



HAL
open science

Etude aéraulique et aéroacoustique de la production de consonnes fricatives par modèle physique

Olivier Estienne

► **To cite this version:**

Olivier Estienne. Etude aéraulique et aéroacoustique de la production de consonnes fricatives par modèle physique. Acoustique [physics.class-ph]. Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, 2010. Français. NNT: . tel-00524389

HAL Id: tel-00524389

<https://theses.hal.science/tel-00524389v1>

Submitted on 7 Oct 2010

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.

UNIVERSITE DE GRENOBLE
INSTITUT POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE

N° attribué par la bibliothèque

|_|_|_|_|_|_|_|_|_|_|_|_|_|_|_|

THÈSE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'Université de Grenoble
délivré par **L'Institut Polytechnique de Grenoble**

Spécialité : *Signal, Image, Parole, Télécoms*

préparée à

Gipsa-Lab, Département Parole et Cognition (UMR CNRS 5216)
et à **L'Institut Pprime (UPR 3346)**
de l'Université de Poitiers

dans le cadre de **l'Ecole Doctorale : « Électronique, Électrotechnique, Automatique
et Traitement du Signal »**

présentée et soutenue publiquement

par

Olivier Estienne

le 24 Septembre 2010

TITRE

**Etude aéraulique et aéroacoustique de la production
de consonnes fricatives par modèle physique**

Directrice de thèse : Annemie VAN HIRTUM (Gipsa-Lab)
Co-directrice de thèse : Hélène BAILLIET (Institut Pprime)

JURY

M.	Xavier Pelorson,	Président
M.	Benoît Fabre,	Rapporteur
Mme.	Anna Barney,	Rapporteur
M.	Jean-Christophe Valière,	Examinateur
Mme.	Annemie Van Hirtum,	Directrice de thèse
Mme.	Hélène Bailliet,	Co-encadrante

UNIVERSITE DE GRENOBLE
INSTITUT POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE

N° attribué par la bibliothèque

|_|_|_|_|_|_|_|_|_|_|_|_|_|_|_|

THÈSE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'Université de Grenoble
délivré par L'Institut Polytechnique de Grenoble

Spécialité : *Signal, Image, Parole, Télécoms*

préparée à

Gipsa-Lab, Département Parole et Cognition (UMR CNRS 5216)
et à L'Institut Pprime (UPR 3346)
de l'Université de Poitiers

dans le cadre de l'Ecole Doctorale : « **Électronique, Électrotechnique, Automatique
et Traitement du Signal** »

présentée et soutenue publiquement

par

Olivier Estienne

le 24 Septembre 2010

TITRE

**Etude aéraulique et aéroacoustique de la production
de consonnes fricatives par modèle physique**

Directrice de thèse : Annemie VAN HIRTUM (Gipsa-Lab)
Co-directrice de thèse : Hélène BAILLIET (Institut Pprime)

JURY

M.	Xavier Pelorson,	Président
M.	Benoît Fabre,	Rapporteur
Mme.	Anna Barney,	Rapporteur
M.	Jean-Christophe Valière,	Examineur
Mme.	Annemie Van Hirtum,	Directrice de thèse
Mme.	Hélène Bailliet,	Co-encadrante

Résumé

Titre : Etude aéraulique et aéroacoustique de la production de consonnes fricatives par modèle physique.

Lors de la prononciation de fricatives, l'interaction d'un écoulement turbulent complexe avec les articulateurs du conduit vocal est à l'origine d'un bruit aéroacoustique caractéristique. Cette thèse propose l'étude de ces phénomènes à partir d'un modèle physique du conduit vocal intégrant deux articulateurs importants. Basé sur une maquette intégrant un seul ou les deux articulateurs, un banc expérimental est conçu pour mesurer l'influence des différents paramètres du modèle sur l'écoulement d'air. Ensuite, une description théorique de cet écoulement suivant des hypothèses couramment utilisées dans la modélisation physique en parole est établie, en incluant les effets turbulents de cas connus d'écoulements en canal pour des géométries spécifiques. Les résultats théoriques et ceux des mesures sont confrontés afin de progresser dans la compréhension du comportement de l'écoulement en maquette. Enfin, l'analyse du bruit aéroacoustique vient compléter cette étude et permet d'établir la pertinence de notre modèle physique par comparaison avec les caractéristiques acoustiques des fricatives prononcées par des locuteurs.

Mots-clés : Consonnes non-voisées – Ecoulements turbulents internes – Description théorique d'écoulement unidimensionnelle – Mesures et validation expérimentale in-vitro – Mesures acoustiques en champ lointain

Abstract

Titre : Aeraulic and aeroacoustic study of fricative consonants production by means of physical modeling.

Fricative consonants production involves a complex turbulent flow interaction with vocal tract articulators which induces a typical aeroacoustic noise. This thesis aims at the study of these phenomena by means of a vocal tract physical modelisation integrating two important articulators. Based on a mechanical replica including one or both articulators, an experimental setup is crafted for measurement and analysis of the model parameters influence on the airflow. Then, a flow theoretical description is proposed, based on commonly used hypothesis for speech physical modelisation, including turbulent effects from well known flows in particular duct geometries. Theoretical results are confronted against replica measurement data in order to bring additional information on flow behavior. Finally, aeroacoustic noise analysis is made to complete our study and to establish our physical modelisation relevance by making a comparison with acoustic characteristics of fricative consonants produced by speakers.

Mots-clés : Unvoiced consonants – Bounded turbulent flow – One-dimensional flow modelisation – “In-vitro” measurement and validation – Far-field acoustic measurement

Laboratoires :

Gipsa-Lab, Département Parole et Cognition

UMR CNRS 5216 - Grenoble INP - Université Joseph Fourier - Université Stendhal

961 Rue de la Houille Blanche

Domaine Universitaire - BP 46

38402 GRENOBLE Cedex - France

Page web : www.gipsa-lab.inpg.fr

Institut Pprime

CNRS - Université de Poitiers - ENSMA

Département Fluide - Thermique - Combustion

ESIP - Bâtiment K

40, Avenue du Recteur Pineau

86022 Poitiers Cedex - France

Page web : www-lea.univ-poitiers.fr

Contacts :

olivier.estienne@gipsa-lab.grenoble-inp.fr *ou* olivier.estienne57@gmail.com

annemie.vanhirtum@gipsa-lab.grenoble-inp.fr

helene.bailliet@univ-poitiers.fr

Thèse financée sur un projet de l'Agence Nationale de la Recherche de type Jeunes Chercheurs (ANR-07-JCJC-0055)

« *On lâche rien!* »
Proverbe pinky.

Remerciements & co.

Comme toujours, il est difficile de démarrer l'écriture d'une partie du manuscrit, et celle-ci ne fait pas exception. Commençons par le commencement : c'est-à-dire Poitiers, le master d'aéroacoustique et Jean-Christophe Valière qui m'avait parlé de sujets de thèse sur la parole et de l'ICP/DPC. Coïncidence ou non, il a également été présent au moment du final pour présider mon jury de soutenance et conclure ces trois années de thèse, ce qui a été une agréable surprise. Je remercie également les autres membres du jury : Anna Barney et Benoît Fabre pour avoir pris le temps d'étudier en long et en large les travaux présentés dans ce mémoire ainsi que pour leurs remarques et encouragements ; et puis Xavier Pelorson qui a suivi de près ou de loin le déroulement de cette thèse, avec ses petites blagues et remarques parfois un peu déroutantes.

Il y aurait sans doute matière à écrire un roman concernant ces trois ans passés à travailler avec Annemie : du premier contact sur Grenoble (avec un aller-retour depuis Poitiers dans la journée !), en passant par les rencontres improbables dans les locaux de l'ICP gare le dimanche après-midi lorsque je venais y faire du trombone, la dizaine de mails quotidienne envoyés entre 4h et 16h (hé oui il y a 7 heures de décalage horaire depuis le Japon) avec les traditionnels « et j'ai oublié ça ... » et « laisse tomber ... on y reparle demain » , les programmes Matlab avec les commentaires en flamand, les constructions de setup et de boîtes en tout genres, les accords et les moments où ça « sonnait moins bien », les mesures, les corrections de manuscrit et slides sur des détails que personne d'autre n'aurait remarqué ... c'est sûr qu'il y a eu pas mal de surprises et de rebondissements ! Un grand merci à Hélène (qui me supporte déjà depuis trois ans et demi) pour sa gentillesse, sa patience qui semble inépuisable et son soutien durant tout ce temps, pour les heures passées à relire et commenter mon manuscrit malgré son emploi du temps déjà chargé, les discussions et répétitions par téléphone ou système de visio-conférence plus ou moins sophistiqué interposé et l'accueil toujours excellent du côté du LEA à Poitiers.

Et maintenant place à la dream team de l'équipe acoustique, les Laurel et Hardy du DPC, sans qui le coin où était situé mon bureau aurait été calme, beaucoup trop calme ... j'ai nommé Nicolas Ruty (alias « Tout P'tit ») et Xavier Grandchamp (alias « Le Taré » ©NR) qui réunis arrivent à augmenter sensiblement le nombre de décibels et d'éclats de rire qu'ils peuvent générer à eux seuls (notamment les cris de Xavier face à son PC parfois récalcitrant !). Sans oublier les autres complices de l'équipe acoustique : mes deux co-bureaux Julien et Laurent avec qui j'ai partagé de bons moments, Lucie pour sa gentillesse et ses conseils, Claire pour les échanges musicaux réalisés, ainsi que Nathalie avec son éternel enthousiasme, ses chants matinaux dans les couloirs et qui a eu l'oreille attentive à mes paroles et autres fausses notes lors des chorales improvisées ! Un grand salut pour les stagiaires et doctorants de passage dans l'équipe : Gilles et Timothée pour le travail qu'ils ont réalisé, Ronald et Adam avec qui on a passé de bons moments dans les différents bars et restos de Grenoble au cours de leur séjour en France.

Mais qui est caché derrière ce "on" mystérieux ? Je parle bien sûr du séparateur de sources qui sait séparer aussi bien une bonne chope de bière et un kebab dans son estomac (ou pas) ... le Docteur Mathieu Parvaix !! Depuis la salle informatique au fin fond de l'ICP gare jusqu'aux deux soutenances qui se sont enchaînées à un jour d'intervalle, il y en a eu des coups à boire, des tours du campus pour trouver un truc à manger le midi, des potins échangés ou des échanges de stratégies pour résoudre différents problèmes informatiques ou administratifs. Thanks a lot Mat, and good luck in California, comme on dit. Un immense merci à tous les compagnons de la pause matinale qui ont si souvent répondu présent aux « tocs-tocs ... café ! » : l'enthousiaste trio composé de Lucile, Marion et Maeva ; Benjamin venant du fond du labo, Amélie (merci pour le crumble d'anniversaire !), Hélène a qui je dois mes balades grenobloises en vélo, Viet-Anh avec qui je dois faire un duo trombone/guitare un de ces quatre et Thomas (alias « Matt Damon ») qui a permis que ces pauses café ne s'éteignent pas suite aux problèmes techniques de la cafetière. Clin d'oeil aux autres doctorants du DPC : Clément, Atef, Julian, Zuheng, Olha, Anahita, Krystyna, Sandra, Nicolas, Claire, Anne, Emilie, Noureddine ... et bien sûr celui qui est au DPC sans y être : Aymeric (dit « Le Lyonnais »).

Je parlais de soucis informatiques et administratifs : ceux-ci seraient sans doute restés insolubles sans l'aide précieuse de Nadine (avec certains échanges de mails un peu musclés !) et Florence, la maîtrise linuxienne de Laurent, les interventions techniques de Monsieur Medves et autres déblocages réalisés par Christian. Merci également à certaines personnes de l'étage du dessous : Didier Blanc pour la construction de la petite (mais 'achement costaude) maquette, Daniel Rey pour les différents soutiens logistiques, ainsi que Patricia Reynier pour le bon accueil que j'ai reçu à la bibliothèque du Gipsa. En remontant du côté du troisième et du DPC, je tiens à remercier Jean-Luc Schwartz pour ses encouragements perpétuels et la super collaboration musicale qu'on a eu sur la fin, Gérard Bailly et Jean-Marc Chassery pour leurs talents de diplomates, Pierre Badin et Louis-Jean Boe pour les quelques discussions sur les fricatives, Fred Berthommier avec qui il y a eu d'autres discussions (sur des sujets aussi divers que variés !), Fred Elisei qui venait agrémenter les pauses cafés de ses succulents cannelés et cakes, Gang Feng qui a réussi à me faire comprendre les bases de l'analyse spectrale, Pascal Perrier pour sa sympathie et ses différents conseils, ainsi que Sascha Fagel, le premier fan allemand des Pinks. Et du côté de Stendhal, un salut à Coriandre le tromboniste, Anne la cycliste chevronnée (qui m'a trimbalé avec mon biniou pendant la vélo-parade !), Christophe et les expériences passées dans la chambre sourde, Marc et sa gestion impeccable de l'équipe séminaires (sans oublier les 1h30 dans l'IRM) ainsi qu'à Elisabetta et Nathalie.

Des remerciements également pour Christian Commault, Sophie Rossi, Annabelle Didot et les doctorants du comité d'organisation de la Journée des Doctorants 2008 et 2009, expérience enrichissante qui s'est toujours déroulée dans la bonne humeur ; ainsi qu'à toute l'équipe du Bâtiment K du LEA pour la bonne ambiance durant ces deux mois passés à Poitiers. Et puis il n'y a pas eu que ce qui a tourné autour de la thèse pendant ces trois années à Grenoble : et là je tiens à remercier chaleureusement tous les musiciens avec qui j'ai eu l'occasion de jouer (la liste détaillée serait sans doute trop longue), avec mention spéciale pour l'Harmonie de Grenoble, Antoine Picot de Faut Qu'ça Guinche, et avec mention très spéciale aux fanfarons de PinkItBlack avec qui j'ai passé des moments extraordinaires. Pour finir, un énormissime merci à mes parents qui m'ont soutenu tout au long de la thèse, qui se sont toujours assuré que ça se passait pour le mieux !

Table des matières

Nomenclature	15
Introduction	19
1 De la production à la modélisation du phénomène de friction : état de l'art	23
1.1 L'appareil phonatoire chez l'Homme	23
1.1.1 Les voies aériennes inférieures, source de l'écoulement	23
1.1.2 Le larynx, source du voisement	23
1.1.3 Le conduit vocal, lieu de l'articulation	25
1.2 Turbulence et Aéroacoustique	27
1.2.1 Caractérisation des différents régimes de l'écoulement d'un fluide	27
1.2.2 Le bruit d'origine aérodynamique	30
1.3 Modélisation du phénomène de friction	34
1.3.1 Influence d'une constriction du conduit vocal sur le bruit émis	34
1.3.2 Influence de la géométrie du conduit vocal sur les sources aéroacoustiques	35
1.3.3 Des modèles localisés de sources aéroacoustiques	40
1.3.4 Les jets turbulents à l'origine du bruit de friction	43
1.4 Présentation du modèle physique étudié dans ce travail de thèse	45
1.4.1 Eléments constituant le modèle physique	45
1.4.2 Dimensionnement de la maquette et échelles de grandeurs caractéristiques de la friction	47
1.4.3 Plan de thèse	49
2 Etude "in-vitro" de l'écoulement sur le modèle physique	52
2.1 Environnement et conditions des mesures "in-vitro"	52
2.1.1 Description du banc expérimental associé à la maquette	52
2.1.2 Procédure et conditions expérimentales	55
2.2 Résultats pour la maquette comportant uniquement la langue	56
2.2.1 Pression en entrée \tilde{p}_0	57
2.2.2 Pressions en aval de la maquette	58
2.3 Mesures sur la maquette du conduit vocal avec uniquement l'obstacle de hauteur variable	60
2.3.1 Pression en entrée \tilde{p}_0	60
2.3.2 Influence de la hauteur d'obstacle sur les pressions en aval de la maquette	61
2.4 Evolution de la pression dans la maquette en présence des deux articulateurs	63
2.4.1 Pression à l'entrée du canal	64

2.4.2	Effet du couplage sur les pressions au niveau de la langue et de la constric- tion d'obstacle	67
2.5	Bilan du chapitre	71
3	Modèles théoriques d'écoulements pour la frication	74
3.1	Modélisation laminaire de l'écoulement	74
3.1.1	Caractérisation de l'écoulement dans le conduit vocal	74
3.1.2	Modélisation par la théorie de Bernoulli	78
3.1.3	Equations de Prandtl et méthode de Thwaites	82
3.2	Introduction d'effets additionnels dus à la turbulence de l'écoulement	85
3.2.1	Pertes de pression en conduite coudée	85
3.2.2	Pertes par élargissement de section dans un canal	88
3.2.3	Passage de l'écoulement à travers un orifice	94
3.3	Récapitulatif des modèles d'écoulements	97
4	Résultats théoriques et comparaison avec les résultats des mesures d'écoule- ment sur maquette	99
4.1	Modèle géométrique avec un élément : cas de la langue seule	100
4.1.1	Influence du terme de viscosité de Poiseuille	100
4.1.2	Effet du placement de la langue dans le conduit vocal	103
4.2	Analyse des modèles pour l'écoulement traversant la constriction à l'obstacle	110
4.2.1	Comportement des modèles vis-à-vis de l'ouverture de la constriction	110
4.2.2	Effets des coefficients C_{jet-2} et C_{orf} sur les prédictions par TJ et TO	116
4.3	Modèle géométrique complet : couplage de la langue et de l'obstacle	117
4.3.1	Modèles d'écoulement en géométrie complète avec une seule source de perte de charge turbulente	119
4.3.2	Modèles d'écoulement combinant deux sources de perte de charge turbulente	126
4.4	Bilan du chapitre	135
5	Analyse du bruit aéroacoustique	138
5.1	Acquisition et traitement du bruit aéroacoustique émis lors du passage d'un écoulement d'air dans la maquette du conduit vocal	138
5.1.1	Installation et procédure expérimentale	138
5.1.2	Traitement préliminaire et analyse spectrale des signaux acoustiques	141
5.2	Etude aéroacoustique de la maquette intégrant uniquement la langue	144
5.2.1	Evolution des niveaux sonores	145
5.2.2	Influence des paramètres sur la réponse spectrale	148
5.3	Evolution du bruit aéroacoustique par ajout de l'obstacle dans le conduit vocal	153
5.3.1	Comparaison du bruit de maquette avec la production de fricatives par un locuteur	153
5.3.2	Réponse fréquentielle du bruit de maquette en présence de l'obstacle	157
5.4	Bilan du chapitre	163
	Bilan global et perspectives	165
	Bibliographie	167

A	Méthode de Thwaites : résolution algorithmique et tests numériques	175
A.1	Description de l'algorithme de calcul en canal	175
A.2	Validation et performances du code de calcul utilisé	177
A.2.1	Test sur un cas connu	177
A.2.2	Convergence pour différentes valeurs de $\delta_{2,0}$	179
B	Equations détaillées des modèles d'écoulement	180
B.1	Intégrale du terme de viscosité de Poiseuille	180
B.1.1	Maquette en configuration langue seule (LS)	181
B.1.2	Maquette en configuration obstacle seul (OS)	182
B.1.3	Maquette en configuration complète (MC)	182
B.2	Calcul du débit	183
B.2.1	Modèle laminaire avec terme de Poiseuille	183
B.2.2	Modèle avec perte de charge par passage en conduite coudée (TC)	184
B.2.3	Modèles avec perte de charge par élargissement brusque de section (TJ)	185
B.2.4	Modèles comprenant une perte de charge par passage de l'écoulement à travers un orifice	189
C	Influence du contour de la langue sur les modèles d'écoulement	191
C.1	Influence de la courbure de la langue sur les modèles d'écoulement laminaire	191
C.1.1	Les différentes courbures de langue	191
C.1.2	Influence sur les prédictions par modèles laminaires	194
C.1.3	Méthode d'extraction par traitement d'image	197
C.2	Résultats complémentaires sur les modèles d'écoulement	197
C.2.1	Modèle de conduit vocal avec langue seule	197
C.2.2	Modèle de conduit vocal avec obstacle seul	198
C.2.3	Modèle de conduit vocal complet	199
D	Calibrations des instruments de mesure	202
D.1	Capteurs de pression statique	202
D.1.1	Manomètre électronique	202
D.1.2	Transducteurs de pression piézoélectriques	202
D.2	Calibration et réponse des microphones	203
D.2.1	Micros Bruel & Kjaer	203
D.2.2	Réponse des micros classiques MP33865	205

Nomenclature

Caractères latins

c_0	célérité du son $c_0 = 342 \text{ m/s}$ à 293 K dans l'air
D	diamètre du jet turbulent [m]
\vec{f}	forces volumiques exercées sur une particule de fluide [$\frac{N}{m^3}$]
f	fréquence [Hz]
f_r	fréquence de résonance [s^{-1}]
F_e	fréquence d'échantillonnage d'un signal analogique [Hz]
Fr	nombre de Froude $Fr = \frac{u}{\sqrt{gh}}$
H	enthalpie d'une particule de fluide [J]
h	hauteur dans le conduit vocal [m]
h_1	hauteur de constriction maximale au niveau de la langue pour la géométrie de conduit vocal [m]
h_2	hauteur de la constriction au niveau de l'obstacle [m]
h_t	hauteur du canal de la maquette [m]
I_{ac}	intensité acoustique [W/m^2]
k	nombre d'onde $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ [m^{-1}]
l_t	largeur du canal de la maquette [m]
L_t	longueur du canal de la maquette [m]
L	distance langue-sortie du canal [m]
L_{co}	distance langue-obstacle sur la maquette [m]
M	nombre de Mach de l'écoulement
p	pression en un point de l'écoulement [Pa]
p_0	pression en entrée du conduit vocal [Pa]
p_1	pression mesurée dans le rétrécissement formé par la langue [Pa]
p_2	pression mesurée dans la constriction formé par l'obstacle [Pa]
p_{atm}	pression atmosphérique $p_{atm} = 101325 Pa \simeq 1 \text{ bar}$
p_{ref}	pression de référence – seuil d'audibilité pour l'oreille humaine $p_{ref} = 2 \cdot 10^{-5} Pa$
p_{ac-rms}	moyenne quadratique des fluctuations de pression acoustique d'un signal donné [Pa]
Δp	perte de pression totale dans le conduit vocal [Pa]
Q	débit dans le canal [m^3/s]
Re	nombre de Reynolds d'un l'écoulement $Re = \frac{U_0 D}{\nu}$
N_p	niveau sonore $N_p = 20 \log\left(\frac{p_{ac-rms}}{p_{ref}}\right)$ [dB_{SPL}]
T_{ij}	tenseur de Lighthill
u^*	vitesse de frottement à la paroi $u^* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_0}}$ [m/s]
U_0	vitesse en entrée d'une conduite ou en sortie d'un jet [m/s]

\vec{u}	vecteur vitesse d'une particule de fluide [m/s]
(u, v, w)	composantes du vecteur vitesse dans un repère orthonormé (O, x, y, z) [m/s]
U	vitesse du fluide en écoulement libre [m/s]
x_s	abscisse du point de séparation de l'écoulement [m]

Caractères grecs

δ_1	épaisseur de couche limite de déplacement [m]
δ_2	épaisseur de couche limite de moment [m]
λ	paramètre adimensionnel de forme de couche limite dans la méthode de Thwaites
μ	coefficient de viscosité dynamique de l'air $\mu = 1.83 \cdot 10^{-5}$ [$Pa \cdot s$] à 298 K sous 1 bar
ν	coefficient de viscosité cinématique $\nu = \frac{\mu}{\rho_0} = 1.51 \cdot 10^{-5}$ [$\frac{m^2}{s}$] à 298 K sous 1 bar
ρ_0	masse volumique moyenne de l'air $\rho_0 = 1.21$ [$\frac{kg}{m^3}$]
ρ	masse volumique du fluide [$\frac{kg}{m^3}$]
τ_s	tension à la paroi [$\frac{N}{m^2}$]
$\vec{\omega}$	vorticité d'une particule de fluide $\vec{\omega} = \text{rot}(\vec{V})$ [s^{-1}]
σ_X	écart type de la grandeur X
$\bar{\bar{\tau}}$	tenseur des contraintes exercées sur une particule de fluide [$\frac{N}{m^3}$]

Symboles

$\bar{\kappa}$	moyenne de κ
κ'	fluctuations de κ
$\tilde{\kappa}$	grandeur κ mesuré sur maquette
$\dot{\kappa}$	dérivée par rapport au temps de κ

Conversion d'unités

Pression : $1 \text{ cm } H_2O = 98.07 \text{ Pa}$
 $1 \text{ bar} = 1.10^5 \text{ Pa}$

Débit : $1 \text{ L/s} = 1000 \text{ cm}^3/\text{s} = 1.10^{-3} \text{ m}^3/\text{s} = 60 \text{ L/min}$

Abbréviations

CAA	Computational Aeroacoustics
CFD	Computational Fluid Dynamics
ER	Erreur Relative
DNC	Direct Noise Computation
DNS	Direct Numerical Simulation
LES	Large Eddy Simulation
SGE	Simulation des grandes échelles
FC	Film Chaud
IRM	Imagerie par Résonance Magnétique
LDV	Laser Doppler Velocimetry
VLD	Vélocimétrie Laser Doppler

PIV	Particle Image Velocimetry
SPL	Sound Pressure Level

Abbréviations pour les modèles d'écoulements

LB	Modèle laminaire basé sur le théorème de Bernoulli
LTh	Modèle laminaire basé sur la méthode de Thwaites
TC	Modèle incluant des pertes par turbulence par passage de l'écoulement en conduite coudée
TJ	Modèle incluant des pertes par turbulence dues à un élargissement soudain du canal
TO	Modèle incluant des pertes par turbulence par passage de l'écoulement à travers un orifice
TCJ	Modèle incluant la combinaison des pertes par turbulence par passage de l'écoulement en conduite coudée et celles dues à l'élargissement de section brusque à la sortie de la constriction d'obstacle
TCO	Modèle incluant des pertes par turbulence par passage de l'écoulement en conduite coudée et à travers un orifice
LS	Géométrie de conduit vocal comportant seulement la langue
OS	Géométrie de conduit vocal comportant seulement l'obstacle
MC	Modèle géométrique complet (langue + obstacle)

Introduction

La communication parlée est un des modes d'échange les plus importants de l'Homme, que l'on utilise tous les jours de manière naturelle. De nombreux aspects de la parole font à l'heure actuelle l'objet de recherches par la communauté scientifique, et notamment au Département Parole & Cognition du laboratoire Gipsa-Lab. Entre autres des recherches sont faites dans le domaine de la phonétique, c'est-à-dire tout ce qui concerne les sons utilisés pour parler. Les travaux de thèse qui vont être présentés au cours de ce manuscrit concernent l'étude des mécanismes physiques permettant la production de ces différents sons. Une meilleure compréhension de ces mécanismes permet une reproduction plus fidèle par voie de synthèse sonore (dans le cadre d'une synthèse par modèle physique), et aider d'autre part à l'évolution des traitements face à des pathologies qui affectent l'émission des sons voisés ou non-voisés.

Parmi tous ces sons, les *voyelles* sont ceux dont les mécanismes de production sont les mieux compris et les mieux modélisés (d'un point de vue qualitatif du moins) actuellement. Les voyelles impliquent sous leur forme voisée une mise en oscillation des plis vocaux par l'écoulement d'air traversant le larynx, produisant des ondes acoustiques qui se propagent dans le conduit vocal dont les articulateurs sont positionnés de manière à prononcer la voyelle voulue. La production de *consonnes* implique de nombreux mécanismes de production qui sont moins bien compris et plus difficilement modélisables. Par exemple des phénomènes transitoires de quelques millisecondes sont associés à la production de consonnes plosives ou dans le cas de consonnes nasalisées, les interactions acoustiques sont étendues dans le conduit nasal. La famille des consonnes qui va nous intéresser tout au long de ce mémoire concerne « *la source de sons sans doute la plus complexe en parole : celle liées aux fricatives* » [84]. D'où vient cette complexité ? On peut l'aborder selon trois aspects qui englobent la source en elle-même :

- Une complexité *articulatoire* : la géométrie du conduit vocal résultant du positionnement des articulateurs lors de la prononciation d'un son de parole est complexe [84]. Dans le cas des fricatives, il existe de nombreuses positions articulatoires associées à des consonnes différentes (plus détaillées dans la première section du Chapitre 1), voire pour une même consonne à cause de la variabilité entre locuteurs. Les techniques actuelles d'imagerie médicale permettent de visualiser le placement des articulateurs du conduit vocal de manière précise (IRM avec des algorithmes de traitement adaptés).
- Une complexité *acoustique* : par exemple pour les voyelles, chaque phonème est défini quantitativement par ses formants (en général les 3 premiers, c'est-à-dire les 3 premiers pics du spectre de la voyelle). Ce n'est pas le cas des fricatives dont la définition spectrale reste principalement qualitative, et s'étend de plus sur une large plage fréquentielle de par la nature même du bruit produit.

→ La complexité même de la source *aéroacoustique* : le positionnement des articulateurs – principalement la langue – induit un jet d’air *turbulent*. La turbulence d’un fluide est « *un état complexe, observé à toutes les échelles et d’importance fondamentale* » et qui « *a fasciné de nombreux chercheurs* » [15]. Et qui continue encore à les fasciner aujourd’hui, que ce soit pour les applications industrielles ou dans le domaine de la parole qui nous intéresse présentement. L’interaction du jet d’air turbulent avec les articulateurs plus en aval – le palais ou les dents par exemple – induit la production d’un bruit *aéroacoustique* audible. L’écoulement turbulent est le lien entre le positionnement articuloire et le bruit émis lors de la production de fricatives. Néanmoins, les méthodes de mesures actuelles de la turbulence basées sur des films chauds ou des techniques lasers (présentées succinctement à la fin de la seconde section du Chapitre 1) sont inadaptées pour le conduit vocal humain. La forme de ce dernier est également trop complexe pour les simulations numériques directes, les capacités de calcul requises seraient alors trop importantes pour simuler correctement toutes les échelles de la turbulence dans un temps raisonnable.

Il est donc particulièrement difficile d’étudier les phénomènes ayant lieu lors de la frication à partir de mesures sur l’humain. Une solution consiste à essayer de reproduire, à *modéliser*, la production des consonnes fricatives. Certes, cette modélisation s’accompagne indubitablement d’une perte de réalisme, notamment dans la reproduction du conduit vocal. Mais il y a des avantages certains dans cette approche : reproductibilité des tests effectués, contrôle précis des différents paramètres à étudier et possibilité de faire des modélisations simplifiées pour comprendre d’abord les bases du phénomène, que l’on peut complexifier par la suite pour aller plus loin. Cette approche est grandement employée par la communauté scientifique qui s’intéresse aux mécanismes physiques de la frication. Mais beaucoup d’études, comme on le verra dans la troisième partie du premier chapitre, traitent uniquement des aspects articuloires et acoustiques sans aller au coeur du problème : l’observation directe de la source turbulente. Ce manque de données concernant les phénomènes turbulents pouvant avoir lieu dans le conduit vocal a été souligné par Howe et McGowan [46]. Dans les travaux récents autour de la thèse de X. Grandchamp ([35], [118], [119]) au Gipsa-Lab, cette problématique a été étudiée en découplant la formation du jet au niveau de la langue – qui est alors vu comme un jet libre – et l’interaction d’un écoulement turbulent avec une dent placée en sortie d’une conduite.

Dans la suite des travaux présentés dans ce manuscrit, notre approche de modélisation physique prend en compte le couplage des deux articulateurs que sont la langue et une rangée de dents, placés dans un conduit afin d’être plus proche du placement des articulateurs du conduit vocal. Afin de contribuer à avancer dans la compréhension et la reproduction du phénomène de frication, nous allons englober les trois aspects abordés ci-dessus :

- d’un point de vue du lien entre articulation du conduit vocal et source, c’est-à-dire : quels sont les effets d’un changement du positionnement des articulateurs sur l’écoulement dans le conduit vocal ?
- ensuite, les effets de la géométrie du conduit vocal sur l’écoulement sont-ils modélisables de manière simple, à partir de cas d’écoulements connus sur la turbulence ?

- les réponses à ces deux premières questions pourront alors donner des indications sur le comportement de l'écoulement et les phénomènes liés à la turbulence dans le conduit vocal.
- l'étude de la relation entre géométrie du conduit vocal et le bruit aéroacoustique produit pourra permettre de savoir si notre modélisation est adaptée à l'étude du phénomène de friction, et également de voir si des relations entre les caractéristiques de l'écoulement et le signal acoustique mesuré peuvent être dégagées.

Après une description de l'appareil phonatoire humain et du bruit d'origine aérodynamique dans le premier chapitre du manuscrit, différentes modélisations de la production de fricatives sont présentées dans une étude bibliographique pour finalement introduire le modèle physique proposé dans cette thèse. Les quatre chapitres qui suivent vont alors s'articuler autour des différentes questions et points de vue énoncés ci-dessus : le second chapitre traite des effets des articulateurs de notre modèle sur l'écoulement d'air par l'expérience, alors que cet écoulement est ensuite abordé du point de vue d'une modélisation théorique dans le chapitre trois. Ces deux approches sont confrontées dans le quatrième chapitre afin d'apporter des éléments de réponse à la seconde question posée ci-dessus, et d'obtenir des indications supplémentaires sur le comportement de l'écoulement. Le dernier chapitre complète notre étude par l'analyse du bruit aéroacoustique du modèle physique, en lien direct avec la production de fricatives par des locuteurs.

Chapitre 1

De la production à la modélisation du phénomène de frication : état de l'art

1.1 L'appareil phonatoire chez l'Homme

Les écoulements d'air sont une des composantes fondamentales de la production de la parole, et la génération de ceux-ci passe par le phénomène de respiration. Anatomiquement, le système phonatoire est lié au système respiratoire (Fig. 1.1) qui s'étend des voies aériennes inférieures, incluant les poumons et la trachée, jusqu'aux cavités orale et nasale, en passant par le larynx et le pharynx ([18], [71]).

1.1.1 Les voies aériennes inférieures, source de l'écoulement

Cette partie du système phonatoire est tout d'abord constituée par les deux poumons, qui sont deux masses de tissus non-musculaires logés dans la cage thoracique. Ils sont principalement actionnés par la contraction du diaphragme qui va avoir pour effet d'augmenter le volume des poumons, créant une dépression qui permet à l'air d'y pénétrer, réalisant l'échange d'oxygène et de dioxyde de carbone entre le milieu extérieur et le sang. Un adulte en condition de repos va faire passer dans ses voies aériennes entre 0.5 et 0.6 litres d'air à chaque inspiration (appelé *volume courant*), en moyenne une douzaine de fois par minute. Ce volume inspiré ne représente qu'une fraction du volume total des poumons, ou *capacité pulmonaire totale*, qui est de 6 L pour un homme et 4.7 L pour une femme [32]. Lors de la phonation, les poumons vont servir de réservoir de pression pour créer un écoulement d'air qui va traverser la trachée, un conduit formé d'anneau cartilagineux reliés par une membrane d'une longueur de 10 cm, puis les voies aériennes supérieures.

1.1.2 Le larynx, source du voisement

Situé en aval (au sens de l'écoulement d'air issu des poumons) de la trachée (Fig. 1.1), le larynx est la partie du système phonatoire où sont les plis vocaux dont la structure est composée de cinq couches de tissu aux propriétés mécaniques spécifiques ([71], [113]) représentées sur la Fig. 1.2 (c'est cette structure qui fait qu'en matière d'anatomie, l'appellation « plis vocaux » est préférée à celle de « cordes vocales »). La région comprise entre les deux plis vocaux s'appelle la glotte. Le larynx assure trois fonctions principales :

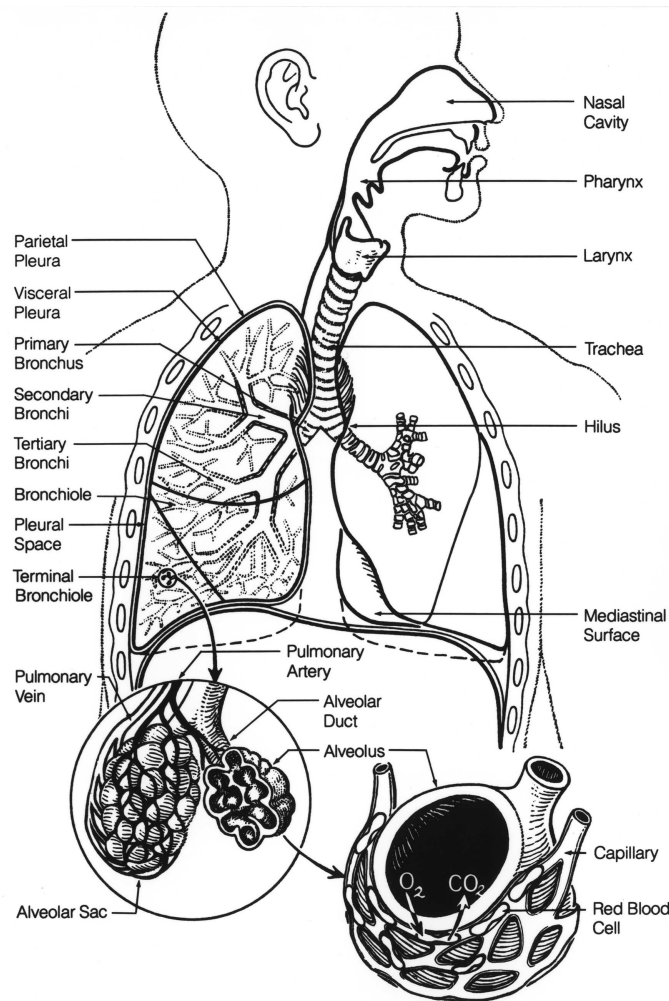


FIGURE 1.1 – Représentation du système respiratoire humain (d’après le site Internet du National Cancer Institute, <http://visualsonline.cancer.gov/>).

- en élément du système respiratoire, il assure le passage de l’air vers la trachée et les poumons
- il empêche des corps étrangers – tels que des aliments – de pénétrer dans la trachée par l’action des plis vocaux qui se contractent et ferment le passage glottique en cas de dysfonctionnement de l’épiglotte qui normalement dirige ces corps vers l’oesophage.
- il est la source du voisement en parole : les muscles intrinsèques du larynx permettent d’agir sur la tension des plis vocaux, et selon cette tension et la pression sub-glottique de l’écoulement d’air issu des poumons, les plis vont entrer en auto-oscillation et vibrer à une fréquence fondamentale donnée, produisant des ondes acoustiques qui se propagent ensuite vers le conduit vocal et les poumons. La Fig. 1.3 est constituée de deux photographies de plis vocaux avec des tensions différentes, le cas où ils sont moins tendus correspondant à une fréquence de vibration de 120 Hz, contre 200 Hz dans le second cas.

Dans la région supra-glottique, on trouve les bandes ventriculaires (ou faux plis vocaux) qui dans certains contextes phonatoires – tels que le grognement ou le chant de gorge – interagissent

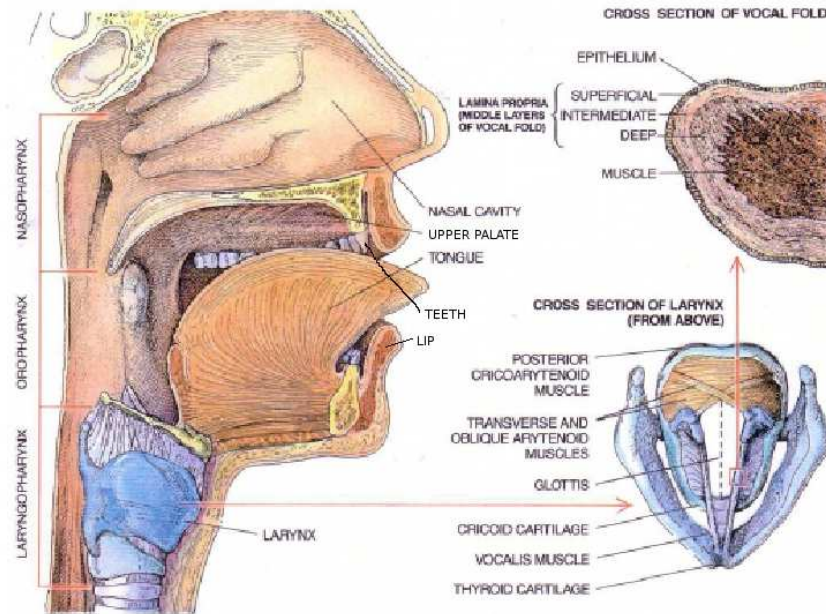


FIGURE 1.2 – Représentation de plusieurs éléments du système phonatoire humain. A gauche, les voies aériennes supérieures (en coupe médio-sagittale) ; en bas à droite une vue du larynx (en coupe axiale) ; et en haut à gauche une coupe transversale d'un pli vocal. Extrait de [95].

avec la vibration des plis vocaux [9].

1.1.3 Le conduit vocal, lieu de l'articulation

Long d'environ 17 à 18 cm pour un homme adulte, le conduit vocal est la partie la plus importante du système phonatoire puisqu'il assure une conversion de l'écoulement d'air issu des poumons et des ondes acoustiques issues du larynx en phonèmes de parole de deux manières ([82]) :

- il agit comme un filtre sur le signal source acoustique issu de la vibration des plis vocaux ([30], [84], [106]), amplifiant certaines fréquences et atténuant les autres selon le placement de ses différents *articulateurs*. C'est le phénomène à l'origine des voyelles, et de certaines consonnes voisées.
- il permet également de générer d'autres types de consonnes par réduction de la section ou obturation brève du passage de l'air, ce dernier cas donnant lieu à la prononciation de plosives ([p],[t],[k],[n],[m]).

Les plus importants articulateurs du conduit vocal, c'est à dire les structures anatomiques qui bougent pour former les différents sons, sont la langue et les lèvres. La langue est un organe musculo-membraneux avec des propriétés biomécaniques bien particulières, utilisée également dans les procédés de mastication et de déglutition. Les muscles qui l'actionnent, actuellement répertoriés au nombre de huit ([17], [108]), lui confèrent un nombre important de degrés de liberté par rapport aux autres articulateurs et une capacité à bouger rapidement d'une position à l'autre (souvent en moins de 50 ms). Sa face supérieure est recouverte d'une muqueuse qui

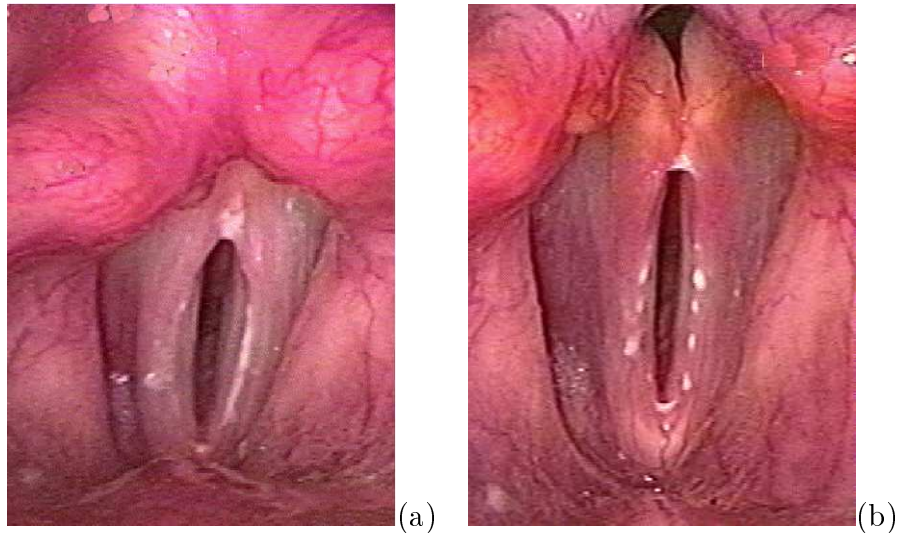


FIGURE 1.3 – Photographies de plis vocaux (bandes claires au centre) en vibration à une fréquence fondamentale de (a) 120 Hz et (b) 200 Hz (d’après [57]).

implique des propriétés surfaciques elles-aussi particulières, telle que la rugosité, mesurable par des techniques optiques ([76]), dont les variations peuvent théoriquement entraîner des changements dans le comportement de l’écoulement d’air à travers le conduit vocal. Les lèvres sont composées de tissus musculaires recouverts de peau à l’extérieur et d’une membrane muqueuse à l’intérieur. La production de sons est modifiée lorsqu’elles se ferment ou réduisent la section à travers laquelle passe l’air, mais également quand elles sont avancées, rétractées ou arrondies. Etant l’articulateur le plus visible, l’observation de leur forme apporte une information supplémentaire dans la compréhension d’un locuteur et tient une place importante dans les dispositifs audio-visuels (ou multimodaux) de reconnaissance de parole ([1], [72]).

Les autres articulateurs du conduit vocal sont les dents, en particulier celles situées le plus en avant de la cavité orale ; le palais ayant une structure arrondie peu déformable (Fig. 1.2) ; ainsi que des structures associées comme les joues, le pharynx, les amygdales et la mandibule [71]. Selon le placement des articulateurs pour un son donné, une configuration géométrique particulière est obtenue, souvent caractérisée par l’aire d’un nombre discret de sections du conduit sur toute sa longueur, appelée *fonction d’aire du conduit vocal*. Ces fonctions sont obtenues par imagerie rayons-X ou IRM, couplées à des techniques de traitement de l’image et des modèles de reconstruction ([6], [12], [107]).

Lorsqu’une constriction est formée par réduction importante de la section du conduit vocal, typiquement inférieure à 0.5 cm^2 , et est traversée par un écoulement d’air qui entre ensuite en interaction avec les dents ou les lèvres par exemple, un son de *fricaction* est obtenu. Les consonnes qui sont dérivées de ce mécanisme, les *fricatives*, sont regroupées en différents types selon les lieux d’articulation dans le conduit vocal, indiqués sur la Fig. 1.4. Chaque type de fricative décrit ci-dessous se décline respectivement en une composante **non-voisée** et voisée si la fricaction est associée à une vibration des plis vocaux dans le larynx. Selon cette description, les fricatives les plus étudiées en langue française et anglaise sont :

- les labiodentales [f] et [v] pour lesquelles la réduction de la section du conduit vocal est due aux dents et à la lèvre inférieure.

- les interdentesles $[\theta]$ et $[\delta]$ (par exemple dans les mots anglais *thin* et *zip*) à l'origine d'un contact entre la pointe de la langue et les incisives inférieures, l'air passe dans un canal formée par celles-ci et leurs homologues supérieures.
- les alvéolaires $[s]$ et $[z]$ qui sont prononcées par formation d'une constriction entre la langue et le palais. Le jet d'air qui en sort est ensuite en interaction avec les dents.
- les post-alvéolaires $[ʃ]$ et $[ʒ]$ (par exemple dans les mots *chat* et *bonjour*) sont articulées en plaçant l'avant de la langue derrière la crête alvéolaire. Une interaction du jet d'air avec les dents intervient également.

Beaucoup d'autres consonnes fricatives ont été répertoriées à travers les différentes langues du monde ([14], [58]) comme la palatale non-voisée $[ç]$ utilisée en allemand et en chinois, ou la bilabiale $[ɸ]$ courante en japonais et coréen et parfois confondue avec le $[f]$ français du fait de la proximité des positions articulaires.

Malgré le fait que les positions des articulateurs changent selon la consonne prononcée, on retrouve des points communs dans le mécanisme à la base de la production des fricatives non-voisées : l'écoulement d'air issu des voies aériennes inférieures va franchir une constriction formée par différents articulateurs du conduit vocal, et devient *turbulent* à la sortie de cette réduction de section, souvent sous forme d'un jet. Ensuite par interaction avec les articulateurs en aval de la constriction, une partie de l'énergie de cet écoulement turbulent est convertie en *bruit aéroacoustique* – le bruit de friction que l'on perçoit. La turbulence et la production de bruit aéroacoustique vont être abordés d'un point de vue plus fondamental dans la prochaine section.

1.2 Turbulence et Aéroacoustique

1.2.1 Caractérisation des différents régimes de l'écoulement d'un fluide

Par bilan respectif de masse, de quantité de mouvement et d'énergie d'un fluide Newtonien sur un domaine fini, sans action de forces extérieures autres que la gravité, les équations de la mécanique des fluides sont obtenues ([19], [39]) :

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{u}) = 0 \\ \frac{\partial(\rho \vec{u})}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{u} \otimes \vec{u}) = -\text{grad} p + \text{div} \bar{\tau} + \rho \vec{g} \\ \frac{\partial(\rho H)}{\partial t} + \text{div}(\rho H \vec{u}) = -\text{div} \vec{q} + \frac{\partial p}{\partial t} + \vec{u} \cdot \text{grad} p + \text{grad} \vec{u} : \bar{\tau} \end{cases} \quad (1.1)$$

avec ρ , \vec{u} , p , H et \vec{q} désignant respectivement la masse volumique, la vitesse, la pression, l'enthalpie et le flux de chaleur. $\bar{\tau}$ est le tenseur des contraintes visqueuses du fluide, fonction de la vitesse et de sa viscosité dynamique μ – dont la valeur change selon le fluide considéré. Ces équations présentent des termes non-linéaires, au niveau du bilan de quantité de mouvement (ou équation de Navier-Stokes), et leur résolution nécessite d'avoir des informations supplémentaires sur le milieu dans lequel se trouve le fluide.

En régime d'écoulement laminaire, à l'intérieur d'un canal, l'écoulement se fait par glissement ordonné de lames de fluide les unes sur les autres, accompagné de quelques transferts dus

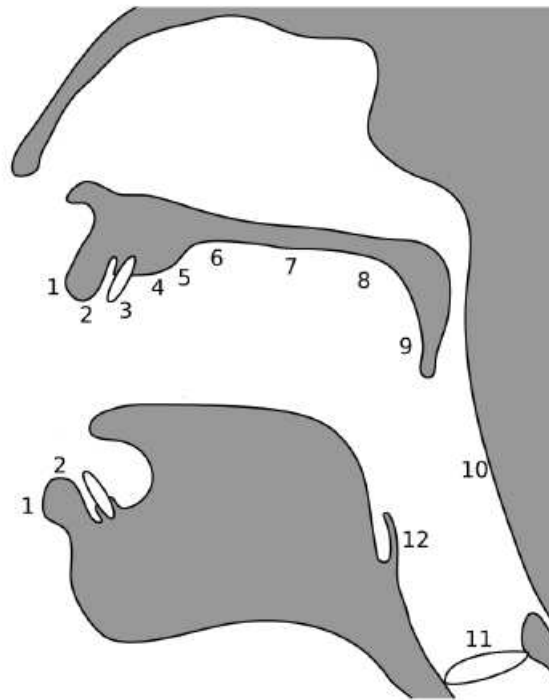


FIGURE 1.4 – Lieux d’articulation des fricatives : 1-2. Labial, 3. Dental, 4. Alvéolaire (partie antérieure de la crête alvéolaire), 5. Post-alvéolaire (partie plus en arrière de la crête alvéolaire), 6. Pré-palatal (partie antérieure de la voûte palatine), 7. Palatal, 8. Vélaire, 9. Uvulaire, 10. Pharyngal, 11. Glottal, 12. Epiglottal. Repris d’après [17].

à l’agitation moléculaire dont l’échelle de mouvement à température ambiante est négligeable devant celle des particules de fluide. Dans ce régime, sous certaines conditions initiales et conditions aux limites particulières, ou en faisant des hypothèses supplémentaires, il est possible de trouver des solutions exactes aux équations de la mécanique des fluides.

Mais dans la majorité des cas pratiques d’écoulements, qu’ils soient naturels – ceci incluant la parole – ou industriels, les hypothèses et conditions mentionnées ci-dessus ne sont pas vérifiées sur tout le domaine : ces écoulements vont devenir *turbulents*. Dans ce régime, les particules de fluide ont des mouvements tri-dimensionnels désordonnés sans direction privilégiée : c’est l’agitation turbulente. Contrairement au régime laminaire, la diffusion de quantité de mouvement, de masse et de chaleur est forte à cause de cette agitation. La Fig. 1.5 présente une visualisation de la formation d’un jet, où le désordre de la zone pleinement développée (zone 2) contraste avec la sortie – ou cône potentiel – du jet. Les variations des grandeurs caractérisant le fluide, comme la vitesse et la pression, sont rapides, de grande amplitude et non prédictibles de telle sorte qu’il faut recourir à des analyses statistiques si on veut caractériser les phénomènes. Les particules de fluide sont toujours soumises aux équations de la mécanique des fluides, mais comme les termes non-linéaires de celles-ci ne peuvent plus être négligés, il n’y a plus de solution analytique exacte décrivant le mouvement et il faut utiliser des procédés de modélisation ou recourir à l’expérience pour pouvoir analyser le comportement du fluide dans une situation donnée.

Un paramètre adimensionnel important caractérisant le régime dans lequel l’écoulement se

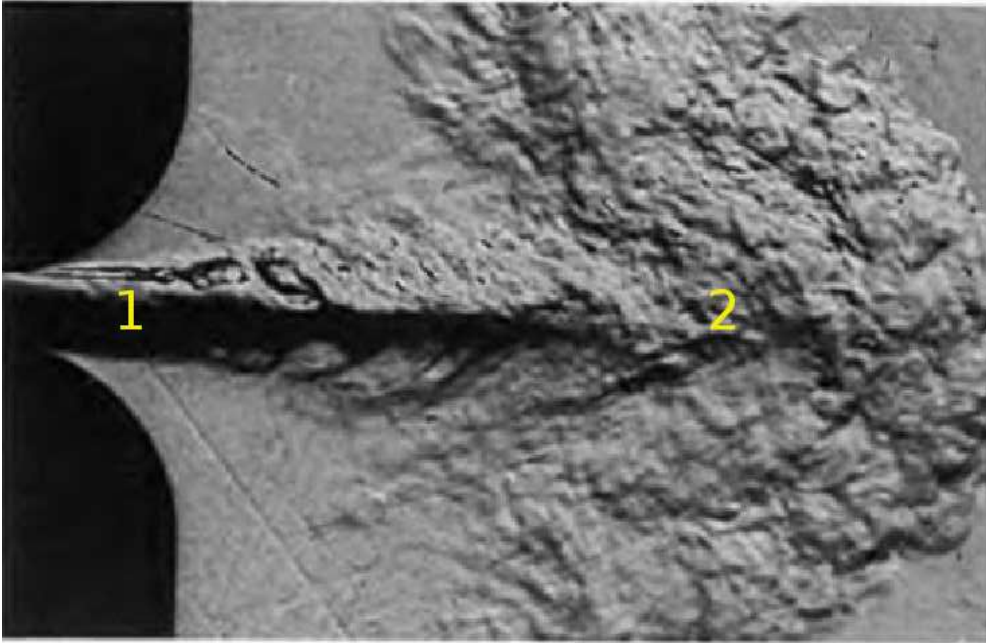


FIGURE 1.5 – Visualisation par la méthode de Shlieren de la formation d'un jet turbulent à la sortie d'un modèle mécanique de plis vocaux, réalisée par Pelorson *et al.* [85]. A la sortie des plis, une zone d'écoulement laminaire (1) – le cône potentiel – est observée. Après une zone de transition, le jet est pleinement turbulent (2).

trouve est le *nombre de Reynolds*

$$Re = \frac{Ud}{\nu} \quad (1.2)$$

avec U une vitesse caractéristique du fluide, d une dimension caractéristique de l'écoulement et ν la viscosité cinématique du fluide. Par exemple, pour un écoulement en canalisation circulaire où $U = U_d$ la vitesse de débit – c'est-à-dire le rapport du débit entrant sur la section – et $d = D$ le diamètre du canal, Reynolds a montré que l'on reste en régime laminaire pour $Re < 2000 - 2500$, au delà c'est la zone de transition jusqu'à $Re = 10^5$, et c'est à partir de cette valeur que le régime pleinement turbulent est atteint ([90], [109]).

En effet, le passage du régime laminaire à la turbulence ne se fait pas instantanément : il existe une période de transition entre les deux régimes où les oscillations de la vitesse s'établissent et gagnent en amplitude. Lorsque le nombre de Reynolds atteint une valeur critique, les perturbations sur l'écoulement non infinitésimales, telles que des obstacles ou la paroi rugueuse non-uniforme du canal couplés à la viscosité du fluide, vont déclencher des instabilités en couche limite sous la forme d'ondes dites de Tollmien-Schlichting qui vont rendre le mouvement du fluide tri-dimensionnel dans des zones localisées. Au fur et à mesure que Re augmente, ces mouvements de fluides 3D vont eux-mêmes devenir instables, devenant des "spots" de turbulence qui vont propager leur mouvement instable et fluctuant aux particules de fluide voisines puis fusionner entre eux pour rendre l'écoulement pleinement turbulent.

Néanmoins, les mouvements des particules de fluides dans un écoulement turbulent ne sont pas totalement aléatoires : des structures tourbillonnaires cohérentes sont observables expérimentalement. Dans la théorie de Kolmogorov, il existe toute une gamme de structures tourbillonnaires avec des échelles de longueurs différentes ([8], [20]). Au niveau des transferts éner-

gétiques, les plus grandes échelles – appelées aussi échelles intégrales – reçoivent de l'énergie de l'écoulement moyen, qui va permettre d'entretenir la turbulence. Les plus petites, plus sensibles à la viscosité du fluide, vont alors dissiper une certaine quantité (notée ϵ) de l'énergie cinétique turbulente (notée k). Il y a également d'autres échelles tourbillonnaires qui vont transférer de l'énergie entre les grandes et petites structures : c'est l'idée de cascade d'énergie introduite par Richardson [91] et développée plus tard par Kolmogorov ([54],[55]). Les tourbillons sont également impliqués dans la production du bruit aéroacoustique, sujet qui va être abordé plus en détail dans la partie suivante.

1.2.2 Le bruit d'origine aérodynamique

Equation de propagation d'une onde acoustique dans un milieu au repos

Pour pouvoir décrire la propagation d'une onde de pression dans un fluide au repos, masse volumique, pression et vitesse sont décomposées à partir de l'état de référence \bar{x} affecté par les fluctuations x' liées à la propagation de l'onde acoustique

$$\begin{aligned}\rho &= \bar{\rho} + \rho' \\ p &= \bar{p} + p' \\ u &= \bar{u} + u'.\end{aligned}\tag{1.3}$$

Dans le cas où on néglige les effets visqueux, les transferts thermiques et que l'évolution du fluide est isentropique, le système d'équations (1.1) est ramené à

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0\tag{1.4}$$

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i}.\tag{1.5}$$

Les formes décomposées des variables sont utilisées, et en supposant que les fluctuations sont petites par rapport aux valeurs moyennes, les équations précédentes sont linéarisées. Du fait de l'évolution isentropique, l'équation d'état du fluide devient $p' = c_0^2 \rho'$, avec c_0^2 la célérité du son dans l'air à température standard. Par combinaison des deux équations précédentes, on obtient l'équation d'onde homogène

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 p'}{\partial x_i^2} = 0.\tag{1.6}$$

Dans le cas où l'on considère qu'une source de masse q_m dans le membre de droite de l'Eq. 1.4 (physiquement nulle) est à l'origine des ondes acoustiques, on obtient de la même manière l'équation d'onde non-homogène, exprimée avec les fluctuations de masse volumique

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - c_0^2 \frac{\partial^2 \rho'}{\partial x_i^2} = q_m.\tag{1.7}$$

Trois types de source acoustique sont couramment distingués :

- la source monopolaire, émettant un son de même intensité dans toutes les directions, comme par exemple une sphère imperméable pulsante.
- la source dipolaire, qui est vue comme deux éléments ponctuels émettant en opposition de phase, associée à une force agissant sur le fluide
- la source quadripolaire, association de deux dipôles

Par ailleurs, le niveau de pression sonore – SPL pour « Sound Pressure Level » – d'un signal acoustique est donné sur une échelle logarithmique (en dB) par

$$SPL = 20 \log_{10} \left(\frac{p'_{rms}}{p_{ref}} \right) \quad (1.8)$$

avec p'_{rms} la moyenne quadratique des fluctuations de pression acoustique du signal et $p_{ref} = 2.10^5 Pa$ qui représente le seuil d'audition d'un signal de fréquence 1 kHz dans l'air. Pour l'oreille humaine, le seuil de la douleur est situé à 120 dB [39]. A titre de comparaison, le niveau sonore moyen capté à 1 m par une oreille humaine est de 120 dB pour un avion au décollage, de 110 dB pour un marteau-piqueur, de 90 dB pour un orchestre classique et de 30 dB pour une chambre calme ([97]).

Aéroacoustique en espace libre : l'analogie de Lighthill

Dans son étude du bruit d'origine aérodynamique, Lighthill ([62],[63]) a proposé une reformulation des équations de la mécanique des fluides (Eqs. 1.1) de manière à obtenir une équation d'onde inhomogène. Considérons un milieu de propagation acoustique au repos, à température standard homogène. Dans le cas où il n'y a pas d'actions à distance sur le fluide, la dérivée de l'équation 1.4 de conservation de la masse s'écrit

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} + \frac{\partial^2 (\rho u_i)}{\partial t \partial x_i} = 0 \quad (1.9)$$

en notation indexée. L'équation de conservation de la quantité de mouvement peut s'écrire sous la forme

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} = - \frac{\partial}{\partial x_j} (p \delta_{ij}) + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (1.10)$$

avec δ_{ij} le symbole de Kroenecker, qui vaut 1 si $i = j$ et 0 sinon. Le terme $c_0^2 \frac{\partial \rho}{\partial x_i}$ est ajouté à chaque membre de l'équation précédente pour obtenir alors

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + c_0^2 \frac{\partial \rho}{\partial x_i} = - \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j + (p - c_0^2 \rho) \delta_{ij} - \tau_{ij}). \quad (1.11)$$

En retranchant la divergence de l'eq. 1.11 à l'eq. 1.10, et en décomposant pression et masse volumique comme indiqué au début de la Sec. 1.2.2 (les dérivées des parties moyennes sont nulles), l'équation de Lighthill est obtenue [64]

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - c_0^2 \frac{\partial^2 \rho'}{\partial x_i^2} = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} \quad (1.12)$$

avec dans le second membre le tenseur de Lighthill

$$T_{ij} = \rho u_i u_j + (p' - c_0^2 \rho') \delta_{ij} - \tau_{ij} \quad (1.13)$$

dont la double divergence apparaît comme un terme source, de manière analogue au terme q_m de l'équation d'onde inhomogène (Eq. 1.7). Les trois termes de T_{ij} font apparaître trois phénomènes source de bruit, dont la plus importante est due aux fluctuations turbulentes intégrées dans le terme $\rho u_i u_j$ de l'écoulement libre : il lui est attribué un caractère *quadripolaire*. L'énergie fournie par la turbulence dans la production du bruit aéroacoustique des jets proviendrait tant des petites échelles tourbillonnaires que de l'interaction entre des tourbillons plus grands ([51]).

L'équation de Lighthill est exacte, dans le sens où elle ne contient aucune approximation. Par contre, tout comme les équations de la mécanique des fluides dont elle est dérivée, on ne peut la résoudre analytiquement sans faire des hypothèses supplémentaires. La fonction de Green et ses propriétés, couplée à l'approximation de champ acoustique lointain, permet d'obtenir une solution de l'équation de Lighthill en espace libre ([4], [40], [64])

$$\rho'(\vec{x}, t) = \frac{x_i x_j}{4\pi c_0^4 |\vec{x}|^3} \int \int \int_{V_s} \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial t^2} \left(\vec{y}, t - \frac{r}{c_0} \right) dV_s \quad (1.14)$$

avec V_s le volume source tel que représenté sur la Fig. 1.6, \vec{x} la position du récepteur, \vec{y} la position d'une source acoustique et $r = |\vec{x} - \vec{y}|$ la distance entre les deux. En prenant en compte uniquement la source acoustique due à la turbulence d'un jet isentropique libre à faible nombre de Mach ($\rho = \rho_0$), une analyse de la solution 1.14 en ordre de grandeur permet d'obtenir que la puissance acoustique moyenne varie en $\rho_0 D^2 \frac{U_0^8}{c_0^8}$ ou $\rho_0 D^2 c_0^3 M_0^8$, où D est le diamètre de la tuyère de sortie du jet, U_0 sa vitesse moyenne de sortie et $M_0 = \frac{U_0}{c_0}$ le nombre de Mach en sortie.

Cas des écoulements internes

L'analogie de Lighthill est limitée aux écoulements libres, et l'extension établie par Curle [26] est employée afin d'analyser la production sonore d'un écoulement en interaction avec une surface solide. Dans ce cas, les fluctuations acoustiques en champ lointain pour un écoulement isentropique à faible nombre de Mach sont données par

$$\rho'(\vec{x}, t) = \frac{x_i x_j}{4\pi c_0^4 |\vec{x}|^3} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int \int \int_{V_s} [\rho_0 u_i u_j] dV_s - \frac{x_i}{4\pi c_0^3 |\vec{x}|^2} \frac{\partial}{\partial t} \int \int_{S_s} [p' n_j] dS_s \quad (1.15)$$

avec les mêmes notations que pour l'éq. 1.14 auxquelles est ajouté S_s une surface de contrôle contenant des corps solides et \vec{n} la normale sortante à S_s . $[\cdot]$ indique des champs de vitesse et de pression au niveau de la source, au temps $t - \frac{r}{c_0}$. Le second terme de l'équation prend en compte les interactions d'un écoulement turbulent avec un corps solide : ces fluctuations de pression en surface présentent un caractère *dipolaire*. La puissance acoustique émise par ce type de dipôle est de l'ordre de $\rho_0 D^2 c_0^3 M_0^6$. A faible nombre de Mach, le bruit émis par l'interaction de la turbulence avec un solide est donc plus important que celui émis par un écoulement libre.

Au regard du placement des articulateurs dans le conduit vocal lors de la frication (Sec. 1.1.3), ce type de source dipolaire est supposé intervenir dans la production du bruit fricatif. Néanmoins, pour caractériser entièrement la prononciation d'une consonne, l'analogie de Curle implique une connaissance de l'emplacement des sources sonores dans tout le domaine où l'écoulement d'air est présent, soit dans toute la cavité orale. Les sources acoustique étant originaires

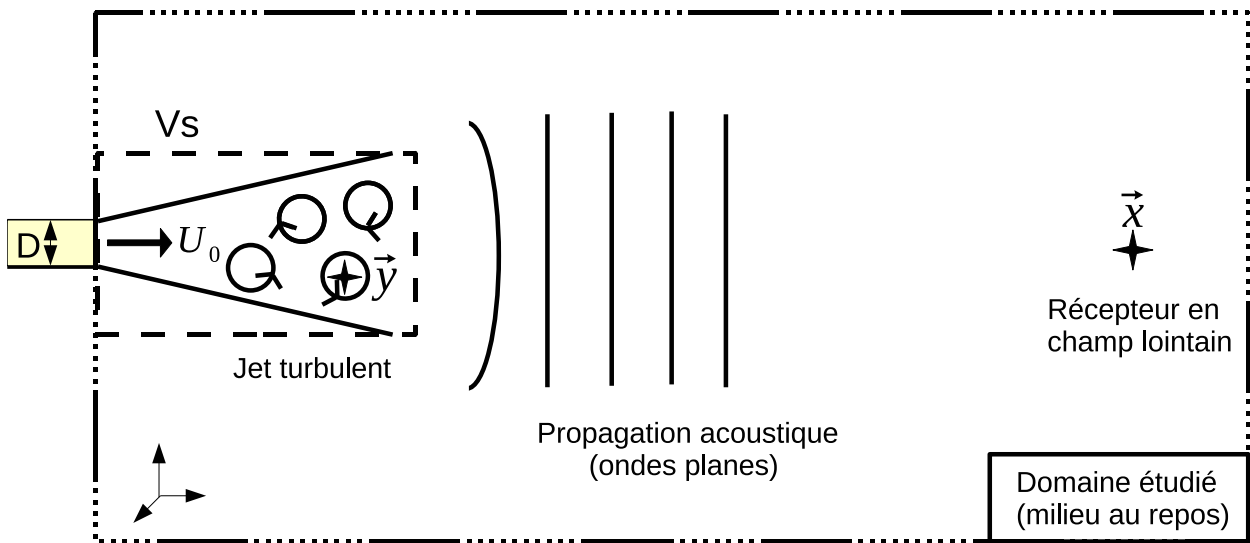


FIGURE 1.6 – Production de bruit aéroacoustique par un jet libre turbulent du point de vue de l’analogie de Lighthill. D est le diamètre de la tuyère dont le jet est issu et U_0 la vitesse moyenne de sortie du jet.

des fluctuations non-linéaires de l’écoulement, une connaissance du champ turbulent est donc indispensable.

Techniques expérimentales pour la mesure du champ de vitesses turbulent

Les principales techniques expérimentales pour la mesure d’un champ de vitesse d’un écoulement instationnaire sont l’anémométrie à fil/film chaud ou les méthodes laser ([8],[81],[75]). Un film chaud est composé d’une fine électrode dont l’épaisseur est de quelques microns, généralement en platine déposé sur un substrat de quartz. Un courant circule dans cette électrode, la maintenant à une température constante par effet Joule. La convection entraînée par un écoulement d’air va refroidir la sonde, ce qui va induire un changement dans l’intensité du courant délivré pour la maintenir à la même température. Le système de mesure enregistre les variations de tension aux bornes de l’électrode, fonction des fluctuations de la vitesse à l’endroit où est disposée la sonde. Le fil chaud, plus adapté aux mesures en écoulement gazeux, possède une électrode en platine ou tungstène [24] – sans autre substrat – et permet d’avoir une réponse aux fluctuations allant jusqu’à 50 kHz. La première méthode laser couramment utilisée est la Vélocimétrie Laser Doppler (VLD), basée sur l’interférométrie optique entre deux rayons laser qui se croisent : le fluide est ensemencé avec des particules qui vont traverser le champ d’interférences – alternance de bandes sombres et éclairées – et émettre de la lumière à une fréquence qui dépend de la vitesse de l’écoulement. La Vélocimétrie par Image de Particules (PIV pour Particle Image Velocimetry) consiste à retrouver le déplacement des particules ensemencées par corrélation entre deux images du domaine de l’écoulement étudié, éclairé par deux flashes lasers espacés dans le temps (de quelques μs). En connaissant ce déplacement et le temps mis par les particules pour l’effectuer, on retrouve le champ de vitesse du domaine.

Faire des mesures sur un sujet prononçant une fricative tenue nécessiterait donc la présence d'un film ou d'un laser à l'intérieur même du conduit vocal ! Les films chauds n'étant pas conçus pour faire des mesures sur l'humain, et les lasers nécessitant de pouvoir passer à travers des parois transparentes quand il s'agit d'écoulements internes, une approche *in-vivo* est difficilement envisageable pour la mesure directe des sources à l'origine du bruit de friction. De plus, même avec les outils actuels de simulation numérique en dynamique des fluides ou aéroacoustique, la géométrie du conduit vocal reste bien trop complexe pour utiliser des simulations directes (DNS ou DNC) du fait de la capacité de calcul trop importante qui serait requise pour réussir à simuler toutes les échelles de la turbulence, sans compter la propagation des ondes acoustiques (une simulation DNC récente de Gloerfelt et Lafon [34] a été faite sur un long canal rectangulaire avec un seul diaphragme positionné symétriquement). L'approche du phénomène via la modélisation simplifiée de la géométrie du conduit vocal, des écoulements et des sources de bruit va donc être privilégiée pour l'étude de la physique des fricatives.

1.3 Modélisation du phénomène de friction

Les premières tentatives de modélisation du phénomène de friction datent du début des années 1950. A cette époque, la théorie sur les écoulements turbulents reposait uniquement sur des formulations empiriques et, selon Fant [30], n'était pas assez développée. Le domaine de l'aéroacoustique tel qu'on le connaît aujourd'hui venait également de prendre vie avec les idées de Lighthill [51]. Dans la suite de ce chapitre, nous nous intéressons avant tout aux fricatives non-voisées et plusieurs études pertinentes sur ce sujet sont présentées, allant de modèles expérimentaux simples aux modèles plus récents qui ont su profiter des avancées dans la compréhension des écoulements turbulents, la production de bruit aérodynamique qui en résulte ainsi que des progrès technologiques réalisés par exemple en imagerie médicale.

1.3.1 Influence d'une constriction du conduit vocal sur le bruit émis

Dans son article de 1953, Meyer-Eppler [74] fut l'un des premiers à s'intéresser au bruit turbulent lors de la friction. Il a modélisé mécaniquement les fricatives par un tube en plastique se terminant par une ouverture elliptique ou ronde dont la section variait entre 0.5 et 1.2 cm^2 , puis fait des mesures sur ce modèle en faisant varier le débit en amont de cette ouverture. A partir des mesures de bruit obtenues, il en a déduit des relations linéaires pour le SPL en fonction du nombre de Reynolds de l'écoulement amont et des dimensions de la constriction, et a également établi un nombre de Reynolds critique en dessous duquel aucun bruit n'est produit. Meyer-Eppler a ensuite comparé ce modèle avec les fricatives [f], [ʃ] et [s] prononcées par un locuteur, mais comme le fait remarquer Shadle ([99],[100]), le bruit généré par les obstacles tels que les dents dans la fricative /s/ n'est pas pris en compte. Néanmoins, les données expérimentales de Meyer-Eppler varient selon une loi $N_p \alpha (\Delta p)^{3/2} A_C^{1/2}$ comme le montre Stevens [105], avec N_p le niveau de bruit, Δp la perte de pression due à la constriction – appelée aussi pression intra-orale – et A_C l'aire de celle-ci.

D'autres mesures sur un modèle mécanique reproduisant les fricatives [ϕ] et [ç] ont été faites par Heinz [36], à l'aide d'un tube de section circulaire long de 17 cm incorporé dans une sphère en bois, avec une constriction de 2 mm de diamètre au bout de celui-ci pour la bilabiale [ϕ]

ou à 4 cm du bout pour la palatale [ç]. Heinz a montré que l'intensité acoustique augmente en même temps que le débit d'entrée du tube - et donc avec le nombre de Reynolds - sauf à la résonance correspondant à la demi-longueur d'onde de la constriction.

Stevens [105] s'est intéressé aux écoulements turbulents à travers les différentes constriction du conduit vocal lors de la production de fricatives et de plausives : il a formulé que lorsqu'un écoulement d'air passe à travers une constriction - soit une diminution de section puis une expansion, la perte de pression statique est exprimée par

$$\Delta p = 0.9 \frac{\rho Q^2}{2A_C^2} + RQ \quad (1.16)$$

avec $Q = \frac{U_0}{A_C}$ le débit au niveau de la constriction, ρ la masse volumique du fluide, A_C la section de la constriction, et RQ est un terme de résistance laminaire que l'on néglige généralement pour les tailles de constriction que l'on rencontre dans le conduit vocal. Le premier terme de Δp est issu d'observations expérimentales sur la pression dynamique $\rho \frac{U_0^2}{2}$ dans des tubes comportant des constriction ([36],[116]). Du fait de la présence de parois et de la constriction lors de la frication, le bruit généré par l'écoulement turbulent à faible nombre de Mach semble essentiellement dipolaire et sa puissance sonore moyenne \bar{P}_{ac} proportionnelle à U_0^6 (Sec. 1.2.2). Comme $\Delta p \propto U_0^2$, la puissance moyenne du bruit généré par l'écoulement turbulent au niveau de la constriction est proportionnelle à Δp^3 . Une expression plus précise de cette puissance est donnée par [37]

$$\bar{P}_{ac} = \frac{k \Delta p^3 D^2}{\rho^2 c_0^3} = \frac{k_2 \rho U_0^6 D^2}{8 c_0^3} \quad (1.17)$$

avec k_2 une constante, D la dimension caractéristique d'un rétrécissement du conduit vocal et c_0 la vitesse du son dans le milieu. Stevens remarque que le signal de parole émis dépend fortement de la position de la constriction - et plus généralement du placement des articulations dans le conduit vocal. Au niveau spectral, on s'attend à trouver un pic de fréquence entre $0.1U_0/D$ et $0.2U_0/D$, qui va donc dépendre de la taille de la constriction pour un débit initial fixe.

Stevens a compilé les données expérimentales concernant la production de différents types de sons de parole issues d'autres auteurs dans la Fig. 1.7. Pour les configurations statiques de fricatives, le débit au niveau de la constriction est compris entre 0.2 et 0.5 L/s (12 et 30 L/min) pour une section variant entre 0.05 et 0.2 cm^2 , mais cela peut varier selon le locuteur. De même, l'intensité du bruit généré va varier selon la fricative prononcée, ce qui met encore plus en évidence l'importance de la position de cette constriction dans le conduit vocal.

1.3.2 Influence de la géométrie du conduit vocal sur les sources aéroacoustiques

Le modèle théorique établi par Fant [30] consiste à représenter le conduit vocal comme un tube ayant une section qui varie et parcouru par une onde acoustique plane unidimensionnelle. Développé à l'origine pour la production de voyelles, des sources de pression *localisées* – comparables à des dipôles acoustiques – délivrant des signaux de bruit blanc ou de bruit blanc intégré sont insérées sur le modèle au niveau des obstacles supposés du conduit vocal, tel que

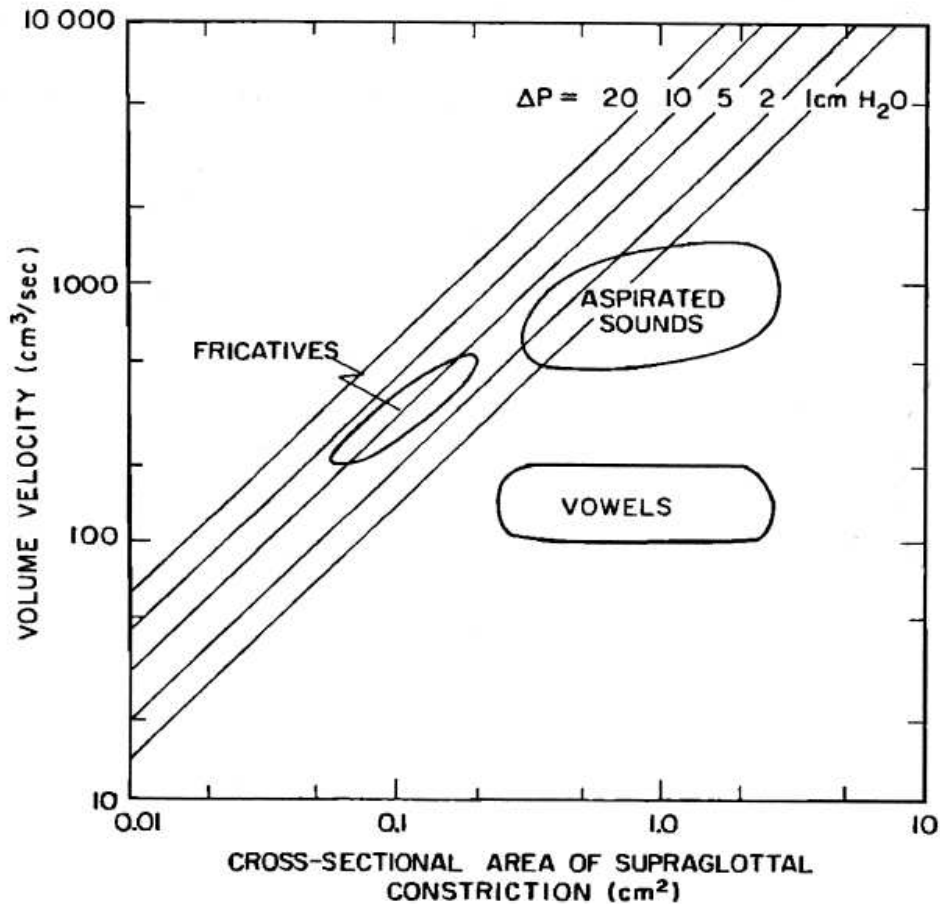


FIGURE 1.7 – Caractéristiques de différents types de sons de parole pour une configuration statique de la cavité orale présentant une constriction supra-glottale. L'aire de cette dernière est en abscisse et le débit de sortie est donné en ordonnée. Δp est la perte de pression au passage de la constriction. D'après [105].

les dents, pour représenter les sources de bruit dues à la turbulence lors de la frication. Pour pouvoir simuler son modèle, Fant a utilisé l'analogie électro-acoustique pour le représenter en un circuit électrique équivalent de manière à avoir une fonction de transfert $T(s) = \frac{Q_{lips}}{p_{sub}}$, avec Q_{lips} le débit au niveau des lèvres et p_s la pression source subglottique. Il compara ensuite les spectres obtenus par simulation avec ceux d'un sujet prononçant des fricatives. Le modèle donnait de bons résultats pour la vélaire [x] avec une source localisée au niveau de la langue, mais les spectres obtenus pour l'alvéolaire [s] ne correspondaient pas aux spectres réels, quelque soit la position de la source.

Suite au problème de localisation de sources rencontré par Fant et aux analyses de Stevens, Shadle a effectué une série d'expériences sur quatre modèles mécaniques de conduit vocal en configuration de frication ayant un degré de réalisme de plus en plus élevé [99, 100, 101]. Le modèle de niveau 1, schématisé sur la Fig. 1.8.a, est constitué d'un tube rond de diamètre $D = 2.6 \text{ cm}$, précédé d'une « glotte » d'aire 0.97 cm^2 , sur lequel est raccordée une arrivée d'air comprimé avec plusieurs débits compris entre 0.16 et 0.42 L/s (10 à 25 L/min). Ce tube comprend une constriction circulaire de section $A_C = 0.08 \text{ cm}^2$ dont la distance l_f par rapport

à la sortie du tube – la bouche – varie. Selon les cas étudiés, un obstacle en forme de demi-disque – modélisant les dents/lèvres – est placé en aval de la constriction. Shadle a constaté que les paramètres géométriques ayant le plus d’effet sur les spectres de la pression acoustique mesurée en champ lointain sont le débit d’entrée, la longueur de la cavité antérieure – entre la constriction et la bouche – et la présence de l’obstacle qui provoque un bruit d’amplitude élevée. De plus, le cas avec obstacle s’accorde avec les fricatives [s] et [ʃ], de même qu’avec le modèle théorique de Fant [30] en utilisant des sources localisées au niveau des dents possédant un spectre plat qui décroît en haute fréquence. Pour une configuration avec obstacle et $l_f = 0\text{ cm}$, ce qui se rapproche des paramètres articulatoires du [s], les spectres obtenus pour différents débits d’entrée présentent un pic à 6500 Hz et une décroissance sur toute la plage de fréquences (de 0 à 10 kHz).

Le modèle de niveau 2 reprend le précédent mais avec des constriction de formes différentes (Fig. 1.8.b), positionnées de manière axisymétrique ou non et sans obstacle. Les spectres de la configuration avec la constriction « flat-topped » correspondent aux fricatives [ç] et [x] respectivement pour $l_f = 1\text{ cm}$ et $l_f = 4\text{ cm}$, bien que Shadle avance que cette similarité est peut-être due à un artefact et que ce modèle est trop idéal pour qu’on puisse analyser correctement les mécanismes aéroacoustiques.

Le modèle de niveau 3 est beaucoup plus réaliste que les deux précédents : il s’agit de trois coupes médio-sagittales du conduit vocal modélisant la configuration statique des fricatives [ç], [x] et [ʃ] représentées sur la Fig. 1.8.c. Ces coupes ont été fabriquées à partir des images rayons-X de conduit vocal de Fant [30] dans une plaque de plexiglas de 2.54 cm d’épaisseur prise entre deux autres plaques plus fines de manière à laisser passer un écoulement d’air entrant par le larynx. Pour pouvoir trouver la localisation des sources aéroacoustiques lors de la frication, des trous débouchant sur des points clés du conduit vocal (notés 1 à 6 sur la Fig. 1.8.c) ont été percés dans la plaque de manière à pouvoir introduire un micro, et le signal enregistré par celui-ci est corrélé avec le signal acoustique enregistré en champ lointain par un autre micro, la totalité du montage étant placé en chambre anéchoïque. En ce qui concerne la constriction due à la langue, l’aire de la zone de constriction maximale varie entre 0.015 et 0.03 cm^2 selon la fricative, ce qui est plus petit par rapport à des constriction réelles. Les résultats indiquent que pour la fricative [ʃ] la source principale est localisée au niveau de la dent inférieure (point 4), ce qui confirme l’hypothèse faite à partir du modèle simple de niveau 1. Pour [ç] et [x], la source est localisée en aval de la constriction (respectivement points 2 et 1). Cependant, comme le fait remarquer Shadle, la source aéroacoustique doit être étendue au-delà des points mesurés, avec un jet turbulent qui se développe en aval de la constriction. Les spectres enregistrés par Shadle au niveau des points de mesure montrent que celui de [ʃ] est différent de ceux de [ç],[x]. Par contre les spectres enregistrés en champ lointain ne correspondent guère à ceux issus des données de paroles de Fant [30], ce qui est majoritairement dû à des fonctions d’aire – la variation de section le long du conduit vocal – imprécises sur le modèle.

Le modèle de niveau 4 [101] est une amélioration du modèle de niveau 3 au niveau de la fonction d’aire du conduit vocal, avec cependant une section rectangulaire, et avec plus de points de mesure acoustique aux endroits clés pour investiguer l’aspect de la source étendue. Les données articulatoires de ce modèle ont été obtenues par de multiples méthodes d’imagerie (rayons X, photographies des lèvres, impression dentale, electropalatographie et tomographie) dont le sujet est C.Shadle. Les coupes médio-sagittales pour les fricatives [s] et [ʃ] sont représentées Fig. 1.9. Les débits d’entrée dans la maquette sont compris entre 0.15 et 0.6 L/s

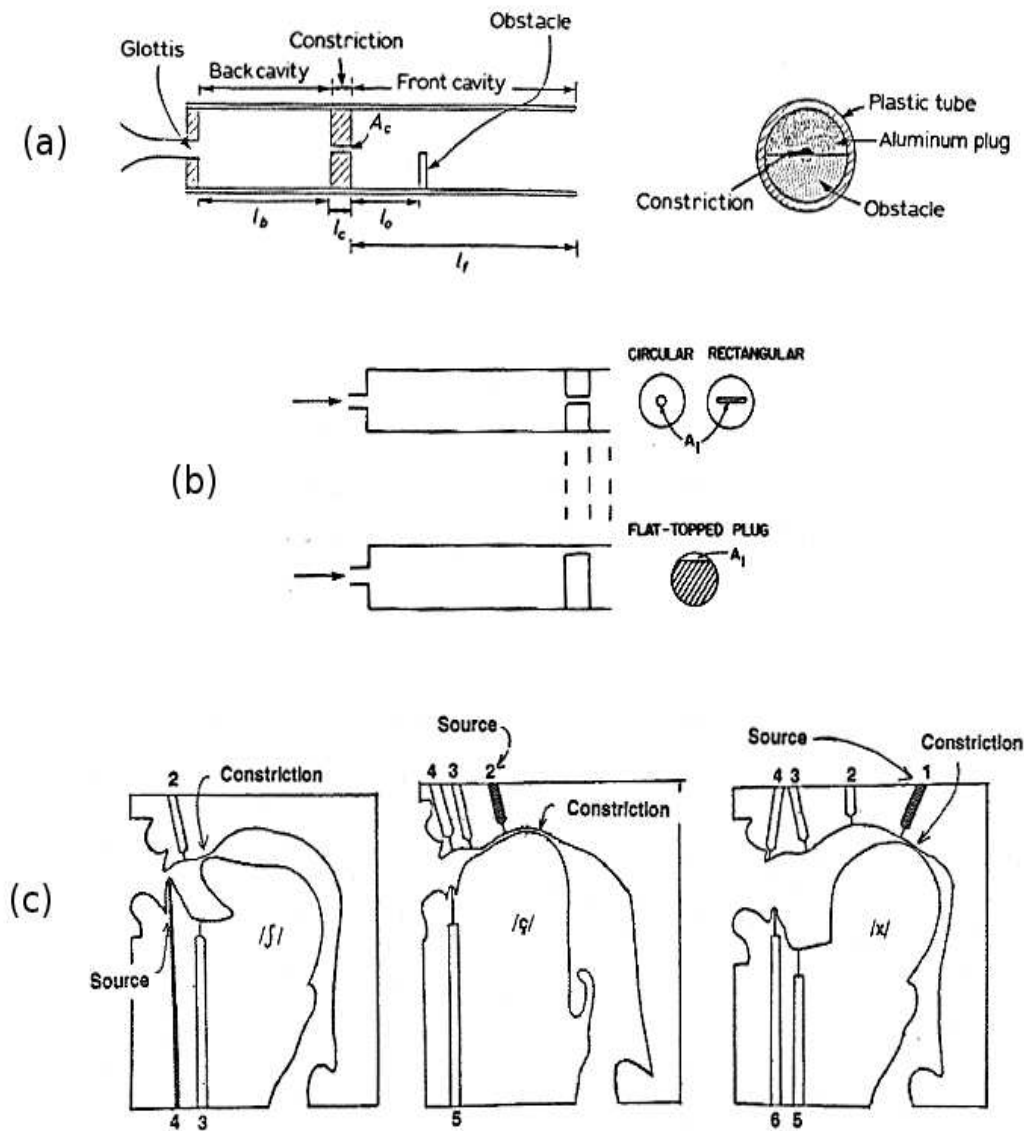


FIGURE 1.8 – Modèles mécaniques de niveau 1,2 et 3 (respectivement pour les figures (a), (b) et (c)) de fricatives de Shadle [100, 101]. Voir le texte pour la description.

(9 et 36 L/min). Suite aux mesures, Shadle retrouve les mêmes localisations pour les sources aéroacoustiques que le modèle précédent, avec confirmation que la source est étendue pour les fricatives [ç] et [x] du fait de plusieurs points de mesures actifs en aval de la constriction le long du palet. La comparaison des spectres avec les données de parole pour [ʃ] donne de bons résultats (Fig. 1.10), malgré les hautes fréquences qui sont au même niveau acoustique que les pics, alors que ce n'est pas le cas dans le spectre de parole naturelle. Shadle explique ces écarts par le fait que les fonctions d'aire sont encore imprécises au niveau de la cavité sublinguale et du larynx – les techniques d'Imagerie par Résonance Magnétique (IRM) lors de prononciation

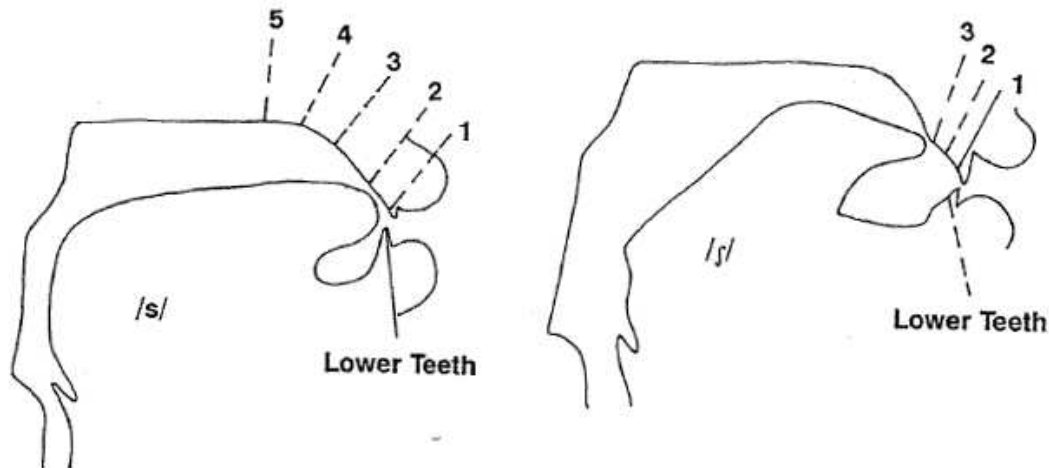


FIGURE 1.9 – Modèle mécanique de niveau 4 pour les fricatives [s] at [ʃ] de Shadle [101]. Les traits numérotés sont les points de mesure et les traits pleins indiquent l'emplacement de la source aéroacoustique principale détectée lors des mesures.

de fricatives [79, 80] ont permis par la suite de résoudre ce problème, que le modèle n'est pas complètement tri-dimensionnel et elle évoque le problème des parois du conduit vocal qui sont lisses et sèches sur la maquette alors qu'en réalité elles sont humides et plus rugueuses que du plexiglas, ce qui a certainement un effet sur le comportement du fluide turbulent. Une mesure pour le [s] en « enlevant » la cavité sublinguale a mis en lumière l'importance de celle-ci lors de la frication.

Shadle a conclu ces expériences en soulevant que « *les mécanismes sources pour les fricatives dépendent crucialement de la géométrie* », ce qui est en accord avec les remarques de Stevens, bien qu'il n'avait pas pris en compte la présence des obstacles tels que les dents. Plus précisément sont concernés la forme de la constriction, la géométrie du conduit vocal en aval de celle-ci avec présence ou non d'obstacles et le comportement du flux d'air à travers la constriction qui dépend à la fois de la géométrie et de la pression (ou débit) en amont. C'est sur la base de telles observations qualitatives que les plus récents modèles aéroacoustiques ont été réalisés, comme on pourra le voir par la suite.

Un point important à prendre en compte lorsqu'on compare des modèles à des consonnes prononcées est la grande variabilité inter-sujet (voire pour un même sujet répétant une fricative identique). Dans l'étude de Jesus et Shadle [49] sur la prononciation de fricatives portugaises par différents sujets, on note par exemple que pour [f], la fréquence du pic ayant la plus haute amplitude dans le spectre enregistré en champ lointain varie entre 4.2 et 7.8 kHz. Dans la caractérisation spectrale des fricatives anglaises par Jongman *et al.* ([50], [68]), une vingtaine de sujets sont enregistrés de manière à pouvoir établir des statistiques correctes selon les différents lieux d'articulation dans le conduit vocal. Des changements entre les hommes et les femmes, ou selon la voyelle qui précède la fricative, sont d'ailleurs observés sur la fréquence du pic spectral principal.

C'est sur la base de visualisations par IRM que Shadle *et al.* ont récemment conçu un autre modèle mécanique [104], proche sur le principe de la maquette de niveau 1 avec une

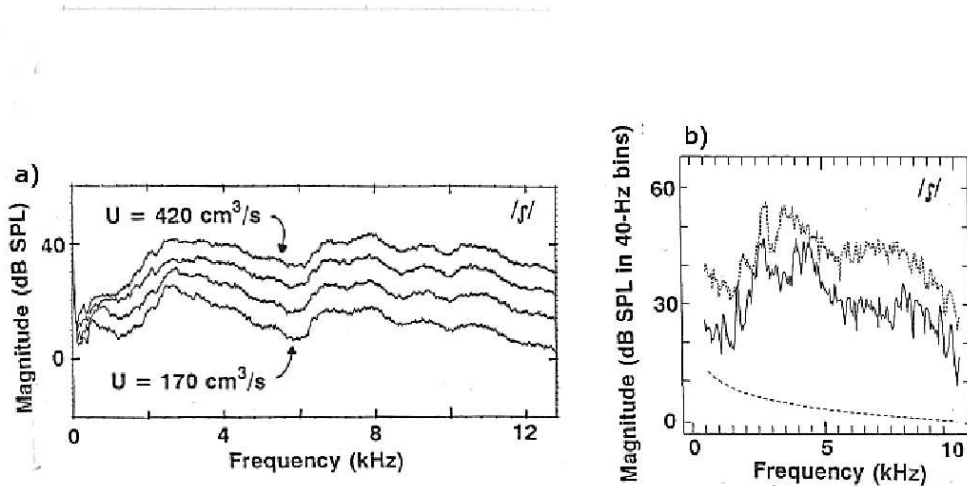


FIGURE 1.10 – Spectres pour la fricative [ʃ] : a) Modèle de niveau 4 de Shadle avec U le débit d'entrée moyen, b) Spectre calculé à partir de la prononciation de la fricative par un sujet : trait plein pour une prononciation normale, trait pointillé pour une prononciation plus forte, ligne hachée pour le niveau de bruit lors de l'acquisition. D'après [101].

conduite circulaire, mais avec des éléments tels que la langue ou les dents (pièces triangulaires) plus proches de la réalité physiologique. Les paramètres géométriques étudiés concernent la position longitudinale de la langue, la forme de la constriction formée par celle-ci (circulaire ou triangulaire d'aire 0.1 cm^2), la présence et la position des dents. L'influence de ces paramètres sur le signal acoustique mesuré en champ lointain a été observée pour différents débits d'air allant jusqu'à 60 L/min . Parmi les résultats obtenus, le changement de forme de constriction lorsque la langue est à l'extrémité du conduit affecte le spectre qui présente un bruit large bande pour la section circulaire à partir de 4000 Hz , et qui ensuite décroît progressivement. Ceci n'est pas retrouvé dans le cas de la section triangulaire qui présente un spectre plat. Reculer la langue fait apparaître un pic vers 1500 Hz qui d'après Shadle est la première résonance de cavité. De nouveau, introduire des obstacles tels que les dents va augmenter l'amplitude globale du bruit (Fig. 1.11). De plus, l'amplitude du pic de résonance est accrue de manière plus importante avec le débit. Introduire les dents fait baisser la fréquence de ce pic de résonance de cavité.

L'influence de la forme de la constriction sur l'écoulement turbulent en sortie via des simulations numériques à grandes échelles a été aussi étudiée par Ramsay [88], qui a constaté des changements dans le développement de la couche limite.

1.3.3 Des modèles localisés de sources aéroacoustiques

Badin [7] a établi un modèle de source de friction en incluant les deux paramètres Δp et A_C (Sec. 1.3.1) dans le calcul du niveau de bruit (SPL) émis et de la pente spectrale globale de la source. Le réglage des paramètres a été déterminé d'après des mesures faites sur un sujet prononçant un corpus de mots contenant des fricatives. Δp a été acquis en faisant passer un tube de pression connecté à un transducteur en amont de la constriction et l'aire de la constriction était calculée à partir du débit enregistré par un masque de Rothenberg [93] via le théorème de

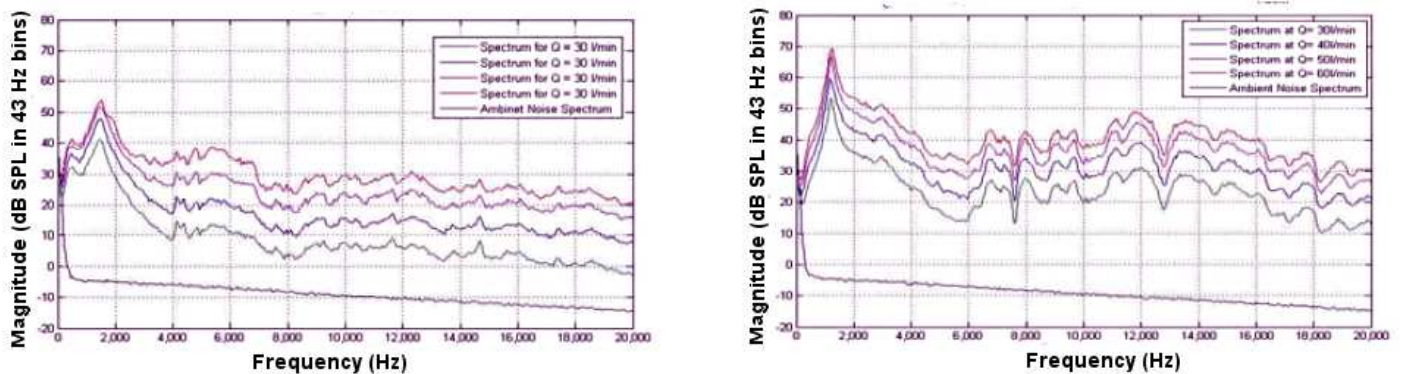


FIGURE 1.11 – Spectres du bruit aéroacoustique produit par le modèle mécanique de Shadle *et al.* [104]. La figure de gauche est associée à un conduit où seule la langue mécanique est présente. Les « dents » ont été ajoutées pour obtenir les spectres de la figure de droite (voir le texte pour plus de détails). De bas en haut, les courbes représentent le niveau du bruit de fond puis la répartition spectrale du bruit produit par la maquette pour des débits d'air variant de 30 à 60 L/min par pas de 10 L/min.

Bernoulli. Ce modèle a ensuite été inclus dans un synthétiseur vocal développé à l'Institut de la Communication Parlée ([69], [70]) où il a donné de bons résultats pour une plage de fréquence allant jusqu'à 7 kHz. La source acoustique de friction, un bruit blanc gaussien modulé par le modèle, était unique et localisée au niveau des dents.

Narayanan et Alwan [78] ont également modélisé et synthétisé des fricatives, en utilisant plusieurs sources aéroacoustiques hybrides placées dans un modèle de conduit vocal proche de celui de Fant, c'est à dire une approche unidimensionnelle basée sur l'hypothèse de séparation sources/filtre [82]. Les fonctions d'aires servant à modéliser le conduit vocal ont été calculées grâce à des images obtenues par IRM [79] pour deux sujets.

Pour pouvoir paramétrer correctement les sources de leur modèle et valider les résultats obtenus, Narayanan et Alwan ont d'abord fait des mesures préliminaires sur des locuteurs et analysé les données de la littérature.

En ce qui concerne les sources aéroacoustiques utilisées dans les simulations de synthèse, elles consistent en des quadrupoles et dipôles (Sec. 1.2.2). Narayanan et Alwan ont aussi introduit une source monopolaire au niveau de la constriction suite aux observations de Stevens [106] qui serait due aux irrégularités de la géométrie de constriction, type de source non intégrée dans le modèle de Fant (sinon une source de courant serait présente sur le circuit électro-acoustique équivalent).

Après une première série de tests, Narayanan et Alwan ont modifié les sources aéroacoustiques de manière à ce qu'elles correspondent mieux aux spectres réels. C'est ce qu'ils ont appelés les « sources hybrides ». La localisation des sources dans le modèle pour les différents types de fricatives non-voisées est la suivante, avec l la distance source-lèvres donnée dans les tables de [78] :

→ Quelque soit la fricative synthétisée, une source monopolaire est toujours intégrée au niveau de la sortie de la constriction

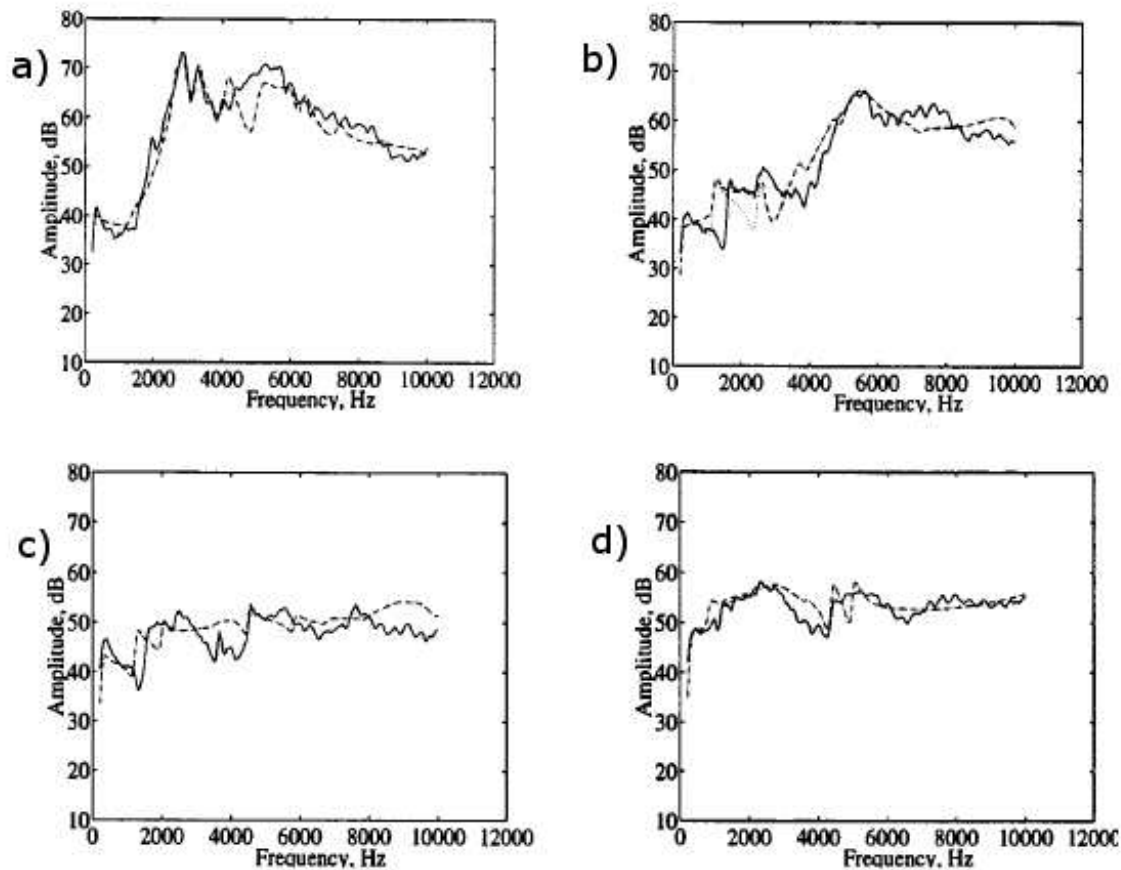


FIGURE 1.12 – Spectres des fricatives à partir du modèle de Narayanan et Alwan avec sources hybrides pour un locuteur masculin : a) [ʃ] b) [s] c) [θ] d) [f]. La ligne solide est le spectre de la fricative prononcée par le même locuteur et la ligne brisée est le spectre issu du modèle. D’après [78].

- Pour [ʃ], comme indiqué ci-dessus, deux dipôles sont placés au niveau des dents ($l = 0.9, 1.2 \text{ cm}$) et l’autre à la paroi de la cavité orale ($l = 2.4$ ou $l = 1.8 \text{ cm}$ selon le sujet), proche de la constriction
- Pour la deuxième stridente [s], deux dipôles au niveau des dents, de la même manière que [ʃ]
- Pour l’interdentale [θ], un seul dipôle au niveau des dents à $l = 0.9 \text{ cm}$
- Pour [f], deux dipôles placés proches des lèvres à $l = 0.6 \text{ cm}$.

Les résultats des simulations pour le sujet masculin sont présentés sur la Fig. 1.12. A noter qu’il y a des disparités entre les deux sujets de l’étude, tant au niveau des spectres parlés que de ceux du modèles, surtout pour les non-stridentes. Le modèle donne de meilleurs résultats pour les stridentes. Narayanan et Alwan ont également remarqué que la source monopolaire avait peu d’effet sur le spectre. L’influence de la distance constriction-obstacle a déjà été évoquée, et des différences entre les valeurs de F_{peak} entre stridentes et non-stridentes pour des distances

constriction-obstacle proches les amènent à penser que la taille de l'obstacle et l'angle d'impact du jet sont deux facteurs importants. A ce propos, l'étude d'Ignatius et Rhatakrishnan de l'impact d'un jet sur une plaque plane inclinée [47] montre qu'effectivement, lorsque l'angle d'inclinaison change, le champ de pression à la surface de cette plaque est également modifié, ce qui doit probablement changer l'effet des sources dipolaires au niveau de cet obstacle (relativement à l'analogie de Curle [26], Sec. 1.2.2). Encore une fois, on remarque l'importance de la géométrie du conduit vocal qui va influencer sur l'écoulement turbulent le traversant. Néanmoins il est possible que plus de sources dipolaires soient nécessaires pour ce type de modèles de synthèse si on envisage la présence de jets pariétaux au niveau du palais, par exemple dans le cas de la fricative [ʃ].

1.3.4 Les jets turbulents à l'origine du bruit de frication

Il existe peu d'études directes sur le phénomène de turbulence dans le conduit vocal à l'origine du bruit de frication. Krane [56] a établi un modèle théorique où la vorticité et les structures tourbillonnaires cohérentes qui se développent dans la couche de cisaillement d'un jet sont au premier plan dans la production des sons de paroles non-voisés, et donc dans la frication. Il se base sur l'analogie aéroacoustique formulée par Howe [44] qui met en avant la vorticité comme source de bruit dans les écoulements turbulents. Les zones où la vorticité est importante étant localisées dans un jet, cette analogie est intéressante du point de vue de la simulation aéroacoustique numérique car elle réduit l'espace du calcul [4]. Krane modélise l'écoulement issu de la constriction palato-linguale comme un jet axisymétrique, affirmant que seul un changement soudain de la section dans le conduit vocal est nécessaire pour que la vorticité se développe et produise un bruit d'origine aérodynamique. Il en conclut que la présence d'un obstacle n'est donc pas indispensable dans la création du bruit de frication. On entre là dans des problèmes d'aéroacoustique fondamentale où les mécanismes physiques de formation des ondes acoustiques lors d'interaction fluide/paroi sont encore peu connus.

Mais en observant la position de la constriction dans le conduit vocal lors de la prononciation de fricatives [s] ou [ʃ] maintenues, que se soit pour les modèles de Shadle issus de visualisations par rayons-X (Fig. 1.9) ou des scans IRM, celle-ci paraît placée de manière non-symétrique et très proche du palais. On peut donc envisager la formation de jets pariétaux en aval de la constriction. Les visualisations d'une étude numérique de Ramsay et Shadle [89] en simulation des grandes échelles (LES) montrent que le champ de vorticité du jet ne se développe pas de la même manière suivant le positionnement axial d'une constriction elliptique (d'aire $A_C = 0.125 \text{ cm}^2$) dans un conduit de même forme (d'aire $A = 1.25 \text{ cm}^2$). Le développement du champ de vorticité après 1.5 ms de calcul est représenté en Fig. 1.13. Dans le cas asymétrique, la couche limite reste attachée à la paroi jusqu'à la séparation finale dans la zone tampon, ce qui stabilise le jet et atténue le développement de tourbillons secondaires.

Le modèle aéroacoustique théorique établi pour la fricative [s] par Howe et McGowan [46] suppose que le jet pariétal le long du palais vient impacter la base de la rangée de dents supérieure, puis dévie pour passer entre le petit espace d'environ 2 mm de large qui se trouve entre les pointes de la dentition inférieure et supérieure. L'aire de la constriction palato-linguale est égale à 0.1 cm^2 . La source sonore principale vient des fluctuations de pression du jet turbulent « diffracté » au niveau de la pointe des dents, produisant des variations aléatoires de débit dans

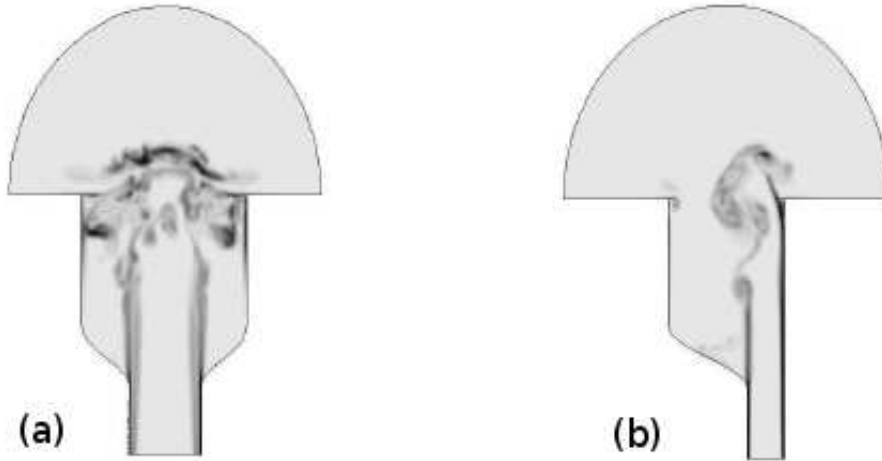


FIGURE 1.13 – Champs de vorticité issus des simulations numériques des grandes échelles de Ramsay et Shadle [89] d’un écoulement à un nombre de Reynolds de 5000 (basé sur la taille de la constriction) dans un canal elliptique pour une configuration symétrique (a) et complètement asymétrique (b). Les zones de forte vorticité sont en noir. Les visualisations sont pour un temps de simulation de 1.5 ms.

l’espace séparant les dents. A  roacoustiquement, il y a une source monopolaire importante à cet endroit, cumulée avec d’autres sources dipolaires et quadrupolaires dont l’intensité est moindre.

Partant d’une équation d’onde sur la pression acoustique, Howe et McGowan développent celle-ci au moyen des conditions limites basées sur la géométrie de leur modèle en introduisant une fonction de Green ([45], [92]). Les influences de la rangée de dents inférieure et supérieure sur les fluctuations de pression – l’écoulement est considéré comme incompressible, irrotationnel et localement bidimensionnel – sont décomposées séparément puis utilisées pour calculer le spectre du [s] modélisé en champ lointain.

La Fig. 1.14 présente un spectre calculé numériquement à partir de ce modèle et comparé avec des acquisitions de consonnes [s] prononcées par un locuteur, réalisées par d’autres auteurs ([5], [102]). Un pic aux alentours de 4.5 kHz présente une corrélation entre les mesures et la théorie. Ce modèle donne également une prédiction du niveau de bruit de la fricative en fonction de la pression intra-orale tel que le niveau de bruit $N_p \propto (\Delta p)^{2.2}$, ce qui est en accord avec les ordres de grandeurs que l’on retrouve chez d’autres auteurs ([42],[5]). Néanmoins, Howe et McGowan soulignent que leur hypothèse au sujet du comportement du jet turbulent au niveau des dents devrait être vérifiée par l’observation.

Une simulation numérique (LES) de l’interaction d’un écoulement en canal droit avec un modèle d’incisive supérieure a été réalisée par Grandchamp, pour un nombre de Reynolds basé sur la hauteur du canal (25 mm)   gal à 4000. La modélisation de cette incisive à partir de données cliniques issues de la littérature consiste en une forme simplifiée trapézoïdale. Les résultats de la simulation (le champ de vitesse moyen longitudinal obtenu est représenté sur la Fig. 1.15), complétés par une validation expérimentale par mesures au film chaud, indiquent que l’écoulement juste en aval de la dent est plus complexe qu’un jet pariétal – qui a la base possède une couche interne en proche paroi et une couche de cisaillement libre externe – avec plusieurs couches délimitées. Une augmentation de la vitesse maximale moyenne est observée lorsqu’on se déplace en aval de la dent. Qualitativement, il y a un accord entre la simulation et les mesures, mais des différences demeurent au niveau quantitatif.

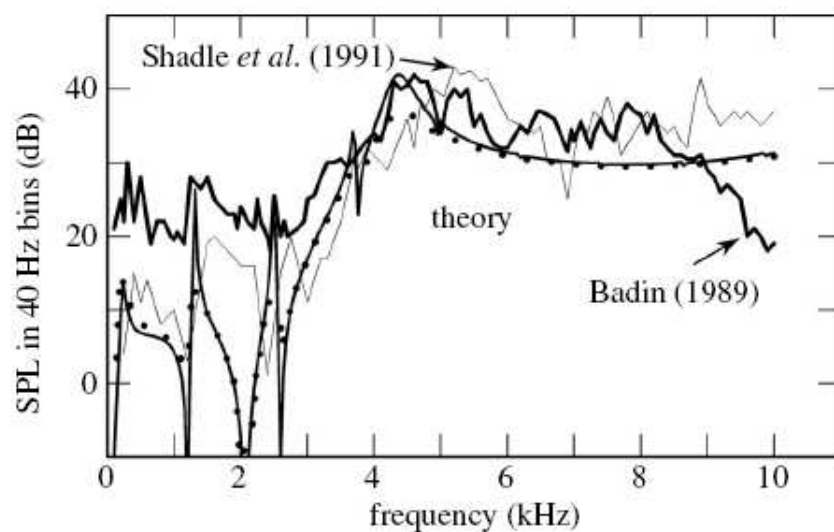


FIGURE 1.14 – Spectres de la fricative [s] prononcée par un locuteur et enregistrés par Badin [5] et Shadle *et al.* [102] en environnement anéchoïque avec un micro à 20 cm des lèvres, auxquels les résultats théoriques du modèle aéroacoustique de [s] de Howe et McGowan [46] sont comparés. La courbe en pointillés inclut les effets des pertes de turbulence sur le spectre.

1.4 Présentation du modèle physique étudié dans ce travail de thèse

Les études précédentes sur l'effet des différents éléments du conduit vocal lors de la prononciation de fricatives ont montré l'importance de la présence de la constriction formée entre la langue et le palais pour la formation du jet d'air, ainsi que sa position dans le conduit et vis-à-vis des articulateurs en aval – tels que les dents, qui sont moins mobiles (dans la direction principale de l'écoulement). Connaissant la complexité des écoulements turbulents et de la production de bruit aéroacoustique que l'on va étudier dans le cadre de la friction, le modèle de conduit vocal envisagé contient un nombre limité d'articulateurs – deux au maximum, ceci afin de restreindre le nombre de paramètres pouvant avoir une influence sur l'écoulement d'air le traversant. Cette approche permet d'effectuer plus facilement des corrélations entre les variations des paramètres et les modifications des caractéristiques de cet écoulement, et d'une manière plus générale l'établissement de liens entre les trois aspects – articulation du conduit vocal - source - bruit aéroacoustique – abordés dans l'introduction. La forme simplifiée et le dimensionnement du modèle, qui sera décliné sous une version mécanique pour l'expérimentation (appelée *maquette*), sont décrits dans la suite de la section.

1.4.1 Éléments constituant le modèle physique

Dans un premier temps, afin d'étudier uniquement l'influence découplée de chaque articulateur composant le modèle/la maquette de conduit vocal, sa forme la plus simple sera constituée par :

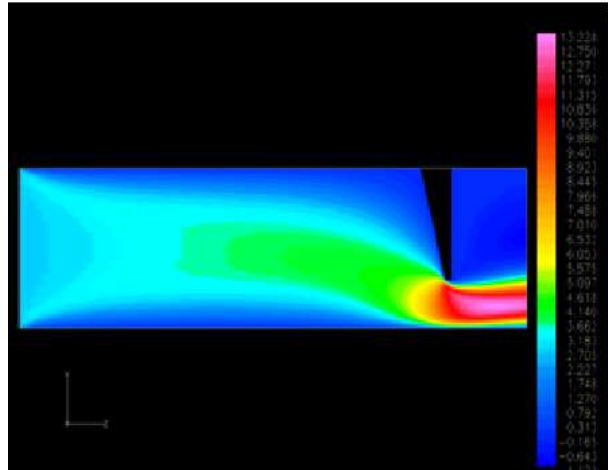


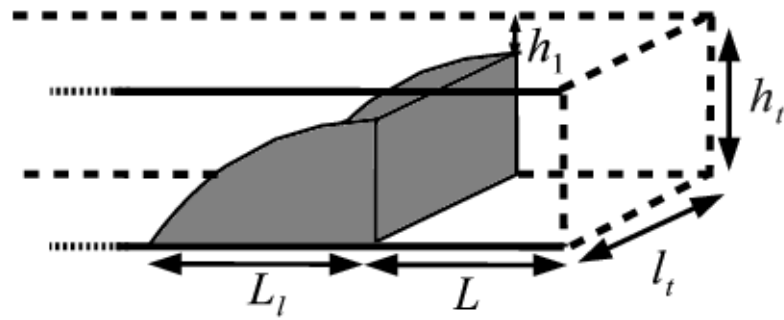
FIGURE 1.15 – Evolution du champ de vitesse moyen selon la composante longitudinale pour une simulation numérique (LES) de l'écoulement turbulent en interaction avec un modèle de dent placé dans un canal droit. Le nombre de Reynolds basé sur la hauteur du canal est de 4000. D'après [35].

- un canal droit rectangulaire de longueur L_t , de largeur l_t et de hauteur h_t représentant le conduit vocal du larynx jusqu'à la sortie au niveau des lèvres. Un repère direct $(0, x, y, z)$ est placé à l'entrée (voir Fig. 1.17). La section rectangulaire du canal, bien que moins proche de la physiologie humaine par rapport à une section circulaire, a été choisie dans une perspective de compléter les mesures de pression et d'acoustique en champ lointain présentées dans ce manuscrit par des mesures de vitesse qui seront ultérieurement réalisées par PIV, technique laser qui donne de meilleurs résultats en section rectangulaire.
- à l'intérieur une « langue » (Fig. 1.16(a)) de forme arrondie de longueur L_l et de largeur l_t , dont la coupe est proche d'un quart d'ellipse, positionnée entre les points d'abscisse x_0 et x_1 . La constriction de section rectangulaire formée entre l'extrémité de la langue et la paroi supérieure du canal ($z = h_t$) a pour hauteur h_1 . La distance entre le bout de la langue en x_1 et la sortie du canal est notée L .

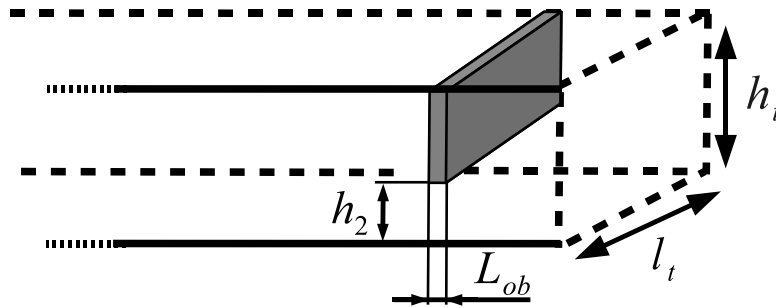
OU

à l'intérieur un obstacle rectangulaire (Fig. 1.16(b)), une « rangée de dents », de longueur L_{ob} , de largeur l_t et de hauteur $h_{ob} < h_t$ placé parallèlement au plan (y, z) entre les points d'abscisse x_2 et x_3 . La hauteur h_2 de la constriction formée entre celui-ci et la paroi inférieure du canal ($z = 0$) est l'un des paramètres géométriques dont les variations sur les caractéristiques de l'écoulement sont étudiées.

Par ailleurs, la langue et l'obstacle présentés dans la partie précédente seront inclus ensemble à l'intérieur du canal, ce qui permet d'introduire le nouveau paramètre $L_{co} = x_2 - x_1$ qui est la distance entre la constriction formée au bout de la langue et l'obstacle. Cette géométrie est représentée sur la Fig. 1.17. Cette combinaison d'une langue en quart d'ellipse, entraînant un changement de section abrupt, (plutôt qu'une forme en demi-ellipse permettant une variation de section continue) avec un obstacle en face de la constriction de sortie du jet d'air, se rapproche du positionnement des articulateurs dans le conduit vocal lors de la production d'une fricative



(a)



(b)

FIGURE 1.16 – Schémas des modèles géométriques de « langue » (a) et de « rangée de dents » (b) à l'intérieur du canal.

[s] ou [ʃ] ([6],[104]), mais sans considérer la rangée de dents inférieure, ceci s'inscrivant dans l'optique de garder un nombre limité d'articulateurs et de paramètres géométriques.

1.4.2 Dimensionnement de la maquette et échelles de grandeurs caractéristiques de la friction

Le tableau 1.1 présente les grandeurs géométriques caractéristiques liées à la production de fricatives utiles pour le dimensionnement de la maquette du conduit vocal. Elles sont issues des mesures *in-vivo* et des modèles de la littérature présentés au cours de ce chapitre. Du fait de la grande variabilité entre les dimensions des conduits vocaux mesurés selon le locuteur, et de la diversité des modèles existants – souvent eux-mêmes dimensionnés à partir de relevés *in-vivo*, des échelles de grandeurs sont préférentiellement données dans le tableau 3.1, plutôt que des

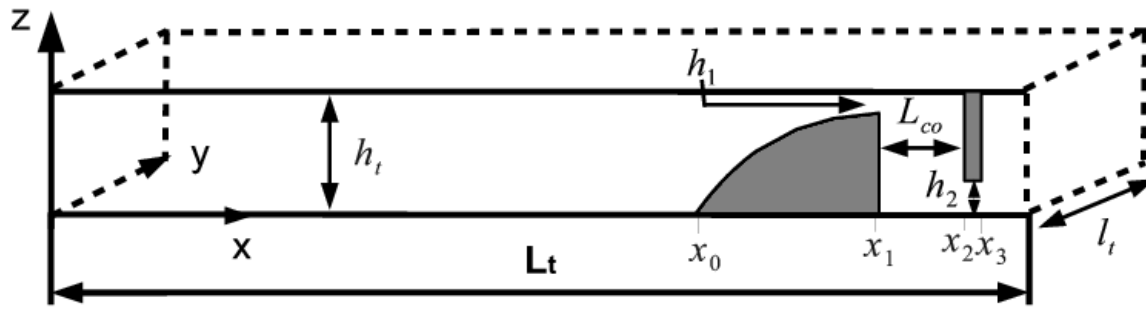


FIGURE 1.17 – Modèle géométrique complet du conduit vocal. Voir section 1.4 pour le détail des dimensions.

Grandeur	Notation	Echelle de valeur
Géométrie du conduit vocal		
Hauteur de la constriction palato-linguale	h_1	1 - 4 mm
Hauteur de la constriction au niveau des dents	h_2	1 - 2 mm
Épaisseur d'une dent	L_{ob}	1 - 2 mm
Longueur du conduit vocal	L_t	150 - 190 mm
Hauteur du conduit vocal (avant la constriction)	h_t	10 - 20 mm
Largeur du conduit vocal	l_t	15 - 25 mm
Écoulement - Propriétés de l'air		
Vitesse en constriction	U	20 - 50 m/s
Nombre de Reynolds	Re_1	4000-10000

TABLE 1.1 – Grandeurs et échelle de valeurs caractéristiques de la production de fricatives ([6],[12], [21], [46], [48], [56], [78], [79], [100], [105])

valeurs exactes. À partir des différentes échelles de valeurs, il est possible de dimensionner la maquette.

Le canal rectangulaire est en alliage d'aluminium d'épaisseur 2 mm. La longueur du canal est $L_t = 180 \text{ mm}$, ce qui correspond à une longueur de conduit vocal supérieure à la moyenne chez un homme, mais qui reste dans la gamme de longueurs rencontrées. La conduite interne possède une hauteur $h_t = 16 \text{ mm}$ et une largeur $l_t = 21 \text{ mm}$ (soit une aire $A_t = 3.36 \text{ cm}^2$) de manière à rester dans les ordres de grandeur caractéristiques du phénomène de friction compilés dans le tableau 1.1.

La « langue » est modélisée mécaniquement par une pièce en alliage d'aluminium de longueur 30 mm et de largeur $l_t - \epsilon$ pour pouvoir être déplacée longitudinalement dans le canal. La Fig. 1.18 présente une vue de côté de celle-ci. Elle a été fabriquée de manière à avoir une hauteur de constriction minimale $h_1 = 3 \text{ mm}$ (soit un rapport $\frac{h_1}{h_t} = 0.19$). La courbure détaillée de sa face supérieure est donnée en Annexe C. La fin de la langue en x_1 est en angle droit, ceci afin d'avoir une estimation plus aisée des caractéristiques de l'écoulement à travers le conduit vocal. Par exemple, si le bout de la langue présentait une courbure arrondie – ce qui se rapproche plus de la physiologie, la position du point de séparation serait plus incertaine ([21], [120]) et

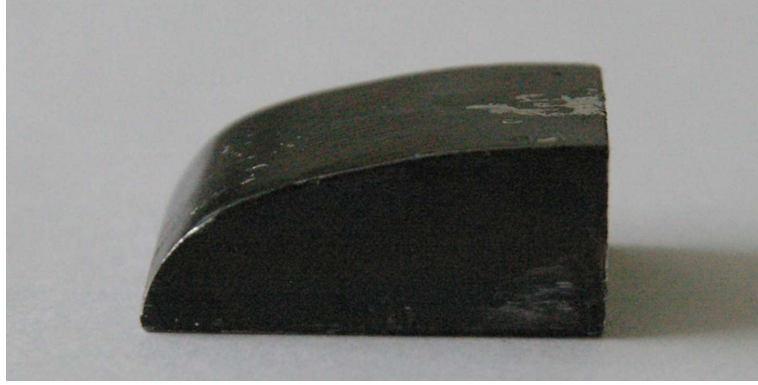


FIGURE 1.18 – Vue de côté de la pièce mécanique de 30 mm de long modélisant la « langue » sur la maquette de conduit vocal.

cela impliquerait d'ajouter un paramètre supplémentaire aux modèles d'écoulement. Ce point de l'arrondissement final du modèle de langue est discuté plus en détail dans la Sec. C.1.

L'obstacle rectangulaire est une pièce d'épaisseur $L_{ob} = 3\text{ mm}$ et de largeur $l_t - \epsilon$ qui est fixée par deux vis sur la face supérieure du canal (cette fixation imposait une longueur minimale de 3 mm). La distance entre la fin de l'obstacle (du point de vue de l'écoulement) et la sortie du canal est de 6 mm. Expérimentalement, plusieurs pièces de hauteurs différentes sont utilisées de manières à faire varier la hauteur de constriction h_2 (voir Sec. 2.1).

Concernant les caractéristiques de l'écoulement étudié, on se place de manière générale dans le cadre des écoulements d'air en parole, dont le nombre de Mach M est de l'ordre de 0.1 [85]. Néanmoins, selon la section de l'appareil phonatoire considérée, la vitesse de l'air va bien entendu varier. Dans le cadre de la prononciation des fricatives, les estimations de la vitesse en constriction tirées de la littérature – notamment celle formée par la langue – sont comprises entre 20 et 50 m/s (Tab. 1.1). Le nombre de Reynolds associé à cette gamme de vitesses Re_1 , basé sur la hauteur h_1 de la constriction à la langue, est alors situé dans l'intervalle :

$$4000 \leq Re_1 = \frac{U_1 h_1}{\nu} \leq 10000 \quad (1.18)$$

avec U_1 la vitesse à la constriction et $\nu = 1.51 \times 10^{-5}$ la viscosité cinématique de l'air. Avec un nombre minimum de 4000, on s'attend à ce que le jet post-constriction soit turbulent [60]. Dans les différents aspects de l'étude de l'écoulement dans le modèle physique présentés ci-dessous, cette gamme de nombre de Reynolds sera étendue dans le cadre d'une approche plus fondamentale orientée mécanique des fluides – les valeurs considérées seront précisées dans les différents chapitres.

1.4.3 Plan de thèse

Le modèle du conduit vocal que l'on envisage étant décrit, l'étude des phénomènes aérouliques et aéroacoustiques qui ont lieu lors de la frication va se faire sous plusieurs aspects :

- le premier est expérimental, avec les mesures du débit et de la pression statique de l'écoulement traversant la maquette dans les configurations à un élément et complète, en

modifiant les paramètres géométriques afin d'observer leur influence sur les caractéristiques de l'écoulement. Le montage expérimental complet et les résultats de ces mesures sont présentés dans le Chapitre 2.

- l'écoulement en maquette va également être abordé d'un point de vue modélisation, basée sur des hypothèses simplificatrices – induites selon la géométrie et les caractéristiques des écoulements en parole – et des observations empiriques sur la turbulence dans certaines configurations géométriques d'écoulements en conduite particulières, qui sont appliquées au modèle de conduit vocal. Les modèles sont présentés dans le Chapitre 3, puis dans le Chapitre 4 confrontés aux mesures effectuées précédemment.
- pour compléter l'étude, le bruit aéroacoustique est mesuré et l'influence des paramètres géométriques également analysée dans le Chapitre 5. On examine également si certaines caractéristiques propres au bruit de friction sont retrouvées sur la maquette.

Chapitre 2

Etude “*in-vitro*” de l’écoulement sur le modèle physique

La partie expérimentale destinée à l’étude de l’écoulement pour le modèle physique va nous permettre d’aborder la problématique du comportement de l’écoulement turbulent face à des modifications géométriques dans le conduit vocal. La maquette a donc été montée sur un banc expérimental dont les autres composantes sont présentées au cours de la première section de ce chapitre, ainsi que le protocole de mesure des pressions statiques, en différents points importants vis-à-vis des articulateurs, qui a été retenu pour l’étude de l’influence des différents paramètres sur le comportement de l’écoulement. Les résultats sont tout d’abord présentés pour la maquette comportant seulement la langue ou l’obstacle, et ensuite avec les deux pièces mises ensemble afin d’observer les effets induits par le couplage sur la pression statique. Cette partie expérimentale est également abordée d’un point de vue plus orienté mécanique des fluides, avec une gamme de nombre de Reynolds plus large que celle concernant la production de consonnes fricatives.

2.1 Environnement et conditions des mesures “*in-vitro*”

2.1.1 Description du banc expérimental associé à la maquette

Le montage expérimental complet permettant les mesures du débit traversant la maquette, et des pressions statiques en différents points est schématisé sur la Fig. 2.1, comprenant également les dimensions de la maquette et quelques précisions sur les arrangements destinés à permettre les mesures.

Précisions sur le modèle mécanique pour les expériences

Concernant l’obstacle rectangulaire modélisant la rangée de dents supérieure, cinq pièces de hauteurs différentes sont utilisées de manière à avoir cinq hauteurs de constriction h_2 variant entre 0.6 et 6.8 mm. Ces valeurs sont présentées plus en détail dans le tableau 2.1. Lorsque seule la langue est présente dans le canal, les trous des vis sont bouchés de manière à ne pas avoir de fuite d’air et de perturbations indésirables.

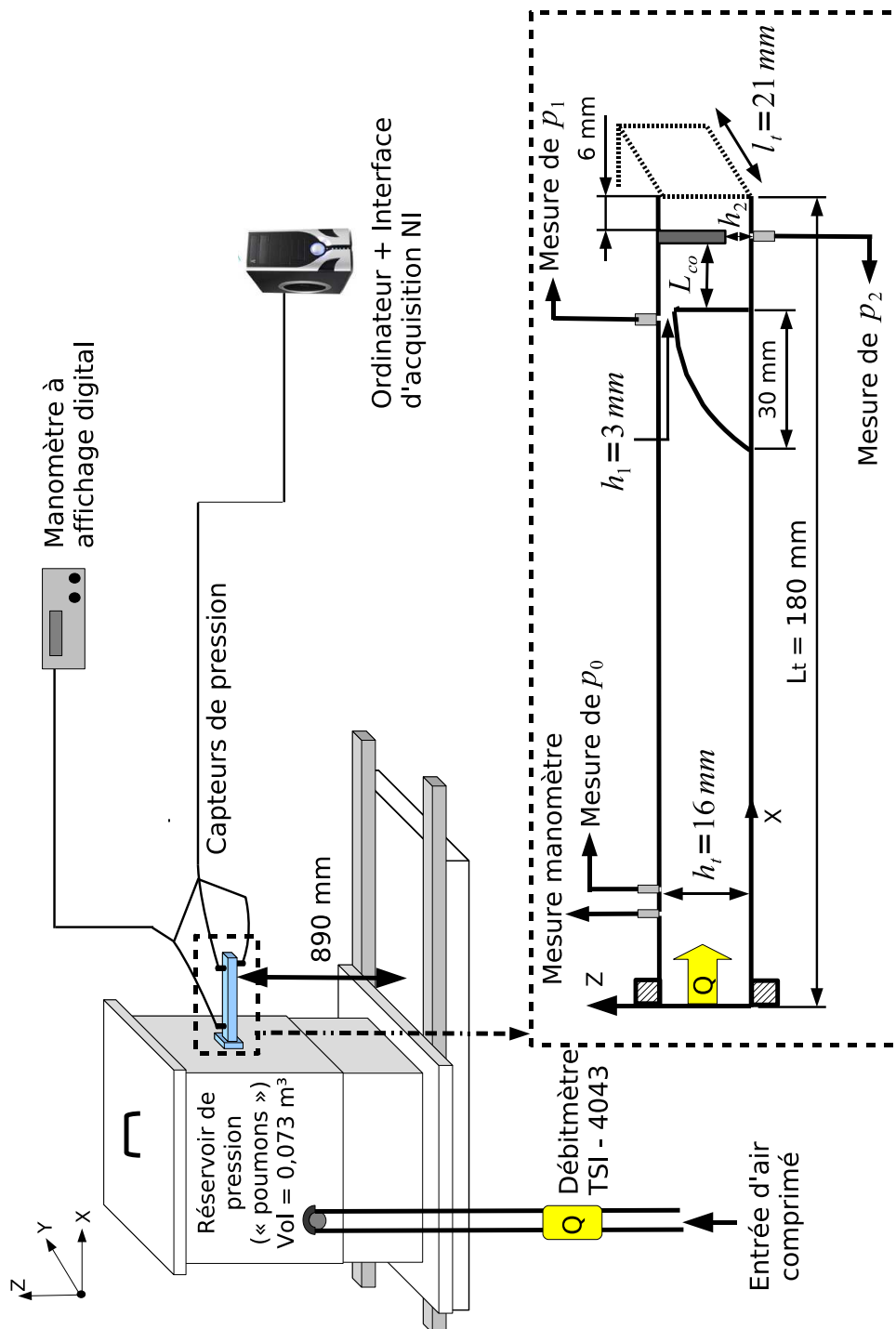


FIGURE 2.1 – Représentation du banc expérimental pour les mesures d'écoulement d'air traversant la maquette du conduit vocal. Les dimensions de celle-ci sont détaillées dans la partie inférieure de la figure, ainsi que la position des capteurs de pression. Q est le débit de l'écoulement, mesuré en amont du réservoir de pression.

h_2 (mm)	$1 - \frac{h_2}{h_t}$	A_2 (cm ²)
0.6	96%	0.126
1.5	91%	0.315
2.6	84 %	0.546
5.5	66 %	1.155
6.8	58 %	1.428

TABLE 2.1 – Hauteurs h_2 , degrés d’ouverture et aires A_2 de la constriction formée au niveau de l’obstacle dans la maquette de conduit vocal pour les cinq pièces utilisées.

Quatre trous de mesure de pression de diamètre 0.4 mm sont percés sur la face supérieure ou inférieure du canal (voir Fig. 2.1). Transversalement, ils sont sur l’axe central de la conduite ($y = \frac{h_t}{2}$). Leurs abscisses respectives sont :

- $x = 20$ mm pour le contrôle en temps réel de la pression d’entrée au manomètre à affichage digital en cours d’expérience
- $x = 30$ mm pour la mesure de la pression d’entrée \tilde{p}_0
- $x = 160$ mm pour l’acquisition de \tilde{p}_1
- $x = 173$ mm pour mesurer la pression \tilde{p}_2 au niveau de la constriction d’obstacle.

Le réservoir de pression

Le canal rectangulaire est raccordé à un réservoir de pression situé en amont au moyen d’une pièce d’adaptation. Ce réservoir (ou « poumon ») est une boîte en bois étanche avec un couvercle équipé de joints sur la partie supérieure. Elle est montée sur rails afin de pouvoir translater et ajuster la distance avec les micros lors des enregistrements acoustiques (Chapitre 5). A l’intérieur de la boîte (Fig. 2.2), de la mousse acoustique a été placée sur les parois pour atténuer les effets de résonance qui pourraient perturber l’écoulement ou le bruit aéroacoustique produit par la maquette. En tenant compte de l’épaisseur de la mousse, les dimensions internes sont 365x400x500 mm selon les axes (x, y, z), soit un volume de 0.073 m³. L’air comprimé provenant du compresseur débouche latéralement dans le réservoir qui permet l’homogénéisation de l’écoulement avant que celui-ci ne traverse la maquette de conduit vocal.

Instruments de mesure

Un débitmètre massique *TSI-4043* est installé en amont du réservoir de pression pour contrôler les conditions d’entrée de l’écoulement et ainsi assurer une répétabilité entre les différentes séries de mesures. Cet instrument a été conçu pour minimiser les pertes de charges et la précision des mesures est de $\pm 2\%$ la valeur \tilde{Q}_{std} lue en *Std L/min*, qui est le débit du gaz mesuré dans des conditions standard de 21.1 °C et 101.3 kPa [114]. La conversion vers le débit réel est faite par la relation :

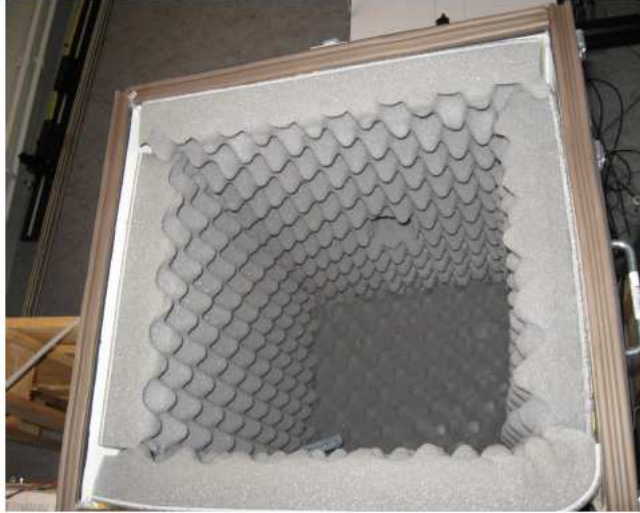


FIGURE 2.2 – Photographie de l’intérieur du réservoir de pression en amont de la maquette de conduit vocal.

$$\tilde{Q} = \tilde{Q}_{std} \frac{T}{T_{std}} \cdot \frac{p_{std}}{p} \quad (2.1)$$

avec T et p la température et pression du gaz au niveau du débitmètre. L’appareil mesurant également ces deux valeurs, \tilde{Q} est directement enregistré lorsqu’il est connecté à un ordinateur.

Le manomètre à affichage digital utilisé pour contrôler en temps réel la pression à l’entrée de la maquette – par exemple afin de détecter un éventuel problème de fuite du réservoir pendant une série de mesures – est un modèle *Aschcroft-XLdp* ayant une précision de $\pm 5 Pa$. Il a été calibré à l’aide d’un manomètre à eau. Le détail de cette calibration est présenté en Annexe D. Les pressions aux trois autres points sont mesurées grâce à des transducteurs de pression piézorésistifs de type *Kulite XCS-0.93-0.35-BarG* et *Endevco 8507C* qui retournent une tension variable proportionnelle à la pression, et qui permettent également d’enregistrer les fluctuations de celle-ci. Ces capteurs nécessitent une calibration qui est également détaillée en Annexe D.

2.1.2 Procédure et conditions expérimentales

Selon la configuration géométrique de la maquette – une position longitudinale de langue ou hauteur h_2 donnée quand seulement deux paramètres sont considérés, les mesures de pression sont réalisées pour une gamme de débits pouvant atteindre jusqu’à 290 Std L/min¹. La différence dans les débits d’entrée employés est issue du fait que la pression régnant dans le réservoir devient rapidement importante lorsque la constriction à l’obstacle diminue, avec risque de dégrader l’étanchéité de celui-ci si \tilde{Q} atteint de trop grandes valeurs. Le nombre de Reynolds en entrée associé à ces débits est

$$\tilde{Re}_0 = \frac{U_0 h_t}{\nu} = \frac{\tilde{Q}}{l_t \nu} \simeq 3.15 \times 10^6 \cdot \tilde{Q} \quad (2.2)$$

1. Les mesures dans les conditions présentées ici ont été réalisées par A. Van Hirtum

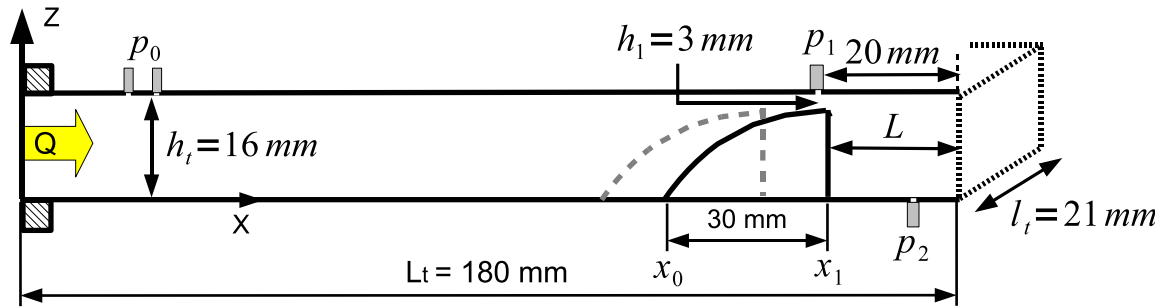


FIGURE 2.3 – Schéma de la maquette du conduit vocal comportant uniquement la langue. Les prises de pression sont indiquées, ainsi que la position la plus reculée de la langue en traits clairs pointillés.

en prenant les valeurs $l_t = 21 \times 10^{-3} \text{ m}$ et $\nu = 1.51 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ pour la viscosité cinématique de l'air. La gamme de nombre de Reynolds étendue pour l'expérimentation est donc comprise entre 0 et 1.3×10^4 , pour un débit réel maximum $\tilde{Q} \simeq 245 \text{ L/min}$.

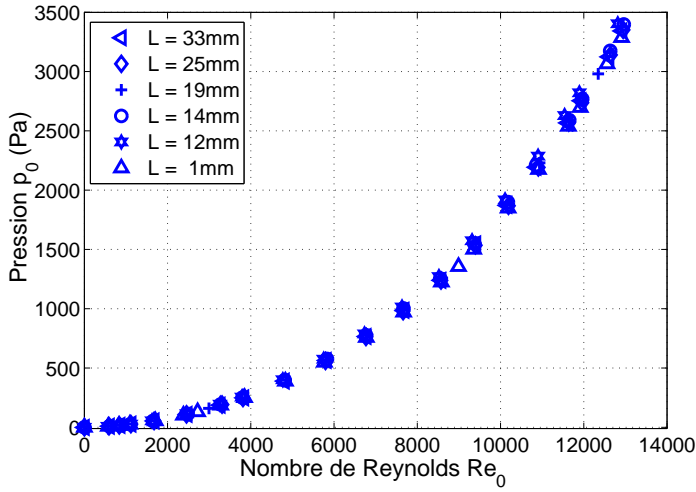
Pour chaque débit, l'enregistrement des tensions des trois transducteurs de pression est effectué par une carte d'acquisition *National Instruments PCI-6225* branchée sur l'ordinateur. Ces tensions nécessitent d'abord d'être conditionnées via une unité de pré-traitement *National Instruments SCXI-1121*. Chaque signal est échantillonné à 50 kHz, sachant que la carte admet un maximum de 254000 échantillons/s. La mesure est lancée depuis l'ordinateur – via une interface *Labview 8* – puis la valve d'air comprimé est ouverte pour une durée de 25 à 40 s. Selon la configuration géométrique, le temps que met l'écoulement à se stabiliser est plus ou moins long. Il est nécessaire de toujours ouvrir la valve après le lancement de l'acquisition à cause du programme de l'interface qui règle l'offset du signal sur la première seconde. Lors du post-traitement, les pressions moyennes présentées dans les sections suivantes sont calculées sur les 3 dernières secondes, ainsi que l'écart type des fluctuations. Il en est de même pour le débit réel.

2.2 Résultats pour la maquette comportant uniquement la langue

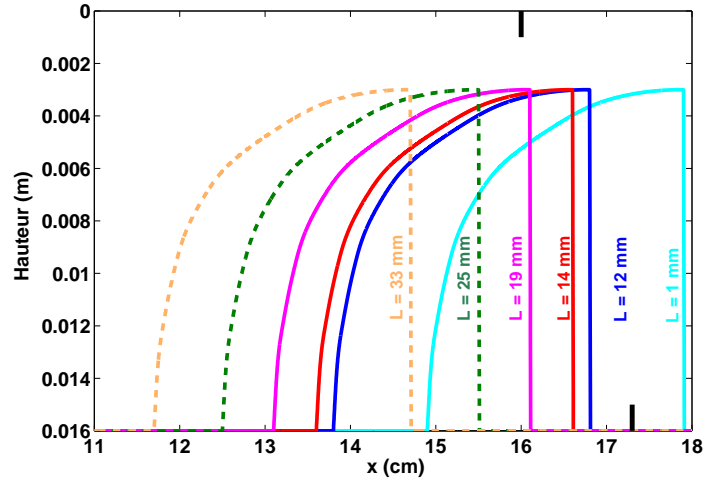
L'influence sur l'écoulement dans le conduit vocal des deux paramètres que sont le débit (ou nombre de Reynolds) d'entrée et la position de la langue dans le canal vont être étudiés dans cette section, dans laquelle la maquette est dans la configuration où seule la langue est présente (LS), rappelée sur la Fig. 2.3. Les mesures de pression sont réalisées pour six valeurs de la longueur langue-sortie L répertoriées dans le tableau 2.2. Elles sont analysées de manière à observer l'effet des deux paramètres mentionnés ci-dessus sur l'écoulement traversant le modèle mécanique du conduit vocal.

L (mm)	$\frac{x_1}{L_t}$	Distance relative entre x_1 et point de pression p_1 (mm)	Distance relative entre x_1 et point de pression p_2 (mm)
1	0.994	- 19	-6
12	0.933	-8	5
14	0.922	-6	7
19	0.894	-1	12
25	0.861	5	18
33	0.817	13	26

TABLE 2.2 – Récapitulatif des distances langue-sortie L retenues lors des mesures sur maquette. L'abscisse x_1 du bord de la langue ainsi que la position relativement à x_1 du capteur des points de pression mesurant p_1 et p_2 sont indiquées.



(a)



(b)

FIGURE 2.4 – (a) Pression \tilde{p}_0 mesurée dans le canal en $x = 20 \text{ mm}$ en fonction du nombre de Reynolds \tilde{Re}_0 pour différentes positions de la langue (configuration LS). (b) Position de la langue dans le canal pour les 6 valeurs de L . Les abscisses des prises de pression sont représentées par les deux petits traits noirs épais en haut et en bas.

2.2.1 Pression en entrée \tilde{p}_0

L'écoulement traversant la maquette est étudié pour des débits réels \tilde{Q} variant de 0 à 250 L/min, ce qui correspond à un nombre de Reynolds $\tilde{Re}_0 = \frac{\tilde{Q}}{\nu l_t}$ compris dans l'intervalle $[0 \ 13000]$. La pression \tilde{p}_0 enregistrée à une distance $x = 30 \text{ mm}$ de l'entrée du canal atteint les 3400 Pa avec le débit d'entrée le plus élevé. Le tracé de son évolution en fonction de Re_0 pour les six positions de la langue mécanique est en Fig. 2.4(a). En la présence d'une seule constriction, la distance langue-sortie L n'a que très peu d'influence sur la pression régnant en amont de la maquette : \tilde{p}_0 est comprise dans un intervalle de $\pm 4 \%$ quelque soit L .

L'observation des points de la Fig. 2.4(a) indique donc une relation entre la pression mesurée près de l'entrée de la maquette et le nombre de Reynolds. Pour chaque valeur de L , le calcul

du coefficient de corrélation entre ces deux variables permet de confirmer cette tendance (il est compris entre 0.957 et 0.963 pour les 6 valeurs de L).

Il est alors possible de trouver une fonction du type $\tilde{p}_0 = f(Re_0)$ (une indépendance de la pression par rapport à L est supposée suite aux observations reportées ci-dessus) pour exprimer analytiquement la relation entre ces deux grandeurs. A nouveau, l’analyse de la Fig. 2.4(a) suggère une loi en puissance sur le nombre de Reynolds. D’ailleurs, un nouveau calcul du coefficient de corrélation sur les variables \tilde{p}_0 et Re_0^α est réalisé, avec $1 \leq \alpha \leq 4$. Quelque soit L , celui-ci est supérieur à 0.999 et passe par son maximum lorsque l’exposant α est compris entre 2.2 et 2.6. La fonction f est complétée en introduisant un coefficient multiplicatif a tel que :

$$\tilde{p}_0 = a.Re_0^\alpha \quad (2.3)$$

L’application de la méthode des moindres carrés sur les données mesurées donne pour résultat :

$$a \simeq 1.18 \times 10^{-6}, \alpha \simeq 2.3$$

Etant donné que la relation entre le nombre de Reynolds et le débit est linéaire, la pression d’entrée \tilde{p}_0 est également proportionnelle à $Q^{2.3}$.

2.2.2 Pressions en aval de la maquette

Deux situations définies selon la position de la langue doivent ensuite être envisagées pour l’analyse de \tilde{p}_1 , dont la prise de pression est sur la paroi supérieure du canal à 20 mm de la sortie. Pour $L = (1, 12, 14, 19) \text{ mm}$, le capteur est situé en amont du bord de la langue et va mesurer la pression à quatre endroits du rétrécissement de section du conduit vocal qui sont indiqués sur la Fig. 2.4(b). Le second cas est pour $L = (25, 33) \text{ mm}$ (en pointillé sur la Fig. 2.4(b)), où le capteur est en aval de la langue à des distances respectives de 5 et 13 mm. La prise de pression est alors située dans la zone post-séparation, où on suppose la formation d’un jet pariétal ([46], [89]) avec développement tri-dimensionnel étant donné le rapport $\frac{h_1}{l_t} = 0.18$ [20] impliquant une probable interaction avec les parois latérales du canal. Les mesures de \tilde{p}_1 pour chaque longueur L sont reportées sur les Figs. 2.5(a), et 2.5(b).

Pour les positions de langue avec capteur en amont de la fin de la langue, \tilde{p}_1 décroît lorsque la langue est reculée. Comme la section du canal au niveau du point de pression diminue avec ce recul, cette décroissance de \tilde{p}_1 est liée à une accélération de l’écoulement dans le rétrécissement formé par la courbure de la langue en amont de la constriction. Le rapport $\frac{\tilde{p}_1}{p_0}$ décroît d’environ 10 à 15 % sur l’intervalle [0 250] Pa pour les trois positions de langue les plus avancées. Ensuite cette décroissance est plus faible sur le reste de la plage de mesures, les effets de viscosité devenant peu à peu négligeables face aux effets inertiels dans l’écoulement (la Fig. 2.4(a) indique qu’une pression d’entrée de 250 Pa correspond à un nombre de Reynolds d’environ 3800). Pour $L \geq 19 \text{ mm}$, cette décroissance est quasi inexistante : un changement de comportement de l’écoulement a lieu lorsqu’il se rapproche du bout de la langue.

Pour $p_0 > 500 \text{ Pa}$, les valeurs du rapport des pressions pour les quatre positions de langue les plus reculées sont négatives, quasi-constantes et comprises entre -0.01 et -0.04. Ces phénomènes de pressions négatives au bout de la langue sont peut-être causés par le positionnement asymétrique de la constriction au niveau de la paroi du canal : dans des cas de constriction

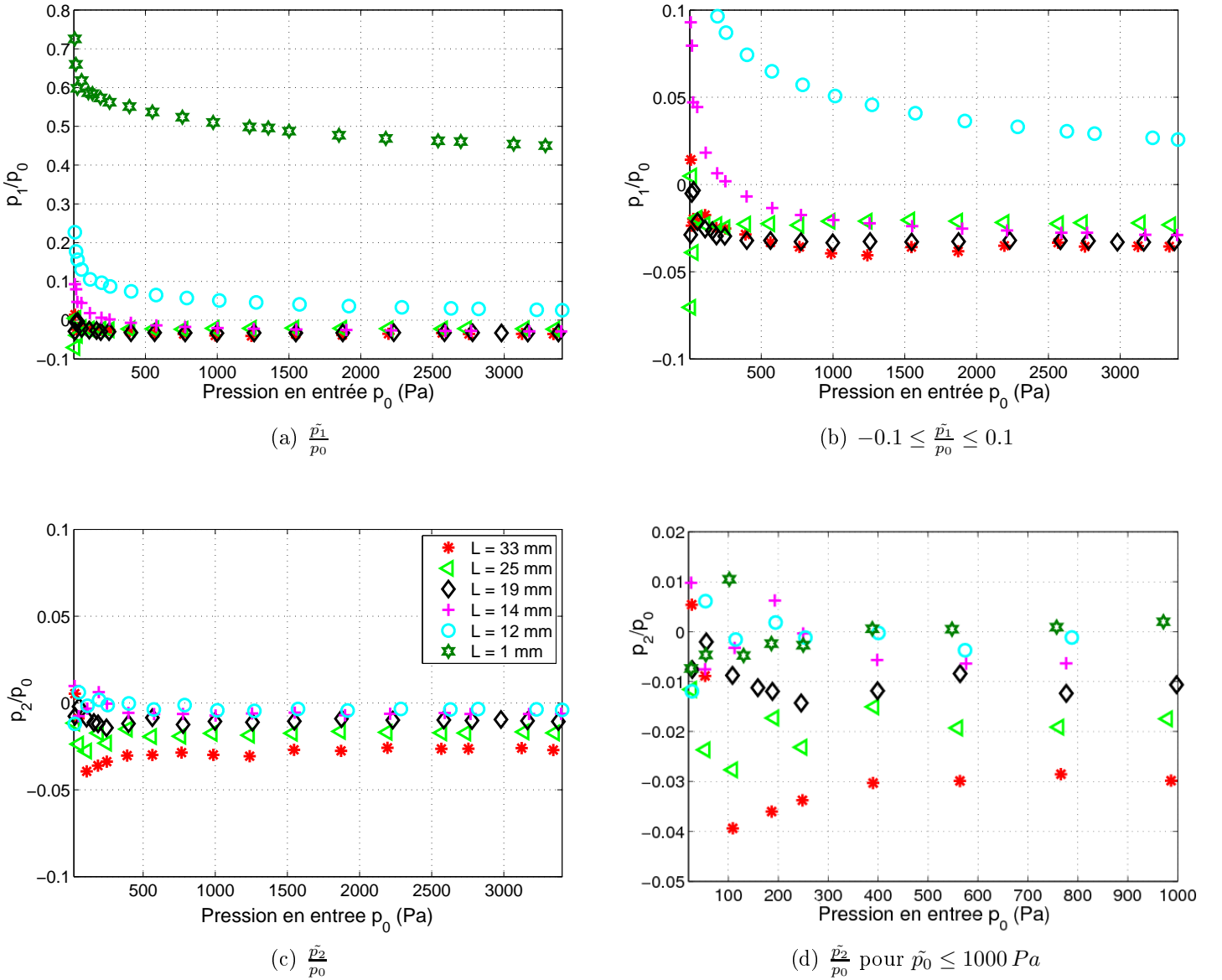


FIGURE 2.5 – Rapports de pressions mesurées sur la maquette pour différentes positions de la langue en configuration LS. La légende est identique pour les 4 figures.

rectangulaires positionnées symétriquement dans un canal ([43], [120]), la pression demeure positive en amont de la séparation avec des hauteurs de constriction aussi grandes que 3.35 mm.

Des études sur les écoulements turbulents dans des élargissements brusques de section rectangulaire asymétriques – ou "backward-facing step flows" – ([60], [83], [87], [124]) montrent une baisse puis un regain de la pression moyenne enregistrée sur la paroi supérieure du canal en aval de la marche, et ce pour de nombreux rapports d'expansion et d'aspect (respectivement $1 < \frac{h_t}{h_1} < 3.15$ et $2 < \frac{l_t}{h_t - h_1} < 14$ en utilisant les notations de la maquette). Cependant, la pression ne devient pas négative. Mais dans le cas de la maquette, la position de langue la plus reculée est telle que $\frac{L}{h_t - h_1} = 2.54$. Compte tenu des distances de rattachement observées

dans les études mentionnées ci-dessus, qui sont supérieures à cette valeur, l'écoulement atteint probablement la sortie du canal avant que la couche de cisaillement du jet ne se soit pleinement redéveloppée. La proximité de la sortie doit donc avoir un effet sur la pression $\tilde{p}_1 < 0$ observée près de la séparation. Les mesures de \tilde{p}_2 dont la prise est positionnée sur la paroi inférieure du canal, et donc au pied de la marche, peut fournir des indications supplémentaires sur le comportement possible de l'écoulement en aval de la langue.

Sur les Figs. 2.5(c) et 2.5(d) est présenté le rapport de pressions $\frac{\tilde{p}_2}{p_0}$. Pour $L = 1\text{ mm}$, la prise du capteur mesurant de \tilde{p}_2 étant située sous la langue (Fig. 2.4(b)), ce cas n'apparaît pas sur les figures. Une première constatation est que les pressions mesurées sont à nouveau négatives avec un rapport compris entre 0 et -0.05 (des points tels que $\frac{\tilde{p}_2}{p_0} > 0$ sont présents pour $p_0 < 200\text{ Pa}$ mais vu les faibles rapports, la pression mesurée est de l'ordre de l'incertitude des transducteurs). Pour $p_0 > 200\text{ Pa}$, les valeurs observées sont constantes (variation inférieure à 1 %) sur toute la gamme de pression d'entrée utilisée et décroissantes avec le recul de la langue. Si on se réfère à nouveau aux écoulements en conduite avec une marche, une baisse de la pression est également observée sur la paroi au pied de la marche. Elle est plus importante que sur la paroi qui est du côté opposé à cause d'une accélération de l'écoulement ([83]). Néanmoins, ces configurations d'écoulement ne présentent pas les faibles pressions négatives observées sur la maquette.

Contrairement à \tilde{p}_0 , les deux pressions mesurées dans la partie aval de la maquette présentent une dépendance vis-à-vis du paramètre L . D'ailleurs, une relation linéaire existe entre \tilde{p}_2 et L , si on considère que pour $p_0 > 200$ cette pression est quasi-constante. Il s'agira de voir par si cette linéarité en fonction de L peut être retrouvée lorsque l'obstacle est inséré dans le canal. Ceci sera examiné dans la quatrième section du chapitre. Mais avant, l'analyse des mesures de pression statique pour l'obstacle seul va être abordée.

2.3 Mesures sur la maquette du conduit vocal avec uniquement l'obstacle de hauteur variable

La seconde configuration de la maquette avec un élément est envisagée au cours de la troisième section de ce chapitre : l'obstacle décrit dans la Sec. 1.4 est monté à 6 mm de la sortie du canal, sans langue en amont. Le couple de paramètres étudiés se compose donc du débit d'entrée (ou nombre de Reynolds Re_0) et de la hauteur de la constriction formée à l'obstacle, notée h_2 comme indiqué sur la Fig. 1.16(b). Les mesures sur la maquette du conduit vocal ont été réalisées pour cinq hauteurs de constriction, correspondant à différents rapports d'obstruction du canal par l'obstacle allant jusqu'à 96 % qui sont résumés dans le tableau 2.1. Ces différentes obstructions imposent des changements au niveau des débits en entrée utilisés, premier point abordé dans cette section.

2.3.1 Pression en entrée \tilde{p}_0

Contrairement à la configuration avec langue seule où la pression en entrée de la maquette était indépendante de la position de celle-ci, un changement de l'ouverture de la constriction au

niveau de l'obstacle provoque des changements importants dans l'évolution de \tilde{p}_0 en fonction du nombre de Reynolds. Et ceci amène à des limitations quand au débit d'entrée maximum que le montage admet : si dans le cas de la langue seule Q pouvait atteindre 250 L/min – seuil imposé par le débitmètre pour éviter la rupture du film chaud qui est à l'intérieur, ce n'est plus le cas avec une petite ouverture h_2 à cause du réservoir de pression qui risque d'être endommagé au-delà de 4000 Pa – des craquements se faisaient d'ailleurs entendre à partir de 3500 Pa. Ce qui impose :

- un nombre de Reynolds maximal de 3600 pour $h_2 = 0.6\text{ mm}$ (obstruction du canal de 96 %), correspondant à un débit réel de 68 L/min
- un nombre de Reynolds maximal de 6100 pour $h_2 = 1.5\text{ mm}$ (obstruction du canal de 91 %), correspondant à un débit réel de 115 L/min
- un nombre de Reynolds maximal de 9950 pour $h_2 = 2.6\text{ mm}$ (obstruction du canal de 84 %), correspondant à un débit réel de 188 L/min. \tilde{p}_0 est légèrement supérieure à 4000 Pa pour cette limite
- pour les deux ouvertures de constriction les plus grandes, soit $h_2 = (5.5; 6.8)\text{ mm} > h_1 = 3\text{ mm}$, le nombre de Reynolds maximum de 13000 qu'on avait dans le cas de la langue seule est retrouvé, ainsi que la limitation imposée par le débitmètre amenant à Q_{max} entre 245 et 250 L/min, avec des pressions maximales atteintes plus basses (2190 et 1380 Pa).

La Fig. 2.6(b) reporte \tilde{p}_0 sur toute la gamme de nombre de Reynolds et pour les cinq ouvertures de constriction. Parallèlement au Re_0 limite diminuant avec h_2 , cette figure montre que quelque soit Re_0 :

$$\tilde{p}_0(h_2 = 0.6) > \tilde{p}_0(h_2 = 1.5) > \tilde{p}_0(h_2 = 2.6) > \tilde{p}_0(h_2 = 5.5) > \tilde{p}_0(h_2 = 6.8)$$

et donc que l'augmentation de la pression d'entrée avec Re_0 est plus rapide lorsque l'obstruction du canal par l'obstacle est importante. Une évolution analogue à déjà été observée sur les mesures d'écoulement de J. Cisonni à travers des modèles mécaniques de plis vocaux [21] dont les hauteurs à la constriction maximale sont de 0.2, 0.5, 1.0 et 1.5 mm : pour un débit mesuré donné, la pression d'entrée imposée était plus importante pour des ouvertures glottiques plus petites.

2.3.2 Influence de la hauteur d'obstacle sur les pressions en aval de la maquette

Le positionnement des capteurs de pression dans la configuration OS est indiqué sur la Fig. 2.6(a) : celui mesurant \tilde{p}_1 est situé à 11 mm en amont de l'obstacle, toujours sur la paroi supérieure du canal. Celui mesurant \tilde{p}_2 est maintenant situé de telle sorte que l'on puisse effectuer une acquisition de la pression dans la constriction – du moins dans la zone inférieure, la présence de gradients verticaux de pression n'étant pas exclue pour les ouvertures les plus larges, étant donné les simulations et observations d'écoulements traversant des constriction rectangulaires positionnés symétriquement [34, 86] ou asymétriquement [35].

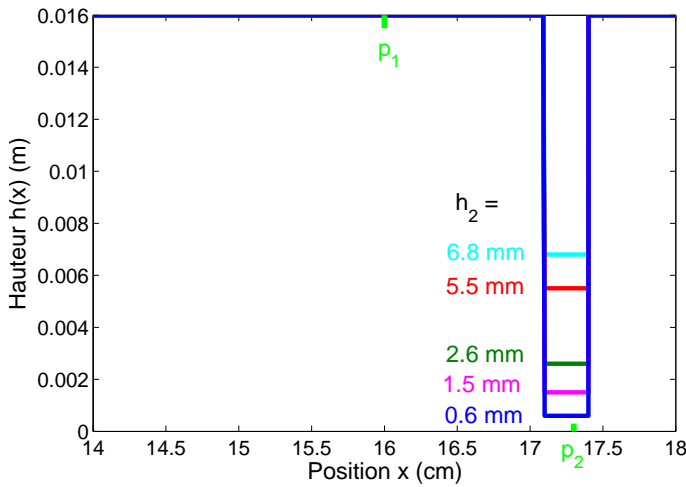
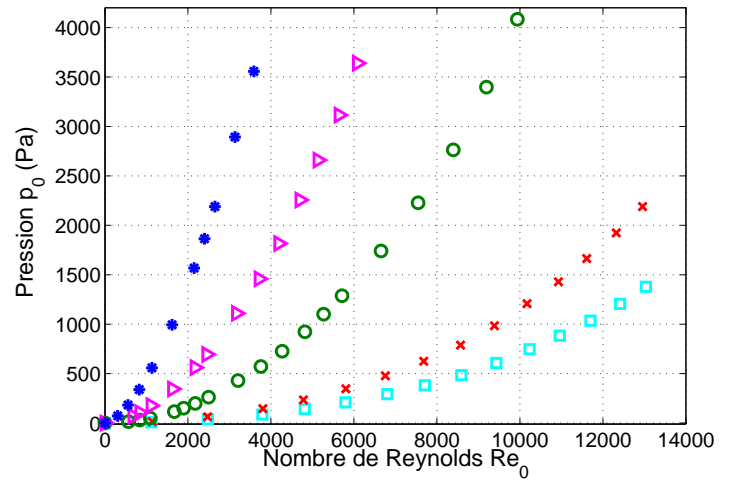
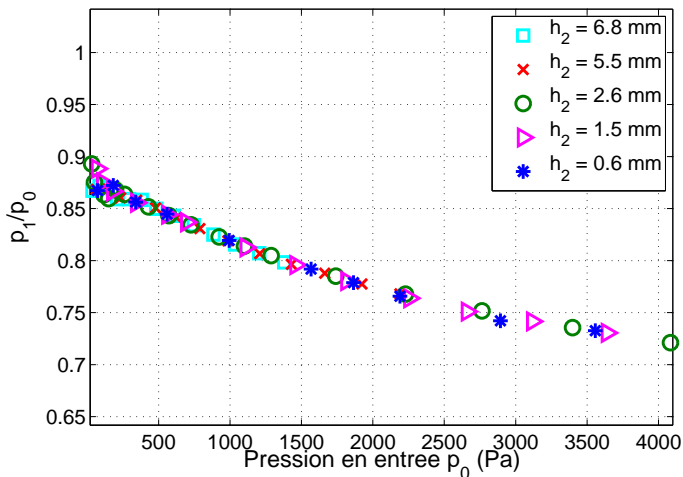
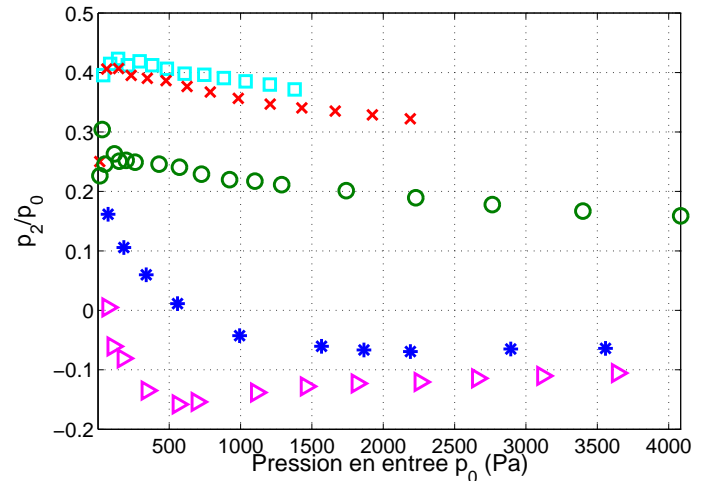
(a) Hauteur $h(x)$ (b) \tilde{p}_0 (c) \tilde{p}_1 (d) \tilde{p}_2

FIGURE 2.6 – (a) Hauteur du canal au niveau de la constriction en configuration OS pour les cinq hauteurs de l'obstacle, avec position des deux prises de pression (petits traits clairs en haut et en bas). (b),(c) et (d) : pressions \tilde{p}_0 et rapports $\frac{\tilde{p}_1}{p_0}$ et $\frac{\tilde{p}_2}{p_0}$ mesurés sur la maquette du conduit vocal dans la même configuration, en fonction du nombre de Reynolds Re_0 pour (b) et de la pression d'entrée \tilde{p}_0 pour (c) et (d). La légende pour la hauteur h_2 est identique pour toutes les figures.

A 11 mm en amont de l'obstacle, le pourcentage de perte de charge par rapport à la pression en entrée ne dépend presque pas de la hauteur de l'obstacle. En effet, sur la Fig. 2.6(c) on remarque que pour $p_0 > 300 Pa$ toutes les valeurs du rapport $\frac{\tilde{p}_1}{p_0}$ sont contenues dans une bande décroissante de 0.86 à 0.72, et présentent un écart inférieur à 1 %. Ces pertes sont causées par l'interaction du fluide visqueux avec les parois du canal et sont typiquement plus importantes lorsque la vitesse de l'écoulement augmente [13]. Pour $p_0 < 300 Pa$, $\frac{\tilde{p}_1}{p_0}$ est un peu plus dispersé selon h_2 , mais les valeurs demeurent tout de même entre 0.85 et 0.9. De plus, cette indépendance

par rapport à h_2 de la baisse relative de la pression au niveau de la prise de p_1 suppose que les phénomènes turbulents liés au passage de l'écoulement à travers la constriction ne provoquent pas d'instabilités à 11 mm en amont de l'obstacle.

Cette dernière remarque est également motivée par les observations de la pression \tilde{p}_2 dans la constriction située au niveau de l'obstacle : à la différence de $\frac{\tilde{p}_1}{p_0}$, la Fig. 2.6(d) montre une forte dépendance de $\frac{\tilde{p}_2}{p_0}$ vis-à-vis des cinq ouvertures qui peuvent être séparées en deux cas :

- pour $h_2 = (6.8, 5.5, 2.6) \text{ mm}$ (soit une obstruction allant jusqu'à 84 %), le rapport de pression observé demeure positif quelque soit p_0 tout en diminuant avec la hauteur de l'ouverture. Un écoulement traversant une constriction est généralement accéléré au passage de celle-ci, même dans une configuration asymétrique ([35], [119]) et va l'être d'autant plus que l'ouverture se resserre jusqu'à une certaine limite où les effets de viscosité ne sont plus négligeables. Le gradient de pression entre \tilde{p}_1 et \tilde{p}_2 associé étant proportionnel à cette accélération, cela concorde avec ce qui est observé au niveau de \tilde{p}_2 . Néanmoins les valeurs du rapport $\frac{\tilde{p}_2}{p_0}$ ont moins de 5 % d'écart entre $h_2 = 6.8$ et 5.5 mm, par rapport aux 14 - 15 % entre les hauteurs de 5.5 et 2.6 mm.
- pour $h_2 = (1.5, 0.6) \text{ mm}$ (obstruction supérieure à 91 %), la pression p_2 mesurée atteint des valeurs négatives, respectivement à partir de $p_0 \simeq 100 \text{ Pa}$ et pour $500 < p_0 < 1000 \text{ Pa}$. Avec $h_2 = 0.6 \text{ mm}$, les effets de la viscosité du fluide deviennent surement importants, en tout cas plus importants qu'avec l'ouverture $h_2 = 1.5 \text{ mm}$ pour laquelle la pression est plus basse et l'accélération du fluide plus élevée. La fin de la décroissance de $\frac{\tilde{p}_2}{p_0}$ vers une pression en entrée de 500 Pa quand $h_2 = 1.5 \text{ mm}$ et vers 1500 Pa quand $h_2 = 0.6 \text{ mm}$ peuvent marquer le passage vers un régime turbulent : si on se reporte à la Fig. 2.6(b) donnant l'évolution de \tilde{p}_0 en fonction du nombre de Reynolds, ces pressions en entrée de fin de décroissance correspondent dans les deux cas d'ouverture de constriction à $Re_0 \simeq 2000$

L'écoulement semble donc présenter deux comportements distincts selon l'ouverture de la constriction au niveau de l'obstacle : il est possible qu'une hauteur h_2 limite entre ces deux cas soit située entre 2.6 et 1.5 mm. En tout cas, cela entraîne une évolution de \tilde{p}_2 en fonction de h_2 non-linéaire, qui sera plus difficile à modéliser que dans le cas de la langue seule.

2.4 Evolution de la pression dans la maquette en présence des deux articulateurs

Suite aux deux configurations du modèle mécanique à un élément, les mesures de pressions ont été réalisées sur la maquette de conduit vocal en configuration complète, représentée sur la Fig. 2.1 avec le positionnement des trois transducteurs piézorésistifs. Pour chaque couple (L_{co}, h_2) , les acquisitions sont effectuées sur une gamme de débits qui, en raison de la présence de l'obstacle, ne s'étend pas forcément jusqu'au maximum de 250 L/min imposé par le débitmètre – et donc cela limite aussi le nombre de Reynolds maximum (Fig. 2.7). Les valeurs prises par les deux paramètres géométriques sont identiques à celles utilisées au cours des études des configurations de la maquette à un élément, et rappelées dans le Tab. 2.3 – pour L_{co} , on

h_2 (mm)	$1 - \frac{h_2}{h_t}$	A_2 (cm ²)	L_{co} (mm)	$\frac{x_1}{L_t}$	Distance relative entre x_1 et point de pression p_1 (mm)
0.6	96%	0.126	3	0.933	-8
1.5	91%	0.315	5	0.922	-6
2.6	84 %	0.546	10	0.894	-1
5.5	66 %	1.155	16	0.861	5
6.8	58 %	1.428	24	0.817	13

TABLE 2.3 – Valeurs des différents paramètres géométriques réglables dans la maquette de conduit vocal : hauteurs h_2 (avec les degrés d’ouverture et aires A_2) de la constriction formée au niveau de l’obstacle, et distance langue-obstacle L_{co} (avec position adimensionnée x_1 du bout de la langue).

retranche 9 mm à la longueur L du Tab. 2.2 (le cas $L = 1\text{ mm}$ n’est plus considéré). Comme dans les sections précédentes, la pression mesurée en entrée de la maquette est d’abord étudiée, suivi des deux autres pressions en aval au niveau de la langue et de la constriction à l’obstacle.

2.4.1 Pression à l’entrée du canal

Le résultat des acquisitions de \tilde{p}_0 pour tous les couples de paramètres géométriques est sur la Fig 2.7, en dessous de laquelle figure la légende détaillée : les différents symboles sont pour les cinq longueurs langue-obstacle L_{co} et les différentes couleurs pour h_2 . Les pressions d’entrées des deux configurations LS et OS étudiées au chapitre précédent sont également reportées sur cette figure afin de voir l’effet du couplage langue-obstacle.

Tout comme pour la configuration avec obstacle seul, on distingue globalement deux cas :

→ pour $h_2 = 0.6$ et $h_2 = 1.5$ mm, on s’aperçoit que l’évolution de \tilde{p}_0 est quasi indépendante de L_{co} , voire quasi-indépendante de la présence de la langue en amont de l’obstacle. En effet, les variations sont au maximum de 3 % pour un même débit d’entrée quand $h_2 = 0.6\text{ mm}$ (courbes bleues), pouvant néanmoins aller jusqu’à 10 % pour $h_2 = 1.5\text{ mm}$ (courbes magenta).

→ pour les ouvertures plus grandes, la dépendance de \tilde{p}_0 vis-à-vis du paramètre L_{co} est plus prononcée : pour Re_0 fixé, la pression en entrée de la maquette augmente lorsque la langue est rapprochée de l’obstacle. L’écart de pression entre les deux positions extrêmes de l’articulateur est d’autant plus important que h_2 grandit. Avec ces ouvertures de constriction, le couplage langue-obstacle induit une pression en entrée plus élevée – donc respectivement des pertes de charge supplémentaires dans le canal.

A part $\tilde{p}_0(h_2 = 6.8)$ et $\tilde{p}_0(h_2 = 5.5)$ en configuration OS, les autres pressions en entrée sont toutes supérieures à celles enregistrées lorsque seule la langue est présente dans la conduite (et dans ce cas \tilde{p}_0 est indépendante par rapport à L_{co}). Si dans le cas des configurations de conduit vocal à un élément, on peut affirmer que cette pression est essentiellement dépendante de Re_0 et de la hauteur ou l’aire de la seule constriction présente – au moins du point de vue des paramètres de cette étude, le couplage des deux articulateurs doit induire des effets supplémentaires qui sont négligeables pour les plus petites ouvertures h_2 . Ceci peut provenir

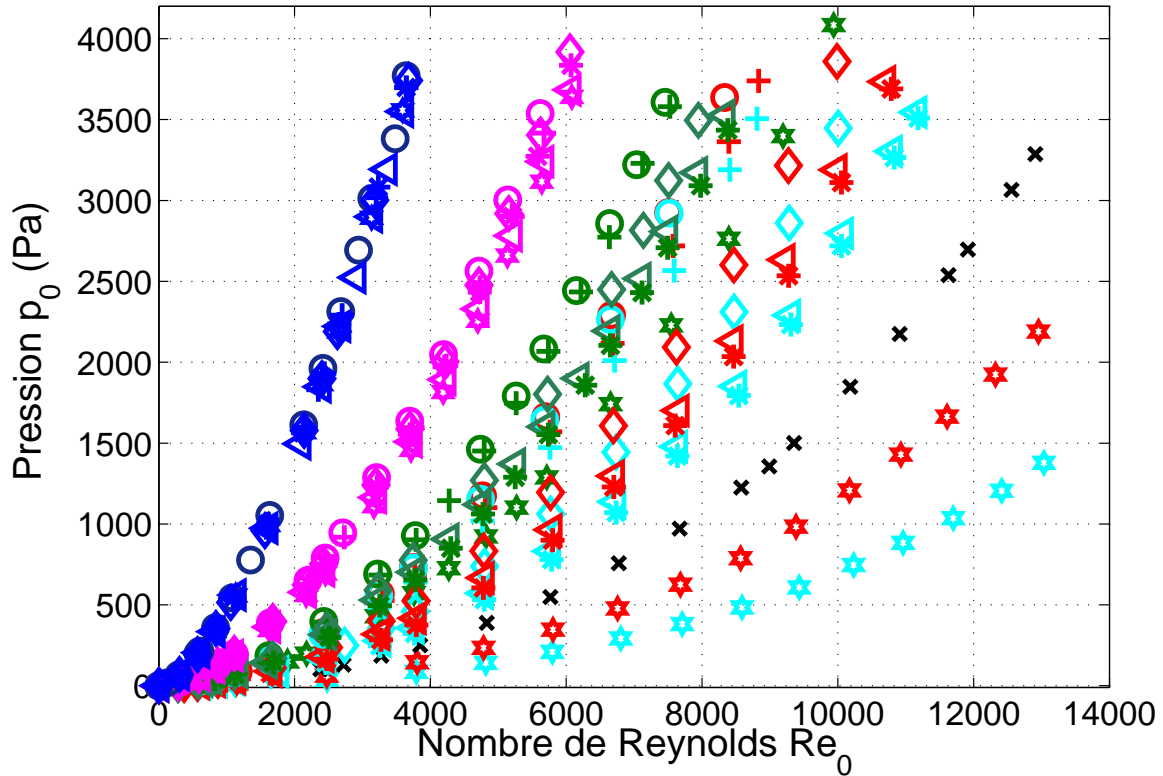


FIGURE 2.7 – Pression \tilde{p}_0 mesurée à l’entrée de la maquette de conduit vocal en configuration complète en fonction du nombre de Reynolds Re_0 , pour les distances langue-obstacle suivantes : (○) $L_{co} = 3\text{ mm}$, (+) $L_{co} = 5\text{ mm}$, (◇) $L_{co} = 10\text{ mm}$, (◁) $L_{co} = 16\text{ mm}$, (*) $L_{co} = 24\text{ mm}$, et les hauteurs de constriction h_2 en couleur : (cyan) $h_2 = 6.8\text{ mm}$, (rouge) $h_2 = 5.5\text{ mm}$, (vert) $h_2 = 2.6\text{ mm}$, (magenta) $h_2 = 1.5\text{ mm}$, (bleu foncé) $h_2 = 0.6\text{ mm}$. Les résultats des cas étudiés au chapitre 3 sont également reportés sur cette figure : (★) obstacle seul et (×) langue seule (ou \tilde{p}_0 indépendante de L).

du fait qu’avec celles-ci les nombres de Reynolds atteignables ne sont pas aussi élevés qu’avec les constriction les plus larges si on suppose que ces effets sont dépendants de Re_0 .

Comparaison avec les pressions intra-orales lors de la prononciation de fricatives

En présence de la langue et de l’obstacle, le modèle physique de conduit vocal est dans sa configuration la plus réaliste. Il serait alors intéressant de voir s’il est possible de comparer la pression mesurée en entrée de maquette, aux pressions intra-orales Δp_{IO} enregistrées lors de la prononciation de fricatives par un locuteur. Une étude de Badin [5], déjà mentionnée au début de la Sec. 1.3.3, a permis d’acquérir de telles pressions lors de la prononciation par lui-même de syllabes [a], [as] et [af] en maintenant la fricative pendant au moins 500 ms. L’utilisation d’un masque de Rothenberg [93] permettait également l’acquisition du débit Q_{mask} de l’écoulement d’air en sortie du conduit vocal. A partir de Q_{mask} et de Δp_{IO} , une équation dérivée du théorème de Bernoulli, dite « équation de l’orifice », permet de calculer « l’aire aérodynamique minimum équivalente » [41] A_C dans le conduit vocal de la façon suivante :

$$A_C = \frac{Q_{mask}}{\sqrt{2} * \Delta p_{IO} / \rho_0} \quad (2.4)$$

où ρ_0 est la masse volumique de l’air. Dans le cas de la prononciation de la fricative [s] pour différents efforts de production, soit différents couples $(Q_{mask}, \Delta p_{IO})$ – et niveaux de bruits, l’aire A_C calculée est environ de 0.1 cm^2 . Pour effectuer une comparaison de \tilde{p}_0/Q issus de l’écoulement en maquette avec la pression intra-orale/débit enregistrés par Badin pour le [s], il faut une langue assez avancée dans le conduit vocal [6] et une ouverture de constriction de l’ordre de 0.1 cm^2 : ceci amène à prendre comme paramètres $L_{co} = 3$ ou 5 mm et $h_2 = 0.6 \text{ mm}$. La pression \tilde{p}_0 sera envisagée jusqu’à 980 Pa , car le transducteur de pression employé pour mesurer Δp_{IO} était limité à $10 \text{ cmH}_2\text{O}$.

Badin a établi des relations du type $Q_{mask} \propto (\Delta p_{IO})^q$, avec q obtenu par régression linéaire de la fonction

$$\ln(Q_{mask}) = q \cdot \ln(\Delta p_{IO}) + Cte$$

sur les données acquises grâce au masque de Rothenberg. En effectuant la même opération avec nos données avec $\ln(Q) = q \cdot \tilde{p}_0 + Cte$, les coefficients q calculés sont :

Fricative [s] prononcée (Badin) :	0.60	(Corrélation : 0.96)
Maquette (MC) avec $L_{co} = 3 \text{ mm}$:	0.64	(Corrélation : 0.99)
Maquette (MC) avec $L_{co} = 5 \text{ mm}$:	0.63	(Corrélation : 0.99)

avec les corrélations de la régression linéaire, plus faible lorsque la consonne est émise, sans doute à cause de la variabilité rencontrée habituellement lors d’expériences sur l’humain. Avec la fricative [f], le coefficient q calculé par Badin est également de 0.6 (corrélation de 0.82) pour une aire moyenne A_C de 0.1 cm^2 (mais plus dispersée sur les différentes prononciations). En assimilant la configuration de maquette OS lorsque $h_2 = 0.6 \text{ mm}$ au conduit vocal lors de la prononciation maintenue d’un [f] [6], pour laquelle le dos de la langue est peu relevé, la régression linéaire de $\ln(Q) = q \cdot \tilde{p}_0 + Cte$ donne également un coefficient de 0.63 – étant donné que l’ajout et la position de la langue dans le canal ont un effet négligeable sur \tilde{p}_0 lorsque $h_2 = 0.6 \text{ mm}$, la même valeur de q devait être retrouvée. Des relations proches entre débits et pression sont donc trouvées entre les caractéristiques des écoulements d’air des fricatives prononcées et de la maquette. Néanmoins, quelques réserves sont à émettre :

- Si l’équation de l’orifice (Eq. 2.4) est appliquée pour calculer l’aire A_2 de la constriction à l’obstacle sur la maquette – qui est l’aire minimale sur toute la longueur du canal, celle-ci varie entre 0.08 et 0.16 cm^2 lorsque Q augmente, alors qu’elle est en réalité constante.
- \tilde{p}_0 a été assimilée à la pression intra-orale. Or, sur un locuteur, celle-ci est mesurée en connectant le transducteur de pression à la cavité située juste derrière la constriction principale, entre la langue et le palet. Dans le cas de la maquette, il a été constaté que des effets de friction provoquaient des pertes de charge dans la section amont du canal (Sec. 2.3), ce qui implique qu’en effectuant l’analogie $\tilde{p}_0 \rightarrow \Delta p_{IO}$, on commet une surestimation sur la pression intra-orale dans la maquette. Pour la comparaison entre la fricative

[f] et les caractéristiques de l'écoulement de maquette en configuration OS, il est possible d'utiliser \tilde{p}_1 , mesurée à 11 mm en amont de la constriction d'obstacle, à la place de \tilde{p}_0 . Un coefficient q de 0.65 est alors obtenu suite à la régression linéaire (en se limitant toujours à une pression maximum de 10 cmH_2O).

→ Fahas [29] et Shadle *et al.* [103] ont constaté que l'ajout du masque en en sortie de modèles mécaniques du conduit vocal – avec modèles de plis vocaux et bandes ventriculaires, ainsi qu'une constriction supra-glottique – entraîne une légère modification du débit et un changement de pression en amont de la constriction conséquent.

Badin a également effectué des enregistrements acoustiques des différentes fricatives prononcées, avec et sans masque de Rothenberg – celui-ci ayant également une influence sur le signal acoustique de parole. Ces enregistrements seront comparés dans le Chapitre 5 aux mesures du bruit aéroacoustique émis par l'écoulement traversant la maquette. Ceci apportera d'autres éléments quand à la validité des comparaisons effectuées ci-dessus.

2.4.2 Effet du couplage sur les pressions au niveau de la langue et de la constriction d'obstacle

Les modifications qu'entraînent le couplage des deux éléments sur les deux pressions statiques \tilde{p}_1 et \tilde{p}_2 en aval de la maquette vont maintenant être examinées. Les deux prises de pression sont placées de manière identique aux configurations de maquette à un seul élément : celle de \tilde{p}_1 est positionnée en amont (pour $L_{co} = 3, 5, 10 mm$) ou en aval ($L_{co} = 16, 24 mm$) du bout de la langue sur la paroi supérieure du canal. Les distances entre l'abscisse x_1 du bout de la langue et la position de la prise de \tilde{p}_1 sont rappelées dans le tableau 2.3. Celle de \tilde{p}_2 est dans la paroi inférieure au niveau de la constriction formée à l'obstacle, à 7 mm de la sortie du canal.

Analyse et évolution de \tilde{p}_1

Sur la Fig. 2.8 est présentée l'évolution du rapport $\frac{\tilde{p}_1}{p_0}$ en fonction de p_0 , pour tous les couples de paramètres (L_{co}, h_2) de la configuration complète. Un regroupement des valeurs principalement fonction de l'ouverture de la constriction à l'obstacle est observable, de manière analogue à la pression en entrée. Plus précisément, les variations sont telles que :

$$\frac{\tilde{p}_1}{p_0}(h_2 = 0.6) > \frac{\tilde{p}_1}{p_0}(h_2 = 1.5) > \frac{\tilde{p}_1}{p_0}(h_2 = 2.6) > \frac{\tilde{p}_1}{p_0}(h_2 = 5.5) \geq \frac{\tilde{p}_1}{p_0}(h_2 = 6.8)$$

Tout comme la pression en entrée, les variations de la distance langue-obstacle modifient assez peu \tilde{p}_1 pour les hauteurs h_2 de 0.6, 1.5 et 2.6 mm : sur un petit intervalle local de p_0 , l'écart entre les rapports de pression pour h_2 fixé est inférieur à 0.05. Cet écart est bien plus important quand h_2 est égal à 5.5 ou 6.8 mm, surtout aux pressions d'entrée inférieures à 500 Pa où il atteint 0.35 entre les deux positions extrêmes de la langue. Pour ces deux valeurs de h_2 et sur toute la gamme de conditions en entrée :

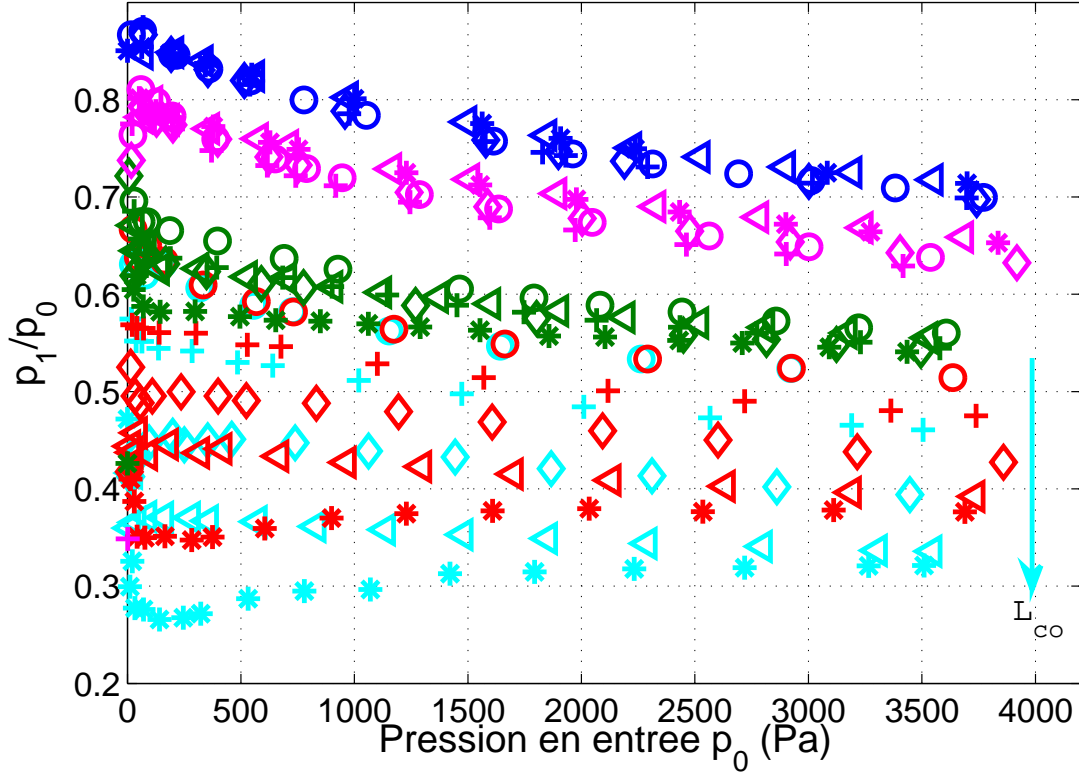


FIGURE 2.8 – Pression \tilde{p}_1 mesurée en aval du conduit vocal ($x = 160$ mm) en configuration complète en fonction de p_0 , pour les distances langue-obstacle suivantes : (\circ) $L_{co} = 3$ mm, ($+$) $L_{co} = 5$ mm, (\diamond) $L_{co} = 10$ mm, (\triangleleft) $L_{co} = 16$ mm, ($*$) $L_{co} = 24$ mm, et les hauteurs de constriction h_2 en couleur : (cyan) $h_2 = 6.8$ mm, (rouge) $h_2 = 5.5$ mm, (vert) $h_2 = 2.6$ mm, (magenta) $h_2 = 1.5$ mm, (bleu foncé) $h_2 = 0.6$ mm. La flèche signale le gradient de pression négatif lorsque la langue bouge (et relativement la position de mesure de \tilde{p}_1 – voir texte)

$$\frac{\tilde{p}_1}{p_0}(L_{co} = 3) > \frac{\tilde{p}_1}{p_0}(L_{co} = 5) > \frac{\tilde{p}_1}{p_0}(L_{co} = 10) > \frac{\tilde{p}_1}{p_0}(L_{co} = 16) > \frac{\tilde{p}_1}{p_0}(L_{co} = 24)$$

en ajoutant que pour $L_{co} = 3$ mm, on note aussi que $\frac{\tilde{p}_1}{p_0}(h_2 = 6.8) = \frac{\tilde{p}_1}{p_0}(h_2 = 5.5)$ (à ± 0.01 près), ce qui était également le cas pour \tilde{p}_0 .

Pour $2.6 \leq h_2 \leq 6.8$, quand la prise de pression est en amont de la séparation partielle x_1 , l'écoulement doit accélérer en même temps que la section du canal diminue, d'où le gradient de pression longitudinal négatif (symbolisé par la flèche couleur cyan sur la Fig. 2.8) venant compenser le frottement visqueux turbulent qui devient plus important avec la vitesse moyenne de l'air. Ce gradient de pression favorable est toujours présent à 5 et 13 mm en aval de x_1 quand $h_2 = 6.8$ et 5.5 mm, au moins au voisinage de la paroi supérieure du canal. Ceci tend à montrer que l'écoulement en aval du bout de la langue est toujours accroché à la paroi supérieure à 11 mm de l'obstacle (position du point de mesure de \tilde{p}_1), sinon le gradient de pression longitudinal dans la partie proche paroi du jet pariétal serait défavorable (positif) ([15], [20]).

Par contre pour $h_2 = 2.6$ mm, on a observé un léger regain de pression dans l'écoulement à 5 mm en aval de x_1 , puis à nouveau une baisse 8 mm plus loin. Dans le cas des deux plus petites hauteurs de constriction, le rétrécissement de section de la langue a peu d'effet sur l'écoulement, avec un léger gradient de pression longitudinal défavorable – bien que dans ce cas, les pressions \tilde{p}_1 légèrement plus grandes quand la langue est dans ses positions les plus reculées peut provenir du fait que la distance en amont sur laquelle la friction turbulente a lieu est plus courte. L'augmentation de hauteur de l'obstacle (ou diminution d'ouverture de la constriction) a sûrement un effet sur le point de décrochage de l'écoulement de la paroi supérieure. D'ailleurs, dans l'étude d'Anagnostopoulos et Mathioulakis [3] pour un écoulement d'eau ($Re < 1000$) dans un canal traversant une constriction rectangulaire asymétrique 3-D dont la hauteur varie dans le temps (sur une période de 15 s avec 50 % d'obstruction au maximum), on remarque que la position de séparation de l'écoulement de la paroi supérieure avant la constriction est plus en amont lorsque l'obstruction du canal est plus importante. De plus, une zone de recirculation est détectée dans la zone entre le point de décrochage et l'obstacle. Dans notre cas, le fait d'avoir une constriction avant l'obstacle – un jet à vitesse élevée qui en sort – doit avoir une influence sur cette distance de décrochement.

L'évolution de $\frac{\tilde{p}_1}{p_0}$ en fonction de p_0 est telle que le rapport diminue quand la pression en entrée devient élevée, ce qui est causé par les effets de friction en aval du bout de la langue. Une exception concerne la plus grande longueur langue-obstacle $L_{co} = 24$ mm associée aux hauteurs $h_2 = 5.5$ et 6.8 mm pour lesquelles le rapport $\frac{\tilde{p}_1}{p_0}$ diminue brusquement entre 0 et 50 Pa, puis entame une croissance jusqu'à environ 1500 Pa pour ensuite se stabiliser. Cette diminution brusque du rapport a lieu aussi pour $h_2 = 2.6$ mm, mais au-delà de 50 Pa la baisse de pression continue.

Analyse et évolution de \tilde{p}_2

Il convient maintenant de s'intéresser aux résultats des mesures de la pression \tilde{p}_2 , présentés sous la forme adimensionnée par p_0 sur la Fig. 2.9 pour tous les couples de paramètres géométriques (L_{co}, h_2) . La grande influence de h_2 sur les niveaux de pression, et donc le regroupement des valeurs de $\frac{\tilde{p}_2}{p_0}$, est également retrouvée dans les mesures au niveau de la constriction d'obstacle. Néanmoins les variations de cette pression en fonction de h_2 sont différentes de ce qui a été observé au niveau de la langue pour \tilde{p}_1 . Par contre elles sont assez semblables à celles étudiées en configuration OS, et on retrouve donc :

$$\frac{\tilde{p}_2}{p_0}(h_2 = 6.8) \simeq \frac{\tilde{p}_2}{p_0}(h_2 = 5.5) > \frac{\tilde{p}_2}{p_0}(h_2 = 2.6) > \frac{\tilde{p}_2}{p_0}(h_2 = 0.6) > \frac{\tilde{p}_2}{p_0}(h_2 = 1.5)$$

avec pour $h_2 = 1.5$ mm une pression mesurée \tilde{p}_2 négative quelque soit p_0 . Pour $h_2 = 0.6$ mm cette même pression est négative à partir de $p_0 > 900$ Pa, ce qui avait déjà été noté lorsque seul l'obstacle est présent dans le canal, bien qu'alors \tilde{p}_2 devient négative à partir d'une pression en entrée moins élevée qu'en configuration complète. D'ailleurs, le couplage de la langue et de l'obstacle induit des changements dans l'évolution de \tilde{p}_2 en fonction de p_0 : par rapport à la configuration OS (Fig. 2.6(d)), la convergence du rapport des pressions vers un palier est nettement plus marquée, spécialement dans le cas $h_2 = 2.6$ mm où celui-ci est atteint à partir de 500 Pa pour des valeurs entre 0.1 et 0.2 selon la position de la langue dans le canal. Le palier pour $h_2 = 0.6$ et 1.5 mm est légèrement plus proche de 0 pour le modèle complet. La décroissance rapide précédant les paliers quand p_0 augmente est inexistante pour les deux plus

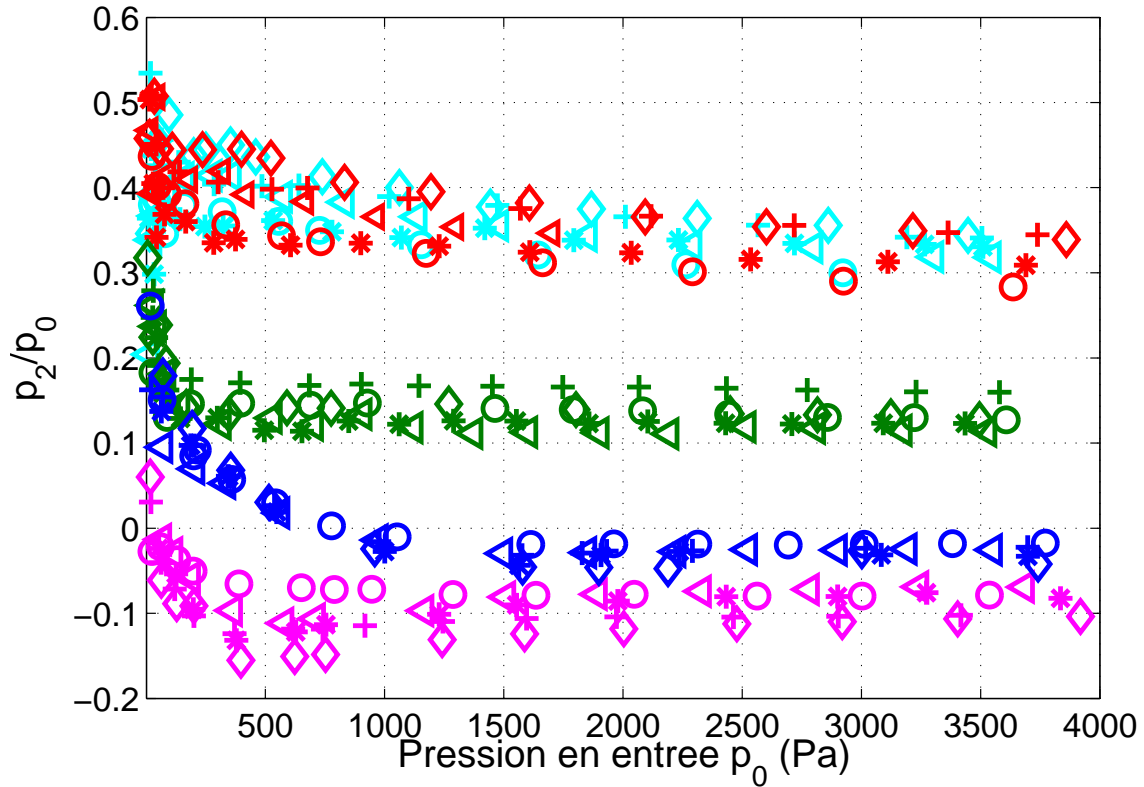


FIGURE 2.9 – Pression \tilde{p}_2 mesurée au niveau de la constriction d’obstacle en fonction de p_0 , pour les distances langue-obstacle suivantes : (\circ) $L_{co} = 3\text{ mm}$, ($+$) $L_{co} = 5\text{ mm}$, (\diamond) $L_{co} = 10\text{ mm}$, (\triangleleft) $L_{co} = 16\text{ mm}$, ($*$) $L_{co} = 24\text{ mm}$, et les hauteurs de constriction h_2 en couleur : (cyan) $h_2 = 6.8\text{ mm}$, (rouge) $h_2 = 5.5\text{ mm}$, (vert) $h_2 = 2.6\text{ mm}$, (magenta) $h_2 = 1.5\text{ mm}$, (bleu foncé) $h_2 = 0.6\text{ mm}$.

grandes ouvertures d’obstacle, et de moins en moins rapide quand la hauteur de la constriction diminue. Ceci indique la présence d’effets de viscosité qui sont importants pour la plus petite ouverture. De plus, comme cette décroissance n’est pas observable sur \tilde{p}_1 , et qu’elle est présente quelque soit L_{co} , ce n’est pas un phénomène qui a lieu plus en amont qui cause cette décroissance de $\frac{\tilde{p}_2}{p_0}$. D’ailleurs, l’influence de L_{co} est toujours relativement peu importante par rapport à celle de h_2 .

Lorsque \tilde{p}_2 est comparée à \tilde{p}_1 (Fig. 2.10), dans pratiquement tous les cas une baisse de pression est observée de la position amont à celle plus en aval (soit $\frac{\tilde{p}_2 - \tilde{p}_1}{p_0} < 0$). Pour les constriction à l’obstacle dont la hauteur est inférieure à la hauteur de constriction à la langue ($h_2 < h_1$), la majeure partie des pertes de charge entre \tilde{p}_1 et \tilde{p}_2 est provoquée par l’accélération du fluide due au rétrécissement de section dans la constriction (effet Bernoulli). Dans ce cas, on pourrait s’attendre à ce que la pression \tilde{p}_2 dans la constriction soit la plus basse pour $h_2 = 0.6\text{ mm}$, mais elle reste supérieure à celle de $h_2 = 1.5\text{ mm}$: les effets visqueux, même en régime turbulent, doivent limiter l’accélération de l’écoulement. Les discontinuités de la géométrie entre le bout de la langue et l’entrée de la constriction à l’obstacle doivent induire une autre partie des pertes de charges, avec probablement l’apparition de zones de recirculation

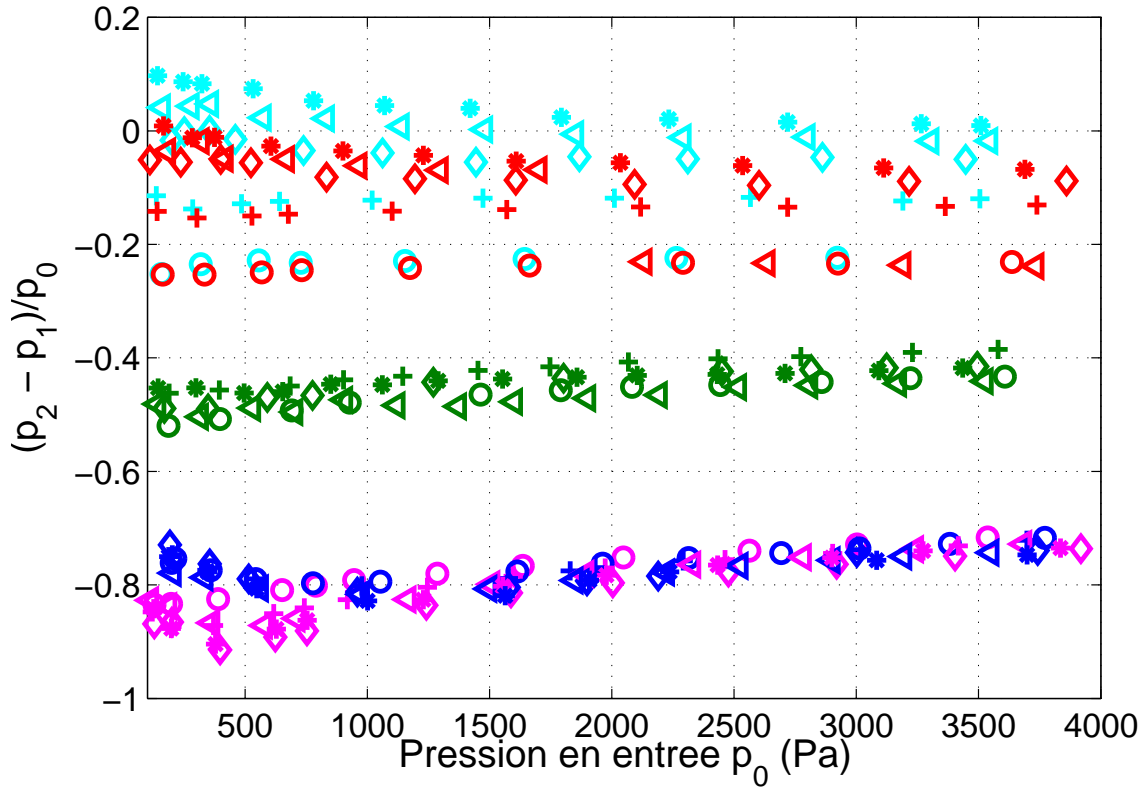


FIGURE 2.10 – Différence de pression $\tilde{p}_2 - \tilde{p}_1$ adimensionnée en fonction de p_0 , pour les distances langue-obstacle suivantes : (\circ) $L_{co} = 3 \text{ mm}$, ($+$) $L_{co} = 5 \text{ mm}$, (\diamond) $L_{co} = 10 \text{ mm}$, (\triangleleft) $L_{co} = 16 \text{ mm}$, ($*$) $L_{co} = 24 \text{ mm}$, et les hauteurs de constriction h_2 en couleur : (cyan) $h_2 = 6.8 \text{ mm}$, (rouge) $h_2 = 5.5 \text{ mm}$, (vert) $h_2 = 2.6 \text{ mm}$, (magenta) $h_2 = 1.5 \text{ mm}$, (bleu foncé) $h_2 = 0.6 \text{ mm}$.

du fait du décrochage de l'écoulement de la paroi de la langue – et d'autres zones de recirculation si l'écoulement décroche de la paroi supérieure du canal.

Lorsque $h_2 > h_1$, le gradient de pression longitudinal entre le bout de la langue et la constriction de l'obstacle est légèrement favorable, voire légèrement défavorable dans les cas $h_2 = 6.8$ avec $L_{co} = (24, 16) \text{ mm}$ pour lesquels un léger regain de la pression est constaté ($\frac{\tilde{p}_2 - \tilde{p}_1}{p_0} > 0$), valant respectivement selon L_{co} 10 et 5 % de p_0 lorsque cette pression est inférieure à 500 Pa. Contrairement aux hauteurs de constriction plus petites, la position de la langue modifie la différence de pression $\tilde{p}_2 - \tilde{p}_1$ de manière significative, donc les phénomènes ayant lieu entre la langue et l'obstacle.

2.5 Bilan du chapitre

La première partie de ce chapitre a présenté le banc expérimental et les instruments de mesures permettant d'étudier certaines caractéristiques de l'écoulement traversant le modèle mécanique du conduit vocal dans différentes configurations. Dans le cas où la langue seule est positionnée dans le canal selon six distances langue-sortie L , on a observé qu'une faible pression

négative au niveau de la paroi supérieure du canal est enregistrée pour les quatre positions de langue les plus reculées, soit $33 \leq L \leq 14 \text{ mm}$. De même pour \tilde{p}_2 au niveau de la paroi inférieure, jusqu'à $L = 12 \text{ mm}$. On suppose que ces effets sont causés par le placement asymétrique de la constriction, mais il est cependant difficile de mettre en adéquation de manière quantitative ces observations avec celles d'écoulements « de marches » caractérisés dans la littérature, ce qui est peut-être causé par la proximité de la sortie du canal, pouvant empêcher le réattachement de du jet formé sur la paroi inférieure. Les effets de la viscosité de l'air sont importants à bas nombre de Reynolds, surtout au niveau du rétrécissement de section formé par la langue, au niveau duquel il semble y avoir un changement de comportement de l'écoulement lorsqu'on se rapproche du bout de la langue – peut-être une transition progressive vers un écoulement qui doit être turbulent dans le jet pariétal, même pour de faibles débits.

Lorsqu'une constriction de hauteur h_2 est formée par l'insertion de l'obstacle rectangulaire placé dans le canal, on observe que la pression d'entrée est inversement proportionnelle à ce paramètre d'ouverture, contrairement au cas précédent où la constriction était à hauteur constante h_1 avec \tilde{p}_0 indépendant de L . Des effets de friction devenant plus important avec p_0 sont présents le long du canal en amont de la constriction, à l'intérieur de laquelle \tilde{p}_2 est négative seulement quand $h_2 \leq 1.5 \text{ mm}$ – ce qui correspond à des ouvertures de constriction au niveau des dents rencontrées en friction. D'ailleurs, l'évolution de la pression dans la constriction à l'obstacle n'évolue plus linéairement en fonction de h_2 .

Lorsque langue et obstacle sont couplés dans le canal, les observations établies à partir des mesures de pression ont des points communs avec les deux cas précédents. Ensuite, *en présence de l'obstacle*, les valeurs et l'évolution en fonction de Re_0 de cette même pression dépendent essentiellement de la hauteur (ou section) *et* de la position de la plus petite constriction du canal : si $h_2 < h_1$, le paramètre L_{co} n'a que peu d'influence sur les valeurs de \tilde{p}_0 et c'est alors essentiellement la hauteur h_2 qui commande ses variations. Dans le cas contraire où $h_2 > h_1$ (ou $h_2 \simeq h_1$), les changements de position de la langue dans le canal provoquent les variations les plus importantes de \tilde{p}_0 , la taille de l'obstacle conservant néanmoins une certaine influence. Ce comportement est retrouvé pour la pression \tilde{p}_1 au niveau de la langue, et il n'y a plus de gradient de pression favorable entre x_0 et x_1 – et sans doute plus d'accélération de l'écoulement – quand $h_2 < h_1$. Par contre, la pression enregistrée dans la constriction à l'obstacle dépend essentiellement de h_2 . Pour les plus petites ouvertures, la viscosité du fluide diminue l'accélération de l'écoulement dans la constriction à faible nombre de Reynolds, et les pertes de charge observées entre le bout de la langue et l'obstacle sont essentiellement causées par l'accélération du fluide du fait du rétrécissement de section (effet Bernoulli). Néanmoins, d'autres sources de pertes sont présentes à cause des discontinuités de la géométrie, mais il est difficile de les identifier directement à partir des mesures présentées dans ce chapitre. La suite de l'étude de notre modèle physique de conduit vocal par le biais de la modélisation de l'écoulement le traversant à partir de cas connus va permettre de progresser dans l'identification des phénomènes à l'origine des pertes de pression observées.

Chapitre 3

Modèles théoriques d'écoulements pour la friction

Même avec le modèle physique du conduit vocal sur lequel nous travaillons, le comportement de l'écoulement d'air le traversant reste difficilement prédictible en utilisant directement les équations de Navier-Stokes, particulièrement quand il est turbulent – et donc dans le cas des fricatives. On propose alors dans ce chapitre une présentation de différentes modélisations de l'écoulement du modèle physique de conduit vocal – qui sera désigné du point de vue de la modélisation théorique et numérique sous le nom de « *modèle géométrique* » ou « *géométrie équivalente* » pour éviter la confusion avec les modèles liés au fluide en mouvement.

Dans un premier temps, les équations de la mécanique des fluides seront simplifiées à partir d'hypothèses fréquemment utilisées dans la représentation d'écoulements en parole et également à partir d'approximations issues du dimensionnement de la géométrie équivalente. Ces hypothèses permettent d'aboutir à une modélisation dite « laminaire » de l'écoulement, plus éloignée de la réalité mais qui offre l'avantage d'une estimation analytique simple de la pression statique et du débit – et donc par extension de la vitesse moyenne. Ensuite, afin d'inclure les effets liés à la turbulence de l'écoulement, nous allons nous baser sur ce que l'on connaît : c'est-à-dire la géométrie, à l'origine de certains phénomènes turbulents. À l'estimation analytique de la modélisation laminaire, des termes de pertes de charge connus seront additionnés : ils sont issus de l'observation d'écoulements turbulents en conduites dans des applications à plus grande échelle, qui sont bien connus et répertoriés dans la littérature ([13], [122]). L'application au modèle géométrique du conduit vocal va nous faire envisager plusieurs options possibles pour inclure ces effets de la turbulence qui sont présentées dans la seconde section du chapitre. Les différentes modélisations seront comparées entre elles et confrontées aux mesures sur maquette dans le Chapitre 4.

3.1 Modélisation laminaire de l'écoulement

3.1.1 Caractérisation de l'écoulement dans le conduit vocal

On rappelle ici les équations de la mécanique des fluides pour le mouvement d'une particule d'un fluide Newtonien qui ne subit pas l'action de forces extérieures autres que la gravité :

Grandeur	Notation	Echelle de valeur
Géométrie du conduit vocal		
Hauteur de la constriction palato-linguale	h_1	1 - 4 mm (<i>3 mm</i>)
Hauteur de la constriction au niveau des dents	h_2	1 - 2 mm (-)
Épaisseur d'une dent	L_{ob}	1 - 2 mm (<i>3 mm</i>)
Longueur du conduit vocal	L_t	150 - 190 mm (<i>180 mm</i>)
Hauteur du conduit vocal (avant la constriction)	h_t	10 - 20 mm (<i>16 mm</i>)
Largeur du conduit vocal	l_t	15 - 25 mm (<i>21 mm</i>)
Écoulement - Propriétés de l'air		
Vitesse en constriction	U_1 et U_2	20 - 50 m/s
Masse volumique	ρ_0	1.21 kg/m ³
Viscosité dynamique	μ	1.8×10^{-5} Pa/s
Viscosité cinématique	ν	1.51×10^{-5} m ² /s
Conductivité thermique	λ_t	0.0262 W/m/K
Température air ambiant	T_{atm}	20 °C
Célérité du son	c_0	342 m/s
Pression atmosphérique	P_{atm}	10^5 Pa
Force de gravité	g	9.81 m/s ²

TABLE 3.1 – Grandeurs et échelle de valeurs caractéristiques de la production de fricatives ([6],[12], [19], [21], [46], [48], [56], [79], [100], [105]). Dans la partie des grandeurs géométriques, les longueurs entre parenthèses sont celles de la maquette.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{u}) = 0 \\ \frac{\partial(\rho \vec{u})}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{u} \otimes \vec{u}) = -g \vec{a}d p + \text{div} \bar{\tau} + \rho \vec{g} \\ \frac{\partial(\rho H)}{\partial t} + \text{div}(\rho H \vec{u}) = -\text{div} \vec{q} + \frac{\partial p}{\partial t} + \vec{u} \cdot g \vec{a}d p + g \vec{a}d \vec{u} : \bar{\tau} \end{array} \right. \quad (3.1)$$

où ρ désigne la masse volumique, \vec{u} la vitesse de la particule, p la pression, H l'enthalpie, ainsi que μ la viscosité dynamique, $\bar{\tau}$ le tenseur des contraintes visqueuses, \vec{q} le flux de chaleur et \vec{g} la force de gravité. Il est possible de simplifier ce système d'équations aux dérivées partielles comportant des termes non linéaires par le biais d'approximations ou d'hypothèses sur le comportement du fluide. L'étude de certains nombres adimensionnels caractéristiques va permettre de savoir quelles simplifications sont raisonnables dans le cadre de la modélisation de l'écoulement dans le conduit vocal. Dans le cas de la prononciation de fricatives, les valeurs pour les grandeurs géométriques caractéristiques utiles à cette étude sont rappelées dans le tableau 3.1, complétées par les grandeurs concernant l'écoulement d'air dans le conduit vocal.

Nombre de Froude

Le nombre de Froude Fr sert à quantifier l'effet des forces d'inertie de l'écoulement par rapport à celui de la gravité agissant sur les particules de fluides. Il est construit de la manière suivante :

$$Fr = \frac{u}{\sqrt{gh}} \quad (3.2)$$

Pour $Fr \gg 1$, l'action de la gravité peut être considérée comme négligeable. En utilisant l'échelle de vitesse minimum au niveau de la constriction, le nombre de Froude est de l'ordre de $Fr = \mathcal{O}(10^2)$. On considère donc que l'action des forces de gravité sur le fluide sont négligeables, ce qui permet de retirer le terme $\rho \vec{g}$ de l'équation de Navier-Stokes.

Nombre de Mach

Ce nombre adimensionnel permet de savoir si le fluide peut subir des effets de compressibilité. Il est défini par :

$$M = \frac{u}{c_0} \quad (3.3)$$

Dans le cas de la production de fricatives, et de manière plus générale pour les écoulements de parole, $M^2 = \mathcal{O}(10^{-2}) \ll 1$ [85]. Ce résultat nous permet de faire l'approximation d'*incompressibilité* de l'écoulement : les variations de la masse volumique du fluide sont négligeables et $\rho \simeq \rho_0 = Cte$. Les équations de conservation de la masse et de conservation du moment (première et seconde équations du système 3.1) sont simplifiées de la manière suivante :

$$\begin{cases} \operatorname{div}(\vec{u}) = 0 \\ \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\operatorname{grad}})\vec{u} = -\frac{1}{\rho_0} \vec{\operatorname{grad}} p + \nu \Delta \vec{u} \end{cases} \quad (3.4)$$

en introduisant la viscosité cinématique $\nu = \frac{\mu}{\rho_0}$. De plus, cette hypothèse d'incompressibilité permet de découpler les deux équations ci-dessus du bilan d'énergie (dernière équation du système 3.1) qui ne sera plus considéré par la suite.

Propriétés de l'air

Les deux propriétés physiques caractérisant l'air qui sont la masse volumique ρ_0 et la viscosité dynamique μ dépendent de la température du fluide [39]. L'air qui circule dans les voies aériennes inférieures et supérieures va subir des échanges thermiques avec le milieu ambiant, c'est-à-dire les organes du corps entourant les voies respiratoires qui sont de manière générale à une température de 37°C. Néanmoins, lors d'une inspiration, l'évolution de la température de l'air ne se fait pas instantanément et les échanges thermiques dans les voies aériennes inférieures semblent contribuer pour une grande part à la régulation des caractéristiques du fluide avant contact avec les cellules alvéolaires des poumons [23].

Lors de la phase d'expiration, pendant laquelle a lieu la production de parole, des mesures *in-vivo* réalisées par Kaufman *et al.* [53] ont montré que la température de l'écoulement d'air en divers points de la cavité orale variait par exemple entre 26 et 34°C pour un de leurs sujets, avec une température ambiante de 24°C – celle-ci étant un facteur venant modifier les échanges

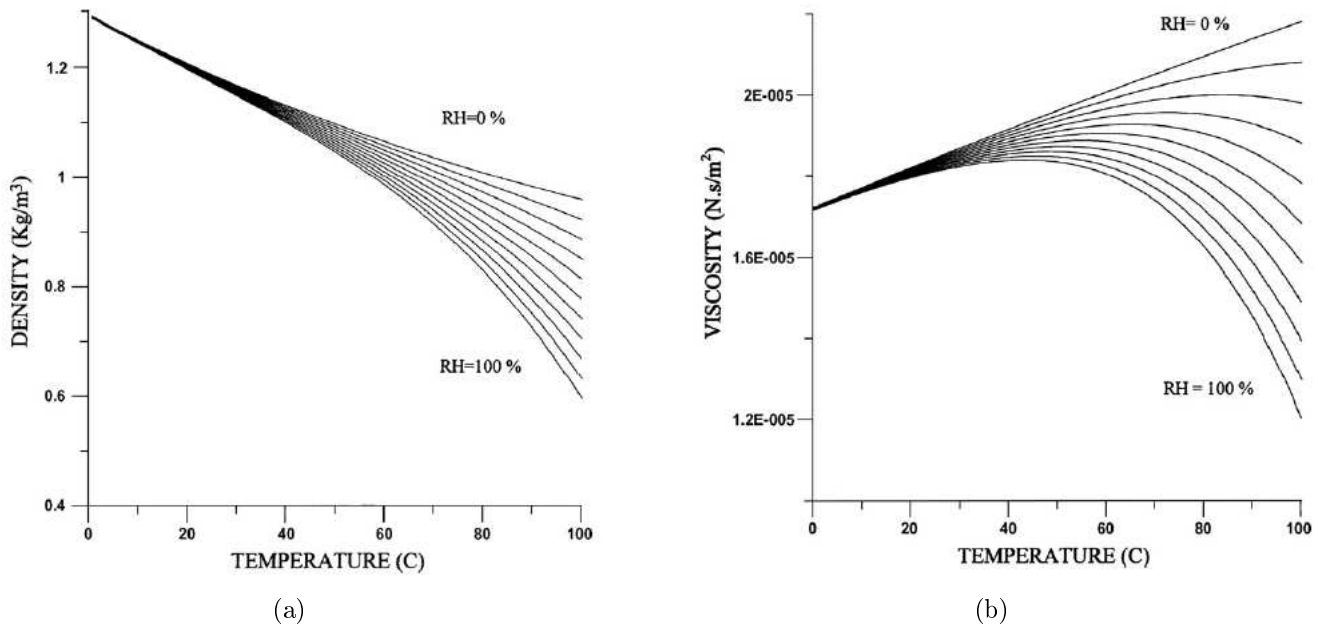


FIGURE 3.1 – (a) Densité et (b) viscosité dynamique de l'air en fonction de la température avec l'humidité relative (RH) de l'air comme paramètre variant de 0 (air sec) à 100 % (air saturé). D'après Tsilingiris [115].

thermiques ayant lieu [23]. Le débit d'air de l'écoulement dans la cavité orale en est également un, et donc la température moyenne de celui-ci sera différente entre la prononciation d'une voyelle et d'une fricative, voire même entre la production de différentes fricatives – on peut s'en convaincre simplement en mettant un doigt juste devant la bouche tout en prononçant différents phonèmes.

En plus de la température, l'humidité relative (RH) de l'air modifie également les propriétés du fluide. Une étude théorique sur l'évolution de ces différentes propriétés a été réalisée par Tsilingiris [115] qui s'est basé sur de nombreuses analyses et comparaisons de la littérature pour établir ses équations. Les variations de la densité et de la viscosité dynamique de l'air en fonction de sa température et de RH sont rapportées sur la Fig. 3.1. Pour une atmosphère à une température de 20°C, si l'écoulement d'air traversant le conduit vocal est considéré comme variant entre 20 et 37°C, il y aura au maximum 5 % de variation pour les deux caractéristiques du fluide. Si on ajoute à cela que les jets d'air lors de la friction sont fortement accélérés, les variations de la température par rapport à 20°C sont moins importantes que la gamme 20-37°C considérée. Il paraît donc raisonnable de conserver les valeurs standard du tableau 3.1 pour ρ_0 et μ .

Nombre de Reynolds

Le nombre de Reynolds est le rapport des forces d'inertie et des forces visqueuses agissant sur un écoulement. On rappelle son expression qui dépend à la fois des caractéristiques du fluide et de celles de la géométrie du milieu :

$$Re = \frac{Uh}{\nu}. \quad (3.5)$$

Dans le cas d'une conduite circulaire, l'écoulement reste laminaire pour une valeur de $Re < 2000 - 2500$ (cf Sec. 1.2.1). Comme mentionné dans l'introduction, en considérant la gamme de vitesses du tableau 3.1, le nombre de Reynolds à la constriction palato-linguale Re_1 varie environ entre 4000 et 10000. Même si de nombreux facteurs peuvent venir modifier l'ordre de grandeur du nombre de Reynolds à la transition, on peut s'attendre à ce que le jet en sortie de la constriction aie un comportement turbulent. Néanmoins, comme pour les mesures sur maquette, on élargira la gamme de nombre de Reynolds étudiée lors de la mise en application des modèles (Chapitre 4).

Rapport géométrique

Au voisinage des deux constriction, les rapports entre la largeur du conduit vocal et les hauteurs sont telles que :

$$\frac{h_1}{l_t} = \mathcal{O}(10^{-1}) \text{ et } \frac{h_2}{l_t} = \mathcal{O}(10^{-1}) \quad (3.6)$$

ce qui permet localement de considérer l'écoulement comme bidimensionnel, décrit dans le plan (x, z) .

3.1.2 Modélisation par la théorie de Bernoulli

Nous allons maintenant formuler trois hypothèses supplémentaires, plus éloignées de la réalité, mais qui vont permettre d'obtenir une relation algébrique facilement utilisable pour l'estimation de la pression statique le long de la géométrie équivalente du conduit vocal en fonction de caractéristiques de l'écoulement telles que le débit Q et la pression en entrée p_0 .

- on se place dans le cas de fricatives maintenues : aucun articulateur ne va bouger une fois que la prononciation de la consonne à débutée. Le mouvement du fluide dans le conduit vocal est donc considéré comme étant en *régime permanent* ($\frac{\partial}{\partial t} = 0$)
- l'écoulement est considéré comme ayant un mouvement *irrotationnel* : la vitesse dérive alors d'un potentiel Φ . Cela se traduit par :

$$\text{rot } \vec{u} = \vec{0} \Rightarrow \vec{u} = \text{grad } \Phi \quad (3.7)$$

- il est envisagé un *fluide parfait*, pour lequel les équations ne prennent pas en compte le développement de la couche limite (qui sera abordé plus loin dans ce chapitre). N'ayant d'évolution selon y des grandeurs de l'écoulement, on notera donc la pression $p = p(x)$ et la vitesse $\vec{u} = u(x)\vec{x}$.

Les hypothèses d'incompressibilité, de forces volumiques négligeables, de mouvement irrotationnel et permanent de l'écoulement permettent de simplifier l'équation de Navier-Stokes pour obtenir le premier théorème de Bernoulli [19] :

$$\frac{p(x)}{\rho_0} + \frac{u(x)^2}{2} = Cte \quad (3.8)$$

ainsi qu'une relation sur le débit de l'écoulement dans le conduit vocal :

$$Q = A_t(x).u(x) = l_t.h(x).u(x) = Cte \quad (3.9)$$

où $A_t(x)$ est l'aire du conduit au point d'abscisse x et $h(x)$ la hauteur du canal correspondante. Les deux relations précédentes sont valables en tout point de l'écoulement. Donc si on applique l'Eq. 3.8 entre l'entrée du canal $x = 0$ où règne une pression p_0 et un autre point d'abscisse x situé plus en aval, en remplaçant la vitesse par l'Eq. 3.9 :

$$\begin{aligned} p_0 + \frac{\rho_0 Q^2}{2l_t^2 h_t^2} &= p(x) + \frac{\rho_0 Q^2}{2l_t^2 h(x)^2} \\ \Rightarrow \Delta p_{bern} = p(x) - p_0 &= \frac{\rho_0 Q^2}{2l_t^2} \left(\frac{1}{h_t^2} - \frac{1}{h(x)^2} \right) \end{aligned} \quad (3.10)$$

Le théorème de Bernoulli permet de prédire la différence de pression (le plus souvent une perte de charge) entre deux points d'un canal. On constate que dans le cas de notre géométrie du conduit vocal (Fig. 1.17), les hauteurs du conduit en entrée et en sortie sont toutes les deux égales à h_t , ce qui implique que la pression est identique en entrée et en sortie. Or, l'écoulement d'air qui sort des poumons traverse bien les voies aériennes supérieures, ce qui ne pourrait se faire si la pression au niveau de la bouche était identique à celle de sortie des poumons. Il s'avère donc nécessaire de modéliser plus finement le comportement de l'écoulement pour être plus cohérent avec les phénomènes ayant lieu en réalité. De plus, ceci va également permettre l'estimation des caractéristiques de l'écoulement en fonction seulement de la pression en entrée du canal p_0 , qui est analogue à la pression de sortie des poumons qui est souvent utilisée comme condition limite d'entrée pour les modèles d'écoulements en parole.

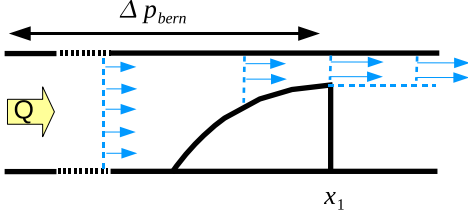
Séparation de l'écoulement

Le modèle basé sur le théorème de Bernoulli ne prend pas en compte les effets de la viscosité sur l'écoulement dans le conduit vocal. Il est judicieux de considérer certaines des conséquences de l'interaction du fluide visqueux avec les parois du canal du modèle géométrique pour que la répartition de la pression dans le conduit vocal modélisé conserve une réalité physique – car si les hypothèses de modélisation s'arrêtaient au niveau de l'Eq. 3.10, les pressions d'entrée et de sortie dans notre modèle géométrique du conduit vocal seraient identiques. La présence d'une couche limite au voisinage de ces parois ne peut donc plus être négligée. En effet, même si celle-ci demeure peu épaisse jusqu'à ce que l'écoulement atteigne le bout de la langue, le brusque changement de section à cet endroit va entraîner un décollement de la couche limite – à minima de celle qui était sur la langue – et la formation d'un jet. Il en est certainement de même avec l'obstacle modélisant les dents. Ce phénomène de séparation de l'écoulement, que l'on rencontre également en sortie des plis vocaux ([21], [65], [85], [94]), est pris en compte en formulant l'hypothèse suivante :

$$p(x \geq x_s) = p_{post-constriction} \quad (3.11)$$

avec x_s l'abscisse du point de séparation de l'écoulement. Pour un modèle de langue se terminant en angle droit et un obstacle avec des angles vifs, les séparations sont considérées respectivement en $x_{s1} = x_1$ et $x_{s2} = x_3$.

Pour un modèle géométrique de conduit vocal où la langue seule est à l'intérieur du canal, en prenant la pression régnant dans le jet et au-delà de la constriction comme nulle (pression atmosphérique), l'Eq. 3.10 pour $x_{s1} = x_1$ permet de calculer le débit dans le canal en fonction de la pression p_0 à l'entrée du modèle géométrique :



$$p(x_1) - p_0 = 0 - p_0 = \frac{\rho_0 Q^2}{2l_t^2} \left(\frac{1}{h_t^2} - \frac{1}{h_1^2} \right)$$

$$\Rightarrow Q = l_t \sqrt{\frac{2p_0}{\rho_0 \left(\frac{1}{h_1^2} - \frac{1}{h_t^2} \right)}} \quad (3.12)$$

ainsi la pression en tout point du canal est maintenant calculable au moyen de l'Eq. 3.10 pour $x < x_1$ et de l'hypothèse 3.11 au-delà de la séparation.

Pour le modèle géométrique où seul l'obstacle est présent à l'intérieur du canal, le débit est déterminé de manière analogue en considérant une pression nulle au-delà de la séparation en $x_{s2} = x_3$:



$$Q = l_t \sqrt{\frac{2p_0}{\rho_0 \left(\frac{1}{h_2^2} - \frac{1}{h_t^2} \right)}} \quad (3.13)$$

Le modèle géométrique complet associant la langue et l'obstacle devrait comporter deux séparations de couche limite avec le jet turbulent formé à la constriction palato-linguale qui va interagir avec l'obstacle. En raison des phénomènes complexes qui en découlent, la première séparation n'est pour l'instant pas incluse dans la modélisation de l'écoulement de manière à ce que cette dernière demeure simple (la double séparation sera abordée dans la section suivante). Compte tenu de l'unique point de séparation en x_3 , le débit est identique au cas de l'obstacle seul (Eq. 3.13).

Terme de viscosité de Poiseuille

Si on peut raisonnablement négliger l'influence de la viscosité sur l'écoulement dans la section du canal de hauteur h_t quand le nombre de Reynolds est supérieur à 1000-2000, il est possible que les forces visqueuses deviennent du même ordre que les forces d'inertie lorsque la section se rétrécit [22] ou à très faible débit. Afin de tenir compte de cet effet, un terme de viscosité dérivé du modèle analytique de Poiseuille pour un écoulement laminaire entre deux plaques planes ([19], [21]) est envisagé. Dans un canal, les effets de viscosité induisent un gradient de pression favorable inversement proportionnel à la hauteur de ce canal :

$$\frac{dp}{dx} = -\frac{12\mu Q}{l_t h^3} < 0 \quad (3.14)$$

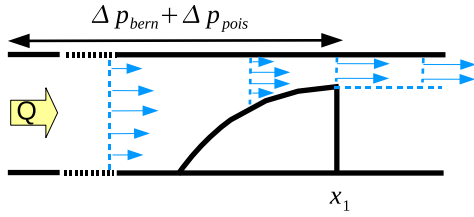
et par intégration entre un point d'abscisse x_A et un second plus en aval d'abscisse x_B , en considérant dans notre cas une hauteur variable, les effets de viscosité sont associés à une perte de charge :

$$\Delta p_{pois} = p_A - p_B = \frac{12\mu Q}{l_t} \int_{x_A}^{x_B} \frac{1}{h(x)^3} dx \quad (3.15)$$

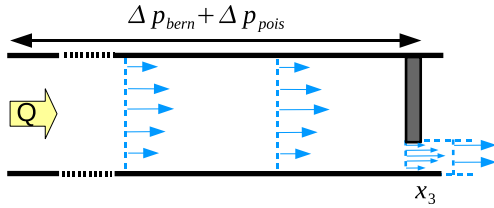
Additionnées à la différence de pression de l'Eq. 3.10, ces pertes permettent d'obtenir la relation suivante :

$$\Delta p = \Delta p_{bern} + \Delta p_{pois} = p(x) - p_0 = \frac{\rho_0 Q^2}{2l_t^2} \left(\frac{1}{h_t^2} - \frac{1}{h(x)^2} \right) - \frac{12\mu Q}{l_t} \int_0^x \frac{1}{h(x)^3} dx \quad (3.16)$$

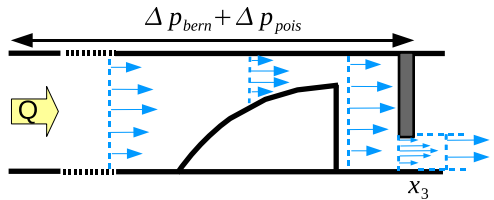
qui permet également de calculer le débit dans le conduit vocal en appliquant l'hypothèse de séparation, connaissant la pression en entrée (le détail des calculs est donné en Annexe B.2.1). Respectivement, pour le cas avec langue seule et les cas avec obstacle seul ou géométrie complète, Q s'écrit :



$$Q = \frac{-12\mu I + \sqrt{144\mu^2 I + 2p_0\rho_0 \left(\frac{1}{h_1^2} - \frac{1}{h_t^2} \right)}}{\frac{\rho_0}{l_t} \left(\frac{1}{h_1^2} - \frac{1}{h_t^2} \right)} \quad (3.17)$$



$$Q = \frac{-12\mu I + \sqrt{144\mu^2 I + 2p_0\rho_0 \left(\frac{1}{h_2^2} - \frac{1}{h_t^2} \right)}}{\frac{\rho_0}{l_t} \left(\frac{1}{h_2^2} - \frac{1}{h_t^2} \right)} \quad (3.18)$$



où $I = \int_0^{x_s} \frac{1}{h(x)^3} dx$ est l'intégrale du terme de viscosité de Poiseuille entre l'entrée du canal et la séparation. Le développement de cette intégrale pour chacune des configurations géométriques est donné en Annexe B.1.

3.1.3 Equations de Prandtl et méthode de Thwaites

Dans cette partie, les approximations établies à la section 3.1.1 s'appliquent toujours à l'écoulement dans le conduit vocal. Dans la partie précédente, le fluide parcourant le conduit vocal était considéré comme parfait. Maintenant, pour être plus proche du comportement réel de l'écoulement, la viscosité du fluide est prise en compte directement dans l'établissement des équations du modèle, couplée aux hypothèses supplémentaires suivantes :

- le cas des fricatives maintenues est toujours étudié, et donc l'hypothèse de mouvement *permanent* est maintenue ($\frac{\partial}{\partial t} = 0$)
- l'écoulement est considéré comme décomposé en une zone de couche limite près des parois et une zone d'écoulement libre plus au centre du canal qui n'est plus soumis aux effets de viscosité. Dans cette seconde zone, le théorème de Bernoulli est appliqué.

Sous ces conditions, le système d'équations 3.4 obtenu traduit une prise en compte des effets de viscosité plus forte qu'avec la seule introduction du terme de Poiseuille. Il est écrit de la manière suivante dans la zone de couche limite :

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \\ u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \end{cases} \quad (3.19)$$

où (u, w) les composantes du vecteur vitesse selon les axes (x, z) dans la couche limite et p la pression du fluide. Ce système forme les équations de Prandtl. Pour pouvoir appliquer le théorème de Bernoulli dans la zone libre de contraintes visqueuses, l'épaisseur de la couche limite doit être connue pour pouvoir prendre en compte l'influence de la viscosité sur l'écoulement (sinon on se ramène au cas de la partie précédente). Plusieurs définitions de l'épaisseur de couche limite visqueuse existent :

- l'épaisseur à 95% est définie comme la distance à la paroi pour laquelle la vitesse u dans la couche limite a atteint 95% de celle régnant dans la zone d'écoulement libre (95% de U).
- l'épaisseur de déplacement δ_1 est définie telle que $2\delta_1 U l_t$ est la perte de débit dans le canal due à la présence de la couche limite (les lignes de courant de la zone libre sont déplacées de cette distance) :

$$\delta_1 = \int_0^\infty \left(1 - \frac{u}{U}\right) dz \quad (3.20)$$

- l'épaisseur de moment δ_2 est définie telle que $\rho_0 U^2 \delta_2$ traduit la perte de flux de moment due à la présence de la couche limite (et donne une indication sur l'importance de la traînée visqueuse) :

$$\delta_2 = \int_0^\infty \frac{u}{U} \left(1 - \frac{u}{U}\right) dz \quad (3.21)$$

La résolution des équations de Prandtl permet de calculer les épaisseurs de couche limite. Il faut tout d'abord introduire celles-ci dans les équations. En multipliant la première relation du système 3.19 par $(u - U)$ que l'on retranche ensuite à la seconde relation de ce même système, on obtient :

$$-\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \tau}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x}(uU - U^2) + (U - u) \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z}(wU - wu) \quad (3.22)$$

où $\tau = \rho_0 \nu \frac{\partial u}{\partial z}$ représente la contrainte de cisaillement en un point de la couche limite. L'intégrale sur la couche limite (entre 0 et l'infini, comme dans la définition des δ_i) de l'équation précédente est effectuée. En introduisant les épaisseurs δ_i , cela donne pour une paroi imperméable [13] :

$$\frac{\tau_s}{\rho_0 U^2} = \frac{1}{U^2} \frac{\partial}{\partial x}(U^2 \delta_2) + \frac{\delta_1}{U} \frac{dU}{dx} \quad (3.23)$$

avec τ_s la contrainte de cisaillement à la surface. En dérivant le terme $\frac{\partial}{\partial x}(U^2 \delta_2)$, l'équation de Von Karmàn est finalement obtenue ([13], [120]) :

$$\frac{\tau_s}{\rho_0 U^2} = \frac{d\delta_2}{dx} + \left(2 + \frac{\delta_1}{\delta_2}\right) \frac{\delta_2}{U} \frac{dU}{dx} \quad (3.24)$$

Pour résoudre cette équation, des méthodes d'approximation sont couramment employées, prédisant les épaisseurs de couche limite ainsi que la localisation longitudinale de la séparation de l'écoulement avec des précisions souvent inférieures à 10% [13]. La méthode de Thwaites [112] consiste à introduire un paramètre adimensionnel λ basé sur l'épaisseur de moment, ainsi que deux autres fonction de λ :

$$\begin{aligned} \lambda &= \frac{\delta_2^2}{\nu} \frac{dU}{dx} \\ S(\lambda) &= \frac{\tau_s \delta_2}{\rho_0 \nu U} \\ H(\lambda) &= \frac{\delta_1}{\delta_2} \end{aligned} \quad (3.25)$$

qui, introduits dans l'Eq. 3.24 précédemment multipliée par le nombre de Reynolds $\frac{U\delta_2}{\nu}$ basé sur l'épaisseur de couche limite, permet d'obtenir :

$$2 \frac{U\delta_2}{\nu} \frac{d\delta_2}{dx} = 2[S(\lambda) - \lambda(2 + H(\lambda))] = F(\lambda) \quad (3.26)$$

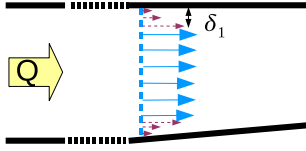
Thwaites a trouvé que l'expression linéaire $F(\lambda) = 0.45 - 6.0\lambda$ s'approchait correctement des solutions exactes existantes. En remplaçant F et λ par leurs expressions dans l'Eq. 3.26 et en faisant quelques transformations puis une intégration, une expression pour le calcul de l'épaisseur de moment est trouvée :

$$\frac{d}{dx}(U^6 \delta_2^2) = 0.45\nu U^5 \Rightarrow U^6(x) \delta_2^2(x) - U^6(0) \delta_2^2(0) = 0.45\nu \int_0^x U^5(x) dx \quad (3.27)$$

et dans le cas où l'épaisseur de couche limite initiale est nulle ($\delta_2(0) = 0$) :

$$\delta_2^2 = \frac{0.45\nu}{U^6} \int_0^x U^5 dx \quad (3.28)$$

Dans la pratique, la vitesse dans la zone libre doit être également connue si on veut pouvoir déterminer δ_2 et prédire la séparation. Thwaites a déterminé que cette dernière avait lieu pour une valeur $\lambda_s = -0.090$, mais une analyse plus récente par Pelorson *et al.* [85] a déterminé analytiquement $\lambda_s = -0.0992$. Connaissant ce critère, une résolution algorithmique de cette méthode est possible en ajoutant une dernière equation traduisant les pertes en débit provoquées par la viscosité :



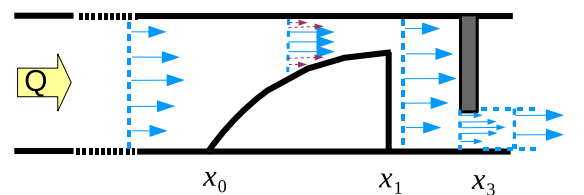
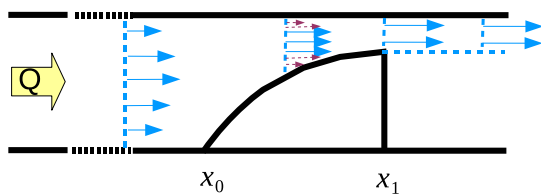
$$Q = l_t(h(x) - 2\delta_1(x))U(x) \quad (3.29)$$

Les équations mises sous forme numérique ainsi qu'une description de l'algorithme sont indiquées en Annexe A. Le débit dans la zone d'écoulement libre est déterminé initialement grâce au théorème de Bernoulli, puis recalculé par une méthode de relaxation permettant que Q converge vers une valeur qui prend en compte les effets de la viscosité. La pression dans cette zone libre est également calculée par le théorème de Bernoulli en fin d'algorithme, sachant qu'au delà du point de séparation, on appliquera l'hypothèse 3.11.

Pour le modèle géométrique de conduit vocal, le calcul de couche limite par la méthode de Thwaites sera appliqué uniquement pour la partie du canal où se trouve la languette (entre x_0 et x_1). Dans la partie droite du canal (pour $x < x_0$), un modèle d'écoulement de Poiseuille plan suffit à tenir compte des effets visqueux. A partir de l'Eq. 3.15 appliquée entre $x = 0$ et x_0 , la pression d'entrée (ou pression sub-linguale) p_{sub} pour l'algorithme de Thwaites a pour valeur :

$$p_{sub} = p(x_0) = p_0 - \frac{12\mu Q}{l_t} \cdot \frac{x_0}{h_t^3} \quad (3.30)$$

Comme l'algorithme assure la convergence rapide du calcul de couche limite quelque soit la valeur initiale de $\delta_2(0)$ (voir Fig. A.3 en annexe), cela ne faussera pas la prédiction. De plus, cela permet de réduire considérablement le temps de calcul. Au-delà de la languette, la couche limite décroche : pour le modèle géométrique complet, les caractéristiques de l'écoulement pour $x > x_1$ seront calculées par le théorème de Bernoulli, éventuellement couplé à des pertes de charges supplémentaires Δp_{turb} qui vont être abordées en détail dans la section suivante.



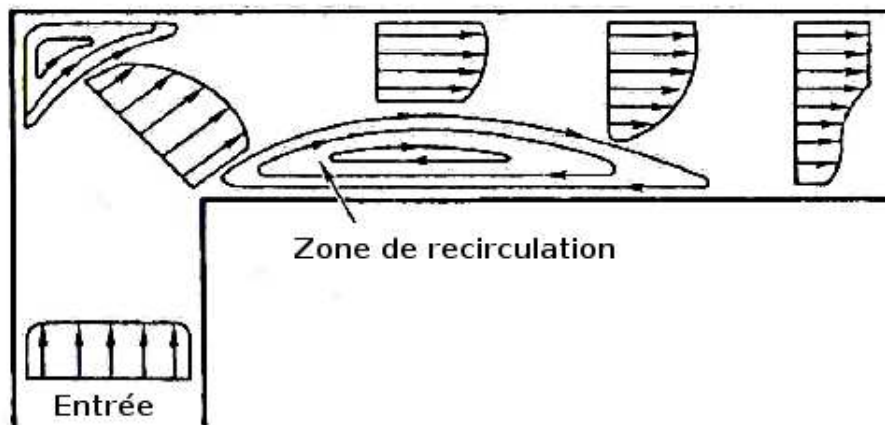


FIGURE 3.2 – Profils de vitesse dans une conduite avec un coude droit d’angle 90° . La séparation de l’écoulement de la paroi interne est visible par la présence de la zone de recirculation. D’après [13].

3.2 Introduction d’effets additionnels dus à la turbulence de l’écoulement

Cette section va présenter les différentes options retenues pour modéliser les effets causés par la turbulence de l’écoulement dans le modèle géométrique de conduit vocal. Ceci va être traduit par l’ajout de termes de pertes de charge aux expressions de Δp de la modélisation laminaire. L’origine de ces pertes de charge provient de la littérature en mécanique des fluides sur les écoulements internes en conduites comportant certaines discontinuités. Ces pertes par passage de l’écoulement dans une partie coudée, un élargissement brusque de section du canal ou à travers un orifice vont être adaptées à la géométrie équivalente du conduit vocal. Les différentes options envisagées sont regroupées en fin de chapitre dans un tableau de présentation.

3.2.1 Pertes de pression en conduite coudée

Un écoulement turbulent en conduite qui traverse une section coudée à 90° va subir des pertes de charges Δp_{coude} élevées car il va subir une séparation partielle de la paroi interne du coude, entraînant la formation d’une zone de recirculation, comme le montre la représentation de la Fig. 3.2. La taille de cette zone sera moins importante si l’angle interne est arrondi.

On va supposer que ce phénomène de création d’une zone de recirculation, schématisé sur la Fig. 3.3, a lieu au coude formé au niveau du premier point de séparation $x_{s1} = x_1$, la paroi interne étant le modèle de langue (localement plate en son extrémité) et l’externe est constituée du mur supérieur du canal et de l’obstacle. Les pertes de pression engendrées à cet endroit sont notées Δp_{coude} .

Pour des nombres de Reynolds inférieurs à $2 \cdot 10^5$, ce qui est le cas pour les écoulements dans le conduit vocal, les pertes de pression engendrées par le passage dans un coude à angle droit sont exprimées par [13] :

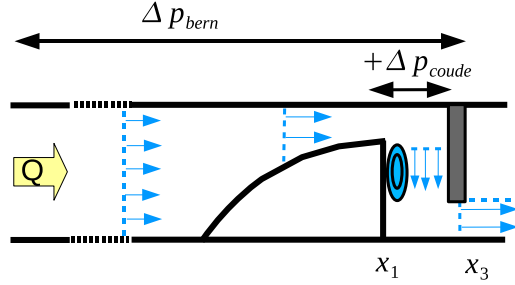
$$\Delta p_{coude} = p_{sortie} - p_{entre} = -\frac{1}{2}\rho_0 U_1^2 K_C \quad (3.31)$$

$$K_C = 1.1\beta\left(\frac{2.10^5}{Re_1}\right)^{0.2}$$

avec U_1 la vitesse moyenne à l'entrée du coude, $0.85 \leq \beta \leq 0.95$ un coefficient de correction géométrique ([13], [67]) et Re_1 le nombre de Reynolds de l'écoulement basé sur la géométrie à l'entrée du coude, soit la constriction de hauteur h_1 . Re_1 doit être exprimé avec un diamètre équivalent :

$$Re_1 = \frac{2U_1 h_1 l_t}{\nu(h_1 + l_t)} = \frac{2Q}{\nu(h_1 + l_t)} \quad (3.32)$$

Les pertes dues aux coudes étant maintenant connues, la perte de pression totale dans la géométrie de conduit vocal est obtenue par la somme des différents termes :



$$\Delta p = \Delta p_{bern} + \Delta p_{coude}$$

$$\Delta p = p(x) - p_0 = \frac{\rho_0 Q^2}{2l_t^2} \left(\frac{1}{h_t^2} - \frac{1}{h(x)^2} \right) - \frac{1}{2}\rho_0 U_1^2 K_C \quad (3.33)$$

$$\Delta p = p(x) - p_0 = \frac{\rho_0 Q^2}{2l_t^2} \left(\frac{1}{h_t^2} - \frac{1}{h(x)^2} \right) - \frac{\rho_0 Q^2}{2h_1^2 l_t^2} K_C$$

en ayant exprimé la vitesse moyenne U_1 en fonction du débit et de la géométrie d'entrée du coude. L'expression de K_C dans l'Eq. 3.31 est constituée d'un nombre de Reynolds à la puissance -0.2, ce qui implique qu'une équation non-linéaire doit être résolue pour déterminer le débit Q dans le conduit vocal. Cette équation, détaillée en Annexe B, est écrite en appliquant l'hypothèse de séparation (Eq. 3.11) en $x_{s2} = x_3$ à l'Eq. 3.33 prise entre $x = 0$ et $x = x_3$. Elle sera par la suite résolue numériquement.

Pour calculer la pression en un point x du conduit vocal lorsque Q est connu, seule l'Eq. 3.10 dérivée du théorème de Bernoulli est appliquée pour $0 \leq x \leq x_1$. En aval du point de séparation au bout de la langue, les pertes par coude seront prises en compte de façon linéaire, puis complètement à partir de x_2 :

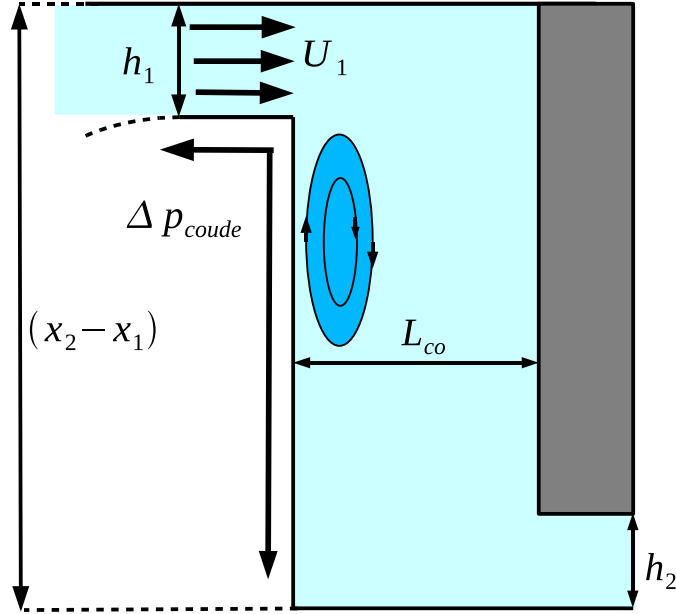


FIGURE 3.3 – Localisation des pertes de pression Δp_{coude} par passage de l'écoulement dans le coude formé avec l'obstacle après le premier point de séparation du bout de la langue. U_1 est la vitesse moyenne d'entrée dans le coude. L'emplacement estimé de la zone de recirculation est en bleu foncé.

$$\begin{cases} p(x) = p_0 + \frac{\rho_0 Q^2}{2l_t^2} \left(\frac{1}{h_t^2} - \frac{1}{h(x)^2} - \frac{x-x_1}{x_2-x_1} \cdot \frac{K_C}{h_1^2} \right), & (x_1 < x \leq x_2) \\ p(x) = p_0 + \frac{\rho_0 Q^2}{2l_t^2} \left(\frac{1}{h_t^2} - \frac{1}{h(x)^2} - \frac{K_C}{h_1^2} \right), & (x > x_2) \end{cases} \quad (3.34)$$

L'axe des x va s'adapter au cheminement de l'écoulement dans le conduit entre la langue et l'obstacle, donc la distance $x_2 - x_1$ devient égale à h_t , tel que représenté sur la Fig. 3.3. Le terme de viscosité de Poiseuille peut également être ajouté dans les pertes totales de pression :

$$\Delta p = p(x_s) - p_0 = \frac{\rho_0 Q^2}{2l_t^2} \left(\frac{1}{h_t^2} - \frac{1}{h_2^2} \right) - \frac{1}{2} \rho_0 U_1^2 K_C - \frac{12\mu Q}{l_t} \int_0^{x_s} \frac{1}{h(x)^3} dx \quad (3.35)$$

avec $h(x)$ qui s'adapte également au cheminement de l'écoulement. L'équation non-linéaire sur le débit conséquence de l'application de l'hypothèse de séparation est donnée en Annexe B, pour une résolution qui s'effectue ensuite de la même manière que précédemment.

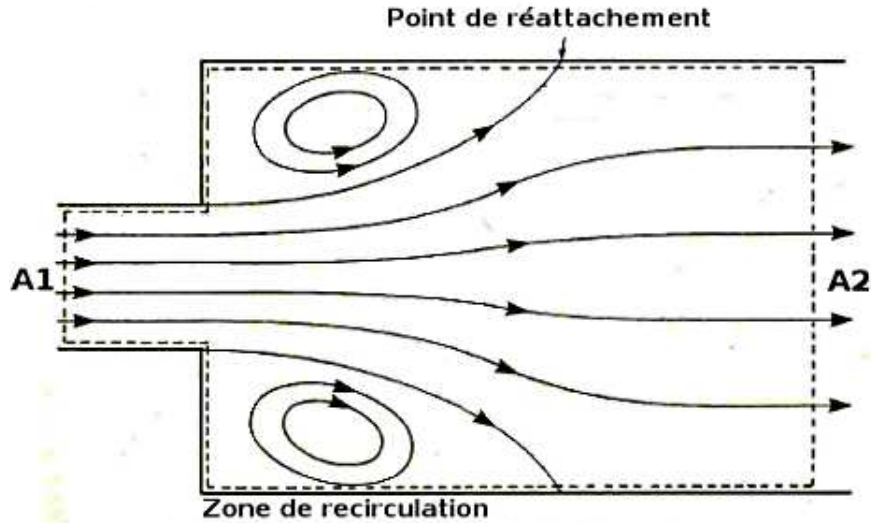


FIGURE 3.4 – Lignes de courant dans un cas idéal d'élargissement brusque de section en canal. D'après [122].

3.2.2 Pertes par élargissement de section dans un canal

Un écoulement turbulent dans un canal dont la section s'élargit brusquement va subir des pertes de charges car le jet qui se forme alors est entouré de zones de recirculation entre la paroi de jonction des deux sections et le point de réattachement de l'écoulement à la paroi ([13], [56], [122]). Ce phénomène est schématisé sur la Fig. 3.4 dans le cas d'une ouverture axisymétrique, pour laquelle la distance du point de réattachement est située entre 6 et 12 fois la hauteur de la « marche » entre les deux sections. Lorsque la symétrie est rompue, l'écoulement va préférentiellement se raccrocher à une des parois et la taille des zones de recirculation sera différente – il peut d'ailleurs y en avoir plus que deux [34]. Si la sortie du jet se rapproche trop d'une des parois du canal de section élargie, la couche limite reste accrochée à cette paroi et stabilise le jet. Cependant, des simulations numériques (LES) indiquent que ce cas extrême peut présenter de fortes zones de recirculation entre la limite du jet et le mur opposé du canal [89].

Soit A_1 la section du canal en amont et A_2 celle du canal élargi dans le cas idéal pour l'ouverture axisymétrique (Fig. 3.4). Par un bilan des forces sur un volume de contrôle (en pointillés sur la Fig. 3.4) et par continuité, la perte de pression provoquée par la formation du jet en élargissement de section s'écrit ([13],[122]) :

$$\Delta p_{jet} = p_{A_2} - p_{A_1} = -\frac{1}{2}\rho_0 U_1^2 K_J \quad (3.36)$$

$$K_J = 2\frac{A_1}{A_2}\left(1 - \frac{A_1}{A_2}\right)$$

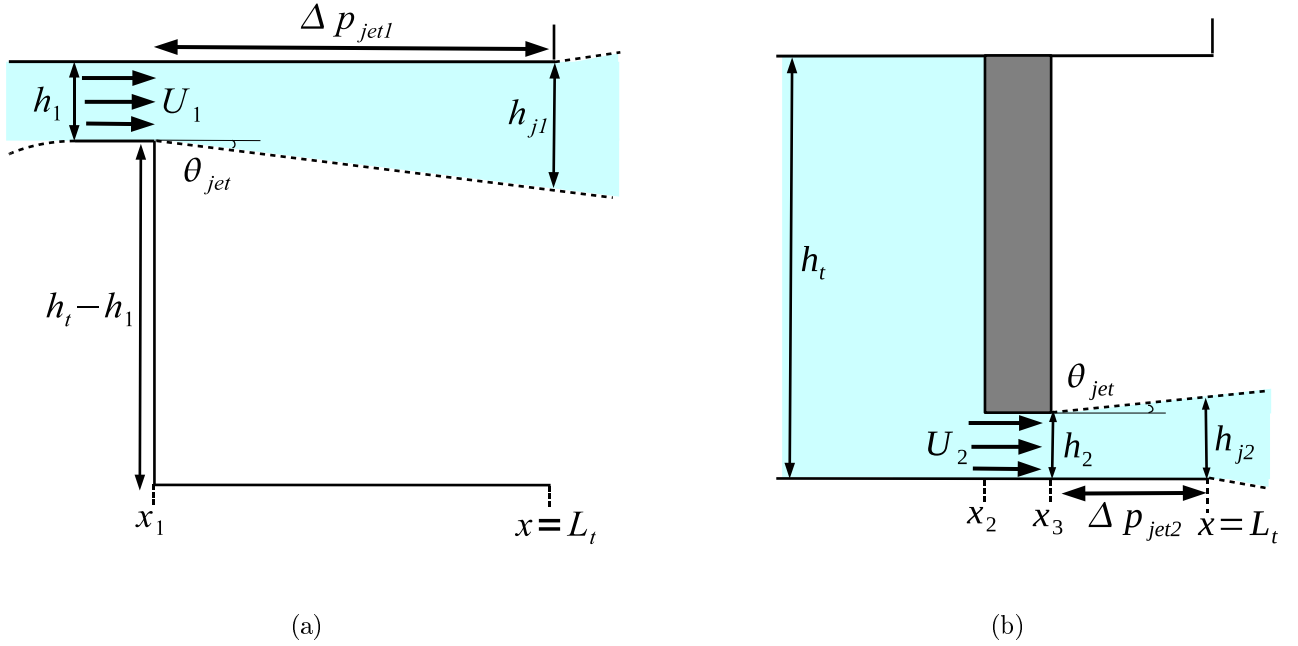


FIGURE 3.5 – Dimensionnement pour les pertes par élargissement de section dans la partie aval du modèle géométrique (a) avec uniquement la langue (Δp_{jet1}) et (b) uniquement l'obstacle (Δp_{jet2}) présent dans le canal.

Élargissement de section pour le modèle géométrique du conduit vocal à un élément

Les pertes par élargissement brusque de section sont d'abord introduites pour la modélisation de l'écoulement parcourant la géométrie incomplète du conduit vocal. Lorsque la langue est la seule présente, la formation du jet a lieu après x_1 . Le placement de la constriction palato-linguale est analogue au cas extrême asymétrique des simulations numériques de Ramsay et Shadle ([89]) décrit ci-dessus : le jet turbulent modélisé pour $x > x_1$ est envisagé comme étant pariétal. Cette considération va entraîner une modification du point de séparation « total » de l'écoulement car le jet envisagé n'est plus droit comme dans le modèle laminaire. Des représentations schématiques de la formation du jet sont présentées en Fig. 3.5, avec la séparation totale au bout du canal, pour $x = L_t$.

Les termes de perte de charge par élargissement (Δp_{jet1}) pour la langue seule et (Δp_{jet2}) quand l'obstacle est uniquement dans le canal sont obtenus en utilisant des diamètres hydrauliques équivalents au niveau des constriction :

$$\Delta p_{jet-i} = -\frac{1}{2}\rho_0 U_i^2 K_{J-i} = -\frac{\rho_0 Q^2}{2l_i^2 h_i^2} K_{J-i}, (i = 1; 2)$$

$$K_{J-i} = 2 \frac{h_i^2 (l_t + h_{j-i})^2}{h_{j-i}^2 (h_i + l_t)^2} \left(1 - \frac{h_i^2 (l_t + h_{j-i})^2}{h_{j-i}^2 (h_i + l_t)^2} \right), (i = 1; 2) \quad (3.37)$$

avec h_{j-i} la largeur du jet au niveau de la séparation en $x = L_t$ (voir Fig. 3.5). Un coefficient analogue est utilisé par L. Bailly ([9], [10]) dans son modèle d'écoulement unidimensionnel quasi-stationnaire pour calculer la perte de charge provoquée par l'élargissement de section

entre les plis vocaux et les bandes ventriculaires : l'aire A_2 en aval est également calculée avec la largeur du jet au niveau des bandes ventriculaires (et non celle du canal). Dans notre cas, cette largeur finale h_{j-1} est calculée simplement de la manière suivante :

$$\begin{aligned} h_{j-1} &= h_1 + \tan(\theta_{jet}) \cdot (L_t - x_1) \\ h_{j-2} &= h_2 + \tan(\theta_{jet}) \cdot (L_t - x_3) \end{aligned} \quad (3.38)$$

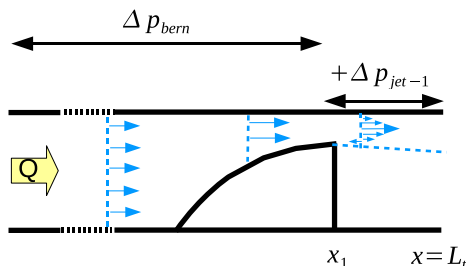
en considérant un angle d'élargissement du jet θ_{jet} dont la valeur sera discutée au cours du chapitre suivant (Sec. 4.1). En tenant compte des remarques faites sur l'asymétrie du jet, de son aspect pariétal et en prenant en compte le fait que celui-ci ne se raccrochera pas à la paroi opposée à celle où il est accroché, un coefficient multiplicatif d'ajustement C_{jet} est introduit dans les pertes de charge :

$$\Delta p_{jet-i} = -C_{jet-i} \frac{\rho_0 Q^2}{2l_t^2 h_i^2} K_{J-i}, \quad (i = 1; 2) \quad (3.39)$$

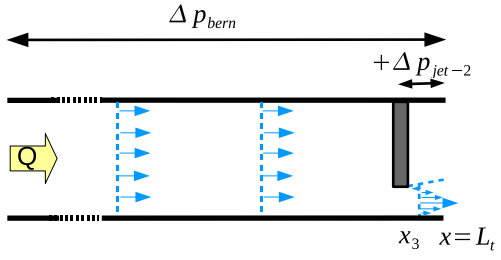
La perte de pression sur tout le modèle géométrique est maintenant calculée entre $x = 0$ et $x = L_t$ en intégrant la formation du jet :

$$\begin{aligned} \Delta p &= \Delta p_{bern} + \Delta p_{jet-i}, \quad (i = 1; 2) \\ \Delta p &= p(x = L_t) - p_0 = \frac{\rho_0 Q^2}{2l_t^2} \left(\frac{1}{h_t^2} - \frac{1}{h_{j-i}^2} \right) - C_{jet-i} \frac{\rho_0 Q^2}{2l_t^2 h_i^2} K_{J-i} \end{aligned} \quad (3.40)$$

Le théorème de Bernoulli est également appliqué jusqu'au point de séparation totale (terme en $-\frac{1}{h_{j-i}^2}$). Par application de l'hypothèse de séparation (Eq. 3.11 - $p(x \geq L_t) = 0$), le débit dans le conduit est simplement calculé en regroupant les termes facteurs de Q^2 , qui sont ensuite passés dans le membre de gauche avant de faire la racine carrée de toute l'équation. Respectivement pour le cas de la langue seule et le cas de l'obstacle seul, Q a pour expression finale :



$$Q = l_t \sqrt{\frac{2p_0}{\rho_0 \left(\frac{1}{h_{j1}^2} - \frac{1}{h_t^2} + C_{jet-1} \frac{K_{J-1}}{h_1^2} \right)}} \quad (3.41)$$



$$Q = l_t \sqrt{\frac{2p_0}{\rho_0 \left(\frac{1}{h_{j2}^2} - \frac{1}{h_t^2} + C_{jet-2} \frac{K_{J-2}}{h_2^2} \right)}} \quad (3.42)$$

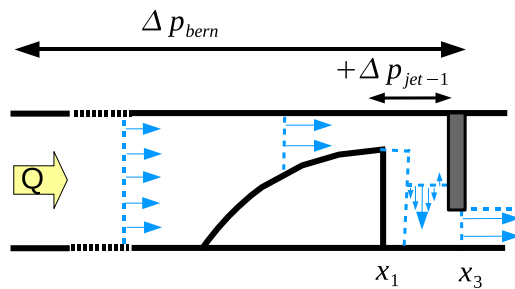
De manière analogue aux pertes par passage de l'écoulement dans un coude, pour obtenir la valeur de la pression en une abscisse x quelconque, la perte de charge Δp_{jet-1} sera distribuée linéairement entre x_1 et $x = L_t$ pour le cas de la languette seule (respectivement Δp_{jet-2} distribué entre x_2 et $x = L_t$ pour l'obstacle seul). Le terme de viscosité de Poiseuille Δp_{pois} peut être additionné aux pertes de pression de l'Eq. 3.40. Ces effets de viscosité sont pris en compte uniquement avant la formation du jet turbulent (son expression et intégration aux pertes sont détaillés en Annexe B.2.3).

Elargissement pour le modèle géométrique complet

Lorsque la languette et l'obstacle sont combinés dans le canal, la formation des jets turbulents par élargissement brutal du canal est également placée en x_1 et x_3 (Fig. 3.6). On peut supposer que le jet va interagir avec l'obstacle dans la zone comprise entre x_1 et x_2 , et continuer à s'étendre suite à son impact sur la surface plane qui est face à la constriction ([38],[98]). Cette interaction va être prise en compte pour déterminer la largeur finale du jet h_{j1} , en considérant le même angle d'élargissement θ_{jet} que précédemment :

$$h_{j1} = h_1 + \tan(\theta_{jet}) \cdot (L_{co} + (h_1 - h_t)) \quad (3.43)$$

La largeur finale h_{j2} du second jet formé en x_3 est inchangée (Eq. 3.38). Dans un premier temps, l'influence seule de la formation du premier jet pariétal peut être observée, pour pouvoir comparer plus facilement ce modèle de pertes à celui du passage de l'écoulement dans la section courbée. Dans ce cas, l'hypothèse de séparation sera appliquée en x_3 , la perte de charge totale s'écrit :



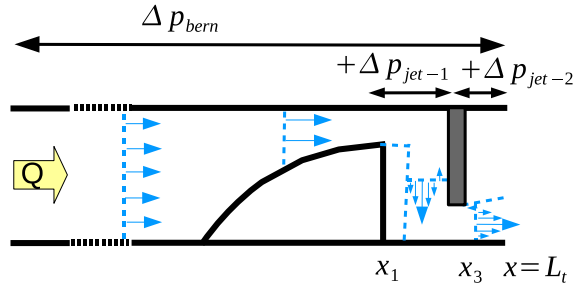
$$\Delta p = \Delta p_{bern} + \Delta p_{jet-1} \quad (3.44)$$

$$\Delta p = p(x = x_3) - p_0 = \frac{\rho_0 Q^2}{2l_t^2} \left(\frac{1}{h_t^2} - \frac{1}{h_2^2} \right) - C_{jet-1} \frac{\rho_0 Q^2}{2l_t^2 h_1^2} K_{J-1}$$

avec l'expression de K_{J-1} restant inchangée. Après utilisation de l'hypothèse de séparation $p(x \geq x_3) = 0$, factorisation de l'équation et passage à la racine carrée, le débit suivant est obtenu :

$$Q = l_t \sqrt{\frac{2p_0}{\rho_0 \left(\frac{1}{h_2^2} - \frac{1}{h_t^2} + C_{jet-1} \frac{K_{J-1}}{h_1^2} \right)}} \quad (3.45)$$

Lorsque le second terme de perte par élargissement est ajouté, Δp est calculé sur toute la longueur du canal :



$$\Delta p = \Delta p_{bern} + \Delta p_{jet-1} + \Delta p_{jet-2} \quad (3.46)$$

$$\Delta p = p(x = L_t) - p_0 = \frac{\rho_0 Q^2}{2l_t^2} \left(\frac{1}{h_2^2} - \frac{1}{h_{j2}^2} \right) - C_{jet-1} \frac{\rho_0 Q^2}{2l_t^2 h_1^2} K_{J-1} - C_{jet-2} \frac{\rho_0 Q^2}{2l_t^2 h_2^2} K_{J-2}$$

et le débit dans le conduit est obtenu en appliquant l'hypothèse de séparation en $x_s = L_t$:

$$Q = l_t \sqrt{\frac{2p_0}{\rho_0 \left(\frac{1}{h_{j2}^2} - \frac{1}{h_t^2} + C_{jet-1} \frac{K_{J-1}}{h_1^2} + C_{jet-2} \frac{K_{J-2}}{h_2^2} \right)}} \quad (3.47)$$

Lors du calcul de $p(x)$ sur toute la longueur du conduit vocal, les pertes Δp_{jet-1} et Δp_{jet-2} seront également distribuées linéairement sur la distance de développement du jet. Les effets de viscosité laminaire peuvent être ajoutés via le terme de Poiseuille (Eq. 3.15), l'intégrale de celui-ci est considérée entre $0 \leq x \leq x_1$ et $x_2 \leq x \leq x_3$. L'expression finale du débit et son obtention sont reportés en Annexe B.2.3.

Combinaison avec les pertes de charge en conduite coudée pour la géométrie complète

Une des options de modélisation de la turbulence dont on testera la validité dans le chapitre suivant consiste à envisager de nouveau au niveau de la première séparation partielle de l'écoulement une perte de charge $\Delta p_{coudée}$ due au passage de l'écoulement turbulent en conduite coudée (Eq. 3.31), couplée à une seconde perte de charge par élargissement brusque de section à la sortie de la constriction d'obstacle en x_3 . La différence de pression total qui est obtenue s'écrit (également reportée dans le Tab. 3.2) :

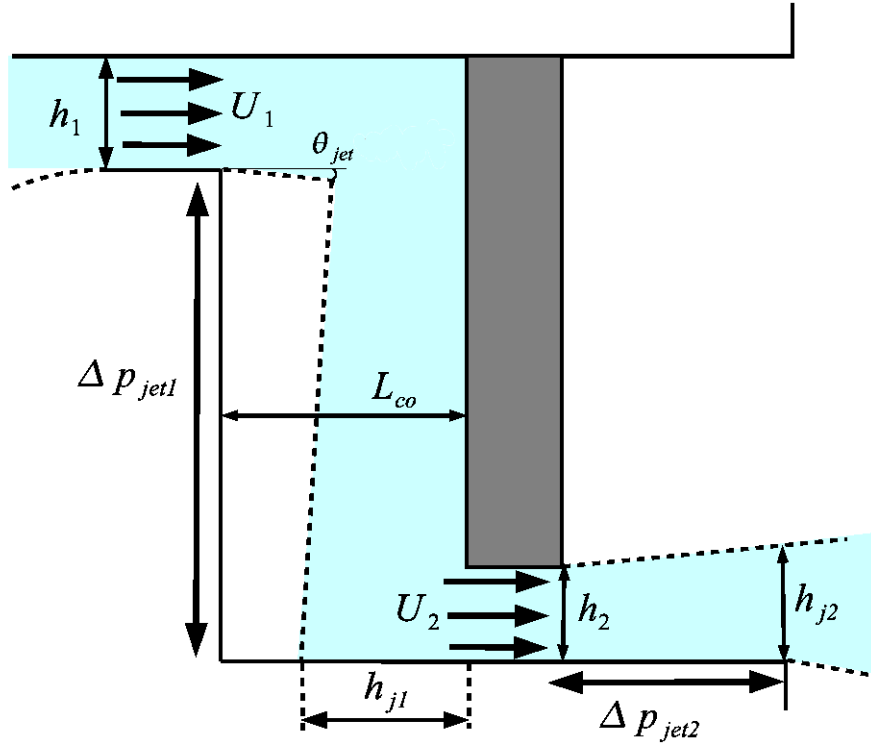
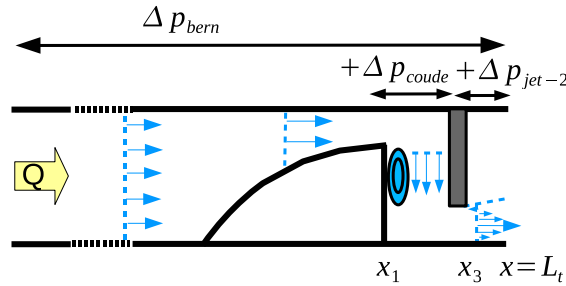


FIGURE 3.6 – Localisation des pertes de pression par élargissement de section Δp_{jet1} et Δp_{jet2} pour le modèle géométrique complet de conduit vocal. L'interaction du premier jet avec l'obstacle est prise en compte pour déterminer h_{j1} .



$$\Delta p = \Delta p_{bern} + \Delta p_{coude} + \Delta p_{jet-2}$$

(3.48)

$$\Delta p = p(x = L_t) - p_0 = \frac{\rho_0 Q^2}{2l_t^2} \left(\frac{1}{h_t^2} - \frac{1}{h_{j-2}^2} \right) - \frac{\rho_0 Q^2}{2h_1^2 l_t^2} K_C - C_{jet-2} \frac{\rho_0 Q^2}{2l_t^2 h_2^2} K_{J-2}$$

avec le coefficient K_C tel qu'indiqué dans l'Eq. 3.31 dépendant du nombre de Reynolds de l'écoulement basé sur le débit et le diamètre équivalent de la constriction au bout de la langue, et K_{J-2} calculé à partir des Eqs. 3.37 et 3.38 basé sur la géométrie et l'élargissement du jet. Le terme de viscosité de Poiseuille peut être intégré dans l'expression de Δp . Dans tous les cas,

l'application de l'hypothèse de séparation en $x = L_t$ a pour résultat une équation non-linéaire sur Q à cause de la présence de $Re_1^{-0.2}$ dans le coefficient K_C , qui est résolue numériquement. Le développement permettant d'obtenir cette équation est à la fin de la Sec. B.2.3 de la seconde Annexe.

3.2.3 Passage de l'écoulement à travers un orifice

Les pertes de charge lors du passage de l'écoulement turbulent à travers un orifice de faible longueur – dans la direction de l'écoulement – sont aussi étudiées afin de caractériser le comportement du fluide dans le conduit vocal. L'écoulement accélère lors de son passage à travers ce rétrécissement de section, formant un jet en aval de l'orifice qui se réattache aux parois du canal. Des tourbillons de recirculation sont créés en aval de l'orifice et sont positionnés autour du jet, comme représenté sur la Fig. 3.7. En posant D le diamètre du canal et d le diamètre de l'orifice, la différence de pression entre les points b et a est formulée par [13] :

$$\Delta p_{orf} = p_b - p_a = -\frac{1}{2}\rho_0 U^2 K_{orf} \quad (3.49)$$

$$K_{orf} = \frac{1}{C^2} \left(\frac{D}{d}\right)^4 \left[1 - \left(\frac{d}{D}\right)^4\right]$$

avec C un coefficient prenant en compte le caractère visqueux du fluide (si $C = 1$ le fluide est supposé parfait) dont la valeur dépend du rapport $\frac{d}{D}$ et du nombre de Reynolds de l'écoulement.

Pour l'adaptation au modèle géométrique du conduit vocal, cette perte de pression est envisagée au niveau du passage de l'écoulement dans la constriction formée par l'obstacle. En introduisant :

$$\Theta = \frac{h_2(h_t + l_t)}{h_t(h_2 + l_t)} \quad (3.50)$$

le rapport entre le diamètre équivalent de la constriction à l'obstacle de hauteur h_2 et celui du canal de hauteur h_t , la perte de charge s'exprime de manière analogue à l'Eq. 3.49 :

$$\Delta p_{orf} = -\frac{1}{2}C_{orf}\rho_0 U^2 K_{orf} = -C_{orf}\frac{\rho_0 Q^2}{2l_t^2 h_t^2} K_{orf} \quad (3.51)$$

$$K_{orf} = \frac{1}{C^2} \left(\frac{1}{\Theta}\right)^4 (1 - \Theta^4)$$

avec U la vitesse moyenne dans la section de hauteur h_t . De même que pour les pertes de charge par élargissement soudain du canal, le coefficient C_{orf} est introduit afin de prendre en compte le caractère asymétrique du modèle géométrique du conduit vocal (il faudrait plutôt considérer un « demi-orifice » étant donné le positionnement de l'obstacle). Le coefficient de viscosité C est fonction du nombre de Reynolds dans le canal exprimé avec un diamètre équivalent $Re = \frac{2Q}{\nu(h_t + l_t)}$:

$$C = 0.5959 + 0.0312\Theta^{2.1} - 0.184\Theta^8 + 91.71\Theta^{2.5} Re^{-0.75} \quad (3.52)$$

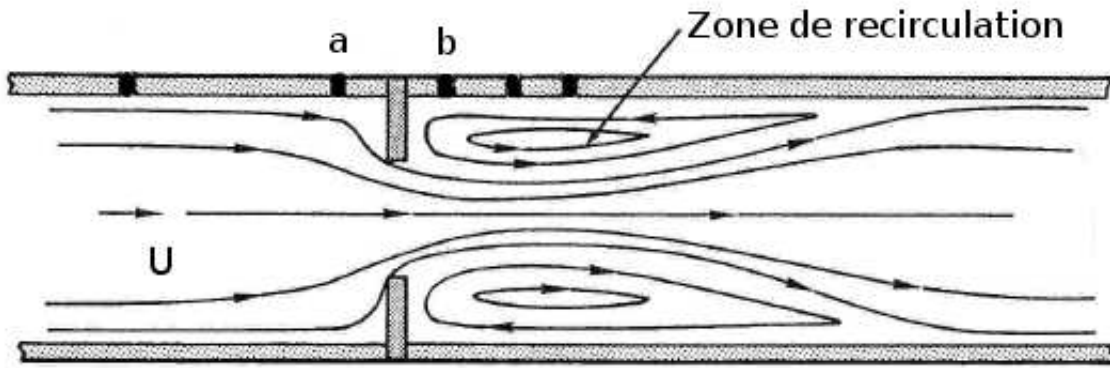
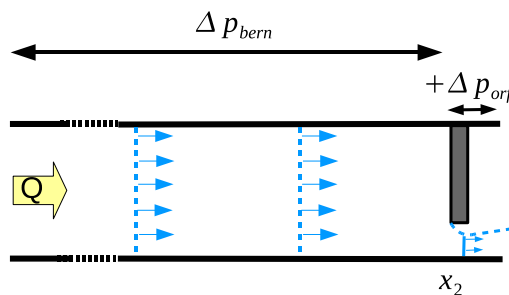


FIGURE 3.7 – Lignes de courant lors du passage d'un écoulement turbulent à travers un orifice. U est la vitesse moyenne en amont. Adapté d'après [13].

Cas du modèle géométrique avec obstacle seul

En sortie de l'orifice, un jet se développe et avec notre géométrie asymétrique, ce jet est supposé réattaché à la paroi inférieure du canal en aval de l'obstacle. Le point de séparation « totale » de l'écoulement est donc établi en $x_s = L_t$. Sous cette condition, la différence de pression sur la longueur du conduit vocal pour cette modélisation de l'écoulement peut maintenant être calculée pour un obstacle unique dans le canal :

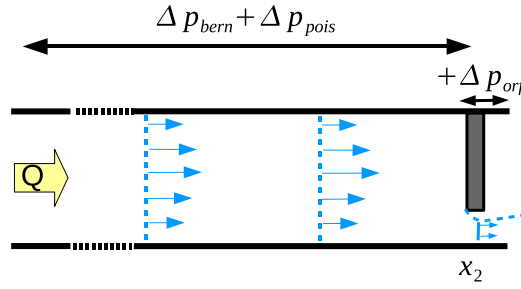


$$\Delta p = \Delta p_{bern} + \Delta p_{orf} \quad (3.53)$$

$$\Delta p = p(x = L_t) - p_0 = \frac{\rho_0 Q^2}{2l_t^2} \left(\frac{1}{h_t^2} - \frac{1}{h_2^2} \right) - C_{orf} \frac{\rho_0 Q^2}{2l_t^2 h_t^2} K_{orf}$$

L'application de l'hypothèse de séparation (Eq. 3.11) va aboutir à une équation non linéaire sur le débit Q à cause du terme en $Re^{-0.75}$ dans le coefficient de viscosité C . Le détail de cette équation est donné en Annexe B. Comme pour les pertes turbulentes en section coudée, elle sera résolue numériquement. Pour le calcul de la pression en une abscisse x quelconque, la perte de charge Δp_{orf} est distribuée linéairement entre x_2 et la séparation en $x = L_t$.

Le terme de viscosité de Poiseuille peut être additionné à la différence totale de pression :



$$\Delta p = \Delta p_{bern} + \Delta p_{orf} + \Delta p_{pois} \quad (3.54)$$

$$\Delta p = p(x = L_t) - p_0 = \frac{\rho_0 Q^2}{2l_t^2} \left(\frac{1}{h_t^2} - \frac{1}{h_2^2} \right) - C_{orf} \frac{\rho_0 Q^2}{2l_t^2 h_t^2} K_{orf} - \frac{12\mu Q}{l_t} \int_0^{x_2} \frac{1}{h(x)^3} dx$$

La séparation partielle de l'écoulement (début du jet pariétal) dans le cas d'un orifice avec des bords pointus a lieu sur le bord d'attaque (la représentation des lignes de courant de la Fig. 3.7 prend bien en compte cette spécificité). Cette observation amène à considérer les effets visqueux seulement pour $x \leq x_2$.

Cas du modèle géométrique complet

Dans un premier temps, la séparation de l'écoulement au bout de la langue en x_1 n'est pas modélisée. La formulation de la différence de pression totale le long du conduit vocal est alors identique à celle du cas précédent (Eqs. 3.53 et 3.54). Par contre la présence de la langue va modifier l'intégrale du terme de Poiseuille, ainsi que l'évolution de la pression le long de l'axe longitudinal.

Les pertes par traversée d'un orifice sont couplées aux pertes $\Delta p_{coude-1}$ par passage de l'écoulement dans la première section coudee établie dans la Sec. 3.2.1. Une géométrie « équivalente » qui suit le cheminement de l'écoulement entre x_1 et $x = L_t$ est utilisée pour modéliser son comportement. Elle est représentée sur la Fig. 3.8 avec les pertes de pression associées. Ceci amène à la différence de pression sur toute la longueur du conduit vocal :

$$\Delta p = \Delta p_{bern} + \Delta p_{coude} + \Delta p_{orf} \quad (3.55)$$

$$\Delta p = p(x = L_t) - p_0 = \frac{\rho_0 Q^2}{2l_t^2} \left(\frac{1}{h_t^2} - \frac{1}{h_2^2} \right) - \frac{\rho_0 Q^2}{2l_t^2 h_1^2} K_C - C_{orf} \frac{\rho_0 Q^2}{2l_t^2 L_{co}^2} K_{orf}$$

où l'expression de K_C est indiquée dans l'Eq. 3.31. K_{orf} est calculé d'après l'Eq. 3.51 avec un rapport de diamètres équivalents :

$$\Theta = \frac{h_2(L_{co} + l_t)}{L_{co}(h_2 + l_t)} \quad (3.56)$$

La présence du terme de pertes K_{orf} amène à une équation non-linéaire sur le débit (voir en Annexe B.2.4) qui sera résolue numériquement. Le terme de viscosité de Poiseuille peut également être inclus entre $x = 0$ et $x = x_1$.

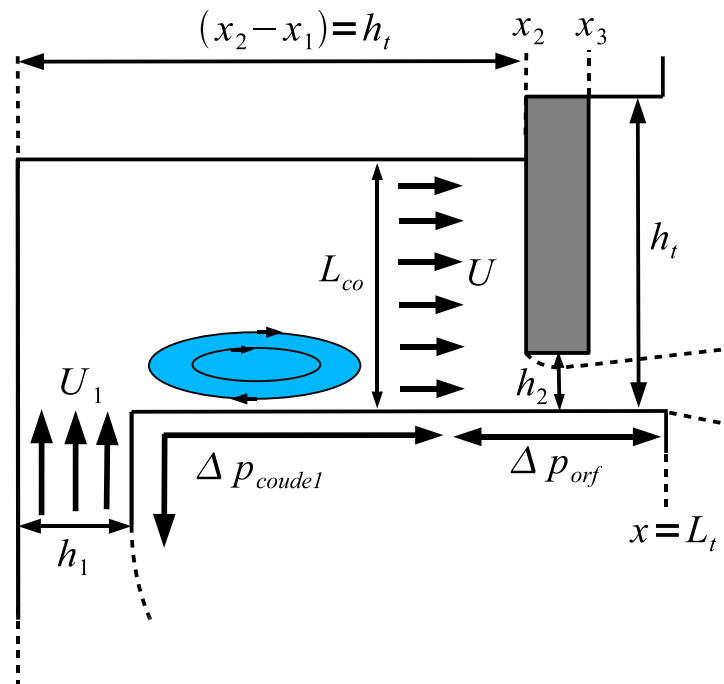


FIGURE 3.8 – Géométrie équivalente pour la modélisation associant les pertes de pression dues au passage de l'écoulement en conduite coudée ($\Delta p_{coude-1}$) et à travers un orifice (Δp_{orf}) après le premier point de séparation du bout de la langue. U_1 et U sont respectivement les vitesses moyennes d'entrée dans le coude et dans la conduite avant orifice. L'emplacement estimé de la zone de recirculation est en couleur. Les pointillés sous l'obstacle représentent l'effet de réduction de section du jet.

3.3 Récapitulatif des modèles d'écoulements

Les modèles laminaires, ainsi que ceux incluant les pertes par turbulence, sont résumés dans le tableau 3.2 qui comporte des indications sur les termes de pression considérés et la séparation de l'écoulement. Le terme de Poiseuille n'est pas indiqué dans les expressions de Δp pour ne pas alourdir les équations – de plus il y aura des cas, précisés par la suite, où les effets de viscosité ne sont pas inclus.

Les différents aspects de l'aéroulque de la production de fricatives ont été représentés par des modèles théoriques, établis à partir des caractéristiques physiologiques du conduit vocal décrits dans la littérature et d'hypothèses sur l'écoulement d'air le traversant. Le comportement turbulent de ce dernier a été envisagé de plusieurs manières à travers la modification de la pression par des termes de pertes de charge issus de phénomènes connus dans des applications à plus grande échelle. Dans le chapitre suivant, ces modèles d'écoulement possédant différents degrés de réalisme en fonction des hypothèses et options considérées vont être mis en application puis confrontés aux mesures de débit/pression statique sur maquette afin d'être testés. De plus, cela pourra éventuellement fournir des indications sur le comportement de l'écoulement dans notre géométrie équivalente du conduit vocal dans le cas où l'une de ces modélisations est validée par l'expérience.

Modèles Laminaires			
Dénomination	Géométrie	Δp	Séparation « totale »
Théorème de B ernoulli (LB)	LS	$\Delta p_{bern}(0 \rightarrow x_1)$	$x_s = x_1$
	OS	$\Delta p_{bern}(0 \rightarrow x_3)$	$x_s = x_3$
	MC	$\Delta p_{bern}(0 \rightarrow x_3)$	$x_s = x_3$
Méthode de T hwaites (LTh)	LS	Δp_{th}	$x_s = x_1$
	MC	$\Delta p_{th} + \Delta p_{bern}(x_1 \rightarrow x_3) + \Delta p_{turb}$	$x_s = x_3$
Modèles avec pertes par Turbulence			
Dénomination	Géométrie	Δp	Séparation « totale »
Conduite C oudée (TC)	MC	$\Delta p_{bern}(0 \rightarrow x_3) + \Delta p_{coude}$	$x_s = x_3$
Élargissement brusque (TJ)	LS	$\Delta p_{bern}(0 \rightarrow L_t) + \Delta p_{jet-1}$	$x_s = L_t$
	OS	$\Delta p_{bern}(0 \rightarrow L_t) + \Delta p_{jet-2}$	$x_s = L_t$
	MC	$\Delta p_{bern}(0 \rightarrow x_3) + \Delta p_{jet-1}$	$x_s = x_3$
	MC	$\Delta p_{bern}(0 \rightarrow L_t) + \Delta p_{jet-1} + \Delta p_{jet-2}$	$x_s = L_t$
Orifice (TO)	OS	$\Delta p_{bern}(0 \rightarrow x_2) + \Delta p_{orf}$	$x_s = L_t$
	MC	$\Delta p_{bern}(0 \rightarrow x_2) + \Delta p_{orf}$	$x_s = L_t$
Conduite coudée et élargissement (TCJ)	MC	$\Delta p_{bern}(0 \rightarrow L_t) + \Delta p_{coude} + \Delta p_{jet-2}$	$x_s = L_t$
Conduite coudée et orifice (TCO)	MC	$\Delta p_{bern}(0 \rightarrow x_2) + \Delta p_{coude} + \Delta p_{orf}$	$x_s = L_t$

TABLE 3.2 – Récapitulatif des modèles d'écoulement dans le conduit vocal présentés au cours du chapitre. Une dénomination abrégée est donnée entre parenthèses à côté du nom du modèle. Les différents cas géométriques sont **LS** pour Langue Seule, **OS** pour Obstacle Seul et **MC** pour Modèle Complet.

Chapitre 4

Résultats théoriques et comparaison avec les résultats des mesures d'écoulement sur maquette

Les résultats des simulations des modèles théoriques d'écoulements sur notre géométrie du conduit vocal vont maintenant être présentés, comparés entre eux mais également confrontés aux mesures sur maquette abordées dans le second chapitre. De ce fait, la réalité et validité des différentes hypothèses et options envisagées pourra être discutée, et dans le cas d'une adéquation avec les débits et pressions statiques mesurées, la connaissance des phénomènes considérés pour chaque modèle permettra d'apporter des pistes quand à l'interprétation du comportement de l'écoulement en maquette. De manière analogue au Chapitre 2, les configurations géométriques avec un élément – langue ou obstacle – sont considérées dans un premier temps, avant d'en arriver à la plus large gamme de modèles s'appliquant à la géométrie complète avec les deux éléments couplés.

L' algorithme de calcul développé sous Matlab pour cette application des modèles d'écoulement utilise les pressions \tilde{p}_0 mesurées sur la maquette (voir Chapitre 2) comme paramètre d'entrée. On suppose que la variation de pression est négligeable entre $x = 0$ et $x = 30 \text{ mm}$ du fait que la section du canal est constante entre ces deux abscisses. Le débit Q est tout d'abord calculé en fonction de \tilde{p}_0 et des paramètres géométriques, puis ensuite la pression le long du conduit vocal en fonction de cette géométrie et du débit. Les vitesses moyennes en constriction sont simplement le rapport entre le débit Q et la section du canal au point de calcul. Dans l'algorithme, ces étapes sont insérées dans une boucle sur (Q, \tilde{p}_0) , qui elle-même est imbriquée dans une autre boucle qui fait varier les paramètres géométriques quand ceux-ci sont amenés à changer (variation de h_2 par exemple). Le terme de Poiseuille est généralement inclus dans les estimations et *cela sera spécifié si ce n'est pas le cas*.

Concernant la méthode de Thwaites, le calcul des différentes grandeurs caractérisant l'écoulement suit la méthode indiquée en section 3.1.3 et Annexe A. L'épaisseur de moment initiale est $\delta_{2,0} = 0$. Ce calcul est également inséré dans deux boucles identiques à celles décrites ci-dessus. D'après les tests préliminaires effectués sur l'algorithme de Thwaites (dernière section de l'Annexe A), le pas de calcul offrant une convergence satisfaisante pour un temps de calcul minimum est $\Delta x = 1.10^{-4} \text{ m}$. D'ailleurs, le temps de calcul ne devient un paramètre significatif que lors de l'application de cette méthode : avec les autres modèles, il faut par exemple 2 minutes pour réaliser la simulation de l'écoulement (sur le serveur de calcul du laboratoire) pour

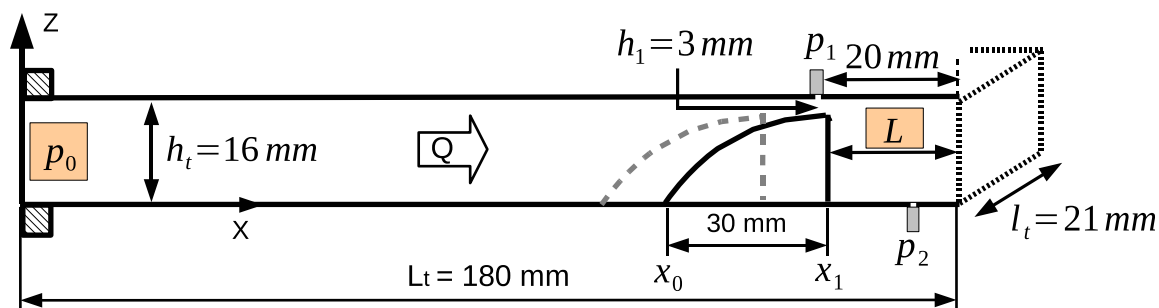
une longueur langue-obstacle donnée en configuration complète – dans ce cas la boucle tourne sur les 5 hauteurs de constriction à l’obstacle. En ajoutant un calcul des pertes de pression le long de la langue via la méthode de Thwaites, le temps de simulation passe à environ 22 minutes (même configuration, même serveur).

4.1 Modèle géométrique avec un élément : cas de la langue seule

Dans le cas de la géométrie de conduit vocal avec langue seule, les modèles basés sur le théorème de Bernoulli (LB), la méthode de Thwaites (LTh) et les pertes par élargissement brusque de section (TJ) sont considérés (récapitulatif dans le tableau 4.1). Au sujet du modèle TJ, la description de l’élargissement du jet pariétal (Eq. 3.38) n’était pas complète dans la Sec. 3.2.2. Il restait l’angle de développement Θ_{jet} à définir. Dans leur modèle d’écoulement traversant le larynx, Bailly *et al.* [10] ont utilisé un demi-angle de 4° pour la diffusion du jet plan issu de leur géométrie de cordes vocales simplifiées. Dans notre cas, le jet formé en aval de la langue est également supposé plan, mais la présence de la paroi va certainement modifier la diffusion de celui-ci. Dans leur revue de 1983 concernant les observations des jets pariétaux, Launder et Rodi [59] indiquent que la croissance de la couche externe du jet est telle que $\Theta_{jet} = 4.17^\circ \pm 0.11^\circ$. Des observations par Vélocimétrie Laser Doppler ont été effectuées par Eriksson *et al.* [27] sur un jet pariétal turbulent dont la bidimensionnalité est vérifiée : ils font l’hypothèse que la largeur du jet augmente de manière linéaire avec la longueur et leurs mesures montrent une croissance correspondant à $\Theta_{jet} = 4.46^\circ$, ce qui est hors de l’intervalle proposé précédemment par Launder et Rodi. Dans son article, George *et al.* [33] reporte des expériences ayant des conditions initiales identiques ([2], [52], [123]) montrant qu’à une distance proche de l’origine du jet, les résultats obtenus sur son développement sont en accord avec ceux d’Eriksson *et al.*, dans une fourchette de $\pm 0.1^\circ$. Finalement, un angle $\Theta_{jet} = 4.5^\circ$ est retenu pour la croissance du jet dans le modèle TJ. De plus le coefficient C_{jet} est de 1 dans un premier temps, ne modifiant pas le terme de perte de charge Δp_{jet-1} établi à partir des expériences reportées dans la littérature. Maintenant que ceci est précisé, l’effet de la viscosité laminaire incorporée via le terme de Poiseuille va être décrit pour ce modèle, ainsi que pour celui basé sur le théorème de Bernoulli (LB).

4.1.1 Influence du terme de viscosité de Poiseuille

Les pertes de charge induites par la présence du terme de viscosité $\Delta p_{pois} = \frac{12\mu Q}{l_t} \int_{x_A}^{x_B} \frac{1}{h(x)^3} dx$ dans les modèles sont proportionnelles au débit de l’écoulement et dépendent de la géométrie du modèle de conduit vocal via l’intégrale en $\frac{1}{h(x)^3}$. La Fig. 4.1(a) présente l’effet de ce terme sur le débit Q , première grandeur calculée au cours des simulations, pour LB et TJ (les effets de viscosité sont déjà inclus dans le modèle de Thwaites) lorsque $L = 1\text{ mm}$. En matière de valeurs du débit calculé, cet effet est négligeable avec environ 1 % de variation, même aux nombres de Reynolds les plus bas où les effets inertiels dans l’écoulement sont moins importants. Ces premières observations sont valables quelque soit la valeur du paramètre L (voir également les moyennes et dispersions des erreurs relatives dans le Tab. 4.2).



Dénomination	Δp
Modèles Laminaires	
Théorème de B ernoulli (LB)	$\Delta p_{bern}(0 \rightarrow x_1)(+\Delta p_{pois})$
Méthode de T hwaites (LTh)	Δp_{th}
Modèles avec pertes par Turbulence	
Elargissement brusque (TJ)	$\Delta p_{bern}(0 \rightarrow L_t) + \Delta p_{jet-1}(+\Delta p_{pois})$

TABLE 4.1 – Schéma du modèle géométrique du conduit vocal comportant uniquement la langue – les deux paramètres variables de l'étude, soit la pression en entrée p_0 et la distance langue-sortie L , sont surlignés en couleur – et récapitulatif des trois modèles d'écoulement associés.

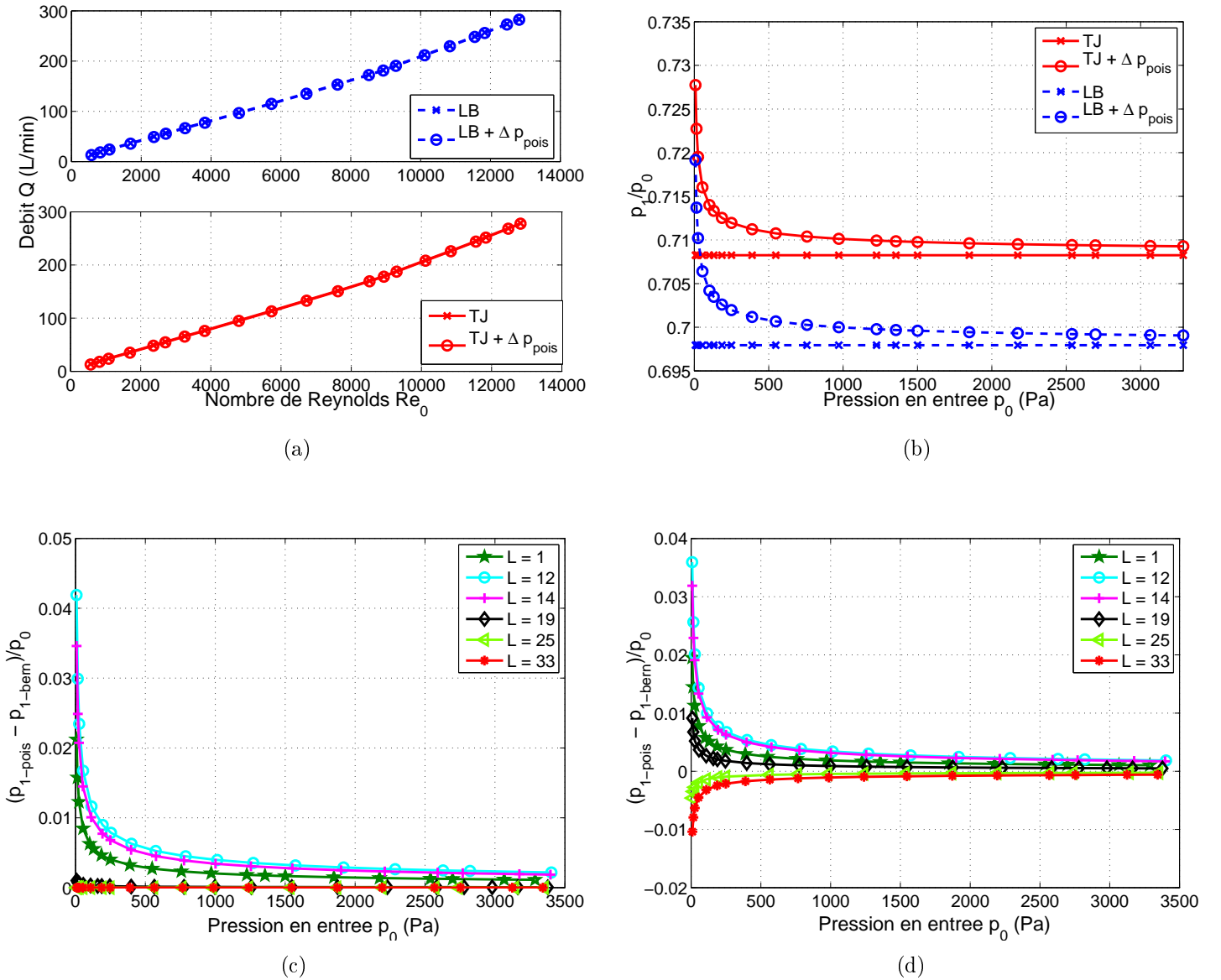


FIGURE 4.1 – En haut : influence du terme de viscosité de Poiseuille en configuration LS sur (a) le débit Q dans le conduit vocal et (b) le rapport $\frac{p_1}{p_0}$. La distance langue-sortie L est égal à 1 mm. En bas : évolution de la différence adimensionnée $\frac{p_{1-\text{pois}} - p_{1-\text{bern}}}{p_0}$ entre la pression p_1 calculée avec et sans le terme de Poiseuille en fonction de p_0 , pour les modèles (c) LB et (d) TJ.

L'influence du terme de Poiseuille est plus visible sur la détermination de la pression p_1 , dont le rapport avec p_0 est tracé sur la Fig. 4.1(b). En effet, la décroissance observée pour les mesures de la pression au niveau de la langue (Fig. 2.5(a)) due aux effets de viscosité est qualitativement modélisée, au lieu d'avoir $\frac{p_1}{p_0}$ constant lorsque Δp_{pois} n'est pas inclus dans les équations. Par contre, ces effets de viscosité modélisés sont insuffisants d'un point de vue quantitatif. Ce point sera vu plus en détail lors de la comparaison avec la prise en compte de la viscosité par la méthode de Thwaites dans la partie suivante.

Les Figs. 4.1(c) et 4.1(d) permettent d'étendre la discussion sur la représentation quanti-

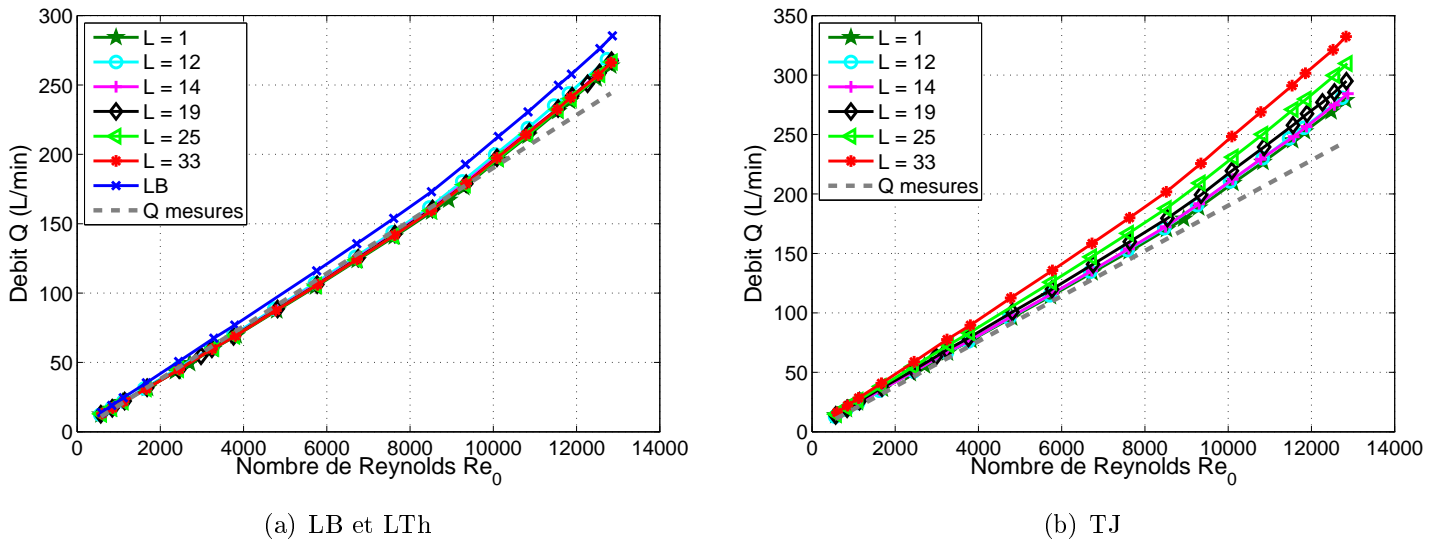


FIGURE 4.2 – Débit Q en fonction du nombre de Reynolds Re_0 estimé par les modèles d’écoulements pour les 6 distances langue-sortie L avec un conduit vocal en configuration LS. Pour LB, une seule courbe est représentée car Q ne dépend pas de L (Eq. 3.12).

tative des effets de viscosité par Δp_{pois} aux autres positions de la langue dans le canal. Elles présentent la différence entre la pression p_1 calculée avec et sans Δp_{pois} inclus dans les équations des modèles et montrent que cette différence est au maximum de 5 % de p_0 . L’étude de Cisonni *et al.* [22] sur la contribution du même terme Δp_{pois} avec un modèle d’écoulement glottique unidimensionnel indique qu’il peut être négligé pour des rapports $\frac{h_g}{h_0} \geq 10\%$, avec h_g la hauteur de la constriction maximale à la glotte et h_0 celle du canal en amont. Le terme de viscosité de Poiseuille a également très peu d’effet sur la pression de l’écoulement représenté également de manière unidimensionnelle par Bailly *et al.* [10], avec une ouverture glottique de 2.90 mm.

Etant donné que sur la maquette du conduit vocal, $h_1 = 3 \text{ mm}$ – soit $\frac{h_1}{h_t} = 19\%$, les résultats présentés ci-dessus vont dans le sens des observations déjà faites sur les modèles d’écoulement unidimensionnels dans les voies aériennes supérieures. Mais en raison de la prédiction plus fidèle qualitativement à l’écoulement réel qu’il apporte, le terme de viscosité de Poiseuille sera systématiquement inclus dans la suite des analyses de cette section.

4.1.2 Effet du placement de la langue dans le conduit vocal

Les effets sur les modèles d’écoulement du positionnement de la langue – découplée de l’obstacle – dans le conduit vocal sont maintenant analysés. La confrontation avec les mesures permettra éventuellement un rapprochement de certains de ces modèles avec l’écoulement réel, et d’observer si l’introduction des pertes turbulentes par élargissement de section est pertinente. Par ailleurs, on observera également la robustesse des différentes hypothèses face à l’évolution de la pression en entrée.

Détermination du débit

L'influence du positionnement de la langue sur le débit Q de l'écoulement traversant le canal est fortement dépendante du modèle considéré. En ce qui concerne LB basé sur le théorème de Bernoulli, l'Eq. 3.12 qui sert au calcul de Q est indépendante du positionnement de la langue dans le conduit vocal (en considérant que l'influence de Δp_{pois} est négligeable) :

$$Q = l_t \sqrt{\frac{2p_0}{\rho_0 \left(\frac{1}{h_1^2} - \frac{1}{h_2^2} \right)}} \quad (4.1)$$

Une seule courbe est donc tracée pour LB sur la Fig. 4.2(a) – en bleu avec le symbole \times . L'évolution de Q en fonction de Re_0 est quasi-linéaire, notamment pour LB quand le nombre de Reynolds est inférieur à 9000. La perte de linéarité vient du fait que la pression \tilde{p}_0 utilisée comme condition en entrée de simulation ne varie pas tout à fait en Re_0^2 : en effet, si la loi $\tilde{p}_0 \propto Re_0^{2.3}$ définie dans la Sec. 2.2.1 est insérée dans l'équation ci-dessus :

$$Q = l_t \sqrt{\frac{2\tilde{p}_0}{\rho_0 \left(\frac{1}{h_1^2} - \frac{1}{h_2^2} \right)}} \propto \sqrt{Re_0^{2.3}} \propto Re_0^{1.15} \quad (4.2)$$

ce qui est en accord avec la perte du caractère linéaire lorsque Re_0 devient élevé. Ceci implique que le modèle basé sur le théorème de Bernoulli ne reproduit pas certains effets qui permettraient de retrouver un débit linéaire à partir de \tilde{p}_0 .

La variation du débit estimé par la méthode de Thwaites LTh est également présentée sur la Fig. 4.2(a). Elle est proche de celle du modèle de Bernoulli LB, surtout à Re_0 élevé où les prédictions effectuées par les deux modèles divergent significativement des mesures au débitmètre (représentées en traits pointillés gris sur la figure). Cependant, les hypothèses de LTh permettent une meilleure estimation de Q par rapport aux mesures qu'avec LB, et une faible dépendance vis-à-vis de la distance langue-obstacle L est provoquée par la contribution de la viscosité modélisée du fluide et le calcul de l'épaisseur de la couche limite, dont le débit Q calculé dépend (Eq. 3.29). L'écart entre les valeurs obtenues à même nombre de Reynolds est inférieur à 5 %, le maximum étant toujours pour $L = 12 \text{ mm}$ et le minimum pour $L = 1 \text{ mm}$.

La dépendance du débit avec L est renforcée par l'introduction du terme de pertes de charge dues à l'élargissement de la section du canal, ce qui est nettement visible en comparant la Fig. 4.2(b) avec celle de LB et LTh à gauche. Avec le modèle TJ, l'écart à même nombre de Reynolds peut atteindre les 25 %, et décroît avec la longueur L . La proportionnalité entre Q et L est à mettre en relation avec la largeur de jet h_{j-1} qui augmente aussi quand la langue recule (Eq. 3.38). Tout comme les deux modèles précédent, Q diverge du débit mesuré lorsque le nombre de Reynolds de l'écoulement devient important.

Pour quantifier les écarts entre les estimations et les mesures du débit dans le conduit vocal, l'erreur relative (ER) pour une grandeur estimée γ est calculée de la manière suivante :

$$ER = \frac{\gamma - \tilde{\gamma}}{|\tilde{\gamma}|} \times 100 \quad (4.3)$$

L'évolution de celle-ci pour les trois modèles étudiés dans cette section est tracée sur la Fig. 4.3 pour une longueur langue-obstacle L fixée à 19 mm. De même que l'évolution du débit

Q en fonction de p_0 (Figs. 4.2(a) et 4.2(b)), les variations de l'erreur en fonction de Re_0 sont qualitativement identiques pour les autres valeurs de L . Les moyennes et dispersions de la valeur absolue de l'erreur relative pour L fixé (notées respectivement $|ER(Q)|$ et $\sigma_{|ER(Q)|}$) reportées dans le tableau 4.2 viennent compléter la comparaison avec les mesures.

On retrouve la divergence observée à haut nombre de Reynolds ($Re_0 > 9000$) avec une ER croissante dans cette tranche, la pente de la courbe étant identique pour les trois modèles d'écoulement. Un palier où l'ER est à son minimum et varie de moins de 5 % est situé sur la plage $2000 < Re_0 < 9000$. Aux valeurs encore plus basses du nombre de Reynolds, l'ER augmente d'environ 15 % lorsque Re_0 décroît de 2000 à 500. Les quelques écarts dans les moyennes du tableau 4.2 pour le modèle de Bernoulli LB viennent du fait de ne pas toujours avoir le même nombre exact de débits utilisés lors des mesures pour les différentes longueurs langue-sortie. Le modèle LTh basé sur la méthode de Thwaites donne les meilleurs résultats quelque soit L avec $|ER(Q)|$ compris entre 4 et 5 %. Ensuite pour les trois plus petites distances $L = (3; 12; 14) \text{ mm}$, la contribution des pertes d'élargissement de TJ améliore l'estimation du débit par rapport à LB. Ce n'est plus le cas quand L augmente, la moyenne atteignant 29.5 % quand la langue est dans sa position la plus reculée.

Estimation de la pression dans le conduit vocal

Les valeurs prédites de la pression adimensionnée $\frac{p_1}{p_0}$ en fonction de p_0 sont reportées sur la Fig. 4.4. Les valeurs expérimentales du Chapitre 2 sont également reportées sur cette figure. La première remarque concerne l'évolution du rapport avec les trois modèles : celui-ci est décroissant et tend vers une valeur asymptotique lorsque p_0 augmente pour les quatre plus petites valeurs de L , c'est-à-dire pour p_1 déterminée avant la séparation de l'écoulement en x_1 . Le renforcement des effets de viscosité avec la méthode de Thwaites permet une prédiction de ceux-ci avec un meilleur accord vis-à-vis des mesures sur maquette, bien que pour $L = 1 \text{ mm}$ le palier soit atteint dès $p_0 = 500 \text{ Pa}$. L'hypothèse de séparation implique que p_1 est nulle avec LB et LTh pour $x > x_1$, et donc quelque soit p_0 :

L (mm)	LB		TJ ($C_{jet-1} = 1$)		LTh
	—	$+\Delta p_{pois}$	—	$+\Delta p_{pois}$	—
1	12.0 (5.89)	10.1 (4.30)	10.0 (5.79)	8.28 (4.25)	4.29 (2.65)
12	15.3 (6.48)	13.3 (4.58)	12.5 (6.32)	10.6 (4.51)	4.44 (4.38)
14	13.6 (5.49)	11.7 (3.98)	12.4 (5.43)	10.6 (3.95)	4.07 (3.2)
19	13.4 (6.34)	11.6 (4.76)	16.8 (6.53)	14.9 (4.87)	4.65 (3.70)
25	13.6 (6.87)	11.6 (5.04)	23.3 (7.46)	21.0 (5.33)	4.65 (3.55)
33	13.1 (6.57)	11.3 (4.93)	32.0 (7.66)	29.5 (5.50)	4.67 (3.30)

TABLE 4.2 – Moyennes et écarts types (en *italique* entre parenthèses) des valeurs absolues des erreurs relatives (en %) par rapport aux mesures sur maquette commises sur l'estimation de Q avec les modèles d'écoulement LB, TJ et LTh dans le cas de la géométrie du conduit vocal avec langue seule. Les colonnes avec $+\Delta p_{pois}$ indiquent que le terme de viscosité de Poiseuille (Eq. 3.15) est inclus dans le calcul du débit.

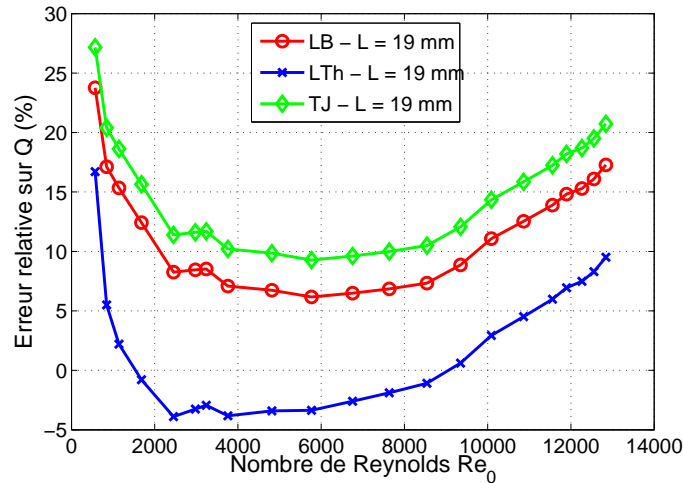


FIGURE 4.3 – Evolution en fonction du nombre de Reynolds Re_0 de l'erreur relative par rapport aux mesures sur maquette commise sur l'estimation du débit Q par les trois modèles d'écoulement correspondant à la configuration LS. La distance langue-sortie est $L = 19\text{ mm}$.

$$p_1(L = 1) > p_1(L = 12) > p_1(L = 14) > p_1(L = 19) > 0 = p_1(L = 25) = p_1(L = 33)$$

alors que le classement suivant s'applique lorsque les pertes par élargissement brusque de section sont incluses dans la modélisation (TJ) :

$$p_1(L = 1) > p_1(L = 12) > p_1(L = 14) > p_1(L = 33) > 0 > p_1(L = 25) > p_1(L = 19)$$

avec une pression négative au col de la constriction quand la longueur langue-obstacle $L = 19\text{ mm}$ et dans la zone du jet pour $L = 25\text{ mm}$, ce qui est le cas avec l'écoulement en maquette. On arrive donc à modéliser en partie le gradient de pression défavorable après la séparation partielle de l'écoulement en x_1 : la prise en compte des pertes par élargissement de manière linéaire entre x_1 et la sortie du canal est telle que dans cette zone, $\frac{p_1}{p_0}$ est croissante jusqu'à un maximum (dont la position dépend de L) puis baisse ensuite jusqu'à atteindre 0 à la sortie à cause de l'hypothèse de séparation (des courbes détaillées sont en Annexe C).

Les moyennes sur la valeur absolue des erreurs relatives commises reportées dans le tableau 4.3 – pas toujours significatives lorsque les pressions sont très basses, comme pour $L = 14\text{ mm}$ par exemple – confirment la surestimation de la pression visible sur la Fig. 4.4 pour les trois modèles. Cette surestimation est légèrement plus importante pour LTh par rapport à LB. Pourtant LTh donne les meilleures prédictions du débit de l'écoulement dans le conduit vocal, et la pression finale dans l'algorithme de la méthode de Thwaites est calculée par la formule de Bernoulli à ceci près que l'épaisseur de couche limite est doublement retirée de la hauteur du canal (Annexe A). On se serait donc attendu à avoir des résultats quantitatifs plus proches de l'écoulement en maquette avec LTh, mais peut-être est-ce là une limitation due à l'hypothèse d'unidimensionnalité. En ce qui concerne $L = 19\text{ mm}$, c'est TJ qui assure la meilleure estimation

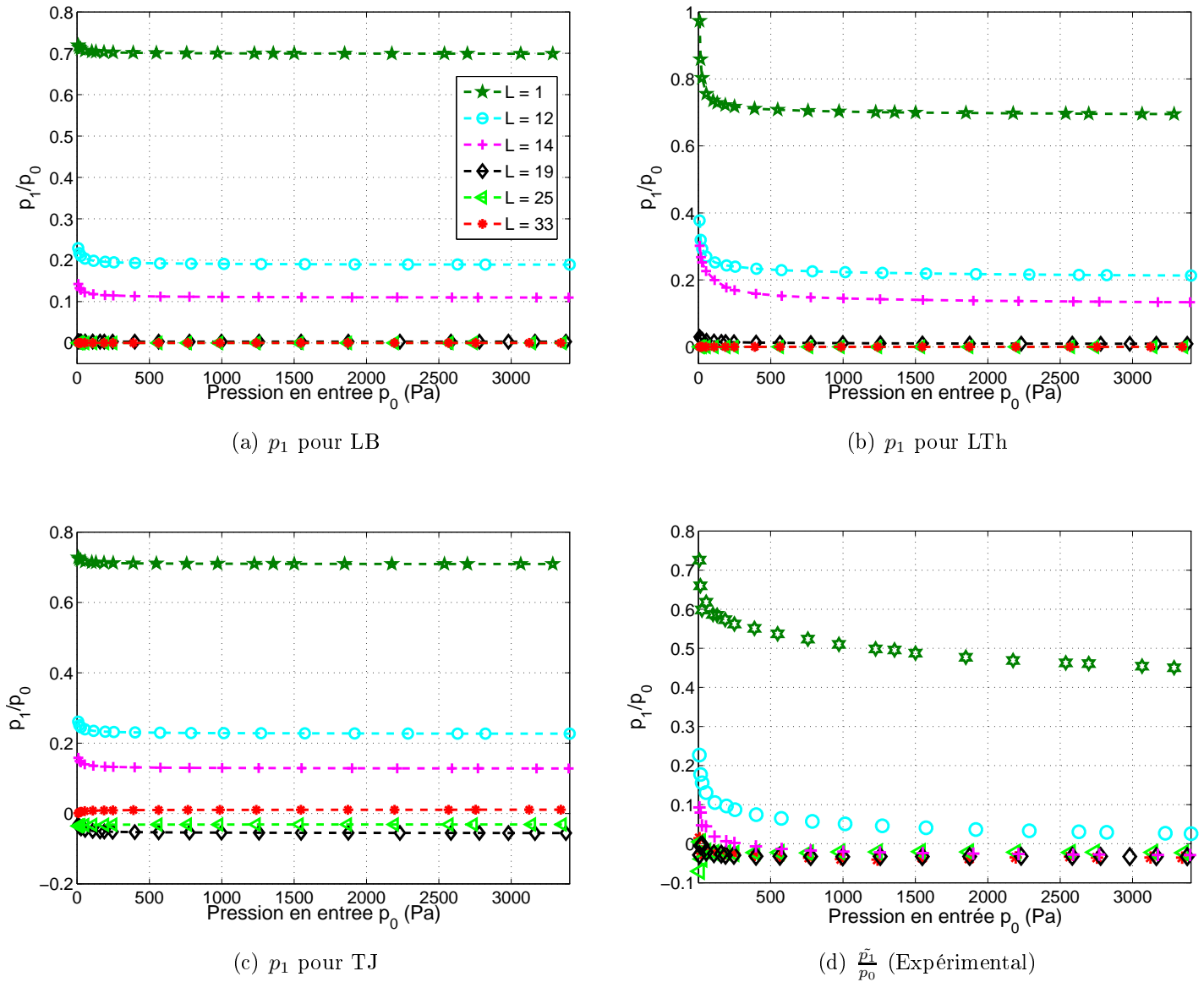


FIGURE 4.4 – De (a) jusqu'à (c) : Pression p_1 (en $x = 160$ mm) en fonction de la pression d'entrée p_0 , estimée par les différents modèles d'écoulements en configuration LS. La légende des figures (b) et (c) est identique à celle de (a). Les résultats des mesures de la pression \tilde{p}_1 sur le modèle mécanique sont rappelés sur la figure (d).

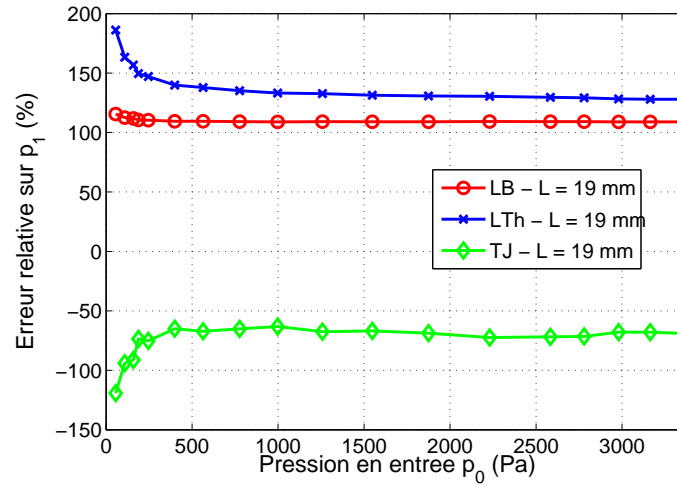


FIGURE 4.5 – Evolution en fonction de p_0 de l'erreur relative par rapport aux mesures sur maquette commise sur l'estimation de la pression p_1 au niveau de la langue par les trois modèles d'écoulement correspondant à la configuration LS. La distance langue-sortie est $L = 19\text{ mm}$.

de p_1 étant le seul des trois modèles à pouvoir calculer des pressions négatives et simuler un gradient de pression longitudinal positif post-séparation. Pour cette valeur de L , les variations de l'erreur relative sont tracées sur la Fig. 4.5 : on retrouve logiquement le palier pour $p_0 > 500\text{ Pa}$ et une augmentation de l'erreur (en valeur absolue) aux pressions plus basses. TJ assure aussi une bonne prédiction pour $L = 25\text{ mm}$ mais ce n'est plus le cas si la langue est plus reculée à l'intérieur du canal : il est possible que le gradient de pression calculé dans le jet soit devenu trop important. La suite de cette section va permettre de voir quels sont les conséquences sur ce modèle d'une modification du coefficient C_{jet} , ce qui permettra d'obtenir d'autres constatations quand au comportement de TJ.

L (mm)	LB		TJ ($C_{jet-1} = 1$)		LTh
	—	$+\Delta p_{pois}$	—	$+\Delta p_{pois}$	
1	32.4 (16.0)	32.9 (15.9)	34.2 (16.5)	34.7 (16.4)	37.5 (10.3)
12	246 (200)	254 (200)	314 (243)	323 (241)	319 (212)
14	611 (435)	641 (457)	709 (507)	736 (527)	829 (609)
19	109 (1.28)	110 (1.73)	86.6 (25.1)	82.2 (13.9)	140 (15.6)
25	100 (0)	100 (0)	39.7 (10.0)	42.0 (12.3)	100 (0)
33	100 (0)	100 (0)	137 (10.1)	131 (5.0)	100 (0)

TABLE 4.3 – Moyennes et écarts types (en *italique* entre parenthèses) des valeurs absolues des erreurs relatives (en %) par rapport aux mesures sur maquette commises sur l'estimation de p_1 avec les modèles d'écoulement LB, TJ et LTh dans le cas de la géométrie du conduit vocal avec langue seule. Les colonnes avec $+\Delta p_{pois}$ indiquent que le terme de viscosité de Poiseuille (Eq. 3.15) est inclus dans le calcul des grandeurs de l'écoulement.

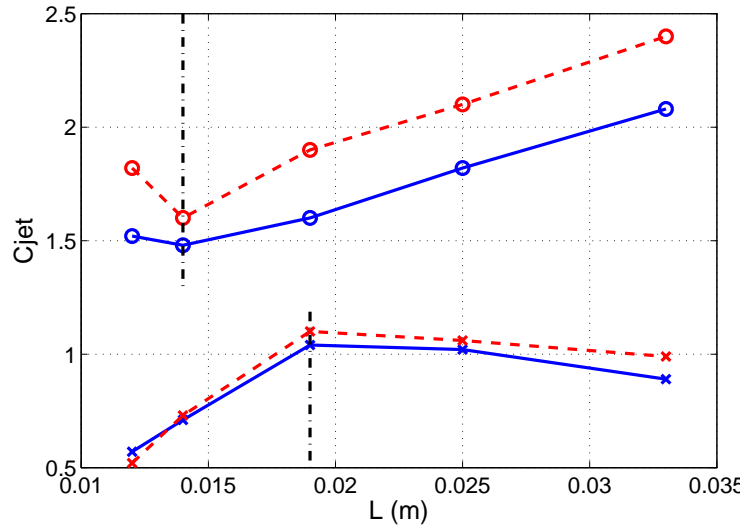


FIGURE 4.6 – Coefficients C_{jet-1} pour lesquels la moyenne (—) et l'écart type (- -) de la valeur absolue des erreurs relatives sont minimales, en fonction de la distance langue-sortie L . (o) : débit Q , (x) : pression p_1 .

Effet du coefficient C_{jet-1} sur le modèle TJ avec pertes causées par l'élargissement brusque de section en aval de la langue

Les caractéristiques de l'écoulement dans le conduit vocal sont calculées sur une gamme de valeurs du coefficient C_{jet-1} , démarrant de 0.5 avec un pas de 0.01, ainsi que les erreurs commises par rapport aux mesures effectuées sur la maquette. Le cas de la distance langue-sortie $L = 1\text{ mm}$ possède une indépendance vis-à-vis du coefficient multiplicatif appliqué au terme de pertes par élargissement de section, ce qui est causé par la proximité du bout de la langue avec la sortie du canal. Avec ce positionnement de la langue, le terme de pertes de charge Δp_{jet-1} est d'ailleurs proche de zéro car $h_j \simeq h_1$.

Pour les cinq autres positions de la langue, on peut tout d'abord mentionner que le débit de l'écoulement estimé varie en :

$$Q \propto \frac{1}{\sqrt{f(h_j) + C_{jet-1} \cdot f(h_j)}} \quad (4.4)$$

selon l'Eq. 3.41, avec $f(h_j)$ un terme fonction de la hauteur du jet à la sortie du canal – et donc fonction de L . Pour h_{j-1} donné, le débit estimé décroît donc lorsque C_{jet-1} augmente, de même que les erreurs relatives commises jusqu'à atteindre un palier sur lequel $|ER(Q)|$ est inférieure à 5 %. Ces paliers sont compris dans l'intervalle $1.4 < C_{jet-1} < 2.2$ pour les cinq positionnements de langue retenus. Concernant p_1 , la moyenne minimale sur p_0 de la valeur absolue des erreurs relatives pour ces longueurs langue-sortie est contenue dans l'intervalle $0.5 < C_{jet-1} < 1.1$. On constate donc que les coefficients donnant la meilleure estimation de Q et de p_1 sont dans deux intervalles qui ne présentent aucune intersection. Ces coefficients pour des pertes de charge optimisées sont reportés sur la Fig. 4.6, avec les traits en pointillés délimitant une zone où ces C_{jet-1} optimisés varient linéairement selon la longueur L .

Il est donc difficile d'optimiser en fonction de la position de la langue dans le canal le coefficient multiplicatif destiné à corriger les pertes par élargissement de section pour un écoulement turbulent. Néanmoins, pour une langue plus reculée, les coefficients à employer sont proches de 1 pour estimer correctement la pression post-séparation et même avant celle-ci quand $L = 19$. Donc quand la langue est trop proche de la sortie, le comportement de l'écoulement turbulent en maquette est sûrement trop éloigné des phénomènes qui ont lieu dans un élargissement brusque de section, avec une prédiction des pertes de charge trop importante par le modèle TJ du fait des $C_{jet-1} < 1$ nécessaires pour s'approcher des pressions mesurées. Sauf que le raisonnement inverse s'appliquerait pour l'estimation du débit étant donné les coefficients toujours supérieurs à 1 à appliquer pour obtenir une erreur relative minimale. On pourra voir par la suite si les mêmes tendances sont retrouvées en appliquant TJ au niveau de l'obstacle.

4.2 Analyse des modèles pour l'écoulement traversant la constriction à l'obstacle

Maintenant, le comportement des modèles d'écoulement associés au second élément du modèle physique de conduit vocal qu'est l'obstacle va être abordé. La modélisation basée sur le théorème de Bernoulli est de nouveau appliquée seule (LB), ou complétée par des termes de pertes de charge relatifs à l'élargissement de section brusque à la sortie de la constriction (TJ) ou au passage de l'écoulement à travers la constriction vue comme un orifice (TO). Le tableau 4.4 présente un récapitulatif des trois modèles.

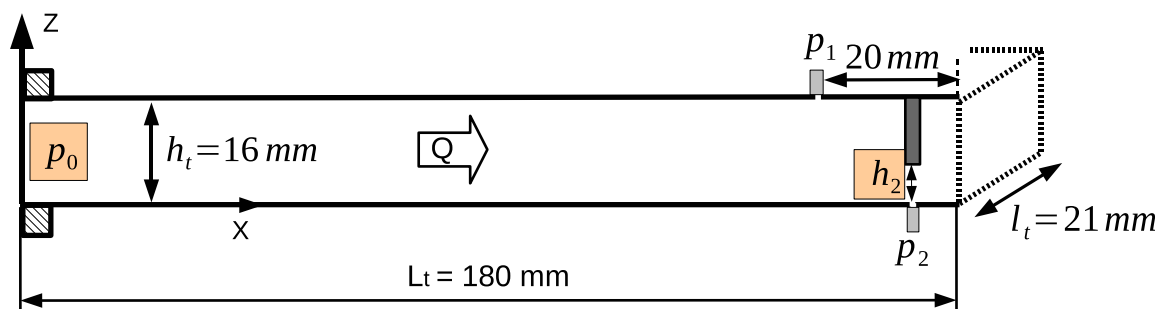
L'obstacle étant rectangulaire, les problèmes de courbures ne se posent plus et la géométrie au voisinage de l'obstacle utilisée est celle déjà présentée en Fig. 2.6(a). Concernant la modélisation des pertes en écoulement turbulent, l'angle Θ_{jet} qui commande la croissance du jet dans TJ est toujours de 4.5° . Étant donné la courte distance de 6 mm entre la sortie de la constriction à l'obstacle en x_3 et le bout du canal, le rapport entre h_{j-2} (Eq. 3.38) et h_2 est proche de 1 pour les ouvertures les plus grandes, allant jusqu'à 1.8 quand $h_2 = 0.6 mm$. Dans un premier temps, les coefficients multiplicatifs inclus dans TJ et TO sont laissés à 1 pour un calcul des pertes de charge dérivé des écoulements observés dans la littérature ([13], [122]).

Comme dans le cas avec langue seule, le terme de viscosité laminaire de Poiseuille est la plupart du temps négligeable devant les autres variations de pression calculées dans les modèles (même quand $h_2 = 0.6 mm$), mais il apporte néanmoins certaines améliorations qualitatives telles que la prédiction d'une pression non-nulle dans la constriction avec LB. Dans la suite, les résultats présentés seront avec Δp_{pois} inclus dans les équations des modèles.

4.2.1 Comportement des modèles vis-à-vis de l'ouverture de la constriction

Détermination du débit

Les Figs. 4.7(a), 4.7(b) et 4.7(c) présentent le débit Q estimé en fonction du nombre de Reynolds Re_0 et de l'ouverture h_2 pour chacun des trois modèles appliqués à cette configuration. Identiquement au cas de la langue seule, Q augmente quasi-linéairement jusqu'à un nombre de



Dénomination	Δp
Modèles Laminaires	
Théorème de Bernoulli (LB)	$\Delta p_{bern}(0 \rightarrow x_3)(+\Delta p_{pois})$
Modèles avec pertes par Turbulence	
Elargissement brusque (TJ)	$\Delta p_{bern}(0 \rightarrow L_t) + \Delta p_{jet-2}(+\Delta p_{pois})$
Orifice (TO)	$\Delta p_{bern}(0 \rightarrow x_2) + \Delta p_{orf}(+\Delta p_{pois})$

TABLE 4.4 – Récapitulatif des trois modèles d'écoulement dans le conduit vocal lorsque seul l'obstacle est présent.

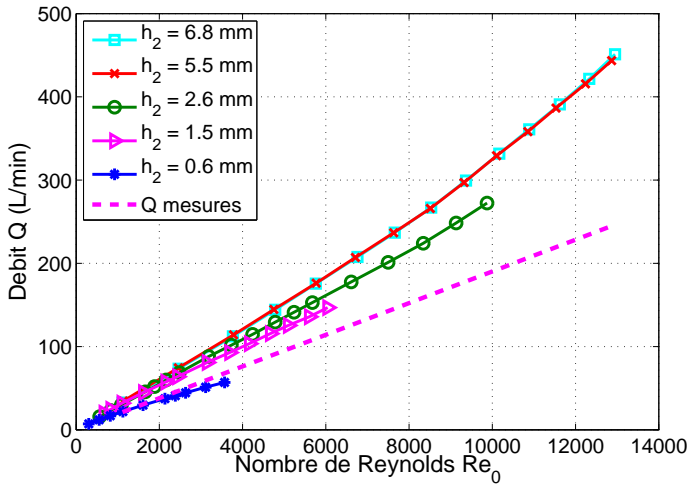
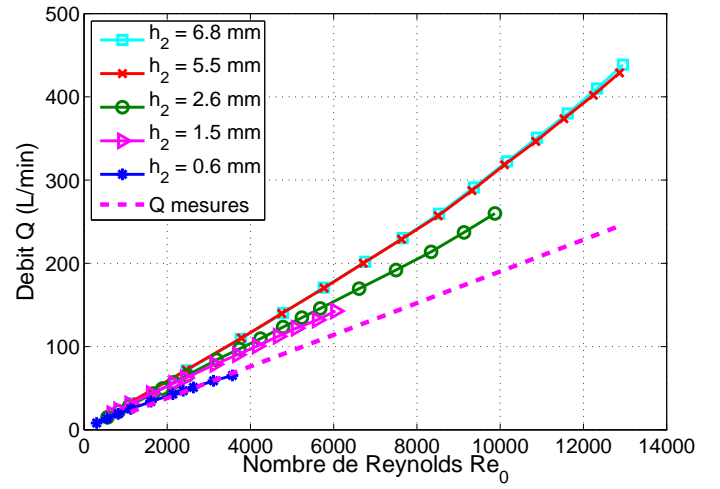
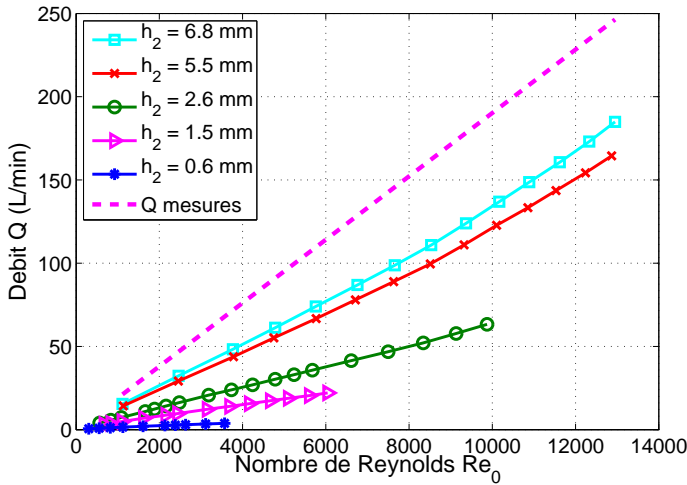
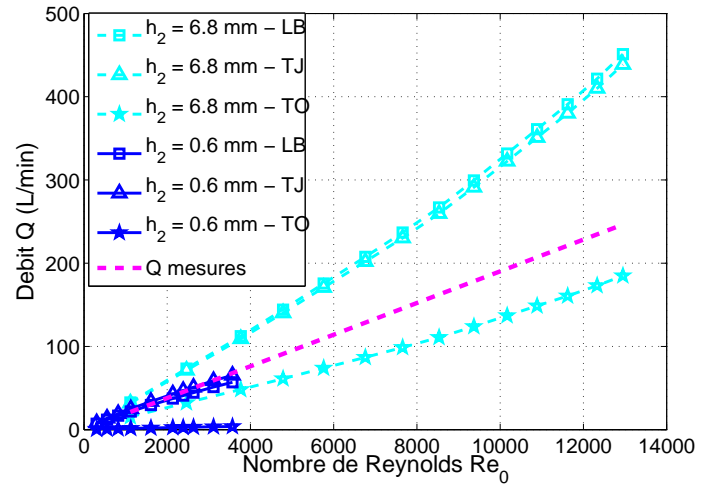
(a) Q pour LB(b) Q pour TJ(c) Q pour TO(d) Trois modèles pour $h_2 = 6.8$ et 0.6 mm

FIGURE 4.7 – Débit Q estimé dans le conduit vocal en configuration obstacle seul, en fonction du nombre de Reynolds Re_0 , par les trois modèles d'écoulement LB, TJ et TO. Les estimations sont présentées pour les cinq ouvertures h_2 , sauf sur (d) où une comparaison est faite pour les deux hauteurs de constriction extrêmes.

Reynolds d'environ 9000 pour $h_2 = (6.8, 5.5)$ mm, puis cette caractéristique se perd au-delà car les modèles ne prennent pas en compte certains effets, sans doute liés à la viscosité de l'écoulement et à la perte d'énergie de l'écoulement moyen. La perte de linéarité est cependant moins importante avec l'orifice TO dont les pertes calculées dépendent également du nombre de Reynolds contenu dans le coefficient empirique de viscosité C (Eq. 3.52) corrigeant les pertes du cas idéal.

Les modèles sont sensibles au changement de hauteur de la constriction, et pour LB et TJ le débit est prédit tel que :

$$Q(h_2 = 6.8) \simeq Q(h_2 = 5.5) > Q(h_2 = 2.6) > Q(h_2 = 1.5) > Q(h_2 = 0.6) \simeq Q_{mesures}$$

et le peu d'écart entre les valeurs de Q pour ces deux modèles, comme on peut le voir pour les deux ouvertures extrêmes sur la Fig. 4.7(d), indique que c'est le terme Δp_{bern} qui est prépondérant dans le calcul du débit de l'écoulement dans le conduit vocal. De plus, ces inégalités ne sont plus vérifiées pour $Re_0 < 2000$ car les valeurs de Q sont contenues dans un intervalle de ± 5 L/min avec les quatre ouvertures les plus grandes. Quand à TO, il est encore plus sensible à la hauteur de la constriction et cette fois l'ajout des pertes de charge dues à l'orifice a un effet non négligeable, puisque que le débit se retrouve largement sous-estimé, inférieur à 4 L/min pour la plus petite ouverture de constriction. Mis à part ce point, l'évolution selon h_2 est similaire aux deux autres modèles avec une différence entre 6.8 et 5.5 mm. On retrouve au moins qualitativement pour les trois modélisations l'influence de l'ouverture de constriction h_2 sur le calcul du débit Q .

Le tableau 4.5 des moyennes sur la valeur absolue de l'erreur relative commise sur l'estimation de Q avec les mesures sur maquette confirme la tendance que le modèle de Bernoulli LB et celui avec pertes par élargissement TJ évoluent identiquement avec une différence inférieure à 6 %. D'ailleurs on remarque que la dispersion pour $h_2 = 2.6$ mm est très basse, indiquant une erreur relative quasi-constante sur la gamme de Re_0 , ce qui est aussi le cas pour TO. La différence des estimations de ce modèle avec les mesures est importante, ce qu'on pouvait déjà observer via la Fig. 4.7(c), et inversement aux deux autres modélisations $|ER(Q)|$ croît avec h_2 .

Estimation de la pression dans le conduit vocal

De manière analogue au positionnement du capteur sur maquette, p_1 est déterminée par les modèles d'écoulement à 11 mm en amont de l'obstacle. La Fig. 4.8(a) présente la prédiction de cette pression adimensionnée par p_0 seulement pour le modèle de Bernoulli LB, mais à ± 0.01 près, les variations sont identiques pour les deux autres modèles. En effet, dans toute cette section constante du canal entre l'entrée et x_2 , la seule perte de charge est due au terme de viscosité laminaire de Poiseuille. Celui-ci dépend de Q , et malgré la grande différence entre le débit estimé par LB-TJ et TO, $\frac{p_1}{p_0}$ ne présente pas d'écarts significatifs par inclusion des pertes

h_2 (mm)	LB		TJ ($C_{jet-2} = 1$)		TO ($C_{orf} = 1$)	
	$ ER(Q) $	$\sigma_{ ER(Q) }$	$ ER(Q) $	$\sigma_{ ER(Q) }$	$ ER(Q) $	$\sigma_{ ER(Q) }$
6.8	66.3	<i>(9.34)</i>	61.7	<i>(9.07)</i>	29.9	<i>(2.69)</i>
5.5	66.9	<i>(7.79)</i>	61.3	<i>(7.50)</i>	36.8	<i>(2.33)</i>
2.6	43.7	<i>(1.95)</i>	37.1	<i>(1.89)</i>	65.9	<i>(1.16)</i>
1.5	38.4	<i>(10.6)</i>	34.6	<i>(10.3)</i>	78.9	<i>(1.88)</i>
0.6	11.0	<i>(6.29)</i>	13.5	<i>(13.4)</i>	93.2	<i>(1.20)</i>

TABLE 4.5 – Moyennes et écarts types (en *italique* entre parenthèses) des valeurs absolues des erreurs relatives (en %) par rapport aux mesures sur maquette commises sur l'estimation de Q avec les modèles d'écoulement LB, TJ et TO dans le cas de la géométrie du conduit vocal avec obstacle uniquement.

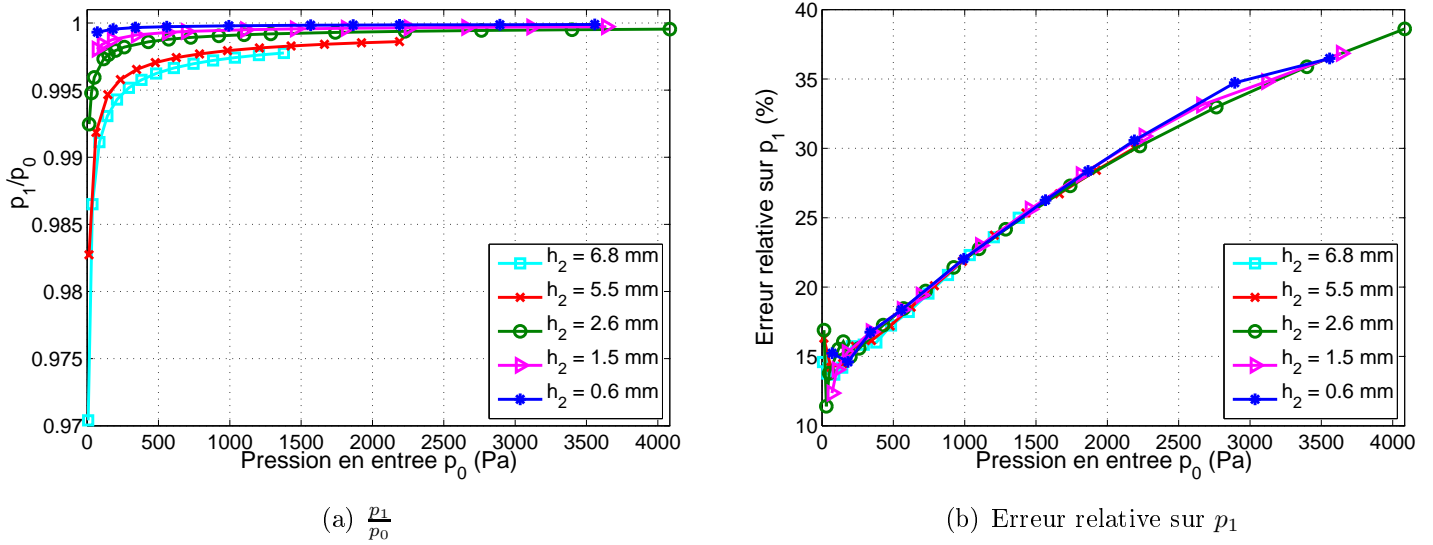
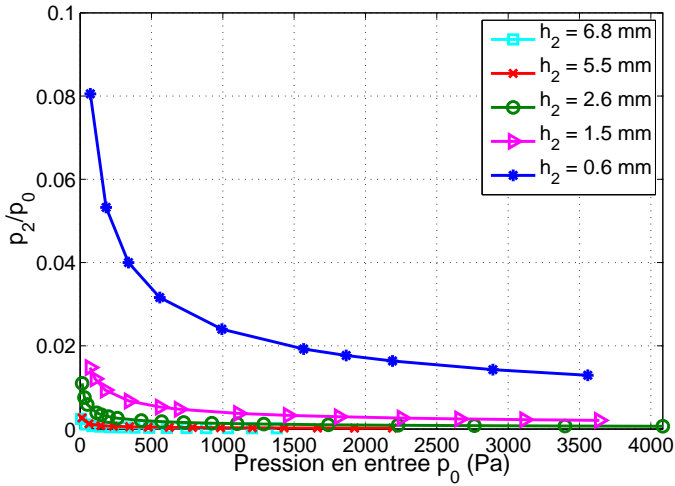


FIGURE 4.8 – (a) Rapport de pression $\frac{p_1}{p_0}$ (à 11 mm en amont de l’obstacle) en fonction de la pression en entrée p_0 prédite par le modèle LB. (b) Erreur relative commise sur l’estimation de p_1 par rapport aux mesures sur maquette.

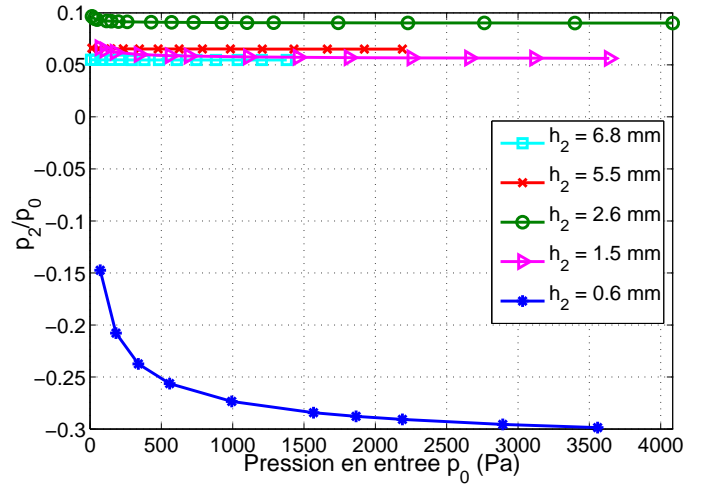
dues à l’orifice. L’augmentation de l’erreur relative avec p_0 tracée sur la Fig. 4.8(b) évolue parallèlement à la baisse de $\frac{p_1}{p_0}$ en fonction de p_0 qui a été observée dans le canal de la maquette (Fig. 2.6(c)). Et donc, si pour $p_0 < 250$ Pa, l’influence de la viscosité via Δp_{pois} apporte un léger apport quantitatif dans les prédictions, pour les pressions d’entrée ou nombre de Reynolds les plus élevés les pertes mesurées sur maquette correspondent donc bien à ce qui est généralement observé pour des écoulements turbulents, dépendantes de la rugosité des parois du canal ([13], [96]) et de la vitesse de l’écoulement.

A l’intérieur de la constriction, le modèle de Bernoulli LB sans terme de Poiseuille prédit une pression nulle étant donné l’hypothèse de séparation envisagée. Avec la viscosité prise en compte, p_2 tend néanmoins vers 0 lorsque la hauteur h_2 augmente (Fig. 4.9(a)), tout comme la pression estimée par J. Cisonni dans le canal droit d’une réplique de plis vocaux avec la même modélisation de l’écoulement [21]. Un changement par rapport à LB est provoqué par l’ajout des pertes turbulentes dues à un élargissement de section de TJ avec notamment $p_2 < 0$ pour la plus petite ouverture de constriction, $\frac{p_2}{p_0}$ tendant vers un palier situé entre -0.3 et -0.35 quand p_0 devient élevée. Pour les autres valeurs de h_2 , ce même rapport est compris entre 0.05 et 0.1. Au delà de la séparation partielle de l’écoulement au bout de l’obstacle en x_3 , $p(x)$ croit jusqu’à un maximum local avant de converger vers 0 conformément à l’hypothèse de séparation totale au niveau de la sortie du canal (voir la Sec. C.2.2 de l’Annexe C pour plus de détails sur l’estimation de la pression $p(x)$ le long du conduit vocal).

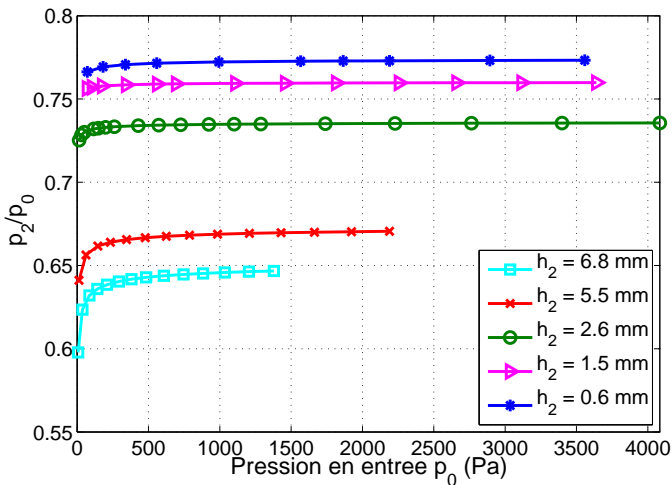
Les pressions p_2 qui sont estimées avec ajout des pertes par traversée d’un orifice (TO) sont par contre très élevées par rapport aux deux autres modèles, considérant d’après la Fig. 4.9(c) que $\frac{p_2}{p_0}$ est compris dans l’intervalle [0.6 0.8] toutes ouvertures de constriction confondues. De plus, l’évolution de la pression p_2 estimée en fonction de h_2 n’est qualitativement pas bien représentée car cette pression augmente quand la hauteur de constriction h_2 diminue (alors



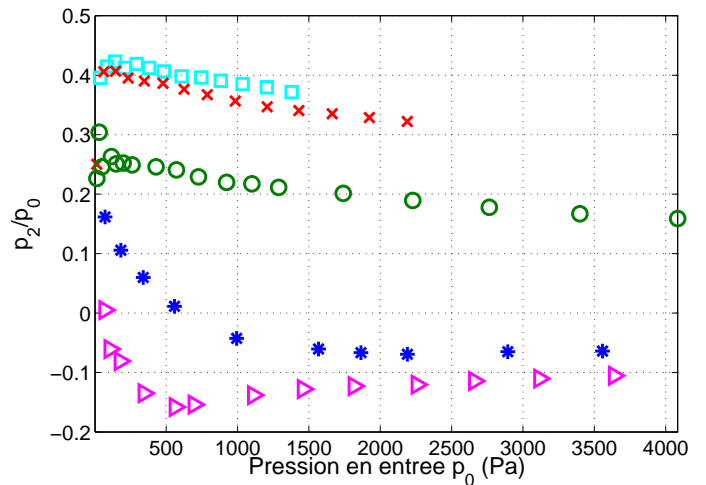
(a) $\frac{p_2}{p_0}$ pour LB



(b) $\frac{p_2}{p_0}$ pour TJ



(c) $\frac{p_2}{p_0}$ pour TO



(d) $\frac{p_2}{p_0}$ (Expérimental)

FIGURE 4.9 – (a), (b) et (c) Rapport $\frac{p_2}{p_0}$ (dans la constriction au niveau de l'obstacle) en fonction de la pression d'entrée p_0 calculé respectivement selon LB, TJ et TO pour les cinq ouvertures de hauteur h_2 . Les mesures sur maquette de cette même pression sont reportés sur la figure (d).

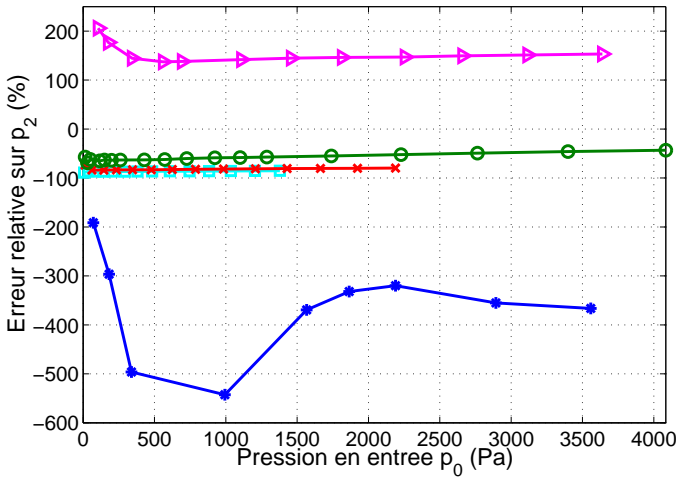
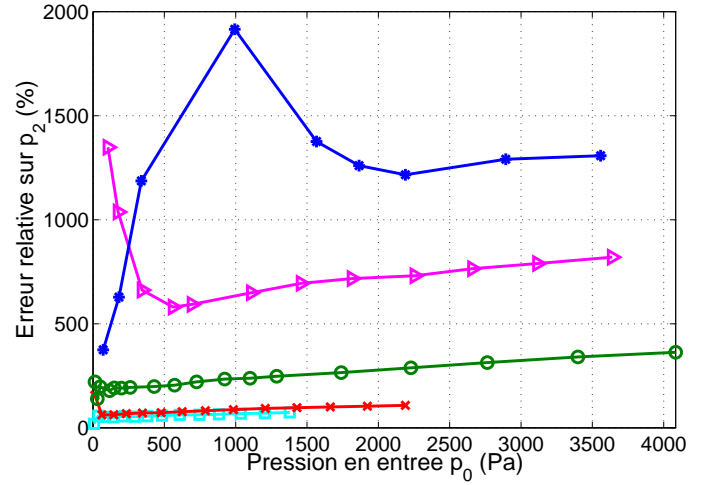
(a) $ER(p_2)$ pour TJ(b) $ER(p_2)$ pour TO

FIGURE 4.10 – Erreur relative commise sur l'estimation de p_2 par rapport aux mesures sur maquette avec TJ et TO, pour les hauteurs h_2 suivantes : (\square) 6.8 mm, (\times) 5.5 mm, (\circ) 2.6 mm, (\triangleright) 1.5 mm, ($*$) 0.6 mm.

qu'expérimentalement \tilde{p}_2 diminue avec h_2 – voir Fig. 4.9(d)). Au final, le modèle TJ est celui qui se rapproche le plus qualitativement du comportement du fluide en maquette.

La comparaison des estimations du modèle LB avec les mesures sur maquette conduit à des erreurs relatives proches de 100 % pour la plupart des hauteurs de constriction, mais étant donné les faibles niveaux de p_2 proches de 0, elles sont peu significatives. Les ER des modèles avec pertes turbulentes sont quantifiées sur les Fig. 4.10(a) et 4.10(b) : celles-ci sont particulièrement élevées pour $h_2 = (0.6, 1.5) \text{ mm}$, et même si pour TJ le signe de p_2 est estimé correctement, quantitativement l'écart avec les mesures est large. Pour les autres hauteurs de constriction, les estimations de p_2 sont meilleures avec une erreur relative entre -40 et -90 % avec TJ (minimum pour $h_2 = 2.6 \text{ mm}$), entre 50 et 360 % avec TO (cette fois le minimum est pour $h_2 = 6.8 \text{ mm}$) qui surestime assez largement p_2 (tendance inverse par rapport à la sous-estimation de Q).

4.2.2 Effets des coefficients C_{jet-2} et C_{orf} sur les prédictions par TJ et TO

Une analyse de la variation de la moyenne de l'erreur relative commise sur les prédictions des caractéristiques de l'écoulement a été réalisée en faisant varier les coefficients C_{jet-2} de TJ et C_{orf} de TO sur une plage de valeurs où des minimums sont localisables, avec un pas de 0.05. Concernant l'estimation du débit avec TJ, des paliers d'erreur minimum inférieure à 11 % sont à nouveau présents, s'étendant sur un large intervalle $1 < C_{jet-2} < 10$, le coefficient augmentant avec les hauteurs h_2 . Autour du palier, $|ER(Q)|$ décroît jusqu'à celui-ci puis augmente à nouveau après. La variation de C_{jet-2} sur l'erreur commise à l'estimation de la pression à l'obstacle p_2 est représentée Fig. 4.11(a) : la plage des coefficients donnant la meilleure prédiction est moins large qu'avec le débit, mais reste tout de même assez importante et de nouveau les deux ouvertures

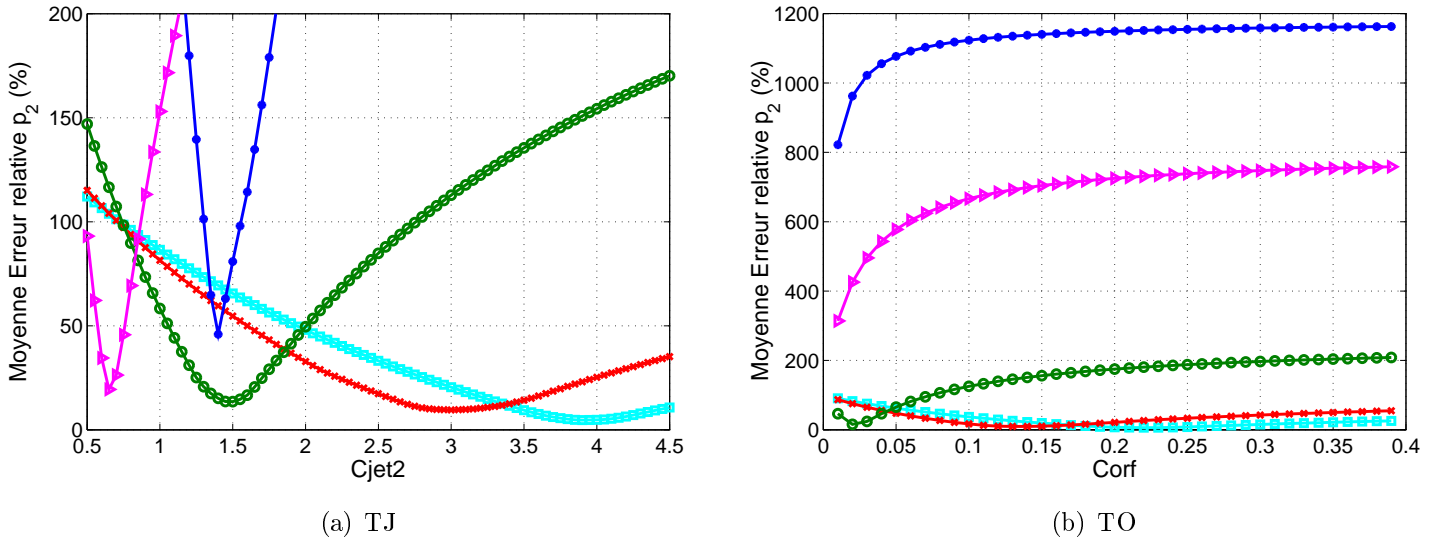


FIGURE 4.11 – Evolution de la moyenne sur p_0 de la valeur absolue de l’erreur relative commise sur l’estimation de p_2 , en fonction (a) du coefficient C_{jet-2} inclus dans le modèle TJ et (b) du coefficient C_{orf} du modèle TO. Les hauteurs d’ouverture de la constriction sont : (\square) 6.8 mm, (\times) 5.5 mm, (\circ) 2.6 mm, (\triangleright) 1.5 mm, ($*$) 0.6 mm.

de constriction les plus larges nécessitent que C_{jet-2} soit supérieur à 2. Pour $h_2 = 1.5$ et 0.6 mm, le coefficient donnant le minimum d’erreur est situé de part et d’autre de 1, avec :

$$\begin{aligned} C_{jet-2} = 0.65 & \text{ pour } h_2 = 1.5 & (\min(\sigma_{|ER(Q)|})) \text{ pour } C_{jet-2} = 0.85) \\ C_{jet-2} = 1.40 & \text{ pour } h_2 = 0.6 & (\min(\sigma_{|ER(Q)|})) \text{ pour } C_{jet-2} = 1.50) \end{aligned}$$

on retrouve à travers cette observation l’évolution non-linéaire de p_2 en fonction de h_2 faite sur les mesures sur maquette (Sec. 2.3) et la difficulté à prédire que cette pression soit négative avec $p_2(h_2 = 1.5) < p_2(h_2 = 0.6)$.

Une sous-estimation importante du débit et une surestimation également large de p_2 par TO a été constatée dans la partie précédente : la variation des caractéristiques de l’écoulement calculées par ce modèle en fonction de C_{orf} indique que quelque soit h_2 , une moyenne d’erreur relative minimale ne peut être obtenue qu’avec $C_{orf} < 0.5$. Et il faut baisser ce coefficient en deçà de 0.01 pour réaliser une bonne estimation du débit et de la pression à l’obstacle avec $h_2 = 1.5$ et 0.6 mm (Fig. 4.11(b)) : le calcul des pertes de charge à partir des cas géométriques connus n’a plus de sens s’il est nécessaire de diviser par 100 les relations tirées de la littérature obtenues par observation expérimentale.

4.3 Modèle géométrique complet : couplage de la langue et de l’obstacle

Cette section va aborder l’étude de la géométrie du conduit vocal complète du point de vue de la modélisation, en présence de la langue et de l’obstacle – modélisant « les dents », ce qui

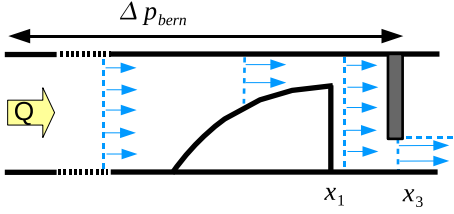
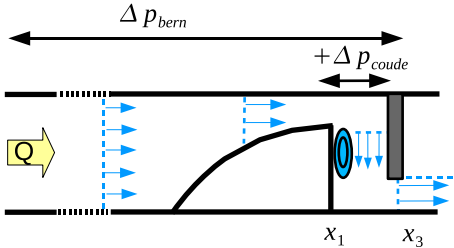
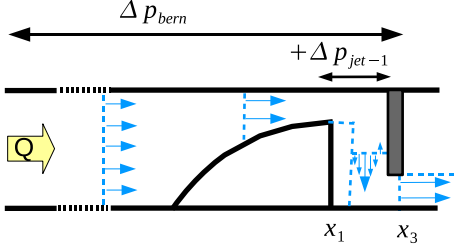
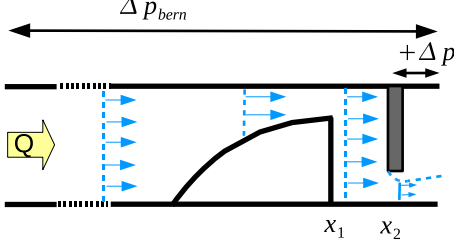
Dénomination	Δp
Modèles Laminaires	
Théorème de Bernoulli (LB)	$\Delta p_{bern}(0 \rightarrow x_3) (+\Delta p_{pois})$ 
Modèles avec pertes par Turbulence	
Conduite Coudée (TC)	$\Delta p_{bern}(0 \rightarrow x_3) + \Delta p_{coude} (+\Delta p_{pois})$ 
Elargissement brusque (TJ1)	$\Delta p_{bern}(0 \rightarrow L_t) + \Delta p_{jet-1} (+\Delta p_{pois})$ 
Orifice (TO)	$\Delta p_{bern}(0 \rightarrow x_2) + \Delta p_{orf} (+\Delta p_{pois})$ 

TABLE 4.6 – Récapitulatif des modèles d'écoulement dans la géométrie du conduit vocal en configuration complète, avec langue et obstacle.

permet d'être plus proche de la position des articulateurs lors de la prononciation de consonnes fricatives telles que [s] ou [ʃ]. Les effets issus du couplage des deux éléments articulatoires sur les caractéristiques de l'écoulement dans la maquette de conduit vocal ont été en partie analysés dans la Sec. 2.4, avec certaines incertitudes demeurant sur le comportement de l'écoulement dans la zone en aval de la langue. L'apport de la modélisation des phénomènes turbulents à partir de cas géométriques connus appliqués à notre modèle de conduit vocal permet de poursuivre l'analyse via la comparaison avec les mesures sur maquette. Nous examinerons les améliorations que peuvent apporter les hypothèses d'interaction du fluide visqueux laminaire du modèle de Thwaites par rapport à la modélisation simplement basée sur le théorème de Bernoulli dans le cas du modèle géométrique complet, et puis l'introduction des pertes de charge en écoulement turbulent, avec en plus des deux types déjà étudiés dans les sections précédentes, les pertes par passage de l'écoulement en conduite coudée.

4.3.1 Modèles d'écoulement en géométrie complète avec une seule source de perte de charge turbulente

L'écoulement dans la géométrie du conduit vocal complète va être étudié à travers les modèles présentés dans le Chapitre 3 intégrant une seule source de perte de charge (récapitulatif dans le Tab. 4.6) : c'est-à-dire TJ1 incluant les pertes par élargissement brusque de section Δp_{jet-1} , TO incluant les pertes Δp_{orf} dues à la présence d'un orifice dans le canal et TC avec les pertes par passage de l'écoulement en conduite coudée Δp_{coude} qui n'a pas encore été abordé. L'étude du modèle basé sur le théorème de Bernoulli en géométrie complète sera aussi incluse, permettant de comparer les effets des différents termes évoqués précédemment.

Les coefficients C_{jet-1} et C_{orf} inclus dans TJ1 et TO sont maintenus à 1, et l'angle d'élargissement du jet demeure $\Theta_{jet} = 4.5^\circ$. Le modèle TC n'est pas employé lorsque la langue est trop reculée : sachant qu'en amont du coude le canal a une hauteur de 3 mm (Fig. 3.3), la hauteur en aval en prenant une distance langue-obstacle L_{co} à 16 mm et 24 mm conduit à un ratio amont/aval respectivement de 5 et 8, trop élevé pour considérer que la géométrie forme encore un coude – d'autant plus que la longueur de la partie aval du coude (soit h_t) n'est que de 16 mm également.

Estimation du débit

Tout comme les simulations présentées dans le précédent chapitre, le débit Q est la première caractéristique de l'écoulement qui est calculée lorsque les différentes pertes de charge et l'hypothèse de séparation ont été intégrées aux équations (voir Eq. 3.18 et Annexe B). Les résultats sont présentés sur la Fig. 4.12 lorsque le terme de Poiseuille est inclus dans les équations. A nouveau, celui-ci a peu d'influence sur les débits calculés : quelque soit les paramètres utilisés, la différence avec le cas où il n'est pas inclus n'est que de 1 % au maximum.

Avec la géométrie complète, les modèles demeurent sensibles au changement de l'ouverture de la constriction à l'obstacle. Pour une longueur L_{co} fixée avec LB, TJ1 et TO, le débit estimé décroît lorsque la hauteur de constriction h_2 diminue. L'influence de L_{co} en fonction de la hauteur h_2 est bien estimée par les modèles. Une évolution de Q en fonction de h_2 proche de la configuration avec obstacle seul (Fig. 4.7(d)) est retrouvée pour le modèle LB basé sur le

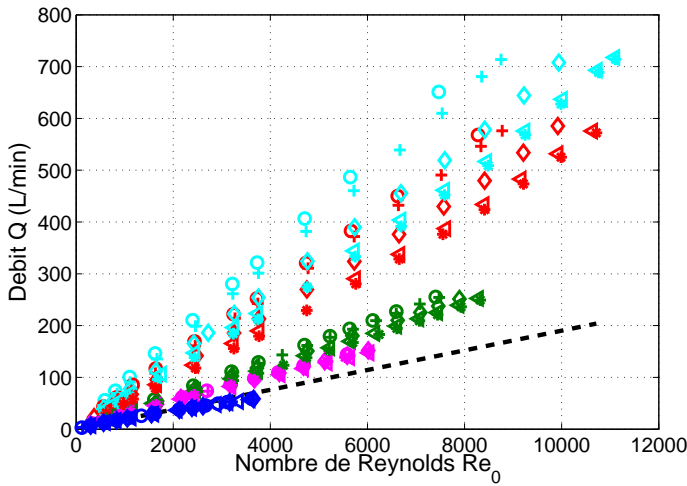
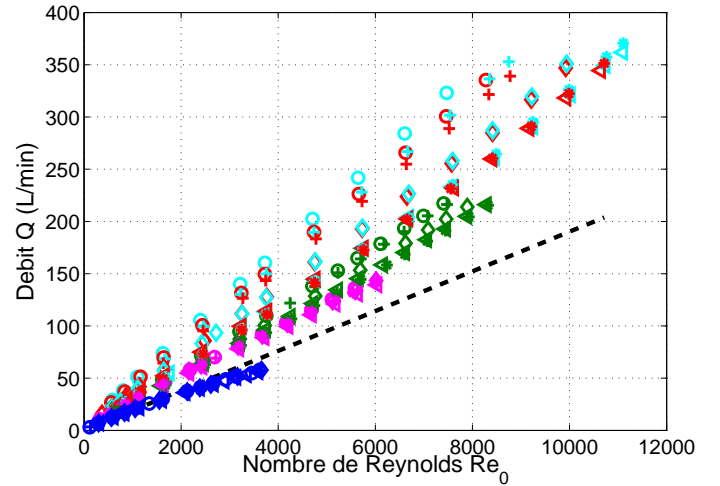
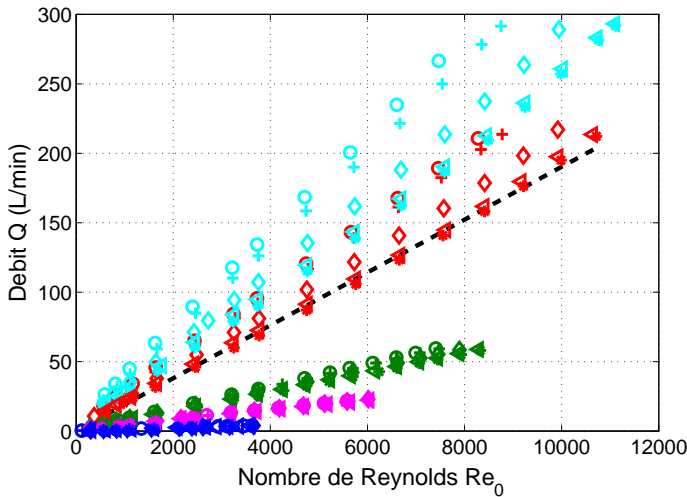
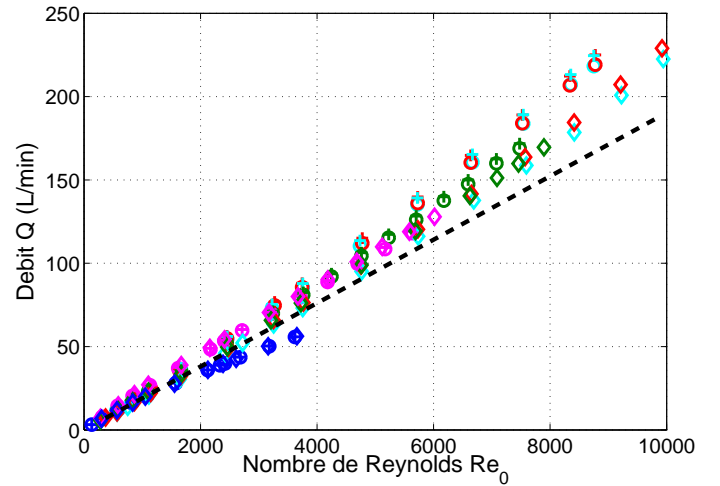
(a) Q pour LB(b) Q pour TJ1(c) Q pour TO(d) Q pour TC

FIGURE 4.12 – Débit Q estimé dans le conduit vocal en configuration complète, en fonction du nombre de Reynolds Re_0 , par les modèles d'écoulement LB, TJ1, TC et TO. Les estimations sont présentées pour les distances langue-obstacle suivantes : (\circ) $L_{co} = 3\text{ mm}$, ($+$) $L_{co} = 5\text{ mm}$, (\diamond) $L_{co} = 10\text{ mm}$, (\triangleleft) $L_{co} = 16\text{ mm}$, ($*$) $L_{co} = 24\text{ mm}$, et les hauteurs de constriction h_2 en couleur : (cyan) $h_2 = 6.8\text{ mm}$, (rouge) $h_2 = 5.5\text{ mm}$, (vert) $h_2 = 2.6\text{ mm}$, (magenta) $h_2 = 1.5\text{ mm}$, (bleu foncé) $h_2 = 0.6\text{ mm}$. En trait pointillé noir est tracé le débit expérimental.

théorème de Bernoulli, et aussi par ajout des pertes de charge dues à l'élargissement de section en aval de la langue (TJ1) et au passage à travers l'orifice (TO). Pour les deux premier cas, les prédictions deviennent meilleures lorsque l'ouverture h_2 est petite, impliquant que le terme $\frac{1}{h_2^2}$ qui est au dénominateur de l'équation permettant de calculer Q (Eqs. 3.18 et 3.45) devient prépondérant. Dans le cas de TO, les pertes de charge sont surestimées pour les ouvertures de constriction à l'obstacle les plus petites, d'où un débit sous-estimé par rapport à l'écoulement

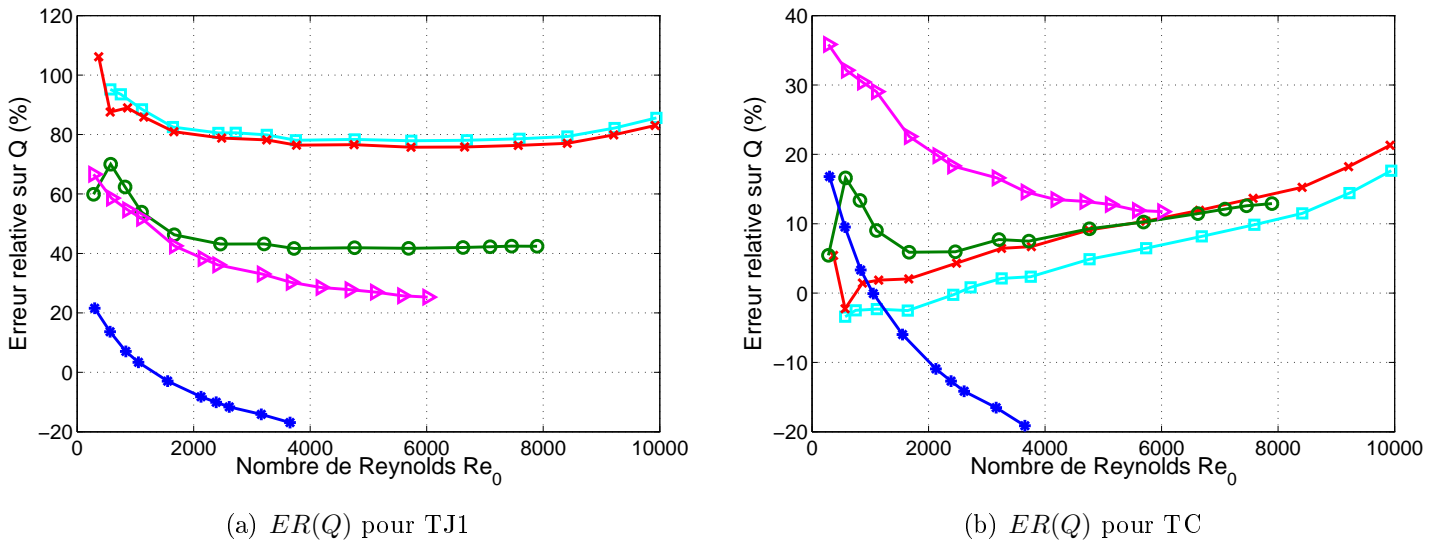


FIGURE 4.13 – Erreur relative sur le débit Q estimé par les deux modèles TC et TJ1 pour la géométrie de conduit vocal complète, en fonction du nombre de Reynolds Re_0 . Les cinq hauteurs de constriction h_2 correspondent aux couleurs : (\square -cyan) $h_2 = 6.8\text{ mm}$, (\times -rouge) $h_2 = 5.5\text{ mm}$, (\circ -vert) $h_2 = 2.6\text{ mm}$, (\triangleright -magenta) $h_2 = 1.5\text{ mm}$, ($*$ -bleu foncé) $h_2 = 0.6\text{ mm}$. La longueur langue-obstacle est de 10 mm.

en maquette (le terme de pertes est également au dénominateur de l'expression de Q).

L'inclusion des pertes de pression par passage de l'écoulement en conduite coudée est particulièrement intéressante : la Fig. 4.12(d) indique que les estimations de Q par le modèle TC sont proches des débits relevés expérimentalement, et ce quelque soit les paramètres géométriques réglés. Même avec ce modèle, il y a toujours une légère divergence pour les plus grand nombre de Reynolds pour les trois plus grandes ouvertures de constriction (Fig. 4.13(b)). En ce qui concerne TJ1 (Fig. 4.13(a)), l'ER demeure quasi-constante au-delà d'un nombre de Reynolds de 2000. Une décroissance est observée pour $h_2 = 1.5\text{ mm}$, caractéristique également observée pour TJ1 dont les pertes de charge ne dépendent pourtant pas du nombre de Reynolds de l'écoulement.

Estimation de la pression dans la géométrie du conduit vocal

Après avoir observé les similitudes et différences entre les quatre modèles d'écoulement étudiés dans cette section sur le calcul du débit, il s'agit maintenant d'examiner comment la pression le long du conduit vocal en configuration complète est simulée par ceux-ci, en rappelant que les différentes équations permettant de calculer $p(x)$ sont non seulement fonction de la géométrie – courbure de la langue et placement des articulateurs – mais aussi de Q précédemment calculé. Les deux pressions p_1 et p_2 respectivement au niveau de la langue et de la constriction à l'obstacle sont étudiées et comparées aux mesures sur maquette

Pression p_1 en amont de l'obstacle : de manière analogue à ce qui avait déjà été vu sur les résultats de modélisation pour la configuration avec langue seule (Sec. 4.1), le terme de viscosité de Poiseuille n'a que très peu d'influence sur la pression prédite au niveau de la

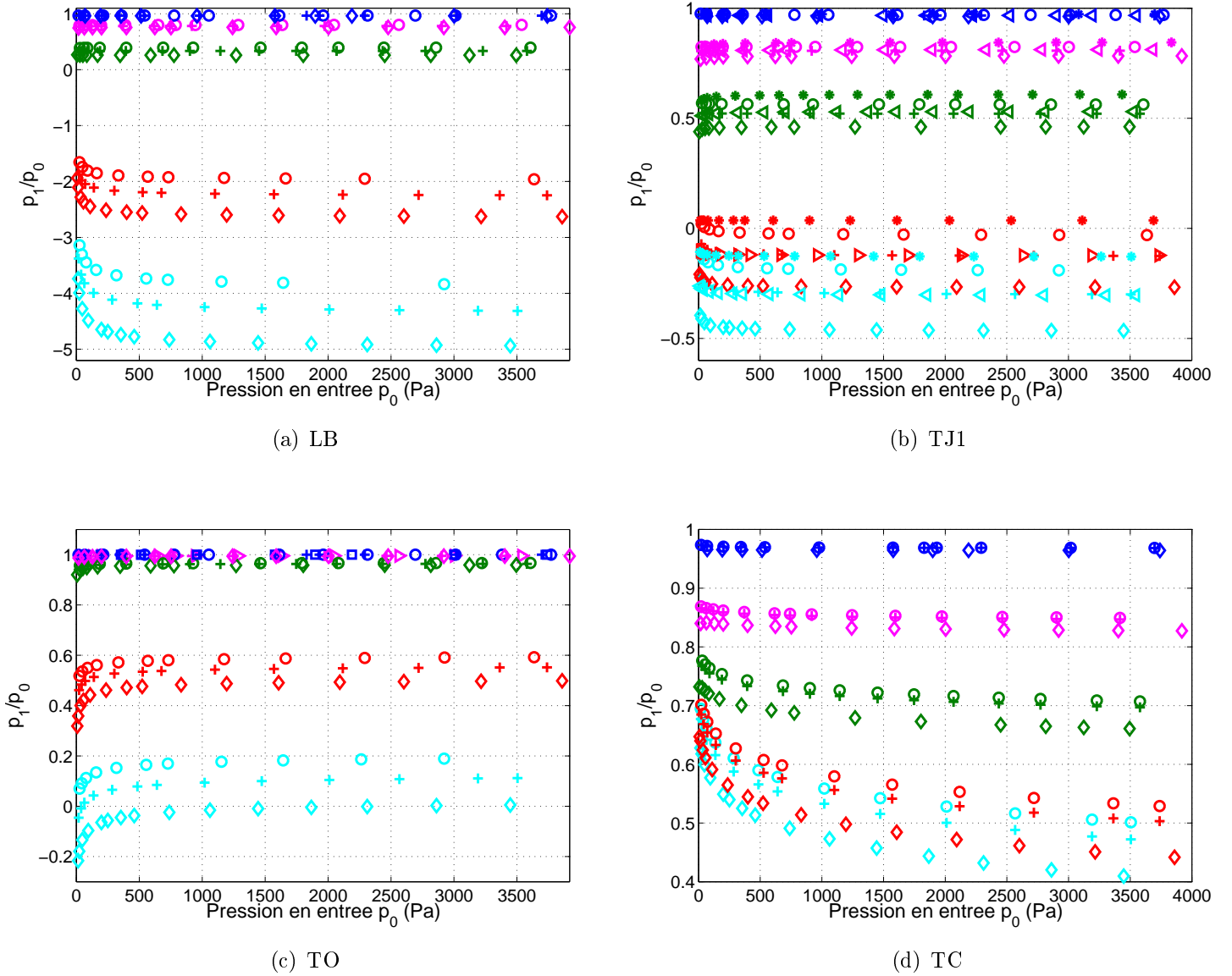


FIGURE 4.14 – Rapport de pressions $\frac{p_1}{p_0}$ en $x = 160$ mm pour la configuration complète, en fonction de p_0 , pour les modèles d'écoulement LB, TJ1, TC et T0. Les estimations sont présentées pour les distances langue-obstacle suivantes : (\circ) $L_{co} = 3$ mm, ($+$) $L_{co} = 5$ mm, (\diamond) $L_{co} = 10$ mm, (\triangleleft) $L_{co} = 16$ mm, ($*$) $L_{co} = 24$ mm, et les hauteurs de constriction h_2 en couleur : (cyan) $h_2 = 6.8$ mm, (rouge) $h_2 = 5.5$ mm, (vert) $h_2 = 2.6$ mm, (magenta) $h_2 = 1.5$ mm, (bleu foncé) $h_2 = 0.6$ mm.

langue, étant donné la hauteur du canal dans cette zone supérieure à 3 mm. Cette influence est encore plus réduite lorsque h_2 diminue. Cependant, l'inclusion de Δp_{pois} apporte toujours une amélioration qualitative intéressante qui rend compte des effets de la viscosité de l'écoulement sur la pression à faible nombre de Reynolds.

Les quatre graphiques de la Fig. 4.14 présentent la pression p_1 adimensionnée en fonction de p_0 pour les quatre modèles étudiés dans cette section. Ils indiquent que pour une position de langue (L_{co}) fixée, les variations selon la hauteur de la constriction à l'obstacle sont telles que

h_2 (mm)	LB		TJ1 ($C_{jet-1} = 1$)		TC		TO ($C_{orf} = 1$)	
	$ ER(p_1) $	$\sigma_{ ER(p_1) }$	$ ER(p_1) $	$\sigma_{ ER(p_1) }$	$ ER(p_1) $	$\sigma_{ ER(p_1) }$	$ ER(p_1) $	$\sigma_{ ER(p_1) }$
6.8	1177	(104)	204	(7.12)	18.4	(15.5)	113	(16.3)
5.5	622	(57.6)	154	(5.21)	13.5	(4.81)	11.3	(8.70)
2.6	56.8	(3.04)	23.8	(6.73)	15.5	(5.23)	58.4	(13.6)
1.5	8.10	(6.54)	10.4	(8.27)	17.5	(8.27)	40.0	(10.8)
0.6	23.8	(9.20)	23.9	(9.21)	24.2	(9.21)	28.7	(9.62)

TABLE 4.7 – Moyennes et écarts types (en *italique* entre parenthèses) des valeurs absolues des erreurs relatives (en %) par rapport aux mesures sur maquette commises sur l'estimation de p_1 avec les modèles d'écoulement LB, TJ1, TC et TO dans le cas de la géométrie du conduit vocal complète lorsque la distance L_{co} est de 10 mm.

L_{co} (mm)	LB		TJ1 ($C_{jet-1} = 1$)		TC		TO ($C_{orf} = 1$)	
	$ ER(p_1) $	$\sigma_{ ER(p_1) }$	$ ER(p_1) $	$\sigma_{ ER(p_1) }$	$ ER(p_1) $	$\sigma_{ ER(p_1) }$	$ ER(p_1) $	$\sigma_{ ER(p_1) }$
3	437	(42.1)	103	(2.89)	12.4	(1.98)	10.3	(6.51)
5	531	(46.2)	121	(4.28)	13.5	(4.81)	9.61	(5.64)
10	664	(57.6)	154	(5.21)	13.5	(14.3)	11.3	(8.70)
16	–	(–)	–	(–)	–	–	130	(14.9)
24	–	(–)	–	(–)	–	–	165	(15.3)

TABLE 4.8 – Moyennes et écarts types (en *italique* entre parenthèses) des valeurs absolues des erreurs relatives (en %) par rapport aux mesures sur maquette commises sur l'estimation de p_1 avec les modèles d'écoulement LB, TJ1, TC et TO dans le cas de la géométrie du conduit vocal complète, pour les différentes valeurs de L_{co} lorsque h_2 est égal à 5.5 mm.

la pression est inversement proportionnelle à h_2 . Ceci est identique d'un point de vue qualitatif avec l'écoulement en maquette (Fig. 2.8). On peut également noter que cette variation selon h_2 est inversée par rapport au débit estimé Q : par exemple le fait d'avoir des pressions p_1 négatives avec la hauteur $h_2 = 6.8$ mm est causée par la surestimation du débit calculé pour les trois modèles LB, TJ1 et TO, qui entraîne une surestimation des pertes de charges qui sont proportionnelles à Q . Par contre, la sous-estimation importante de Q par TO lorsque $h_2 = 0.6$ mm ne semble pas affecter le calcul de p_1 , car les valeurs sont identiques à celles des trois autres modèles pour lesquels le débit est correctement prédit.

Les variations selon la distance langue-obstacle L_{co} évoluent de la manière suivante pour les modèles basés sur le théorème de Bernoulli (LB), avec pertes de charge par traversée de l'écoulement d'une section coudée (TC) ou d'un orifice (TO) :

$$\frac{\tilde{p}_1}{p_0}(L_{co} = 3) > \frac{\tilde{p}_1}{p_0}(L_{co} = 5) > \frac{\tilde{p}_1}{p_0}(L_{co} = 10) \quad (4.5)$$

avec une tendance vers une indépendance par rapport à L_{co} lorsque h_2 diminue, tout comme cela a déjà été observé pour la pression \tilde{p}_1 plus en aval dans la maquette du conduit vocal (Fig. 2.8). On retrouve alors le gradient de pression favorable qui avait été observé sur la maquette dans le rétrécissement de section formé par la langue. La même tendance est observée lorsque les pertes

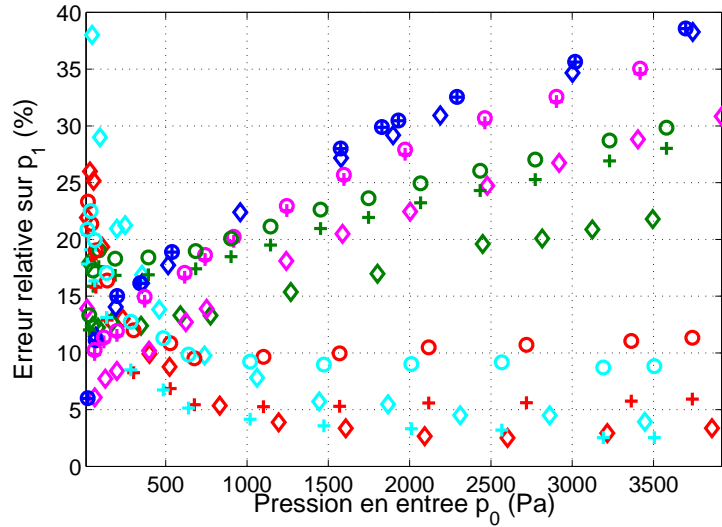


FIGURE 4.15 – Evolution de l’erreur relative commise par rapport aux mesures sur l’estimation de p_1 pour le modèle d’écoulement basé sur les pertes de charge en section coudée TC. Les résultats sont présentés pour les distances langue-obstacle suivantes : (\circ) $L_{co} = 3\text{ mm}$, ($+$) $L_{co} = 5\text{ mm}$, (\diamond) $L_{co} = 10\text{ mm}$, et les hauteurs de constriction h_2 en couleur : (cyan) $h_2 = 6.8\text{ mm}$, (rouge) $h_2 = 5.5\text{ mm}$, (vert) $h_2 = 2.6\text{ mm}$, (magenta) $h_2 = 1.5\text{ mm}$, (bleu foncé) $h_2 = 0.6\text{ mm}$.

due à l’élargissement brusque de section sont incluses (TJ1) : mais pour $h_2 = 6.8$ et 5.5 mm , le positionnement de la langue a une influence qui n’est pas en adéquation avec les variations de la pression mesurée $\frac{p_1}{p_0}$ sur la maquette en fonction de L_{co} . L’égalité du rapport de pression entre les distances langue-obstacle de 5 et 16 mm ($+$ et \triangleright sur la Fig. 4.14(b)) vient des erreurs commises sur le calcul du débit.

Qualitativement, les quatre modèles prédisent correctement l’influence des deux paramètres géométriques sur la pression en amont du bout de langue ($L_{co} \leq 10\text{ mm}$), avec le fait que l’influence de la position de la langue reste négligeable quand l’ouverture de constriction à l’obstacle h_2 est inférieure à la hauteur de la constriction h_1 au bout de la langue.

Concernant l’évolution de $\frac{p_1}{p_0}$ en fonction de p_0 , les quatre modèles aboutissent à un rapport constant lorsque h_2 a pour valeur 0.6, 1.5 et 2.6 mm, et donc ne rendent pas compte des effets de pertes provoqués par la viscosité et les effets de friction lorsque p_0 et donc le nombre de Reynolds, deviennent importants. Néanmoins, ces effets commencent à apparaître pour $h_2 = 2.6\text{ mm}$ avec les pertes provoquées par la section coudée TC, ceci pouvant venir de la dépendance du terme de pertes K_C vis-à-vis du nombre de Reynolds Re_1 . La décroissance de $\frac{p_1}{p_0}$ s’étalant sur toute la gamme de p_0 est simulée par TC, bien que la baisse enregistrée quand p_0 augmente pour l’écoulement en maquette n’est pas aussi importante (Fig. 2.8). Quand l’ouverture de la constriction atteint 5.5 et 6.8 mm, le modèle basé sur l’orifice TO prédit une perte de charge plus élevée quand $p_0 < 500\text{ Pa}$, qui est liée aux pertes Δp_{orf} – et non au terme de viscosité de Poiseuille qui lui est proportionnel au débit et provoquant une perte de pression en augmentation avec p_0 .

Le tableau 4.8, associé aux résultats présentés dans le tableau 4.7 et sur la Fig. 4.15, établit que le modèle basé sur les pertes par passage de l’écoulement turbulent en section coudée TC

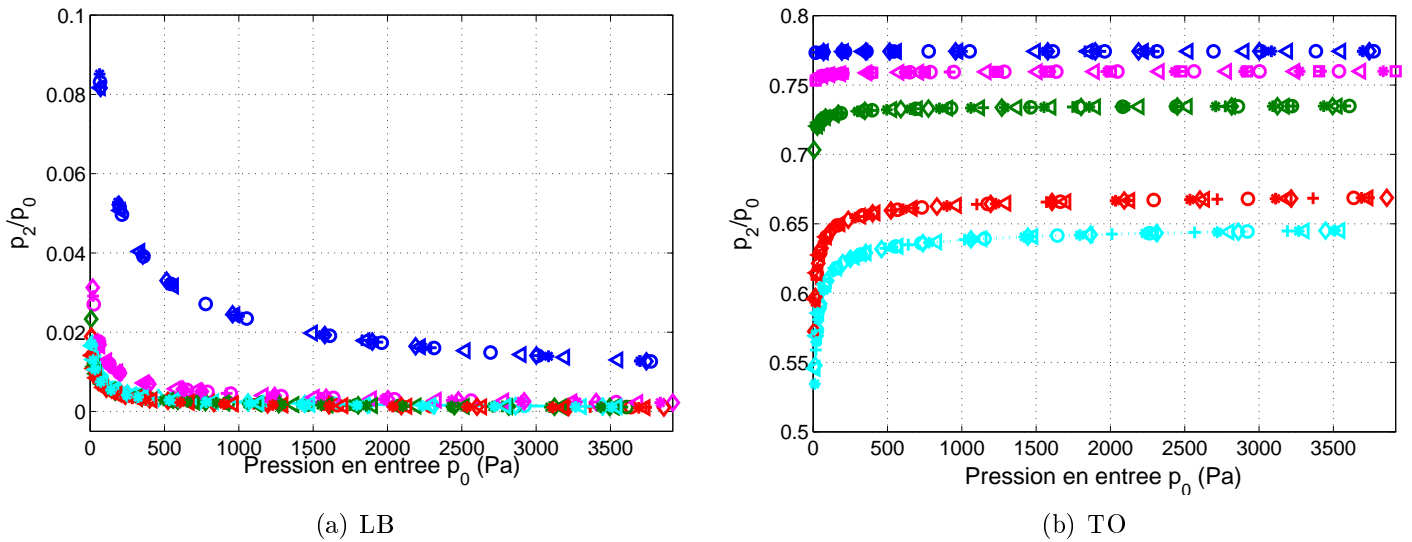


FIGURE 4.16 – Rapport de pressions $\frac{p_2}{p_0}$ en $x = 173 \text{ mm}$ au niveau de la constriction pour la configuration complète, en fonction de p_0 , pour les modèles d'écoulement LB et TO. Les estimations sont présentées pour les distances langue-obstacle suivantes : (\circ) $L_{co} = 3 \text{ mm}$, ($+$) $L_{co} = 5 \text{ mm}$, (\diamond) $L_{co} = 10 \text{ mm}$, (\triangleleft) $L_{co} = 16 \text{ mm}$, ($*$) $L_{co} = 24 \text{ mm}$, et les hauteurs de constriction h_2 en couleur : (cyan) $h_2 = 6.8 \text{ mm}$, (rouge) $h_2 = 5.5 \text{ mm}$, (vert) $h_2 = 2.6 \text{ mm}$, (magenta) $h_2 = 1.5 \text{ mm}$, (bleu foncé) $h_2 = 0.6 \text{ mm}$.

est le plus robuste face aux changements de paramètres dans l'estimation de la pression au niveau de la langue, avec une erreur relative toujours inférieure à 40 % et comprise en moyenne entre 10 et 25 %. Les résultats de la partie précédente ont prouvé que c'était également le cas pour le calcul du débit dans la géométrie de conduit vocal. L'évolution de l'erreur relative en fonction de p_0 différencie à nouveau les deux plus grandes ouvertures de la constriction à l'obstacle pour lesquelles l'erreur relative sur l'estimation de p_1 augmente pour $p_0 \rightarrow 0$ à partir de 500 Pa. Cette erreur se stabilise en dessous de 12 %, voire moins selon L_{co} . Cette évolution est inversée quand $h_2 \leq 2.6 \text{ mm}$ où l'on observe une hausse continue de $ER(p_1)$, liée au fait que $\frac{p_1}{p_0}$ demeure plus ou moins constant lorsque p_0 varie, car les effets de friction turbulente ne sont pas pris en compte dans les modélisations de l'écoulement. Concernant les autres modèles, celui avec les pertes causées par le passage de l'écoulement dans un élargissement brusque de section (TJ1) donne également des bonnes estimations de p_1 lorsque $h_2 \leq 2.6 \text{ mm}$.

Pression p_2 au niveau de la constriction à l'obstacle : cette partie va surtout être portée sur le modèle basé sur l'orifice (TO), car seule la présence des effets de viscosité inclus grâce au terme de Poiseuille permet de ne pas avoir une pression nulle dans la constriction pour les trois autres modèles. La pression p_2 alors calculée pour le modèle de Bernoulli LB est représentée sur la Fig. 4.16(a), avec pour l'ouverture $h_2 = 0.6 \text{ mm}$ de forts effets de viscosité et donc un rapport $\frac{p_2}{p_0}$ pouvant atteindre 0.1 aux pressions d'entrées les plus faibles. Pour TJ1 et TC, p_2 est semblable, si ce n'est quelques faibles écarts dans les valeurs étant donné les différences dans le débit calculé.

L'inclusion des pertes par passage de l'écoulement à travers un orifice permet de calculer une pression dans la constriction qui ne tend pas vers 0, ce qui a déjà été observé avec la configuration OS (Sec. 4.2). Une évolution en fonction des paramètres géométriques semblable

à cette configuration est d'ailleurs retrouvée sur la Fig. 4.16(b), avec une indépendance de p_2 vis-à-vis de L_{co} quelque soit h_2 . Pour une valeur de p_0 fixée, cette pression dans la constriction augmente lorsque h_2 diminue, inversement à ce qui a été relevé sur la maquette. Les paliers aux grandes pressions d'entrée du rapport $\frac{p_2}{p_0}$ sont compris entre 0.6 et 0.8, avec des moyennes en erreur relative qui vont rapidement augmenter lorsque la taille de la constriction à l'obstacle devient plus petite. Les pertes de charge basées sur le passage de l'écoulement à travers un orifice ne sont donc pas adaptées à la représentation de l'écoulement dans la maquette de conduit vocal lorsqu'elles sont employées seules. La section suivante va alors aborder les modèles avec deux sources de pertes dues à la turbulence de l'écoulement, dans laquelle on verra si l'estimation de la pression statique par combinaison des pertes par passage avec l'orifice avec une autre source est améliorée.

4.3.2 Modèles d'écoulement combinant deux sources de perte de charge turbulente

Les dernières modélisations abordées au cours de ce chapitre sont celles comportant deux termes de perte de charge par passage de l'écoulement dans la zone en aval de la langue. Ainsi, l'addition de la formation du jet au niveau de la sortie et élargissement de la constriction à l'obstacle et des pertes de pression Δp_{jet-2} correspondantes permet de retrouver le modèle TJ2. Seront également à l'étude les deux combinaisons obtenues en considérant, en plus du passage de l'écoulement en conduite coudée, une perte induite par la présence d'un orifice au niveau de l'obstacle ou encore par élargissement brusque de section en x_2 , conduisant respectivement à TCO (Sec. 3.2.3) et TCJ (Sec. 3.2.2). Comme dans la partie principale de la section précédente, les coefficients multiplicatifs C_{jet-1} et C_{jet-2} intégrés dans TJ2 sont maintenus à 1, de même que C_{orf} . Comme lors de l'application de TJ avec la configuration obstacle seul, l'angle d'élargissement du jet en sortie de constriction est conservé à la valeur $\Theta_{jet} = 4.5^\circ$. Les quatre modèles sont récapitulés dans le tableau 4.9.

La simulation des caractéristiques de l'écoulement par la méthode de Thwaites (Sec. 3.1.3) pour la géométrie complète est également présente dans cette section. Tout comme la configuration avec la langue seule obstruant partiellement le canal, le calcul de la couche limite est stoppé au niveau de la séparation partielle de l'écoulement en x_1 . Mais dans le cas où l'obstacle est présent en aval, on ne peut pas supposer raisonnablement que la pression à la séparation p_{supra} est égale à la pression atmosphérique. Il est donc nécessaire de connaître ou d'estimer p_{supra} – variable indispensable pour le calcul du débit initial et la pression en tout point $x_0 \leq x \leq x_1$ (le détail des équations et de l'algorithme est rappelé en Annexe A). N'ayant pas directement accès à cette donnée via les mesures de pression, l'option de l'estimation par un des modèles cités ci-dessus est choisie. Le choix se porte sur la modélisation avec coude + élargissement (TCJ) qui donne des bonnes prédictions de Q et p_1 quelque soit les paramètres géométriques réglés. Sachant cela, la détermination des caractéristiques de l'écoulement se déroule en plusieurs étapes :

- la première consiste à faire une simulation avec TCJ, durant laquelle l'équation non-linéaire en Q est résolue, puis la pression $p(x = x_1)$ à la séparation est calculée par l'Eq. 3.10.

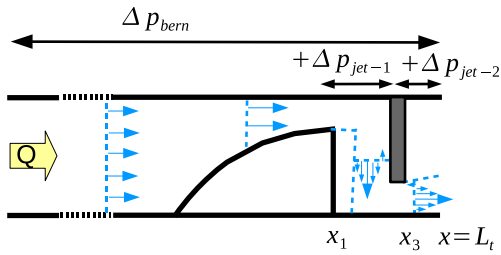
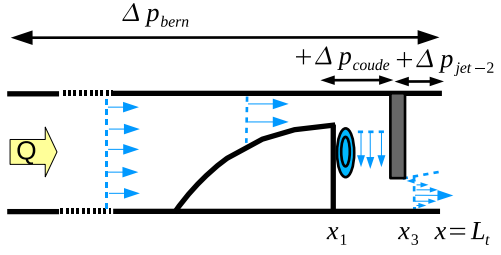
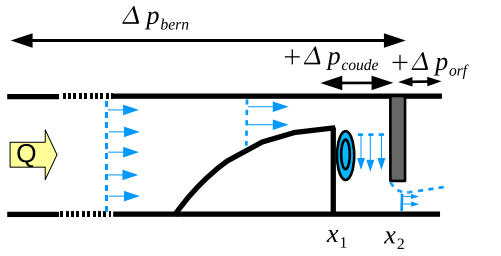
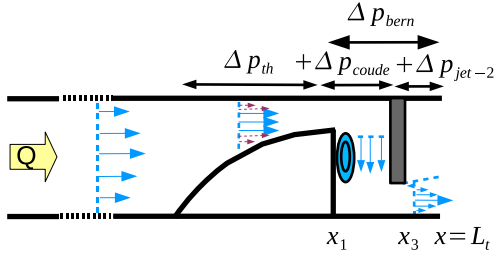
Dénomination	Δp
Élargissement brusque (TJ2)	$\Delta p_{bern}(0 \rightarrow L_t) + \Delta p_{jet-1} + \Delta p_{jet-2} (+\Delta p_{pois})$ 
Conduite coudée et élargissement (TCJ)	$\Delta p_{bern}(0 \rightarrow L_t) + \Delta p_{coude} + \Delta p_{jet-1} (+\Delta p_{pois})$ 
Conduite coudée et orifice (TCO)	$\Delta p_{bern}(0 \rightarrow x_2) + \Delta p_{coude} + \Delta p_{orf}$ 
TCJ + Méthode de Thwaites (LTh)	$\Delta p_{th} + \Delta p_{bern}(x_1 \rightarrow L_t) + \Delta p_{coude} + \Delta p_{jet-1}$ 

TABLE 4.9 – Récapitulatif des quatre modèles d'écoulement avec deux sources de pertes de charge additionnelles, pour configuration complète.

- la méthode de Thwaites est alors employée pour faire une seconde résolution entre x_0 et x_1 . Comme en configuration LS, p_{sub} est déterminé via \tilde{p}_0 par l'Eq. 3.30 et maintenant p_{supra} est égal à la pression $p(x = x_1)$ calculée précédemment. L'introduction par cette méthode du développement de la couche limite a pour conséquence l'estimation d'un nouveau débit Q et d'une nouvelle pression $p(x)$ entre le début du canal et x_1 .
- pour finir la pression en aval de x_1 et le coefficient K_C (qui dépend de Re_1) sont recalculés avec les équations de TCJ en tenant compte du nouveau débit estimé Q .

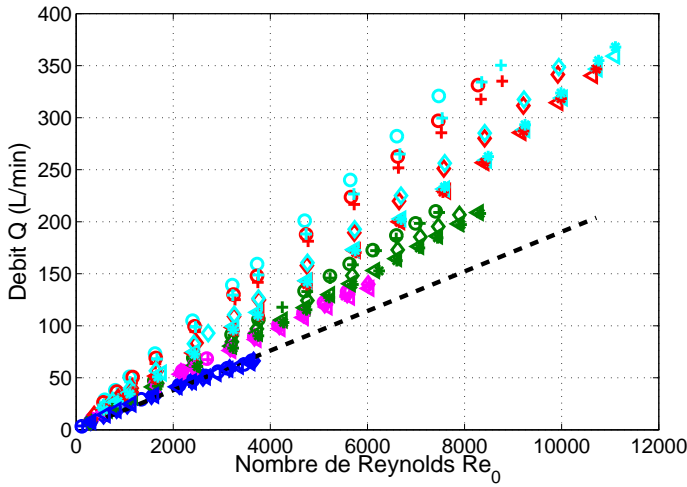
Dans la suite de la section, l'ensemble des étapes sera désignée par l'abréviation de modèle LTh. Les changements apportés par l'ajout des pertes de charge supplémentaires sur les caractéristiques de l'écoulement vont maintenant être analysés, en commençant par le débit.

Détermination du débit

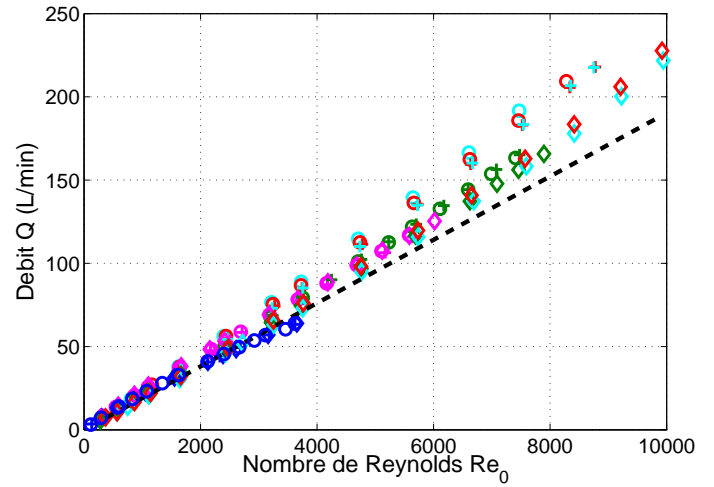
Les quatre graphiques de la Fig. 4.17 présentent l'estimation et l'évolution du débit Q en fonction du nombre de Reynolds Re_0 pour les quatre modèles présentés dans l'introduction de cette section. Les modifications pouvant avoir lieu par l'ajout des effets turbulents supplémentaires sont les suivantes :

- une comparaison de la Fig. 4.17(a) associée à TJ2 à la Fig. 4.12(b) associée à TJ1 montre que les changements apportés par l'ajout de Δp_{jet-2} sont peu significatifs en ce qui concerne le calcul du débit. Il y a également peu de changements lors de l'ajout des pertes Δp_{jet-2} aux pertes par passage en conduite coudée (TCJ). Toutefois, cela apporte une très légère amélioration au niveau quantitatif (diminution de la moyenne de l'erreur relative, mais inférieure à 5 %).
- le comportement de TCO par rapport à TC est fortement dépendant des deux paramètres géométriques L_{co} et h_2 . Encore une fois, les variations de l'ouverture de constriction à l'obstacle h_2 entraînent les changements les plus significatifs, particulièrement lorsque cette hauteur diminue : les sous-estimations du débit déjà présentes lorsque les seules pertes dues à l'orifice sont retrouvées (Sec. 4.3.1), le poids du terme de perte K_{orf} étant important pour les petites valeurs de h_2 . La plus forte dépendance vis-à-vis de la distance langue-obstacle L_{co} est causée par l'introduction de la géométrie équivalente reproduite sur la Fig. 3.8, qui implique une dépendance forte du terme de pertes Δp_{orf} vis-à-vis de L_{co} : ceci entraîne des erreurs de modélisation au niveau qualitatif, car pour les plus petites ouvertures h_2 , les mesures sur maquette ont montré que l'influence de la distance langue-obstacle L_{co} était réduite lorsque $h_2 < h_1$ (voir bilan du Ch. 2).

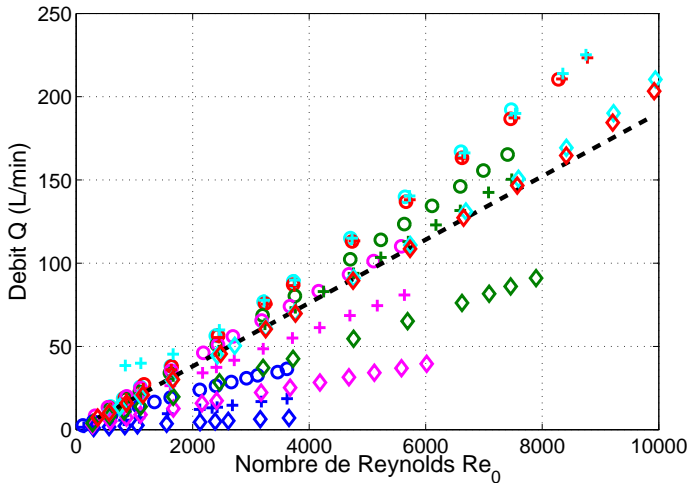
Les débits prédits lorsque le développement de la couche limite en amont de x_1 est prise en compte dans le modèle LTh sont inférieurs à ceux estimés par TCJ. Ce comportement a déjà été observé pour la géométrie avec langue seule (Sec. 4.1) entre les estimations par le théorème de Bernoulli seul et celles par la méthode de Thwaites. Dans le cas présent de la configuration géométrique complète, les écarts observés varient entre 7 et 16 % de $Q(TCJ)$ et sont principalement dépendants du paramètre L_{co} . Ces écarts entre TCJ et LTh sont plus importants lorsque $L_{co} = 3$ mm, conséquence d'une épaisseur de couche limite plus grande en bout de langue. Qualitativement, les variations par rapport au paramètre h_2 sont inchangées. Quantitativement, le



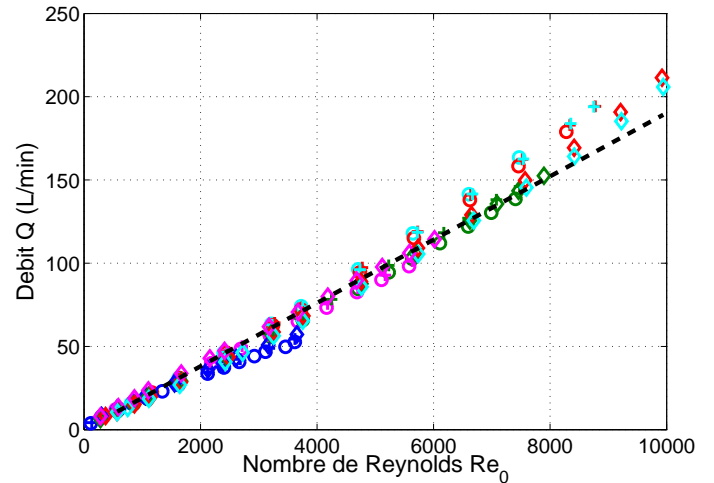
(a) TJ2



(b) TCJ



(c) TCO



(d) LTh

FIGURE 4.17 – Débit Q estimé dans le conduit vocal en configuration complète, en fonction du nombre de Reynolds Re_0 , par les modèles TJ2, TCJ, TCO et LTh. Les estimations sont présentées pour les distances langue-obstacle suivantes : (\circ) $L_{co} = 3\text{ mm}$, ($+$) $L_{co} = 5\text{ mm}$, (\diamond) $L_{co} = 10\text{ mm}$, (\triangleleft) $L_{co} = 16\text{ mm}$, ($*$) $L_{co} = 24\text{ mm}$, et les hauteurs de constriction h_2 en couleur : (cyan) $h_2 = 6.8\text{ mm}$, (rouge) $h_2 = 5.5\text{ mm}$, (vert) $h_2 = 2.6\text{ mm}$, (magenta) $h_2 = 1.5\text{ mm}$, (bleu foncé) $h_2 = 0.6\text{ mm}$. En trait pointillé noir est tracé le débit expérimental.

passage à LTh renforce dans une certaine mesure la stabilité dans l'estimation du débit (voir les moyennes des erreurs relatives dans le tableau 4.10) lorsque les paramètres géométriques varient, ce qui était déjà une caractéristique des modèles incluant les pertes par passage de l'écoulement en conduite coudée (TC et TCJ). L'évolution de l'erreur relative commise sur l'estimation de Q en fonction de Re_0 est semblable à celle de TCJ, avec des erreurs qui sont moins dispersées en fonction de la distance langue-obstacle L_{co} , ce qui implique une meilleure

h_2 (mm)	TJ2		TCJ		TCO		LTh	
	$ ER(Q) $	$\sigma_{ ER(Q) }$	$ ER(Q) $	$\sigma_{ ER(Q) }$	$ ER(Q) $	$\sigma_{ ER(Q) }$	$ ER(Q) $	$\sigma_{ ER(Q) }$
6.8	81.3	(5.62)	5.81	(5.13)	4.16	(2.78)	7.02	(4.23)
5.5	79.7	(8.00)	8.23	(6.13)	3.26	(2.05)	6.51	(4.39)
2.6	43.2	(9.23)	7.80	(3.22)	36.5	(4.96)	5.01	(5.03)
1.5	35.7	(13.4)	17.9	(8.38)	60.9	(4.88)	8.21	(13.2)
0.6	13.2	(12.6)	10.7	(9.90)	87.6	(2.18)	14.2	(11.7)

TABLE 4.10 – Moyennes et écarts types (en *italique* entre parenthèses) des valeurs absolues des erreurs relatives (en %) commises sur l'estimation de Q par rapport aux mesures sur maquette, avec les modèles d'écoulement TJ2, TCJ, TJO et LTh dans le cas de la géométrie du conduit vocal complète, lorsque la distance L_{co} est de 10 mm.

prise en compte de ce paramètre avec LTh.

Estimation de la pression dans la partie aval du conduit vocal

Pression p_1 au niveau de la langue : les variations de p_1 , la pression à l'abscisse $x = 160$ mm dans le conduit vocal en fonction de p_0 ainsi que des deux paramètres géométriques L_{co} et h_2 , sont tracées sur les quatre graphiques de la Fig. 4.18. Comme pour le débit, les modèles à deux sources de pertes de charge vont être comparés aux modèles à une seule source de la section 4.3.1 précédente :

- tout comme ce qui a été observé pour Q , il n'y a pas d'évolution significative sur le calcul de p_1 entre TJ1 (voir Fig. 4.14(b)) et TJ2. Les écarts sur les valeurs de $\frac{p_1}{p_0}$ sont inférieurs à 5 % et sont uniquement causés par la petite variation du débit Q .
- les écarts sont aussi peu significatifs lorsque les variations de $\frac{p_1}{p_0}$ du modèle TCJ sont comparées avec celles de TC (voir Fig. 4.14(d)). L'ajout des pertes causées par élargissement de section par le terme Δp_{jet-2} n'a donc pas d'influence remarquable sur les caractéristiques de l'écoulement simulées en amont de l'obstacle.
- pour TCO, les variations observées sur la Fig. 4.12(c) permettent de retrouver l'influence supplémentaire de la distance langue-obstacle L_{co} qui a déjà été observée sur les estimations du débit pour $0.6 \leq h_2 \leq 2.6$, et que l'on n'avait pas pour TC. Quand $h_2 = 6.8$ et 5.5 mm, les variations selon L_{co} sont moins en accord avec les résultats des mesures (car $\frac{p_1}{p_0}(L_{co} = 10) > \frac{p_1}{p_0}(L_{co} = 5)$ pour le modèle). Au sujet des autres paramètres, l'évolution de p_1 par rapport à l'ouverture h_2 et la pression en entrée p_0 est semblable à TC (et TCJ par extension).
- avec la méthode de Thwaites LTh, l'influence de la position de la langue dans le canal par le réglage de L_{co} déjà constatée sur le débit est retrouvée sur les prédictions de p_1 . Les changements par rapport à TCJ (comparaison entre les Figs. 4.18(b) et 4.18(d)) sont plus importants lorsque L_{co} est plus petite, avec une hausse du rapport $\frac{p_1}{p_0}$ pouvant atteindre 0.08 – ce maximum est pour le couple de paramètres $(h_2, L_{co}) = (6.8, 3)$ mm. Cette hausse

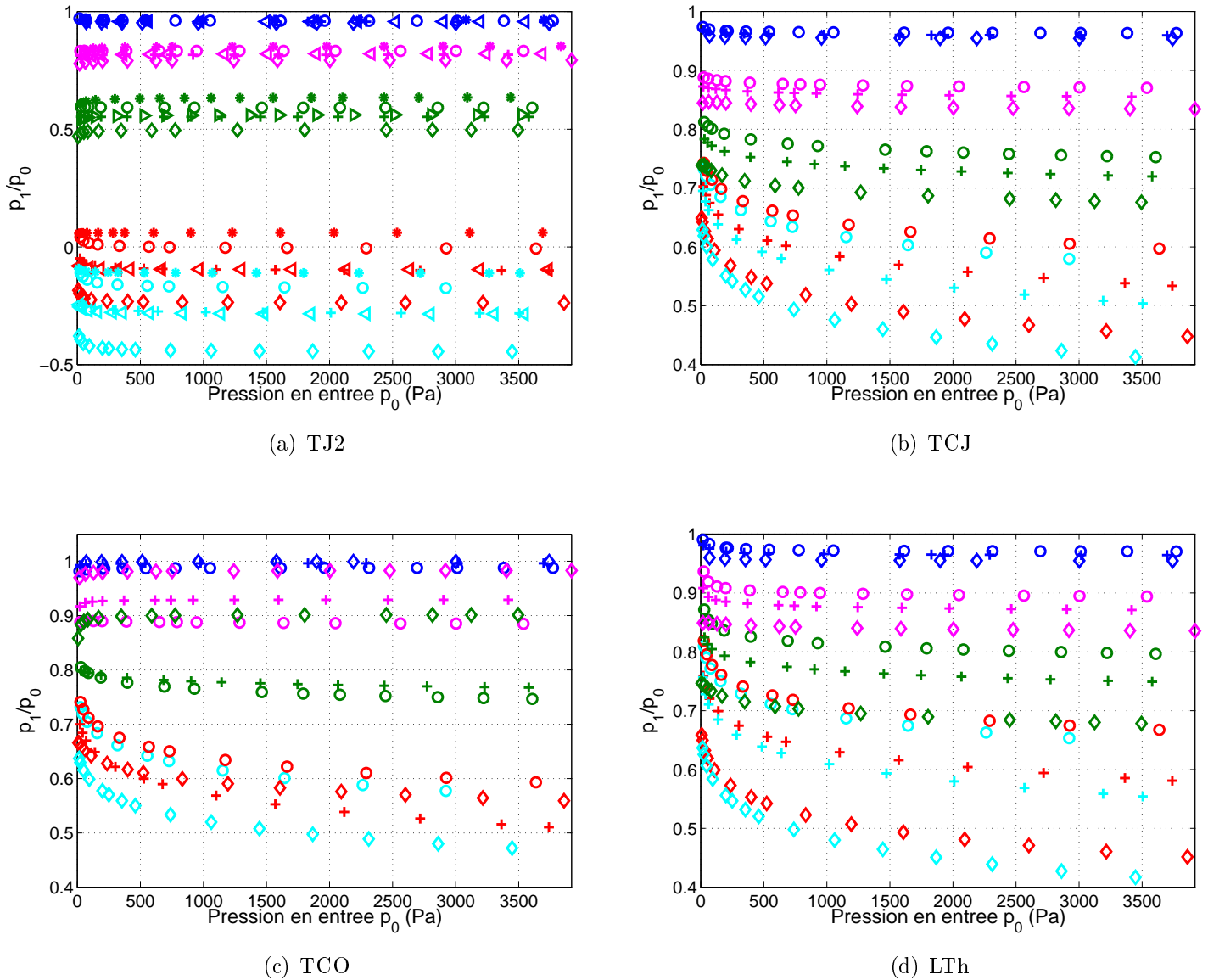


FIGURE 4.18 – Pression adimensionnée $\frac{p_1}{p_0}$ estimée à l’abscisse $x = 160$ mm dans le conduit vocal en configuration complète, en fonction de la pression en entrée p_0 , par les modèles d’écoulement TJ2, TCJ, TCO et LTh. Les estimations sont présentées pour les distances langue-obstacle suivantes : (\circ) $L_{co} = 3$ mm, ($+$) $L_{co} = 5$ mm, (\diamond) $L_{co} = 10$ mm, (\triangleleft) $L_{co} = 16$ mm, ($*$) $L_{co} = 24$ mm, et les hauteurs de constriction h_2 en couleur : (cyan) $h_2 = 6.8$ mm, (rouge) $h_2 = 5.5$ mm, (vert) $h_2 = 2.6$ mm, (magenta) $h_2 = 1.5$ mm, (bleu foncé) $h_2 = 0.6$ mm.

est liée à un développement de la couche limite plus important quand la langue est plus avancée (donc L_{co} plus réduite) dans le canal.

Sur l’erreur relative commise par rapport aux mesures sur les estimations de p_1 , la comparaison des tableaux 4.7 et 4.11 permet de noter les faibles écarts sur la moyenne $|ER(p_1)|$ entre TJ1 et TJ2 ($\pm 7\%$ au maximum), de même entre TC et TCJ ($\pm 3\%$ au maximum). Cependant, de TC à TCJ, l’évolution relative de ces moyennes est inversée par rapport à celle du débit :

h_2 (mm)	TJ2		TCJ		TCO		LTh	
	$ ER(p_1) $	$\sigma_{ ER(p_1) }$	$ ER(p_1) $	$\sigma_{ ER(p_1) }$	$ ER(p_1) $	$\sigma_{ ER(p_1) }$	$ ER(p_1) $	$\sigma_{ ER(p_1) }$
6.8	199	(6.81)	19.0	(15.3)	27.2	(11.5)	20.1	(15.5)
5.5	147	(4.69)	14.4	(14.0)	29.2	(9.02)	15.5	(14.4)
2.6	18.0	(7.33)	17.1	(5.74)	48.9	(13.0)	17.6	(5.60)
1.5	11.6	(8.65)	18.4	(8.41)	38.2	(10.8)	18.6	(8.38)
0.6	22.5	(9.00)	23.0	(9.00)	28.6	(9.63)	23.1	(9.00)

TABLE 4.11 – Moyennes et écarts types (en *italique* entre parenthèses) des valeurs absolues des erreurs relatives (en %) par rapport aux mesures sur maquette commises sur l'estimation de p_1 avec les modèles d'écoulement TJ2, TCJ, TCO et LTh dans le cas de la géométrie du conduit vocal complète lorsque la distance L_{co} est de 10 mm.

pour une valeur de h_2 fixée, si $|ER(Q)|$ diminue de TC à TCJ, alors $|ER(p_1)|$ augmente – et vice-versa.

L'évolution de $|ER(p_1)|$ en fonction de L_{co} est décroissante pour LTh, et pour $L_{co} = 10$ la moyenne des erreurs est un peu plus élevée que pour TCJ, alors que ce n'était pas le cas pour les estimations du débit qui sont améliorées par l'utilisation de la méthode de Thwaites dans la zone de la langue. Ce comportement entre les erreurs relatives débit/pression p_1 est semblable à celui observé entre les modèles basé sur le théorème de Bernoulli LB et la méthode de Thwaites LTh en configuration langue seule (Sec. 4.1).

Pression p_2 à l'obstacle : les quatre modèles abordés dans cette section sont tous avec un effet turbulent au niveau de l'obstacle, ce qui n'était dans la section précédente que le cas de TO. Avec le modèle combinant la section coudée et l'orifice (TCO), l'effet de la distance langue-obstacle demeure trop important dans la prédiction de p_2 (Fig. 4.19(c)) comme pour p_1 et le débit Q . Si dans le cas de TO l'inclusion des pertes de charge par passage de l'écoulement à travers l'orifice – ici au niveau de l'obstacle – impliquait des surestimations de p_2 , avec TCO les effets sont variables selon la valeur de L_{co} , mais demeurent qualitativement mal prédits. L'évolution en fonction de p_0 présente une légère croissance avant d'atteindre un palier, cet effet n'étant pas causé par le terme de viscosité de Poiseuille.

Suite à ces remarques et celles sur TO, appuyées par les moyennes des erreurs relatives issues de la comparaison avec les mesures du tableau 4.13, la modélisation des effets turbulents au niveau de l'obstacle par un écoulement traversant un orifice n'est pas en adéquation avec les phénomènes ayant lieu dans la maquette. Les variations vis-à-vis des deux paramètres géométriques sont trop amplifiées, et encore plus en ce qui concerne la longueur langue-obstacle L_{co} lorsque la géométrie équivalente entre x_1 et x_2 est considérée (Fig. 3.8).

Commençons tout d'abord par examiner l'effet de la prise en compte de la formation du jet sur p_2 dans les deux modèles TJ2 et TCJ : la principale particularité visible sur les Figs. 4.19(a) et 4.19(b) est l'estimation donnée pour la plus petite ouverture de constriction h_2 , pour laquelle $p_2 < 0$ sur toute la gamme de p_0 utilisée. Qualitativement, les effets de viscosité qui provoquent la décroissance du rapport $\frac{p_2}{p_0}$ quand p_0 augmente sont bien modélisés (voir la courbe pour $h_2 = 0.6$ mm de la Fig. 2.9), et sont uniquement induits par la présence du terme de viscosité de Poiseuille – sans ce dernier $\frac{p_2}{p_0}$ est constant – qui devient significatif en présence d'une hauteur

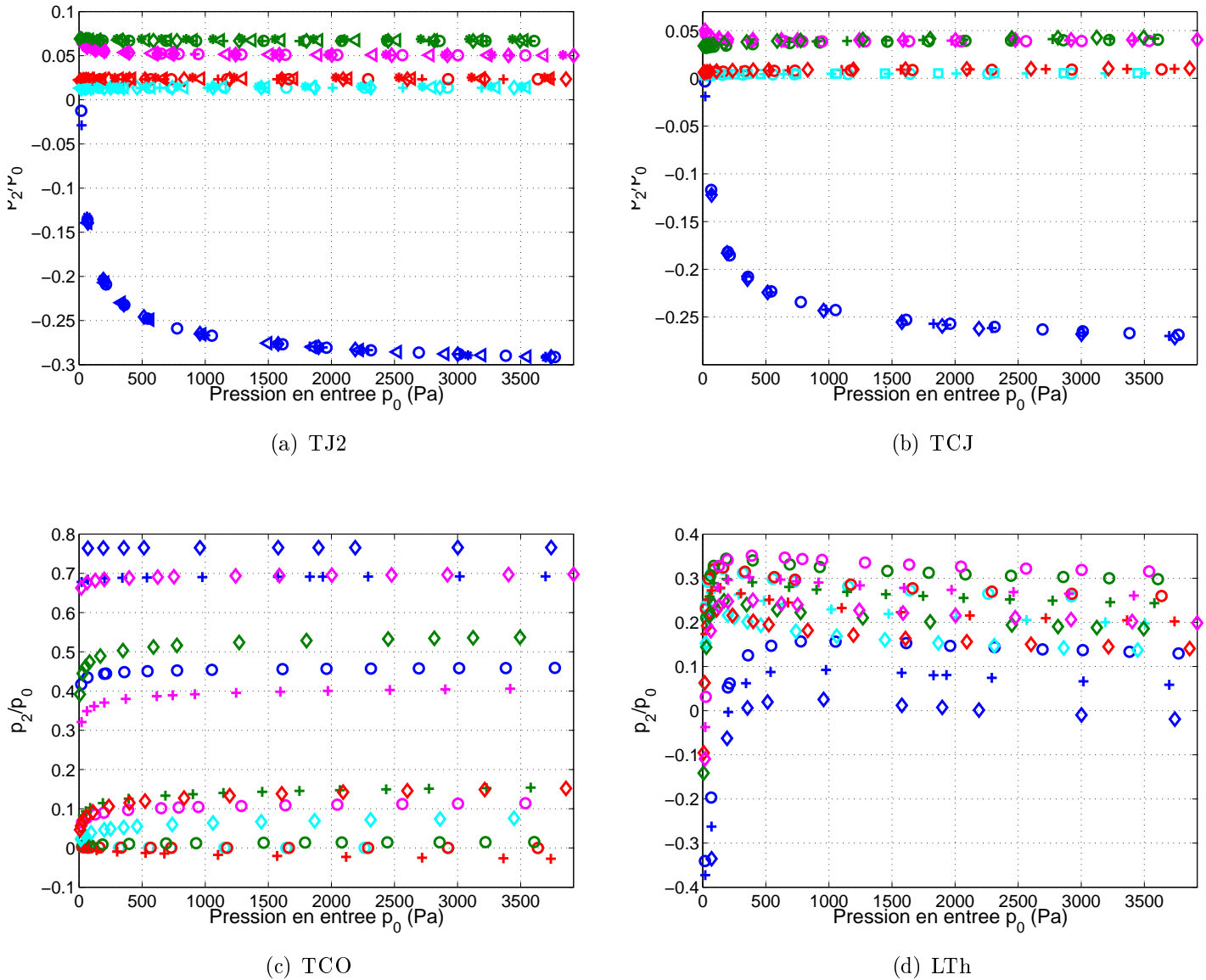


FIGURE 4.19 – Pression adimensionnée $\frac{p_2}{p_0}$ estimée dans la constriction formée par l'obstacle dans le conduit vocal, en fonction de p_0 , par les modèles d'écoulement TJ2, TCJ, TCO et LTh. Les estimations sont présentées pour les distances langue-obstacle suivantes : (\circ) $L_{co} = 3\text{ mm}$, ($+$) $L_{co} = 5\text{ mm}$, (\diamond) $L_{co} = 10\text{ mm}$, (\triangleleft) $L_{co} = 16\text{ mm}$, ($*$) $L_{co} = 24\text{ mm}$, et les hauteurs de constriction h_2 en couleur : (cyan) $h_2 = 6.8\text{ mm}$, (rouge) $h_2 = 5.5\text{ mm}$, (vert) $h_2 = 2.6\text{ mm}$, (magenta) $h_2 = 1.5\text{ mm}$, (bleu foncé) $h_2 = 0.6\text{ mm}$.

de constriction faible vis-à-vis de la hauteur du canal en amont ([22]). Mais la pression p_2 est fortement sous-estimée, car le palier du rapport $\frac{p_2}{p_0}$ des mesures est entre 0 et -0.05, alors qu'il est situé entre -0.25 et -0.3 pour TJ2 et TCJ. Il en était de même avec le modèle basé sur l'élargissement brusque de section TJ appliqué sur la configuration géométrique du conduit vocal avec obstacle seul (Fig. 4.9(b)). A nouveau, l'intégration de l'élargissement du jet dans la modélisation est à l'origine du calcul de $p_2 < 0$, tout comme c'était le cas dans les configurations

h_2 (mm)	TJ2		TCJ	
	$ ER(p_2) $	$\sigma_{ ER(p_2) }$	$ ER(p_2) $	$\sigma_{ ER(p_2) }$
6.8	96.6	<i>(0.38)</i>	99.0	<i>(0.27)</i>
5.5	94.4	<i>(0.78)</i>	97.9	<i>(0.60)</i>
2.6	56.8	<i>(9.92)</i>	74.5	<i>(7.50)</i>
1.5	139	<i>(39.5)</i>	129	<i>(34.5)</i>
0.6	587	<i>(284)</i>	539	<i>(260)</i>

TABLE 4.12 – Moyennes et écarts types (en *italique* entre parenthèses) des valeurs absolues des erreurs relatives (en %) par rapport aux mesures sur maquette commises sur l'estimation de p_2 à l'obstacle avec les modèles d'écoulement TJ2, TCJ, TCO et LTh dans le cas de la géométrie du conduit vocal complète lorsque la distance L_{co} est de 10 mm.

h_2 (mm)	TCO			LTh		
	$L_{co} = 3$ mm	$L_{co} = 5$ mm	$L_{co} = 10$ mm	$L_{co} = 3$ mm	$L_{co} = 5$ mm	$L_{co} = 10$ mm
6.8	99.7	<i>181</i>	86.4	17.6	<i>42.8</i>	58.3
5.5	99.8	<i>104</i>	71.9	15.9	<i>40.8</i>	62.0
2.6	91.6	<i>22.5</i>	227	119	<i>57.2</i>	54.0
1.5	268	<i>509</i>	753	650	<i>390</i>	299
0.6	1619	<i>1921</i>	1769	540	<i>291</i>	123

TABLE 4.13 – Moyennes des valeurs absolues des erreurs relatives (en %) par rapport aux mesures sur maquette commises sur l'estimation de p_2 à l'obstacle avec les modèles d'écoulement TCO et LTh dans le cas de la géométrie du conduit vocal complète pour les trois distances $L_{co} = 3$ mm (texte normal), $L_{co} = 5$ mm (texte *italique*) et $L_{co} = 10$ mm (texte **gras**).

OS et LS. Le fait d'avoir un rapport $\frac{p_2}{p_0}$ qui décroît jusqu'à -0.3 est à cause du rapport important entre les hauteurs h_{j-2} et h_2 valant 1.78.

Par ailleurs, l'influence de L_{co} sur l'estimation de p_2 pour TJ2 et TCJ est négligeable, ce qui n'est pas le cas de la pression au niveau de l'obstacle mesurée sur la maquette – même si l'effet de L_{co} est alors assez limité. De plus l'évolution de p_2 en fonction de h_2 n'est plus correctement estimée, que ce soit qualitativement ou quantitativement (Tab. 4.12).

L'estimation de la pression à l'obstacle avec LTh (Fig. 4.19(d)) est très différente de ce qu'on obtient avec TCJ, tant d'un point de vue de l'évolution de p_2 en fonction des paramètres p_0 , h_2 et L_{co} que des valeurs en elles-mêmes du rapport $\frac{p_2}{p_0}$. Pourtant, cette pression est calculée comme avec TCJ, comme mentionné au début de cette section, ce qui correspond à l'équation (sans Δp_{pois}) (dérivée de 3.48) :

$$p_2(x = 173) = p_0 + \frac{\rho_0 Q^2}{2l_t^2} \left(\frac{1}{h_t^2} - \frac{1}{h_2^2} \right) - \frac{\rho_0 Q^2}{2h_1^2 l_t^2} K_C \quad (4.6)$$

avec cependant le débit Q re-calculé par utilisation de la méthode de Thwaites entre x_0 et x_1 , impliquant un coefficient de pertes K_C également re-calculé avec ce nouveau débit – globalement le mieux estimé sur les quatre modèles, plus stable encore face aux variations des différents paramètres qu'avec TCJ (Sec. 4.3.2). Cela conduit à des valeurs de $\frac{p_2}{p_0}$ étalées selon h_2 et L_{co}

entre -0.1 et 0.35 quand $p_0 > 200$, et une importante décroissance pouvant aller jusqu'à -0.4 pour $h_2 = 0.6$ mm quand $p_0 \rightarrow 0$ – sans le terme de viscosité de Poiseuille, la décroissance est également présente, mais moindre en n'atteignant que -0.15. Une variation selon la distance langue-obstacle L_{co} plus importante que celle des mesures est observable, et selon l'ouverture h_2 ces variations sont différentes de \tilde{p}_2 . Le tableau 4.13 montre que l'utilisation de la méthode de Thwaites permet d'améliorer d'un point de vue quantitatif les estimations de p_2 quand $h_2 = 6.8$ et 5.5 mm. Les résultats pour $h_2 = 2.6$ sont plus mitigés en fonction de L_{co} , avec au minimum une erreur de 54 % (même ordre de grandeur qu'avec TJ2). La pression dans la constriction à l'obstacle reste toujours difficile à prédire dans le cas $h_2 = 0.6$ mm.

4.4 Bilan du chapitre

Ce chapitre a été consacré aux résultats de la simulation des modèles d'écoulement présentés au chapitre précédent via un algorithme de calcul. Le premier cas abordé a été celui de la géométrie avec langue seule. L'étude de la modélisation des effets de viscosité a montré que le terme de Poiseuille ne suffit pas à les prendre pleinement en compte. Ils sont mieux simulés par le modèle de Thwaites pour lequel l'interaction du fluide avec les parois inclut le développement de la couche limite et les contraintes de cisaillement, ce qui est donc plus proche de l'écoulement réel en maquette. Les estimations du débit sont globalement bonnes tant qualitativement – du fait de l'indépendance par rapport à la longueur langue-sortie L – que quantitativement avec le modèle de Bernoulli (LB) et la méthode de Thwaites (LTh), avec cependant une erreur relative par rapport aux mesures qui est croissante lorsque le nombre de Reynolds devient élevé : il a été observé dans ce cas que les effets de friction turbulente en amont de la maquette devenaient significatifs (Sec. 2.3), et le fait que les modèles ne les prennent pas en compte peut expliquer la surestimation du débit par les trois modèles d'écoulement associés à la configuration de langue seule.

L'introduction des pertes de charge turbulentes par élargissement brusque (TJ) de section rend l'estimation du débit plus dépendante vis-à-vis de L , ce qui est moins en accord qualitativement avec l'écoulement en maquette. Il est possible que l'indépendance vis-à-vis de la longueur L observée sur les mesures soit causée par les effets de friction en amont de la langue qui viennent « équilibrer » les pertes de charge dues à l'élargissement de section. Les variations de p_1 avec la longueur langue-sortie L est par contre mieux représentée : ces pertes permettent la simulation de $p(x)$ négative, avec $p_1 < 0$ pour $L = 25$ et 19 mm, ce qui plus en accord avec les mesures dans ces deux cas. Dans le cas où la langue est suffisamment reculée, il est donc possible que le jet formé aie une distance nécessaire pour se développer. L'étude des variations du coefficient multiplicatif C_{jet-1} montre qu'il n'est cependant pas possible d'optimiser simultanément le calcul du débit et de la pression le long de la géométrie équivalente avec le modèle TJ. Il est également possible que cette modélisation soit inadaptée pour notre configuration où l'élargissement est proche de la sortie du canal – tout comme la difficulté à comparer notre écoulement en maquette avec les écoulements en présence d'une « marche » dans un canal très long dans lequel il y a réattachement du jet (Sec. 2.2).

Les estimations des caractéristiques de l'écoulement dans la configuration géométrique avec obstacle seul sont – tout comme les mesures sur la maquette – très dépendantes de h_2 : les

prédictions du débit pour le modèle de Bernoulli (LB) et avec l'inclusion des pertes par élargissement (TJ) sont proches, et sans doute essentiellement dépendantes du terme en $\frac{1}{h_2^2}$ provenant de l'application du théorème de Bernoulli. Ceci amène à des surestimations importantes pour les ouvertures de constriction les plus grandes, mais à une bonne prédiction du débit quand l'ouverture de la constriction décroît ($h_2 = 0.6$ mm entre autres) : ceci tend à confirmer que pour ces petites ouvertures, la majorité des pertes de charge observées sur l'écoulement en maquette est causée par l'accélération de l'écoulement qui est provoqué par la présence de la constriction.

Encore une fois, le terme de viscosité de Poiseuille ne suffit pas à rendre compte quantitativement des effets de frottement turbulents observés en amont de l'obstacle – et comme dans le cas langue seule, cela cause des surestimations supplémentaires du débit pour les plus haut nombre de Reynolds. Les estimations du modèle avec orifice (TO) sont particulièrement éloignées des caractéristiques de l'écoulement de maquette, et on constate qu'il faudrait appliquer un coefficient C_{orf} inférieur à 0.01 pour obtenir des résultats corrects, ce qui n'a plus vraiment de sens. Seul TJ permet de prédire une pression $p_2 < 0$, encore que sous-estimée. L'évolution non-linéaire de \tilde{p}_2 avec h_2 , sûrement causée en partie par le positionnement asymétrique de la constriction, rend donc particulièrement difficile son estimation. Néanmoins, le fait que l'addition des pertes dues à des phénomènes turbulents en aval de l'obstacle permette de prédire qualitativement cette pression $p_2 < 0$ lorsque $h_2 = 0.6$ mm tend à montrer que le comportement de l'écoulement à la sortie de la constriction d'obstacle – voire à l'intérieur même – est loin d'être simple (sinon les résultats seraient sans doute meilleurs avec le modèle de Bernoulli et l'hypothèse de séparation qui lui est associée). De même que la prise en compte de ce comportement est importante dans l'établissement de modèles théoriques d'écoulement destinés à l'étude de la production de consonnes fricatives.

Dans le cas du modèle géométrique complet du conduit vocal, on retrouve toujours cette forte dépendance vis-à-vis de l'ouverture de constriction h_2 quelque soit le modèle théorique d'écoulement considéré. Sachant que les pertes de charge Δp_{bern} sont systématiquement incluses, il est principalement responsable de cette dépendance vis-à-vis de l'ouverture h_2 . Comme en configuration obstacle seul, la majorité des pertes de charges sont provoqués par effet Bernoulli pour les *petites ouvertures* de constriction (principalement $h_2 = 0.6$ mm et 1.5 mm). On retrouve également l'importance de l'influence du paramètre L_{co} en fonction de la hauteur de la constriction h_2 par rapport à h_1 (voir bilan du Chapitre 2).

L'insertion de pertes de charge dues à la présence d'une conduite coudée (modèle TC) donne les meilleurs résultats pour l'estimation du débit et de la pression en amont de la séparation partielle de l'écoulement au bout de la langue (en x_1). En effet, les prédictions de Q et p_1 sont stables et qualitativement bonnes vis-à-vis des variations des deux paramètres géométriques et du nombre de Reynolds. Ceci améliore grandement les estimations dans le cas des *grandes ouvertures* de constriction à l'obstacle lorsqu'on est dans le cas $h_2 > h_1$. Le comportement de l'écoulement entre le bout de la langue et l'obstacle présente sûrement des points communs avec le passage d'un écoulement turbulent en conduite coudée, notamment du fait de la présence de zones de recirculation – près du bord de la langue comme sur la Fig. 3.3, une seconde dans le coin formé par la paroi supérieure du canal et l'obstacle n'est pas à exclure.

Par contre, on constate d'après l'étude des caractéristiques de l'écoulement plus en aval du conduit vocal simplifié que la pression p_2 dans la constriction à l'obstacle est toujours difficile à estimer correctement. L'addition des pertes liées à l'élargissement de section (TJ2 et TCJ) ou à

l'orifice (TO et TCO) ne donnent pas de résultats pleinement satisfaisants. On en revient alors aux constatations précédentes faites sur pour la configuration en obstacle seul : les phénomènes en aval de la constriction sont importants dans la détermination de la pression p_2 . Dans le cas de nos modèles, il est également possible que l'hypothèse de séparation en sortie de canal soit à ajuster.

Chapitre 5

Analyse du bruit aéroacoustique

Les trois chapitres précédents ont été portés sur l'analyse et la modélisation de l'écoulement interne à la réplique mécanique du conduit vocal, en étant centrés sur la source du bruit à l'origine de la frication. Pour établir un lien plus direct avec ce phénomène, qui en parole est caractérisé par son aspect acoustique, ce cinquième chapitre va aborder l'étude expérimentale du bruit d'origine aérodynamique pour la maquette dans ses différentes configurations. En premier lieu, le banc expérimental permettant d'enregistrer ce bruit est décrit, ainsi que les méthodes de traitement des signaux acquis. La suite du chapitre est consacrée à l'étude de certaines caractéristiques acoustiques – le niveau sonore global et la réponse spectrale – pour la maquette comportant seulement la langue. Ensuite l'étude spectrale est étendue avec l'ajout de l'obstacle dans le canal, qui permet d'avoir la maquette dans sa configuration la plus proche du positionnement des articulateurs du conduit vocal lors de la frication. Il est alors intéressant d'observer si certaines configurations de ce modèle mécanique simple ont des caractéristiques acoustiques communes avec la production de consonnes fricatives par un locuteur, avant de voir les effets des paramètres géométriques et des conditions en entrée de l'écoulement sur le bruit produit.

5.1 Acquisition et traitement du bruit aéroacoustique émis lors du passage d'un écoulement d'air dans la maquette du conduit vocal

5.1.1 Installation et procédure expérimentale

Le banc expérimental utilisé pour effectuer des séries de mesures du bruit produit par l'écoulement en maquette diffère légèrement de celui présenté en Sec. 2.1. La base du montage est toujours composée de la maquette du conduit vocal fixée au réservoir de pression. Ce dernier est alimenté en air comprimé de la même manière que précédemment. Il faut maintenant introduire sur ce montage des dispositifs qui vont permettre d'enregistrer le bruit émis : ceci va être possible en utilisant plusieurs microphones montés en antenne¹. La Fig. 5.1 montre comment est placé

1. Cette antenne de microphones, ainsi que le montage électronique associé, a été réalisée par Timothée Naline [77] au cours d'un stage effectué au Département Parole et Cognition de Gipsa-Lab, encadré par J. Cisonni et A. Van Hirtum.

ce dispositif, dont la description est faite dans la partie suivante. La salle expérimentale dans laquelle est placé le montage a pour dimensions $4.4 \times 4.0 \times 3.0$ m, et n'a pas reçu de traitement acoustique particulier. Afin d'éviter des bruits indésirables, l'arrivée d'air comprimée est située dans une pièce adjacente.

L'antenne de microphones

Elle est placée en face de la maquette, de telle sorte que le micro central soit dans l'axe du canal (Fig. 5.2). Dix micros, de deux types différents, sont alignés horizontalement sur la barre mobile qui sert de support :

- 8 d'entre eux sont des microphones MP33865 omni-directionnels de taille 1/2". Ils sont polarisés et pré-amplifiés à l'aide d'un montage électronique fabriqué spécialement pour faire fonctionner l'antenne, avec des potentiomètres réglables qui permettent d'ajuster le gain du signal. Leur réponse en fréquence a été mesurée : elle est relativement plate entre 200 et 2000 Hz, puis présente un pic de +4 dB aux alentours de 5500 Hz – il est possible que ce soit la résonance du diaphragme – suivi d'une chute de gain importante jusqu'à 10 kHz (la procédure de mesure et la courbe de réponse sont données en Annexe D.2).
- les deux autres, plus performants, sont des microphones Bruel & Kjaer omni-directionnels de diamètre 1/2" de type 4192, nécessitant d'être couplés à un préamplificateur modèle 4165 pour fonctionner [16]. Leur réponse en fréquence, donnée par le constructeur (et reproduite en Annexe D.2), est plate entre 10 et 10 kHz. Dans la gamme de fréquences supérieure, le gain augmente progressivement jusqu'à +3 dB à 15 kHz pour ensuite rediminuer vers +1 dB à 20 kHz – la fréquence de résonance du diaphragme est encore au-delà, à environ 23 kHz. Pour fonctionner, ces microphones sont alimentés par une unité BK 5935L, qui permet également d'amplifier le signal de 0 à 50 dB.

Déroulement des mesures

De manière analogue aux mesures de la pression statique à l'intérieur de la maquette, chaque série d'acquisitions va correspondre à un couple (L_{co}, h_2) de paramètres géométriques – incluant les cas où seule la langue ou l'obstacle sont présents (Tab. 5.1). Au cours de chaque série, différents débits d'entrée de l'air sont imposés, pouvant atteindre 290 *Std L/min* (la valeur lue sur le débitmètre *TSI-4043*) selon la présence ou non de l'obstacle. Soit un débit réel \tilde{Q} pouvant varier entre 0 et 250 L/min, et un nombre de Reynolds Re_0 maximum de 1.31×10^4 . La pression \tilde{p}_0 en entrée du canal est mesurée grâce au manomètre à affichage digital *Ashcroft-XLdp*. Pour plus de précisions concernant le contrôle du débit et de \tilde{p}_0 , se reporter à la section 2.1. Le placement de la maquette sur le réservoir de pression est celui présenté sur la photo de droite de la Fig. 5.3. Le côté vertical est celui de longueur l_t , et le côté de longueur h_t est parallèle à l'antenne.

Les microphones de l'antenne sont tous reliés à la carte d'acquisition *National Instruments PCI-6225* qui numérise les signaux analogiques à une fréquence d'échantillonnage F_e . Cette carte peut enregistrer jusqu'à 80 signaux d'entrée en simultané, mais reste tout de même limitée à 254000 échantillons/s. On rappelle que lors de l'échantillonnage d'un signal analogique, le

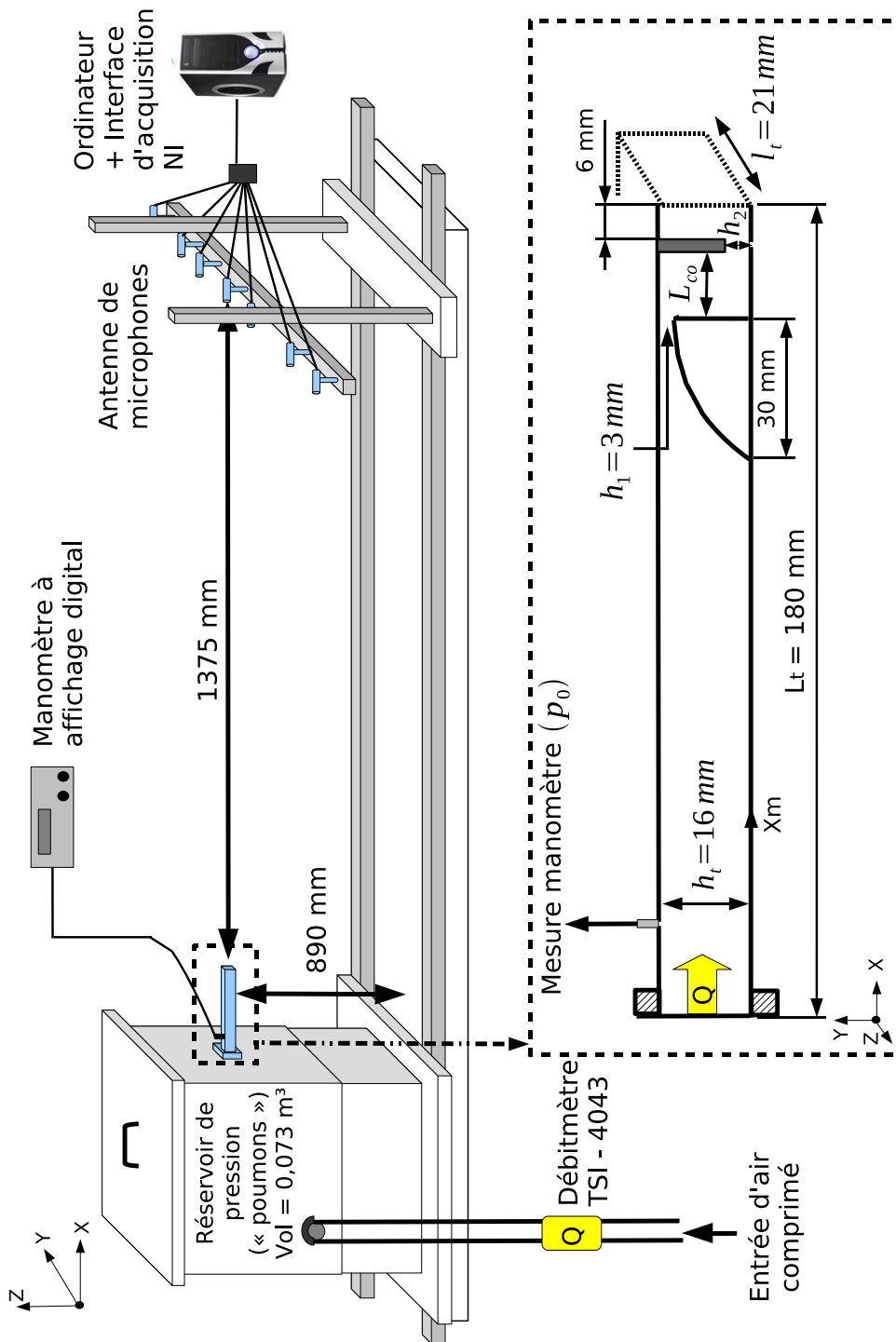


FIGURE 5.1 – Représentation du banc expérimental pour les mesures aéroacoustiques sur la maquette du conduit vocal. Les dimensions de celle-ci sont rappelées dans la partie inférieure de la figure : le point de mesure de \tilde{p}_0 par le manomètre est à 20 mm de l'entrée du canal. Q est le débit de l'écoulement, mesuré en amont du réservoir de pression. L'antenne de microphones est schématisée, mais comporte en réalité 10 micros (8 modèles MP33865 + 2 modèles BK4192).

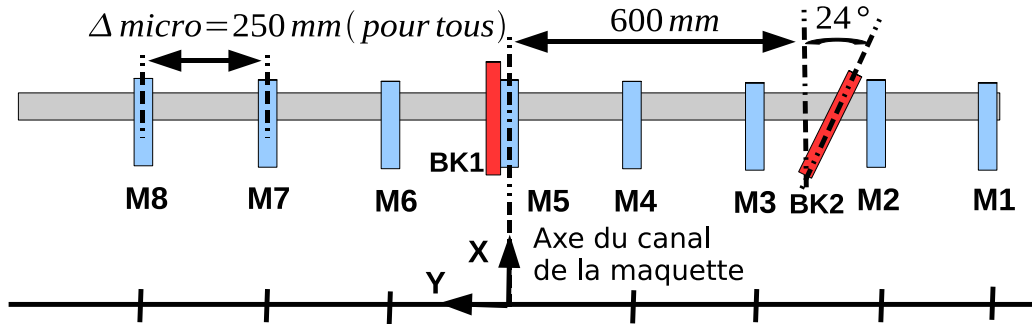


FIGURE 5.2 – Disposition schématisée des 10 microphones (8 modèles MP33865 numérotés de M1 à M8 + 2 modèles BK4192) sur l’antenne. Le système d’axes (x, y) est identique à celui de la Fig. 5.1.

théorème de Shannon doit être respecté afin d’éviter des déformations du spectre (*aliasing*) ([25],[31],[73]), c’est à dire :

$$F_e \geq 2.f_{max} \quad (5.1)$$

avec f_{max} la fréquence maximale du signal initial. Donc avec F_e fixée, les spectres des signaux issus des microphones seront limités à la fréquence $\frac{F_e}{2}$ – appelée fréquence de Nyquist. Compte-tenu de cette contrainte et de la limite d’échantillonnage de la carte d’acquisition, F_e va prendre des valeurs différentes selon le nombre de micros utilisés sur l’antenne :

- lorsque seuls les deux micros BK4192 font l’enregistrement du bruit émis, $F_e = 50632$ Hz ce qui permet de pouvoir observer le spectre du signal jusqu’à 25 kHz, valeur largement suffisante pour l’étude aéroacoustique du bruit de frication ([82], [104]). En pratique, la réponse des micros est connue jusqu’à 20 kHz, et on se limitera donc à cette fréquence.
- si les 10 microphones sont activés pour enregistrer le signal acoustique, $F_e = 25316$. Les limitations sont donc de 12 kHz pour les BK4192 et de 10 kHz pour les autres microphones car leur réponse est connue jusqu’à cette fréquence.

Le pilotage des mesures est assuré par une interface *Labview* [77] permettant le choix du nombre de micros utilisés et le réglage en conséquence de F_e . Le temps d’acquisition est réglé à 6 secondes pour chaque débit imposé. L’interface permet également de corriger le réglage des potentiomètres des huit microphones MP33865 pour avoir un gain équivalent de +30 dB sur le signal en sortie. Ce même gain est appliqué via l’amplificateur BK 5935 aux deux modèles BK4192. Les données acquises sont stockées sous un format binaire, et vont nécessiter quelques opérations de post-traitement avant de servir pour l’analyse spectrale et le calcul des niveaux de bruit.

5.1.2 Traitement préliminaire et analyse spectrale des signaux acoustiques

Un premier traitement par le programme *Labview* qui gère l’acquisition des signaux issus des micros est réalisé, comportant deux étapes :

h_2 (mm)	$1 - \frac{h_2}{h_t}$	A_2 (cm ²)	L_{co} (mm)	L (mm) (cas langue seule LS)	$\frac{x_1}{L_t}$
0.6	96%	0.126	3	12	0.933
1.5	91%	0.315	5	14	0.922
2.6	84 %	0.546	10	19	0.894
5.5	66 %	1.155	16	25	0.861
6.8	58 %	1.428	24	33	0.817
16	0 %	3.36	×	×	×

TABLE 5.1 – Rappel des différents paramètres géométriques réglables dans la réplique de conduit vocal et utilisés lors des mesures acoustiques : hauteurs h_2 (avec les degrés d’ouverture et aires A_2) de la constriction formée au niveau de l’obstacle, et distance langue-obstacle L_{co} (avec position adimensionnée x_1 du bout de la langue et distance L correspondante en configuration LS). (×) indique le cas où la langue n’est pas présente dans le canal.

→ pour chaque voie – chaque micro – le gain destiné à corriger les erreurs des potentiomètres est multiplié au signal. Dans le cas des BK4192, un gain est aussi appliqué pour ajuster la sensibilité à celle des autres micros.

→ le signal issu de chaque voie est décomposé en fragments de 1000 échantillons. La moyenne de chaque fragment est ensuite retranchée (retrait d’offset) à celui-ci.

Ces signaux corrigés sont alors stockés sous forme binaire dans un autre fichier. On notera $m(n)$ le n -ième échantillon de l’un de ces signaux. Sous *Matlab*, le signal m est converti en pression acoustique par le calcul de :

$$p_{ac}(n) = \frac{m(n)}{S_0 \cdot e^{\ln(10) \cdot \frac{30}{20}}} \quad (5.2)$$

avec $S_0 = 12.5$ mV la sensibilité des micros (en tenant compte des gains correcteurs appliqués précédemment). Le second terme au dénominateur sert à retirer le gain général de +30 dB.

L’analyse spectrale est réalisée au moyen de la *Signal Processing Toolbox* de *Matlab*, équipée de nombreuses méthodes paramétriques et non-paramétriques permettant d’estimer la densité spectrale de puissance (DSP) d’un signal échantillonné. La méthode non-paramétrique – c’est-à-dire que la DSP est estimée directement à partir du signal – la plus simple est le périodogramme, définit par ([61], [111]) :

$$\hat{S}_{P_p} = \frac{|P_{DFT}(k)|^2}{N \cdot F_e} \quad (5.3)$$

avec $P_{DFT}(k)$ la transformée de Fourier non-normalisée de p_{ac} à la fréquence $f_k = k \cdot \Delta f = k \cdot \frac{F_e}{N_{fft}}$, N le nombre total d’échantillons du signal considéré et N_{fft} le nombre de points considérés dans la transformée de Fourier (généralement $N_{fft} = 2^p$ avec p tel que $N_{fft} > N$). Néanmoins, cet estimateur est fortement biaisé (il y a un décalage par rapport à la DSP réelle) et non-consistant (la variance ne diminue pas avec un nombre croissant d’échantillons). De plus, il n’est pas adapté à des signaux qui présentent un rapport signal sur bruit faible.



FIGURE 5.3 – Photographies de l’antenne de microphones placée sur le banc expérimental (à gauche) et de la maquette du conduit vocal montée sur le réservoir de pression lors des mesures acoustiques (à droite).

La méthode de Welch, qui est la moyenne des périodogrammes du signal fenêtré sur plusieurs fragments, est un meilleur estimateur. Dans le cas où l’on a peu d’échantillons à disposition, il est possible de faire du recouvrement de fenêtres. Néanmoins, ayant à notre disposition de 1.5×10^5 à 3×10^5 échantillons, le paramètre de recouvrement sera laissé à 0. D’ailleurs, pour gagner en temps de calcul de la DSP par cette méthode, seule 1 seconde du signal (soit F_e éch.) est gardée. Après différents essais, une fenêtre de type *Hanning* de taille 512 échantillons donne une bonne représentation spectrale et une résolution f_k d’environ 10 Hz lorsque $F_e = 50$ kHz. La Fig. 5.4 montre l’allure du spectre du bruit de fond de la salle expérimentale, obtenu par cette méthode. Le tracé de la DSP est fait sur une échelle logarithmique, en décibels (dB). La conversion vers les dB est telle que :

$$\hat{S}_{P_p-Welch}(dB) = 10 \cdot \log(\hat{S}_{P_p-Welch}) \quad (5.4)$$

La courbe de couleur claire, en trait plein, fait apparaître deux pics d’amplitude importante entre 12 et 14 kHz. Ces deux pics sont également retrouvés sur les spectres des signaux acoustiques enregistrés : ils vont donc être supprimés par filtrage. Deux filtres coupe-bande d’ordre 2, avec des fréquences de coupures proches de celles des pics, sont donc appliqués numériquement à tous les signaux avant le calcul du périodogramme de Welch.

La pression acoustique p_{ac} convertie à partir du signal échantillonné (Eq. 5.2) est également filtrée avant de calculer la valeur RMS de celle-ci :

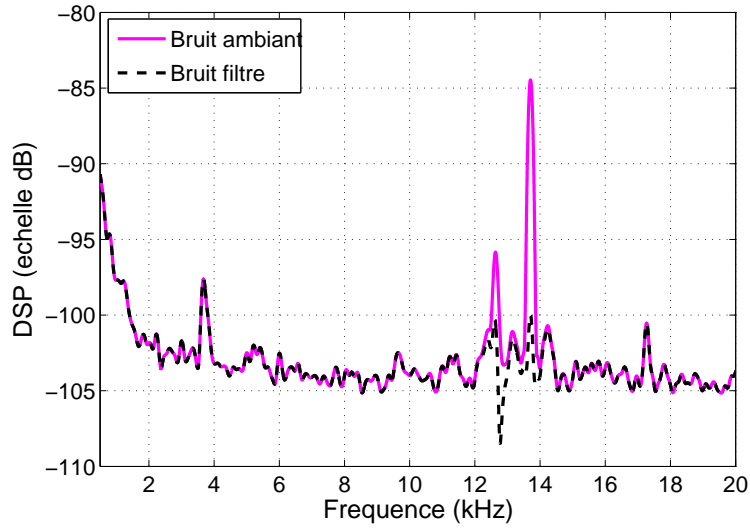


FIGURE 5.4 – Spectre du bruit de fond de la salle expérimentale, enregistré par le micro BK1 au début d’une série de mesures. Le signal a été traité avec deux filtres coupe-bande pour éliminer les deux pics d’amplitude importante entre 12 et 14 kHz.

$$p_{ac-rms} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} |p_{ac}(n)|^2} \quad (5.5)$$

avec $N = 5 * F_e$ pour des échantillons sur cinq secondes (on enlève la première pour éviter les bruits parasites du lancement de la mesure). Le niveau sonore en dB_{SPL} est directement déduit de cette valeur RMS par la relation [73] :

$$N_p = 20.log\left(\frac{p_{ac-rms}}{p_{ref}}\right) = 20.log\left(\frac{p_{ac-rms}}{2.10^{-5}}\right) \quad (5.6)$$

où p_{ref} est la pression acoustique de référence, donnant un niveau de 0 dB_{SPL} . Le niveau sonore peut aussi être calculé à partir de l’intensité acoustique moyenne \bar{I}_{ac} en un point donné :

$$N_p = 10.log\left(\frac{\bar{I}_{ac}}{I_{ref}}\right) = 10.log\left(\frac{\bar{I}_{ac}}{1.10^{-12}}\right) \quad (5.7)$$

avec également une intensité de référence $I_{ref} = 1.10^{-12} W/m^2$.

5.2 Etude aéroacoustique de la maquette intégrant uniquement la langue

Dans cette section, la configuration de langue seule (LS) est abordée, impliquant le paramètre géométrique L – la distance entre le bout de la langue et la sortie du canal. L’analyse des niveaux sonores du bruit d’origine aérodynamique est l’objet de la première partie de la

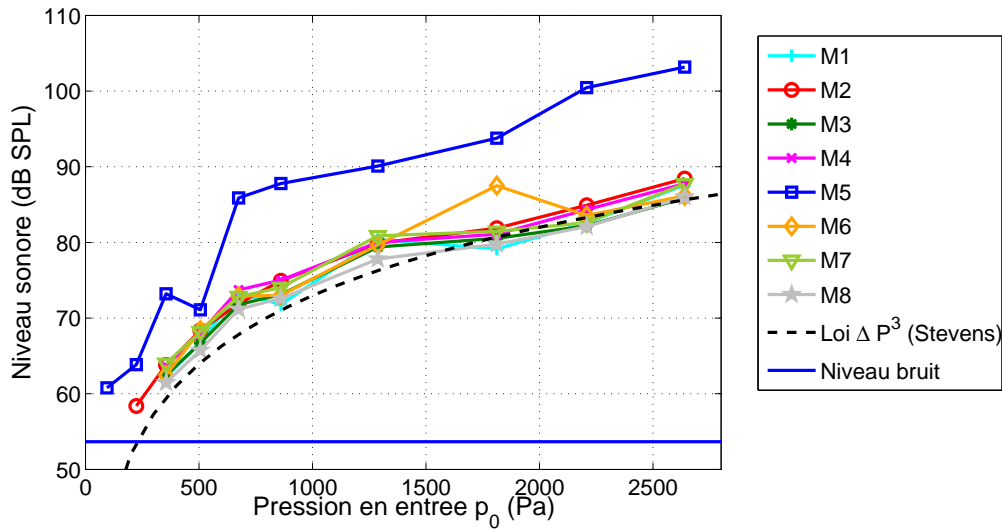


FIGURE 5.5 – Niveau sonore en dB SPL du bruit d’origine aérodynamique émis par l’écoulement en maquette en fonction de la pression \tilde{p}_0 en entrée de celle-ci. La langue est à $L = 19$ mm de la sortie. Les différentes courbes en traits pleins correspondent aux différents micros : M_5 est le micro central (voir Fig. 5.2).

section, suivie de l’analyse spectrale permettant de voir l’influence des paramètres sur les caractéristiques fréquentielles de ce bruit.

5.2.1 Evolution des niveaux sonores

Les données des mesures avec l’antenne complète ont été utilisées pour le calcul des niveaux sonores du bruit émis par la maquette : leur évolution en fonction de la pression en entrée \tilde{p}_0 est représentée sur la Fig. 5.5 pour $L = 19$ mm avec les huit micros MP33865. Le niveau sonore du micro central M_5 de l’antenne est plus élevé – jusqu’à $+ 15 dB_{SPL}$, ce qui peut provenir du fait que l’antenne était trop proche de la sortie de la maquette. Dans ce cas, les fluctuations de pression aérodynamiques du jet issu du canal rectangulaire ont également été captées par le micro. Comme l’amplitude de ces fluctuations décroît rapidement quand on s’éloigne de l’axe du jet, les micros situés à ± 25 cm sur l’antenne n’ont pas été affectés. On aurait pu aussi supposer que la directivité du bruit émis était variable, mais pas avec des écarts d’environ $10 dB_{SPL}$ pour un angle de 10° ([11], [66]). Les niveaux sonores pour les 7 autres micros sont compris dans un intervalle de $5 dB_{SPL}$. Un rapport signal/bruit (RSB) pour chaque micro a d’ailleurs été calculé, et les points sont exclus de la courbe si :

$$N_p(signal) - N_p(bruit) < 5dB_{SPL} \quad . \quad (5.8)$$

Le critère peut paraître peu exigeant, mais on peut déjà voir sur la Fig. 5.5 que mis à part le micro central, les courbes n’ont pas de points pour $\tilde{p}_0 < 250 Pa$. Renforcer le critère du RSB à $10 dB_{SPL}$ conduirait à exclure les points de mesures jusqu’à environ $500 Pa$, soit négliger une large gamme des pressions rencontrées en amont du conduit vocal lors de la prononciation de fricatives [5]. La courbe tracée en pointillés noirs est l’intensité acoustique \bar{I}_{ac} dérivée de la

loi théorique reportée par Stevens [105] pour la puissance acoustique moyenne du bruit émis par un écoulement traversant un canal comportant une constriction (détails en section 1.3.1 du premier chapitre) :

$$\bar{P}_{ac} = \frac{k\Delta p^3 D^2}{\rho^2 c_0^3} \quad (5.9)$$

soit une intensité à une distance r de la source :

$$\bar{I}_{ac} = \frac{k\Delta p^3 D^2}{\rho^2 c_0^3 \cdot 4\pi r^2} \quad (5.10)$$

avec pour la maquette un diamètre de constriction équivalent $D = \frac{2 * h_1 * l_t}{(h_1 + l_t)}$, et une pression intratorale $\Delta p = \tilde{p}_0$ (mais qui devrait être inférieure à \tilde{p}_0 si on considère les effets de friction entre l'entrée du canal et la langue). La courbe en pointillés est tracée pour une distance $r = 1.37$ m, la distance entre la sortie de la maquette et le micro central. L'évolution des niveaux de bruit mesurés en fonction de \tilde{p}_0 est très proche de celle de la courbe théorique, et les N_p sont compris dans un intervalle de ± 5 dB_{SPL} par rapport aux valeurs théoriques (qui sont à un coefficient k près).

Cette loi théorique est également reportée sur les Figs. 5.6(a) et 5.6(b), qui présentent l'évolution des niveaux sonores en fonction de \tilde{p}_0 , pour les différentes longueurs langue-sortie L . Les deux micros considérés sont M_2 et M_8 , qui sont positionnés symétriquement sur l'antenne (Fig. 5.7(a)) à une distance $r = 1.56$ m de la maquette. Les niveaux sont globalement plus haut d'environ 2 dB_{SPL} pour le micro M_2 que pour M_8 : cela peut venir du positionnement non-symétrique de la maquette par rapport à l'antenne (visible sur les photos de la Fig. 5.3), et de la présence d'un phénomène de directivité du son qui sera plus visible sur les figures suivantes. L'évolution des niveaux sonores selon L est telle que :

$$N_p(L = 14) \geq N_p(L = 19) \geq N_p(L = 12) \simeq N_p(L = 25) > N_p(L = 33)$$

avec des écarts entre $L = 14$ et $L = 33$ allant jusqu'à 10 dB_{SPL} . L'intensité sonore est plus importante lorsque la langue est plus avancée dans le canal. Il est cependant difficile d'établir un lien entre l'évolution de N_p selon L et celle des pressions statiques dans la maquette. En effet, il a été observé dans la Sec. 2.2 que la pression en entrée \tilde{p}_0 varie indépendamment de la position de la langue dans le canal, et augmente en $Re_0^{2.3}$. Les variations de l'intensité sonore sont donc causées par un phénomène ayant lieu plus en aval du conduit. Mis à part le cas $L = 12$, les pressions \tilde{p}_1 au niveau de la langue sont très proches – avec $-0.01 < \frac{\tilde{p}_1}{p_0} < -0.04$ et ne varient pas linéairement avec la position de la langue dans le canal, tout comme les niveaux sonores présentés sur les Figs. 5.6(a) et 5.6(b).

Les Figs. 5.7(c) et 5.7(b) donnent le niveau sonore en fonction de la position relative des micros de l'antenne par rapport à l'axe du canal de la maquette. Pour information, les tests de directivité des microphones ont montré que la modification de N_p est inférieure à 0.5 dB_{SPL} lorsque l'axe d'un micro MP forme un angle maximum de 60° avec l'axe d'émission principal de la source acoustique. Pour \tilde{p}_0 fixé et $L = 19$ mm (Fig. 5.7(b)), on retrouve la différence d'environ 2 dB_{SPL} qui a été observée précédemment pour les micros M_2 et M_8 , ainsi que pour d'autres paires de micros positionnés symétriquement par rapport à l'axe central :

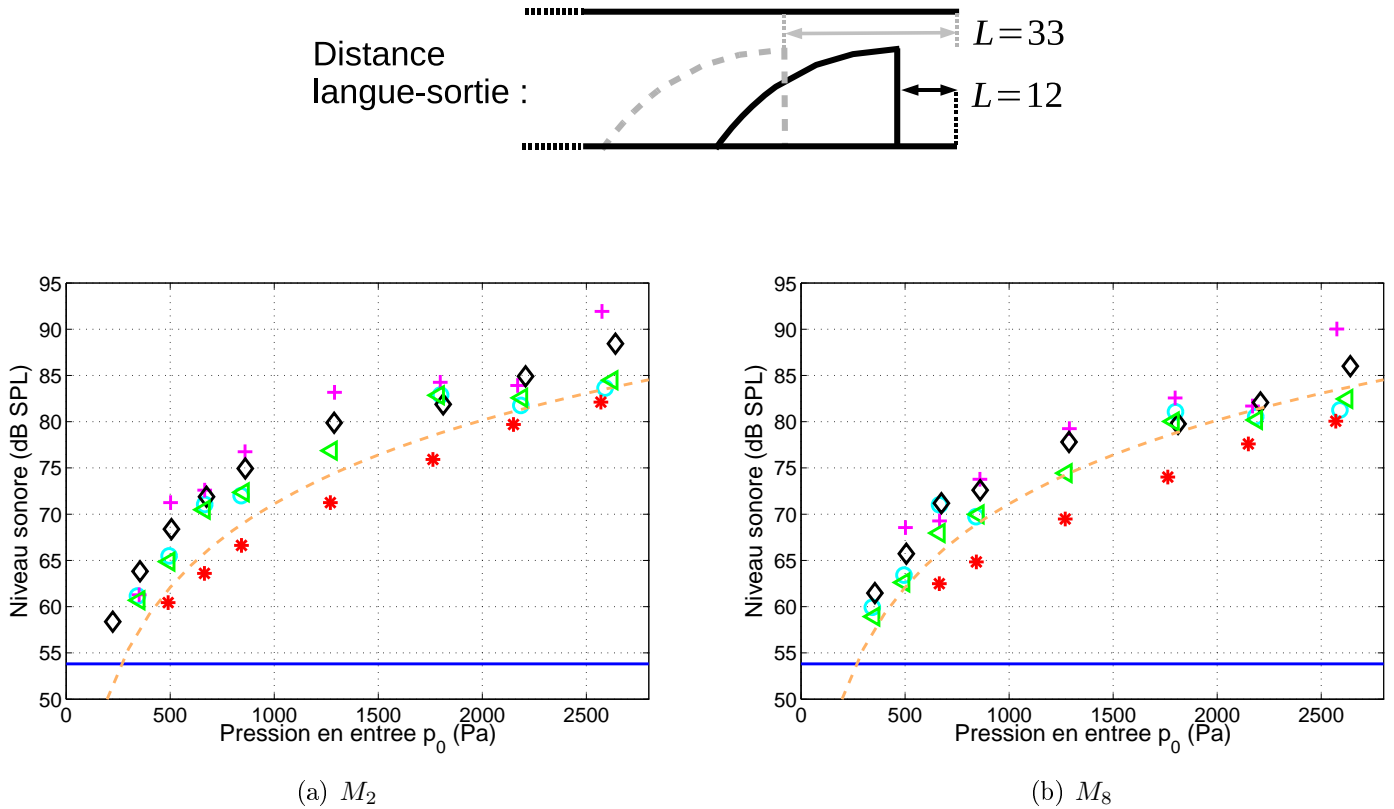


FIGURE 5.6 – Niveau sonore en dB SPL du bruit émis par l’écoulement en maquette en fonction de la pression \tilde{p}_0 en entrée de celle-ci, pour les deux micros (a) M_2 et (b) M_8 (voir Fig. 5.7(a)). Les différentes distances langue-sortie (en mm) sont : (o-cyan) $L = 12$, (+-magenta) $L = 14$, (\diamond -noir) $L = 19$, (\triangleleft -vert) $L = 25$, (*-rouge) $L = 33$. En trait pointillé doré : loi de Stevens en Δp^3 (voir texte), la courbe bleue en bas de la figure est le niveau de bruit de la salle expérimentale.

$$\begin{aligned} \Delta x = 0.25m &\rightarrow N_p(M_4) > N_p(M_6) \\ \Delta x = 0.5m &\rightarrow N_p(M_3) < N_p(M_7) \\ \Delta x = 0.75m &\rightarrow N_p(M_2) > N_p(M_8) \end{aligned}$$

On observe donc une variation en croissance/décroissance du niveau de bruit d’un point à l’autre de l’antenne, que l’on retrouve également pour d’autres valeurs de la longueur langue-obstacle L . Sur la Fig. 5.7(c), la flèche rouge indique que le niveau sonore de M_4 pour $L = 33$ mm (soit la position de langue la plus reculée) est plus élevée d’environ 6-7 dB_{SPL} par rapport aux autres microphones. Ce phénomène est présent pour toutes les pressions en entrée \tilde{p}_0 utilisées : c’est peut-être l’interaction du jet issu du canal qui s’est étendue au micro M_4 , en plus du micro central M_5 .

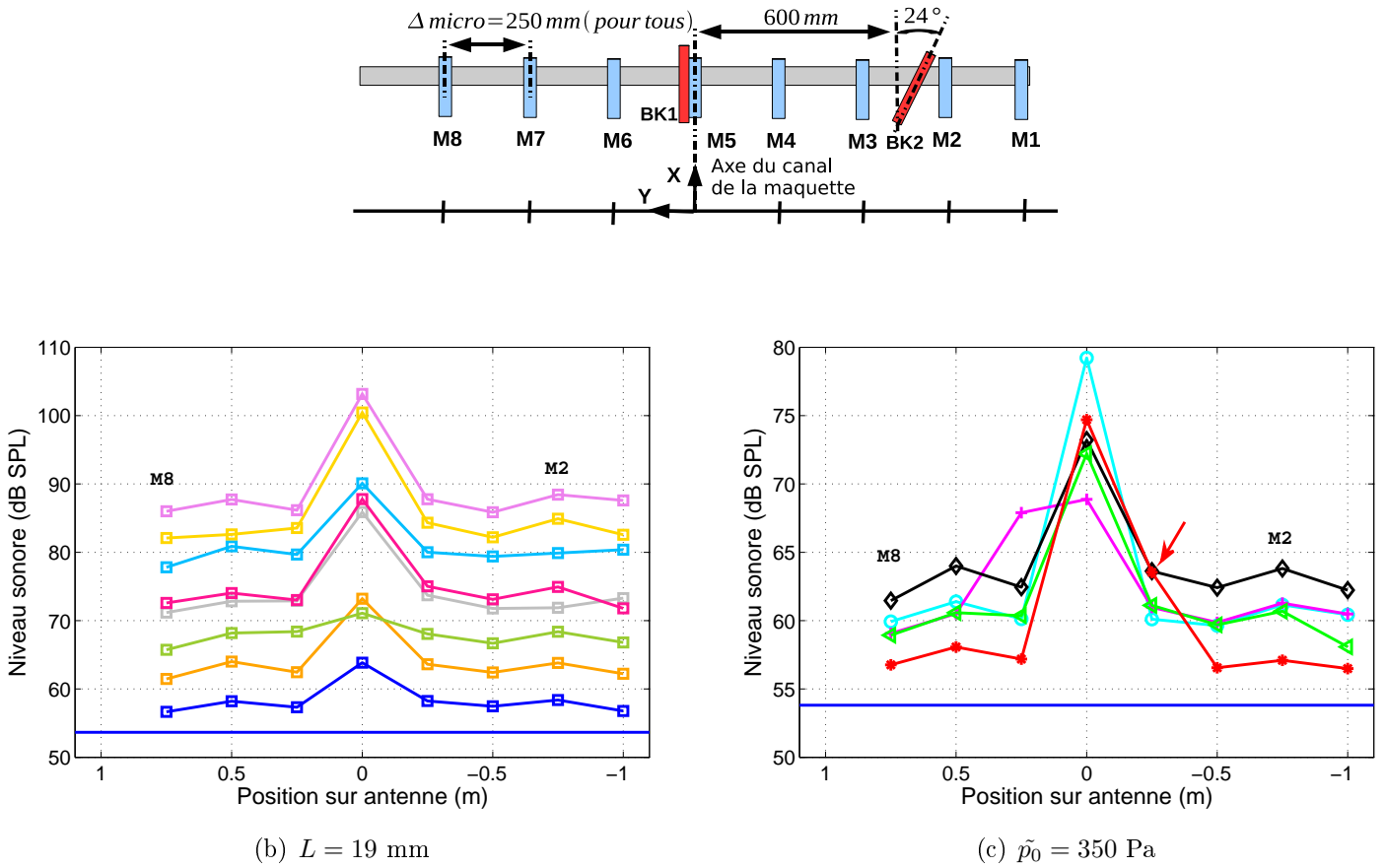


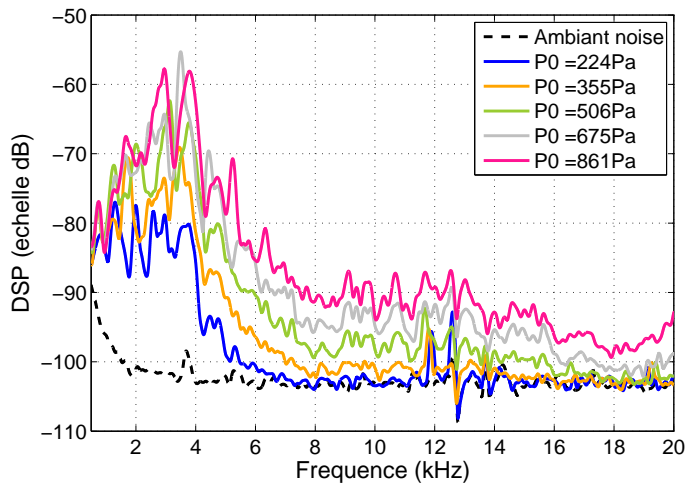
FIGURE 5.7 – (a) Rappel de la disposition des micros sur l’antenne. (b) et (c) : Niveau sonore en dB SPL du bruit émis par l’écoulement en maquette en fonction de la position des micros sur l’antenne. (b) Le paramètre L est fixé à 19 m, les courbes de bas en haut sont pour des pressions d’entrée allant de 225 à 2640 Pa. (c) La distance langue-sortie L (en mm) varie : (o-cyan) $L = 12$, (+-magenta) $L = 14$, (◊-noir) $L = 19$, (◀-vert) $L = 25$, (*-rouge) $L = 33$. La pression en entrée est fixée à $\tilde{p}_0 = 350 \pm 5 \text{ Pa}$

5.2.2 Influence des paramètres sur la réponse spectrale

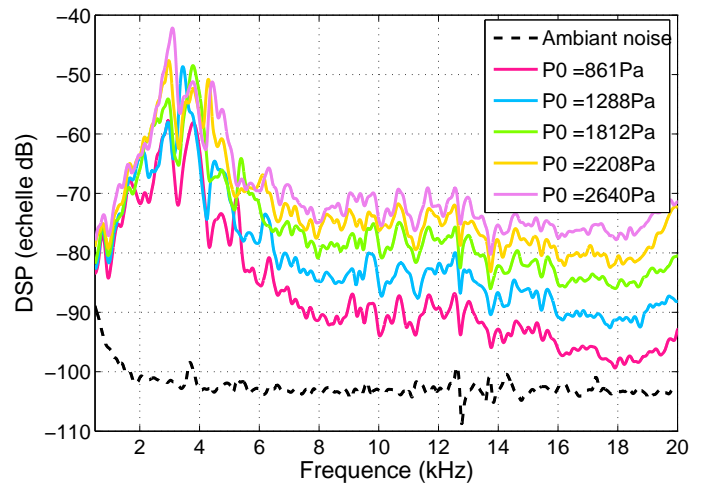
Evolution du spectre en fonction de \tilde{p}_0 pour une longueur langue-sortie $L = 19 \text{ mm}$

Le signal acoustique pour l’analyse spectrale a été enregistré par le micro BK2 (voir Fig. 5.2), qui est placé sur l’antenne à 60 cm de l’axe du canal, et tourné vers la sortie de la maquette pour éviter les problèmes liés à la directivité du micro. Les quatre figures 5.8(a) à 5.8(d) présentent le tracé des spectres pour une position de langue fixée telle que $L = 19 \text{ mm}$. L’évolution de la caractéristique fréquentielle sur toute la gamme de pressions d’entrée – sans les mesures pour des pressions en entrée trop faibles car les signaux sont alors trop bruités – est mise en avant sur ces deux figures. La densité spectrale de puissance a été convertie en une échelle logarithmique selon l’Eq. 5.4, mais ce n’est pas une échelle en dB_{SPL} . Néanmoins, les valeurs de la DSP étant dépendantes du traitement appliqué au signal numérique converti (fenêtrage, nombre d’échantillons), on ne peut pas réellement obtenir une échelle "absolue" de cette DSP.

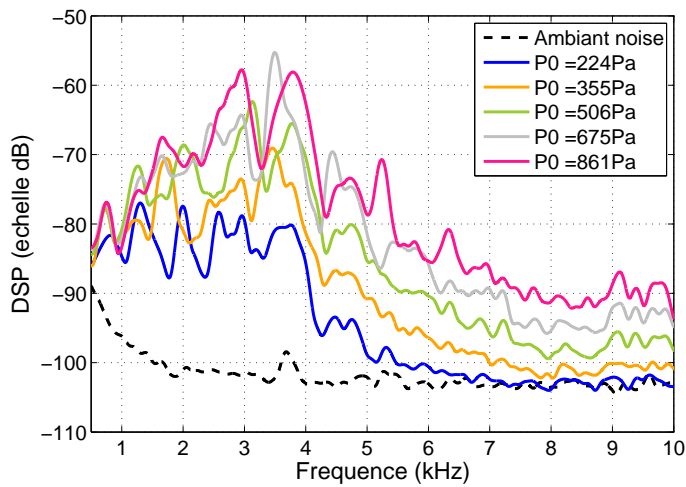
Il est possible d’avoir une idée la puissance moyenne relative du bruit enregistré en considérant l’aire sous la courbe de la DSP [111]. Cette aire augmente en même temps que \tilde{p}_0 , de



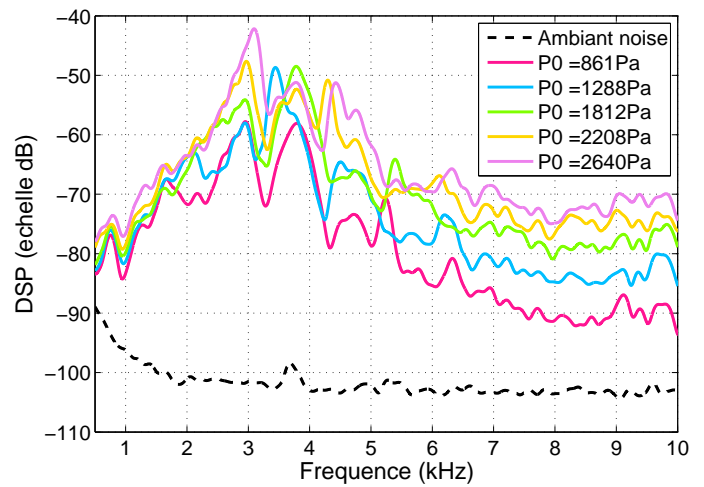
(a)



(b)



(c)



(d)

FIGURE 5.8 – Spectres (en Densité spectrale de Puissance – DSP) du bruit produit par l’écoulement en maquette lorsque $L = 19$ mm, pour différentes pression en entrée \tilde{p}_0 croissantes (notée P0 sur la légende des figures). Les deux figures du bas sont un agrandissement de celles du haut sur les spectres jusqu’à 10 kHz.

même donc pour le niveau sonore qui est proportionnel à la puissance du signal acoustique. Les spectres sont donc en accord avec l'augmentation de N_p en fonction de \tilde{p}_0 notée dans la partie précédente.

La forme des spectres est globalement identique : l'amplitude augmente jusqu'à atteindre son maximum à une fréquence f_{max} donnée, puis diminue jusqu'à une certaine fréquence comprise entre 7 et 10 kHz au-delà de laquelle un bruit large bande est observé (Figs. 5.8(a) et 5.8(b)). Celui-ci contribue pour une large partie à la puissance du bruit émis – et encore les spectres sont limités à 20 kHz. Pour les pressions en entrée les plus basses, le maximum évoqué est plus sous la forme d'un large palier – telle la courbe bleue foncée sur la Fig. 5.8(c) correspondant à $\tilde{p}_0 = 224$ Pa. La fréquence f_{max} (ou plage de fréquences) du maximum évolue lorsque la pression en entrée augmente, donc quand le débit et la vitesse dans le canal augmentent également. Les expériences de Heller et Windnall [37], reportées par Stevens [105], sur un obstacle placé dans un tube ouvert à une extrémité ont donné pour résultat un spectre moyen du bruit enregistré en champ lointain variant en fonction d'un nombre de Strouhal $St = \frac{fD}{U}$. Ces variations sont telles que l'amplitude du spectre augmente jusqu'à un maximum atteint pour $St = 1$, puis décroît ensuite. Dans notre cas, l'obstacle peut être assimilé à la langue (avec une constriction de dimension caractéristique D fixe). Si \tilde{p}_0 augmente, il en est de même pour la vitesse moyenne U dans le canal, et dans ce cas le rapport $\frac{D}{U}$ diminue : le maximum à $St = 1$ doit donc être à une fréquence plus élevée. C'est ce qu'on peut observer sur la Fig. 5.8(c) jusqu'à $\tilde{p}_0 = 675$ Pa. Au-delà, l'évolution de la fréquence du maximum d'amplitude est moins nette et semble même diminuer. Il est possible que des fréquences indésirables originaires des réflexions dans la salle expérimentale viennent perturber les spectres. Les spectres du bruit émis par le dernier modèle mécanique de Shadle [104] (voir Sec. 1.3.2) présentent une évolution globale de l'amplitude analogue à la forme des spectres de maquette décrite ci-dessus quand seule la réplique de langue est placée dans le tube. Cependant, le pic à 1500 Hz (Fig. 1.11) ne change pas de fréquence lorsque le débit de l'écoulement varie entre 30 et 60 L/min. Il faut néanmoins noter que la constriction est circulaire au niveau de la langue.

Effet du positionnement de la langue dans le canal

Après avoir étudié l'influence des caractéristiques d'entrée de l'écoulement sur la réponse fréquentielle du bruit résultant, il s'agit maintenant d'analyser les conséquences du déplacement longitudinal de la langue dans le canal de la maquette. Les Figs. 5.9(a) et 5.9(b) montrent les variations spectrales en fonction du paramètre du positionnement de la langue L , pour deux pressions en entrée inférieures à 1000 Pa (dans le domaine de production des fricatives). La forme globale des spectres décrite dans la partie précédente – augmentation de la DSP jusqu'à un pic/seuil, puis baisse jusqu'à la zone du bruit large bande en hautes fréquences – est conservée. Néanmoins, pour les deux positions de langues les plus reculées, il y a deux « paliers » en hautes fréquences : c'est-à-dire une bande de fréquence où l'amplitude varie de ± 3 dB autour d'une valeur moyenne, puis une décroissance rapide de la DSP, et enfin la zone du bruit large bande dans laquelle la DSP décroît progressivement vers les hautes fréquences (20 kHz et supérieures). Le commencement de chaque palier est indiqué par des flèches colorées sur les figures. Les fréquences de départ de ces paliers varient de la façon suivante :

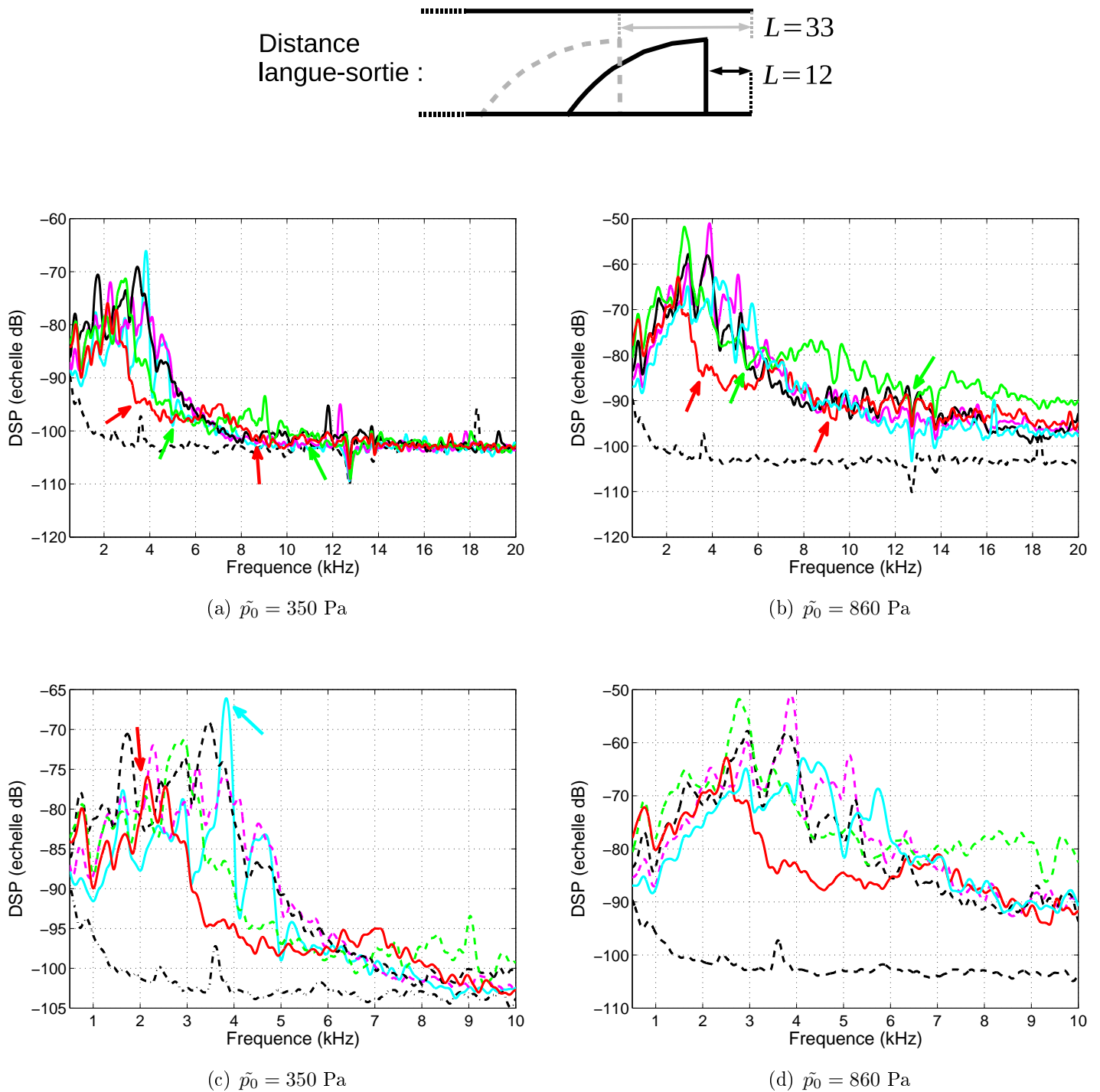


FIGURE 5.9 – Spectres (en Densité spectrale de Puissance – DSP) du bruit produit par l’écoulement en maquette lorsque (a) - (c) $\tilde{p}_0 = 350$ Pa et (b) - (d) $\tilde{p}_0 = 860$ Pa. Le positionnement de la langue est tel que : (cyan) $L = 12$, (magenta) $L = 14$, (noir) $L = 19$, (vert) $L = 25$, (rouge) $L = 33$. Les deux figures du bas sont un agrandissement de celles du haut sur les spectres jusqu’à 10 kHz., et certaines courbes sont en pointillés pour laisser apparaître les deux positions de langue extrêmes. La courbe en traits-points est le spectre du bruit ambiant.

- pour une distance langue-sortie $L = 25$ mm et $\tilde{p}_0 = 350$ Pa, le premier palier commence vers 5 kHz et s'étend sur une large plage fréquentielle avant la décroissance et le passage vers le second palier, qui n'est pas très nette à cause du bruit du fond, mais que l'on pourrait situer vers 11 kHz. Quand \tilde{p}_0 augmente à 860 Pa, le commencement du premier palier est toujours situé à 5 kHz. Le passage vers le deuxième est maintenant plus visible, et positionné vers 12 - 12.5 kHz. Des mesures complémentaires montrent qu'avec des pressions en entrée plus élevées ou légèrement plus basses (jusqu'à 500 Pa), les variations des paliers sont bien visibles et identiques.
- pour $L = 33$ mm, le premier palier à $\tilde{p}_0 = 350$ Pa débute entre 3.5 et 4 kHz et s'étend sur une bande de fréquence de largeur 3 kHz. Après une décroissance de la DSP, le second palier devrait débiter entre 8.5 et 9 kHz, mais étant presque noyé dans le bruit de fond à haute fréquence, il est possible que ce début soit à une fréquence plus élevée. Lorsque la pression et la vitesse de l'écoulement augmentent en entrée du canal, pour $\tilde{p}_0 = 860$ Pa, ces fréquences seuils restent identiques : le premier palier démarre vers 3.5 kHz et le second vers 9 kHz (plus de problème avec le bruit de fond) avec une DSP qui est environ de 5 dB inférieure.

Ces paliers sont également présents sur les spectres du bruit aéroacoustique émis par l'écoulement dans le dernier modèle mécanique de Shadle [104]. Ils sont visibles sur la Fig. 1.11, pour une distance entre la langue mécanique et la sortie du tube de 40 mm. Le début du premier palier varie entre 3 et 4 kHz selon le débit de l'écoulement. Par contre le passage au second palier reste fixé vers 7 kHz. En configuration de langue seule, notre maquette est assez semblable à celle de Shadle d'un point de vue fonctionnel, c'est-à-dire pour cette dernière un tube rond de 19 cm de long et 5 cm de diamètre. La forme de la pièce mécanique de la langue est également proche, sauf qu'elle ne fait pas un arrondi et que la forme de la constriction en bout de langue est circulaire ou triangulaire. L'aire de cette constriction est de 0.1 cm^2 contre 0.6 dans notre cas.

Malgré ces différences de formes, il semble possible de relier les positions des paliers des deux modèles de conduit vocal. Ce qui amène au constat que les fréquences de départ des paliers sont directement reliées au positionnement de la langue dans les tube/canal des répliques. Plus précisément, ces fréquences sont plus hautes lorsque la langue est plus avancée dans le canal, jusqu'à disparition du premier palier entre $L = 24$ et $L = 19$ mm d'après les observations de la Fig. 5.9(b).

Dans la zone basse fréquences – jusqu'à 6 kHz – des spectres, l'augmentation de la DSP jusqu'à un pic/seuil maximum suivie d'une décroissance vers la zone de bruit large bande des hautes fréquences est retrouvée. De plus, les Figs. 5.9(c) et 5.9(d) permettent de constater que le fréquence centrale du pic/seuil est plus basse lorsque la langue recule dans le canal (donc quand L devient plus grand). Sur les figures, la position des pics pour les deux positions de langue extrêmes est indiquée par des flèches colorées : cyan pour $L = 12$ mm et rouge pour $L = 33$ mm. Pour $\tilde{p}_0 = 350$ Pa (Fig. 5.9(c)), les pics sont respectivement à des fréquences de 3850 et 2150 Hz (soit un écart de 1700 Hz). Lorsque \tilde{p}_0 augmente à 860 Pa (Fig. 5.9(d)), celles-ci valent 4200 et 2500 Hz (écart de 1700 Hz). Pour les autres valeurs de L , globalement la fréquence du pic diminue quand la langue recule, mais ce n'est pas toujours très net sur les spectres, surtout pour les positions intermédiaires à $L = 14$ et 19 mm (courbes noire et magenta

en pointillés). Ce déplacement du pic est en lien direct avec l'évolution des fréquences initiales des paliers large bande observée au paragraphe précédent.

Cette relation entre la position fréquentielle du maximum d'amplitude et la distance langue obstacle avait déjà été observée sur une ancienne série de mesures aéroacoustiques sur la maquette (et présentée dans [28]). Ceci est également en accord avec les modèles théoriques développés par Fant ([30] – voir début de la Sec. 1.3.2), et repris par Heinz et Stevens ([36], [105]) : ils ont montré à l'aide de ces modèles théoriques que lorsque la position de la constriction était déplacée vers l'avant du conduit vocal (vers la bouche), le premier pôle de la fonction de transfert associée au conduit vocal est à une fréquence plus élevée (jusqu'à 4000 Hz ou plus avec un [s] pour lequel la langue est très avancée dans le conduit vocal). Leur conduit vocal équivalent ne considérait qu'une seule constriction, tout comme la configuration de maquette avec langue seule abordée dans cette section.

La suite du chapitre va introduire dans la maquette l'obstacle modélisant la rangée de dents : le premier chapitre a montré l'importance de la présence d'un obstacle en aval de la constriction formée par la langue d'après les modèles de la littérature, et les chapitres suivants ont montré l'effet de celui-ci sur les caractéristiques de l'écoulement en maquette. Il va maintenant s'agir de voir quels liens existent avec le bruit aéroacoustique de la maquette, si l'introduction de l'obstacle va permettre de se rapprocher plus d'une production physiologique du conduit vocal lors de la frication à travers l'analyse des niveaux de bruit et des spectres, et si les effets du positionnement de la langue observés jusqu'ici sont conservés ou non.

5.3 Evolution du bruit aéroacoustique par ajout de l'obstacle dans le conduit vocal

Dans cette section, l'étude de toutes les configurations avec obstacle (même lorsque la langue n'est pas présente dans le conduit vocal) est présentée. En effet, l'analyse des mesures de la pression statique du point de vue expérimental dans le chapitre 2 et du point de vue de la modélisation de l'écoulement dans le chapitre 4 a montré une certaine proximité dans l'évolution des caractéristiques de l'écoulement entre le cas obstacle seul et la géométrie complète, surtout pour des petites constriction à l'obstacle. Dans une première partie, la comparaison avec l'étude de Badin sur la prononciation des fricatives va être abordée du point de vue acoustique – elle a été commencée dans la Sec. 2.4.1 avec les corrélations entre débit et pression de l'écoulement traversant la maquette pour certains réglages des paramètres géométriques. Partant du résultat de ces comparaisons avec un cas physiologique, la suite de la section concerne l'analyse des spectres étendue à toute la gamme des ouvertures de la constriction à l'obstacle, afin d'observer les différences qui se présentent au niveau aéroacoustique.

5.3.1 Comparaison du bruit de maquette avec la production de fricatives par un locuteur

Au cours de l'analyse des pressions en entrée de la maquette de la Sec. 2.4.1, les corrélations entre l'évolution du débit \tilde{Q} mesuré et \tilde{p}_0 ont été comparées aux données enregistrées par Badin [5] lors de la production des fricatives [s], [ʃ] et [f]. Avec une ouverture de constriction à l'obstacle $h_2 = 0.6$ mm (soit une aire $A_2 = 0.126\text{cm}^2$) couplée à une longueur langue-obstacle $L_{co} = 3$ ou 5

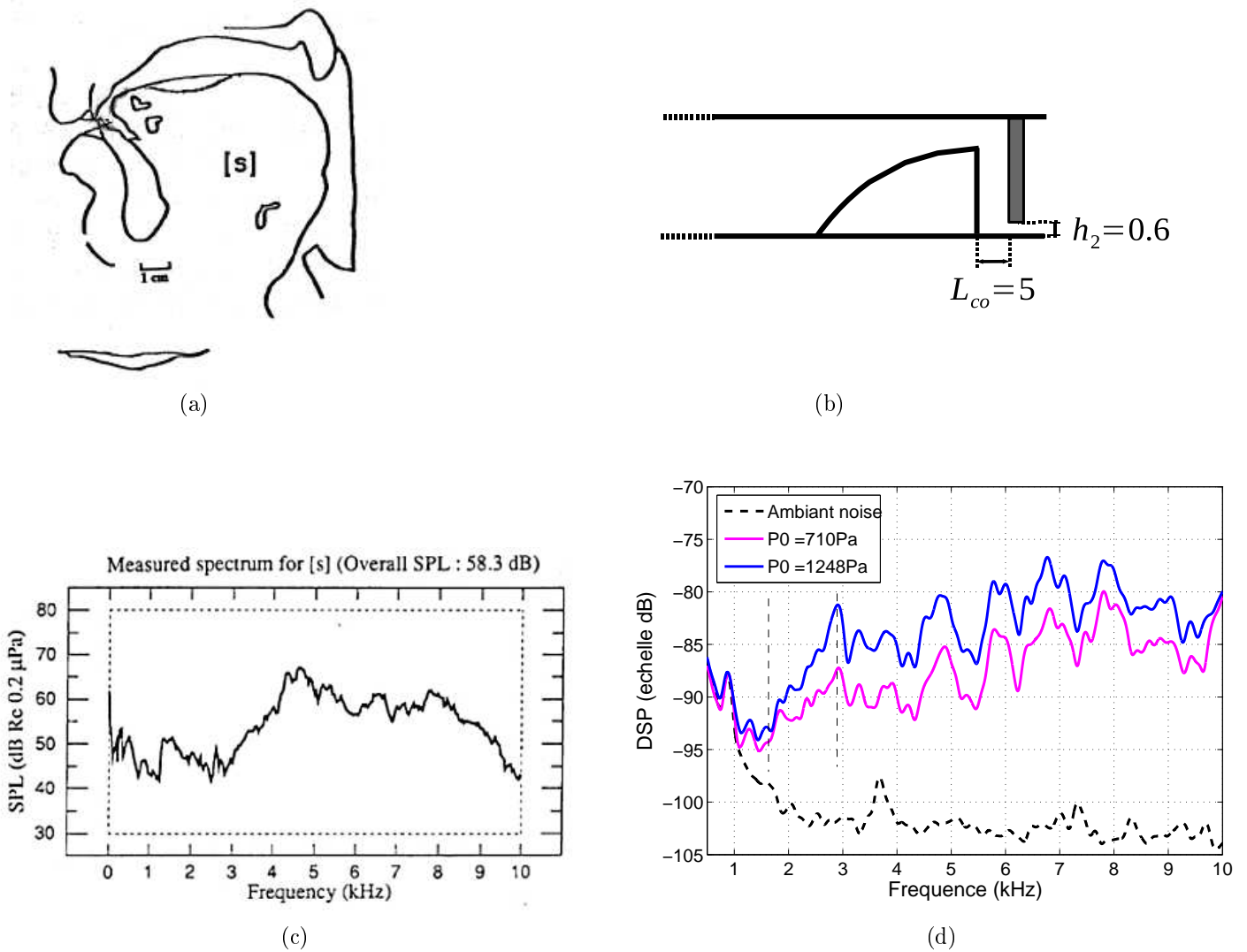


FIGURE 5.10 – A gauche : (a) Coupe médio-sagittale du conduit vocal lors de la prononciation de la fricative [s] par Badin [6], (c) Spectre de l’enregistrement d’un [s] soutenu prononcé par le même locuteur [5] (détails dans le texte). A droite : (b) Partie avale de la maquette avec les paramètres géométriques (L_{co}, h_2) réglés pour correspondre au mieux à la configuration du conduit vocal lors de la production du [s] ; (d) Spectre du bruit émis par l’écoulement en maquette associé à ces paramètres.

mm, une évolution semblable entre $\tilde{Q} = f(\tilde{p}_0)$ et $Q_{mask} = f(\Delta p_{IO})$ a été constatée (les variables de la dernière équation sont respectivement le débit à la sortie du conduit vocal et la pression intra-orale mesurés par Badin lors de la prononciation d’un [s]). Toutefois, quelques réserves sur ce résultat ont été émises. La comparaison entre les données acoustiques de chaque étude va apporter des éléments supplémentaires dans la comparaison de notre modèle mécanique à une production de fricative réelle.

Cas de la consonne [s]

Pour l'enregistrement du signal acoustique pendant la prononciation des consonnes par Badin (sans masque de Rothenberg), un micro B & K a été placé à 20 cm de sa bouche, légèrement hors de l'axe pour éviter les effets indésirables du jet d'air sortant du conduit vocal. Les prises étaient en chambre anéchoïque. L'échantillonnage du signal analogique issu du micro était à une fréquence de 20 kHz, et 500 ms de la partie pendant laquelle la fricative est maintenue ont été conservées pour l'analyse spectrale. Celle-ci a également été effectuée avec la méthode de Welch (avec recouvrement des différentes parties du signal fenêtré).

Un des spectres obtenus – limité à 10 kHz étant donné la fréquence d'échantillonnage – pour la fricative [s] est présenté sur la Fig. 5.10(c). Celui-ci est pour un niveau sonore global d'environ 58 dB_{SPL} , ce qui correspond à une pression intra-orale mesurée entre 300 et 500 Pa (Fig. 4 de [5]). Au-dessus du spectre, une coupe médio-sagittale du conduit vocal du même locuteur prononçant un [s] est représentée, bien que ces acquisitions rayons-X aient été réalisées lors d'une étude différente [6]. On peut se poser la question de la variabilité dans le positionnement des articulateurs entre les deux études ; toutefois, le locuteur possède une certaine habitude de ce genre d'expériences de production de consonnes. D'autre part notre modèle est suffisamment simplifié par rapport à la physiologie du conduit vocal pour que la comparaison ne souffre pas trop du problème de variabilité.

Comme mentionné ci-dessus, la configuration de la maquette pour la comparaison avec le [s] utilise les paramètres géométriques $L_{co} = 5$ mm et $h_2 = 0.6$ mm. En effet, sur la coupe médio-sagittale, la langue est très avancée dans le conduit vocal. Lors des acquisitions avec le masque de Rothenberg, l'aire du minimum de constriction au niveau des dents a été déterminée à 0.1 cm^2 (calculée à partir de l'équation de l'orifice, voir Sec. 2.4.1). Les spectres du bruit émis par la maquette dans cette configuration sont tracés sur la Fig. 5.10(d). Les deux courbes correspondent à deux pressions en entrée différentes : $\tilde{p}_0 = 710$ et 1248 Pa. Les spectres pour des \tilde{p}_0 inférieurs (soit 380 Pa) sont trop bruités. Ces pressions sont plus hautes par rapport à la pression intra-orale qui est mesurée dans le conduit vocal en amont de la constriction formée par la langue, mais la Sec. 2.3 a montré l'existence d'effets de friction dans la partie aval de la maquette entraînant une baisse de la pression statique moyenne allant de 10 à 20 % selon \tilde{p}_0 (Fig. 2.6(c)).

La comparaison entre le spectre du [s] et celui pour $\tilde{p}_0 = 710$ Pa (courbe magenta) permet de voir une forme globale proche avec deux zones visibles. Dans le cas du [s], la première est aux fréquences les plus basses avec un palier allant jusqu'à 3 kHz, suivi d'une augmentation d'amplitude pour finalement atteindre la seconde zone d'un bruit large bande, qui contribue pour une grande part au niveau sonore de la fricative prononcée. La décroissance observée à partir de 8 kHz n'est pas retrouvée sur le spectre d'un [s] prononcé dans une étude de Shadle [101], que l'on peut voir sur la Fig. 1.14 tirée de l'article de Howe et McGowan [46]. Il n'y a pas non plus de décroissance sur le spectre associé au bruit de maquette, et d'autres différences apparaissent : la première zone est plus étroite (jusqu'au trait vertical pointillé à 1.7 kHz) et la partie du bruit large bande démarre vers 3 kHz, au lieu de 4.5 kHz pour le [s] de Badin. De plus, la DSP est légèrement croissante entre 3 et 7.5 kHz sur notre spectre. Néanmoins, malgré des différences auxquelles on pouvait s'attendre étant donné la simplicité de notre modèle et les conditions d'enregistrement acoustique différentes, les caractéristiques générales de la réponse spectrale dans cette configuration de maquette spécifique se rapprochent de la production d'une fricative.

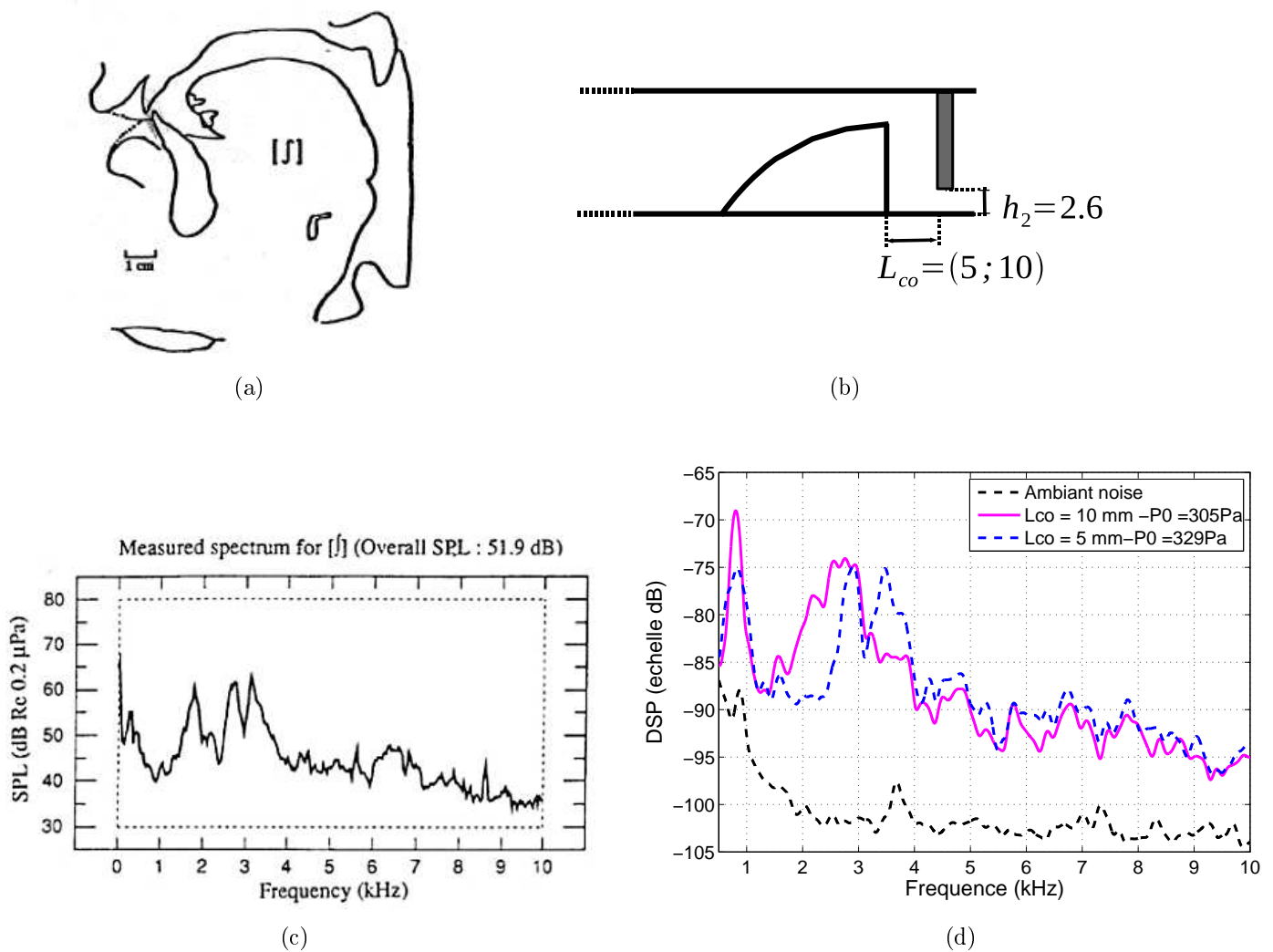


FIGURE 5.11 – A gauche : (a) Coupe médio-sagittale du conduit vocal lors de la prononciation de la fricative [ʃ] par Badin [6], (c) Spectres de l’enregistrement d’un [ʃ] prononcé par le même locuteur [5] (détails dans le texte). A droite : (b) Schéma de la partie avale de la maquette avec les réglages des paramètres géométriques (L_{co} , h_2); (d) Spectre du bruit émis par l’écoulement en maquette associé à ces paramètres.

Comparaison avec la consonne [ʃ]

De la même manière qu’avec le [s], les spectres du bruit d’origine aérodynamique liés à la maquette dont les paramètres géométriques sont $L_{co} = 10$ mm et $h_2 = 2.6$ mm (soit une aire $A_2 = 0.55\text{cm}^2$) sont confrontés à la prononciation de la fricative [ʃ] par Badin [5]. Sur la Fig. 5.11(b), la langue est plus reculée dans le conduit vocal que lors de la production du [s], et en utilisant l’échelle située en bas à gauche de la figure, le bout de la langue est à environ 1 cm de la rangée de dents supérieure. D’où une distance langue-obstacle prise également à 1 cm sur la maquette. En comparaison des aires des constriction supraglottiques minimales physiologiques ([6], [79]), celle de la constriction à l’obstacle sur la maquette est plus grande pour $h_2 = 2.6$ mm.

La Fig. 5.11(c) présente un spectre obtenu lors de la prononciation de la consonne [ʃ] par

Badin. Le niveau sonore global de 52 dB correspond à une pression intra-orale située entre 100 et 300 Pa. La réponse fréquentielle présente un premier pic d'amplitude $20 dB_{SPL}$ situé vers 1.8 kHz. Ensuite entre 2.5 et 4 kHz, deux pics très rapprochés ayant environ la même amplitude sont visibles. Au-delà de 3.5 kHz, il y a une zone de bruit large bande qui ne participe cependant pas autant à l'énergie acoustique totale qu'une fricative [s]. On peut noter la présence des deux pics rapprochés sur le spectre de la Fig. 1.12 issu de l'enregistrement d'un [ʃ] prononcé par un locuteur lors de l'étude de Narayanan et Alwan [78]. La Fig. 5.11(d) présente deux spectres de bruit émis par l'écoulement en maquette :

- celui en bleu correspond aux paramètres géométriques $(L_{co}, h_2) = (10, 2.6)$ mm évoqués plus haut, avec une pression en entrée $\tilde{p}_0 = 305$ Pa. Un premier pic à 790 Hz est visible, suivi d'un second plus large centré à 2.7 kHz avec une amplitude d'environ 15 dB. Au-delà, on trouve également une zone de bruit large bande de faible DSP légèrement décroissante lorsque la fréquence augmente.
- la courbe magenta de cette même figure est pour une distance langue-obstacle $L_{co} = 5$ mm plus courte, et une hauteur $h_2 = 2.6$ mm identique. La pression en entrée est proche de la précédente, avec $\tilde{p}_0 = 329$ Pa. Lorsque la langue est plus proche de l'obstacle, le spectre présente aussi deux pics rapprochés entre 2.5 et 4 kHz (les fréquences des pics sont respectivement 2890 et 3490 Hz), suivis d'une zone de bruit large bande semblable au cas $L_{co} = 10$ mm. On retrouve également le premier pic à 800 Hz – il apparaît également sur les spectres pour les autres distances L_{co} allant jusqu'à 24 mm et les hauteurs de constriction supérieures à 2.6 mm. Ce pourrait être en relation avec une résonance de la cavité antérieure à la langue dans le canal de la maquette, mais alors pourquoi serait-elle annulée lorsque la taille de l'obstacle varie ?

Finalement, le son émis par les deux configurations de maquette présentées ici possède des points communs avec la production de la fricative [ʃ], même si les paramètres géométriques associé au spectre correspondant le mieux sont plus éloignés de la physiologie du conduit vocal – du moins pour ce locuteur, sachant la variabilité dans le positionnement des articulateurs que l'on peut rencontrer d'une personne à l'autre.

5.3.2 Réponse fréquentielle du bruit de maquette en présence de l'obstacle

L'influence du placement de la langue et de la taille de l'obstacle sur les caractéristiques fréquentielles du bruit produit par l'écoulement en maquette sont analysés dans cette partie. Dans un premier temps, le positionnement de la langue est concerné, pour deux ouvertures de constriction à l'obstacle qui chacune sont représentatives de l'un des deux cas décrits dans la partie précédente. Ensuite, c'est les variations de la forme du spectre en fonction de la hauteur même de la constriction qui sont envisagées, pour les seules deux positions extrêmes de la langue dans le canal.

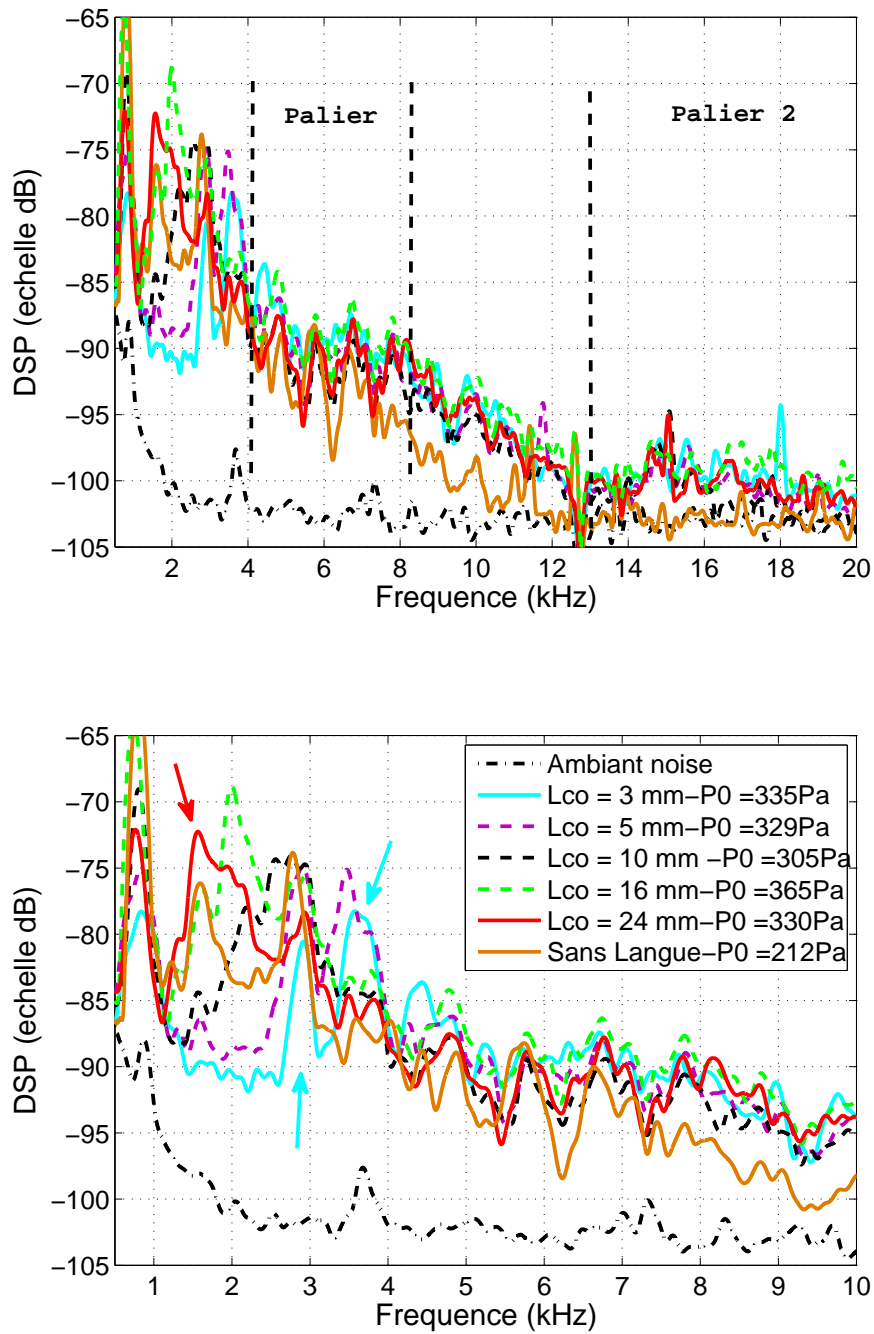


FIGURE 5.12 – Spectres (en Densité spectrale de Puissance – DSP) du bruit produit par l’écoulement en maquette en présence de l’obstacle, pour une ouverture de constriction $h_2 = 2.6$ mm.

Effet du positionnement longitudinal de la langue pour différentes obstructions du canal

La premier cas considéré est celui où $h_2 = 2.6$ mm, qui fait partie du regroupement des hauteurs de constriction à l’obstacle comprenant également 5.5 et 6.8 mm (de 58 à 84 %

d'obstruction du canal, tel qu $h_2 > h_1$ ou $h_2 \simeq h_1$ – voir bilans des chapitres 2 et 4). Les spectres sont tracés sur deux figures : la première est la Fig. 5.12(a) qui concerne toutes les valeurs de la longueur langue-obstacle et aussi le cas où la langue est absente du canal. La pression d'entrée est comprise entre 300 et 370 Pa. On remarque une répartition spectrale globale semblable à ce qui a été observé avec la maquette en configuration Langue Seule (Fig. 5.8(a)), avec les détails suivants :

- entre 0 et 4 kHz, la DSP est élevée avec des pics à des fréquences variables qui dépendent de la distance L_{co} . L'évolution de ces fréquences sera détaillée plus bas. On retrouve le pic entre 750 et 850 Hz qui a déjà été remarqué lors de la comparaison avec la fricative [j] : il est également présent lorsque la langue n'est pas dans la maquette, à une fréquence centrale de 800 Hz.
- entre 4 et 8 kHz, le spectre atteint un palier au niveau duquel les variations de la DSP sont inférieures à 10 dB. Ceci a également été observé dans le cas de la langue seule, et avec le modèle mécanique de Shadle [104]. Sauf que maintenant, en présence de l'obstacle, le palier est présent quelque soit la position de la langue dans le conduit – en configuration LS, il n'était visible qu'avec les deux positions les plus reculées. Lorsque seul l'obstacle est présent sur la maquette, la DSP décroît progressivement à partir de 4 kHz (mieux visible sur la Fig. 5.12(b)) jusqu'à atteindre le niveau du bruit de fond à 13 kHz.
- pour les configurations avec langue, la DSP décroît également à partir de 8 kHz jusqu'à atteindre le second palier à partir de 13 kHz. Sur la Fig. 5.12(a), celui-ci est très proche du niveau du bruit de fond, mais pour des pressions en entrée plus élevées, ce deuxième palier est nettement au-dessus. Sur le modèle mécanique de Shadle [104] avec lequel la configuration LS a été comparée (Sec. 5.2.2), on ne voit plus de tels paliers lorsque les deux obstacles de forme triangulaire – modélisant les deux rangées de dents – sont placés en aval de la langue.

Concernant la bande de fréquences entre 0 et 4 kHz, mis à part le premier pic commun autour de 800 Hz, une augmentation de la DSP vers un pic (ou un double-pic tel que celui observé pour la fricative [j]) est observée, suivie d'une décroissance vers le premier palier. Les fréquences de ce second pic sont :

- 2920 et 3650 Hz (double-pic) quand $L_{co} = 3$ mm
- 2900 et 3470 Hz (double-pic) quand $L_{co} = 5$ mm
- 2700 Hz (pic large) quand $L_{co} = 10$ mm
- 1990 Hz quand $L_{co} = 16$ mm
- 1550 Hz quand $L_{co} = 24$ mm
- 1590 et 2785 Hz (deux pics plus éloignés) quand la langue est absente

De même que dans le cas où seule la langue est présente, la fréquence du ou des pics diminue lorsque la langue est reculée dans le canal de la maquette. De plus, le doublement du pic disparaît également au-delà d'une certaine distance langue-obstacle située entre 5 et 10 mm – on ne distingue plus clairement les deux pour $L_{co} = 10$ mm.

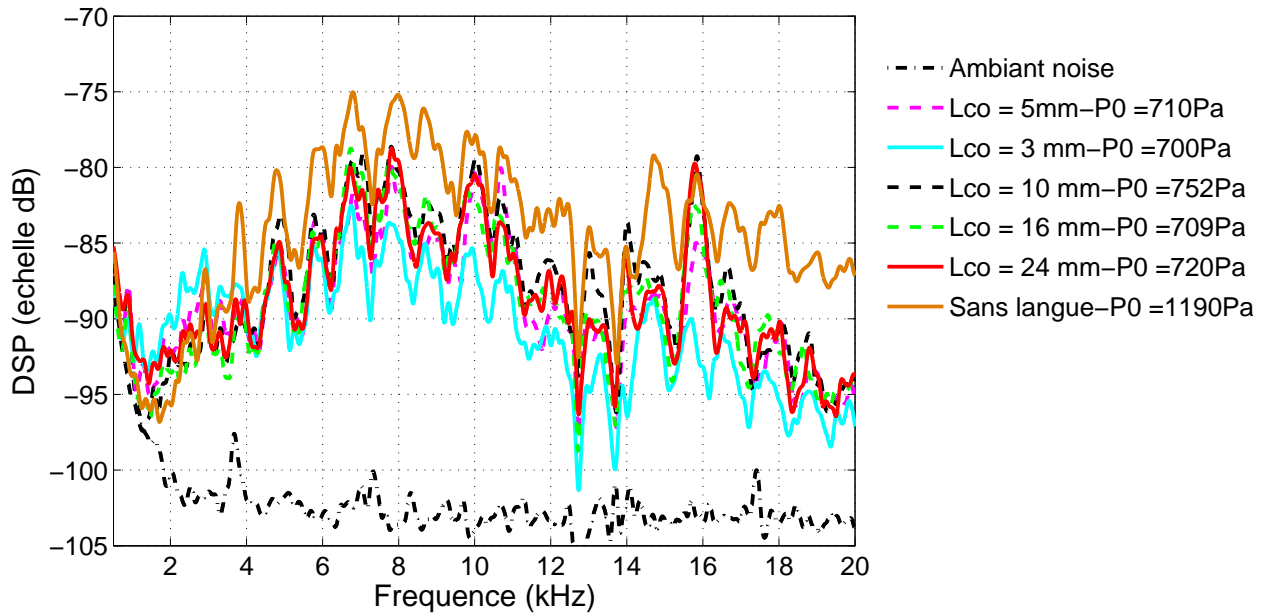


FIGURE 5.13 – Spectres entre 0 et 20 kHz (en Densité spectrale de Puissance – DSP) du bruit produit par l’écoulement en maquette en présence de l’obstacle, pour une ouverture de constriction $h_2 = 0.6$ mm.

Dans le cas des petites hauteurs de la constriction à l’obstacle ($h_2 = 1.5$ et 0.6 mm $< h_1$) on retrouve un point en commun avec l’évolution des pressions statiques. La Fig. 5.13 présente les variations spectrales en fonction des différentes distances langue-obstacle lorsque $h_2 = 0.6$ mm (le cas proche de la fricative [s]) : il est visible que bouger longitudinalement la langue dans le conduit de la maquette n’a qu’un effet moindre sur la répartition fréquentielle du bruit produit par l’écoulement. Néanmoins, un pic apparaît aux alentours de 16 kHz lorsque la distance-langue obstacle augmente – cependant il n’est pas présent sur la Fig. 5.14(d), ni pour d’autres pressions \tilde{p}_0 . L’allure globale du spectre est également semblable lorsque seul l’obstacle est présent dans le canal (sur la Fig. 5.13, la DSP est plus élevée car la pression en entrée est à 1190 Pa contre 700-750 Pa pour les autres courbes).

Influence de la hauteur de la constriction sur l’allure des spectres

Sur les Figs. 5.14(a) à 5.14(d) sont tracés les spectres du bruit de maquette relatifs à la variation du paramètre h_2 , pour les deux positions extrêmes de la langue dans le canal. Les figures sont séparées selon les deux cas liés à la hauteur de la constriction h_2 relativement à celle de h_1 qui ont été établis suite à l’observation des mesures de pression statique (voir bilan du Chapitre 2) :

→ *Cas 1* : lorsque $2.6 \leq h_2 \leq 6.8$ mm, la description faite dans la partie précédente sur l’influence du positionnement de la langue est retrouvée : une zone avec des pics d’énergie, dont le premier pic aux alentours de 800 Hz, suivie d’un palier, d’une décroissance de la DSP jusqu’à 13 kHz, puis du second palier. Cette allure générale du spectre est conservée

Hauteur de
constriction à
l'obstacle :

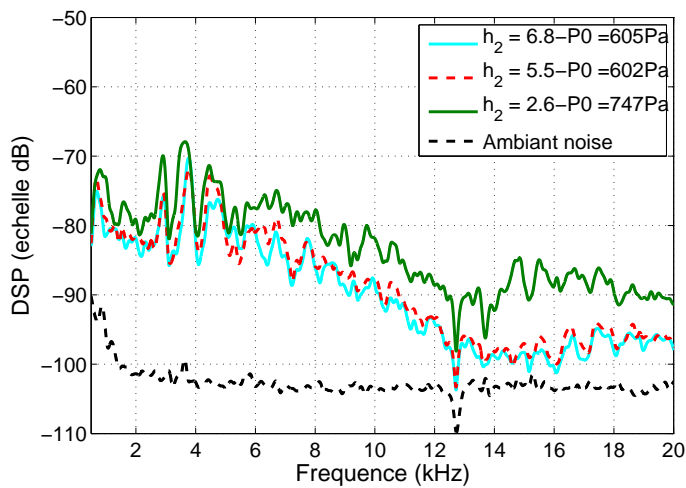
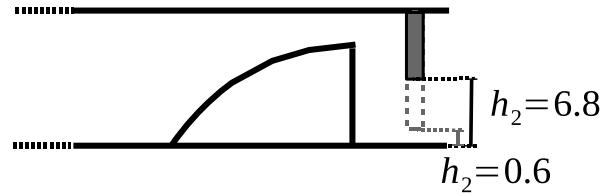
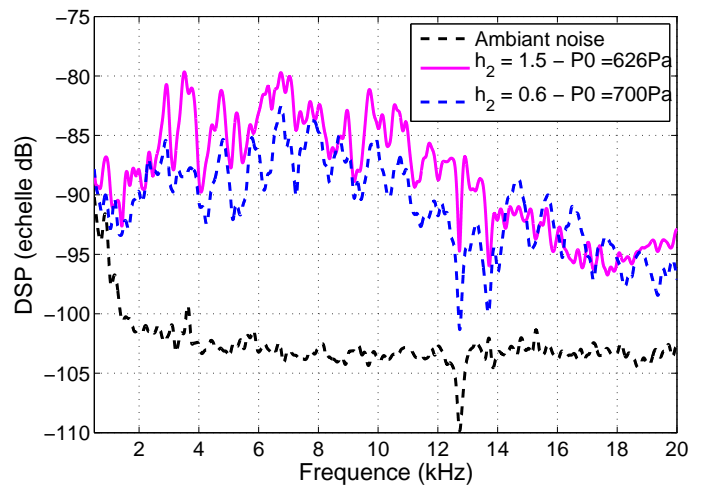
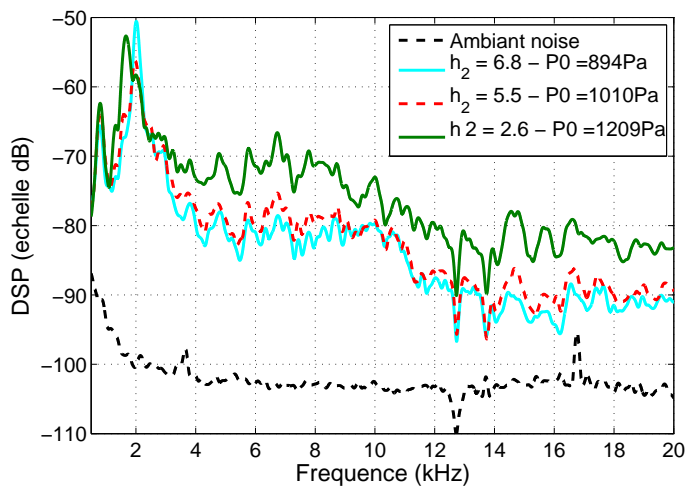
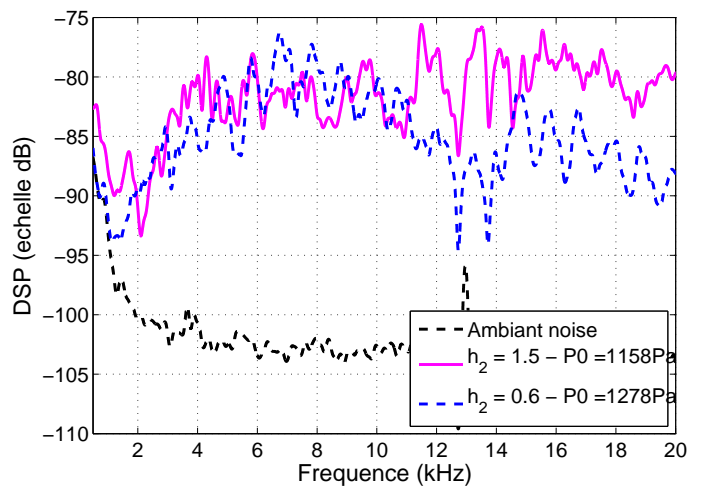
(a) $L_{co} = 3$ mm(b) $L_{co} = 3$ mm(c) $L_{co} = 24$ mm(d) $L_{co} = 24$ mm

FIGURE 5.14 – Spectres (en Densité spectrale de Puissance – DSP) du bruit produit par l'écoulement en maquette pour les différentes hauteurs de constriction h_2 à l'obstacle. Les deux positions longitudinales de langue sont présentées : (a) et (b) $L_{co} = 3$ mm, (c) et (d) $L_{co} = 24$ mm. La courbe en traits-points est le spectre du bruit ambiant.

lorsque h_2 diminue de 6.8 à 2.6 mm (respectivement de 58 à 84 % d'obstruction). Après celui à 800 Hz, les pics d'énergie ne sont pas exactement aux mêmes fréquences. Pour le seul pic lorsque $L_{co} = 24$ mm :

2000 Hz quand $h_2 = 6.8$ mm
 1975 Hz quand $h_2 = 5.5$ mm
 1670 Hz quand $h_2 = 2.6$ mm

et lorsque $L_{co} = 3$ mm, il y a maintenant 3 autres pics – sûrement à cause de la pression en entrée plus importante (ici 600 -750 contre 300 - 350 sur la Fig. 5.12(b)) – qui sont répartis de la façon suivante :

2920, 3770 et 4470 - 4770 Hz quand $h_2 = 6.8$ mm
 2920, 3770 et 4470 Hz quand $h_2 = 5.5$ mm
 2910, 3630 et 4460 Hz quand $h_2 = 2.6$ mm

Les fréquences des pics, et l'allure des spectres en général, des deux ouvertures de constriction de 6.8 et 5.5 mm sont quasi-identiques. Une proximité entre ces deux cas pour les pressions statiques mesurées a également été observée (Sec. 2.4.1 et 2.4.2) surtout quand $L_{co} = 3$ mm, que ce soit au niveau de la pression en entrée \tilde{p}_0 , ou pour l'évolution de \tilde{p}_1 et \tilde{p}_2 plus en aval du conduit de la maquette. Et pour $L_{co} = 24$ mm, la différence de 25 Hz vient probablement des spectres qui ont été pris avec 116 Pa de différence sur \tilde{p}_0 .

→ *Cas 2* ($h_2 = 1.5$ et 0.6 mm) : malgré la faible différence de 1.1 mm (soit 7 % de la hauteur h_t du canal de la maquette) entre $h_2 = 2.6$ et 1.5 mm, les spectres du bruit produit par l'écoulement traversant la maquette sont sensiblement différents. Une remarque concernant l'amplitude globale des spectres : on peut voir sur les figures que celle-ci est nettement moins élevée dans le cas présent par rapport au *Cas 1*. Ceci vient du fait qu'à \tilde{p}_0 identique, le nombre de Reynolds (ou débit) de l'écoulement traversant le canal de la maquette est plus faible quand $h_2 = 0.6$ ou 1.5 mm, et donc aussi l'intensité acoustique qui varie selon le nombre de Mach [84].

Au niveau de l'allure des spectres, la zone avec les pics d'énergie n'est plus présente, de même que le premier pic à 800 Hz. Quelque soit la position de la langue, une zone liée à un bruit large bande débute vers 4 kHz quand $h_2 = 1.5$ mm, précédée d'une croissance de la DSP. Pour $h_2 = 0.6$ mm, le début de cette zone est moins net, situé entre 5 et 7 kHz. Ces caractéristiques sont présentes pour les deux hauteurs de constriction 0.6 et 1.5 mm. D'ailleurs, l'amplitude spectrale globale est légèrement plus grande dans le cas où $h_2 = 1.5$: ceci est sûrement relié au fait que la pression \tilde{p}_2 dans la constriction d'obstacle était plus basse – et donc la vitesse en constriction plus élevée – pour cette hauteur de constriction qu'avec $h_2 = 0.6$ mm. Une telle allure du spectre (proche de ceux de la fricative [s]) a été observé par Shadle [100] sur son modèle de niveau 1 (représenté sur la Fig. 1.8 lorsque son obstacle est présent, mais celui-ci n'obstrue que 50 % de la section du canal circulaire. La synthèse d'un [s] avec le modèle avec sources acoustiques par Narayanan *et al.* [78] a produit une allure similaire avec deux dipôles placés à 9 et 12 mm de la sortie de leur conduit vocal modélisé (le modèle a été décrit plus en détail dans la Sec. 1.3.3).

5.4 Bilan du chapitre

La première section de ce chapitre porté sur l'aéroacoustique du modèle de conduit vocal a présenté un banc expérimental analogue a celui des mesures de pression statique, mais équipé d'une antenne de microphones qui a permis de mesurer le bruit en champ lointain pour la maquette dans ses différentes configurations. Les signaux enregistrés ont été traités par une méthode d'analyse spectrale pour permettre l'étude des effets des différents paramètres du modèle physique sur les variations fréquentielles du bruit.

La maquette en configuration de langue seule a tout d'abord été étudiée du point de vue du niveau sonore global du bruit en fonction de la position de la langue dans le canal et de la pression en entrée. On a constaté que les niveaux sonores pour les cinq longueurs langue-sortie variant entre $L = 12$ et $L = 33$ mm étaient compris dans un intervalle de 10 dB_{SPL} . Cependant, la pression en entrée en fonction du débit est indépendante de L , donc ces écarts sont dus à un phénomène ayant lieu en aval de la constriction à la langue. De plus, l'émission acoustique en sortie de maquette semble présenter un caractère directif particulier. Les spectres comprennent deux zones principales : la première contient une grande partie de l'énergie, dans laquelle l'amplitude spectrale est croissante jusqu'à un pic/palier maximum puis décroît jusqu'à atteindre une seconde zone de bruit large bande. La fréquence centrale du pic dépend à la fois de la pression en entrée et de la position de la langue dans le canal. Dans la seconde zone, deux paliers distincts de bruit large bande sont visibles lorsque la langue est suffisamment reculée dans le canal : ceci peut être relié à la formation du jet pariétal en aval de la langue, qui est certainement plus développé avec une langue plus reculée et qui interagit avec la paroi supérieure du canal sur une plus grande distance.

En présence des deux articulateurs que sont l'obstacle et la langue, la maquette est dans sa configuration la plus complète : la comparaison des spectres du bruit pour des réglages des paramètres géométriques ($L_{co} = 5$ mm et $h_2 = 0.6$ mm) proches du positionnement d'articulateurs dans le conduit vocal lors de la prononciation d'une consonne [s] par deux locuteurs est bonne d'un point vue de la forme spectrale. Dans le cas de la consonne [f], les deux pics rapprochés entre 2.5 et 4 kHz observés pour deux locuteurs sont retrouvés lorsque la hauteur de constriction est de $h_2 = 2.6$ mm avec une longueur langue-obstacle $L_{co} = 5$ mm.

Tout comme l'évolution des pressions statiques dans la maquette, la forme des spectres est étroitement dépendante de la hauteur de la constriction à l'obstacle h_2 . Dans le cas où $h_2 \geq 2.6$ mm, une forme spectrale proche du cas langue seule est retrouvée, avec les deux paliers de bruit large bande – non présents dans le cas sans langue. Tant la distance langue-obstacle que la hauteur de la constriction à l'obstacle ont une influence sur la répartition et la position des pics d'énergie dans la zone basse fréquence du spectre.

Avec les plus petites constriction ($h_2 \leq 1.5$ mm), la forme spectrale – qui est celle observée lors de la comparaison avec le [s] – est peu affectée par le positionnement de la langue, comme c'était le cas pour les pressions statiques aux différents points de la maquette. Suite à l'analyse des modèles d'écoulement, il a été observé que les phénomènes turbulents à l'intérieur et en aval de la constriction à l'obstacle semblent importants (voir bilan du chapitre 4). Le fait d'avoir une forme spectrale proche entre la maquette avec obstacle seul et la configuration complète est en accord avec cette précédente observation.

Bilan global et perspectives

La production des consonnes fricatives implique des phénomènes aérodynamiques et aéroacoustiques complexes qui sont difficilement observables lors d'une prononciation par un sujet à cause de techniques de quantification de la turbulence non-adaptées à l'humain et également à cause de la variabilité inter-locuteurs. On en vient donc à la modélisation du conduit vocal et de ses articulateurs pour observer et comprendre ces phénomènes liés à la production de fricatives. Les études, tant théoriques que celles basées sur des modèles mécaniques ou des modèles de synthèse vocale, ont montré l'importance de la constriction formée par la langue et le palais dans la formation d'un jet turbulent, ainsi que la présence d'un obstacle – analogue aux dents – sur le bruit d'origine aérodynamique produit.

A partir de ces observations, et également à partir des données physiologiques sur le positionnement et le dimensionnement des articulateurs recueillies dans la littérature, un modèle physique du conduit vocal comportant deux articulateurs – une “langue” et une “rangée de dents” – a été conçu. L'objectif a été d'étudier l'influence sur les caractéristiques de l'écoulement et sur la production aéroacoustique d'un nombre limité de paramètres qui sont :

↔ la distance entre la langue et l'obstacle L_{co} (ou la distance entre la langue et la sortie du conduit L en l'absence de l'obstacle)

↕ la hauteur de la constriction h_2 formée au niveau de l'obstacle

⇒ la pression en entrée du modèle de conduit vocal

L'étude de la pression statique de l'écoulement du modèle de conduit vocal a été réalisée selon deux voies différentes : expérimentalement sur la maquette et par le biais d'une modélisation théorique incluant des effets liés à la turbulence de l'écoulement dans l'estimation de la pression statique. L'étude du modèle de conduit vocal a été complétée par l'analyse du bruit d'origine aérodynamique pour les différentes configurations de la maquette. Les principales observations sont les suivantes :

↔ lorsque seule la langue est présente dans le canal, la pression en entrée est indépendante de la distance langue-sortie L . Ce n'est plus le cas des pressions au niveau de la langue ou en aval de celle-ci, ni pour les niveaux sonores du bruit et sa répartition spectrale. Les changements dans le développement du jet pariétal en sortie de la constriction du fait du recul de la langue dans le canal doivent être à l'origine des variations observées, ce qui va dans le sens du comportement du modèle basé sur l'élargissement de section (TJ), qui estime le mieux la pression au niveau du bout de la langue.

↑ en présence de l'obstacle, la hauteur de constriction h_2 est le paramètre géométrique prépondérant dans l'évolution des valeurs de pression en divers points du conduit et dans les modifications de la forme des spectres du bruit selon deux cas : $h_2 \leq 1.5$ mm et $h_2 \geq 2.6$ mm. Une transition dans le comportement de l'écoulement a lieu entre 2.6 et 1.5 mm d'ouverture. Avec le modèle de conduit vocal complet, le positionnement de la langue vis-à-vis de l'obstacle (paramètre L_{co}) a une influence visible sur les caractéristiques de l'écoulement lorsque $h_2 \geq 2.6$ mm, c'est-à-dire lorsque h_2 est supérieure ou proche de la hauteur h_1 de la constriction à la langue.

→ l'influence des paramètres sur les caractéristiques de l'écoulement estimées avec les modèles théoriques d'écoulements est qualitativement retrouvée en amont de l'obstacle. Particulièrement, l'introduction des pertes de charge dues au passage de l'écoulement en conduite coudée (modèles TC et TCJ) permet une bonne estimation du débit et de la pression : le comportement de l'écoulement en maquette entre la langue et l'obstacle serait analogue au passage d'un écoulement turbulent en conduite coudée, avec la présence de zones de recirculation. L'évolution correcte de la pression p_2 dans la constriction d'obstacle en fonction de h_2 est difficile à estimer avec nos modèles qui ont mis en avant l'importance des phénomènes turbulents à l'intérieur et en aval de la constriction, surtout dans le cas des petites ouvertures de constriction (0.6 et 1.5 mm). La prise en compte des effets de viscosité de l'écoulement turbulent par friction avec les parois du canal est également importante pour une bonne estimation de la pression statique. Finalement, ces modèles analytiques d'écoulement permettent un apport dans la compréhension du comportement de l'écoulement en maquette.

Les caractéristiques communes des spectres du bruit de maquette avec des spectres issus de la prononciation de fricatives par des locuteurs a montré que l'étude des phénomènes aéroacoustiques avec notre modèle physique peut apporter des éléments dans la compréhension globale des mécanismes de friction. La maquette en configuration complète était au départ analogue au positionnement des articulateurs dans le conduit vocal lors de la prononciation d'un [s] ou [ʃ], et ces caractéristiques spectrales communes ont été retrouvées respectivement avec des ouvertures de constriction à l'obstacle $h_2 = 0.6$ mm et $h_2 = 2.6$ mm, avec donc des mécanismes de production du bruit différents par rapport au deux cas extraits suite à l'étude de l'influence des paramètres.

Suite aux premiers résultats sur l'étude du modèle physique présentés dans ce manuscrit, des perspectives dans la poursuite de ces travaux ressortent, notamment au niveau expérimental :

- examiner les fluctuations des pressions mesurées par les transducteurs sur l'écoulement en maquette par le biais de l'analyse spectrale, en relation avec les spectres du bruit produit par l'écoulement en maquette. Ceci permettrait d'établir plus de relations entre les phénomènes turbulents dans l'écoulement et l'évolution des caractéristiques spectrales du bruit.
- des visualisations de l'écoulement à l'intérieur de la maquette qui serait rendu partiellement transparente pourrait permettre la confirmation de certains des résultats présentés suite à l'analyse de la pression statique (détection de zones de recirculation par exemple).

Dans cette optique, pour aller encore plus loin, le champ de vitesse de l'écoulement pourrait être mesuré localement à la sortie des constriction par Anémométrie à Film Chaud, et ces mesures étendues à une zone plus large avec la Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) – notamment en aval du bout de la langue.

→ à plus long terme, il serait possible d'améliorer le réalisme et la complexité de la maquette, en ajoutant par exemple un second obstacle pour modéliser la rangée de dents inférieure, ou rendre la forme des constriction elliptique.

Bibliographie

- [1] N. ABOUTABIT, D. BEAUTEMPS, AND L. BESACIER, *Characterization of cued speech vowels from the inner lip contour*, in Interspeech 2006, Pittsburg : États-Unis d'Amérique, 2006.
- [2] H. ABRAHAMSSON, B. JOHANSSON, AND L. LÖFDAHL, *A turbulent plane two-dimensional wall-jet in a quiescent surrounding*, Eur. J. Mech. B/Fluids, 13 (1994), pp. 533–556.
- [3] J. ANAGNOSTOPOULOS AND D. MATHIOULAKIS, *A flow study around a time-dependent 3-D asymmetric constriction*, Journal of Fluids and structure, 19 (2004), pp. 49–62.
- [4] J. ANTHOINE, *Fundamentals of aeroacoustical analogies*, in VKI Lecture Series "Basics of Aeroacoustics and Thermoacoustics", Von Karman Institute, December 2007.
- [5] P. BADIN, *Acoustics of voiceless fricatives : production theory and data*, STL-QPSR, 3 (1989), pp. 33–55.
- [6] ———, *Fricative consonants : acoustic and x-ray measurements*, Journal of Phonetics, 19 (1991), pp. 397–408.
- [7] ———, *A model of frication noise source based on data from fricative consonants in vowel context*, 13th ICPHS, 2 (1995), pp. 202–205.
- [8] C. BAILLY AND G. COMTE-BELLOT, *Turbulence*, CNRS Editions, 2003.
- [9] L. BAILLY, *Interaction entre cordes vocales et bandes ventriculaires en phonation : exploration in-vivo, modélisation physique, validation in-vitro*, PhD thesis, Université du Maine, 2009.
- [10] L. BAILLY, X. PELORSON, N. HENRICH, AND N. RUTY, *Influence of a constriction in the near field of the vocal folds : physical modeling and experimental validation*, Journal of Acoustical Society of America, 124 (5) (2008), pp. 3296–3308.
- [11] F. BASTIN, P. LAFON, AND S. CANDEL, *Computation of jet mixing noise due to coherent structures : the plane jet case*, Journal of Fluid Mechanics, 335 (1997), pp. 261–304.
- [12] D. BEAUTEMPS, P. BADIN, AND R. LABOISSIÈRE, *Deriving vocal-tract area functions from midsagittal profiles and formant frequencies : A new model for vowels and fricative consonants based on experimental data*, Speech Communication, 16 (1994), pp. 27–47.
- [13] R. BLEVINS, *Applied fluid dynamics handbook*, 1992.
- [14] L. BOE, J. SCHWARTZ, AND N. VALLÉE, *La parole : des modèles cognitifs aux machines communicantes*, Escudier, P. et Schwartz, J.L., 2000, ch. Tendances des structures phonologiques : le poids de la forme sur la substance, pp. 283–323.
- [15] J. BOREE, *Cours de Turbulence*, Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aéro-technique, 2006.

- [16] BRUEL&KJAER, *www.bksv.fr*, 2008.
- [17] S. BUCHAILLARD, *Activations musculaires et mouvements linguaux : modélisation en parole naturelle et pathologique*, PhD thesis, Université Joseph Fourier, Grenoble, 2007.
- [18] CALLIOPE, *La parole et son traitement automatique*, 1989.
- [19] P. CHASSAING, *Mécanique des fluides : éléments d'un premier parcours*, 2000.
- [20] —, *Turbulence en mécanique des fluides*, Polytech, 2000.
- [21] J. CISONNI, *Modélisation et inversion d'un système complexe de production de signaux acoustiques*, PhD thesis, INPG, 2008.
- [22] J. CISONNI, A. VAN HIRTUM, X. PELORSON, AND J. WILLEMS, *Theoretical simulation and experimental validation of inverse quasi-one-dimensional steady and unsteady glottal flow models*, Journal of Acoustical Society of America, 124 (1) (2008), pp. 535–545.
- [23] P. COLE, *Respiratory Function of The Upper Airway*, Mathew, O. P. and Sant'Ambrogio, G., 1988, ch. 12. Modification of Inspired Air, pp. 415–440.
- [24] G. COMTE-BELLOT, J. SCHON, AND G. CHARNAY, *Anémomètres à fil ou à film chaud*. <http://www.techniques-ingenieur.fr>, 1994.
- [25] F. COTTET, *Traitement des signaux et acquisition de données*, 2009.
- [26] N. CURLE, *Influence of solid boundaries upon aerodynamic sound*, Proceedings of the Royal Society of London - A, 231 (1955), pp. 505–514.
- [27] J. G. ERIKSSON, R. I. KARLSSON, AND J. PERSSON, *An experimental study of a two-dimensional plane turbulent jet*, Experiments in fluids, 25 (1998), pp. 50–60.
- [28] O. ESTIENNE, A. VAN HIRTUM, H. BAILLIET, AND X. PELORSON, *Experimental study of sound production for constricted channels : application to simplified vocal tract geometries*, in Proceedings of the 12th European Turbulence Conference, Marburg, Sept. 2009.
- [29] S. FAHAS, *Mesures aérodynamiques sur des maquettes du conduit vocal : application au masque de Rothenberg*, Master's thesis, Ecole de Physique de Grenoble, Université Joseph Fourier, 1997.
- [30] C. FANT, *The Acoustic Theory of Speech Production*, Mouton and Co., 1960.
- [31] E. FERNANDES, *Experimental methods in thermo - acoustics*, in VKI Lecture Series "Basics of Aeroacoustics and Thermoacoustics", Von Karman Institute, 2007.
- [32] E. GARDNER AND R. O'RAHILLY, *Anatomy (fifth edition)*, 1986.
- [33] W. GEORGE, H. ABRAHAMSSON, J. ERIKSSON, R. KARLSSON, L. LÖFDAHL, AND M. WOSNIK, *A similarity theory for the turbulent plane wall jet without external stream*, Journal of Fluid Mechanics, 425 (2000), pp. 367–411.
- [34] X. GLOERFELT AND P. LAFON, *Direct computation of the noise induced by a turbulent flow through a diaphragm in a duct at low mach number*, Computers & Fluids, 37 (2008), pp. 388–401.
- [35] X. GRANDCHAMP, *Modélisation physique des écoulements turbulents appliqué aux voies aériennes supérieures chez l'humain*, PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2009.

- [36] J. HEINZ, *Sound generation by turbulent flow in an acoustic resonator*, Master's thesis, MIT, Cambridge, 1958.
- [37] H. HELLER AND S. WIDNALL, *Sound radiation from rigid flow spoilers correlated with fluctuating forces*, *Journal of the Acoustical Society of America*, 47 (1970), pp. 924–936.
- [38] H. HIROFUMI AND Y. NAGANO, *Direct numerical simulation of turbulent heat transfer plane impinging jet*, *International Journal of Heat and fluid flow*, 25 (2004), pp. 749–758.
- [39] A. HIRSCHBERG, *Introduction to aeroacoustics of internal flows*, in VKI Lecture Series "Basics of Aeroacoustics end Thermoacoustics", Von Karman Institute, December 2007.
- [40] A. HIRSCHBERG AND S. RIENSTRA, *Introduction to Aeroacoustics*, 2004.
- [41] T. HIXON, *Turbulent noise sources for speech*, *Folia Phoniatic.*, 18 (1966), pp. 168–182.
- [42] T. HIXON, F. MINIFIE, AND C. TAIT, *Correlates of turbulent noise production for speech*, *Journal of Speech Hearing Research*, 10 (1967), pp. 133–140.
- [43] G. C. J. HOFMANS, *Vortex Sound in confined flow*, PhD thesis, Technical University of Eindhoven, 1998.
- [44] M. HOWE, *Contributions to the theory of aerodynamic sound with application to excess jet noise and the theory of the flute*, *Journal of Fluid Mechanics*, 71 (4) (1975), pp. 625–673.
- [45] M. HOWE, *Acoustics of fluid-structure interactions*, Cambridge University Press, 1998.
- [46] M. HOWE AND R. MCGOWAN, *Aeroacoustics of [s]*, *Proc. R. Soc. A*, 461 (2005), pp. 1005–1028.
- [47] T. IGNATIUS AND E. RHATAKRISHNAN, *Studies on oblic impinging subsonic and sonic jets*, *Fluid Dynamics Research*, 18 (1996), pp. 183–198.
- [48] P. JACKSON AND C. SHADLE, *Aeroacoustic modelling of voiced and unvoiced fricatives based on MRI data*, *Proceedings of 5th International Seminar on Speech Production*, 1 (2000), pp. 185–188.
- [49] L. JESUS AND C. SHADLE, *A parametric study of the spectral characteristics of european portuguese fricatives*, *Journal of Phonetics*, 30 (2002), pp. 437–464.
- [50] A. JONGMAN, R. WAYLAND, AND W. SERENA, *Acoustic characteristics of english fricatives*, *Journal of Acoustical Society of America*, 108 (3) (2000), pp. 1252–1263.
- [51] P. JORDAN AND Y. GERVAIS, *Subsonic jet aeroacoustics : associating experiment, modelling and simulation*, *Experiments in fluids*, 44 (2008), pp. 1–21.
- [52] R. KARLSSON, J. ERIKSSON, AND J. PERSSON, *LDV measurements in a plane wall-jet in a large enclosure*, *Laser Techniques and Application in Fluid Mechanics*, (1993), pp. 311–332.
- [53] J. KAUFMAN AND K. FARHAMAND, *In vivo measurements of human oral cavity heat and water vapor transport*, *Respiratory Physiology & Neurobiology*, 150 (2006), pp. 261–277.
- [54] A. KOLMOGOROV, *The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers*, *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, 30 (1941), pp. 741–773.
- [55] ———, *On degeneration of isotropic turbulence in an incompressible viscous liquid*, *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, 31 (1941), pp. 538–541.
- [56] M. KRANE, *Aeroacoustic production of low-frequency unvoiced speech sounds*, *Journal of the Acoustical Society of America*, 118 (1) (2005), pp. 410–427.

- [57] P. LADEFOGED, *Vowels and consonants*, 2008.
- [58] P. LADEFOGED AND I. MADDIESON, *The sounds of the world's languages*, 1996.
- [59] B. E. LAUNDER AND W. RODI, *The turbulent wall jet - measurements and modeling*, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 15 (1983), pp. 429–459.
- [60] H. LE, P. MOIN, AND J. KIM, *Direct numerical simulation of turbulent flow over a backward-facing step*, *Journal of Fluid Mechanics*, 330 (1997), pp. 349–374.
- [61] G. LEMAITRE AND E. GALLO, *Les descripteurs d'un son*, tech. rep., INRIA, 2006.
- [62] M. LIGHTHILL, *On sound generated aerodynamically : I. general theory*, *Proc. R. Soc. A*, 222 (1952), p. 564.
- [63] ———, *On sound generated aerodynamically : II. turbulence as a source of sound*, *Proc. R. Soc. A*, 222 (1954), p. 1.
- [64] ———, *Sound generated aerodynamically*, *Proc. R. Soc. A*, 267 (1962), pp. 147–182.
- [65] N. LOUS, G. HOFMANS, R. 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 (1998), pp. 1135–1150.
- [66] P. LUSH, *Measurements of subsonic jet noise and comparison with theory*, *Journal of Fluid Mechanics*, 46(3) (1971), pp. 477–500.
- [67] R. MADISON, J. PARKER, AND N. BUFFALO, *Pressure losses in rectangular elbows*, *Transactions of the ASME*, 58 (1936), pp. 167–176.
- [68] K. MANIWA, A. JONGMAN, AND T. WADE, *Acoustic characteristics of clearly spoken english fricatives*, *Journal of Acoustical Society of America*, 125 (6) (2009), pp. 3962–3973.
- [69] K. MAWASS, *Synthèse articulatoire des consonnes fricatives*, PhD thesis, INPG, September 1997.
- [70] K. MAWASS, P. BADIN, C. VESCOVI, AND D. BEAUTEMPS, *Evaluation d'un modèle de source de friction pour la synthèse articulatoire des consonnes fricatives*, in *Journées d'Etudes de la Parole*, 1996.
- [71] D. MCFARLAND, *L'anatomie en orthophonie : parole, voix et déglutition*, 2006.
- [72] H. MCGURK AND J. MCDONALD, *Hearing lips and seeing voices*, *Nature*, 264 (1976), pp. 746–748.
- [73] D. MERCIER, P. BOURCET, P. LIÉNARD, AND J. FORET, *Le livre des techniques du son. Tome 1 : notions fondamentales*, Mercier, D., 2002.
- [74] W. MEYER-EPPLER, *Zum erzeugungsmechanismus der gerauschlaute*, *Z. Phonetik*, 7 (1953), pp. 196–212.
- [75] S. MOREAU, *Conception d'un dispositif expérimental et étude l'écoulement oscillant en résonateur acoustique fort niveau pour la caractérisation de phénomènes non-linéaires : transition à la turbulence et écoulements redrétés*, PhD thesis, Université de Poitiers - Ecole Nationale Supérieure d'Ingénieurs de Poitiers, 2007.
- [76] S. NAGAOKA, Y. HIRATA, H. IWAKI, K. SAKAMOTO, M. TAKAGI, AND T. AMAGASA, *A study of the surface roughness of tongue cancer and leukoplakia using a non-contact three-dimensional curved shape measuring system*, *Oral and Medical Pathologies*, 6 (2001), pp. 85–90.

- [77] T. NALINE, *Création d'une antenne de microphones pour mesures aéroacoustiques*, tech. rep., Gipsa-Lab, Département Parole et Cognition, 2009. (Rapport de stage de 2e année du cycle d'ingénieur Grenoble-INP - Phelma).
- [78] S. NARAYANAN AND A. ALWAN, *Noise source models for fricative consonants*, IEEE Transactions on speech and audio processing, 8 (2000), pp. 328–344.
- [79] S. NARAYANAN, A. ALWAN, AND K. HAKER, *An articulatory study of fricative consonants using magnetic resonance imaging*, Journal of the Acoustical Society of America, 98 (3) (1995), pp. 1325–1347.
- [80] S. NARAYANAN, N. KRISHNA, L. SUNGBOK, S. ABHINAV, AND B. DANI, *An approach to real-time magnetic resonance imaging for speech production*, Journal of the Acoustical Society of America, 115 (2004), pp. 1771–1776.
- [81] D. OLIVARI AND M. CARONARO, *Hot wire measurements*, in Measurements Techniques in Fluid Dynamics - An introduction, Von Karman Institute, 2006, pp. 195–230.
- [82] D. O'SHAUGNESSY, *Speech Communication : Human and machine*, Addison-Wesley Publishing Company, 1997, ch. Speech Production and Acoustic-Phonetics, pp. 39–127.
- [83] G. PAPADOPOULOS AND M. ÖTÜGEN, *Separating and reattaching flow structure in a suddenly expanding rectangular duct*, Journal of Fluids Engineering : Transactions of the ASME, 117 (1995), pp. 17–23.
- [84] X. PELORSON, *La parole : des modèles cognitifs aux machines communicantes*, Escudier, P. et Schwartz, J.L., 2000, ch. L'instrument conduit vocal : aspects acoustiques et aéroacoustiques, pp. 75–100.
- [85] X. PELORSON, A. HIRSCHBERG, R. VAN HASSELT, A. 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 (1994), pp. 3416–3431.
- [86] M. PIELLARD AND C. BAILLY, *Validation of a hybrid CAA method. Application to the case of a ducted diaphragm at low mach number*, in 14th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2008.
- [87] M. PIIRTO, A. KARVINEN, H. AHLSTEDT, P. SAARENINNE, AND R. KARVINEN, *Piv measurements in square backward-facing step*, Journal of Fluids Engineering : Transactions of the ASME, 129 (2007), pp. 984–990.
- [88] G. RAMSAY, *The influence of constriction geometry on sound generation in fricative consonants*, in Acoustics08 Conference Proceedings, July 2008.
- [89] G. RAMSAY AND C. SHADLE, *The influence of geometry on the initiation of turbulence in the vocal tract during the production of fricatives*, in Proceedings of the 7th ISSP, 2006.
- [90] O. REYNOLDS, *An experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water shall be direct or sinous, and the law of resistance in parallel channels*, Philosophical Transactions of the Royal Society, 174 (1883), pp. 935–982.
- [91] L. RICHARDSON, *Atmospheric diffusion shown on a distance neighbor graph*, Proc. R. Soc. London A, 110 (1926), pp. 709–737.
- [92] S. RIENSTRA AND A. HIRSCHBERG, *Introduction to Acoustics*, July 2006.

- [93] M. ROTHENBERG, *A new inverse-filtering technique for deriving the glottal air flow waveform during voicing*, Journal of Acoustical Society of America, 53 (6) (1973), pp. 1632–1645.
- [94] N. RUTY, *Modèles d'interactions fluide-paroi dans le conduit vocal - Applications aux voix et aux pathologies*, PhD thesis, INPG, 2007.
- [95] R. SATALOFF, *The human voice*, Scientific American, 1992.
- [96] H. SCHLICHTING, *Boundary layer theory*, 1954.
- [97] MINISTÈRE DE L'ÉCOLOGIE, DE L'ÉNERGIE, DU DÉVELOPPEMENT DURABLE ET DE LA MER, *Echelle de niveaux sonores*. www.ecologie.gouv.fr/, 2003.
- [98] S. H. SEYEDEIN, M. HASAN, AND A. MUJUMDAR, *Modelling of a single confined turbulent slot jet impingement using various k - ϵ turbulence models*, Appl. Math. Modelling, 18 (1994), pp. 526–537.
- [99] C. SHADLE, *The acoustics of fricative consonants*, PhD thesis, Massachusetts Institute of Technology, 1985.
- [100] ———, *Articulatory-acoustic relationships in fricative consonants*, Speech Production and Speech modeling, (1990), pp. 187–209.
- [101] ———, *The effect of geometry on source mechanisms of fricative consonants*, Journal of Phonetics, 19 (1991), pp. 409–424.
- [102] C. SHADLE, P. BADIN, AND A. MOULINIER, *Towards the spectral characteristics of fricatives consonants*, in Proceedings of the XIIth International congress of phonetics science, vol. 3, 1991, pp. 42–45.
- [103] C. SHADLE, A. BARNEY, AND P. DAVIES, *Fluid flow in a dynamic mechanical model of the vocal folds and tract. II. Implications for speech production studies*, Journal of Acoustical Society of America, 105 (1999), pp. 456–466.
- [104] C. SHADLE, M. BEREZINA, M. PROCTOR, AND K. ISKAROUS, *Mechanical models of fricatives based on mri-derived vocal tract shapes*, in Proceedings of 8th International Seminar on Speech Production, ISSP, 2008, pp. 417–420.
- [105] K. STEVENS, *Airflow and turbulence noise for fricative and stop consonants : static considerations*, Journal of the Acoustical Society of America, 50 (4) (1971), pp. 1180 – 1192. 1.
- [106] ———, *Acoustic phonetics*, MIT Press, Cambridge, 1999.
- [107] B. STORY, I. TITZE, AND E. HOFFMAN, *The relationship of vocal tract shape to three voice qualities*, Journal of Acoustical Society of America, 109 (2001), pp. 1651–1667.
- [108] H. TAKEMOTO, *Morphological analysis of the human tongue musculature for three-dimensional modelling*, Journal of Speech, Language, and Hearing Research, 44 (2001), pp. 95–107.
- [109] H. TENNEKES AND J. LUMLEY, *A first course in turbulence*, The MIT Press, 1972.
- [110] THE MATHWORKS, *Numerical integration : quad function*. <http://www.mathworks.com/access/helpdesk/help/techdoc/ref/quad.html>.
- [111] ———, *MATLAB : Signal Processing Toolbox*, 2008.
- [112] B. THWAITES, *Approximate calculations of laminar boundary layers*, Aeronautical Quarterly, 1 (1949), pp. 245–280.

- [113] I. TITZE AND R. SCHERER, *Vocal fold physiology : biomechanics, acoustics and phonatory control*, The Denver Center for the Performing Arts, 1983.
- [114] TSI INCORPORATED, *Flow instruments*. http://www.tsi.com/en-1033/segments/flow_instruments.aspx, 2009.
- [115] P. TSILINGIRIS, *Thermophysical and transport properties of humid air at temperature range between 0 and 100 °C*, Energy and Conversion Management, 49 (2008), pp. 1098–1110.
- [116] J. VAN DEN BERG, *An electrical analogue of the trachea, lungs and tissues*, Acta Physiol. Pharmacol. Néerl., 9 (1960), pp. 361–385.
- [117] A. VAN HIRTUM, J. CISONNI, AND X. PELORSON, *On quasi-steady laminar flow separation in the upper airways*, Communications in Numerical methods in engineering, 25 (2009), pp. 447–461.
- [118] A. VAN HIRTUM, X. GRANDCHAMP, AND X. PELORSON, *Moderate Reynolds number axisymmetric jet development downstream an extended conical diffuser : influence of extension length*, European Journal of Mechanics - B/Fluids, 28 (2009), pp. 753–760.
- [119] A. VAN HIRTUM, X. GRANDCHAMP, X. PELORSON, K. NOZAKI, AND S. SHIMOJO, *LES and in-vitro experimental validation of flow around a teeth-shaped obstacle*, International Journal of Applied Mechanics, Accepted (2010), pp. 1–12.
- [120] C. VILAIN, *Contribution à la synthèse de parole par modèle physique. Application en étude de voix pathologiques*, PhD thesis, INPG, 2002.
- [121] C. VILAIN, X. PELORSON, C. FRAYSSE, M. DEVERGE, A. HIRCHBERG, AND J. WILLEMS, *Experimental validation of a quasi-steady theory for the flow through the glottis*, Journal of Sound and Vibration, 276 (2004), pp. 475–490.
- [122] A. WARD-SMITH, *Internal Fluid Flow*, Oxford Science, 1980.
- [123] I. WYGANSKI, Y. KATZ, AND E. HOREV, *On the applicability of various scaling laws to the turbulent wall jet*, Journal of Fluid Mechanics, 234 (1992), pp. 669–690.
- [124] M. ÖTÜGEN, *Expansion ratio effects on the separated shear layer and reattachment downstream a backward-facing step*, Experiments in fluids, 10 (1991), pp. 273–280.

Annexe A

Méthode de Thwaites : résolution algorithmique et tests numériques

A.1 Description de l'algorithme de calcul en canal

Dans le cas où on suppose une épaisseur de moment nulle à l'entrée du domaine de calcul, les équations du modèle sont

$$\left\{ \begin{array}{l} \delta_2^2(x) = \frac{0.45\nu}{U^6(x)} \int_0^x U^5(x) dx \\ \lambda(x) = \frac{\delta_2}{\nu} \frac{dU(x)}{dx} \\ \delta_1(x) = \delta_2(x) H(\lambda) \\ Q = l_t (h(x) - 2\delta_1(x)) U(x) \\ \tau_s(x) = \frac{\rho_0 \nu U(x)}{\delta_2(x)} S(\lambda) \end{array} \right. \quad (\text{A.1})$$

avec H et S les fonctions de forme et cisaillement de couche limite corrélées par Thwaites, dont les valeurs pour différents λ ([13], [112]) sont entrées dans l'algorithme de calcul. Ces équations sont discrétisées spatialement, avec un pas Δx sur l'axe des abscisses. La valeur discrétisée d'une variable $A(i\Delta x)$ est notée A_i . Le système précédent s'écrit alors

$$\left\{ \begin{array}{l} \delta_{2,i}^2 = \frac{0.45\nu}{U_i^6} \Delta x \sum_{j=1}^i U_j^5 \\ \lambda_i = \frac{\delta_{2,i}}{\nu} \frac{U_i - U_{i-1}}{\Delta x} \\ \delta_{1,i} = \delta_{2,i} H(\lambda_i) \\ Q = l_t (h_i - 2\delta_{1,i}) U_i \\ \tau_{s,i} = \frac{\rho_0 \nu U_i}{\delta_{2,i}} S(\lambda_i) \end{array} \right. \quad (\text{A.2})$$

Le code utilisé prend comme paramètres une pression en entrée p_{sub} , une pression post-constriction p_{supra} , ainsi que différents paramètres géométriques comme les valeurs de l'axe des

abscisses discrétisé x_i , la hauteur du canal h_i et la largeur du canal l_t . Les conditions limites en entrée sont

$$\left\{ \begin{array}{l} \delta_{2,0} = \delta_{1,0} = 0 \\ \lambda_0 = 0 \\ \tau_{s,0} = 0 \\ Q \simeq l_t h_1 \sqrt{\frac{2(p_{sub} - p_{supra})}{\rho_0}} \Rightarrow U_0 \simeq \frac{h_c}{h_t} \sqrt{\frac{2(p_{sub} - p_{supra})}{\rho_0}} \end{array} \right. \quad (\text{A.3})$$

avec h_1 la hauteur de la constriction et h_t la hauteur du canal en entrée. U_0 et Q sont obtenus à partir de l'équation de Bernoulli en supposant une séparation de l'écoulement à la sortie de la constriction, sous la condition $h_t \gg h_1$.

L'algorithme utilisé est basé sur une méthode de relaxation sur le débit, la vitesse et le paramètre λ . Pour commencer, le débit est calculé selon la dernière relation du système A.3, puis commence la boucle de relaxation sur celui-ci à l'intérieur de laquelle se déroulent les opérations suivantes :

- **1.** La vitesse U_0 en entrée est déduite du débit (dernière équation de A.3).
- **2.** Après pour chaque pas du domaine de calcul, les étapes suivantes sont répétées jusqu'à convergence :
 - a. La vitesse U_i est calculée en fonction des valeurs du pas précédent telle que

$$U_i \simeq \frac{U_0 h_t}{h_i - 2H(\lambda_{i-1})\delta_{2,i-1}}. \quad (\text{A.4})$$

- b. Connaissant la valeur de U_i , on peut obtenir $\delta_{2,i}$ au moyen de la première relation du système A.2.
- c. Ensuite λ_i est déterminé par la seconde relation de A.2
- d. Avec les nouvelles valeurs obtenues, la vitesse est recalculée

$$U_i = \frac{U_0 h_t}{h_i - 2H(\lambda_i)\delta_{2,i}}. \quad (\text{A.5})$$

- **3.** Lorsque le point de séparation x_s est atteint ($\lambda_i = -0.0992$ ou fin du domaine de calcul, c'est à dire bout de la langue), une nouvelle valeur du débit est calculée

$$Q = l_t (h_c - 2H(\lambda_s)\delta_{2,s}) \sqrt{\frac{2(p_{sub} - p_{supra})}{\rho_0}} \quad (\text{A.6})$$

- **4.** L'algorithme reprend à l'étape 1 jusqu'à ce que le débit converge (le critère de convergence est déterminé par l'utilisateur). Pour finir, la pression sur tout le domaine est déterminée par l'équation de Bernoulli.

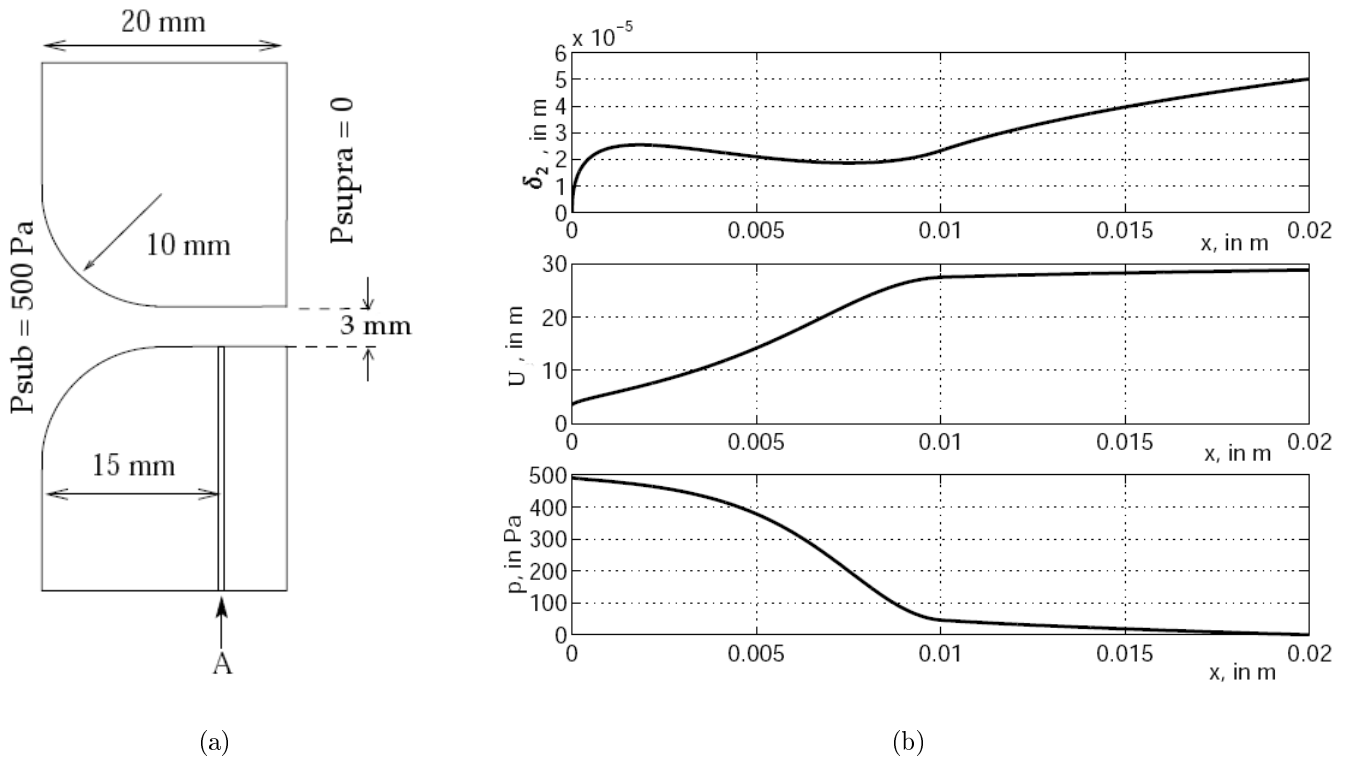


FIGURE A.1 – (a) Géométrie de réplique de cordes vocales et (b) résultats obtenus par C. Vilain [120] avec résolution de l'écoulement par la méthode de Thwaites. La figure (b) présente l'évolution de l'épaisseur de moment δ_2 , de la vitesse moyenne U hors couche limite et de la pression p entre les cordes vocales.

A.2 Validation et performances du code de calcul utilisé

A.2.1 Test sur un cas connu

Le cas d'un écoulement traversant une réplique de cordes vocales (Fig. A.1.a) simulé par C. Vilain [120] en utilisant la méthode de Thwaites a été repris pour s'assurer de la validité et des performances de notre code. Les conditions limites en pression sont telles que $p_{sub} = 500 \text{ Pa}$ et $p_{supra} = 0$. La largeur du conduit entre les cordes vocales est $l_t = 15 \text{ mm}$ et on prend une épaisseur de moment nulle en entrée $\delta_{2,0} = 0$. L'influence du pas de discrétisation Δx sur les résultats obtenus et le temps de calcul est également testé (pour information la machine utilisée est équipée d'un processeur *Intel Core 2 Duo @ 2.2 Ghz* avec *4 Go* de RAM, et le programme est exécuté avec Matlab 7.8 sous Windows Vista), sachant dans ce cas que les coefficients de relaxation et les critères de convergences doivent demeurer identiques.

Les caractéristiques de l'écoulement simulées par notre code sont représentées sur la Fig. A.2. Une comparaison avec celles de la Fig. A.1.b permet d'affirmer que notre code pour la méthode de Thwaites est correct : l'évolution des caractéristiques en deux temps, correspondant aux deux « zones » des cordes vocales – l'arrondi puis le canal droit – est retrouvée, ainsi que les conditions limites sur la pression, bien qu'en entrée p soit légèrement inférieure à p_{sub} imposé. Concernant l'influence de Δx sur la simulation, les caractéristiques de l'écoulement convergent

Δx (m)	T_{cpu} (s)	Q (L/min)
10^{-3}	7	70.62
10^{-4}	30	70.69
10^{-5}	157	70.63
10^{-6}	2192	70.62

TABLE A.1 – Influence du pas de discrétisation Δx sur le temps de calcul T_{cpu} et le débit calculé par la méthode de Thwaites pour un écoulement traversant la géométrie de cordes vocales de la Fig. A.1.a

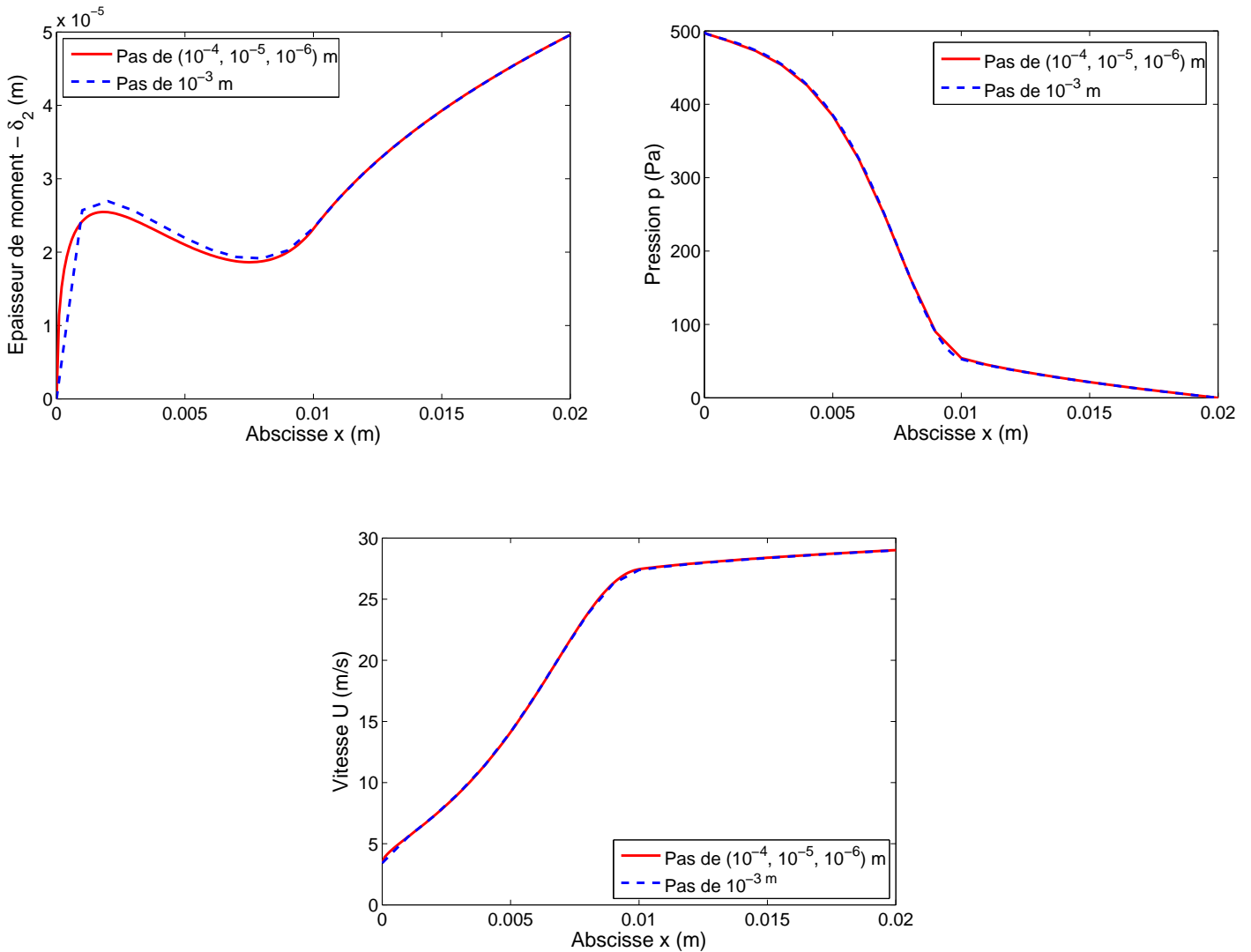


FIGURE A.2 – Evolution de l'épaisseur de moment δ_2 , de la vitesse moyenne U hors couche limite et de la pression p entre les cordes vocales avec notre code pour la méthode de Thwaites, et pour différents pas de discrétisation du domaine de calcul.

jusqu'à un pas de discrétisation de l'ordre de 10^{-4} . Au-delà, l'épaisseur de couche limite devient particulièrement sensible à Δx au début du domaine de calcul. Les différents temps de calcul

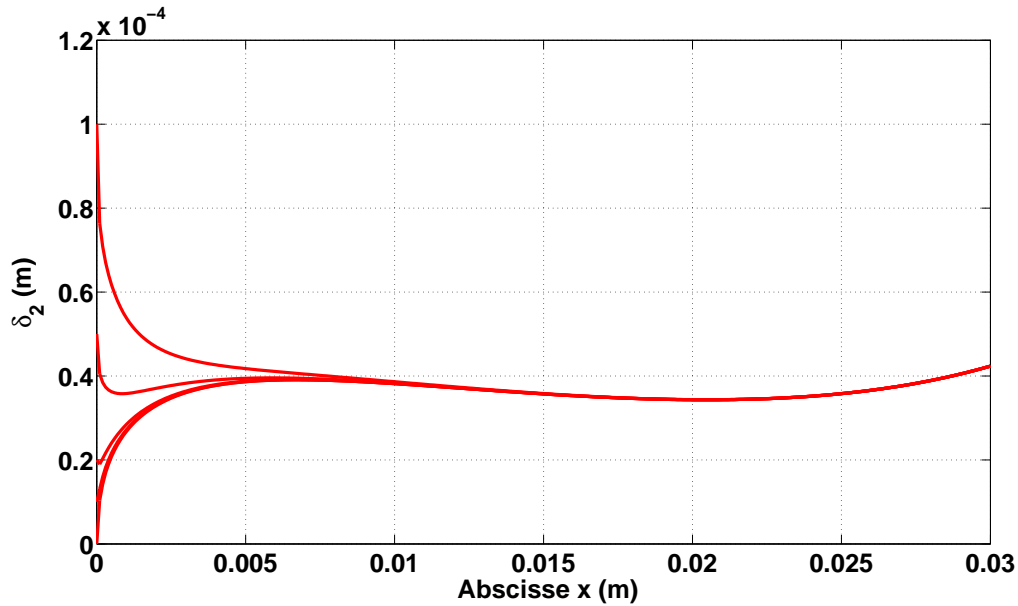


FIGURE A.3 – Evolution de l'épaisseur de moment δ_2 pour différentes valeurs initiales de $\delta_{2,0}$ avec le code pour la méthode de Thwaites utilisé sur la géométrie de langue elliptique.

sont indiqués dans la table A.1 sachant que T_{cpu} est une moyenne sur 3 simulations arrondie à la seconde la plus proche. Tout comme la vitesse U , le débit calculé est également peu sensible (différence inférieure à 0.1 L/min) au changement du pas.

A.2.2 Convergence pour différentes valeurs de $\delta_{2,0}$

La géométrie de notre maquette est maintenant considérée, et plus particulièrement la zone de la langue de 30 cm de longueur et de largeur $l_t = 21$ mm. Le code de calcul pour la méthode de Thwaites est exécuté pour simuler l'écoulement à travers le canal délimité par la langue et la paroi supérieure du conduit, pour le modèle de langue elliptique (voir Annexe C). Les conditions aux limites sont les mêmes que pour le test sur la géométrie de cordes vocales, sauf que $\delta_{2,0}$ est pris à différentes valeurs qui sont indiquées sur la Fig. A.3. Cette figure montre la convergence de l'épaisseur de moment quelque soit sa valeur d'origine.

Annexe B

Equations détaillées des modèles d'écoulement

Cette annexe comporte le détails des calculs pour les équations composant les modèles d'écoulement en maquette abordés dans le Chapitre 2, avec les différentes étapes menant aux différentes expressions du débit Q et également le développement des intégrales du terme de Poiseuille qui fera l'objet de la première section.

B.1 Intégrale du terme de viscosité de Poiseuille

L'expression générale des pertes de charge associées aux effets de viscosité ajoutés aux modèles est rappelée ici :

$$\Delta p_{pois} = \frac{12\mu Q}{l_t} \int_{x_A}^{x_B} \frac{1}{h(x)^3} dx \quad (\text{B.1})$$

et dans le cas de l'écoulement en maquette, après application de l'hypothèse de séparation de l'écoulement au point d'abscisse x_s (Eq. 3.11) :

$$\Delta p_{pois} = \frac{12\mu Q}{l_t} \int_0^{x_s} \frac{1}{h(x)^3} dx \quad (\text{B.2})$$

avec l'intégrale $I = \int_0^{x_s} \frac{1}{h(x)^3} dx$ qui est uniquement dépendante de la géométrie du milieu traversé par l'écoulement. Le développement de cette intégrale va donc différer en fonction de la configuration géométrique considérée.

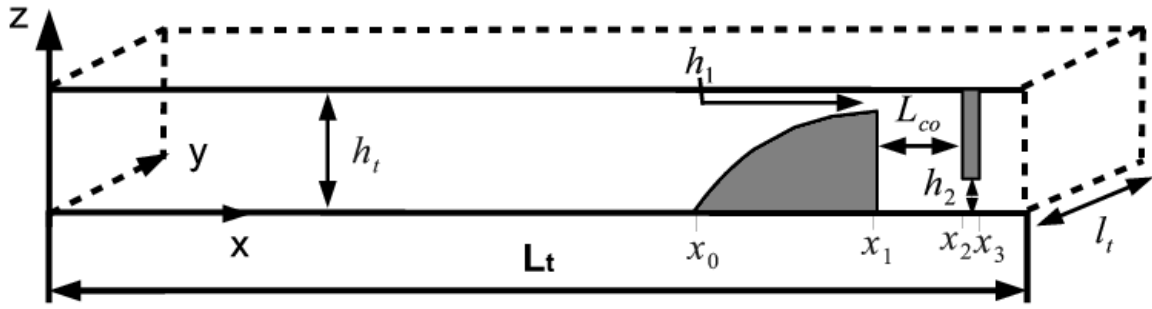
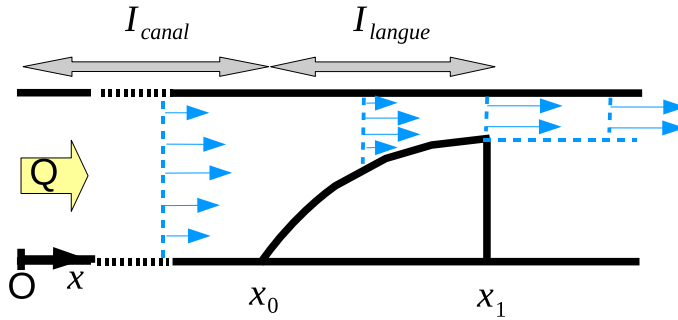


FIGURE B.1 – Rappel du modèle géométrique complet du conduit vocal. Voir section 1.4 pour le détail des dimensions.

B.1.1 Maquette en configuration langue seule (LS)



Lorsque seule la langue est présente dans le canal, et quelque soit le modèle d'écoulement considéré, les effets de viscosité ne sont appliqués qu'entre l'entrée du canal et la bout de la langue en x_1 . Le calcul de l'intégrale se décompose alors de la manière suivante :

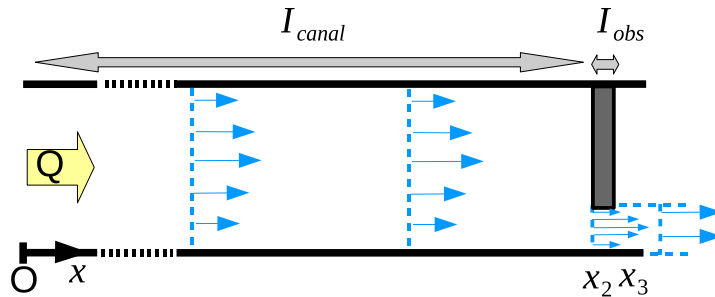
$$I = \int_0^{x_s} \frac{1}{h(x)^3} dx = I_{canal} + I_{langue} \quad (\text{B.3})$$

$$I = \int_0^{x_1} \frac{1}{h_t^3} + \int_{x_0}^{x_1} \frac{1}{(h_t - h_{spline}(x))^3} dx$$

$$I = \frac{x_0}{h_t^3} + \int_{x_0}^{x_1} \frac{1}{(h_t - h_{spline}(x))^3} dx \quad (\text{B.4})$$

Le terme I_{langue} contient la hauteur du canal délimité par la langue. Or, celle-ci a été modélisée à l'aide d'une spline interpolée à partir de la courbure de la langue mécanique utilisée dans la maquette (Annexe C). Ne connaissant pas analytiquement la fonction $h_{spline}(x)$, l'intégrale de I_{langue} est calculée numériquement par une méthode de quadrature adaptative implantée dans *Matlab* [110].

B.1.2 Maquette en configuration obstacle seul (OS)



Avec uniquement l'obstacle placé dans la canal entre x_2 et x_3 , et lorsque la séparation est en x_3 (figure ci-dessus), l'intégrale du terme de Poiseuille développée est :

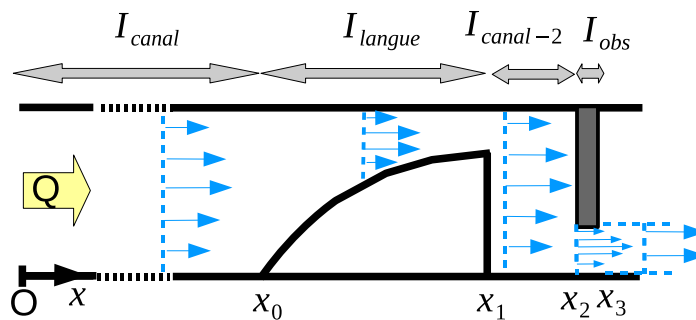
$$I = \int_0^{x_s} \frac{1}{h(x)^3} dx = I_{canal} + I_{obs} \quad (\text{B.5})$$

$$I = \int_0^{x_2} \frac{1}{h_t^3} + \int_{x_2}^{x_3} \frac{1}{h_2^3} dx$$

$$I = \frac{x_2}{h_t^3} + \frac{x_3 - x_2}{h_2^3} \quad (\text{B.6})$$

Si les pertes de charge par passage de l'écoulement dans un orifice sont considérées (modèle TO – voir 3.2), la séparation partielle de l'écoulement est placée en x_2 . dans ce cas : $I = I_{canal} = \frac{x_2}{h_t^3}$.

B.1.3 Maquette en configuration complète (MC)



Maintenant les deux éléments que sont la langue et l'obstacle sont introduits dans le canal, ce qui amène à décomposer l'intégrale du terme de viscosité de Poiseuille en trois ou quatre parties selon les modèles d'écoulement et hypothèses de séparation partielles considérées. Quand les pertes par turbulence ne sont pas ajoutées, le seul point de séparation est x_3 :

$$I = \int_0^{x_s} \frac{1}{h(x)^3} dx = I_{canal} + I_{langue} + I_{canal-2} + I_{obs} \quad (\text{B.7})$$

$$I = \int_0^{x_0} \frac{1}{h_t^3} + \int_{x_0}^{x_1} \frac{1}{(h_t - h_{spline}(x))^3} dx + \int_{x_1}^{x_2} \frac{1}{h_t^3} + \int_{x_2}^{x_3} \frac{1}{h_2^3} dx$$

$$I = \frac{x_0}{h_t^3} + \int_{x_0}^{x_1} \frac{1}{(h_t - h_{spline}(x))^3} dx + \frac{x_2 - x_1}{h_t^3} + \frac{x_3 - x_2}{h_2^3} \quad (\text{B.8})$$

Pour certains modèles incluant ces pertes, il y a deux points de séparation partielle de l'écoulement en x_1 et x_3 . Dans ce cas, l'écoulement est considéré comme n'adhérant qu'à une seule des parois entre x_1 et x_2 , et cette partie est retirée de l'intégrale I pour obtenir finalement :

$$I = \frac{x_0}{h_t^3} + \int_{x_0}^{x_1} \frac{1}{(h_t - h_{spline}(x))^3} dx + \frac{x_3 - x_2}{h_2^3} \quad (\text{B.9})$$

B.2 Calcul du débit de l'écoulement en maquette

B.2.1 Modèle laminaire avec terme de Poiseuille

Dans le cas du modèle laminaire basé sur le théorème de Bernoulli (LB), l'introduction du terme de viscosité de Poiseuille aboutit à un polynôme du second ordre en Q dont les racines doivent être calculées. Le déroulement de ce calcul étant identique quelque soit la configuration du modèle géométrique, il ne sera détaillé que dans le cas avec la langue seule.

Partant de l'Eq. 3.16 :

$$\Delta p = \Delta p_{bern} + \Delta p_{pois} = p(x) - p_0 = \frac{\rho_0 Q^2}{2l_t^2} \left(\frac{1}{h_t^2} - \frac{1}{h(x)^2} \right) - \frac{12\mu Q}{l_t} I \quad (\text{B.10})$$

et après application de l'hypothèse de séparation au point x_1 (soit $p(x_1) = p_{atm} = 0$), le polynôme en Q est obtenu :

$$\frac{\rho_0 Q^2}{2l_t^2} \left(\frac{1}{h_t^2} - \frac{1}{h_1^2} \right) - \frac{12\mu Q}{l_t} I + p_0 = 0 \quad (\text{B.11})$$

Pour trouver les racines, il faut passer par le calcul du discriminant :

$$\Delta = \left(-\frac{12\mu I}{l_t} \right)^2 - 4 \cdot \left(\frac{\rho_0}{2l_t^2} \left(\frac{1}{h_t^2} - \frac{1}{h_1^2} \right) \right) \cdot p_0 \quad (\text{B.12})$$

$$\Delta = \frac{144\mu^2 I^2}{l_t^2} + 2 \cdot p_0 \cdot \frac{\rho_0}{l_t^2} \left(\frac{1}{h_1^2} - \frac{1}{h_t^2} \right) \quad (\text{B.13})$$

qui est positif car $h_1 < h_t$, donc $\frac{1}{h_1^2} > \frac{1}{h_t^2}$. Il y a donc deux racines réelles :

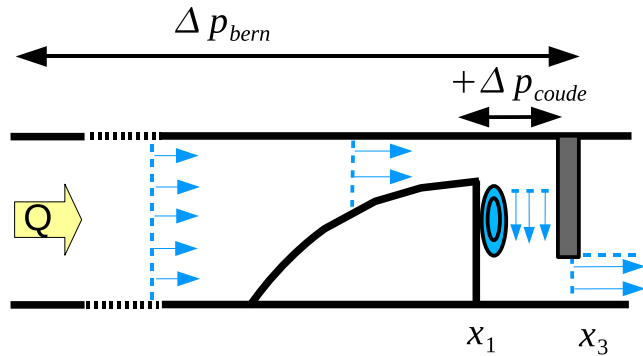
$$Q = \frac{\frac{12\mu I}{l_t} + \sqrt{\Delta}}{\frac{\rho_0}{l_t^2} \left(\frac{1}{h_t^2} - \frac{1}{h_1^2} \right)} \quad Q = \frac{\frac{12\mu I}{l_t} - \sqrt{\Delta}}{\frac{\rho_0}{l_t^2} \left(\frac{1}{h_t^2} - \frac{1}{h_1^2} \right)} \quad (\text{B.14})$$

Parmi les deux racines, une seule est physiquement valable : la première avec le signe + devant la racine carrée du discriminant donnerait Q négatif, car le terme du dénominateur $\frac{1}{h_t^2} - \frac{1}{h_1^2}$ est négatif. La solution de l'Eq. 3.17 est donc obtenue via la seconde racine, après multiplication du dénominateur par -1 :

$$Q = \frac{-12\mu I + \sqrt{144\mu^2 I + 2p_0\rho_0 \left(\frac{1}{h_1^2} - \frac{1}{h_t^2} \right)}}{\frac{\rho_0}{l_t} \left(\frac{1}{h_1^2} - \frac{1}{h_t^2} \right)} \quad (\text{B.15})$$

Le calcul avec les configurations OS et MC est analogue, en remplaçant h_1 par h_2 car la séparation de l'écoulement est supposée en x_3 à la sortie de la constriction d'obstacle.

B.2.2 Modèle avec perte de charge par passage en conduite coudée (TC)



Lors de l'introduction des pertes de charge par passage de l'écoulement en conduit coudé, des termes amenant des puissances de Q non-entières vont apparaître. Partant de l'Eq. 3.33 écrite entre 0 et x_{s2} :

$$\begin{aligned} \Delta p &= \Delta p_{bern} + \Delta p_{coude} \\ \Delta p &= p(x_{s2}) - p_0 = \frac{\rho_0 Q^2}{2l_t^2} \left(\frac{1}{h_t^2} - \frac{1}{h(x_{s2})^2} \right) - \frac{1}{2} \rho_0 U_1^2 K_C \end{aligned} \quad (\text{B.16})$$

et par application de l'hypothèse de séparation en $x_{s2} = x_3$, c'est-à-dire $p(x \geq x_3) = 0$, et développement du coefficient de pertes K_C selon l'Eq. 3.31 :

$$\begin{aligned}
 0 - p_0 &= \frac{\rho_0 Q^2}{2l_t^2} \left(\frac{1}{h_t^2} - \frac{1}{h_2^2} \right) - 1.1 \cdot \frac{\rho_0 Q^2}{2h_1^2 l_t^2} \cdot \beta \left(\frac{2 \cdot 10^5}{Re_1} \right)^{0.2} \\
 0 &= \frac{\rho_0}{2l_t^2} \left[Q^2 \left(\frac{1}{h_t^2} - \frac{1}{h_2^2} \right) - 1.1 \cdot \beta \cdot \frac{Q^2}{h_1^2} \cdot \left(\frac{2 \cdot 10^5}{\nu(h_1 + l_t)} \right)^{0.2} \right] + p_0 \\
 0 &= \frac{\rho_0}{2l_t^2} \left[Q^2 \left(\frac{1}{h_t^2} - \frac{1}{h_2^2} \right) - 11 \cdot \beta \cdot \frac{Q^{1.8}}{h_1^2} \cdot \nu^{0.2} (h_1 + l_t)^{0.2} \right] + p_0 \quad (B.17)
 \end{aligned}$$

La solution de cette équation est trouvée numériquement, par une procédure qui va rechercher le zéro de la fonction en Q par itérations successives (un tracé de cette fonction permet de s'assurer qu'il n'y a qu'une seule solution possible à partir de $0 \text{ m}^3/\text{s}$).

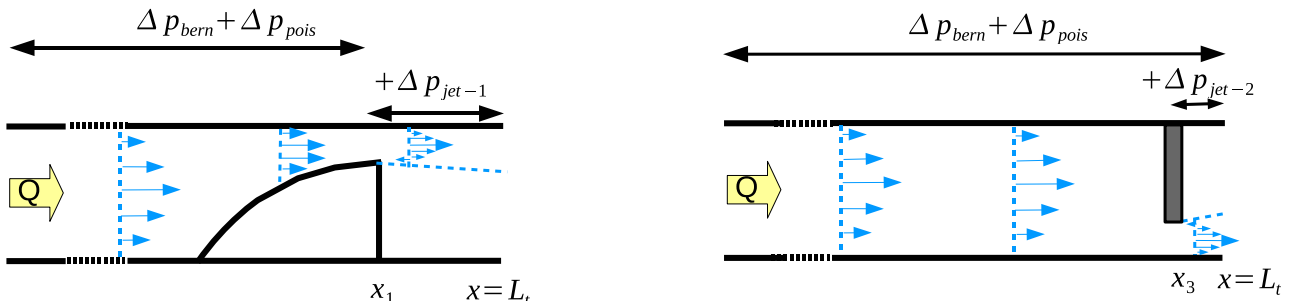
En présence du terme de viscosité de Poiseuille, un développement identique permet d'obtenir :

$$\begin{aligned}
 \Delta p &= \Delta p_{bern} + \Delta p_{coude} + \Delta p_{pois} \\
 0 &= \frac{\rho_0}{2l_t^2} \left[Q^2 \left(\frac{1}{h_t^2} - \frac{1}{h_2^2} \right) - 11 \cdot \beta \cdot \frac{Q^{1.8}}{h_1^2} \cdot \nu^{0.2} (h_1 + l_t)^{0.2} \right] - \frac{12\mu Q}{l_t} I + p_0 \quad (B.18)
 \end{aligned}$$

avec I l'intégrale dont l'expression développée est donnée par l'Eq. B.8.

B.2.3 Modèles avec perte de charge par élargissement brusque de section (TJ)

Configuration géométrique à un élément avec terme de Poiseuille



En configuration à un élément, tel que représenté sur les figures ci-dessus (et également la Fig. 3.5), la perte de pression le long du conduit est identique à l'Eq. 3.40 à laquelle est ajouté Δp_{pois} . Le développement des calculs est présenté simultanément pour les deux configurations, l'indice $i = 1$ correspond au cas avec langue seule, l'indice $i = 2$ au cas avec obstacle seul :

$$\begin{aligned}
\Delta p &= \Delta p_{bern} + \Delta p_{jet-i} + \Delta p_{pois}, (i = 1; 2) \\
\Delta p &= p(x = L_t) - p_0 = \frac{\rho_0 Q^2}{2l_t^2} \left(\frac{1}{h_t^2} - \frac{1}{h_{j-i}^2} \right) - C_{jet-i} \frac{\rho_0 Q^2}{2l_t^2 h_i^2} K_{J-i} - \frac{12\mu Q}{l_t} I \\
0 &= \frac{\rho_0 Q^2}{2l_t^2} \left(\frac{1}{h_t^2} - \frac{1}{h_{j-i}^2} - C_{jet-i} \frac{K_{J-i}}{h_i^2} \right) - \frac{12\mu Q}{l_t} I + p_0
\end{aligned} \tag{B.19}$$

avec dans le membre de droite l'application de l'hypothèse de séparation $p(x \geq L_t) = 0$. La factorisation de l'équation aboutit à un polynôme du second ordre en Q dont le discriminant est calculé :

$$\Delta = \left(-\frac{12\mu I}{l_t} \right)^2 - 4 \cdot \left(\frac{\rho_0}{2 \cdot l_t} \left(\frac{1}{h_t^2} - \frac{1}{h_{j-i}^2} - C_{jet-i} \frac{K_{J-i}}{h_i^2} \right) \right) \cdot p_0 \tag{B.20}$$

$$\Delta = \frac{144\mu^2 I^2}{l_t^2} + 2 \cdot p_0 \cdot \frac{\rho_0}{l_t} \left(\frac{1}{h_{j-i}^2} - \frac{1}{h_t^2} + C_{jet-i} \frac{K_{J-i}}{h_i^2} \right) \tag{B.21}$$

Pour obtenir le signe du discriminant, il faut considérer :

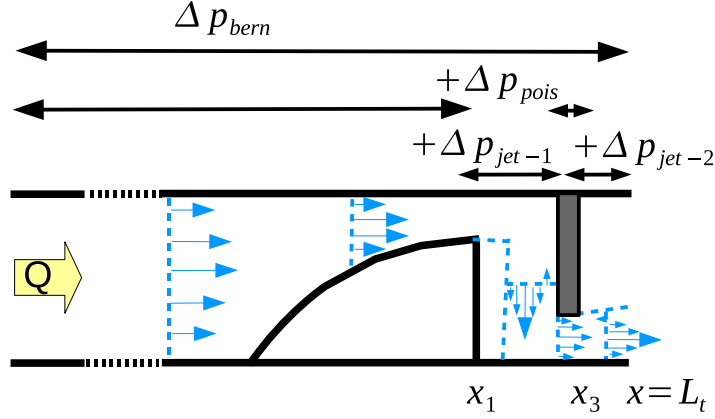
$$\left\{ \begin{array}{l} K_{J-i} = 2 \frac{h_i^2 (l_t + h_{j-i})^2}{h_{j-i}^2 (h_i + l_t)^2} \left(1 - \frac{h_i^2 (l_t + h_{j-i})^2}{h_{j-i}^2 (h_i + l_t)^2} \right) > 0, \quad (i = 1; 2) \\ C_{jet-i} > 0 \\ h_t > h_{j-i} \Rightarrow \frac{1}{h_t^2} < \frac{1}{h_{j-i}^2} \Rightarrow \frac{1}{h_{j-i}^2} - \frac{1}{h_t^2} > 0 \end{array} \right. \tag{B.22}$$

et donc $\Delta > 0$ étant donné que les deux termes de ce discriminant sont positifs. Il a été montré dans la Sec. B.2.1 que parmi les deux racines possibles, seule celle avec le signe $-$ devant $\sqrt{\delta}$ permet d'avoir Q positif. L'expression du débit en présence des effets de viscosité est donc :

$$Q = \frac{-12\mu I + \sqrt{144\mu^2 I^2 + 2p_0 \rho_0 \left(\frac{1}{h_{j-i}^2} - \frac{1}{h_t^2} + C_{jet-i} \frac{K_{J-i}}{h_i^2} \right)}}{\frac{\rho_0}{l_t} \left(\frac{1}{h_{j-i}^2} - \frac{1}{h_t^2} + C_{jet-i} \frac{K_{J-i}}{h_i^2} \right)} \quad (i = 1; 2) \tag{B.23}$$

L'intégrale I du terme de viscosité de Poiseuille est donnée par l'Eq. B.4 pour la configuration géométrique avec langue seule ($i = 1$), et par l'Eq. B.6 dans le cas où seul l'obstacle est présent ($i = 2$).

Configuration géométrique complète avec terme de Poiseuille



Le développement du calcul dans le cas du modèle géométrique complet est très semblable à celui des configurations à un élément vu précédemment. On part de l'Eq. 3.46 à laquelle est ajoutée Δp_{pois} :

$$\Delta p = \Delta p_{bern} + \Delta p_{jet-1} + \Delta p_{jet-2} + \Delta p_{pois}, (i = 1; 2)$$

$$\begin{aligned} \Delta p &= p(x = L_t) - p_0 = \frac{\rho_0 Q^2}{2l_t^2} \left(\frac{1}{h_t^2} - \frac{1}{h_{j-2}^2} \right) - C_{jet-1} \frac{\rho_0 Q^2}{2l_t^2 h_1^2} K_{J-1} - C_{jet-2} \frac{\rho_0 Q^2}{2l_t^2 h_2^2} K_{J-2} - \frac{12\mu Q}{l_t} I \\ 0 &= \frac{\rho_0 Q^2}{2l_t^2} \left(\frac{1}{h_t^2} - \frac{1}{h_{j-i}^2} - C_{jet-1} \frac{K_{J-1}}{h_1^2} - C_{jet-2} \frac{K_{J-2}}{h_2^2} \right) - \frac{12\mu Q}{l_t} I + p_0 \end{aligned} \quad (B.24)$$

la dernière équation étant obtenue après application de l'hypothèse de séparation en $x_{s2} = L_t$. Le calcul du discriminant aboutit à :

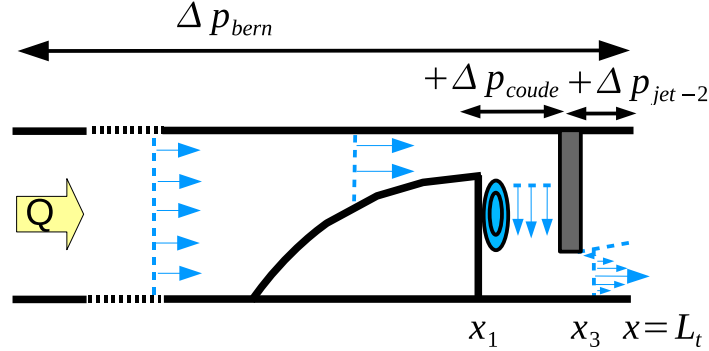
$$\Delta = \frac{144\mu^2 I^2}{l_t^2} + 2 \cdot p_0 \cdot \frac{\rho_0}{l_t} \left(\frac{1}{h_{j-2}^2} - \frac{1}{h_t^2} + C_{jet-1} \frac{K_{J-1}}{h_1^2} + C_{jet-2} \frac{K_{J-2}}{h_2^2} \right) > 0 \quad (B.25)$$

qui est positif selon ce qui est indiqué dans l'Eq. B.22. De nouveau, seule la racine en $-\sqrt{\Delta}$ permet d'avoir un débit positif défini par l'expression :

$$Q = \frac{-12\mu I + \sqrt{144\mu^2 I^2 + 2p_0\rho_0 \left(\frac{1}{h_{j-2}^2} - \frac{1}{h_t^2} + C_{jet-1} \frac{K_{J-1}}{h_1^2} + C_{jet-2} \frac{K_{J-2}}{h_2^2} \right)}}{\frac{\rho_0}{l_t} \left(\frac{1}{h_{j-2}^2} - \frac{1}{h_t^2} + C_{jet-1} \frac{K_{J-1}}{h_1^2} + C_{jet-2} \frac{K_{J-2}}{h_2^2} \right)} \quad (B.26)$$

L'intégrale I est légèrement différente de celle rencontrée habituellement en géométrie complète car les effets de viscosité de paroi ne sont pas considérés entre x_1 et x_2 du fait de la présence du jet. L'expression développée de I est alors celle de l'Eq. B.9.

Combinaison avec une perte de charge par passage de l'écoulement en conduite coudée (TCJ)



L'introduction de la perte de charge en conduite coudée Δp_{coude} a pour conséquence l'obtention d'une équation non-linéaire en Q qui sera résolue numériquement à cause de la présence de puissances non-entières. Partant de l'Eq. 3.48 de la différence totale de pression dans le conduit :

$$\Delta p = \Delta p_{bern} + \Delta p_{coude-1} + \Delta p_{jet-2}$$

$$\Delta p = p(x = L_t) - p_0 = \frac{\rho_0 Q^2}{2l_t^2} \left(\frac{1}{h_t^2} - \frac{1}{h_{j-2}^2} \right) - \frac{\rho_0 Q^2}{2h_1^2 l_t^2} K_C - C_{jet-2} \frac{\rho_0 Q^2}{2l_t^2 h_2^2} K_{J-2} \quad (B.27)$$

$$(B.28)$$

et application de l'hypothèse de séparation $p(x \geq L_t) = 0$, le développement du terme K_C va permettre d'obtenir l'équation sous la forme $f(Q) = 0$:

$$\begin{aligned} 0 &= \frac{\rho_0 Q^2}{2l_t^2} \left(\frac{1}{h_t^2} - \frac{1}{h_{j-2}^2} \right) - 1.1 \cdot \frac{\rho_0 Q^2}{2h_1^2 l_t^2} \cdot \beta \left(\frac{2 \cdot 10^5}{Re_1} \right)^{0.2} - C_{jet-2} \frac{\rho_0 Q^2}{2l_t^2 h_2^2} K_{J-2} + p_0 \\ 0 &= \frac{\rho_0 Q^2}{2l_t^2} \left(\frac{1}{h_t^2} - \frac{1}{h_{j-2}^2} - C_{jet-2} \frac{K_{J-2}}{h_2^2} \right) - 1.1 \cdot \beta \cdot \frac{\rho_0 Q^2}{2h_1^2 l_t^2} \cdot \left(\frac{2 \cdot 10^5}{\nu(h_1 + l_t)} \right)^{0.2} + p_0 \\ 0 &= \frac{\rho_0 Q^2}{2l_t^2} \left(\frac{1}{h_t^2} - \frac{1}{h_{j-2}^2} - C_{jet-2} \frac{K_{J-2}}{h_2^2} \right) - 1.1 \cdot \beta \cdot \frac{\rho_0 Q^2}{2h_1^2 l_t^2} \cdot \left(\frac{10^5 \cdot \nu(h_1 + l_t)}{Q} \right)^{0.2} + p_0 \\ 0 &= \frac{\rho_0}{2l_t^2} \left[Q^2 \left(\frac{1}{h_t^2} - \frac{1}{h_{j-2}^2} - C_{jet-2} \frac{K_{J-2}}{h_2^2} \right) - 11 \cdot \beta \cdot \frac{Q^{1.8}}{h_1^2} \cdot \nu^{0.2} (h_1 + l_t)^{0.2} \right] + p_0 \quad (B.29) \end{aligned}$$

L'introduction des effets de viscosité introduit le terme de Poiseuille dans le membre de droite :

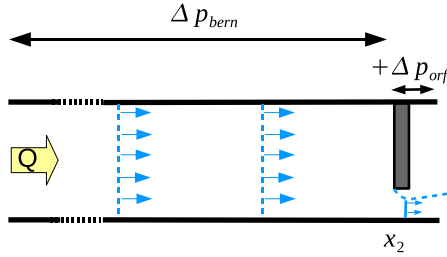
$$0 = \frac{\rho_0}{2l_t^2} \left[Q^2 \left(\frac{1}{h_t^2} - \frac{1}{h_{j-2}^2} - C_{jet-2} \frac{K_{J-2}}{h_2^2} \right) - 11 \cdot \beta \cdot \frac{Q^{1.8}}{h_1^2} \cdot \nu^{0.2} (h_1 + l_t)^{0.2} \right] - \frac{12\mu Q}{l_t} I + p_0 \quad (\text{B.30})$$

avec I donnée par l'Eq. B.8 liée à la géométrie complète.

B.2.4 Modèles comprenant une perte de charge par passage de l'écoulement à travers un orifice

Géométrie avec obstacle seul

Avec ce type de pertes de charge, le coefficient de pertes contient un terme en $Re^{-0.75}$ qui va encore conduire vers une équation non-linéaire en Q avec puissances non-entières. Le point de départ du développement est l'Eq. 3.53 :



$$\Delta p = \Delta p_{bern} + \Delta p_{orf} \quad (\text{B.31})$$

$$\Delta p = p(x = L_t) - p_0 = \frac{\rho_0 Q^2}{2l_t^2} \left(\frac{1}{h_t^2} - \frac{1}{h_2^2} \right) - C_{orf} \frac{\rho_0 Q^2}{2l_t^2 h_t^2} K_{orf} \quad (\text{B.32})$$

Arrivé à ce stade, l'hypothèse de séparation est appliquée pour $x \geq L_t$ et il va falloir développer le coefficient K_{orf} d'après les Eqs. 3.51 et 3.52 – on rappelle que $\Theta = \frac{h_2(h_t + l_t)}{h_t(h_2 + l_t)}$ est le rapport des diamètres canal/constriction équivalents :

$$K_{orf} = \frac{1}{C^2} \left(\frac{1}{\Theta} \right)^4 (1 - \Theta^4)$$

$$K_{orf} = \frac{1}{C^2} f(\Theta)$$

$$K_{orf} = \frac{1}{(0.5959 + 0.0312\Theta^{2.1} - 0.184\Theta^8 + 91.71\Theta^{2.5} Re^{-0.75})^2} f(\Theta)$$

$$K_{orf} = \frac{1}{(0.5959 + 0.0312\Theta^{2.1} - 0.184\Theta^8 + 54.53\Theta^{2.5} (\nu(h_t + l_t))^{0.75} Q^{-0.75})^2} f(\Theta) \quad (\text{B.33})$$

et on va insérer cette expression de K_{orf} dans l'Eq. B.32 qui est d'abord factorisée :

$$\begin{aligned}
0 &= \frac{\rho_0 Q^2}{2l_t^2} \left(\frac{1}{h_t^2} - \frac{1}{h_2^2} \right) - C_{orf} \frac{\rho_0 Q^2}{2l_t^2 h_t^2} K_{orf} + p_0 \\
0 &= \frac{\rho_0}{2l_t^2} \left[Q^2 \left(\frac{1}{h_t^2} - \frac{1}{h_2^2} \right) - C_{orf} \frac{Q^2}{h_t^2} K_{orf} \right] + p_0 \\
0 &= \frac{\rho_0}{2l_t^2} \left[Q^2 \left(\frac{1}{h_t^2} - \frac{1}{h_2^2} \right) \right. \\
&\quad \left. - \frac{C_{orf}}{h_t^2} \cdot \left(\frac{Q^2}{(0.5959 + 0.0312\Theta^{2.1} - 0.184\Theta^8 + 54.53\Theta^{2.5}(\nu(h_t + l_t))^{0.75} Q^{-0.75})^2} f(\Theta) \right) \right] + p_0 \\
0 &= \frac{\rho_0}{2l_t^2} \left[Q^2 \left(\frac{1}{h_t^2} - \frac{1}{h_2^2} \right) \right. \\
&\quad \left. - \frac{C_{orf}}{h_t^2} \cdot \left(\frac{1}{(Q^{-1}(0.5959 + 0.0312\Theta^{2.1} - 0.184\Theta^8) + 54.53\Theta^{2.5}(\nu(h_t + l_t))^{0.75} Q^{-1.75})^2} f(\Theta) \right) \right] + p_0
\end{aligned} \tag{B.34}$$

Pour la version avec prise en compte des effets de viscosité, il suffit de rajouter le terme $-\frac{12\mu Q}{l_t} I$ au membre de droite, avec $I = I_{canal} = \frac{x_2}{h_t^3}$.

Modèle géométrique complet : combinaison avec les pertes de charge liées à la conduite coudée

Le développement des différents termes de l'Eq. 3.55 :

$$\Delta p = \Delta p_{bern} + \Delta p_{coude-1} + \Delta p_{orf} \tag{B.35}$$

à savoir particulièrement Δp_{coude} et $\Delta p_{orifice}$, a déjà été vue dans les parties précédentes de cette Annexe. L'équation non-linéaire finale obtenue est donc :

$$\begin{aligned}
0 &= \frac{\rho_0}{2l_t^2} \left[Q^2 \left(\frac{1}{h_t^2} - \frac{1}{h_2^2} \right) - 11 \cdot \beta \cdot \frac{Q^{1.8}}{h_1^2} \cdot \nu^{0.2} (h_1 + l_t)^{0.2} \right. \\
&\quad \left. - \frac{C_{orf}}{L_{co}^2} \cdot \left(\frac{1}{(Q^{-1}(0.5959 + 0.0312\Theta^{2.1} - 0.184\Theta^8) + 54.53\Theta^{2.5}(\nu(h_t + l_t))^{0.75} Q^{-1.75})^2} f(\Theta) \right) \right] + p_0
\end{aligned} \tag{B.36}$$

avec cette fois le rapport des diamètres équivalents $\Theta = \frac{h_2(L_{co} + l_t)}{L_{co}(h_2 + l_t)}$.

Annexe C

Influence du contour de la langue sur les modèles d'écoulement

C.1 Influence de la courbure de la langue sur les modèles d'écoulement laminaire

La forme de la langue mécanique est restée jusqu'ici volontairement simple, avec une fin en angle droit, afin d'avoir une estimation plus aisée des caractéristiques de l'écoulement à travers le conduit vocal. Si le bout de la langue présentait une courbure arrondie – ce qui se rapproche plus de la physiologie, la position du point de séparation de l'écoulement serait plus incertaine et cela impliquerait au minimum d'ajouter un paramètre supplémentaire à faire varier pour ajuster cette position ([22], [117], [120]). Il est néanmoins intéressant d'étudier quels peuvent être les conséquences d'une légère modification de la forme de la langue. Trois courbures obtenues par approximation avec des fonctions mathématiques simples ou par interpolation de contours de pièces mécaniques sont présentées dans cette section, ainsi que l'influence de celles-ci lorsque les hypothèses des écoulements laminaires sont employées. Dans toute cette section, les observations et simulations sont effectuées sur la géométrie avec langue seule (LS) pour une distance langue-sortie $L = 19 \text{ mm}$ (ou $\frac{L}{L_t} = 0.105$).

C.1.1 Les différentes courbures de langue

La langue arrondie

En premier lieu, le contour extérieur d'une seconde langue mécanique est extrait à partir d'une photographie prise transversalement (c'est-à-dire dans le plan (x, z) de la Fig. 2.1) par une méthode de traitement d'image qui fait appel à des techniques de seuillage et binarisation sur la photo passée en « niveaux de rouges ». Les différentes étapes de ce traitement sont décrites plus en détail dans la Sec. C.1.3. Le contour résultant de cette opération est représenté en jaune sur la Fig. C.1 et permet d'observer la forme arrondie (de rayon 1 mm) au bout de la langue.

Après correction pour satisfaire aux conditions limites en $x = x_0$ et $x = x_1$, et retrait de la partie verticale en aval, deux méthodes d'interpolation du contour sont utilisées :

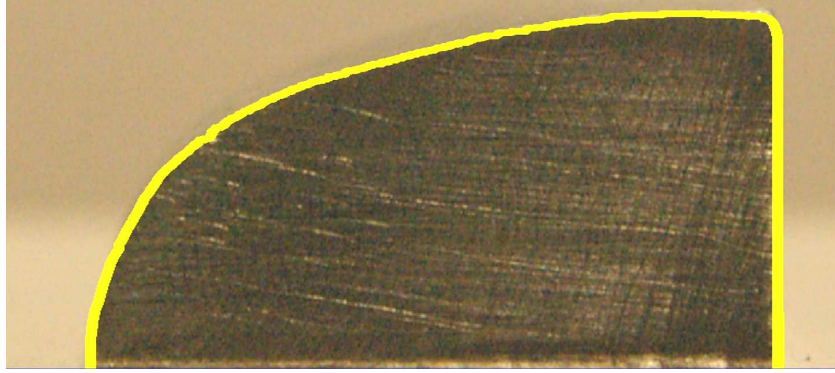


FIGURE C.1 – Grossissement du contour extérieur de la langue mécanique avec arrondi (en jaune), extrait par la méthode de traitement d’image décrite dans la Sec. C.1.3.

- la première utilise des polynômes de degré n calculés par un algorithme basé sur la méthode des moindres carrés. Un polynôme de degré 7 présentant une courbure intéressante est retenu pour cette étude.
- la deuxième méthode consiste à calculer une spline à partir de 23 points pris sur le contour, dont 6 sur le dernier millimètre (arrondi).

Dans la suite de la section, seul le polynôme de degré 7 est étudié en détail : la courbure résultant de celui-ci est appelée « langue polynomiale ».

Modélisation par une spline de la langue initiale

Maintenant, la langue mécanique avec fin abrupte (Fig. 1.18) est considérée. Son contour supérieur est aussi extrait par traitement d’image (mêmes techniques qu’avec la langue arrondie) puis interpolé par une spline à partir de 15 points. La méthode d’interpolation est identique à celle de la langue arrondie. Ce contour sera référencé sous le nom de « langue spline ».

Modélisation analytique elliptique

La contour de cette même langue est représenté par une portion d’ellipse coupée en quatre selon son grand axe de longueur $2a$ et son petit axe de longueur $2b$. La courbure extérieur de cette langue est donc définie par l’équation :

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{z^2}{b^2} = 1 \quad (\text{C.1})$$

dans un repère (O, x, z) porté par les axes de l’ellipse. En se plaçant dans le repère du modèle géométrique défini dans le chapitre précédent (Fig. 1.17) où la langue est entre les abscisses x_0 et x_1 , l’ordonnée z de la courbure s’exprime par :

$$z = h_l \sqrt{1 - \frac{(x - x_1)^2}{(x_1 - x_0)^2}} \quad (\text{C.2})$$

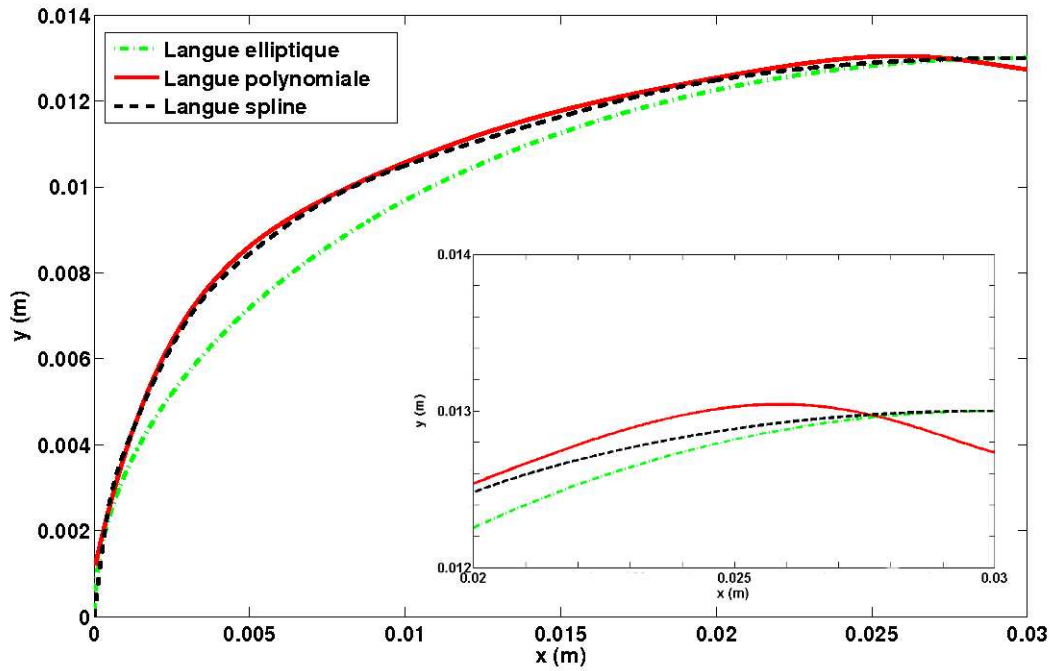


FIGURE C.2 – Courbures des trois approximations de langues elliptique, polynomiale et spline. En bas à droite, le bout des courbes situé entre les abscisses $x = 0.02$ et $x = 0.03$ m est agrandi.

avec $h_l = h_t - h_1 = 13$ mm la hauteur maximale de la langue qui dans ce cas est à son extrémité en x_1 . La hauteur du canal pour $x_0 \leq x \leq x_1$ est donc :

$$h(x) = h_t - 13 \cdot 10^{-3} \sqrt{1 - \frac{(x - x_1)^2}{(x_1 - x_0)^2}} \quad (\text{C.3})$$

Comparaison des différentes courbures

Les courbes des trois modèles de langue étudiés sont tracés sur la Fig. C.2. Une première remarque est que la langue polynomiale de degré 7 a pour origine $y(x = 0) \neq 0$, conséquence de la pente de la langue qui devient quasi-verticale au voisinage de l'origine couplé à l'ordre du polynôme trop petit. Mais ceci n'a pas un grand impact sur la fonction d'aire du modèle géométrique de conduit vocal, également grâce à cette quasi-verticalité à l'origine. Une comparaison entre la courbe elliptique et les deux autres montre un « dos de langue » (c'est à dire pour $0.002 \leq x \leq 0.02$ m) mécanique plus concave qu'une ellipse, ce qui correspond plus à la physiologie réelle lors de la prononciation d'une fricative [s] ou [ʃ]. La zone du bout de la langue pour $x > 0.02$ est celle présentant le plus de différences entre les trois représentations : si l'ordonnée des courbes elliptique et spline est uniquement croissante jusqu'à atteindre une valeur $y(x = 0.03) = 13$ mm, il n'en est pas de même pour le polynôme de degré 7 qui est croissant jusqu'en $x = 0.026$ mm (point de constriction minimale) et décroît ensuite pour finalement prendre une valeur $y(x = 0.03) = 12.7$ mm. Cet écart représente 10 % de la hauteur de la constriction $h_1 = 3$ mm.

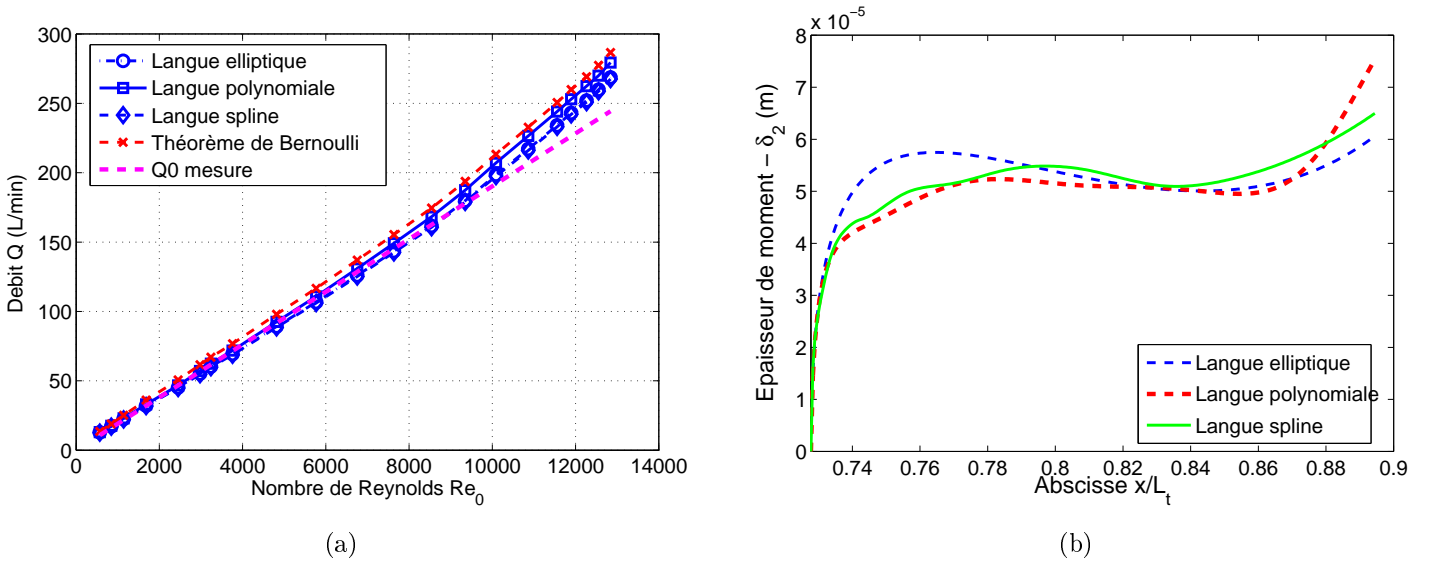


FIGURE C.3 – (a) Débits Q en fonction du nombre de Reynolds \tilde{Re}_0 pour les modèles basés sur la méthode de Thwaites (LTh) et le théorème de Bernoulli (LB) pour les différentes courbures de langue. Les prédictions étant identiques quelque soit la courbure pour LB, un seul tracé est représenté. (b) Evolution de l'épaisseur de moment δ_2 calculée par la méthode de Thwaites en fonction de l'abscisse adimensionnée $\frac{x}{L_t}$ le long de la langue. Ce cas correspond à une pression d'entrée $\tilde{p}_0 = 108Pa$.

C.1.2 Influence sur les prédictions par modèles laminaires

Débit de l'écoulement

L'évolution du débit estimé en fonction du nombre de Reynolds est représenté sur la Fig. C.3(a). Le calcul de Q dans le modèle LB se faisant en supposant la séparation de l'écoulement à la constriction maximale (Eq. 3.12), ses valeurs sont quasi-identiques quelque soit la courbure de la langue – d'où l'unique courbe rouge avec le symbole \times . Avec la méthode de Thwaites (LTh), cette évolution quasi-linéaire est semblable pour les trois langues, avec une divergence par rapport aux mesures accentuée pour les plus grandes valeurs de Re_0 . L'écart pour Re_0 donné entre les valeurs de la langue elliptique par rapport au modèle spline est inférieur à 1 L/min, alors qu'il peut dépasser les 10 L/min entre la langue polynomiale et les deux autres.

Le calcul du débit dans la méthode de Thwaites étant directement lié à l'épaisseur de couche limite au point de séparation, on retrouve qualitativement les mêmes écarts dans les valeurs de $\delta_2(x_1)$ représentées sur la Fig. C.3(b) pour $\frac{x}{L_t} \rightarrow 0.9$. Dans le même ordre d'idées, l'évolution de $\delta_2(x)$ est différente pour chaque langue, mais on retrouve des zones où elle est proche entre deux modèles – par exemple pour $0.74 < \frac{x}{L_t} < 0.78$ qui correspond au dos de la langue semblable pour les cas polynomiale et spline. Une dernière particularité de la courbure polynomiale provient d'une séparation de l'écoulement pour $x < x_1$ prédite par la méthode de Thwaites lorsque le nombre de Reynolds est supérieur à 11500.

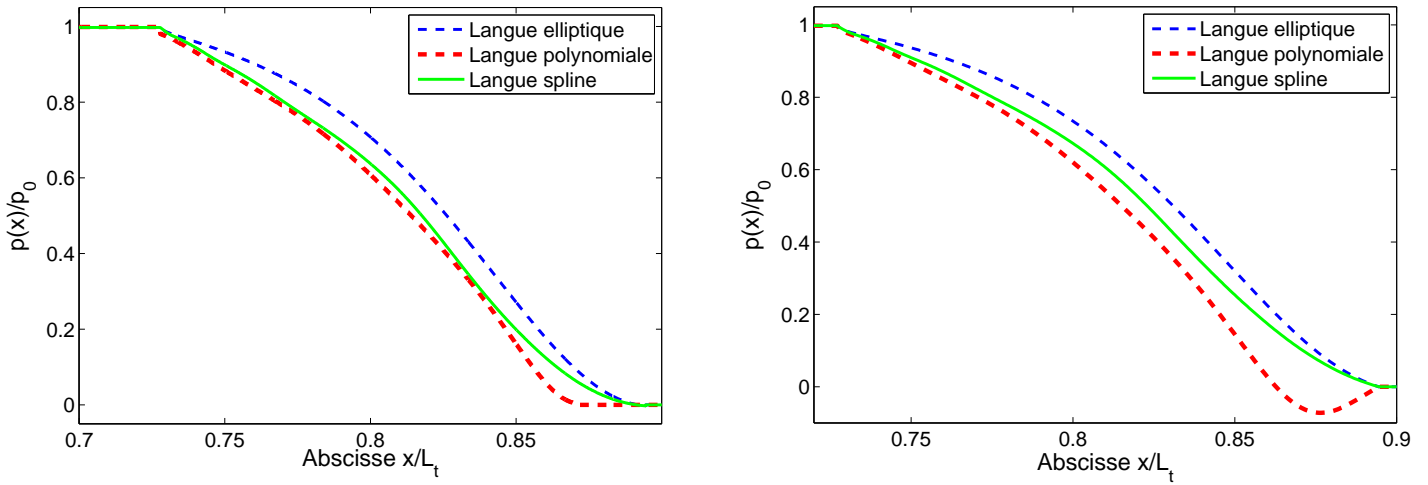


FIGURE C.4 – Evolution de la pression adimensionnée $\frac{p}{p_0}$ dans le conduit vocal en fonction de l’abscisse normalisée $\frac{x}{L_t}$ pour les modèles basés sur le théorème de Bernoulli (LB – à gauche) et la méthode de Thwaites (LTh – à droite) pour les différentes courbures de langue. La pression d’entrée correspondante est $\tilde{p}_0 = 108Pa$.

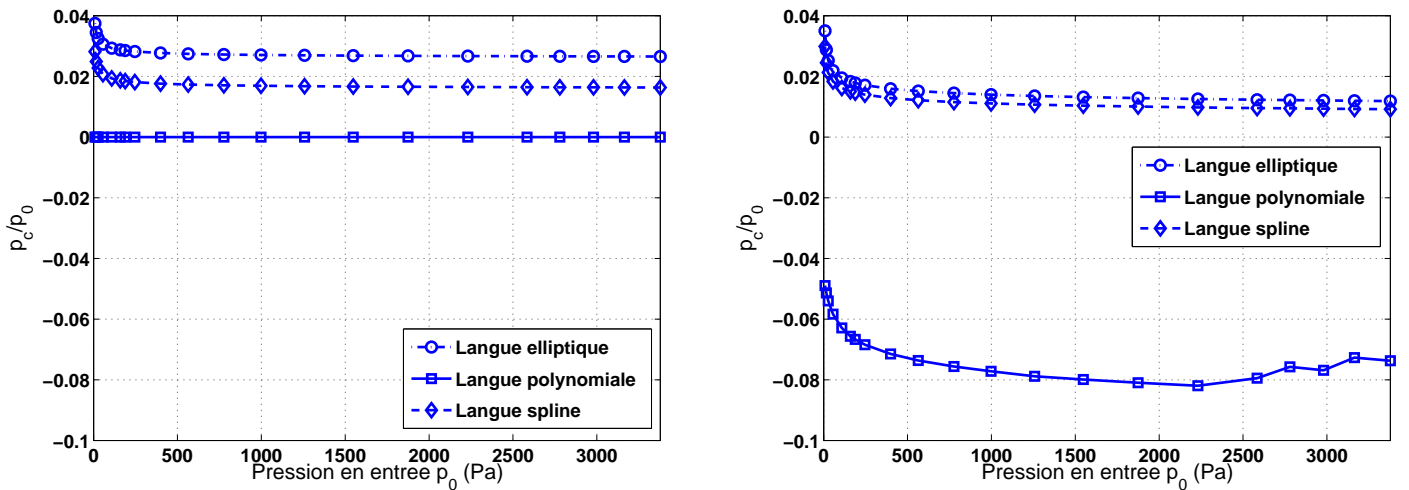


FIGURE C.5 – Pression $\frac{p_c}{p_0} = \frac{p(x=158.7\text{ mm})}{p_0}$ en fonction de p_0 pour les modèles basés sur le théorème de Bernoulli (LB – à gauche) et la méthode de Thwaites (LTh – à droite) pour les différentes courbures de langue. L’abscisse $x_c = 158.7\text{ mm}$ ($\frac{x_c}{L_t} = 0.882$) est telle que $h(x_c)_{\text{elliptique}} \simeq h(x_c)_{\text{polynomiale}} \simeq h(x_c)_{\text{spline}}$ (à 0.02 mm près).

Pression au niveau de la langue

La pression adimensionnée $\frac{p(x)}{p_0}$ sur la longueur de la langue est tracée sur la Fig. C.4 pour une pression en entrée $\tilde{p}_0 = 108 Pa$ (correspondant à $\tilde{Q} = 46.6 L/min$). La pression dans le canal calculée par l'équation de Bernoulli – on rappelle que cette équation est également employée pour le calcul de $p(x)$ dans la méthode de Thwaites avec prise en compte de la couche limite – dépend directement de la hauteur $h(x)$ (Eq. 3.10) : donc pour les courbures elliptiques et spline, $\frac{p(x)}{p_0}$ varie de façon monotone de 1 à 0. Ce qui amène à considérer la langue polynomiale avec sa courbure qui décroît après le point de constriction maximale : avec le modèle de Bernoulli (LB), le point de séparation est supposé à la constriction minimale (soit $\frac{x}{L_t} = 0.868$) et donc $p(x) = 0$ au-delà d'après l'hypothèse de séparation. Une pression négative est prédite pour LTh lorsque $\frac{x}{L_t} > 0.862$ jusqu'à la séparation de l'écoulement, qui est déterminée avec le critère $\lambda = \frac{\delta^2}{\nu} \frac{dU}{dx} = -0.0992$. Pour chaque type de langue, l'évolution de cette grandeur est identique pour les autres valeurs de \tilde{p}_0 lors des estimations par théorème de Bernoulli. Pour la méthode de Thwaites, le calcul de la couche limite étant dépendant des conditions d'entrée, l'évolution du rapport $\frac{p(x)}{p_0}$ dépend lui aussi de \tilde{Q}, \tilde{p}_0 .

Sur la Fig. C.2, les trois courbures de langue se croisent au point d'abscisse $x = 27.7 mm$. En considérant la géométrie entière du conduit vocal, ce point est à l'abscisse $x_c = 158.7 mm$ avec $h(x_c)_{elliptique} \simeq h(x_c)_{polynomiale} \simeq h(x_c)_{spline}$ à 0.02 mm près. Sur la Fig. C.5 sont tracées les pressions adimensionnées $\frac{p_c}{p_0}$ en x_c en fonction de p_0 . A cause de la proximité avec le point de séparation, les pressions calculées sont faibles en valeur absolue (moins de 10 % de la pression d'entrée), surtout pour ellipse et spline qui sont proches comme on l'a déjà vu sur la Fig. C.4. Dans tous les cas excepté la courbure polynomiale, $\frac{p_c}{p_0}$ converge vers une valeur asymptotique quand p_0 devient très grand. Le cas à part présente avec LTh néanmoins un début de convergence et puis une croissance qui est conséquence de la séparation prématurée de l'écoulement (qui est observée sur les 5 plus grandes valeurs de Re_0 sur le tracé de la hauteur de couche limite). Avec LB, l'abscisse x_c étant en aval du point de séparation, la pression p_c est estimée comme nulle.

La courbure de la langue est donc un paramètre influent dans la prédiction des grandeurs de l'écoulement par les modèles laminaires. La géométrie du bout de langue qui est proche du point de séparation est particulièrement importante, comme le montre le modèle polynomial qui lui seul présente un léger élargissement du canal en aval du point de constriction maximale, caractéristique héritée de la langue avec bout arrondi. Il est aussi le seul à estimer une pression négative près du col de la constriction (que ce soit p_c ou p_1) lorsque les effets de couche limite sont inclus dans la modélisation. D'ailleurs, les résultats concernant les interpolations par spline et polynomiales d'ordre plus élevé du contour avec arrondi extrait indiquent qu'ils estiment tous une pression p_1 négative avec la méthode de Thwaites. Tous ont également cet élargissement en aval du col de la constriction. Néanmoins, la pente de la courbure interpolée devient plus importante quand n augmente (ou avec la spline). Ceci va influencer la prédiction du point de séparation qui est alors souvent en amont de x_1 et devient dépendant des conditions d'entrée de l'écoulement. Une conséquence de cette dépendance est l'apparition de « paliers de pression » corrélés avec l'abscisse de séparation estimée par LTh. On peut noter que ce phénomène de pression négative en constriction axisymétrique a déjà été observé et simulé avec la méthode de Thwaites par C. Vilain sur une réplique mécanique de plis vocaux constituée de deux pièces cylindriques ([120], [121]). Ceci se produisait lorsque le point de séparation de l'écoulement

n'était pas à la constriction maximale, ce qui est le cas avec la langue polynomiale. D'ailleurs, l'algorithme de la méthode de Thwaites utilisé ne prend pas en compte l'asymétrie de notre géométrie, qui doit certainement changer la position du point de séparation.

C.1.3 Méthode d'extraction par traitement d'image

L'extraction du contour supérieur extérieur de la langue mécanique est faite au moyen d'un programme réalisant une succession d'opérations sur une image donnée en paramètre¹. Il a donc fallu d'abord prendre une photographie de la langue (Fig. C.6) en alignant correctement l'objectif de manière à ne pas voir la partie supérieure qui perturberait la détection du contour, ni déformer le profil. La règle accrochée sur le support de la langue sert à obtenir une conversion pixels \rightarrow mètres.

Les traitements effectués par le programme sur la photo sont :

- \rightarrow *rotation* de l'image pour que la base de la langue soit horizontale sur l'écran (angle entré par l'utilisateur).
- \rightarrow *recadrage* autour de la langue (dimensions et position du cadre également définies par l'utilisateur).
- \rightarrow passage de l'image en *niveaux de rouge* (niveaux de gris sur la base d'une composante rouge), suivi d'un rehaussement de contraste pour mieux distinguer la langue de ce qui l'entoure. A ce stade, la Fig. C.7(a) est obtenue.
- \rightarrow *binarisation* des niveaux : chaque pixel plus proche du rouge devient rouge, idem pour les pixels proches du bleu. Cette opération amène à la Fig. C.7(b).
- \rightarrow « *ouverture* » de l'image binarisée : les petits objets indésirables de taille inférieure à une structure (disque ayant n pixels de rayon par exemple) définie par l'utilisateur sont supprimés. Dans le cas de la Fig. C.7(b), les tâches rouges présentes dans la zone de la langue vont pouvoir être remplacées par du bleu, pour obtenir la Fig. C.7(c).
- \rightarrow finalement le contour (bande jaune de la Fig. C.7(d)) est *extrait* à la frontière des deux couleurs binaires. Seul la partie du contour au-dessus de la ligne bleue est conservée pour la suite.
- \rightarrow la conversion pixels \rightarrow mètres est effectuée au moyen de l'image de la règle.

C.2 Résultats complémentaires pour la modélisation de l'écoulement dans la géométrie équivalente de conduit vocal

C.2.1 Modèle de conduit vocal avec langue seule

Les variations de la pression dans la partie aval de la géométrie du conduit vocal sont tracées sur la Fig. C.8, en rappelant que pour la modélisation basée sur l'élargissement de section TJ, les

1. Programme réalisé à l'origine par J. Cisonni au DPC

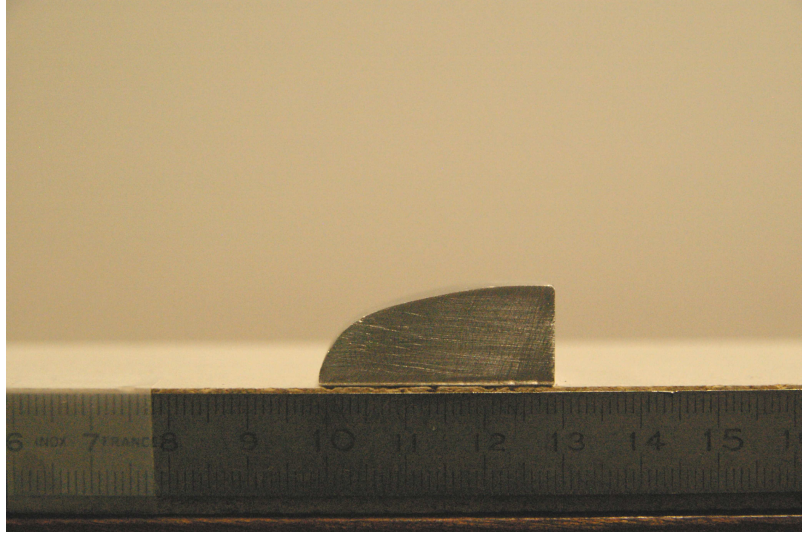


FIGURE C.6 – Photographie de profil de la langue mécanique arrondie utilisée pour l'extraction du contour par traitement d'image.

perdes de charge Δp_{jet} induites par l'élargissement de section sont prises en compte linéairement avec la distance $x - x_1$ dans le calcul de $p(x)$, à partir de la séparation partielle de l'écoulement (Sec. 3.2.2). En amont de la langue, la section du canal est constante et la viscosité laminaire introduite par le terme de Poiseuille induit de très faibles pertes en pression, d'où $\frac{p(x)}{p_0} \simeq 1$. Pour le modèle de Bernoulli LB et la méthode de Thwaites LTh, $p(x)$ décroît à partir de x_0 (abscisse du début de la langue) jusqu'au point de séparation au-delà duquel la pression est considérée comme nulle. La section précédente a montré que la pente et la vitesse à laquelle $p(x)$ décroît sont directement liées à la forme de la langue, et la Fig. C.8(d) indique peu d'écarts entre les deux modèles, ceux-ci étant causés par la contribution de la couche limite dans LTh. La forte dépendance vis-à-vis de la distance langue-sortie L observée sur le débit (4.1) est retrouvée sur $p(x)$ avec l'introduction des pertes par élargissement de section du modèle TJ et le changement du point de séparation qui en résulte. Ceci entraîne une variation non monotone du rapport $\frac{p(x)}{p_0}$ entre le début de la langue et la séparation, l'apparition d'un gradient de pression longitudinal positif sur une certaine longueur qui dépend de L (sauf dans le cas $L = 1\text{ mm}$) ainsi que l'estimation de pression négatives plus grandes en valeur absolue que celles observées sur la maquette.

C.2.2 Modèle de conduit vocal avec obstacle seul

L'évolution longitudinale de la pression prédite par les modèles d'écoulement (LB, TJ et TO) aux abords de la constriction et dans celle-ci est reportée sur la Fig. C.9 pour $h_2 = 1.5\text{ mm}$. Avant $\frac{x_2}{L_t} = 0.95$, l'écoulement parcourt la section constante du canal mentionnée dans le paragraphe précédent, avec $\frac{p(x)}{p_0} \simeq 1$. Qualitativement et quelque soit h_2 , LB et TJ présentent toujours un comportement identique avec une discontinuité sur $p(x)$ au passage l'écoulement de la section de hauteur h_t à la constriction de hauteur h_2 . Le fait d'avoir un obstacle avec une paroi verticale est à l'origine de ce comportement non représentatif d'un écoulement réel, mais même en prenant une géométrie de dent plus proche de la physiologie [35], le gradient de

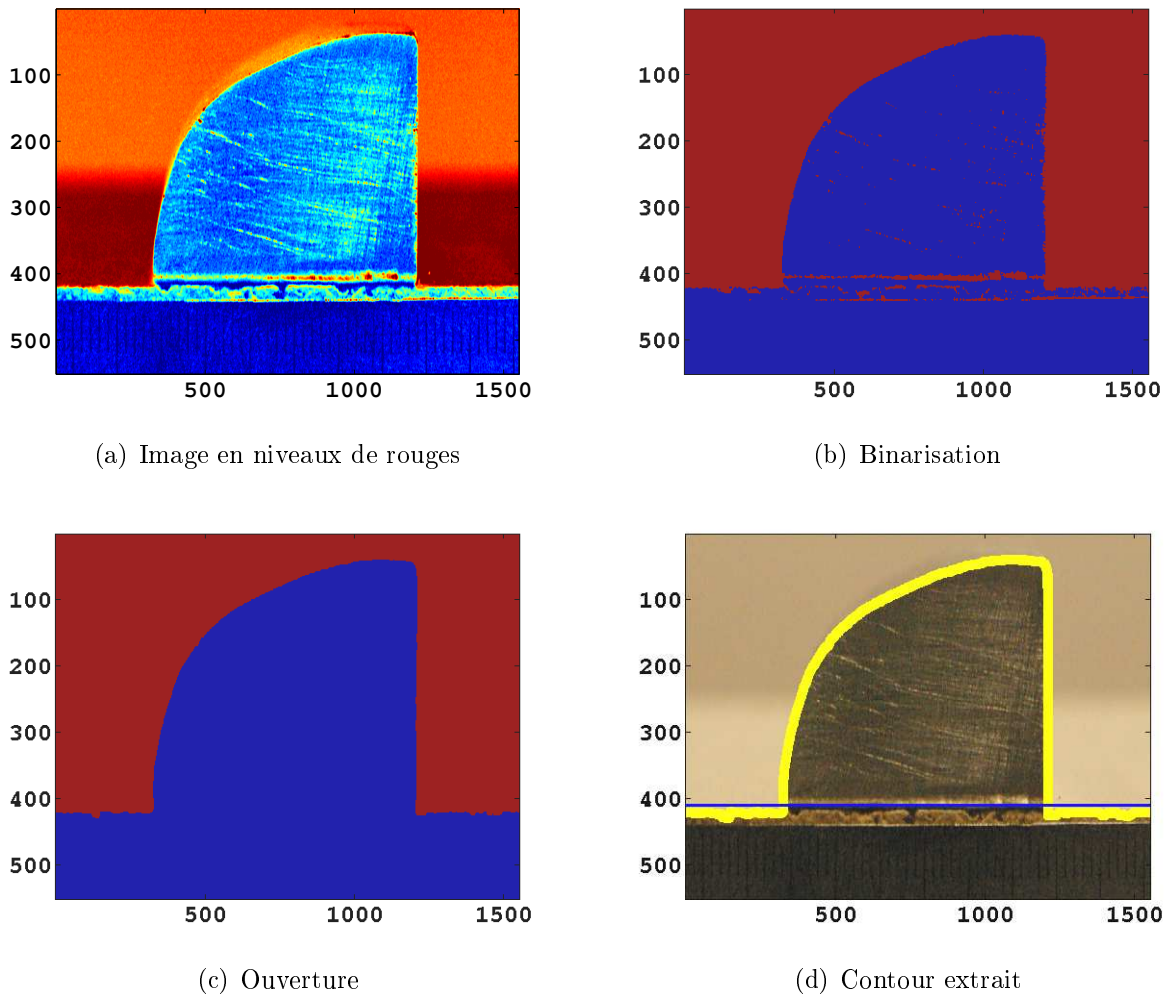


FIGURE C.7 – Etapes de l'extraction du contour de la langue par traitement d'image (les axes sont en nombre de pixels). Voir le texte pour plus de détails sur la méthode.

pression longitudinal induit par l'application du théorème de Bernoulli demeurerait sans doute trop important.

Le fait de placer la séparation partielle de l'écoulement en x_2 pour TO, et donc d'appliquer linéairement les pertes de charge Δp_{orf} entre x_2 et L_t , permet de ne plus avoir une discontinuité dans l'évolution longitudinale de $p(x)$. Mais comme la hauteur du jet pariétal formé après la séparation partielle est supposée quasi-constante, la variation de $\frac{p(x)}{p_0}$ est linéaire avec $\frac{x}{L_t}$, différente de celle de TJ où l'action simultanée du terme de Bernoulli dans le jet pariétal se développant et des pertes de charge Δp_{jet-2} appliquées linéairement à partir de x_3 entraîne cette évolution en croissance-décroissance vers 0.

C.2.3 Modèle de conduit vocal complet

Les Figs. C.10(a) et C.10(b) montrent l'évolution de $\frac{p(x)}{p_0}$ dans le cas $h_2 = 2.6$ mm pour une abscisse adimensionnée $\frac{x}{L_t}$ comprise entre 0.6 et 1 – les seules variations de p plus en amont sont

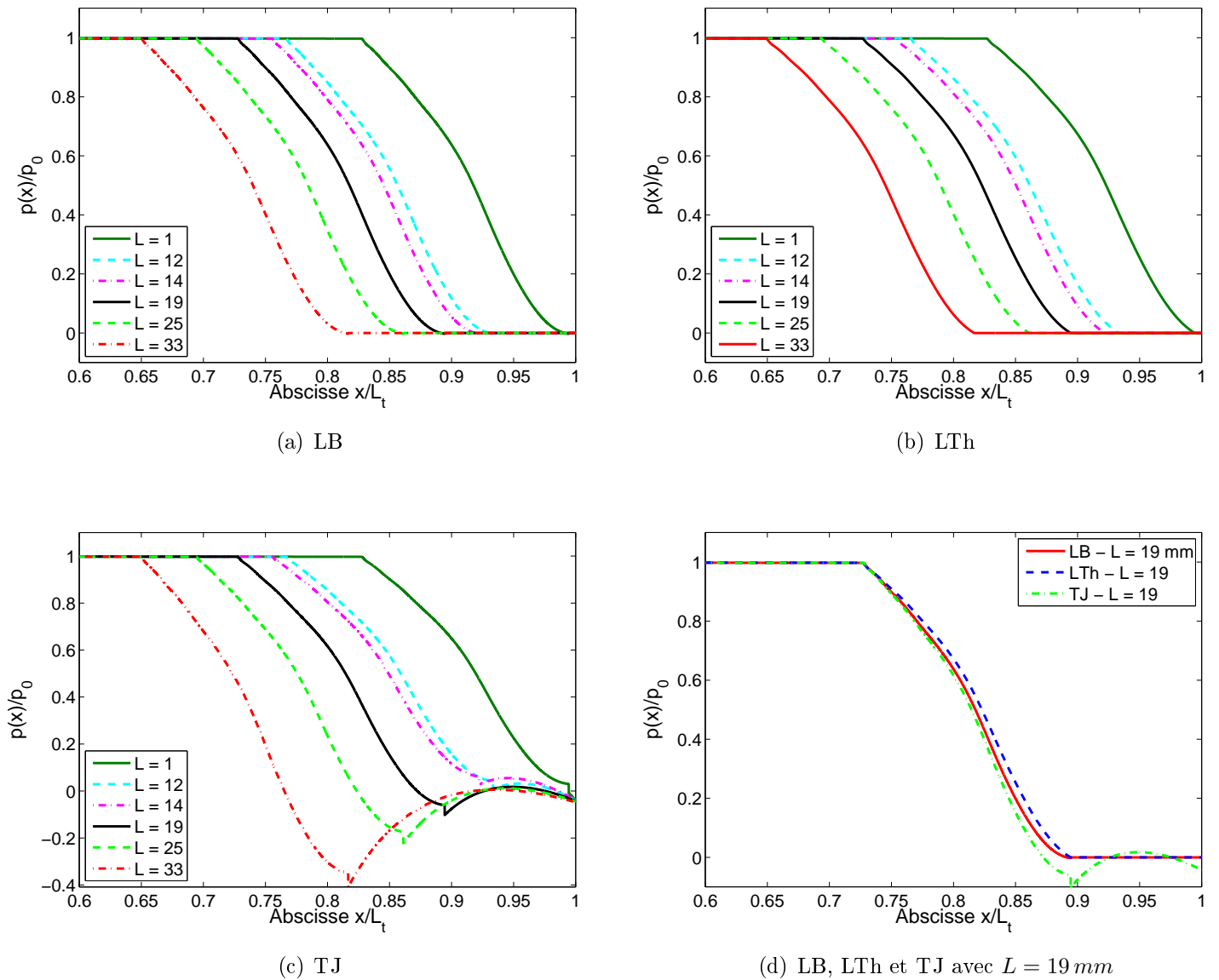


FIGURE C.8 – Evolution du rapport de pression $\frac{p(x)}{p_0}$ estimée dans le conduit vocal pour $0.6 < \frac{x}{L_t} < 1$ en configuration LS et une pression d'entrée d'environ 100 Pa. Le rapport est quasi-constant pour $\frac{x}{L_t} < 0.6$ (très faible contribution du terme de Poiseuille).

issues de la présence du terme de Poiseuille, qui modifie le rapport $\frac{p}{p_0}$ de moins de 1 %. Sachant que les simulations du modèle TC utilisent une géométrie équivalente basée sur la direction de l'écoulement (voir Fig. 3.2 et Fig. 3.3), l'évolution le long du conduit vocal est différente des trois autres modélisations et n'est pas représentée ici.

On retrouve les différences notées pour p_1 au niveau des variations de $p(x)$ dans la zone de la langue (Sec. 4.3.1), celles-ci étant principalement dues aux estimations également différentes du débit Q selon les modèles – notamment avec TO qui le sous-estime, la courbe de $p(x)$ est presque plate comparée aux deux autres. Au delà du bout de la langue en x_1 , le changement brusque de section du canal (de $h_1 = 3 \text{ mm}$ à $h_t = 16 \text{ mm}$) introduit une discontinuité pour

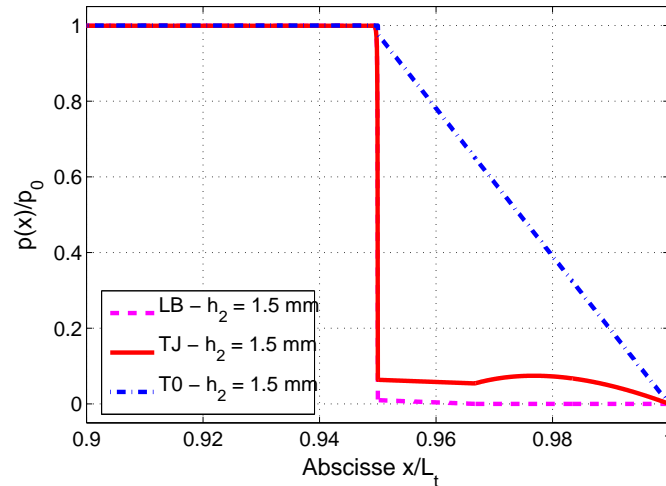


FIGURE C.9 – Evolution de la pression $p(x)$ adimensionnée par p_0 estimée par les trois modèles de la configuration OS, dans la zone proche obstacle pour $0.9 \leq \frac{x}{L_t} \leq 1$.

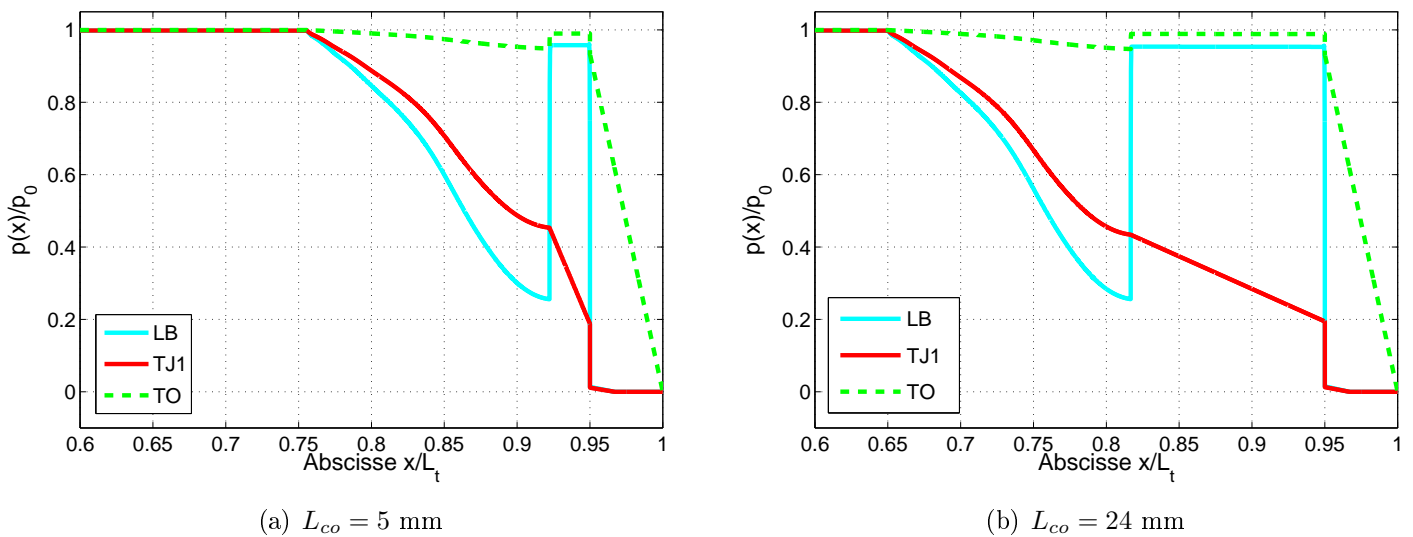


FIGURE C.10 – Evolution de la pression $p(x)$ e par p_0 le long de la géométrie complète du conduit vocal, pour les modèles LB, TC, TJ1 et TO lorsque $h_2 = 2.6$ mm. Les deux longueurs langue-obstacle sur ces figures sont (a) $L_{co} = 5$ mm et (b) $L_{co} = 24$ mm (dans ce cas le modèle TC n'est pas appliqué).

LB et TO. Celle-ci est atténuée dans le modèle TJ1 dont la hauteur utilisée après la séparation de l'écoulement en x_1 est celle du jet. L'atténuation est d'autant plus importante que L_{co} augmente. Au nouveau changement de section ayant lieu à l'entrée de l'obstacle (en $\frac{x}{L_t} = 0.95$), seul TO dont les pertes par passage de l'écoulement à travers l'orifice sont prises en compte linéairement depuis x_2 empêche l'apparition d'une seconde large discontinuité dans l'évolution de $p(x)$. Pour les deux autres modélisation, une pression proche de 0 est retrouvée dans la constriction à l'obstacle, puis 0 à partir du point de séparation en $\frac{x_2}{L_t} = 0.967$.

Annexe D

Calibrations des instruments de mesure

Les mesures des grandeurs physiques que sont la pression statique dans l'écoulement traversant la maquette, et la pression acoustique des ondes sonores caractérisant le bruit aéroacoustique, nécessitent l'utilisation de capteurs qui délivrent un signal électrique de tension variable. Une fois ce signal numérisé, la tension est reliée à la grandeur par une relation qui est susceptible de varier selon les conditions expérimentales. Une calibration des instruments de mesures est donc nécessaire afin de convertir avec précision le signal qu'ils délivrent.

D.1 Calibration des instruments de mesure de la pression statique

D.1.1 Manomètre électronique

Le manomètre électronique, un modèle *Ashcroft-XLdp*, est utilisé pour mesurer et contrôler la pression en entrée de la maquette de conduit vocal aux cours des expériences, mais aussi pour calibrer les transducteurs de pression piézoélectriques (voir partie suivante). Sa calibration n'ayant pas été re-contrôlée depuis longtemps, une vérification de celle-ci a donc été faite en mettant en parallèle à un manomètre à eau. Les deux manomètres sont raccordés vers un point de pression constante, dont la valeur est changée au moyen du détendeur qui permet un réglage fin. Ce montage est schématisé sur la Fig. D.1(a).

Deux manomètres à eau différents ont été utilisés : le premier est un petit modèle limité à une pression de $100 \text{ mmH}_2\text{O}$, et le second est équipé d'une colonne de liquide plus grande permettant de monter jusqu'à $300 \text{ mmH}_2\text{O}$. Utiliser les deux a permis de s'assurer que l'on retrouvait bien la même pression (à une précision de $0.5 \text{ mmH}_2\text{O}$ près, soit environ 5 Pa). Les résultats de cette calibration sont présentés sur la Fig. D.1(b), pour les mesures avec le grand manomètre. La comparaison avec celle effectuée par Fahas [29] en 1997 (!) permet de voir que le rapport pression/tension a changé de 960 Pa/V vers 975 Pa/V (soit 1.6 % en plus).

D.1.2 Transducteurs de pression piézoélectriques

Les transducteurs de pression piézoélectriques sont utilisés pour mesurer la pression en divers points de la maquette. Les deux modèles *Kulite XCS-093* et *Endevco 8507-C* nécessitent d'être

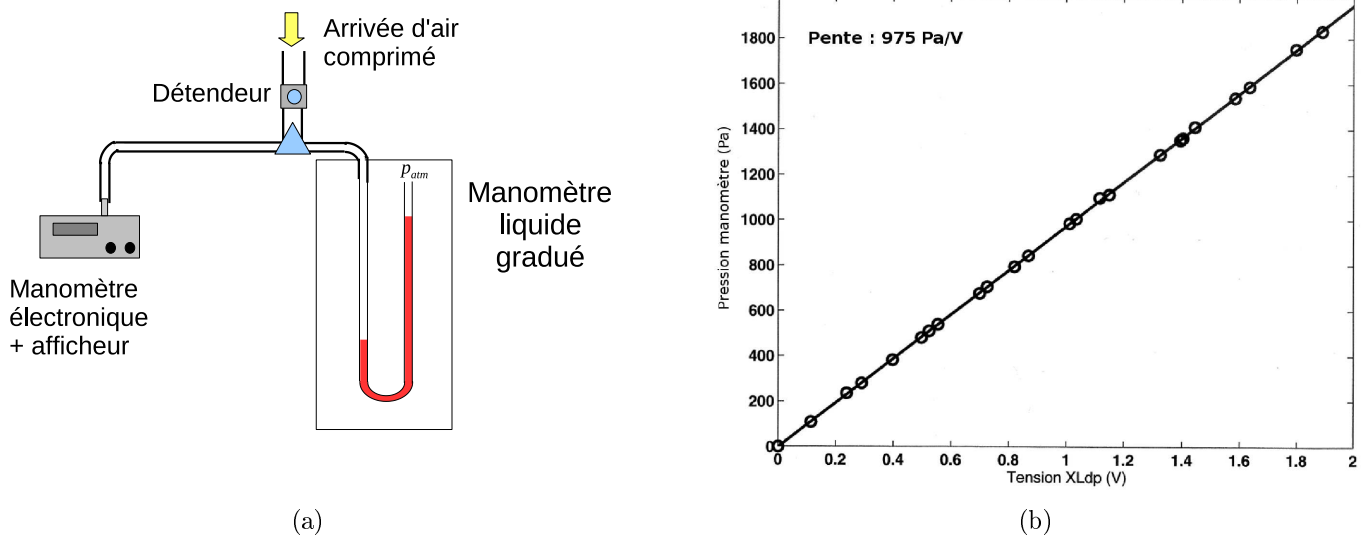


FIGURE D.1 – (a) Dispositif de calibration du manomètre électronique. (b) Tension délivrée par le manomètre électronique *Ashcroft-XLdp* en fonction de la pression lue sur le manomètre à eau. La pente indiquée est celle de la droite obtenue par régression linéaire sur l'ensemble des points de mesure.

conditionnés puis calibrés avant de pouvoir servir lors des mesures. La procédure de calibration est assez semblable à celle du manomètre électronique, qui va d'ailleurs être raccordé en vis-à-vis du transducteur sur un point de pression identique. Ce dernier est branché en paroi d'une conduite de 2.5 cm de diamètre, qui est obstruée en aval (par exemple par un obstacle ou une réplique mécanique de cordes vocales).

De l'air comprimé est envoyé dans la conduite, dont la pression interne est régulée à l'aide d'un détendeur positionné en amont de celle-ci. Pour chaque capteur, une dizaine de points tension / pression couvrant un domaine de 0 à 1000 Pa sont mesurés. Ensuite une droite de régression linéaire est calculée, de manière analogue à ce qui a été fait pour le manomètre électronique (Fig. D.1(b)). La réponse des deux capteurs est bien linéaire (corrélation de 0.99 entre les points et la droite) pour un gain de 630 Pa/V pour les modèles *Endevco 8507-C*, et 2650 Pa/V pour les modèles *Kulite XCS-093*.

D.2 Calibration et réponse des microphones

D.2.1 Micros Bruel & Kjaer

Parmi les micros composant l'antenne microphonique décrite dans la Sec. 5.1, les modèles 4192 de Bruel & Kjaer [16] sont les plus performants avec une réponse fréquentielle quasi-plate jusqu'à 20 kHz (+3 dB_{SPL} au maximum). La réponse mesurée par le fabricant, et livrée avec les micros, est représentée sur les Figs. D.2(a) et D.2(b) pour les deux types 4192 utilisés lors des mesures acoustiques.

Les microphones ont parfois besoin d'être re-calibrés, avant une expérience par exemple, pour contrôler le paramètre correct de conversion tension/pression S_0 . Pour ce faire, un cali-

**Pressure-field
1/2" Microphone Type 4192
Calibration Chart**

Bruel & Kjaer
Serial No: **2114527**


Open-circuit Sensitivity*, S_0 : **-38.4** dB re 1V/Pa
Equivalent to: **12.1** mV/Pa
Uncertainty, 95 % confidence level: **0.2** dB
Capacitance: **19.7** pF

Valid At:
Temperature: 23 °C
Ambient Static Pressure: 101.3 kPa
Relative Humidity: 50 %
Frequency: 251.2 Hz
Polarization Voltage, external: 200 V

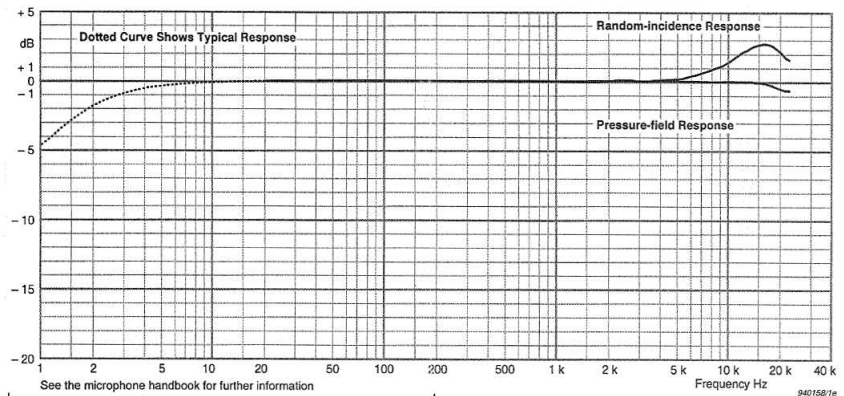
Sensitivity Traceable To:
DPLA: Danish Primary Laboratory of Acoustics
NIST: National Institute of Standards and Technology, USA

IEC 61094-4: Type WS 2 P

Environmental Calibration Conditions:
100.2 kPa 24 °C 51 % RH

Procedure: 704218 Date: 29. Jul. 1998 Signature: 

* $K_0 = -26 - S_0$ Example: $K_0 = -26 - (-38) = +12$ dB
BC 0227 - 12



(a)

**Pressure-field
1/2" Microphone Type 4192
Calibration Chart**

Bruel & Kjaer
Serial No: **2114528**


Open-circuit Sensitivity*, S_0 : **-37.0** dB re 1V/Pa
Equivalent to: **14.2** mV/Pa
Uncertainty, 95 % confidence level: **0.2** dB
Capacitance: **18.9** pF

Valid At:
Temperature: 23 °C
Ambient Static Pressure: 101.3 kPa
Relative Humidity: 50 %
Frequency: 251.2 Hz
Polarization Voltage, external: 200 V

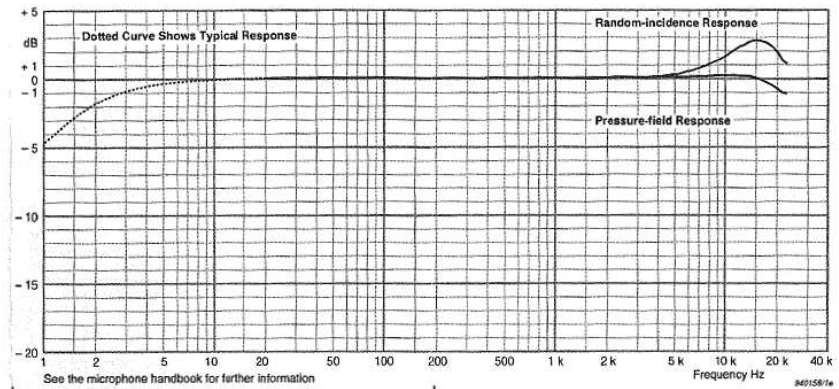
Sensitivity Traceable To:
DPLA: Danish Primary Laboratory of Acoustics
NIST: National Institute of Standards and Technology, USA

IEC 61094-4: Type WS 2 P

Environmental Calibration Conditions:
100.2 kPa 24 °C 51 % RH

Procedure: 704218 Date: 29. Jul. 1998 Signature: 

* $K_0 = -26 - S_0$ Example: $K_0 = -26 - (-38) = +12$ dB
BC 0227 - 12



(b)

FIGURE D.2 – Réponse des micros de type 4192 de marque Bruel & Kjaer [16] donnée par le fabricant, ainsi que d’autres caractéristiques comme la sensibilité. (a) Micro 4192 avec numéro de série 2114527, (b) numéro 2114528.

brateur émettant à une intensité et fréquence données est utilisé, en conjonction avec un moyen d’acquisition/conversion numérique du signal délivré par le microphone.

Le calibrateur utilisé est un modèle 4231 également de marque B&K émettant avec précision un signal à 94 dB_{SPL} pour une fréquence de 1000Hz. Le micro est placé dans l’emplacement du calibrateur prévu à cet effet, puis relié à l’amplificateur [16]. Ce dernier est connecté à la carte d’acquisition numérique via un câble BNC, ce qui permet de transmettre le signal enregistré au PC, le tout commandé par une interface Labview qui convertit la valeur quadratique de la tension acquise V_{rms} en niveau sonore (dB_{SPL}) tel que :

$$N_p = 20.log\left(\frac{V_{rms}}{G * S_0 * p_{ref}}\right) \tag{D.1}$$

avec S_0 la sensibilité actuelle du micro en mV/Pa et $p_{ref} = 2.10^{-5} Pa$ la pression acoustique de référence. Le gain G est ajusté de manière à avoir à avoir 93.85 dB_{SPL} affiché – ajustement -0.15 dB recommandé pour les mesures en champ lointain. Les deux 4192 ont une sensibilité

différente, et donc le gain à appliquer diffère également : $G = 1.0385$ pour le micro avec le numéro de série 2114527 et $G = 0.876$ pour le numéro 2114528.

D.2.2 Réponse des micros classiques MP33865

Pour finir, la réponse fréquentielle des huit micros MP33865 est tracée sur la Fig. D.3(a). Elle a été obtenue en plaçant chaque micro successivement devant une chambre de compression dont la bande passante est 200 Hz - 10 kHz, à 15 cm de distance. Le tout dans la salle expérimentale qui a aussi servi aux mesures. Tout d'abord, la réponse de chambre de compression a été vérifiée avec les micros BK (réponse plate jusqu'à 10 kHz) et est tracée sur la Fig. D.3(b). On remarque qu'elle n'est pas plate, mais il se peut aussi que certaines fréquences propres à la salle soient également excitées. D'ailleurs celle des micros ne l'est pas non plus, et une correction sur le niveau global est appliquée de manière à ce que la réponse à 1000 Hz soit identique. Compte tenu de ces remarques, on préférera les micros BK4192 pour l'étude de la réponse spectrale du bruit aéroacoustique de la maquette.

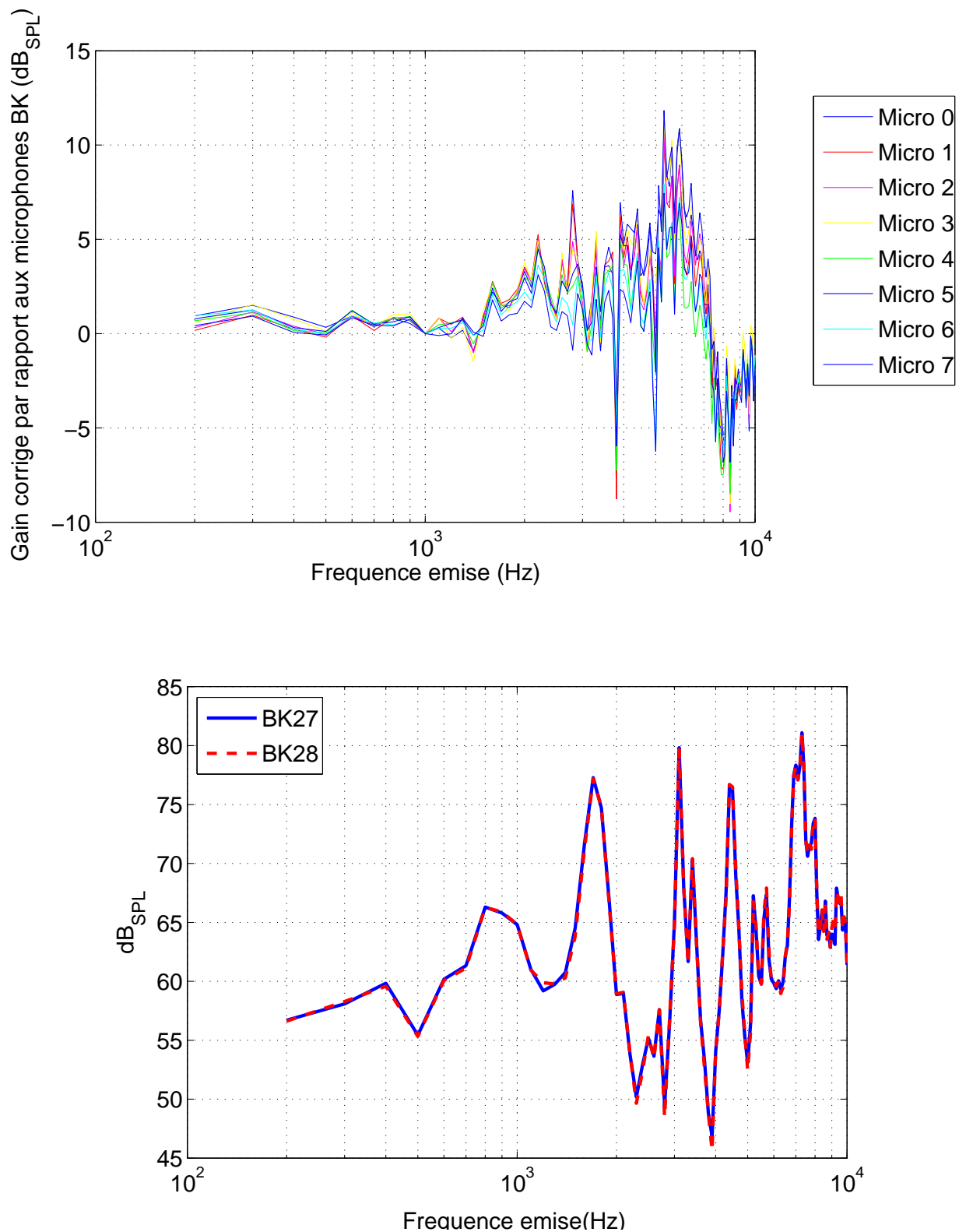


FIGURE D.3 – En haut : réponse fréquentielle jusqu'à 10 kHz de la chambre de compression dans la salle expérimentale mesurée avec les 8 micros MP33865, après correction du niveau global de manière à avoir un niveau en dB identique à 1000 Hz. En bas : réponse de la chambre de compression dans la salle expérimentale mesurée à l'aide des deux micros BK4192. D'après [77].