



**HAL**  
open science

## Dynamique des fluides et Production vocale

Denisse Sciamarella

► **To cite this version:**

Denisse Sciamarella. Dynamique des fluides et Production vocale. Physique [physics]. Université Paris XI, 2018. tel-02371627

**HAL Id: tel-02371627**

**<https://theses.hal.science/tel-02371627>**

Submitted on 20 Nov 2019

**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.

Synthèse des travaux  
présentée à l'Université Paris-Sud — Paris Saclay  
pour obtenir le  
**Diplôme d'Habilitation à Diriger des Recherches**  
par

**Denisse Sciamarella**

Chargée de Recherche CNRS de 1ère classe

Institut Franco-Argentin d'Études sur le Climat et ses Impacts (IFAECI)  
Unité Mixte International 3351 (CNRS-CONICET-UBA)

---

---

**DYNAMIQUE DES FLUIDES ET PRODUCTION VOCALE**

---

---

Soutenue le 7 décembre 2018, devant le jury composé de :

<i>Rapporteurs</i>	Jorge LUCERO	Professeur, Université de Brasilia, Brésil
	Caroline NORE	Professeur, Université de Paris-Sud, Paris
	Jean KERGOMARD	Directeur des Recherches au CNRS, LMA, Marseille
<i>Examineurs</i>	François LUSSEYRAN	Directeur des Recherches au CNRS, LIMSI, Orsay
	Luc PASTUR	Professeur associé à l'ENSTA, Paris
	Guillermo ARTANA	Professeur, LFD, Université de Buenos Aires, Argentine
	Yves POMEAU	Directeur de Recherche émérite CNRS, ENS, Paris
<i>Invité</i>	Ramiro GODOY DIANA	Chargé de Recherche CNRS, ESPCI, Paris

*La voix est un élément que j'exprime et qui ne cesse de m'appartenir.*

Jacques Derrida, 'La voix et le phénomène'

# Remerciements

Je tiens à exprimer toute ma gratitude aux membres du Jury pour l'intérêt qu'ils ont bien voulu porter à mes travaux de recherche, et pour l'honneur qu'ils m'ont fait en acceptant de les évaluer.

Je voudrais aussi témoigner toute ma reconnaissance aux collègues avec qui j'ai collaboré étroitement, pour la merveilleuse ambiance de travail et les discussions que nous ont permis de garder un esprit ouvert.

Merci à chacun des étudiants que j'ai encadrés, pour leur dévouement aux objectifs, pour leur gaïté et pour l'amitié qui nous a souvent liés et gardé en contact.

Enfin, merci à mes référents et mes mentors, et tout particulièrement à Patrick Le Quéré, pour avoir accompagné les décisions principales de mon parcours scientifique.

# À propos de la langue et de la version

Je tenais à rédiger ce document dans la langue du pays qui m'a accueilli comme scientifique. Je remercie Thomas Duriez, pour son aide précieuse dans la rédaction en français.

Les figures manquantes dans la version mise en ligne par le serveur de thèses multidisciplinaire (TEL) peuvent être récupérées dans les articles cités.

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 La production vocale</b>	<b>3</b>
1.1 Revenons à la source . . . . .	3
1.2 Les mécanismes laryngés . . . . .	9
1.3 Les sources multiples . . . . .	13
<b>2 L'écoulement laryngé</b>	<b>18</b>
2.1 Une ligne d'écoulement . . . . .	20
2.1.1 Coup de Bélier . . . . .	20
2.1.2 La fermeture glottique . . . . .	23
2.1.3 Le raccordement des modèles fluide-acoustique . . . . .	26
2.2 Un écoulement plan . . . . .	29
2.2.1 Le décrochage dynamique . . . . .	30
2.2.2 La double cavité . . . . .	31
2.3 L'écoulement 3D . . . . .	47
2.3.1 Reconstruction 4D du champ de vitesse . . . . .	49
2.3.2 Reconstruction 4D du champ de vorticité . . . . .	53
2.3.3 La carrousel à trois dimensions d'espace . . . . .	60
<b>3 Les écoulements fluides</b>	<b>63</b>
3.1 L'auto-similarité spatiale . . . . .	63
3.2 Les équations d'Euler 3D . . . . .	68
3.3 Régions lagrangiennes cohérentes . . . . .	75
<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>82</b>





## Résumé

Les travaux recueillis dans ce mémoire portent sur la dynamique des fluides comme principal domaine de recherche et sur les écoulements liés à la production de la voix comme principale application.

Les approches présentées combinent des analyses théoriques non linéaires, des simulations numériques et des études expérimentales qui ont permis de dévoiler des phénomènes inconnus en sciences de la parole, et de modéliser la physique qui leur est associée.

Des problèmes de recherche fondamentale tels que les propriétés d'auto-similarité des écoulements, les singularités à temps fini des équations d'Euler à trois dimensions d'espace et l'analyse topologique des séries temporelles, complètent la recherche sur la production vocale et pavent la voie pour aborder des problèmes rencontrés dans d'autres écoulements naturels, tels que les écoulements géophysiques.

# Curriculum Vitae

## Information personnelle :

Nom et prénom : Sciamarella, Denisse

Naissance : Née le 31 Décembre 1971 à Mar del Plata, Pcia. De Buenos Aires, Argentine

Nationalité : Argentine/Italienne

Adresse professionnelle : Institut Franco-Argentin d'Études sur le Climat et ses Impacts (IFAECI)

UMI 3351 (CNRS-CONICET-UBA)

Intendente Guiraldes 2160, Ciudad Universitaria Pabellon II, 2do. Piso (C1428EGA)  
Ciudad Autónoma de Buenos Aires, Argentina

Tel : +54 11 52858458

Mail : denisse.sciamarella@cima.fcen.uba.ar

Fonction actuelle : Chargée de recherche de première classe

Enfants : Amílcar Alinovi, né le 23 mars 2006

Aurelio Alinovi, né le 3 mai 2009

## Diplômes

2001 Doctorat d'État en Sciences Physiques de l'Université de Buenos Aires. Buenos Aires

1997 Licenciatura en Física de la Universidad de Buenos Aires

## Bourses

2001 Bourse du Ministère de l'Éducation nationale, de l'Enseignement supérieur et de la recherche. Domaine : Computational Fluid Dynamics. Direction : Jean-Luc Guermond. Lieu de travail : LIMSI, France

2000 European Union Contract : "Intermittency"- Coordination : Patrick Tabeling, Paris, France. Domaine : Physique de la Turbulence Réelle. Direction : Yves Pomeau. Lieu de travail : Laboratoire de Physique Statistique, École Normale Supérieure (ENS), Paris, France

- 1999 Deutscher Akademischer Austauschdienst (DAAD). Domaine : Histoire des Sciences. Direction : M. Folkerts. Lieu de travail : Ludwig Maximilians Universität München, Allemagne
- 1997 Fondo para el mejoramiento de la Calidad Universitaria (FOMECA). Domaine : Dynamique non linéaire. Direction : G. B. Mindlin. Lieu de travail : Departamento de Física de la Facultad de Ciencias Exactas y Naturales (FCEN) de la Universidad de Buenos Aires (UBA), Argentine

## Enseignement

- 1993-1997 Enseignante du Département de Mathématiques du Ciclo Básico Común de l'Université de Buenos Aires, Sede Ciudad Universitaria
- 1995 Enseignante du Département de Physique de la Faculté de Sciences Exactes et Naturelles (FCEN) de l'Université de Buenos Aires, Cours : Physique Théorique III.

## Activité professionnelle

- 2002-2006 Chargée de Recherche de 2ème classe au LIMSI-CNRS
- 2007-2017 Chargée de Recherche de 1ère classe au LIMSI-CNRS
- 2017-... Chargée de Recherche de 1ère classe à IFAECI UMI 3351 (CNRS-CONICET-UBA)

## Mobilité

- 2007-2009 Mise à disposition du "Laboratorio de Fluidodinámica" de l'Université de Buenos Aires (2007-2009)
- 2010-2017 Missions longue durée au sein du Laboratoire International Associé Physique et Mécanique des Fluides
- 2017-2018 Affectation à l'Unité Mixte Internationale 3351 IFAECI (CNRS-CONICET-UBA)

## Activité éditoriale

Reviewer ad-hoc pour :

- Acta Mechanica
- Acustica united with Acta Acustica
- European Journal of Mechanics - B/Fluids
- Speech Communication
- Canadian Review of Physics

Journal of the Acoustical Society of America  
 Experiments in Fluids  
 Computers and Fluids  
 PLoS ONE  
 Journal of Mathematical Analysis and Applications  
 Journal of Biomechanics

Chapitres de livre :

Una lectura topológica de las categorías de Ernesto Laclau, dans : Debates y Combates, p. 29-71, ISBN : 9771852434008 (2012)

## Services Professionnels

2009 Membre du jury de thèse de Doctorat d'Etat d'Alejandro Gronskis : « Modelos reducidos para la simulación de flujos turbulentos », Universidad de Buenos Aires (2009)

2015 Membre du jury de Tesis de Ingeniería Naval y Mecánica of G. Doisenbant : “Mecanismo de propulsión de cuerpos flexibles con movimiento peristáltico”, Universidad de Buenos Aires

2016 Membre du Comité Scientifique du 10th International Conference on Voice Physiology and Biomechanics held in Valparaiso, Chili, Mars 14-17

2017 Membre du Jury de thèse du Doctorat d'Etat de Florian Tuerke : “Interaction entre deux cavités opposées dans un canal hydrodynamique”, Université Paris-Saclay (2017)

## Encadrement d'étudiants

Stages :

Daniel Benacquista (2005),  
 Elisa Chisari (2008),  
 Marine Bayard (2016)  
 Charlotte Buisine (2018)

Thèses de fin d'études :

Florian Krebs (2010-2011) Université de Stuttgart (Allemagne)  
 Philipp Dörr (2012-2013) Université de Stuttgart (Allemagne)  
 Angel Centeno (2012-2013) Université de Buenos Aires (Argentine)

Thèses de Doctorat :

Florian Tuerke (2013-2017), Thèse en co-tutelle Université Paris-Saclay et Université de Buenos Aires. Soutenue le 7 avril 2017.

Gisela Charo (2015-2020) Thèse en co-direction CONICET-CNRS, Bourse CONICET.

## Post Docs :

Fabrice Silva (2009-2010) Bourse Bernardo Houssay suivi de Programme ANR retour post-doctorants (RPDOC 2012)

Pierre Audier (2015-2016) Programme de séjours de recherche post-doctoraux « Bernardo Houssay »,

Darío Alviso (2017-2018) Bourse CONICET (2017-2018)

**Contrats de recherche**

POPAART Projet « Facteurs Physiques et de contrÔle moteur dans les Propriétés Acoustiques et ARTiculatoires de la parole. Données physiologiques, expérimentations physiques, simulations et interprétation phonétique (POPAART) ». Pays impliqués : France, Allemagne. Fonction : Participant. Porteur : Pascal Perrier. Durée : 2004-2007.

TIC Projet de Coopération Scientifique TIC between SECyT (Argentine) et INRIA-CNRS (France) « Estimation de modèles dynamiques réduits d'écoulements turbulents à partir de séquence d'images » Fonction : Participant. Porteur : Etienne Mémin. Durée : 2008-2009.

STICAmSud 07-STIC-05 Fonction : Porteur. Montant : 18 kEur. Pays impliqués : Argentine (CONICET, Mincyt), Brasil (CAPES), France (CNRS-INRIA). Durée : 2008-2009.

LIA PMF Laboratoire International Associé en Physique et Mécanique des Fluides - Fonction : membre fondateur, coordination Axe 3, Responsable contenus site web. Montant : 180 kEur. Durée : 2010-2017.

MINCYT Raíces Red Raíces Mincyt. Fonction : Porteuse. Montant : 50 kARS. Durée : 2010-2014.

ANR VOFOCAM Agence Nationale de la Recherche, Programme Retour du Post-doc Fabrice Silva. VOFOCAM. Fonction : Coordinateur axe 2. Montant : 493 kEur. Durée : 2012-2014.

CAFCI Centro Argentino Francés en Ciencias de la Ingeniería. Fonction : Porteuse du projet MoSiME avec Guillaume Haiat. Montant : 30 kEur. Durée : 2015-2017.

STICAmSud 13-STIC-08 Fonction : Porteuse. Montant : 24 kEur. Pays impliqués : Argentina (CONICET, Mincyt), Brasil (CAPES), Chili (CONICYT), France (CNRS - INRIA). Durée : 2013-2014.

ECOS-Sud ECOS-Sud Argentine 2017 A17A08. Fonction : participant. Titre : Non-parametric Data Assimilation : a data-driven approach. Tutelle : Ministère des Affaires Étrangères / Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche. Durée : 2018-2019.

MATHAmSud 18-MATH-04 MATHematical Methods for GEOphysical flows (MATH-GEO). Fonction : porteuse. Montant 1ère année : 12 keur. Pays impliqués : Argentine (Mincyt), Chili (CMM), Uruguay (ANII), France (CNRS-INRIA), Pérou (CONCYTEC)

## Animation Scientifique

PRESSE Articles de vulgarisation Quotidien Argentín Página/12  
<https://www.pagina12.com.ar/diario/suplementos/futuro/13-2272-2010-01-03.html>  
[13-2213-2009-09-12.html](https://www.pagina12.com.ar/diario/suplementos/futuro/13-2213-2009-09-12.html)  
[13-2440-2010-11-06.html](https://www.pagina12.com.ar/diario/suplementos/futuro/13-2440-2010-11-06.html)  
[13-2379-2010-07-17.html](https://www.pagina12.com.ar/diario/suplementos/futuro/13-2379-2010-07-17.html)  
[13-2576-2011-08-13.html](https://www.pagina12.com.ar/diario/suplementos/futuro/13-2576-2011-08-13.html)

RADIO Entretien à D. Sciamarella par D. Krupa. Radio UBA. 24 août 2011.

COURS Programme Lectura Mundi, Mathématiques et Lecture du Monde. Université de San Martín, Pcia. de Buenos Aires, 2011

VIDEOS Konsud TV : Documentaire sur la coopération scientifique entre la France et l'Argentine, Institut Français, MREC, MINCYT, 2014 « Journées franco-argentines de coopération scientifique pour l'innovation »  
<https://youtu.be/qAxh4W3KnxQ>

### RENCONTRES SCIENTIFIQUES :

Inauguration du Réseau Raíces Physique et Mécanique des Fluides, Faculté de Ingénierie de l'UBA, 1 Novembre 2010.

Buenos Aires Voice Meeting 2013 - SticAmSud et "Sociedad Argentina de la Voz", 19-20 Novembre 2013, <http://jukevoz.blogspot.com.ar/2013/11/buenos-aires-voice-meeting-noviembre.html>

Pivot à la demande Johan Sundberg de la Journée Mondiale de la Voix en Argentine, 2013-2016.

Journées du Laboratoire International Associé Physique et Mécanique des Fluides, Fundación Cassará, Buenos Aires, 6-7 novembre (2017)

## Formation

Cours PREMIER à FIUBA, Buenos Aires, Argentine. Aeroacoustics, Peter Jordan (LEA, Poitiers), 2010

Teleobservación de Aguas Marinas, Costeras e Interiores, Comisión Nacional de Actividades Espaciales (CONAE), Ciudad Autónoma de Buenos Aires. 3-8 July 2017, <http://ig.conae.unc.edu.ar/2017/07/12/resena-teleobservacion-de-aguas-marina-costeras-e-interiores-i/>

Modelos Climáticos : pasado, presente y futuro. Dicté par Prof. Dr. Mario Núñez et Prof. Dr. Hervé Le Treut, UPMC/ IPSL (Paris) 1-12 Août (2017), Département des Sciences de la Mer et de l'Atmosphère, FCEN, UBA. : <http://www-atmo.at.fcen.uba.ar/materiasposgrado1er.php>

## Transfert technologique

DI 05081 D. Sciamarella, G. Artana. 'Générateur d'ondes de débit glottique'. Déclaration d'invention.

## Langues

Espagnol , Anglais, Italien, Français

## Liste des productions scientifiques

### Revue à comité de lecture

F. Tuerke, L. Pastur, D. Sciamarella, F. Lusseyran, G. Artana. Experimental study of double-cavity flow. *Experiments in Fluids* 58 :76 (2017)

F. Tuerke, L. Pastur, Y. Fraigneau, D. Sciamarella, F. Lusseyran, G. Artana. Non-linear dynamics and hydrodynamic feedback in two-dimensional double cavity flow. *Journal of Fluid Mechanics* 813, pp. 1-22 (2017)

P. Audier, D. Sciamarella and G. Artana. Pre-switching bifurcation of a slender jet, *Physics of Fluids* 28(1) (2016)

F. Tuerke, D. Sciamarella, F. Lusseyran, L. Pastur and G. Artana. Frequency-selection mechanism in incompressible open-cavity flows via reflected instability waves. *Physical Review E* 91(1-1) :013005 (2015)

D. Sciamarella and G. Artana. Relaxation to one-dimensional postglottal flow in a vocal fold model. *Speech Communication* 66 (2015)

D. Sciamarella, F. Silva and G. Artana. Similarity Analysis of a Glottal-like Jet. *Experiments in Fluids*, Volume 53, Issue 3, pp. 765-776 (2012)

F. Krebs, F. Silva, D. Sciamarella, G. Artana. A three-dimensional study of the glottal jet. *Experiments in Fluids*, Volume 52, Number 5, pp. 1133-1147 (2012)

N. E. Chisari, G. Artana, D. Sciamarella. Vortex Dipolar Structures in a Rigid Model of the Larynx at Flow Onset. *Experiments in Fluids*. Vol. 50 (2) 397-406 (2010)

N. E. Chisari, G. Artana, D. Sciamarella. Experimental and numerical study of patterns in laryngeal flow. *Journal of Physics : Conference Series* 166, 012013 (2009)

D. Sciamarella, G. Artana. "A water hammer analysis of pressure and flow in the voice production system", *Speech Communication* 51 (4), 344 (2008)

R. Laje, D. Sciamarella, J. Zanella, G. B. Mindlin. Bilateral source acoustic interaction in a syrinx model of an oscine bird *Phys. Rev. E* 77, 011912 (2008)

D. Sciamarella, P. Le Quéré. Solving for unsteady airflow in a glottal model with immersed moving boundaries - *European Journal of Mechanics B/Fluids* Vol 27/1 pp 42-53 (2008)

D. Sciamarella. Singularidades a tiempo finito para los fluidos en tres dimensiones : Historia de una conjetura - *Anales de la Academia Nacional de Ciencias de Buenos Aires ANCBA*, Vol 41 (1) p. 393 ISBN 978.987.537.082-1 (2007)

Y. Pomeau, D. Sciamarella. An unfinished tale of nonlinear PDE's : do solutions of 3D incompressible Euler equations blow up in finite time?- *Physica D* Vol 205/1-4 pp 215-221 (2005)

D. Sciamarella, C. d'Alessandro. On the acoustic sensitivity of a symmetrical two-mass model of the vocal folds to the variation of control parameters - *Acta Acustica* Vol 90 pp 746-761 (2004)

D. Sciamarella, Y. Pomeau. Coherent Bragg Scattering of light by a vortex lattice in rotating superfluid He. *Journal of Low Temperature Physics, (JLTP)* 123, 1/2 (2001)

D. Sciamarella, G. B. Mindlin. Unveiling the topological structure of chaotic flows from data. *Phys. Rev. E* 036209, 64, 3 (2001)

D. Sciamarella, G. B. Mindlin. Topological Structure of Flows from Human Speech Data. *Physical Review Letters* 82, 7 (1999)

### **Conférences invitées dans des congrès**

D. Sciamarella. Conferencia de Apertura del Día Mundial de la Voz 2013. Biblioteca Nacional, Buenos Aires, 14 avril (2013)

D. Sciamarella. Biomimetic Flows - Innovation inspired on fluid-structure interaction systems in nature. CAFCI Informative Meeting. Buenos Aires, November 5-7 (2013)

D. Sciamarella. Physique de l'écoulement laryngé. 2do Congreso Internacional de Acústica. Universidad Nacional de Tres de Febrero, Buenos Aires, Septiembre (2010)

D. Sciamarella, X. Pelorson. Fluidodinámica y producción de la voz. Comunicación en Plenario a la Academia Nacional de Ciencias de Buenos Aires, ANCBA (2008)

D. Sciamarella, Chaos et communication : des cris des nouveaux nés au chant des oiseaux. Semaine Thématique "Sciences et Musique" au CNSM de Lyon, dans le cadre de l'Année Mondiale de la Physique en Avril (2005)

D. Sciamarella et Y. Pomeau. Chaos et communication : des cris des nouveaux nés au chant des oiseaux. Conférence du Cycle Science, complexité, image à l'EHESS (2004)

D. Sciamarella. Modèle à deux masses symétrique de cordes vocales : sensibilité acoustique aux variations de paramètres de contrôle. SFA Vocal Folds and vibrating lips day, ENST Paris (2004)

### **Actes de colloques à comité de lecture**

F. Silva, D. Sciamarella, G. Artana. Un système dynamique à travers la gorge : prise en compte de la cavité laryngé dans la production de sons voisés. CFA 2016/VI-SHNO, Le Mans, 11-15 avril (2016)

Fabrice Silva, Guillermo Artana, D Sciamarella. Modeling voice production with time-delay systems : the larynx tube. 10th International Conference on Voice Physiology and Biomechanics , March 2016, Viña del Mar/Valparaiso, Chile. 10th International Conference on Voice Physiology and Biomechanics (2016)

F. Tuerke, D. Sciamarella, L. Pastur, F. Lusseyran, G. Artana. Frequency selection mechanism in incompressible open cavity flows via reflected instability waves. Bifurcations and instabilities in Fluid Dynamics BIFD 2015, ESPCI, Paris, 15-17 juillet (2015)

F. Krebs, G. Artana, D. Sciamarella. Glottal aperture modes and acoustic output in an in-vitro self-oscillating vocal-fold model. 10ème Congrès Français d'Acoustique, 000421, pp.1-4 (2010)

D. Sciamarella, F. Krebs, G. Artana. Tracking vortex dipolar structures in a laryngeal like jet. Mecanica Computacional Vol XXIX, Eduardo Dvorkin, Marcela Goldschmit, Mario Storti pp. 3883-3889 (2010)

D. Sciamarella, N. E. Chisari, G. Artana, L. Bailly, X. Pelorson. Separated flow behavior in an in-vitro rigid model of the laryngeal channel. J. Acoust. Soc. Am. 123,

3577 (2008)

D. Sciamarella, G. Artana. Análisis de la producción de la voz por Golpe de Ariete. VI Congreso Iberoamericano de Acustica FIA 2008-A095, pp. 1-8 (2008)

D. Sciamarella, C. D'Alessandro. Stylization of glottal-flow spectra produced by a mechanical vocal-fold model, Proc. of the 9th European Conference on Speech Communication and Technology, Interspeech 2005, pp. 2149 (2005)

D. Sciamarella, C. d'Alessandro. Acoustic sensitivity of a symmetrical two-mass model of the vocal folds to physiologic control parameters – Proc. du Congrès commun CFA/DAGA'04, Strasbourg (2004)

D. Sciamarella. Le non linéaire et la production vocale – La 7e Rencontre du Non Linéaire - Comptes Rendus, pp. 275-280, IHP Paris (2004)

D. Sciamarella, C. d'Alessandro. Reproducing laryngeal mechanisms with a two-mass model, Proc. of the 8th European Conference on Speech Communication and Technology, Eurospeech 2003, pp. 2385-2388 (2003)

D. Sciamarella, C. d'Alessandro. A study of the Two-Mass Model in terms of Acoustic parameters - International Conference on Spoken Language Processing (ICSLP), pp.2313- 2316 (2002)

D. Sciamarella, G. B. Mindlin. Technique d'homologie pour la description topologique de flots chaotiques - Comptes Rendus du Rencontre du Non Linéaire, pp.243-248 (2002)

### **Publications dans des revues sans comité**

D. Sciamarella, X. Pelorson. Fluidodinámica y producción de la voz. Cuaderno del Instituto de Investigación y Desarrollo de la Academia Nacional de Ciencias de Buenos Aires, vol 94, ISBN 978-987537075-3 (2008)

D. Sciamarella, R. Laje, G. B. Mindlin, Etude préliminaire de la production bilatérale du chant des oiseaux par modèle physique – Notes et Documents LIMSI 2005-06 pp 1-9 (2005)

D. Benacquista, D. Sciamarella, Simulation numérique de l'écoulement glottique en approximation bidimensionnelle – Notes et Documents LIMSI 2005/251.6 (2005)

**Communications à des congrès, symposium**

D. Sciamarella, G. Artana. A low-order vocal-fold model with an aerodynamic degree of freedom : theory and experiments. 10th International Conference on Voice Physiology and Biomechanics, Valparaiso, Chili, Mars 14 - 17 (2016)

F. Silva, G. Artana, D. Sciamarella. Modeling voice production with time-delay systems : the larynx tube. 10th International Conference on Voice Physiology and Biomechanics, Valparaiso, Chili, Mars 14 - 17 (2016)

F. Tuerke, D. Sciamarella, G. Artana. Fluid-dynamical double-cavity properties of the laryngeal ventricle. 10th International Conference on Voice Physiology and Biomechanics, Valparaiso, Chili, Mars 14 - 17 (2016)

D. Sciamarella. Fluid Mechanical Systems inspired in Voice Production for Innovation in Flow Control. Journées Franco-argentines de Coopération scientifique pour l'Innovation. Buenos Aires, 6 Novembre (2014)

F. Tuerke, D. Sciamarella, L. Pastur, F. Lusseyran, J. D'Adamo, G. Artana. The Route to Chaos in the Double Cavity. XIII Reunión sobre recientes avances en Física de Fluidos y sus Aplicaciones Tandil, Buenos Aires, Argentina. 5-7 Novembre (2014)

F. Tuerke, D. Sciamarella, G. Artana. Mode selection mechanism in open cavity flow. 98a Reunion Nacional de la Asociación de Física Argentina. San Carlos de Bariloche, Río Negro, Argentina - 24 au 27 septembre (2013)

F. Tuerke, D. Sciamarella, G. Artana. Incompressible linear inviscid stability analysis in a finite domain. 97 Reunión Nacional de la Asociación Física Argentina (AFA). Villa Carlos La Paz, Córdoba, Argentina 25-28 Septiembre (2012)

A. Centeno, D. Sciamarella, G. Artana. Fenómeno de Axis Switching en Jets estacionarios y pulsados XII Reunión de Fluidos y sus Aplicaciones FLUIDOS 2012, 5-7 Novembre (2012)

F. Tuerke, D. Sciamarella, G. Artana. Compressible and incompressible linear inviscid stability analysis in a finite system. In XII Reunion de Fluidos y sus Aplicaciones. Ciudad de Buenos Aires, Argentina. FLUIDOS 2012, 5-7 Novembre (2012)

D. Sciamarella. Self-similarity in elongated pulsating jets with lateral confinement. XII Reunión de la SUF y 96a. Reunión Nacional de la AFA, Montevideo, Uruguay, Septiembre (2011)

F. Silva, G. Artana, D. Sciamarella. XI Reunión sobre Recientes Avances en Física de Fluidos y sus Aplicaciones, Colonia, Uruguay (2010)

D. Sciamarella. Tracking vortex dipolar structures in a laryngeal-like jet. MECOM-CILAMCE, II South American Congress on Computational Mechanics, Buenos Aires, Novembre (2010)

D. Sciamarella, F. Krebs, G. Artana. Constriction modes and acoustic output in an in vitro self oscillating vocal fold model, 10ème Congrès Français d'Acoustique, Lyon, Avril (2010)

N. E. Chisari, G. Artana et D. Sciamarella. Estudio in vitro e in silico de la dinámica del flujo laríngeo. 1a Reunión Conjunta AFA – SUF, Buenos Aires, 15-19 Septiembre (2008)

D. Sciamarella, N. E. Chisari, G. Artana, L. Bailly, X. Pelorson. Separated flow behavior in an in-vitro rigid model of the laryngeal channel. Acoustics 08 - 155th Meeting of Acoustical Society of America. Session 4aSCa (2008)

N. E. Chisari, D. Sciamarella et G. Artana. Experimental and numerical study of patterns in laryngeal flow. FLUIDOS 2008, X Reunión sobre Recientes Avances en Física de Fluidos y sus Aplicaciones, 19-21 Novembre (2008)

D. Sciamarella, P. Le Quéré. Airflow in a channel with immersed vibrating vocal folds. Fifth Conference on Bluff Body Wakes and Vortex-Induced Vibrations (2007)

D. Sciamarella, G. B. Mindlin, R. Laje. Complexity in birdsong production, Proc. of the International Conference on Voice Physiology and Biomechanics ICVPB (2004)

D. Sciamarella. Visualization of vortices in superfluid Helium. Intermittency Research Network Conference, Turin, Italia (2000) D. Sciamarella. Structure topologique des flux chaotiques. La 3e Rencontre du Non Linéaire, IHP Paris (2000)

D. Sciamarella, Modified Mach Zender interferometer for X ray laser linewidth measurements, AFA Tandil, Argentina (1996)

### **Séminaires, workshops**

I. Delbende, S. Zheng, P. Audier, G. Artana, D. Sciamarella. Crow instability in finite vortex filaments. Journées du Laboratoire International Associé Physique et Mécanique des Fluides, Buenos Aires, 7 novembre (2017)

F. Tuerke, L. Pastur, F. Lusseyran, D. Sciamarella, G. Artana. A two-delay model for double cavity flow. Journées du Laboratoire International Associé Physique et Mécanique des Fluides, Buenos Aires, 7 novembre (2017)

G. Charo, G. Artana, D. Sciamarella. Topological structure of chaotic flows from tracer trajectories. Journées du Laboratoire International Associé Physique et Mécanique des Fluides, Buenos Aires, 7 novembre (2017)

D. Alviso, D. Sciamarella, G. Artana. Experimental and numerical studies of intraglottal pressure at vocal-fold closure, Journées du Laboratoire International Associé Physique et Mécanique des Fluides, Buenos Aires, 7 novembre (2017)

D. Sciamarella. Analyse topologique des écoulements géophysiques. Séminaire du LIMSI-CNRS, Orsay, 9 octobre (2017)

D. Sciamarella. Topological analysis of geophysical flows. Coloquios del Departamento de Ciencias de la Atmósfera y los Océanos, Buenos Aires, 18 septembre (2017)

D. Sciamarella. Coopération scientifique franco-argentine en Mécanique des Fluides et Phonation. Journées du Laboratoire d'Informatique pour la Mécanique et les Sciences de l'Ingénieur, LIMSI-CNRS, 12 décembre (2016)

G. Charo, G. Artana, D. Sciamarella. Topological detection of lagrangian coherent structures. Séminaire INRIA Rennes- Bretagne Atlantique, 24 octobre (2016)

D. Sciamarella. Coopération scientifique franco-argentine en Mécanique des Fluides et Phonation. Journées du Département Mécanique-Energétique. Orsay, 30 mars (2016)

D. Sciamarella. What do we know about voice production ? Séminaire LFD-FIUBA, Buenos Aires, 2 février (2015)

D. Sciamarella, P. Audier, L. Ritacco, G. Artana. Vortex tubes in biomimetic glottal jets. Journées LIA PMF, Buenos Aires, 19 Octobre (2015)

G. Charo, G. Artana, D. Sciamarella. Identification of lagrangian coherent structures, Journées LIA PMF, Buenos Aires, 19 Octobre (2015)

F. Tuerke, D. Sciamarella, L. Pastur, J. D'Adamo, G. Artana. Experimental investigation of the flow through two facing cavities. In Oral Presentation. LIA-Meeting, Buenos Aires, Argentina, 19 octobre (2015)

D. Sciamarella. Dynamique de la fission de champ proche pour un jet allongé. Séminaire IRPHE-Marseille, 20 mai (2015)

D. Sciamarella. Fluid dynamical issues in vocal-fold toy-models. II Stic-AmSud Meeting Physics-Based Voice Production Modeling. 5-7 août, Valparaiso, Chili (2014)

D. Sciamarella, Phénomènes 3D dans les écoulements glottiques. Journée Journée de Dynamique des Fluides sur le Plateau de Saclay. Amphithéâtre de la Maison de l'ingénieur (Politech Paris-sud) Bâtiment 620, Université de Paris Sud. Orsay, 11 février (2014)

D. Sciamarella. Fluid dynamical issues in vocal fold toy models. Séminaire GIPSA-lab - Grenoble, 10 octobre (2014)

D. Sciamarella. Physics-based modeling voice production. I Stic-AmSud Meeting on Physics-Based Voice Production Modeling. Buenos Aires Voice Meeting 2013, 19-20 Novembre (2013)

D. Sciamarella. Glottal-like jets. LIA Axis 2, theme 3 Biomechanic flows. LIA Meeting. Buenos Aires, November 8 (2013)

D. Sciamarella. La Física del Aire entre las Cuerdas Vocales... o el lado de la voz que no miramos. Seminario Hospital de Clínicas José de San Martín, 9 mai (2013)

D. Sciamarella. Pulsating Jets and Voice Production. Journées du Département Mécanique-Energétique. LIMSI, Mars (2012)

D. Sciamarella, Auto-similarité dans les Plans de Symétrie d'un Jet Pulsé Quasi-elliptique, LMA, Marseille (2012)

D. Sciamarella, Action 2.1.2. Contrôle par Forçage perpendiculaire à la paroi : jets pulsants. Réunion LIA PMF, ESPCI-PMMH, Paris, Février (2012)

D. Sciamarella, Compte Rendu des Actions 2.1 et 2. 3 du LIA PMF. Réunion à mi parcours du LIA PMF, Orsay (2011)

D. Sciamarella. Vortex Structures in Laryngeal Flow, Seminario del Dipartimento di Meccanica e Aeronautica. Rome, Avril (2010)

D. Sciamarella, Emisión de vórtices detrás de las Cuerdas Vocales. Inaguration du LIA PMF, Buenos Aires, Mars (2010)

D. Sciamarella. 07STIC-05 Modeling Voice Production. Scientific Seminar SticAmSUD, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Buenos Aires (2010)

F. Krebs, G. Artana, D. Sciamarella. Aerodinámica y mecanismos de fonación. Seminario Stic-AmSud, Brasilia, Décembre (2009)

D. Sciamarella, Physique de la production vocale, Séminaire du Département Mécanique Energétique LIMSI, novembre (2009)

G. Artana, F. Krebs, N. E. Chisari, D. Sciamarella. Physique de la production vocale. Séminaires de Mécanique d'Orsay, 27 Novembre (2009)

G. Artana, F. Krebs, D. Sciamarella. Aerodinámica de la Fonación. Departamento de Matemática Aplicada. Universidade Federal Fluminense. Brasil, 16 Décembre (2009)

G. Artana, F. Krebs, D. Sciamarella. Aerodinámica de la Fonación. Séminaires Sti-cAmSud. Universidad de Brasilia (UnB), 14 Décembre (2009)

N. E. Chisari, D. Sciamarella et G. Artana Coup de bélier et phonation. Séminaire de Mécanique d'Orsay, 11 juin (2008)

D. Sciamarella, E. Chisari. Dinámica de biofluidos : Hacia una caracterización del flujo laríngeo. Coloquio de Departamento de Física de la Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, 8 mai (2008)

D. Sciamarella, Les singularités à temps fini pour les fluides : histoire d'une conjecture. Séminaires de Mécanique d'Orsay – LIMSI-FAST (2005)

D. Sciamarella, P. Le Quéré. La dynamique de l'écoulement glottique : simulation numérique. Journée de Dynamique des Fluides sur le Plateau - Amphi. Blandin, Bât. 510, Lab. de Physique des Solides, Université de Paris-Sud (2005)

D. Sciamarella, La physique du chant des oiseaux, Séminaire du Laboratoire PMMH de l'ESPCI – 03/06 (2005)

D. Sciamarella, Birdsong : a nonlinear dynamics perspective – Theoretical Biology Colloquium de l'ITB à Berlin organisé par P. Hammerstein, A. Herz, H. Herzel, B. Ronacher, M. Or-Guil (2004)

D. Sciamarella, Production vocale : modélisation et analyse de séries temporelles – Séminaire du Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique LMA-CNRS (2004)

D. Sciamarella, Y. Pomeau, La question de singularités à temps fini dans les équations d'Euler à 3D – Colloque « Tourbillons en hydrodynamique » Porquerolles (2003)

D. Sciamarella, La production vocale : du modèle physique à la réponse acoustique - Journées du Département Mécanique-Energétique (2003)

D. Sciamarella, Mécanique de fluides et production de la parole - Colloque Jeunes Chercheurs Alain Bouyssy (2003)

D. Sciamarella, Analysing the topological properties of branched manifolds through

homologies – Séminaire au Complexe de Recherche Interprofessionnel en Aérothermochimie : CORIA (2003)

D. Sciamarella, Singularités à temps fini des équations pour les fluides parfaits - 3ème Journée de Dynamique des Fluides sur le Plateau (2001)

D. Sciamarella, Les singularités à temps fini des équations d'Euler pour les fluides parfaits incompressibles à trois dimensions d'espace - Journées de Physique Statistique (2001)

D. Sciamarella, La modélisation de la voix parlée - Séminaire du Département de Mécanique-Energétique du LIMSIS (2001)

D. Sciamarella, Singularités à temps fini des équations pour les fluides parfaits, 3ème Journée de Dynamique des Fluides sur le Plateau (2001)

### **Chapitres d'ouvrages**

D. Sciamarella. Una lectura topologica de las categorias teorico politicas de Ernesto Laclau, Debates y Combates, Nro 2. ISSN 2250 -4044, pp. 29-72 Fondo de Cultura Economica (2012) <http://www.fce.com.ar/ar/libros/detalles.aspx?IDL=7193>

# Introduction

Les processus physiques liés au comportement des écoulements complexes rencontrés dans la nature font souvent l'objet d'une démarche pluridisciplinaire, allant de problèmes de base de la science fondamentale jusqu'à des études spécifiques ciblant des applications.

Un bon nombre de questions scientifiques se donnent rendez-vous au carrefour des phénomènes liés à l'écoulement d'air dans la production de la voix. Les interactions fluide-structure, les propriétés des jets, la fermeture brusque d'un canal, les instabilités hydrodynamiques, les systèmes à retards, ou la construction de modèles réduits n'en sont que quelques exemples.

Ces questions relèvent de la mécanique des fluides, du chaos, de l'acoustique, du traitement du signal, de la biomécanique. Nous pouvons donc nous interroger sur l'aérodynamique dans la production vocale à partir de points de vue bien distincts et avec des outils très divers, qui s'appliquent à l'étude des écoulements en termes généraux.

L'organisation de ce mémoire sera structurée en allant de la recherche appliquée au contexte spécifique de la production vocale, aux problèmes de recherche fondamentale plus larges qui y sont liés.

Le premier chapitre sera dédié à la source des sons voisés, en termes acoustiques et physiques, cherchant à tendre un pont entre les mécanismes qui y sont présents et leurs effets sonores. Pour les aspects acoustiques, l'étude s'appuiera sur la caractérisation phénoménologique du signal de débit à l'issue de la glotte, nommé onde de débit glottique. Pour les aspects physiques, la notion centrale sera celle de mécanisme laryngé, qui désigne des régimes de vibration des cordes vocales et qui dépend des paramètres de contrôle tels que la longueur, l'épaisseur et la masse de cordes vocales en vibration, la pression des poumons ou la tension musculaire. Le couplage acoustique entre plusieurs sources sonores, comme on en trouve chez les oiseaux chanteurs, sera également pris en considération.

Le deuxième chapitre sera entièrement consacré à la dynamique des fluides de l'écoulement laryngé, c'est à dire, à l'écoulement d'air traversant le larynx. Ce sujet peut

être abordé à différents niveaux de complexité selon le nombre de dimensions d'espace mis en jeu. Considérer une ligne de courant, un écoulement plan ou un écoulement tridimensionnel va apporter des perspectives qui permettront d'avancer sur des problèmes tels que le décrochage dynamique, la bifurcation d'un jet, les anneaux tourbillonnaires, les phénomènes de rétroaction apportés par la présence de cavités, et la possibilité d'intégrer tous ces phénomènes dans une modélisation d'ordre bas.

Le troisième chapitre réunira les aspects les plus théoriques, touchant les équations de Navier-Stokes qui sont à la base de toute étude concernant les écoulements fluides. Si ces équations datent du XIX<sup>ème</sup> siècle, l'existence et régularité de solutions à trois dimensions d'espace en incompressible n'ont jamais été prouvées. Des expériences récentes dans des souffleries à très grand nombre de Reynolds, montrent que les bouffées turbulentes -nommées intermittence- seraient reliées à la présence de solutions singulières des équations d'Euler (les équations de Navier-Stokes en absence de viscosité). Les scénarios compatibles avec l'apparition de ces singularités, explorées dans ce troisième chapitre, acquièrent une signification spéciale à la lumière de ces résultats. La propriété d'auto-similarité utilisée pour construire ces solutions singulières, sera revisitée dans le contexte de l'étude de jets non circulaires. Un troisième sujet abordé dans ce chapitre sera celui de la définition de cohérence dans un fluide, et sur l'importance de l'identification de régions lagrangiennes cohérentes dans les problèmes de mélange et de transport. Des outils de la topologie algébrique seront proposés pour attaquer cette question.

Les recherches qui font objet de ce mémoire combinent donc théorie, numérique et expérience, pour fournir des réponses concernant d'une part, la production vocale, et d'autre part, des problèmes ouverts touchant les écoulements fluides incompressibles.

# Chapitre 1

## La production vocale

Le vecteur physique de la communication parlée est une onde acoustique. Ce continuum sonore est émis par le locuteur grâce aux mouvements des articulateurs de son conduit vocal dont la forme module les sources sonores générées par le système de phonation. La production de la parole est donc fondamentalement une tâche motrice cognitive à but sémantique exécutée à l'attention d'un auditeur. La nature sémantique de cette tâche permet de dire que ses objectifs ne sont pas intrinsèquement physiques, mais plutôt perceptifs, afin d'en garantir un décodage correct par l'auditeur. Mais ces objectifs perceptifs sont atteints grâce à la réalisation d'un certain nombre de propriétés physiques spécifiques, à la fois aérodynamiques, articulatoires et acoustiques.

Nous dédions ce chapitre à bâtir des ponts entre le signal acoustique qui résulte de la production vocale et les mécanismes qui en sont à l'origine. Deux communautés scientifiques différentes sont vouées à chaque aspect. La première réunit majoritairement des acousticiens et des spécialistes en traitement du signal dans les domaines des sciences et technologies de l'information et de la communication (STIC). La deuxième relève plutôt l'intérêt de physiciens spécialisés en systèmes dynamiques ou en problèmes d'interaction fluide-structure.

### 1.1 Revenons à la source

Parmi tous les processus intervenant dans la production de la voix, certains ne sont pas contrôlés directement par le locuteur. La production de sons voisés se produit au niveau du système physique qu'on appelle 'la source', composé par des structures capables d'être mises en vibration et par un écoulement d'air : les cordes vocales. Ces structures (aussi dénommées plis vocaux) sont des bourrelets formant une constriction dans le conduit laryngé - et non des cordes vibrantes. Le son résultant de l'oscillation des plis vocaux (qu'on appelle voix) résonne dans les cavités des voies aériennes. Les voyelles sont articulées en modifiant la géométrie de la cavité buccale

(et nasale) : les caractéristiques acoustiques, de ces résonateurs sont regroupées sous le terme ‘conduit vocal’. Le son émis par l’appareil phonatoire que nous venons de décrire est un signal quasi-périodique comme celui de la Figure 1.1, correspondant à la voyelle /a/ dans le mot ‘casa’ en espagnol.

FIGURE 1.1 – Série temporelle de la fluctuation de la pression lors de la production de la voyelle /a/ dans le mot ‘casa’ en espagnol. Source : [Sciamarella and Mindlin, 1999a].

L’essentiel du comportement de ce système n’a pas été compris tout de suite, et a été l’objet de controverses : en 1950, la théorie dite « neurochronaxique » énonçait que les cordes vocales se contractent activement à une fréquence qui dépend des influx moteurs qui parviennent au muscle vocal, par l’intermédiaire du nerf moteur du larynx, le nerf récurrent. Cette théorie venait en fait contester une théorie précédente [Edwald, 1898] qui soutenait que la vibration des cordes vocales se produit passivement, sans une action musculaire active au niveau du larynx, en accord avec ce qui avait été observé en 1741 par Ferrein dans des expériences utilisant des larynx cadavériques - voir Honda [2002] pour un récapitulatif historique.

Les premiers modèles mathématiques décrivant la source vocale datent des années 1970s [Ishizaka and Flanagan, 1972a,b, Flanagan, 1972] et reprennent la théorie de la production passive. L’organe vocal est donc un système physique périphérique que l’on ne contrôle qu’au moyen de l’ajustement de certains paramètres tels que la pression des poumons et la tension des cordes vocales. Les cordes vocales s’écartent sous la pression de l’air : l’espace qui les sépare, dit glotte, s’ouvre, l’air passe à travers, et c’est sous l’effet de l’élasticité que les cordes vocales se ferment à nouveau.

Pour bâtir un premier pont entre production et perception, entre système et signal, entre causes et effets, on peut donc s’intéresser dans un premier temps à ce que les modèles mathématiques simplifiés de la source vocale peuvent produire en termes d’effets acoustiques. Le débit d’air expiré est modulé par l’accolement-décollement cyclique des cordes vocales, générant une onde acoustique. Le signal représentant ces variations du débit d’air en fonction du temps est appelé onde de débit glottique (ODG). Ce signal et sa dérivée (ODGD), apportent de nombreuses informations sur le mode de vibration des cordes vocales. Les modèles d’ODG travaillent sous l’hypothèse d’une forme régulière [Fant et al., 1985] qui peut être caractérisée par les paramètres suivants, dits paramètres acoustiques :

- la période fondamentale ( $T_0$ )
- l’amplitude du voisement ( $A_v$ )
- la vitesse de fermeture glottique ( $E$ )
- le quotient ouvert  $O_q = T_e/T_0$

- la durée effective de la tasse de retour  $T_a$ <sup>1</sup>,
- le coefficient d'asymétrie  $\alpha_m = T_p/T_e$ .<sup>2</sup>

Le portrait acoustique représenté dans la Figure 1.2 est essentiellement phénoménologique : il est dressé sans s'interroger sur les mécanismes responsables de sa production. L'ODG peut être expérimentalement obtenue en annulant les effets de résonance associé au conduit vocal, et le débit glottique instantané peut être mesuré au moyen d'un pneumotachographe ou d'un masque de Rothenberg [Holmberg et al., 1988]. Les paramètres acoustiques sont d'utilisation courante en traitement de la parole et phoniatrie.

FIGURE 1.2 – Paramètres dits acoustiques décrivant la forme de l'Onde de Débit Glottique (ODG) et sa dérivée. Source : [Henrich, 2001].

Dévoiler la relation entre les paramètres acoustiques décrivant l'ODG (ou sa dérivée) et les paramètres de contrôle d'un système dynamique, est un défi intéressant à l'heure de rapprocher la voix perçue de la voix générée. La tâche n'est pas simple à cause des interdépendances entre les paramètres à l'intérieur de chaque type d'approche. Néanmoins, un certain nombre de questions peuvent être adressées en tendant le pont entre une approche de type phénoménologique et une approche de type physique. Le but est de saisir quelles actions le modèle mécanique doit employer pour produire des effets acoustiques précis.

L'avantage des modèles mécaniques simples ou d'ordre bas -comprenant un nombre limité de degrés de liberté- est qu'ils peuvent être explorés sans avoir à réaliser des simulations coûteuses en temps de calcul. Ils sont utiles pour prédire les seuils d'oscillation en fonction de différents paramètres directement contrôlés par le système nerveux central (pression sous-glottique, tension des cordes vocales, élasticité des tissus mous, longueur ou masse effectives de vibration des cordes vocales, positions des cartilages du larynx).

Datant de 1972, le modèle mécanique des cordes vocales dit modèle à deux masses (M2M) est sans doute le plus célèbre de ces modèles mécaniques simples [Ishizaka and Flanagan, 1972a]. Chaque corde vocale est approximée mécaniquement par un système composé de deux masses couplées par un ressort. Le débit sortant qui permettra de relier ce modèle avec les modèles phénoménologiques d'ODG est ici noté  $U_g = U_g(t)$ . Les masses se mettent en mouvement par action d'une force gouvernée par la pression intra-glottique  $P_g$ , qui est fonction d'un paramètre physique que le locuteur contrôle de manière directe : la pression sous-glottique  $P_s$ . Les raideurs des ressorts  $k_1, k_2$  sont aussi des paramètres de contrôle du système dynamique, repré-

---

1.  $T_a$  mesure le caractère plus ou moins abrupt de la fermeture.  
2.  $\alpha_m$  mesure l'aspect plus ou moins sinusoïdal de la vibration.

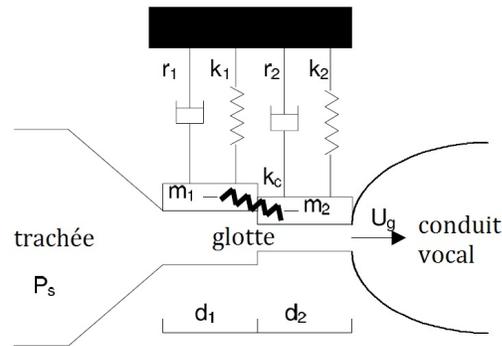


FIGURE 1.3 – Schéma du modèle mécanique des cordes vocales dit modèle à deux masses (M2M). Source : Sciamarella and D’Alessandro [2002]

sentant le réglage de la tension du muscle vocal.

Une amélioration simple du M2M consiste à utiliser un canal glottique qui n’est plus divisé en deux sections. Cette configuration permet d’incorporer une description plus réaliste du canal glottique (qui ne présente pas des sauts de section) et de l’air traversant les cordes vocales, *i.e.* de l’écoulement glottique (qui aura des caractéristiques bien différentes selon la géométrie traversée).

Afin d’obtenir l’expression analytique pour la pression intra-glottique  $P_g$ , l’écoulement glottique est modélisé comme un écoulement quasi-parallèle, quasi-stationnaire, sans viscosité et localement incompressible, ce qui est tenable jusqu’à la position où l’écoulement se sépare des parois de la glotte.

Une remarque est nécessaire avant de continuer : ce portrait de l’aérodynamique glottique se brise lorsque les cordes vocales s’apprêtent à entrer en contact dans la phase de fermeture. L’ouverture glottique dans cette phase est trop petite pour justifier une approximation quasi-stationnaire à haut Reynolds. Ce point n’est pas anodin car il est bien connu que c’est en proximité de la fermeture glottique que se produit de l’énergie à haute fréquence, à laquelle l’ouïe est très sensible. Ce sujet sera repris plus tard dans ce mémoire, dans la section 2.

Dans un canal comme celui de la Figure 1.4, qui admet la possibilité d’une configuration divergente pour le canal glottique, nous rencontrons le problème du décrochage dynamique, un problème classique en aéronautique. Avec cette configuration géométrique, la séparation de l’écoulement peut avoir lieu avant la sortie du canal, dans une position à déterminer qui est notée  $x_s$ . La valeur de  $x_s$  n’est pas forcément fixe, et elle joue un rôle important dans l’expression pour  $P_g$ , qui détermine la force agissant sur les cordes vocales. Un critère géométrique (quasi-statique) proposé pour estimer  $x_s$  est donné par Liljencrants [Vilain, 2002] et repris dans l’implémentation

d'un M2M dans [Lous et al., 1998]. C'est ce modèle en particulier qu'on choisit dans [Sciamarella and D'Alessandro, 2004], pour l'analyse reliant les approches phénoménologique et physique. Le critère géométrique de séparation est basé sur l'hypothèse que la position du point de séparation est réglée par la loi suivante :

$$\frac{h_s(t)}{h_1(t)} = s \quad \text{si} \quad h_2(t) > s h_1(t) > 0 \quad (1.1)$$

où  $s$  est connue comme la constante de séparation et attribué une valeur typique  $s = 1.2$  - voir Lous et al. [1998]. Plus l'angle  $\theta = \theta(t)$  du canal glottique avec l'axe de symétrie est grand, plus  $x_s$  recule. Lorsque la condition  $h_2(t) > s h_1(t) > 0$  n'est pas satisfaite, on dit que le critère de séparation n'est pas actif : l'écoulement se sépare à la sortie de la glotte ( $x_s = x_2$ ) comme dans les modèles dépourvus de décrochage dynamique. Mais quel est l'effet acoustique de l'expression (1.1) ?

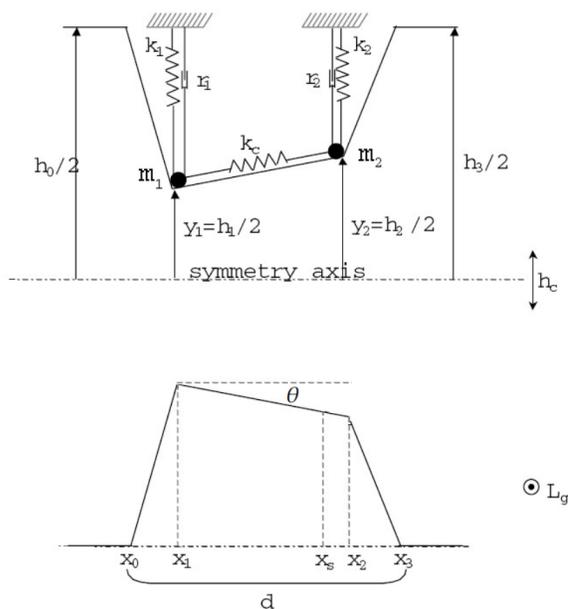


FIGURE 1.4 – Modèle de type M2M admettant un canal glottique à forme convergente/divergente. Source : [Sciamarella and D'Alessandro, 2003]

Une étude paramétrique de la réponse du modèle mécanique à deux masses avec décrochage dynamique permet de tracer une cartographie des possibilités (assez surprenantes) du modèle implémenté. Ces possibilités comprennent la reproduction de ce que les chanteurs appellent registres vocaux (voix de tête, voix de poitrine). Les résultats confirment que les modèles de cordes vocales dits symétriques ( $m_1 = m_2 = m$  et  $k_1 = k_2 = k$  dans la Figure 1.4), permettent de reproduire toute la gamme des valeurs de paramètres acoustiques mesurées expérimentalement, contrairement à ce que survenait avec les premiers modèles à deux masses, où  $m_1 > m_2$  : un choix sans

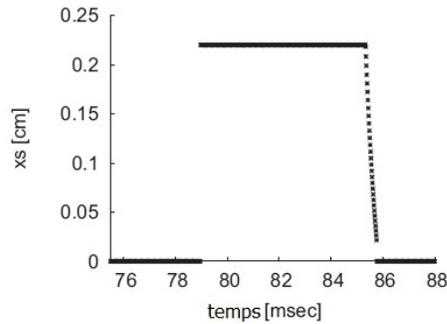


FIGURE 1.5 – Mouvement du point de séparation modélisé par un critère géométrique. Source : Sciamarella and D’Alessandro [2004]

rapport avec la réalité physiologique [Flanagan, 1972].

Une attention particulière est portée au critère de séparation de l’écoulement sur le signal acoustique. L’analyse montre que si le critère de séparation de l’écoulement (Eq. 1.1) est vérifié, alors il se génère une discontinuité dans la dérivée seconde du débit glottique. Quoique cette discontinuité ne soit pas prévue par les modèles phénoménologiques décrivant la dérivée du débit glottique, les paramètres acoustiques peuvent encore être extraits si on les calcule par rapport aux zéros et aux extrêmes de la dérivée du débit glottique. Nos simulations montrent que l’incorporation d’un terme visqueux donne lieu à un lissage du signal puisque la correction requiert des pressions sous-glottiques plus élevées pour que le critère s’active. Du point de vue acoustique, l’activation du critère de séparation se traduit par une croissance du quotient ouvert. Le corrélat perceptif du quotient ouvert est la pression vocale, de sorte que la mobilité du point de séparation pourrait s’associer, d’après ce modèle, à une relaxation de la voix. Ces travaux révèlent que le mouvement du point de séparation est loin d’être un effet secondaire et nécessite une caractérisation plus réaliste, qui sera entreprise dans la section 2.2.1, avec la simulation numérique de l’écoulement glottique en interaction avec les parois à partir des équations de Navier-Stokes.

Une perspective légèrement différente pour évaluer la réponse acoustique d’un modèle est apportée par l’introduction de paramètres dans le domaine fréquentiel, comme proposé par le groupe Audio-Acoustique du LIMSI dans [Doval et al., 2006]. Cette description représente un atout significatif, puisque c’est dans le domaine spectral que l’on effectue la synthèse des qualités vocales différentes. En fait, le spectre des modèles phénoménologiques d’ODG est passe-bas et sa dérivée peut être caractérisée par un maximum spectral. Le spectre de l’ODG peut ainsi être stylisé par trois droites sur une échelle log-log, qui définissent à leur tour cinq paramètres : la fréquence fondamentale, l’amplitude et la fréquence du maximum spectral, le facteur de qualité de ce maximum et la fréquence de coupure induisant la pente spectrale

- voir Figure 1.6. Dans [Sciamarella and D’Alessandro, 2005] nous montrons que la forme générale du spectre numérique de l’ODG coïncide avec celle prescrite par les modèles phénoménologiques, et qu’elle permet la stylisation des spectres numériques. Ces expériences numériques mettent en évidence que dans certains cas extrêmes, la mobilité du point de séparation a la propriété d’introduire un creux dans les hautes fréquences du spectre de l’ODG. Ce creux peut sensiblement affecter la mesure de la pente spectrale si la méthode de stylisation est de type régressif, ce qui invite à une révision des méthodes de mesure de la pente spectrale, en particulier lorsque le système de production vocale est près de la frontière des régions d’oscillation du modèle dans l’espace de paramètres.

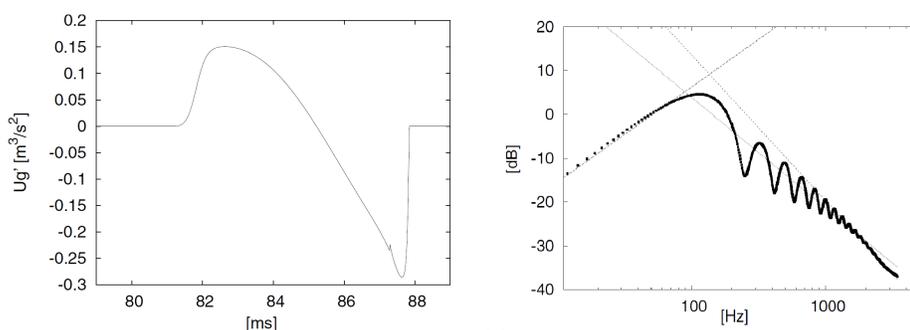


FIGURE 1.6 – ODG dans le domaine temporel et spectral. Source : Sciamarella and D’Alessandro [2005]

## 1.2 Les mécanismes laryngés

On appelle mécanismes laryngés les différentes configurations utilisées par les cordes vocales pour produire les fréquences qu’un larynx peut émettre et qui déterminent ainsi des ‘registres laryngés’ présents dans la voix parlée, la voix chantée ou les cris. Le terme ‘registre vocal’ désigne une réalisation complexe englobant tout à la fois les mécanismes laryngés et les adaptations du conduit vocal. Pour être, donc, plus précis, notre étude se borne à la reproduction de registres laryngés par modèle physique [Castellengo and Roubeau, 1991, Chuberre, 2000]. L’analyse permet de distinguer entre les effets contrôlés par le locuteur et ceux purement régis par la biomécanique du système. On y inclut la description des stratégies accessibles au locuteur pour atteindre certains effets acoustiques bien connus des chanteurs - comme l’atténuation du saut de fréquence caractéristique du passage entre différents mécanismes laryngés lors d’un glissando [Sciamarella and D’Alessandro, 2003].

En présence d’un modèle de production vocale, la configuration glottique est aisément quantifiée par les paramètres du contrôle du modèle (la masse vibrante  $m$ , la

longueur effective vibrante des cordes  $L_g$  et l'épaisseur effective  $d$ ), tandis que la tension musculaire est représentée par la raideur  $k$  et éventuellement par la raideur de couplage  $k_c$ . Par exemple, la configuration glottique dans ce qu'on appelle mécanisme 0 ou voix de 'fry' correspond à un  $k$  et  $L_g$  petits et un  $d$  élevé. La vibration des cordes dans ce mécanisme présente un quotient ouvert  $O_q$  très bas. La configuration glottique adoptée en mécanisme I (ou voix de poitrine dans la terminologie des chanteurs) est telle que le tissu en vibration est longue, épais et dense ( $m$ ,  $d$ ,  $L_g$  élevés). Le mécanisme I correspond aux fréquences plutôt basses, un quotient ouvert réduit et une intensité plus élevée. La vibration des cordes en mécanisme II (ou voix de tête chez les chanteurs) demande une réduction de la masse  $m$  et une augmentation simultanée de la tension et la rigidité des cordes ( $k$  et  $k_c$ ). Ce mécanisme est employé pour de fréquences plus aiguës. Le quotient ouvert est souvent élevé et l'intensité du son plus faible, avec des fuites d'air au niveau de la glotte. En vue de cette description, il est sensé d'attendre qu'un M2M reproduise les différents mécanismes.

On a établi une procédure pour déterminer si un signal de débit glottique généré par un M2M correspond en effet à un mécanisme laryngé bien défini. Il s'agit d'une inspection des bornes des régions d'oscillation dans l'espace des paramètres de contrôle, basé sur le fait que l'on observe invariablement des irrégularités dans la forme d'onde du débit glottique lorsque les paramètres de contrôle prennent des valeurs proches des bornes de ces régions.

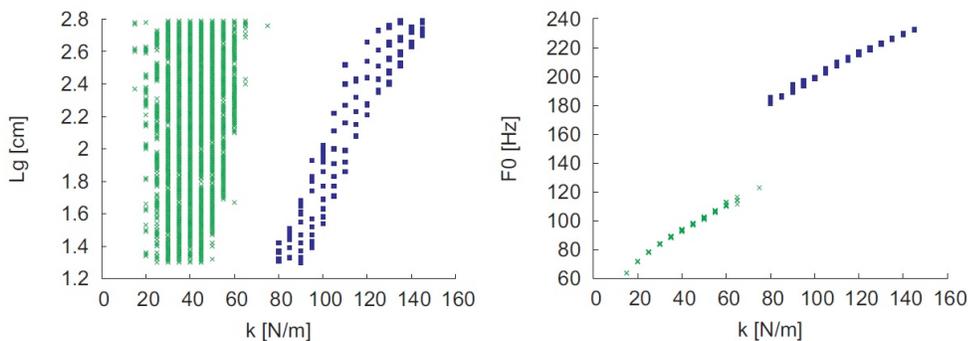


FIGURE 1.7 – Espace de paramètres et variation de la fréquence fondamentale pour  $k$  et  $L_g$ . Les points en bleu correspondent aux ondes de débit glottique sans fermeture complète des cordes pendant l'oscillation (une fuite d'air glottique accompagne l'émission du son voisé). Source : Sciamarella and D'Alessandro [2004]

Considérez la Figure 1.7. Au fur et à mesure que les paramètres de contrôle s'éloignent des régions en vert et en bleu, les ondes de débit glottique perdent la forme régulière de la Figure 1.2, pour finalement disparaître à cause de l'incapacité des cordes à établir des oscillations auto-entretenues avec de telles valeurs des paramètres de contrôle. La figure 1.7 montre deux régions non connexes où les oscillations sont

possibles. Dans la région en vert, les oscillations se produisent de sorte que la glotte se ferme complètement une fois par cycle. Les fréquences atteintes lors d'oscillation dans cette région de paramètres sont inférieures à celles de la région en bleu, celle-ci étant caractérisée par une légère fuite d'air qui accompagne l'émission du son voisé. D'après ces constatations, la région verte correspondrait au mécanisme *I* et la région bleue au mécanisme *II*. Une comparaison des valeurs des paramètres acoustiques correspondant aux signaux théoriques et aux signaux expérimentaux (relevant l'intensité et la qualité vocale) confirme cette identification.

Revenant aux simulations, le passage de la région verte à la région bleue de la figure 1.7 consente un saut brusque de fréquence due à un changement de configuration glottique, ainsi qu'une modification de la durée de la fermeture glottique. Il est légitime de se demander si la non-connexion des régions dans l'espace des paramètres est un aspect invariant pour tous les paramètres de contrôle. En fait, nos simulations montrent qu'il ne l'est pas, comme le montre la Figure 1.8.

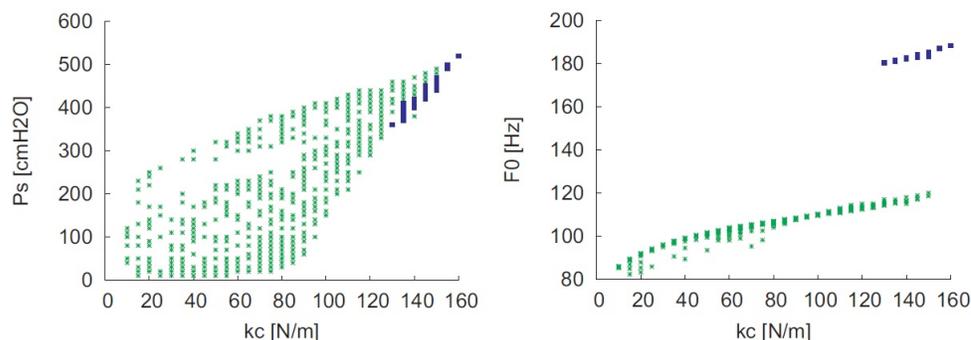


FIGURE 1.8 – Espace de paramètres et variation de la fréquence fondamentale pour  $k_c$  et  $P_s$  (la pression sous-glottique). Les points en bleu correspondent aux ondes de débit glottique sans fermeture complète des cordes pendant l'oscillation (une fuite d'air glottique accompagne l'émission du son voisé). Source : Sciamarella and D'Alessandro [2004]

Considérons maintenant les passages laryngés (du mécanisme *I* au mécanisme *II*). Ils peuvent être perceptibles à l'oreille par le changement de timbre et le saut de fréquence qui se produit. Ils sont souvent la traduction du changement brusque de configuration glottique, d'amplitude de la vibration et de durée de fermeture des cordes vocales. Ils sont mis en évidence par la spectrographie avec des sauts brusques de fréquence et d'intensité et par un doublement de pic dans les tracés électroglottographiques, comme illustré dans la Figure 1.9.

Peut-on extraire plus d'information sur l'origine de ce doublement de pic mesuré dans les signaux électroglottographiques lors d'un glissando ? Que se passe-t-il quand on reproduit numériquement le passage laryngé ? L'électroglottographie a pour principe de mesurer la conduction électrique entre deux électrodes placées sur la gorge au

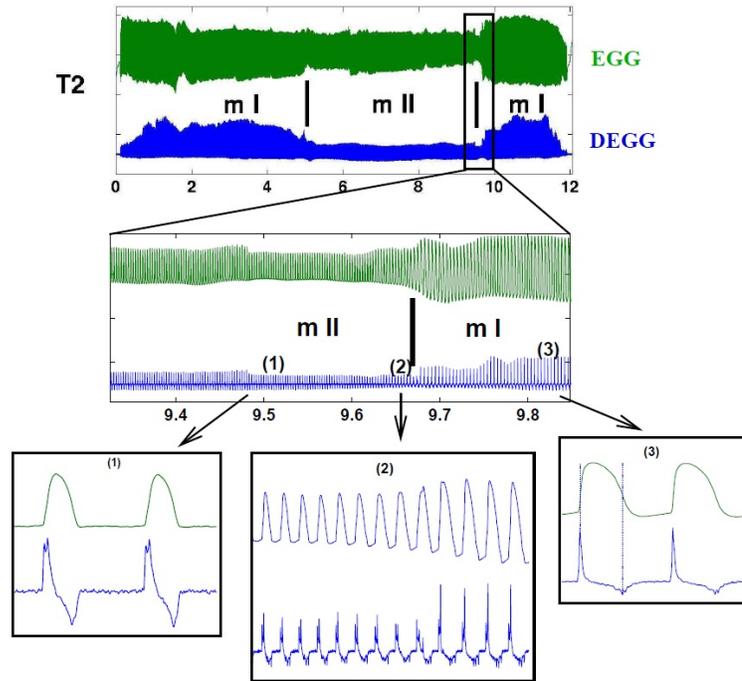


FIGURE 1.9 – Visualisation des signaux électroglottographiques (EGG et sa dérivée, DEGG) lors d'un glissando effectué par un ténor. Les passages entre mécanismes *I* et *II* présentent un changement d'amplitude de l'ODG et l'apparition d'un doublement de pic dans la dérivée de l'EGG. Source : Henrich [2001].

niveau du larynx. Cette mesure traduit l'écartement instantané entre les deux cordes vocales et permet d'obtenir la durée des phases d'ouverture et de fermeture pendant l'oscillation. L'électroglottographe délivre un signal (EGG) qui est modulé en fonction du contact des cordes vocales : plus ce contact est important, plus l'impédance mesurée est faible. Une conjecture attribue ce doublement de pic à l'existence d'un contact rapide le long de la direction indiquée par  $L_g$  dans la Figure 1.4, suivi d'un contact dans la direction perpendiculaire. Si cette interprétation était correcte, un M2M ne pourrait pas en rendre compte, car il s'agit d'un modèle à deux dimensions d'espace, où la direction indiquée par  $L_g$  n'intervient que comme un paramètre de contrôle du système dynamique. Néanmoins, un doublement de pic est en effet observé dans l'aire de contact associée aux simulations numériques lors de la transition entre deux mécanismes laryngés. Cet effet est illustré dans la Figure 1.10, qui présente un cycle de l'aire de contact glottique  $a(t)$  et sa dérivée  $a'(t)$  en fonction du temps. Le fait que la fonction d'aire de contact glottique présente des doubles pics durant la transition est un élément de plus en faveur de l'interprétation des régimes dynamiques en termes de mécanismes. Ce résultat suggère que le doublement de pic en fermeture peut répondre à une dynamique ayant lieu exclusivement le long de la direction  $x$ , lors de la variation sous-jacente des paramètres de contrôle qui vont produire un changement qualitatif dans le comportement du système mécanique.

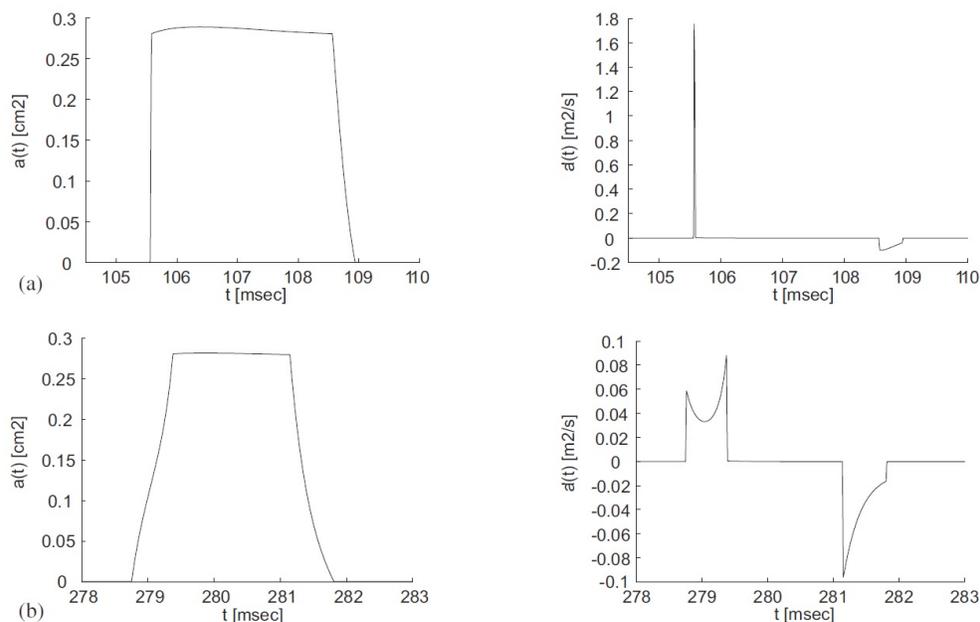


FIGURE 1.10 – EGG et sa dérivée issues de simulations numériques avec le modèle de [Lous et al., 1998] (a) avant la transition et (b) pendant la transition entre les régions verte et bleu de la Figure 1.8 à  $P_s = 450 \text{ cmH}_2\text{O}$ . Source [Sciamarella and D’Alessandro, 2004].

Ces résultats sont importants pour la communauté étudiant la synthèse vocale par modèle physique car ils montrent la versatilité d’un modèle très simple, pour expliquer le comportement des cordes vocales en fonction des effets mesurables. Nous avons ainsi déterminé les conditions qui permettent une association entre les paramètres décrivant les signaux en termes phénoménologiques et les paramètres de contrôle d’un modèle mécanique avec décrochage dynamique. Cette modélisation permet de rendre compte de mécanismes laryngés en termes de régimes d’oscillation, et d’identifier des traits bien précis qui caractérisent les passages entre mécanismes.

### 1.3 Les sources multiples

La production de son par vibration de membranes sous les forces de pression du débit d’air n’est pas exclusive à l’homme. Elle est commune à la plupart des mammifères ; la seule différence entre l’homme adulte et les autres mammifères ne concerne en fait que la position du larynx.

Dans le cas des oiseaux chanteurs, le mécanisme de production vocale a été un sujet de controverses jusqu’en 1997, lorsque le travail expérimental de F. Goller et O.

N. Larsen permet d'abandonner définitivement l'hypothèse du chant par sifflement - c'est-à-dire par circulation d'air dans la cavité formée par la membrane tympaniforme interne et le cartilage des parois. Ce travail a établi, de façon concluante, que l'organe vocal des oiseaux chanteurs est, du point de vue fonctionnel, une réplique réduite de l'appareil phonatoire humain.

Du point de vue structurel, l'organe vocal aviaire, qu'on appelle syrinx, possède une particularité qui le rend encore plus complexe : l'organe est bipartite du fait que les membranes ou lèvres -qui jouent un rôle équivalent à celui des cordes vocales humaines- sont situées avant la jonction des deux bronches. On trouve de ce fait deux sources sonores symétriquement disposées, c'est-à-dire deux paires de lèvres, au lieu d'une seule. Chacune des deux parties du syrinx peut, en outre, être contrôlée indépendamment par l'oiseau [Goller and Suthers, 1995], au moins jusqu'à un certain degré, car leur proximité les fait aussi fonctionner comme un système couplé.

D'autre part, la production vocale des oiseaux chanteurs est depuis longtemps en biologie l'exemple par excellence de gestion neuronale de l'apprentissage vocal. En fait, la tradition veut qu'on prenne comme modèle certains animaux pour étudier les propriétés généralisables d'un problème : c'est le cas de la mouche pour embryogenèse, du calmar pour la transmission nerveuse ou du ver rond pour la mort programmée des cellules. Le système neuronal d'acquisition et production du chant chez les oiseaux constitue de son côté, le premier exemple non ambigu de neurogenèse adulte [Paton and Nottebohm, 1984]. Cette découverte a été déterminante car elle a changé la conception courante des circuits cérébraux en général et de leur rajeunissement. Situé, depuis, au centre de l'attention des neurophysiologues, le système du chant des oiseaux est devenu un problème bien établi, permettant d'ailleurs un parallélisme avec l'acquisition de la parole humaine.

Suivant la disposition et le nombre des muscles participant au chant, les oiseaux sont classés en deux sous-groupes : les oscines, qui apprennent à chanter grâce à un tuteur, et les suboscines, pour lesquels le chant est inné. Le parallélisme entre le système de chant des oscines et le système phonatoire humain se fonde notamment sur l'importance des premières expériences et sur les similitudes des mécanismes nerveux qui contrôlent la production de sons. Dans ce contexte, les contraintes imposées par le système périphérique aviaire sur le contrôle neuronal du chant revêtent un intérêt renouvelé. Les propriétés du système non linéaire composé par les deux sources acoustiques du syrinx méritent d'être élucidées.

Par sons complexes, on entend des vocalisations irrégulières, en général perçues comme des sons bruyants. Ce genre de phénomène acoustique est aussi présent dans les cris des nouveaux nés et dans les voix humaines pathologiques [Herzel et al., 1994], mais il est omniprésent dans la communication animale. L'existence de structures vibrantes supplémentaires -très fréquent dans l'appareil vocal des mammifères- est probablement à l'origine de cette divergence, car dans un système physique, un tel

ingrédient dynamique peut permettre d’atteindre plus aisément des régions de l’espace de paramètres où les solutions présentent de sous-harmonicités. La duplicité de sources sonores chez les oiseaux chanteurs renforce leur potentialité pour produire de sons complexes, d’où l’intérêt spécifique pour le couplage bilatéral des deux sources.

Le premier modèle physique du syrinx, validé par des données électromiographiques, est publié par Laje and Mindlin [2002]. Pour comprendre les mécanismes impliqués dans la génération de sons complexes et délimiter le rôle du système périphérique dans ce processus, l’étude de deux problèmes séparés s’impose : celui consistant à décrire les effets acoustiques de la rétroaction de la pression sur la vibration des lèvres du syrinx [Laje et al., 2001], et celui consistant à décrire les effets acoustiques de l’interaction entre les deux sources, que nous avons étudiés dans [Laje et al., 2008]. L’étude a compris l’examen d’exemples sonores enregistrés comme celui de la Figure 1.11, dont la complexité excède celle qu’on obtiendrait par simple superposition de sons lorsque les deux sources sont actives.

FIGURE 1.11 – Syllabe enregistrée du chant de *Cissopis leveriana*. Voir : [Laje et al., 2008]

L’existence de fréquences hétérodynes dans le spectre d’un signal (composants fréquentiels nouveaux et proches de la fréquence fondamentale, sans une relation harmonique avec elle), est généralement associée au concept d’interaction non linéaire entre deux oscillateurs harmoniques. Le modèle le plus simple pour rendre compte de cette interaction est une multiplication non spécifique des deux signaux. Ce modèle simple et générique n’offre pourtant pas une explication de la façon dont les deux signaux se multiplient effectivement. Cette multiplication est une opération non linéaire qui se traduit dans des bandes additionnelles dans le spectre. Or, rendre compte de l’origine dynamique d’une telle multiplication implique d’étudier la dynamique du système couplé.

Nous avons réalisé une étude analytique du problème des deux sources dans un cas permettant de simplifier l’expression analytique des vecteurs propres du système. Cette analyse [Sciamarella et al., 2005] indiquait que certaines syllabes sous-harmoniques du chant des oiseaux pourraient a priori être expliquées par une double dé-génération du jacobien du système, cette dé-génération se produisant lorsque les tensions des lèvres des deux sources se rapprochent d’une même valeur. Pour confirmer ou infirmer ces résultats préliminaires, nous avons calculé la forme normale et le diagramme de déploiement du système d’équations des deux sources en gardant strictement les ingrédients dynamiques qui favorisent la complexité. A l’aide des simulations numériques utilisées pour explorer l’espace de paramètres, illustrées sur la Figure 1.12, nous avons pu confirmer que les termes de couplage peuvent mixer les fréquences, à condition de s’éloigner de la zone où les oscillations (droit et gauche) sont nées. Avec le modèle couplé identifié, nous pouvons fournir des exemples de

manœuvres vocales dans l'espace de paramètres vers les régimes qui donnent lieu à la présence de fréquences hétérodynes, et nous pouvons décrire l'origine dynamique de ces fréquences dans le spectre - voir Figure 1.13.

FIGURE 1.12 – Carte du contenu spectral du modèle à deux sources vocales. Cercles : pas d'oscillation. Plus : Fréquences harmoniques. Carrés : Fréquences hétérodynes. Voir : Laje et al. [2008]

FIGURE 1.13 – Résultat acoustique de deux manœuvres vocales différentes. Voir : Laje et al. [2008]

Dans ce scénario théorique, l'origine dynamique de la multiplication de fréquences (et donc des fréquences hétérodynes observées dans certaines syllabes des spectres) est le résultat du fait que les modes qui interagissent n'ont plus une amplitude constante, mais une amplitude dépendante du temps. On peut donc conclure que l'interaction acoustique entre les deux cotés du syrinx doit effectivement être considérée comme l'un des mécanismes possibles qui sont en action lors de la production de syllabes telles que celles de la Figure 1.11.

## Chapitre 2

# L'écoulement laryngé

Le larynx est la partie des voies aériennes qui abrite les cordes vocales. La ‘géométrie’ de cette région est différente selon la fonction physiologique en cours. La Figure 2.1 montre comment les cordes sont écartées en position de respiration et rapprochées en position de phonation.

FIGURE 2.1 – Images laryngoscopiques d’un larynx en position de respiration et phonation. Source Husson [1962].

L’écoulement d’air qui traverse le larynx reçoit le nom d’écoulement laryngé : il faut remarquer que le domaine spatial de cet écoulement est plus grand que celui qui correspond à l’écoulement glottique, strictement borné au canal étroit à forme de fente, défini par les surfaces des cordes vocales en position de phonation. La glotte débouche dans le ventricule de Morgagni, défini par les bandes ventriculaires -parfois appelées fausses cordes vocales- surplombant les vraies cordes vocales. Ce ventricule possède la forme de deux petites cavités en vis à vis, comme l’illustre l’image de la Figures 2.2. Chez l’homme, leur rôle n’a qu’un intérêt phonatoire restreint. Les bandes ventriculaires n’interviennent pas a priori dans les processus physiologiques sous-jacents à la production de la parole usuelle [Bailly, 2009] : leur rapprochement peut constituer un signe de phonation pathologique chez des personnes souffrant d’un dysfonctionnement vocal.

FIGURE 2.2 – Section en coupe du larynx dans le plan coronal (collection de l’Institut d’Anatomie, Christian Albrecht University of Kiel, Allemagne) où fvf : fausses cordes vocales et vf : cordes vocales. Voir : [Bailly, 2009]

Comme nous avons vu dans le premier chapitre, les tissus mous du larynx sont soumis non seulement à l’action des forces musculaires et aux contraintes apportées par la physiologie de l’organe vocal, mais aussi aux forces de pression de l’air qui y circule. Le long du cycle glottique, les cordes s’ouvrent et se referment grâce au transfert

d'énergie qui s'opère entre l'écoulement et la structure des cordes.

L'aérodynamique du phénomène peut être abordée à différents niveaux de complexité, donnés par les dimensions d'espace prises en considération. Les modèles simplifiés de la section 2.1 considéreront une ligne d'écoulement, décrite par deux variables scalaires (le débit et la pression) dont les valeurs sont fonction d'une autre variable scalaire : la coordonnée spatiale mesurant la distance sur une ligne (courbe) qui va des poumons à la bouche. Ce scénario est idéal pour considérer certaines questions théoriques telles que la génération de son et les effets de la fermeture glottique.

Lorsque nous décrivons l'écoulement traversant la glotte comme un écoulement plan, nous pouvons traiter plus en détail d'autres problèmes, comme celui du décrochage dynamique, attribuable aux effets de viscosité qui, dans le cas d'une constriction, ne peuvent pas être négligés. Il existe en effet une région, au voisinage immédiat des parois, appelée couche limite, à l'intérieur de laquelle les effets visqueux sont prépondérants. Si dans la partie convergente d'une constriction les couches limites restent très minces (de l'ordre de quelques microns) et peuvent être négligées, il en va différemment dans la partie divergente de la constriction. La forte décélération de l'écoulement en sortie de l'étranglement, induit une augmentation des épaisseurs de couches limites, qui conduit à un phénomène spectaculaire : les couches limites se séparent de la paroi pour former un jet libre. Le comportement du jet au-delà du point de séparation est extrêmement complexe. La cavité qui l'abrite possède une géométrie bien particulière, caractérisée par l'existence de la double cavité que définissent les bandes ventriculaires.

La tâche de décrire les aspects les plus significatifs de l'écoulement réel qui est tridimensionnel et intrinsèquement instationnaire n'est nullement simple. Des travaux cherchant à améliorer la description de l'écoulement glottique au moyen de simulations numériques à partir des équations de Navier-Stokes existent depuis 1995, mais les efforts en cette direction s'avèrent pourtant insuffisants au vu de la complexité de la tâche : les simulations n'ont pas permis jusqu'à ce jour un traitement intégrant des nombres de Reynolds réalistes avec un canal qui se ferme complètement. L'expérimentation constitue donc l'outil fondamental. Elle fournit d'une part des informations qui sont nécessaires pour valider les calculs numériques ainsi que pour évaluer et reformuler les modèles simplifiés. Notre équipe a été la première à parvenir à fournir une caractérisation tridimensionnelle du champ de vitesses supra-glottique dans un modèle *in vitro*, ainsi qu'à caractériser les tourbillons créés par un jet allongé, grâce à des approches expérimentales utilisant la technologie plasma.

Ce chapitre va donc aborder les trois instances de complexité, en précisant les résultats obtenus à chaque stade.

## 2.1 Une ligne d'écoulement

### 2.1.1 Coup de Béliet

La manière la plus simple de modéliser la dynamique de l'écoulement dans le système phonatoire est de considérer une ligne d'écoulement qui va d'un réservoir de pression (les poumons) à la sortie (la bouche), en passant par la trachée, la glotte et le conduit vocal. Dans ce schéma, la glotte, qui est la zone de passage entre les cordes vocales, joue le rôle d'une vanne dont l'opération génère un régime transitoire, tel que considéré dans les problèmes dits de coup de bélier.

Le terme coup de bélier a été introduit pour faire référence aux larges variations de pression causant des dommages aux systèmes de tuyauteries, mais il a ensuite acquis une généralité qui le rend actuellement applicable à tous types de transitoires dans des systèmes de conduits. La théorie du coup de bélier décrit l'oscillation d'un fluide non stationnaire qui se génère, par exemple, par l'ouverture ou la fermeture rapide d'une vanne, souvent traitée à travers d'une condition cinématique pour l'écoulement, comme c'est courant en aéro-élasticité. Elle a été proposée pour rendre compte d'un bon nombre d'effets en biofluides sous stress mécanique, comme dans le cas de sons de Korotkoff dans la mesure de la tension artérielle [Chungcharoen, 1964, Allen et al., 2004].

L'analogie entre le système conduit-vanne et trachée-glottte avait été évoquée par un des pionniers de la modélisation de la voix [Ishizaka et al., 1976]. Nous présentons ici le développement de cette analogie, appliquant la théorie du coup de bélier à un système de conduits représentatifs du système phonatoire, afin de prédire l'évolution des champs 1D de vitesse et de pression dans le système vocal, connu comme champ intra-trachéal et champ intra-oral. Pour ce faire, nous allons adopter ce que Tijsseling [1996] appelle la version à deux équations ou coup de bélier basique, afin de reproduire les résultats qui sont typiques des modèles glottiques forcés, comme dans [Alipour and Scherer, 2004].

Le schéma à considérer est donné dans la Figure 2.3. L'action de la vanne glottique est incorporée par une loi d'opération d'origine empirique ou semi-empirique qui peut être tirée, par exemple, des mesures *in vitro* parues dans la littérature. Ceci revient à condenser dans un coefficient, l'ensemble des processus et des conditions qui influent sur le comportement de la vanne.

Ce genre d'analyse se pose non pas comme une amélioration des modèles 1D classiques mais plutôt comme une alternative, avec une particularité qui le rend intéressant par rapport aux approches traditionnelles. Nous avons déjà mentionné que l'écoulement glottique se comporte comme un écoulement localement incompressible. La stratégie standard consiste donc à résoudre l'écoulement et l'acoustique séparément, s'appuyant sur une hypothèse reliant l'écoulement traversant la glottte à la

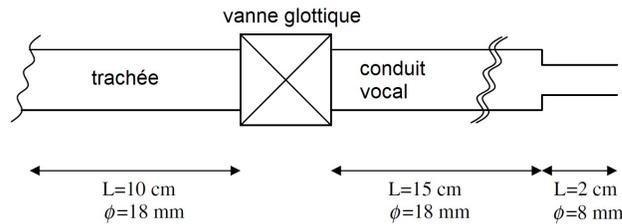


FIGURE 2.3 – Système de conduits approxinant la configuration du système phonatoire par une approche coup-de-bélier. Source Sciamarella and Artana [2009].

pression acoustique d'entrée au résonateur - constitué par le conduit supra-glottique (le conduit sous-glottique est rarement intégré au portrait). L'accent est mis sur la biomécanique et sur la propagation du son, mais un modèle auxiliaire est nécessaire si l'on souhaite prédire le son généré par la glotte. Le modèle auxiliaire doit exprimer les fluctuations de la pression en termes des variables fluïdo-dynamiques à la sortie de la glotte. La glotte est souvent modélisée comme une source monopolaire, une hypothèse qui néglige l'interaction entre structures de vorticité et le champ de vitesse. Mais cette approximation ne suffit pas : d'autres hypothèses sont nécessaires pour pouvoir écrire les fluctuations de vitesses en termes de l'écoulement glottique. Ceci produit une certaine diversité dans l'expression finale adopt e pour la pression sonore dans les modèles biomécaniques, qui est en général une combinaison des fonctions linéaires, quadratiques ou linéaires par morceaux. A l'origine de cette diversité se trouve le fait que le champ sonore est une petite perturbation de l'écoulement de sorte que les solutions approch es diff rent beaucoup d'après les conjectures qui sont appliqu es. La génération du son est ainsi prédite 'en dehors de l'écoulement', dans le sens que le sous-système conduit-vocal va propager un son imposé, en même temps que le sous-système glotte va rendre compte d'un écoulement fluide non- acoustique.

Or, si les propriétés fluïdo-dynamiques sont susceptibles d'être caract ris es expérimentalement, et si elles peuvent être condens es dans une loi d'opération ayant l'information sur les effets de l'action mécanique des cordes vocales sur l'écoulement, alors la modélisation de la production vocale se rapproche naturellement des approches de type coup de bélier. La loi d'opération est la clé pour prédire les fluctuations de pression 'au-dedans de l'écoulement', sans recours à des hypothèses *ad hoc* ou à des analogies acoustiques de type Lighthill pour modéliser l'action de la source sonore. Une fois que l'action de la vanne est établie, la théorie du coup de bélier intègre dans un même calcul, la génération et la propagation du son dans le système phonatoire.

L'analyse de coup de bélier se fait en quatre étapes :

- définir le système de conduits,

- obtenir le coefficient de décharge,
- prescrire la loi d'opération,
- établir si besoin des boucles de rétroactions.

Le système de conduits est celle de la Figure 2.3 qui modélise schématiquement la configuration du système vocal lors de la production d'une voyelle avec lèvres arrondies, comme le /u/. Les propriétés des parois des conduits (module d'élasticité, rayon intérieur, et épaisseur) sont disponibles dans la littérature aussi bien pour la trachée que pour le conduit vocal. Pour un fluide compressible dans un tuyau élastique :

$$\begin{aligned} \partial_t U + \frac{1}{\rho} \partial_z P &= 0 \\ \partial_z U + \frac{1}{\rho c^2} \partial_t P &= 0 \end{aligned} \quad (2.1)$$

où  $U$  est la vitesse,  $P$  la pression,  $\rho$  la densité,  $t$  le temps,  $z$  l'abscisse curviligne le long du conduit et  $c$  la vitesse du son dans le fluide, qui va dépendre du module d'élasticité volumique, du module d'élasticité du conduit, du rayon interne du conduit et de l'épaisseur de la paroi. Ces valeurs sont disponibles dans [Miller et al., 2007, Hermawan et al., 2004, Dang, 2004]. Les vitesses de son qui en résultent sont similaires aux valeurs de la vitesse du son dans l'air : c'est la vitesse dans la trachée qui est plus basse (200 m/s), par opposition aux 350 m/s dans le conduit vocal. L'équivalent de la pression pulmonaire en entrée est fixée à 800 Pa. Le coefficient de décharge glottique est estimé à partir des mesures du coefficient de résistance à l'écoulement obtenues par Mongeau et al. [1997], d'après lesquelles :

$$C(Re) = c_1 Re^3 + c_2 Re^2 + c_3 Re + c_4 \quad (2.2)$$

où les valeurs de  $c_i$  sont déterminées. Le coefficient de décharge glottique répond à l'expression suivante :

$$D_g = \frac{\rho}{2C(Re)^2 A_g(t)^2} \quad (2.3)$$

avec  $A_g$  l'aire glottique. C'est à travers  $A_g$  qu'il est possible de prescrire des cinématiques différentes pour le mouvement des cordes vocales. La valeur de  $A_g$  peut être mise à jour à chaque pas d'intégration pour prendre en compte les réverbérations de la pression dans les conduits. La Figure 2.4 montre un exemple du résultat affiché en sortie du modèle, avec une loi d'opération suivant une expression simple pour  $A_g$ , sans réverbérations.

La perspective novatrice de cette étude a été répertoriée dans un article retraçant l'histoire des différents approches utilisées pour modéliser la production vocale : Erath et al. [2013].

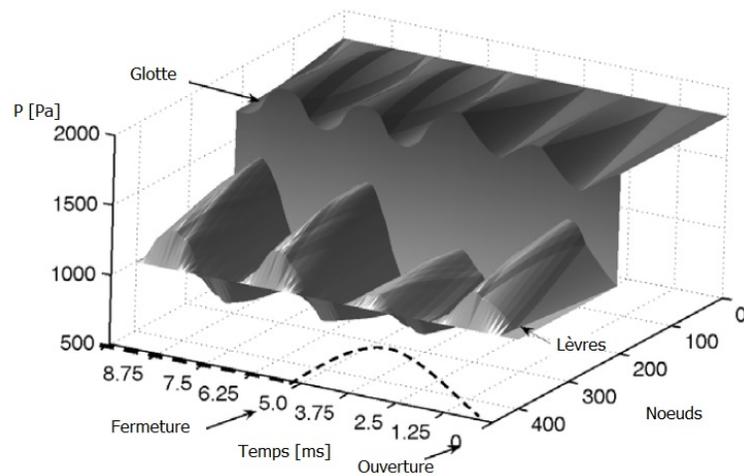


FIGURE 2.4 – Évolution de la pression de la trachée aux lèvres calculée par l’analyse de coup de bélier, pour une aire glottique  $A_g(t)$  affichée en pointillé. Source Sciamarella and Artana [2009].

### 2.1.2 La fermeture glottique

Un effet d’interaction fluide structure très rapide a lieu lorsqu’une vanne est proche de la fermeture. Les études expérimentales traitant des fermeture de vannes sont pourtant peu nombreuses. Une étude théorique et expérimentale sur les vannes qui opèrent à des petites ouvertures est présentée par D’Netto and Weaver [1987]. Ces auteurs enregistrent la vitesse de l’écoulement en aval de la vanne, la chute de pression instantanée et le déplacement de la vanne pendant les oscillations. Une signature avec un doublement de pic est systématiquement observée dans l’évolution de la pression lorsque l’ouverture se rapproche de zéro.

Que se passe-t-il lorsque l’ouverture glottique se rapproche de zéro ? Dans la section 1.1, nous avons évoqué comment une vitesse élevée de fermeture affecte les propriétés spectrales du son. Le problème de la fermeture glottique en production vocale a été considéré par Deverge et al. [2003] pour des maquettes de cordes vocales à différentes formes. Un doublement de pic dans la série temporelle de pression est observé pour la vanne définissant un canal glottique droit. Les modèles simplifiés considérés dans Deverge et al. [2003] ne parviennent pas, néanmoins, à reproduire ces observations.

Nous avons trouvé qu’un modèle 1D intégrant les effets instationnaires sur la base des éléments de la théorie d’un filament fluide selon Spurk [1997] permet de rendre compte de ce double pic. Afin de comprendre comment les instationnarités se développent lors de la fermeture, nous allons considérer des simulations numériques à deux dimensions d’espace, reprenant les conditions expérimentales de Deverge et al. [2003], avec un code haute performance développé au LIMSI par Yann Fraigneau. Cette étude cherche à comprendre le mécanisme physique responsable de cet effet et

à expliquer comment et pourquoi un modèle d'écoulement 1D peut en rendre compte.

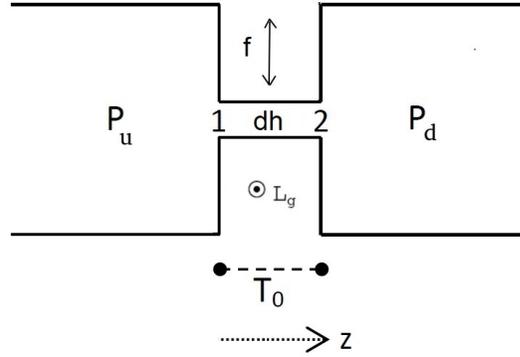


FIGURE 2.5 – Géométrie des expériences de Deverge et al. [2003] pour l'étude de la fermeture glottique, avec  $P_u$  et  $P_d$  les pressions en amont et en aval,  $f$  la fréquence d'oscillation,  $dh$  l'amplitude maximale de l'ouverture glottique,  $T_0$  la hauteur des cordes vocales, et  $L_g$  la longueur du canal glottique.

Le modèle 1D en question est exprimé par les équations suivantes, où  $a(z, t) = L_g dh(t)$  désigne la section de passage glottique : si le canal est uniforme en  $z$ , alors le canal  $a(z, t) = a(t)$ .

$$F(t) = L_g \int_0^{T_0} P(z, t) dz, \quad (2.4)$$

$$P(z, t) = P_0 - \rho \left( \frac{1}{2} U^2(z, t) + \int_0^z \partial_t U(z, t) dz \right). \quad (2.5)$$

$$\int_z^{T_0} \partial_t \rho a(z, t) dz + \rho_2 U_2 a_2 - \rho_1 U_1 a_1 + \iint_{S_w} \rho \vec{u} \cdot \vec{n} dS = 0, \quad (2.6)$$

$$\int_z^{T_0} \partial_t a(z, t) dz + U_2 a_2 - U_1 a_1 = 0, \quad (2.7)$$

$$U(z, t) = U_2(t) + \frac{\int_z^{T_0} \partial_t a(z, t) dz}{a(z, t)}. \quad (2.8)$$

La fonction de l'aire glottique  $a(z, t)$  est imposée suivant Deverge et al. [2003]. Dans la Figure 2.5,  $a(z, t) = a(t)$  car la section est toujours rectangulaire. En ajoutant  $P(z_2, t) = P_d$ , le système est déterminé. Cette condition de bord néglige le problème d'instationnariété à la décharge. Le modèle retient une source unique d'instationnariété qui est celle liée au mouvement de la paroi. Les résultats obtenus expérimentalement par Deverge et al. [2003], les résultats *in vitro* provenant des simulations numériques 2D et les résultats prédits par les équations (2.4-2.8) sont comparés

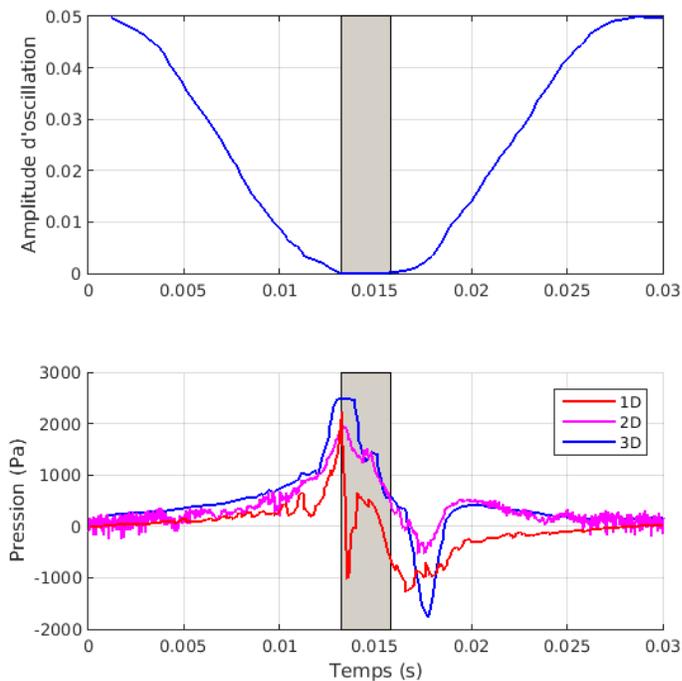


FIGURE 2.6 – Évolution de la pression dans un cycle d’après les expériences (3D) de Deverge et al. [2003], les simulations 2D de Alviso et al. [2019] et les prédictions 1D du modèle type "Stream Filament Theory" [Spurk, 1997].

dans la Figure 2.7. C’est en regardant les iso-lignes du débit dans une carte spatio-temporelle ( $z-t$ ) que l’effet causant le double pic devient évident. Ces cartes peuvent être dressées avec les simulations et avec le modèle. Les deux montrent le renversement de la vitesse longitudinale  $U$  en proximité de l’entrée du canal, comme dans l’effet dit ‘piston-ventouse’.

Une étude paramétrique du phénomène montre que ce renversement de l’écoulement causant le double pic se produit à partir d’un seuil bien établi par le quotient entre le nombre d’Euler  $Eu$  et le nombre de Strouhal  $St$  :

$$\frac{Eu}{St} = \frac{P_u}{\rho T_0 f^2 dh} \quad (2.9)$$

où  $dh$  est l’ouverture glottique maximale. Plus précisément, l’effet piston-ventouse s’active pour  $Eu/St \sim 50700-53700$ . Numériquement nous avons constaté qu’il reste actif jusqu’à la limite de convergence des simulations, autour de  $Eu/St \sim 7280-7450$ . Cette étude permet d’envisager dans quelles circonstances on peut s’attendre à récupérer l’effet piston-ventouse en fermeture glottique. Il devient de plus en plus prépondérant lorsque l’amplitude d’oscillation des cordes (corrélée avec la pression sous-glottique) et la fréquence (une quantité sous le contrôle du locuteur) augmentent.

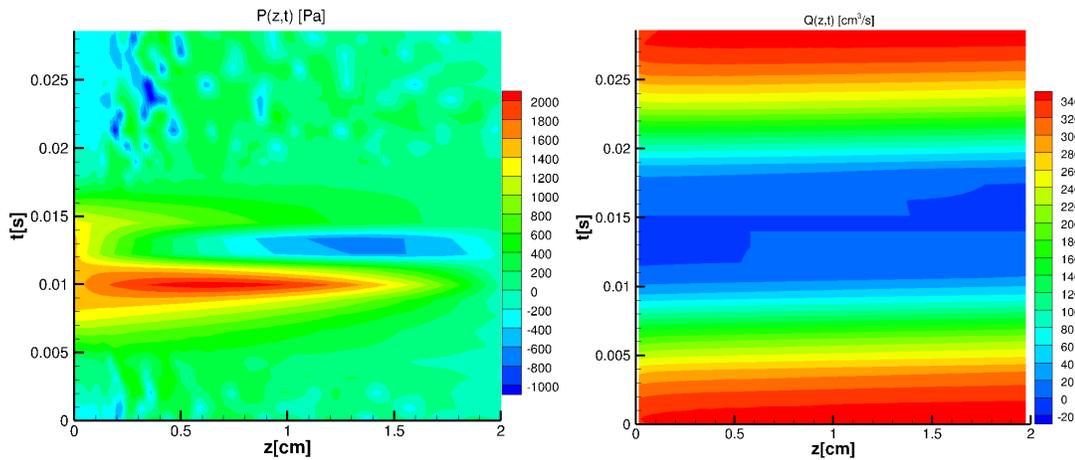


FIGURE 2.7 – Iso-contours de la pression et du débit simulé avec 2D DNS le long de la glotte pour une amplitude maximale d’oscillation  $dh/L = 0.05$ . Source : Alviso et al. [2019]

Ces effets répercutent naturellement sur l’ODG et sa dérivée, altérant les paramètres acoustiques et donc changeant la nature du son que l’on obtient lorsque les instationnarités sont négligées, d’où l’importance de les intégrer - même au niveau des modèles où l’écoulement glottique n’est qu’une ligne.

### 2.1.3 Le raccordement des modèles fluide-acoustique

Dans les modèles de production vocale d’ordre bas, l’écoulement post-glottique est couramment considéré quasi-1D. Pourtant, une distance de relaxation est nécessaire avant que l’écoulement puisse effectivement devenir conforme à cette approximation. D’autre part, les solveurs acoustiques couramment utilisés considèrent que l’écoulement peut être approximé comme étant uni-dimensionnel instantanément à la glotte. Cette difficulté dans le raccordement des modèles du fluide avec les modèles acoustiques a assiégré la modélisation de la parole pendant des décennies.

Cette section examine la possibilité d’introduire une distance de relaxation dans un modèle d’ordre bas. En prenant cette distance comme un paramètre, on peut évaluer comment le modèle répond à sa variation, et en élaborer des conclusions sur les effets auxquels on peut s’attendre si cette distance est négligée, comme il est fait d’habitude. L’opération est possible en utilisant l’approche utilisée pour modéliser l’existence d’une zone de transition entre la source chez l’oiseau chanteur et la base du conduit vocal. L’inclusion de cet élément transforme l’ensemble des équations différentielles ordinaires (ODEs) en un ensemble d’équations différentielles à retard temporel (DDEs), dotant l’oscillateur d’une complexité qui peut conduire à des solutions non périodiques.

On définit la « distance de relaxation » de l’écoulement supra-glottique comme la

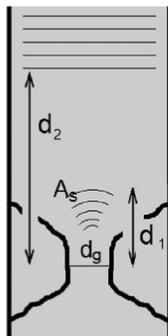


FIGURE 2.8 – Couplage entre source et conduit vocal où  $d_1$  est l'échelle de longueur de propagation d'une onde acoustique,  $d_2$  est la distance de relaxation et  $d_g$  représente l'ouverture glottique moyenne.

longueur de développement nécessaire pour que l'écoulement puisse être considéré comme quasi-1D. La Figure 2.8 montre les distances considérées dans le modèle réduit, où  $d_1$  est l'échelle de longueur de propagation d'une onde acoustique,  $d_2$  est la distance de relaxation et  $d_g$  représente l'ouverture glottique moyenne. Le modèle réduit est donné par les équations suivantes, dérivées dans [Sciamarella and Artana, 2015], avec  $x(t)$  défini à la mi hauteur de la glotte comme dans la Figure 2.9. Le prime désigne la dérivée en temps.

$$\tilde{x}' = \tilde{y} \quad (2.10)$$

$$\tilde{y}' = -\alpha(1 + \beta(\tilde{x} - \tilde{x}_0)^2)\tilde{y} - \tilde{x} + \tilde{P}_i + (\tilde{P}_s - \tilde{P}_i)\frac{\Delta_0 + 2\delta\tilde{y}}{1 + \tilde{x} + \delta\tilde{y}} \quad (2.11)$$

$$\tilde{P}_i(\tilde{t}) = \tilde{\lambda}(d_1, d_2)\tilde{y} + R\tilde{P}_i(\tilde{t} - \tau_1) \quad (2.12)$$

FIGURE 2.9 – Sketch du modèle [Laje et al., 2001] considéré dans [Sciamarella and Artana, 2015].

Les variables sont normalisées selon  $\tilde{x} = x/x_0 \equiv x/x_{01}$  et  $\tilde{t} = tf \equiv t\sqrt{KM}$ , comme dans [Lucero, 2005]. Les paramètres de contrôle sont :

$$\begin{aligned} \alpha &= B/f, \\ \beta &= Cx_0^2, \\ \delta &= \tau f, \\ \Delta_0 &= \Delta x_0/x_0, \\ \tau_1 &= L/(c_s f), \\ \tilde{P}_{s,i} &= P_{s,i}/(Kx_0) \\ \tilde{x}_0 &= \bar{x}/x_0, \text{ et} \\ \tilde{\lambda}(d_1, d_2)\sqrt{KM} &= \lambda(d_1, d_2) = \bar{\mathcal{L}}(d_1, d_2) \quad 2L_g\sqrt{2P_s/\rho} \end{aligned}$$

où  $\bar{L}$  est l'inertance (défini comme dans l'équation (15) dans ??) divisée par l'aire à la sortie de la glotte  $A_s$ , et où les  $x_{01}$  et  $x_{02}$  correspondent aux positions pré-phonatoires (valeur de  $x$  à temps  $t = 0$ ) associées aux aires glottiques  $a_1$  et  $a_2$  de la Figure 2.9. Les valeurs de paramètres par défaut suivent [Laje et al., 2001] :  $K = 250 \text{ kdyn/cm}^3$ ,  $M = 0.45 \text{ g/cm}^2$ ,  $B = 100 \text{ dyn/cm}^3$ ,  $C = 10^5 \text{ cm}^{-2}$ ,  $x_{01} = 0.1 \text{ cm}$ ,  $x_{02} = 0.09 \text{ cm}$ ,  $P_s = 15 \text{ kdyn/cm}^2$ ,  $L_g = 1.4 \text{ cm}$ ,  $T = 0.4 \text{ cm}$ ,  $\tau = 0.2 \text{ ms}$ ,  $\rho = 0.00114 \text{ g/cm}^3$ ,  $R = -0.9$ ,  $L = 17.5 \text{ cm}$ ,  $c_s = 3500 \text{ cm/s}$ ,  $d_1 = 1.5 \text{ T}$ .

Les solutions obtenues en faisant varier  $d_2$  sont montrées dans Figure 2.10. Pour chaque solution, on présente l'espace de phases  $(\tilde{x}, \tilde{y})$ , les séries temporelles de position et de  $P_i(t)$ . Lorsque  $d_2$  décroît, les solutions deviennent dynamiquement plus riches, avec  $P_i$  complexifié. La séquence illustre une solution avec oscillations quasi-sinusoidales, une solution asymétrique et une solution avec doublement de période.

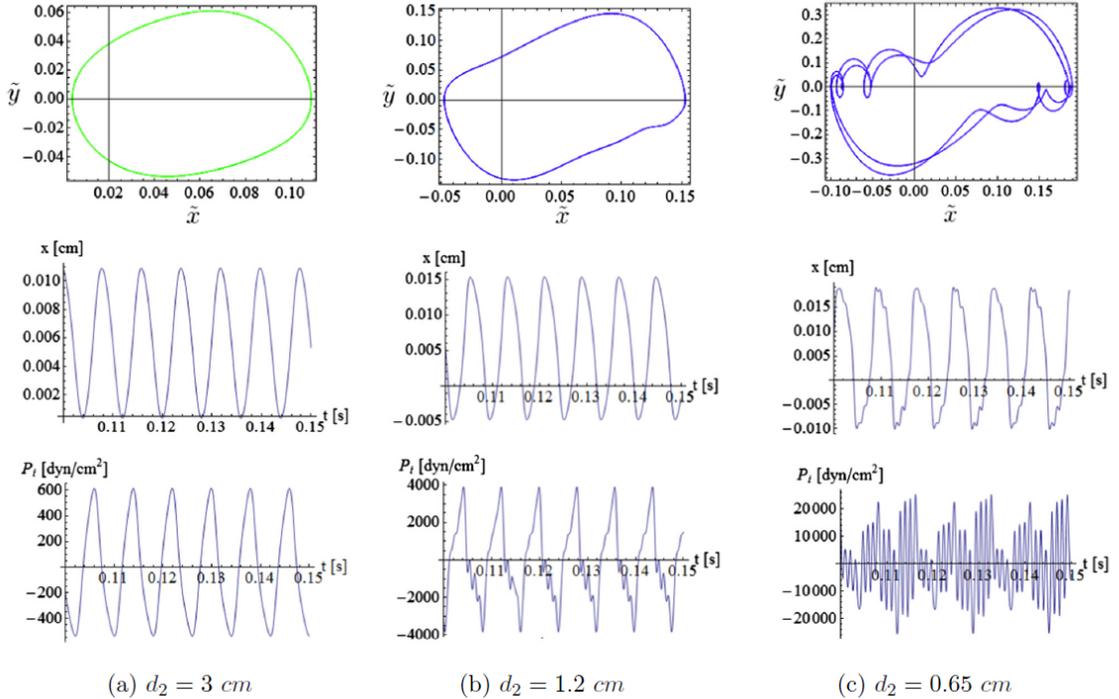


FIGURE 2.10 – Solutions obtenues avec le modèle de raccordement en faisant varier  $d_2$ .

Prenons maintenant en considération que  $d_2$  puisse varier au cours du cycle glottique. C'est en effet ce qu'on observe à partir des résultats obtenus dans notre étude tridimensionnelle du jet glottique [Krebs et al., 2012], qui sera discuté en détail en section 2.3.1. Cette étude quantifie expérimentalement le champ 3D en proximité d'une glotte artificielle auto-oscillante : les traits tridimensionnels de l'écoulement post-glottique sont forts à proximité de la glotte et tendent à s'évanouir à partir d'une distance qu'on peut estimer à travers la distance de croisement  $x_c$ . Cette dis-

tance n'est pas fixe : elle croît et décroît au cours d'un cycle, comme le montre la Figure 2.35. Si  $d_2$  est corrélée avec le débit  $U(t)$  et si  $U(t) \propto x(t)$ , nous pouvons poser que  $d_2(t) = d_{20} + f x_{01} \tilde{x}(t)$ . Pour que cette variation soit en accord avec la Figure 2.35, nous avons  $f \sim 5$ . Cette expression pour  $d_2$  fait apparaître une dépendance de  $\tilde{x}$  dans l'équation à retards pour  $\tilde{P}_i(\tilde{t})$ , de sorte que :

$$\tilde{P}_i(\tilde{t}) = \tilde{\lambda}(d_2(\tilde{x}))\tilde{y} + R\tilde{P}_i(\tilde{t} - \tau_1) \quad (2.13)$$

Une intégration du système formé par (2.10)-(2.11)-(2.13) avec  $d_{20} = 0.65 \text{ cm}$  -comme dans le dernier exemple de la Figure 2.10- montre que le doublement de période disparaît.

L'étude de ce système montre que l'hypothèse d'un écoulement post-glottique 1D n'est pas anodin. Une variation intra-cycle de la distance de relaxation en phase avec l'onde débit glottique, peut ramener la réponse du système d'une solution de période 2 à une solution de période 1, comme le montrent nos simulations. Par conséquent, à l'ensemble des paramètres qui contrôlent le degré d'interaction source-conduit vocal (qui comprend des facteurs géométriques tels que les dimensions exactes de la zone supraglottique), il faut ajouter le rôle des facteurs apportés par la mécanique des fluides du problème. Le fait que l'écoulement ne soit pas plan et que l'écoulement supra-glottique ait une dynamique propre, a une influence modératrice sur l'intensité du couplage et donc sur la complexité dynamique du comportement du système d'interaction fluide-structure.

En ce qui concerne les facteurs géométriques, ce schéma théorique peut intégrer la présence de la cavité laryngée. En reprenant les travaux de [Sundberg, 1974], le conduit vocal peut être vu comme l'association de deux éléments : la cavité laryngée et les voies aériennes placées en aval. Le changement de section à la jonction permet de les modéliser de manière séparée, à l'instar de ce qui est fait pour les embouchures des cuivres [Chaigne and Kergomard, 2016]. Ceci est implémenté dans [Silva et al., 2016] : le modèle donné par les équations (2.10)-(2.11)-(2.13) est couplé à une cavité représentée sous forme d'éléments localisés, suivie d'un conduit vocal formalisé comme une ligne à retard.

## 2.2 Un écoulement plan

Pour la génération de son, le point clé de la ligne d'écoulement décrite précédemment est naturellement la glotte, qui en effet n'est pas un 'point' dans une ligne d'écoulement, mais l'espace physique par lequel l'air s'écoule entre les cordes vocales oscillantes. Les cordes vocales peuvent être vues comme une buse à géométrie convergente/divergente en début/fin du cycle glottique. Le jet d'air qui se génère dans la glotte est connu comme jet glottique. La section de passage de l'air provenant des

poumons à l'issue de la glotte présente la forme d'une fente lenticulaire avec l'axe majeur sur le plan mi-sagittal. Lorsque le jet glottique est modélisé par un jet plan, ce plan est celui qui forme l'axe mineur de la fente avec la direction de l'écoulement (plan mi-coronal). Cette approximation est efficace pour étudier certains problèmes spécifiques.

### 2.2.1 Le décrochage dynamique

Un de ces problèmes, que la configuration plane permet de considérer en première approche, est la dynamique de la séparation du jet des parois le long d'un cycle glottique. Ce problème est similaire à celui du décrochage dynamique (dynamic stall), typiquement présent dans le mouvement d'un profil d'aile oscillant ou des éoliennes. En trois dimensions, la courbe définie par les points de séparation du jet glottique n'est pas forcément contenue dans un plan. Pourtant, en deux dimensions, cette courbe, qui définit le contour du jet glottique, se réduit à deux points : le point où l'écoulement se sépare de chacune des cordes vocales (gauche et droite). Pour les buses statiques à géométrie convergente, ce point est normalement fixe, mais ceci n'est pas le cas dans la glotte, qui est une buse à géométrie mobile qui devient divergente en fin de cycle. Le mouvement de ces deux points de séparation est une variable d'envergure dans les modèles mécaniques, car il est la clé de l'interaction fluide-structure qui met les cordes vocales en auto-oscillation lors de la production d'un son voisé. La position de ces points détermine la force de l'écoulement sur les cordes vocales.

Dans les modèles biomécaniques simplifiés de la section 1.1, des solutions *ad-hoc* utilisant des critères semi-empiriques géométriques avaient été mises en place. Ces critères se révèlent satisfaisants dès lors que la seule prédiction du débit aérien est souhaitée - avec une précision qui est de l'ordre de 30%. Des mesures extensives réalisées récemment montrent qu'au niveau de la prédiction des forces aérodynamiques, de tels critères conduisent à des erreurs d'estimation supérieures à 100 %, ce qui est inacceptable si l'on souhaite une description fidèle à la physique du problème. Nous allons découvrir la richesse dynamique de ce phénomène lorsqu'on résout les équations de Navier-Stokes à deux dimensions d'espace.

Pour étudier numériquement ce problème dans l'approximation d'un jet plan, nous mettons en place un code de simulation numérique à frontières mobiles. Une méthode multigrille à différences finies avec frontières immergées est mise en place pour étudier la dynamique de l'écoulement plan qui traverse un canal glottique. Les frontières immergées sont animées d'un mouvement prescrit par un modèle glottique forcé. Les grandes déformations sont traitées sans re-mailler et la vitesse d'entrée est synchronisée avec le mouvement des parois. La géométrie utilisée pour ces simulations est présentée dans la Figure 2.11.

La diversité de la mobilité du point de séparation est illustrée en jouant sur le mouve-

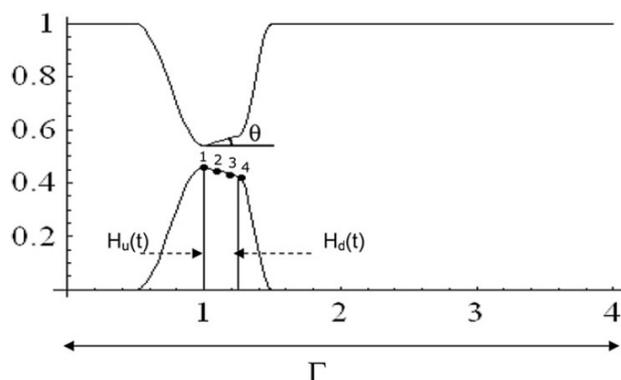


FIGURE 2.11 – Schéma de la glotte pour les simulations numériques à frontières mobiles.

ment des frontières immergées à travers les fonctions  $H_u(t)$  et  $H_d(t)$ . L'angle glottique  $\theta$  est donné par  $(H_d - H_u)/(x_d - x_u)$ . Le domaine de calcul est de  $512 \times 128$  cellules ou bien  $1024 \times 256$ . Le maillage structuré est uniforme avec une disposition de type décalé pour les variables dépendantes du problème (maillage MAC). Dans le but de caractériser la dynamique du point de séparation de l'écoulement glottique lorsque le mouvement de la paroi est prescrit, l'inversement de la direction de l'écoulement proche de la paroi est calculée. La vitesse d'entrée à la trachée a la possibilité d'être, soit constante, soit synchronisée avec la vibration de la glotte. Le deuxième choix permet de travailler avec une fermeture incomplète, mais assez réaliste.

Les résultats montrent la diversité des dynamiques du point de séparation en fonction des différentes conditions (initiales et de bord) qu'on impose. La Figure 2.12 illustre la complexité de l'évolution de la position du point de séparation et la différence entre ce comportement et les prédictions quasi-statiques.

Il faut donc conclure que la mobilité du point de séparation est non triviale et rarement quasi-statique. Les critères géométriques implémentés dans les M2M basés sur l'équation (1.1) dans la section 1.2 utilisent une description du décrochage dynamique qui ne serait pas juste, vis-à-vis de ce qui est obtenu dans ces simulations bidimensionnelles. Le décalage temporel entre les courbes  $x_s$  et  $\theta$  de la Figure 2.12 est un élément important à considérer lors de l'écriture du modèle aérodynamique fournissant  $P_g$  au modèle mécanique.

### 2.2.2 La double cavité

Un deuxième problème d'intérêt qu'on peut considérer à deux dimensions d'espace dans le larynx est celui de la dynamique des fluides des structures cohérentes formées dans le plan mi-coronal du larynx, et plus précisément dans la zone située immédiate-

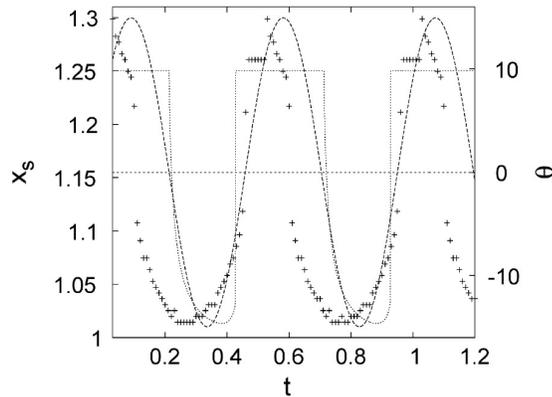


FIGURE 2.12 – Position du point de séparation  $x_s$  (points), angle glottique  $\theta$  (trait discontinu) en fonction du temps adimensionnel  $t$  pour  $Re = 2000$ . En pointillé la position  $x_s$  indiquée par le critère quasi-statique.

ment en aval de la glotte. Comme mentionné plus haut, cette région possède la forme d'une cavité double, ou de deux cavités en miroir, situées face à face. La présence de la cavité est souvent négligée dans les modèles réduits, d'où l'intérêt à étudier des configurations avec ou sans ce ventricule. Ce sujet sera abordé de deux manières différentes.

- a) Une première étude utilisera des visualisations par strioscopie Schlieren pour caractériser les structures vorticales créées dans la zone supraglottique, avec ou sans la présence de bandes ventriculaires. Les dipôles de vorticité seront le concept clé de cette étude, permettant de décrire la diversité de scénarios lorsque le ventricule change de taille ou disparaît. Ces résultats seront interprétables en termes d'écoulement laryng e dans des conditions assimilables au démarrage du voisement.
- b) Une deuxième étude à triple démarche (expérimentale, numérique et théorique) consid erera le problème générique de la double cavité. La cavité simple en présence d'un écoulement incompressible est un objet d'étude canonique en mécanique des fluides<sup>1</sup>. La manière dont les propriétés de l'écoulement fluide changent en présence d'une deuxième cavité constituent donc un sujet d'intérêt scientifique qui va au delà du contexte spécifique de l'écoulement laryng e. L'étude permettra de tirer de conclusions sur les phénomenes prépondérants dans ce scénario, et particulièrement sur un effet de rétroaction, li e au fait que la cavité soit de dimension finie, baptis e sous le nom de carrousel.

---

1. Ce sujet a été au centre des intérêts du groupe de recherche AERO du LIMSI : <https://www.limsi.fr/fr/recherche/aero>

### a) Les dipôles de vortacité

Un dipôle de vortacité est une paire compacte de circulations contra-rotatives : la version 2D d'un tourbillon annulaire. C'est une structure fréquente dans les écoulements géophysiques, dans les écoulements stratifiés, dans les eaux peu profondes et/ou dans les fentes d'injection. Les jets plans et les dipôles de vortacité sont générés par un même mécanisme : l'action d'une source localisée de quantité de mouvement dans un écoulement visqueux. La communauté d'acousticiens n'est pas forcément familière avec ce concept, qui peut se confondre avec la classification des sources acoustiques en monopôle, dipôle et quadripôle, d'où l'importance de marquer la différence.

Le larynx est une structure à deux fentes consécutives : la glotte (l'ouverture entre les cordes vocales) et l'espace entre les fausses cordes ou bandes ventriculaires. Parce que la glotte est une fente très mince (avec une contraction d'ordre 10-2) l'écoulement laryngé est souvent considéré un écoulement plan ou quasi-plan. Cette géométrie est favorable à la formation spontanée des dipôles de vortacité dans les deux constriction. Les visualisations Schlieren rapportées par Hofmans et al. [2003] avaient alors confirmé expérimentalement la formation des dipôles de vortacité dans un canal à une fente, modélisant la forme de la glotte. Les simulations numériques proposées par Hofmans ne permettaient pas de tirer des conclusions sur la cohésion des structures tourbillonnaires sortant de la fente car seule la moitié du canal laryngé était prise en compte, supposant l'écoulement symétrique dans chaque demi-larynx.

Les simulations numériques à l'aide du code DNS multigrille développé au LIMSI permettent de simuler l'écoulement instationnaire dans un canal 2D avec des structures immergés, fixes ou mobiles. Du fait que l'on ne force pas de symétrie le long de l'axe central, les dipôles de vortacité relevés sont genuines, et non pas l'effet d'une fausse symétrie, imposée comme condition limite de la simulation numérique. Pour faire l'appel des types de dipôles de vortacité formés spontanément dans un canal à double fente (comme le larynx) pour la plage de temps qui nous intéressent (les temps compatibles avec la durée d'un cycle glottique, qui est de l'ordre de 10 *msec*), nous réalisons de simulations numériques dans un canal avec l'équivalent 2D de la géométrie statique d'une maquette qui sera parallèlement étudiée expérimentalement, et qui est montrée dans la Figure 2.13.

Les résultats reproduisent, lorsqu'on utilise une seule fente, les structures rapportées par Hofmans. Avec la géométrie à double fente, on observe la formation de dipôles de vortacité, non seulement dans la glotte, mais aussi dans la fente qui sépare les fausses cordes. Une fois formés, ces dipôles se déplacent en aval en tête des deux jets. Le système défini par le jet à tête dipolaire est connu en Mécanique des Fluides sous la dénomination de *starting vortex dipoles* ou SVD. Les deux SVDs de notre canal laryngé se forment simultanément si les deux fentes consécutives sont identiques. Par contre, si – comme dans le larynx – la fente séparant les fausses cordes est plus large que l'ouverture moyenne de la glotte, le dipôle de vortacité inter-bandes se forme plus

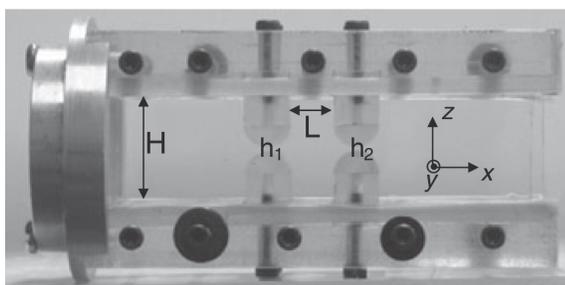


FIGURE 2.13 – Modèle à double fente fabriqué pour les expériences Schlieren à l’image des modèles statiques *in vitro* de Bailly et al. [2008]. Source Chisari et al. [2011].

tard que le dipôle de vorticité glottique. Ces SVDs ne sont pourtant pas le seul type de dipôles de vorticité formés à l’intérieur du larynx.

Notre étude numérique permet l’identification de trois types de dipôles de vorticité : les SVDs d  j    mentionnés, les dipôles qui apparaissent au le cœur des jets (que l’on peut baptiser *trailing vortex dipoles* ou TVDs), et les dipôles générés par l’interaction de la vorticité avec les parois du canal et des constrictions (que l’on peut appeler *boundary vortex dipoles* ou BVDs). La formation du dipôle à la tête du jet glottique et en absence des bandes ventriculaires est bien modélisé par le modèle proposé dans Afanasyev and Korabel [2004] et [Afanasyev, 2006]. Les dipôles qui sont nés aux bords du canal ou au bord des constrictions sont le résultat du passage du dipôle en tête du premier jet à travers de la seconde fente. La façon dont ils se forment rappelle l’impact d’un dipôle de vorticité contre une paroi observé par [Orlandi, 1990]. Une fois formés, ils peuvent rebondir élastiquement contre les parois du canal et revenir vers le centre, prêts à interagir avec le jet central. Les TVDs qui évoluent dans le cœur du jet présentent des interactions coaxiales connues comme *leapfrogging* : ces dipôles, plus petits que le dipôle en tête, se déplacent plus vite et finissent par rattraper la tête dipolaire. Ils passent à travers et fusionnent avec le dipôle plus grand.

Pour quantifier le comportement des dipôles, nous dotons le code d’une sous-routine permettant de suivre le centre et la taille des dipôles formés dans le canal. Ce suivi est réussi grâce à la détection des maxima et minima locaux en pression et dans la composante de la vitesse dans la direction de l’écoulement (le centre du dipôle se trouve là où un maximum de vitesse et un minimum de pression coïncidents sont entourés par deux minima locaux de vitesse). Si les coordonnées de ces maxima et minima sont repr  sent  es en fonction du temps, les lignes à pente non nulle correspondent à la trajectoire d’un dipôle.

Le dipôle de vorticité demeure la structure cohérente prépondérante que l’on trouve dans un écoulement plan traversant des structures imitant celles du larynx. A l’aide des visualisations Schlieren, il est possible de montrer que ces structures ne sont pas un phénomène strictement 2D capté par le numérique. La strioscopie Schlieren est

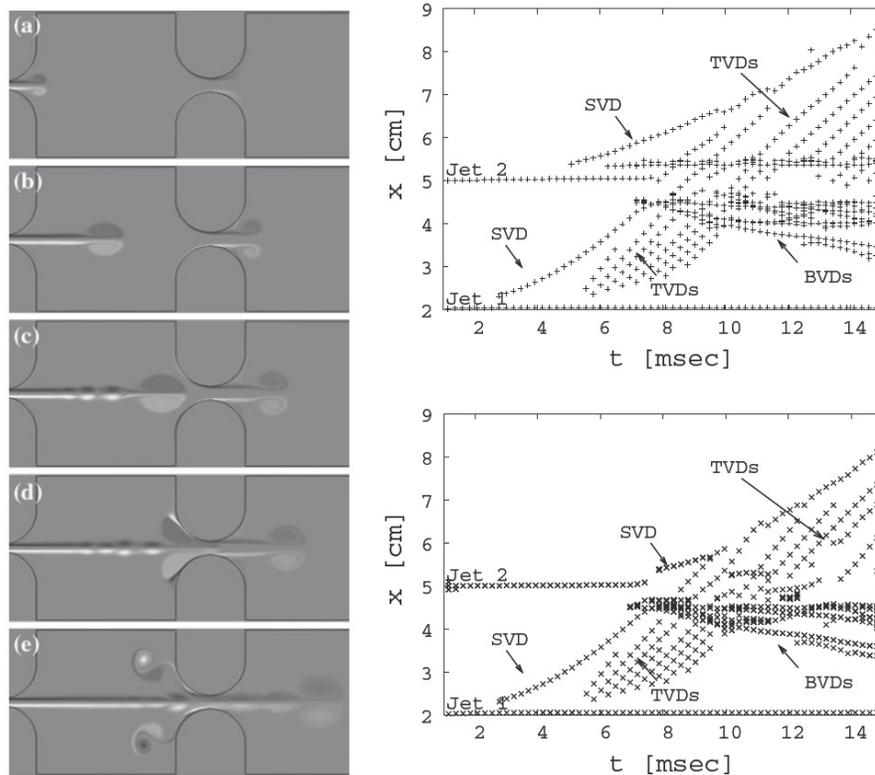


FIGURE 2.14 – Gauche : Champs de vorticité de simulations numériques pour  $h_1 = 1 \text{ mm}$ ,  $h_2 = 2 \text{ mm}$ ,  $L = 20 \text{ mm}$  et  $Re = 900$    (a) 3.5 ms, (b) 5.8 ms, (c) 7.2 ms, (d) 7.9 ms et (e) 9.5 ms. Droite : Suivi de dipôles de différents types pour deux configurations avec  $h_2 = 2 \text{ mm}$  (en haut) et  $h_2 = 4 \text{ mm}$  (en bas). Les points marqués SVD à droite correspondent aux positions successives en  $x$  des centres de dipôles qui sont nés à la sortie de chaque fente. Les points marqués TVDs correspondent aux petits dipôles qui suivent la tête dipolaire, et les points marqués BVDs aux dipôles qui ‘rebondissent’ contre les parois du canal.

une technique de visualisation optique reposant sur la déviation d’un faisceau de lumière en présence d’un gradient de densité dans le champ observé - voir Figure 2.15. Le principe est de conjuguer une source lumineuse en lumière blanche avec un filtre coupe bande optique (lame de rasoir). Des miroirs sphériques montés en Z sont utilisés comme moyen de conjugaison. Ce montage est mis à disposition par le Laboratoire de Fluido-Dynamique de la Faculté d’Ingénierie de l’Université de Buenos Aires, dans une collaboration ayant pour cadre le projet SticAmSud 07STIC-05.

Le dispositif expérimental est illustré dans la Figure 2.16. La maquette est fix e dans un canal transparent de section carr e représentant le conduit vocal, avec des ‘bandes ventriculaires’ démontables. Ces structures démontables peuvent être enlev es ou plac es dans des positions variables permettant d’estimer l’influence de la séparation entre les vraies et les fausses cordes. Un réservoir de pression alimente

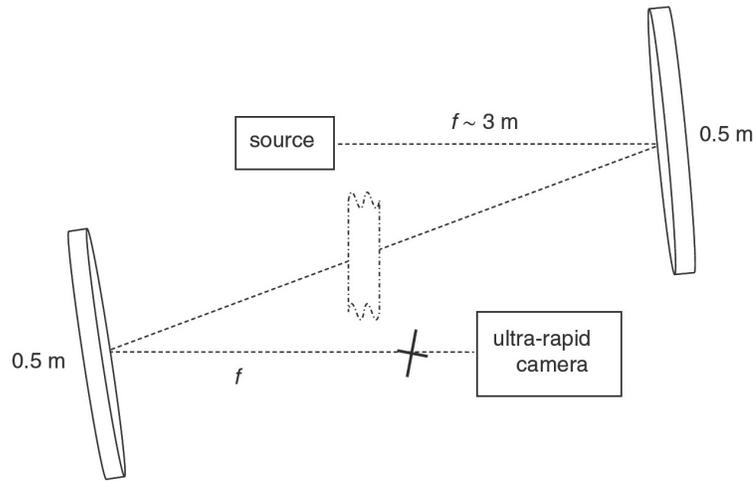


FIGURE 2.15 – Système Schlieren de type Z. Source Chisari et al. [2011].

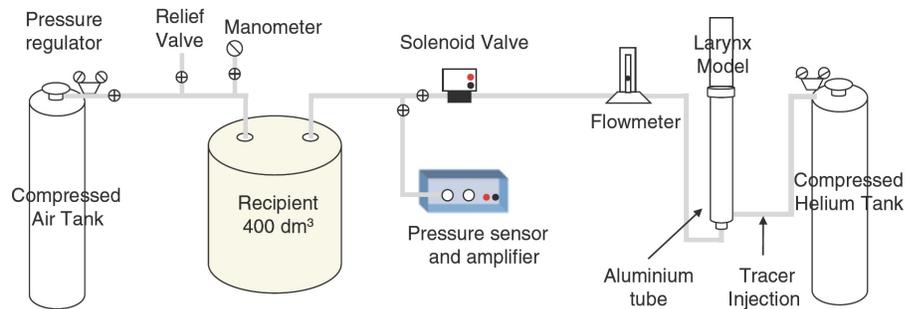


FIGURE 2.16 – Dispositif expérimental monté au LFD, FIUBA pour la strioscopie Schlieren. Source Chisari et al. [2011].

un circuit pneumatique. Le circuit est doté d'un système d'injection d'Hélium à très faible pourcentage afin d'améliorer le contraste des images Schlieren. On réussit pourtant des vidéos Schlieren d'une qualité acceptable même sans l'injection d'Helium. Rappelons ici que les images Schlieren chez Hofmans [1998] sont obtenues en injectant de l'Argon et du Néon par un trou perforé dans les cordes vocales rigides et statiques de la maquette. L'irruption de l'écoulement à travers la maquette est contrôlée par une vanne placée entre l'accumulateur et la maquette. Les images des Figures 2.17 et 2.18 montrent comment les structures dipôlares sont captées dans la visualisation, avec la contrepartie numérique comme référence. Dans la Figure 2.17 la maquette ne présente qu'une seule fente, et les dipôles se développent donc en absence de la double cavité. Dans la Figure 2.18, une première image montre la formation simultanée des SVDs à la sortie des vraies et des fausses cordes vocales, suivie de deux images montrant la formation des BVDs lors du rebondissement des structures contre les parois des fausses cordes vocales.

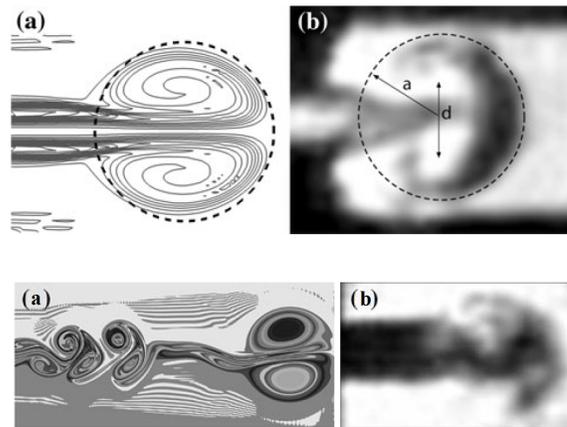


FIGURE 2.17 – Iso-contours de vorticité (a) et mesures Schlieren (b) à la sortie d'une constriction en absence de la deuxième fente. Source Chisari et al. [2011].

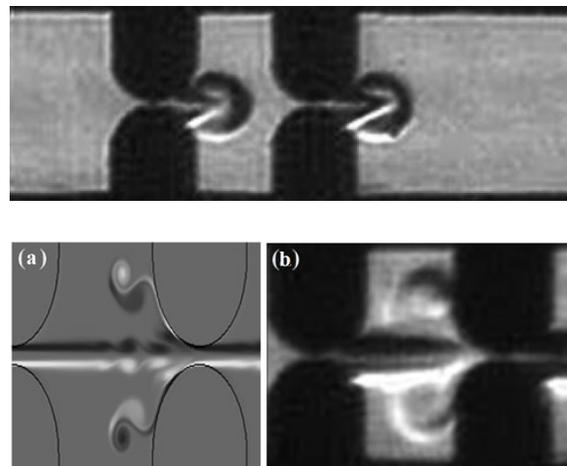


FIGURE 2.18 – La double cavité en début de phonation : Double jet et dipôles de bords : Iso-contours de vorticité (a) et mesures Schlieren (b) . Source Chisari et al. [2011].

Ces résultats sont interprétables en termes de phénomènes liés au démarrage du voisement, car dans les cycles suivants on ne peut pas *a priori* négliger l'existence d'un champ de vorticité résiduel associés aux cycles précédents, qui pourrait produire un scénario beaucoup moins net pour le repérage strioscopique de structures.

Une deuxième réserve pour la lecture de ces résultats concerne la planéité de l'écoulement. Il a été argumenté que l'écoulement laryngé peut être considéré comme plan du seul fait du rapport d'aspect de la fente glottique Vilain [2002]. Les études qui suivront montreront que ce n'est pas du tout le cas, du fait des propriétés des anneaux tourbillonnaires allongés qui accompagnent la formation d'un jet à haut rap-

port d'aspect. Rétrospectivement, on peut ajouter que le sur-dimensionnement du rapport d'aspect glottique dans cette maquette (25-1) favorisent la visualisation de structures par strioscopie. En fait, la technique Schlieren n'isole pas des tranches  $(x, z)$  de l'écoulement : les effets optiques visualisés sont le résultat de l'intégration des effets optiques dans tous les plans au long de la fente. La possibilité d'identifier des patrons dans un écoulement avec cette technique dépend donc de la cohérence spatiale de l'écoulement dans la direction  $y$ . La présence de la deuxième constriction est un autre facteur qui aide à restituer la planéité à une distance convenable de la première fente, inhibant les phénomènes qui seront discutés dans la section 2.3, dédiée à l'écoulement 3D.

### b) Le carrousel de vortex

Cette étude a fait l'objet d'une thèse en co-tutelle entre la Faculté d'Ingénierie de l'Université de Buenos Aires et l'Université de Paris-Saclay. La thèse en question [Tuerke, 2017b] aborde l'étude d'un écoulement au sein d'un canal symétrique avec une expansion et une contraction soudaines, comme rencontrées dans le canal laryngé. Le sujet est traité expérimentalement, numériquement et analytiquement, en faisant varier la vitesse d'entrée et de la distance entre cavités, à des nombres de Reynolds modérés. L'accent est mis sur l'interaction entre les deux couches de cisaillement et sur le mécanisme de rétroaction intra-cavitaire dans la limite des écoulements incompressibles.

Expérimentalement, la vitesse mesurée par Vélocimétrie par Images de Particules non résolue en temps (PIV 2D2C) dans un plan longitudinal permet de quantifier le champ de vitesse en moyenne temporelle. Des mesures par Vélocimétrie Laser à effet Doppler (LDV) et des mesures résolues en temps par PIV 2D2C permettent d'accéder à la composition spectrale des fluctuations de vitesse dans la direction de l'écoulement. L'écoulement est caractérisé à partir des séries temporelles, enregistrées dans les couches de cisaillement d'une des deux cavités, pour une large gamme de vitesses d'entrée et de distances entre cavités.

Des simulations numériques directes 2D et 3D, permettent d'étudier le mécanisme hydrodynamique de rétroaction intra-cavitaire, à partir des champs de vitesse complets. Le champ de vorticité issu des simulations numériques 2D montre l'importance de la rotation d'ensemble au sein de la cavité qui transporte les injections de vorticité induites par les oscillations de la couche de mélange conduisant a une structure de type 'carrousel', elle même a l'origine du mécanisme de rétroaction responsable des oscillations auto-entretenu  s de la couche de cisaillement. La quantification des temps caractéristiques de cette rotation permet d'identifier le régime dans lequel se trouve l'écoulement.

Une analyse de stabilité en temps seul, ainsi qu'en temps et espace, est r  alis  e pour

des écoulements non visqueux, en prenant un écoulement de base unidimensionnel pour chacun des cas : cavité simple ou double. Pour prendre en compte l'extension finie du système, dans le cas de l'analyse de stabilité linéaire spatio-temporel, on ajoute la condition dite de Kulikowskii, qui permet de prendre en compte la réflexion des ondes d'instabilité hydrodynamique aux bornes du domaine de la cavité. Ce mécanisme de rétroaction produit un ensemble discret de fréquences non-harmoniques, dont certaines correspondent effectivement aux données expérimentales [Tuerke et al., 2015].

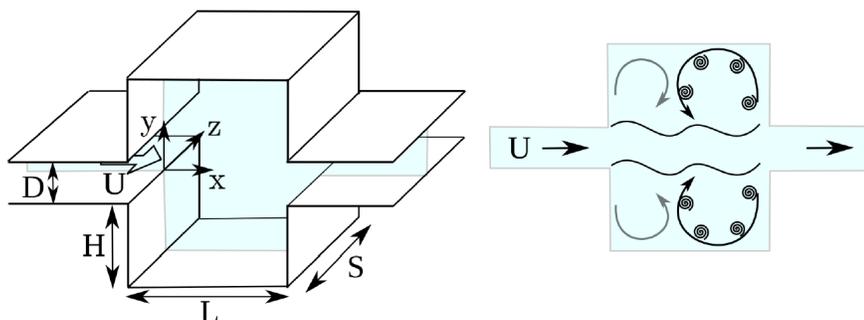


FIGURE 2.19 – Sketch de la double cavité avec distance intra-cavitaire  $D$ , longueur  $L$ , profondeur  $H$  et extension  $S$  dans le sens de l'envergure. Source Tuerke [2017b].

Pour illustrer les résultats saillants de ces études, on reprend la notation utilisée dans la thèse et les papiers qui en sont issus : Tuerke et al. [2015, 2017a,b], comme le montre la Figure 2.19. Un aperçu de la géographie dynamique en perspective eulérienne de ce problème est donné dans les Figures 2.20 et 2.21, la première issue des études expérimentales et la deuxième de simulations numériques. La fréquence est représentée sans dimensions à travers le nombre de Strouhal  $Str_L = \frac{fL}{U}$ .

Intégrer toutes ces informations est possible dans un diagramme de l'espace de paramètres, comme dans la Figure 2.22. Un traitement de résultats a permis d'identifier que les changements de régimes sont principalement réglés par deux paramètres :  $D/L$  et le nombre de Reynolds. Localiser le cas de l'écoulement laryngé dans cet espace n'est pas si simple, car en fait  $D$  oscille autour d'une valeur moyenne de  $1\text{ mm}$ ,  $L$  varie de sujet en sujet, et le nombre de Reynolds (normalement pris sur la base de l'ouverture glottique moyenne, car  $L$  est moins universelle que  $h_g$ ) est variable en temps - comme l'indique l'ODG. En prenant pour référence le travail de Chisari et al. [2011], le point commun entre les expériences Schlieren et l'étude de la double cavité est l'apparition de structures de vorticités organisées à l'intérieur de la double cavité. Et c'est justement les traits liés à l'organisation de ces structures qui va permettre de comprendre la physique qui est à l'origine de changements de régime indiqués dans cette figure.

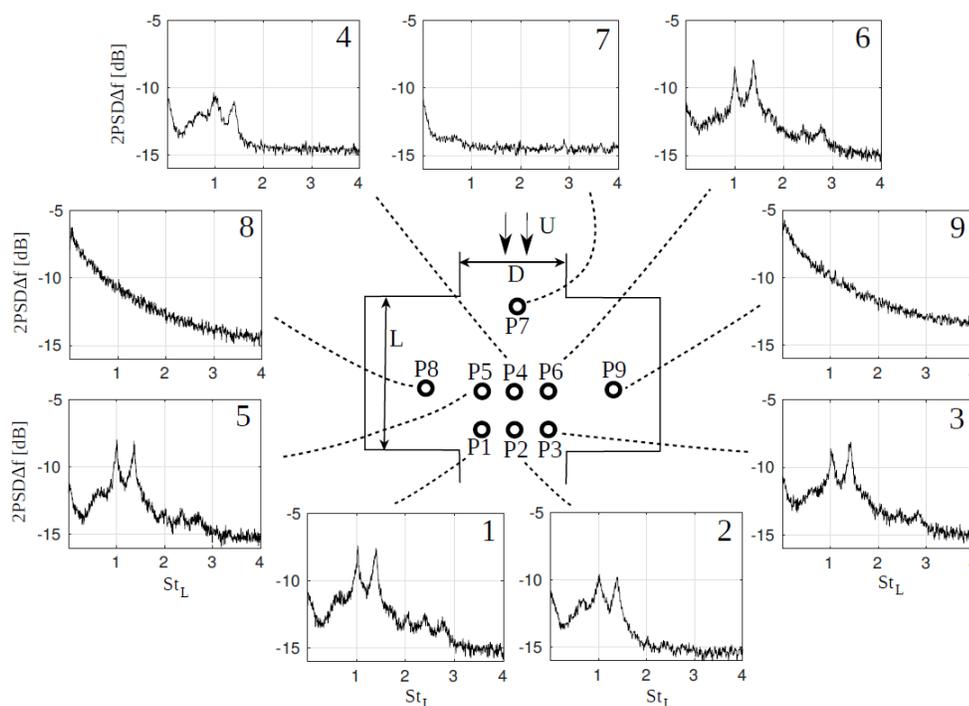


FIGURE 2.20 – Spectre de puissance à l'emplacement du capteur obtenus par LDV dans la campagne parisienne. Ici  $D/L = 0.5$  et  $Re_L = 9600$ . Source Tuerke [2017b].

Pour introduire le concept de carrousel de vortex, prenons donc comme référence le cas  $D/L = 2$  au fur et à mesure que le nombre de Reynolds augmente. Cette situation est représentée dans la Figure 2.23. Lorsque le nombre de Reynolds est bas, l'écoulement est stationnaire. Une lame à vorticité dipolaire délimite la région de recirculation. Dans le régime périodique, la couche de cisaillement présente des oscillations d'une telle envergure que la vorticité est injectée régulièrement au bord arrière de la cavité. La vorticité injectée forme des petits vortex à la fréquence des oscillations de la couche de cisaillement. Ces vortex régulièrement espacés, circulent le long de la lame de vorticité dipolaire, créant une formation de type carrousel. Le nombre de petits vortex dans le carrousel dépend de la valeur de  $D$  et de la valeur de la vitesse d'entrée de l'écoulement, qui définit la fréquence à laquelle la couche oscille, et par conséquent, le rythme auquel les petits vortex sont injectés. L'intensité de la vorticité de ces structures décroît au fur et à mesure qu'elle circule. L'existence de vortex apparaît dans les spectres : ils laissent leur signature dans le signal du capteur comme conséquence de leur passage cyclique.

La double cavité du larynx est considérée dans cette thèse à partir d'une géométrie extraite d'une image de tomographie par densité (CT scan) sur un patient non pathologique au cours de l'émission de la voyelle /e/ en espagnol - voir Figure 2.24. Les images sont prélevées par CINEOT-CONICET dans le cadre du projet MoSiME du

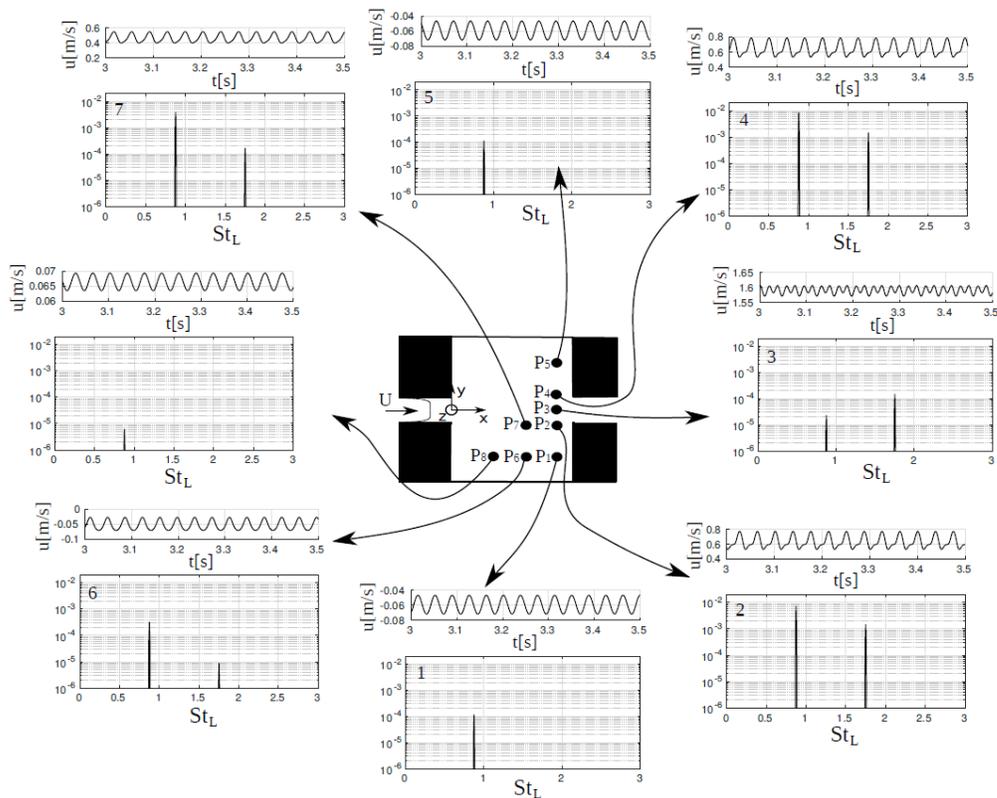


FIGURE 2.21 – Séries temporelles de la vitesse longitudinale avec dans l'étude numérique 2D. Ici  $D/L = 0.2$  et  $Re_L = 5100$ . Source Tuerke [2017b].

CAFCI (PICS CNRS-CONICET). L'étude est tridimensionnelle mais pas pas résolue en temps, d'où l'aspect flou de la fente glottique, qui vibre au cours de la pratique. L'image symétrique est obtenue en gardant le profil gauche et en répliquant le droit à l'image de ce dernier.

Ce profil est importé dans le solveur Gerris ©, un logiciel libre de mécanique des fluides numérique, qui résout les équations de Navier-Stokes en 2 ou 3 dimensions. En distinguant les grilles structurées (Cartésiennes ou curvilignes) et les grilles non structurées (maillages triangulaires, tétraédriques, etc.), Gerris se distingue en ne se rangeant dans aucune de ces deux catégories : en fait Gerris réalise un compromis entre les deux techniques : la grille peut s'adapter au cours de la simulation en fonction de critères choisis par l'utilisateur. Dans le cas de l'écoulement laryngé, le choix est de raffiner la grille en fonction de la vorticité. Pour les valeurs du CT scan le rapport d'aspect est proche de l'unité. Les conditions aux bords sont de type Dirichlet en entrée et de type Neumann à la sortie. La vitesse en entrée est gard e constante, et le Reynolds basé sur  $H_0$  vaut 2000 comme dans [Sciamarella and Le Quéré, 2008]. Les résultats de l'analyse spectrale sont illustrés dans la Figure 2.26.

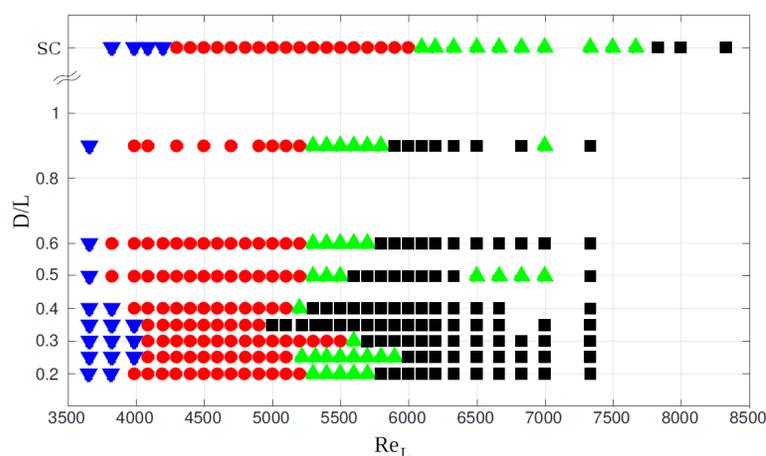


FIGURE 2.22 – Espace de paramètres. Bleu  $\nabla$  : régime stationnaire. Rouge  $\circ$  : régime périodique. Vert  $\triangle$  : régime intermédiaire. Noir  $\square$  : régimes chaotique. La ligne supérieure correspond à la cavité simple. Source Tuerke [2017b].

Les spectres montrent une composition riche avec trois fréquences dominantes qui sont incommensurables. Les pics ne sont pas présents dans toutes les positions. Les spectres des positions 6 et 7 sont très similaires, indiquant un comportement semblable à droite et à gauche. Dans ces positions,  $f_1$  est amplifiée, permettant de conjecturer que le mécanisme à l'origine de ces pics est intra-cavitaire. L'observation du champ de vorticité, montré dans la Figure 2.25, révèle l'existence de petits tourbillons intra-cavitaires qui sont inject es au niveau de la couche de cisaillement. Ces vortex décrivent des cercles, confirmant la présence d'un effet carrousel pour cette géométrie et ces paramètres, en approximation d'écoulement plan et non pulsé.   ce nombre de Reynolds spécifique, les petits vortex du carrousel sont suffisamment intenses pour revenir vers la couche de cisaillement et interagir avec elle. Comme montré dans Tuerke [2017a], c'est ceci qui donne lieu à l'apparition de fréquences incommensurables dans les spectres. Les fréquences propres au mécanisme du carrousel se trouvent dans la même plage de fréquences caractéristiques qu'un signal de voisement.

La modulation sinusoïdale de l'écoulement d'entrée à une fréquence de l'ordre de la fréquence fondamentale d'oscillation des cordes vocales en voix parl e (typiquement  $100\text{ Hz}$ ) est r alis e pour compléter cette étude à géométrie fixe. Dans ces conditions d'écoulement pulsé (renvoyant aux expériences de Chisari et al. [2011]), la physique de l'effet carrousel est retrouv e à l'intérieur de chaque pulsation impos e. La dynamique des vortex se complexifie cycle après cycle à cause de la vorticité rémanente des cycles précédents. La figure 2.27 montre une séquence de champs de vorticité au cours de la première pulsation. Les images montrent la formation des deux couches de cisaillement, l'injection de vorticité dans le bord en aval de chaque cavité, et la création des deux carrousels avec leur série de petits vortex qui circulent

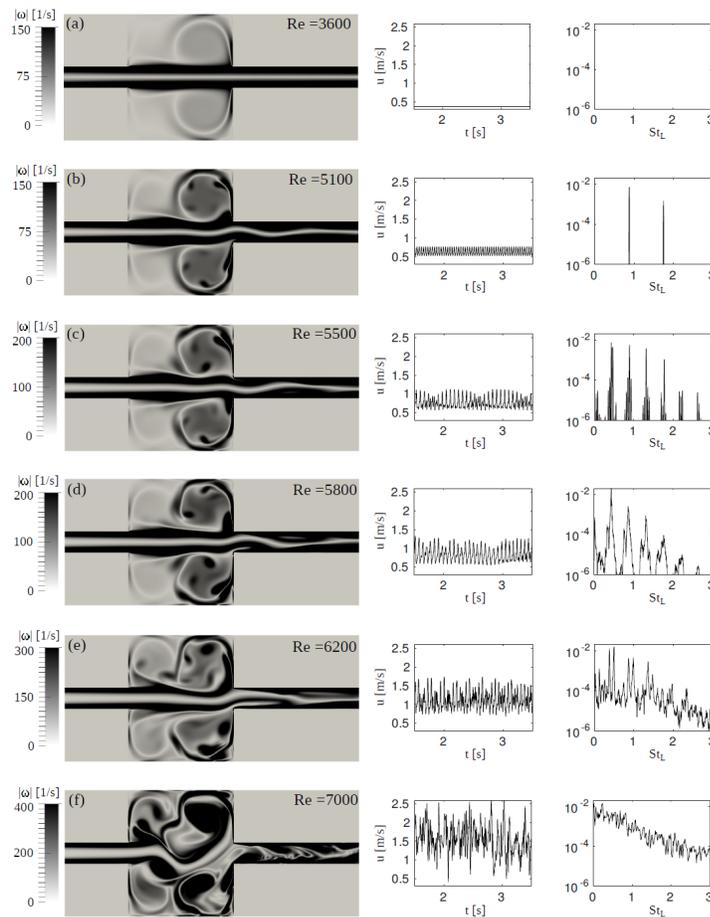


FIGURE 2.23 – Iso-contours de la vorticité pour  $D/L = 0.2$  et  $Re$  variable avec la série temporelle enregistrée et puissances spectrales à P2. Source Tuerke [2017b].

à l'intérieur de chacune des cavités. Dans la quatrième image de la séquence, les vortex intra-cavitaires du carrousel ont déjà atteint la couche de cisaillement après le premier tour du carrousel. On peut donc conclure que le temps de vie de vortex à l'intérieur d'un ventricule de Morgagni en approximation bidimensionnelle est suffisamment long pour admettre un effet de rétroaction aérodynamique, avec comme conséquence, l'apparition des fréquences incommensurables observées dans le spectre des séries temporelles de la vitesse de l'écoulement laryngé. En fait, le temps de vie des vortex intra-cavitaires est trois fois plus long que la période de pulsation imposée, d'où la présence des vortex intra-cavitaires lors du démarrage du cycle suivant.

La possibilité de condenser ce comportement dans un modèle réduit existe, sur la base de travaux de Villermaux and Hopfinger [1994], où l'on propose un modèle de rétroaction non linéaire avec saturation. Les équations du modèle peuvent être réécrites sous la forme de deux oscillateurs couplés : la couche de cisaillement oscillante

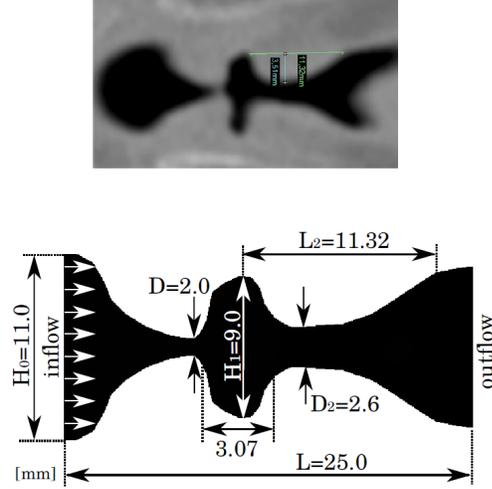


FIGURE 2.24 – Plan mi-coronal du scan du larynx réalisé par CINEOT-CAFCI. Domaine computationnel dans les simulations avec Gerris. Source Tuerke [2017b].

avec un temps caractéristique  $\tau_1$ , et le carrousel de vortex avec un temps caractéristique  $\tau_2$ . Si  $A(t)$  désigne le pic instantané d'amplitude de l'instabilité de la couche de cisaillement, on peut écrire :

$$\frac{dA(t)}{dt} = rA(t) - \int_0^\infty (\mu |A(t-t')|^2 f_1(t') + \kappa |A(t-t')|^2 f_2(t')) dt' A(t) \quad (2.14)$$

Le paramètre  $r$  représente le taux de croissance de l'instabilité ;  $\mu$  et  $\kappa$  sont les sensibilités aux échelles de temps respectives  $\tau_1$  et  $\tau_2$ . Dans les deux convolutions, les fonctions  $f_{1,2}(t')$  modulent l'action retardée du terme non linéaire  $|A(t-t')|^2$ . Les fonctions  $f_{1,2}(t')$  ont leur valeur maximale à  $t' = \tau_1$  et  $t' = \tau_2$  correspondant au temps moyen de retour des paquets d'ondes convectés en amont de la cavité. Ces paquets d'onde sont spatialement étendus et peuvent être actifs pendant un temps fini  $\sigma_{1,2}$ , qui s'étale autour de  $\tau_{1,2}$ . On peut donc faire l'hypothèse d'une forme gaussienne pour  $f_{1,2}(t')$ . Suivant Villermaux and Hopfinger [1994], le problème peut être simplifié en considérant des paquets infiniment localisés. Dans ce cas,  $f_{1,2}(t')$  deviennent une fonction delta de Dirac de  $(t' - \tau_{1,2})$  de sorte que :

$$\frac{dA(t)}{dt} = rA(t) - [\mu A(t - \tau_1)^2 + \kappa A(t - \tau_2)^2] A(t) \quad (2.15)$$

Villermaux and Hopfinger étudient l'équation (2.15) avec  $\kappa = 0$  (rétroaction simple). Dans un tel cas, la solution stationnaire  $A_0 = 0$  diverge exponentiellement, et le point

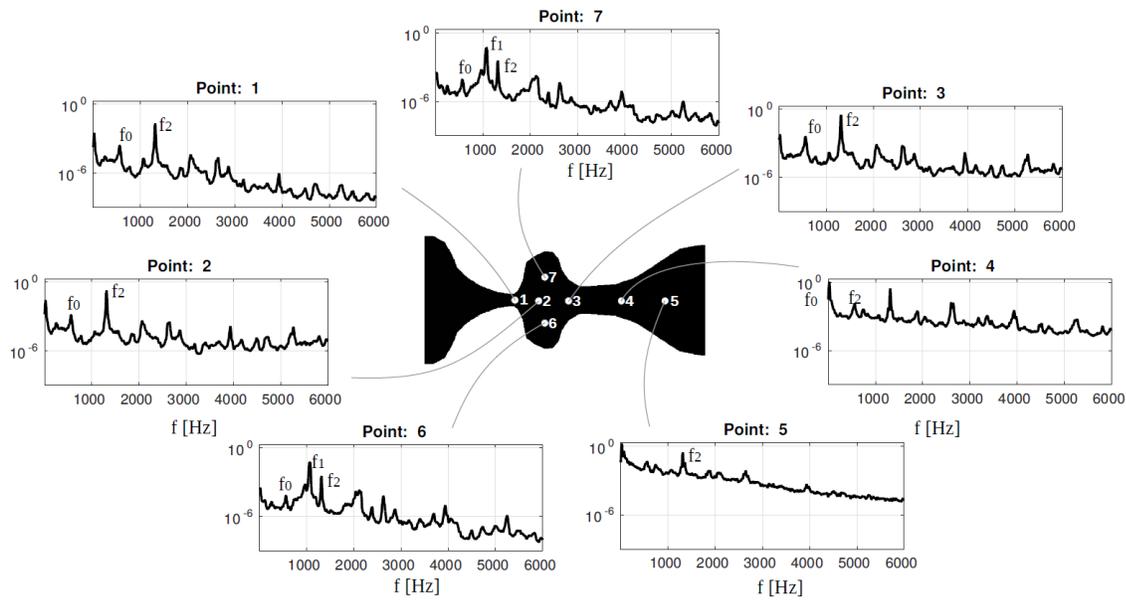


FIGURE 2.25 – Champ de vorticité instantanée simulée par Gerris. Source Tuerke [2017b].

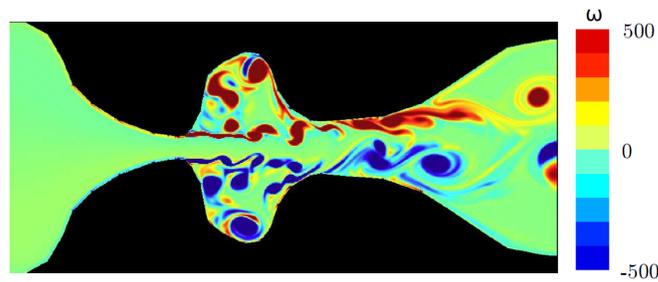


FIGURE 2.26 – Effet carrousel dans le ventricule de Morgagni en approximation plane et symétrique. Source Tuerke [2017b].

fixe à  $A_0 = \sqrt{r/\mu}$  est instable pour  $r\tau_1 > \pi/4$ . La période des oscillations, lorsque  $r\tau_1 \geq \pi/4$ , est fonction de  $r$  et de  $\tau_1$  sous la forme :

$$T_A \simeq \tau_1 \left( 2 + \frac{(1 - \beta)^2}{1 - \beta^2} \exp(2(1 - \beta^2)r\tau_1) \right) \quad (2.16)$$

avec  $\beta \simeq 0.45$ . La période des oscillations est alors  $T_A \geq 3.4 \tau_1$ . Lorsque l'équation (2.15) contient deux retards, le système présente trois points fixes :  $A_{0,1} = 0$  et  $A_{0,2/3} = \sqrt{\frac{r}{\mu + \kappa}}$ . Lorsque l'état du système demeure sur un point fixe, les valeurs du pic d'amplitude sont invariants en temps, et le point fixe trivial  $A_{0,1} = 0$  est associé à une couche de cisaillement qui n'oscille pas. Néanmoins, cet état n'est pas stable dès

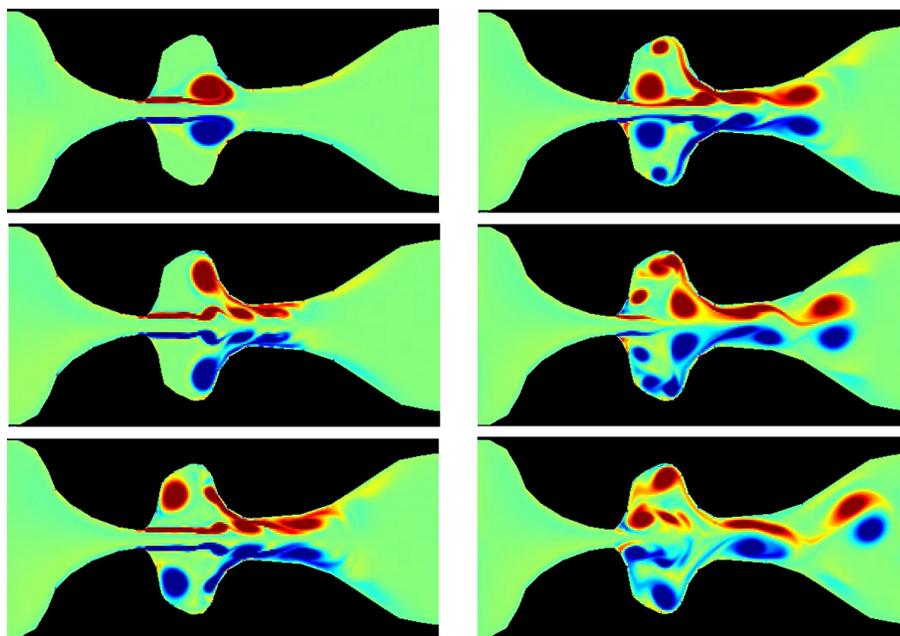


FIGURE 2.27 – Séquence d’images montrant l’effet carrousel avec une pulsation forcée à 100 Hz. La colonne à gauche/droite montre trois instants successifs du premier/deuxième demi-cycle de la pulsation. »

que  $r > 0$ , car l’équation d’évolution d’un petit incrément  $\delta A(t)$  autour de  $A_{0,1} = 0$  est, à premier ordre en  $\delta A(t)$  :

$$\frac{d}{dt}\delta A(t) = r\delta A(t), \quad (2.17)$$

qui diverge exponentiellement pour  $r > 0$ . L’état du système au double point fixe  $A_{0,2/3}$  correspond à une valeur constante de l’amplitude du pic, qui peut être instable sans être divergente. Une petite perturbation autour de  $A_{0,2} = \sqrt{\frac{r}{\mu+\kappa}}$  permet d’obtenir à partir de l’équation (2.15) et au premier ordre en  $\delta A(t)$  :

$$\frac{d}{dt}\delta A(t) = \frac{-2r [\mu\delta A(t - \tau_1) + \kappa\delta A(t - \tau_2)]}{\kappa + \mu} \quad (2.18)$$

Pour  $\kappa = 0$  nous récupérons les résultats d’un système à retard simple considéré dans [Villermaux and Hopfinger, 1994]. Avec l’Ansatz de la forme  $\delta A(t) = \delta(A_0 e^{st})$  où  $s = \omega_r + i\omega_i$  est un complexe, l’équation (2.18) permet d’obtenir :

$$\begin{aligned}\omega_r &= -\frac{2r}{\mu + \kappa} \left[ \mu \cos(\omega_i \tau_1) e^{-\omega_r \tau_1} + \kappa \cos(\omega_i \tau_2) e^{-\omega_r \tau_2} \right] \\ \omega_i &= -\frac{2r}{\mu + \kappa} \left[ \mu \sin(\omega_i \tau_1) e^{-\omega_r \tau_1} + \kappa \sin(\omega_i \tau_2) e^{-\omega_r \tau_2} \right]\end{aligned}\tag{2.19}$$

A partir de ces équations nous pouvons obtenir un ensemble de conditions telles que le système devienne instable :

$$\begin{aligned}r\tau_1 &\geq \frac{\pi}{4} \\ r\tau_2 &\geq \frac{\pi}{4}\end{aligned}\tag{2.20}$$

Avec les temps caractéristiques adéquats, le modèle permet d'approcher assez correctement les mesures LDV réalisées pour les différents régimes d'écoulement en cavité simple - voir Figure 2.28.

La possibilité d'intégrer des équations du carrousel à une modélisation d'ordre bas de production vocale reste à explorer dans l'avenir, à partir de ces études.

## 2.3 L'écoulement 3D

L'étude de tout système biophysique fait appel à une démarche triple où les expériences dites *in/ex vivo*, *in vitro* et *in silico* sont complémentaires. Pour le système biophysique générant le jet glottique, la nécessité de cerner la dynamique tridimensionnelle de l'écoulement a suscité l'intérêt de plusieurs équipes de recherche dans le monde. La tâche n'est pas simple, l'écoulement en question étant un jet allongé, pulsé à une fréquence de l'ordre de la centaine de cycles par seconde, qui est produit par des structures déformables en vibration auto-soutenue.

En termes d'interaction fluide-structure, l'expérimentation *in/ex vivo* a été fondamentalement consacrée à l'étude du comportement des structures, tandis que l'étude des propriétés de l'écoulement est essentiellement réalisée par des approches *in vitro* et *in silico*. Néanmoins, le traitement *in silico* d'un écoulement de cette complexité est très difficile à implémenter : les études le plus complètes qu'on connaît ont été obtenues au prix de simplifications qui ne justifient pas toujours l'effort computationnel réalisé [Mittal et al., 2013]. De plus, la fermeture glottique est toujours un point obscur que les simulations essaient de contourner, sans jamais le traiter.

Dans le but d'identifier les processus physiques prépondérants dans un scénario 3D, l'expérimentation offre une voie -non sans difficultés- mais beaucoup plus fiable en

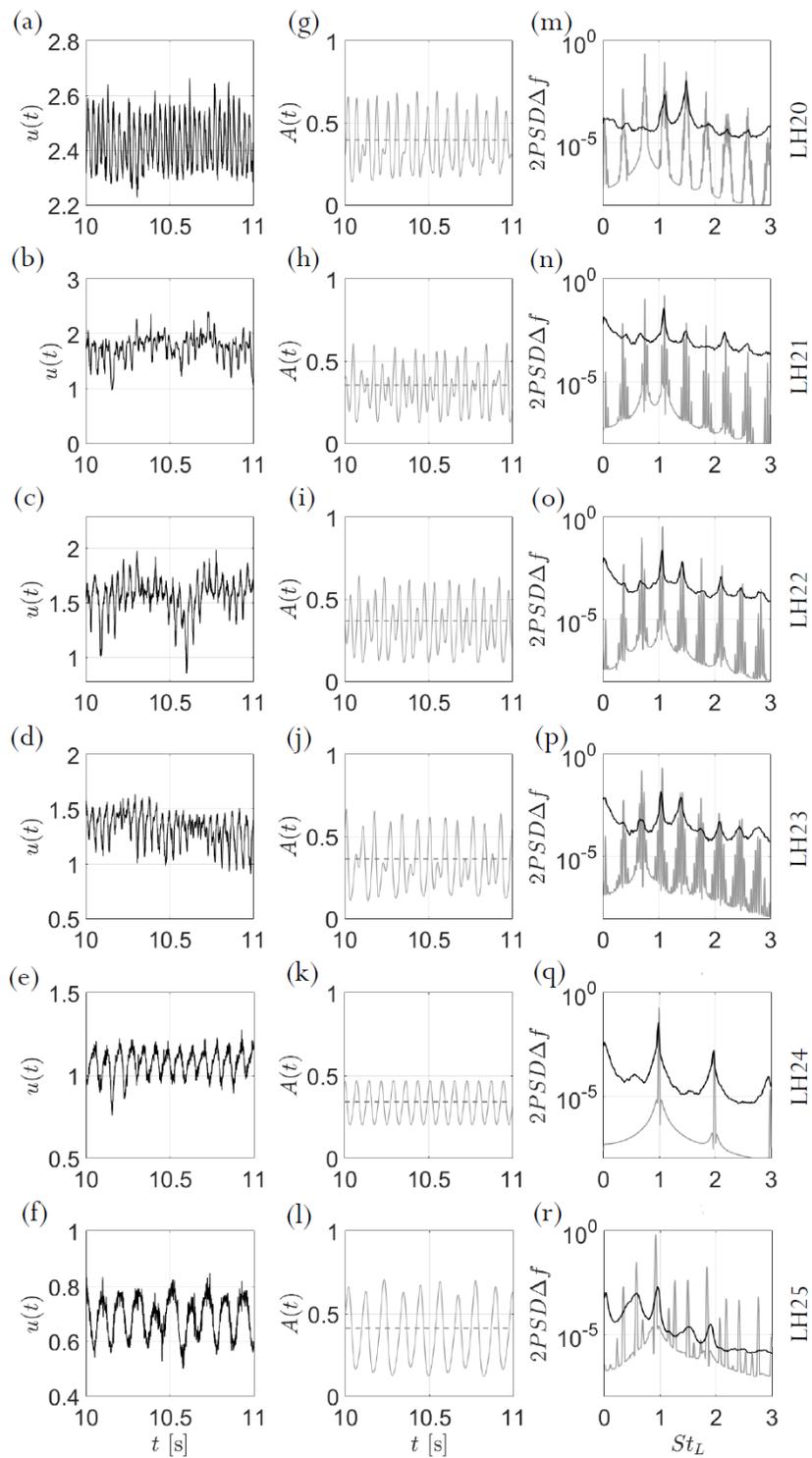


FIGURE 2.28 – A gauche (a)-(f) : séries temporelles LDV. Au centre (g)-(l) : séries temporelles générées avec le modèle. A droite (m)-(r) : Spectres de puissances de deux séries temporelles.

termes d'une caractérisation de phénomènes présents, et de la possibilité d'exploiter les résultats ultérieurement sous la forme de modèles réduits. C'est pour cette raison que les deux études qui seront présentées dans cette section sont basées sur des recherches *in vitro*. Les solutions expérimentales mises en place pour résoudre les problèmes techniques qui avaient jusqu'alors empêché la reconstruction en temps et volume de l'écoulement glottique sont remarquables, par leur originalité, et par les progrès qu'elles ont permis dans ce champ de recherche.

Le cadre institutionnel de ces travaux en coopération bilatérale est fourni par le Laboratoire International Associé en Physique et Mécanique des Fluides (LIA PMF).

### 2.3.1 Reconstruction 4D du champ de vitesse

L'approche *in vitro* décrite dans cette section est la première à avoir permis la reconstruction tridimensionnelle de la dynamique de l'écoulement glottique au cours du cycle glottique. Les caractérisations du jet glottique disponibles avant notre intervention avaient été réalisées par vélocimétrie de particules standard (PIV 2D), une technique qui fournit la projection de la vitesse dans le plan de mesure.

L'expérience ici présentée emploie la technique de vélocimétrie stéréoscopique de particules (SPIV), permettant de mesurer les trois composantes de la vitesse. Pour les écoulements cycliques, la synchronisation de l'acquisition des données SPIV pour des positions différentes permet la reconstruction volumétrique de l'évolution temporelle de l'écoulement, fournissant une reconstruction 4D (3D + temps).

Lorsqu'un écoulement est quasi-cyclique cette procédure n'est néanmoins pas toujours faisable. La conception d'un dispositif permettant la caractérisation spatio-temporelle du jet glottique 3D présentait des défis liés au soulèvement d'un nombre important de difficultés associées à : (i) le genre de prototype des cordes vocales, (ii) les méthodes de mesure et (iii) le post-traitement de données. Concernant (i), certains prototypes facilitent les mesures au prix d'un biomimétisme dégradé : c'est le cas des expériences en eau pour des cordes vocales sur-dimensionnés vibrant à des fréquences plus basses, générant un écoulement plus lent et sans production acoustique [Triep and Brucker, 2010]. Le but était donc de réussir une approche expérimentale retenant les principaux aspects de l'aérodynamique de la production vocale, à savoir : la génération d'un jet d'air à grand rapport d'aspect, l'auto-oscillation comme mécanisme responsable de pulsations, la production de son par ce mécanisme et le confinement du conduit vocal. Concernant (ii), les difficultés techniques liées à la mise au point des paramètres de l'expérience de vélocimétrie stéréoscopique de particules sont nombreuses, particulièrement en ce qui concerne l'encensement de l'air. L'utilisation de fumée d'encens, qui n'est pas le choix typique dans les expériences PIV, fournira des bons résultats. Le point (iii) est lié aux points précédents : le jet produit par un prototype complexe comme celui que nous considérons présente un comportement

quasi-cyclique empêchant la synchronisation des mesures en ligne (phase-locking). Ceci pose des difficultés de post-traitement associées à la reconstruction des champs de vitesse en temps à partir d'un grand volume de données. Pour venir à bout de cette difficulté, la clé sera de nous servir du guide du signal sonore enregistré en ligne. Ce signal de référence permet de bâtir correctement les moyennes de phase de l'écoulement, et de reconstruire ainsi l'évolution intra-cycle du jet.

Une table condensant les expériences *in vitro* qui ont précédés cette approche est présentée dans la table suivante :

Table des résultats des études PIV 2D avec tous les choix expérimentaux confondus. S: symétrique, A: asymétrique, - : pas de résultat, MC : mi-coronal, MS : mi-sagittal, IG : intra-glottique, JL : en jet libre.

PIV-2D glottal jet study	Flow Separation	Jet Flap	Starting vortices	Shear-layer vortices	Vena contracta	Axis switch
<a href="#">Triep et al. (2005,2010)</a>	S	Non	Oui	A	MS	Oui
<a href="#">Krane et al. (2007)</a>	S	-	Oui	S	MC	-
<a href="#">Neubauer et al. (2007)</a>	-	Oui	A	S	-	Oui
<a href="#">Khosla et al. (2007, 2008)</a>	A	Oui	A	S	-	Oui
<a href="#">Drechsel (2008)</a>	IG	FJ	S	S	-	Oui
<a href="#">Becker et al. (2009)</a>	A	-	-	-	-	-
<a href="#">Erath (2010)</a>	A	-	-	-	-	-
<a href="#">Sidlof et al. (2011)</a>	IG	-	-	-	-	-

FIGURE 2.29 – Source [Krebs, 2010]

La diversité des prototypes dans la table est large et comprend les expériences montées à échelle augmentée pour un écoulement d'eau où la production acoustique est absente. D'autres équipes de recherche ont travaillé avec des prototypes à oscillation forcée. Ce genre de prototype est parfois préféré à la version auto-oscillante car il permet le contrôle direct sur le comportement de la structure. L'effet AS dit d'*axis switching* avait été signalé indépendamment des types de prototypes et des choix expérimentaux. Il s'agit d'un effet tridimensionnel typique des jets issus des orifices non circulaires [Gutmark and Grinstein, 1999]. Pour les jets allongés, l'effet AS revient à un changement d'identité des axes majeur et mineur du jet qui dépend, entre autres, du rapport d'aspect, du nombre de Reynolds, et de l'existence des coins non arrondis dans l'orifice d'issue du jet.

Les cordes vocales réelles définissent un orifice avec une géométrie allongée à coins aigus. Leur mouvement vibratoire fait varier le rapport d'aspect de l'orifice et le nombre de Reynolds le long du cycle. Des choix expérimentaux sont faits pour créer un jet de laboratoire qui reproduit l'ensemble de ces aspects. Le prototype est une maquette construite à échelle naturelle, suivant un modèle qui avait été conçu initialement pour étudier les lèvres du tromboniste [Gilbert et al., 1998].

Le système, illustré dans la Figure 2.30, présente un tuyau faisant circuler de l'air à travers une structure métallique qui supporte des lobes de latex remplis d'eau sous pression. Lorsque la pression d'air est suffisamment élevée, les lobes de latex commencent à auto-osciller avec un processus d'interaction fluide-structure-son. Le

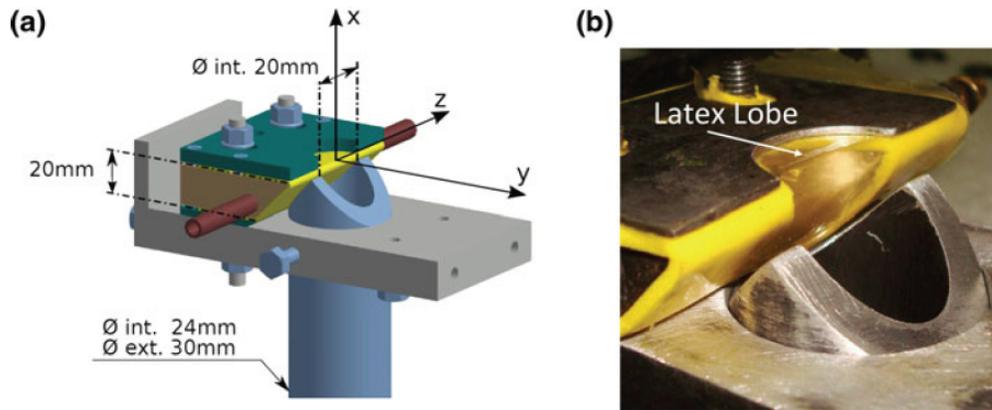


FIGURE 2.30 – Prototype auto-oscillant imitant le couplage fluide-structure-son des cordes vocales en phonation. (a) Support métallique avec dimensions, (b) Montage du lobe de latex.

prototype reproduit la génération d'un signal acoustique imitant la voix. Il offre également la possibilité de contrôler la fréquence naturelle des lobes en faisant varier la pression d'eau qui les remplit. Le prototype est attaché à un conduit transparent à section carré confinant le jet comme montré dans la Figure 2.31, qui présente le dispositif expérimental complet.

Les oscillations des lobes définissent une ouverture allongée avec des commissures dont la section, aussi bien que le rapport d'aspect, varie dans le temps. Pendant un quart de cycle, les lobes se ferment empêchant le passage d'air. La fermeture correspond à un quotient ouvert compatible avec une voix parlée normale. Pour capturer le mouvement des cordes vocales artificielles, on utilise une camera rapide située au dessus du conduit transparent. Le prototype est monté sur une plateforme mobile permettant le changement de position des plans de mesure sans avoir à répéter l'alignement optique. Les translations de la plateforme permettent le balayage des plans coronaires ( $x-y$ ) pour la reconstruction en volume de l'écoulement. Les figures 2.33 et 2.34 montrent des reconstructions en volume obtenues à partir du post-traitement des données acquises dans les expériences de SPIV. L'effet 3D prédominant est effectivement le phénomène AS. Les études préexistantes ne détectaient que le raccourcissement de la largeur du jet dans le plan mi-sagittal ( $x-z$ ). La caractérisation tomographique SPIV permet d'explorer le phénomène en temps et en espace. Il est ainsi possible de quantifier le changement d'orientation du jet.

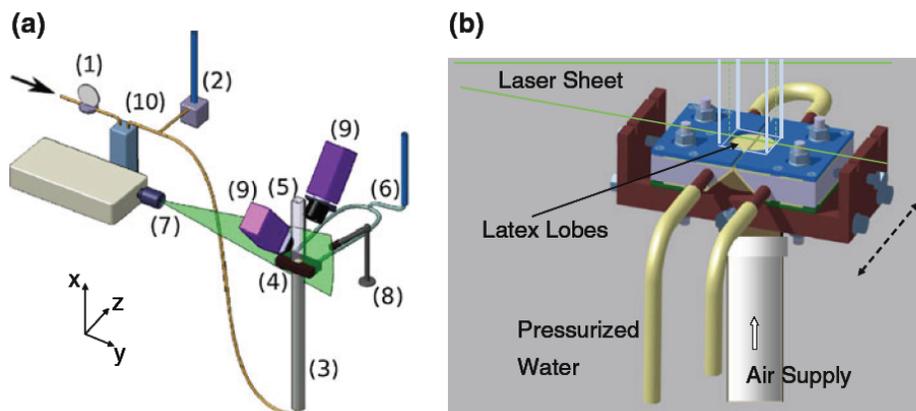


FIGURE 2.31 – Dispositif expérimental utilisé pour la mesure des champs de vitesse 3D du jet généré par un système auto-oscillant imitant les cordes vocales en phonation : (1) réservoir d'air, (2) contrôle de la pression d'air, (3) trachée artificielle, (4) prototype des cordes vocales, (5) conduit vocal, (6) contrôle de la pression d'eau, (7) laser, (8) microphone, (9) caméras pour mesure SPIV.

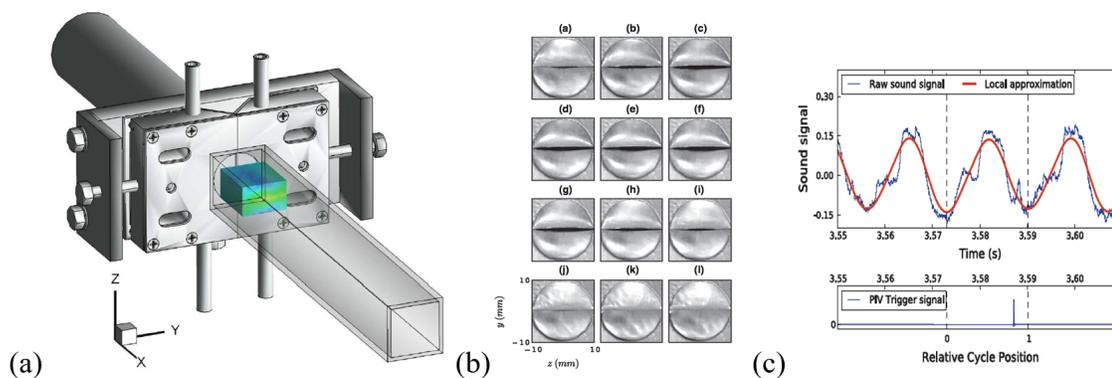


FIGURE 2.32 – Fluide, structure et : (a) reconstruction de l'écoulement dans le volume colorié, (b) séquence d'images filmées par la caméra rapide, (c) signal de son est utilisé pour le post-traitement de données.

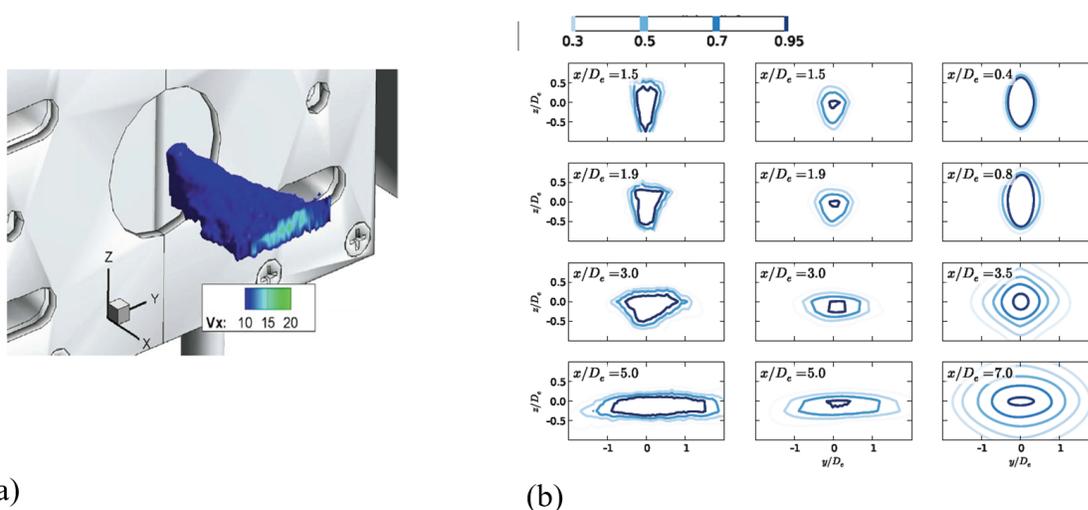


FIGURE 2.33 – Reconstruction volumétrique de l'écoulement glottique. (a) Images en volume pour une phase fixe, (b) Contours de la composante principale de la vitesse ( $V_x$ ) normalisé par la vitesse axiale en trois colonnes différentes : la première pour une phase fixe, la centrale pour la moyenne de la vitesse le long d'un cycle complet, la dernière pour un jet stationnaire de référence.

Remarquons que le retournement des axes du jet ne se produit pas à une position  $x_c$  qui soit fixe le long du cycle :  $x_c$  est une fonction du temps, qui va de paire avec l'évolution du rapport d'aspect du jet, comme le montre la Figure 2.35. Cette dépendance est cohérente avec ce qui est rapportée pour des jets stationnaires. L'évolution des demi-largeurs transversales du jet,  $z$  et  $y$ , à proximité des lobes, est une conséquence de la séparation de l'écoulement des parois de latex. Notez que la courbe associée à la séparation du jet ne sera pas nécessairement contenue dans un plan transversal, car le mouvement des lobes est, lui aussi, tridimensionnel. Rappelons que ces résultats ont été repris dans [Sciamarella and Artana, 2015], dans la section 2.1.3.

### 2.3.2 Reconstruction 4D du champ de vorticité

Dans les buses ayant un rapport d'aspect suffisamment élevé, le cœur du jet peut bifurquer comme résultat du développement de sa propre dynamique tourbillonnaire. Des bifurcations ont été observ es pour des jets circulaires fortement excités, mais les cas de buses allong es, où la bifurcation peut avoir lieu sans forçage, a reçu une attention beaucoup plus réduite. La bifurcation de jets circulaires et allongés sont associés à des phénomènes distincts, surtout parce que les structures vorticales associ es sont très différentes [Gutmark and Grinstein, 1999].

La reconstruction espace-temps des tourbillons à partir de mesures du champ de vitesse à trois dimensions n'est pas une tâche simple. Cette section présente une approche expérimentale qui permet la reconstruction de tourbillons à l'issue d'une maquette statique des cordes vocales en temps et espace. La reconstruction sera r us-

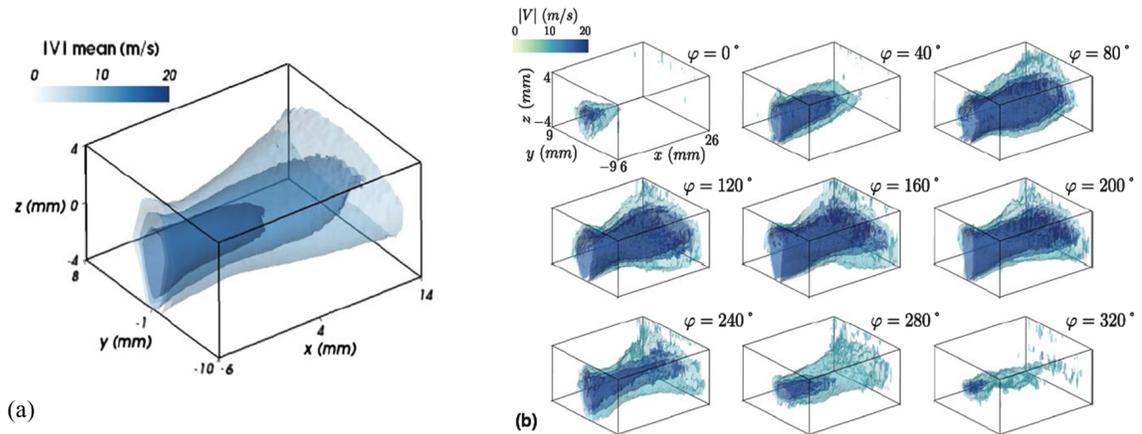


FIGURE 2.34 – Reconstruction volumétrique de l'écoulement glottique montrant l'évolution temporelle de la valeur absolue de la vitesse par rapport à la moyenne temporelle : (a) moyenne temporelle, (b) moyennes de phase.

sie grâce à l'utilisation de la technologie plasma.

La Décharge à Barrière Diélectrique (DBD) consiste en une décharge électrique établie entre deux électrodes séparés par une couche diélectrique. La décharge ionise l'air environnant, et les espèces chargées générées induisent, par transfert de quantité de mouvement, un écoulement appelé *vent ionique*. Le contrôle d'écoulement avec un actionneur DBD permet des applications très variées, sans parties mécaniques mobiles et avec une forte facilité d'implémentation et utilisation.

Dans notre étude, l'actionneur plasma sera utilisé pour générer une excitation faible du jet, ciblée sur la fréquence fondamentale de l'émission tourbillonnaire. Comme l'amplitude et la fréquence d'un actionneur DBD sont directement liées au signal de forçage électrique, on peut introduire des perturbations bien définies avec une stratégie de contrôle précise. La maquette statique de la glotte reprend la géométrie utilisée dans Chisari et al. [2011], sans le conduit supra-glottique, afin de faciliter la reconstruction. Le modèle est présenté dans la Figure 2.36. L'actionneur DBD est installé sur la maquette comme montré dans la Figure 2.37. La position de l'actionneur est fixée par l'angle  $\theta$  à 80 degrés pour agir en amont du point de séparation du jet. Le dispositif expérimental complet, est montré dans la Figure 2.38.

L'étude considère le cas d'un jet continu sortant de la buse imitant la glotte, sans la modulation de l'écoulement rencontrée dans le cycle glottique. La sinusoïde appliquée est de  $2.5 \text{ kV}$  et  $8 \text{ kHz}$  ( $2 \text{ kV}$  étant le voltage minimum permettant un allumage uniforme de l'actionneur). L'action sur l'écoulement est atteinte grâce à la modulation de la sinusoïde par un signal carré de fréquence  $F_{burst}$ . Le vent ionique qui en résulte est un jet de paroi très mince avec une vitesse d'environ  $2 \text{ m/s}$ . L'écou-

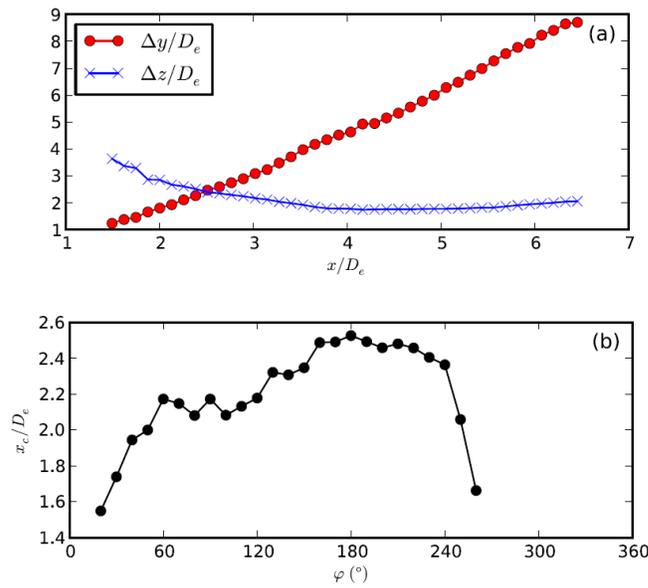


FIGURE 2.35 – L’effet AS et sa dynamique. (a) Détermination de la position de croisement  $x_c$  par l’intersection des demi-largeurs du jet en fonction de  $x$ , pour une phase donnée du cycle. (b) Variation de la position du switch le long du cycle  $x_c(\phi)$ .

lement de base reste le même en comparant le jet sans excitation, avec le jet excité de manière continue, et le jet excité à  $F_{burst}$ . Pour faire la reconstruction 3D à partir des mesures, on balaye la longueur de la fente avec 36 plans de mesure, espacés de  $0.5 \text{ mm}$  en  $y$ . Le champ de vitesse reconstruit dans la Figure 2.39 montre l’effet AS discuté dans la section précédente, avec une position de croisement  $x_c$  est estimée à  $x/D_h \sim 10.5$ . Les images montrent également la fission/fusion du jet suivie de l’AS.

Avec la technologie plasma, on peut identifier, pour une phase précise, les structures de vorticité avec le critère  $Q$ . La reconstruction temporelle de l’émission de tourbillons d’un cycle aérodynamique (caractérisé par le temps entre l’émission d’une structure et la suivante) est pr sent e dans les Figures 2.40 et 2.41. Près de la fente nous avons deux tubes de vorticité. En s’éloignant de la fente, ces tubes se déforment en  $xy$  pour former un huit, qui est compatible avec la fission du cœur du jet, indiqu e par l’apparition de deux pics latéraux dans les profils de vitesse.

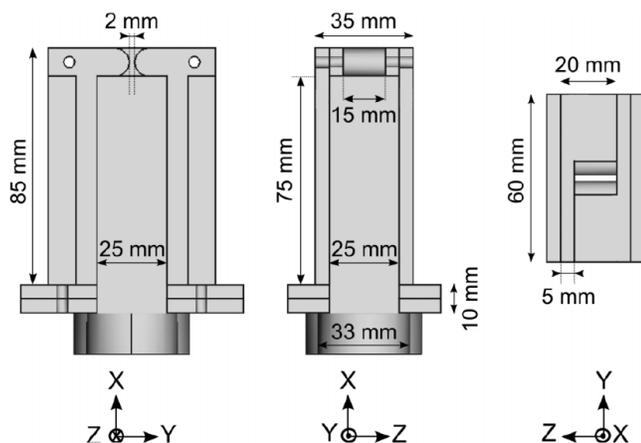


FIGURE 2.36 – Maquette statique de cordes vocales utilisées pour les mesures avec actionneur plasma.

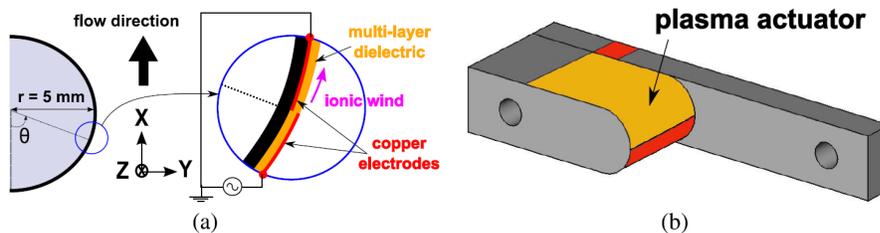


FIGURE 2.37 – Disposition de l'actionneur DBD sur la buse représentant la glotte.

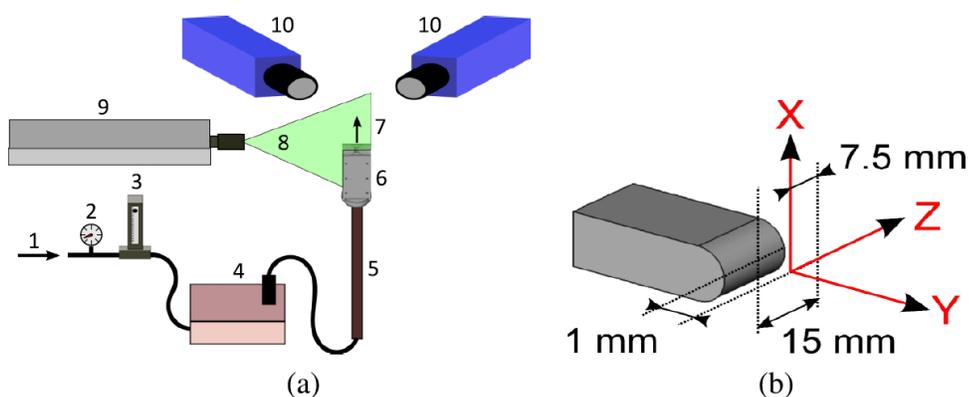


FIGURE 2.38 – Schéma complet du dispositif expérimental : (1) Air pressurisé, (2) manomètre, (3) débitmètre, (4) système d'ensemencement, (5) canal circulaire, (6) maquette, (7) écoulement ensemené, (8) plan laser, (9) laser à impulsion double, (10) caméras.

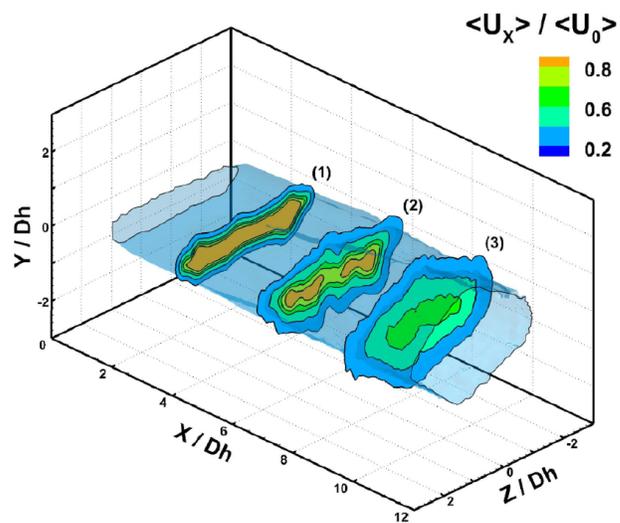


FIGURE 2.39 – Iso-surface de la vitesse moyenne dans la région précédant  $x_c$  : les contours correspondent à la moyenne de la vitesse en  $x$ , normalisés par la vitesse moyenne à la sortie de la buse :  $U_0 = 10 \text{ m/s}$ .

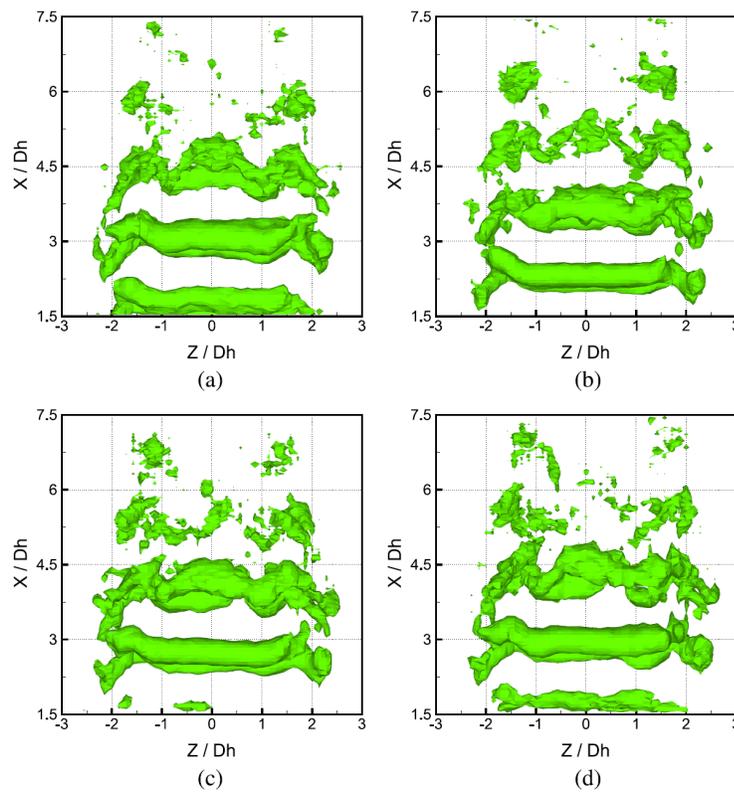


FIGURE 2.40 – Vue latérale de l'évolution de structures vorticales.

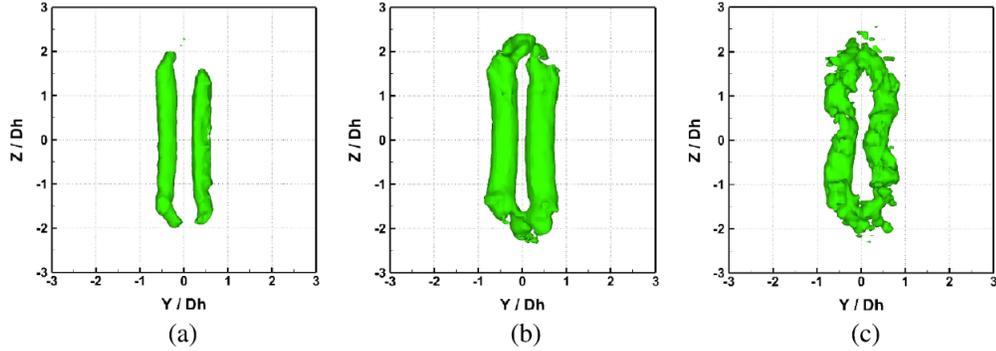


FIGURE 2.41 – Vue frontale de l'évolution de structures vorticales.

Pour analyser la fission du cœur du jet à partir de la dynamique observée, nous revenons au cas des deux tubes de vorticité infiniment longs. Il suffit de rapprocher suffisamment deux tubes antiparallèles pour qu'une instabilité se développe, si l'intensité de la vorticité est grande. Cette instabilité est connue comme instabilité de Crow : elle déforme les tubes les rapprochant à certains endroits. Une analyse d'instabilité linéaire qui décrit les premiers instants du phénomène est disponible dans la littérature pour des tubes consid er es longs par rapport à leur rayon [Leweke and Williamson, 2011]. Une décomposition modale d'une perturbation arbitraire permet l'identification de longueurs d'onde qui prédominent pour des tubes infiniment longs. A partir du diagramme d'instabilité pour des tubes infinis de rayon  $a$  s epar es par une distance  $b$ , nous pouvons extraire quelques conclusions. Dans notre étude,  $b = 2.23 \text{ mm}$  et  $a = 0.97 \text{ mm}$ , les tubes ont une longueur finie  $l$  étant de l'ordre la longueur de la fente. Les longueurs d'onde de l'instabilité qui pourront se développer devront satisfaire une condition de symétrie additionnelle li e à la longueur finie du tube :

$$\frac{l}{\lambda} = \frac{2m + 1}{2} \quad (2.21)$$

avec  $m = 0, 1, 2, \dots$ . Le cas  $m = 0$  correspond à un cas sans fission du c eur du jet.

La forme en huit des tubes de vorticité, retrouvée dans les cas que nous étudions, correspond au cas  $m = 1$ . Supposons qu'une première indication sur les instabilités qui se développent dans le cas de tubes à longueur finie peut être tirée ayant comme référence le diagramme pour des tubes infinis, pr esent e dans la Figure 2.42. Si l'on associe les distorsions des tubes de vorticité que nous observons à l'instabilité de Crow, on devrait trouver pour le cas  $m = 1$  une longueur d'onde proche à  $\lambda_{pred}$ . Avec  $l = 15 \text{ mm}$ , dans la condition (2.21), on trouve une valeur de  $\lambda$  qui est très proche de  $\lambda_{pred}$ . Le même principe permet d'estimer quel serait le rapport d'aspect minimum donnant lieu à une bifurcation d'un jet allong e. Dans la littérature on indique, d'après les observations expérimentales recueillies, que la valeur du rapport d'aspect seuil est proche de 5 : ce seuil ne dépendrait de la géométrie de la buse que

pour des géométries complexes. Considérons le cas limite du diagramme, donné par  $a/b = 0.5$  où le diagramme indique que  $\lambda_{min}/b = 3.15$ . Si  $b$  correspond à la largeur de la fente, il y aurait bifurcation ( $m = 1$ ) pour  $l/b > 4.7 \sim 5$ , en accord avec les observations rapportées par la littérature.

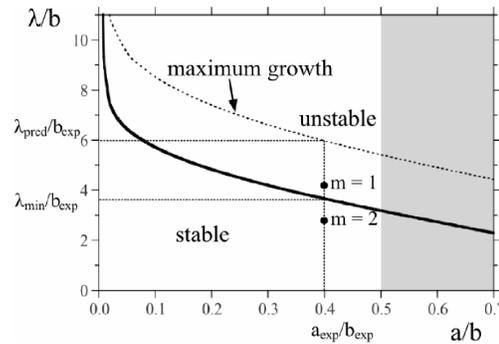


FIGURE 2.42 – Diagramme de stabilité avec  $\lambda$  la longueur d'onde,  $a$  rayon de tubes de vorticité et  $b$  la distance séparant les cœurs de tubes.

FIGURE 2.43 – Les anneaux tourbillonnaires reconstruits dans Audier et al. [2016] dans une simulation numérique DNS réalisées au LIMSI. Voir [Zheng, 2017].

On peut se demander si la bifurcation est présente lorsque le jet est confiné par des parois latérales. Des expériences ont été menées avec une telle configuration (voir Figure 2.44) dans le cadre d'un stage effectué par Philipp Dörr [Dorr, 2012]. Le traitement des données avec cette configuration s'avère moins simple du fait de la tendance du jet à se latéraliser et se coller à une paroi. Néanmoins, sur les moyennes temporelles de la vitesse en  $x$  mesurées à différents sections du conduit, on voit la trace de la bifurcation et de l'effet AS, comme montré dans la Figure 2.45.

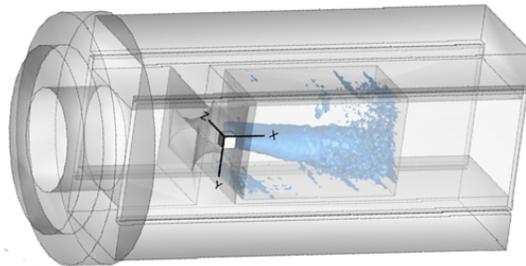


FIGURE 2.44 – Iso-surface du champ de vitesse reconstruit pour un jet latéralement confiné.

Un stage effectué par Shipo Zheng au LIMSI [Zheng, 2017] a été dédié à considérer le problème des anneaux tourbillonnaires allongés à partir de simulations numériques,

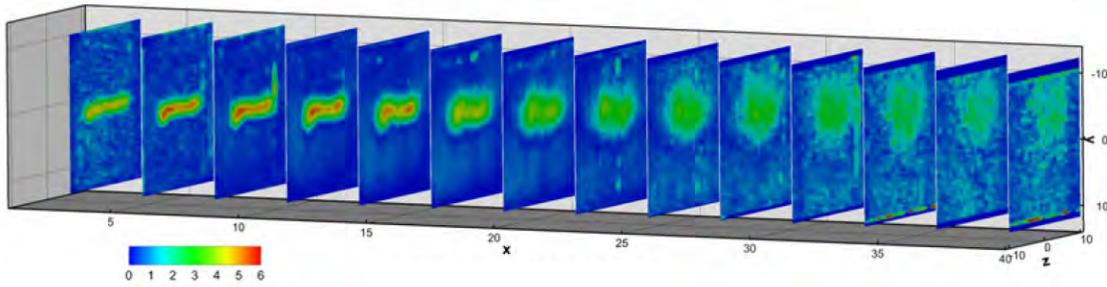


FIGURE 2.45 – Moyenne temporelle de la vitesse longitudinale (en  $x$ ) pour le jet latéralement confiné.

pour différents allongements et tailles de cœur tourbillonnaire initiales. Lorsqu'on utilise comme point de départ les résultats publiés par Audier et al. [2016], les simulations produisent des résultats qui sont comparables. Des liaisons obtenues à l'arrière du vortex ont pu être interprétées grâce à des simulations DNS. On y voit que ces liaisons proviennent du vortex au niveau des fortes courbures et rejoignent le vortex 'précédent'. Ces vortex sont analogues aux 'streamwise vortices' observés dans les jets ronds instables entre anneaux de Kelvin-Helmholtz [Brancher et al., 1994].

### 2.3.3 La carrousel à trois dimensions d'espace

Les travaux précédents ne considèrent pas les effets des fausses cordes vocales, et donc du ventricule de Morgagni. La thèse de Florian Tuerke [Tuerke, 2017b] considère quelques mesures et simulations numériques réalisées hors du plan équivalent à la section du plan mi-coronal.

Le phénomène dit du carrousel -voir section 2.2.2- a été étudié à deux dimensions. La question qu'on peut se poser donc est si le phénomène persiste à trois dimensions d'espace. La géométrie considérée dans les simulations numériques est présentée dans la Figure 2.46. Le code utilisé (SUNFLUIDH) est développé au LIMSI par Yann Fraigneau. Les études sont programmées et réalisées à l'IDRIS. La demande de ressources informatiques fut réalisée via le portail DARI à GENCI - Dossier i20162a7690.

Les résultats des études expérimentales et numériques sont illustrés par les résultats des Figures 2.47 et 2.48. La première image est issue de mesures PIV, et la deuxième de simulations numériques 3D.

Les pics de spectres enregistrés sur des points situés hors le plan  $z = 0$  ne diffèrent pas des pics détectés dans le plan  $z = 0$  : seul leur amplitude peut être différente. La comparaison de spectres dans deux cas numériques avec  $S_1 = 75 \text{ mm}$  et  $S_2 = 180 \text{ mm}$  montrent que le rapport signal/bruit est plus bas lorsque la cavité est plus longue

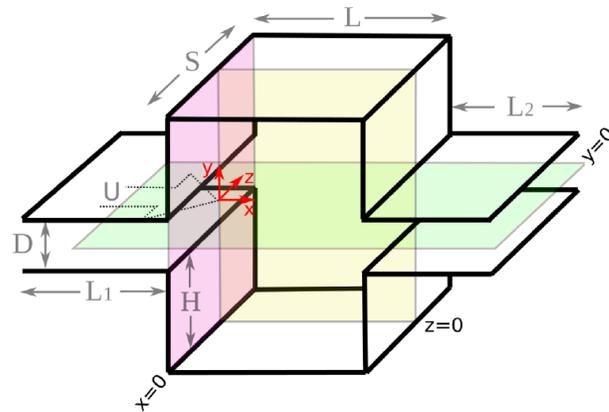


FIGURE 2.46 – Géométrie utilisée dans les simulations numériques 3D réalisées à l’IDRIS. Source Tuerke [2017b].

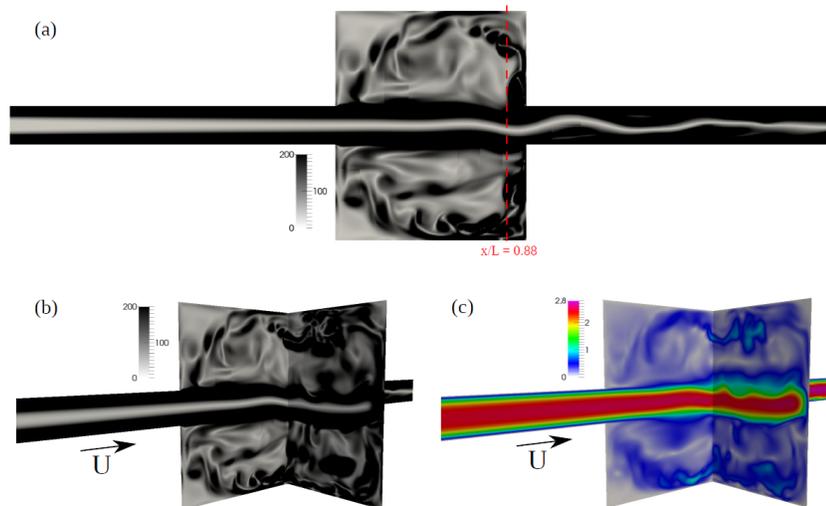


FIGURE 2.47 – Coupes du champ de vorticité absolue de la simulation numérique 3D à  $Re = 8333$  pour  $D/L = 0.2$  sur le plan  $z/L = 0$ . En couleur, le champ de vitesse absolue. Source Tuerke [2017b].

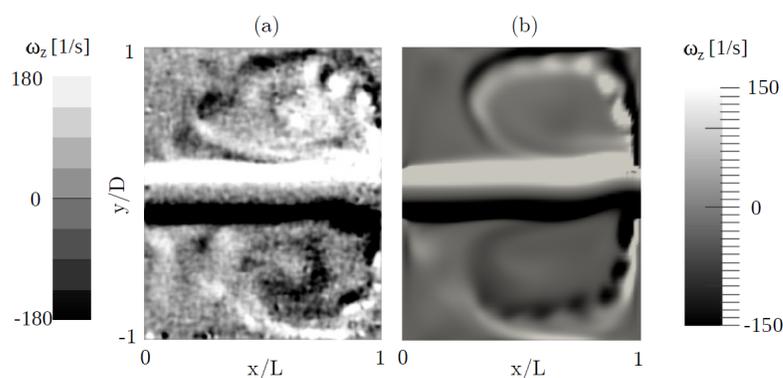


FIGURE 2.48 – (a) Champ de vorticité instantané en  $z$  obtenu par mesure PIV (Campagne Bs. As.) pour la double cavité avec  $D/L = 0.2$  à  $Re = 7500$ . (b) Champ de vorticité instantané en  $z$  obtenu par simulation numérique à  $Re = 5600$ . Source Tuerke [2017b].

suivant  $z$ . L'analyse de la vorticité dans les plans sagittal et coronal révèlent la présence de petits vortex intra-cavitaires injectés par la couche cisailée, comme observé dans les simulations 2D. La vitesse de circulation de ces structures est néanmoins supérieure en 2D.

La comparaison entre la simple et la double cavité montre que les deux configurations amplifient des pics similaires. Dans le cas de la cavité simple, les pics sont plus étroits et calés à des fréquences légèrement plus élevées. Le comportement chaotique, rencontré dans les simulations 2D, n'est pas observé dans les simulations 3D lorsque  $L/H = 2$ . Néanmoins, lorsque le rapport d'aspect de la cavité est réduit à  $L/H = 1$ , un comportement chaotique est retrouvé pour  $Re_L = 2500$ .

En comparant simulations 2D et 3D avec les expériences, on observe que l'accord est plus grand avec les simulations 2D quand il s'agit du développement des fluctuations de la couche de cisaillement. Mais lorsqu'il s'agit de la structure de l'écoulement intra-cavitaire, ce sont les simulations 3D qui sont plus représentatives des observations. Les effets mentionnés au cours de cette section montrent une richesse qui est perdue en revenant aux portraits à dimension plus basses. Néanmoins, et dans la mesure où les effets en question sont bien caractérisés, des approches de type [Sciamarella and Artana, 2015] permettent de les intégrer à des modèles d'ordre bas. La somme de connaissances sur les principaux mécanismes physiques présents dans cet écoulement permet d'envisager l'élaboration d'un grand modèle réduit où les effets acoustiques liés aux phénomènes aérodynamiques peuvent être identifiés et évalués. Cette perspective permet de saisir l'importance des progrès apportés par les travaux recueillis dans cette section.

## Chapitre 3

# Les écoulements fluides

Ce chapitre réunit les aspects les plus théoriques des recherches de ce mémoire. Ces études dépassent, par leur généralité, le cadre spécifique de la production vocale. Les questions traitées se retrouvent au sein des nombreux problèmes non résolus autour du comportement des solutions des équations des fluides incompressibles à trois dimensions d'espace.

Les trois problèmes concrets qui seront abordés dans ce chapitre sont : les propriétés d'auto-similarité de jets non circulaires, les singularités à temps fini des équations d'Euler 3D et l'identification de régions lagrangiennes cohérentes.

Si le premier problème est plutôt du domaine de l'ingénierie, le deuxième est associé au sixième problème du millénaire [Fefferman, 2006] et le troisième concerne la quête de propriétés sous-jacentes à l'organisation spatio-temporelle d'un fluide [Haller, 2015]. Un point en commun entre les deux premières sections est le recours au concept d'auto-similarité. La dernière section reprend des techniques topologiques développées pour l'analyse de séries temporelles chaotiques [Sciamarella and Mindlin, 2001], appliquées à l'étude de la production vocale dans [Sciamarella and Mindlin, 1999b]. Le champ d'application qui émerge, lorsque le contexte est celui de l'analyse de séries temporelles associées aux trajectoires de particules fluides en général, est au centre de l'attention de la communauté scientifique en dynamique des fluides environnementale<sup>1</sup>.

### 3.1 L'auto-similarité spatiale

Dans le domaine du contrôle d'écoulements, les jets sont souvent analysés en termes de leur propriétés d'auto-similarité spatiale. Le cas du jet allongé a été analysé avec ce type d'approche par Krishnan and Mohseni [2009], mais dans une approximation

---

1. Dynamique des Fluides Environnementale : les grands défis à confronter, <http://perso.ens-lyon.fr/thierry.dauvois/GrandChallenges/LesHouchesConference2019.html>

très contraignante : le jet est modélisé comme un jet plan continu sans tenir compte des propriétés tridimensionnelles associées à l'effet AS, qui est pourtant bien présent. Cette section présente une approche moins contraignante, permettant d'intégrer le phénomène AS à une analyse de similitude et de traiter -plus généralement- les jets non circulaires.

Le cas du jet glottique présente des plans de symétrie spatiale (donnés par la physiologie) dont on peut profiter au cours d'une analyse théorique. Si l'invariance des équations du jet est étudiée à l'intérieur de ces plans de symétrie, les équations de mouvement pour l'écoulement se simplifient et des variables de similitude par plan apparaissent. Or, en limitant l'analyse des symétries de la physique d'un jet aux plans de symétrie géométrique de l'issue du jet, on peut dévoiler des similitudes qui resteraient autrement cachées. Cette démarche est pertinente pour tous types d'écoulements à plusieurs plans de symétrie. Les propriétés de similitude à dériver proviennent de l'étude des équations du jet en conjonction avec les contraintes posées par les symétries du problème. Pour le cas d'un jet à grand rapport d'aspect comme le jet glottique, les plans de symétrie de l'orifice (la glotte) correspondent physiologiquement aux plans mi-sagittal ou plan majeur, et mi-coronal ou plan mineur - voir Figure 3.1.

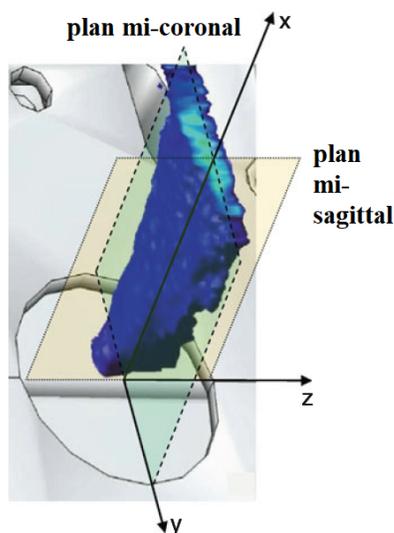


FIGURE 3.1 – Plans de symétrie du jet glottique considérés dans l'analyse de similitude.

Supposons que  $(U, V, W)$  désignent les vitesses moyennes en  $(x, y, z)$ , que  $W = 0$  pour le plan mi-coronal ( $z = 0$ ) et que  $V = 0$  dans le plan mi-sagittal ( $y = 0$ ). Assumons également que les termes visqueux peuvent être négligés. Alors :

$$\begin{aligned}
U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \\
+ \frac{\partial \langle u^2 \rangle}{\partial x} + \frac{\partial \langle uv \rangle}{\partial y} + \frac{\partial \langle uw \rangle}{\partial z} = 0
\end{aligned} \tag{3.1}$$

$$\begin{aligned}
U \frac{\partial U}{\partial x} + W \frac{\partial U}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \\
+ \frac{\partial \langle u^2 \rangle}{\partial x} + \frac{\partial \langle uv \rangle}{\partial y} + \frac{\partial \langle uw \rangle}{\partial z} = 0
\end{aligned} \tag{3.2}$$

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial W}{\partial z} = 0 \tag{3.3}$$

avec  $P$  la pression et  $\rho$  la densité. A partir d'une estimation de l'ordre de grandeur des termes intervenants, des équations peuvent être dérivées reliant les échelles de vitesse ( $U_s, V_s, W_s$ ) avec les échelles de longueur ( $L_x, L_y, L_z$ ) et les composantes de la fluctuation de vitesses ( $u_s, v_s, w_s$ ). Ces fluctuations réunissent les fluctuations liées aux moyennes de phases, et celles liées à la turbulence.

$$\frac{U_s^2}{L_x} + \frac{U_s V_s}{L_y} + \frac{1}{\rho} \frac{P_s}{L_x} + \frac{u_s^2}{L_x} + \frac{u_s v_s}{L_y} + \frac{u_s w_s}{L_z} \sim 0 \tag{3.4}$$

$$\frac{U_s^2}{L_x} + \frac{U_s W_s}{L_z} + \frac{1}{\rho} \frac{P_s}{L_x} + \frac{u_s^2}{L_x} + \frac{u_s v_s}{L_y} + \frac{u_s w_s}{L_z} \sim 0 \tag{3.5}$$

$$\frac{U_s}{L_x} + \frac{V_s}{L_y} + \frac{W_s}{L_z} \sim 0 \tag{3.6}$$

Nous pouvons maintenant éliminer la pression :

$$(z = 0) \quad \frac{P_s}{\rho} \sim W_s^2 - w_s^2 - \frac{L_z}{L_x} u_s w_s - \frac{L_z}{L_y} v_s w_s \tag{3.7}$$

$$(y = 0) \quad \frac{P_s}{\rho} \sim V_s^2 - v_s^2 - \frac{L_y}{L_x} u_s v_s - \frac{L_y}{L_z} v_s w_s \tag{3.8}$$

tel que :

$$\begin{aligned}
(z = 0) \quad \frac{U_s^2}{L_x} + \frac{V_s U_s}{L_y} + \frac{u_s^2}{L_x} + \frac{u_s v_s}{L_y} + \\
+ \left(1 + \frac{L_z^2}{L_x^2}\right) \frac{u_s w_s}{L_z} + \left(\frac{L_z}{L_x}\right) \frac{v_s w_s}{L_y} \sim 0
\end{aligned} \tag{3.9}$$

$$\begin{aligned}
(y = 0) \quad \frac{U_s^2}{L_x} + \frac{W_s U_s}{L_z} + \frac{u_s^2}{L_x} + \frac{u_s w_s}{L_z} + \\
+ \left(1 + \frac{L_y^2}{L_x^2}\right) \frac{u_s v_s}{L_y} + \left(\frac{L_y}{L_x}\right) \frac{v_s w_s}{L_z} \sim 0
\end{aligned} \tag{3.10}$$

Cette analyse est effectuée à une certaine distance de l'orifice de sortie du jet pour des régions où  $L_y \sim L_z \ll L_x$ . Ceci conduit à :

$$(z = 0) \quad U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial \langle u^2 \rangle}{\partial x} + \frac{\partial \langle uv \rangle}{\partial y} + \frac{\partial \langle uw \rangle}{\partial z} = 0 \quad (3.11)$$

$$(y = 0) \quad U \frac{\partial U}{\partial x} + W \frac{\partial U}{\partial z} + \frac{\partial \langle u^2 \rangle}{\partial x} + \frac{\partial \langle uv \rangle}{\partial y} + \frac{\partial \langle uw \rangle}{\partial z} = 0 \quad (3.12)$$

Pour chercher une solution de similitude :

$$U = U_s(x)f(\xi, \eta) \quad (3.13)$$

$$V = V_s(x)h(\xi, \eta) \quad (3.14)$$

$$W = W_s(x)b(\xi, \eta) \quad (3.15)$$

$$\langle u^2 \rangle = R_{uu}(x)g_{uu}(\xi, \eta) \quad (3.16)$$

$$\langle uv \rangle = R_{uv}(x)g_{uv}(\xi, \eta) \quad (3.17)$$

$$\langle uw \rangle = R_{uw}(x)g_{uw}(\xi, \eta) \quad (3.18)$$

où  $f, h, b, g_{uu}, g_{uv}, g_{uw}$  sont des fonctions (empiriquement déterminables),  $\xi, \eta$  sont les coordonnées normalisées dans la direction perpendiculaire à l'écoulement ( $\xi = y/L_y, \eta = z/L_z$ ) et  $U_s, V_s, W_s, R_{uu}, R_{uv}, R_{uw}$  sont des fonctions de  $x$  seulement.

Suivant les mêmes principes, on devrait pouvoir utiliser des échelles caractéristiques de fluctuations différentes  $l_y$  et  $l_z$ , de sorte que  $g_{uu}(\xi', \eta'), g_{uv}(\xi', \eta'), g_{uw}(\xi', \eta')$ , avec  $\xi' = y/l_y, \eta' = z/l_z$ . Cette distinction n'affecte pas la dérivation des équations de similitude si  $[l_{y,x}/l_y] \sim [L_{y,x}/L_y]$  et  $[l_{z,x}/l_z] \sim [L_{z,x}/L_z]$ . Rappelons que  $l_y, x$  et  $l_z, x$  sont les longueurs caractéristiques des fluctuations en  $y$  et en  $z$ , dérivées par rapport à  $x$ . Si l'on remplace (3.13)-(3.18) dans (3.11)-(3.12), on obtient :

$$\begin{aligned}
(z = 0) \quad & [U_s U_{s,x}] f^2 + \left[ \frac{U_s^2}{L_y} L_{y,x} \right] (-\xi f f_{,\xi}) + \\
& \left[ \frac{U_s V_s}{L_y} \right] (h f_{,\xi}) + \left[ \frac{R_{uv}}{L_y} \right] g_{uv,\xi} + \left[ \frac{R_{uw}}{L_z} \right] g_{uw,\xi} + \\
& \left[ \frac{R_{uu}}{L_y} L_{y,x} \right] (-\xi g_{uu,\xi}) + [R_{uu,x}] g_{uu} = 0
\end{aligned} \tag{3.19}$$

$$\begin{aligned}
(y = 0) \quad & [U_s U_{s,x}] f^2 + \left[ \frac{U_s^2}{L_z} L_{z,x} \right] (-\eta f f_{,\eta}) + \\
& \left[ \frac{U_s W_s}{L_z} \right] (b f_{,\eta}) + \left[ \frac{R_{uv}}{L_y} \right] g_{uv,\eta} + \left[ \frac{R_{uw}}{L_z} \right] g_{uw,\eta} + \\
& \left[ \frac{R_{uu}}{L_z} L_{z,x} \right] (-\eta g_{uu,\eta}) + [R_{uu,x}] g_{uu} = 0
\end{aligned} \tag{3.20}$$

où les virgules devant  $x, \xi, \eta$  indiquent différentiation par rapport à ces variables. Les termes entre parenthèses regroupent les termes qui dépendent de la variable  $x$  seulement.

Nous n'allons pas exiger -comme dans les analyses standard *e.g.* [Agrawal and Verma, 2011]- que les termes entre parenthèses soient constant. Il suffira ici, comme dans [George, 1989], que tous ces termes aient la même dépendance en  $x$ . En égalant les termes entre parenthèses et divisant par  $U_s^2$ , il résulte :

$$\begin{aligned}
(z = 0) \quad & \left[ \frac{U_{s,x}}{U_s} \right] \sim \left[ \frac{L_{y,x}}{L_y} \right] \sim \left[ \frac{R_{uv}}{L_y U_s^2} \right] \sim \\
& \sim \left[ \frac{V_s}{L_y U_s} \right] \sim \left[ \frac{R_{uv}}{L_z U_s^2} \right] \sim \left[ \frac{R_{uu} L_{y,x}}{U_s^2 L_y} \right] \sim \left[ \frac{R_{uu,x}}{U_s^2} \right]
\end{aligned} \tag{3.21}$$

$$\begin{aligned}
(y = 0) \quad & \left[ \frac{U_{s,x}}{U_s} \right] \sim \left[ \frac{L_{z,x}}{L_z} \right] \sim \left[ \frac{R_{uv}}{L_z U_s^2} \right] \sim \\
& \sim \left[ \frac{W_s}{L_z U_s} \right] \sim \left[ \frac{R_{uv}}{L_y U_s^2} \right] \sim \left[ \frac{R_{uu} L_{z,x}}{U_s^2 L_z} \right] \sim \left[ \frac{R_{uu,x}}{U_s^2} \right]
\end{aligned} \tag{3.22}$$

En combinant (3.21) et (3.22), on obtient les lois d'échelle à utiliser pour normaliser les profils dans les axes majeur et mineur :

$$\left[ L_{y,x} / L_y \right] \sim \left[ L_{z,x} / L_z \right] \sim \left[ U_{s,x} / U_s \right] \tag{3.23}$$

Par exemple,  $V(x_i, y, 0)$  à des distances  $x_i$ ,  $i = 1, 2, \dots$  doit être divisée par  $U_s L_{y,x}$ . Si l'écoulement présente une auto-similarité partielle, cette normalisation devrait faire que les profils pour différent  $x_i$  collapsent sur une courbe unique dans une

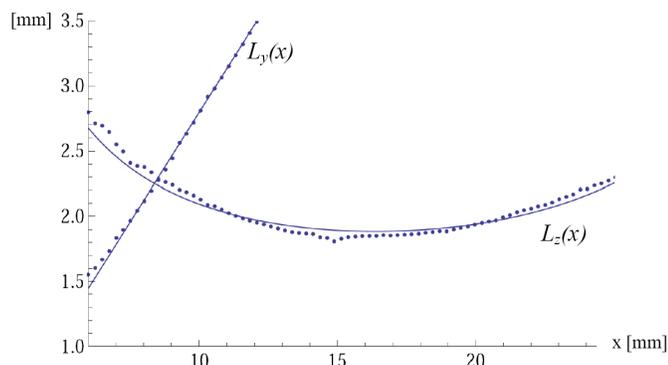


FIGURE 3.2 – Prédiction par similitude de  $L_z(x)$  à partir de  $L_y(x)$  où les points sont les demi-largeurs obtenues des expériences SPIV dans Krebs et al. [2012] et les lignes proviennent de l'étude de similitude par plan.

plage de l'axe  $x$ . Comme  $V$  varie comme  $U_s L_{y,x}$ , la condition (3.23) se réduit à  $[L_{y,x}/L_y] \sim [U_{s,x}/U_s]$ . Des lois d'échelle similaires peuvent être dérivées pour les autres composantes de la vitesse et des tensions de Reynolds.

Cette analyse est appliquée au jet glottique dans [Sciamarella et al., 2012], à partir des données expérimentales rapportées dans [Krebs et al., 2012]. Les résultats confirment que les profils des vitesses moyennes dans les plans mi-coronal et mi-sagittal collapsent, dans une plage de valeurs de  $x$  dérivée de l'analyse. Notamment, la position  $x_c$  où les rôles des axes majeur et mineur changent par effet AS, peut être déduite de l'analyse de similitude. La similitude permet donc de prédire la contraction/expansion du jet dans un des plans de symétrie, à partir des mesures dans l'autre plan de symétrie, ainsi que la position de contraction maximale dans la direction  $z$ , donnée par le minimum de la fonction  $L_z(x)$ , comme le montre la Figure 3.2.

## 3.2 Les équations d'Euler 3D

Les écoulements fluides incompressibles à grand nombre de Reynolds, ou même infini, ont été longtemps soupçonnés de présenter des singularités localisées en temps et espace. Ce problème était déjà d'actualité à la fin des années 20 [Lichtenstein, 1925]. Jean Leray fut le premier à réaliser une étude en profondeur et systématique du problème pour les fluides réels visqueux (Navier-Stokes), comme pour les non visqueux (Euler). Dans [Leray, 1934], il introduit le concept de solution auto-similaire ou auto-semblable, qui sera essentielle pour les développements ultérieurs du sujet. La recherche de solutions auto-semblables des équations pour les fluides est devenue une catégorie spécifique au sein des efforts réalisés pour construire des solutions singulières.

En termes généraux, on peut repérer trois lignes de recherche dans la quête de singularités à temps fini. La première, strictement mathématique, cherche à démontrer des théorèmes d'existence et de régularité par des formulations alternatives [Scheffer, 1976], des théorèmes conditionnant l'existence d'une singularité [Beale et al., 1984], et des théorèmes de non existence qui éliminent des candidats d'un type particulier [Chae, 2007]. Entre les théorèmes de conditionnement, on peut citer le théorème BKM obtenu en 1984, qui démontre que pour une vorticité initiale dans un espace de Sobolev  $H^m (R^3)$  avec  $m > 3/2$ , l'existence d'une singularité à temps fini  $t^*$  a pour condition nécessaire et suffisante que :

$$\int_0^{t^*} \sup |\omega(\vec{r}, t)| dt = \infty \quad (3.24)$$

D'autres théorèmes, comme [Caffarelli et al., 1984], s'appuient sur la fonction r gularisatrice de la viscosité qui, sans écarter la possibilité de singularités pour un fluide visqueux, limite fortement sa structure spatio-temporelle. Par conséquent, la solution du problème d'Euler est consid r e comme un premier pas vers la résolution du problème de Navier-Stokes.

Une deuxième ligne de recherche, numérique, est fortement d velopp e dans les années 80s et 90s, avec des résultats remarquables mais jamais conclusifs, dus à l'instabilité numérique propre aux équations. Le théorème BKM facilite la tâche dans le cas non visqueux, car il limite le nombre de solutions à surveiller pendant les simulations : le suivi de d riv es premières du champ de vitesse suffit à détecter l'apparition d'une singularité dans les simulations. Les conditions initiales les plus  tudi es concernent le vortex de Taylor-Green, des paires de vortex anti-parallèles, les écoulements axisymétriques à circulation non nulle, et les filaments de vorticité dans une configuration géométrique à symétrie cubique. Néanmoins, il est toujours difficile d'établir à quelle distance du collapse effectif sont arrivés ces essais numériques.

Une troisième voie, moins soigneusement explor e que les autres, consiste à considérer la physique du problème, à partir de l'écriture de lois d'échelle compatibles avec les principes de conservation [Pomeau, 1995, Barenblatt and Zel'Dovich, 1972], examinant les mécanismes d'instabilité [Pomeau, 1994] et faisant intervenir des idées li es à la turbulence [Sreenivasan and Meneveau, 1988] d velopp es par Kolmogorov et Onsager à partir des années 40. Les solutions auto-semblables à la Leray peuvent être classifi es dans cette catégorie, sur laquelle cette section présentera des résultats obtenus en 2005 et publiés dans [Pomeau and Sciamarella, 2005].

Ces travaux acquièrent actuellement un caractère important, vis-à-vis de la mise en évidence de relations d'échelle des singularités de type Leray dans les mesures de fluctuations de vitesse au cours d'écoulements très turbulents en soufflerie [Pomeau et al., 2018]. Les bouffées turbulentes -nomm es intermittence- qui ne sont pas explicables par les statistiques dérivant de la théorie de Kolmogorov K41, seraient

ainsi reliées à la présence de solutions singulières des équations d'Euler [Berre et al., 2018]. Il faut remarquer que le milieu turbulent d'une soufflerie est visqueux, mais des solutions quasi-singulières à viscosité non nulle peuvent être obtenues à partir des solutions à la Leray. Une quasi-singularité serait initialement une solution de l'équation d'Euler-Leray, mais dont l'amplitude évolue : elle n'atteindra pas l'explosion à cause de la viscosité.

L'étude dans Pomeau and Sciamarella [2005] présente une analyse des équations d'Euler inspirée de Leray. L'approche analytique se base sur une transformation des équations permettant de contourner la difficulté qui a empêché les recherches numériques de singularités de donner une réponse définitive à la question. Cette transformation, proposée dans [Pomeau, 1996], se base sur les relations de conservation dans un cadre étendu des échelles de Leray. Elle est dictée par la conservation de la circulation mais garde une dépendance en temps arbitraire pour la vitesse transformée, qui permet de reporter formellement le temps hypothétique de la singularité à l'infini. La question de la singularité d'Euler devient ainsi celle du comportement à l'infini de la solution de ce système. L'inspection de propriétés de ces équations fournit des éléments pour établir un scénario compatible avec une singularité à temps fini pour les équations originelles, en se faufilant par la brèche laissée par l'ensemble des contraintes liées à la conservation de l'énergie et de la circulation. Le candidat est une solution périodique en  $z$ , avec  $z$  la coordonnée axiale des équations d'Euler en axisymétrique qui devient singulière tout au long de l'axe  $z$ .

La procédure est la suivante : on suppose une fonction en espace et en temps qui se comporte comme  $f(r, t) = (t^* - t)^\alpha \phi(r(t^* - t)^\beta)$ , où  $t^*$  est le temps de la singularité,  $\alpha$  et  $\beta$  sont deux exposants, et  $\phi(\cdot)$  est une fonction numérique qui résout l'équation sans grands/petits paramètres (dans les conditions limites ou dans les équations mêmes). L'équation pour  $\phi(\cdot)$  est trouvée en remplaçant cette expression dans les équations originelles. Les valeurs des exposants  $\alpha$  et  $\beta$  sont en réalité dictées par les relations de conservation, imposant que les intégrales pertinentes (en espace) restent constantes en temps. Le résultat de cette procédure est un ensemble d'équations dépendant du temps pour la variable d'espace réécrite comme  $R = r(t^* - t)^\beta$ .

Dans le cas d'Euler à trois dimensions d'espace, ce programme rencontre deux difficultés majeures. D'une part, les lois de conservation de l'énergie et de la circulation produisent deux ensembles incompatibles de contraintes sur les exposants si l'on assume le collapse vers un point. D'autre part, dans la solution purement auto-semblable, les équations transformées ressemblent aux équations originelles : seule la condition d'incompressibilité se distingue, convertie en une condition de divergence positive. Cette divergence positive paraît éliminer toute solution non triviale : toute caractéristique initiale de la solution à long terme est expulsée à l'infini. Pour venir à bout de cette difficulté, on a considéré que la conservation de l'énergie et de la circulation est formellement compatible avec un comportement auto-semblable à deux dimensions d'espace. De plus, ce comportement est compatible avec une solu-

tion devenant singulière tout au long d'une ligne, à condition qu'elle ne collapse pas sur un seul point de la ligne - car il est bien connu que les équations d'Euler 2D demeurent lisses si la vorticité initiale est born  e. La divergence positive demeure néanmoins un problème, mais ceci est lié aux mécanismes physiques de convergence de perturbations vers la singularité.

Considérons un écoulement périodique avec une certaine longueur d'onde le long de la ligne du collapse. Il peut être instable face à la croissance de la même structure avec une longueur d'onde divis  e par trois, par exemple. Un tel mécanisme d'instabilité résultant dans l'auto-focalisation de la vorticité est discuté dans [Pomeau, 1994]. Il s'agit fondamentalement d'une instabilité de Taylor-Couette forc  e par une circulation croissante d'abord comme une fonction de la distance à l'axe, et décroissante ensuite à des distances plus larges (où réside la partie instable). La division par trois de la longueur d'onde axiale fait croître la vorticité et renforce l'instabilité. Dans le cas dont on discute, la structure non perturb  e est plus complexe que dans Taylor-Couette standard du fait de la périodicité spatiale dans la direction axiale, qui est couramment suppos  e uniforme. Néanmoins, on s'attend à ce que la structure axiale périodique ne modifiera pas essentiellement le processus d'instabilité. Ce processus de cascade est alimenté par une réduction périodique de la longueur d'onde par un facteur trois à chaque pas (on discutera plus tard le choix de ce facteur, mais remarquons que le processus ne peut pas avoir lieu de manière continue et uniforme en temps : il requiert une dépendance temporelle plus complexe que la loi d'échelle uniforme d'une solution auto-semblable).

En fait, ce processus est possible comme suit : entre les nombreuses propriétés des équations d'Euler, notons qu'elles peuvent être écrites pour un écoulement axisymétrique comme des équations autonomes dans le logarithme de la différence avec le temps de la singularité. Une solution stationnaire dans cette nouvelle échelle de temps serait la solution singulière (déjà exclue). Néanmoins, on peut sauter à l'ordre suivant en complexité dynamique, *i.e.*    une solution périodique. Nous montrons que ceci conduit à un ensemble d'équations, équivalent aux équations d'Euler 3D, avec la propriété suivante : une solution périodique dans l'échelle temporelle logarithmique correspond à une solution singulière des équations d'Euler 3D    temps fini. Si cette solution existe, elle aurait une énergie infinie car elle s'étend tout au long de l'axe de symétrie. Mais nous pouvons conjecturer que l'axe peut toujours être courbé dans un anneau sans perturber le schéma, et spécifiquement sans perte de la singularité. Cette hypothèse est raisonnable car un scénario avec une solution qui collapse sur une ligne droite ne sera fort probablement pas sensible à la courbure d'un anneau.

L'opération d'échelle change la position  $r$  (un vecteur 3D) dans  $R = r(\Gamma(t^* - t))^{-1/2}$ , où  $\Gamma$  est l'ordre de grandeur de la circulation initial dans un circuit fermé. L'opération d'étirement consid  r  e est plus complexe que dans un étirement uniforme. Le champ de vitesse  $u(r, t)$  se transforme en un champ  $U(R)$  tel que :

$$u(r, t) = \left(\frac{\Gamma}{t^* - t}\right)^{1/2} U\left(R = \frac{r}{\sqrt{\Gamma(t^* - t)}}\right) \quad (3.25)$$

Si l'on impose maintenant que tous les termes de l'équation d'Euler sont du même ordre de grandeur lorsque  $t$  tends vers  $t^*$ , on trouve que la vitesse typique doit diverger comme  $(t^* - t)^{-1/2}$  près de  $t = t^*$ . L'échelle logarithmique est associée à la variable  $\lambda$  comme suit :

$$\lambda = -\ln\left(\frac{t^* - t}{t_*}\right) \quad (3.26)$$

Comme l'équation finale est autonome de la variable  $\lambda$ , des solutions périodiques en  $\lambda$  sont *a priori* possibles. Les équations transformées sont :

$$\frac{\partial U}{\partial \lambda} + (U \cdot \nabla)U - \frac{1}{2}(U + (R \cdot \nabla)U) = -\nabla P \quad (3.27)$$

$$\nabla \cdot U = 0 \quad (3.28)$$

Une intégration dans l'espace des équations transformées (3.27) multipliés par  $U$  donne :

$$\frac{1}{2} \frac{d}{d\lambda} \int d^3 R U^2 - \frac{1}{2} \int d^3 R (U^2 + U \cdot (R \cdot \nabla)U) = 0$$

En intégrant par parties (assumant que le champ de vitesse décroît suffisamment vite à l'infini), on montre que

$$\int d^3 R (U \cdot (R \cdot \nabla)U) = -\frac{D}{2} \int d^3 R U^2$$

L'équation pour l'énergie dans les quantités transformées devient :

$$\frac{1}{2} \frac{d}{d\lambda} \left( \int d^3 R U^2 \right) + \frac{D-2}{4} \int d^3 R U^2 = 0 \quad (3.29)$$

Dans cette expression,  $D$  est le nombre de dimensions affectées par la transformation de similitude dans l'espace. Dans le temps transformé, si  $D = 3$  (collapse vers un point), l'énergie transformée -si finie- tends exponentiellement vers zéro, car elle est expulsée de la région du collapse par la transformation des échelles de longueur. Donc, le terme non linéaire devient de plus en plus négligeable lorsqu'on se rapproche du temps de la singularité (à  $\lambda$  infini). Ceci est incompatible avec la possibilité d'un tel collapse, et conduit naturellement à postuler un collapse sur une ligne. Dans l'argument précédent, l'intégration est restreinte aux deux dimensions spatiales perpendiculaires à cette ligne, qui fait que  $D$  dans l'expression (3.29) prend la valeur 2 : l'énergie par unité axiale de longueur est donc conservée.

Si la transformation d'étirement le long de  $z$  est réalisée en définissant  $Z = z(\Gamma(t^* - t))^{-1/2}$ , il en résulte que la solution, à  $z$  grand, change avec une rapidité infinie lorsque  $t$  se rapproche de  $t^*$ , ce qui est impossible. La transformation sur l'axe doit donc être plus subtile qu'une simple multiplication de  $r$  par  $(\Gamma(t^* - t))^{-1/2}$ . En fait, nous recherchons une solution qui dépend des variables spatiales avec des échelles de longueur qui deviennent de plus en plus petites lorsque le temps se rapproche de  $t^*$ . Mais la contraction en longueur ne peut pas s'opérer de manière continue. Nous supposons qu'une telle contraction peut avoir lieu périodiquement en temps de sorte que, démarrant à  $\lambda = \lambda_0$  avec une longueur d'onde  $l$  le long de l'axe, à la période de 'temps' suivante, *i.e.* à  $\lambda = \lambda_0 + \Lambda$  (avec  $\Lambda$  périodique dans le 'temps'  $\lambda$ ), la fonction récupère la même forme, mais avec une longueur d'onde axiale divisée par trois. Un exemple d'une fonction avec ce type de comportement est une série comme :

$$\sum_{j=-\infty}^{+\infty} a_j(\lambda) \sin(3^j q z)$$

où les amplitudes  $a_j(\lambda)$  ont la propriété  $a_{j+1}(\lambda + \Lambda) = a_j(\lambda)$ . L'amplitude du mode avec nombre d'onde  $q 3^j$  devient l'amplitude du mode de nombre d'onde  $q 3^{(j+1)}$  après une période  $\Lambda$ . La série est doublement infinie : à grand  $\lambda$  négatif, la longueur d'onde axiale devient très grande tandis qu'à grand  $\lambda$  positif, elle tend vers zéro. Ceci fait l'hypothèse que les coefficients  $a_j(\lambda)$  sont significativement non nuls dans un intervalle fini des valeurs de  $j$  ; cet intervalle bouge en bloc lorsque  $\lambda$  augmente. En même temps, la longueur d'onde est divisée par trois dans la direction radiale, afin de revenir à la même solution physique. La longueur radiale est multipliée par  $(t^* - t)^{1/2}$  de manière continue. La période dans le 'temps'  $\lambda$  devrait être  $\Lambda = \ln 9$  pour obtenir une contraction de la longueur par un facteur trois dans les trois directions dans une période de ce 'temps'. En conclusion, la solution recherchée est telle que l'argument de toutes les fonctions de l'ensemble  $(\lambda, R, z)$  est tel qu'on obtient la même fonction, à un facteur 3 près dans la direction  $z$  à temps  $(\lambda + \ln(9))$ .

Les équations transformées ne sont plus autonomes mais reviennent à la même forme périodiquement. Considérons donc les transformations suivantes à l'intérieur d'une longueur d'onde axiale  $l$  :

$$\begin{aligned} \bar{u} &= \frac{1}{\sqrt{t^* - t}} \bar{U} \\ p &= \frac{1}{t^* - t} P \\ r &= R \sqrt{t^* - t} \\ z &= Z \\ \lambda &= -\ln\left(\frac{t^* - t}{t^*}\right) \end{aligned} \tag{3.30}$$

Ces lois d'échelle sont compatibles avec le critère Beale-Kato-Majda : la vorticité axiale se comporte comme  $1/(t^* - t)$  lorsque  $t$  se rapproche de  $t^*$ , de sorte que l'intégrale de sa valeur maximale diverge logarithmiquement lorsque  $t$  tend vers  $t^*$ . Les équations transformées donnent :

$$\partial_\lambda U_Z + \frac{1}{2}[U_Z + R\partial_R U_Z] + U_R \partial_R U_Z + e^{-\lambda/2} U_Z \partial_Z U_Z = -e^{-\lambda/2} \partial_Z P \quad (3.31)$$

$$\partial_\lambda U_R + \frac{1}{2}[U_R + R\partial_R U_R] + U_R \partial_R U_R + e^{-\lambda/2} U_Z \partial_Z U_R = -\partial_R P + \frac{U_\theta^2}{R} \quad (3.32)$$

$$\partial_\lambda(RU_\theta) + \frac{1}{2}R\partial_R(RU_\theta) + e^{-\lambda/2} U_Z \partial_Z(RU_\theta) = 0 \quad (3.33)$$

où  $U_Z$ ,  $U_R$ ,  $U_\theta$  sont respectivement les vitesses transformées axiale, radiale et azimutale, et où  $\partial_\lambda U_Z = \frac{\partial U_Z}{\partial \lambda}$ , etc. La condition d'incompressibilité prend la forme :

$$e^{-\lambda/2} \partial_Z U_Z + \frac{1}{R} \partial_R(RU_R) = 0 \quad (3.34)$$

Notons que la forme des équations (3.31-3.33) est compatible avec l'hypothèse d'un étirement axial à temps discret  $\lambda' = \lambda + \ln 9$ , les opérateurs  $e^{-\lambda'/2} \partial_{Z'}$  sont équivalents à  $e^{-\lambda/2} \partial_Z$  si  $Z' = Z/3$ , *i.e.* si la longueur d'onde en  $Z$  est divisée par trois.

La condition d'incompressibilité est automatiquement satisfaite par l'introduction de la fonction de courant  $\psi$  de sorte que :

$$e^{-\lambda/2} U_Z = \frac{1}{R} \partial_R \psi$$

$$U_R = -\frac{1}{R} \partial_Z \psi$$

L'équation pour  $RU_\theta$  in (3.33) peut être réécrite comme suit :

$$\partial_\lambda(RU_\theta) + a \partial_Z(RU_\theta) + b \partial_R(RU_\theta) = 0 \quad (3.35)$$

avec  $a = 1/R \partial_R \psi$  and  $b = R/2 - 1/R \partial_Z \psi$ . L'équation (3.35) peut être résolue par la méthode des trajectoires montrant que  $RU_\theta$  est constante le long de lignes d'équations :

$$d\lambda = \frac{dZ}{a} = \frac{dR}{b} \quad (3.36)$$

La solution issue des contraintes sur l'énergie et la circulation est finalement une sorte de cascade dynamique et déterministe : les vortex à grande échelle deviennent des vortex à petite échelle dans un sens bien défini. On pourrait regarder cette propriété comme le comportement d'un soliton dans l'espace des nombres d'onde : l'énergie accumulée dans les grandes échelles se transfère aux petites échelles tout en maintenant la même distribution globale dans l'espace des nombres d'onde.

Nous sommes donc parvenus pour l'instant à identifier que le collapse requiert des oscillations dans une échelle de temps logarithmique et une dépendance spatiale qui est

loin d'être triviale. Dans le cas axisymétrique que l'on examine, les contraintes mathématiques et physiques imposent que l'éventuel collapse auto-semblable s'effectue vers une ligne et avec une longueur d'onde le long de l'axe qui décroît discrètement avec le temps transformé.

### 3.3 Régions lagrangiennes cohérentes

Si la question de l'existence et de la régularité des équations qui gouvernent le comportement d'un fluide reste sans réponse définitive jusqu'à aujourd'hui, il en va de même pour la définition de cohérence dans un fluide.

Les Méthodes Lagrangiennes Cohérentes (LCMs) présentent une variété de stratégies pour caractériser l'organisation d'un écoulement fluide, où le mot 'organisation' peut être interprété de manières bien diverses [Balasuriya et al., 2018]. Les méthodes détectent ainsi des régions cohérentes qui sont différentes entre elles. Cette diversité est bien un inconvénient lorsqu'on souhaite établir l'impact d'un déversement de pétrole dans l'océan, par exemple, ou l'évolution d'un nuage de cendres volcaniques : les régions lagrangiennes cohérentes sont sensées contenir des informations essentielles pour les processus de transport et de mélange dans un écoulement.

Parmi les écoulements analytiques qui sont canoniques pour les méthodes destinées à capturer la dynamique du transport dans un temps fini, nous trouvons le Double Gyre instationnaire [Shadden et al., 2005]. Un article récent passe en revue les résultats obtenus avec différentes LCMs lorsqu'elles sont appliqués à cet écoulement canonique : [Allshouse and Peacock, 2015]. Le modèle peut être considéré comme une simplification d'un patron qui est souvent rencontré dans les écoulements géophysiques : il fait référence à deux gyres océaniques entourés par terre. L'écoulement est décrit par la fonction de courant  $\psi$ , dans un domaine défini par  $\Omega = [0, 2] \times [0, 1]$  :

$$\psi(x_1, x_2, t) = A \sin(\pi f(x_1, t)) \sin(\pi x_2) \quad (3.37)$$

avec

$$\begin{aligned} f(x, t) &= a(t)x_1^2 + b(t)x_1 \\ a(t) &= \eta \sin(\omega t), b(t) = 1 - 2a(t) \end{aligned}$$

où  $A = 0.1$ ,  $\eta = 0.1$  et  $\omega = \pi/5$ . Si en termes eulériens (du champ de vitesse), il s'agit d'un écoulement simple avec un comportement périodique, en termes lagrangiens, les trajectoires ont un comportement complexe voire chaotique, ce qui a longtemps été présumé et récemment démontré [Priyankara et al., 2017]. Les particules ont des comportements distincts à l'intérieur du domaine : l'injection d'une ligne d'émission (l'expérience virtuelle correspondant à l'injection d'un colorant) révèle l'existence de plusieurs îles de particules sans aucune possibilité de mélange les unes avec les autres. Ces îles ne sont pas statiques : elles décrivent des trajets circulaires à l'intérieur de

chaque hémisphère, avec des déformations du contour des régions qui conservent pourtant l'aire de la surface occupée. Pour la visualisation de ces régions à partir de la ligne d'émission (qui n'est pas une ligne continue, d'ailleurs), il faut la laisser évoluer un temps suffisamment long (ce temps seuil est noté  $T_s$ ). Le coloriage délimite bien les régions de non mélange à condition que les îles ne passent pas, dans leur mouvement, par le point d'injection choisi. Ceci est illustré dans la Figure 3.3(a). Comme l'exemple ne comporte pas de diffusion, ces régions coïncident avec celles qui se dessinent avec l'advection de traceurs passifs. La Figure 3.4 montre comment l'aire de zones coloriées évolue à partir d'un instant de temps dans lequel la forme des *clusters* de particules devient identifiable. Les régions blanches atteignent une taille stable à  $T_s \approx 35 T_p$ .

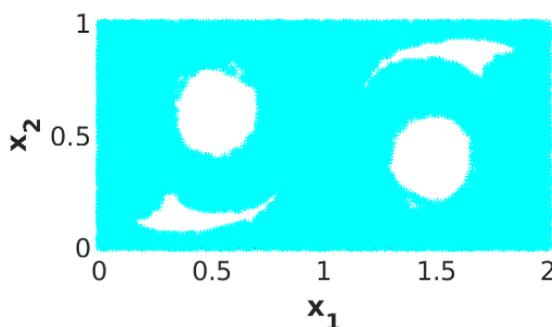


FIGURE 3.3 – Régions cohérentes dans le Double Gyre instationnaire visualisées avec la ligne d'émission à temps  $T = 35 T_p$  injectée à  $x_0 = (1, 0.5)$ .

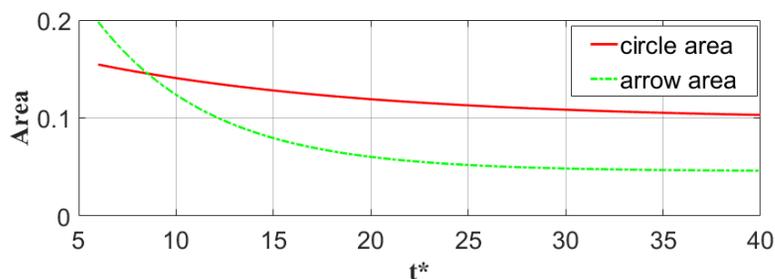


FIGURE 3.4 – Aire de régions sans colorier en fonction du temps  $t^* = \frac{t}{T_p}$ .

Considérons maintenant la question suivante. Si ce sont les comportements dynamiques différents qui influencent le transport : qu'en est-il de la dynamique de trajectoires à l'intérieur de chacune de ces régions ? Existe-t-il un comportement qualitatif propre à toutes les particules à l'intérieur de chaque île ? Et dans ce cas-là, en quoi diffère-t-il du comportement de particules à l'extérieur de ces îles ?

Des outils issus de la dynamique non linéaire ont été développés pour caractériser

la dynamique de séries temporelles à partir de leur structuration dans un espace de phases reconstruit par des techniques de plongement [Gilmore et al., 2008]. Ces techniques sont applicables à temps fini. L'équivalence (ou non) entre la dynamique sous-jacente deux séries temporelles peut être établie, à temps fini donc, en examinant les propriétés topologiques de la structure qui supporte les trajectoires dans chaque cas. Ce support a été appelé 'gabarit' (*template* en anglais).

Pour des plongements de dimension trois, ce support peut être identifié en utilisant la théorie des nœuds, une stratégie néanmoins contraignante, car si la dimension de l'espace de phases est supérieure à trois, les nœuds se dénouent. Cette difficulté est partagée par les LCMs topologiques proposées dans la littérature [Allshouse and Thiffeault, 2012]. Dans [Muldoon et al., 1993] et [Sciamarella and Mindlin, 1999b], une stratégie alternative est proposée pour surmonter cette contrainte. Elle consiste à approximer la structure topologique directement à partir du nuage de points plongés, sans chercher à retracer les trajectoires. Cette reconstruction directe se fait en couvrant le nuage de points avec un complexe de cellules. Le critère utilisé pour construire le complexe, groupe les points dans une cellule s'ils constituent, localement, une bonne approximation d'un ensemble euclidien  $k$ -dimensionnelle. Cette stratégie suit en fait la définition de cellule en topologie algébrique : une  $k$ -cellule est un ensemble qui peut être cartographié à travers une fonction continue et inversible à l'intérieur d'un  $k$ -disque. Le résultat est une collection de cellules sous la forme de polygones collés par les vertex, comme le montre la Figure 3.5.

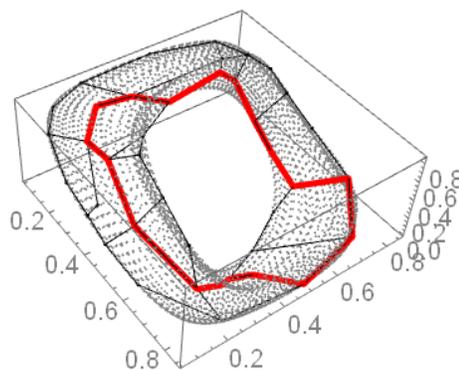


FIGURE 3.5 – Caractérisation d'un nuage de points avec un complexe de cellules suivant la procédure dans Sciamarella and Mindlin [2001]. Source : [Charó et al., 2018]

Le complexe cellulaire peut ensuite être caractérisé en termes de groupes d'homologie [Kinsey, 2012]. Les groupes d'homologie sont des ensembles échelonnés  $H_k$  avec  $k \in 0, 1, \dots, n$ . Chaque ensemble est constitué par des chaînes de  $k$ -cellules. Ces chaînes contiennent les informations concernant la connectivité des cellules à travers les trous d'ordre  $k$ , *i.e.* des  $k$ -cycles qui ne sont pas le bord d'une cellule de dimension  $k + 1$ . Les trous d'ordre 0 identifient les composants connexes, les trous d'ordre 1 indiquent

des séquences de segments autour d'un espace vide, et les trous d'ordre 2 indiquent la présence de cavités enfermées. Pour la bande localement bidimensionnelle en  $\mathbb{R}^3$  de la Figure 3.5, les 0-cellules sont juxtaposés à l'ensemble de 1-cellules (les bords de polygones). Comme la variété est d'une seule composante connexe, alors  $H_0 \sim \mathbb{Z}$ . La bande entoure un espace vide non fermé, et donc  $H_1 \sim \mathbb{Z}$ . Le trou d'ordre 1 qui génère  $H_1$  est un circuit qui fait un tour complet de la bande. Ce circuit est colorié en rouge dans l'image. A la différence d'un tore, ou d'une sphère, une bande n'enferme pas des cavités, et donc  $H_2 \sim \emptyset$ .

La manière dont on calcule  $H_k$  est illustrée avec les complexes de la Figure 3.6 : les 0-cellules sont  $(P, Q)$ , les 1-cellules sont  $(a, b, c)$ , et la seule 2-cellule de cet exemple est  $(\sigma)$ . Toutes les cellules avec  $k \geq 1$  sont orientées, de sorte que le bord de  $\sigma$  peut être obtenu par action de l'opérateur  $\partial$  :  $\partial(\sigma) = a - c - a + b = b - c$  pour le complexe de la Figure 3.6(a) et  $\partial(\sigma) = a - c + a + b = 2a + b - c$  pour le complexe de la Figure 3.6(b). Les flèches indiquent le sens du collage de points et des segments qui portent le même nom. Le sens du collage est déterminant car selon celui-ci on peut construire soit une bande standard (a) ou une bande de Möbius (b). Les homologies ne distinguent pas une bande d'une bande de Möbius : les deux variétés sont homologiquement équivalentes. Des définitions complémentaires aux définitions de la topologie algébrique ont été introduites dans [Sciamarella and Mindlin, 2001] dans le but de distinguer ces deux cas. Si le complexe est uniformément orienté, le calcul de chaînes d'orientabilité permet de repérer les torsions dans le gabarit, ce qui est spécialement pertinent dans ce contexte car les torsions sont liées aux mécanismes de pliage donnant lieu à un attracteur.

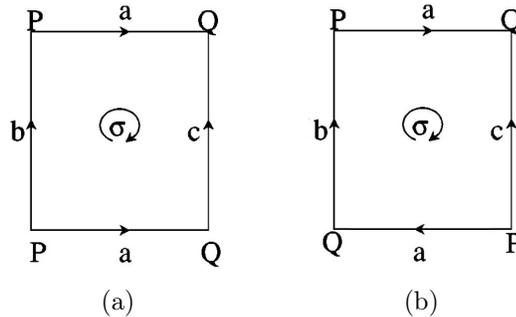


FIGURE 3.6 – Complexe orienté pour : (a) une bande sans torsions et (b) une bande de Möbius. Le nom de cellules (0-cellules :  $P, Q$ , 1-cellules :  $a, b, c$  et 2-cellules  $\sigma$ ) et le sens de flèches indiquent ce qu'il faut coller pour construire chacune de bandes.

Les développements dans Sciamarella and Mindlin [2001] ont ainsi permis de généraliser l'approche topologique à l'étude de séries temporelles courtes et bruitées<sup>2</sup> issues des observations ou des expériences, où la dimension du système dynamique

<sup>2</sup> Le bruit dans une série, qui est un problème pour les méthodes basées sur la construction des nœuds en retraçant les trajectoires, devient un atout pour ces algorithmes.

qui génère la série peut être supérieure à trois. La méthode étendue présente aussi la possibilité d'identifier la présence des torsions dans les branches de la variété. Ces outils ont été appliqués tout d'abord justement à l'analyse des séries temporelles de parole, où les sons voisés à l'intérieur d'un mot (comme /a/ dans le mot 'casa' en espagnol) constituent des séries courtes et bruitées [Sciamarella and Mindlin, 1999b].

Une méthodologie plus récente pour le calcul de groupes d'homologie à partir d'un nuage de points dans une dimension arbitraire a été proposée dans [Carlsson, 2009]. Avec cette approche, le résultat du calcul est exprimé à l'aide de codes-barres. Les codes-barres donnent un portrait du processus de construction du complexe. Les points ne sont pas groupés par leur propriétés euclidiennes. Ils sont directement reliés par des segments tracés à partir de règles d'union d'un point avec les voisins à une distance  $\epsilon$ . Les différentes règles reçoivent le nom de méthodes de filtrage. Toutes les méthodes de filtrage produisent de faux trous, mais ces faux trous ne persistent forcément pas lorsque  $\epsilon$  change. Les groupes d'homologie sont assimilables aux trous persistants. Une application de ces algorithmes à l'analyse de séries temporelles pour des systèmes chaotiques est fournie par Maletić et al. [2016].

Considérons maintenant ce qui résulte de l'application de ces techniques à l'analyse de séries temporelles générées par le Double Gyre instationnaire. La Figure 3.7 montre trois classes de trajectoires qui sont relevées en terme des propriétés dynamiques. La Figure 3.8 exhibe leur propriétés homologiques calculées avec les codes-barres.

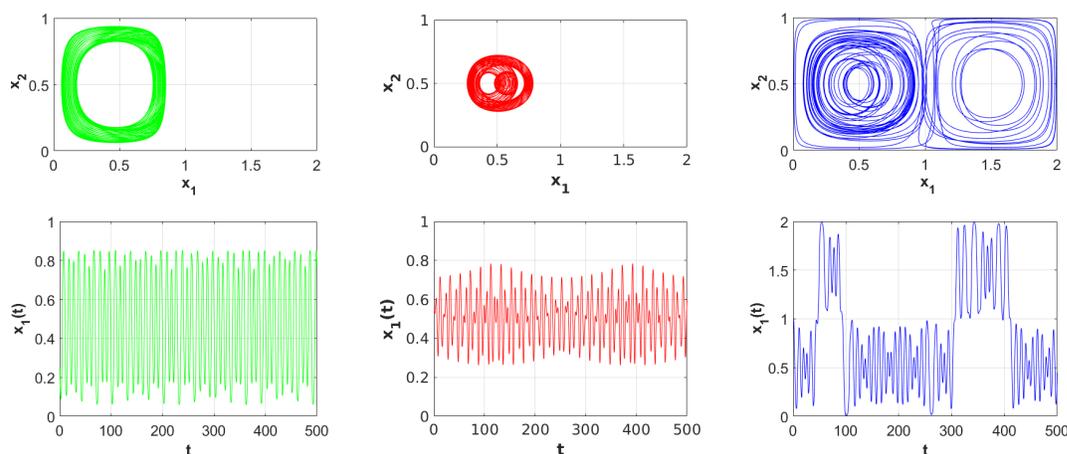


FIGURE 3.7 – Trajectoires et séries temporelles pour des particules à (1)  $x_{01} = (0.25, 0.125)$ , (2)  $x_{02} = (0.55, 0.5)$  et (3)  $x_{03} = (1, 0.5)$  lorsque  $t = 0$ .

Observons où sont localisées les particules présentant ces propriétés et comment évolue leur localisation au fur et à mesure que le temps passe. Les images qui montrent ces résultats sont dans la Figure 3.9. La géographie lagrangienne du Double Gyre instationnaire est en accord avec la cartographie homologique de trajectoires parsemées

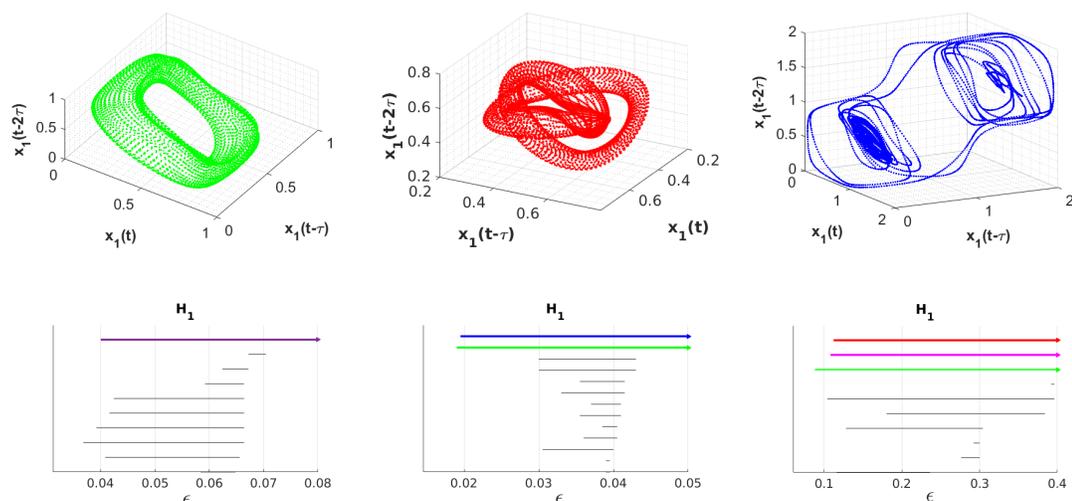


FIGURE 3.8 – Diagnostic homologique avec des codes-barres. Nuage de points pour les plongements à retards de séries de la Figure 3.7. Les délais sont (1)  $\tau = 0.3 T_p$ , (2)  $\tau = 0.6 T_p$ , (3)  $\tau = 0.4 T_p$ . Les paramètres de filtrage sont : (1)  $\epsilon_{max} = 0.08$ , (2)  $\epsilon_{max} = 0.05$ , (3)  $\epsilon_{max} = 0.4$ .

dans le domaine. L'analyse homologique permet en plus de conclure au sujet de la nature de la dynamique à l'intérieur de chaque région, qui est à son tour déterminée par les mécanismes d'étirement et contraction dans l'espace de phases.

Quel est le potentiel de ce genre d'analyse en termes d'identification de régions cohérentes? L'analyse de trajectoires par les techniques topologiques permet une extraction des propriétés dynamiques à partir de données acquises sous la forme de trajectoires isolées - comme les bouées océanographiques ou les ballons atmosphériques. Grâce aux groupes d'homologie, chaque trajectoire peut être répertoriée en fonction de traits quasi-invariants gouvernant sa dynamique à temps fini.

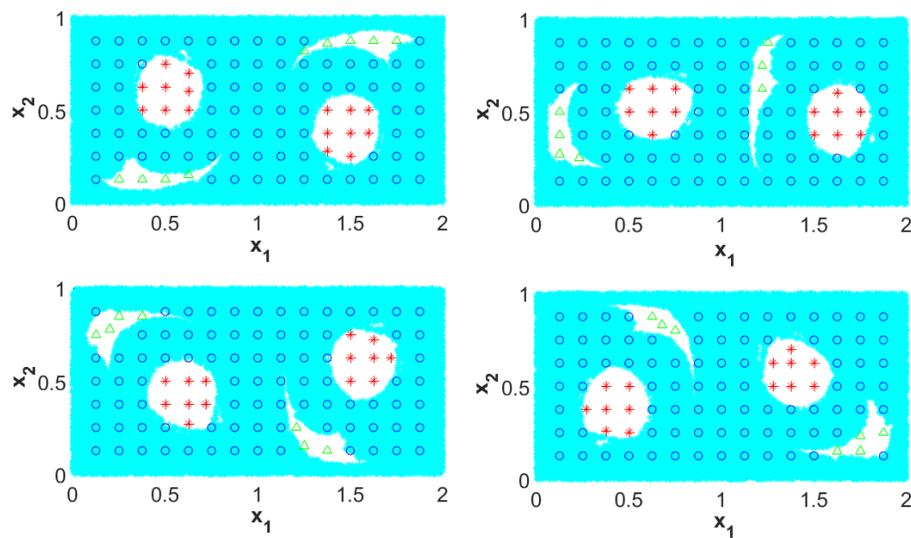


FIGURE 3.9 – Instantanées à  $T = 39 T_p$ ,  $T = 39.2 T_p$ ,  $T = 39.4 T_p$  et  $T = 39.6 T_p$  montrant la juxtaposition de la ligne d'émission et la localisation de particules considérées dans l'analyse homologique : les particules marquées avec  $\Delta * \bigcirc$  sont caractérisés par les code-barres (1-2-3) respectivement.

# Conclusions et perspectives

Ce mémoire passe en revue les travaux scientifiques réalisés dans le cadre de plusieurs projets. Tous concernent la dynamique des fluides comme principal domaine de recherche, et la production vocale comme principale application.

Parmi les études acoustiques, nous pouvons souligner la reproduction de mécanismes laryngés par modèle physique, l'étude de la sensibilité de paramètres acoustiques aux paramètres de contrôle de la source, et la reproduction de fréquences hétérodynes dans le chant des oiseaux.

Les travaux expérimentaux sont aussi à mettre en valeur, par les solutions originales qui ont été implémentées, et qui ont permis la compréhension d'une série de phénomènes présents dans l'écoulement laryngé, précédemment ignorés ou inconnus. La dynamique du point de séparation, la bifurcation du jet à la sortie de la glotte, le rôle de tourbillons annulaires dans ce processus, l'effet carrousel dans le ventricule laryngé, en sont des exemples. Les études numériques, utilisées en parallèle, ont permis de compléter l'étude des processus physiques de chacun de ces phénomènes.

Les développements théoriques qui ont accompagné ces recherches ont également leur importance. Le travail sur les équations d'Euler à trois dimensions d'espace ont bénéficié cette année d'un nouveau coup de projecteur en raison de travaux récents sur les fluctuations de vitesse au cours d'écoulements très turbulents en soufflerie. Enfin, nous devons faire référence aux perspectives qui s'ouvrent par l'application réussie de concepts de la topologie du chaos à l'identification de régions lagrangiennes cohérentes.

Ce parcours théorique, numérique et expérimental a permis d'aborder des sujets qui sont communs à d'autres domaines d'application, comme les dipôles de vorticité, qui sont typiquement rencontrés dans les écoulements stratifiés, tel que l'océan et l'atmosphère. La turbulence, le mélange, le transport, l'advection chaotique, et le concept de cohérence dans un écoulement fluide, sont également centraux dans les applications concernant l'analyse de phénomènes rencontrés dans la nature, et dans l'interaction de l'homme avec la nature. Le chaos topologique, appliqué initialement à l'analyse de séries temporelles de parole, se révèle spécialement pertinent pour certaines applications géophysiques. La dynamique des fluides environnementale est un

terrain naturel et fertile pour l'application de cette approche. Le cadre méthodologique permet de proposer une approximation innovante et originelle pour faire face aux grands défis confrontés, et les réponses qu'on peut espérer d'apporter relèvent des axes considérés prioritaires par le CNRS dans le cadre des accords de coopération avec l'Amérique du Sud. C'est avec ces motivations que j'ai rejoint l'Institut Franco-Argentin pour l'Étude du Climat et ses Impacts.

Les projets en cours ciblent l'extraction de modèles à partir d'observations là où les simulations numériques de haute résolution ne peuvent pas être implémentées ; la validation de modèles par comparaison de propriétés topologiques des observations et des solutions ; l'extraction de gabarits à temps fini pour rendre compte de différences entre des données *in situ* et des données satellite ; l'émulation ou l'inter-comparaison de modèles, avec des perspectives intéressantes en détection et attribution.

# Bibliographie

- Y. D. Afanasyev. Formation of vortex dipoles. *Phys. Fluids*, 18 :037103, 2006.
- Y. D. Afanasyev and V. N. Korabel. Starting vortex dipoles in a viscous fluid : Asymptotic theory, numerical simulations, and laboratory experiments. *Physics of Fluids*, 16 (11) :3850–3858, 2004.
- A. Agrawal and G. Verma. Similarity analysis of planar and axisymmetric turbulent synthetic jets. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 51 :6194–6198, 2011.
- F. Alipour and R. Scherer. Flow separation in a computational oscillating vocal fold model. *J. Acoust. Soc. Am.*, 116 :1710, 2004.
- J. Allen, T. Gehrke, J.O. Sullivan, S.T. King, and A. Murray. Characterization of the korotkoff sounds using joint time–frequency analysis. *Physiol. Meas.*, 25 :107–117, 2004.
- M. R. Allshouse and T. Peacock. Lagrangian based methods for coherent structure detection. *Chaos : An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science*, 25(9) : 097617, 2015.
- M. R. Allshouse and J. L. Thiffeault. Detecting coherent structures using braids. *Physica D : Nonlinear Phenomena*, 241(2) :95–105, 2012.
- D. Alviso, D. Sciamarella, Y. Fraigneau, and G. Artana. Peak pressures at the throttled flow of oscillating valves. II INTERNATIONAL SCIENTIFIC CONVENTION II ICC UCLV 2019, 2019.
- P. Audier, D. Sciamarella, and G. Artana. Pre-switching bifurcation of a slender jet. *Physics of Fluids*, 28(1) :017103, 2016.
- L. Bailly. *Interaction entre cordes vocales and betes ventriculaires en phonation : exploration in-vivo, modélisation physique, validation in-vitro*. PhD thesis, GIPSA-ICP, Grenoble, 2009.
- 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. *J. Acoust. Soc. Am.*, 124 (5) :3296–3308, 2008.

- S. Balasuriya, N. T. Ouellette, and I. I. Rypina. Generalized lagrangian coherent structures. *Physica D : Nonlinear Phenomena*, 2018.
- G. I. Barenblatt and Ya B. Zel'Dovich. Self-similar solutions as intermediate asymptotics. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 4(1) :285–312, 1972.
- J. T. Beale, T. Kato, and A. Majda. Remarks on the breakdown of smooth solutions for the 3-d euler equations. *Communications in Mathematical Physics*, 94(1) : 61–66, 1984.
- M. Le Berre, C. Josserand, T. Lehner, and Y. Pomeau. Observation de la cascade de kolmogorov. *Comptes-Rendus de la 20 e Rencontre du Non-Linéaire Paris 2017*, page 43, 2018.
- P. Brancher, J. M. Chomaz, and P. Huerre. Direct numerical simulations of round jets : vortex induction and side jets. *Physics of fluids*, 6(5) :1768–1774, 1994.
- L. Caffarelli, R. Kohn, and L. Nirenberg. First order interpolation inequalities with weights. *Compositio Mathematica*, 53(3) :259–275, 1984.
- Gunnar Carlsson. Topology and data. *Bulletin of the American Mathematical Society*, 46(2) :255–308, 2009.
- M. Castellengo and B. Roubeau. La notion de registre vocal. *Bulletin du GAM (Paris)*, 1991.
- D. Chae. Nonexistence of self-similar singularities for the 3d incompressible euler equations. *Communications in Mathematical Physics*, 273(1) :203–215, 2007.
- A. Chaigne and J. Kergomard. *Acoustics of musical instruments*. Springer, 2016.
- G. Charó, G. Artana, and D. Sciamarella. Identifying lagrangian coherent sets using topological time-series analysis. *To be submitted*, 2018.
- N. E. Chisari, G. Artana, and D. Sciamarella. Vortex dipolar structures in a rigid model of the larynx at flow onset. *Experiments in Fluids*, 50 :397–406, 2011.
- B. Chuberre. Les registres et passages dans la voix chantée. *Mémoire de phoniatrie. Université de Nantes*, 2000.
- D. Chungcharoen. Genesis of korotkoff sounds. *Amer. J. Physiol.*, 207 :190–194, 1964.
- K. H. J. Dang. Construction and control of a physiological articulatory model. *J. Acoust. Soc. Amer.*, 115(2) :853–870, 2004.
- M. Deverge, X. Pelorson, C. Vilain, P. Y. Lagrée, F. Chentouf, J. Willems, and A. Hirschberg. Influence of collision on the flow through in-vitro rigid models of the vocal folds. *J. Acoust. Soc. Am.*, 114 (6) :3354–3362, 2003.

- W. D'Netto and D. S. Weaver. Divergence and limit cycle oscillations in valves operating at small openings. *Journal of Fluids and Structures*, 1(1) :3–18, 1987. doi : 10.1016/S0889-9746(87)90146-0. cited By 11.
- P. Dorr. *Stereoscopic PIV Experiments On Confined Rectangular jets*. PhD thesis, Institute of Aerodynamics and Gasdynamics, University of Stuttgart, Germany, 2012.
- B. Doval, C. D'Alessandro, and N. Henrich. Spectral correlates of glottal waveform models : an analytic study. *Acta Acustica united with Acustica*, 92 (6) :1026–1046, 2006.
- J. R. Edwald. Die physiologie des kehlkopfes und der luftrohre stimmbildung. *Handbuch der Laryngologie und Rhinologie*, Holder, Vienna, 1, 1898.
- B. D. Erath, M. Zarnatu, C. Kelley, C. Stewart, M. W. Plesniak, D. E. Sommerfeld, and S. D. Peterson. A review of lumped-element models of voiced speech. *Speech Communication*, 55 :667–690, 2013.
- G. Fant, J. Liljencrants, and Q. Lin. A four parameter model of the glottal flow. *STL-QPSR*, 85 (2) :1–13, 1985.
- C. L. Fefferman. Existence and smoothness of the navier-stokes equation. *The millennium prize problems*, 57 :67, 2006.
- J. L. Flanagan. *Speech analysis, synthesis and perception*. Berlin, New York, Springer-Verlag, 1972. ISBN 0387055614.
- W. K. George. *The self-preservation of turbulent vortices and its relation to initial conditions and coherent structures*, pages 39–73. Advances in Turbulence, Hemisphere, NY, 1989.
- J. Gilbert, S. Ponthus, and J. F. Petiot. Artificial buzzing lips and brass instruments : Experimental results. *J. Acoust. Soc. Am.*, 104 :1627–1632, 1998.
- R. Gilmore, C. Letellier, and M. Lefranc. Chaos topology. *Scholarpedia*, 3(7) :4592, 2008. doi : 10.4249/scholarpedia.4592. revision #168595.
- F. Goller and R. A. Suthers. Implications for lateralization of bird song from unilateral gating of bilateral motor patterns. *Nature*, 373 :63–66, 1995.
- E. J. Gutmark and F. F. Grinstein. Flow control with noncircular jets. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 31 :239–272, 1999.
- G. Haller. Lagrangian coherent structures. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 47 :137–162, 2015.

- N. Henrich. *Etude de la source glottique en voix parlée and chantée : modélisation and estimation, mesures acoustiques and électroglottographiques, perception*. PhD thesis, Université Pierre and Marie Curie - Paris VI, 2001. URL <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00123133>.
- V. Hermawan, A. M. Al-Jumaily, and M. Fatemi. Three non-destructive methods of the modulus of elasticity of the trachea. In *ASME, International Mechanical Engineering Congress and Exposition, Bioengineering Division IMECE2004-59091*, 2004.
- H. Herzog, D. Berry D, I. R. Titze, and M. Saleh. Analysis of vocal disorders with methods from nonlinear dynamics. *Journal of Speech and Hearing Research*, 37 : 1008–1019, 1994.
- G. C. J. Hofmans. *Vortex sound in confined flows*, page 233. Eindhoven University, Eindhoven, 1998.
- G. C. J. Hofmans, G. Groot, M. Ranucci, G. Graziani, and A. Hirschberg. Unsteady flow through in-vitro models of the glottis. *J. Acoust. Soc. Am.*, 113 (3) :1658–1675, 2003.
- E. B. Holmberg, R. E. Hillman, and J. S. Perkell. Glottal airflow and transglottal air pressure measurements for male and female speakers in soft, normal, and loud voice. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 84(2) :511–529, 1988.
- K. Honda. Evolution of vowel production studies and observation techniques. *Acoust. Sci. & Tech.*, 23 (4) :189–193, 2002.
- R. Husson. *Physiologie de la Phonation*. Masson, 1962.
- K. Ishizaka and J. L. Flanagan. Synthesis of voiced sounds from a two-mass model of the vocal cords. *Bell. Syst. Tech. J.*, 51 :1233–1268, 1972a.
- K. Ishizaka and J. L. Flanagan. Synthesis of voiced sounds from a two-mass model of the vocal cords. *Speech Commun. Res. Lab.*, Monograph 8 :Santa Barbara, CA, 1972b.
- K. Ishizaka, M. Matsudaira, and T. Kaneko. Input acoustic-impedance measurement of the subglottal system. *J. Acoust. Soc. Amer.*, 60(1) :190–197, 1976.
- L. C. Kinsey. *Topology of surfaces*. Springer Science & Business Media, 2012.
- F. Krebs. *Stereoscopic PIV Experiments of Larynx-like Pulsating Jets*. PhD thesis, Institute of Aerodynamics and Gasdynamics, University of Stuttgart, Germany, 2010.
- F. Krebs, F. Silva, D. Sciamarella, and G. Artana. A three-dimensional study of the glottal jet. *Experiments in Fluids*, 52 :1133–1147, 2012.

- G. Krishnan and K. Mohseni. An experimental and analytical investigation of rectangular synthetic jets. *Journal of Fluids Engineering*, 131 :121101–1–11, 2009.
- R. Laje and G. B. Mindlin. Diversity within a birdsong. *Physical review letters*, 89 : 28, 2002.
- R. Laje, T. Gardner, and G. B. Mindlin. Continuous model for vocal fold oscillations to study the effect of feedback. *Physical Review E*, 64 :056201, 2001.
- R. Laje, D. Sciamarella, J. Zanella, and G. B. Mindlin. Bilateral source acoustic interaction in a syrinx model of an oscine bird. *Physical Review E*, 72 :036218, 2008.
- J. Leray. Sur le mouvement d’un liquide visqueux emplissant l’espace. *Acta mathematica*, 63(1) :193–248, 1934.
- T. Leweke and C. H. K. Williamson. Experiments on long-wavelength instability and reconnection of a vortex pair. *Phys. Fluids*, 23 :024101, 2011.
- L. Lichtenstein. Über einige existenzprobleme der hydrodynamik homogener, unzusammendrückbarer, reibungsloser flüssigkeiten und die helmholtzschen wirbelsätze. *Mathematische Zeitschrift*, 23(1) :89–154, 1925.
- N. J. C. Lous, G. C. J. Hofmans, R. N. J. Veldhuis, and A. Hirschberg. A symmetrical two-mass vocal-fold model coupled to vocal tract and trachea, with application to prosthesis design. *Acta Acustica united with Acustica*, 84 (6) :1135–1150, 1998.
- J. C. Lucero. Bifurcations and limit cycles in a model for a vocal-fold oscillator. *Comm. Math. Sci.*, 3 :517–529, 2005.
- S. Maletić, Y. Zhao, and M. Rajković. Persistent topological features of dynamical systems. *Chaos : An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science*, 26(5) :053105, 2016.
- T. L. Miller, A. R. Altman, T. Tsuda, and T. H. Shaffer. An ultrasound imaging method for in vivo tracheal bulk and young’s moduli of elasticity. *J. Biomech.*, 40 :1615–1621, 2007.
- R. Mittal, B. D. Erath, and M. W. Plesniak. Fluid dynamics of human phonation and speech. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 45 :437–467, 2013.
- L. Mongeau, N. Franchek, C. H. Coker, and R. A. Kubli. Characteristics of a pulsating jet through a small modulated orifice, with application to voice production. *J. Acoust. Soc. Am.*, 102 (2) :1121–1133, 1997.
- M. R. Muldoon, R. S. MacKay, J. P. Huke, and D. S. Broomhead. Topology from time series. *Physica D : Nonlinear Phenomena*, 65(1-2) :1–16, 1993.
- P. Orlandi. Vortex dipole rebound from a wall. *Phys. Fluids A*, 2 (8) :1429–1436, 1990.

- J. A. Paton and F. Nottebohm. Neurons generated in the adult brain are recruited into functional circuits. *Science*, 225 :4666, 1984.
- Y. Pomeau. Remarques sur l'instabilité d'un vortex axial. *Comptes rendus de l'Académie des sciences. Série II, Mécanique, physique, chimie, astronomie*, 318(7) : 865–870, 1994.
- Y. Pomeau. Singularité dans l'évolution du fluide parfait. *Comptes rendus de l'Académie des sciences. Série II, Mécanique, physique, chimie, astronomie*, 321(10) : 407–411, 1995.
- Y. Pomeau. Vortex dynamics in perfect fluids. *Journal of plasma physics*, 56(3) : 407–418, 1996.
- Y. Pomeau and D. Sciamarella. An unfinished tale of nonlinear pdes : Do solutions of 3d incompressible euler equations blow-up in finite time ? *Physica D : Nonlinear Phenomena*, 205(1-4) :215–221, 2005.
- Y. Pomeau, M. Le Berre, and T. Lehner. A case of strong non linearity : intermittency in highly turbulent flows. *arXiv preprint arXiv :1806.04893*, 2018.
- K. G. D. Sulalitha Priyankara, S. Balasuriya, and E. Bollt. Quantifying the role of folding in nonautonomous flows : the unsteady double-gyre. *International Journal of Bifurcation and Chaos*, 27(10) :1750156, 2017.
- V. Scheffer. Partial regularity of solutions to the navier-stokes equations. *Pacific Journal of Mathematics*, 66(2) :535–552, 1976.
- D. Sciamarella and G. Artana. A water hammer analysis of pressure and flow in the voice production system. *Speech Communication*, 51 :344–351, 2009.
- D. Sciamarella and G. Artana. Relaxation to one-dimensional postglottal flow in a vocal fold model. *Speech Communication*, 66 :176–181, 2015.
- D. Sciamarella and C. D'Alessandro. On the acoustic sensitivity of a symmetrical two-mass model of the vocal folds to the variation of control parameters. In *ICSLP2002 - INTERSPEECH 2002*, Denver, Colorado, USA, 2002. URL [https://isca-speech.org/archive/icslp\\_2002/i02\\_2313.html](https://isca-speech.org/archive/icslp_2002/i02_2313.html).
- D. Sciamarella and C. D'Alessandro. Reproducing laryngeal mechanisms with a two-mass model. In *Proc. of the 8th European Conference on Speech Communication and Technology, Eurospeech 2003*, pages 2385–2388, 2003.
- D. Sciamarella and C. D'Alessandro. On the acoustic sensitivity of a symmetrical two-mass model of the vocal folds to the variation of control parameters. *Acta Acustica*, 90 :746–761, 2004.
- D. Sciamarella and C. D'Alessandro. Stylization of glottal-flow spectra produced by a mechanical vocal-fold model. In *Proc. of the 9th European Conference on Speech Communication and Technology, Interspeech 2005*, page 2149, 2005.

- D. Sciamarella and P. Le Quéré. Solving for unsteady airflow in a glottal model with immersed moving boundaries. *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, 27(1) : 42–53, 2008.
- D. Sciamarella and G. B. Mindlin. Topological structure of chaotic flows from human speech data. *Physical Review Letters*, 82 (7) :1450–1453, 1999a.
- D. Sciamarella and G. B. Mindlin. Topological structure of chaotic flows from human speech data. *Physical review letters*, 82(7) :1450, 1999b.
- D. Sciamarella and G. B. Mindlin. Unveiling the topological structure of chaotic flows from data. *Physical review E*, 64(3) :036209, 2001.
- D. Sciamarella, R. Laje, and G. B. Mindlin. Etude préliminaire de la production bilatérale du chant des oiseaux par modèle physique. *Notes and Documents LIMSI*, 2005-06 :1–9, 2005.
- D. Sciamarella, F. Silva, and G. Artana. Similarity analysis of a glottal-like jet. *Experiments in Fluids*, 53 (3) :765–776, 2012.
- S. C. Shadden, F. Lekien, and J. E. Marsden. Definition and properties of lagrangian coherent structures from finite-time lyapunov exponents in two-dimensional aperiodic flows. *Physica D : Nonlinear Phenomena*, 212(3-4) :271–304, 2005.
- F. Silva, D. Sciamarella, and G. Artana. Un système dynamique en travers de la gorge : prise en compte de la cavité laryngée dans la production de sons voisés. In *13ème Congrès Français d’Acoustique*, 2016.
- J. H. Spurk. *Fluid Mechanics*, chapter Chapter 9 : Stream Filament Theory, pages 261–276. Berlin Heidelberg, 1997.
- K. R. Sreenivasan and C. Meneveau. Singularities of the equations of fluid motion. *Physical Review A*, 38(12) :6287, 1988.
- J. Sundberg. Articulatory interpretation of the “singing formant”. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 55(4) :838–844, 1974.
- A. S. Tijsseling. Fluid–structure interaction in liquid-filled pipe systems : a review. *J. Fluids Struct.*, 10 :109–146, 1996.
- M. Triep and Ch. Brucker. Three-dimensional nature of the glottal jet. *J. Acoust. Soc. Am.*, 127 (3) :1537–1547, 2010.
- F. Tuerke. *Flow in a channel with two facing cavities*. PhD thesis, Université Paris-Saclay, 2017a.
- F. Tuerke. *Interaction entre deux cavités opposées dans un canal hydrodynamique*. PhD thesis, Université Paris Saclay, 2017b. URL <http://www.theses.fr/2017SACLS078/document>. Thèse de doctorat Mécanique des fluides Universidad de Buenos Aires. Facultad de Ingeniería 2017, 2017SACLS078.

- F. Tuerke, D. Sciamarella, L. R. Pastur, F. Lusseyran, and G. Artana. Frequency-selection mechanism in incompressible open-cavity flows via reflected instability waves. *Physical Review E*, 91(1) :013005, 2015.
- F. Tuerke, L. R. Pastur, Y. Fraigneau, D. Sciamarella, F. Lusseyran, and G. Artana. Nonlinear dynamics and hydrodynamic feedback in two-dimensional double cavity flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 813 :1–22, 2017a.
- F. Tuerke, L. R. Pastur, D. Sciamarella, F. Lusseyran, and G. Artana. Experimental study of double-cavity flow. *Experiments in Fluids*, 58(7) :76, 2017b.
- C. E. Vilain. *Contribution à la synthèse de parole par modèle physique. Application à l'étude des voix pathologiques*. PhD thesis, INP Grenoble, France, 2002.
- E. Villermaux and E. J. Hopfinger. Self-sustained oscillations of a confined jet : a case study for the non-linear delayed saturation model. *Physica D : Nonlinear Phenomena*, 72(3) :230–243, 1994.
- S. Zheng. *Simulation numérique de la dynamique de vortex annulaires allongés*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, 2017.