèle donnerait avec $m = 0.275$ g et $k = 4000$ N/m : $f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}} = 607$ Hz. Cette fréquence est plus de 2 fois supérieure aux fréquences d'oscillation mesurées dans notre dispositif qui sont typiquement égales à 280 Hz. Nous devons donc augmenter la masse m du modèle afin de faire qualitativement coïncider les valeurs théoriques et expérimentales des fréquences d'oscillation. Nous choisissons pour cela $m = 1.5$ g. Cela donne une fréquence propre voisine de 260 Hz. Il faut cependant noter que la fréquence d'oscillation ne correspond pas forcément à la fréquence propre du modèle mécanique puisque le couplage acoustique influe lui aussi sur la valeur de cette fréquence.

L'expression de la raideur r donnée au chapitre 3.3 est gardée ici. Nous avons donc $r = 0.2 * \sqrt{mk} = 0.5$ N.s/m.

Paramètres hydrodynamiques : Les pressions d'alimentation $\langle P_{sub} \rangle$ sont des données d'entrée du problème. Dans la première série de mesures, on a donc $\langle P_{sub} \rangle = 2900$ Pa. Dans la seconde série de mesures, on a $\langle P_{sub} \rangle$ variable.

5.3 Etude du couplage acoustique dans des répliques souple de cordes vocales asymétriques

Paramètres acoustiques : La géométrie des résonateurs amont et aval est aussi une donnée d'entrée du problème. Les conditions aux limites acoustiques quant à elles sont plus délicates à déterminer comme nous l'avons déjà mentionné. En extrémité de conduit aval, nous utilisons l'expression analytique de l'impédance de rayonnement donnée au paragraphe 4.4.2. En entrée de tuyau amont, nous assimilons de manière très qualitative le résonateur à un tuyau ouvert de diamètre 25 mm sans nous préoccuper du rétrécissement du conduit et du tuyau fin reliant l'entrée du résonateur au régulateur de pression. En outre, dans toutes nos simulations, les pertes viscothermiques ne sont pas prises en compte.

Influence du facteur d'asymétrie

Pour reproduire l'influence du facteur d'asymétrie Q sur le débit moyen, sur la pression supraglottique efficace et sur la fréquence fondamentale d'oscillation, nous pondérons les raideurs de l'une des cordes par le facteur Q , la masse m restant inchangée. Comme précédemment, cette corde sera notée la "corde pathologique" et les paramètres correspondant seront notés avec un indice "patho". Les paramètres correspondant à la "corde normale" seront notés avec un indice "normal". Nous obtenons ainsi :

- $m_{patho} = m_{normal} = 1.5 \text{ g}$,
- $k_{patho} = Q * k_{normal} = Q * 4000 \text{ N/m}$,
- $k_{c_{patho}} = Q * k_{c_{normal}} = Q * 1000 \text{ N/m}$,
- $r_{patho} = 0.2 \sqrt{m_{patho} k_{patho}} = \sqrt{Q} * r_{normal} = \sqrt{Q} * 0.5 \text{ N.s/m}$.

Nous pouvons noter la différence entre notre définition du facteur d'asymétrie appliquée au modèle à deux masses avec celle utilisée par Steinecke et Herzel ([25]). Ces auteurs appliquent la même pondération aux raideurs k et k_c , mais ils modifient aussi la masse de la corde pathologique en la divisant par Q . Ils obtiennent ainsi une relation linéaire entre les fréquences propres de leur modèle et le facteur d'asymétrie Q . Les résultats des simulations numériques sont présentés dans les figures 5.16, 5.17 et 5.18. Dans nos simulations, le facteur Q est incrémenté avec un pas de 0.05.

La figure 5.16 présente l'évolution du débit glottique moyen simulé en fonction du facteur d'asymétrie Q . En comparant avec l'évolution expérimentale reportée sur la figure 5.10, nous observons que les deux figures présentent une courbe à décroissance quasi-linéaire. Nous remarquons aussi que la frontière supérieure de la région d'oscillation est égale dans les deux cas à 1.1. Cependant, nous pouvons noter des différences entre les deux figures. D'une part l'ordre de grandeur du débit simulé est inférieur d'un facteur 10 à celui du débit mesuré. Cela pourrait résulter d'une raideur dans le modèle trop importante. D'autre part, la pente négative est 30 fois supérieure pour les débits mesurés que pour les débits simulés. Il semble donc à ce niveau que la prise en compte du facteur d'asymétrie Q dans

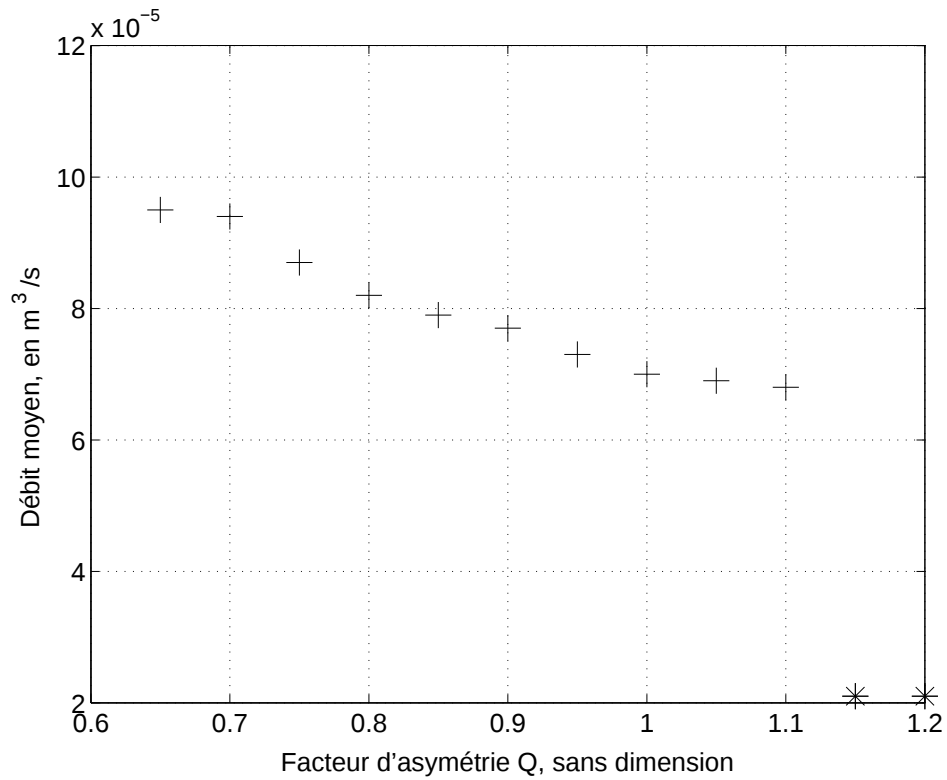


FIG. 5.16 – Simulation numérique à $\langle P_{sub} \rangle$ constant = 2900 Pa : Evolution du débit moyen en fonction du facteur d'asymétrie Q. + : Cas où le modèle numérique oscille. * : Cas où le modèle numérique n'oscille pas.

notre modèle numérique n'est pas optimale. Une utilisation de Q similaire à Stei-necké et Herzel ([25]) n'apporterait pas d'amélioration supplémentaire puisque le débit moyen est principalement contrôlé par la raideur du modèle.

La figure 5.17 montre la relation entre la pression supraglottique efficace et le facteur Q. En comparant avec la figure 5.12, l'on remarque que la pression simulée évolue peu avec Q contrairement aux pressions mesurées. Cependant, les ordres de grandeurs des pressions simulées et mesurées sont consistants.

La figure 5.18 présente la relation entre la fréquence fondamentale d'oscillation et le facteur d'asymétrie Q. Si l'on compare cette figure à la figure 5.13, on constate dans les deux cas une croissance quasi-linéaire de f_0 avec Q. L'ordre de grandeur des fréquences f_0 simulées est respecté ce qui est normal car nous avons fixé les paramètres mécaniques du modèle dans ce sens. Cependant la pente des fréquences simulées est 5 fois inférieure à celle des fréquences mesurées.

5.3 Etude du couplage acoustique dans des répliques souple de cordes vocales asymétriques

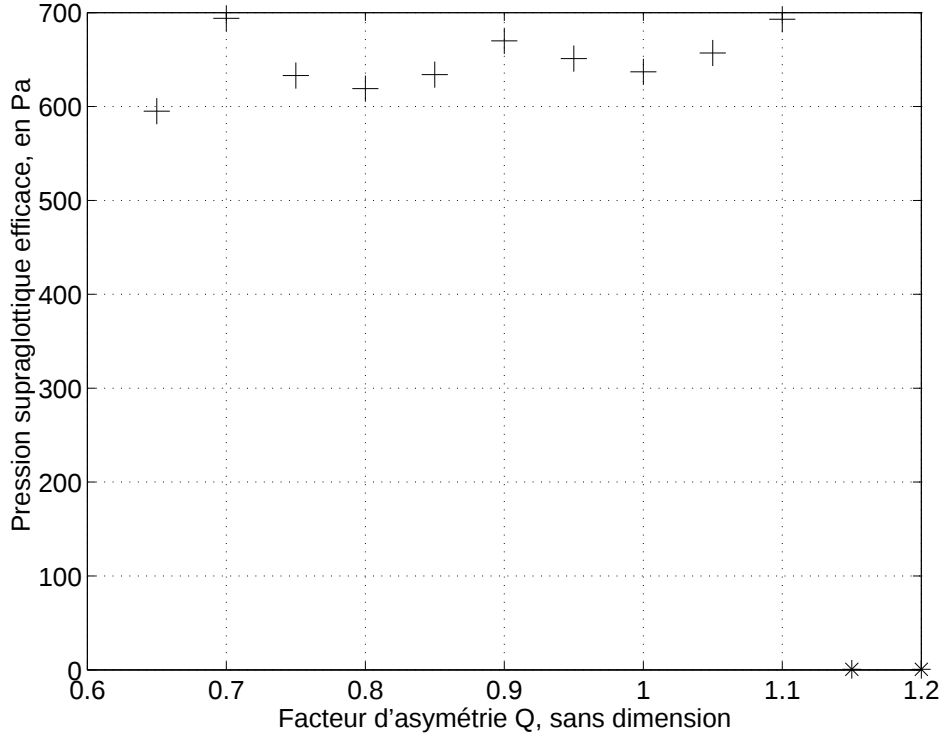


FIG. 5.17 – Simulation numérique à $\langle P_{sub} \rangle$ constant = 2900 Pa : Evolution de la pression supraglottique efficace en fonction du facteur d'asymétrie Q. + : Cas où le modèle numérique oscille. * : Cas où le modèle numérique n'oscille pas.

Influence de la pression d'alimentation

Nous cherchons maintenant à simuler les résultats du second type d'expérience montrant l'effet de la pression d'alimentation sur la fréquence d'oscillation des cordes à Q constant ($Q = 0.9$). La pression d'alimentation $\langle P_{sub} \rangle$ est augmentée de 2500 à 4500 Pa dans notre simulation. Les résultats sont présentés sur la figure 5.19. Nous observons sur cette figure une décroissance de la fréquence fondamentale avec la pression d'alimentation $\langle P_{sub} \rangle$ similaire à celle présentée sur la figure 5.14. Néanmoins, les simulations ne permettent pas d'obtenir la zone de transition et l'apparition de fréquences plus faibles observables expérimentalement pour des pressions d'alimentation voisines de 4000 Pa observables sur cette figure. Nous avons poussé nos mesures jusqu'à des valeurs extrêmes de $\langle P_{sub} \rangle$ (jusqu'à 10^5 Pa) sans obtenir de changement dans les modes d'oscillation du modèle.

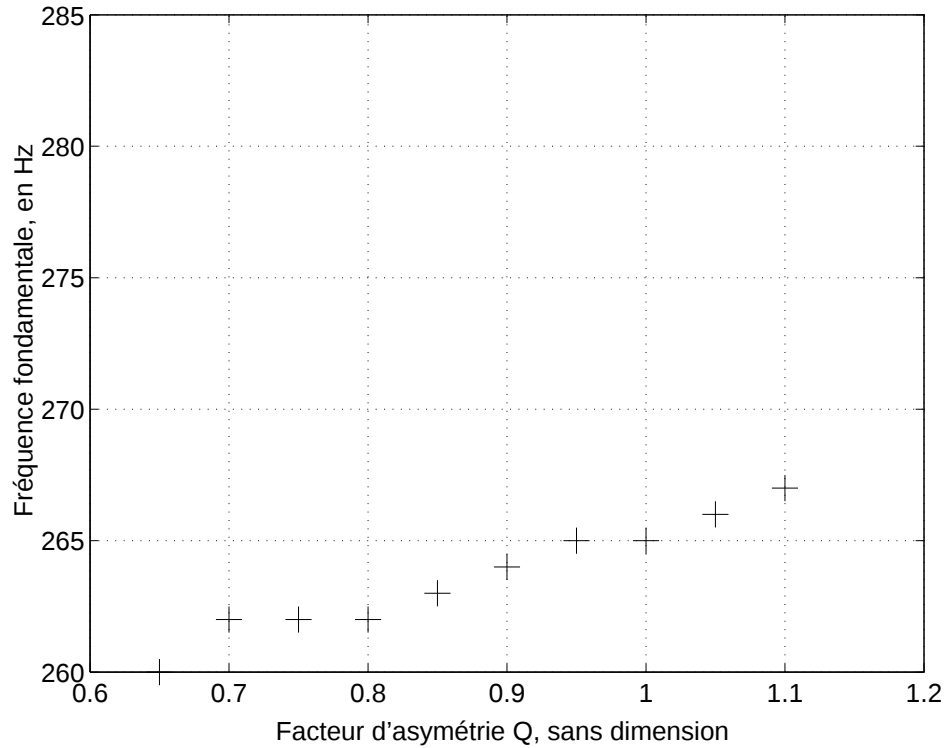


FIG. 5.18 – Simulation numérique à $\langle P_{sub} \rangle$ constant = 2900 Pa : Evolution de la fréquence fondamentale f_0 en fonction du facteur d'asymétrie Q .

Influence de la charge acoustique

Afin d'évaluer l'importance du couplage acoustique sur le modèle à deux masses, nous avons effectué plusieurs types de simulations avec différentes configurations acoustiques :

1. couplage avec résonateurs amont et aval (cas présentés jusqu'à présent)
2. couplage avec résonateur aval seulement
3. couplage avec résonateur amont seulement
4. pas de couplage

Les résultats obtenus dans les configurations 1 et 2 sont quasiment identiques alors que les simulations effectuées avec les configurations 3 et 4 n'arrivent pas à reproduire l'oscillation du modèle. La figure 5.20 présente une comparaison entre l'évolution du débit en fonction de Q avec et sans couplage acoustique. On note sur cette figure une diminution franche du débit pour $Q = 1.15$. Cette diminution est inhérente au modèle à deux masses puisque elle est visible aussi sans couplage acoustique.

5.3 Etude du couplage acoustique dans des répliques souple de cordes vocales asymétriques

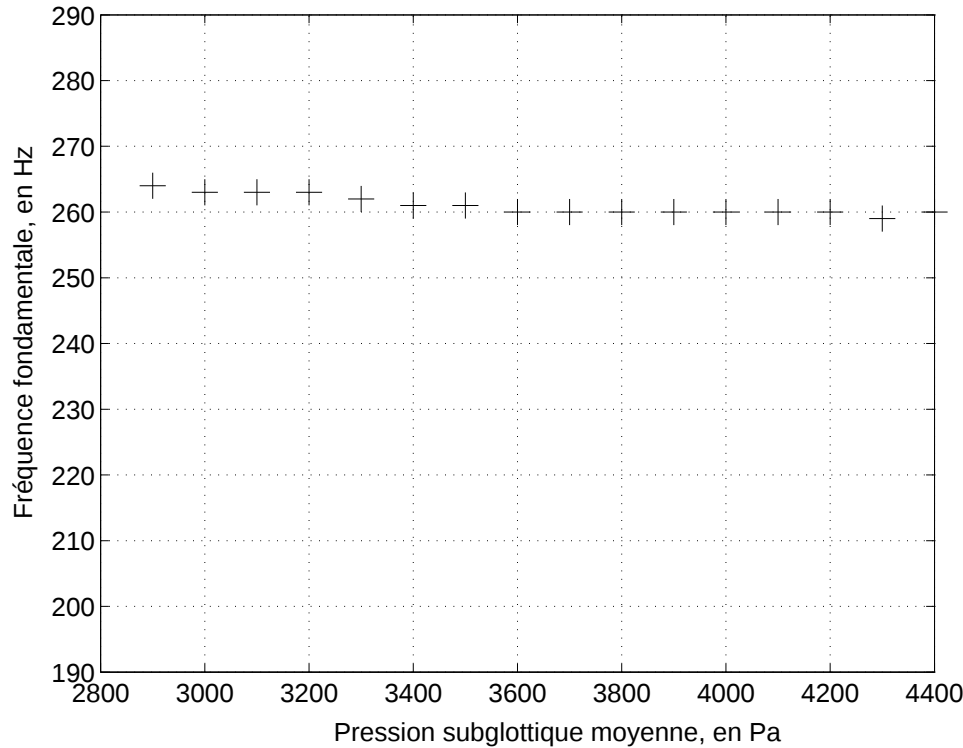


FIG. 5.19 – Simulation numérique à Q constant = 0.9 : Evolution de la fréquence d'oscillation en fonction de la pression d'alimentation $\langle P_{sub} \rangle$.

Si l'on fait varier la longueur du tuyau aval, on constate que pour une longueur inférieure à 220 mm, le système n'oscille pas. Pour des longueurs supérieures, la région d'oscillation d'abord restreinte autour de $Q = 1$ s'élargit. On a par exemple comme limites de la région d'oscillation :

- [0.9 1.15] pour $L_{av} = 230$ mm,
- [0.75 1.15] pour $L_{av} = 240$ mm,
- [0.65 1.15] pour $L_{av} = 250$ mm,
- [0.5 1.15] pour $L_{av} = 260$ mm.

Nous notons que la limite supérieure de la région d'oscillation ne change pas pour les différentes longueurs de tuyau aval puisqu'elle semble intrinsèque au modèle à deux masses.

Les résultats montrent que le couplage aval est prépondérant dans nos simulations comme nous l'avons remarqué qualitativement sur le dispositif expérimental.

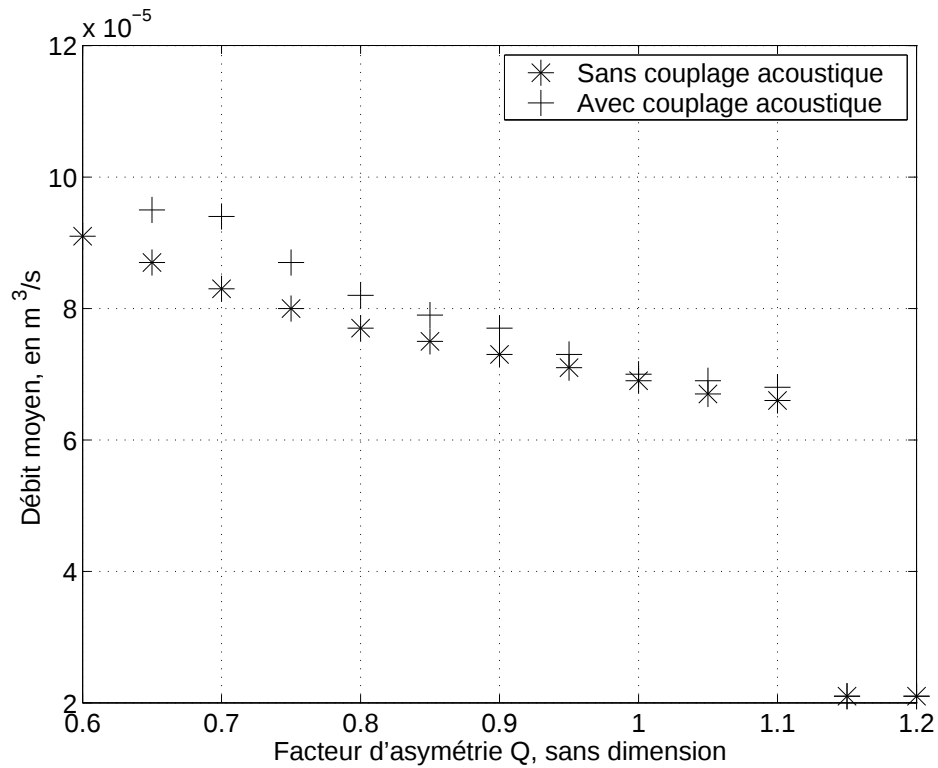


FIG. 5.20 – Comparaison du débit moyen simulé en fonction de Q avec et sans couplage acoustique. Les longueurs des résonateurs du cas avec couplage ont les valeurs standards : $L_{amont} = 500 \text{ mm}$ et $L_{aval} = 290 \text{ mm}$.

5.3.4 Conclusions

Nous avons présenté un dispositif expérimental permettant de simuler le comportement de cordes vocales pathologiques. Dans un premier temps nous avons cherché à caractériser le comportement de ce dispositif à travers trois types d'expériences :

- une expérience dans laquelle nous avons évalué qualitativement l'importance du couplage acoustique dans les mesures,
- une seconde expérience où nous avons évalué quantitativement l'influence de l'asymétrie sur le comportement mécanique des cordes pour une pression d'alimentation constante,
- une troisième expérience dans laquelle nous avons mesuré l'influence de la pression d'alimentation sur la fréquence d'oscillation pour une configuration asymétrique fixe.

Nous avons montré que le couplage acoustique est plus important dans ce dispositif expérimental que dans le cas réel. Malgré cela, les variations des paramètres hydrodynamiques avec l'asymétrie du modèle mécanique ont montré que le modèle mécanique influence lui aussi le comportement du dispositif. Celui-ci n'est donc pas uniquement dominé par le modèle acoustique.

Ensuite, nous avons analysé le comportement du dispositif expérimental au moyen d'un modèle à deux masses couplé avec deux résonateurs acoustiques. Nous avons montré la difficulté d'estimer le grand nombre de paramètres du modèle à partir de nos données expérimentales. Cependant, en nous basant sur ces données et sur l'étude du chapitre 3.3, nous avons défini un jeu de paramètres susceptibles de correspondre avec la réalité expérimentale. Nous avons ainsi pu reproduire l'allure des courbes donnant l'évolution du débit et de la fréquence d'oscillation avec l'asymétrie du modèle ainsi que l'ordre de grandeur des pressions supraglottiques efficaces. Nous avons aussi pu reproduire la décroissance de la fréquence d'oscillation du modèle avec la pression d'alimentation sans toutefois observer la transition vers un régime chaotique observée expérimentalement.

5.4 Conclusion générale, discussion et perspectives

Nous avons principalement discuté dans ce chapitre de deux points touchant à la modélisation des voix pathologiques. Le premier point concernait la validité de l'hypothèse d'écoulement symétriques dans des glottes pathologiques asymétriques, hypothèse couramment admise par de nombreux auteurs ([12], [25]). Nous avons montré, au moyen d'un ensemble de mesures in-vitro sur des répliques rigides de cordes vocales, que cette hypothèse était erronée mais qu'à la vue des théories simples utilisés en simulation, elle restait satisfaisante. Le développement de nouvelles théories prenant en compte une géométrie asymétrique dans les simulations numériques temporelles semble encore limité par le temps de calcul nécessaire même si quelques travaux prometteurs existent ([1], [10]).

Le second point concernait l'étude du couplage acoustique dans des répliques souples de cordes vocales. Nous avons présenté un dispositif expérimental permettant de reproduire les oscillations auto-entretenues de cordes vocales pathologiques. Les mesures effectuées sur ce dispositif ont été analysées par le biais d'un modèle numérique de simulation temporelle basé sur le modèle à deux masses. Nous avons montré expérimentalement et numériquement que le couplage acoustique était important dans notre dispositif. Il semble même plus important qu'il n'est en réalité pour les cordes vocales. Cela laisse penser que le dispositif expérimental proposé, même s'il reproduit des phénomènes physiques similaires à la réalité in-vivo, peut encore être amélioré pour se rapprocher des conditions réelles. En particulier, les charges acoustiques amont et aval pourrait être modifiées afin

de se rapprocher des résonateurs que sont les poumons et la trachée d'une part et le conduit vocal d'autre part. Les propriétés mécaniques des répliques souples de cordes vocales pourraient être étudiées plus spécifiquement et comparées aux données expérimentales in-vivo.

Bibliographie

- [1] F. Alipour, C. Fan, and R.C. Scherer. A numerical simulation of laryngeal flow in a forced-oscillation glottal model. *Comput. Speech Lang.*, 10 :75–93, 1996.
- [2] A. Barney, C.H. Shadle, and P.O.A.L. Davis. Fluid flow in a dynamic mechanical model of the vocal folds and tract. 1- measurements and theory. *J.Acoust.Soc.Am*, 105(1) :444–455, 1999.
- [3] P. Bergé, Y. Pomeau, and C. Vidal. *L'ordre dans le chaos*. Hermann, 1984.
- [4] G.S. Berke, D.C. Green, M.E. Smith, and D.P. Arnstein. Experimental evidence in the in-vivo canine for the collapsible tube model of phonation. *J.Acoust.Soc.Am*, 89(3) :1358–1363, 1991.
- [5] D.A. Berry, H. Herzel, I.R. Titze, and K. Krischner. Interpretation of biomechanical simulations of normal and chaotic vocal fold oscillations with empirical eigenfunctions. *J.Acoust.Soc.Am*, 95(6) :3595–3604, 1994.
- [6] C. Cancelli and T.J. Pedley. A separated-flow model for collapsible-tube oscillations. *J. Fluid Mech.*, 157 :375–404, 1985.
- [7] W.A. Conrad. Pressure-flow relationship in collapsible tubes. *IEEE transactions on bio-medical engineering*, BME-16 :284–295, 1969.
- [8] W.A. Conrad. Collapsible tube model of the larynx. In I.R. Titze and R.C. Scherer, editors, *Vocal Fold Physiology : Biomechanics, acoustics and phonatory control*, pages 328–348. The Denver Center For The Performing Arts, 1983.
- [9] M.P. de Vries. *A new voice for voiceless. Design and in-vitro testing of a voice-producing element*. Ph.d. thesis, University of Groningen, 2000.
- [10] M.P. DeVries, H.K. Schutte, A.E.P. Veldman, and G.J. Verkerke. Glottal flow through a two-mass model : comparison of navier-stokes solutions with simplified models. *J.Acoust.Soc.Am*, 111(4) :1847–1853, 2002.
- [11] G.C.J. Hofmans. *Vortex sound in confined flows*. PhD thesis, Technical University Eindhoven, 1998.
- [12] K. Ishizaka and N. Isshiki. Computer simulation of pathological vocal-cord vibration. *J.Acoust.Soc.Am*, 60(5) :1193–1198, 1976.
- [13] J.J. Jiang, Y. Zhang, and J. Stern. Modelling of chaotic vibrations in symmetric vocal folds. *J.Acoust.Soc.Am*, 110(4) :2120–2128, 2001.
- [14] J.F. Kaiser. Some observations on vocal tract operation from a fluid flow point of view. In I.R. Titze and R.C. Scherer, editors, *Vocal Fold Physiology : Biomechanics, acoustics and phonatory control*, pages 358–386. The Denver Center For The Performing Arts, 1983.

- [15] R. Laboissière and X. Pelorson. Stability and bifurcation of the two-mass model oscillation : analysis of fluid mechanics effects and acoustical loading. In *Proceedings of International Congress on Phonetic Sciences*, volume 3, pages 190–193, 1995.
- [16] N.J.C. Lous, G.C.J. Hofmans, R.N.J. Veldhuis, and A. Hirschberg. A symmetrical two-mass vocal-fold model coupled to vocal tract and trachea, with application to prosthesis design. *Acta Acustica*, 84 :1135–1150, 1998.
- [17] J. Lucero. Dynamics of the two-mass model of the vocal folds : Equilibria, bifurcations, and oscillation region. *J.Acoust.Soc.Am*, 94(6) :3104–3111, 1993.
- [18] X.Y. Luo and T.J. Pedley. A numerical simulation of unsteady flow in a two-dimensional collapsible chanel. *J. Fluid Mech.*, 314 :191–225, 1996.
- [19] P. Mergell and H. Herzel. Modelling biphonation- the role of the vocal tract. *Speech Commun.*, 22 :141–154, 1997.
- [20] P. Mergell, H. Herzel, and I.R. Titze. Irregular vocal-fold vibration. high-speed observation and modeling. *J. Acoust. Soc. Am.*, 108(6) :2996–3002, 2000.
- [21] P. Mergell, H. Herzel, T. Wittenberg, M. Tigges, and U. Eysholdt. Phonation onset : vocal fold modeling and high-speed glottography. *J. Acoust. Soc. Am.*, 104(1) :464–470, 1998.
- [22] X. Pelorson, A. Hirschberg, R.R. van Hassel, A.P.J. Wijnands, and Y. Aurégan. Theoretical and experimental study of quasisteady-flow separation within the glottis during phonation. Application to a modified two-mass model. *J.Acoust.Soc.Am*, 96(6) :3416–3431, 1994.
- [23] M. Rothenberg. Acoustic interaction between the glottal source and the vocal tract. In K.N. Stevens and M. Hirano, editors, *Vocal Fold Physiology*, pages 305–323. University of Tokyo Press, 1981.
- [24] R.C. Scherer, D. Shinwari, K.J. de Witt, C. Zhang, B.R. Kucinski, and A.A. Afjeh. Intraglottal pressure profiles for a symmetric and oblique glottis with a divergence angle of 10 degrees. *J.Acoust.Soc.Am*, 109(4) :1616–1630, 2001.
- [25] I. Steinecke and H. Herzel. Bifurcations in an asymmetric vocal fold model. *J.Acoust.Soc.Am*, 97(3) :1874–1884, 1995.
- [26] M. Tanabe, N. Isshiki, and K. Katajima. Vibratory pattern of the vocal cord in unilateral paralysis of the cricothyroid muscle. *Acta Otolaryngologica*, 74 :339–345, 1972.

- [27] H.M. Teager and S.M. Teager. Active fluid dynamics voice production, or there is a unicorn in the garden. In I.R. Titze and R.C. Scherer, editors, *Vocal Fold Physiology : Biomechanics, acoustics and phonatory control*, pages 387–401. The Denver Center For The Performing Arts, 1983.
- [28] I.R. Titze and B.H. Story. Acoustic interactions of the voice source with the lower vocal tract. *J.Acoust.Soc.Am*, 101(4) :2234–2243, 1997.
- [29] Jw. van den Berg, W. Vennard, D. Burger, and C.C. Shervanian. *Voice Production : The vibrating larynx. Instructional Film*. University of Groningen, 1960.
- [30] M. van der Torn, H.F. Mahieu, and J.M. Festen. Aero-acoustics of silicone rubber lip reed for alternative voice production in laryngectomees. *J.Acoust.Soc.Am*, 110(5) :2548–2559, 2001.
- [31] D. Wong, M.R. Ito, N.B. Cox, and I.R. Titze. Observations of perturbations in a lumped-element model of the vocal folds with application to some pathological cases. *J.Acoust.Soc.Am*, 89(1) :383–394, 1991.

Chapitre 6

Conclusion

Au cours de cette thèse, nous avons décrit un ensemble de phénomènes physiques participant à la production de son de parole voisée.

Nous avons dans un premier temps détaillé différentes théories permettant de calculer l'écoulement dans la glotte. Nous avons présenté une méthode robuste basée sur la théorie de couche limite : la méthode de Thwaites. Nous avons noté l'importance de la collision des cordes vocales sur le résultat perceptif du son simulé et nous avons précisé quelle théorie permettait de calculer les paramètres d'écoulement pendant la collision.

Nous avons ensuite présenté un modèle mécanique simple permettant de simuler le comportement des cordes vocales ou des lèvres d'un joueur d'instrument à cuivre : le modèle à deux masses. Nous avons utilisé ce modèle pour analyser les résultats d'un dispositif expérimental de type "bouche artificielle", reproduisant le comportement des lèvres d'un joueur d'instrument à cuivre. Nous avons focalisé notre étude sur la prise en compte de conditions aux limites mécaniques des lèvres. Nous avons alors montré que le modèle à deux masses classiquement utilisé en parole n'arrivait pas à prendre en compte ces conditions aux limites mécaniques de façon à reproduire à la fois le comportement statique et dynamique du dispositif expérimental.

Dans un troisième temps, nous avons détaillé l'importance du couplage acoustique en parole et avons présenté un code de calcul temporel simulant la propagation acoustique en milieu guidé et prenant en considération le couplage avec le modèle de glotte. Nous avons validé la partie propagation de ce code sur des géométries simples pour lesquelles les fonctions de transfert sont calculables analytiquement. Nous avons ensuite validé la partie couplage en comparant les résultats de simulations de voyelles avec les résultats disponibles dans la littérature.

Enfin, nous avons appliqué les théories et méthodes expérimentales développées précédemment à la modélisation des voix pathologiques. Nous nous sommes intéressés dans un premier temps à l'étude de l'écoulement dans des canaux glot-

tiques asymétriques. Nous avons montré que contrairement à l'hypothèse émise par de nombreux auteurs, l'écoulement ne pouvait pas être considéré comme symétrique dans une glotte asymétrique. Nous avons cependant relevé que les erreurs du modèle d'écoulement étaient suffisamment importantes dans le type de géométrie considéré pour négliger l'erreur commise en faisant cette hypothèse. Dans un deuxième temps, nous avons étudié un dispositif expérimental similaire à la bouche artificielle et simulant le comportement de cordes vocales pathologiques. Nous avons montré que le couplage acoustique était important dans ce dispositif et que le modèle à deux masses couplé à un code de propagation acoustique parvenait à expliquer un grand nombre de phénomènes mesurables dans ce dispositif.

Les travaux pouvant poursuivre ce qui a été entrepris au cours de la thèse sont nombreux. Tout d'abord, il semble important de détailler plus précisément le comportement de l'écoulement et du modèle mécanique au moment de la collision des cordes vocales. Nous avons maintes fois relevé l'importance des collisions sur le contenu spectral du son émis. Nous pouvons aussi supposer que la collision génère des ondes élastiques dans les tissus avoisinant les cordes vocales. La prise en compte de ces ondes élastiques devrait améliorer le modèle mécanique global et notamment les termes d'amortissement.

En ce qui concerne la description de la propagation acoustique dans le conduit vocal, nous n'avons pas pris en compte les pertes viscothermiques lors de la propagation. L'implémentation des pertes viscothermiques dans un code temporel n'est pas triviale et pourrait être effectuée par la suite.

Enfin, la modélisation des voix pathologiques est un domaine en plein essor. Nous avons proposé une démarche expérimentale passant par la conception d'un banc de mesure novateur qui permet de reproduire certains phénomènes pathologiques. L'intérêt principal de cette démarche est de faciliter le contrôle des conditions expérimentales et la prise de mesures. Il reste cependant à rapprocher le dispositif expérimental de la réalité in-vivo, notamment en ce qui concerne l'importance du couplage acoustique. Enfin, une plus grande variété de pathologie pourrait être simulé au moyen de notre dispositif expérimental, notamment les pathologies locales que sont les kystes, les nodules ou les oedèmes de Reinke par exemple. La modélisation physique de ces pathologies nécessite cependant le développement de modèles mécaniques et de modèle d'écoulement tri-dimensionnels. Un tel travail de modélisation peut être considéré comme une perspective à plus long terme des travaux entrepris dans cette thèse.

Annexe A

Liste des symboles et notations utilisés dans la thèse

A.1 Terminologie employée pour caractériser différents plans de coupe

La figure A.1 précise la terminologie que nous utilisons pour nommer différents plans de coupe :

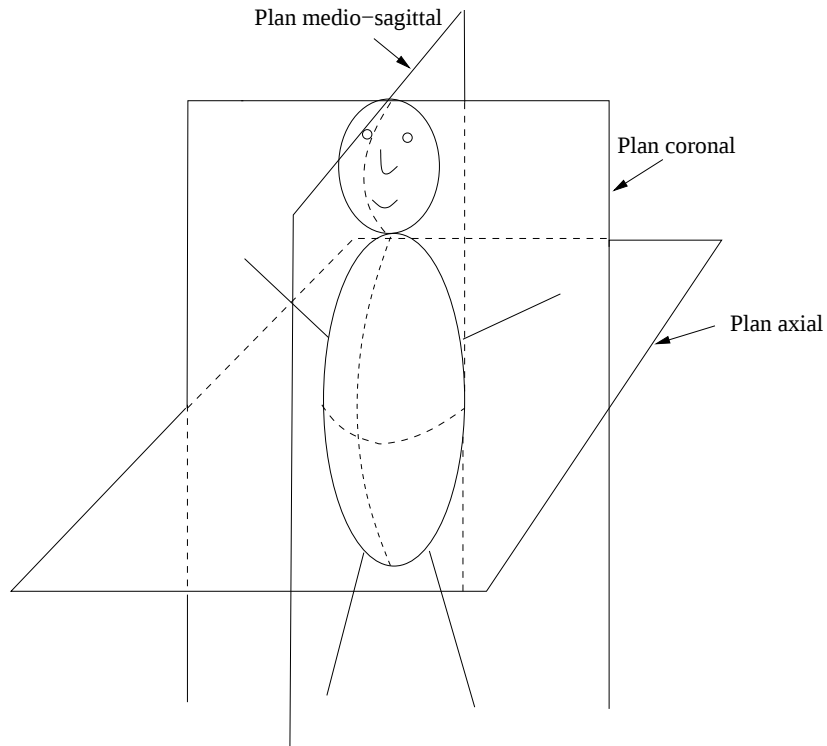
- plan axial,
- plan coronal,
- plan médio-sagittal.

A.2 Notations utilisées

A.2.1 Paramètres géométriques

Cordes vocales

- x : direction suivant le sens de l'écoulement. y : direction perpendiculaire à l'écoulement dans le plan axial. z : direction perpendiculaire à l'écoulement dans le plan médio-sagittal.
- L_g : largeur des cordes vocales (direction suivant z), en m
- L : épaisseur des cordes vocales (direction suivant x), en m
- H : épaisseur des cordes vocales (direction suivant y), en m
- h : hauteur du canal glottique (direction suivant y), en m
- h_g : hauteur au col de la glotte, en m
- ADT : Angle de divergence totale, en radian ou en degré
- DA : degré d'asymétrie, en radian ou en degré



Résonateurs acoustiques

- A : aire d'une section des résonateurs acoustiques, en m^2
- L : longueur suivant x d'un résonateur acoustique, en m

A.2.2 Paramètres thermodynamiques

- p : pression, en Pa
- P_{sub} : pression subglottique, en Pa
- P_{supra} : pression supraglottique, en Pa
- P_g : pression au col de la glotte, en Pa
- $\mathbf{v}$: vecteur vitesse de composantes (u,v,w) , en m/s .
- u_g : composante suivant x de la vitesse au col de la glotte
- $\dot{U}_g$: débit glottique, en m^3/s
- ρ : densité, en kg/m^3
- μ : viscosité dynamique, en $kg/m/s$
- ν : viscosité cinématique, en m^2/s
- δ_1 : épaisseur de déplacement, en m
- θ : épaisseur de moment, en m
- τ_0 : contrainte pariétale de cisaillement, en N/m^2

A.2.3 Paramètres mécaniques

- m : masse, en kg
- k : raideur, en N/m
- r : amortissement, en kg/s

A.2.4 Paramètres acoustiques

- z, Z : impédance, en Ω
- r, R : coefficient de réflexion (sans dimension)
- ϕ : débit acoustique (en m^3/s)

Annexe B

Méthode de Thwaites

B.1 Algorithme de calcul

Les équations du modèle sont résumées dans le système ci dessous :

$$\left\{ \begin{array}{lcl} \theta^2(x)u_e^6(x) - \theta^2(0)u_e^6(0) & = & 0.45\nu \int_0^x u_e^5(x)dx \\ L_g \left(h(x) - 2H(\lambda)\theta(x) \right) u_e(x) & = & U_G \\ \lambda(x) & = & \frac{\theta^2(x)}{\nu} \frac{du_e(x)}{dx} \end{array} \right. \quad (\text{B.1})$$

Ce système est discrétisé spatialement avec un pas Δx . On note $u_{e,i}$, θ_i et λ_i les valeurs de $u_e(i\Delta x)$, $\theta(i\Delta x)$ et $\lambda(i\Delta x)$. Le système B.1 se réécrit alors :

$$\left\{ \begin{array}{lcl} \theta_i^2 u_{e,i}^6 - \theta_0^2 u_{e,0}^6 & = & 0.45\nu \Delta x \sum_{j=1}^i u_{e,j}^5 \\ L_g \left(h_i - 2H(\lambda_i)\theta_i \right) u_{e,i} & = & U_G \\ \lambda_i & = & \frac{\theta_i^2}{\nu} \frac{u_{e,i} - u_{e,i-1}}{\Delta x} \end{array} \right. \quad (\text{B.2})$$

Les variables d'entrée du problème sont les pressions P_{sub} et P_{supra} ainsi que la géométrie du canal h_i . Afin de résoudre le système B.2, il faut se donner les conditions initiales $u_{e,0}$, λ_0 et θ_0 .

Nous supposons généralement un profil de vitesse d'entrée uniforme, c'est-à-dire une épaisseur de moment $\theta_0 = 0$. Nous montrons dans la figure B.2 que pour nos configurations géométriques le code converge très vite vers un profil unique quelle que soit la valeur de θ_0 .

La valeur de la vitesse initiale $u_{e,0}$ est estimée à partir de l'équation de Bernoulli en supposant que la séparation a lieu au point de constriction maximale (col

de la glotte) :

$$u_{e,0} \approx \frac{h_G}{h_0} \sqrt{\frac{2(P_{sub} - P_{supra})}{\rho}} \quad (B.3)$$

Le débit glottique U_G est alors donné par $U_G = h_0 L_g u_{e,0}$.

Une fois les conditions initiales connues, le calcul s'effectue selon les étapes suivantes :

1. On estime $u_{e,i}$ à partir de la seconde équation de B.2 en prenant les valeurs de θ et λ du pas précédent :

$$u_{e,i} \approx \frac{h_0 u_{e,0}}{h_i - 2H(\lambda_{i-1})\theta_{i-1}} \quad (B.4)$$

2. Connaissant $u_{e,i}$, on calcule θ_i avec la première équation de B.2 :

$$\theta_i = \sqrt{\frac{0.45\nu\Delta x \sum_{j=1}^i u_{e,j}^5}{u_{e,i}^6}} \quad (B.5)$$

3. On calcule $\lambda_i = \frac{\theta_i^2}{\nu} \frac{u_{e,i} - u_{e,i-1}}{\Delta x}$.
4. On calcule alors la nouvelle valeur de $u_{e,i}$ en utilisant la seconde équation de B.2 :

$$u_{e,i} = \frac{h_0 u_{e,0}}{h_i - 2H(\lambda_i)\theta_i} \quad (B.6)$$

On reprend alors le calcul à l'étape n^o 2 jusqu'à ce que la valeur de $u_{e,i}$ converge. Ensuite, on passe au pas suivant et ce, jusqu'au point de séparation pour lequel $\lambda_i = \lambda_s = -0.09$.

Une fois connue la vitesse $u_{e,i}$ dans tout le canal, on calcule la nouvelle valeur de $u_{e,0}$:

$$u_{e,0} = \frac{h_s - 2H(\lambda_s)\theta_s}{h_0} \sqrt{\frac{2(P_{sub} - P_{supra})}{\rho}} \quad (B.7)$$

Le processus est réitéré en utilisant une méthode de relaxation jusqu'à ce qu'il converge.

Une fois connus $u_{e,i}$, θ_i et λ_i en amont du point de séparation, on calcule la pression au moyen de l'équation de Bernoulli (2.6). La pression dans le jet formé après la séparation est supposée uniforme et égale à P_{supra} .

Allure des paramètres obtenus

Afin de préciser l'allure des paramètres caractérisant l'écoulement dans le canal, nous présentons sur la figure B.1 l'allure de l'épaisseur de moment θ , de la vitesse u_e et de la pression dans un canal droit de hauteur $h_g = 3$ mm.

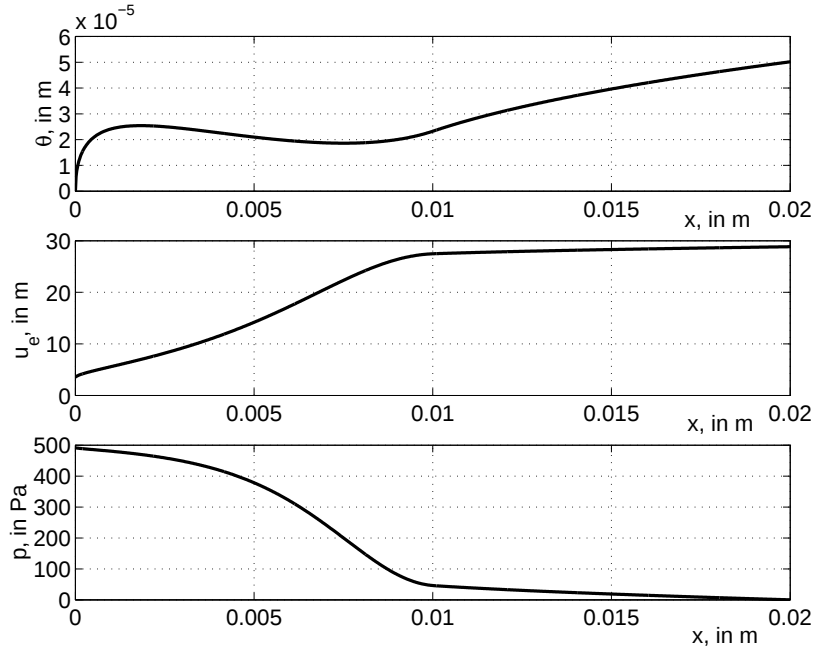


FIG. B.1 – Evolution de l'épaisseur de moment θ (en haut), de la vitesse u_e (au milieu) et de la pression p (en bas) dans un canal droit d'ouverture $h_G = 3$ mm.

On remarque que la pression est nulle en l'extrémité du canal où se produit la séparation de l'écoulement.

Influence de θ_0

L'indépendance des résultats à la valeur de θ_0 est illustrée dans la figure B.2. Dans cette figure, la valeur de θ_0 varie de 0 à $5 \cdot 10^{-5}$ m par pas de 10^{-5} m. On note que toutes les courbes tendent vers un profil unique dans la section convergente.

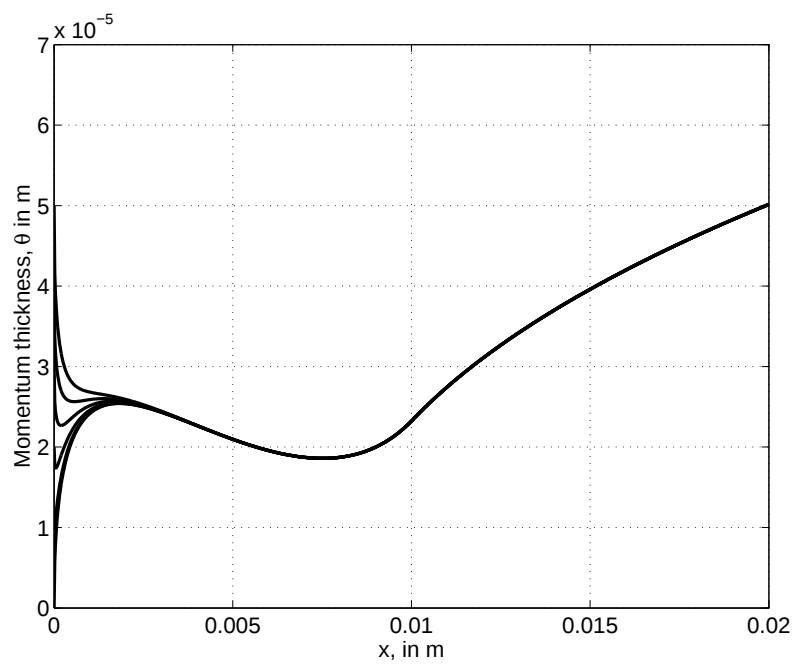


FIG. B.2 – Illustration de l'indépendance de l'épaisseur de moment θ par rapport à la valeur initiale θ_0 .

Annexe C

Modèle à deux masses

Nous présentons ici les équations du modèle à deux masses. Nous commençons par donner la géométrie et les notations employées puis nous calculons les forces appliquées à chaque masse. Enfin nous précisons le schéma de discrétisation temporel nous permettant de résoudre le système d'équations couplées donnant la position instantanée de chaque masse.

C.1 Géométrie et notations

La géométrie du modèle à deux masses considérée est donnée sur la figure C.1. Nous précisons dans ce qui suit les notations employées. Nous ne considérons que les notations qui se rapportent à la corde du haut (u). Celles se rapportant à la corde du bas (d) se déduisent immédiatement par changement d'indice.

- m_1^u, k_1^u, r_1^u : masse, raideur et coefficient d'amortissement de la masse 1 de la corde du haut
- m_2^u, k_2^u, r_2^u : masse, raideur et coefficient d'amortissement de la masse 2 de la corde du haut
- k_c^u : raideur de couplage reliant les 2 masses de la corde du haut.
- $(x_0, y_0^u), (x_1, y_1^u), (x_2, y_2^u), (x_3, y_3^u)$: coordonnées des limites de chaque plateau de la corde du haut
- x_s : abscisse du point de séparation de l'écoulement
- h_s : hauteur du canal à la séparation

Les hauteurs du canal glottique en x_0, x_1, x_2 et x_3 sont donc données par :

- $h_0 = y_0^u + y_0^d$
- $h_1 = y_1^u + y_1^d$
- $h_2 = y_2^u + y_2^d$
- $h_3 = y_3^u + y_3^d$

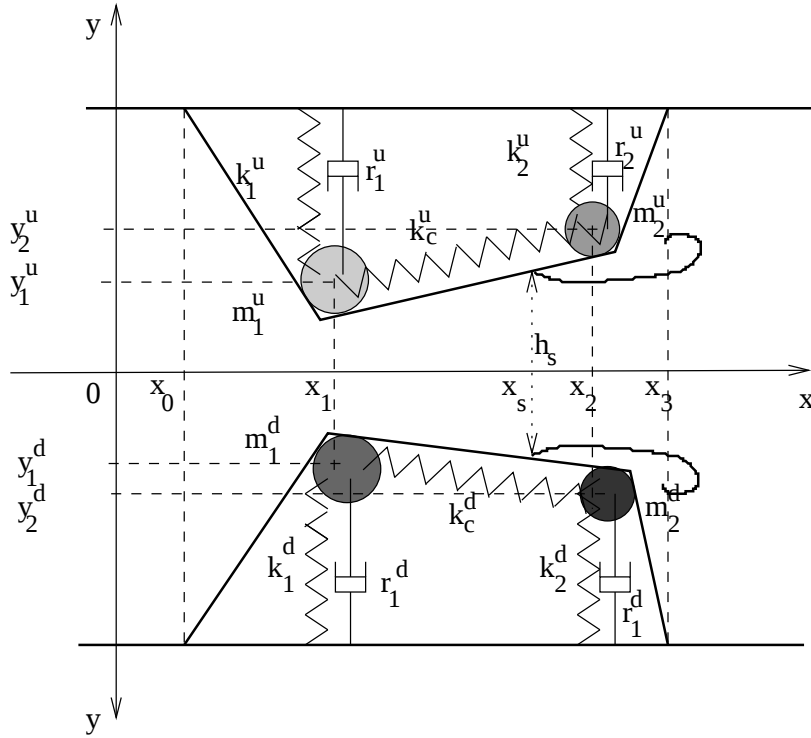


FIG. C.1 – Géométrie du modèle à deux masses considéré.

Parmi ces paramètres h_0 et h_3 sont constants alors que h_1 et h_2 varient dans le temps. Dans chaque intervalle $[x_i \ x_{i+1}]$ on a :

$$h(x, t) = A_{i,i+1}(t)(x - x_i) + h_i(t)$$

Où $A_{i,i+1}(t)$ est donnée par :

$$A_{i,i+1}(t) = \left(\frac{h_{i+1}(t) - h_i(t)}{x_{i+1} - x_i} \right) \quad (\text{C.1})$$

C.2 Calcul de la pression en tout point

La position du point de séparation (en $x = x_s$) est donnée par le critère de Liljencrants. Si $h_2 > 1.2 * h_1$ on a :

$$\begin{aligned} x_s &= \frac{h_s - h_1}{A_{1,2}} + x_1 \\ h_s &= 1.2 * h_1 \end{aligned} \quad (\text{C.2})$$

Si $h_2 < 1.2 * h_1$, on a :

$$\begin{aligned} x_s &= x_2 \\ h_s &= h_2 \end{aligned} \quad (\text{C.3})$$

Jusqu'au point de séparation, la pression $p(x,t)$ est donnée par l'équation de Bernoulli :

$$p(x, t) + \frac{1}{2} \frac{\rho U_g^2}{L_g^2 h^2} = p_0 + \frac{1}{2} \frac{\rho U_g^2}{L_g^2 h_0^2}$$

Donc,

$$p(x, t) = p_0 + \frac{1}{2} \frac{\rho U_g^2(t)}{L_g^2} \left(\frac{1}{h_0^2} - \frac{1}{h^2} \right) \quad (\text{C.4})$$

En aval du point de séparation, on suppose la formation d'un jet droit. La pression au niveau des parois peut être en première approximation considérée constante et égale à la pression supra-glottique : $p_{supra}(t)$.

C.3 Calcul du débit

L'équation de Bernoulli entre x_0 et x_s donne la relation suivante :

$$\begin{aligned} \Delta p &= p_0 - p_s \\ &= \frac{1}{2} \frac{\rho}{L_g^2} \left(\frac{1}{h_s^2} - \frac{1}{h_0^2} \right) * U_g^2 \end{aligned}$$

Le débit U_g est donc donné par :

$$U_g = L_g \sqrt{\frac{2\Delta p}{\rho} \left(\frac{1}{\frac{1}{h_s^2} - \frac{1}{h_0^2}} \right)} \quad (\text{C.5})$$

C.4 Calcul des forces

C.4.1 Notations

Le calcul des forces se fait en intégrant la pression le long de la surface des cordes vocales. Dans ce qui suit, nous aurons besoin d'utiliser les intégrales suivantes :

$$\begin{aligned} - W_{i,i+1} &= \int_{x_i}^{x_{i+1}} \frac{dx}{h^2} \\ - X_{i,i+1} &= \int_{x_i}^{x_{i+1}} \frac{x \cdot dx}{h^2} \end{aligned}$$

Cas où $h_i \neq h_{i+1}$

Si on développe ces expressions on obtient :

$$W_{i,i+1} = \frac{1}{A_{i,i+1}} \left(\frac{1}{h_i} - \frac{1}{h_{i+1}} \right) \quad (\text{C.6})$$

$$X_{i,i+1} = \frac{1}{A_{i,i+1}^2} \ln \left| \frac{h_{i+1}}{h_i} \right| + \frac{1}{A_{i,i+1}} \left(x_i - \frac{h_i}{A_{i,i+1}} \right) \left(\frac{1}{h_i} - \frac{1}{h_{i+1}} \right) \quad (\text{C.7})$$

En outre, nous aurons à considérer les expressions :

- $X_{i,i+1} - x_i W_{i,i+1}$
- $X_{i,i+1} - x_{i+1} W_{i,i+1}$

Ce qui donne :

$$X_{i,i+1} - x_i W_{i,i+1} = \frac{1}{A_{i,i+1}^2} \left(\ln \left| \frac{h_{i+1}}{h_i} \right| + \frac{h_i}{h_{i+1}} - 1 \right) \quad (\text{C.8})$$

$$X_{i,i+1} - x_{i+1} W_{i,i+1} = \frac{1}{A_{i,i+1}^2} \left(\ln \left| \frac{h_{i+1}}{h_i} \right| + \frac{h_i}{h_{i+1}} - 1 \right) - \frac{x_{i+1} - x_i}{A_{i,i+1}} \left(\frac{1}{h_i} - \frac{1}{h_{i+1}} \right) \quad (\text{C.9})$$

N.B : Dans le cas où $i = 1$ et $i+1 = s$ (indice correspondant au point de séparation), on a :

$$X_{1,s} - x_1 W_{1,s} = \frac{1}{A_{1,2}^2} \left(\ln \left| \frac{h_s}{h_1} \right| + \frac{h_1}{h_s} - 1 \right) \quad (\text{C.10})$$

$$X_{1,s} - x_2 W_{1,s} = \frac{1}{A_{1,2}^2} \left(\ln \left| \frac{h_s}{h_1} \right| + \frac{h_1}{h_s} - 1 \right) - \frac{x_s - x_1}{A_{1,2}} \left(\frac{1}{h_1} - \frac{1}{h_s} \right) \quad (\text{C.11})$$

Cas où $h_i = h_{i+1}$

Dans le cas où $h_i = h_{i+1}$, les expressions précédentes sont indéterminées. Le plus simple est de reprendre les définitions de $W_{i,i+1}$ et $X_{i,i+1}$ avec $h(x) = h_i = \text{cste}$:

$$W_{i,i+1} = \int_{x_i}^{x_{i+1}} \frac{dx}{h^2(x)} = \frac{x_{i+1} - x_i}{h_i^2} \quad (\text{C.12})$$

$$X_{i,i+1} = \int_{x_i}^{x_{i+1}} \frac{x dx}{h^2(x)} = \frac{x_{i+1}^2 - x_i^2}{2h_i^2} \quad (\text{C.13})$$

Dans ce cas, les expressions de $(X_{i,i+1} - x_i W_{i,i+1})$ et $(X_{i,i+1} - x_{i+1} W_{i,i+1})$ sont égales à :

$$\begin{aligned} X_{i,i+1} - x_i W_{i,i+1} &= \frac{(x_{i+1} - x_i)}{h_i^2} \left(\frac{x_{i+1} + x_i}{2} - x_i \right) \\ &= \frac{(x_{i+1} - x_i)^2}{2h_i^2} \end{aligned} \quad (\text{C.14})$$

$$\begin{aligned} X_{i,i+1} - x_{i+1} W_{i,i+1} &= -\frac{(x_{i+1} - x_i)}{h_i^2} \left(\frac{x_{i+1} + x_i}{2} - x_{i+1} \right) \\ &= -\frac{(x_{i+1} - x_i)^2}{2h_i^2} \end{aligned} \quad (\text{C.15})$$

C.4.2 Expression des forces

On adopte le raisonnement de N. Lous pour le calcul des forces. La force appliquée à chaque masse est décomposée en une composante gauche F_l et une composante droite F_r .

$$F_h^1 = L_g \int_{x_0}^{x_1} \left(\frac{x - x_0}{x_1 - x_0} \right) * p(x, t) dx + L_g \int_{x_1}^{x_2} \left(\frac{x_2 - x}{x_2 - x_1} \right) * p(x, t) dx \quad (\text{C.16})$$

$$F_h^2 = L_g \int_{x_1}^{x_2} \left(\frac{x - x_1}{x_2 - x_1} \right) * p(x, t) dx + L_g \int_{x_2}^{x_3} \left(\frac{x_3 - x}{x_3 - x_2} \right) * p(x, t) dx \quad (\text{C.17})$$

On a donc :

$$F_l^1 = L_g \int_{x_0}^{x_1} \left(\frac{x - x_0}{x_1 - x_0} \right) * p(x, t) dx$$

$$F_r^1 = L_g \int_{x_1}^{x_2} \left(\frac{x_2 - x}{x_2 - x_1} \right) * p(x, t) dx$$

$$F_l^2 = L_g \int_{x_1}^{x_2} \left(\frac{x - x_1}{x_2 - x_1} \right) * p(x, t) dx$$

$$F_r^2 = L_g \int_{x_2}^{x_3} \left(\frac{x_3 - x}{x_3 - x_2} \right) * p(x, t) dx$$

C.4.3 Calcul de F_l^1

Dans l'intervalle $[x_0 \ x_1]$ l'expression de $p(x,t)$ est unique. On a :

$$F_l^1 = L_g \int_{x_0}^{x_1} \left(\frac{x - x_0}{x_1 - x_0} \right) \left[p_0 + \frac{\rho U_g^2}{2L_g^2} \left(\frac{1}{h_0^2} - \frac{1}{h^2} \right) \right] dx$$

On regroupe alors les termes en fonction de l'intégrale à effectuer :

$$F_l^1 = L_g \left[p_0 + \frac{1}{2} \frac{\rho U_g^2}{L_g^2 h_0^2} \right] \int_{x_0}^{x_1} \left(\frac{x - x_0}{x_1 - x_0} \right) dx - \frac{1}{2} \frac{\rho U_g^2}{L_g^2} \int_{x_0}^{x_1} \left(\frac{x - x_0}{x_1 - x_0} \right) \frac{dx}{h^2} \quad (C.18)$$

On introduit alors les expressions $X_{0,1}$ et $W_{0,1}$ définies à la section C.4.1.

$$F_l^1 = L_g \left[p_0 + \frac{1}{2} \frac{\rho U_g^2}{L_g^2 h_0^2} \right] \frac{1}{2} (x_1 - x_0) - \frac{\rho U_g^2}{2L_g} \left(\frac{X_{0,1} - x_0 W_{0,1}}{x_1 - x_0} \right) \quad (C.19)$$

En factorisant par $\frac{1}{2}(x_1 - x_0)L_g$, on obtient :

$$F_l^1 = \frac{1}{2}(x_1 - x_0)L_g \left\{ p_0 + \frac{1}{2} \frac{\rho U_g^2}{L_g^2} \left[\frac{1}{h_0^2} - \frac{2(X_{0,1} - x_0 W_{0,1})}{(x_1 - x_0)^2} \right] \right\} \quad (C.20)$$

Si l'on remplace $X_{0,1} - x_0 W_{0,1}$ par l'expression déterminée précédemment, on obtient :

$$F_l^1 = \frac{1}{2}(x_1 - x_0)L_g \left\{ p_0 + \frac{1}{2} \frac{\rho U_g^2}{L_g^2} \left[\frac{1}{h_0^2} - \frac{2}{(h_1 - h_0)^2} \left(\ln \left| \frac{h_1}{h_0} \right| + \frac{h_0}{h_1} - 1 \right) \right] \right\} \quad (C.21)$$

N.B : Si $h_1 = h_2$, pas de changement pour F_l^1 .

C.4.4 Calcul de F_r^1

Cas où $h_2 \leq h_1 * s$

Dans ce cas, la séparation de l'écoulement a lieu en aval du point d'abscisse x_2 . La pression est donc donnée par la même expression sur l'intervalle $[x_1 \ x_2]$. On a :

$$F_r^1 = L_g \int_{x_1}^{x_2} \left(\frac{x_2 - x}{x_2 - x_1} \right) \left[p_0 + \frac{1}{2} \frac{\rho U_g^2}{L_g^2} \left(\frac{1}{h_0^2} - \frac{1}{h^2} \right) \right] dx$$

On regroupe alors les termes en fonction de l'intégrale à effectuer :

$$F_r^1 = L_g \left[p_0 + \frac{1}{2} \frac{\rho U_g^2}{L_g^2 h_0^2} \right] \int_{x_1}^{x_2} \left(\frac{x_2 - x}{x_2 - x_1} \right) dx - \frac{1}{2} \frac{\rho U_g^2}{L_g} \int_{x_1}^{x_2} \left(\frac{x_2 - x}{x_2 - x_1} \right) \frac{dx}{h^2} \quad (C.22)$$

On introduit alors les expressions définies à la section C.4.1.

$$F_r^1 = L_g \left[p_0 + \frac{1}{2} \frac{\rho U_g^2}{L_g^2 h_0^2} \right] \frac{1}{2} (x_2 - x_1) + \frac{\rho U_g^2}{2 L_g} \left(\frac{X_{1,2} - x_2 W_{1,2}}{x_2 - x_1} \right) \quad (C.23)$$

On factorise chaque expression par $\frac{1}{2}(x_2 - x_1)L_g$

$$F_r^1 = \frac{1}{2} (x_2 - x_1) L_g \left\{ p_0 + \frac{1}{2} \frac{\rho U_g^2}{L_g^2} \left[\frac{1}{h_0^2} + \frac{2(X_{1,2} - x_2 W_{1,2})}{(x_2 - x_1)^2} \right] \right\} \quad (C.24)$$

En introduisant la valeur de $(X_{1,2} - x_2 W_{1,2})$ obtenue précédemment, on obtient :

$$F_r^1 = \frac{1}{2} (x_2 - x_1) L_g \left\{ p_0 + \frac{1}{2} \frac{\rho U_g^2}{L_g^2} \left[\frac{1}{h_0^2} + \frac{2}{(x_2 - x_1)^2} \left(\frac{1}{A_{1,2}^2} \left(\ln \left| \frac{h_2}{h_1} \right| + \frac{h_1}{h_2} - 1 \right) - \frac{(x_2 - x_1)^2}{h_1 h_2} \right) \right] \right\} \quad (C.25)$$

N.B : Si $h_1 = h_2$ on a vu que $X_{1,2} - x_2 W_{1,2} = -\frac{(x_2 - x_1)^2}{2h_1^2}$. L'expression de F_r^1 est donc la suivante :

$$F_r^1 = \frac{1}{2} (x_2 - x_1) L_g \left\{ p_0 + \frac{1}{2} \frac{\rho U_g^2}{L_g^2} \left[\frac{1}{h_0^2} - \frac{1}{h_1^2} \right] \right\} \quad (C.26)$$

Cas où $h_2 > h_1 * s$

Dans ce cas, la pression $p(x,t)$ s'exprime différemment selon qu'on est en amont ou en aval du point de séparation (d'abscisse x_s). On a :

$$F_r^1 = L_g \int_{x_1}^{x_s} \left(\frac{x_2 - x}{x_2 - x_1} \right) \left[p_0 + \frac{\rho}{2 L_g^2} \left(\frac{1}{h_0^2} - \frac{1}{h^2} \right) \right] dx + \dots \\ + L_g \int_{x_s}^{x_2} \left(\frac{x_2 - x}{x_2 - x_1} \right) * p_{supra}(t) dx$$

On note U le premier terme et V le second. Le calcul de U donne :

$$U = L_g \left[p_0 + \frac{1}{2} \frac{\rho U_g^2}{L_g^2 h_0^2} \right] \int_{x_1}^{x_s} \left(\frac{x_2 - x}{x_2 - x_1} \right) dx - \frac{\rho * U_g^2}{2 L_g^2} \int_{x_1}^{x_s} \left(\frac{x_2 - x}{x_2 - x_1} \right) \frac{dx}{h(x)^2}$$

(C.27)

On calcule les deux intégrales en se servant des fonctions $W_{i,i+1}$ et $X_{i,i+1}$ définies précédemment avec $i = 1$ et $i+1 = s$ (indice correspondant au point de séparation).

$$- \int_{x_1}^{x_s} \frac{x_2 - x}{x_2 - x_1} dx = \frac{x_s - x_1}{x_2 - x_1} \left(x_2 - \frac{x_s + x_1}{2} \right). \text{ On note } G \text{ ce premier terme.}$$

$$- \int_{x_1}^{x_s} \left(\frac{x_2 - x}{x_2 - x_1} \right) \frac{dx}{h^2} = \frac{x_2 W_{1,s} - X_{1,s}}{x_2 - x_1}$$

On réarrange les termes de U en factorisant par $L_g G$.

$$A = L_g G \left\{ p_0 + \frac{\rho U_g^2}{2L_g^2} \left(\frac{1}{h_0^2} + \frac{X_{1,s} - x_2 W_{1,s}}{G(x_2 - x_1)} \right) \right\} \quad (C.28)$$

NB : Si $h_s = h_2$ (donc $x_s = x_2$), on a $G = \frac{1}{2}(x_2 - x_1)$. On retrouve le résultat (C.25).

V est donné par :

$$V = L_g \int_{x_s}^{x_2} \left(\frac{x_2 - x}{x_2 - x_1} \right) p_{supra}(t) dx$$

$$= L_g p_{supra}(t) \left(\frac{x_2 - x_s}{x_2 - x_1} \right) \left(x_2 - \frac{x_2 + x_s}{2} \right)$$

NB : Si $h_s = h_2$ (donc $x_s = x_2$), on a $V = 0$.

En résumé on obtient l'expression suivante pour F_r^1 :

$$F_r^1 = L_g G \left\{ p_0 + \frac{\rho U_g^2}{2L_g^2} \left(\frac{1}{h_0^2} + \frac{X_{1,s} - x_2 W_{1,s}}{G(x_2 - x_1)} \right) \right\}$$

$$+ L_g \left(\frac{x_2 - x_s}{x_2 - x_1} \right) \left(x_2 - \frac{x_2 + x_s}{2} \right) p_{supra}(t) \quad (C.29)$$

En remplaçant $(X_{1,s} - x_2 W_{1,s})$ par l'expression déterminée précédemment on obtient :

$$F_r^1 = L_g G \left\{ p_0 + \frac{\rho U_g^2}{2L_g^2} \left[\frac{1}{h_0^2} + \frac{1}{G(x_2 - x_1)} \left(\frac{1}{A_{1,2}^2} \left(\ln \left| \frac{h_s}{h_1} \right| + \frac{h_1}{h_s} - 1 \right) \right. \right. \right. \right.$$

$$\left. \left. \left. - \frac{x_2 - x_1}{A_{1,2}} \left(\frac{1}{h_1} - \frac{1}{h_s} \right) \right) \right] \right\}$$

$$+ L_g \left(\frac{x_2 - x_s}{x_2 - x_1} \right) \left(x_2 - \frac{x_2 + x_s}{2} \right) p_{supra}(t) \quad (C.30)$$

C.4.5 Calcul de F_l^2

Cas où $h_2 \leq h_1 * s$

Dans ce cas, la séparation a lieu en aval de x_2 . La pression s'exprime donc de la même façon sur $[x_1 \quad x_2]$.

$$F_l^2 = L_g \int_{x_1}^{x_2} \left(\frac{x - x_1}{x_2 - x_1} \right) \left[p_0 + \frac{\rho U_g^2}{2L_g^2} \left(\frac{1}{h_0^2} - \frac{1}{h^2} \right) \right] dx$$

On introduit alors les expressions définies à la section 3.1.

$$F_l^2 = L_g \left[p_0 + \frac{1}{2} \frac{\rho U_g^2}{L_g^2 h_0^2} \right] * \frac{1}{2} (x_2 - x_1) - \frac{\rho U_g^2}{2L_g} \left(\frac{X_{1,2} - x_1 W_{1,2}}{x_2 - x_1} \right)$$

On factorise par $\frac{1}{2}(x_2 - x_1)L_g$:

$$F_l^2 = \frac{1}{2}(x_2 - x_1)L_g \left[p_0 + \frac{1}{2} \frac{\rho U_g^2}{L_g^2 h_0^2} \right] - \frac{1}{2}(x_2 - x_1)L_g \frac{\rho U_g^2}{2L_g^2} \frac{2(X_{1,2} - x_1 W_{1,2})}{(x_2 - x_1)^2}$$

Enfin,

$$F_l^2 = \frac{1}{2}(x_2 - x_1)L_g \left\{ p_0 + \frac{1}{2} \frac{\rho U_g^2}{L_g^2} \left[\frac{1}{h_0^2} - \frac{2(X_{1,2} - x_1 W_{1,2})}{(x_2 - x_1)^2} \right] \right\} \quad (C.31)$$

N.B : Si $h_1 = h_2$ on a $F_l^2 = F_r^1$

Cas où $h_2 > h_1 * s$

De même que précédemment, la pression s'exprime différemment selon que l'on se trouve en amont ou en aval du point de séparation. On a cette fois :

$$F_l^2 = L_g \int_{x_1}^{x_s} \left(\frac{x - x_1}{x_2 - x_1} \right) \left\{ p_0 + \frac{\rho U_g^2}{2L_g^2} \left(\frac{1}{h_0^2} - \frac{1}{h(x)^2} \right) \right\} dx + \dots$$

$$+ L_g \int_{x_s}^{x_2} \left(\frac{x - x_1}{x_2 - x_1} \right) * p_{supra}(t) dx$$

On note U le premier terme et V le second. U s'exprime comme suit :

$$U = L_g \int_{x_1}^{x_s} \left(\frac{x - x_1}{x_2 - x_1} \right) \left[p_0 + \frac{\rho U_g^2}{2L_g^2} \frac{1}{h_0^2} \right] dx - \frac{\rho U_g^2}{2L_g^2} \int_{x_1}^{x_s} \left(\frac{x - x_1}{x_2 - x_1} \right) \frac{dx}{h(x)^2} \quad (C.32)$$

On exprime séparément les 2 intégrales :

$$\int_{x_1}^{x_s} \frac{x - x_1}{x_2 - x_1} dx = \frac{x_s - x_1}{x_2 - x_1} \left(\frac{x_s + x_1}{2} - x_1 \right) = \frac{(x_s - x_1)^2}{2(x_2 - x_1)} \quad (\text{C.33})$$

On note H ce premier terme. L'autre intégrale s'exprime de la façon suivante :

$$\int_{x_1}^{x_s} \frac{x - x_1}{x_2 - x_1} \frac{dx}{h(x)^2} = \frac{X_{1,s} - x_1 W_{1,s}}{x_2 - x_1} \quad (\text{C.34})$$

On regroupe tous les termes en factorisant par $L_g H$. On obtient finalement :

$$U = L_g H \left\{ p_0 + \frac{\rho U_g^2}{2L_g^2} \left(\frac{1}{h_0^2} - \frac{X_{1,s} - x_1 W_{1,s}}{H(x_2 - x_1)} \right) \right\}$$

Le calcul de V est le suivant :

$$\begin{aligned} V &= L_g \int_{x_s}^{x_2} \frac{x - x_1}{x_2 - x_1} p_{supra}(t) dx \\ &= L_g \left(\frac{x_2 - x_s}{x_2 - x_1} \right) \left(\frac{x_2 + x_s}{2} - x_1 \right) p_{supra}(t) \end{aligned}$$

Si $h_s = h_2$ (donc $x_s = x_2$), on a $V = 0$.

En résumé on obtient l'expression suivante :

$$F_l^2 = H L_g \left\{ p_0 + \frac{\rho U_g^2}{2L_g^2} \left(\frac{1}{h_0^2} - \frac{X_{1,s} - x_1 W_{1,s}}{H(x_2 - x_1)} \right) \right\} + L_g \left(\frac{x_2 - x_s}{x_2 - x_1} \right) \left(\frac{x_2 + x_s}{2} - x_1 \right) p_{supra}(t) \quad (\text{C.35})$$

Si l'on remplace $(X_{1,s} - x_1 W_{1,s})$ par l'expression obtenue précédemment on obtient :

$$\begin{aligned} F_l^2 &= H L_g \left\{ p_0 + \frac{\rho U_g^2}{2L_g^2} \left[\frac{1}{h_0^2} - \frac{1}{A_{1,2}^2 H(x_2 - x_1)} \left(\ln \left| \frac{h_s}{h_1} \right| + \frac{h_1}{h_s} - 1 \right) \right] \right\} \\ &\quad + L_g \left(\frac{x_2 - x_s}{x_2 - x_1} \right) \left(\frac{x_2 + x_s}{2} - x_1 \right) p_{supra}(t) \end{aligned} \quad (\text{C.36})$$

C.4.6 Calcul de F_r^2

Cas où $h_2 < h_1 * s$

Dans ce cas la séparation de l'écoulement peut avoir lieu entre x_2 et x_3 . On a $h_s = s * h_2$ et $x_s = \frac{h_s - h_2}{A_{2,3}} + x_2$. F_r^2 s'exprime comme suit :

$$F_r^2 = L_g \int_{x_2}^{x_s} \left(\frac{x_3 - x}{x_3 - x_2} \right) * \left[p_0 + \frac{1}{2} \frac{\rho U_g^2}{L_g^2} \left(\frac{1}{h_0^2} - \frac{1}{h^2} \right) \right] dx + \dots$$

$$+ L_g \int_{x_s}^{x_3} p_{supra}(t) \left(\frac{x_3 - x}{x_3 - x_2} \right) dx$$

On note U le premier terme et V le second.

$$U = L_g \int_{x_2}^{x_3} \left(\frac{x_3 - x}{x_3 - x_2} \right) \left\{ p_0 + \frac{\rho U_g^2}{2 L_g^2} * \left(\frac{1}{h_0^2} - \frac{1}{h(x)^2} \right) \right\} dx$$

On regroupe les termes en fonction de l'intégrale à effectuer :

$$U = L_g \left\{ p_0 + \frac{1}{2} \frac{\rho U_g^2}{L_g^2 h_0^2} \right\} \int_{x_2}^{x_s} \left(\frac{x_3 - x}{x_3 - x_2} \right) dx - \dots$$

$$- \frac{1}{2} \frac{\rho U_g^2}{L_g} \int_{x_2}^{x_s} \left(\frac{x_3 - x}{x_3 - x_2} \right) \frac{dx}{h(x)^2}$$

On calcule les deux intégrales :

$$- \int_{x_2}^{x_s} \left(\frac{x_3 - x}{x_3 - x_2} \right) dx = \left(\frac{x_s - x_2}{x_3 - x_2} \right) \left(x_3 - \frac{x_s + x_2}{2} \right). \text{ On note K ce premier terme.}$$

$$- \int_{x_2}^{x_s} \left(\frac{x_3 - x}{x_3 - x_2} \right) \frac{dx}{h(x)^2} = \frac{x_3 W_{2,s} - W_{2,s}}{x_3 - x_2}$$

On factorise par $L_g K$ et on regroupe les termes correspondant aux mêmes effets physique pour obtenir :

$$U = K L_g \left\{ p_0 + \frac{1}{2} \frac{\rho U_g^2}{L_g^2} \left[\frac{1}{h_0^2} + \frac{X_{2,s} - x_3 W_{2,s}}{K(x_3 - x_2)} \right] \right\} \quad (\text{C.37})$$

Le calcul de V donne :

$$V = L_g \int_{x_s}^{x_3} \frac{x_3 - x}{x_3 - x_2} p_{supra}(t) dx$$

$$= L_g p_{supra} \left(\frac{x_3 - x_s}{x_3 - x_2} \right) \left(x_3 - \frac{x_3 + x_s}{2} \right)$$

En résumé, l'expression de F_r^2 est la suivante :

$$F_r^2 = K L_g \left\{ p_0 + \frac{1}{2} \frac{\rho U_g^2}{L_g^2} \left[\frac{1}{h_0^2} + \frac{X_{2,s} - x_3 W_{2,s}}{K(x_3 - x_2)} \right] \right\} + \dots$$

$$+ L_g \left(\frac{x_3 - x_s}{x_3 - x_2} \right) \left(x_3 - \frac{x_3 + x_s}{2} \right) p_{supra}(t) \quad (\text{C.38})$$

N.B : Si $h_1 = h_2$, F_r^2 ne change pas.

Cas où la séparation a lieu avant x_2

Si la séparation a lieu entre $[x_1 x_2]$ alors F_r^2 s'exprime de la façon suivante :

$$F_r^2 = \frac{1}{2} L_g (x_3 - x_2) p_{supra}(t) \quad (C.39)$$

C.5 Calcul des positions

Dans cette partie, on ne considère que la corde du haut. Le raisonnement est identique pour la corde du bas. On rappelle les notations appliquées à la corde du haut.

L'équation de mouvement des masses 1 et 2 est donnée par :

$$\begin{cases} m_1 \frac{\partial^2 y_1}{\partial t^2} = -k_1(y_1 - y_1^0) - k_c(y_1 - y_1^0 - y_2 + y_2^0) - r_1 \frac{\partial y_1}{\partial t} + F_h^1 \\ m_2 \frac{\partial^2 y_2}{\partial t^2} = -k_2(y_2 - y_2^0) - k_c(y_2 - y_2^0 - y_1 + y_1^0) - r_2 \frac{\partial y_2}{\partial t} + F_h^2 \end{cases} \quad (C.40)$$

Où y_1^0 et y_2^0 sont les positions des ressorts quand aucune force ne leur est appliquée (positions au repos).

On note $d_1 = y_1 - y_1^0$ et $d_2 = y_2 - y_2^0$ les déplacements par rapport à la position au repos des masses 1 et 2. Le système dynamique à résoudre s'écrit alors :

$$\begin{cases} m_1 \frac{\partial^2 d_1}{\partial t^2} = -k_1 d_1 - k_c(d_1 - d_2) - r_1 \frac{\partial d_1}{\partial t} + F_h^1 \\ m_2 \frac{\partial^2 d_2}{\partial t^2} = -k_2 d_2 - k_c(d_2 - d_1) - r_2 \frac{\partial d_2}{\partial t} + F_h^2 \end{cases} \quad (C.41)$$

C.5.1 Schéma de discrétisation

Schéma implicite

On choisit un schéma de discrétisation implicite :

$$\begin{aligned} - \frac{\partial d_i}{\partial t} & \text{ se transforme en } \frac{d_i - d_{i-1}}{\Delta t} \\ - \frac{\partial^2 d_i}{\partial t^2} & \text{ se transforme en } \frac{d_i - 2d_{i-1} + d_{i-2}}{\Delta t^2} \end{aligned}$$

Le système C.41 s'écrit donc sous forme discrétisée de la façon suivante :

$$\begin{cases} m_1 (d_{1,i} - 2d_{1,i-1} + d_{1,i-2}) f_e^2 = -k_1 d_{1,i} - k_c(d_{1,i} - d_{2,i}) - r_1 (d_{1,i} - d_{1,i-1}) f_e + F_h^1 \\ m_2 (d_{2,i} - 2d_{2,i-1} + d_{2,i-2}) f_e^2 = -k_2 d_{2,i} - k_c(d_{2,i} - d_{1,i}) - r_2 (d_{2,i} - d_{2,i-1}) f_e + F_h^2 \end{cases} \quad (C.42)$$

Si on regroupe les termes en d_i dans les termes de gauche, on obtient :

$$\begin{cases} d_{1,i} (m_1 f_e^2 + k_1 + k_c + r_1 f_e) = m_1 (2d_{1,i-1} - d_{1,i-2}) f_e^2 + r_1 f_e d_{1,i-1} + k_c d_{2,i} + F_h^1 \\ d_{2,i} (m_2 f_e^2 + k_2 + k_c + r_2 f_e) = m_2 (2d_{2,i-1} - d_{2,i-2}) f_e^2 + r_2 f_e d_{2,i-1} + k_c d_{1,i} + F_h^2 \end{cases}$$

(C.43)

On pose alors :

$$\begin{aligned}
 - A_1 &= m_1 f_e^2 + k_1 + k_c + r_1 f_e \\
 - B_1 &= m_1 (2d_{1,i-1} - d_{1,i-2}) f_e^2 + r_1 f_e d_{1,i-1} \\
 - A_2 &= m_2 f_e^2 + k_2 + k_c + r_2 f_e \\
 - B_2 &= m_2 (2d_{2,i-1} - y_{2,i-2}) f_e^2 + r_2 f_e d_{2,i-1}
 \end{aligned}$$

Avec ces notations, le système s'écrit :

$$\begin{cases} A_1 d_{1,i} = F_h^1 + B_1 + k_c d_{2,i} \\ A_2 d_{2,i} = F_h^2 + B_2 + k_c d_{1,i} \end{cases} \quad (C.44)$$

On a donc :

$$k_c d_{2,i} = \frac{k_c}{A_2} (F_h^2 + B_2 + k_c d_{1,i})$$

Ce qui donne :

$$\left(A_1 - \frac{k_c^2}{A_2} \right) d_{1,i} = F_h^1 + B_1 + \frac{k_c}{A_2} (F_h^2 + B_2)$$

Enfin :

$$\begin{cases} d_{1,i} = \frac{F_h^1 + B_1 + \frac{k_c}{A_2} (F_h^2 + B_2)}{A_1 - \frac{k_c^2}{A_2}} \\ d_{2,i} = \frac{F_h^2 + B_2 + \frac{k_c}{A_1} (F_h^1 + B_1)}{A_2 - \frac{k_c^2}{A_1}} \end{cases} \quad (C.45)$$

C.5.2 Analyse de stabilité linéaire

Si l'on souhaite calculer uniquement les valeurs de pression et de fréquence au seuil d'oscillation, on peut se contenter d'une analyse de stabilité linéaire des positions d'équilibre.

Calcul des positions d'équilibre

A l'équilibre, les dérivées par rapport au temps de d_1 et d_2 sont nulles, on a donc :

$$\begin{cases} -k_1 d_1^{eq} - k_c (d_1^{eq} - d_2^{eq}) + F_h^{1-eq} = 0 \\ -k_2 d_2^{eq} - k_c (d_2^{eq} - d_1^{eq}) + F_h^{2-eq} = 0 \end{cases} \quad (C.46)$$

Si l'on se place au voisinage de la position d'équilibre on a : $d_1 = d_1^{eq} + \epsilon_1$ et $d_2 = d_2^{eq} + \epsilon_2$. La force F_h^i s'écrit alors :

$$F_h^i = F_h^{i-eq} + \frac{\partial F_h^i}{\partial d_1} \epsilon_1 + \frac{\partial F_h^i}{\partial d_2} \epsilon_2 \quad (C.47)$$

On peut alors écrire :

$$\begin{cases} m_1 \frac{\partial^2 \epsilon_1}{\partial t^2} = -k_1 \epsilon_1 - k_c (\epsilon_1 - \epsilon_2) - r_1 \frac{\partial \epsilon_1}{\partial t} + \frac{\partial F_h^1}{\partial d_1} \epsilon_1 + \frac{\partial F_h^1}{\partial d_2} \epsilon_2 \\ m_2 \frac{\partial^2 \epsilon_2}{\partial t^2} = -k_2 \epsilon_2 - k_c (\epsilon_2 - \epsilon_1) - r_2 \frac{\partial \epsilon_2}{\partial t} + \frac{\partial F_h^2}{\partial \epsilon_1} \epsilon_1 + \frac{\partial F_h^2}{\partial d_2} \epsilon_2 \end{cases} \quad (C.48)$$

Afin de rendre le système précédent plus concis, on adopte la notation matricielle. En notant $E = [\epsilon_1 \ \epsilon_2 \ \frac{\partial \epsilon_1}{\partial t} \ \frac{\partial \epsilon_2}{\partial t}]^T$, on obtient l'expression suivante :

$$\frac{\partial E}{\partial t} = M * E, \quad (C.49)$$

où M est la matrice 4*4 définie par :

$$M = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ \frac{\frac{\partial F_h^1}{\partial d_1} - k_1 - k_c}{m_1} & \frac{\frac{\partial F_h^1}{\partial d_2} + k_c}{m_1} & -\frac{r_1}{m_1} & 0 \\ \frac{\frac{\partial F_h^2}{\partial d_1} + k_c}{m_2} & \frac{\frac{\partial F_h^2}{\partial d_2} - k_2 - k_c}{m_2} & 0 & -\frac{r_2}{m_2} \end{bmatrix} \quad (C.50)$$

Le calcul des valeurs propres peut se faire numériquement sous matlab. Il suffit pour cela de calculer numériquement les dérivées $\frac{\partial F_h^i}{\partial d_j}$. Comme le calcul des forces est explicite en h_j , on peut noter que $h_j = 2 * (y_j^0 + d_j)$. On a donc $\frac{\partial F_h^i}{\partial d_j} = 2 * \frac{\partial F_h^i}{\partial h_j}$.

Annexe D

Calibration des capteurs

D.1 Capteurs de pression

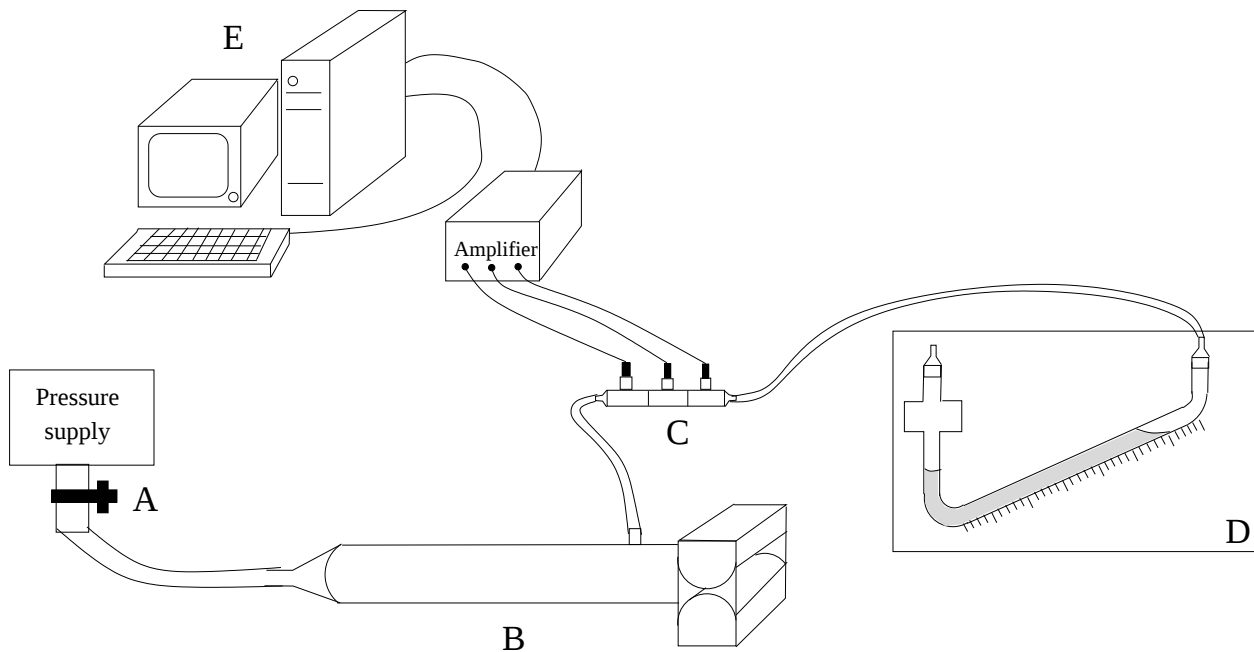


FIG. D.1 – Vue générale du dispositif de calibration des capteurs de pression. A- Source de pression. B- Tuyau. C- Capteurs de pressions montés sur des raccords en 'T'. D- Manomètre à eau. E- PC et carte d'acquisition.

Les capteurs de pression (de type Kulite XCS-093 ou Endevco 8507C) sont calibrés grâce à un manomètre à eau comme le montre la figure D.1. Tous les capteurs sont reliés à la même prise de pression et la tension délivrée par chaque

capteur est relevée en fonction de la pression lue sur le manomètre à eau. Chaque prise de mesure débute au préalable par une mesure sans écoulement pour relever les valeurs de tension d'offset de chaque capteur.

Un exemple de résultat est donné sur la figure D.2. Dans cet exemple, on peut remarquer la linéarité des capteurs sur la plage de mesure considérée. Dans l'exemple présenté la sensibilité du capteur Kulite est de 2860 Pa/V. Celle du capteur Endevco est de 507 Pa/V.

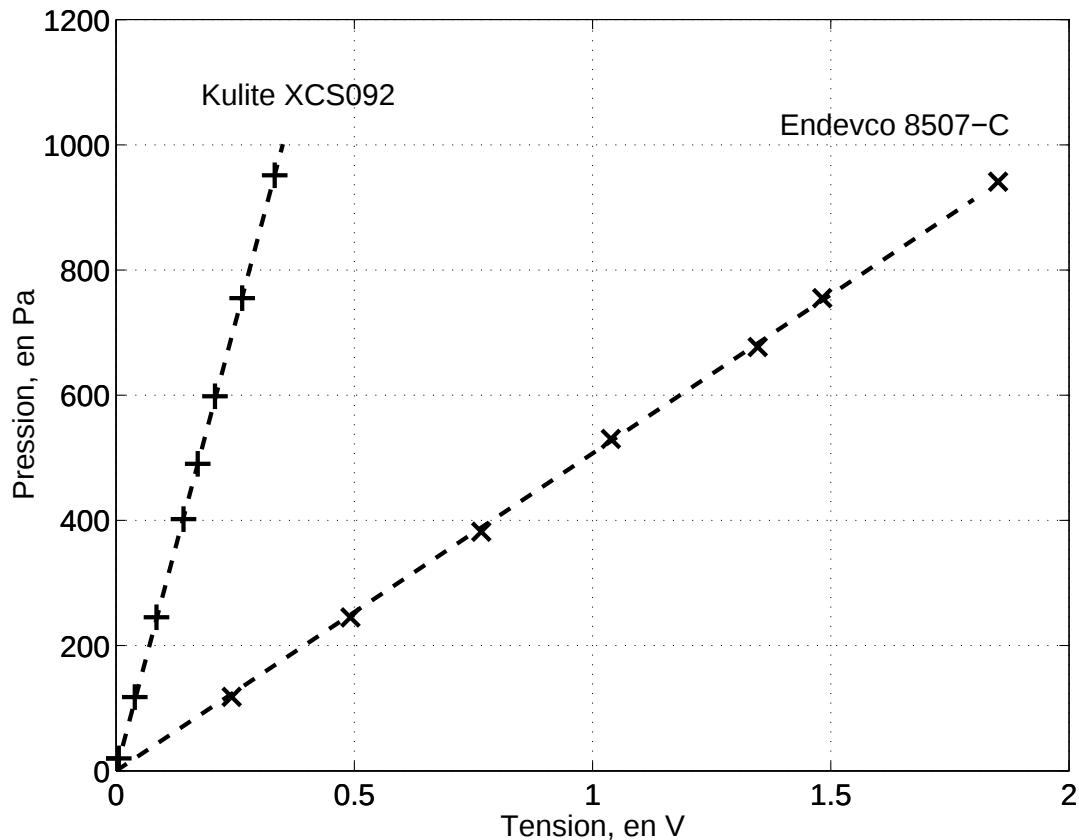


FIG. D.2 – Exemple de calibration des capteurs de pression Kulite XCS-093 et Endevco 8507-C montrant la relation entre la pression mesurée sur le manomètre à eau : P et la tension mesurée par la capteurs : V .

D.2 Capteur optique

Le dispositif optique décrit au chapitre 3.3 est calibré en remplaçant la bouche artificielle par une fente dont l'ouverture peut être contrôlée avec précision au

moyen de vis micrométriques (voir schéma de la figure D.3). Cette fente est constituée de deux lames de rasoir parallèles montées sur un support, chaque lame étant reliée à une vis micrométrique.

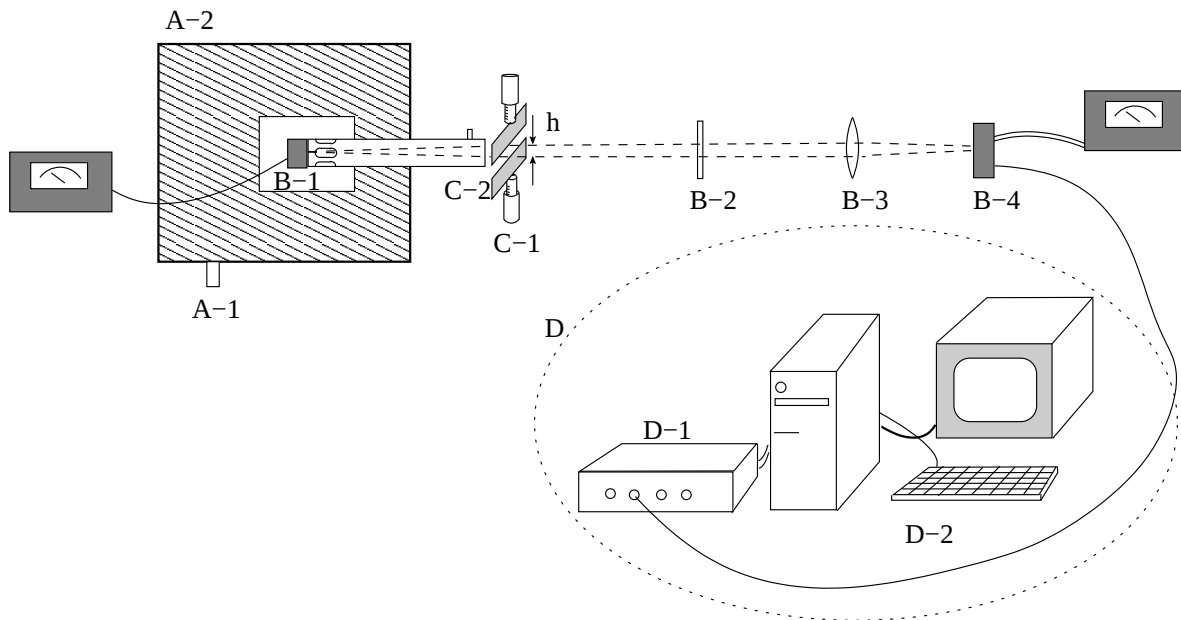


FIG. D.3 – Vue générale du dispositif de calibration optique. **A- Source de pression** (A-1 : Arrivée d'air comprimé, A-2 : Réservoir de pression rempli de mousse). **B-Système optique** (B-1 : laser, B-2 : atténuateur, B-3 : lentille convergente, B-4 : photo-diode). **C-Système de calibration** (C-1 : vis micrométrique, C-2 : lames de rasoir). **D- Système d'acquisition** (D-1 : Unité de conditionnement de signal "sample and hold", D-2 : PC et carte d'acquisition)

La procédure de calibration est la suivante :

1. Tout d'abord on lit la valeur de tension d'offset de la photo-diode en l'absence de faisceau laser. On vérifie que cette valeur est stable sur la durée de la calibration (typiquement 10 min).
2. On symétrise les deux lames par rapport au centre du faisceau laser. Pour cela :
 - (a) On ouvre les deux lames de telle façon qu'elles ne coupent pas le faisceau.
 - (b) On coupe le faisceau avec une seule lame dont on note la position (x_1) et la tension détectée par la photo-diode (V_1).
 - (c) On replace cette lame en position initiale et on déplace l'autre lame en x_2 de telle sorte que la même tension soit mesurée ($V_2 = V_1$).

-
- (d) On replace enfin la première lame sur la position x_1 . Les deux lames sont alors symétriques par rapport au centre du faisceau.
3. On réduit l'ouverture de la fente h et on lit la tension détectée sur la photo-diode V . Dans nos mesures, l'ouverture h a été décrémentée par pas de 0.2 mm. Un exemple de résultat est donné sur la figure D.4.

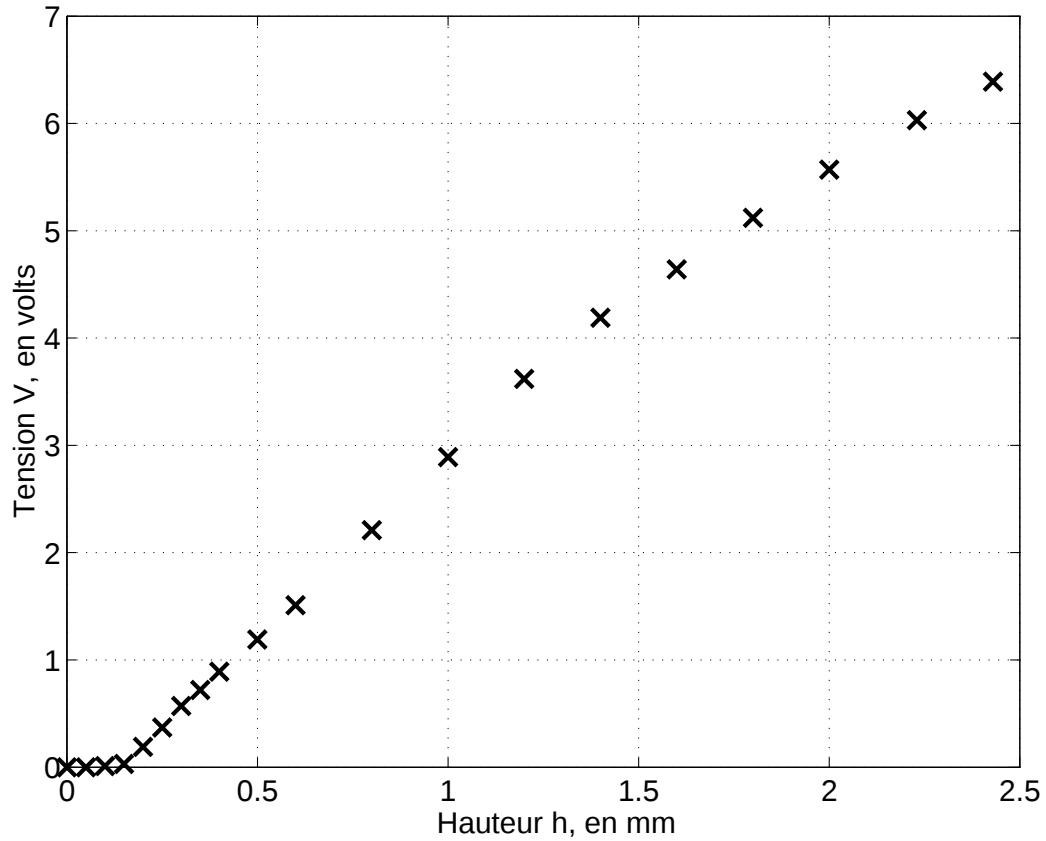


FIG. D.4 – Exemple de calibration optique montrant la relation entre la tension mesurée sur la photo-diode : V , et l'ouverture entre les lames : h

Une fois obtenue la courbe de calibration, on peut générer un polynôme qui interpole les données.

Annexe E

Proposition d'un modèle à deux masses modifié intégrant la contrainte de conservation de volume

On se propose ici de définir un nouveau modèle à deux masses de cordes vocales susceptible de prendre en compte une contrainte mécanique de conservation de volume pour chaque corde. Pour cela, on tolère un mouvement de chaque masse suivant x et y . Le couplage entre les masses est symbolisé par une raideur dont la valeur est imposée par la contrainte de conservation de volume. Dans un premier temps on va établir l'expression des différentes forces appliquées aux 2 masses (forces de pression, forces de friction et forces de rappel). Ensuite nous exprimerons la contrainte de conservation de volume. Ceci nous permettra d'établir le système d'équations décrivant le système considéré.

E.1 Expression des forces de pression

E.1.1 Notations

La figure E.1 indique les notations employées dans le calcul des forces de pression. Sur cette figure, on définit :

- L_X = longueur du plateau X ($X = A, B$ ou C)
- $\vec{F}_{X,i}$ = Force de pression exercée sur le plateau X et appliquée sur la masse m_i .
- $\vec{e}_X$ = vecteur normal à chaque plateau X orienté dans le sens rentrant (i.e : dans le sens de la force exercée par une pression positive sur le plateau)

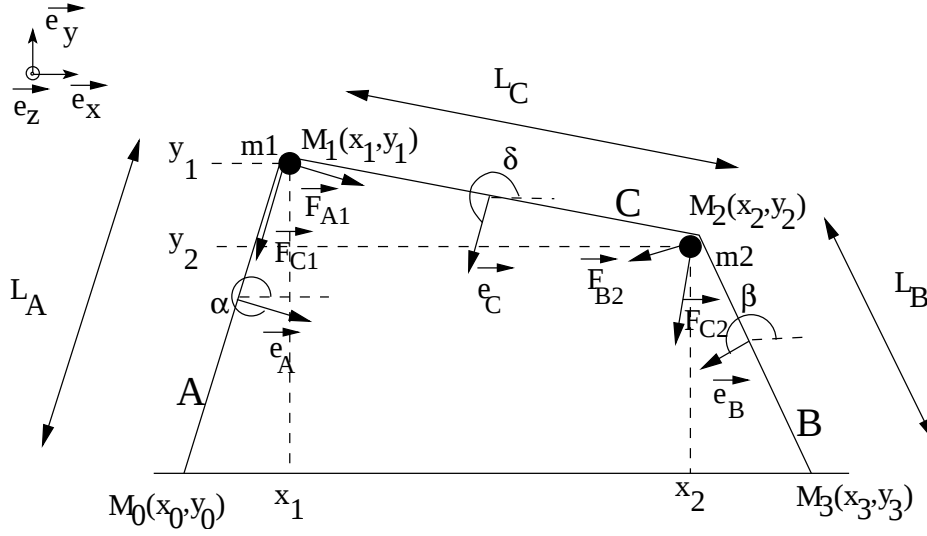


FIG. E.1 – Paramètres considérés pour le calcul des forces de pression

Les vecteurs normaux à chaque plateau (A, B ou C) et orientés dans le sens rentrant s'expriment de la façon suivante :

$$\vec{e}_A = \begin{cases} \cos(\alpha) &= \frac{y_1 - y_0}{L_A} \\ \sin(\alpha) &= -\frac{x_1 - x_0}{L_A} \end{cases} \quad (E.1)$$

$$\vec{e}_B = \begin{cases} \cos(\beta) &= \frac{y_3 - y_2}{L_B} \\ \sin(\beta) &= -\frac{x_3 - x_2}{L_B} \end{cases} \quad (E.2)$$

$$\vec{e}_C = \begin{cases} \cos(\delta) &= \frac{y_2 - y_1}{L_C} \\ \sin(\delta) &= -\frac{x_2 - x_1}{L_C} \end{cases} \quad (E.3)$$

E.1.2 Calcul des forces de pression

Considérations théoriques

Pour déterminer la force de pression appliquée à chaque masse m_i , on adopte le raisonnement suivant : Considérons une masse m reliée à une tige rigide sans masse posée sur une surface rigide donnée et soumise à une force de pression exercée sur toute sa surface (figure E.2). Cette force de pression exerce un couple par rapport au point 0 caractérisé par le moment :

$$\vec{M} = -L_g \int_0^L P.l.dl \vec{e}_z$$

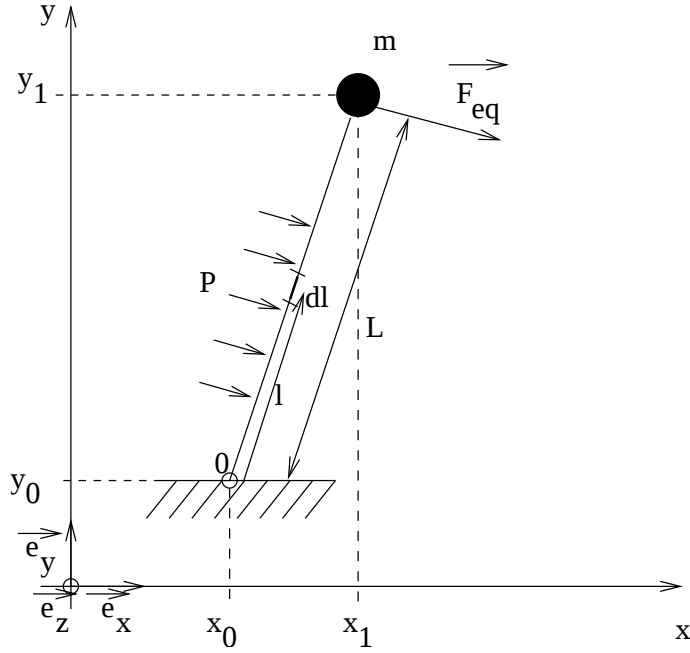


FIG. E.2 – Calcul de la force de pression appliquée sur chaque masse

(où L_g est la dimension transversale de la tige). L'action de cette force de pression répartie sur toute la tige rigide est équivalente à l'action de la force $\vec{F}_{eq}$ appliquée sur la masse 1 à condition d'avoir l'égalité entre le moment de cette force équivalente et le moment des forces de pression calculé précédemment :

$$-|\vec{F}_{eq}|L\vec{e}_z = -L_g \int_0^L P.l.dl\vec{e}_z$$

Et donc :

$$|\vec{F}_{eq}| = \frac{1}{L} \int_0^L P.l.ds$$

Si on prend en compte la géométrie de la tige on peut développer cette expression en notant que $l dl = x dx + y dy$ avec

$$y = y_0 + \frac{y_1 - y_0}{x_1 - x_0}(x - x_0)$$

$$dy = \frac{y_1 - y_0}{x_1 - x_0} dx$$

On obtient donc (après avoir noté $A_{0,1} = \frac{y_1 - y_0}{x_1 - x_0}$) :

$$|\vec{F}_{eq}| = \frac{L_g}{L} \int_{x_0}^{x_1} P(x) \left[x + A_{0,1} \left(y_0 + A_{0,1}(x - x_0) \right) \right] dx \quad (\text{E.4})$$

Application

On note $\vec{M}_o^{\vec{F}_i}$ le moment de la force $\vec{F}$ appliquée en i par rapport au point o.
On a donc $\vec{M}_o^{\vec{F}_i} = \vec{o}i \wedge \vec{F}_i$.

Avec cette notation on obtient :

$$\vec{M}_0^{\vec{F}_{A1}} = -L_g \int_0^{L_A} l_A P_A dl_A \vec{e}_z = -F_{A1} L_A \vec{e}_z \quad (\text{E.5})$$

$$\vec{M}_1^{\vec{F}_{C2}} = -L_g \int_0^{L_C} l_C P_C dl_C \vec{e}_z = -F_{C2} L_C \vec{e}_z \quad (\text{E.6})$$

$$\vec{M}_2^{\vec{F}_{C1}} = L_g \int_{L_C}^0 l_C P_C dl_C \vec{e}_z = F_{C1} L_C \vec{e}_z \quad (\text{E.7})$$

$$\vec{M}_0^{\vec{F}_{B2}} = L_g \int_{L_B}^0 l_B P_B dl_B \vec{e}_z = F_{B2} L_B \vec{e}_z \quad (\text{E.8})$$

On en déduit l'expression des forces $\vec{F}_{A1}, \vec{F}_{C1} \dots$

$$\begin{aligned} F_{A1} &= \frac{L_g}{L_A} \int_0^{L_A} P_A l_A dl_A = \frac{L_g}{L_A} \int_{x_0}^{x_1} P(x) \left[x + A_{0,1} \left(y_0 + A_{0,1}(x - x_0) \right) \right] dx \\ F_{C2} &= \frac{L_g}{L_C} \int_0^{L_C} P_C l_C dl_C = \frac{L_g}{L_C} \int_{x_1}^{x_2} P(x) \left[x + A_{1,2} \left(y_1 + A_{1,2}(x - x_1) \right) \right] dx \\ F_{C1} &= -\frac{L_g}{L_C} \int_0^{L_C} P_C l_C dl_C = -\frac{L_g}{L_C} \int_{x_1}^{x_2} P(x) \left[x + A_{1,2} \left(y_1 + A_{1,2}(x - x_1) \right) \right] dx \\ F_{B2} &= -\frac{L_g}{L_B} \int_0^{L_B} P_B l_B dl_B = \frac{L_g}{L_B} \int_{x_2}^{x_3} P(x) \left[x + A_{2,3} \left(y_2 + A_{2,3}(x - x_2) \right) \right] dx \end{aligned} \quad (\text{E.9})$$

Et l'expression des forces externes s'exerçant sur les masses m_1 et m_2 s'écrit :

$$\vec{F}_{m_1}^{ext} = F_{A1} \vec{e}_A + F_{C1} \vec{e}_C \quad (\text{E.10})$$

$$\vec{F}_{m_2}^{ext} = F_{C2} \vec{e}_C + F_{B2} \vec{e}_B \quad (\text{E.11})$$

En projetant sur les vecteur $\vec{e}_x$ et $\vec{e}_y$ on obtient :

$$\vec{F}_{m_1}^{ext} = \begin{vmatrix} F_{A1} \cos(\alpha) + F_{C1} \cos(\delta) \\ F_{A1} \sin(\alpha) + F_{C1} \sin(\delta) \end{vmatrix} \quad (\text{E.12})$$

$$\vec{F}_{m_2}^{ext} = \begin{vmatrix} F_{C2} \cos(\delta) + F_{B2} \cos(\beta) \\ F_{C2} \sin(\delta) + F_{B2} \sin(\beta) \end{vmatrix} \quad (\text{E.13})$$

E.1.3 Forces de rappel

On exprime maintenant les forces de rappel agissant sur chaque masse m_i . Les paramètres considérés dans ce calcul (voir figure E.3) sont :

- L_i : longueur du ressort i ($i = 1, 2, 3$)
- $(x_{i,a}, y_{i,a})$: coordonnée du point d'attache du ressort i ($i = 1, 2$) (on considère généralement $y_{i,a} = 0$).
- $(x_{i,0}, y_{i,0})$: coordonnée de la position au repos de chaque masse i .
- (x_i, y_i) : coordonnée de la position instantanée de chaque masse i .

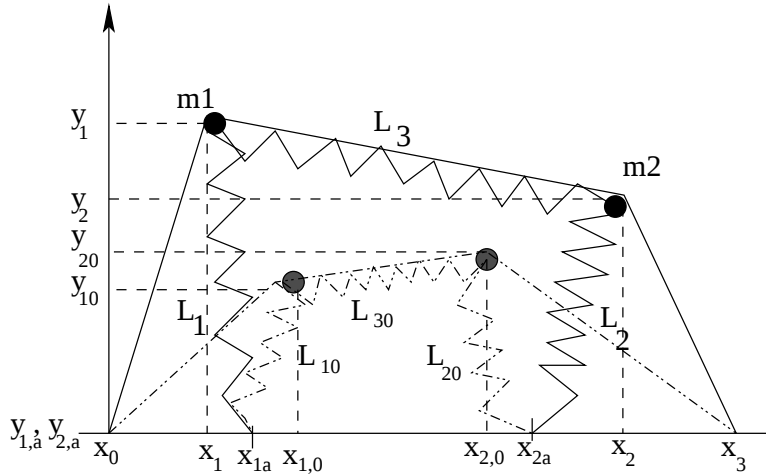


FIG. E.3 – Paramètres considérés pour le calcul des forces de rappel.

On note pour $i = (1, 2)$

$$L_i = \sqrt{(x_i - x_{ia})^2 + (y_i - y_{ia})^2} \quad (\text{E.14})$$

$$L_{i0} = \sqrt{(x_{i0} - x_{ia})^2 + (y_{i0} - y_{ia})^2} \quad (\text{E.15})$$

$$(\text{E.16})$$

Pour $i = 3$, on a :

$$L_3 = \sqrt{(x_3 - x_2)^2 + (y_3 - y_2)^2} \quad (\text{E.17})$$

$$L_{30} = \sqrt{(x_{30} - x_{20})^2 + (y_{30} - y_{20})^2} \quad (\text{E.18})$$

$$(\text{E.19})$$

Avec ces notations, l'expression de la force de rappel agissant sur la masse m_i s'écrit :

$$F_{i,x}^{rappel} = -k_i(L_i - L_{i0}) \left(\frac{x_i - x_{ia}}{L_i} \right) - (-1)^i k_3(L_3 - L_{30}) \left(\frac{x_2 - x_1}{L_3} \right)$$

$$F_{i,y}^{rappel} = -k_i(L_i - L_{i0}) \left(\frac{y_i - y_{ia}}{L_i} \right) - (-1)^i k_3(L_3 - L_{30}) \left(\frac{y_2 - y_1}{L_3} \right)$$

E.1.4 Forces de friction

On note r_i le coefficient de friction de la masse i . Avec les notations définies précédemment, on voit clairement que la force de friction s'exprime de la façon suivante :

$$F_{i,x}^{friction} = -r_i \frac{dL_i}{dt} \left(\frac{x_i - x_{ia}}{L_i} \right) \quad (E.20)$$

$$F_{i,y}^{friction} = -r_i \frac{dL_i}{dt} \left(\frac{y_i - y_{ia}}{L_i} \right) \quad (E.21)$$

E.2 Equation du mouvement

Une fois exprimées les expressions des forces de rappel et de friction, on peut donner le système d'équations caractérisant le mouvement des masses m_i :

$$\begin{cases} m_i \frac{dx_i}{dt} = F_{i,x}^{friction} + F_{i,x}^{rappel} + F_{i,x}^{ext} \\ m_i \frac{dy_i}{dt} = F_{i,y}^{friction} + F_{i,y}^{rappel} + F_{i,y}^{ext} \end{cases} \quad (E.22)$$

Si l'on considère le nombre d'inconnues mises en jeu dans ce système, on peut en compter 5 : $(x_1, y_1, x_2, y_2, k_3)$. Nous avons pour l'instant 4 équations. Il faut donc rajouter une équation, qui nous est fournie par la contrainte de conservation de volume.

E.2.1 Conservation de volume

Au cours du mouvement on suppose que le volume V est conservé. Pour calculer V en fonction des paramètres géométriques, considérons la figure E.4.

$$\begin{aligned} V &= 1 + 2 + 3 + 4 \\ &= \left| \frac{x_1 y_1}{2} \right| + \left| \frac{(y_2 - y_1)(x_2 - x_1)}{2} \right| + |y_2(x_2 - x_1)| + \left| \frac{y_2(x_3 - x_2)}{2} \right| \\ &= \left| \frac{x_{10} y_{10}}{2} \right| + \left| \frac{(y_{20} - y_{10})(x_{20} - x_{10})}{2} \right| + |y_{20}(x_{20} - x_{10})| + \left| \frac{y_{20}(x_3 - x_{20})}{2} \right| \end{aligned}$$

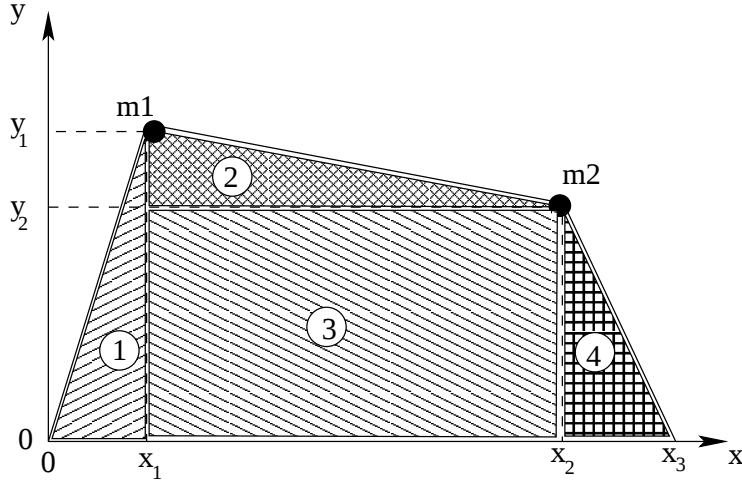


FIG. E.4 – Calcul du volume

E.2.2 Implémentation

Les 5 équations que l'on considère sont résumées dans le système suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} m_1 \frac{dx_1}{dt} = -r_1 \frac{dL_1}{dt} \left(\frac{x_1 - x_{1a}}{L_1} \right) - k_1 (L_1 - L_{10}) \left(\frac{x_1 - x_{1a}}{L_1} \right) + k_3 (L_3 - L_{30}) \left(\frac{x_2 - x_1}{L_3} \right) + F_{m_1, x}^{ext} \\ m_2 \frac{dx_2}{dt} = -r_2 \frac{dL_2}{dt} \left(\frac{x_2 - x_{2a}}{L_2} \right) - k_2 (L_2 - L_{20}) \left(\frac{x_2 - x_{2a}}{L_2} \right) - k_3 (L_3 - L_{30}) \left(\frac{x_2 - x_1}{L_3} \right) + F_{m_2, x}^{ext} \\ m_1 \frac{dy_1}{dt} = -r_1 \frac{dL_1}{dt} \left(\frac{y_1 - y_{1a}}{L_1} \right) - k_1 (L_1 - L_{10}) \left(\frac{y_1 - y_{1a}}{L_1} \right) + k_3 (L_3 - L_{30}) \left(\frac{y_2 - y_1}{L_3} \right) + F_{m_1, y}^{ext} \\ m_2 \frac{dy_2}{dt} = -r_2 \frac{dL_2}{dt} \left(\frac{y_2 - y_{2a}}{L_2} \right) - k_2 (L_2 - L_{20}) \left(\frac{y_2 - y_{2a}}{L_2} \right) - k_3 (L_3 - L_{30}) \left(\frac{y_2 - y_1}{L_3} \right) + F_{m_2, y}^{ext} \\ \left| \frac{x_1 y_1}{2} \right| + \left| \frac{(y_2 - y_1)(x_2 - x_1)}{2} \right| + |y_2(x_2 - x_1)| + \left| \frac{y_2(x_3 - x_2)}{2} \right| = Cste \end{array} \right.$$

Avec :

$$\begin{aligned} L_i &= \sqrt{(x_i - x_{ia})^2 + (y_i - y_{ia})^2} \\ L_{i0} &= \sqrt{(x_{i0} - x_{ia})^2 + (y_{i0} - y_{ia})^2} \end{aligned} \quad (E.23)$$

pour $i = (1, 2)$, et :

$$\begin{aligned} L_3 &= \sqrt{(x_3 - x_2)^2 + (y_3 - y_2)^2} \\ L_{30} &= \sqrt{(x_{30} - x_{20})^2 + (y_{30} - y_{2a})^2} \end{aligned} \quad (E.24)$$

Cas statique

Pour déterminer la valeur des constantes k_i ($i = 1,2$), on peut fitter les données expérimentales statiques. Le système à résoudre est donc fortement simplifié :

$$\begin{cases} 0 = -k_1(L_1 - L_{10}) \left(\frac{x_1 - x_{1a}}{L_1} \right) + k_3(L_3 - L_{30}) \left(\frac{x_2 - x_1}{L_3} \right) + F_{m_1,x}^{ext} \\ 0 = -k_2(L_2 - L_{20}) \left(\frac{x_2 - x_{2a}}{L_2} \right) - k_3(L_3 - L_{30}) \left(\frac{x_2 - x_1}{L_3} \right) + F_{m_2,x}^{ext} \\ 0 = \left(\frac{y_1 - y_{1a}}{L_1} \right) - k_1(L_1 - L_{10}) \left(\frac{y_1 - y_{1a}}{L_1} \right) + k_3(L_3 - L_{30}) \left(\frac{y_2 - y_1}{L_3} \right) + F_{m_1,y}^{ext} \\ 0 = \left(\frac{y_2 - y_{2a}}{L_2} \right) - k_2(L_2 - L_{20}) \left(\frac{y_2 - y_{2a}}{L_2} \right) - k_3(L_3 - L_{30}) \left(\frac{y_2 - y_1}{L_3} \right) + F_{m_2,y}^{ext} \\ \left| \frac{x_1 y_1}{2} \right| + \left| \frac{(y_2 - y_1)(x_2 - x_1)}{2} \right| + |y_2(x_2 - x_1)| + \left| \frac{y_2(x_3 - x_2)}{2} \right| = C_{ste} \end{cases}$$

Ce système peut être résolu au moyen d'une méthode de Newton-Raphson classique.

Annexe F

Propagation acoustique

F.1 Obtention d'un filtre temporel FIR sous matlab connaissant la réponse fréquentielle

L'obtention du filtre temporel FIR dont la réponse fréquentielle est donnée à la figure 4.3 n'est pas triviale. Nous avons utilisé la fonction *invfreqz* sous matlab qui permet de calculer les coefficients d'un filtre de degré donné approximant au mieux une réponse fréquentielle donnée. Ici la réponse fréquentielle correspond au coefficient de réflexion que nous considérons.

Cette fonction est utilisée avec une option permettant d'obtenir un filtre stable. Voici un exemple typique d'utilisation de cette fonction appliqué à la recherche du filtre reproduisant le coefficient de réflexion $R(f)$:

```
>> [b_R, a_R] = invfreqz(R, f/f(end)*pi, 2, 2, [], 30);  
>> [h, w] = freqz(b_R, a_R);
```

La première ligne génère les coefficients b_R et a_R (dont l'ordre est précisé en 3^{ème} et 4^{ème} position de la fonction *invfreqz*) qui approximent le vecteur complexe R associé au vecteur de fréquences : $f/f(\text{end})*\pi$ normalisé entre 0 et π . Le terme final (30) permet d'obtenir un filtre stable.

La deuxième ligne permet d'obtenir la réponse fréquentielle associée au filtre ainsi obtenu. C'est cette réponse fréquentielle associée qui est représentée à la figure 4.3.

Il est important de noter que les coefficients du filtre ainsi obtenus dépendent de la fréquence d'échantillonnage considérée. Pour chaque fréquence d'échantillonnage, il est nécessaire de recalculer les coefficients du filtre. En ce qui nous concerne, nous avons toujours considéré une fréquence d'échantillonnage $F_e = 68000$ kHz. Cette valeur correspond à l'inverse du temps mis par l'onde acoustique de célérité 340 m/s pour parcourir 5 mm, longueur des tuyaux élémentaires définis par Fant.