

*Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse*

Numéro d'ordre : 894

# THESE

Présentée en vue de l'obtention de grade de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE TOULOUSE**  
**et de**  
**L'UNIVERSITE DE TLEMCCEN**

**Spécialité de Génie Mécanique**

**Par**

**RACHID KHELFAOUI**

---

**MICROMELANGEURS :**  
**ETUDE EXPERIMENTALE ET NUMERIQUE**  
**DE SOLUTIONS TECHNIQUES ADAPTEES**  
**AUX MICROSYSTEMES**

---

**Soutenue le 3 Décembre 2007**

**JURY**

Mr Boumediène BENYOUCEF	Professeur d'université - URMER	Co-Directeur de thèse
Mr Nasr-Edinne HABANE SARI	Professeur d'université de Tlemccen	Rapporteur - Président
Mr Stéphane COLIN	Professeur d'université - INSAT	Directeur de thèse
Mr Sedat TARДУ	Maître de Conférences, INPG	Rapporteur

Thèse préparée au sein du Laboratoire de Génie Mécanique de Toulouse (LGMT)  
Ecole doctorale MEGeP



*A ma famille et à tous ceux qui m'ont soutenu*



# Remerciements

*Je témoigne ma profonde gratitude à mes deux directeurs de thèse, Messieurs les Professeurs Stéphane Colin et Boumédiène Benyoucef, qui m'ont soutenu et suivi tout au long de ma thèse ; je tiens aussi à remercier Stéphane Colin pour l'amitié et la confiance qu'il m'a accordées.*

*Mes remerciements s'adressent en particulier à :*

- *Messieurs Robert Caen et Lucien Baldas, pour leur confiance et leur apport scientifique continu, qui ont contribué au bon déroulement de mes travaux de recherche. Je remercie également le talentueux Stéphane Orioux pour sa contribution et son aide précieuse. Et je n'oublie pas Sandrine Geoffroy et la finesse de ses idées.*
- *Messieurs les Professeurs Jean Guillot et Marc Sartor qui étaient mes premiers contacts et qui ont contribué à mon orientation.*

*Mes sincères amitiés s'adressent à Jeerasak Pitakarnnop, Vincenzo Guerriero, Ahmad Batikh et Gustave NFonguem. Je les remercie pour leur soutien moral.*

*Je remercie également le staff informatique, surtout Eric Boyer et Pierre-Jean Mauchauffée, pour leur aide précieuse. Je n'oublie pas Annie, Nathalie et Martine que je remercie particulièrement pour leur sympathie et leur aide administrative. Je tiens à remercier l'équipe administrative du Département de Physique de Tlemcen, et spécialement Madame Chahra, pour sa compréhension et son aide.*

*J'exprime ma gratitude au couple Adrien et Christine Barrot, en les remerciant infiniment pour tout ce qu'ils ont fait pour rendre le séjour toulousain agréable à ma petite famille.*

*Merci à ceux que j'ai oubliés...*



# Avant-propos

La microfluidique est un domaine de recherche en pleine expansion depuis une dizaine d'années, dont la vitalité est nourrie par la diversité de ses applications. Elle pouvait se définir initialement comme l'étude des écoulements de fluides dans des canaux, capillaires ou milieux poreux, dont la dimension la plus faible est de l'ordre de quelques micromètres. Cette définition n'est aujourd'hui plus suffisante pour couvrir l'ensemble des activités de recherches désignées par le terme "microfluidique",

La microfluidique est un axe de recherche reconnu notamment pour les potentiels énormes de cette discipline dans les domaines biotechnologiques et médicaux. Aujourd'hui, les nouvelles technologies permettent en effet de fabriquer des systèmes électromécaniques de taille micro et nanométriques, jusqu'à des niveaux de complexité importants, et pourvus de toutes sortes de fonctionnalités. Ces nouvelles possibilités ont été utilisées de manière spectaculaire pour de nombreuses applications, telles que les puces à ADN, ou les laboratoires sur puces (lab-on-chip). Dans tous ces systèmes se pose le problème de la maîtrise des écoulements dans des dispositifs dont les dimensions ou les motifs internes varient de quelques centaines de nanomètres à quelques dizaines de micromètres. Certaines fonctions élémentaires, bien maîtrisées à une échelle plus grande, posent en fait de véritables problèmes à des échelles micrométriques. C'est notamment le cas pour le mélange de deux fluides, la qualité de ce mélange étant généralement fortement conditionnée par le caractère turbulent des écoulements. Dans les microsystemes, les écoulements sont fortement laminaires, ce qui diminue de façon importante les performances du mélange, qui s'effectue essentiellement selon des mécanismes diffusifs ou chaotiques. Il est alors nécessaire d'imaginer des techniques nouvelles pour limiter ces baisses de performance.

La structure du manuscrit est la suivante. Le premier chapitre présente les principaux systèmes microfluidiques, leurs applications et le développement de cette discipline qui intéresse de plus en plus le milieu scientifique. Une étude bibliographique critique donne une idée de l'état de l'art actuel en microfluidique.

Le deuxième chapitre est consacré à une analyse de la bibliographie relative au micromélange et à ses applications. Toute tentative pour améliorer ou envisager d'autres

procédés de micromélange se heurte essentiellement à l'effet d'échelle et à l'absence des effets de la turbulence. Des solutions originales variées permettent d'envisager d'autres voies pour la conception de micromélangeurs d'efficacité satisfaisante.

Le troisième chapitre présente l'analyse numérique d'un micromélangeur à vortex. Une microdiode fluidique de type vortex, après modification, offre une solution simple pour effectuer le micromélange de deux fluides. Plusieurs configurations proposées sont analysées dans cette partie par simulation numérique, et les performances obtenues, intéressantes sont comparées aux performances de référence d'un micromélangeur classique en Té.

Le quatrième chapitre expose une structure originale de microsysteme fluidique pouvant être utilisé pour effectuer du micromélange. Il s'agit d'un micro-oscillateur dont le dessin est basé sur celui d'un amplificateur fluidique monostable. Il se distingue d'autres oscillateurs présentés dans la littérature, mais utilisant à la base un amplificateur fluidique bistable. On s'attache surtout dans ce chapitre à bien comprendre les mécanismes de fonctionnement de l'oscillateur et à prédire correctement ses fréquences d'oscillation. L'étude comporte un volet expérimental et un volet numérique.

Pour terminer, on dégage en conclusion les perspectives et développements futurs de notre travail, dans le contexte en constante évolution de la microfluidique et de ses applications.



# Table des matières

## Chapitre 1

### LES MICROSYSTEMES A FLUIDE

1.1. Les origines de la microfluidique.....	2
1.2. Les systèmes microfluidiques .....	3
1.2.1. Les microsystèmes .....	3
1.2.2. Miniaturisation et conséquences .....	3
1.2.3. Aperçu des technologies de microfabrication.....	4
1.2.4. Les techniques de conception .....	7
1.3. Les méthodes d'expérimentation .....	10
1.3.1. Mesures de pression.....	10
1.3.2. Mesures de température .....	11
1.3.3. Mesures de débits.....	12
1.3.4. Mesures de vitesse .....	15
1.3.5. Visualisation de micro-écoulements .....	16
4. Conclusion.....	16
5. Références bibliographiques .....	17

## Chapitre 2

### LES MELANGEURS MICROFLUIDIQUES

2.1. Introduction : difficultés du micromélange.....	20
2.2. Processus de diffusion .....	21
2.2.1. Loi de Fick .....	22
2.2.2. Coefficient de diffusion .....	22
2.3. Principaux microsystèmes pour le mélange .....	24
2.3.1. Micromélangeurs passifs .....	25
2.3.2. Micromélangeur actifs .....	43
2.4. Analyse de la qualité d'un mélange .....	50
2.4.1. Méthodes expérimentales.....	50
2.4.2. Quantification du mélange.....	53
2.5. Références bibliographiques .....	55

## **Chapitre 3**

### **ANALYSE NUMERIQUE D'UN MICROMELANGEUR DE TYPE VORTEX**

3.1. Introduction .....	64
3.2. Micromélangeur de type vortex .....	64
3.3. Etude numérique d'un mini-mélangeur de type vortex.....	65
3.3.1. Hypothèses de simulation .....	66
3.3.2. Caractéristiques des mélangeurs étudiés.....	66
3.3.3. Pertes de charge .....	68
3.3.4. Estimation du mélange du mini-mélangeur, modèle 2 .....	70
3.4. Simulation numérique du micromélangeur vortex.....	71
3.4.1. Estimation de l'efficacité du mélange.....	73
3.4.2. Résultats des simulations .....	73
3.4.3. Comparaison des performances avec un micromélangeur de référence en T.....	77
3.5. Conclusion et perspectives .....	79
3.6. Références bibliographiques .....	80

## **Chapitre 4**

### **SIMULATION DE MELANGEURS FLUIDIQUES AUTOPULSEES**

4.1. Introduction .....	82
4.2. Amplificateurs et oscillateurs microfluidiques .....	83
4.3. Oscillateur microfluidique bistable et micromélange .....	86
4.4. Oscillateur microfluidique monostable .....	97
4.4.1. Présentation de l'oscillateur .....	97
4.4.2. Etude expérimentale.....	98
4.4.3. Simulation hybride.....	106
4.4.4. Simulation CFD .....	109
4.4.5. Conclusion .....	113
4.5. Références Bibliographiques.....	113

<b>CONCLUSION</b>	<b>115</b>
-------------------	------------

<b>ANNEXE</b>	<b>117</b>
---------------	------------



# Chapitre 1

## LES MICROSYSTEMES A FLUIDE

1.1. Les origines de la microfluidique.....	2
1.2. Les systèmes microfluidiques .....	3
1.2.1. Les microsystemes .....	3
1.2.2. Miniaturisation et conséquences .....	3
1.2.3. Aperçu des technologies de microfabrication.....	4
1.2.4. Les techniques de conception .....	7
1.3. Les méthodes d'expérimentation .....	10
1.3.1. Mesures de pression.....	10
1.3.2. Mesures de température .....	11
1.3.3. Mesures de débits.....	12
1.3.4. Mesures de vitesse .....	15
1.3.5. Visualisation de micro-écoulements .....	16
1.4. Conclusion.....	16
1.5. Références bibliographiques .....	17

## 1.1. Les origines de la microfluidique

La microfluidique est relative à l'étude des écoulements impliquant des échelles de l'ordre du micromètre dans des systèmes micro-fabriqués. Cette définition lapidaire traduit difficilement la variété des applications couvertes par ce domaine, qui vont de la chimie analytique aux têtes d'imprimantes à jet d'encre. Cette pluralité des sujets se retrouve dès les premières réalisations microfluidiques qui datent de la fin des années 70.

Il est difficile de désigner tel ou tel système comme étant le premier élément microfluidique jamais fabriqué. Néanmoins, deux systèmes apparaissent régulièrement dans la littérature comme des précurseurs. L'équipe de Little a développé en 1978 un microsystème réfrigérant pouvant descendre à la température de 80 K en quelques minutes avec un cycle de Joule-Thomson, les échanges thermiques étant grandement accrus grâce à la miniaturisation. En 1979, le premier système de chromatographie miniaturisé a été réalisé pour séparer des hydrocarbures en phase gazeuse. Ce système possédait déjà plusieurs fonctions avancées, telles une vanne pneumatique et un capteur de débit, mais il a fallu attendre près de 20 ans pour assister à un réel développement de la microfluidique. On peut expliquer ce retard par la technicité nécessaire à la fabrication des microsystèmes et aux cloisonnements existants entre technologues, physiciens et chimistes. Le transfert des connaissances a été permis par la multiplication des centres de micro-fabrication au sein des grandes universités. La redécouverte des microcanaux permit à des physiciens d'étudier des phénomènes fondamentaux, puis des chimistes et des biologistes commencèrent à utiliser la microfluidique à partir du milieu des années 90. Parmi le grand nombre de publications relatives à la microfluidique, deux orientations principales peuvent être distinguées.

D'une part, la microfluidique peut concerner l'étude fine des phénomènes à micro-échelle. Dans cette optique nous pouvons mentionner, entre autres, les phénomènes de glissements à l'interface liquide-solide, et le processus de micromélange de deux fluides, qui sera traité dans la deuxième partie de ce manuscrit.

D'autre part, la microfluidique peut s'intéresser à des systèmes finalisés ayant des applications précises : c'est le cas notamment des systèmes d'analyses chimiques ou biologiques. Les apports de la microfluidique sont alors multiples : grande sensibilité, portabilité ou haut débit. Ce domaine des microsystèmes capables d'effectuer des analyses totales intégrées, plus connu sous le nom de MicroTaS, est actuellement un des plus actifs.

## **1.2. Les systèmes microfluidiques**

### **1.2.1. Les microsystèmes**

Un microsysteme est une combinaison optimisée d'éléments miniaturisés remplissant plusieurs fonctions complémentaires. C'est un dispositif dont les éléments principaux sont de taille micrométrique. Avec l'évolution des technologies de fabrication à l'échelle du micromètre et au-dessous, le champ d'application des microsystèmes s'élargit vers de nouveaux horizons. Ces dix dernières années ont vu une incroyable évolution de la micro-électronique ainsi que l'émergence rapide des MEMS (Micro Electro Mechanical Systems). Les MEMS auront, ou ont déjà, un impact majeur dans de nombreux domaines d'application allant des microcapteurs aux biosciences en passant par les télécommunications. En parallèle, les nanotechnologies suscitent une attention considérable dans la communauté scientifique et donnent lieu à de nouvelles attentes pour le développement de technologies de fabrication à l'échelle du nanomètre. Les limites physiques et technologiques des dispositifs actuels, qui seront atteintes d'ici une dizaine d'années, annoncent en effet l'émergence de nouveaux matériaux, de nouveaux dispositifs et circuits quantiques ainsi que de la photonique [Rossi *et al.*, 2000].

Ainsi, les recherches en cours conduiront vraisemblablement à de nouveaux concepts de micro laboratoires pour des applications touchant la plupart des secteurs économiques.

### **1.2.2. Miniaturisation et conséquences**

Dans les dispositifs microfluidiques, la miniaturisation peut être extrêmement poussée. Les microsystèmes permettent par exemple d'exécuter des analyses chimiques complexes sur des échantillons de volume inférieur au nanolitre, et les imprimantes à jet d'encre de dernière génération manipulent des gouttes dont le volume est de l'ordre du picolitre. Par comparaison avec les systèmes macroscopiques, ces dispositifs offrent beaucoup d'avantages, permettant notamment de réaliser des réactions chimiques beaucoup plus rapidement et sur des échantillons de taille très réduite.

La question qui nous préoccupe ici est la suivante : quel est l'impact de cette miniaturisation poussée sur le comportement des écoulements internes ? Bien évidemment, la réduction d'échelle ne se résume pas à une seule homothétie, et le fonctionnement des microsystèmes à fluides ne se déduit pas de celui des organes hydrauliques ou pneumatiques

conventionnels par une simple règle de proportionnalité. Ceci pour plusieurs raisons. Tout d'abord, la forme même des microsystemes est généralement assez éloignée de ce qu'on connaît à une échelle traditionnelle, les techniques de fabrication étant elles-mêmes bien différentes (*cf.* paragraphe 2.3). Ensuite, les écoulements sont régis par une série de paramètres qui pour la plupart ne sont pas simplement proportionnels à une longueur caractéristique. Enfin, certaines hypothèses, justifiées en mécanique des fluides classique, n'apparaissent plus valides à l'échelle des micro-écoulements.

Aussi, si certaines conséquences de la miniaturisation ne se résument qu'à des effets d'échelle, qui peuvent conduire à donner plus ou moins d'importance à certains phénomènes physiques, on peut également considérer que la miniaturisation nécessite la prise en compte de véritables micro-effets, qui nécessitent quant à eux une reformulation du système classique des équations de Navier-Stokes associées à des conditions aux limites d'adhérence et de continuité de la température à la paroi. Ainsi l'augmentation du nombre de Knudsen dans les micro-écoulements gazeux ou la diminution du nombre de Debye dans les micro-écoulements liquides peut nécessiter de prendre en compte des effets de raréfaction ou des effets dus à l'accumulation de charges dans les doubles couches électriques en paroi [Colin, 2004].

En dehors de ces véritables micro-effets, la forte diminution du nombre de Reynolds apparaît comme un simple effet d'échelle qui a pour conséquence de laminariser les écoulements, lesquels ne seront qu'exceptionnellement turbulents dans les microsystemes. Cette forte baisse du nombre de Reynolds et des effets d'inertie associés ne remet pas en cause la modélisation des micro-écoulements, mais comme nous le verrons dans les chapitres suivants, joue un rôle considérable sur les possibilités de mélanger efficacement des fluides, puisque dans des systèmes de taille conventionnelle, le mélange s'avère surtout efficace grâce à la turbulence des écoulements.

### **1.2.3. Aperçu des technologies de microfabrication**

Au cours du récent développement des microsystemes, de nouvelles technologies de fabrication 3D ont été envisagées, de manière à venir compléter les possibilités offertes par la filière silicium. Bien que la micro-électronique ait joué un rôle fondamental dans l'émergence des microsystemes, leur conception et leur fabrication font appel à d'autres domaines scientifiques tels que la micromécanique, la micro-optique, la chimie et la biologie [Sbiaa, 1997].

Les microsystemes bénéficient ainsi de l'apport de nouveaux procédés tels que :

- le micro usinage du silicium incluant divers procédés de gravures (sèches ou humides),
- le dépôt de couches spécifiques,
- le procédé LIGA,
- la photolithographie.

Les matériaux de base pour la fabrication des microsystemes sont principalement :

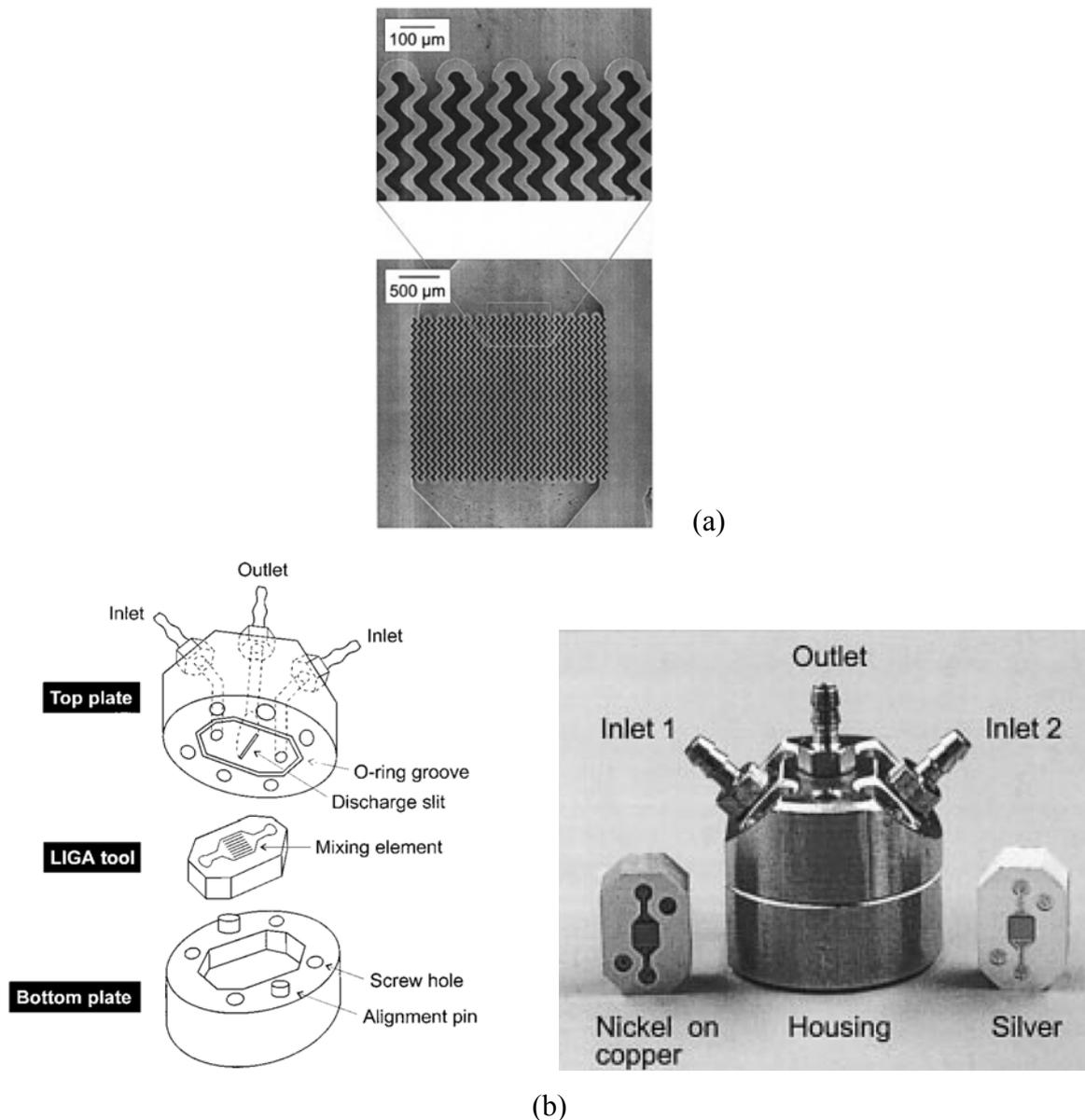
- le verre, matériau peu onéreux, inerte et mécaniquement stable,
- les polymères (PDMS, SU8...),
- le silicium, couramment utilisé pour la fabrication des puces électroniques à cause de ses propriétés semi-conductrices,
- certains métaux,
- l'or et le platine, ainsi que d'autres matériaux rares, pour des fonctionnalisations de surface ou des connections électriques.

Le silicium est le matériau roi des microsystemes, il offre la possibilité d'une intégration monolithique complète de l'ensemble des fonctions mécaniques et électroniques. Une des particularités du silicium est qu'il est biocompatible et parfaitement adapté à la manipulation et l'analyse de matières organiques.

Les polymères sont quant à eux tout à fait adaptés à la production à faible coût de dispositifs jetables.

Les métaux sont par exemple employés dans un procédé mécanique développé à Karlsruhe. Des bandes de feuilles métalliques sont micro-structurées sur des tours de précision par des micro-outils de coupe, puis elles sont séparées en sections, qui sont ensuite empilées et liées dans un four à diffusion pour former un microsysteme résistant à la compression et étanche [Ehrfeld *et al.*, 1999]. De manière alternative, la micro-structuration des feuilles métalliques peut être réalisée par micro-gravure et micro-érosion, ce qui permet notamment d'utiliser des matériaux qui sont difficile à usiner. Pour ce type de micro-usinage, les matériaux utilisés sont : l'acier raffiné, les alliages d'aluminium, l'argent, le palladium, le rhodium et le cuivre. Un exemple de micromélangeur métallique est présenté sur la Figure 1.1. Le micro-mélangeur métallique, réalisé sur une base de nickel, de cuivre ou d'argent, est composé de microcanaux de quelques dizaines de micromètres de largeur (Figure 1.1.a) ; il

est encapsulé dans un mini-logement (Figure 1.1.b) pour faciliter les connexions avec l'extérieur.



**Figure 1.1** – Micromélangeur métallique [Ehrfeld *et al.*, 1999].

(a) Détails de l'ensemble de microcanaux ondulés favorisant le mélange ;

(b) Encapsulation du micromélangeur.

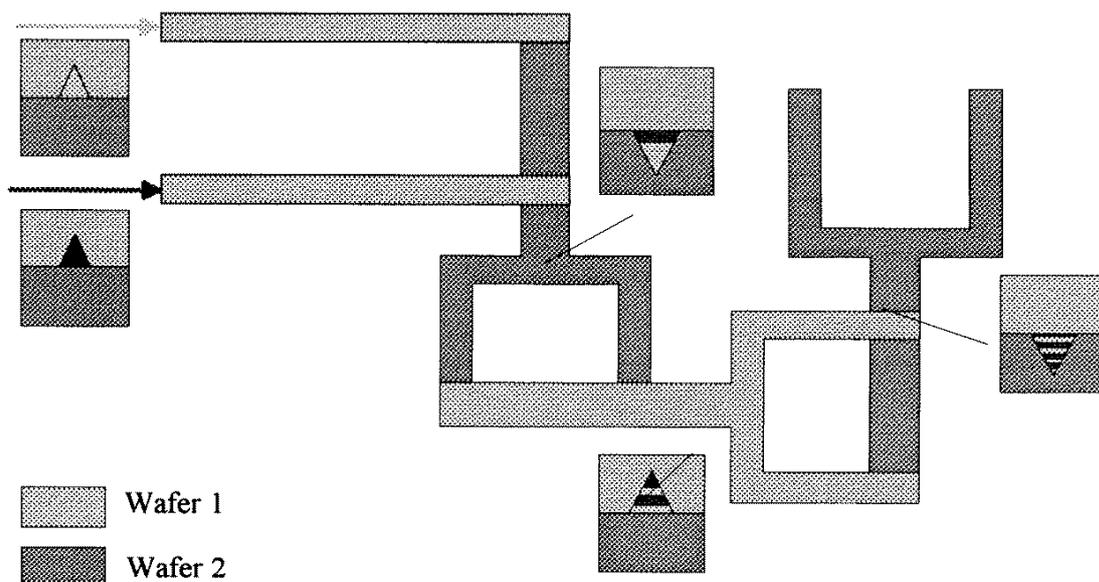
Les technologies d'assemblage complexes utilisées il y a quelques années et dont un exemple apparaît au travers du Programme européen BARMINT, étaient essentiellement des technologies de collage et d'enrobage époxy [Sbiaa, 1997]. Elles sont illustrées par la réalisation de micropompes (telles que la pompe MICROMED) et de sondes à courants de Foucault. Aujourd'hui, les travaux concernent plus particulièrement des technologies d'assemblage très compact de puces amincies. Le programme ESPRIT-UTCS (Ultra Thin

Chip Stacking) consiste à amincir des composants de fabrication commerciale jusqu'à des épaisseurs inférieures à 10  $\mu\text{m}$  et à les répartir en multicouches sur un substrat hôte en assurant leurs interconnexions. Cette technique présente de nombreux avantages : minimisation du poids et du volume, réduction de la puissance consommée.

### 1.2.4. Les techniques de conception

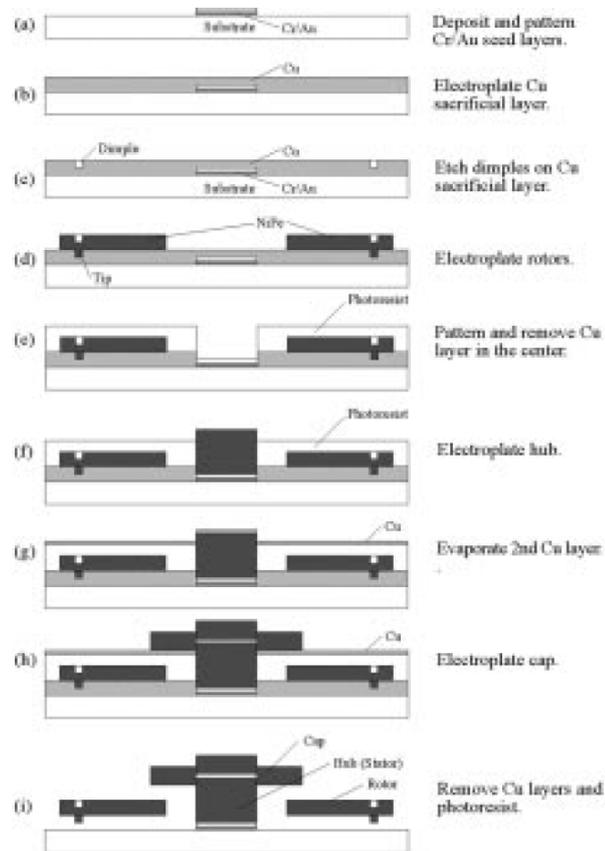
La réalisation de microsystèmes fluidiques complets peut s'avérer plus ou moins complexe. Nous choisissons quelques exemples représentatifs de structures de micromélangeurs pour illustrer cette complexité. La problématique du micromélange est quant à elle développée plus en détails dans le chapitre 2.

L'unité de mélange présentée ci-dessous se compose d'éléments de mélange en forme de fourchette, distribués sur deux niveaux communicants (Figure 1.2). Ces deux niveaux sont réalisés par des plaquettes de silicium, en surface desquelles sont gravés les microcanaux par voie chimique (KOH). Les deux plaquettes de silicium sont ensuite assemblées par collage atomique à chaud. Cette unité de mélange contient 5, 10, 15 ou 20 éléments. La largeur des canaux constituant ces éléments de mélange est de 150 ou 200  $\mu\text{m}$  en surface des deux plaquettes de silicium. Le microsystème complet intègre en plus des microvalves et des micropompes pour le contrôle des flux de fluides à mélanger [Schwesinger *et al.*, 1996].



**Figure 1.2** – Structure de micromélangeur chaotique sur deux niveaux, gravé dans deux plaquettes de silicium [Schwesinger *et al.*, 1996].

Un exemple plus complexe est celui d'un micromélangeur actif développé par Lu *et al.* [Lu *et al.*, 2002]. Le processus développé pour l'usinage de la surface de ce micromélangeur est basé sur un minimum d'étapes, illustrées par la Figure 1.3 ; il nécessite deux wafers en verre (Corning Pyrex 7740). Tout d'abord, un film de 200 Å de chrome est déposé, suivi d'une couche de 2000 Å d'or. Les films de Cr/Au sont alors mis en forme pour réaliser la base d'un moyeu (Figure 1.3.a). Ensuite, un film de cuivre est déposé par évaporation et jouera le rôle de couche sacrificielle (Figure 1.3.b). Des cavités de 2 µm de côté et 0,5 µm de profondeur sont alors gravées dans la couche de cuivre. Ces cavités réservent l'espace pour accueillir les ergots de la face inférieure du rotor (Figure 1.3.c). De tels ergots permettent le positionnement précis du rotor.

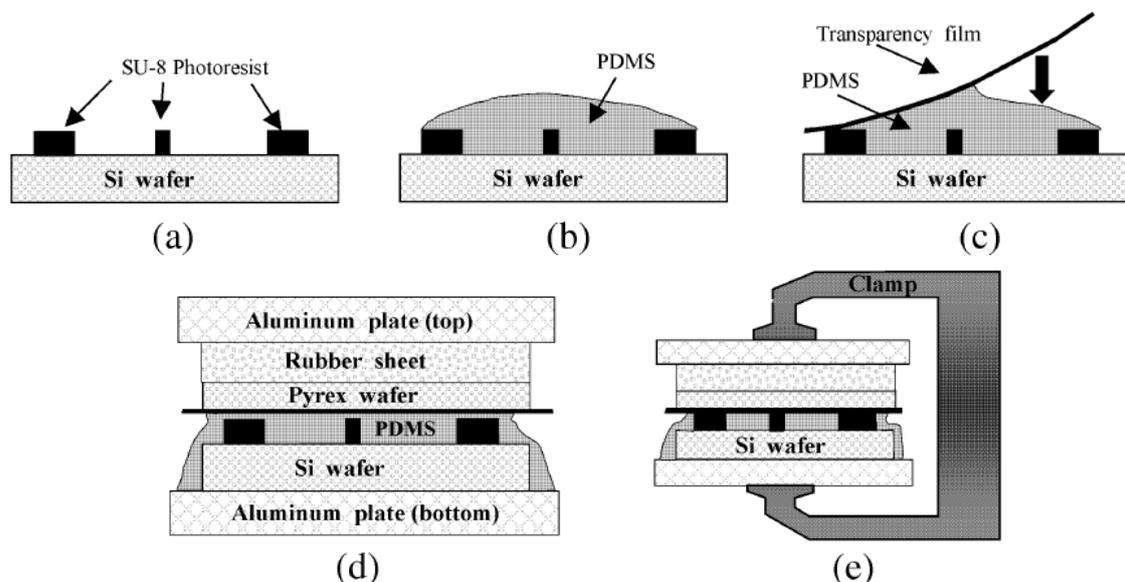


**Figure 1.3** – Schéma simplifié décrivant le processus de fabrication d'un micromélangeur [Lu *et al.*, 2002].

Ensuite, une couche de vernis photosensible (AZ 4620) d'épaisseur 10  $\mu\text{m}$  est déposée sur la couche de cuivre. Les rotors sont alors formés par galvanoplastie sélective. Les ergots sont formés (Figure 1.3.d). Une seconde couche de vernis photosensible d'épaisseur 10  $\mu\text{m}$  est alors employée comme masque de protection (Figure 1.3.e). Une couche d'or est alors sélectivement exposée, et le moyeu voit son épaisseur portée à 16  $\mu\text{m}$  par galvanoplastie (Figure 1.3.f). Une deuxième couche sacrificielle en cuivre de 3000  $\text{\AA}$  est ensuite déposée par évaporation au-dessus du moyeu et de la couche de vernis photosensible (Figure 1.3.g). Le couvercle, d'une épaisseur de 8  $\mu\text{m}$ , est formé par galvanoplastie sélective sur cette couche de cuivre (Figure 1.3.h). La finalisation de la structure se fait par l'enlèvement total du cuivre et des couches sacrificielles, permettant au rotor de se mouvoir librement.

Un troisième exemple montre une autre technique de conception de micromélangeur, dont la structure est réalisée à l'aide d'un minimum de deux couches de PDMS (PolyDiMethyl Siloxane), ces couches étant structurées par micromoulage par compression puis polymérisées à chaud [Beebe *et al.*, 2001].

Le moule est réalisé à l'aide d'une résine photosensible (SU-8) déposée par photolithographie sur une plaquette de silicium, en utilisant des masques générés à l'aide d'une imprimante laser de haute résolution (Figure 1.4.a).



**Figure 1.4** – Illustration schématique du procédé d'élaboration de couches de PDMS structurés pour la fabrication d'un micromélangeur [Beebe *et al.*, 2001].

Le pré-polymère de PDMS est ensuite coulé sur la plaquette (Figure 1.4.b). Un film transparent vient alors recouvrir le pré-polymère (Figure 1.4.c), puis l'ensemble est pris en sandwich entre deux plaques d'aluminium pour former un moule de compression, en utilisant comme couches intermédiaires un disque de Pyrex et une feuille en caoutchouc (Figure 1.4.d). L'ensemble est alors maintenu par une presse puis subit un traitement thermique de 3 heures à 100 °C pour réaliser la polymérisation du PDMS (Figure 1.4.c). La couche de PDMS peut alors être récupérée et assemblée avec les autres couches pour former la structure finale.

Ces trois exemples ne donnent pas une vision exhaustive des possibilités de microfabrication adaptées à la microfluidique et à la réalisation de micromélangeurs mais illustrent la variété des techniques pouvant être mises en œuvre pour élaborer de tels microsystemes.

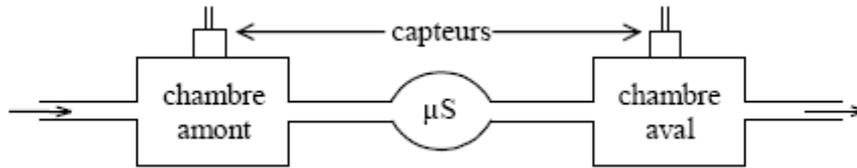
## **1.3. Les méthodes d'expérimentation**

Une fois les microsystemes fluidiques réalisés, il est nécessaire de pouvoir mesurer leurs performances et analyser les micro-écoulements en leur sein. Les grandeurs habituellement mesurées dans les macro-écoulements, telles que pression, température et vitesse restent souvent du même ordre de grandeur que dans les macro-écoulements, les vitesses pouvant toutefois atteindre des valeurs assez basses. Leur détermination, surtout d'un point de vue local, est néanmoins complexe.

Les débits véhiculés par les microsystemes ont quant à eux des ordres de grandeur très liés au confinement. Ils sont généralement très faibles (jusqu'à  $10^{-13} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ , voire en deçà) et leur mesure nécessite des techniques spécifiques dédiées aux micro-écoulements. Les différentes méthodes expérimentales développées pour la microfluidique sont détaillées dans [Baldas & Caen, 2004].

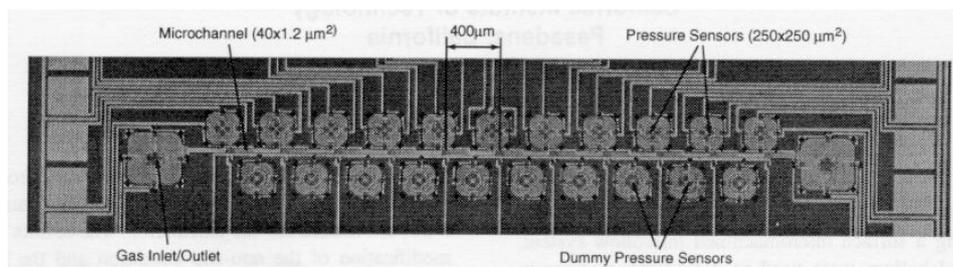
### **1.3.1. Mesures de pression**

Une des premières grandeurs à mesurer est la pression à l'entrée et à la sortie d'un microsysteme. Cette mesure ne pose pas de problème particulier et peut se faire dans des mini-chambres connectées de part et d'autres du microsysteme (Figure 1.5).



**Figure 1.5** – Mesure globale de pression par capteurs standards.

Les mesures locales de pression au sein du microsystème ne peuvent être réalisées aussi facilement, et requièrent l'emploi de capteurs ultraminiatures [Chau & Kensall, 1988]. Pour des mesures dans des microcanaux de quelques micromètres carrés de section (Figure 1.6), il est nécessaire de concevoir des micro-capteurs intégrés au moment de la fabrication du microsystème et de réaliser des mesures déportées [Liu *et al.*, 1995], ce qui ne permet pas d'effectuer des mesures en régime transitoire.



**Figure 1.6** – Microcanal équipé de microcapteurs de pression [Liu *et al.*, 1995].

En fait, il est actuellement impossible d'effectuer des mesures correctes des variations de pression rapidement variable à l'intérieur de microcanaux avec les capteurs présents sur le marché. Ceci pour deux raisons principales : l'encombrement de l'élément sensible du capteur est non négligeable à cette échelle et le déplacement de la membrane peut perturber le micro-écoulement.

### 1.3.2. Mesures de température

La problématique est sensiblement la même en ce qui concerne les mesures de températures, une des difficultés pour des mesures locales étant de ne pas modifier localement cette température par un apport thermique du capteur [Jiang *et al.*, 1999; van Baar *et al.*, 2001].

### 1.3.3. Mesures de débits

Les mesures de débits dans les microsystèmes peuvent s'effectuer soit de manière globale, soit par intégration ou extrapolation de mesures locales de vitesses dans une section donnée.

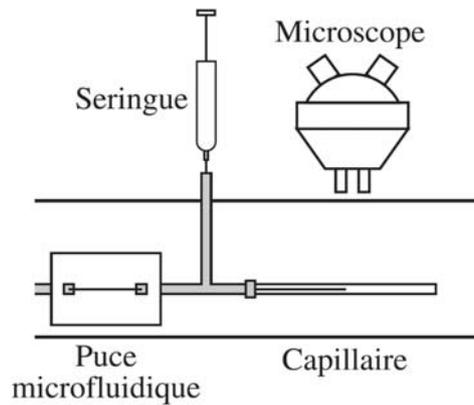
Il existe différents types de débitmètres, dont nous citons les plus utilisés en microfluidique. Leur principe peut notamment reposer sur :

- une pesée, dans le cas des liquides ;
- une mesure de débit volumique à l'aide du suivi d'un d'index (bulle ou goutte) ;
- une mesure de variation de pression dans des réservoirs, dans le cas des gaz ;
- une mesure thermique ;
- une mesure de la déformation d'un élément mécanique sous l'effet de l'écoulement ;
- la mise en oscillation d'un écoulement et la mesure des fréquences induites.

Les deux premières techniques ont l'avantage de mesurer directement un débit et de ne pas être tributaires d'un étalonnage. La mesure de débit volumique présente quant à elle plusieurs avantages. Il s'agit de mesurer la vitesse de déplacement, dans une pipette calibrée, du ménisque d'une bulle d'air (pour la mesure des débits liquides) ou d'une goutte de liquide (pour la mesure des débits gazeux).

Plusieurs équipes de recherche présentent dans la littérature des bancs d'essais utilisant le principe de mesure par suivi de ménisque [Pfahler *et al.*, 1991; Richter *et al.*, 1997; Urbanek, 1994] (Figure 1.7). Pour obtenir une mesure précise, un microscope optique est généralement utilisé pour détecter le passage du ménisque. Ces systèmes, bien que fonctionnels, présentent cependant quelques inconvénients :

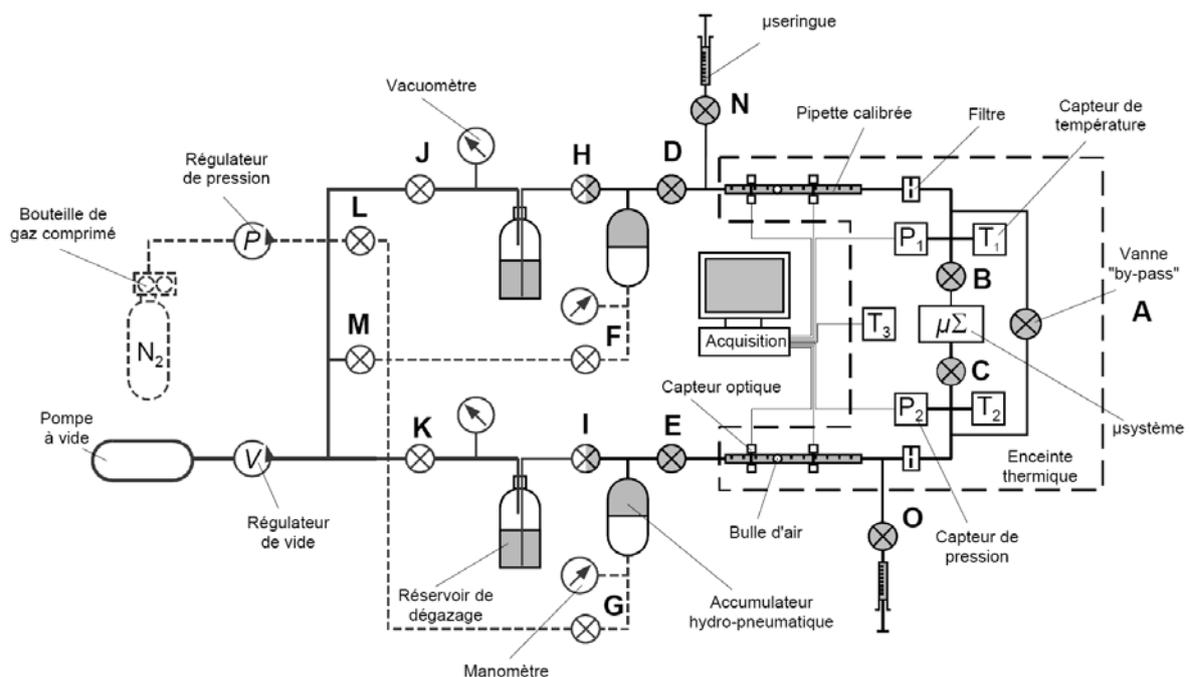
- la mesure de débit se fait manuellement,
- les incertitudes de mesures sont importantes,
- les fuites peuvent être de l'ordre de grandeur des débits mesurés, il est alors difficile de certifier la précision des mesures.



**Figure 1.7** – Système de mesure de débit par suivi de ménisque [Urbanek, 1994].

L'équipe Mini et MicroFluidique (MMF) du Laboratoire de Génie Mécanique de Toulouse (LGMT) a mis au point un banc expérimental de mesures de micro-débits liquides en régime permanent [Anduze, 2000], basé sur le principe de mesure par déplacement de ménisque. Il palie les problèmes rencontrés sur les bancs d'essais existants, en effectuant notamment une double mesure amont et aval permettant de détecter la présence de fuite éventuelle. Le banc se compose de trois circuits distincts (Figure 1.8) :

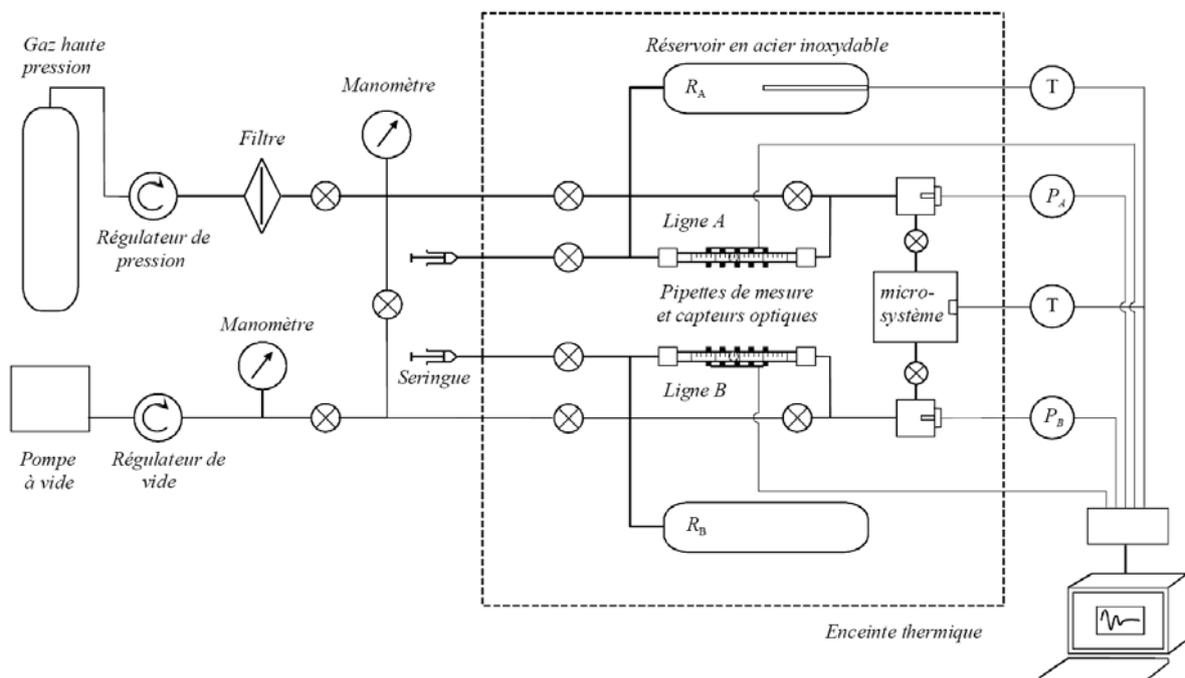
- un circuit de dégazage (ligne épaisse),
- un circuit pneumatique de commande (ligne pointillée),
- un circuit hydraulique de test (ligne fine).



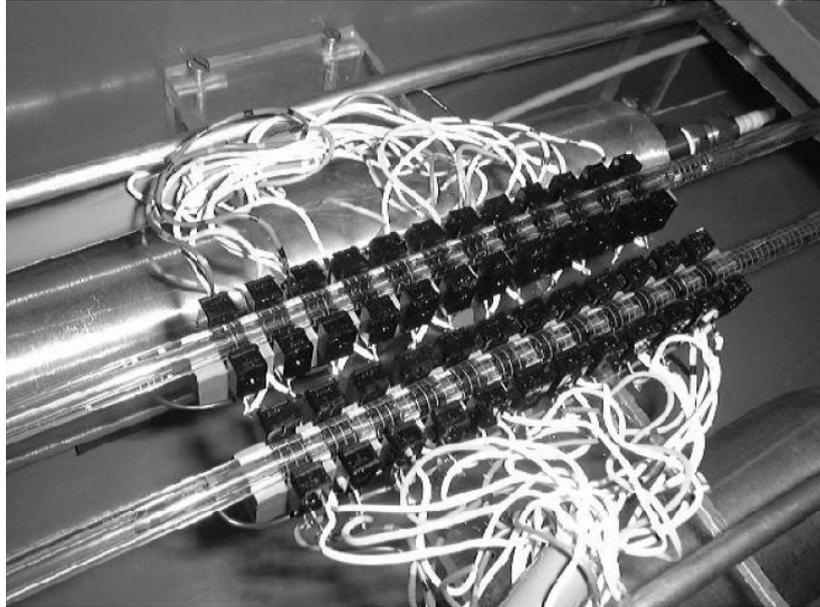
**Figure 1.8** – Banc d'essais pour la mesure de micro-débits liquides [Anduze, 2000].

Ce banc peut mesurer des débits dans la plage  $10^{-7}$  à  $10^{-13} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ , pour des pressions amont ou aval allant de 1,5 kPa à 0,35 MPa et des températures comprises entre 288 K et 318 K.

Un banc similaire dans son principe a également été mis au point dans l'équipe pour effectuer la mesure de micro-écoulements gazeux [Lalonde, 2001]. Deux parties principales constituent le banc : d'une part, l'ensemble de génération de pression (partie située à gauche de l'enceinte thermique sur le schéma de la Figure 1.9, et d'autre part la partie dévolue à la mesure (à l'intérieur de l'enceinte thermique). Une goutte de liquide remplace la bulle d'air dans des pipettes calibrées en pyrex et le suivi de l'interface s'effectue de manière similaire et automatisée, à l'aide de capteurs optoélectroniques constituées de diodes électroluminescentes et de photorécepteurs (Figure 1.10). Comme le banc précédent, celui-ci fonctionne en circuit fermé, ce qui limite les problèmes de pollution extérieure.



**Figure 1.9** – Banc d'essais pour la mesure de micro-débits gazeux [Lalonde, 2001].



**Figure 1.10** – Ranges de capteurs optoélectroniques [Lalonde, 2001].

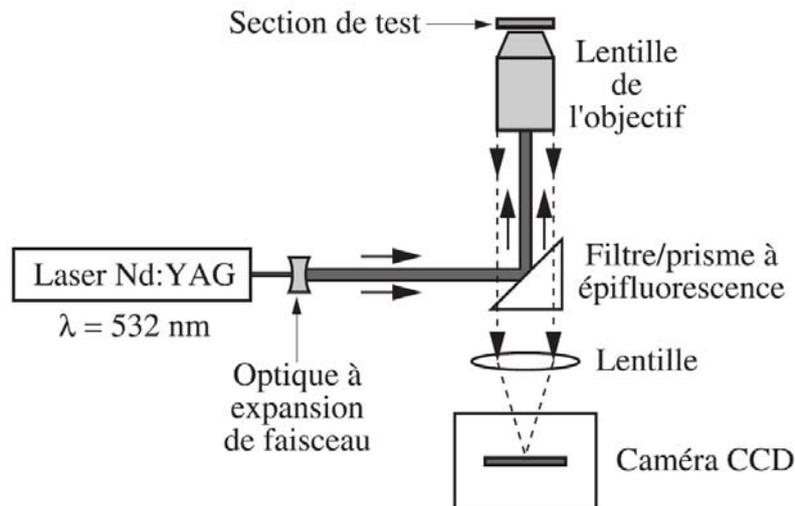
### 1.3.4. Mesures de vitesse

La micro-PIV (micro Particle Image Velocimetry) est actuellement la technique de mesure des vitesses la plus employée dans les microsystèmes. Il existe plusieurs variantes de PIV, chacune utilisant différents types de caméras qui sont capables de mesurer plusieurs composantes de la vitesse (mesures 2-D ou 3-D), avec des résolutions spatiales et temporelles plus ou moins élevées [Wereley *et al.*, 2002].

La technique classique de PIV consiste dans un premier temps àensemencer l'écoulement avec des particules réfléchissantes. Un plan de cet écoulement est ensuite illuminé à l'aide d'un laser et une caméra placée perpendiculairement à ce plan enregistre deux images dans un intervalle de temps très court (de l'ordre de la milliseconde). Le mouvement des particules, et donc les vitesses, sont déduits de corrélations entre les deux images.

A micro-échelle, compte tenu de la dimension des canaux, il est extrêmement difficile d'éclairer la section de mesure par un plan laser perpendiculairement à la prise de vue, comme c'est le cas en PIV classique. C'est donc tout le volume test qui est généralement éclairé à l'aide d'un faisceau laser pulsé ou plus rarement de manière continue, par une lampe à mercure par exemple [Meinhart *et al.*, 1999], en particulier lorsque le liquide utilisé est sensible aux fortes luminosités (comme par exemple certains fluides biologiques) et quand les vitesses sont suffisamment faibles (de l'ordre de quelques micromètres par seconde au

maximum). Le plan de mesure est alors défini par le plan focal de l'objectif du microscope employé pour visualiser l'écoulement. En modifiant la mise au point, on change de plan focal et donc de plan de mesure. L'épaisseur de celui-ci, définie par celle du plan laser en PIV classique, est ici fixée par la profondeur focale de l'objectif. Elle est typiquement comprise entre 2 et 45 $\mu\text{m}$  pour la majorité des applications. La Figure 1.11 illustre le fonctionnement d'un tel système.



**Figure 1.11** – Schéma de principe d'un système de micro-PIV [Meinhart *et al.*, 1999].

### 1.3.5. Visualisation de micro-écoulements

Différentes techniques de visualisation des micro-écoulements sont utilisées, et s'avèrent particulièrement utiles pour analyser la qualité du mélange dans les micro-mélangeurs. Ces techniques sont détaillées dans le chapitre 2, au paragraphe 4.1.

## 1.4. Conclusion

A l'heure actuelle, les microsystèmes à fluides sont présents, ou sur le point de l'être, dans tous les secteurs économiques. Les techniques de fabrication spécifiques développées et les méthodes d'expérimentation spécialement mises au point ont permis des progrès rapides pour la réalisation de microsystèmes fluidiques de plus en plus performants. Une des opérations délicates à réaliser à micro-échelle reste le mélange de fluide, du fait de la

laminarisation des écoulements due à la forte diminution des échelles de longueurs caractéristiques. Dans ce domaine, de nombreuses idées originales ont vu le jour pour tenter de pallier à cet inconvénient. Nous les analysons dans le chapitre 2 avant de proposer nos propres solutions, développées dans les chapitres suivants.

## 1.5. Références bibliographiques

- Anduze, M., *Etude expérimentale et numérique de microécoulements liquides dans les microsystèmes fluidiques*, Thèse de Doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse, Toulouse, 2000.
- Baldas, L. & Caen, R., Chap. 7: Méthodes expérimentales, in *Microfluidique*, S. Colin, Ed. Paris: Lavoisier, pp. 267-304, 2004.
- Beebe, D. J., Adrian, R. J., Olsen, M. G., Stremmer, M. A., Aref, H., & Jo, B.-H., Passive mixing in microchannels: fabrication and flow experiments, *Mécanique et Industries*, vol. 2, n° 4, pp. 343-348, 2001.
- Chau, H.-L. & Kensall, D. W., An ultraminiature solide-state pressure sensor for cardiovascular catheter, *Transactions on Electron Devices*, vol. 35, n° 12, pp. 2355-2362, 1988.
- Colin, S. (sous la direction de), *Microfluidique*. Paris: Lavoisier, 393 p., 2004.
- Ehrfeld, W., Golbig, K., Hessel, V., Löwe, H., & Richter, T., Characterization of mixing in micromixers by a test reaction: single mixing units and mixer arrays, *Ind. Eng. Chem. Res.*, vol. 38, pp. 1075-1082, 1999.
- Jiang, L., Wang, Y., Wong, M., & Zohar, Y., Fabrication and characterization of a microsystem for a micro-scale heat transfer study, *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 9, pp. 422-428, 1999.
- Lalonde, P., *Etude expérimentale d'écoulements gazeux dans les microsystèmes à fluides*, Thèse de Doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse, Toulouse, 2001.
- Liu, J., Tai, Y.-C., & Ho, C.-M., MEMS for pressure distribution studies of gaseous flows in microchannels, in *8th Annual International Workshop on Micro-Electro-Mechanical Systems (MEMS'95), An Investigation of Micro Structures, Sensors, Actuators, Machines, and Systems*. Amsterdam: IEEE, pp. 209-215, 1995.
- Lu, L.-H., Ryu, K. S., & Liu, C., A magnetic microstirrer and array for microfluidic mixing, *Journal of Microelectromechanical Systems*, vol. 11, n° 5, pp. 462-469, 2002.
- Meinhart, C. D., Wereley, S. T., & Santiago, J. G., Micron-resolution velocimetry techniques, in *Developments in laser techniques and applications to fluid mechanics*, R. J. Adrian, Ed. Berlin: Springer, 1999.
- Meinhart, C. D., Wereley, S. T., & Santiago, J. G., PIV measurements of a microchannel flow, *Experiments in Fluids*, vol. 27, n° 5, pp. 414-419, 1999.
- Pfahler, J., Harley, J., Bau, H., & Zemel, J. N., Gas and liquid flow in small channels. New York: ASME, vol. DSC-32, pp. 49-60, 1991.

- Richter, M., Woias, P., & Weis, D., Microchannels for applications in liquid dosing and flow-rate measurement, *Sensors and Actuators A, Physical*, vol. 62, pp. 480-483, 1997.
- Rossi, C., Rouhani, M. D., & Estève, D., Prediction of the performance of a Si-micromachined microthruster by computing the subsonic gas flow inside the thruster, *Sensors and Actuators A*, vol. 87, n° 1-2, pp. 96-104, 2000.
- Sbiaa, Z., *Etude et réalisation d'une micropompe et de microvalves intégrées tout silicium*, PhD, Université Paul Sabatier, Toulouse, 1997.
- Schwesinger, N., Frank, T., & Wurmus, H., A modular microfluid system with an integrated micromixer, *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 6, n° 1, pp. 99-102, 1996.
- Urbanek, W., *An investigation of the temperature dependence of Poiseuille numbers in microchannel flow*, PhD Thesis, University of Pennsylvania, pp. 170, 1994.
- van Baar, J. J., Wiegerink, R. J., Lammerink, T. S. J., Krijnen, G. J. M., & Elwenspoek, M., Micromachined structures for thermal measurements of fluid and flow parameters, *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 11, n° 4, pp. 311-318, 2001.
- Wereley, S. T., Gui, L., & Meinhart, C. D., Advanced algorithms for microscale particle image velocimetry, *AIAA Journal*, vol. 40, n° 6, pp. 1047-1055, 2002.

# Chapitre 2

## LES MELANGEURS MICROFLUIDIQUES

2.1. Introduction : difficultés du micromélange .....	20
2.2. Processus de diffusion .....	21
2.2.1. Loi de Fick .....	22
2.2.2. Coefficient de diffusion .....	22
2.3. Principaux microsystemes pour le mélange .....	24
2.3.1. Micromélangeurs passifs .....	25
2.3.2. Micromélangeur actifs .....	43
2.4. Analyse de la qualité d'un mélange .....	50
2.4.1. Méthodes expérimentales .....	50
2.4.2. Quantification du mélange .....	53
2.5. Références bibliographiques .....	55

## 2.1. Introduction : difficultés du micromélange

Un domaine important dans la recherche microfluidique concerne le mélange de produits réactifs, qui peuvent contenir de petites molécules, des macromolécules, des particules, et des bulles ou des gouttes. Le mélange peut s'effectuer de manière simple entre deux écoulements laminaires adjacents, par exemple dans un microcanal. Dans le cas où l'on cherche à observer la cinétique d'une réaction chimique, le caractère laminaire des écoulements peut s'avérer avantageux, le mélange se produisant alors par diffusion transversale. On peut ainsi avoir une vision globale de l'évolution temporelle de la réaction chimique en analysant la réaction en différentes positions le long du microcanal. Dans le cas fréquent où l'on recherche un mélange complet et rapide, le caractère laminaire des écoulements est alors un inconvénient, et des stratégies de mélange doivent être développées.

Sous un régime à bas nombre de Reynolds, les forces visqueuses dominent les forces d'inertie, et toute perturbation de l'écoulement est rapidement atténuée. De telles caractéristiques rendent le mélange difficile dans les dispositifs microfluidiques. L'objectif d'un mélange homogène est de réaliser une distribution uniforme des molécules, ce qui requiert généralement un processus aléatoire et irréversible. À l'échelle macroscopique, là où les forces d'inertie dominent, les instabilités locales liées à turbulence peuvent être facilement exploitées pour augmenter le mélange. En revanche, quand le nombre de Reynolds est petit, la diffusion devient le seul processus aléatoire et irréversible à l'origine du mélange [Liu *et al.*, 2000; Tabeling, 2003].

Malheureusement, la diffusion normale à travers un volume de 1  $\mu\text{l}$ , un volume classique dans les dispositifs microfluidiques, prend typiquement de l'ordre de 8 à 9 minutes. Par conséquent, les dispositifs microfluidiques qui utilisent la diffusion en tant qu'unique mécanisme de mélange ne pourront pas répondre aux exigences de mélange rapide de l'analyse biochimique notamment.

Pour quantifier les choses, deux nombres adimensionnels sont à considérer. Le premier est le nombre de Reynolds

$$Re = \frac{U L}{\nu} \quad (2.1)$$

qui compare les effets inertiels aux effets visqueux. Dans cette équation,  $U$  est une vitesse caractéristique de l'écoulement,  $L$  une longueur caractéristique (par exemple la profondeur d'un microcanal) et  $\nu$  la viscosité cinématique du fluide. Le nombre de Reynolds peut

également être vu comme le rapport du temps de diffusion sur le temps de convection de la quantité de mouvement. Plus il est petit, plus les effets de viscosité sont prépondérants, et plus le transport de quantité de mouvement s'effectue par diffusion. D'autre part, comme nous l'avons déjà souligné (paragraphe 1.1), la faible valeur du nombre de Reynolds dans les microsystèmes traduit l'absence de turbulence.

Le second nombre adimensionnel intéressant pour le micromélange est le nombre de Péclet

$$Pe = \frac{U L}{D} \quad (2.2)$$

qui mesure l'importance relative des termes de convection vis-à-vis des termes de diffusion de la masse. Il est ainsi équivalent au nombre de Reynolds pour ce qui concerne le transport de masse (au lieu du transport de la quantité de mouvement) et apparaît donc pertinent lorsqu'on s'intéresse au mélange. Ici,  $D$  représente le coefficient de diffusion moléculaire, détaillé au paragraphe 2.2.2. Plus le nombre de Péclet est élevé, plus l'influence de l'écoulement est grande vis-à-vis de la diffusion moléculaire. L'ordre de grandeur typique des coefficients de diffusion moléculaire est de  $10^{-5} \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$  pour des liquides classiques, mais les vitesses d'écoulements rencontrées dans les microsystèmes peuvent être très variables et conduire à des nombres de Péclet aussi bien de l'ordre de  $10^{-2}$  que de l'ordre de  $10^{+2}$ .

Enfin, le rapport entre le nombre de Péclet et le nombre de Reynolds est appelé nombre de Schmidt et s'exprime donc par

$$Sc = \frac{\nu}{D}. \quad (2.3)$$

Ce nombre dépend de la nature du fluide et de sa température.

## 2.2. Processus de diffusion

« *La diffusion est l'une des manifestations les plus directes, à notre échelle, des mouvements d'agitation thermique des molécules, ions ou atomes* » [Turq & Simonin, 1990]. C'est un processus qui se produit lorsqu'une distribution de particules est non uniforme et qu'aucune action extérieure (force gravitationnelle, champ électrique...) ne permet de la compenser. La diffusion consiste en un transport de matière permettant la suppression des gradients de concentration. Elle intervient dans les gaz, les liquides et les solides.

Dans les systèmes ordinaires, la diffusion moléculaire mène au mélange, mais c'est un processus lent, il faut par exemple des jours à de l'encre dans de l'eau pour se répandre sur quelques cm<sup>2</sup>. Le temps  $\tau_m$  nécessaire pour répandre un colorant le long d'une distance  $L$  dans un fluide au repos est estimé par :

$$\tau_m = \frac{L^2}{D}. \quad (2.4)$$

Le chimiste écossais Thomas Graham est le premier à entreprendre des études systématiques sur la diffusion dans les gaz. Ses recherches s'étendent de 1828 à 1833. Il réalise la première expérience quantitative de diffusion et la première mesure fiable d'un coefficient de diffusion.

### 2.2.1. Loi de Fick

En 1855, la réflexion de Fick sur les résultats de Graham le conduit à percevoir l'analogie entre la diffusion de la chaleur et de la masse. Autrement dit, la diffusion de matière doit pouvoir être décrite sur la même base mathématique que la loi de Fourier pour la chaleur. Ainsi la densité de flux molaire (respectivement massique) de matière  $J$  qui traverse un élément de surface  $\delta A$  est proportionnel au gradient de concentration molaire (respectivement massique)  $\nabla C$  [Tabeling, 2003; Turq & Simonin, 1990]:

$$J = -D \nabla C, \quad (2.5)$$

$D$  étant le coefficient de diffusion et  $C$  la concentration molaire (respectivement massique) de l'espèce chimique considérée.

Le domaine de validité de cette équation est très grand. Elaborée à l'origine pour le cas des liquides, elle se généralise pour les gaz et les solides. Différentes méthodes existent pour résoudre cette équation, par intégration analytique [Tabeling, 2003; Wu *et al.*, 2004] ou par résolution numérique [Baroud *et al.*, 2002; Dautray & Lions, 1988].

### 2.2.2. Coefficient de diffusion

Le coefficient de diffusion  $D$  s'exprime en m<sup>2</sup> s<sup>-1</sup>. Il dépend de la mobilité moléculaire, c'est-à-dire du mouvement brownien des molécules, qui peut être décrit comme une succession de sauts moléculaires. Par exemple en écoulement unidirectionnel, il est schématisé comme un marcheur sur une ligne effectuant des sauts aléatoires de longueur moyenne  $\pm l$  [Tabeling, 2003].

## ***Coefficient de diffusion d'un gaz***

Dans le cas de gaz dilué, on peut l'estimer par la relation suivante :

$$D \approx \frac{\lambda \bar{c}'}{3} \quad (2.6)$$

où  $\lambda$  est le libre parcours moyen des molécules et  $\bar{c}'$  la vitesse d'agitation thermique donnée par la théorie cinétique de Maxwell [Colin, 2006]:

$$\bar{c}' = \sqrt{\frac{8RT}{\pi}} \quad (2.7)$$

en notant  $R$  la constante spécifique du gaz et  $T$  sa température.

## ***Loi de Stokes - Einstein***

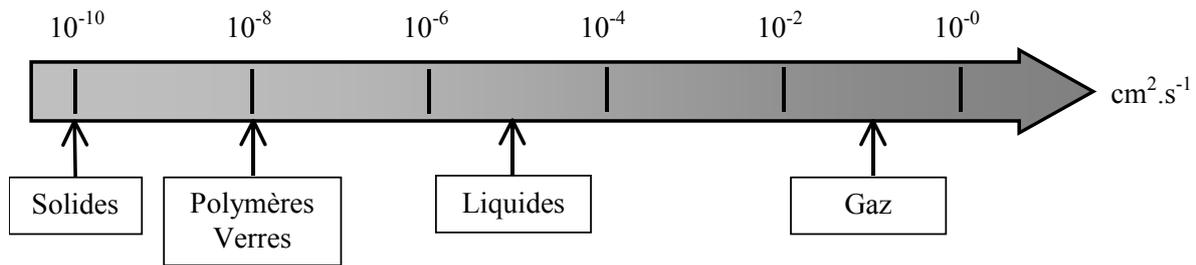
Dans le cas où le gaz diffuse dans une phase dense (par exemple un liquide visqueux), le frottement du fluide sur les molécules de gaz doit être pris en compte. La formule de Stokes – Einstein permet alors d'exprimer le coefficient de diffusion en fonction de la viscosité dynamique  $\mu$  du fluide dense, du rayon  $r$  des molécules diffusantes assimilées à des sphères, de la constante de Boltzmann  $k$  et de la température  $T$  :

$$D = \frac{kT}{6\pi r \mu} \quad (2.8)$$

Cette équation permet d'estimer à mieux de 30% un grand nombre de coefficients de diffusion. Elle permet de montrer que le coefficient dépend de la taille caractéristique de la molécule (ou de la particule) qui diffuse. Ainsi, les plus grandes particules ont un petit coefficient de diffusion : elles diffusent lentement dans le fluide dense.

## ***Ordre de grandeur du coefficient de diffusion***

L'ordre de grandeur du coefficient de diffusion de différents milieux est donné dans la Figure 2.1. Pour les gaz, il est d'environ  $0,15 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  et atteint des valeurs beaucoup plus faibles pour les liquides (il est de  $10^{-5} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  pour de l'eau).



**Figure 2.1** – Ordre de grandeurs des coefficients de diffusion.

### ***Coefficient de diffusion binaire***

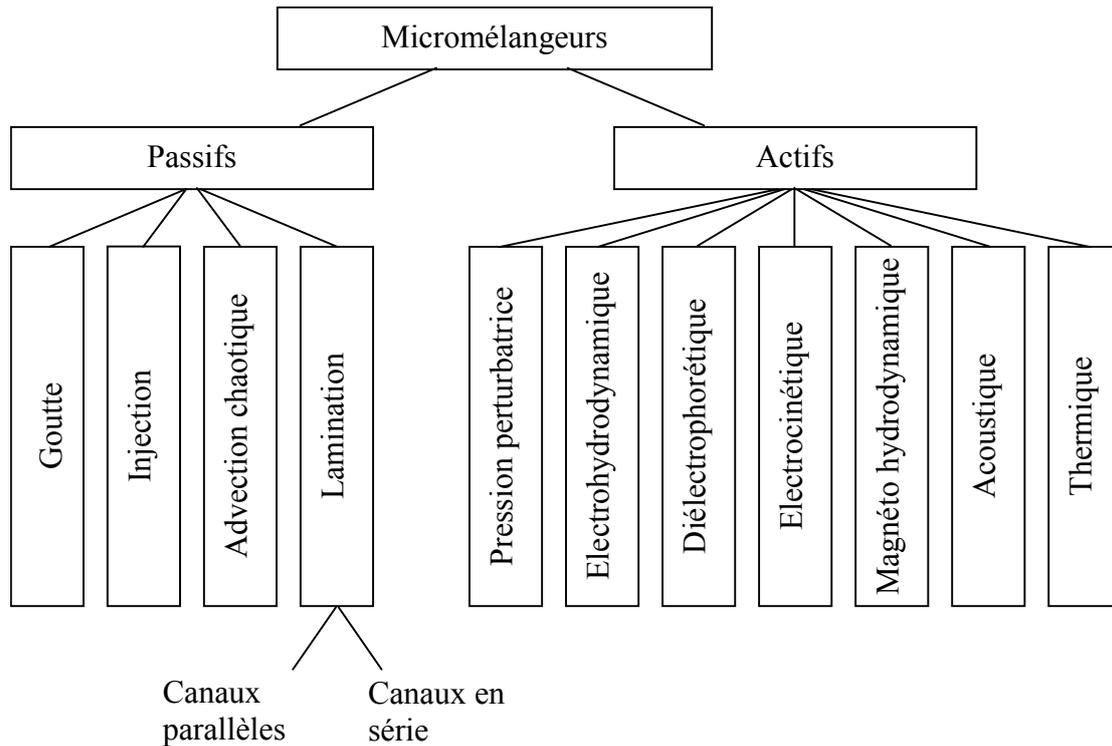
Lorsqu'une espèce chimique  $i$  diffuse au sein d'une autre espèce chimique  $j$ , on peut aussi définir un coefficient de diffusion binaire  $D_{ij}$ . Une expression semi-empirique permettant de le calculer est proposée dans [Cussler, 1997] :

$$D_{ij} = \frac{T^{1.75} \left( \frac{1}{M_i} + \frac{1}{M_j} \right)^{1/2}}{P \left( \left( \sum_k V_{ki} \right)^{1/3} + \left( \sum_k V_{kj} \right)^{1/3} \right)} 10^{-3} \quad (2.9)$$

où  $P$  est la pression,  $T$  la température,  $M_i$  la masse moléculaire,  $V_{ki}$  le volume de diffusion atomique qui dépend des deux espèces considérées.

## **2.3. Principaux microsystèmes pour le mélange**

On distingue les micromélangeurs passifs ou statiques, qui ne requièrent pas d'actionneur mais utilisent simplement l'énergie cinétique des fluides en mouvement, des micromélangeurs actifs qui utilisent une source d'énergie complémentaire pour alimenter un actionneur mécanique, électrique, piézoélectrique, magnétique, thermique, etc. (Figure 2.2).



**Figure 2.2** – Classification des principaux types de micromélangeurs, d’après Nguyen [Nguyen & Wu, 2005].

### 2.3.1. Micromélangeurs passifs

Le principe d’un certain nombre de dispositifs passifs consiste à diviser l’écoulement en plusieurs parties afin d’augmenter l’effet de la diffusion moléculaire en augmentant les surfaces d’échange. On parle alors de micromélangeurs par lamination. C’est une idée conceptuellement simple, qui offre une première voie pour obtenir le mélange. D’autres dispositifs visent à générer une trajectoire chaotique, ce qui peut augmenter considérablement le mélange dans les écoulements laminaires.

#### *Micromélange par lamination*

La littérature est riche et variée dans ce domaine. Nous résumons dans la Table 2.1 les principales études relatives à des micromélangeurs par lamination en précisant le type de micromélangeur et les matériaux utilisés, ses dimensions caractéristiques, les vitesses typiques des écoulements ainsi que les nombres de Reynolds et de Péclet associés. On détaille ensuite le principe de fonctionnement et les principales performances de ces micromélangeurs.

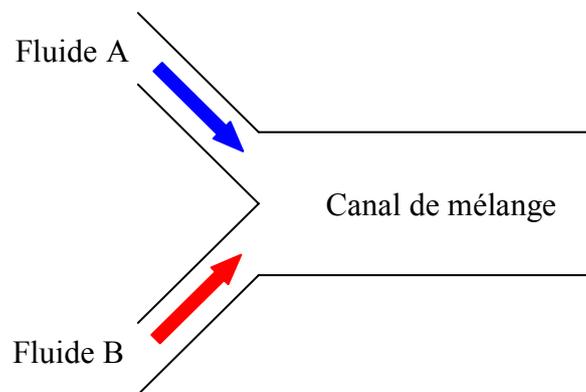
**Table 2.1** – Principales études de micromélangeurs par lamination, d’après Nguyen [Nguyen & Wu, 2005] et complété avec des références plus récentes.

Auteurs	Type	Largeur (µm)	Hauteur (µm)	Vitesse (mm.s-1)	Re	Pe	Matériaux
[Branebjerg <i>et al.</i> , 1996]	Lamination en série	300	30	1-22	0,03-0,66	15-330	Silicium, Verre
[Schwesinger <i>et al.</i> , 1996]	Lamination et chaotique	400	400	1,8	0,072	72	Silicium, Verre
[Hadd <i>et al.</i> , 1997]	Mélangeur en T	35	9	1	0,014	35	Verre
[Knight <i>et al.</i> , 1998]	Concentration hydraulique	10	10	50	0,5	500	Silicium, PDMS, Verre
[Bessoth <i>et al.</i> , 1999]	Lamination parallèle	20	50	1,5	0,07	60	Verre
[Gray <i>et al.</i> , 1999]	Lamination en série	200	100				Silicium, Verre
[Kamholz <i>et al.</i> , 1999]	Mélangeur en T	550	25	6	0,3	725	Silicium, Verre
[Koch <i>et al.</i> , 1999]	Lamination parallèle	85	5	0,7	0,0035	60	Silicium, Verre
[Veenstra <i>et al.</i> , 1999]	Mélangeur en T	100	200	0,17	0,023	170	Silicium, Verre
[Ismagilov <i>et al.</i> , 2000]	Mélangeur en Y	90	90	7	0,4	240	PDMS, Verre
[Böhm <i>et al.</i> , 2001]	Vortex	20	200	10000	200	200000	Silicium, Verre
[Gobby <i>et al.</i> , 2001]	Mélangeur en T	500	300	0,3	0,1	150	
[He <i>et al.</i> , 2001]	Lamination parallèle	100	10	0,25	0,0025	25	Quartz
[Hinsmann <i>et al.</i> , 2001]	Mélangeur en Y	1000	20	83	1,7	830	CaF2, SU8, Métal, Verre
[Yi & Bau, 2003]	Mélangeur en Y	200	200	50-200	80	80000	Céramique
[Wong <i>et al.</i> , 2003]	Mélangeur en croix	30	40	5000-10000	170-340	150000	Céramique
[Melin <i>et al.</i> , 2004]	Lamination parallèle	50	50	2	0,1	14	Silicium, PDMS
[Munson & Yager, 2004]	Lamination parallèle	600	100	0,5	0,05	50	Mylar
[Walker <i>et al.</i> , 2004]	Concentration hydraulique	200-1000	150	1	0,15	200	PDMS, Verre

[Wong <i>et al.</i> , 2004]	Mélangeur en T	100	50	7000	500	700000	Silicium, Verre
[Wu <i>et al.</i> , 2004]	Mélangeur en Y	900	50	0,27	0,02	150	PMMA
[Kockmann <i>et al.</i> , 2006]	Mélangeur en T	300-400	300		100- 300		Silicium, Pyrex

- **Micromélangeurs en Y**

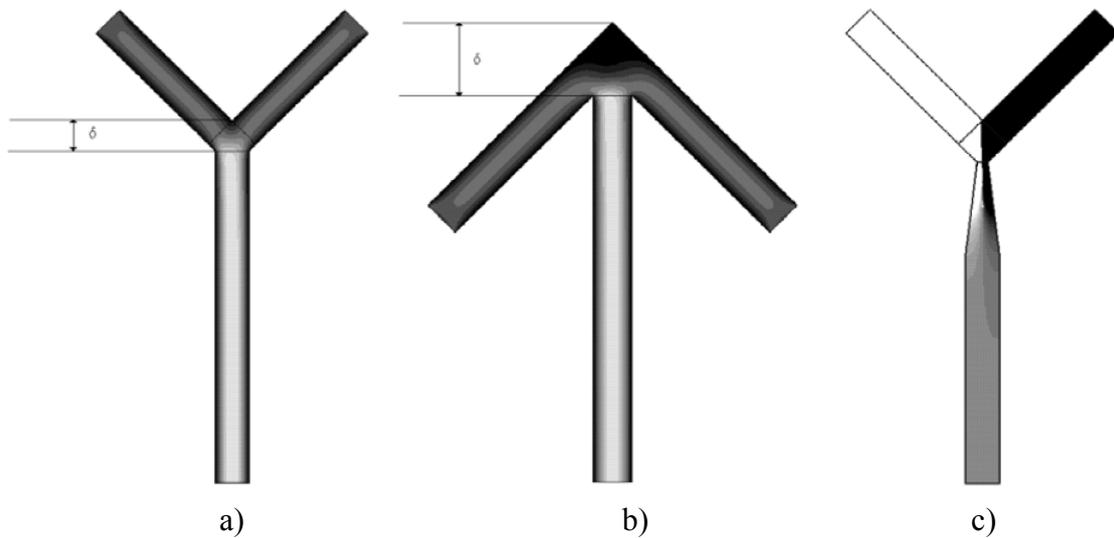
La figure 2.3 présente un schéma simple de micromélangeur en Y. Ce type de micromélangeur est constitué de deux branches par lesquelles les fluides à mélanger arrivent. Ces deux canaux se rejoignent ensuite en un canal principal dans lequel à lieu le mélange.



**Figure 2.3** – Représentation schématique d'un micromélangeur en Y.

Ce système permet de mélanger deux fluides avec des vitesses d'écoulement différentes : le fluide arrive dans la branche A avec une vitesse supérieure à celle du fluide dans la branche B. La différence de vitesse entre les deux fluides crée une stratification du mélange avec une position de la ligne de mélange ajustable par les débits.

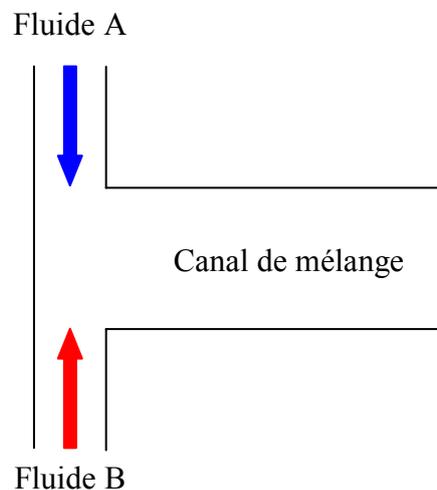
Gobby *et al.* [Gobby *et al.*, 2001] simulent le mélange de gaz dans différentes configurations de micromélangeur en Y (Figure 2.4) et montrent que l'angle de mélange a un effet négligeable sur la longueur de mélange et sur le gradient de pression. Le seul effet marginal observé est l'apparition d'une zone morte (dans laquelle la vitesse du fluide est quasi nulle) lorsque l'angle est de  $-45^\circ$  (Figure 2.4.b).



**Figure 2.4** – Différents modèles de micromélangeurs en Y étudiés par Gobby *et al.* [Gobby *et al.*, 2001].

- **Micromélangeurs en T**

La Figure 2.5 présente une représentation schématique d'un micromélangeur en T. Les fluides sont acheminés dans deux branches opposées qui débouchent dans un seul canal dans lequel a lieu le mélange.



**Figure 2.5** – Représentation schématique d'un micromélangeur en T.

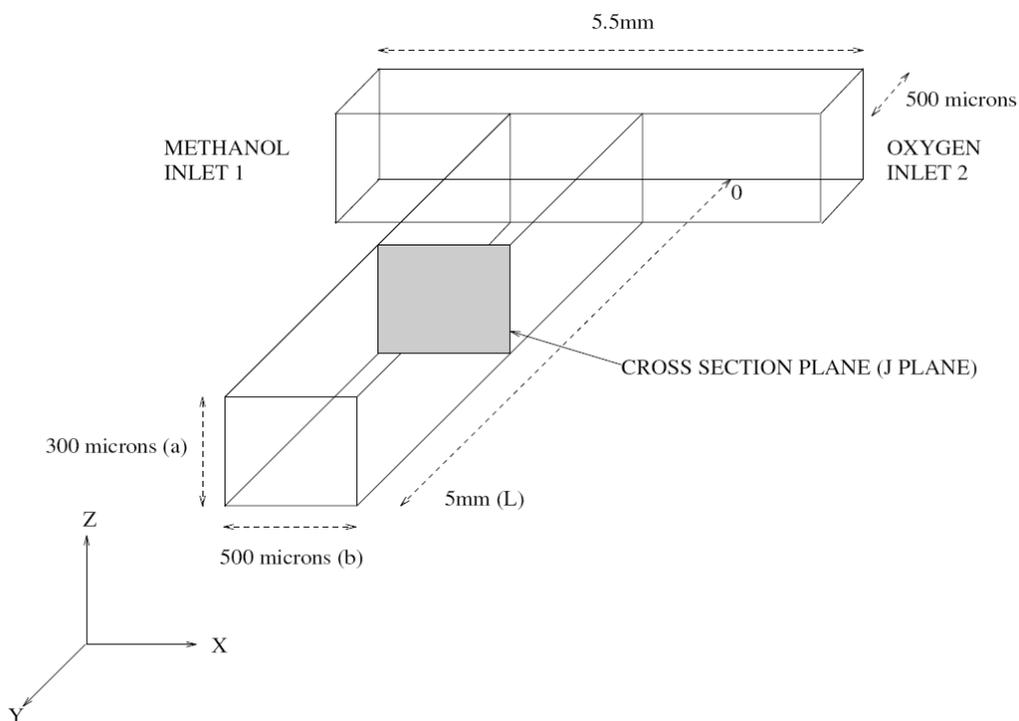
Il existe dans la littérature de nombreux travaux numériques dédiés à l'étude du phénomène de diffusion dans ces mélangeurs.

Parmi eux, les travaux de Koch *et al.* [Koch *et al.*, 1999] concernent la simulation de deux mélangeurs avec le logiciel CFX Flow3D, capable de prendre en compte la diffusion de

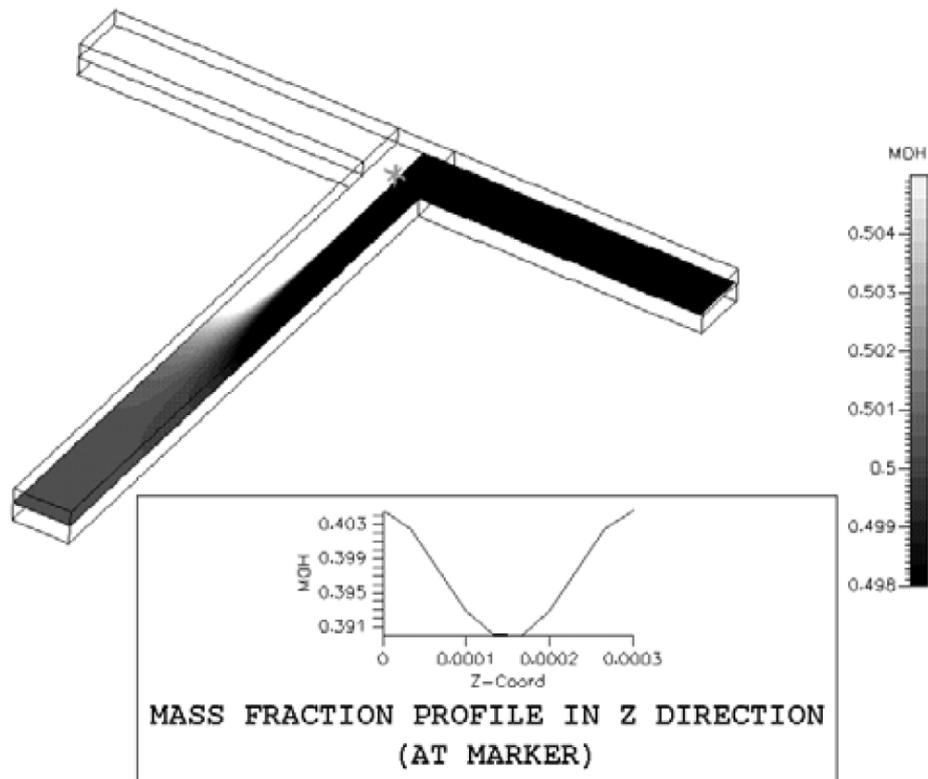
deux liquides différents dans les modèles. En raison de la complexité de la représentation géométrique des mélangeurs, seule une partie des canaux de mélange et d'alimentation a été simulée.

Kamholz *et al.* [Kamholz *et al.*, 1999; Kamholz & Yager, 2001] étudient l'évolution au cours du temps de la concentration et notamment l'influence du profil de vitesse sur la distribution des espèces à mélanger.

Des simulations numériques sont effectuées par Gobby *et al.* [Gobby *et al.*, 2001] pour étudier les caractéristiques du mélange dans un micromélangeur pour un écoulement gazeux de méthanol et d'oxygène. Le dispositif étudié est basé sur une configuration en T (Figure 2.6). Le mélange des deux gaz est complet quand la composition tend un équilibre stable. En pratique, le mélange est donc considéré comme complet quand en tout point d'une section, la composition du mélange est à  $\pm 1\%$  de la composition d'équilibre (Figure 2.7). Les simulations de Gobby *et al.* prouvent que la longueur de mélange augmente avec la vitesse du fluide et qu'elle est également influencée par l'allongement du mélangeur.

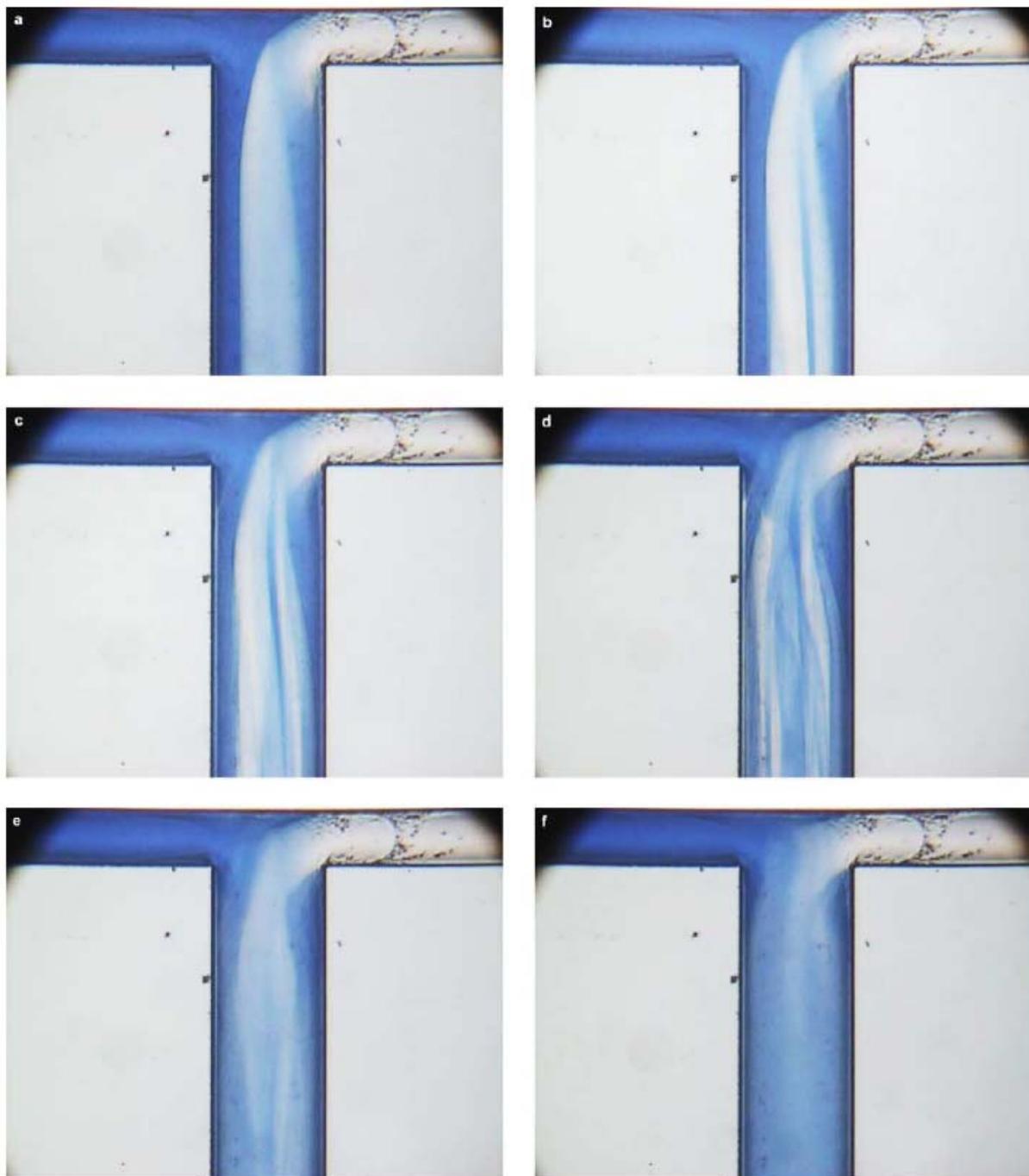


**Figure 2.6** – Schéma du modèle de micromélangeur en T étudié par Gobby *et al.* [Gobby *et al.*, 2001].



**Figure 2.7** – Résultat du mélange obtenu par Gobby *et al.* [Gobby *et al.*, 2001].

Au niveau expérimental, Wong *et al.* [Wong *et al.*, 2004] étudient le mélange pour des nombres de Reynolds allant de 200 à 1200 et montrent que tant que le nombre de Reynolds reste inférieur à 400, on observe des stries laminaires d'autant plus importantes que le nombre de Reynolds augmente (Figure 2.8.a-e). Ensuite, lorsque la valeur du nombre de Reynolds se situe entre 400 et 500, ces stries disparaissent, indiquant que le mélange est complet, et ce en moins d'une milliseconde après la mise en contact entre les liquides (Figure 2.8.f).



**Figure 2.8** – Observation du mélange au niveau de la jonction en T pour différentes pressions.  
[Wong *et al.*, 2004].

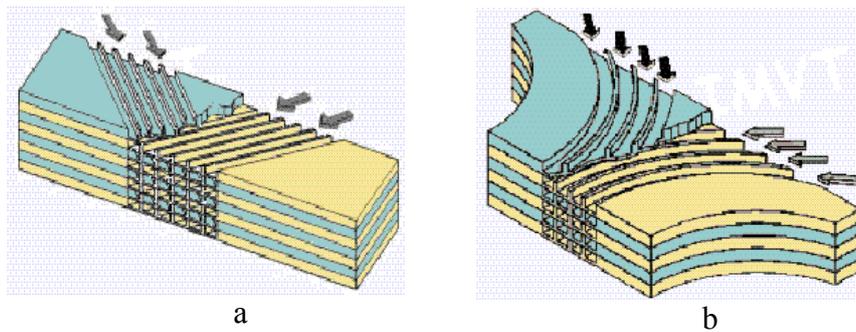
a) 1,12 bar ; b) 1,88 bar ; c) 2,11 bar ; d) 2,48 bar ; e) 2,77 bar ; f) 4,27 bar.

- **Micromélangeurs multi lamellaires**

Dans ce type de mélangeur, les fluides à mélanger sont répartis dans une multitude d'embranchements (le nombre peut atteindre plusieurs milliers) qui aboutissent dans une chambre de mélange. Cette répartition des fluides permet d'obtenir une faible longueur de

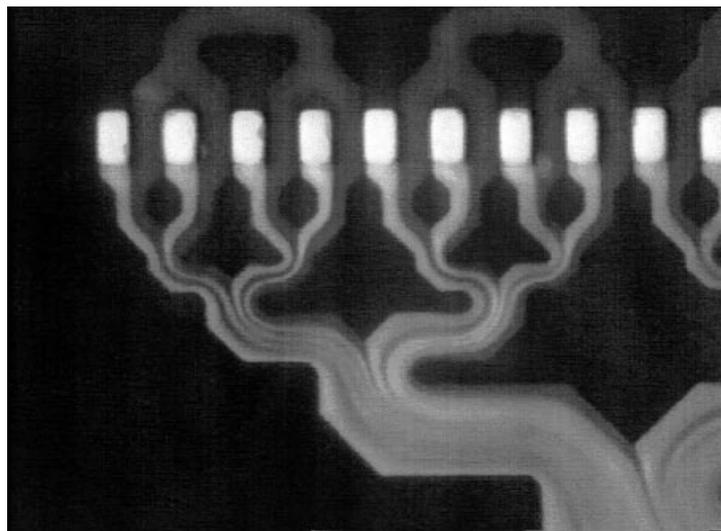
diffusion et un temps de mélange très court. Il existe dans la littérature différentes géométries permettant de diviser l'écoulement.

Les micromélangeurs en V et à canaux parallèles ont des géométries très proches. Dans le cas du micromélangeur de type V (Figure 2.9 a), les microcanaux utilisés sont rectilignes, pour les micromélangeurs parallèles (Figure 2.9 b), les microcanaux sont arqués.



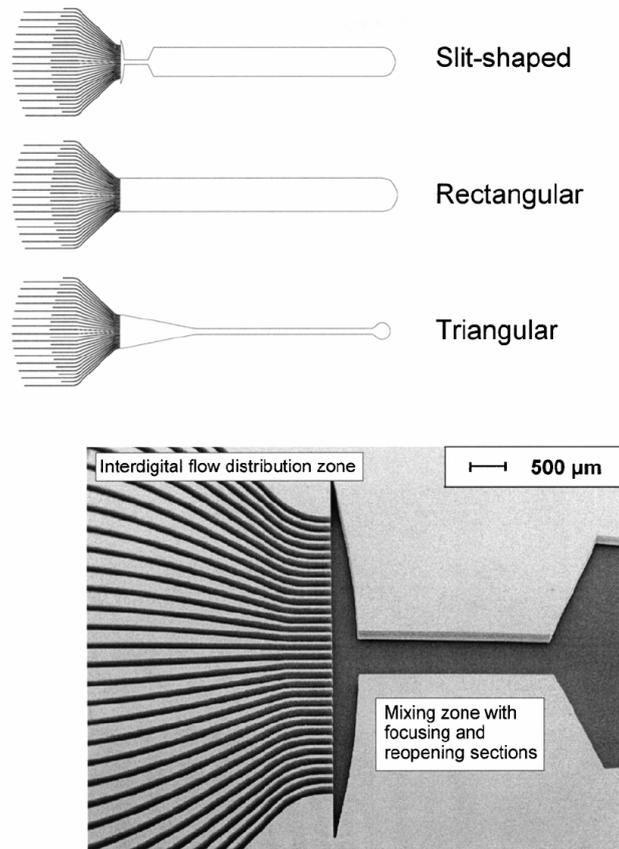
**Figure 2.9** – Micromélangeurs :  
a) en V ,  
b) parallèle.

Les géométries mises en œuvre peuvent présenter des dessins plus ou moins élaborés, tels que celui proposé par Bessoth *et al.* [Bessoth *et al.*, 1999] (Figure 2.10).



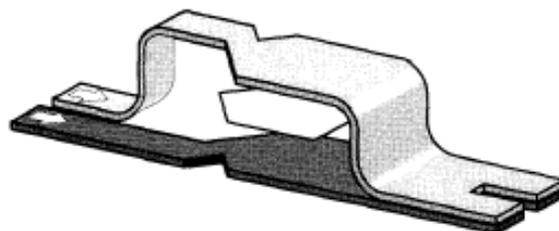
**Figure 2.10** – Visualisation d'écoulements dans un micromélangeur à canaux parallèles (débit de  $50 \mu\text{l min}^{-1}$ ) [Bessoth *et al.*, 1999].

Hessel *et al.* [Hessel *et al.*, 2003] proposent différentes géométries de chambres de mélange de micromélangeurs lamellaires (Figure 2.11).

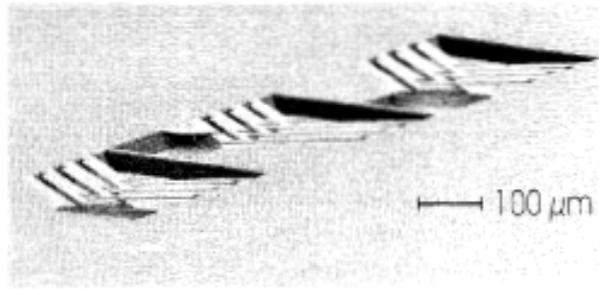


**Figure 2.11** – Micromélangeurs lamellaires utilisés par Hessel *et al.* [Hessel *et al.*, 2003].

Branebjerg *et al.* [Branebjerg *et al.*, 1996] proposent de forcer le fluide à se laminer en utilisant un plateau de séparation (Figure 2.12 et Figure 2.13) permettant de superposer deux nappes de fluide initialement coplanaires. Le canal principal est ainsi divisé en plusieurs sous canaux de tailles inférieures se rejoignant ensuite pour former un canal de sortie unique, selon un processus 3-D.



**Figure 2.12** – Principe du plateau de séparation (en blanc) [Branebjerg *et al.*, 1996].

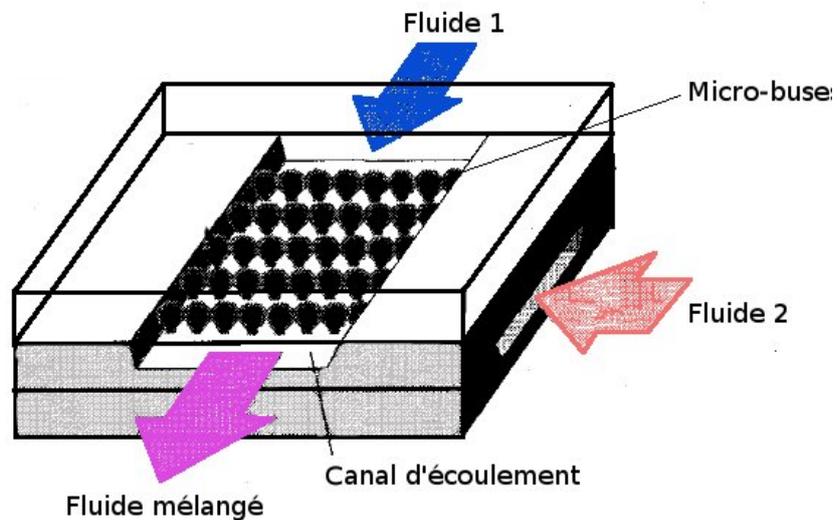


**Figure 2.13** – Succession de trois micromélangeurs en série [Branbjerg *et al.*, 1996].

### ***Micromélangeurs à injection***

Dans de tels micromélangeurs, un des fluides à mélanger est injecté à l'entrée du canal. Ce fluide arrive ensuite dans une zone de mélange dont une des parois est constituée de micro-buses. Le second fluide est injecté dans l'écoulement grâce à ces buses (Figure 2.14). En permettant d'augmenter l'interface de contact entre les fluides, ce type de mélangeur permet d'avoir un mélange homogène en 1,2 s pour un volume injecté de 0,5 pl et un débit d'injection de 0,75 μl / s [Miyake *et al.*, 1993]. La

Table 2.2 recense différentes études menées sur ce type de micromélangeur.



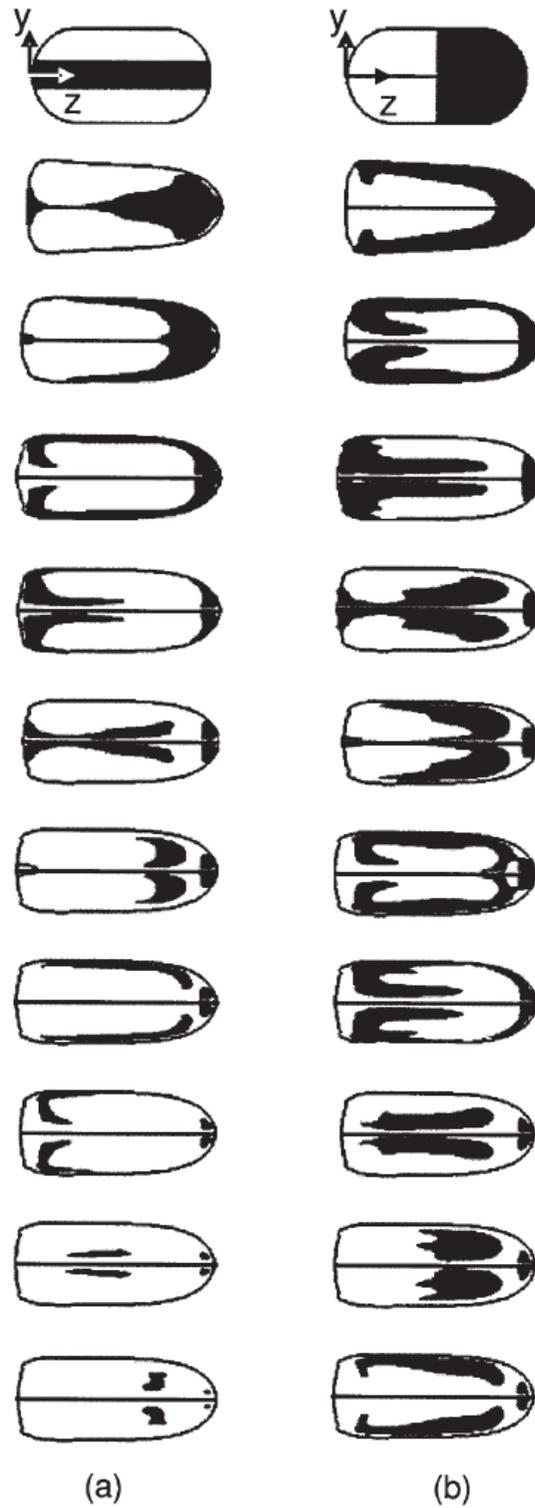
**Figure 2.14** – Principe d'un micromélangeur à injection, d'après [Miyake *et al.*, 1993].

**Table 2.2** – Différentes études sur les micromélangeurs à injection, d’après [Nguyen & Wu, 2005] et complété avec des références plus récentes.

Auteurs	Nombre de buses	Taille des buses ( $\mu\text{m}$ )	Largeur du canal ( $\mu\text{m}$ )	Hauteur du canal ( $\mu\text{m}$ )	Vitesse ( $\text{mm.s}^{-1}$ )	Re	Pe	Matériaux
[Miyake <i>et al.</i> , 1993; Miyake <i>et al.</i> , 1997]	400	330	2000	15×15	1,2	0,018	18	Silicum – Verre
[Larsen <i>et al.</i> , 1999]	10-20	100		50	1	0,1	100	Silicum – Verre
[Seidel <i>et al.</i> , 1999]	1	135-175	280-600	20-43				Silicum – Verre
[Voldman, 2000]	1	7	820	70	15	0,1	105	Silicum – Verre
[Raynal <i>et al.</i> , 2006]	4	800	15000	500		0,9-30		

### ***Micromélangeurs à goutte***

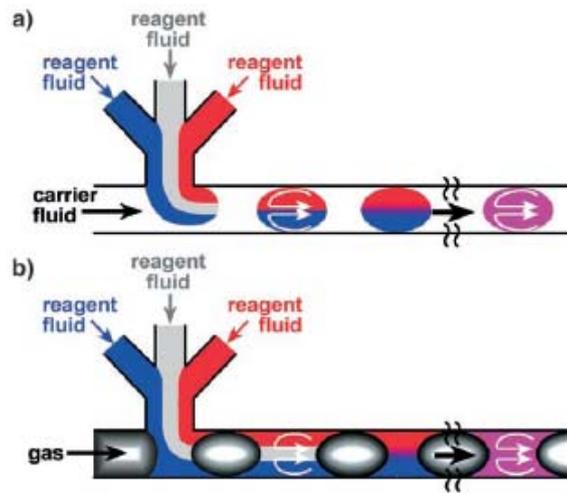
Une autre façon de générer un mélange est l’utilisation de gouttes. En effet, lorsqu’une goutte se déplace dans un microcanal, un écoulement est généré à l’intérieur de cette goutte (Figure 2.16) [Sarrazin *et al.*, 2006]. Le transport et la génération de gouttes peuvent être réalisés de différentes façons [Ismagilov *et al.*, 2006] : par différence de pression [Hosokawa *et al.*, 1999], électromouillage [Link *et al.*, 2006; Paik *et al.*, 2003] ou bien par la mise en contact de phases immiscibles, par exemple eau / huile ou eau / gaz (Figure 2.16). La différence des tensions superficielles est alors exploitée [Song *et al.*, 2003].



**Figure 2.15** – Simulation en 2D montrant le mélange dans des gouttes [Sarrazin *et al.*, 2006].

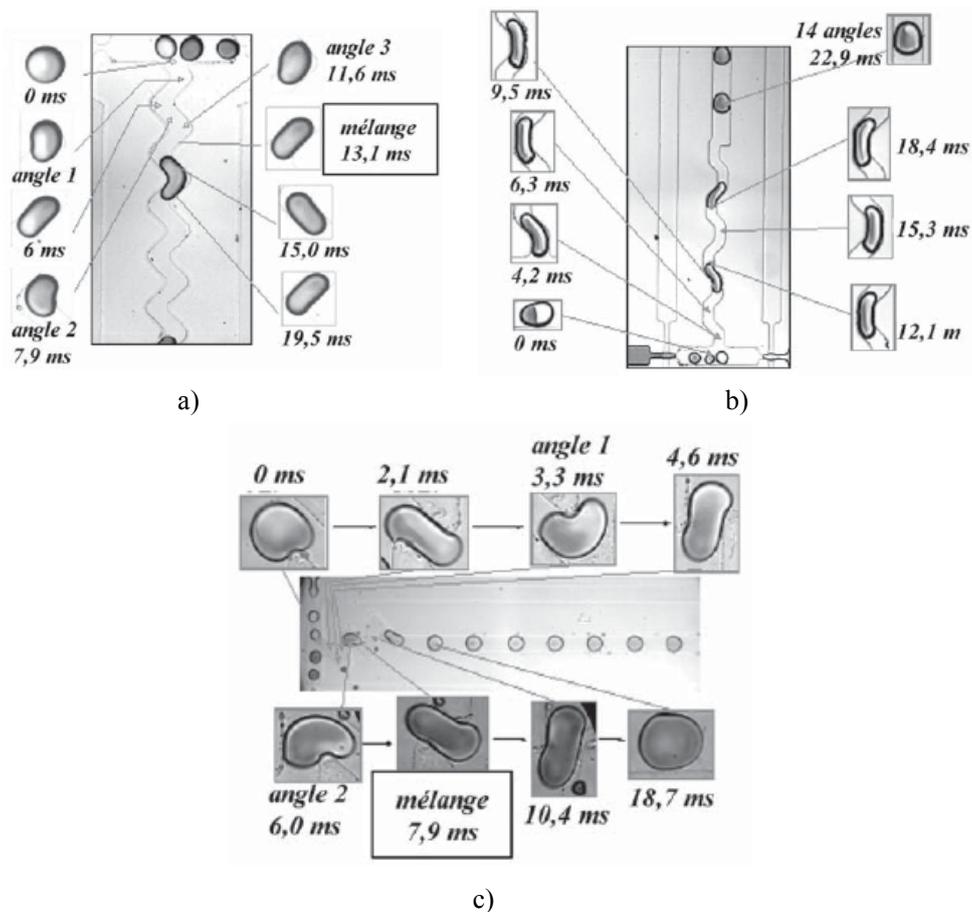
a) le colorant est injecté suivant le plan de symétrie horizontal ;

b) le colorant est injecté sur une moitié de la goutte.



**Figure 2.16** – Génération de gouttes par mise en contact de phases différentes pour le mélange [Ismagilov *et al.*, 2006].

a) par contact de liquides immiscibles ; b) par contact avec une autre phase.



**Figure 2.17** – Passage de gouttes et temps de mélange dans des canaux de différents angles [Sarrazin *et al.*, 2006]. a) Angles droits ; b) Angle à 135 ; °c) Angle à 45°.

Pour améliorer la rapidité du mélange dans les gouttes [Sarrazin *et al.*, 2006], les gouttes sont acheminées dans des canaux en serpentins. A chaque rotation, les gouttes subissent une déformation et une réorientation des mouvements internes (Figure 2.17). La dissymétrie est accrue grâce à la différence de vitesse entre l'intérieur et l'extérieur de l'angle. On parle alors d'advection chaotique (*cf* paragraphe 3.1.3).

La Table 2.3 présente différents travaux utilisant des micromélangeurs à goutte.

**Table 2.3** - Différentes études sur les micromélangeurs à goutte, d'après [Nguyen & Wu, 2005] et complété avec des références plus récentes.

Auteurs	Type de transport	Taille des gouttes (nl)	Largeur du canal ( $\mu\text{m}$ )	Hauteur du canal ( $\mu\text{m}$ )	Matériaux
[Hosokawa <i>et al.</i> , 1999]	Pression	10	100	100	PDMS – PMMA
[Paik <i>et al.</i> , 2003]	Electromouillage	1600	2480	600-1000	Verre
[Song <i>et al.</i> , 2003]	Phases multiples	75-150	20-100		PDMS
[Link <i>et al.</i> , 2006]	Electromouillage	50-600	100		PDMS

### ***Liquides viscoélastiques***

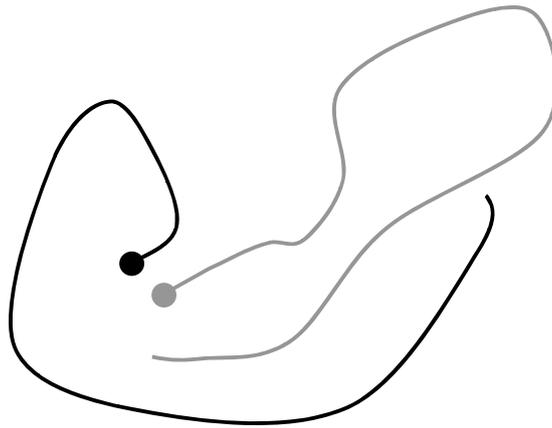
Une autre technique originale de mélange passif consiste à ajouter des micro-éléments déformables, par exemple des macromolécules, au sein du liquide. L'écoulement de tels liquides dans des géométries incurvées produit des efforts élastiques, qui peuvent déclencher des instabilités d'écoulement [Gan *et al.*, 2007; Larson, 1992]. Le résultat est une amélioration significative du mélange. Le début de cette instabilité élastique se produit au-dessus d'une valeur critique  $\lambda U K_{str}$ , où  $\lambda$  est la période de relaxation de la solution,  $U$  est la vitesse d'écoulement et  $K_{str}$  la courbure des lignes de courant. Atteindre cette valeur critique peut devenir difficile pour de faibles dimensions de canal.

### ***Micromélangeurs à advection chaotique***

Les méthodes passives décrites ci-dessus peuvent être difficiles à intégrer dans des microsystèmes complets. Une autre approche peut alors être envisagée. Dans les années 80, de nombreux mécaniciens des fluides et physiciens ont exploré et analysé les régimes chaotiques de certains écoulements, et ont décrit comment ces régimes pouvaient favoriser le mélange.

- **Notions sur le chaos et le mélange chaotique**

Bien que les premiers travaux sur l'advection chaotique remontent aux années 50 et 60, avec l'expérience de Welander [Welander, 1955], le terme « advection chaotique » a été introduit par Aref [Aref, 1984] au début des années 80 pour qualifier des écoulements dans lesquels la trajectoire de traceurs est chaotique. C'est-à-dire que les trajectoires de deux particules voisines divergent, en moyenne, exponentiellement dans le temps (Figure 2.18) [Tabeling, 2003].

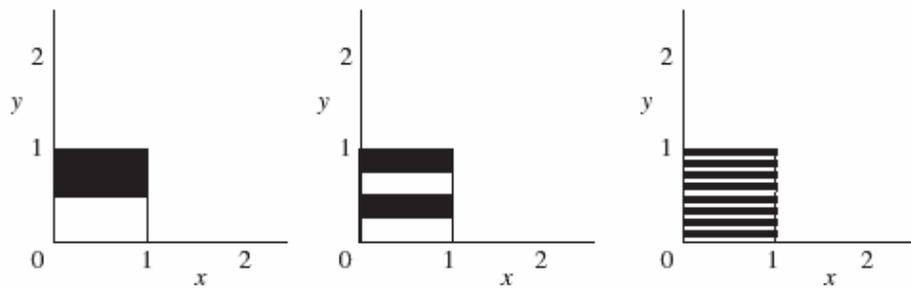


**Figure 2.18** – Trajectoire chaotique d'une paire de particules.

Plusieurs manipulations de base peuvent être utilisées pour réaliser une advection chaotique. Nous en décrivons les principales ci-dessous.

- **Transformation du boulanger**

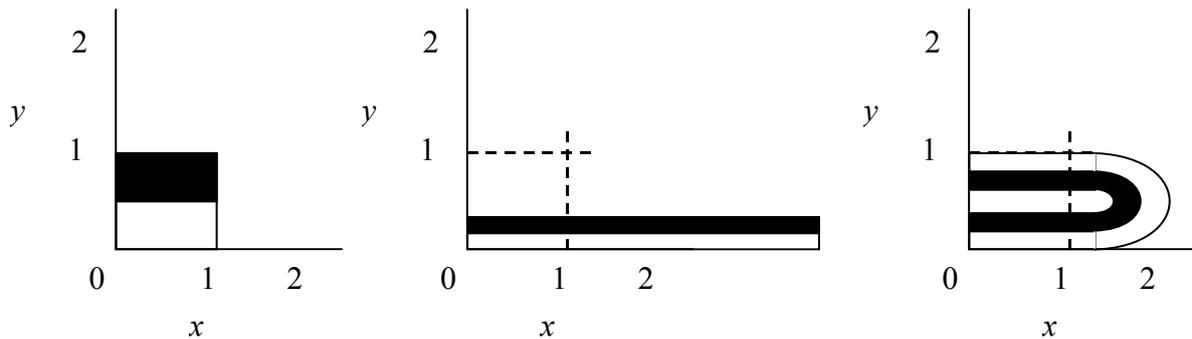
On montre qu'un écoulement chaotique est une succession d'étirements et de repliements du fluide. Pour l'illustrer, on utilise l'exemple classique de la transformation du boulanger. Son nom est tiré de la comparaison avec le geste d'un boulanger effectuant plusieurs fois le geste d'étirer sa pâte puis de la replier sur elle-même. Le processus est schématisé sur la Figure 2.19, rapportée à deux dimensions. Un carré de côté 1 est aplati parallèlement à son côté horizontal : il devient un rectangle de largeur 10 et de hauteur 1/10. Il est ensuite divisé en 10 morceaux (10 rectangles de largeur 1 et de hauteur 1/10). Ces morceaux sont empilés (et non « repliés » les uns sur les autres, ce qui impliquerait des inversions de sens que l'on évite pour simplifier). Un carré de 1 sur 1 est ainsi reconstitué. On l'aplatit à nouveau, et le processus peut se répéter à loisir.



**Figure 2.19** – Représentation schématique de la transformation du boulanger.

- **Transformation du fer à cheval**

La transformation du fer à cheval (Figure 2.20) est une transformation du boulanger dans laquelle le morceau n'est plus empilé mais replié.



**Figure 2.20** – Représentation schématique de la transformation du fer à cheval.

- **Application de l'advection chaotique aux micromélangeurs**

Un état chaotique n'est pas lié au caractère turbulent ou laminaire d'un écoulement. C'est pourquoi il est intéressant d'essayer de l'obtenir dans des microsystemes, au sein desquels le régime est laminaire. Le mélange par advection chaotique de fluides permet d'augmenter la diffusion entre les fluides ; en effet, la surface de l'interface entre les fluides s'étirant et se pliant est considérablement augmentée, autorisant un transfert de masse efficace entre les fluides. Différents designs permettent d'obtenir ce résultat : canaux en serpentins, canaux dont une paroi comporte des sillons... (Table 2.4).

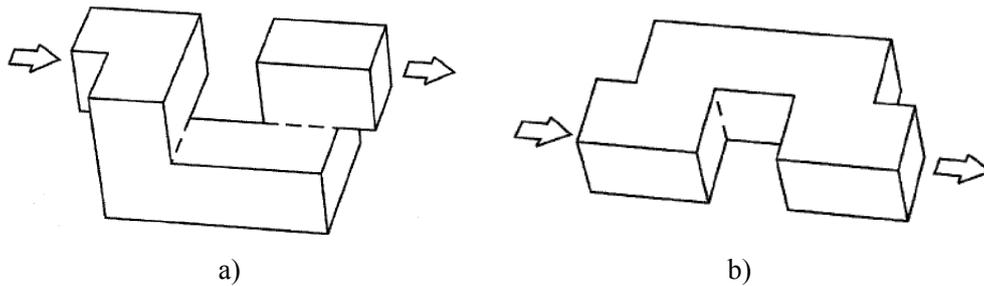
**Table 2.4** – Différentes géométries pour le mélange par advection chaotique d'après [Nguyen & Wu, 2005] et complété avec des références plus récentes.

Auteurs	Type	Largeur (µm)	Hauteur (µm)	Vitesse (mm.s-1)	Re	Pe	Matériaux
[Wang <i>et al.</i> , 2002]	Obstacles cylindriques	300	100	0,17	0,25	51	
[Lin <i>et al.</i> , 2003]	Obstacles cylindriques	10	100	20	0,2	200	Silicium – Verre
[Mengeaud <i>et al.</i> , 2002]	Forme en zig-zag	100	48	1,3-40	0,26-267	130-4000	Mylar
[Burghelca <i>et al.</i> , 2004]	Forme en zig-zag	100	90	0,08	$8 \times 10^{-5}$		PDMS
[Hong <i>et al.</i> , 2004]	2D Tesla	200	90	5	6,2	$10^4$	COC
[Liu <i>et al.</i> , 2000]	3D serpentins	300	150	30-350	6-70	9000- $10^4$	Silicium – Verre
[Vijayendran <i>et al.</i> , 2003]	3D serpentins	1000	300	2-40	1-20	2000- $4 \times 10^4$	PDMS
[Chen & Meiners, 2004]	3D serpentins	100	70	1-20	0,1-2	10-200	PDMS
[Park <i>et al.</i> , 2004]	3D serpentins	100	50		1-50	0,015-0,7	PDMS
[Jen <i>et al.</i> , 2003]	3D serpentins	500	300	2000	48	0,36	
[Evans <i>et al.</i> , 1997]	Réservoir	1500×600	100				Silicium – Verre
[Johnson <i>et al.</i> , 2002]	Sillons	72	31	0,6	0,024	15	PC-PETG
[Stroock <i>et al.</i> , 2002; Stroock & Whitesides, 2003]	Sillons	200	70	15	0,01	3000	PDMS
[Wang <i>et al.</i> , 2003]	Sillons	200	100	0,1-50	0,0013-6,65	20- $10^4$	PDMS
[Biddiss <i>et al.</i> , 2004]	Sillons	200	8	0,01-0,09	0,08-0,7	190-1500	PDMS
[Kim <i>et al.</i> , 2004]	Sillons	240	60	11,6	0,5	2784	PDMS

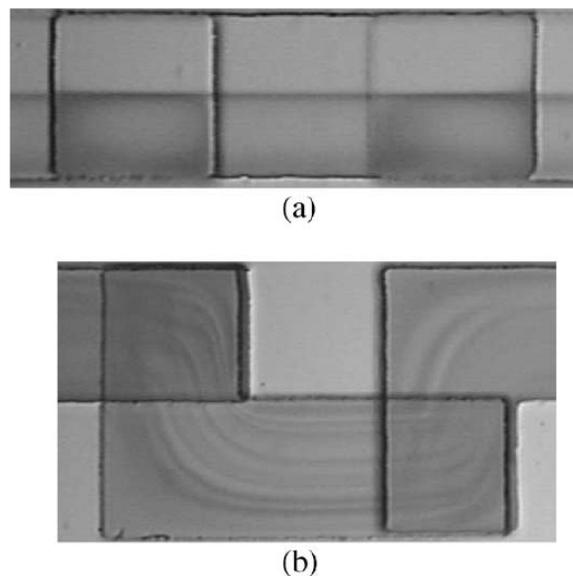
### Serpentins

Un microcanal en serpentins a été développé par Liu [Liu *et al.*, 2000]. Ce type de géométrie permet d'effectuer un mélange efficace tout en restant à un nombre de Reynolds limité, compris entre 6 et 70.

Beebe et son équipe [Beebe *et al.*, 2001] présentent également des micromélangeurs en PDMS constitué de canaux en serpentins et en créneaux (Figure 2.21) dont la complexité géométrique dans l'espace permet de réaliser des mélanges plus efficaces que des mélangeurs en ligne. L'efficacité des deux configurations est presque la même : les fluides sont correctement mélangés après un parcours approximativement de même longueur (Figure 2.22).



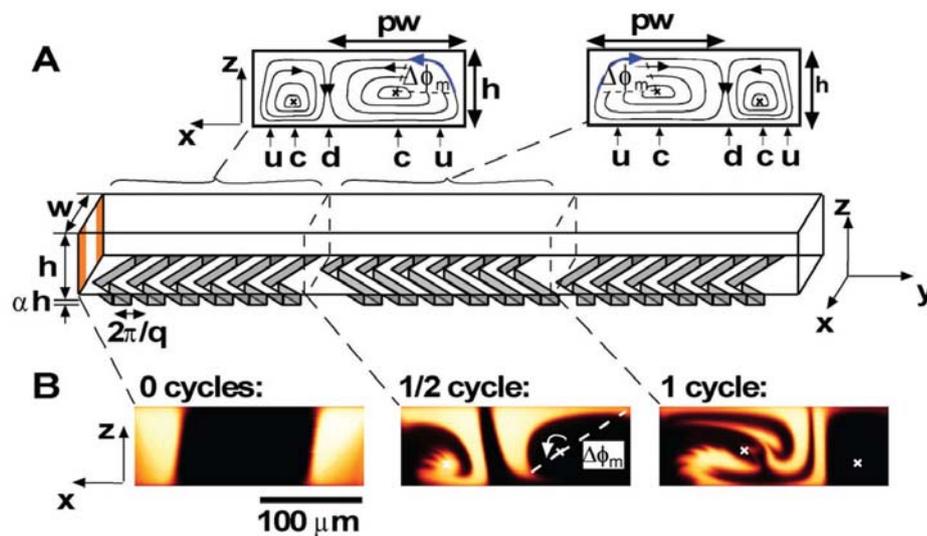
**Figure 2.21** – Un segment des micromélangeurs étudiés par Beebe *et al.* [Beebe *et al.*, 2001].  
a) microcanaux en serpentins 3D ; b) microcanaux en créneaux.



**Figure 2.22** – Comparaison de la qualité du mélange obtenu dans le dernier segment [Beebe *et al.*, 2001].  
a) dans les microcanaux en créneaux ; b) dans les microcanaux en serpentins.

## Sillons ou chevrons

Avec la même idée de créer des structures favorisant le chaos passif, le groupe de Whitesides [Stroock *et al.*, 2002] a travaillé sur des microcanaux dont le fond comprend des sillons en forme de chevrons adéquatement placés pour engendrer de l'advection chaotique 3D (Figure 2.23).



## Micromélangeurs sur deux niveaux

Selon un principe similaire à celui utilisé par Branebjerg *et al.* [Branebjerg *et al.*, 1996], Schwesinger *et al.* [Schwesinger *et al.*, 1996] ont développé un micromélangeur conçu à base de silicium et permettant l'intégration d'autres microcomposants comme des pompes, des valves ou des capteurs. Le micromélangeur est formé de deux plaquettes de silicium (Figure 1.2). La structure consiste en plusieurs éléments de mélange identiques d'une taille de  $500 \mu\text{m} \times 500 \mu\text{m} \times 720 \mu\text{m}$ . Chaque élément est constitué de deux microcanaux ou plus. Cette géométrie mène à un mélange homogène après 5 éléments pour des liquides miscibles, 16 à 20 éléments dans le cas de liquides non miscibles.

### 2.3.2. Micromélangeur actifs

Ces différents micromélangeurs requièrent une source d'énergie extérieure autre que l'énergie de pression des fluides pour effectuer le mélange. Les principaux travaux relatifs à ce type de micromélangeurs sont résumés dans la Table 2.5.

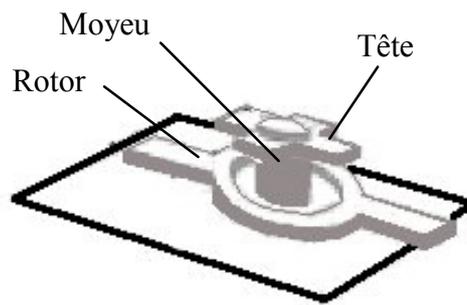
**Table 2.5** – Différent microsystèmes pour le micromélange actif, d'après [Nguyen & Wu, 2005], et complété par des références récentes.

Auteurs	Type de perturbation	Largeur du canal ( $\mu\text{m}$ )	Hauteur du canal ( $\mu\text{m}$ )	Vitesse ( $\text{mm.s}^{-1}$ )	Fréquence (Hz)	Re	Pe	Matériaux
[Deshmukh <i>et al.</i> , 2001]	Pression	400	78	0,09	1	0,01	36	Silicium - Verre
[Fujii <i>et al.</i> , 2003]	Pression	150	150	0,09	100	0,13	133	PDMS
[Glasgow & Aubry, 2003]	Pression	200	120	2	0,3	0,3	400	
[Okkels & Tabeling, 2004]	Pression	200	26	1,6	0,85	0,04	321	PDMS
[Suzuki & Ho, 2002]	Pression	160	35	0,3	0,02	0,05	48	Silicium - Verre
[Lu <i>et al.</i> , 2002]	Pression	750	70	0,14	5	0,01	105	PDMS - Verre
[El Moctar <i>et al.</i> , 2003]	Electro-hydrodynamique	250	250	4,2	0,5	0,02	1050	
[Deval <i>et al.</i> , 2002]	Diélectrophorétique	50	25	0,5	1	0,02	25	Si - SU8 - Verre
[Lee <i>et al.</i> , 2001]	Electrocinétique	200	25	0,5	1	0,01	100	
[Oddy <i>et al.</i> , 2001]	Electrocinétique	1000	300	0,5	10	0,15	1050	PDMS - Verre
[Tang <i>et al.</i> , 2002]	Electrocinétique	500	35	1	0,17	0,04	509	PDMS - Verre
[Ould El Moctar <i>et al.</i> , 2006]	Electrocinétique	250	250	4,2	0,5 1000	0,017		
[Bau <i>et al.</i> , 2001]	Magnéto-hydrodynamique	4700	1000					Céramique
[Moroney <i>et al.</i> , 1991]	Acoustique	1000	400	0,5	10	0,15	1050	Si - Verre
[Rife <i>et al.</i> , 2000]	Acoustique	1600	1600	1		1,6	1600	
[Yasuda, 2000]	Acoustique	2000	2000	6,4		12,8	12800	Si - Verre

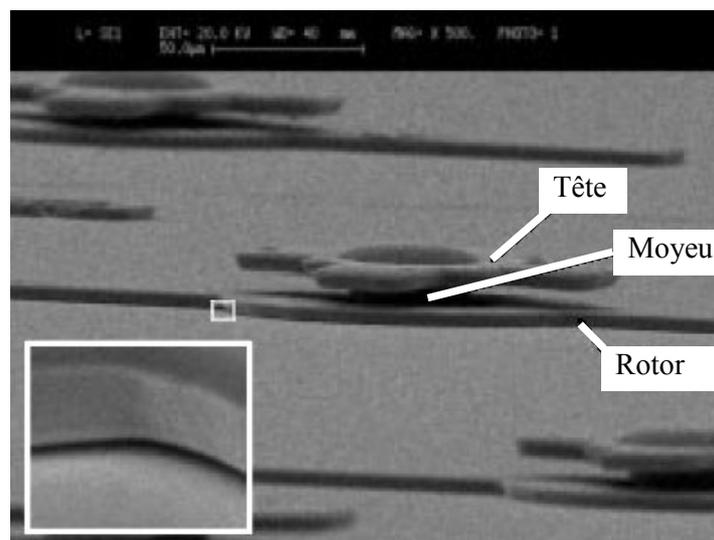
[Yang <i>et al.</i> , 2001]	Acoustique	6000	60	0,5		0,03	30	Si – Verre
[Liu <i>et al.</i> , 2002]	Acoustique	15000	300	5		1,5	1500	Si – Verre
[Yaralioglu <i>et al.</i> , 2004]	Acoustique	300	50	1 <sup>2</sup>		0,86	300	PDMS - Quartz

### ***Micromélangeur à barre magnétique***

L'utilisation de mélangeur actif à barre micro-magnétique a été introduite en 2002 par Lu [Lu *et al.*, 2002]. La pièce maîtresse du mélangeur est une barre (rotor) faite de matériaux ferromagnétiques. Quand un champ magnétique externe tournant est appliqué, le rotor magnétisé développe un couple. Quand le couple excède la force de frottement, le rotor tourne autour du moyeu (Figures 2.24 et 2.25).



**Figure 2.24** – Schéma simplifié d'un micromélangeur à barre magnétique.



**Figure 2.25** – Photographie SEM d'un micromélangeur à barre magnétique [Lu *et al.*, 2002].

Ce type de micromélangeur affiche les particularités suivantes:

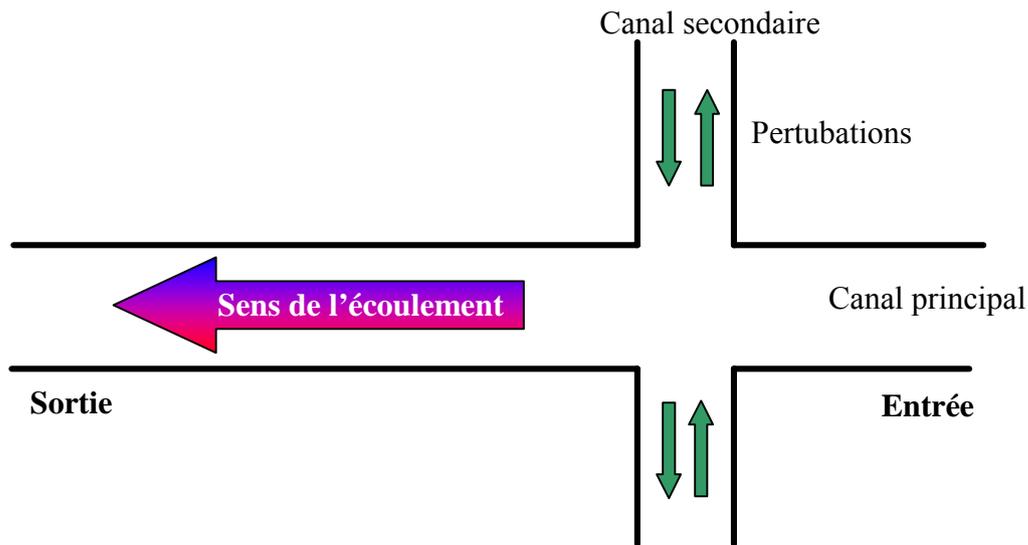
- le mélange est rapide,
- il est particulièrement efficace,
- la mise en action magnétique, appliquée à distance, élimine le besoin de fils conducteurs et limite la complexité du contrôle,
- ce mélangeur peut être employé pour une grande variété de fluides.

### ***Micromélangeurs chaotiques actifs***

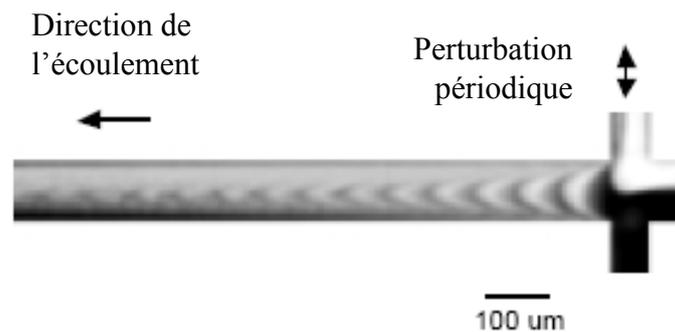
L'advection chaotique peut également être menée de manière active, à l'aide d'actionnement pneumatique ou électrocinétique par exemple. Différentes configurations sont proposées dans la littérature.

- **Micromélangeurs transverses : mélangeurs en croix**

Ce type de micromélangeur actif est constitué d'un canal principal dans lequel le mélange a lieu. Des jets oscillants transverses perturbent l'écoulement dans ce canal de mélange (Figure 2.26). Ainsi, une particule liquide à l'entrée du micromélangeur voyage parallèlement au canal principal, jusqu'à ce qu'elle atteigne la région de l'intersection avec le canal transversal. Elle est alors soumise à un effort transverse, qui lui communique une vitesse dans la direction du canal secondaire. Après la sortie de la zone de l'intersection, l'écoulement redevient parallèle au canal principal. Si deux couches de fluides ont été introduites parallèlement en amont du canal principal, l'interface se trouve alors repliée transversalement à l'écoulement un grand nombre de fois. L'augmentation de cette surface d'échange aboutit rapidement à un mélange complet (Figure 2.27). Le processus de mélange peut être répété avec une succession de canaux transversaux.



**Figure 2.26** – Schéma illustrant le dispositif d'un micromélangeur transverse.



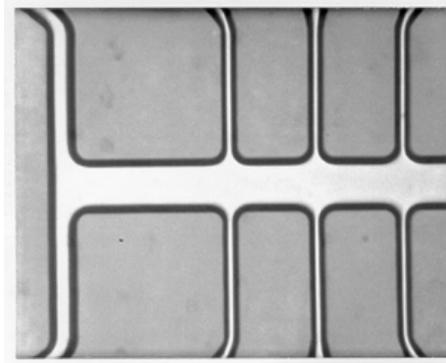
**Figure 2.27** – Mélange chaotique dans un micromélangeur en croix [Lee *et al.*, 2001].

Il existe différentes manières de contrôler activement la perturbation : par application d'un gradient de pression, par ondes acoustiques, ... Quelques uns de ces systèmes sont détaillés par la suite.

### Actionnement par pression perturbatrice

Bottausci *et al.* [Bottausci *et al.*, 2004] étudient un micromélangeur constitué d'un canal principal et de trois paires de canaux transverses (Figure 2.28). Les deux fluides à mélanger pénètrent dans le canal principal. Le mélange est provoqué par des fluctuations de pression au niveau des canaux secondaires. La pression est commandée grâce à des pousse-seringues.

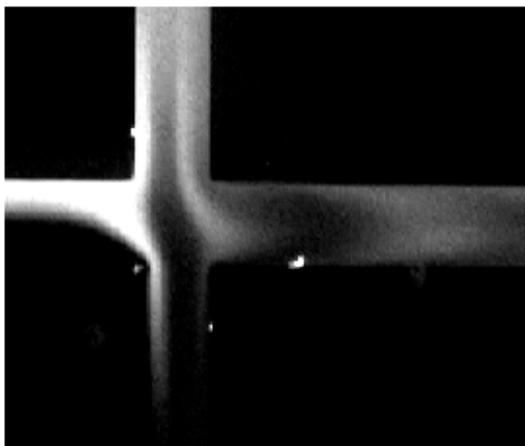
Un modèle analytique 3-D du mélange et des mesures expérimentales montrent que ce système permet d'obtenir un mélange optimal pour une fréquence d'oscillation de 50Hz.



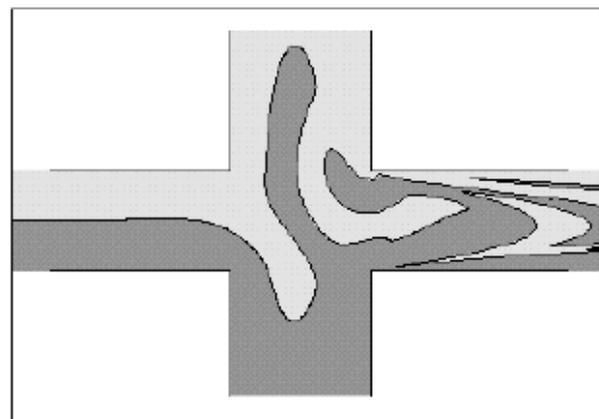
**Figure 2.28** – Photo d'un micromélangeur transversal [Bottausci *et al.*, 2004].

Le canal principal mesure 200  $\mu\text{m}$  de large, les canaux secondaires 50  $\mu\text{m}$ .

Dodge *et al.* [Dodge *et al.*, 2004] créent des oscillations dans un canal secondaire grâce à des valves en PDMS. Les simulations numériques sont en bon accord avec les observations expérimentales (Figure 2.29).



(a)



(b)

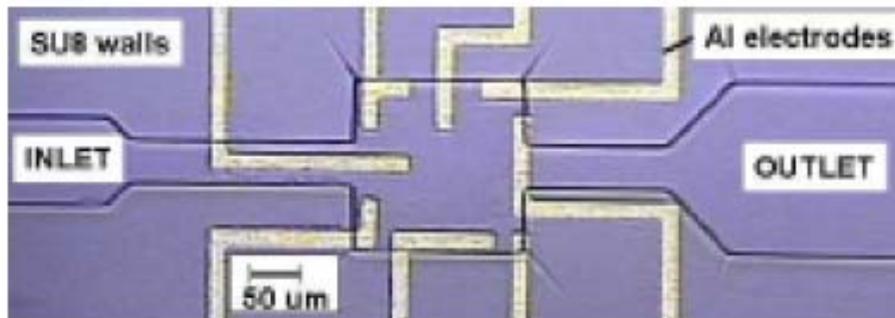
**Figure 2.29** – Micromélangeur de [Dodge *et al.*, 2004].

a) Image expérimentale ; b) Résultats de simulation numérique.

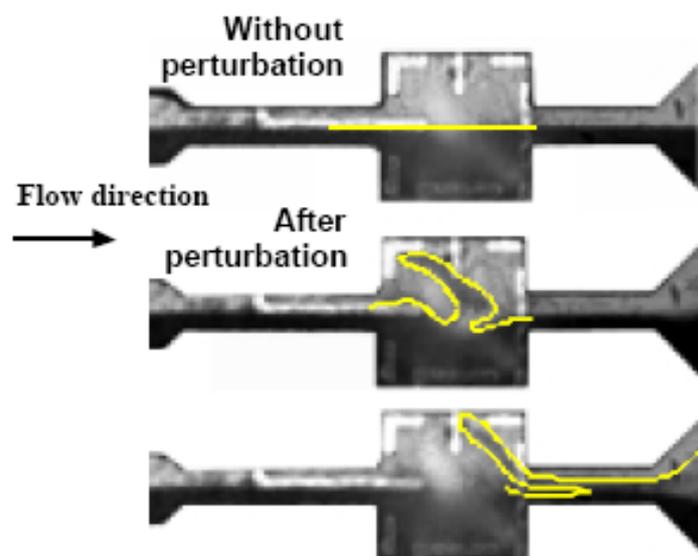
### Actionnement électrophorétique

Lee *et al.* [Lee *et al.*, 2001] proposent un modèle de micromélangeur en croix actionné par un champ électrique. Ce type de micromélangeur s'applique à des fluides chargés de particules (de polystyrène, cellules, bactéries). La mise en mouvement se fait par

électrophorèse : les particules sont mises en mouvement par application d'un champ électrique alternatif aux extrémités des canaux secondaires (Figure 2.30 et 2.31).



**Figure 2.30** – Micromélangeur de Lee *et al.* [Lee *et al.*, 2001].



**Figure 2.31** – Micromélange obtenu dans un micromélangeur en croix actionné par électrophorèse [Lee *et al.*, 2001].

### Actionnement électro-osmotique

Un autre type d'actionnement électrocinétique utilise un écoulement transverse électro-osmotique [Oddy *et al.*, 2001]. L'écoulement principal des deux fluides à mélanger est un écoulement de Poiseuille généré par des pousse-seringues, et il est perturbé par un écoulement électro-osmotique alternatif généré par un champ électrique dans un canal transversal (Figure 2.32).

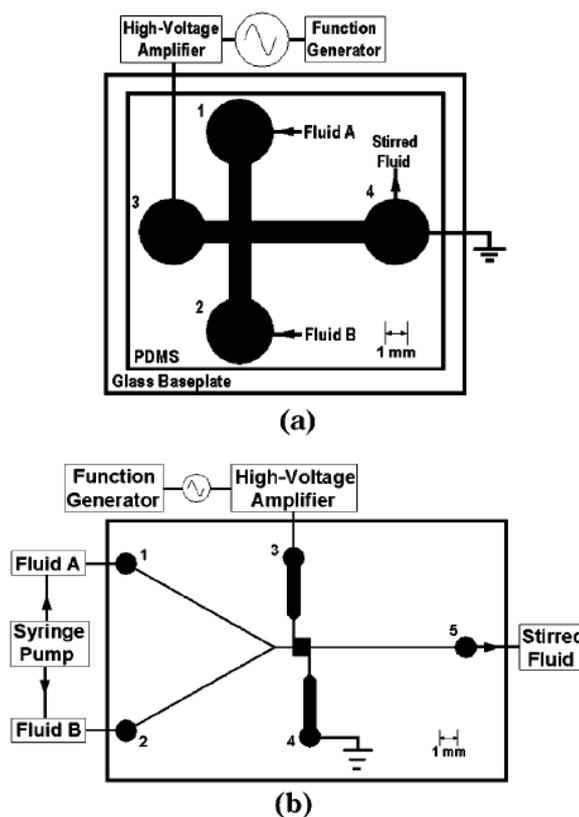


Figure 2.32 – Micromélangeur à actionnement électro-osmotique [Oddy *et al.*, 2001].

## 2.4. Analyse de la qualité d'un mélange

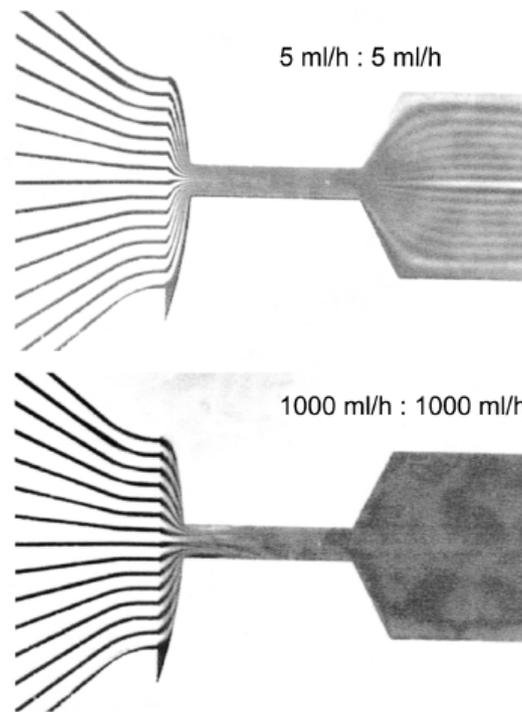
### 2.4.1. Méthodes expérimentales

Les méthodes les plus simples et les plus répandues pour estimer expérimentalement la qualité du mélange utilisent des techniques de visualisation [Hessel *et al.*, 2005].

#### *Expériences de type dilution de colorant*

Cette technique consiste à visualiser les lignes de courants apparaissant lors du contact entre un liquide coloré et un liquide transparent, dans le cas de micromélangeurs passifs ou lors de la mise en mouvement du volume de liquide initialement au repos dans le cas de micromélangeurs actifs. Plus le mélange est bon, moins le contraste est net.

Ainsi, lorsque le colorant utilisé est fluorescent, le mélange apparaît complet (Figure 2.33) lorsqu'on ne peut plus visualiser les lignes de courants [Hessel *et al.*, 2003; Wong *et al.*, 2004].

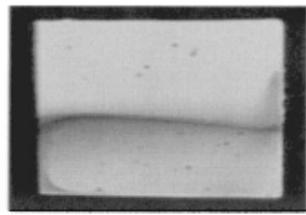


**Figure 2.33** – Visualisation d'un mélange dans un écoulement multilamellaire par coloration du liquide en bleu [Hessel *et al.*, 2003].

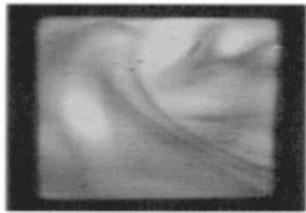
### ***Expérience de type réaction***

Le mélange est ici visualisé à l'aide d'une réaction chimique entre deux réactifs véhiculés par les fluides à mélanger. Cette méthode nécessite que la réaction chimique soit très rapide pour que le degré de mélange obtenu soit visualisé instantanément. Le mélange est alors repéré par la formation d'une espèce colorée ou par l'apparition d'un précipité résultant de la réaction chimique [Hessel *et al.*, 2003].

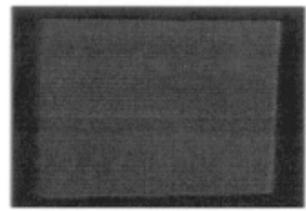
Les espèces mises en présence peuvent également être un acide ou une base et un liquide indicateur de pH (bleu de bromothymol, phénolphtaléine). Le mélange est alors évalué par le changement de couleur ou la variation d'intensité du colorant. Liu *et al.* [Liu *et al.*, 2000] ont par exemple évalué le mélange dans un micromélangeur en serpentin grâce à un mélange de phénolphtaléine - devenant rouge lorsque le pH est supérieur à 8 - et d'hydroxyde de sodium (de pH proche de 13) (Figure 2.34). La variation d'intensité lumineuse du fluide observé est obtenue par une analyse des images. Lorsque le mélange est complet, la couleur dans le microcanal est uniforme (d'intensité lumineuse constante).



(d)

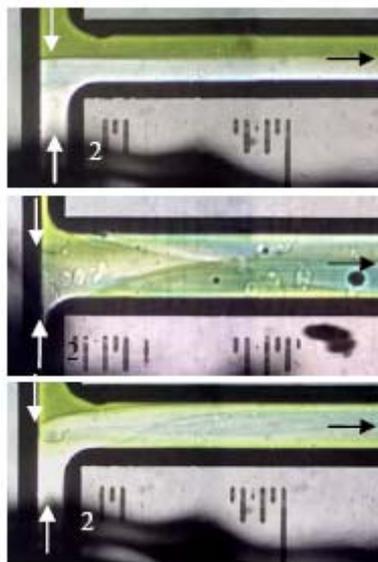


(e)



(f)

**Figure 2.34** – Images de mélange en utilisant la phénolphtaléine en différents points du serpentin pour un nombre de Reynolds de 70 [Liu *et al.*, 2000].



**Figure 2.35** – Réaction de neutralisation du pH dans un micromélangeur en T (réactif : bleu de bromothymol) [Kockmann *et al.*, 2006].

## 2.4.2. Quantification du mélange

### *Longueur de micromélange dans une géométrie 1-D*

Une des façons de caractériser le mélange dans une géométrie simple 1-D (exemple du canal de mélange d'un micro-mélangeur en T) est de regarder la longueur au bout de laquelle le mélange est complet, en partant du point de rencontre des fluides.

Kenis *et al.* [Kenis *et al.*, 1999] définissent cette longueur à partir de l'élargissement de l'interface [Lee *et al.*, 2000]. Leurs résultats montrent que l'épaisseur de l'interface grandit en fonction de la racine carrée de la longueur du mélange. Cette condition revient à considérer une diffusion unidirectionnelle avec un saut de concentration au niveau de l'interface. Ainsi, l'élargissement  $y_d$  de l'interface dans la direction de l'écoulement peut s'exprimer en fonction du coefficient de diffusion  $D$  par :

$$y_d = \sqrt{2D\Delta t} \quad (2.10)$$

Si la vitesse du fluide est  $V_0$ , après un temps  $\Delta t$ , le fluide s'est déplacé d'une distance  $x$ . A vitesse constante, ce déplacement peut être exprimé par

$$x = V_0 \Delta t \quad (2.11)$$

et par conséquent :

$$x = \frac{y_d^2 V_0}{2D} . \quad (2.12)$$

Cette équation peut être employée pour estimer la constante de diffusion du fluide en mesurant  $y_d$  à l'abscisse  $x$ , l'origine étant au point de rencontre initiale des deux nappes de fluide. La longueur de diffusion minimale  $L_m$  pour un mélange complet de deux fluides dans un mélangeur en T symétrique peut également être déduite de l'équation (2.12), en remplaçant  $y_d$  par la moitié de la largeur du canal.

### *Nombre de Fourier - estimation du temps de mélange*

Le nombre de Fourier  $Fo$  est défini par :

$$Fo = \frac{D_{ab} t}{D_c^2}, \quad (2.13)$$

où  $D_{ab}$  est le coefficient de diffusion binaire de l'espèce  $a$  vers l'espèce  $b$ ,  $D_c$  la longueur caractéristique et  $t$  le temps. Ce nombre permet d'estimer l'avancement du processus de transport diffusif dans différentes géométries. Il a été employé pour caractériser les mélanges par Bibby *et al.* [Bibby *et al.*, 1998] et par Gobby *et al.* [Gobby *et al.*, 2001; Koch *et al.*, 1999]. Il permet de déterminer les dimensions ou, plus fréquemment, le temps de mélange. On considère que le mélange est complet lorsque le nombre de Fourier est compris entre 0,1 et 1. Pour une diffusivité typique de gaz,  $D_{ab} \sim 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ . Ainsi, dans un micromélangeur dont les dimensions caractéristiques sont de 100  $\mu\text{m}$ , le temps pour avoir un mélange complet est de l'ordre de 100 ms.

En réarrangeant l'équation (2.13), on obtient le temps de mélange et en multipliant cette quantité par la vitesse moyenne, il est possible d'obtenir la longueur de mélange.

### ***Index d'efficacité – analyse numérique de la qualité du mélange***

Lors de simulations numériques, il est nécessaire de pouvoir quantifier la qualité du mélange, ne serait-ce que pour comparer effectivement l'efficacité de différents types de micromélangeurs. Plusieurs méthodes d'estimation de l'efficacité du mélange sont utilisées dans la littérature.

Pour quantifier précisément la qualité du mélange dans une section de leur micromélangeur (Figure 2.28), Bottausci *et al.* [Bottausci *et al.*, 2004] utilisent un coefficient appelé *MVC* (Mixing Variance Coefficient). Les deux fluides à mélanger étant injectés avec le même débit, le mélange parfait correspond donc à une répartition homogène et en proportion égale des particules issues des deux branches en tout point du mélange. Les particules fluides sont affectées d'un coefficient 1 lorsqu'elles proviennent d'un des deux fluides à mélanger et sont affectées d'un coefficient 0 lorsqu'elles proviennent de l'autre fluide. Le mélange parfait doit donc se traduire par une équirépartition des particules d'indices 0 et 1. Le coefficient *MVC* se définit alors par l'équation

$$MVC = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\rho_i - 0,5)^2, \quad (2.14)$$

où  $N$  représente le nombre de cellules de discrétisation de la section considérée, et  $\rho_i$  la valeur moyenne des indices des particules fluides dans la  $i^{\text{ème}}$  cellule.

De façon un peu similaire, on peut utiliser l'index normalisé de l'efficacité du mélange employé par [Lee *et al.*, 2001] et donné par la relation

$$Ie = 1 - \frac{1}{\bar{M}} \sqrt{\frac{\sum (M_i - \bar{M})^2}{N}}, \quad (2.15)$$

dans laquelle  $\bar{M} = \sum \frac{M_i}{N}$ ,  $M_i$  et  $\bar{M}$  représentant respectivement la fraction massique d'un des deux fluides dans la  $i^{\text{ème}}$  cellule de la section, et la moyenne de cette fraction massique sur l'ensemble des  $N$  cellules de cette section. Cette notion permet de généraliser l'emploi du coefficient  $MVC$  au cas où les débits des fluides à mélanger ne sont pas identiques. C'est ce coefficient que nous utilisons par la suite (*cf.* Chapitre 3).

## 2.5. Références bibliographiques

- Aref, H., Stirring by chaotic advection, *Journal of Fluid Mechanics Digital Archive*, vol. 143, pp. 1-21, 1984.
- Baroud, C., Menetrier, L., Colin, T., Okkels, F., & Tabeling, P., Analyser une réaction chimique dans un micro -Te, in *Proceedings of MicroFlu'02. Microfluidique - Micro-écoulements liquides et gazeux: phénomènes physiques et applications*. Toulouse, France: SHF, pp. 201-208, 2002.
- Bau, H. H., Zhong, J., & Yi, M., A minute magneto hydro dynamic (MHD) mixer, *Sensors and Actuators B: Chemical*, vol. 79, n° 2, pp. 207-215, 2001.
- Beebe, D. J., Adrian, R. J., Olsen, M. G., Stremmer, M. A., Aref, H., & Jo, B.-H., Passive mixing in microchannels: fabrication and flow experiments, *Mécanique et Industries*, vol. 2, n° 4, pp. 343-348, 2001.
- Bessoth, F. G., de Mello, A., & Manz, A., Microstructure for efficient continuous flow mixing, *Analytical Communication*, vol. 36, pp. 213-215, 1999.
- Bibby, I. P., Harper, M. J., & Shaw, J., Design and Optimization of Micro-Fluidic Reactors through CFD and Analytical Modeling, in *Process Miniaturization: 2nd International Conference on Microreaction Technology*. New Orleans, pp. 335-339, 1998.
- Biddiss, E., Erickson, D., & Li, D., Heterogeneous Surface Charge Enhanced Micromixing for Electrokinetic Flows, *Analytical Chemistry*, vol. 76, n° 11, pp. 3208-3213, 2004.
- Böhm, S., Greiner, K., de Vries, S., & van den Berg, A., A rapid vortex micromixer for studying high-speed chemical reactions, in *Micro Total Analysis Systems (Micro TAS)*. Monterey, CA, USA, pp. 25-27, 2001.

- Bottausci, F., Mezic, I., Meinhart, C. D., & Cardonne, C., Mixing in the shear superposition mixer: three-dimensional analysis, *Royal Society of London Transactions Series A*, vol. 362, n° 1818, pp. 1001-1018, 2004.
- Branbjerg, J., Gravesen, P., Krog, J. P., Nielsen, C. R., Danfoss, A. S., & Nordborg, Fast mixing by lamination, in *9th IEEE International Work Shop on Microelectromechanical System*, IEEE, Ed. San Diego, USA, pp. 441-446, 1996.
- Burghelea, T., Segre, E., Bar-Joseph, I., Groisman, A., & Steinberg, V., Chaotic flow and efficient mixing in a microchannel with a polymer solution, *Physical Review E*, vol. 69, pp. 066305, 2004.
- Chen, H. & Meiners, J.-C., Topologic mixing on a microfluidic chip, *Applied Physics Letters*, vol. 84, n° 12, pp. 2193, 2004.
- Colin, S., Chapter 2: Single-phase gas flow in microchannels, in *Heat Transfer and Fluid Flow in Minichannels and Microchannels*, S. G. Kandlikar, et al., Eds.: Elsevier, pp. 9-86, 2006.
- Cussler, E. L., *Diffusion: Mass transfer in fluid systems*, 2d edition ed: Cambridge University Press, 1997.
- Dautray, R. & Lions, J.-L., *Analyse mathématique et calcul numérique pour les sciences et les techniques*, vol. 9 - Evolution: numerique, transport. Paris: Masson, 1988.
- Deshmukh, A., Liepmann, D., & Pisano, A. P., Characterization of a Micro-Mixing, Pumping, and Valving System, in *Proceedings of the 11th International Conference on Solid State Sensors and Actuators (Transducers '01)*. Munich, Germany, pp. 950-953, 2001.
- Deval, J., Tabeling, P., & Chih-Ming, H., A dielectrophoretic chaotic mixer, in *Micro Electro Mechanical Systems, 2002. The Fifteenth IEEE International Conference on*, pp. 36, 2002.
- Dodge, A., Jullien, M.-C., Lee, Y.-K., Niu, X., Okkels, F., & Tabeling, P., An example of a chaotic micromixer: the cross-channel micromixer, *Comptes Rendus Physique*, vol. 5, n° 5, pp. 557-563, 2004.
- El Moctar, A. O., Aubry, N., & Batton, J., Electro-hydrodynamic micro-fluidic mixer, *Lab on a Chip*, vol. 3, n° 4, pp. 273-280, 2003.
- Evans, J., Liepmann, D., & Pisano, A. P., Planar laminar mixer, in *10th Workshop on Micro Electromechanical Systems, MEMS'97*. Nagoya, Japan, pp. 96-101, 1997.
- Fujii, T., Sando, Y., Higashino, K., & Fujii, Y., A plug and play microfluidic device, *Lab on a Chip*, vol. 3, pp. 193 - 197, 2003.
- Gan, H., Lam, Y., Nguyen, N., Tam, K., & Yang, C., Efficient mixing of viscoelastic fluids in a microchannel at low Reynolds number, *Microfluidics and Nanofluidics*, vol. 3, n° 1, pp. 101, 2007.
- Glasgow, I. & Aubry, N., Enhancement of microfluidic mixing using time pulsing, *Lab on a Chip*, vol. 3, pp. 114 - 120, 2003.

- Gobby, D., Angeli, P., & Gavriilidis, A., Mixing characteristics of T-type microfluidic mixers, *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 11, n° 2, pp. 126-132, 2001.
- Gray, B. L., Jaeggi, D., Mourlas, N. J., Drieënhuizen, B. P. v., Williams, K. R., Maluf, N. I., & Kovacs, G. T. A., Novel interconnection technologies for integrated microfluidic systems, *Sensors and Actuators A*, vol. 77, n° 1, pp. 57-65, 1999.
- Hadd, A. G., Raymond, D. E., Halliwell, J. W., Jacobson, S. C., & Ramsey, J. M., Microchip device for performing enzyme assays, *Analytical Chemistry*, vol. 69, n° 17, pp. 3407-3412, 1997.
- He, B., Burke, B. J., Zhang, X., Zhang, R., & Regnier, F. E., A picoliter-volume mixer for microfluidic analytical systems, *Analytical Chemistry*, vol. 73, n° 9, pp. 1942-1947, 2001.
- Hessel, V., Hardt, S., Lowe, H., & Schönfeld, F., Laminar mixing in different interdigital micromixers: I. Experimental characterization, *AIChE Journal*, vol. 49, n° 3, pp. 566-577, 2003.
- Hessel, V., Löwe, H., & Schönfeld, F., Micromixers - a review on passive and active principles, *Chemical Engineering Science*, vol. 60, pp. 2479-2501, 2005.
- Hinsmann, P., Frank, M., Svasek, P., Harasek, M., & Lendl, B., Design, simulation and application of a new micromixing device for time resolved infrared spectroscopy of chemical reactions in solutions, *Lab on a Chip*, vol. 1, pp. 16-21, 2001.
- Hong, C.-C., Choi, J.-W., & Ahn, C. H., A novel in-plane passive microfluidic mixer with modified Tesla structures, *Lab on a Chip*, vol. 4, pp. 109-113, 2004.
- Hosokawa, K., Fujii, T., & Endo, I., Droplet-based nano/picoliter mixer using hydrophobic microcapillary vent, in *13th International workshop on Micro Electromechanical System, MEMS'99*. Piscataway, NJ, USA: IEEE, pp. 388-393, 1999.
- Ismagilov, R. F., Stroock, A. D., Kenis, P. J. A., Whitesides, G. M., & Stone, H. A., Experimental and theoretical scaling laws for transverse diffusive broadening in two-phase laminar flows in microchannels, *Applied Physics Letters*, vol. 76, n° 17, pp. 2376-2378, 2000.
- Ismagilov, R. F., Song, H., & Chen, D. L., Droplet-Based Microfluidics - Reactions in Droplets in Microfluidic Channels, *Angewandte Chemie International Edition*, vol. 45, pp. 7336 – 7356, 2006.
- Jen, C.-P., Wu, C.-Y., Lin, Y.-C., & Wu, C.-Y., Design and simulation of the micromixer with chaotic advection in twisted microchannels, *Lab on a Chip*, vol. 3, pp. 77 - 81, 2003.
- Johnson, T. J., Ross, D., & Locascio, L. E., rapid microfluidic mixing, *Analytical Chemistry*, vol. 74, pp. 45-51, 2002.

- Kamholz, A. E., Weigl, B. H., & Finlayson, B. A., Quantitative analysis of molecular interaction in a microfluidic channel: the T-sensor, *Analytical Chemistry*, vol. 71, pp. 5340–5347., 1999.
- Kamholz, A. E. & Yager, P., Theoretical analysis of molecular diffusion in pressure-driven laminar flow in microfluidic channels, *Biophysical Journal*, vol. 80, pp. 155-160, 2001.
- Kenis, P. J. A., Ismagilov, R. F., & Whitesides, G. M., Microfabrication inside capillaries using multiphase laminar flow patterning, *Science, New Series*, vol. 285, n° 5424, pp. 83-85, 1999.
- Kim, D. S., Lee, S. W., Kwon, T. H., & Lee, S. S., A barrier embedded chaotic micromixer, *Journal of Micromechanics and Microengineering*, n° 6, pp. 798, 2004.
- Knight, J. B., Vishwanath, A., Brody, J. P., & Austin, R. H., Hydrodynamic focusing on a silicon chip: mixing nanoliters in microseconds, *Physical Review Letters*, vol. 80, n° 17, pp. 3863-3866, 1998.
- Koch, M., Witt, H., Evans, A. G. R., & Brunnschweiler, A., Improved characterization technique for micromixers, *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 9, pp. 156-158, 1999.
- Kockmann, N., Dreher, S., Engler, M., & Woias, P., Simulation and characterisation of microreactors dor aerosol generation, *4th international conference on nanochannels, microchannels and minichannels*, Limerick, Ireland, June 19-21, 2006.
- Larsen, U. D., Rong, W., & Telleman, P., Design of rapid micromixers using CFD, in *10th International Conference on Solid-State Sensors & Actuators, Transducers '99*. Sendai, Japan, pp. 200-203, 1999.
- Larson, R. G., Flow-induced mixing, demixing, and phase transitions in polymeric fluids, *Rheologica Acta*, vol. 31, n° 6, pp. 497, 1992.
- Lee, Y.-K., Tabeling, P., Shih, C., & Ho, C.-M., Characterisation of MEMS-fabricated mixing device, in *International Mechanical Engineering Congress & Exposition*. Orlando, Florida: ASME, pp. 505-511, 2000.
- Lee, Y.-K., Deval, J., Tabeling, P., & Ho, C.-M., Chaotic mixing in electrokinetically and pressure driven micro flows, in *The 14th IEEE Workshop on MEMS*. Interlaken, Switzerland: IEEE, pp. 483-486, 2001.
- Lin, Y., Gerfen, G. J., Rousseau, D. L., & Yeh, S. R., Ultrafast Microfluidic Mixer and Freeze-Quenching Device, *Analytical Chemistry*, vol. 75, n° 20, pp. 5381, 2003.
- Link, D. R., Grasland-Mongrain, E., Duri, A., Sarrazin, F., Cheng, Z., Cristobal, G., Marquez, M., & Weitz, D. A., Electric control of droplets in microfluidic devices, *Angewandte Chemie International Edition*, vol. 45, pp. 2556-2560, 2006.
- Liu, R. H., Stremler, M. A., Sharp, K. V., Olsen, M. G., Santiago, J. G., Adrian, R. J., Aref, H., & Beebe, D. J., Passive mixing in a three-dimensional serpentine microchannel, vol. 9, n° 2, pp. 190-197, 2000.

- Liu, R. H., Yang, J., Pindera, M. Z., Athavale, M., & Grodzinski, P., Bubble-induced acoustic micromixing, *Lab on a Chip*, vol. 2, pp. 151-157, 2002.
- Lu, L.-H., Ryu, K. S., & Liu, C., A magnetic microstirrer and array for microfluidic mixing, *Journal of Microelectromechanical Systems*, vol. 11, n° 5, pp. 462-469, 2002.
- Melin, J., Gimenez, G., Roxhed, N., van der Wijngaart, W., & Stemme, G., A fast passive and planar liquid sample micromixer, *Lab on a Chip*, vol. 4, pp. 214-219, 2004.
- Mengeaud, V., Josserand, J., & Girault, H. H., Mixing Processes in a Zigzag Microchannel: Finite Element Simulations and Optical Study, *Analytical Chemistry*, vol. 74, n° 16, pp. 4279, 2002.
- Miyake, R., Lammerink, T. S. J., Elwenspoek, M., & Fluitman, J. H. J., Micro mixer with fast diffusion, in *6th International Workshop on Micro Electro Mechanical Systems, MEMS '93*, ISBN 0-7803-0957-X. Fort Lauderdale, FL, USA: IEEE, vol. Investigation of Micro Structures, Sensors, Actuators, Machines and Systems, pp. 248-253, 1993.
- Miyake, R., Tsuzuki, K., Takagi, T., & Imai, K., A highly sensitive and small flow-type chemical analysis system with integrated absorptiometric micro-flowcell, in *10th Annual International Workshop on Micro Electro Mechanical Systems, MEMS '97*. Nagoya, Japan: IEEE, pp. 102-107, 1997.
- Moroney, R. M., White, R. M., & Howe, R. T., Ultrasonically induced microtransport, in *Micro Electro Mechanical Systems, 1991, MEMS '91, Proceedings. 'An Investigation of Micro Structures, Sensors, Actuators, Machines and Robots'*. IEEE, pp. 277, 1991.
- Munson, M. S. & Yager, P., Simple quantitative optical method for monitoring the extent of mixing applied to a novel microfluidic mixer, *Analytica Chimica Acta*, vol. 507, n° 1, pp. 63-71, 2004.
- Nguyen, N.-T. & Wu, Z., Micromixers - a review, *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 15, pp. R1-R16, 2005.
- Oddy, M. H., Santiago, J. G., & Mikkelsen, J. C., Electrokinetic instability micromixing, *Analytical Chemistry*, vol. 73, pp. 5822-5832, 2001.
- Okkels, F. & Tabeling, P., Spatiotemporal resonances in mixing of open viscous fluids, *Physical Review Letters*, vol. 92, n° 3, pp. 038301, 2004.
- Ould El Moctar, A., Aubry, N., & Batton, J., Mélangeur électro-hydrodynamique en microfluidique, *La Houille Blanche*, vol. 3, pp. 31-37, 2006.
- Paik, P., Pamula, V. K., & Fair, R. B., Rapid droplet mixers for digital microfluidic systems, *Lab on a Chip*, vol. 3, pp. 253-259, 2003.
- Park, S. J., Kim, J. K., Park, J., Chung, S., Chung, C., & Chang, J. K., Rapid three-dimensional passive rotation micromixer using the breakup process, *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 14, n° 1, pp. 6, 2004.
- Raynal, F., Plaza, F., Beuf, A., & Carrière, P., Micromélangeur à advection chaotique pour l'hybridation des puces à ADN, *La Houille Blanche*, vol. 2, pp. 78-82, 2006.

- Rife, J. C., Bell, M. I., Horwitz, J. S., Kabler, M. N., Auyeung, R. C. Y., & Kim, W. J., Miniature valveless ultrasonic pumps and mixers, *Sensors and Actuators A*, vol. 86, n° 1-2, pp. 135-140, 2000.
- Sarrazin, F., Bonometti, T., Loubière, K., Prat, L., Gourdon, C., & Magnaudet, J., Droplet hydrodynamics in rectangular microchannels: experimental and numerical study, *AIChE Journal*, vol. 52, n° 12, pp. 4061-4070, 2006.
- Sarrazin, F., Prat, L., Casamatta, G., Joanicot, M., Gourdon, C., & Cristobal, G., Mise en oeuvre de micro-réacteurs à l'échelle de micro-gouttes: caractérisation du mélange, *La Houille Blanche*, vol. 3, pp. 50-55, 2006.
- Schwesinger, N., Frank, T., & Wurmus, H., A modular microfluid system with an integrated micromixer, *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 6, n° 1, pp. 99-102, 1996.
- Seidel, R. U., Sim, D. Y., Menz, W., & Esashi, M., Capillary force mixing device as sampling module for chemical analysis, in *10th International Conference on Solid-State Sensors & Actuators, Transducers'99, Technical Digest*, pp. 438-441, 1999.
- Song, H., Bringer, M. R., Tice, J. D., Gerdts, C. J., & Ismagilov, R. F., Experimental test of scaling of mixing by chaotic advection in droplets moving through microfluidic channels, *Applied Physics Letters*, vol. 83, n° 22, pp. 4664-4666, 2003.
- Stroock, A. D., Dertinger, S. K. W., Ajdari, A., Mezic, I., Stone, H. A., & Whitesides, G. M., Chaotic mixer for microchannels, *Science*, vol. 295, pp. 647-651, 2002.
- Stroock, A. D. & Whitesides, G. M., Controlling flows in microchannels with patterned surface charge and topography, *Acc. Chem. Res.*, vol. 36, n° 8, pp. 597-604, 2003.
- Suzuki, H. & Ho, C.-M., A magnetic force driven chaotic micro-mixer, in *Proceedings of 15th Workshop on Micro Electromechanical System (MEMS'02)*. Las Vegas, Nevada: IEEE, pp. 40-43, 2002.
- Tabeling, P., *Introduction à la microfluidique*. Paris: Belin, 2003.
- Tang, Z., Hong, S., Djukic, D., Modi, V., West, A. C., Yardley, J., & Osgood, R. M., Electrokinetic flow control for composition modulation in a microchannel, *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 12, n° 6, pp. 870, 2002.
- Turq, P. & Simonin, J.-P., Séparation par distribution entre phases - Mesure des coefficients de diffusion: Techniques de l'Ingénieur, vol. P1515, 1990.
- Veenstra, T. T., Lammerink, T. S. J., Elwenspoek, M. C., & Van Den Berg, A., Characterization method for a new diffusion mixer applicable in micro flow injection analysis systems, *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 9, pp. 199-202, 1999.
- Vijayendran, R. A., Motsegood, K. M., Beebe, D. J., & Leckband, D. E., Evaluation of a Three-Dimensional Micromixer in a Surface-Based Biosensor, *Langmuir*, vol. 19, n° 5, pp. 1824, 2003.

- Voldman, J. G., M.L.; Schmidt, M.A., An integrated liquid mixer/valve, *Journal of Microelectromechanical Systems*, vol. 9, n° 3, pp. 295-302, 2000.
- Walker, G. M., Ozers, M. S., & Beebe, D. J., Cell infection within a microfluidic device using virus gradients, *Sensors and Actuators B*, vol. 98, n° 2-3, pp. 347-355, 2004.
- Wang, H., Iovenitti, P., Harvey, E., & Masood, S., Optimizing layout of obstacles for enhanced mixing in microchannels, *Smart Materials and Structures*, vol. 11, n° 5, pp. 662, 2002.
- Wang, H., Iovenitti, P., Harvey, E., & Masood, S., Numerical investigation of mixing in microchannels with patterned grooves, *Journal of Micromechanics and Microengineering*, n° 6, pp. 801, 2003.
- Welander, P., Studies on the general development of motion in a two-dimensional, ideal fluid, *Tellus*, vol. 7, n° 2, pp. 141-156, 1955.
- Wong, S. H., Bryant, P., Ward, M., & Wharton, C., Investigation of mixing in a cross-shaped micromixer with static mixing elements for reaction kinetics studies, *Sensors and Actuators B*, vol. 95, n° 1, pp. 414-424, 2003.
- Wong, S. H., Ward, M. C. L., & Wharton, C. W., Micro T-mixer as a rapid mixing micromixer, *Sensors and Actuators B*, vol. 100, n° 3, pp. 359-379, 2004.
- Wu, Z., Nguyen, N.-T., & Huang, X., Nonlinear diffusive mixing in microchannels: theory and experiments, *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 14, pp. 604-611, 2004.
- Yang, Z., Matsumoto, S., Goto, H., Matsumoto, M., & Maeda, R., Ultrasonic micromixer for microfluidic systems, *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 93, n° 3, pp. 266-272, 2001.
- Yaralioglu, G. G., Wygant, I. O., Marentis, T. C., & Khuri-Yakub, B. T., Ultrasonic Mixing in Microfluidic Channels Using Integrated Transducers, *Analytical Chemistry*, vol. 76, n° 13, pp. 3694-3698, 2004.
- Yasuda, K., Non-destructive, non-contact handling method for biomaterials in micro-chamber by ultrasound, *Sensors and Actuators B: Chemical*, vol. 64, n° 1, pp. 128-135, 2000.
- Yi, M. & Bau, H. H., The kinematics of bend-induced mixing in micro-conduits, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 24, n° 5, pp. 645-656, 2003.



# Chapitre 3

## ANALYSE NUMERIQUE D'UN MICROMELANGEUR DE TYPE VORTEX

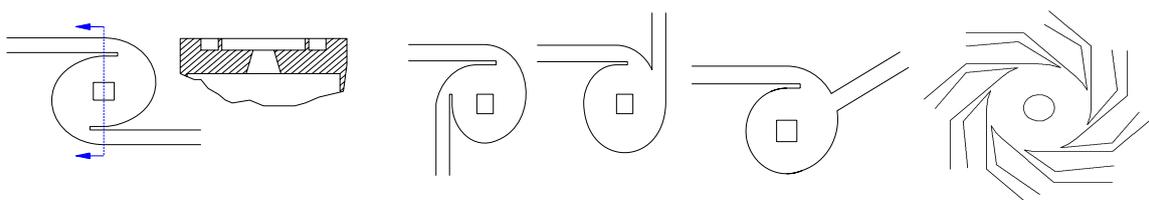
3.1. Introduction .....	64
3.2. Micromélangeur de type vortex .....	64
3.3. Etude numérique d'un mini-mélangeur de type vortex.....	65
3.3.1. Hypothèses de simulation .....	66
3.3.2. Caractéristiques des mélangeurs étudiés.....	66
3.3.3. Pertes de charge .....	68
3.3.4. Estimation du mélange du mini-mélangeur, modèle 2 .....	70
3.4. Simulation numérique du micromélangeur vortex.....	71
3.4.1. Estimation de l'efficacité du mélange.....	73
3.4.2. Résultats des simulations .....	73
3.4.3. Comparaison des performances avec un micromélangeur de référence en T.....	77
3.5. Conclusion et perspectives .....	79
3.6. Références bibliographiques .....	80

### 3.1. Introduction

Les structures tourbillonnaires sont extrêmement fréquentes dans les écoulements. Les plus grosses de ces structures se rencontrent sur notre planète dans les écoulements atmosphériques (cyclones et anticyclones). On rencontre aussi de très gros écoulements en rotation dans les océans (tourbillons océaniques). Les écoulements tourbillonnaires résultent d'une compétition entre efforts dynamiques et résistance visqueuse. Ils apparaissent au voisinage des parois solides qui limitent les écoulements. L'idée est ici de générer des tourbillons dans le but d'accroître les surfaces d'échange entre deux fluides au sein d'un micromélangeur et de favoriser ainsi le mélange par diffusion lorsque la turbulence fait défaut.

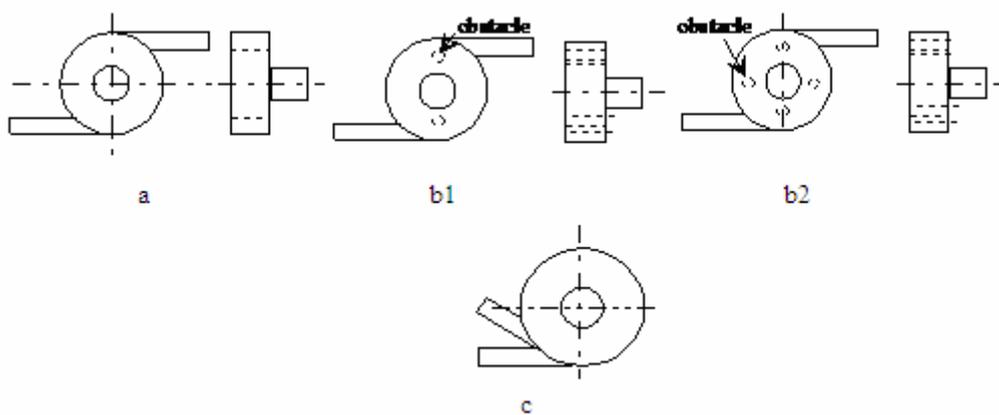
### 3.2. Micromélangeur de type vortex

La structure de base du micromélangeur proposé s'inspire de celle de la microdiode vortex dont l'objectif est de jouer le rôle dans certaines conditions d'une valve passive sans parties mécaniques mobiles [Anduze *et al.*, 2001]. Le schéma de base est fourni par la figure 3.1. La partie principale est plane avec deux entrées de fluide débouchant sur une chambre de section grossièrement circulaire. Un enroulement tourbillonnaire prend naissance dans cette chambre et le mélange obtenu est évacué au centre de la chambre par un orifice. De tels objets peuvent facilement être gravés dans des substrats en silicium par gravure profonde par plasma réactif (DRIE : Deep Reactive Ion Etching) [Colin, 2004]. Plusieurs variantes peuvent être imaginées, avec différentes positions des canaux d'entrée, ou en multipliant le nombre de ces canalisations. Des dimensions typiques peuvent être les suivantes : microcanaux de section  $20 \times 50 \mu\text{m}^2$ , chambre de mélange de rayon  $100 \mu\text{m}$  et de profondeur  $50 \mu\text{m}$  avec un orifice d'évacuation cylindrique de rayon  $20 \mu\text{m}$  et de hauteur  $50 \mu\text{m}$ .



**Figure 3.1** – Structure de base et différentes configurations de micromélangeurs vortex.

Nous avons retenu pour notre étude deux configurations principales avec pour point commun une chambre de section circulaire : la configuration de base (Figure 3.2.a) avec deux entrées opposées, une configuration alternative où les deux entrées sont tangentes (Figure 3.2.c) , puis des configurations incluant des obstacles cylindriques, par exemple de 10  $\mu\text{m}$  de diamètre et de hauteur 50  $\mu\text{m}$ , qui peuvent être insérés dans la chambre de mélange comme le montrent les figures 3.2.b1 et 3.2.b2, afin de modifier la structure de l'enroulement tourbillonnaire.



**Figure 3.2** – Géométries des micromélangeurs vortex étudiés.

La géométrie de base de notre micromélangeur vortex comporte deux entrées de section d'aire  $50 \times 50 \mu\text{m}^2$  et un canal de sortie de section circulaire de diamètre 100  $\mu\text{m}$ , ainsi qu'une chambre de mélange de diamètre de 500  $\mu\text{m}$  et de profondeur 50  $\mu\text{m}$ . Il nous a paru intéressant de comparer le fonctionnement de ce micromélangeur avec celui d'un mini-mélangeur de dimensions millimétriques, afin de mettre en évidence l'effet dû à la miniaturisation et à la laminarisation de l'écoulement.

### 3.3. Etude numérique d'un mini-mélangeur de type vortex

Dans le cadre d'une collaboration avec le LISPB de l'INSA de Toulouse, nous avons simulé un mini-mélangeur de type vortex destiné à la manipulation et à l'étude du comportement des bactéries au sein d'un milieu biologique contrôlable.

Dans cette étude, on simule d'abord le comportement hydrodynamique du mini-mélangeur, puis on cherche à caractériser quantitativement le mélange des bactéries au sein

du milieu vital. Les débits des deux fluides aqueux à mélanger, dont l'un comporte les bactéries, sont fixés par le cahier des charges. La simulation numérique est effectuée à l'aide du code Fluent, le mailler utilisé étant Gambit.

### 3.3.1. Hypothèses de simulation

Les principales données de la simulation sont résumées ci-dessous :

- Régime turbulent avec modèle k- $\epsilon$ , stationnaire, incompressible
- Solveur : premier ordre, segregated, implicite
- Isotherme
- Fluide : H<sub>2</sub>O liquide, viscosité dynamique  $\mu = 1,003 \times 10^{-3} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ , viscosité cinématique  $\nu = 1,005 \times 10^{-6} \text{ Pa s}$ . Les bactéries sont supposées ne pas modifier les caractéristiques du fluide.
- Conditions aux limites : débit imposé en entrée et pression imposée en sortie. Débit à l'entrée 1 :  $Q_1 = 90 \text{ ml s}^{-1}$  ; débit à l'entrée 2 :  $Q_2 = 10 \text{ ml s}^{-1}$  ; pression relative en sortie :  $P_o = 0 \text{ bar}$ .
- Le nombre de Reynolds (calculé par exemple dans la section de sortie) est basé sur le diamètre hydraulique  $D_h$  et sur la vitesse débitante. Il s'écrit donc  $Re = \frac{Q D_h}{S \nu}$  en notant  $S$  l'aire de la section considérée.

### 3.3.2. Caractéristiques des mélangeurs étudiés

Deux géométries ont été étudiées, dont les caractéristiques sont données dans les tables suivantes.

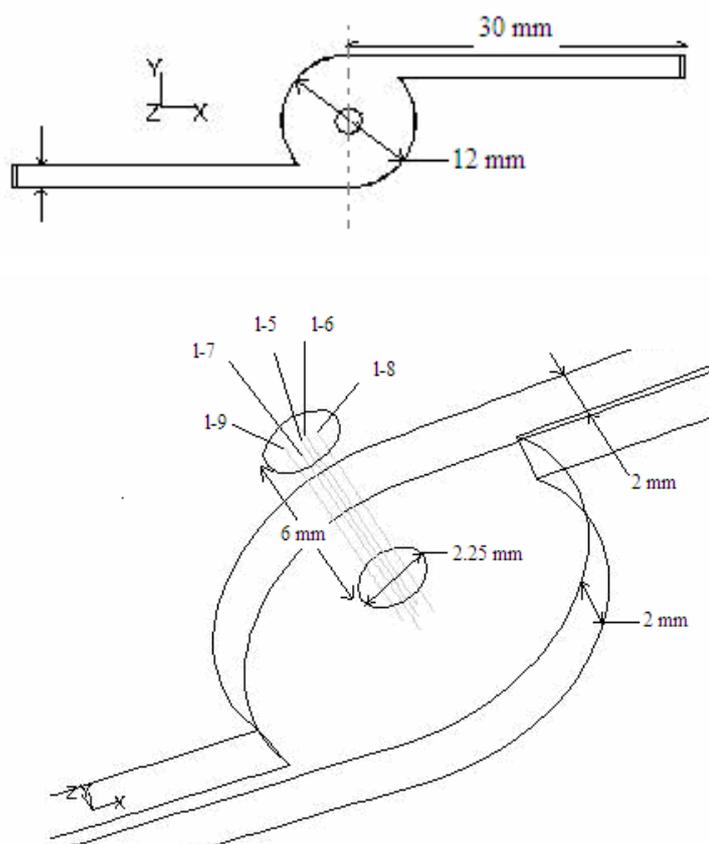
**Table 3.1** – Géométrie du modèle 1.

Elément	Dimensions
Canaux d'entrée	Longueur 30 mm section $2 \times 2 \text{ mm}^2$
Chambre de mélange	Profondeur 2 mm diamètre 12 mm
Canal de sortie	Longueur 6 mm diamètre 2,25 mm

**Table 3.2** – Géométrie du modèle 2.

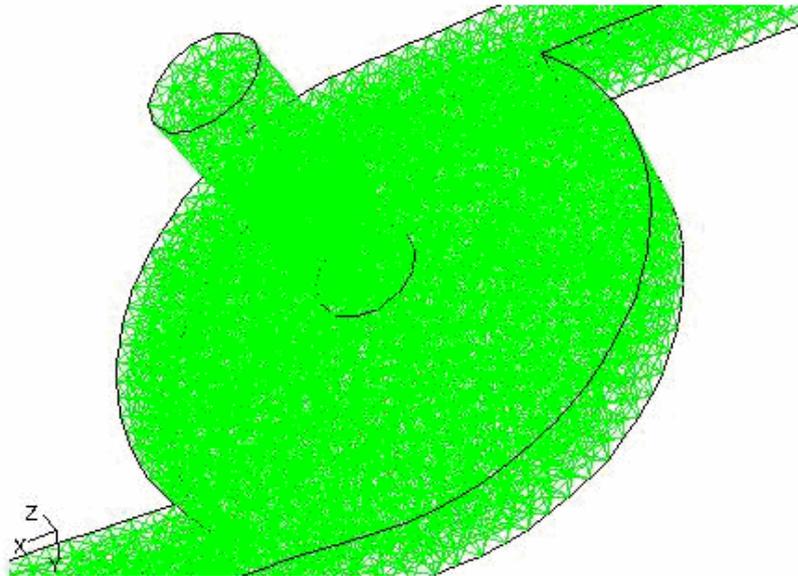
Elément	Dimensions
Canal d'entrée	Longueur 75 mm section $5 \times 5 \text{ mm}^2$
Chambre de mélange	Profondeur 5 mm diamètre 30 mm
Canal de sortie	Longueur 15 mm diamètre 5,62 mm

Les principales cotes sont reportées sur la Figure 3.3, qui met en évidence différents segments de droite dans le canal de sortie, le long desquels la qualité du mélange est étudiée par la suite.



**Figure 3.3** – Géométrie du modèle 1 de mini mélangeur de type vortex. La qualité du mélange est notamment analysée sur les lignes 1-5 à 1-9.

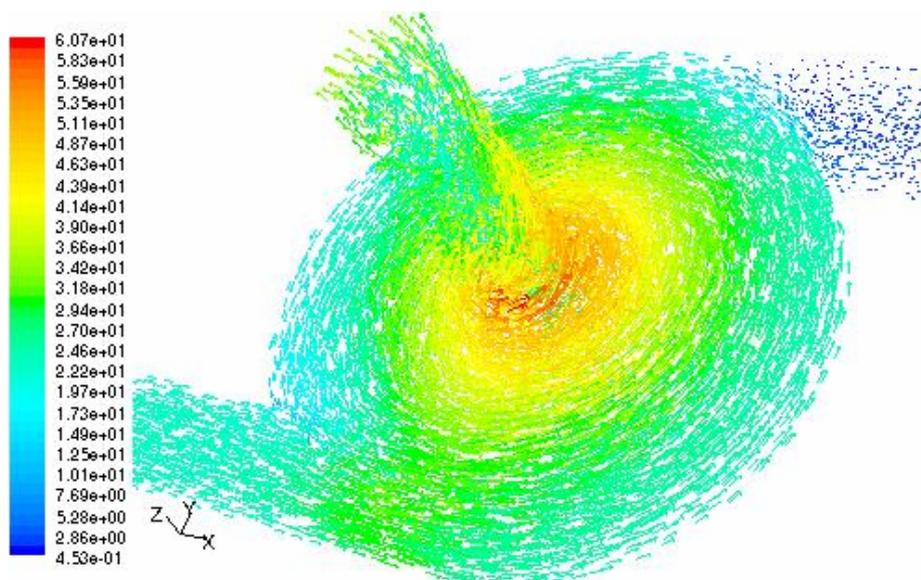
Lors des simulations, nous avons utilisé un type de maillage tétraédrique non structuré (Figure 3.4) comportant 26497 cellules et 6314 nœuds.



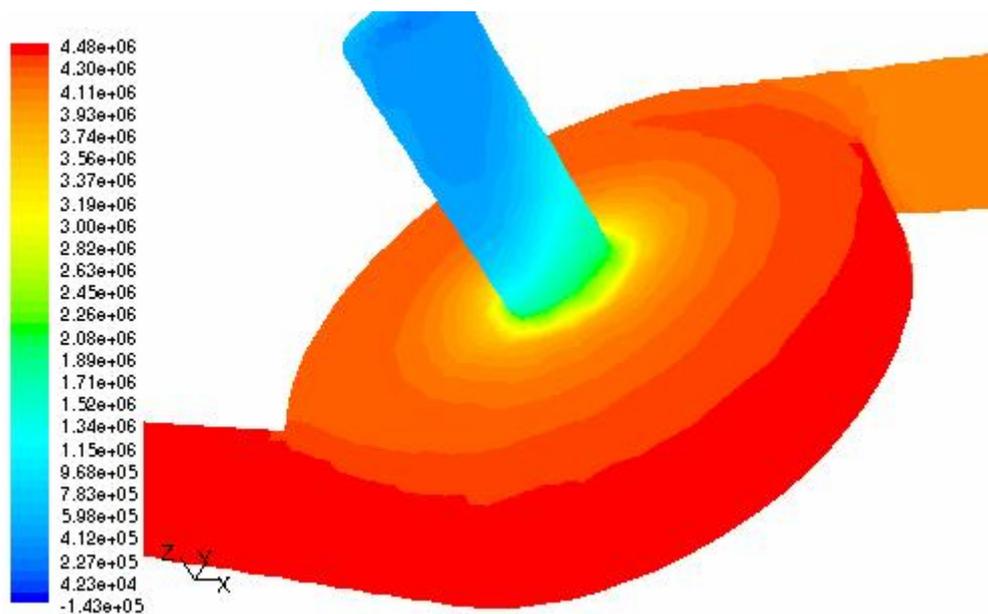
**Figure 3.4** – Maillage comportant 26497 cellules et 6314 nœuds.

### 3.3.3. Pertes de charge

Les surpressions que peuvent admettre les bactéries ne doivent pas dépasser un bar environ. En fonction des débits d'entrée fixés pour l'application, un premier ordre de grandeur des pertes de charge est obtenu par simulation à l'aide du code Fluent. L'enroulement tourbillonnaire apparaît nettement sur l'image du champ de vecteurs vitesses (Figure 3.5), aussi bien qu'à l'examen de la distribution des iso-valeurs de pression totale (Figure 3.6). L'enroulement se poursuit dans le canal de sortie de section circulaire.



**Figure 3.5** – Vecteurs vitesses (m/s).



**Figure 3.6** – Pression totale (Pa).

Le modèle 1, de dimensions indiquées dans la Table 3.1, donne une perte de charge de l'ordre de 34,9 bars, pour des débits d'entrée de  $90 \text{ ml s}^{-1}$  et  $10 \text{ ml s}^{-1}$ . Le modèle 2, avec une homothétie de facteur 2/5, donne une perte de charge de l'ordre de 0,85 bar.

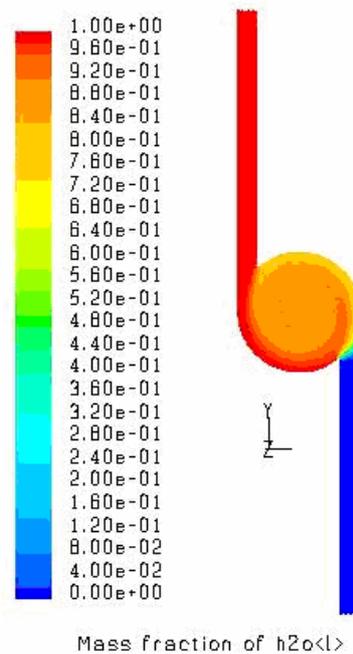
**Table 3.3** – Comparaison de quelques paramètres pour les deux modèles de mini-mélangeurs.

Cas	Perte de charge (bar)	Vitesse max (m/s)	Reynolds en sortie
Modèle 1	34,9	60,7	56617
Modèle 2	0.85	9,54	22646

En conclusion, le modèle 2 apparaît intéressant d'un point de vue hydrodynamique pour l'application visée. Il est à noter que des simulations intermédiaires effectuées avec une hypothèse de régime laminaire ont montré une surestimation des pertes de charges d'environ 10 à 20 %, lorsqu'on ne prend pas en compte le caractère turbulent de l'écoulement.

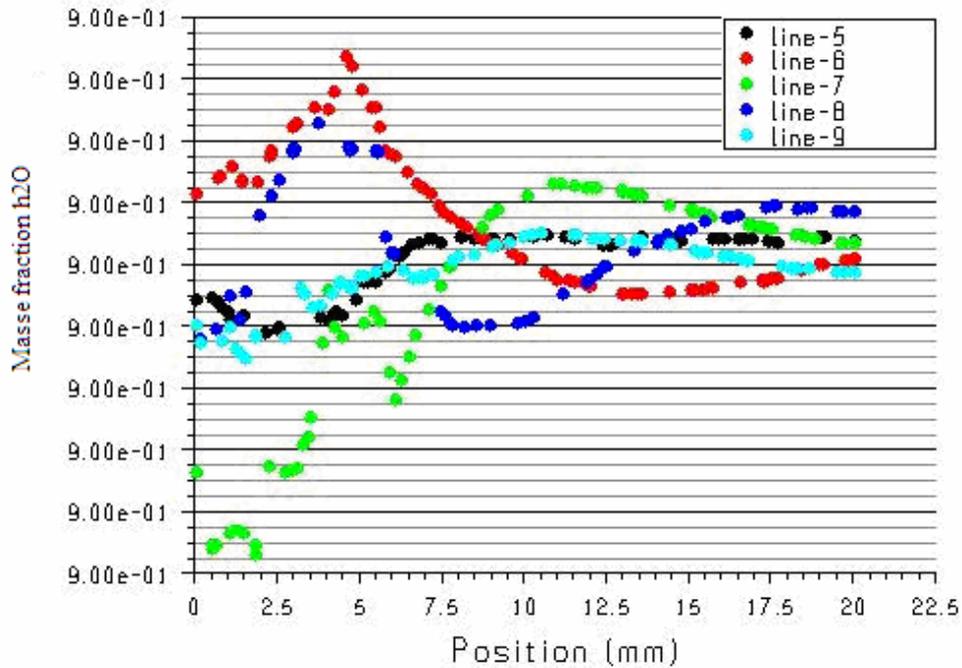
### 3.3.4. Estimation du mélange du mini-mélangeur, modèle 2

La qualité du mélange est visualisée sur la Figure 3.7. Le débit principal (90 % du débit total) est injecté à l'entrée supérieure et le débit secondaire (10 % du débit total) par l'entrée inférieure. Dans la simulation, l'eau injectée par l'entrée supérieure se voit affecter d'un coefficient 1 (couleur rouge) et l'eau injectée par l'autre entrée d'un coefficient 0 (couleur bleue). La figure représente alors en tout point du dispositif, dans le plan médian du mini-mélangeur, la fraction massique de fluide issu de l'entrée supérieure. L'étirement de l'interface par l'enroulement tourbillonnaire permet un mélange rapide et la partie centrale de la chambre de mélange se trouve à une fraction massique de 0,9 qui constitue dans ce cas la valeur optimale recherchée. Avec des nombres de Reynolds en sortie de l'ordre de  $2 \times 10^5$ , la turbulence joue un rôle non négligeable dans l'efficacité de ce mini-mélangeur.



**Figure 3.7** – Fraction massique d'eau issue de la branche supérieure, observée dans le plan médian du mini-mélangeur.

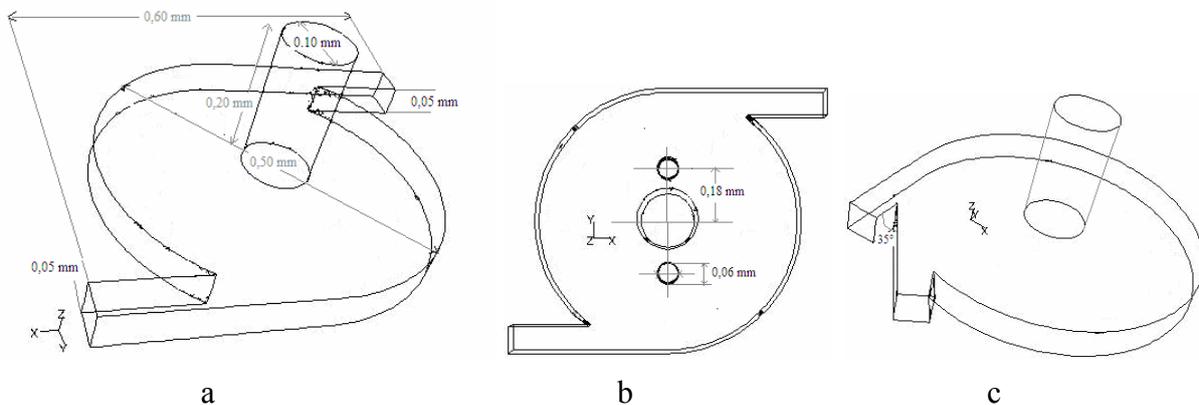
La Figure 3.8 montre que la fraction massique continue très légèrement à évoluer dans le canal de sortie, mais que le mélange y est déjà parfait à 1‰ près. Nous avons ensuite réalisé un prototype de mini-mélangeur avec les cotes du modèle 2 qui a pu être testé par le LISBP dans les conditions réelles d'utilisation.



**Figure 3.8** – Fraction massique d’eau issue de la branche supérieure, suivant les lignes de caractérisation de la Figure 3.3.

### 3.4. Simulation numérique du micromélangeur vortex

Dans cette partie, nous cherchons à analyser les performances du mélangeur, lorsque ses dimensions sont fortement réduites et que de ce fait, le régime d’écoulement est laminaire. Les dimensions de ce micromélangeur sont portées sur la Figure 3.9.a. Deux variantes sont également étudiées, avec des obstacles cylindriques (Figure 3.9.b) ou des entrées tangentes (Figure 3.9.c).



**Figure 3.9** – Schéma du micromélangeur vortex.

Nous imposons à l'entrée et à la sortie des conditions de pression, sous forme d'une pression totale en entrée du domaine et d'une pression statique en sortie. Les autres frontières du domaine sont définies comme étant des parois solides indéformables, où les conditions de vitesse sont nulles à la paroi. Les fluides utilisés pour les simulations sont des liquides newtoniens et incompressibles. Toutes les simulations étant effectuées avec une hypothèse d'écoulement isotherme, nous définissons simplement ces liquides par leur masse volumique et leur viscosité dynamique à la température considérée. La différence de pression entre l'entrée et la sortie du micromélangeur est égale à  $10^5$  Pa.

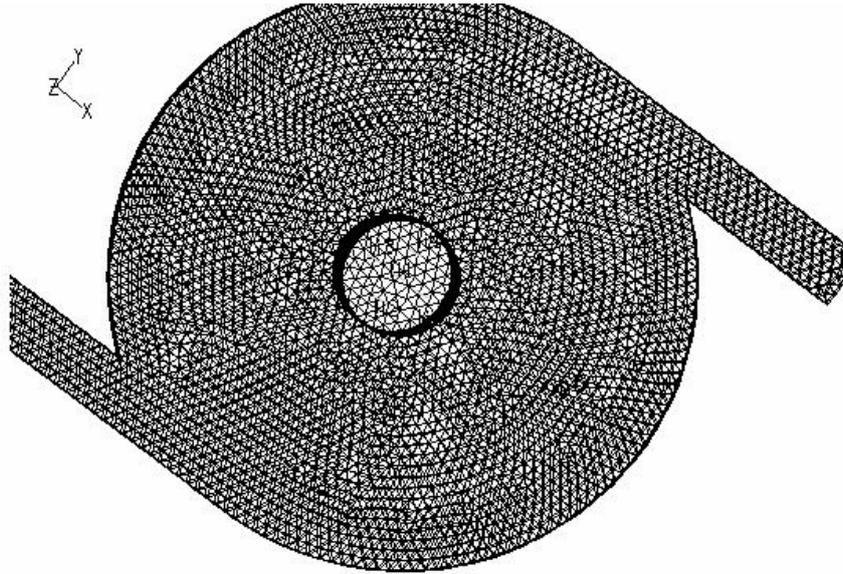
Comme précédemment, le mélange sera caractérisé par une fraction massique  $M$ , fixée égale à 100 % à une entrée et à 0 % à l'autre ; avec des conditions limites identiques sur les deux entrées, on recherche ainsi une fraction massique optimale en sortie de 50 %. Le nombre de Reynolds, de l'ordre de 360, est en dessous du seuil critique de transition, d'où un régime d'écoulement laminaire.

Les paramètres de la simulation sont résumés dans la Table 3.4.

**Table 3.4** – Paramètres de simulation du micromélangeur vortex.

Maillage	Modèle physique	Propriétés du fluide	Schéma numérique
Tétraédrique non structuré, effectué avec Gambit	Laminaire Stationnaire Incompressible Fluide Newtonien 3D	$\rho = 998 \text{ kg m}^{-3}$ $\nu = 1,003 \times 10^{-3} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ $T = 298,16 \text{ K}$	Discrétisation : - Pression : premier ordre - Quantité de mouvement : premier ordre Solveur : segregated Couplage pression-vitesse : SIMPLE

Le maillage tétraédrique non structuré comporte 79810 cellules. Il est représenté sur la Figure 3.10.



**Figure 3.10** – Maillage du micromélangeur vortex.

### 3.4.1. Estimation de l'efficacité du mélange

Comme il a été dit au chapitre 2, plusieurs méthodes d'estimation de l'efficacité du mélange sont utilisées dans la littérature. L'évaluation de l'uniformité de la fraction massique est quantifiée par le calcul de son écart type. L'index normalisé de l'efficacité du mélange [Lee *et al.*, 2001] est donné par la relation

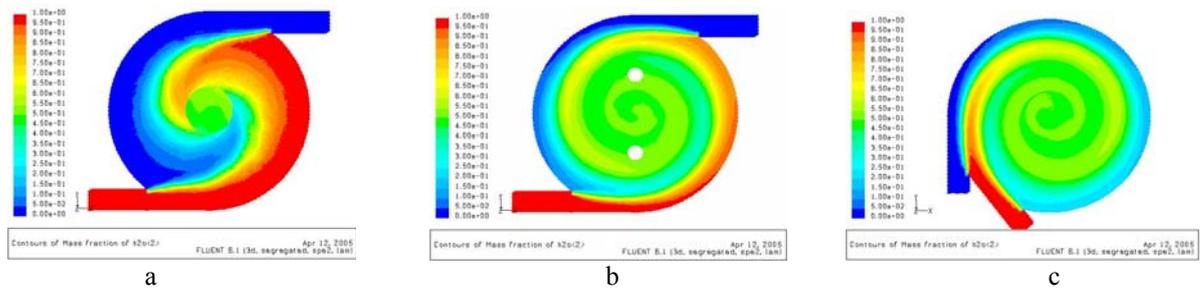
$$Ie = 1 - \frac{1}{\bar{M}} \sqrt{\frac{\sum (M_i - \bar{M})^2}{N}} \quad (3.1)$$

dans laquelle  $\bar{M} = \sum \frac{M_i}{N}$ ,  $M_i$  et  $\bar{M}$  représentant respectivement la fraction massique d'une des deux espèces dans la  $i^{\text{ème}}$  cellule de la section, et la moyenne de cette fraction massique sur l'ensemble des  $N$  cellules de cette section.

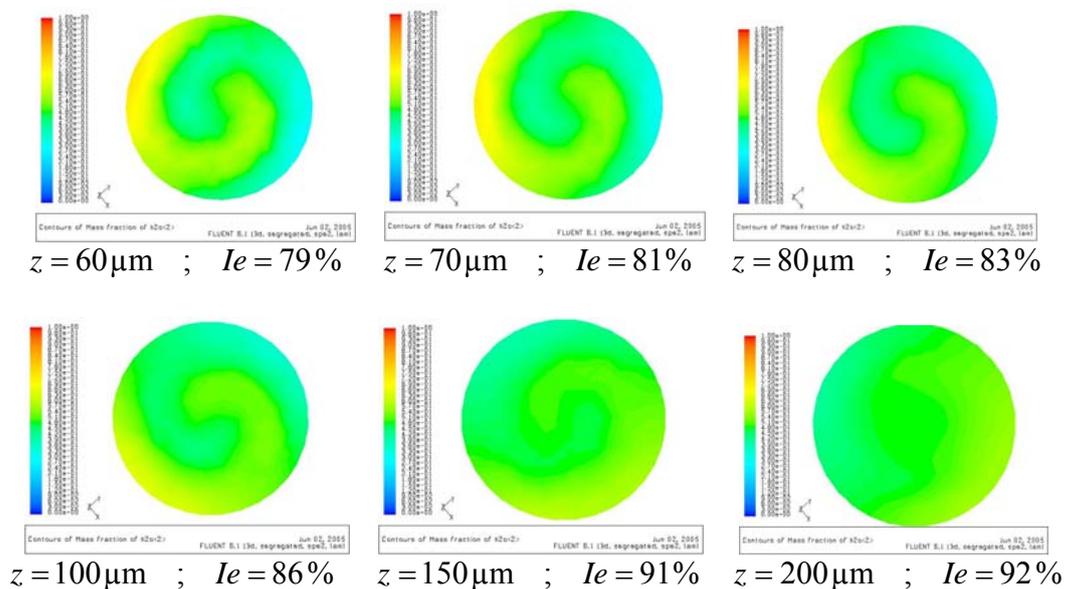
### 3.4.2. Résultats des simulations

Nous présentons ci-dessous la fraction massique du mélange pour les trois configurations simulées. Celle-ci est représentée dans le plan médian du mélangeur (Figure 3.11). La section de sortie est visualisée sur la Figure 3.11a et la fraction massique  $y$  est représentée à une certaine distance du plan médian, montrant que le mélange se poursuit dans

le canal d'évacuation. On constate que la présence d'obstacles (Figure 3.11.b) favorise le développement du vortex en limitant l'évacuation trop rapide du fluide par l'orifice de sortie. Il en résulte une surface d'échange plus grande favorisant le mélange par diffusion. De la même manière, avec deux entrées tangentes (Figure 3.11.c), l'enroulement tourbillonnaire est plus net et le temps de contact entre les deux fluides plus important, ce qui aboutit à un mélange plus homogène.



**Figure 3.11** – Fraction massique dans le plan médian des micromélangeurs vortex.  
 (a) : vortex à entrées symétriques et parallèles ; (b) : même configuration avec deux obstacles ; (c) : vortex à entrées tangentes.

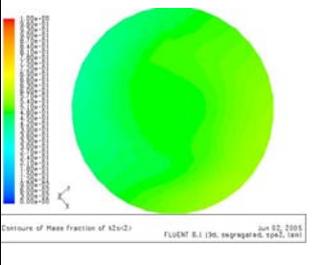
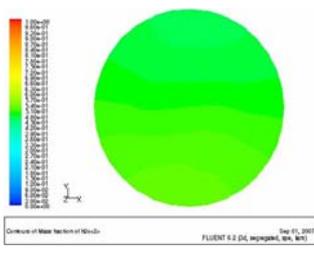
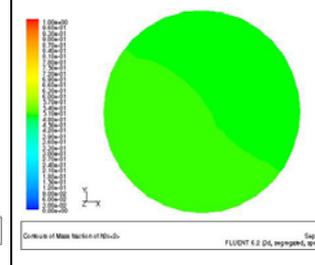


**Figure 3.12** – Fraction massique dans différentes de sections du tube de sortie ; cas de la géométrie (a).

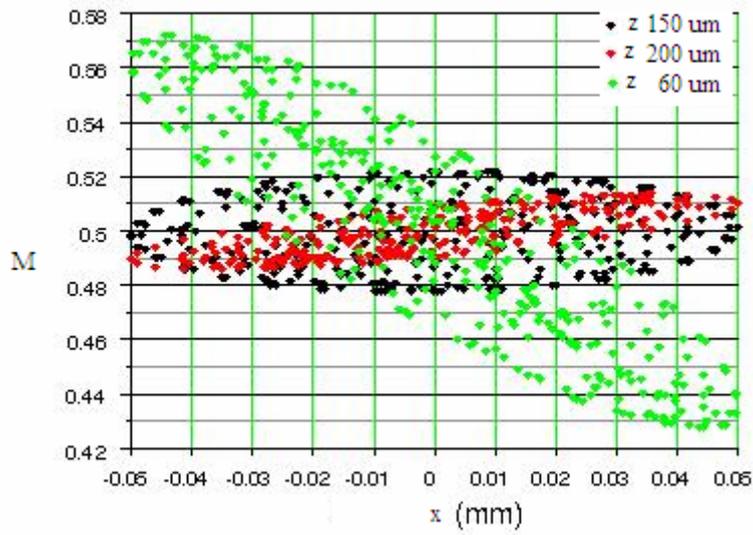
On s'intéresse de plus près à la qualité du mélange en observant les champs de fraction massique ainsi que l'indice normalisé d'efficacité en différentes sections le long du tube d'évacuation (Figure 3.12). On vérifie que l'écoulement comporte toujours une composante

orthoradiale le long de ce tube, qui contribue à améliorer la qualité du mélange : ainsi, l'indice d'efficacité passe de 79 % à 10  $\mu\text{m}$  de la sortie de la chambre (soit pour  $z = 60 \mu\text{m}$ ) à une valeur de 92 % à 150  $\mu\text{m}$  de la sortie (pour  $z = 200 \mu\text{m}$ ). Dans cette dernière section, l'efficacité est néanmoins beaucoup moins bonne que pour les configurations (b) et (c), dont l'indice est alors de 99 % (Table 3.5).

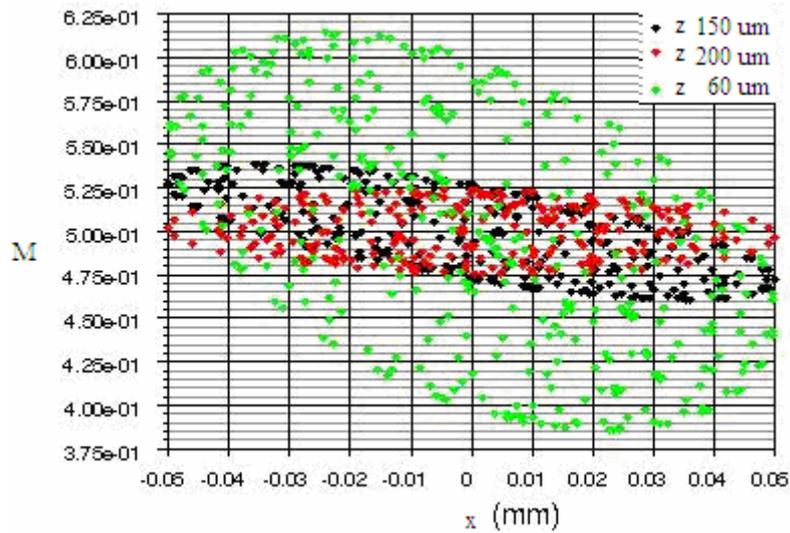
**Table 3.5** – Indice d'efficacité du mélange à la sortie du micromélangeur.

Géométries	a	b	c
$I_e$ ( $z = 200 \mu\text{m}$ )	92%	99 %	99%
$M$			

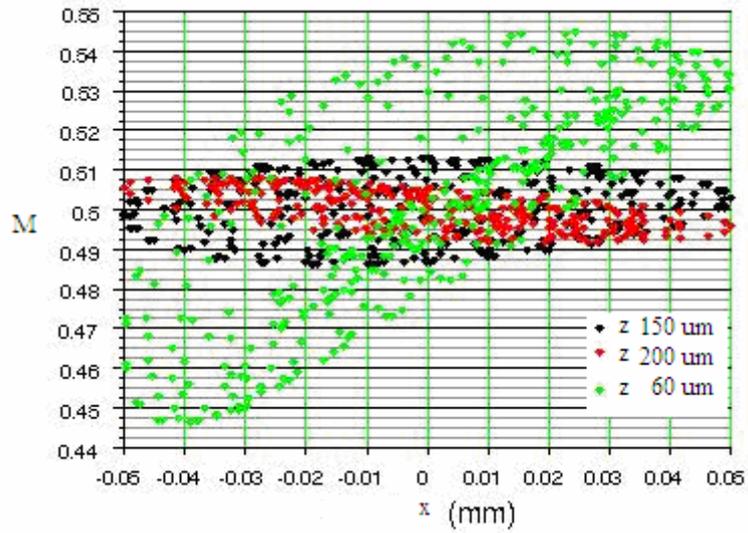
Les figures suivantes permettent de visualiser à la fois la rotation axiale de l'écoulement et l'évolution du mélange lorsque l'écoulement progresse le long du tube de sortie, dans le cas de la géométrie (a) de base (Figure 3.13), de la géométrie (b) comportant deux obstacles (Figure 3.14) et de la géométrie (c) avec entrées tangentes (Figure 3.15). L'abscisse représente la position des cellules selon l'axe  $x$  et l'ordonnée la valeur de la fraction massique  $M$  dans ces cellules. On vérifie ici que le mélange est plus efficace dans les configurations (b) et (c), quelle que soit la position considérée dans le tube de sortie. Il apparaît par ailleurs un peu plus efficace dans la configuration (b) que dans la (c), même si le simple examen de l'indice d'efficacité donne le même résultat (99 %) dans la section d'équation  $z = 200 \mu\text{m}$ . De plus, il est à noter que dans la configuration (c), on n'aboutit pas à un mélange de 50 %. En effet, le mélangeur n'est plus symétrique, et en imposant des pressions – et non des débits – identiques aux deux entrées, le débit dans la branche extérieure apparaît plus faible, du fait de frottements plus importants au niveau de la paroi extérieure. Au final, le débit injecté au niveau de l'entrée intérieure (en rouge sur la Figure 3.11.c) est égal à 52 % du débit total, au lieu de 50 % dans les configurations symétriques (a) et (b).



**Figure 3.13** – Fraction massique en différents points de trois sections droites du canal de sortie ; géométrie (a).

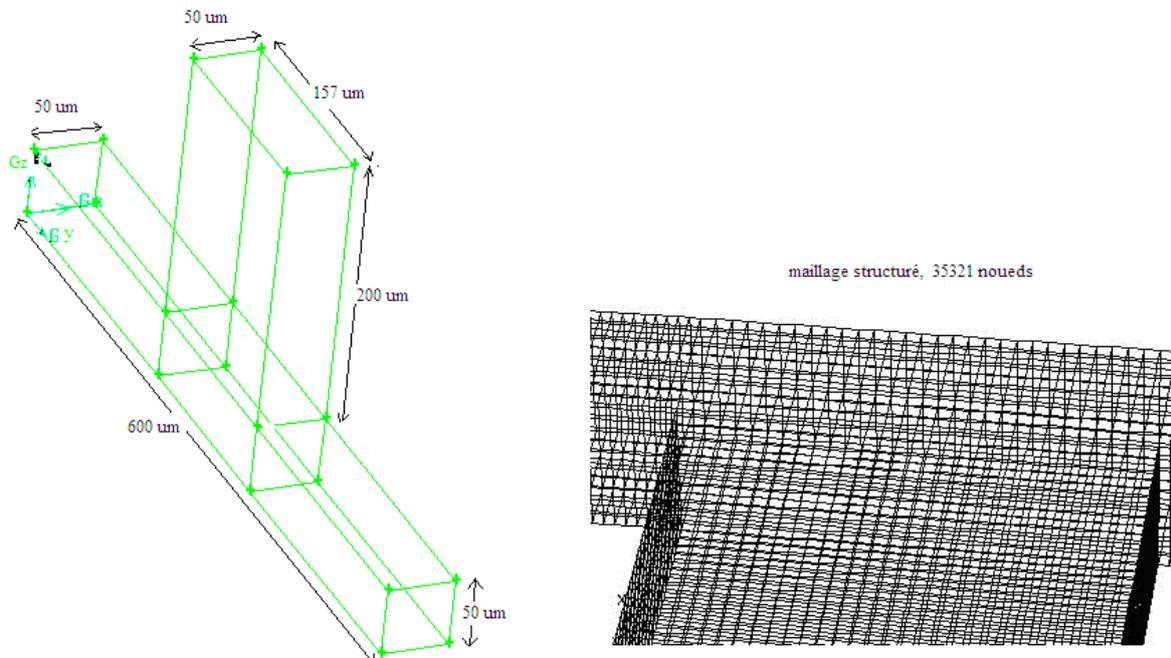


**Figure 3.14** – Fraction massique en différents points de trois sections droites du canal de sortie ; géométrie (b).



**Figure 3.15** – Fraction massique en différents points de trois sections droites du canal de sortie ; géométrie (c).

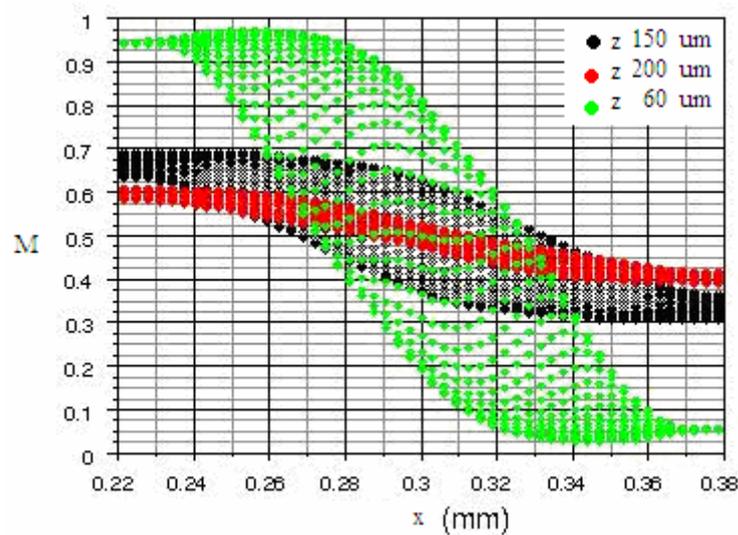
### 3.4.3. Comparaison des performances avec un micromélangeur de référence en T



**Figure 3.16** – Schéma et dimensions du micromélangeur en forme de T, avec un détail du maillage.

Dans le but de réaliser une analyse comparative entre un micromélangeur classique en forme de T et les micromélangeurs vortex étudiés précédemment, nous avons simulé une configuration de micromélangeur en T de dimensions caractéristiques semblables à celles du micromélangeur représenté Figure 3.9. La géométrie du micromélangeur en T est présentée sur la Figure 3.16. La profondeur de gravure est de 50  $\mu\text{m}$ .

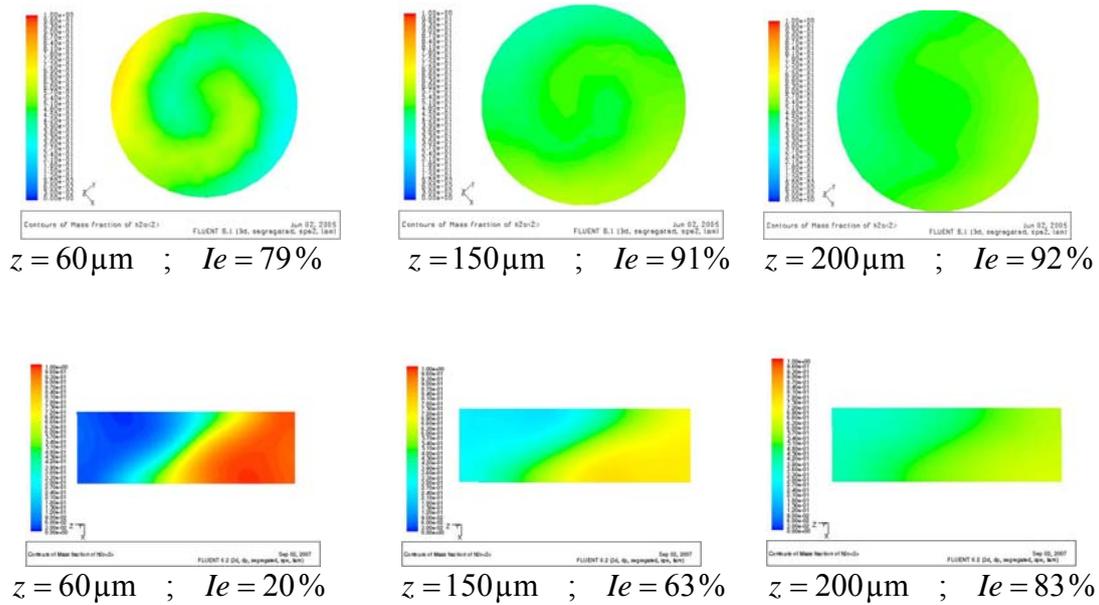
On a conservé les mêmes paramètres de simulation que précédemment (*cf.* Table 3.4) pour la simulation numérique du micromélangeur en T. La fraction massique en différents points de sections du canal de sortie est représentée sur la Figure 3.17.



**Figure 3.17** – Fraction massique en différents points de trois sections droites du canal de sortie, pour un micromélangeur en T.

En sortie immédiate de la jonction du T, le mélange est de très mauvaise qualité. Celui-ci s'améliore naturellement en progressant le long du canal de sortie, mais le niveau de mélange atteint est nettement inférieur à ce qui est obtenu avec le mélangeur vortex (*cf.* Figures 3.13 à 3.15).

Cela est confirmé par la Figure 3.18 qui compare la cartographie des fractions massiques observées dans différentes sections du canal de sortie, dans le cas du micromélangeur vortex et du micromélangeur en T. Pour un niveau de pression identique, donc pour une consommation énergétique équivalente, le mélangeur vortex apparaît nettement plus efficace.



**Figure 3.18** – Fraction massique dans différentes sections du canal de sortie ; comparaison entre le micromélangeur vortex et le micromélangeur en T.

### 3.5. Conclusion et perspectives

On note un comportement fondamentalement différent entre le mini-mélangeur et le micromélangeur vortex, dû principalement au fait de l'absence de turbulence dans ce dernier, au sein duquel le mélange se fait essentiellement de manière diffusive. Pour palier aux baisses de performance dues à la miniaturisation, on a suggéré quelques modifications du design. Ainsi, la présence d'obstacles cylindriques positionnés dans la chambre améliore sensiblement la qualité du mélange, sans complication excessive des phases de microfabrication, puisque la gravure de la structure s'effectue à profondeur constante. De même, il peut être avantageux d'opter pour une géométrie asymétrique avec deux entrées tangentes qui optimisent l'étirement de la surface de contact entre les deux fluides, réalisant ainsi une « transformation du boulanger » plus efficace. Ceci dit, le mélangeur n'est plus alors symétrique, ce qui peut conduire à des écarts entre les deux débits d'entrée, même si les deux fluides ont des propriétés identiques. La fraction massique  $M$  d'un traceur virtuel introduit numériquement dans un des deux fluides à mélanger est une grandeur commode pour analyser localement la qualité du mélange. Dans une section donnée, elle peut être utilisée pour déterminer un paramètre global, l'index d'efficacité, qui permet de comparer simplement la

qualité de mélange produite dans différentes configurations. On constate notamment, grâce à cet indicateur, que le micromélangeur vortex est nettement plus efficace que le classique mélangeur en forme de T, bien que sa fabrication ne soit finalement pas beaucoup plus compliquée, nécessitant pour l'essentiel une gravure de profondeur uniforme.

Dans la poursuite de cette étude, il serait intéressant de réaliser des prototypes micro-usinés (par exemple par DRIE dans un substrat silicium avec une fermeture anodique par une plaque de pyrex), afin de visualiser à l'aide de traceurs la qualité du mélange et d'accéder par  $\mu$ -PIV au champ de vitesses locales. La confrontation numérique-expérimentale permettrait alors de valider et d'affiner le modèle numérique, qui autoriserait alors à moindres frais une optimisation numérique du micromélangeur.

### **3.6. Références bibliographiques**

Anduze, M., Colin, S., Caen, R., Camon, H., Conedera, V., & Do Conto, T., Analysis and testing of a fluidic vortex microdiode, *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 11, n° 2, pp. 108-112, 2001.

Colin, S. (sous la direction de), *Microfluidique*. Paris: Lavoisier, 393 p., 2004.

Lee, Y.-K., Deval, J., Tabeling, P., & Ho, C.-M., Chaotic mixing in electrokinetically and pressure driven micro flows, in *The 14th IEEE Workshop on MEMS*. Interlaken, Switzerland: IEEE, pp. 483-486, 2001.

# Chapitre 4

## SIMULATION DE MELANGEURS

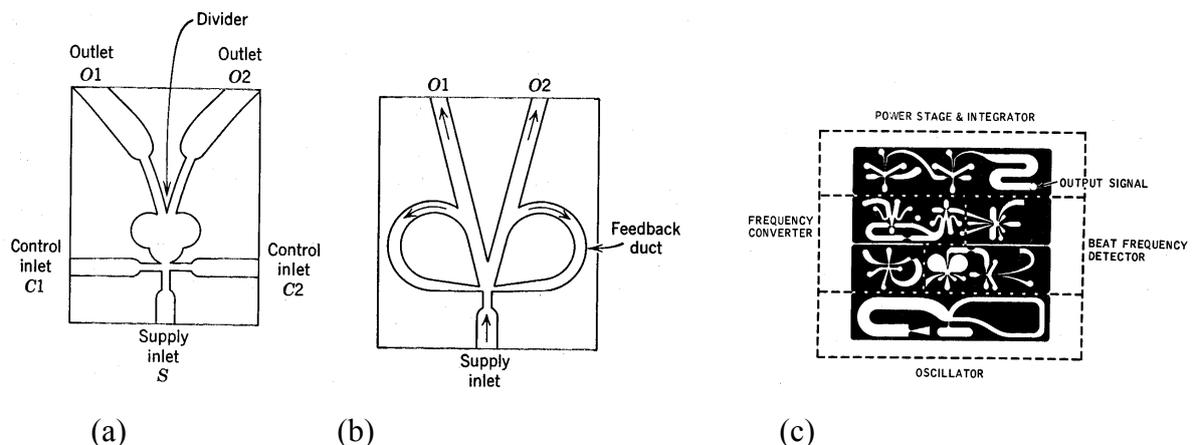
## FLUIDIQUES AUTOPULSES

4.1. Introduction .....	82
4.2. Amplificateurs et oscillateurs microfluidiques .....	83
4.3. Oscillateur microfluidique bistable et micromélange .....	86
4.4. Oscillateur microfluidique monostable .....	97
4.4.1. Présentation de l'oscillateur .....	97
4.4.2. Etude expérimentale.....	98
4.4.3. Simulation hybride.....	106
4.4.4. Simulation CFD .....	109
4.4.5. Conclusion .....	113
4.5. Références Bibliographiques.....	113

L'objectif de ce chapitre est d'analyser les possibilités d'utilisation de systèmes auto-oscillants comme éléments de base de micromélangeurs. Les éléments retenus sont des oscillateurs fluidiques dont le principe repose sur la déviation d'un jet par une perturbation latérale de faible niveau énergétique.

## 4.1. Introduction

Le terme *microfluidique* est apparu dans les années 80. Plus ancien, le terme *fluidique* était très à la mode dans les années 60-70 ; il désignait l'étude des écoulements au sein de mini systèmes mettant en jeu des dimensions internes millimétriques, voire sub-millimétriques. La fluidique semble être née en URSS en 1958 puis s'être ensuite développée aux USA et en Europe, avec des objectifs tout d'abord militaires, les applications civiles apparaissant dans un second temps. A cette époque, on imagina de nombreux dispositifs fluidiques, essentiellement pour réaliser des modules élémentaires destinés à effectuer les mêmes actions (amplification, opérations logiques, effet diode,...) que leurs homologues électriques [Streeter, 1961]. L'idée était de concevoir des ordinateurs alimentés non pas électriquement, mais pneumatiquement, les principales applications visées relevant du secteur spatial, pour lequel on craignait à cette époque d'embarquer des puissances électriques trop conséquentes, ou des systèmes générant trop de chaleur ou de rayonnement électromagnétique. La plupart de ces éléments fluidiques étaient gravés sur un support (Figure 4.1), soit par des techniques d'usinage conventionnelles, soit par des techniques d'insolation de résines dont les parties à préserver étaient protégées par des masques.



**Figure 4.1** – Exemples d'éléments fluidiques : amplificateur à déflexion de jet (a) et oscillateur fluidique (b) [Andersen, 1967] ; capteur de température (c) [Halbach *et al.*, 1967].

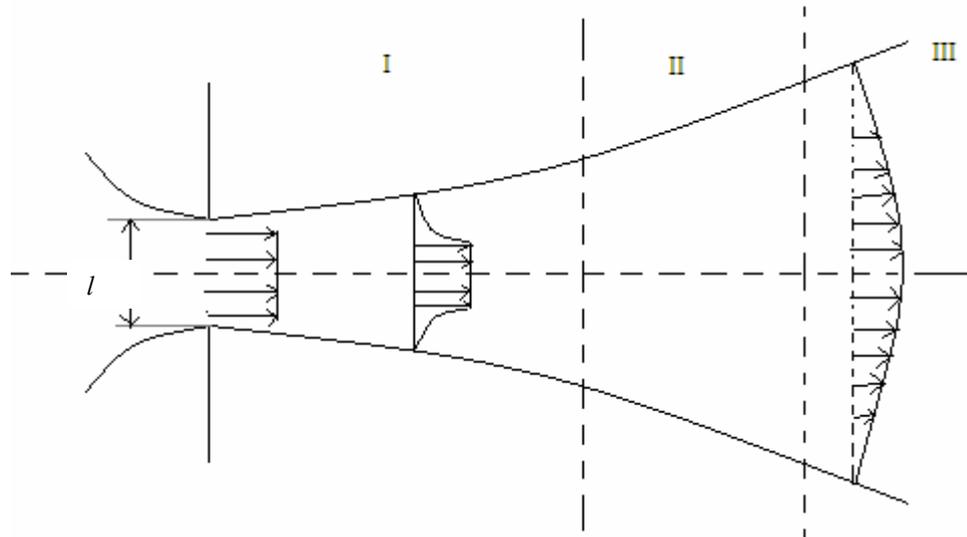
Le développement de la microélectronique a mis fin aux ordinateurs pneumatiques, mais ces deux décennies furent particulièrement utiles à la mise au point et à la modélisation d'éléments fluidiques élaborés, tels que les diodes, les amplificateurs ou les oscillateurs. Certains de ces éléments ont trouvé récemment d'autres applications très spécifiques mais intéressantes, par exemple dans les domaines du contrôle actif des écoulements, du mélange et de l'aération [Shakouchi, 2003]. Ces composants peuvent également s'avérer être d'intéressantes alternatives à des microsystems à pièces mobiles, qui demeurent fragiles, de fabrication complexe et de fiabilité limitée. Dans les micropompes par exemple, les microvalves peuvent ainsi être avantageusement remplacées par des microdiodes fluidiques [Anduze *et al.*, 2001].

## **4.2. Amplificateurs et oscillateurs microfluidiques**

Les éléments fluidiques que nous souhaitons utiliser à des fins de mélange fonctionnent selon un principe de déviation de jet. Lorsqu'on cherche à modéliser le comportement d'écoulements de type jets, il est nécessaire de distinguer d'une part ceux qui débouchent dans une atmosphère formée du même fluide et d'autre part ceux qui sont en contact avec un fluide de masse volumique plus faible. Pour ces derniers, en particulier pour les jets de liquides dans un environnement gazeux, le frottement entre le jet et le milieu ambiant est très faible et on peut généralement appliquer au liquide la théorie des fluides parfaits.

Par contre, lorsque le même fluide constitue le jet et le milieu ambiant, les forces de frottements sont du même ordre de grandeur que les forces d'inertie et on se trouve face à des écoulements du type « couche limite ».

Ce sont ces jets, dits jets homogènes, qui interviennent dans les éléments fluidiques qui nous intéressent. Pour les écoulements laminaires, si le profil des vitesses initiales du jet est uniforme on peut alors définir dans le cas d'un jet non confiné trois zones d'écoulement (Figure 4.2).



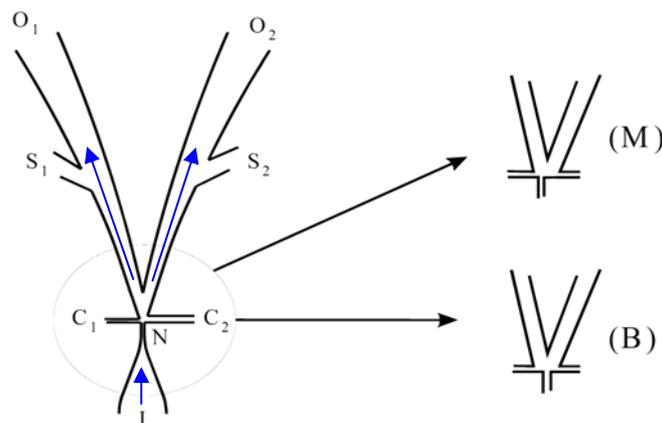
**Figure 4.2** – Structure classique d’un jet homogène.

La zone I, au voisinage de la buse, est caractérisée par l’existence d’un noyau potentiel. La vitesse longitudinale  $y$  est égale à la vitesse initiale et la longueur du noyau est classiquement de l’ordre de quatre à cinq fois la largeur  $l$  de la buse. La zone II est une région de transition assez mal définie qui raccorde les profils de vitesse obtenus dans les régions I et III. Dans la zone III, le jet est dit établi et le profil de vitesse peut être déterminé assez précisément de manière analytique.

A proximité d’une paroi courbe, un tel jet se courbe et s’attache à la paroi par effet Coanda. Sa structure s’en trouve alors modifiée. Cet effet peut être utilisé pour dévier un jet dans une direction choisie et l’amener à se développer dans une canalisation ou dans une autre, comme sur les dispositifs représentés Figures 4.1.a et 4.1.b.

Les amplificateurs microfluidiques monostables et bistables [Furlan & Zemel, 1996; Kim *et al.*, 1998] sont des composants fluidiques logiques dont le principe de fonctionnement est généralement basé sur cet effet Coanda [Foster & Parker, 1970]. Un jet issu d’une buse se détend en aval de celle-ci dans un espace limité par deux murs inclinés. Ce jet est alors dévié et va s’attacher au mur le plus proche de l’axe de la buse (Figure 4.3) ; la position qu’il occupe est alors une position stable. Si la géométrie du dispositif est parfaitement symétrique, le jet peut s’attacher à un mur ou à l’autre mais restera dans cette position. On peut ainsi concevoir des composants monostables (M) pour lesquels une seule des positions est stable – la position de gauche dans le cas du schéma – ou bistables (B) pour lesquels les deux positions sont stables. Quelle que soit la configuration, si l’on suppose que le jet se trouve dans la position stable du canal de gauche (éjection en  $O_1$ ), une simple action (montée en pression ou apport

de quantité de mouvement) fournie par l'entrée latérale de commande  $C_1$  en aval de la buse N peut provoquer le basculement du jet. Pour une configuration monostable, lorsque cette action s'arrête, le jet revient dans sa position initiale, alors que pour une configuration bistable, il demeure dans la nouvelle position (éjection en  $O_2$ ). Le même effet peut être obtenu en augmentant la pression au niveau de la sortie  $O_1$ , par exemple en augmentant l'impédance hydraulique de sortie à l'aide d'une restriction. Pour certaines applications, les événements  $S_1$  et  $S_2$  empêchent la commutation du jet quand la pression à la sortie O correspondante augmente. Si ces événements sont fermés, le basculement du jet de la branche 1 vers la branche 2 peut donc être provoqué à partir d'une modification des conditions d'écoulement en  $C_1$  ou bien en  $O_1$ .



**Figure 4.3** – Schéma de principe d'un amplificateur fluide monostable (M) ou bistable (B).

A partir d'un amplificateur bistable, on peut facilement réaliser un oscillateur fluide en connectant par exemple les événements  $S_1$  et  $S_2$  respectivement sur les entrées latérales  $C_1$  et  $C_2$ .

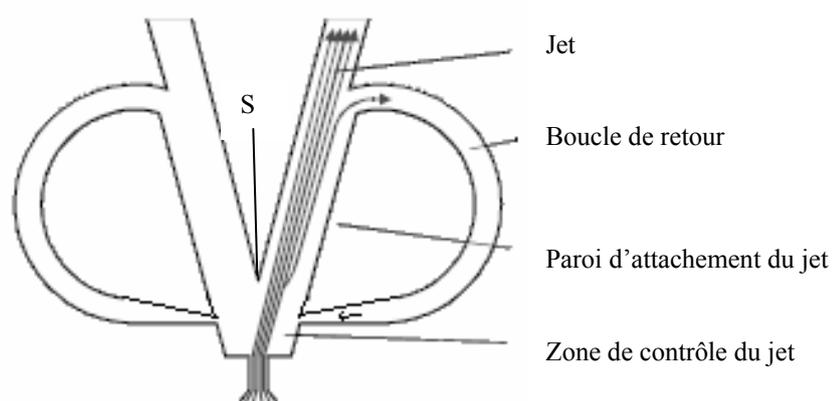
Une partie de l'énergie issue de la branche  $i$  dans laquelle se trouve le jet est alors récupérée en  $S_i$  puis injectée au culot du jet par l'entrée latérale  $C_i$ . Cet apport d'énergie a pour effet de déstabiliser le jet et de provoquer son basculement. Le même phénomène se produit ensuite dans l'autre branche, ce qui crée une oscillation auto-entretenue du jet entre les deux branches. Un certain nombre d'exemples d'oscillateurs fluidiques de dimensions millimétriques fonctionnant selon ce principe sont décrits dans la littérature ; ils sont souvent construits à partir d'amplificateurs bistables et ils permettent donc de transformer un écoulement continu en écoulement pulsé. Cet écoulement pulsé peut alors être exploité à des fins diverses. Par exemple, un oscillateur fluide peut être utilisé pour mesurer des propriétés relatives à un fluide ou un écoulement, la fréquence d'oscillation pouvant en effet

être reliée au débit, à la viscosité et à la masse volumique du fluide [Priestman & Boucher, 2006]. Les oscillateurs fluidiques peuvent également être utilisés pour faire du micromélange [Gregory *et al.*, 2005] en les utilisant dans diverses configurations que nous détaillons par la suite. Ils peuvent également améliorer le transfert thermique [Sun *et al.*, 1996], agir en temps qu'actionneurs pour le contrôle actif des écoulements [Cerretelli & Kirtley, 2006] ou la vectorisation de jets de propulseurs [Raman *et al.*, 2005], servir à des applications chirurgicales en tant qu'actionneur de scalpel oscillant [Gebhard *et al.*, 1996].

Très peu d'études sont relatives à des oscillateurs fluidiques à micro-échelle. Toutes concernent des configurations basées sur un amplificateur bistable. Dans la partie suivante (4.3), nous résumons les principaux résultats publiés dans la littérature sur de tels éléments et nous les comparons à nos propres simulations numériques. L'outil numérique ainsi validé est utilisé dans la partie suivante (4.4) pour étudier un design original dont le principe est basé sur l'utilisation d'un amplificateur monostable (et non plus bistable) présentant un certain nombre d'avantages que nous détaillerons.

### 4.3. Oscillateur microfluidique bistable et micromélange

Les différents micro-oscillateurs analysés dans la littérature [Gebhard *et al.*, 1996; Simões *et al.*, 2005] présentent une géométrie très similaire, représentée sur la Figure 4.4.



**Figure 4.4** – Schéma de principe d'un oscillateur bistable.

Dans l'article [Gebhard *et al.*, 1996], les auteurs proposent une analyse numérique du fonctionnement d'un micro-oscillateur fonctionnant avec de l'eau, dont l'objectif est de

communiquer un mouvement oscillatoire à un outil (un scalpel chirurgical) connecté à un des canaux de sortie. Cet oscillateur, conçu pour être fabriqué par la technique LIGA, a une profondeur de 250  $\mu\text{m}$ , et une largeur au niveau de la buse de 30  $\mu\text{m}$ . Des simulations numériques ont été réalisées pour quatre valeurs de pressions d'alimentation différentes, entre 50 et 300 kPa. Ces simulations montrent que la fréquence de basculement augmente quasi-linéairement avec le débit. Les auteurs proposent un modèle simple en supposant que la période d'oscillation  $\tau$  est égale à deux fois la somme du temps de basculement  $\tau_s$  du jet d'une branche à l'autre et du temps de transmission  $\tau_t$  du signal de pression par la boucle de retour, soit  $\tau = 2(\tau_s + \tau_t)$ . Cette propagation du signal dans la boucle de retour est supposée s'effectuer à la vitesse du son et  $\tau_t$  s'avère par conséquent négligeable dans la configuration étudiée. Aucun modèle théorique n'est proposé pour évaluer le temps de basculement  $\tau_s$ , et les auteurs proposent simplement une relation empirique linéaire entre débit volumique et fréquence de basculement. La fabrication de cet oscillateur et son analyse expérimentale ont ensuite été présentées dans [Gebhard *et al.*, 1997], ce qui a permis de confirmer la relation linéaire entre le débit et la fréquence d'oscillation.

Simões *et al.* [Simões *et al.*, 2002] ont présenté un débitmètre dont le fonctionnement est basé sur un oscillateur microfluidique qui convertit le débit volumique en fréquence d'oscillation, mesurable par exemple avec un simple capteur de pression. Une simulation numérique 2-D avec le logiciel Ansys a été effectuée pour des liquides et des gaz, dans le cas d'une largeur de buse de 50  $\mu\text{m}$ . De même que dans les travaux précédemment cités, les auteurs supposent ici que la fréquence

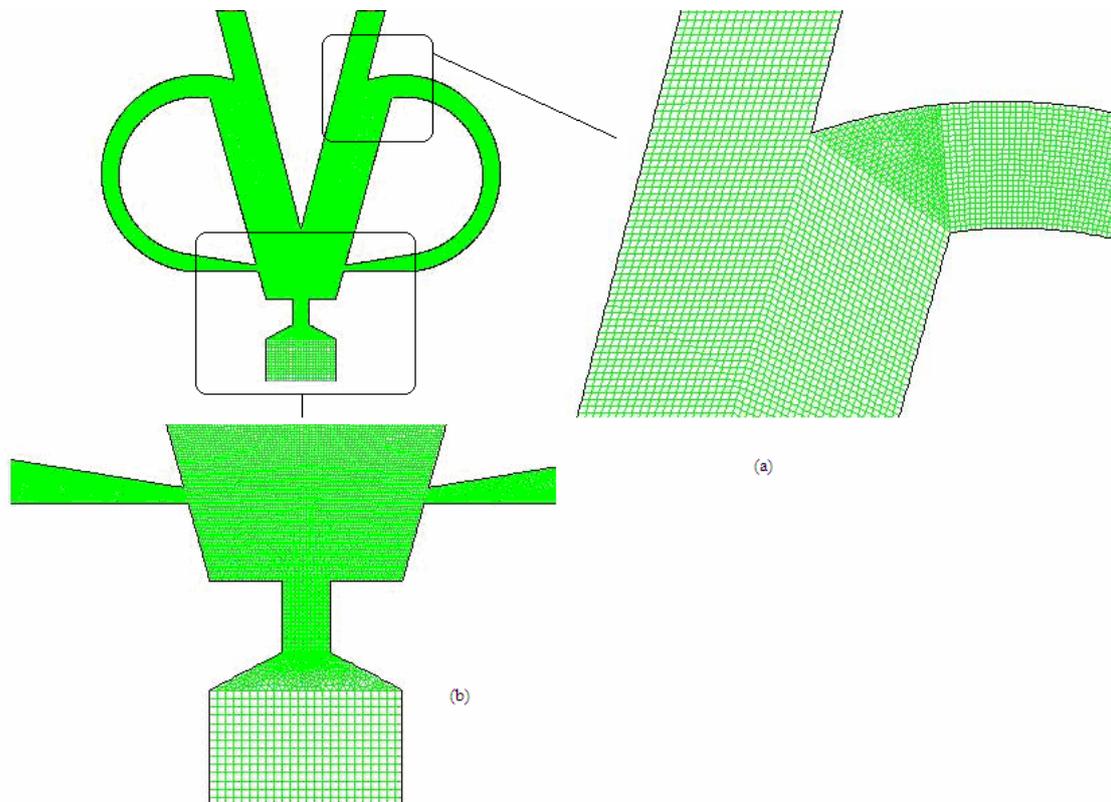
$$f = 1/[2(\tau_s + \tau_t)] \quad (4.1)$$

dépend d'un temps de basculement et d'un temps de transmission, en négligeant le temps de transmission  $\tau_t$  dans le cas d'écoulements de liquides, mais en le prenant en compte pour les écoulement gazeux. Selon les auteurs, le temps de basculement  $\tau_s$  dépend quant à lui de la vitesse du jet et de la distance entre la sortie de buse et le point de séparation S (*cf.* Figure 4.4) entre les deux branches, mais aucune comparaison analytique/numérique n'est réellement proposée. Ils observent également une relation sensiblement linéaire entre le débit et la fréquence d'oscillation. Des expériences ont par la suite été menées [Simões *et al.*, 2005] avec des oscillateurs microfluidiques gravés dans une résine photosensible à base de SU-8, par des techniques de photolithographie conventionnelles. La fermeture et l'étanchéité des

oscillateurs gravés sont réalisées à l'aide de plaques de Pyrex. Deux profondeurs, 100 et 175  $\mu\text{m}$ , sont testées. La fréquence d'oscillation est mesurée à l'aide d'anémomètres à fil chaud, et les fluides utilisés sont l'azote, l'argon et le dioxyde de carbone. La relation observée entre débit volumique et fréquence d'oscillation n'est pas linéaire, ce qui est en désaccord avec les études numériques précédentes, et montre que le fonctionnement de ce type d'oscillateur est à l'heure actuelle encore mal compris.

Afin de tester les paramètres de nos simulations numériques et d'obtenir des informations complémentaires sur le fonctionnement de l'oscillateur représenté Figure 4.4, nous avons dans un premier temps cherché à simuler la même géométrie.

Lors de nos simulations avec Fluent, nous avons utilisé plusieurs types de maillages et de modèles physiques dans le but de déterminer un modèle numérique fiable pouvant servir à l'optimisation de l'oscillateur. Le maillage présenté ci-dessous a été élaboré pour un col à angle vif. Nous avons utilisé un maillage de 46280 cellules. Le choix d'un maillage structuré permet une diminution appréciable du temps de calcul, cependant la complexité de la géométrie a imposé un recours local à un maillage tétraédrique non structuré (Figures 4.5.a et 4.5.b).



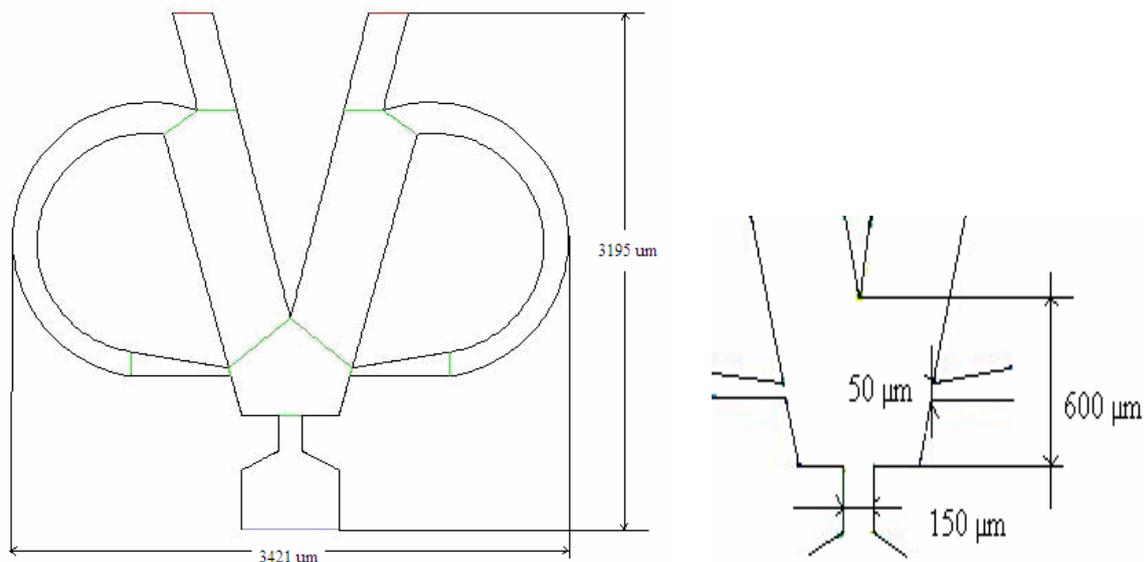
**Figure 4.5** – Maillage de l'oscillateur fluide basé sur un amplificateur bistable.

(a) : détail en entrée de boucle de retour ;

(b) : détail en sortie de buse et au niveau des connexions latérales des deux boucles de retour.

On peut par ailleurs remarquer que le maillage est affiné dans les zones de connexion, au col et aux points de jonction avec les boucles de retour, ceci s'avérant nécessaire pour simuler correctement les phases de basculement du jet.

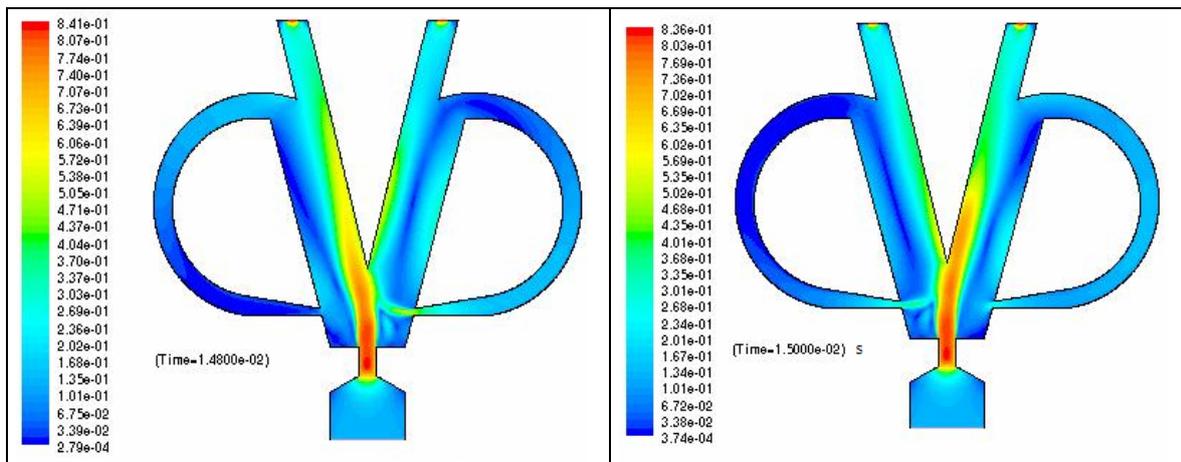
Deux tailles d'oscillateurs ont été simulées : le premier oscillateur (appelé par la suite mini-oscillateur) est de dimensions internes submillimétriques, le second (appelé micro-oscillateur dans la suite du texte) est homothétique au premier, de dimensions dix fois plus faibles. Ces dimensions sont représentées sur la Figure 4.6. Hors tout, le micro-oscillateur a une largeur de 3,4 mm et une hauteur de 3,2 mm (le mini-oscillateur ayant donc les mêmes cotes en cm). La longueur des boucles de retour est de 3,3 mm. Le col de la buse fait 150  $\mu\text{m}$  de large alors que la largeur du canal latéral passe par un minimum de 50  $\mu\text{m}$ . La distance entre la buse et le point de séparation des deux branches est quant à elle égale à 600  $\mu\text{m}$ . La profondeur est supposée grande devant ces dimensions, d'où le choix d'une simulation numérique 2-D.



**Figure 4.6** – Dimensions caractéristiques du micro-oscillateur (le mini-oscillateur étant dix fois plus grand).

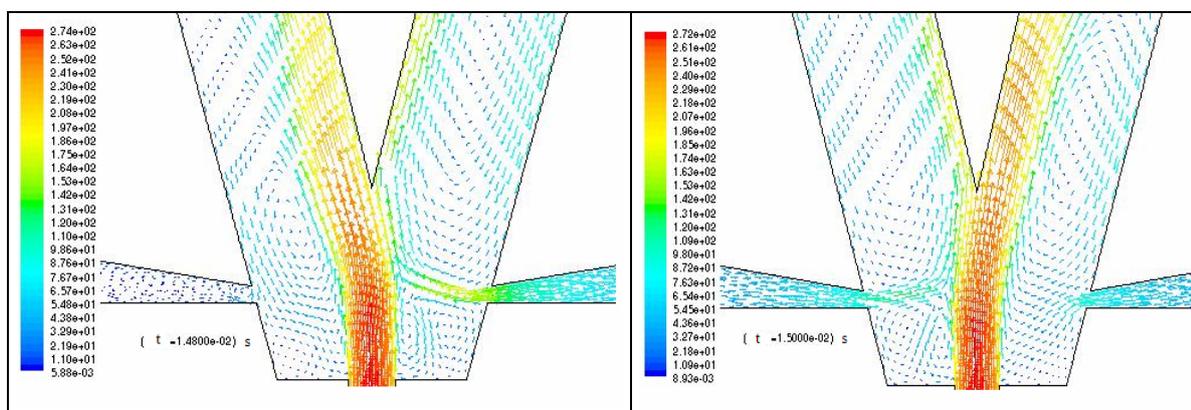
Les premières simulations ont montré que le basculement du jet n'avait pas lieu si l'impédance de sortie des branches droites et gauches (points notés  $O_1$  et  $O_2$  sur la Figure 4.3) était trop faible. Nous avons donc réduit la section de sortie à environ 1/3 de la section de la branche à cet endroit. Le basculement du jet s'effectue alors correctement, bien que la géométrie retenue ne conduise pas à un basculement total et franc allant jusqu'à la paroi

d'attachement extérieure : le jet a plutôt tendance à suivre la paroi centrale, et une fraction de ce jet reste en permanence dans la seconde branche de l'oscillateur. Cela est particulièrement visible en observant les iso-valeurs du nombre de Mach dans le plan de l'oscillateur à différents instants (Figure 4.7). Pour cette simulation effectuée pour de l'air, la pression d'alimentation  $P_i = 2,25$  bar et la pression de sortie  $P_o = 1$  bar aux sections  $O_1$  et  $O_2$  est égale à 1 bar. Pour ces niveaux de pression, l'écoulement est partout subsonique, le nombre de Mach maximal étant de l'ordre de 0,85 en sortie de buse. L'action du jet latéral sur le jet principal est bien visible.



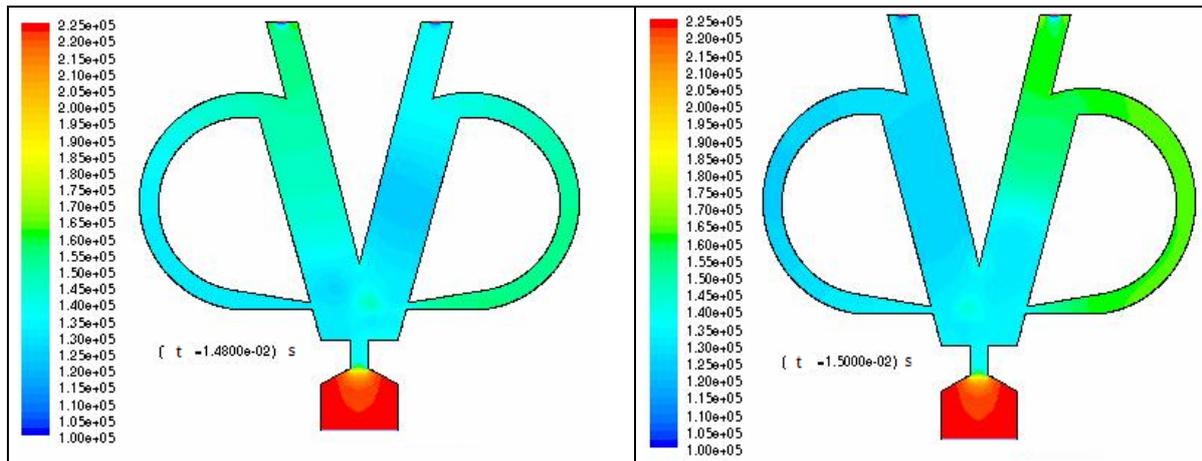
**Figure 4.7** – Nombre de Mach du mini-oscillateur fluide à deux instants distincts.  
Fluide : air.  $P_i = 2,25$  bar ;  $P_o = 1$  bar .

Le détail des champs de vitesses dans la zone du jet en sortie de buse est représenté sur la Figure 4.8, pour les mêmes instants que sur la Figure 4.7.



**Figure 4.8** – Champ de vitesse (en  $\text{m s}^{-1}$ ) en sortie de buse du mini-oscillateur fluide à deux instants distincts. Fluide : air.  $P_i = 2,25$  bar ;  $P_o = 1$  bar .

Le champ de pressions pour ces deux mêmes instants est représenté sur la figure 4.9. On constate que le basculement est en partie lié à une montée en pression de la branche dans laquelle se trouve le jet. Cela est confirmé par le fait que si les restrictions de sortie (en  $O_1$  et  $O_2$ ) sont supprimées, l'action transversale du jet secondaire issu de la boucle de retour n'est pas suffisante pour provoquer le basculement.

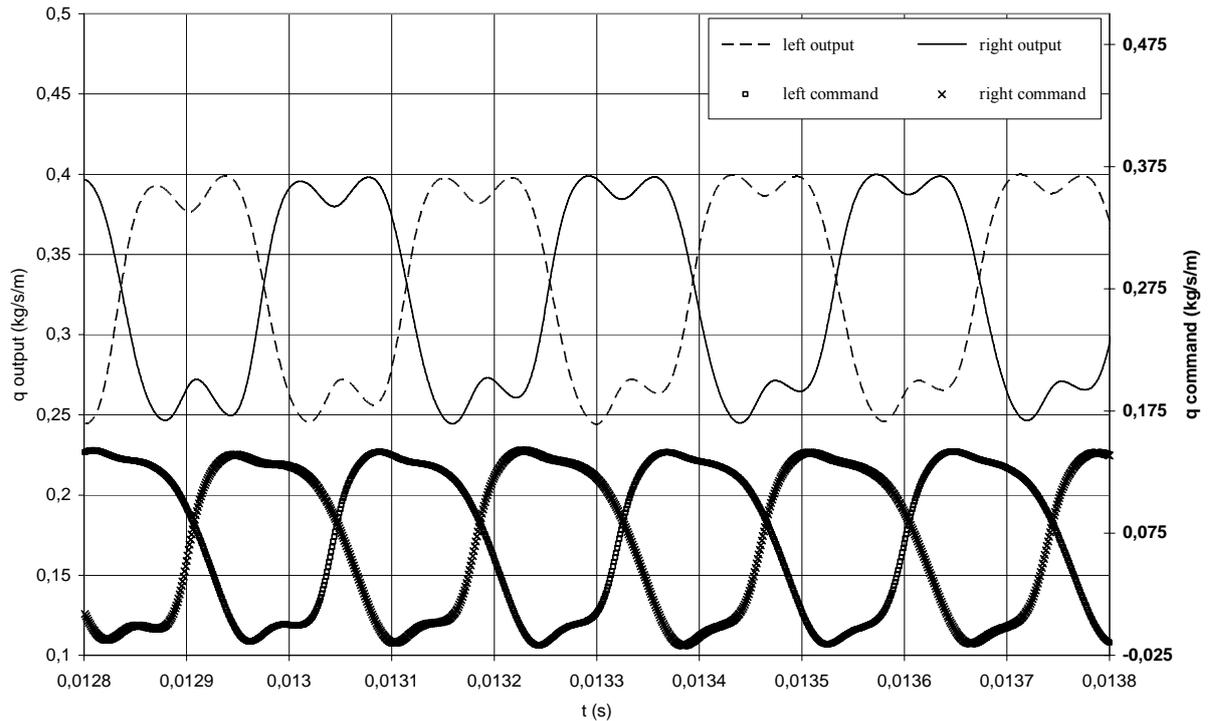


**Figure 4.9** – Pression statique du mini-oscillateur fluïdique à deux instants distincts.  
 Fluïde : air.  $P_i = 2,25$  bar ;  $P_o = 1$  bar .

Dans le cas de l'oscillateur millimétrique, le nombre de Reynolds en sortie de buse est égal à 26600. Les simulations sont effectuées avec un modèle de turbulence  $k-\epsilon$ .

La Figure 4.10 montre l'évolution des débits massiques en sortie des deux branches principales (trait continu : sortie droite  $O_2$  ; trait tireté : sortie gauche  $O_1$ ) et en sortie des boucles de retour ( $\times$  : sortie droite  $C_2$  ;  $o$  : sortie gauche  $C_1$ ). Ces débits massiques sont exprimés par unité d'épaisseur de l'oscillateur. On constate qu'un peu moins d'un quart du débit circule dans les boucles de retour et que le signal n'est pas sinusoïdal.

En termes d'efficacité, une fraction toujours non négligeable du débit est évacuée par chacune des sorties  $O_1$  et  $O_2$ , ce qui montre que le jet ne commute pas complètement et que le système n'est pas optimisé de ce point de vue. En fait, la différence entre débits maximal et minimal évacués par une sortie est égale à 38% du débit maximal :  $\Delta Q/Q_{\max} = 0,38$ .



**Figure 4.10** – Débit massique par unité d'épaisseur

en différentes sections du mini-oscillateur. Fluide : air.  $P_i = 2,25$  bar ;  $P_o = 1$  bar .

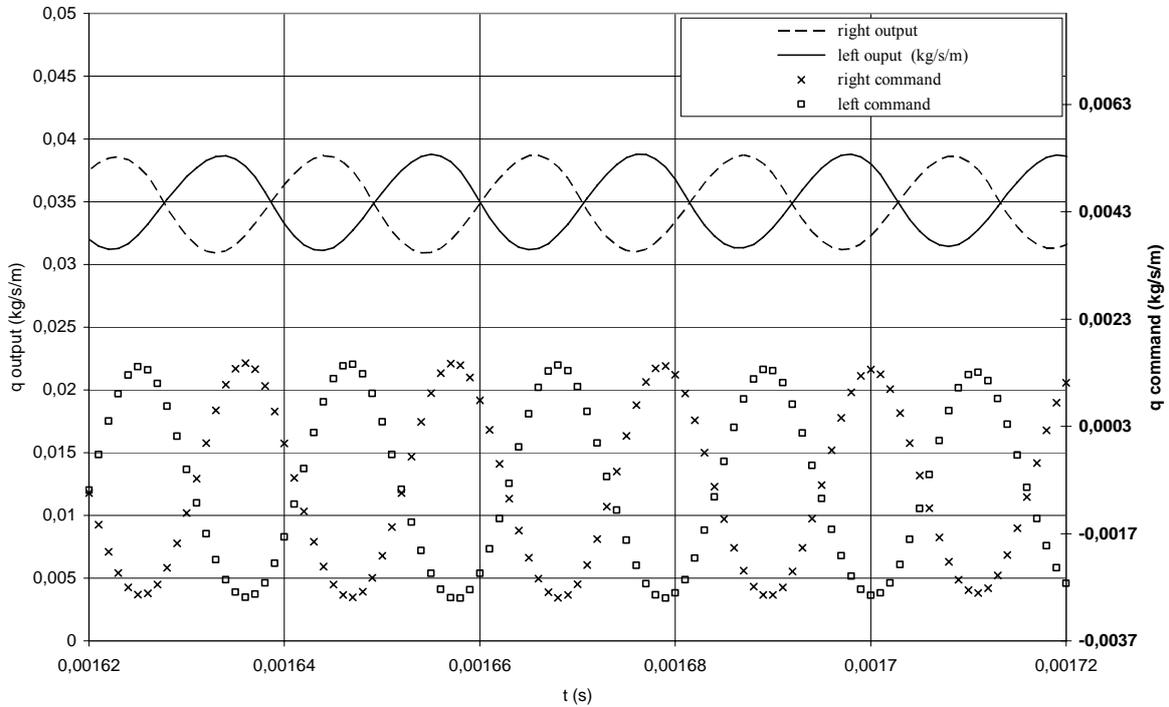
Branches principales                    — : sortie droite  $O_2$                     - - - : sortie gauche  $O_1$ .  
 Boucles de retour                    × : sortie droite  $C_2$                     o : sortie gauche  $C_1$

L'évolution irrégulière du signal de débit est due à plusieurs phénomènes, incluant vraisemblablement des effets de compressibilité non négligeables, car le signal est beaucoup plus régulier lors d'une simulation avec un liquide incompressible (*cf.* plus loin Figure 4.14).

Dans le cas de l'oscillateur micrométrique, le nombre de Reynolds en sortie de buse est de 2660. La Figure 4.11 montre l'évolution des débits massiques aux mêmes points que pour la Figure 4.10. On constate cette fois que l'évolution est beaucoup plus régulière, quasi-sinusoidale. Le phénomène complexe qui était observé dans le cas précédent, et qui inclut une aspiration par effet venturi au niveau des entrées latérales  $C_1$  et  $C_2$  est ici complètement atténué par les effets de viscosité.

L'efficacité de l'oscillateur a par ailleurs sensiblement baissé, la différence entre débits maximal et minimal évacués par une sortie n'est plus que de 20% du débit maximal ( $\Delta Q/Q_{\max} = 0,20$ ). L'augmentation de la fréquence d'oscillation et des forces de frottement

lors de la diminution d'échelle a conduit à un basculement moins net du jet, qui oscille autour du point de séparation, sans avoir le temps de basculer complètement d'une branche à l'autre.

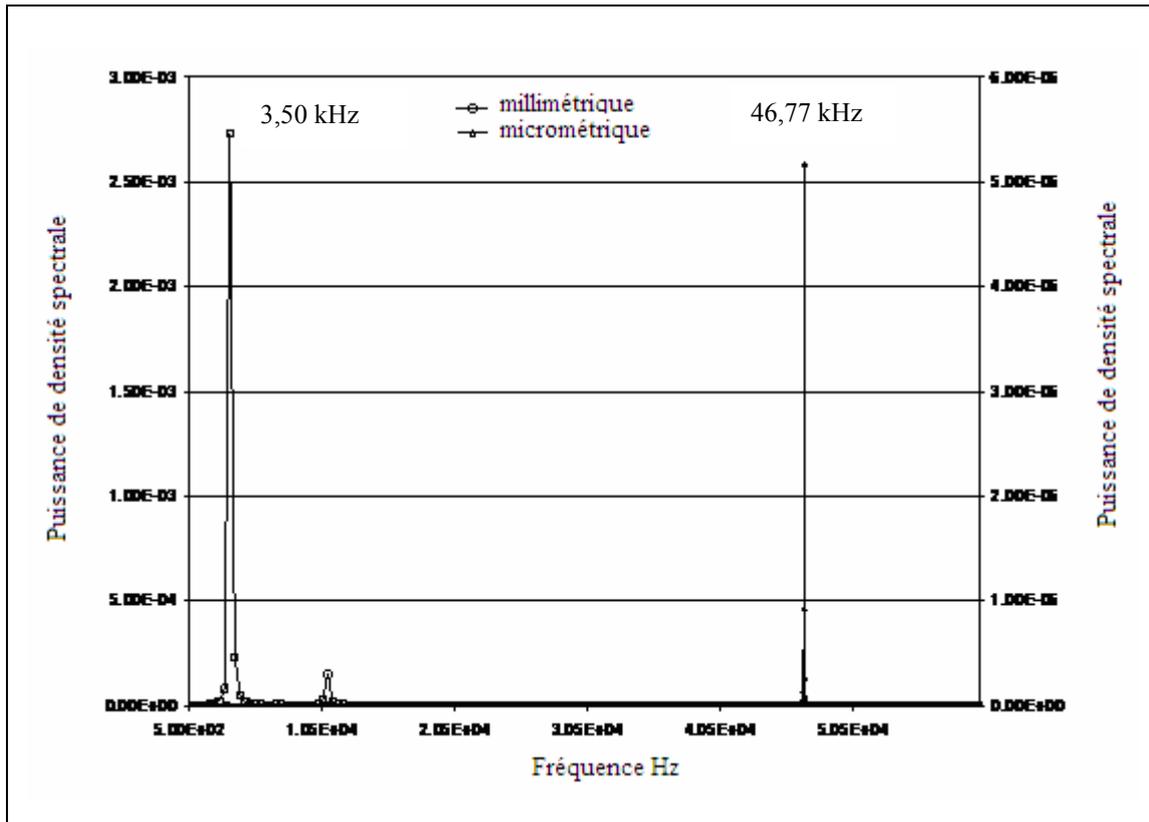


**Figure 4.11** – Débit massique par unité d'épaisseur

en différentes sections du micro-oscillateur. Fluide : air.  $P_i = 2,25$  bar ;  $P_o = 1$  bar .

Branches principales            — : sortie droite  $O_2$             - - - : sortie gauche  $O_1$ .  
 Boucles de retour            × : sortie droite  $C_2$             o : sortie gauche  $C_1$

Les fréquences d'oscillation ont été mesurées directement à partir des signaux temporels et corroborées par une analyse spectrale du signal de débit dans la section  $O_1$ . Dans le cas du mini-oscillateur, la fréquence est de 3,5 kHz. Elle monte à 46,8 kHz dans le cas du micro-oscillateur de dimensions dix fois plus faibles (Figure 4.12).

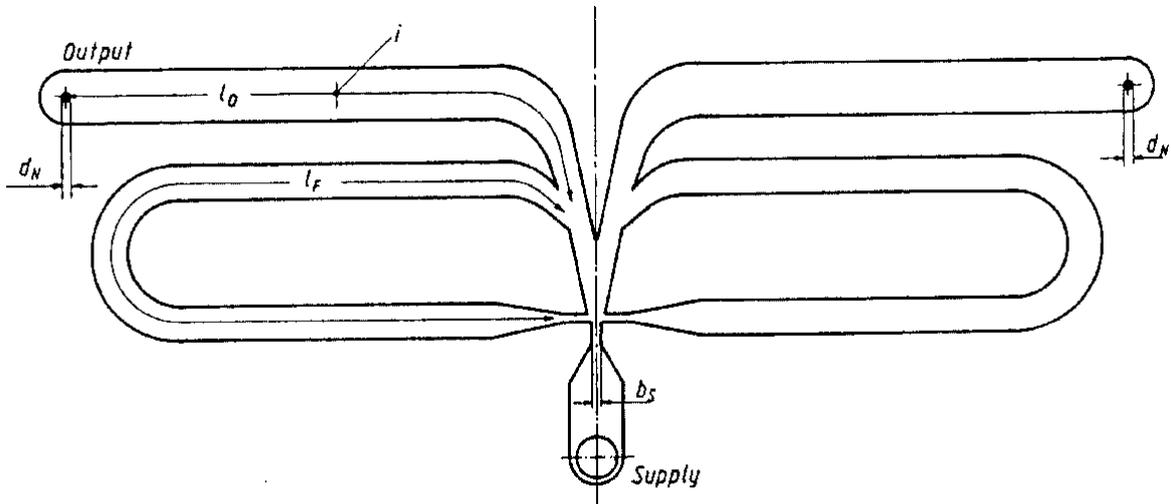


**Figure 4.12** – Puissance de densité spectrale du signal de débit dans la section  $O_1$  pour le mini-oscillateur et le micro-oscillateur. Fluide : air.  $P_i = 2,25$  bar ;  $P_o = 1$  bar .

Nous avons cherché à comparer ces valeurs à celles obtenues à l'aide d'un modèle très simplifié proposé par Walliser [Walliser, 1969] pour modéliser le comportement d'un dispositif assez analogue destiné à exprimer la température du gaz par une fréquence d'oscillation dans un oscillateur fluide bistable (Figure 4.13). De même que dans les études précédemment citées, l'auteur suppose que le phénomène est contrôlé par la propagation d'une onde acoustique (à la vitesse du son) et que l'oscillation nécessite un aller-retour de l'onde dans la branche de sortie ainsi qu'un parcours dans la boucle de retour. Dans son cas, l'impédance en sortie du dispositif est assez élevée. L'expression approchée proposée pour la fréquence d'oscillation s'écrit alors

$$f = \frac{\sqrt{\gamma RT}}{2(l_F + 2l_O)}. \quad (4.2)$$

Dans cette équation, la vitesse du son apparaît au numérateur. Elle s'exprime classiquement en fonction de la racine carrée de la température et dépend de la constante spécifique  $R$  du gaz et du rapport  $\gamma$  des capacités thermiques.



**Figure 4.13** – Oscillateur fluide destiné à la conversion de température en fréquence d'oscillation, [Walliser, 1969].

L'utilisation de cette équation donne pour notre oscillateur un ordre de grandeur correct des fréquences effectivement obtenues par simulation numérique (Table 4.1). Le calcul apparaît assez précis dans le cas du mini-oscillateur, mais l'est un peu moins dans le cas du micro-oscillateur, lorsque les effets du frottement deviennent plus sensibles.

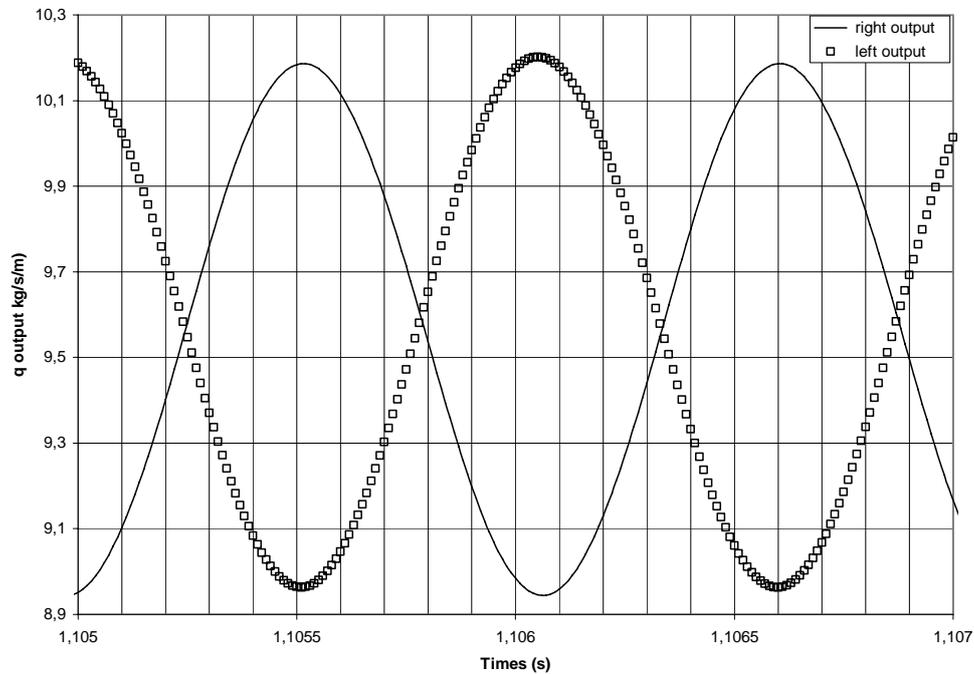
**Table 4.1** – Comparaison des fréquences d'oscillation obtenues par la simulation numérique avec la solution analytique approchée donnée par l'équation (4.2).

Fluide : air.  $P_i = 2,25$  bar ;  $P_o = 1$  bar ;  $T = 300$  K .

Re en sortie de buse	configuration	Fréquence (kHz)		$\Delta Q/Q_{\max}$ (%) Simulation numérique
		Simulation numérique	Equation (4.2)	
2660	Micro	46.77	32.7	20
26600	Mini	3.50	3.27	38

Des simulations numériques ont également été réalisées pour des écoulements liquides. La Figure 4.14 montre l'évolution temporelle du débit au niveau des sorties  $O_1$  et  $O_2$

du mini-oscillateur, pour un Reynolds au niveau de la buse égal à 19000, la simulation étant réalisée avec un pas de temps égal à  $10^{-5}$  s. L'influence du pas de temps est illustrée par la Table 4.2.



**Figure 4.14** – Evolution temporelle du débit en sortie du mini-oscillateur, pour un écoulement d'eau.

**Table 4.2** – Comparaison des fréquences d'oscillation obtenues par la simulation numérique avec la solution analytique approchée donnée par l'équation (4.2).

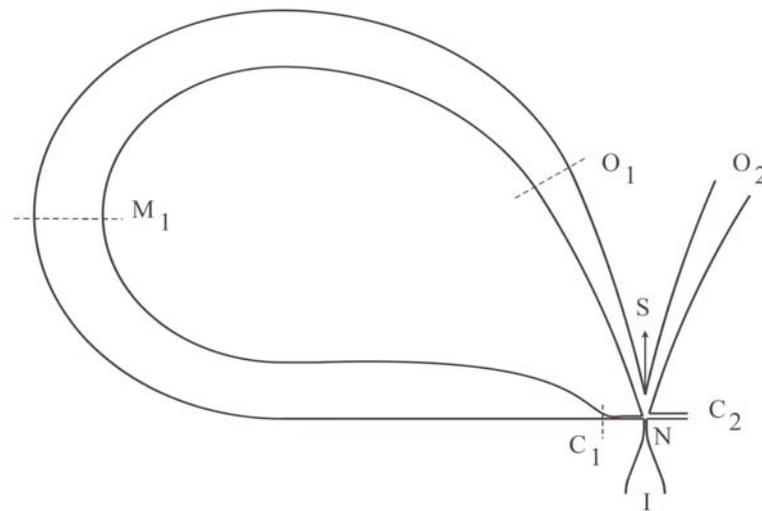
Fluide : eau.  $P_i = 2,25$  bar ;  $P_o = 1$  bar ;  $T = 300$  K.

$\Delta t$ (s)	configuration	Fréquence (Hz)		$\Delta Q/Q_{\max}$ (%) Simulation numérique
		Simulation numérique	Equation (4.2)	
$10^{-4}$	Mini	900	899	4
$10^{-5}$	Mini	918		12
$10^{-6}$	Mini	924		14

## 4.4. Oscillateur microfluidique monostable

### 4.4.1. Présentation de l'oscillateur

On propose dans cette partie un design original basé sur un amplificateur monostable et non bistable, lequel présente plusieurs améliorations par rapport à la géométrie étudiée dans la partie précédente. A partir d'un amplificateur monostable (*cf.* Figure 4.3), on supprime les événements et on relie la sortie  $O_1$  à l'entrée de commande latérale  $C_1$  par une boucle de retour. On obtient alors un oscillateur, représenté Figure 4.15.

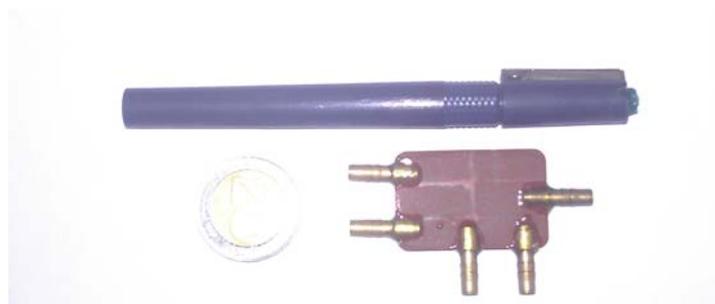


**Figure 4.15** – Schéma de l'oscillateur fluide, construit à partir d'un amplificateur fluide monostable.

Un des premiers intérêts de cette conception asymétrique est qu'elle permet l'aspiration d'un fluide secondaire par le port de commande  $C_2$  pour des applications de mélange. Le mélange du fluide primaire injecté en  $I$  et du fluide secondaire aspiré en  $C_2$  est alors directement recueilli en  $O_2$ . La création d'une émulsion est également envisageable en alimentant  $I$  avec un liquide et en aspirant en  $C_2$  (cette section se trouve en dépression car directement en aval du col de la buse) avec un liquide non miscible ou un gaz. Les applications peuvent notamment concerner la fabrication en ligne de nanoparticules, générées à partir d'une émulsion calibrée. Ce système peut fonctionner en étant alimenté par un gaz ou par un liquide, mais nous allons concentrer l'étude suivante au cas de l'alimentation par un gaz (de l'air), l'entrée latérale  $C_2$  étant laissée quant à elle à la pression atmosphérique.

Pour l'amplificateur monostable servant de base à cet oscillateur, la position stable du jet est obtenue dans la branche gauche, car la buse N est plus proche de la paroi gauche que de la droite. Dans la configuration bouclée (Figure 4.15), le jet va donc partir d'abord à gauche, puis la perturbation latérale issue du canal de retour en  $C_1$ , associée à la montée en pression dans toute la partie gauche de l'oscillateur, va faire basculer le jet dans la branche droite. Le gaz contenu dans la partie gauche va alors se détendre et être évacué par la branche droite. L'impédance hydraulique diminuant dans la partie gauche, le jet va pouvoir revenir dans sa position initiale préférentielle. Le phénomène se répète alors et l'oscillation est auto-entretenue.

Le dessin de cet oscillateur est plus élancé que celui présenté dans la partie précédente. On a repris le design de la partie centrale d'un amplificateur monostable fabriqué par Corning dans les années 60 (Figure 4.16).



**Figure 4.16** – Photographie de l'amplificateur monostable fabriqué par Corning.

L'échelle est donnée par le stylo.

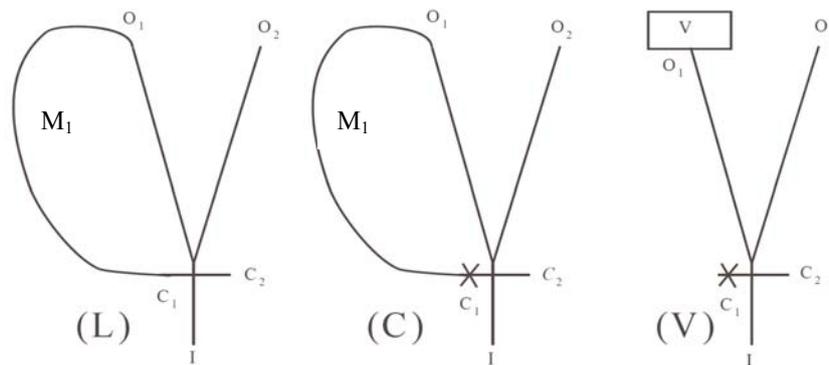
On se propose d'analyser ici en détails le fonctionnement de ce type d'oscillateur, en mettant en évidence les relations entre les paramètres principaux (pression d'alimentation, fréquence d'oscillation, seuils de pression, paramètres géométriques), et d'examiner les modes d'oscillations à partir d'une étude expérimentale et numérique.

#### 4.4.2. Etude expérimentale

L'étude expérimentale est effectuée avec l'amplificateur Corning représenté Figure 4.16, et dont la partie utile (partie centrale limitée par les sections  $O_1$ ,  $O_2$ ,  $C_1$ ,  $C_2$  et I) est illustrée par la Figure 4.3. Les canaux de l'amplificateur ont une profondeur de 1 mm, la distance entre la buse N et les sorties  $O_1$  ou  $O_2$  est de 2 cm et la buse a une largeur de 200  $\mu\text{m}$ . Les événements  $S_1$  et  $S_2$  sont obturés. La section d'entrée I est alimentée en air à la pression  $P_I$  et le port  $C_2$  est à la pression atmosphérique. Trois configurations sont testées (Figure 4.17), afin

de mettre en évidence les principales causes de l'oscillation. La configuration classique est la configuration bouclée notée (L). Afin de comprendre le rôle joué par l'entrée latérale  $C_1$ , une disposition (C) similaire, mais avec une boucle de retour obturée au niveau de cette section est également étudiée. Dans ces deux configurations (L) et (C), la boucle est réalisée avec un tube en plastique rigide reliant les sections  $O_1$  et  $C_1$ . Les tests sont effectués avec des tubes ayant différentes valeurs de diamètre  $D_1$  et de longueur  $L_1$ . Dans la troisième configuration (V), l'entrée port  $C_1$  est également fermée mais la boucle est remplacée par un réservoir avec un volume  $V$  réglable à l'aide d'un piston positionné par une vis micrométrique.

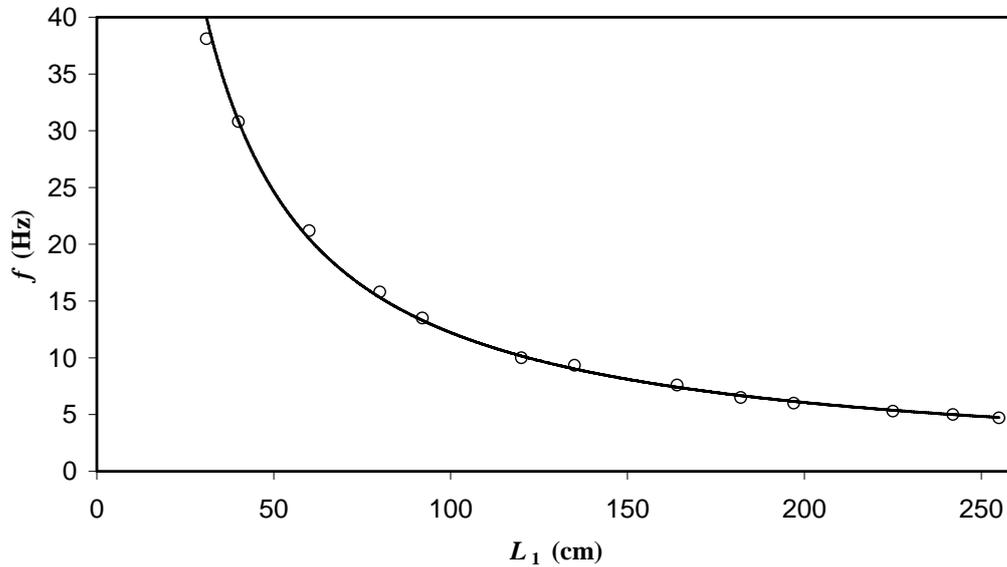
Le signal de pression est mesuré en  $M_1$ , au milieu de la boucle de retour, pour les dispositions (L) et (C), ou à l'intérieur du réservoir dans la disposition (V), à l'aide d'un capteur de pression piézo-resistif.



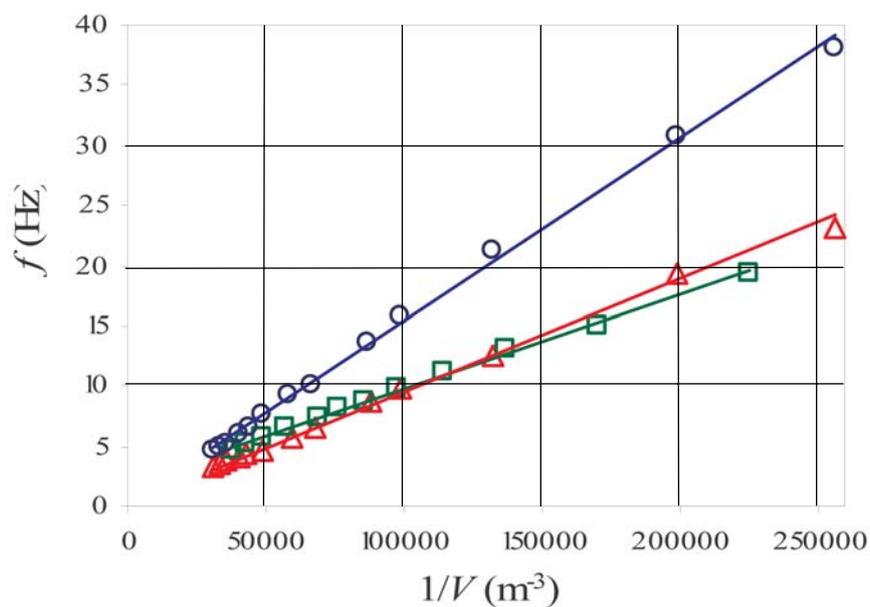
**Figure 4.17** – Représentation simplifiée des trois configurations testées expérimentalement:  
(L) : configuration bouclée ; (C): configuration fermée ; (V): configuration volume.

La Figure 4.18 montre une évolution typique de la fréquence d'oscillation  $f$  en fonction de la longueur de boucle  $L_1$  pour un diamètre de boucle  $D_1 = 4$  mm et une pression d'alimentation  $P_7 = 2 \times 10^5$  Pa. La fréquence est obtenue en analysant le signal indiqué par le capteur de pression monté dans la section  $M_1$  au milieu de la boucle (Figure 4.15). La fréquence diminue à mesure que la longueur de la boucle augmente, suivant une loi  $f = \alpha/L_1$  où  $\alpha$  est une constante. L'explication habituelle proposée dans la littérature pour analyser un tel résultat est que  $f$  est principalement due à la propagation de l'onde de pression le long de la boucle [Simões *et al.*, 2005]. Cependant, pour une température expérimentale  $T = 293$  K, la vitesse du son est  $c = \sqrt{\gamma RT} = 343$  m s<sup>-1</sup> pour l'air, et la fréquence

caractéristique serait  $f = c/L_1 = 343 \text{ Hz}$  pour  $L_1 = 1 \text{ m}$ , et non 10 Hz comme elle a été expérimentalement mesurée.



**Figure 4.18** – Fréquence d'oscillation en fonction de la longueur de boucle pour un diamètre de tube constant  $D_1 = 4 \text{ mm}$ . Configuration bouclée (L) ;  $P_T = 2 \times 10^5 \text{ Pa}$ .



**Figure 4.19** – Fréquences d'oscillation  $f$  en fonction de  $1/V$ .

○ : configuration bouclée (L) avec  $D_1 = 4 \text{ mm}$ ,  $\Delta$  : configuration fermée (C) avec  $D_1 = 4 \text{ mm}$ ,  
 □ : configuration volume (V).

En fait, les données expérimentales confirment que l'oscillateur est plutôt piloté par des effets capacitifs que par des effets propagatifs. La fréquence d'oscillation est tracée en fonction de  $1/V$  (Figure 4.19) ;  $V$  alors représente le volume de la boucle dans les configurations (L) et (C), ou le volume du réservoir dans la configuration (V).

La relation  $f(1/V)$  est linéaire, montrant que pour une pression d'alimentation  $P_f$ , la commutation du jet de la position stable (1) vers la position instable (2) se produit dès qu'une pression de seuil supérieur  $P_+$  est atteinte. De la même manière, la commutation de la position instable (2) vers la position stable (1) se produit quand la pression atteint un seuil inférieur  $P_-$  à l'intérieur du volume  $V$ .

L'augmentation ou la diminution de la pression sont directement proportionnelles au temps puisque pour des pressions d'alimentation supérieures à  $1,9 \times 10^5$  Pa, l'écoulement au niveau de la buse N est sonique et le débit massique en entrée est constant pour une pression d'alimentation  $P_f$  donnée. Dans le cas de la configuration (L), le seuil de pression  $P_+$  requis est plus faible que dans le cas de la configuration fermée (C), ce qui conduit à une pente plus élevée sur la Figure 4.19. Cela est dû au fait que dans la configuration bouclée (L), deux phénomènes se combinent pour provoquer le basculement du jet. Il apparaît en effet :

- i) Une augmentation de pression à la sortie  $O_1$  qui s'oppose au développement du jet dans la branche (1) ;
- ii) Une augmentation de pression et de quantité de mouvement au niveau de l'entrée latérale  $C_1$  qui déstabilise le jet à sa base.

D'autre part, dans la configuration fermée (C), le deuxième effet (ii) n'est plus présent et le premier effet (i) doit par conséquent être renforcé.

Dans les deux configurations (L) et (C), la relation entre  $f$  et  $1/V$  est pratiquement linéaire :

$$f = \beta/V, \quad (4.3)$$

avec  $\beta_{(L)} = 1.53 \times 10^{-4} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$  pour la configuration (L) et  $\beta_{(C)} = 9.41 \times 10^{-5} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$  pour la configuration (C). D'autre part, dans la configuration (V), la relation est affine et non plus linéaire :  $f_{(V)} = \beta_{(V)}/V + \delta$ .

L'équation (4.3) est la marque d'un effet purement capacitif, avec un temps caractéristique proportionnel au volume. Dans la configuration (V), on devrait considérer en

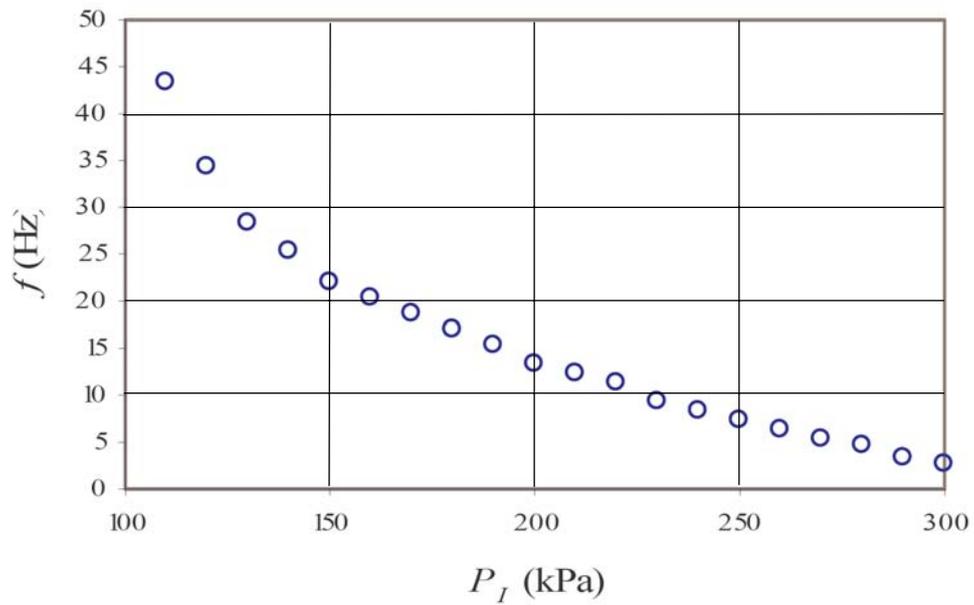
plus la résistance locale due au changement brusque de section en  $O_1$  (Figure 4.17), qui est moins important dans les configurations (L) et (C). Le côté gauche de l'oscillateur devrait alors être considérée comme une petite capacitance (entre S et  $O_1$ ), une résistance (entre  $O_1$  et V) et une grande capacitance (le volume V) reliées en série. La modélisation d'une telle association met en évidence trois régions distinctes dans un graphe  $f(1/V)$  :

- Pour des valeurs intermédiaires de  $1/V$ , l'évolution est affine ( $f_{(v)} = \beta_{(v)}/V + \delta$ ), comme le montre la figure 4.19, avec une pente  $\beta_{(v)}$  inférieure à la pente  $\beta_{(c)}$  pour la configuration (C) dans laquelle la résistance en  $O_1$  est négligeable ;
- Pour de faibles valeurs de  $1/V$ , la ligne droite s'incurve pour rejoindre l'origine du graphique. Cette non linéarité est principalement due à la présence de la résistance;
- Pour d'importante valeurs de  $1/V$ ,  $f$  ne suit plus la relation  $f_{(v)} = \beta_{(v)}/V + \delta$ . La valeur de  $f$  est réduite du fait de la présence de la faible capacitance entre S and  $O_1$ . Ce point est bien confirmé par des expériences supplémentaires effectuées avec de faibles valeurs de  $V$ .

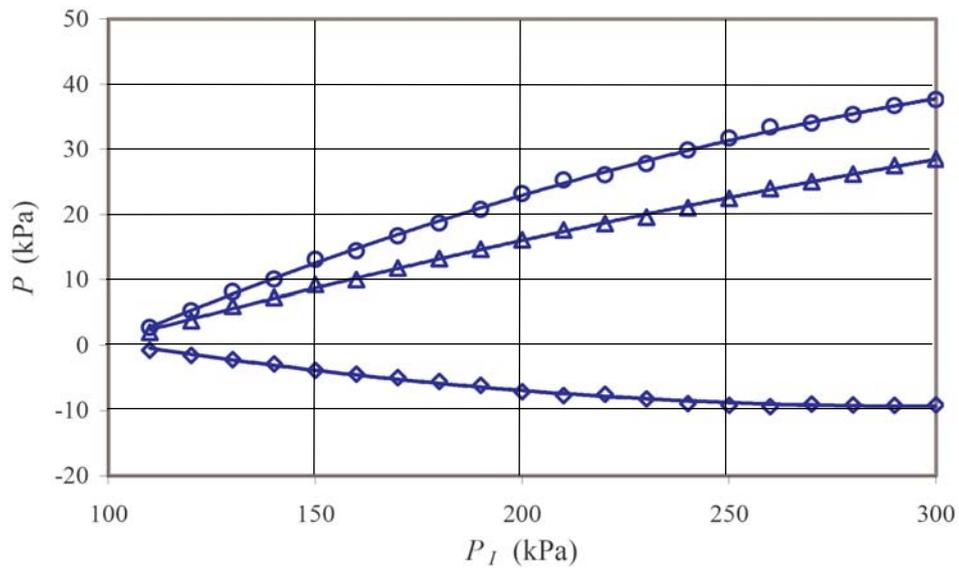
L'influence de la pression d'alimentation sur la fréquence d'oscillation est montrée sur la Figure 4.20. Nous constatons que  $f$  diminue avec la pression  $P_I$ . Ce résultat est la conséquence de deux phénomènes antagonistes : lorsque la pression d'entrée augmente,

- (i) le débit massique qui traverse la buse augmente, ce qui augmente la vitesse de remplissage (la majeure partie de l'écoulement alimente la boucle) et de vidange (l'effet est alors principalement un effet de venturi entre N et S) de la boucle ;
- (ii) la différence entre les deux seuils de pression augmente (Figure 4.21) puisque l'énergie du jet est plus importante et que celui-ci nécessite alors plus d'énergie pour être déplacé. La fréquence d'oscillation diminue naturellement avec l'augmentation de la différence  $P_+ - P_-$  entre les deux seuils de pression (Figure 4.22).

Le premier phénomène (i) a moins d'influence que le second (ii) et le résultat est une diminution de  $f$  lorsque  $P_I$  augmente (Figure 4.20).



**Figure 4.20** – Fréquence d’oscillation  $f$  en fonction de la pression d’entrée  $P_I$ .  
Configuration bouclée (L),  $D_1 = 4$  mm ,  $L_1 = 92$  mm .



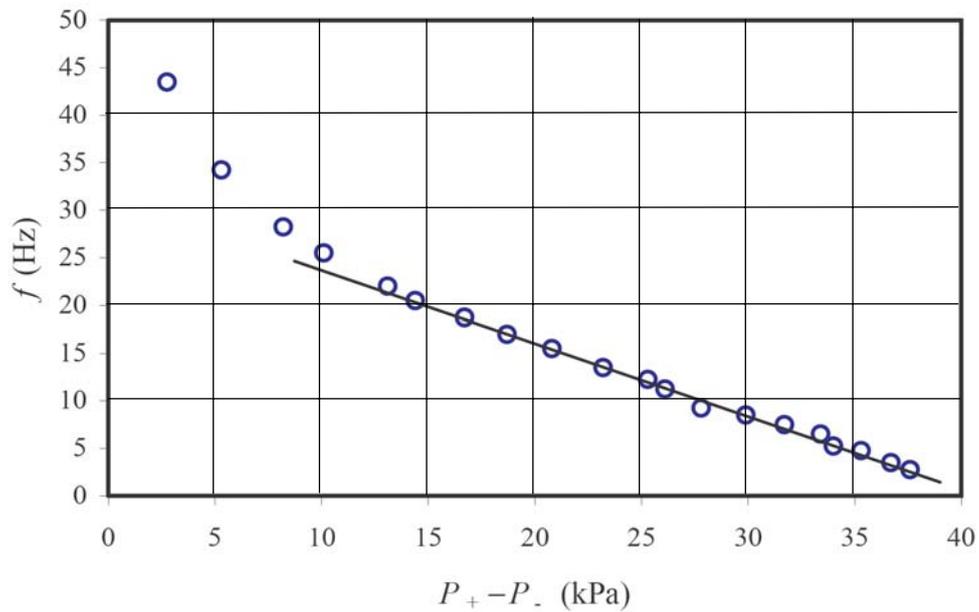
**Figure 4.21** – Seuils de pression en fonction de la pression d’entrée  $P_I$ .  
Configuration bouclée (L).  $D_1 = 4$  mm ,  $L_1 = 92$  mm .

( $\circ$ ) : différence de seuil de pression  $P_+ - P_-$  ;

( $\Delta$ ) : seuil de pression supérieur  $P_+$  ; ( $\square$ ) : seuil de pression inférieur  $P_-$  .

On observe sur la Figure 4.22 que la relation entre la fréquence  $f$  et la différence de seuil de pression  $P_+ - P_-$  est linéaire quand l’écoulement au niveau de la buse est sonique.

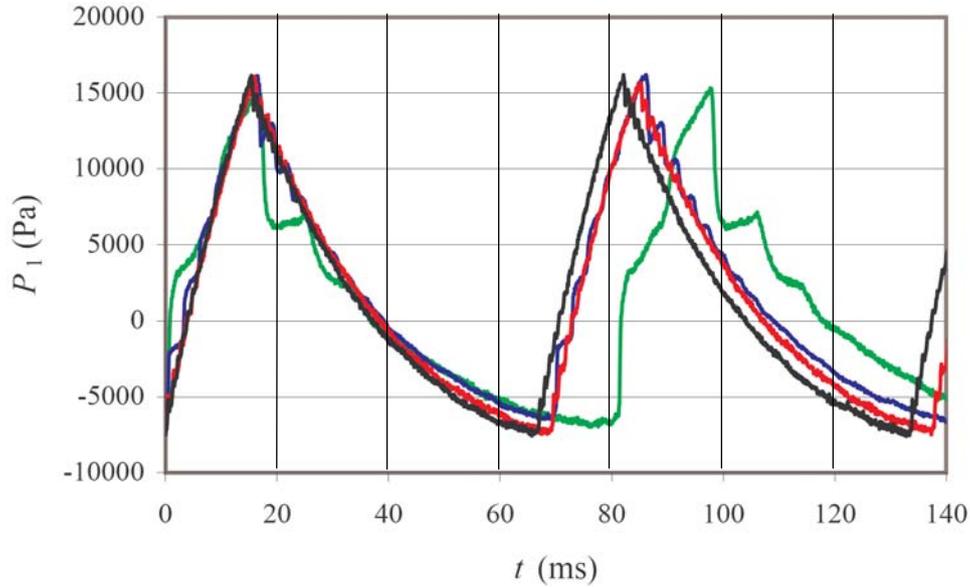
Néanmoins, ce comportement particulier semble être une coïncidence résultant du concours de différentes non-linéarités.



**Figure 4.22** – Fréquence d’oscillation en fonction de la différence des seuils de pression  $P_+ - P_-$ . Configuration bouclée (L),  $D_1 = 4$  mm ,  $L_1 = 92$  mm .

L'analyse du signal de pression dans la section  $M_1$  (Figure 4.23) permet de préciser l'influence de la longueur de la boucle, pour un même volume de boucle  $V = 15.55 \text{ cm}^3$ . Les principales observations sont les suivantes :

- La fréquence est légèrement dépendante de la longueur de la boucle :  $f$  diminue lorsque  $L_1$  augmente ;
- Les seuils de pression ne dépendent pas beaucoup de la longueur de boucle ;
- L’augmentation de pression est plus rapide que la chute de pression ;
- Une oscillation secondaire se superpose à l'oscillation principale. Sa fréquence  $f_s$  augmente lorsque la longueur de la boucle diminue.



**Figure 4.23** – Pression  $P_1$  au milieu de la boucle en fonction du temps  $t$ .

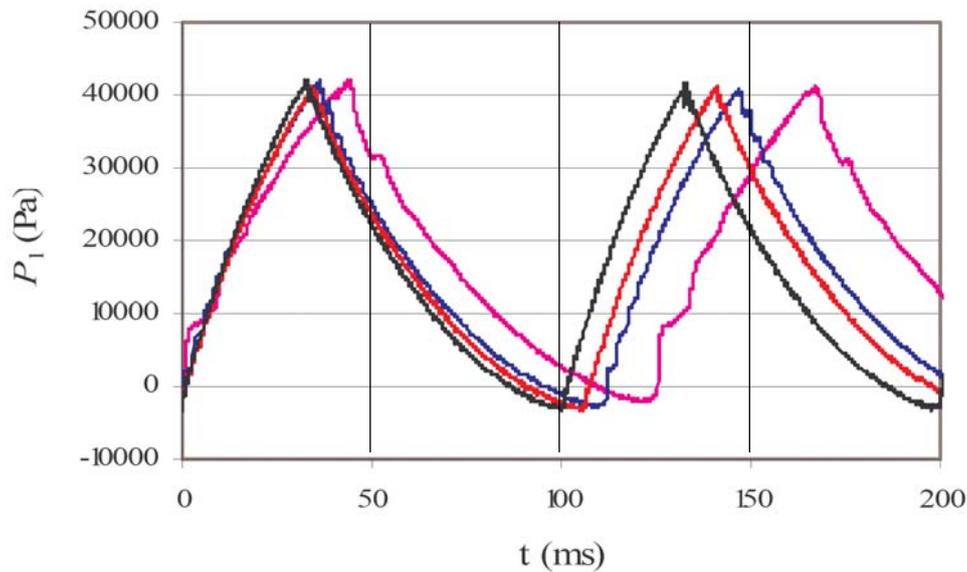
Configuration bouclée (L),  $V = 15.55 \text{ cm}^3$ ,  $P_j = 200 \text{ kPa}$ .

—:  $D_1 = 2.4 \text{ mm}$ ,  $L_1 = 2.55 \text{ m}$ ; —:  $D_1 = 4 \text{ mm}$ ,  $L_1 = 0.92 \text{ m}$ ;

—:  $D_1 = 6 \text{ mm}$ ,  $L_1 = 0.41 \text{ m}$ ; —:  $D_1 = 7 \text{ mm}$ ,  $L_1 = 0.30 \text{ m}$ .

La diminution de la fréquence  $f$  lorsque la longueur de boucle augmente est très probablement due à l'augmentation d'effets non linéaires liés à l'oscillation secondaire.

Une analyse spectrale utilisant une FFT du signal de pression donne la valeur de la fréquence d'oscillation secondaire  $f_s$ . On trouve  $0.92 \leq f_s L_1 / c \leq 1.08$ , ce qui montre que cette oscillation est due à une onde de pression se déplaçant à la vitesse du son  $c$  dans la boucle de longueur  $L_1$ . Ce résultat est en accord avec la théorie classique de la réponse en fréquence des lignes de transmission pneumatiques. La perturbation de pression est générée lors du basculement du jet d'un canal à l'autre, et l'onde de pression résultante est réfléchiée aux deux extrémités de la boucle. Ces extrémités ne sont pas totalement fermées, mais elles sont en fait des restrictions pneumatiques. La forme de ces restrictions conduit à un signal de pression complexe mais sa fréquence est directement reliée à la vitesse du son et à la longueur de la boucle. Notons que la vitesse d'écoulement au niveau de la buse est égale à la vitesse du son  $c$  puisque l'écoulement est sonique dans la section N. Mais à l'intérieur de la boucle, la vitesse est typiquement 20 à 200 fois inférieure. Par conséquent, il est clair que l'oscillation secondaire observée n'est pas reliée à un phénomène de transport de masse.



**Figure 4.24** – Pression  $P_1$  au milieu de la boucle en fonction du temps  $t$ .

Configuration fermée (C).  $V = 15.55 \text{ cm}^3$ ,  $P_f = 200 \text{ kPa}$ .

—:  $D_1 = 2.4 \text{ mm}$ ,  $L_1 = 2.55 \text{ m}$ ; —:  $D_1 = 4 \text{ mm}$ ,  $L_1 = 0.92 \text{ m}$ ;

—:  $D_1 = 6 \text{ mm}$ ,  $L_1 = 0.41 \text{ m}$ ; —:  $D_1 = 7 \text{ mm}$ ,  $L_1 = 0.30 \text{ m}$ .

Des observations similaires sont faites pour le cas de configuration fermée (C) (Figure 4.24). Pour une plage de pression identique (*i.e.* pour  $-3 \text{ kPa} \leq P_1 \leq 15 \text{ kPa}$ ) la montée en pression dans la configuration (C) est légèrement plus rapide que dans la configuration bouclée (L), tandis que la diminution de pression est plus lente dans (C), étant donné que la boucle est seulement vidée par une seule extrémité dans cette configuration. L'augmentation de fréquence est principalement due à l'augmentation marquée de la différence des seuils de pression  $P_+ - P_-$ , qui est 2,5 fois plus grande dans la disposition (C) que dans la disposition (L). Cette augmentation souligne le rôle joué par la quantité de mouvement et la pression de l'écoulement transversal issu de l'entrée latérale  $C_1$ , qui toutes deux favorisent le basculement du jet de la position stable (1) vers la position instable (2) dans la configuration bouclée (L).

### 4.4.3. Simulation hybride

La fréquence  $f$  de l'oscillation du jet, ainsi que les seuils de pression et la forme du signal de pression  $P_1(t)$  illustrés sur les Figures 4.23 et 4.24, peuvent être simulés en utilisant une approche hybride.

Cette approche consiste à simuler par CFD la partie centrale de l'oscillateur (géométrie limitée par les sections  $O_1$ ,  $O_2$ ,  $C_1$ ,  $C_2$  et I) et à modéliser analytiquement le comportement de la boucle. Cette technique réduit nettement le temps de calcul.

La partie centrale de l'oscillateur est ainsi simulée avec le code commercial Fluent. Afin de limiter le temps de calcul, une simulation en 2-D est effectuée, avec un maillage structuré et 7900 cellules. L'influence de la densité de maillage a été testée : aucune différence significative n'a été trouvée avec un maillage raffiné comportant 32000 cellules. Le gaz utilisé est l'air, supposé se comporter comme un gaz parfait. La turbulence est modélisée par un modèle k- $\epsilon$ , avec des fonctions de paroi standard. Les conditions limites aux parois sont supposées adiabatiques. Les conditions imposées aux sections  $O_1$  et le  $C_1$  sont des conditions de pression, les pressions dans ces sections étant calculées à l'aide d'une « user defined function » programmée par l'utilisateur dans Fluent, et qui résout à chaque instant  $t$  les équations suivantes, dans lesquelles  $P$  est la pression moyenne,  $T$  la température moyenne et  $m$  la masse du gaz à l'intérieur de la boucle de volume  $V$ .

$$\dot{P} = \frac{\dot{m}RT + mR\dot{T}}{V} \quad (4.4)$$

est dérivée de l'équation d'état  $PV = mRT$ , la variation de masse  $m$  étant due à la contribution algébrique des débits massiques  $\dot{m}_o$  et  $\dot{m}_c$  entrant dans la boucle aux sections  $O_1$  ou  $C_1$  respectivement :

$$\dot{m} = \dot{m}_o + \dot{m}_c. \quad (4.5)$$

La pression moyenne  $P$  à l'intérieur de la boucle de retour est calculée à chaque pas de temps par

$$P(t) = P(t - \Delta t) + \dot{P} \Delta t, \quad (4.6)$$

et la température moyenne est estimée en supposant un comportement isotherme de la boucle, ce qui signifie que

$$T = T(0), \quad (4.7)$$

ou en supposant un comportement adiabatique, ce qui conduit à

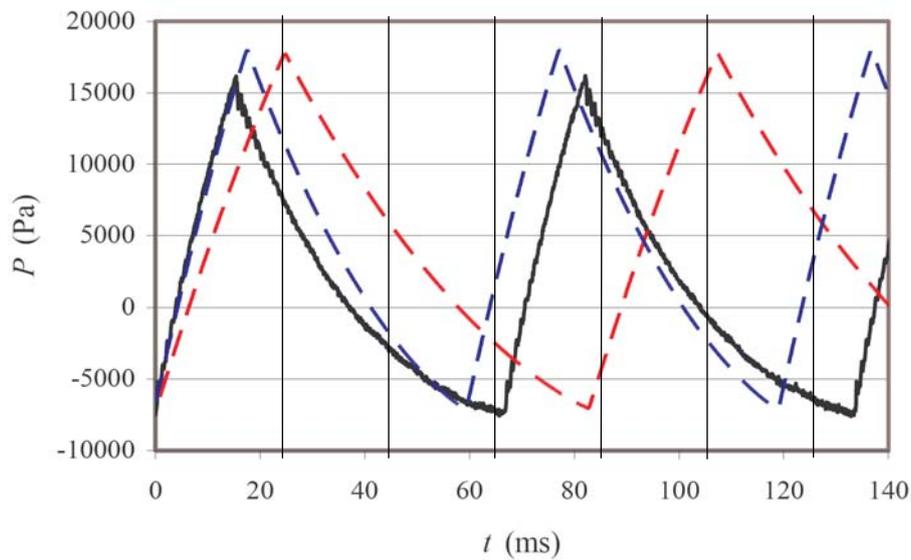
$$\dot{T} = \frac{(\dot{m}_o T_o - \dot{m}_c T_c)\gamma - \dot{m}T}{m}, \quad (4.8)$$

à partir d'un bilan énergétique, avec

$$T(t) = T(t - \Delta t) + \dot{T} \Delta t . \quad (4.9)$$

Le pas de temps est  $\Delta t = 10^{-4}$  s. La simulation numérique est effectuée pour  $P_i = 200$  kPa, et l'écoulement au niveau de la buse N est toujours sonique. La valeur maximale du nombre de Mach est trouvée juste en aval de la buse ; il est de l'ordre de 1,1. Le nombre de Reynolds à la buse est d'environ 9500.

Comme la boucle est simulée comme une simple capacitance, les résultats des simulations sont comparés aux données expérimentales dans le cas du plus grand diamètre et de la plus faible longueur de boucle (Figure 4.25).



**Figure 4.25** – Pression  $P$  dans la boucle de retour en fonction du temps  $t$ .

Configuration bouclée (L).  $V = 15.55 \text{ cm}^3$  ;  $D_1 = 7 \text{ mm}$  ;  $L_1 = 30 \text{ cm}$  ;  $P_i = 200 \text{ kPa}$  .

- : mesures expérimentales au milieu de la boucle ( $P_i$ ) ;
- : simulation numérique (pression moyenne  $P$  dans la boucle) avec une hypothèse adiabatique ;
- : simulation numérique ( $P$ ) avec une hypothèse isotherme.

La fréquence d'oscillation mesurée expérimentalement ( $f = 150 \text{ Hz}$ ) se situe entre la fréquence simulée en supposant un comportement isotherme de la boucle ( $f_{is} = 120 \text{ Hz}$ ) et la fréquence simulée en supposant un comportement adiabatique de la boucle ( $f_{ad} = 168 \text{ Hz}$ ). Le remplissage de la boucle, qui est environ trois fois plus rapide que de la vidange, apparaît

correctement simulé avec une hypothèse de comportement adiabatique, qui indique que le transfert de chaleur à la paroi n'a pas assez de temps pour se développer. D'un autre côté, la vidange de la boucle étant plus lente, le transfert thermique joue alors un rôle non négligeable et la diminution de pression est plus proche de celle simulée avec une hypothèse isotherme.

Le seuil inférieur de pression  $P_-$  est plutôt bien prédit par la simulation numérique, tandis que le seuil supérieur  $P_+$  est légèrement surestimé. Cela peut s'expliquer par le fait que la simulation en 2-D ne tient pas compte du frottement aux parois supérieures et inférieures ; par conséquent, l'énergie du jet est surestimée et la contre-pression nécessaire pour forcer son basculement apparaît plus importante qu'elle ne l'est en réalité.

Toute l'analyse précédente est valable à condition que la fréquence d'oscillation principale demeure modérée. Comme le montre l'analyse locale par CFD (*cf.* paragraphe 4.2.4), la durée de basculement du jet est de l'ordre de 0,3 ms et elle peut être négligée pour des fréquences d'oscillation inférieures à 50 Hz. Pour des fréquences plus élevées dues à un plus petit volume de boucle, ce temps de commutation devrait être pris en compte.

#### **4.4.4. Simulation CFD**

Les expériences précédentes ont été faites avec un amplificateur plan de profondeur constante, mais qui est relié à une boucle réalisée avec un tube de section circulaire. Pour des oscillateurs plus compacts entièrement gravés dans un substrat avec une profondeur constante (la boucle est alors également plane et de même profondeur que le reste de l'oscillateur), le volume de la boucle peut être fortement réduit et il peut devenir nécessaire de prendre en compte des effets secondaires dus au temps de commutation non négligeable du jet ou à des oscillations secondaires.

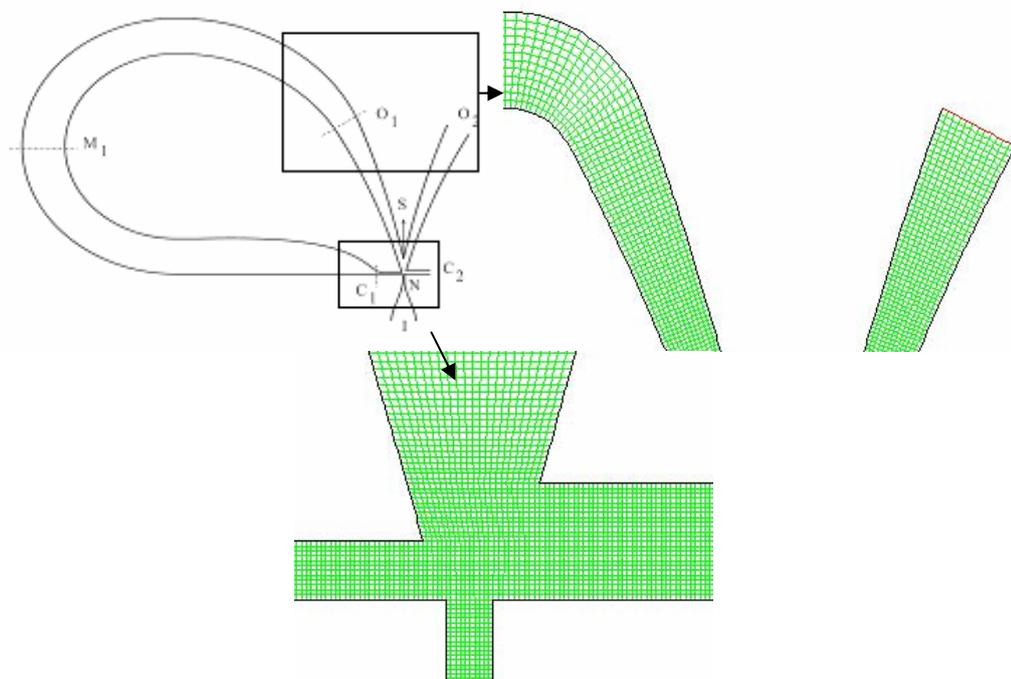
On considère maintenant des oscillateurs de ce type et on les simule entièrement par une approche CFD, à l'aide du code Fluent. Afin de permettre une comparaison avec les conclusions précédentes, la partie centrale de l'oscillateur (géométrie limitée par les sections  $O_1$ ,  $O_2$ ,  $C_1$ ,  $C_2$  et I) est la même que dans les paragraphes précédents, mais la boucle est maintenant plane et gravée avec la même profondeur que le reste de l'oscillateur. En supposant que cette profondeur n'est pas trop petite, une simulation en 2-D est effectuée. Elle néglige donc l'effet des parois supérieure et inférieure. Le gaz est toujours supposé parfait et

la turbulence prise en compte par un modèle k-ε avec des fonctions de paroi standard. Le pas de temps est  $\Delta t = 10^{-6}$  s et le solveur utilise un schéma de type « segregated » au premier ou au second ordre.

Le volume de boucle est maintenant beaucoup plus faible que dans les paragraphes précédents. Pour une profondeur du système de 1 mm, il correspond à un volume  $V = 0.607 \text{ cm}^3$  (i.e.  $1/V = 1.65 \times 10^6 \text{ m}^{-3}$ ) du point S de séparation à la section d'entrée latérale  $C_1$ . Deux boucles différentes ont été simulées avec le même volume :

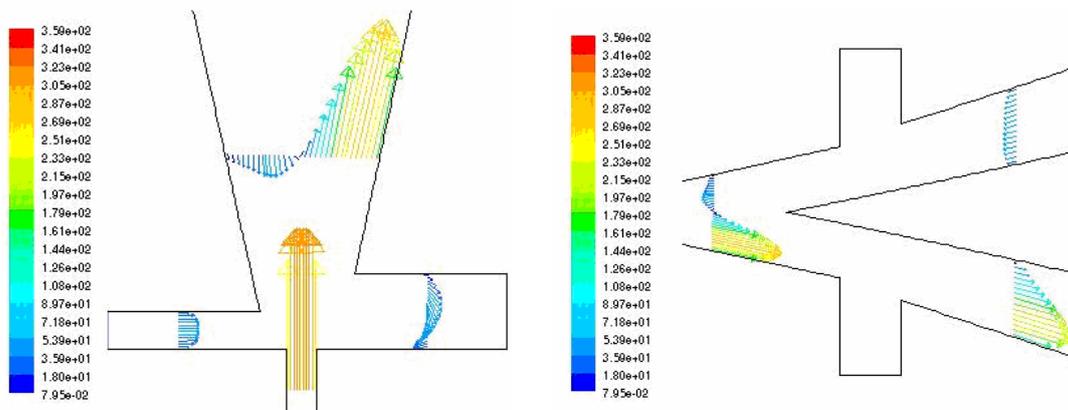
- une boucle courte avec une longueur  $L_{1S} = 0.108 \text{ m}$  et une largeur moyenne  $W_{1S} = 5.27 \text{ mm}$  ;
- une boucle longue avec une longueur  $L_{1L} = 0.160 \text{ m}$  et une largeur moyenne  $W_{1L} = 3.50 \text{ mm}$  .

Le maillage est un maillage structuré, dont des détails sont présentés sur la Figure 4.26.



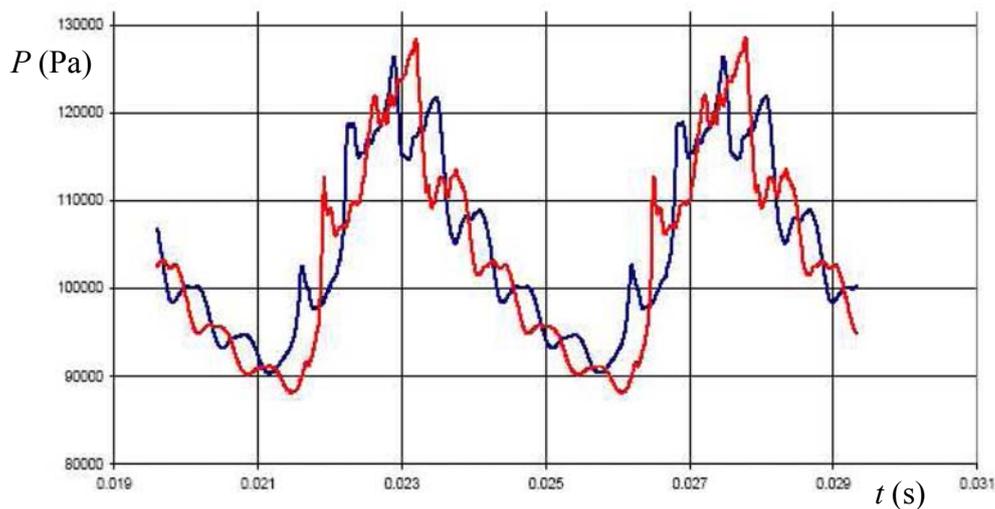
**Figure 4.26** – maillage structuré du monostable, comportant 18500 cellules.

L'analyse du champ de vitesses à différents instants montre bien que le jet bascule de manière très franche (Figure 4.27) et vient coller à la paroi extérieure des branches 1 ou 2, ce qui n'était pas le cas avec la géométrie bistable présentée dans la partie 4.3.



**Figure 4.27** – Champ de vitesses instantanées dans différentes sections de l'oscillateur monostable.

Un exemple typique de l'évolution de la pression est montré sur la Figure 4.28, et la valeur des oscillations primaire et secondaire sont rapportées dans la Table 4.3.



**Figure 4.28** – Pression  $P$  simulée aux deux extrémités de la boucle en fonction du temps  $t$ . Boucle courte.  $P_i = 200$  kPa.  
—: pression au port de contrôle  $C_1$  ; —: pression à la section  $O_1$ .

Le signal de pression est comparable à celui observé expérimentalement. L'oscillation secondaire est plus marquée, du fait d'un plus petit volume de la boucle de retour. On

constate (Table 4.3) que l'oscillation secondaire a une fréquence deux fois plus faible aux extrémités de la boucle (sections  $O_1$  et  $C_1$ ) qu'au centre de la boucle (section  $M_1$ ). Cette remarque est en accord avec ce que prévoit la théorie classique sur la transmission du signal dans les lignes pneumatiques. En revanche, les seuils de pressions se trouvent augmentés, bien que la partie « amplificateur » de l'oscillateur soit restée inchangée. Ce résultat peut être dû à l'influence de l'amplitude non négligeable des oscillations secondaires.

L'influence du passage à un schéma de discrétisation numérique au second ordre n'est pas négligeable en ce qui concerne la fréquence d'oscillation, particulièrement dans le cas de la plus courte boucle.

Il est difficile de mesurer très précisément la fréquence secondaire, du fait de la forme complexe du signal de pression. Mais comme prévu, la fréquence secondaire d'oscillation est proche de  $c/(2L_1)$  aux extrémités  $O_1$  et  $C_1$  et proche de  $c/L_1$  au milieu de la boucle, au point  $M_1$ .

La fréquence d'oscillation principale est de l'ordre de la fréquence calculée à partir de l'équation (4.3), qui donne  $f = \beta_{(L)}/V = 1.53 \times 10^{-4} / 0.607 \times 10^{-6} = 252$  Hz. L'observation du comportement du jet et du signal de débit massique à la sortie  $O_2$  confirme que cette fréquence principale d'oscillation correspond bien à la fréquence de basculement du jet. Par conséquent, même avec ce petit volume de la boucle, le côté prédictif de l'équation (4.3) montre que l'oscillation du jet est principalement commandée par un effet capacitif et non propagatif.

**Table 4.3** – Fréquences d'oscillations principales et secondaires simulées numériquement.

	$L_1$ (m)	$f$ (Hz) 1 <sup>st</sup> ordre	$f$ (Hz) 2 <sup>nd</sup> ordre	$f_s$ (Hz) 2 <sup>nd</sup> ordre $M_1$	$f_s$ (Hz) 2 <sup>nd</sup> ordre $O_1$ and $C_1$	$c/(2L_1)$ (Hz)
Boucle courte	0.1082	240	218	-	1640	1600
Boucle longue	0.1603	242	230	2200	1048	1082

La simulation numérique par CFD fournit également des informations très utiles au sujet de l'évolution du débit, notamment au niveau de la section  $C_2$ . Cette évolution est un paramètre principal pour la qualité de mélange, lorsque l'oscillateur est employé pour

mélanger deux gaz différents, un de ces gaz alimentant la buse et l'autre gaz étant aspiré par l'entrée latérale C<sub>2</sub>. Notamment, il est important de connaître précisément la proportion dans le mélange de chaque gaz (le gaz principal issu de la buse N et le gaz secondaire issu de l'entrée latérale C<sub>2</sub>) ainsi que son évolution pendant un cycle d'oscillation.

#### **4.4.5. Conclusion**

On a proposé une conception originale d'oscillateur microfluidique asymétrique basé sur un amplificateur fluidique monostable. Une étude numérique et expérimentale a montré que la fréquence d'oscillation est essentiellement commandée par un effet capacitif et qu'une oscillation secondaire, due à une onde acoustique, perturbe le signal de pression sans causer le basculement du jet. Une simulation hybride couplant l'utilisation du code CFD Fluent à un modèle analytique simple du comportement de la boucle de retour a fourni des données en bon accord l'expérience.

D'autres simulations seraient nécessaires pour étudier en détails les possibilités de mélange de cet oscillateur microfluidique, aussi bien que les possibilités de miniaturisation. Des simulations préliminaires ont déjà montré que la miniaturisation mène naturellement à des fréquences d'oscillation plus élevées, mais si le dispositif devient trop petit, les effets visqueux peuvent devenir prépondérant et empêcher les oscillations. Cette première étude devrait également permettre de développer des modèles entièrement analytiques avec l'objectif final de fournir un outil simple pour optimiser différents oscillateurs microfluidiques basés sur le même principe.

### **4.5. Références Bibliographiques**

- Andersen, B. W., *The analysis and design of pneumatic systems*. New York: John Wiley & Sons, Inc., 1967.
- Anduze, M., Colin, S., Caen, R., Camon, H., Conedera, V., & Do Conto, T., Analysis and testing of a fluidic vortex microdiode, *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 11, n° 2, pp. 108-112, 2001.
- Cerretelli, C. & Kirtley, K., Boundary layer separation control wifo fluidic oscillators, in *Proceedings of the ASME Turbo Expo*, vol. 6 Part A, pp. 29-38, 2006.
- Foster, K. & Parker, C. A., *Fluidic components and circuits*: John Wiley and Sons, 1970.

- Furlan, R. & Zemel, J. N., Behavior of microfluidic amplifiers, *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 51, pp. 239-246, 1996.
- Gebhard, U., Hein, H., & Schmidt, U., Numerical investigation of fluidic micro-oscillators, *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 6, pp. 115-117, 1996.
- Gebhard, U., Hein, H., Just, E., & Ruther, P., Combination of a fluidic micro-oscillator and micro-actuator in LIGA-technique for medical application, in *Transducers'97 - 1997 International Conference on Solid-State Sensors and Actuators*. Chicago: IEEE, pp. 761-764, 1997.
- Gregory, J. W., Sullivan, J. P., & Raghu, S., Visualization of Jet Mixing in a Fluidic Oscillator, *Journal of Visualization*, vol. 8, n° 2, pp. 169-176, 2005.
- Halbach, C. R., Otsap, B. A., & Thomas, R. A., A pressure insensitive fluidic temperature sensor, in *Advances in Fluidics*, F. T. Brown, Ed. New-York: ASME, pp. 298-312, 1967.
- Kim, T.-H., Cho, C.-H., & Cho, D.-L. D., A three-dimensionally silicon-micromachined fluidic amplifier device, *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 8, n° 1, pp. 7-14, 1998.
- Priestman, G. H. & Boucher, R. F., Smart fluidic meters for simultaneous measurement of fluid flowrate, Reynolds number, density and viscosity, *Journal of Chemical Engineering of Japan*, vol. 39, n° 4, pp. 383-393, 2006.
- Raman, G., Packiarajan, S., Papadopoulos, G., Weissman, C., & Raghu, S., Jet thrust vectoring using a miniature fluidic oscillator, *Aeronautical Journal*, vol. 109, n° 1093, pp. 129-138, 2005.
- Shakouchi, T., Gas absorption, aeration, by fluidic oscillator operated by gas-liquid two-phase flow, in *Proceedings of 4th ASME/JSME Joint Fluids Engineering Conference (FEDSM'03)*: ASME, pp. 45132/1-8, 2003.
- Simões, E. W., Furlan, R., & Pereira, M. T., Numerical analysis of a microfluidic oscillator flowmeter operating with gases or liquids, in *Technical Proceedings of the 2002 International Conference on Modeling and Simulation of Microsystems*, vol. 1, pp. 36-39, 2002.
- Simões, E. W., Furlan, R., Leminski, R. E. B., Gongora-Rubio, M. R., Pereira, M. T., Morimoto, N. I., & Avilés, J. J. S., Microfluidic oscillator for gas flow control and measurement, *Flow Measurement and Instrumentation*, vol. 16, pp. 7-12, 2005.
- Streeter, V. L., *Handbook of fluid dynamics*. New York: Mac Graw-Hill, 1961.
- Sun, H. J., Li, D. S., & Ran, H. W., Heat transfer enhancement using pulsating flow driven by fluidic oscillators, in *International Symposium on Heat Transfer*, pp. 638-641, 1996.
- Walliser, G., Fluidic temperature sensor investigations for high gas temperatures, in *NATO Advisory Group for Aerospace Research and Development. Fluidic Control Systems for Aerospace Propulsion - Lecture Series XXXV*: AGARD, an agency of NATO, pp. 5/1-12, 1969.

# Conclusion Générale

Le travail de thèse en cotutelle est une démarche importante pour le transfert de technologie Nord - Sud. Notre travail de thèse a été mené dans ce contexte et entrepris au sein de l'équipe de recherche Mini et MicroFluidique (MMF) du Laboratoire de Génie Mécanique de Toulouse (LGMT), à l'Institut Nationale des Sciences Appliquées (INSA) de Toulouse.

La microfluidique offre désormais des outils fonctionnels et efficaces pour toutes sortes d'applications pratiques dans de nombreux secteurs économiques. Le problème du mélange à l'échelle du microsysteme pose encore des problèmes, du fait du caractère très laminaire des écoulements. L'étude bibliographique que nous avons proposée montre que de nombreuses solutions originales ont été développées pour limiter les conséquences de cette augmentation des effets visqueux au sein des microsystemes.

Nous nous sommes quant à nous plus particulièrement intéressés aux moyens capables de rendre le mélange efficace à petite échelle à l'aide de microsystemes simples passifs, ne nécessitant pas un actionnement extérieur. Un premier type de micromélangeur original, basé sur le dessin d'une microdiode vortex, a été simulé. Nous avons proposé des améliorations de cette géométrie et montré que les performances pouvaient être bien supérieures à celles d'un micromélangeur passif classique en forme de T.

Ensuite, nous avons étudié, numériquement et expérimentalement, le fonctionnement de mini et micro-oscillateurs fluidiques, qui peuvent également servir d'outils de base pour réaliser un micromélange efficace. La géométrie étudiée est basée sur celle d'un amplificateur fluidique monostable. Nous avons analysé, à l'aide d'une modélisation hybride (couplant modèle analytique et simulation numérique par volumes finis) le comportement de ce type d'oscillateur, afin d'en comprendre en détails le fonctionnement. A mini-échelle, les simulations sont en bon accord avec les expériences, et nous avons pu prédire le fonctionnement d'un micro-oscillateur et démontrer son efficacité.

Ce travail initial peut maintenant donner lieu à de nombreuses perspectives, qui consisteraient à étudier les configurations optimales pour effectuer différents types de mélanges gaz-gaz, mais également pour analyser les possibilités de mélange entre liquides miscibles ou immiscibles ainsi que de création d'émulsions. Le micro-oscillateur que nous avons étudié peut également être utilisé à des fins de contrôle actif des écoulements aérodynamiques et il serait très intéressant de comparer ses performances à celles de dispositifs plus conventionnels tels que les micro-jets synthétiques.

Par manque de temps passé au LGMT (le séjour cumulé fut de l'ordre de un an et demi), il n'a malheureusement pas été possible au cours de cette thèse d'aborder tous ces aspects, ni de réaliser par des techniques de microfabrication les micro-oscillateurs simulés afin de les tester. Néanmoins, nous avons pu mettre en place les principaux éléments qui sont maintenant disponibles pour passer à cette nouvelle étape.

# Annexe

## **Publication jointe :**

Khelfaoui, R., Colin, S., Caen, R., Orioux, S., & Baldas, L., Numerical and experimental analysis of monostable mini- and micro-oscillators, in *Proceedings of the 5th International Conference on Nanochannels, Microchannels and Minichannels (ICNMM2007)*, ISBN 0-7918-3800-5. Puebla, Mexico: ASME, pp. ICNMM2007-30126:1-8, 2007.

(Publication actuellement en considération pour parution dans *Heat Transfer Engineering*)

ICNMM2007-30126

NUMERICAL AND EXPERIMENTAL ANALYSIS OF MONOSTABLE MINI- AND MICRO-  
 OSCILLATORS

Rachid Khelifaoui  
 LGMT-INSA, 135 avenue de Rangueil,  
 31077 Toulouse cedex 4, France  
 rachid.khelifaoui@insa-toulouse.fr

Stéphane Colin  
 LGMT-INSA, 135 avenue de Rangueil,  
 31077 Toulouse cedex 4, France  
 stephane.colin@insa-toulouse.fr

Robert Caen  
 LGMT-INSA, 135 av. de Rangueil  
 31077 Toulouse cedex 4, France  
 robert.caen@insa-toulouse.fr

Stéphane Orieux  
 LGMT-INSA, 135 av. de Rangueil  
 31077 Toulouse cedex 4, France  
 stephane.orieux@insa-toulouse.fr

Lucien Baldas  
 LGMT-INSA, 135 av. de Rangueil  
 31077 Toulouse cedex 4, France  
 lucien.baldas@insa-toulouse.fr

ABSTRACT

An asymmetric micro-oscillator design based on a monostable fluidic amplifier is proposed. Experimental data with various feedback loop configurations point out that the main effect responsible for the oscillation is a capacitive and not a propagative effect. Actually, sound propagation in the feedback loop only generates a secondary oscillation which is not strong enough to provoke the jet switching. Data from a hybrid simulation using a commercial CFD code and a simple analytical model are in good agreement with the experimental data. A more compact plane design with reduced feedback loop volumes is also studied through a fully CFD simulation that confirms the previous conclusions.

$V$	volume	$m^3$
$f$	oscillation frequency	Hz
$m$	mass of gas inside the loop	kg
$\dot{m}$	mass flow rate	$kg\ s^{-1}$
$t$	time	s
$\beta$	slope for linear relationship between $f$ and $1/V$	$m^3\ s^{-1}$
$\delta$	offset for affine relationship between $f$ and $1/V$	$s^{-1}$
$\gamma$	ratio of specific heats	-

NOMENCLATURE

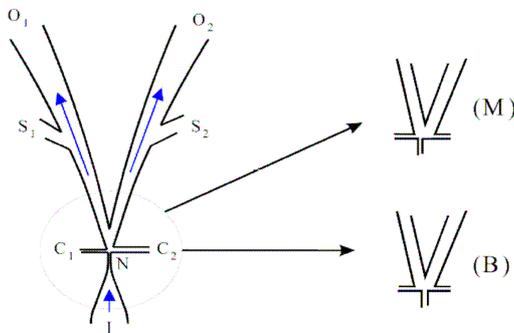
Symbol	Description	Unit
$c$	speed of sound	$m\ s^{-1}$
$D_1$	diameter of the feedback loop	m
$L_1$	length of the feedback loop	m
$P$	mean pressure inside the loop	Pa
$P_I$	inlet pressure	Pa
$P_1$	pressure in section $M_1$ (middle of the loop)	Pa
$P_+$	pressure upper threshold	Pa
$P_-$	pressure lower threshold	Pa
$\dot{P}$	derivative $dP/dt$	$Pa\ s^{-1}$
$R$	specific gas constant	$J\ K^{-1}\ kg^{-1}$
$T$	mean temperature inside the loop	K
$\dot{T}$	derivative $dT/dt$	$K\ s^{-1}$

INTRODUCTION

Fluidic elements with no moving parts, able to realize logic (yes, no, and, or...) or proportional (signal amplification) functions, were widely studied in the sixties [1] when electronic components were still too sensible to thermal or magnetic constraints. These devices with submillimetric internal dimensions were designed to perform the same actions as their electronic counterparts. One of the ideas was to design pneumatically, instead of electrically, supplied computers. Further to the wide progresses in electronics in the seventies, the use of fluidic systems were limited to very specific but interesting applications, as for example fluid power, mixing and aeration [2]. However, the wide expansion of microfluidics in the last ten years led to a renewed interest in fluidic elements. These micro components could be an interesting and very useful alternative to microsystems with moving parts, which remain fragile, hard to manufacture and could suffer from a poor reliability. In micropumps for example, microvalves can advantageously be replaced by microdiodes [3].

### Microfluidic Amplifiers

Microfluidic monostable or bistable amplifiers [4-5] are fluidic logic components whose functioning principle is generally based on the Coanda effect: a jet issuing from a nozzle and expanding between two inclined walls will attach to the less inclined one or to the wall which is closer from the jet axis (figure 1). This position is a stable position. If the geometry of the device is perfectly symmetric, the jet can attach to one wall or the other but will stay in this position. Monostable (M) or bistable (B) components can thus be designed. Whatever the device, only an action on the control ports supplying the recirculation zones downstream from the nozzle N or a pressure modification on the outlets  $O_1$  and  $O_2$  can provoke the jet switching. For some applications, vents  $S_1$  and  $S_2$  prevent the jet switching when the pressure at the corresponding outlet is increasing. If the vents are closed, the switching of the jet may be provoked either from the control ports  $C_1$  and  $C_2$  or from the outlets  $O_1$  and  $O_2$ .



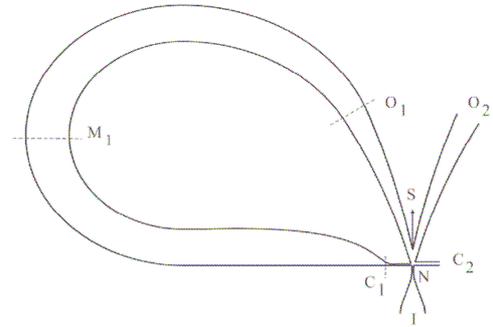
**Figure 1:** schematic of monostable (M) and bistable (B) fluidic amplifiers.

### Microfluidic Oscillators

Thus, if in a monostable element, the outlet  $O_1$  is connected thanks to a feedback loop to the control port  $C_1$  (figure 2), the jet will oscillate, and the element will behave as a fluidic oscillator. In this figure,  $M_1$  and  $S$  respectively locate the middle of the loop and the separation point between the right and the left channels. The sketch is not symmetric and without a feedback loop, the stable position for the jet would be in the left channel (1).

Applications for such a device could concern microflows or fluid properties measurements, the oscillation frequency being related to the flow rate, to the viscosity and the density of the fluid [6]. Microfluidic oscillators could also be used for example for micromixing [7] or heat transfer [8] enhancement, for active control of boundary layers [9] or jet thrusts vectoring [10], for chirurgical applications [11], etc.

According to the applications, the control port  $C_2$  can be open at atmosphere or connected to a reservoir. For example, the oscillator can be used for mixing a primary fluid supplying the inlet I with a secondary fluid sucked by the control port  $C_2$  which is in depression downstream from the nozzle N. The mixture is ejected by outlet  $O_2$ . The principle is valid for liquids as well as for gases.



**Figure 2:** Schematic of a fluidic oscillator, based on a monostable amplifier.

A few studies have been devoted to micro scale fluidic oscillators with a design such as the one represented in figure 1. Gebhard *et al.* [12] proposed a numerical investigation of a micro-oscillator operating with water, with the objective to generate the oscillatory movement of a tool placed at the output ports. This oscillator, designed for being fabricated by the LIGA technique, had a depth of 250  $\mu\text{m}$ , and its nozzle width was 30  $\mu\text{m}$ . Four different supply pressures were investigated, between 50 and 300 kPa. The switching frequency was found to increase roughly linearly with increasing volume flow rate. It was proposed that the period of oscillation  $\tau$  was twice the sum of the switching time  $\tau_s$  from one attachment wall to the other and the transmission time  $\tau_t$  through the feedback loop:  $\tau = 2(\tau_s + \tau_t)$ . The transmission in the feedback loop was assumed to be performed at the sound velocity and consequently was neglected, and a linear fitting of the oscillator frequency was then proposed. The fabrication of the oscillator and its experimental analysis were presented in [11], and the linear relationship between volume flow rate and oscillation frequency was confirmed. Simões *et al.* proposed a flowmeter based on a microfluidic oscillator which was used to convert a volume flow rate into a frequency signal. A 2-D numerical simulation using Ansys software was performed both for liquid and gases [13], for a nozzle width of 50  $\mu\text{m}$ . The simulated frequency was also proposed to depend on a switching time and a transmission time, as  $f = 1/[2(\tau_s + \tau_t)]$ , the transmission time being neglected in the case of liquid flows, but taken into account for gas flows. The switching time was proposed to depend on the jet velocity and on the nozzle-to-splitter distance but no real analytical/numerical comparison was proposed. A roughly linear relationship between volume flow rate and oscillation frequency was also observed. Experiments were conducted further [14] with microfluidic oscillators etched in SU-8 based epoxy photoresist using conventional photolithography, and sealed with Pyrex plates. Two different depths, 100 and 175  $\mu\text{m}$ , were investigated. Frequency was measured using hot wire anemometers, the oscillator being supplied with nitrogen, argon or carbon dioxide gases. The relationship between supply volume flow rate and oscillation frequency was found to depend on the gas and was not linear.

The various micro-oscillators described in the literature and based on a fluidic amplifier structure [12, 14] have a

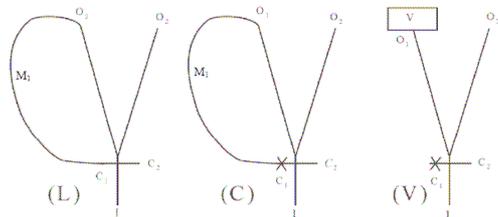
different design from the one presented in figure 2. They are symmetrical devices with only one input, two symmetrical feedback loops and two outlet channels thanks to a bifurcation at the level of sections  $O_1$  and  $O_2$ . One of the interests of the particular design proposed in figure 2 is to allow the suction of a secondary fluid by control port  $C_2$  for micromixing applications.

The objective of the present paper is to physically explain the behavior of this kind of fluidic oscillator, pointing out the relationships between key parameters (supply pressure, oscillation frequency, pressure levels, geometrical parameters) and examining in details the oscillation modes through an experimental and a numerical study.

### EXPERIMENTAL STUDY

The experimental study is made with a Corning fluidic amplifier. Its design is represented in figure 1. The amplifier channels have a depth of 1 mm, the distance between the nozzle N and the outlets  $O_1$  or  $O_2$  is 2 cm and the nozzle has a width of 200  $\mu\text{m}$ . Vents  $S_1$  and  $S_2$  are closed. The inlet I is supplied with air at pressure  $P_I$  and the control port  $C_2$  is open at atmospheric pressure. Three different configurations (figure 3) are tested, in order to point out the main cause of oscillation. The classic configuration is the looped (L) layout. In order to understand the role of the control port  $C_1$ , a similar layout is also tested with a loop closed (C) at the level of this control port. In both (L) and (C) layouts, the loop is a plastic tube connecting  $O_1$  and  $C_1$ . Different values of the diameter  $D_1$  and the length  $L_1$  are tested. In the third layout, the control port  $C_1$  is also closed but the loop is replaced with a reservoir (V) with an adjustable volume  $V$ .

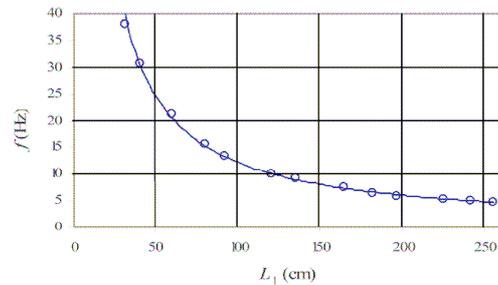
The pressure signal is measured at the middle  $M_1$  of the loop for layouts (L) and (C) or inside the reservoir in layout (V), by means of a pressure sensor. Data processing allows determining the oscillation frequency, as well as the pressure levels at which the jet issuing from the nozzle switches from the stable position (1) to the unstable position (2) and vice versa.



**Figure 3:** Simplified representation of the three tested experimental configurations: looped layout (L), closed layout (C), volume layout (V).

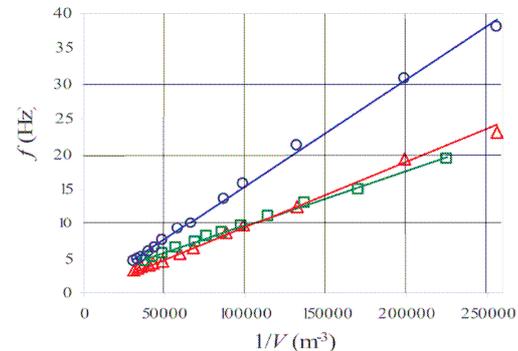
Figure 4 shows a typical evolution of the oscillation frequency  $f$  as a function of the loop length  $L_1$ , for a loop diameter  $D_1 = 4$  mm and an inlet pressure  $P_I = 2 \times 10^5$  Pa. The frequency is obtained analyzing the signal given by the pressure sensor flush mounted in section  $M_1$ , at the middle of the feedback loop (figure 2). The frequency decreases as the loop length increases, following a law  $f = \alpha/L_1$ , where  $\alpha$  is a

constant. Usual explanation proposed in the literature for such a result is that  $f$  is mainly due to the propagation of the pressure wave along the loop [14]. However, for the experimental temperature  $T = 293$  K, the speed of sound is  $c = \sqrt{\gamma RT} = 343$  m s $^{-1}$  for air, and the characteristic frequency would be  $f = c/L_1 = 343$  Hz for  $L_1 = 1$  m, and not 10 Hz as experimentally measured.



**Figure 4:** Oscillation frequency versus feedback loop length for a constant diameter  $D_1 = 4$  mm of the feedback loop tube. Looped layout (L);  $P_I = 2 \times 10^5$  Pa.

Actually, the experimental data confirm that the oscillator is rather driven by capacitive effects than by propagative effects. The oscillating frequency is plotted as a function of  $1/V$  in figure 5;  $V$  represents the volume of the loop in layouts (L) and (C), or the volume of the reservoir in layout (V).



**Figure 5:** Oscillation frequency  $f$  versus  $1/V$ .  $\circ$ : looped layout (L) with  $D_1 = 4$  mm,  $\Delta$ : closed layout (C) with  $D_1 = 4$  mm,  $\square$ : volume layout (V).

The relationship  $f(1/V)$  is linear, showing that for a given supply pressure  $P_I$ , the switching of the jet from the stable position (1) towards the unstable position (2) occurs as soon as an upper threshold pressure  $P_s$  is reached. In the same way, the

switching from the unstable position (2) towards the stable position (1) occurs when a lower threshold pressure  $P_-$  is reached inside the volume  $V$ . The pressure increase or decrease are directly proportional to the time since for inlet pressures higher than  $1,9 \times 10^5$  Pa, flow at the nozzle N is sonic and the input mass flow rate is constant for a given supply pressure  $P_T$ . In the case of looped layout (L), the required threshold pressure  $P_+$  is less than in the case of closed layout (C), leading to a higher slope in figure 5. This is due to the fact that in the looped layout, two phenomena combine to cause jet switching:

- i) the pressure increase at outlet  $O_1$  which opposes to the jet developing in branch (1);
- ii) the pressure and momentum increase at the control port  $C_1$  which destabilizes the jet at its base.

On the other hand, in the closed layout (C), the second effect (ii) is no longer present and the first effect (i) must consequently be emphasized.

In both looped (L) and closed (C) layouts, the relationship between  $f$  and  $1/V$  is closely linear:

$$f = \beta/V, \quad (1)$$

with  $\beta_{(L)} = 1.53 \times 10^{-4} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$  for layout (L) and  $\beta_{(C)} = 9.41 \times 10^{-5} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$  for layout (C). On the other hand, in the volume (V) layout, the relationship is affine but no longer linear:  $f_{(V)} = \beta_{(V)}/V + \delta$ .

Equation (1) is the hallmark of a purely capacitive effect, with a characteristic time proportional to the volume. In layout (V), one should consider in addition the local resistance due to the sudden change of section in  $O_1$  (figure 2), which is less important in layouts (L) and (C). The left part of the oscillator should then be considered as a small capacitance (between S and  $O_1$ ), a resistance (between  $O_1$  and V) and a big capacitance (volume V) connected in series. Modeling of this association exhibits three distinct regions in the graph  $f(1/V)$ :

- for intermediate values of  $1/V$ , the evolution is affine ( $f_{(V)} = \beta_{(V)}/V + \delta$ ) as represented in figure 5, with a slope  $\beta_{(V)}$  lower than in the case of negligible resistance (slope  $\beta_{(C)}$  for layout (C));
- for low values of  $1/V$ , the straight line bends to reach the origin of the graph. This non linearity is mainly due to the resistance;
- for high values of  $1/V$ ,  $f$  does not follow the equation  $f_{(V)} = \beta_{(V)}/V + \delta$  any longer. The value of  $f$  is reduced due to the presence of the small capacitance between S and  $O_1$ . It is well confirmed by supplementary experiments with lower values of  $V$ .

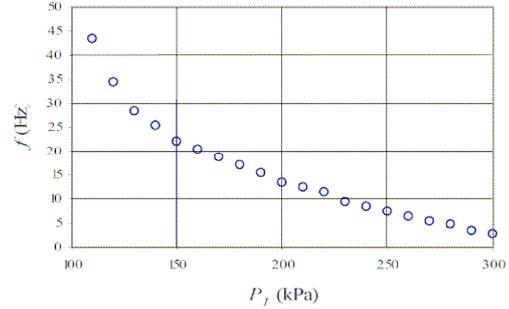
The influence of the supply pressure on the oscillation frequency is shown in figure 6. It is found that  $f$  decreases as  $P_T$  increases. It results from two antagonist phenomena: as the inlet pressure increases,

- (i) the mass flow rate through the nozzle increases, which increases the rate of filling (most of the flow supplies the loop) and emptying (the effect

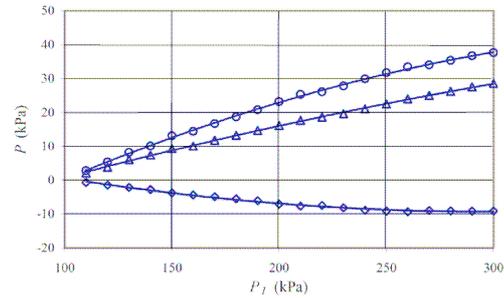
is then mainly a venturi effect between N and S) of the loop;

- (ii) the pressure threshold difference increases (figure 7) since the energy of the jet is higher and it requires more energy to be moved. The oscillation frequency naturally decreases with increasing pressure threshold difference (figure 8).

The former phenomenon (i) has less influence than the latter (ii) and the result is a decrease of  $f$  with increasing  $P_T$  (figure 6).

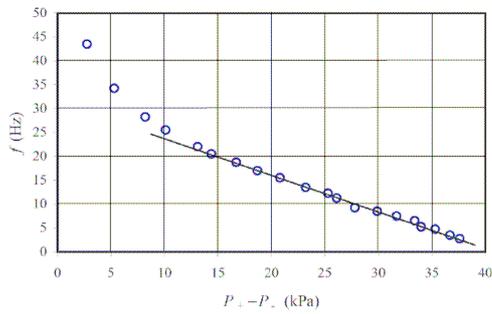


**Figure 6:** Oscillation frequency  $f$  versus inlet pressure  $P_T$ . Looped layout (L),  $D_1 = 4 \text{ mm}$ ,  $L_1 = 92 \text{ mm}$ .



**Figure 7:** Pressure thresholds versus inlet pressure  $P_T$ . Looped layout (L),  $D_1 = 4 \text{ mm}$ ,  $L_1 = 92 \text{ mm}$ . ( $\circ$ ): pressure threshold difference  $P_+ - P_-$ ; ( $\Delta$ ): pressure upper threshold  $P_+$ ; ( $\square$ ): pressure lower threshold  $P_-$ .

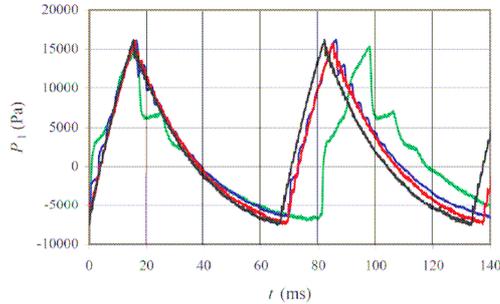
It can be observed in figure 8 that the relationship between frequency  $f$  and pressure threshold difference  $P_+ - P_-$  is linear when the flow at the nozzle is sonic. Nevertheless, this particular behavior seems to be a coincidence resulting from the conjunction of non-linearities.



**Figure 8:** Oscillation frequency versus pressure threshold difference  $P_+ - P_-$ . Looped layout (L),  $D_1 = 4$  mm,  $L_1 = 92$  mm.

The analysis of the pressure signal in section  $M_1$  (figure 9) points out the influence of the feedback length, for a same feedback loop volume  $V = 15.55$  cm<sup>3</sup>. The main observations are the following:

- the frequency is slightly dependent on the feedback loop length:  $f$  decreases as  $L_1$  increases;
- pressure thresholds are not much dependent on the feedback loop length;
- the rise in pressure is more rapid than the fall;
- a secondary oscillation is superimposed to the main oscillation. Its frequency  $f_s$  increases as the loop length decreases.



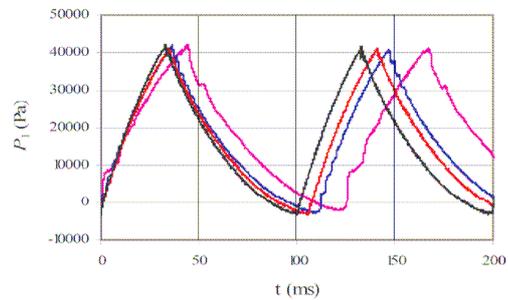
**Figure 9:** Pressure  $P_1$  at the middle of the loop as a function of time  $t$ . Looped layout (L),  $V = 15.55$  cm<sup>3</sup>,  $P_T = 200$  kPa.

—:  $D_1 = 2.4$  mm,  $L_1 = 2.55$  m; —:  $D_1 = 4$  mm,  $L_1 = 0.92$  m;  
 —:  $D_1 = 6$  mm,  $L_1 = 0.41$  m; —:  $D_1 = 7$  mm,  $L_1 = 0.30$  m.

The decrease of  $f$  as the loop length is increased is very likely due to increasing non-linear effects associated with the secondary oscillation.

A spectral analysis using a FFT of the pressure signal provides the secondary oscillation frequency  $f_s$ . For data issued from figure 9, it is found that  $0.92 \leq f_s L_1 / c \leq 1.08$ , which proves that this oscillation is due to a pressure wave traveling at the speed of sound  $c$  in the loop of length  $L_1$ . This result is in agreement with the classic theory about the frequency response of pneumatic transmission lines. The pressure perturbation is initiated as the jet switches from one channel to the other, and the resulting pressure wave is reflected at both extremities of the loop. These extremities are not totally closed, but they are actually pneumatic restrictions. The design of these restrictions lead to a complex signal pressure but its frequency is directly tied to the speed of sound and the length of the loop. Note that the flow velocity at the nozzle is  $c$  since the flow is sonic in section N, but inside the loop, the velocity is typically 20 to 200 times lower. As a consequence, the observed secondary oscillation is clearly not connected to a mass transport phenomenon.

Similar observations are made for the closed (C) configuration (figure 10). For the same pressure range (*i.e.* for  $-3$  kPa  $\leq P_1 \leq 15$  kPa) the pressure rise in layout (C) is slightly more rapid than in layout (L), whereas the pressure decrease is slower in layout (C), due to the fact that the loop is only emptied by one end in this configuration. The frequency increase is mainly due to the marked increase of pressure threshold difference  $P_+ - P_-$ , which is 2.5 times greater than in layout (L). This increase underlines the role played by the momentum and the pressure of the transversal flow issuing from control port  $C_1$ , which both help the jet switching from stable (1) to unstable (2) position in the looped (L) configuration.



**Figure 10:** Pressure  $P_1$  at the middle of the loop as a function of time  $t$ . Looped layout (C),  $V = 15.55$  cm<sup>3</sup>,  $P_T = 200$  kPa.

—:  $D_1 = 2.4$  mm,  $L_1 = 2.55$  m; —:  $D_1 = 4$  mm,  $L_1 = 0.92$  m;  
 —:  $D_1 = 6$  mm,  $L_1 = 0.41$  m; —:  $D_1 = 7$  mm,  $L_1 = 0.30$  m.

## HYBRID SIMULATION

The frequency  $f$  of the jet oscillation, as well as the pressure thresholds and the form of signal pressure  $P_1(t)$

shown in figures 9 and 10 can be simulated using a hybrid approach.

This approach consists in simulating by CFD the central part of the oscillator (geometry limited by sections O<sub>1</sub>, O<sub>2</sub>, C<sub>1</sub>, C<sub>2</sub> and I) and analytically modeling the loop behavior. This technique dramatically reduces the computation time.

The central part of the oscillator is simulated with the commercial code Fluent. In order to limit computation time, a 2-D simulation is performed, with a structured mesh and 7900 cells. The influence of the mesh density has been verified: no significant difference was found with a refined grid of 32000 cells. The working gas is air, assumed to behave as an ideal gas. Turbulence is modeled by the standard k-ε model with standard wall functions. Adiabatic boundary conditions are assumed at the walls. Sections O<sub>1</sub> and C<sub>1</sub> are considered as pressure inlets, with a pressure calculated by a user defined function, solving for each time  $t$  the following set of equations, where  $P$  is the mean pressure,  $T$  the mean temperature and  $m$  the mass of gas inside the loop of volume  $V$ .

$$\dot{P} = \frac{\dot{m}RT + mR\dot{T}}{V}, \quad (2)$$

is derived from the state equation  $PV = mRT$ , the mass variation  $m$  being due to the algebraic mass flow rates  $\dot{m}_o$  and  $\dot{m}_c$  entering the loop at sections O<sub>1</sub> or C<sub>1</sub> respectively:

$$\dot{m} = \dot{m}_o + \dot{m}_c. \quad (3)$$

The mean pressure  $P$  inside the loop is calculated at each time step as

$$P(t) = P(t - \Delta t) + \dot{P} \Delta t, \quad (4)$$

and the mean temperature is estimated assuming either an isothermal behavior of the loop, which means that

$$T = T(0), \quad (5)$$

or an adiabatic behavior, which leads to

$$\dot{T} = \frac{(\dot{m}_o T_o - \dot{m}_c T_c) \gamma - \dot{m} T}{m}, \quad (6)$$

from an energy balance, with

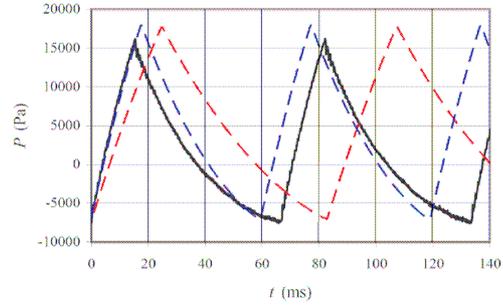
$$T(t) = T(t - \Delta t) + \dot{T} \Delta t, \quad (7)$$

The time step is  $\Delta t = 10^{-4}$  s. Numerical simulation is performed for  $P_i = 200$  kPa, and the flow at the nozzle N is always sonic. The maximum Mach number is found just downstream from the nozzle and it is of the order of 1.1. The Reynolds number at the nozzle is around 9500.

As the loop is simulated as a simple capacitance, simulated data are compared to experimental data in the case of higher loop diameter and lower loop length (figure 11).

The experimentally measured oscillation frequency  $f = 150$  Hz is found between the simulated frequency assuming an isothermal behavior of the loop ( $f_n = 120$  Hz) and the simulated frequency assuming an adiabatic behavior of the loop ( $f_{ad} = 168$  Hz). The filling of the loop, which is about three times faster than the emptying, is precisely simulated with an adiabatic assumption, showing that heat transfer at the wall has not time enough to develop. On the other hand, the emptying of the loop being slower, heat transfer plays a non

negligible role and the pressure decrease is closer to the simulated decrease with an isothermal hypothesis.



**Figure 11:** Pressure  $P$  inside the loop as a function of time  $t$ . Looped layout (L),  $V = 15.55 \text{ cm}^3$ ,  $D_1 = 7 \text{ mm}$ ,  $L_1 = 30 \text{ cm}$ ,  $P_i = 200 \text{ kPa}$ .

—: experimental data in the middle of the loop ( $P_i$ ),  
 - - -: numerical simulation (mean loop pressure  $P$ ) with adiabatic hypothesis,  
 - - -: numerical simulation ( $P$ ) with isothermal hypothesis.

The lower threshold  $P_-$  is rather well predicted by Fluent, whereas the upper threshold  $P_+$  is slightly overestimated. It could be explained by the fact that the 2-D simulation does not take into account friction at the upper and lower walls; as a consequence, the energy of the jet is overestimated and the counter-pressure required for forcing its shift is higher than in reality.

All the previous analysis is valid providing the main oscillation frequency remains moderate. As pointed out by the local analysis with CFD code Fluent, the switching time of the jet is of the order of 0.3 ms and it may be neglected for oscillation frequencies less than 50 Hz. For higher frequencies due to a smaller loop volume, this switching time should be taken into account.

## CFD SIMULATION

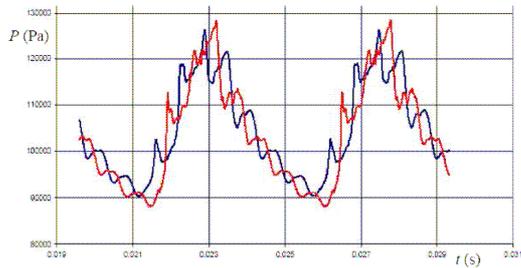
Previous experiments were made with a plane amplifier of constant depth connected to a loop made with a circular tube. For more compact oscillators fully etched in a substrate with a constant depth, the volume of the loop can be dramatically reduced and it could become necessary to take into account secondary effects due to a non-negligible switching time or to secondary oscillations. Such plane oscillators are now simulated by a fully CFD approach. For comparison with the previous conclusions, the central part of the oscillator (geometry limited by sections O<sub>1</sub>, O<sub>2</sub>, C<sub>1</sub>, C<sub>2</sub> and I) is the same as in previous sections, but the loop is now etched with the same depth as the rest of the oscillator. Assuming that this depth is not too small, a 2-D simulation is performed. The gas is still an ideal gas and turbulence is modeled by a standard k-ε model with standard wall functions. The time step is

$\Delta t = 10^{-6}$  s and the solver uses a segregated first or second order scheme.

The loop volume is now much lower than in the previous sections. For a 1 mm depth of the device, it corresponds to  $V = 0.607 \text{ cm}^3$  (i.e.  $1/V = 1.65 \times 10^6 \text{ m}^{-3}$ ) from the separation point S to the control port  $C_1$ . Two different loops have been simulated with the same volume:

- a short loop with a length  $L_{1S} = 0.108 \text{ m}$  and a mean width  $W_{1S} = 5.27 \text{ mm}$  ;
- a long loop with a length  $L_{1L} = 0.160 \text{ m}$  and a mean width  $W_{1L} = 3.50 \text{ mm}$  .

An example of typical pressure evolutions is shown in figure 12, and values of primary and secondary oscillations are summarized in table 1.



**Figure 12:** Simulated pressure  $P$  at both extremities of the feedback loop as a function of time  $t$ . Short loop.  $P_1 = 200 \text{ kPa}$  .  
 —: pressure at control port  $C_1$ ; —: pressure at section  $O_1$ .

The pressure signal is comparable to the one experimentally observed in the previous sections. The secondary oscillation is more present due to a smaller loop volume. It is found (Table 1) that this secondary oscillation has a frequency two times smaller at the extremities of the loop (points  $O_1$  and  $C_1$ ) than at the center of the loop (point  $M_1$ ). This observation is in agreement with the conventional theory of signal transmission in pneumatic lines. On the other hand, pressure thresholds are increased, although the amplifier part of the oscillator is exactly the same as in previous sections. It could be due to the influence of the non negligible amplitude of the secondary oscillation.

The influence of a second order numerical scheme on the calculated oscillation frequency is not negligible, especially for the shorter loop configuration.

The secondary frequency is hard to measure with a high precision, due to the complex form of the pressure signal. But as expected, the secondary oscillation frequency is close to  $c/(2L_1)$  at the extremities  $O_1$  and  $C_1$ , and is close to  $c/L_1$  at the middle  $M_1$  of the loop.

The main oscillation frequency is of the order of the frequency calculated from equation (1), which gives  $f = \beta_{(L)}/V = 1.53 \times 10^{-4} / 0.607 \times 10^{-6} = 252 \text{ Hz}$ . It is confirmed

from the observation of the jet and of the mass flow rate signal at outlet  $O_2$  that this main oscillation frequency is the jet switching frequency. As a consequence, even with this small volume of the loop, the oscillation of the jet is mainly controlled by a capacitive effect.

	$L_1$ (m)	$f$ (Hz) 1 <sup>st</sup> order scheme	$f$ (Hz) 2 <sup>nd</sup> order scheme	$f_s$ (Hz) 2 <sup>nd</sup> order scheme $M_1$	$f_s$ (Hz) 2 <sup>nd</sup> order scheme $O_1$ and $C_1$	$c/(2L_1)$ (Hz)
Short loop	0.1082	240	218	-	1640	1600
Long loop	0.1603	242	230	2200	1048	1082

**Table 1:** Simulated oscillation frequency and secondary frequency.

The CFD simulation also provides very useful information about the flow rate evolution, notably at the control port  $C_2$ . This evolution is a key parameter for the mixing quality, when the oscillator is used to mix two different gases, one supplying the nozzle and the other being sucked through the control port  $C_2$ . Notably, it is important to accurately know the proportion of each gas (the main gas through the nozzle N and the secondary gas through the control port  $C_2$ ) and its evolution during one oscillation cycle.

## CONCLUSION

A design of asymmetric microfluidic oscillator based on a monostable fluidic amplifier was proposed. An experimental and a numerical study have shown that the oscillation frequency is essentially controlled by a capacitive effect and that a secondary oscillation, due to the propagation of sound waves, disturbs the pressure signal without causing the jet switching. A hybrid simulation coupling a CFD code and a simple analytical model for the loop behavior has provided data in good agreement with the experiments.

Further simulations are currently under process for studying mixing capabilities of this microfluidic oscillator, as well as miniaturization possibilities. Miniaturization naturally leads to higher oscillation frequencies, but if the device is too small, viscous effects may prevail and prevent oscillations. We are also developing fully analytical models with the objective to provide a simple tool for optimizing microfluidic oscillators based on the same principle as the one presented in this paper.

## ACKNOWLEDGEMENTS

The authors would like to thank undergraduate student Florian Chaumeton for his appreciated assistance for some of the experiments.

## REFERENCES

- [1] Streeter, V. L., *Handbook of Fluid Dynamics*. New York: Mac Graw-Hill, 1961.
- [2] Shakouchi, T., Gas absorption, aeration, by fluidic oscillator operated by gas-liquid two-phase flow, in *Proceedings of the 4th ASME/JSME Joint Fluids Engineering Conference (FEDSM03)*: ASME, pp. FEDSM2003-45132/1-8, 2003.

- [3] Anduze, M., Colin, S., Caen, R., Camon, H., Conedera, V. and Do Conto, T., Analysis and testing of a fluidic vortex microdiode, *J. Micromech. Microeng.*, vol. 11, no. 2, pp. 108-112, 2001.
- [4] Furlan, R. and Zemel, J. N., Behavior of microfluidic amplifiers, *Sens. Actuators, A Phys.*, vol. 51, pp. 239-246, 1996.
- [5] Kim, T.-H., Cho, C.-H., and Cho, D.-L. D., A force-dimensionally silicon-micromachined fluidic amplifier device, *J. Micromech. Microeng.*, vol. 8, no. 1, pp. 7-14, 1998.
- [6] Priestman, G. H. and Boucher, R. F., Smart fluidic meters for simultaneous measurement of fluid flowrate, Reynolds number, density and viscosity, *Journal of Chemical Engineering of Japan*, vol. 39, no. 4, pp. 383-393, 2006.
- [7] Gregory, J. W., Sullivan, J. P., and Raghu, S., Visualization of internal jet mixing in a fluidic oscillator, in *11th International Symposium of Flow Visualization*, 2004.
- [8] Sun, H. J., Li, D. S., and Ran, H. W., Heat transfer enhancement using pulsating flow driven by fluidic oscillators, in *International Symposium on Heat Transfer*, pp. 638-641, 1996.
- [9] Cerretelli, C. and Kirtley, K., Boundary layer separation control with fluidic oscillators, in *Proceedings of the ASME Turbo Expo*, vol. 6 Part A, pp. 29-38, 2006.
- [10] Raman, G., Packiarajan, S., Papadopoulos, G., Weissman C., and Raghu, S., Jet thrust vectoring using a miniature fluidic oscillator, *Aeronautical Journal*, vol. 109, no. 1093, pp. 129-138, 2005.
- [11] Gebhard, U., Hein, H., Just, E., and Rufoer, P., Combination of a fluidic micro-oscillator and micro-actuator in LIGA-technique for medical application, in *Transducers'97 - 1997 International Conference on Solid-State Sensors and Actuators*. Chicago: IEEE, pp. 761-764, 1997.
- [12] Gebhard, U., Hein, H., and Schmidt, U., Numerical investigation of fluidic micro-oscillators, *J. Micromech. Microeng.*, vol. 6, pp. 115-117, 1996.
- [13] Simões, E. W., Furlan, R., and Pereira, M. T., Numerical analysis of a microfluidic oscillator flowmeter operating with gases or liquids, in *Technical Proceedings of the 2002 International Conference on Modeling and Simulation of Microsystems*, vol. 1, pp. 36-39, 2002.
- [14] Simões, E. W., Furlan, R., Leminski, R. E. B., Gongora-Rubio, M. R., Pereira, M. T., Morimoto, N. L., and Avilés, J. J. S., Microfluidic oscillator for gas flow control and measurement, *Flow Meas. Instrum.*, vol. 16, pp. 7-12, 2005.



---

**RESUME** Dans les microsystèmes fluidiques, les écoulements sont fortement laminaires, ce qui diminue de façon importante les performances du mélange, qui s'effectue essentiellement selon des mécanismes diffusifs ou chaotiques. Pour palier à l'absence de turbulence, des solutions technologiques originales sont alors envisagées. On a étudié essentiellement deux structures nouvelles de micromélangeurs sans parties mobiles, intéressantes pour des raisons de facilité de fabrication et de fiabilité.

Le premier micromélangeur est dérivé d'une microdiode fluidique de type vortex, qui après modification, offre une solution simple pour effectuer le micromélange de deux fluides. Plusieurs configurations sont proposées (avec des dispositions variées des canaux d'entrée et la présence d'obstacles dans la chambre du micromélangeur) et sont analysées par simulation numérique. Les performances obtenues sont comparées aux performances de référence d'un micromélangeur classique en T ; on note une amélioration très sensible de la qualité du mélange effectué. On propose ensuite une structure originale de microsysteme fluidique auto-pulsé pouvant être utilisé pour effectuer du micromélange. Il s'agit d'un micro-oscillateur dont le dessin est basé sur celui d'un amplificateur fluidique monostable. Il se distingue d'autres oscillateurs présentés dans la littérature, qui utilisent à la base un amplificateur fluidique bistable. On s'est attaché à détailler les mécanismes de fonctionnement de l'oscillateur et à prédire correctement ses fréquences d'oscillation, à partir d'une étude expérimentale et numérique.

---

**TITLE**      **Micro mixers : Experimental and numerical study of technical solutions adapted of microsystems**

---

**ABSTRACT** In fluidic microsystems, flows are laminar, which strongly decreases the mixing performances essentially due to diffusive or chaotic mechanisms. To overcome the lack of turbulence, original technological solutions are considered. We essentially studied two new structures of micro mixers without moving parts, which is interesting for fabrication and reliability reasons.

The first micro mixer is derived from a fluidic vortex microdiode; after a design modification, it offers a simple solution for the mixing of two fluids. Several configurations are proposed (with varied inlets channels layouts and added obstacles in the mixing chamber) and they are numerically analysed. The performances are compared with those of a classic T mixer; a sensible increase of the quality of mixing is shown. We also propose an original structure of auto-pulsed fluidic microsystem which can be used for mixing. This microsystem is a micro-oscillator, the design of which is based on a monostable fluidic amplifier. It differs from other oscillators presented in the literature based on a bistable amplifier. The mechanisms that control the behaviour of such an oscillator are detailed and a simple model deduced both from experimental and numerical analysis allows predicting the oscillation frequencies.

---

**MOTS-CLES**      Microfluidique, Micromélange, Oscillateur fluidique, Micro-écoulement gazeux