



HAL
open science

Etude analytique, numerique et experimentale d'écoulements generes par parois mobiles en microfluidique - Application aux micropompes

Christophe Frankiewicz

► **To cite this version:**

Christophe Frankiewicz. Etude analytique, numerique et experimentale d'écoulements generes par parois mobiles en microfluidique - Application aux micropompes. Autre. Ecole Centrale de Lille, 2012. Français. NNT : 2012ECLI0018 . tel-01070642

HAL Id: tel-01070642

<https://theses.hal.science/tel-01070642>

Submitted on 2 Oct 2014

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Numéro d'ordre: 203

ECOLE CENTRALE DE LILLE

THÈSE

Présentée en vue d'obtenir le grade de

DOCTEUR

en Micro et Nano technologies, Acoustique et Télécommunications

par

Christophe FRANKIEWICZ

DOCTORAT DÉLIVRÉ PAR L'ÉCOLE CENTRALE DE LILLE

Titre de la thèse:

**Etude analytique, numérique et expérimentale
d'écoulements générés par parois mobiles en microfluidique -
Application aux micropompes.**

soutenue le 28 septembre 2012 devant le jury d'examen:

Président	Mme Anne JUEL	Professeur à l'Université de Manchester
Rapporteur	M. Stephane COLIN	Professeur à l'Institut National des Sciences Appliquées (INSA) de Toulouse
Rapporteur	M. Sedat TARDU	Maître de conférences HDR à l'Université de Grenoble
Examineur	M. Yong CHEN	Directeur de recherche à l'Ecole Normale Supérieure (ENS) Paris
Directeur de thèse	M. Alain MERLEN	Professeur à l'Université Lille 1
Directeur de thèse	M. Philippe PERNOD	Professeur à l'Ecole Centrale de Lille
Encadrant	M. Abdelkrim TALBI	Maître de conférences à l'Ecole Centrale de Lille
Encadrant	M. Farzam ZOUESHTIAGH	Maître de conférences HDR à l'Université Lille 1

Thèse préparée au sein du Laboratoire International Associé LEMAC
Institut d'électronique, Micro-électronique et Nanotechnologies (IEMN, UMR CNRS 8520)

Ecole Doctorale SPI 072 (Lille I, Lille III, Artois, ULCO, UVHC, EC Lille)

PRES Université Lille Nord de France

Remerciements

Ce travail de thèse a été réalisé au sein du laboratoire international associé LEMAC (Laboratoire International en Magnéto-Acoustique non linéaire de la matière condensée), et plus particulièrement dans le groupe AIMAN-FILMS de l'institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologies (IEMN, UMR CNRS 8520) à Villeneuve d'Ascq. Je remercie l'Ecole Centrale de Lille pour m'avoir témoigné sa confiance en m'accordant les financements sans lesquels cette thèse n'aurait pas pu être poursuivie.

Je tiens tout d'abord à adresser mes sincères remerciements à M. Philippe PERNOD et M. Alain MERLEN, Professeurs respectivement à l'Ecole Centrale de Lille et à l'université Lille 1, ainsi qu'à M. Farzam ZOUESHTIAGH, maître de conférences HDR à l'université Lille 1 et M. Abdelkrim TALBI, maître de conférences à l'Ecole Centrale de Lille, qui m'ont accordé leur confiance, m'ont accompagné, guidé et encouragé au cours de ces trois dernières années.

Je tiens également à remercier M. Stephane COLIN, Professeur à l'Institut National des Sciences Appliquées (INSA) de Toulouse ainsi que M. Sedat TARDU, maître de conférences HDR à l'Université de Grenoble, M. Yong CHEN, Professeur à l'Ecole Normale Supérieure (ENS) de Paris, Mme Anne JUEL, Professeur à l'université de Manchester (United Kingdoms) pour avoir accepté d'examiner cette thèse.

J'adresse aussi mes remerciements à M. Lionel BUCHAILLOT, directeur de l'IEMN, pour m'avoir accueilli au sein de son laboratoire, ainsi qu'à M. Etienne CRAYE, directeur de l'Ecole Centrale de Lille. Je tiens également à remercier M. Loic LAM et M. Abdelhakim Ramzi, techniciens en mécanique à Lille 1, qui ont fabriqué les pièces mécaniques utilisées dans ce travail, M. Christophe BOYAVAL pour les visualisations MEB.

Je remercie également tous les chercheurs et enseignants du LIA LEMAC (M. Vladislav ALESHIN, M. Mickaël BAUDOIN, M. Olivier BOU MATAR, M. Philippe BRUNET, M. Stefano GIORDANO et M. Marc GOUEYGOU) ainsi qu'à Melle Hélène DELSARTE pour leur accueil et leur soutien. Je pense également à tous les collègues du laboratoire qui m'ont accompagné: Adrien BUSSONIERE, Yannick DUSCH, Laetitia GIMENO-MONGE, Pierre-Yves GUERDER, Sami HAGE-ALI, Yovan ORLIC, Jeremy STREQUE, Romain VIARD. Enfin, un grand merci à ma mère, Claire, mon frère Antoine et ma soeur Virginie pour leur soutien et leur présence au fil des années à mon père Jean ainsi qu'à toute ma famille. Merci à Huan pour sa tendresse et ses encouragements.

Table des matières

Remerciements	3
1 Introduction: état de l'art	9
1.1 Introduction	9
1.2 Micropompes à membranes	13
1.3 Micropompes à cylindre excentré	18
1.4 Conclusion du chapitre	21
2 Etude Analytique: micropompe rotative	23
2.1 Introduction	23
2.2 Cas du contact parfait	25
2.2.1 Introduction du problème	25
2.2.2 Définition de la fonction de courant	27
2.2.3 Description de l'écoulement	30
2.2.4 Efforts et pressions exercés par le fluide	33
2.3 Ecoulement interstitiel	37
2.3.1 Equations de lubrifications	37
2.3.2 Détermination du champ de pression de l'écoulement	39
2.3.3 Efforts s'exerçant sur le cylindre en régime de Stokes	41
2.3.4 Description de l'écoulement	44
2.3.5 Etude de la cavitation présente dans l'interstice	46
2.4 Conclusion	49
3 Etude numérique: micropompe rotative	53
3.1 Introduction	53
3.2 Cylindre en rotation à proximité d'une paroi	55
3.2.1 Ecoulement bas Reynolds avec contact cylindre-paroi	57
3.2.2 Ecoulement bas Reynolds avec interstice	60
3.2.3 Effet du nombre de Reynolds	67
3.3 Influence de la distance cylindre-paroi	71
3.3.1 Description de l'écoulement	71
3.3.2 Effort de traînée s'exerçant sur le cylindre	76

3.4	Micropompe: cylindre en rotation entre deux parois	80
3.4.1	Effet du confinement sur l'écoulement	80
3.4.2	Efforts et pressions	81
3.5	Conclusion	87
4	Conception d'une micropompe	89
4.1	Introduction	89
4.2	Présentation globale du dispositif	91
4.3	Réalisation des micropompes	95
4.3.1	Gravure RIE du Silastic S	95
4.3.1.1	Procédé de gravure	96
4.3.1.2	Résultats et discussion	98
4.3.2	Réalisation par moulage	105
4.4	Caractérisation fluide des micropompes	107
4.4.1	Mesures par immersion	107
4.4.2	Mesures de l'état de l'art	114
4.5	Conclusion	116
5	Conclusion et perspectives d'études	119
5.1	Perspectives d'études pour la micropompe "à cylindre"	120
5.2	Perspectives d'études pour la micropompe "à membrane"	120
5.3	Autres perspectives d'études	123
A	Compléments technologiques sur le développement des micropompes	125
A.1	Micropompes "mécaniques"	125
A.1.1	Optimisation des actionnements	125
A.1.1.1	Actionnement piézo-électrique	125
A.1.1.2	Actionnement thermo-pneumatique	127
A.1.1.3	Actionnement pneumatique	129
A.1.1.4	Actionnement électro-statique	130
A.1.1.5	Actionnement électromagnétique	131
A.1.1.6	Actionnement avec membrane à mémoire de forme	132
A.1.1.7	Micropompes rotatives à engrenages	135
A.1.1.8	Autres possibilités de micropompes rotatives	136
A.1.2	Optimisation des valves	139
A.1.3	Optimisation des diaphragmes/membranes	140

A.1.4	Conclusion sur les micropompes "mécaniques", à action direct sur le fluide	143
A.2	Micropompes "énergétiques"	147
A.2.1	Micropompes électro-osmotiques	147
A.2.2	Micropompes électro-hydro-dynamiques	150
A.2.3	Micropompes magnéto-hydro-dynamiques	152
A.2.4	Conclusion sur les micropompes fonctionnant par conversion d'énergie	153
B	Vibration de gouttes sur actionneur tactile	155
C	Mesures PIV	159
	RÉSUMÉ	184

1. Micropompes mécaniques à membranes et à cylindre excentré

1.1 Introduction

L'apparition des MEMS (MicroElectroMechanical System) dans les années 70-80 a rapidement permis l'émergence de nouvelles sciences et technologies issues de l'échelle macroscopique et adaptables à l'échelle micro voire nanométrique. La microfluidique (science traitant des fluides à petite échelle, de l'ordre du μm) est ainsi apparue par les besoins imposés par la médecine, l'industrie agro-alimentaire ainsi que la biologie pour ne citer que quelques exemples. En effet, l'observation macroscopique des mécanismes naturels apparaissant dans des structures telles que l'écoulement veineux d'un arbre, d'une plante, d'un animal ou d'un être humain s'est avérée indispensable pour la prévention, le diagnostic ou le traitement des maladies. On peut également citer, pour exemples d'applications, le décodage du génome humain par le processus de réplication, l'introduction de dispositif micro-électronique dans le corps humain pour délivrer une micro-dose de médicament (la première micropompe existante fut brevetée en 1984 et publiée en 1990 [1]). L'industrie n'est pas en reste, avec, notamment, l'introduction de micro-pompes pour le dosage d'additifs ou de colorants alimentaires mais également par le développement et la fabrication des buses d'imprimantes jet d'encre qui constitue l'un des exemples les plus importants d'introduction de la microfluidique dans les produits grand public.

Le premier dispositif microfluidique développé est souvent considéré comme étant celui de S.C.Terry en 1975 qui réalisa un appareil de chromatographie en phase gazeuse (dispositif permettant la séparation des molécules d'un mélange, principalement gazeux) [2] [3]. Il fallut néanmoins attendre le début des années 90 pour que les recherches s'accroissent sur ce type de dispositif microfluidique plus communément appelé en microfluidique Lab-on-a-chip (LOC, en français laboratoire sur puce). Désormais, Il est la base des recherches et développements en microfluidique et est souvent pluridisciplinaire en mélangeant des domaines de recherches aussi diverses et variés comme la mécanique des fluides, l'électronique ou encore la chimie. Ces dispositifs, également appelés microTAS (μTAS , micro Total Analysis System) ont souvent plusieurs fonctions à effectuer: réactions chimiques, mesures, et systèmes de pompages en sont quelques exemples. Parmi celles-ci, le dosage, l'aspiration

et/ou le refoulement d'un fluide via les micropompes (pompes réalisées à petites échelles par l'intermédiaire des technologies de microfabrication) représente le plus grand domaine de recherche actuelle, de par l'utilisation diversifiée qui en a faite. Quelques exemples ont déjà été cités précédemment, on pourra ajouter également le domaine de l'exploration spatiale où une pompe miniature robuste (permettant d'obtenir une pression de vide partiel de l'ordre du dixième de Pascal ou moins) est demandée dans des systèmes tels que les spectromètres de masse [4].

Il apparaît alors important de définir et/ou choisir une pompe via des caractéristiques adaptées à l'application désirée. Pour une pompe qui fonctionnera in-vivo, on s'orientera bien évidemment vers des matériaux bio-compatibles en sachant également qu'une pression systolique typique lors de la phase de contraction du coeur est de l'ordre de 18 kPa et de 10 kPa pour la pression diastolique lors de la phase de relâchement. Un soin particulier doit donc évidemment être apporté à la robustesse de la pompe en terme de pression générée par le microsysteme ("backpressure" en anglais) [5] [6]. La distribution d'insuline dans le corps justifie également un dosage très précis (une surdose pourrait entraîner malaise, coma voire décès du patient). Il faut donc que le débit de la pompe soit contrôlé afin de délivrer la quantité infime nécessaire (moins de 1 μL par jour) [7]. A contrario, des études récentes ont montré, dans le domaine du refroidissement liquide, que des débits de l'ordre de 10 mL/min ou plus étaient nécessaires pour refroidir une micropuce de 100 W [8]. A tous ces paramètres caractéristiques de micropompe, on pourra également ajouter le fait qu'une éjection/aspiration de gaz ne demande pas le même volume, pour la chambre de compression/détente, que pour un liquide. Pour cela, on pourra se référer à Bruschi *et al.* [9], où une micropompe à gaz est développée pour être utilisée dans la propulsion de futures micro-navettes spatiales.

Finalement, le choix d'une micropompe se fera principalement sur le débit engendré par la pompe, la pression qu'elle permet de créer ou de subir, sa bio-compatibilité pour les applications médicales, au fluide à déplacer mais également sur son encombrement, sa robustesse et la puissance électrique consommée.

Etant donné le nombre important de travaux sur les micropompes, il convient de les séparer en plusieurs catégories, elles mêmes divisées en sous-catégories. Pour cela, on s'appuiera sur les rapports réalisés par Laser et Santiago [4], Nguyen *et al.* [10], Woias [11], A. Nisar *et al.* [12] et Iverson et Garimella [13] où les micropompes sont séparées en 2 classes

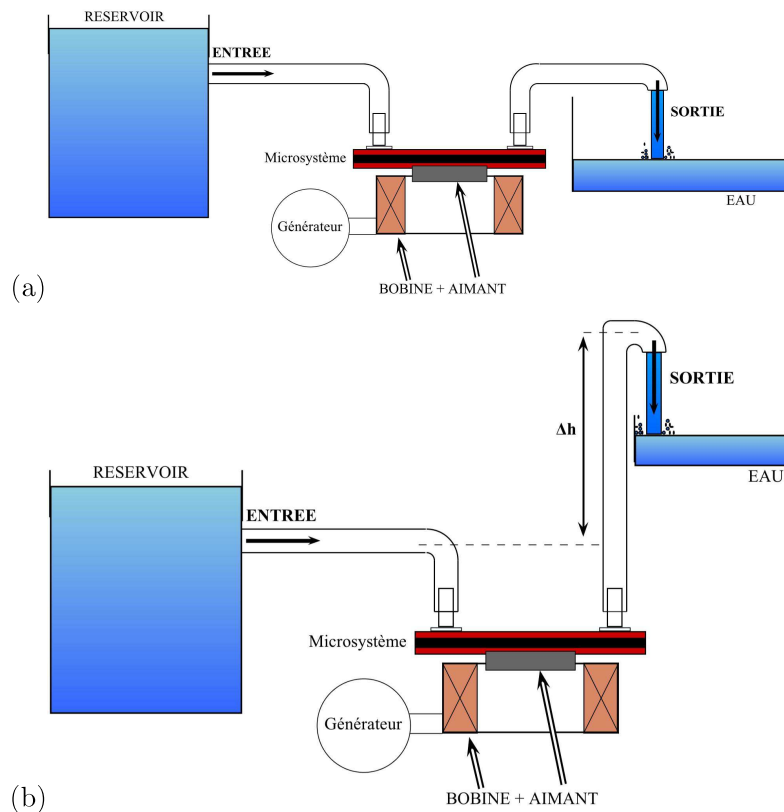


FIGURE 1.1 – Schématisation d'une mesure de débit (a) et de pression (b) générés par une micropompe électro-magnétique.

distinctes:

- Les micropompes dites "à déplacement" ou "mécaniques" qui utilisent des pièces mobiles exerçant une action mécanique, souvent de manière alternative, directement sur le fluide en mouvement (membranes oscillantes, turbines, pistons ...)
- Les micropompes dites "énergétiques", où une énergie de nature électrique ou magnétique est directement transférée au fluide puis convertie par celui-ci en déplacement (pompes électro-hydro-dynamiques, électro-osmotiques...). Ces micropompes sont détaillées en annexe A.

Avant d'aborder plus en détails ces différentes classifications de micropompes, une définition précise des paramètres caractéristiques doit être réalisée. Pour cela, deux paramètres importants communs à toutes pompes qu'elles soient macro ou nanoscopiques seront décrits: le débit et la pression générée.

1. Le débit de fluide (air, eau, sang..) se mesure souvent en $\mu\text{L}/\text{min}$ pour les micro-

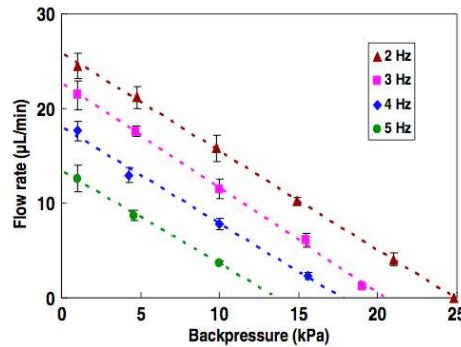


FIGURE 1.2 – Exemple de courbe Pression-Débit sur une micropompe pneumatique, pour différentes fréquences d'actionnement [14]

pompes. Afin d'obtenir le débit maximal, la pression s'exerçant sur la micropompe doit être négligeable. Pour cela, la plupart du temps, l'entrée et la sortie sont situées à la même hauteur (figure 1.1-a).

2. La pression maximale, exprimée en Pa/kPa, est mesurée par la hauteur de fluide optimale que la pompe peut générer (Δh maximum), pour cela le tube de sortie est placé verticalement (figure 1.1-b). La pression générée est donc généralement $\rho g \Delta h$.

La pertinence de ces mesures sera discutée par la suite (chapitre 4).

Une fois les caractéristiques obtenues, une courbe pression-débit est tracée. Ces courbes sont d'ailleurs utilisées comme référence pour comparer les performances "pures" des pompes. En général, l'évolution du débit est linéaire avec la pression générée. Le débit maximum est donc obtenu lorsque la différence de pression est nulle entre l'entrée et la sortie. Réciproquement, cette différence de pression est maximale lorsque le débit est nul. A titre d'exemple (figure 1.2), une courbe de ce type a été réalisé par Ni *et al.* [14] pour une micropompe pneumatique.

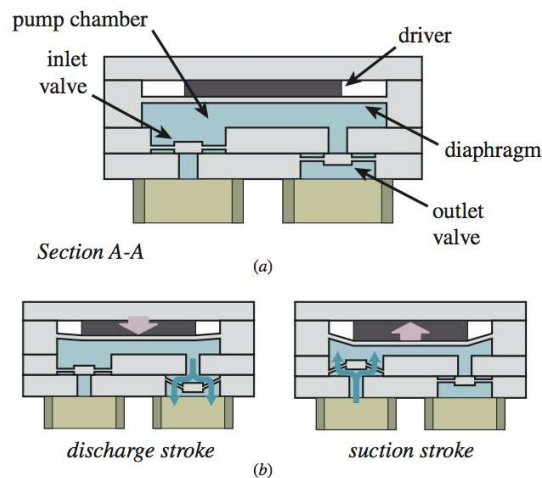


FIGURE 1.3 – (a) Schéma d'une micropompe à membrane extrait de Laser et Santiago [4], (b) Principe de fonctionnement lors des cycles de compression/détente

Les micropompes mécaniques peuvent être séparées en sous-catégories selon le type d'actionnement choisi. On peut par exemple exercer une pression sur le fluide à déplacer via une membrane ou par l'intermédiaire d'un rotor. Dans un premier temps, les micropompes à membranes seront abordées. Ensuite, une micropompe basée sur la rotation d'un cylindre excentré dans un microcanal sera exposée.

1.2 Micropompes à membranes

La plus grande partie des micropompes dites "mécaniques" utilisent une membrane interagissant directement avec le fluide utilisé. Un grand nombre de recherches, de publications et de brevets y font référence. Le principe de fonctionnement est globalement identique pour toutes ces pompes et on peut le schématiser comme suit:

Un actionneur va déplacer le diaphragme qui va alors comprimer/détendre périodiquement le fluide présent dans la chambre de la pompe. Cette membrane est généralement réalisée en PolyDiMethylSiloxane (PDMS), polymère bio-compatible, ayant de bonnes propriétés mécaniques de résistance et d'allongement. Elle peut être également être obtenue en très fines épaisseurs de Silicium, matériau utilisé pour ses facilités de micro-fabrication. De plus, afin d'orienter le flux, des micro-valves sont placées à l'entrée et à la sortie de la chambre. Ainsi, quand la membrane se déplace vers le bas (par rapport au schéma de la fig. 1.3), le volume de la chambre diminue, engendrant une compression du fluide. A partir d'un certain seuil de pression, la valve de sortie s'ouvre, laissant s'échapper ou "refouler"

le fluide sous pression. De même, lorsque la membrane remonte, le volume de la chambre augmente à nouveau, générant ainsi une dépression qui ferme la valve de sortie. La valve d'entrée s'ouvre alors et, lorsque la pression dite "d'aspiration" est suffisante, laisse pénétrer le fluide dans la chambre.

On comprend bien la nécessité d'un actionnement alternatif pour ces pompes. Cela peut se faire en utilisant différents principes physiques: la piézo-électricité, l'électro-magnétisme, etc. (figure 1.4)

Actionnement piézo-électrique Les actionnements piézo-électriques sont les plus répandus. L'actionneur ("driver" sur la fig. 1.3) piézo-électrique est généralement constitué d'un disque de piezoelectric zirconate titanate (PZT), qui se déforme lorsqu'un potentiel électrique lui est appliqué. L'orientation cristalline du matériau piézo-électrique permet de contrôler la façon dont celui-ci se déformera sous contraintes électriques. Il devient alors aisé, en changeant simplement la polarité du signal, de comprimer ou détendre le fluide présent dans la chambre (voir e.g. [15, 16, 17, 18, 19]).

Actionnement thermo-pneumatique L'actionneur thermo-pneumatique est composé d'une chambre secondaire remplie d'air dans laquelle est placée une résistance chauffante. Lorsque l'air chauffe, il se dilate, générant ainsi le déplacement de la membrane souple qui vient alors comprimer/détendre le fluide présent dans la chambre principale (voir e.g. [15, 20, 21, 22, 23, 24]).

Actionnement pneumatique Le principe de fonctionnement d'une micropompe pneumatique (figure 1.4-d) est légèrement différent des précédents dans la façon de déplacer la membrane. En effet, un fluide est injecté dans une chambre secondaire et vient pousser directement la membrane pour comprimer la chambre primaire. Il est ensuite évacué pour permettre la détente de la chambre primaire. Un système extérieur encombrant (comprenant compresseur, valve, fluide actionnant la membrane...) doit donc être ajouté, contrairement aux systèmes précédents qui peuvent s'intégrer entièrement dans un corps humain par exemple (de par la possibilité de miniaturiser aisément les sources électriques). Ainsi, ces micropompes ne sont donc pas strictement comparables avec les autres micropompes "mécaniques". Leur taille est d'ailleurs souvent supérieure à 1000 cm³, avec alimentation. Néanmoins, elles permettent d'obtenir de bons résultats, tant au niveau du débit maximum, que de la pression générée. De plus, elles sont pour la plupart bi-directionnelles ou réversibles (voir e.g. [24, 25, 26, 27, 28]).

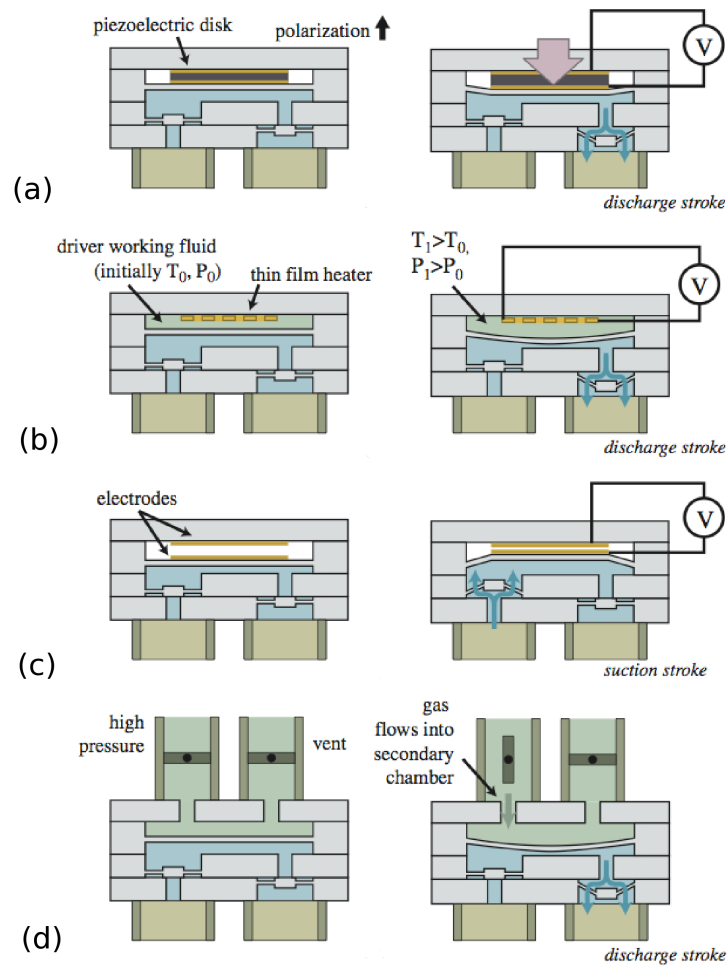


FIGURE 1.4 – Schéma de micropompes à membrane (Laser et Santiago [4]) au repos puis en fonctionnement avec: (a) actionneur piézo-électrique (b) actionneur thermo-pneumatique (c) actionneur électro-statique (d) actionneur pneumatique

Actionnement électro-statique Comme précisé sur le schéma de la figure (1.4-c), l'actionnement électro-statique nécessite une chambre secondaire, remplie d'air, dans laquelle des électro-aimants (électrodes) sont placés. Cette méthode d'excitation est basée sur le principe de Coulomb, selon lequel deux plaques chargées de signes opposés s'attirent, deux de mêmes signes se repoussent. Un courant électrique est donc appliqué entre l'électrode rapportée ou électro-déposé sur la membrane et l'électrode opposée (souvent appelé "contre-électrode"). On arrive ainsi à générer un déplacement de membrane, dont le sens dépend du signe du courant appliqué et qui permet de comprimer/détendre le fluide dans la chambre (voir e.g. [29, 30, 31, 32, 33]).

Actionnement électromagnétique Stimuler une membrane de manière électromagnétique revient à déposer sur celle-ci un aimant permanent, excité par l'intermédiaire d'une bobine. Ainsi, lorsqu'un courant électrique passe à travers la bobine, souvent en cuivre, un champ magnétique est produit, ce qui génère une déflexion de la membrane par l'intermédiaire des forces de Lorentz. On déplace ainsi simplement alternativement la membrane pour réaliser la compression/détente de la chambre, en changeant la polarité du signal délivré par le générateur à la bobine (voir e.g. [34, 35, 36, 37, 38]).

Pour clore cette partie sur les micropompes à membranes, un tableau récapitulatif des paramètres importants a été dressé. Ce tableau permet également de constater les lacunes sur certaines données pourtant décisives sur le choix d'une micropompe (taille et consommation nécessaire). La plupart de ces micropompes sont testées principalement avec de l'eau. L'influence de la viscosité, de la compressibilité ou de tout autre paramètre influant sur les performances des micropompes n'est que peu abordée. De même, les régimes de fonctionnement ne sont pas discutés (laminaire vs turbulent, stationnaire vs instationnaire...). En annexe A, une monographie complète sur ces micropompes est donnée avec des détails sur l'optimisation des valves et des canaux pour les micropompes à membranes ainsi que sur les différents principes d'actionnement.

TABLEAU 1.1 – Micropompes "mécaniques" à membranes

Actionnement	Reference	T (mm^3)	U (V)	P (mW)	Pr (kPa)	Q ($\mu L/min$)	f (Hz)	Application de référence
Piézo-électrique	Van Lintel <i>et al.</i> [15]	4100	125 [n.i.]		24	0.6 (eau)	0.1	n.i.
	Stemme et Stemme [39]	2500	20 [n.i.]		21	4400 (eau)	110	n.i.
	Koch <i>et al.</i> [16]	n.i.	600 [n.i.]		1.8	120 (ethanol)	200	Distribution de médicaments
	Linneman <i>et al.</i> [40]	111	160 [n.i.]		90	1000 (eau) 3000 (air)	200	n.i.
	Böhm <i>et al.</i> [34]	288	350 [n.i.]		12.5	2000 (eau) 50000 (air)	100	Laboratoires sur puces
	Nguyen et Huang [41]	n.i.	100 [n.i.]		3.5	220 (eau)	50	n.i.
	Nguyen et Truong [42]	n.i.	125 [n.i.]		2	850 (eau)	140	n.i.
	Feng et Kim [18]	160	80 [3]		0.12	3.2 (eau)	60	Micropompe implantable
	Junwu <i>et al.</i> [43]	n.i.	50 [n.i.]		27	3500 (eau)	800 et 3000	Distribution de médicaments
	Izzo <i>et al.</i> [44]	n.i.	100 [n.i.]		17.3	640 (eau)	3000	n.i.
	Shen et Liu [17]	n.i.	120 [n.i.]		0.275	10500 (eau)	15	n.i.
	Fadl <i>et al.</i> [19]	n.i.	220 [n.i.]		2.86	137 (ethanol)	95	n.i.
	Smits [1]	n.i.	80 [n.i.]		6	100 (eau)	15	Distribution d'insuline
	Doll <i>et al.</i> [45]	360	250 [84 a day]		60	1800 (eau)	27.8	Sphincter artificiel
	Jang <i>et al.</i> [46]	361	100 [0.4]		0.52	36.8 (eau)	700	Applications MEMS
	Hsu et Le [47]	≈ 900	100 [n.i.]		1.75	41.6 (eau) 23.7 (sang)	300 (eau) 250 (sang)	Applications bio-médicales
	Graf et Bowser [48]	n.i.	100 [n.i.]		35.3	259 (eau distillée)	30	Laboratoires sur puces
Hwang et Shiu [49]	≈ 300	n.i.		n.i.	120 (eau)	250	n.i.	
Thermo-pneumatique	Van de Pol <i>et al.</i> [20]	3000	6 [n.i.]		5	34 (eau)	1	n.i.
	Jeong et Yang. [21]	n.i.	8 [n.i.]		n.i.	14 (eau)	4	n.i.
	Wego et Pagel [50]	784	n.i. [1000]		11.9	530 (eau)	1	Applications biologiques cellulaires
	Kim <i>et al.</i> [23]	n.i.	55 [n.i.]		n.i.	0.078 (méthanol)	6	Laboratoires sur puces
	Zimmermann <i>et al.</i> [22]	n.i.	n.i. [132]		6.5	5 (n.i.)	10	Micromixeurs
	Yoo <i>et al.</i> [51]	n.i.	n.i. [500]		n.i.	1.05 (eau)	2	Laboratoires sur puces
	Jun <i>et al.</i> [52]	72	3.5 [n.i.]		1.5	1.74 (eau)	n.i.	Distribution de médicaments
	Knight et House [53]	n.i.	n.i. [n.i.]		n.i.	n.i.	n.i.	Micropompe implantable
	Jeong <i>et al.</i> [54]	n.i.	20 [n.i.]		≈ 3	0.36 (eau)	2	Distribution de médicaments
	Yang et Liao [55]	1584	5 [n.i.]		0.4	9.18 (eau)	1.5	n.i.
Pneumatique	Meng <i>et al.</i> [25]	n.i.	(6.9 kPa) n.i. [n.i.]		5.9	13 (eau)	5	n.i.
	Inman <i>et al.</i> [26]	n.i.	(40 kPa) n.i. [n.i.]		24	5000 (eau)	85	Applications biologiques cellulaires
	Ni <i>et al.</i> [14]	n.i.	(60 kPa) n.i. [n.i.]		25	41 (eau dé-ionisé)	2	Laboratoires sur puces
	Huang <i>et al.</i> [28]	≈ 300	(172 kPa) 12 [6000]		0.165	108 (eau)	10	Analyses biomédicales et chimiques
	Wang et Lee [27]	n.i.	(137 kPa) n.i. [n.i.]		0.130	7 (eau)	13	n.i.
	Yang <i>et al.</i> [24]	n.i.	(137 kPa) n.i. [n.i.]		9	54000 (eau)	90	Mesure de pH
	Zengerle <i>et al.</i> [29]	98	200 [n.i.]		29	160 (eau)	300	Analyses chimiques
	Bourouina [30]	5x5 mm^2	10 [n.i.]		n.i.	0.001-0.01 (n.i.)	3	Distribution de médicaments
	Cabuz <i>et al.</i> [31]	52.5	160 [8]		20	30 (gaz)	30	Analyses biologiques et chimiques
	Machauf <i>et al.</i> [32]	5x5 mm^2	50 [n.i.]		n.i.	1 (eau distillée)	1830	n.i.
péristaltique	Teymoori et Sani [33]	28	23 [n.i.]		n.i.	9.1	50	Chimiothérapie
	Böhm <i>et al.</i> [34]	800	5 [500]		10	2100 (eau) 40 (air)	50 (eau) 400 (air)	n.i.
	Meng <i>et al.</i> [25]	n.i.	n.i.		2.1	4.5 (eau)	14	n.i.
	Santra <i>et al.</i> [56]	2450	n.i. [1900]		≈ 1.02	260 (air)	5	Laboratoires sur puces
	Pan <i>et al.</i> [35]	600 (1)	n.i. [500] (1)		3.6 (1)	1000 (eau) (1)	5 (1)	Analyses biologiques, distribution de médicaments, laboratoires sur puces
	Pan <i>et al.</i> [35]	2500 (2)	n.i. [13] (2)		7.5 (2)	800 (eau) (2)	5.9 (2)	Analyses biologiques, distribution de médicaments, laboratoires sur puces
	Yamahata <i>et al.</i> [37]	1980	n.i. [n.i.]		1.2	400 (eau)	12	Laboratoires sur puces
	Lee et Chen [57]	325	n.i. [1800]		n.i.	90 (eau)	240	Laboratoires sur puces

T Taille de la micropompe sans alimentation, U tension et P puissance délivrées à la micropompe (les valeurs entre parenthèses sont les pressions d'alimentation nécessaires à l'actionnement des micropompes pneumatiques), Pr pression générée (hauteur d'eau refoulée), Q Débit maximum, f fréquence optimale

n.i. caractéristique non indiquée, Actionnement (1) bobine planaire (2) Micromoteur avec arbre aimanté (cf § A.1.1.5)

1.3 Micropompes à cylindre excentré

Dans la catégorie des micropompes "mécaniques", certains microsystèmes tirent profit de la réduction des facteurs d'échelles. En effet, les paramètres tels que viscosité ou tension superficielle, par exemple, interviennent plus significativement à petite échelle. Il n'est pas donc rare que, de par leur géométrie, ces pompes puissent générer des déplacements de fluide de manière continue et non pulsée. C'est le cas par exemple des micropompes à cylindre excentré.

Lorsqu'un cylindre en rotation est placé de manière excentré dans un microcanal, la répartition inégale des efforts visqueux d'un côté et de l'autre du cylindre génère un écoulement net du fluide. C'est le principe utilisé par ces micropompes qui sont relativement compact, de par la simplicité du phénomène. Ces phénomènes nécessitent néanmoins un écoulement à très bas Reynolds, inférieur à 10.

Sen *et al.* [58] furent les premiers à mettre en pratique ce phénomène. Leurs expérimentations démontrèrent une évolution proportionnelle (de 10% environ) de la vitesse du fluide débité en fonction de la vitesse de rotation du cylindre. Par la suite, de nombreuses simulations ont été réalisées pour comprendre le phénomène ainsi que l'influence des paramètres mis en jeu (excentration, taille du cylindre et du microcanal entre autres). Sharatchandra *et al.* [59] ont par exemple trouvé une vitesse débitante maximale lorsque le cylindre en rotation entrait en contact avec une des parois du canal. Par la suite, Abdelgawad *et al.* [60], étudia lui aussi les paramètres influents de manière numérique. Il vérifie que ces micropompes débitent bien un fluide à une vitesse de l'ordre de 10% celle du cylindre avec une pression générée pouvant s'échelonner sur plusieurs ordres de grandeurs, de 0.1 à 1 kPa voire plus. Il détermine également l'établissement temporel jusqu'au régime stationnaire engendré par l'augmentation progressive de la vitesse de rotation du cylindre (figure 1.5). Les conditions aux limites imposées aux parois fixes sont des conditions de non-glissement.

Les performances de cette micropompe peuvent cependant être nettement améliorées par la mise en série ou en parallèle de plusieurs cylindres en rotation. C'est ce qui a été démontré par Abdelgawad *et al.* en 2005 [61]. La mise en série permet d'augmenter considérablement les pressions générées en les multipliant par ≈ 3 pour la version à trois cylindres mais sans changer fondamentalement le débit. Tandis qu'en plaçant deux cylindres en parallèles: l'un positionné au dessus de l'autre symétriquement par rapport au milieu du canal (figure 1.6), le débit, peut être augmenté par 3 avec une influence relative sur les pressions générées.

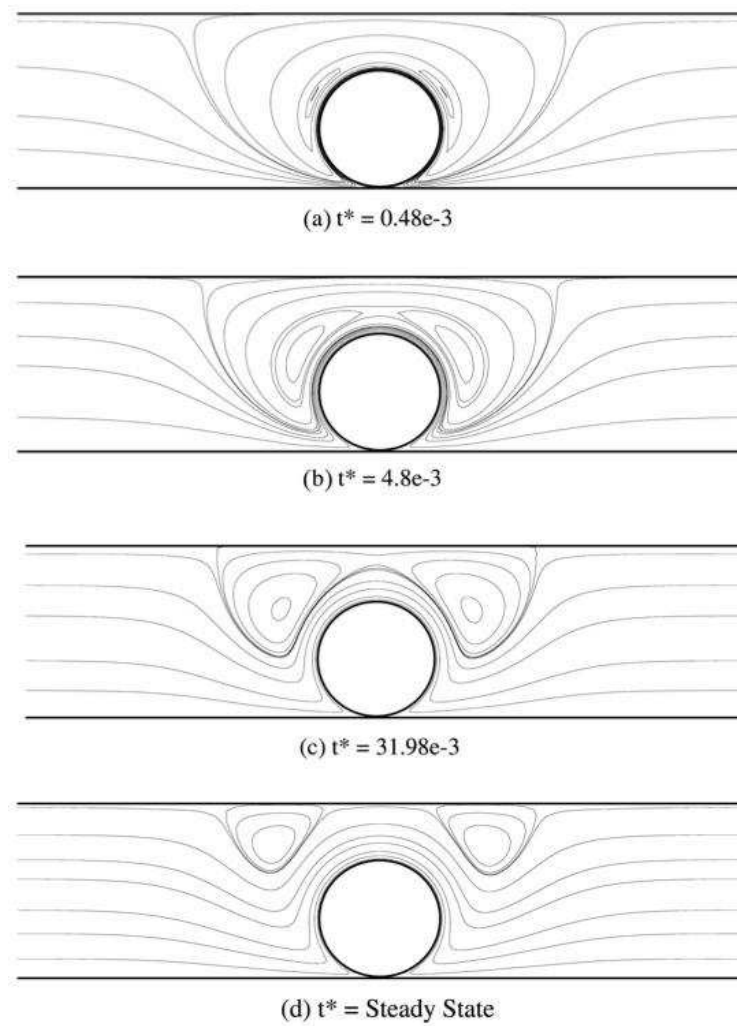


FIGURE 1.5 – Établissement temporel de l'écoulement générée par la rotation progressive du cylindre placé de manière excentré dans un canal (tiré de [60]).

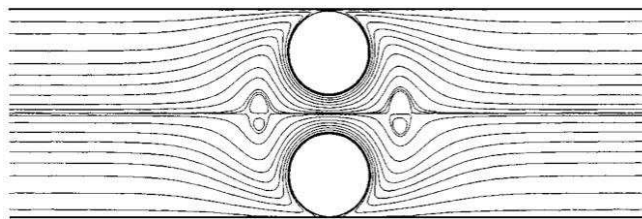


FIGURE 1.6 – Lignes de courants en régime permanent de l'étude numérique de Abdelgawad *et al.* [61], pour une configuration double rotors parallèles

Enfin, des études théoriques ont également été réalisées. Tout d'abord, Day et Stone [62] ont obtenu une solution analytique par la résolution des équations de lubrification du problème:

$$\begin{cases} \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} - \frac{\partial p}{\partial x} = 0 ; \frac{\partial p}{\partial y} = 0 \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} = 0 \end{cases} \quad (1.1)$$

Ces équations sont valables dans l'interstice paroi-cylindre lorsque sa taille est faible. Ajoutées au théorème de réciprocity appliqué à l'écoulement de Stokes, un système de quatre équations est obtenu, exprimé en fonction de quatre paramètres fluidiques: le débit q et la pression générée Δp de la pompe, la vitesse de rotation Ω et le couple L appliqués sur le cylindre et deux paramètres géométriques: l'excentricité η et la taille interstitielle δ . Plus précisément, ce sont les valeurs adimensionnées ($\Delta \hat{p}, \hat{\Omega} \dots$) qui sont données:

$$\begin{cases} (\eta^{5/2} + (1 - \eta)^{5/2}) \hat{L} - \frac{2(\eta^{1/2} + (1 - \eta)^{1/2})^2 (3\eta^2 - 3\eta + 1)}{\eta^{1/2} (1 - \eta)^{1/2}} \hat{\Omega} + 3(1 - 2\eta) \hat{q} = 0 \\ 3\hat{L} - \frac{6(\eta^{1/2} + (1 - \eta)^{1/2})}{\eta^{1/2} (1 - \eta)^{1/2}} \hat{\Omega} + 2(1 - 2\eta) \Delta \hat{p} = 0 \\ 9\hat{q} - 2(\eta^{5/2} + (1 - \eta)^{5/2}) \Delta \hat{p} - 6(1 - 2\eta) \hat{\Omega} = 0 \\ 9\hat{q} - 2(\eta^{1/2} + (1 - \eta)^{1/2}) (3\eta^2 - 3\eta + 1) \Delta \hat{p} - \frac{3(1 - 2\eta) \eta^{1/2} (1 - \eta)^{1/2}}{\eta^{1/2} + (1 - \eta)^{1/2}} = 0 \end{cases} \quad (1.2)$$

Le paramètre δ intervient dans l'adimensionnement. Ainsi posé, le système permet, par exemple, aux ingénieurs MEMS de déterminer la taille d'interstice optimale pour obtenir un débit maximal.

Par la suite, Matthews et Hill ([63] et [64]) complétèrent le modèle de lubrification en exprimant de manière explicite la valeur de certaines intégrales. Ils introduisirent une condition de glissement de Navier aux parois (cylindre compris) et considérèrent également le fonctionnement du système en tant que turbine (récupération d'énergie par la mise en rotation du cylindre par l'écoulement). Le débit et le taux de rotation relevés sont nettement supérieurs lorsque les conditions aux parois sont des conditions de glissement (l longueur de glissement, figure 1.7).

Une autre étude expérimentale démontrant la faisabilité de ces pompes a été accomplie par Blanchard *et al.* [65], avec une configuration légèrement différente et des cylindres de faibles épaisseurs, assimilés à des disques (figure. 1.8-a). Cette micropompe, également basée sur les effets visqueux débite un fluide à 1 et 2.1 mL/min, avec une pression générée de 0.643 et 1.19 kPa pour les configurations respectives à un et deux disques (figure. 1.8-b). Une étude numérique de Da Silva *et al.* [66] étudie différentes configurations de microcanaux. Ainsi, trois types de microcanaux sont étudiés, une configuration en forme de L (similaire à celle de

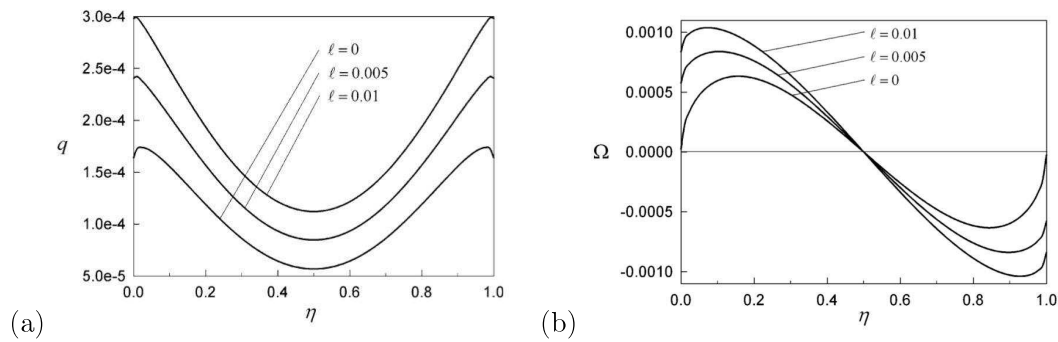


FIGURE 1.7 – Débit et taux de rotation en fonction de l'excentricité η pour différentes longueurs de glissement à la paroi l , $l = 0$ correspond à une condition d'adhérence à la paroi [63]. Toutes les grandeurs sont adimensionnées.

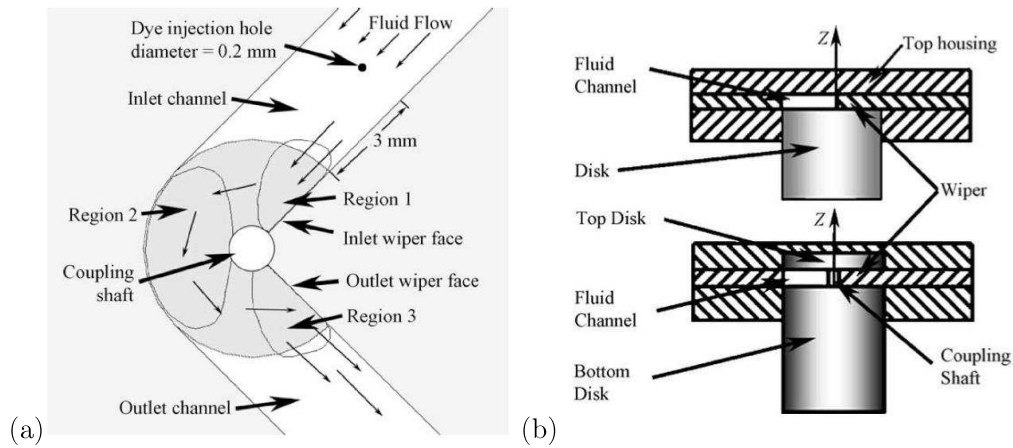


FIGURE 1.8 – Schéma de la micropompe à cylindre de Blanchard *et al.* [65], dans un microcanal coudé. (a) Vue de dessus, le cylindre tourne dans le sens trigonométrique. (b) Vue en coupe des configurations à simple et double cylindres.

Blanchard *al.* [65]) une en forme de U et un microcanal rectiligne. Les résultats démontrent de meilleures performances pour la configuration en L et U ainsi qu'une consommation moindre du moteur alimentant les cylindres en rotation.

1.4 Conclusion du chapitre

Les microtechnologies introduites dans les années 1980 ont rapidement permis l'essor de nouveaux microsystèmes telles que les micropompes. Le développement de ces dernières s'est alors effectué rapidement, permettant ainsi leur introduction quasi-instantanée dans de nombreux domaines (industrie, médical, biologie...).

Deux catégories principales sont couramment observées, les micropompes dites "énergétiques" (abordées en annexe A) où une énergie magnétique ou électrique est directement transféré au fluide puis convertie en déplacement. Les micropompes dites "mécaniques" où l'apport d'énergie extérieur est transféré au fluide par le déplacement d'une pièce mobile. Le choix d'une micropompe se fera donc d'abord sur cette classification et notamment sur les avantages et inconvénients propres à chaque concepts (difficultés de fabrication des micropompes "mécaniques", utilisation d'un fluide aux caractéristiques contraignantes pour les micropompes "énergétiques"...). Ces paramètres influents seront définies par le cahier des charges imposés (débit/pression générés, encombrement maximum, énergies disponibles...).

Les micropompes mécaniques sont largement utilisées notamment en actionnant une membrane par diverses méthodes (piézoélectrique, électromagnétique...) qui comprime et détend alternativement le fluide présent dans une chambre primaire. Autrement, la rotation d'un cylindre excentré dans un canal permet également de générer une différence de pression entre l'entrée et la sortie. C'est alors la différence entre les efforts visqueux dus au cisaillement d'un coté et de l'autre du cylindre qui entraîne le fluide en mouvement.

De nombreuses solutions ont été apportées afin de couvrir toutes les utilisations possibles mais laissent encore place au développement de nouveaux dispositifs. Nous allons donc nous intéresser, dans les chapitres suivants, au possibilités de générer un écoulement par le déplacement de parois. Tout d'abord, nous étudierons analytiquement et numériquement l'écoulement induit par la rotation d'un cylindre à proximité de parois mobiles en translations. Ensuite, une micropompe basée sur un concept novateur de génération d'écoulement par le mouvement alternatif d'une membrane d'élastomère sera développée, caractérisée et comparée à la littérature.

2. Etude analytique d'une micropompe rotative à cylindre excentré

2.1 Introduction

Il est intéressant de constater que la technologie des micropompe rotatives reste peu exploitée malgré son potentiel en terme de performances pures. En effet, les pressions générées peuvent être importantes et les débits continus, non pulsés. Les deux prochains chapitres seront donc axés sur une meilleure compréhension d'une partie de ces micropompes. On rappelle qu'un cylindre en rotation, placé de manière excentré dans un microcanal, génère un écoulement continu. Ce principe de déplacement est basé sur la répartition inégale des efforts visqueux d'un coté et de l'autre du cylindre. L'écoulement est donc souvent bas Reynolds voire très bas Reynolds (< 10), afin d'accentuer ces effets dû à la viscosité du fluide considéré ($Re = \frac{\rho DU}{\nu}$, ρ masse volumique du fluide considéré, D taille caractéristique, U Vitesse caractéristique, ν viscosité cinématique du fluide). Plusieurs études expérimentales utilisant ce principe ont été réalisées ([58], [65]). Des simulations numériques se sont également intéressées à ce phénomène ([61], [64], [66]...). Tous ces travaux permettent globalement d'appréhender les effets des paramètres importants ainsi que d'améliorer les performances de ces micropompes.

Dans ce chapitre, nous mènerons une étude analytique permettant d'obtenir une solution exacte dans le cas simplifié d'un cylindre en rotation près d'une paroi mobile. Autrement dit, nous considérons qu'une des deux parois est suffisamment éloigné pour ne pas avoir d'influence sur l'écoulement engendré par la rotation du cylindre.

La littérature existante sur le sujet est divisée en deux approches. D'un coté, Jeffery [67] a utilisé les coordonnées bipolaires pour résoudre analytiquement l'équation de Stokes 2D pour différentes configurations impliquant des cylindres. Les solutions sont obtenues sous la forme d'un développement en séries, fini seulement dans quelques rares cas. En général, la condition imposée par la vitesse finie à l'infini n'est pas respectée, ce qui limite l'étude au cas de deux cylindres concentriques ou excentrés l'un par rapport à l'autre. Par la suite, cette étude a été complétée par divers auteurs dont Wakiya [68] et Jeffrey et Onishi [69]. Leurs conclusions montrent que la traînée est nulle et que la portance ne dépend que de la vitesse de translation U . D'un autre coté, Schubert [70] a résolu analytiquement le même problème en considérant l'écoulement localement autour du point de contact O comme celui

de l'écoulement dans un coin anguleux, directement dans la lignée du travail de Moffatt [71].

Dans ce chapitre, divisé en trois parties, tous les cas de rotation et de translation sont envisagés dans le cas du problème plan d'un cylindre en rotation à proximité d'une paroi. Tout d'abord, le cas du contact parfait entre le cylindre et la paroi sera abordé en supposant le nombre de Reynolds nul (régime de Stokes). L'analyse des efforts montre alors que le contact est physiquement impossible sans l'existence d'un interstice entre le cylindre et la paroi. Les équations de lubrification seront alors résolues dans l'interstice. Un raccordement des équations interstitielles de Rayleigh avec l'écoulement extérieur est également traité. Enfin, une discussion sur les pressions générées par le mouvement des deux solides (rotation pour le cylindre et translation pour le plan) montrera l'apparition de phénomènes de cavitation, dans le cas des liquides. Une étude analytique sur le seuil de cavitation sera alors réalisée.

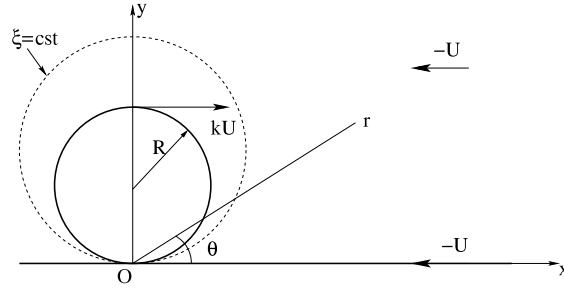


FIGURE 2.1 – Notations: r, θ sont les coordonnées polaires; R est le rayon du cylindre; $-U$ la vitesse amont ($U > 0$); k le ratio entre la vitesse de rotation du cylindre et U ; ξ coordonnée adimensionnée donnée par l'équation (2.24).

2.2 Cas du contact parfait

2.2.1 Introduction du problème

En l'absence de forces volumiques, les équations stationnaires de Navier-Stokes adimensionnées gouvernent le fluide. Elles s'écrivent:

$$\begin{cases} \nabla \mathbf{V} = 0 \\ \nabla \cdot (\mathbf{V}\mathbf{V} - \frac{1}{Re} \nabla \mathbf{V}) + \nabla p = 0 \end{cases} \quad (2.1)$$

où:

$$Re \equiv \frac{\rho R k U}{\nu} \quad (2.2)$$

Dans ce chapitre, nous considérerons le nombre de Reynolds suffisamment faible pour négliger les termes inertiels face aux termes visqueux. L'écoulement sera considéré comme 2D, de par la symétrie du problème (fig.2.1). Les équations de Stokes régissent donc l'écoulement du fluide.

Si l'on considère la fonction de courant ψ , ces équations se réduisent à l'équation biharmonique:

$$\Delta \Delta \psi = 0 \quad (2.3)$$

La géométrie cylindrique du problème est plus adaptée à une résolution de cette équation

en coordonnées polaires.

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \right)^2 \psi = 0 \quad (2.4)$$

Etant donné, la linéarité de cette équation, la superposition de deux solutions est également une solution. L'équation étant également homogène, la méthode de séparation des variables a été étudiée notamment par Moffatt ([71] et [72]) et Dean et Anderson [73] pour le cas de l'écoulement d'un fluide dans un coin anguleux. Pour le problème présenté ici, en localisant notre étude à proximité du point O, on retrouve un problème similaire. Ceci permet d'aborder le problème de manière identique. D'après les études des auteurs précités, la solution en coordonnées polaires est une combinaison de fonctions de la forme:

$$\psi(r, \theta) = \sum_i f_{\lambda_i}(\theta) r^{\lambda_i} \quad (2.5)$$

où λ_i peut être complexe.

On obtient alors pour le Laplacien:

$$\Delta \psi(r, \theta) = r^{\lambda-2} [f''_{\lambda}(\theta) + \lambda^2 f_{\lambda}(\theta)] \quad (2.6)$$

D'où:

$$\Delta \Delta \psi(r, \theta) = r^{\lambda-4} [f''''_{\lambda}(\theta) + [\lambda^2 + (\lambda - 2)^2] f''_{\lambda}(\theta) + \lambda^2 (\lambda - 2)^2 f_{\lambda}(\theta)] \quad (2.7)$$

L'équation 2.3 se résume donc à:

$$f''''_{\lambda}(\theta) + [\lambda^2 + (\lambda - 2)^2] f''_{\lambda}(\theta) + \lambda^2 (\lambda - 2)^2 f_{\lambda}(\theta) = 0 \quad (2.8)$$

Cette équation différentielle, linéaire, homogène, du quatrième ordre a donc pour équation caractéristique:

$$[m^2 + (\lambda - 2)^2][m^2 + \lambda^2] = 0 \quad (2.9)$$

En général, la forme des fonctions $f_{\lambda_i}(\theta)$ est donc:

$$f_{\lambda_i}(\theta) = A_{\lambda_i} \cos \lambda_i \theta + B_{\lambda_i} \sin \lambda_i \theta + C_{\lambda_i} \cos (\lambda_i - 2)\theta + D_{\lambda_i} \sin (\lambda_i - 2)\theta \quad (2.10)$$

Avec quatre constantes arbitraires: A_{λ_i} , B_{λ_i} , C_{λ_i} et D_{λ_i} , pouvant être complexes. Finalement:

$$\boxed{\psi(r, \theta) = [A_{\lambda_i} \cos \lambda_i \theta + B_{\lambda_i} \sin \lambda_i \theta + C_{\lambda_i} \cos (\lambda_i - 2)\theta + D_{\lambda_i} \sin (\lambda_i - 2)\theta] r^{\lambda_i}} \quad (2.11)$$

Excepté dans trois cas pathologiques, $\lambda_i = 0, 1, 2$ où la fonction $f(\theta)$ est respectivement donnée par (cf. équation 2.8):

$$\begin{cases} f_0''''(\theta) + 4f_0''(\theta) = 0 \\ f_1''''(\theta) + 2f_1''(\theta) + f_1(\theta) = 0 \\ f_2''''(\theta) + 4f_2''(\theta) = 0 \end{cases} \quad (2.12)$$

La valeur de la fonction $f(\theta)$ pour ces cas particuliers est donc:

$$\begin{cases} f_0(\theta) = A_0 \cos 2\theta + B_0 \sin 2\theta + C_0 \theta + D_0 \\ f_1(\theta) = A_1 \cos 2\theta + B_1 \sin 2\theta + C_1 \theta \cos \theta + D_1 \theta \sin \theta \\ f_2(\theta) = A_2 \cos 2\theta + B_2 \sin 2\theta + C_2 \theta + D_2 \end{cases} \quad (2.13)$$

2.2.2 Définition de la fonction de courant

Rappelons tout d'abord que le fluide occupe le domaine $r \geq 2R \sin \theta$ (cf. fig.2.1). En coordonnées polaires, la vitesse s'exprime par:

$$\begin{cases} u = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \\ v = -\frac{\partial \psi}{\partial r} \end{cases} \quad (2.14)$$

Ce qui nous permet de définir les conditions aux limites:

$$\text{Pour } \theta = 0: \begin{cases} \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} = -U \\ \frac{\partial \psi}{\partial r} = 0 \end{cases} \quad \text{et } r = 2R \sin \theta: \begin{cases} \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} = -U k \cos \theta \\ \frac{\partial \psi}{\partial r} = U k \sin \theta \end{cases} \quad (2.15)$$

Avec les conditions à l'infini:

$$\text{Lorsque } r \rightarrow \infty: \begin{cases} \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} = -U \cos \theta \\ \frac{\partial \psi}{\partial r} = -U \sin \theta \end{cases} \quad (2.16)$$

Si l'on compare le problème présenté ici avec le cas de l'écoulement en coin anguleux ([71], [72] et [73]), au voisinage de O, les valeurs prises par θ sont toujours petites. Les valeurs négatives de λ ne peuvent donc être écartées. Cependant, les conditions à l'infini

limitent les valeurs positives prises par λ à 1 (d'après la puissance de r dans la définition de ψ , eq.2.11). De plus, supposons les valeurs de ψ comme étant nulles sur les parois (cylindre et mur). Il s'ensuit, que la fonction de courant est donc de la forme: $\psi = F(r, \theta)(r - 2R \sin \theta)$ avec $F(r, \theta) = 0$ lorsque $\theta = 0$.

La condition $\frac{\partial \psi}{\partial r} = 0$ pour $\theta = 0$ s'écrit simplement $\frac{\partial F}{\partial r}(r - 2R \sin 0) + F = 0$. On en déduit une forme possible de $F = \frac{F_1(\theta)}{r} + F_0(\theta)$ avec $F_1(0)$ et $F_0(0)$ nulles. D'où :

$$\psi = -2\frac{R}{r}F_1(\theta) \sin \theta + F_1(\theta) - 2R \sin \theta F_0(\theta) + rF_0(\theta) \quad (2.17)$$

Si l'on se réfère à l'équation 2.5, cela revient à considérer les cas $\lambda = -1, 0, 1$. Par identification avec les fonctions définies précédemment, on obtient:

$$\begin{cases} f_{-1}(\theta) = -2RF_1(\theta) \sin \theta \\ f_0(\theta) = F_1(\theta) - 2R \sin \theta F_0(\theta) \\ f_1(\theta) = F_0(\theta) \end{cases} \quad \text{avec: } F_1(0) = F_0(0) = 0 \quad (2.18)$$

Cela nous permet d'obtenir facilement par identification (cf. eq.2.13): $C_0 = C_1 = D_1 = 0$ ainsi que: $A_0 + D_0 = F_1(0)$ et :

$$\begin{aligned} 4RB_0 - 3RB_0 \cos \theta - RB_0 \cos 3\theta - 3R[A_0 - RB_1] \sin \theta + R \sin 3\theta [A_0 - RB_1] \\ = A_{-1} \cos \theta - B_{-1} \sin \theta + C_{-1} \cos 3\theta - D_{-1} \sin 3\theta \end{aligned}$$

Cela nous donne: $B_0 = A_{-1} = C_{-1} = 0$, $B_{-1} = 3R[A_0 - RB_1]$ and $D_{-1} = R[RB_1 - A_0]$. Finalement le système se réduit donc à:

$$\begin{cases} f_{-1} = 4R[A_0 - RB_1] \sin^3 \theta \\ f_0 = A_0 \cos 2\theta - A_0 \\ f_1 = B_1 \sin \theta \end{cases} \quad (2.19)$$

Et, pour la fonction de courant:

$$\psi = \frac{\sin \theta}{r} [r^2 B_1 - 2A_0 \sin \theta r + 4R(A_0 - RB_1) \sin^2 \theta] \quad (2.20)$$

Il ne reste donc plus qu'à identifier ces constantes par l'intermédiaire des autres conditions aux limites (cf. eq.2.15) pour obtenir la solution finale: $B_1 = -U$ et $A_0 = -(2+k)UR$.

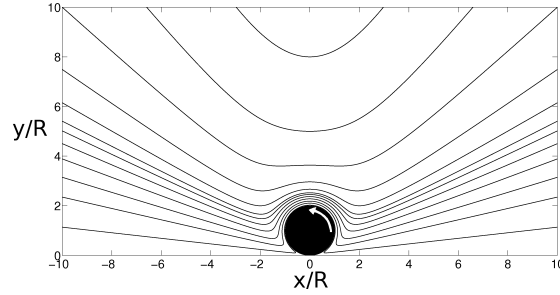


FIGURE 2.2 – Lignes de courants dans le cas d'un cylindre en rotation près d'un plan fixe.

D'où:

$$\psi = -\frac{U \sin \theta}{r} (r - 2R \sin \theta) [r - 2(1 + k)R \sin \theta] \quad (2.21)$$

Les composantes de la vitesse sont donc:

$$\begin{cases} u = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} = -U \cos \theta \left[1 - 4(2 + k) \frac{R \sin \theta}{r} + 12(k + 1) \frac{R^2 \sin^2 \theta}{r^2} \right] \\ v = -\frac{\partial \psi}{\partial r} = U \sin \theta \left[1 - 4(k + 1) \frac{R^2 \sin^2 \theta}{r^2} \right] \end{cases} \quad (2.22)$$

Il est alors intéressant de séparer les effets dus à la translation de la paroi de ceux dus à la rotation du cylindre. Pour cela, appelons: $V = kU = \frac{\Omega}{R}$, vitesse de rotation du cylindre. On obtient alors:

$$\psi = -\frac{U \sin \theta}{r} (r - 2R \sin \theta)^2 + \frac{2RV \sin^2 \theta}{r} (r - 2R \sin \theta) \quad (2.23)$$

Le cas $U = 0$ correspond à celui d'un cylindre en rotation sur un plan fixe. Cette solution a été obtenue par Schubert [70] sous la forme: $\psi = 2RV \frac{y^2}{r^2} [1 - 2R \frac{y}{r^2}]$ avec $y = r \sin \theta$. Les lignes de courant jamais encore tracées sont affichées sur la figure 2.2. L'influence sur l'écoulement moyen est important. En effet, le cylindre a tendance à entrainer le fluide vers sa surface. On peut d'ailleurs relever le débit global généré par la rotation du cylindre: $Q_s = 2RV$ étant donné que $0 \leq \psi \leq 2RV$, en utilisant l'équation 2.23 pour le cas $U = 0$. Ce cas représente un cas limite de la micropompe de Sen *et al.* [58], pour un cylindre en rotation sur la paroi et ayant un rayon petit devant les dimensions du canal.

Le cas $V = 0$ (équivalent à $k = 0$ dans notre cas) correspond au cas où le cylindre glisse sans tourner sur un plan mobile, se déplaçant à la vitesse U . Schubert a également trouvé une solution analytique à ce problème sous la forme: $\psi = -Uy \left[1 - \frac{Ry}{r^2} \right]^2$. Les lignes de

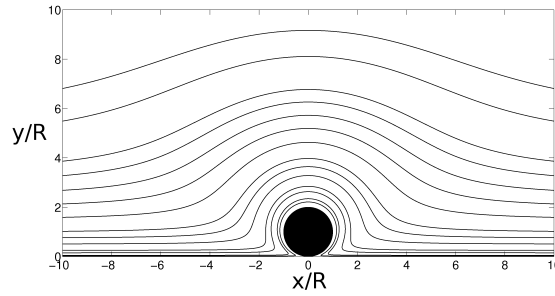


FIGURE 2.3 – Lignes de courants dans le cas d'un cylindre glissant sur un plan en translation (cas $k = 0$).

courant sont affichées sur la figure 2.3.

Par la méthode de superposition des écoulements, il apparaît alors que la fonction de courant ψ obtenu ici est également la somme des deux écoulements de Schubert.

On peut également retrouver l'écoulement présenté par Bhattacharyya [74] pour $k = 1$, $U = R = 1$. Pour cela, un développement asymptotique de la fonction de courant autour de O (point de contact) est nécessaire également. Dans ce cas, $\sin \theta \approx y/x$ et $r \approx x$, on obtient alors: $\psi_O \approx U(4R^2(k+1)\frac{y^3}{x^4} - 2R(k+2)\frac{y^2}{x^2} + y) \approx 8\frac{y^3}{x^4} - 6\frac{y^2}{x^2} + y$. Enfin, il est également intéressant de réaliser le changement de variable:

$$\xi = \frac{r}{2R \sin \theta} \quad (2.24)$$

Ainsi, les courbes $\xi = cste$ sont des cercles de diamètre $2\xi R$, tangents en O au cercle et à la droite, représentant respectivement le cylindre et la paroi. Il est également intéressant de noter que la courbe $\xi = 1$ représente le cylindre et donc que l'écoulement se passe dans la zone $\xi \geq 1$. On peut alors adimensionner les équations avec les variables ξ et θ :

$$\bar{\psi} = \frac{\psi}{UR} = -2 \frac{\sin^2 \theta}{\xi} [\xi - 1][\xi - (k+1)] \quad (2.25)$$

$$\begin{cases} \bar{u} = \frac{u}{U} = -\cos \theta \left[1 - \frac{2(k+2)}{\xi} + \frac{3(k+1)}{\xi^2} \right] \\ \bar{v} = \frac{v}{U} = \sin \theta \left[1 - \frac{k+1}{\xi^2} \right] \end{cases} \quad (2.26)$$

2.2.3 Description de l'écoulement

Il est intéressant de s'attarder sur quelques cas particuliers de la fonction de courant. Pour cela, on pourra consulter le tracé des lignes de courants pour $k = 2, 1, -1, -2$ sur la

figure 2.8. Une structure tourbillonnaire apparaît pour les cas $k > 0$ et enveloppe le cylindre, empêchant ainsi toute possibilité pour le fluide à l'extérieur de cette structure d'entrer en contact avec le cylindre. Plus le ratio k entre la vitesse de rotation du cylindre et celle de translation de la paroi est important, plus cette structure est étendue. Quand k devient négatif (rotation régressive), cette structure disparaît. Les lignes de courant affichées ici, peuvent être comparées de manière qualitative à celles publiées dans les travaux de Ballal et Rivlin [75] et de Finn et Cox [76] dans le cas de l'écoulement entre deux cylindres non concentriques.

Une meilleure compréhension de l'écoulement passe forcément par la détermination des points d'arrêts, donnés par $\bar{u} = 0$ et $\bar{v} = 0$. En se référant à l'équation 2.26-a ($\bar{u} = 0$), on obtient alors $\xi = \pm\sqrt{k+1}$ et l'équation 2.26-b ($\bar{v} = 0$) nous donne $\xi = (k+2)\pm\sqrt{k^2+k+1}$. L'égalité des deux solutions obtenues n'est possible que pour $k = 0, -1$. Lorsque $k = -1$, $\xi = 0$. Cette solution n'a cependant pas de sens physique pour le problème présenté ici. Lorsque $k = 0$, $\xi = 1$, la surface décrite représente le cylindre. Ceci fait simplement apparaître le cas où le cylindre est une surface de points d'arrêt lorsqu'il est fixe dans le référentiel choisi (condition d'adhérence à la paroi).

Une autre conclusion peut également être tirée en ce qui concerne les points d'arrêts. On peut, en effet, également annuler \bar{v} pour $\theta = 0$ ou $\theta = \pi$. Dans ce cas, pour que $\bar{u} = 0$, il suffit que $1 - \frac{2(k+2)}{\xi} + \frac{3(k+1)}{\xi^2} = 0$. En sachant que $\xi = \frac{r}{2R\sin\theta}$, on en déduit que la seule possibilité est que r tende également vers 0. On retrouve alors le point O , point de contact entre le cylindre et la paroi mobile.

Enfin, de manière réciproque, si $\bar{u} = 0$ pour $\theta = \pi/2$, alors $\bar{v} = 0$ si $\xi = \pm\sqrt{k+1}$, ce qui est valable uniquement pour $k \geq -1$. On obtient $y = 2R\sqrt{k+1}$. Ce point est situé dans l'écoulement si $k \geq 0$, il s'agit en fait du point "T" présent sur la figure 2.8.

Les lignes de courant définies par $\psi = 0$ présentent également une structure particulière de l'écoulement dans les cas $k > 0$. Le cas $\psi = 0$ donne $\xi = k+1$, si l'on regarde la définition de la fonction de courant (équation 2.25). En revenant aux variables dimensionnées, on obtient alors $2(k+1)R = \frac{r}{\sin\theta}$, ce qui représente un cercle de rayon $2(k+1)R$, centré sur l'axe des ordonnées Oy et tangent à l'axe des abscisses Ox . Entre ce cercle et le cylindre, représenté par $\xi = 1$, les lignes de courant sont des boucles fermées décrivant une structure vorticielle ayant pour centre topologique T . Il est alors intéressant de noter que l'écoulement externe ne peut venir en contact avec le cylindre, enveloppé par cette structure vorticielle.

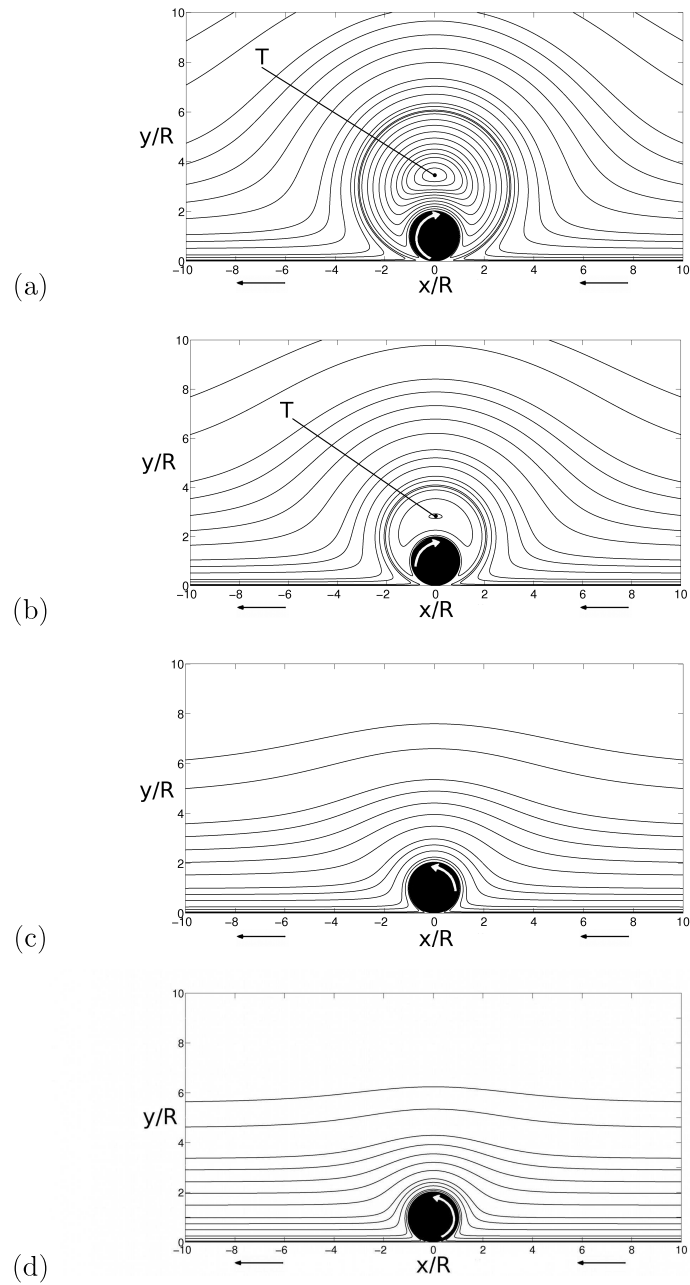


FIGURE 2.4 – Lignes de courants pour les cas: (a) $k = 2$, (b) $k = 1$, (c) $k = -1$ et (d) $k = -2$, la structure vorticielle est présente sur tous les cas $k > 0$, le cas $k = 0$ a déjà été discuté, quand k devient négatif (rotation régressive), cette structure disparaît.

2.2.4 Efforts et pressions exercés par le fluide

Connaissant les vitesses axiales et longitudinales, il est aisé de remonter aux champs de pressions donné par $\nabla p = \mu \Delta \mathbf{V}$, avec $\mathbf{V} = (u, v)$ champ de vitesses. En coordonnées polaires:

$$\begin{cases} \frac{\partial p}{\partial r} = \mu \left[\Delta u + \frac{2}{r^2} \frac{\partial v}{\partial \theta} - \frac{u}{r^2} \right] \\ \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \theta} = \mu \left[\Delta v - \frac{2}{r^2} \frac{\partial u}{\partial \theta} - \frac{v}{r^2} \right] \end{cases} \quad (2.27)$$

On trouve, après intégration:

$$\begin{cases} p = 8\mu U \cos \theta \frac{R}{r^2} \left[(k+2) \sin \theta + (k+1) \frac{R}{r} - 4(k+1) \sin^2 \theta \frac{R}{r} \right] + f(\theta) \\ p = 8\mu U \cos \theta \frac{R}{r^2} \left[(k+2) \sin \theta + (k+1) \frac{R}{r} - 4(k+1) \sin^2 \theta \frac{R}{r} \right] + g(r) \end{cases} \quad (2.28)$$

On choisit donc $f(\theta) = g(r) = cste = p_\infty$. La répartition de pression sur le cylindre ($r = 2R \sin \theta$) s'écrit donc:

$$p_c = \mu \frac{\cos \theta}{\sin^3 \theta} \frac{U}{R} \left[(k+1) - 2k \sin^2 \theta \right] + p_\infty. \quad (2.29)$$

On en déduit que $p_c \rightarrow \infty$ lorsque $\theta \rightarrow 0$ et $p_c \rightarrow -\infty$ lorsque $\theta \rightarrow \pi$. Autrement dit, la pression atteint des valeurs non physiques à proximité du point de contact. Ces valeurs sont également atteintes sur la paroi mobile ($\theta = 0$) où la pression s'écrit:

$$p_w = \frac{8\mu U R^2 (k+1)}{x^3} + p_\infty. \quad (2.30)$$

Et de l'autre coté de la paroi ($\theta = \pi$), on vérifie que $p \rightarrow -\infty$ lorsque $x \rightarrow 0$. La pression de référence de l'écoulement lointain p_∞ ne prend évidemment jamais des valeurs infinies. Dans des conditions réelles, des phénomènes physiques, tels que des effets de compressibilité pour les gaz ou de cavitation pour le liquides, viennent atténuer ces valeurs. La compressibilité de l'air à l'avant d'une roue de formule 1 étudiée par Chauveau [77] est un exemple des phénomènes observés pour les gaz. Pour les liquides, les phénomènes de cavitation ont largement été étudiés par Taylor [78], Savage [79] et Coyle, Macosko et Scriven [80]. On pourra notamment s'attarder sur les travaux expérimentaux réalisés par Seddon et Mullin [81] où la présence de bulles de cavitation a été relevée dans le cas de la rotation d'un cylindre en proche paroi en régime de Stokes.

Il est également intéressant de s'intéresser aux efforts appliqués sur le cylindre afin de vérifier s'il existe une compensation exercée par la viscosité. Pour cela, calculons le tenseur

des contraintes visqueuses donnés par $\sigma_{\text{visc}} = 2\mu\mathbf{D}$ avec \mathbf{D} tenseur taux de déformation:

$$\mathbf{D} = \begin{pmatrix} \frac{\partial u}{\partial r} & \frac{1}{2}\left(\frac{1}{r}\frac{\partial u}{\partial\theta} + \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r}\right) \\ \frac{1}{2}\left(\frac{1}{r}\frac{\partial u}{\partial\theta} + \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r}\right) & \frac{1}{r}\frac{\partial v}{\partial\theta} + \frac{u}{r} \end{pmatrix} \quad (2.31)$$

Ce qui donne:

$$\sigma_{\text{visc}} = 4\mu U \frac{R}{r^2} \left[(2+k) - 6(k+1) \frac{R}{r} \sin\theta \right] \begin{pmatrix} -\sin 2\theta & \cos 2\theta \\ \cos 2\theta & \sin 2\theta \end{pmatrix} \quad (2.32)$$

Sur le cylindre ($r = 2R \sin\theta$):

$$\sigma_{\text{visc}}^c = \frac{\mu U (2k+1)}{R \sin^2\theta} \begin{pmatrix} \sin 2\theta & -\cos 2\theta \\ -\cos 2\theta & -\sin 2\theta \end{pmatrix} \quad (2.33)$$

Ce qui nous permet par projection sur les axes du repère cartésien d'obtenir:

$$\begin{cases} \mathbf{T}_{\mathbf{x} \text{ visc}} = \mathbf{i} \cdot \sigma_{\text{visc}}^c \mathbf{n} = \frac{\mu U (2k+1)}{R \sin^2\theta} \cos 2\theta \\ \mathbf{T}_{\mathbf{y} \text{ visc}} = \mathbf{j} \cdot \sigma_{\text{visc}}^c \mathbf{n} = \frac{\mu U (2k+1)}{R \sin^2\theta} \sin 2\theta \end{cases} \quad (2.34)$$

Avec \mathbf{i} , \mathbf{j} et \mathbf{n} respectivement projections des vecteurs unitaires du repère polaire et de la normale à la surface du cylindre dans le repère cartésien suivant \mathbf{x} et \mathbf{y} :

$$\mathbf{i} = \begin{pmatrix} \cos\theta \\ -\sin\theta \end{pmatrix} \quad \mathbf{j} = \begin{pmatrix} \sin\theta \\ \cos\theta \end{pmatrix} \quad \mathbf{n} = \begin{pmatrix} \sin\theta \\ -\cos\theta \end{pmatrix} \quad (2.35)$$

Le changement de variable $\theta \rightarrow \pi - \theta$ démontre l'antisymétrie de $\mathbf{T}_{\mathbf{y} \text{ visc}}$. La portance visqueuse ($\mathbf{F}_{\mathbf{y} \text{ visc}} = 2R \int_0^\pi \mathbf{T}_{\mathbf{y} \text{ visc}} d\theta$) est donc nulle. La traînée visqueuse ($\mathbf{F}_{\mathbf{x} \text{ visc}} = 2R \int_0^\pi \mathbf{T}_{\mathbf{x} \text{ visc}} d\theta$) est, quant à elle, infinie.

De même, pour les efforts exercés par la pression sur le cylindre:

$$\begin{cases} \mathbf{T}_{\mathbf{x} \text{ p}} = -(p_c + p_\infty) \mathbf{n} \cdot \mathbf{i} = -(p_c + p_\infty) \sin 2\theta \\ \mathbf{T}_{\mathbf{y} \text{ p}} = -(p_c + p_\infty) \mathbf{n} \cdot \mathbf{j} = +(p_c + p_\infty) \cos 2\theta \end{cases} \quad (2.36)$$

La portance de pression ($\mathbf{F}_{\mathbf{y} \text{ p}} = 2R \int_0^\pi \mathbf{T}_{\mathbf{y} \text{ p}} d\theta$) est nulle par antisymétrie $\theta \rightarrow \pi - \theta$. La traînée de pression ($\mathbf{F}_{\mathbf{x} \text{ p}} = 2R \int_0^\pi \mathbf{T}_{\mathbf{x} \text{ p}} d\theta$) est infinie.

Il est cependant intéressant de comparer les effets visqueux aux effets de pressions, notam-

ment pour la trainée totale:

$$\mathbf{D}_c = \int_0^\pi T_x - (p_c - p_\infty) \sin 2\theta (2R d\theta) \mathbf{i} = -2\mu U \int_0^\pi \frac{d\theta}{\sin^2 \theta} \mathbf{i} \quad (2.37)$$

Cette intégrale, indépendante du régime de rotation k , diverge vers $-\infty$, sauf dans le cas $U = 0$ où elle est nulle. Cela signifie également que les effets de trainée dus à la pression sont prédominants face à ceux engendrés par la viscosité. La trainée totale est nulle et converge en valeur principale de Cauchy:

$$\lim_{\epsilon \rightarrow 0} \int_\epsilon^{\pi-\epsilon} \mu \frac{\cos \theta}{\sin^3 \theta} \frac{U}{R} [(k+1) - 2k \sin^2 \theta] \cos 2\theta (2R) d\theta = 0 \quad (2.38)$$

Le moment appliqué sur le cylindre par le fluide au centre du cylindre O' fait également apparaître l'intégrale:

$$\mathcal{M}_{c/O'} = 2(2k+1)\mu UR \int_0^\pi \frac{d\theta}{\sin^2 \theta} \quad (2.39)$$

La seule quantité finie est le moment au point de contact O des efforts visqueux:

$$\mathcal{M}_{w/O} = \int_0^\pi (2R \sin \theta) \frac{(2k+1)\mu U}{R \sin^2 \theta} \sin \theta (2R) d\theta = 4\pi(2k+1)\mu UR \quad (2.40)$$

Sur la paroi mobile ($\theta = 0$ and π), le tenseur des contraintes visqueuses s'écrit:

$$\sigma_{\mathbf{w}}^{\mathbf{w}} = \frac{4\mu UR(2+k)}{x^2} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.41)$$

Ce tenseur symétrique, fait apparaître uniquement du cisaillement pur. On en déduit la trainée totale et le moment au point de contact:

$$\mathbf{D}_w = \int_{-\infty}^{\infty} T_w dx \mathbf{i} = 4U\mu(k+2)R \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{x^2} dx \mathbf{i} \quad (2.42)$$

$$\mathcal{M}_{w/O} = - \int_{-\infty}^{\infty} xp_w dx = -8\mu U(k+1)R^2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{x^2} dx \quad (2.43)$$

Le changement de variable $x/R = \tan \theta$ permet de faire une synthèse des expressions trouvées:

$$\mathbf{D}_c = -2\mu UI \mathbf{i}; \quad \mathcal{M}_{c/O'} = 2(2k+1)\mu URI \quad (2.44)$$

$$\mathbf{D}_w = 4U\mu(k+2)I \mathbf{i}; \quad \mathcal{M}_{w/O} = -8\mu U(k+1)RI \quad (2.45)$$

Avec $I = R \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dx}{x^2} = \int_0^{\pi} \frac{d\theta}{\sin^2 \theta}$. Ainsi, il est intéressant de noter que la plupart des efforts sont infinis, exceptés la portance totale qui est nulle. De plus, l'équilibre des efforts implique l'ajout d'efforts au point de contact O :

$$\mathbf{D}_O = -(\mathbf{D}_c + \mathbf{D}_w) = -2(2k + 3)\mu UI \mathbf{i}; \quad \mathcal{M}_O = 4(k + 1)\mu URI \quad (2.46)$$

Par ailleurs, il reste à ajouter le fait que la présence de phénomènes de cavitation ou de compressibilité viendra modifier ces valeurs de trainées et de portance. On notera en effet que l'apparition d'une bulle de cavitation, par exemple, dissymétrise l'écoulement. La portance totale ne converge donc plus en valeur principale de Cauchy. Cette portance infinie entraînera la création d'un écoulement interstitiel entre le cylindre et la paroi qui peut être abordé par les équations de lubrification.

2.3 Écoulement interstitiel entre le cylindre et le plan

2.3.1 Equations de lubrifications

L'approche de cet écoulement interstitiel a déjà été abordé par Jeffery [67] en coordonnées bipolaires et dans le cadre de l'approximation de Stokes. Cependant, l'approche par les équations de lubrification permet d'étendre ce résultat à des nombres de Reynolds plus élevés. En effet, cette approximation est valable tant que $Re h^2/R^2 \ll 1$ avec h hauteur caractéristique de l'interstice. De plus, le champ de pression est ici déterminé tandis qu'il n'est explicité que de manière formelle avec une somme infinie de coefficients indéterminés dans l'article de Jeffery. Cela nous permettra d'ailleurs d'étudier le seuil de cavitation dans le cas d'un liquide. L'approche par les équations de lubrification présente, par ailleurs, une généralisation du problème traité par Taylor [78] (cas de la cavitation d'un fluide dans un passage étroit). On peut également trouver certaines similarités avec le travail de Coyle *et al.* [80] concernant la rotation pro et contra rotatives de cylindres.

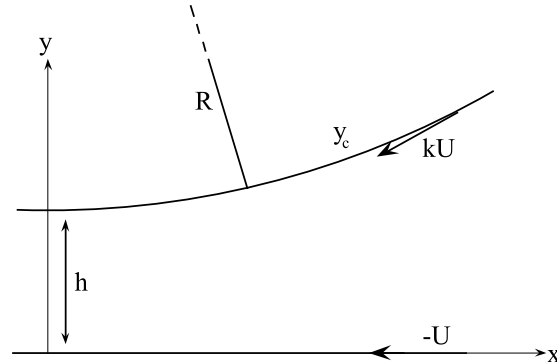


FIGURE 2.5 – Notations: $-U$ la vitesse amont ($U > 0$); k le ratio entre la vitesse de rotation du cylindre et U ; h hauteur interstitielle séparant le cylindre de la paroi.

Le problème traité ici, concerne l'écoulement d'un fluide dans un interstice séparant le cylindre et la paroi d'une hauteur h . Dans la base cartésienne, le cylindre est donc situé à $y_c = h + \frac{x^2}{2R}$ lorsque la paroi se situe à $y = 0$ (figure 2.5). Le vecteur vitesse projetés dans cette base a pour coordonnées (u_x, v_y) . Le problème se résume donc à l'équation de Rayleigh lorsque $x \ll R$:

$$\frac{1}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} = \frac{A(x)}{\mu} \quad (2.47)$$

Avec les conditions aux limites:

$$\begin{cases} u_x = -kU \text{ for } y = y_c \\ u_x = -U \text{ for } y = 0 \end{cases} \quad (2.48)$$

On en déduit alors par intégration:

$$u_x = \frac{A(x)}{2\mu} \left(y - \frac{x^2}{2R} - h \right) y + \frac{(1-k)Uy}{h + \frac{x^2}{2R}} - U \quad (2.49)$$

La seconde composante de vitesse (v_y) se déduit de l'équation de conservation de la masse:

$$v_y = - \int_0^y \frac{\partial u_x}{\partial x} d\hat{y}$$

Ce qui donne:

$$v_y = \left[\frac{(1-k)Ux}{2R(h + \frac{x^2}{2R})^2} + \frac{Ax}{4\mu R} - \frac{A'}{2\mu} \left(\frac{y}{3} - \frac{x^2}{4R} - \frac{h}{2} \right) \right] y^2 \quad (2.50)$$

En écrivant le débit massique dans l'interstice: $Q = \int_0^{y_c} u_x dy$, on obtient le gradient de pression:

$$A = - \frac{12\mu Q}{y_c^3} - \frac{6U(k+1)\mu}{y_c^2} \quad (2.51)$$

On obtient ainsi pour le champ de vitesses:

$$\begin{cases} \frac{u_x}{U} = -3Y^2(2q + k + 1) + 2Y(3q + k + 2) - 1 \\ \frac{v_y}{U} = \frac{Y^2x}{R}((6q + k + 2) - 2Y(3q + k + 1)) \end{cases} \quad (2.52)$$

Avec $Y = y/y_c$ et $q(x/R) = \frac{Q}{Uy_c}$. La fonction de courant s'obtient alors par intégration de ces équations en sachant que $dy = y_c dY + \frac{Yx}{R} dx$:

$$\boxed{\psi = Uy_c [-(2q + k + 1)Y^3 + (3q + k + 2)Y^2 - Y]} \quad (2.53)$$

Il est intéressant de vérifier la compatibilité des équations trouvées ici dans le cas de l'interstice avec celles trouvées précédemment pour le problème de Stokes.

Pour cela, projetons les composantes de vitesses obtenues dans le cas sans interstice (équation

tion 2.22) sur les axes x et y :

$$\begin{cases} \frac{u_x}{U} = -(3 \cos^2 \theta - \sin^2 \theta) \frac{1}{\xi^2} (k+1) + 2 \cos^2 \theta \frac{1}{\xi} (k+2) - 1 \\ \frac{v_y}{U} = 2 \sin \theta \cos \theta \left(\frac{1}{\xi} (k+2) - 2 \frac{1}{\xi^2} (k+1) \right) \end{cases} \quad (2.54)$$

De manière asymptotique, en sachant que $\theta \ll 1$ et $x \rightarrow \infty$, on obtient:

$$Y \approx \frac{1}{\xi} \approx \frac{2Ry}{x^2} \ll 1; \quad \sin \theta \approx \frac{y}{x}; \quad \cos \theta \approx 1 \quad (2.55)$$

Ce qui permet d'approximer les solutions de Stokes par:

$$\begin{cases} \frac{u_x}{U} = -3Y^2(k+1) + 2Y(k+2) - 1 \\ \frac{v_y}{U} = \frac{Y^2 x}{R} ((k+2) - 2Y(k+1)) \end{cases} \quad (2.56)$$

On retrouve alors les composantes de vitesses interstitielles lorsque $q \rightarrow 0$, ce qui est le cas quand $\frac{x^2}{2Rh} \gg 1$. Autrement dit, les écoulements sont identiques lorsque l'on se situe suffisamment loin de la zone du point de contact.

2.3.2 Détermination du champ de pression de l'écoulement

Afin de compléter le problème, il nous suffit de déterminer le gradient de pression avec les hypothèses définies (aucun phénomène de cavitation ou de compressibilité et validité des équations de Rayleigh). Le gradient de pression est alors une fonction paire de x et, par conséquence, $p - p_\infty$ est impaire. En $x = 0$, on a:

$$p(0) - p_\infty = \int_{-\infty}^0 A dx = 0 \quad (2.57)$$

En introduisant les notations:

$$q^* = \frac{Q}{Uh}; \quad Z = \frac{q}{q^*} = \frac{h}{y_c} = \left(1 + \frac{x^2}{2Rh}\right)^{-1}; \quad |x| = \sqrt{2Rh} \sqrt{\frac{1-Z}{Z}} \quad (2.58)$$

De la définition de q et y_c , on obtient:

$$dx = -\text{sgn}(x) \sqrt{\frac{Rh}{2}} \frac{\sqrt{Z}}{Z^2 \sqrt{1-Z}} dZ; \quad \text{and } A = -\frac{12\mu U}{h^2} Z^2 \left(q^* Z + \frac{k+1}{2}\right) \quad (2.59)$$

Dans l'équation précédente:

$$\int_0^1 \frac{q^* Z^{3/2} + \frac{k+1}{2} Z^{1/2}}{\sqrt{1-Z}} dZ = 0 \quad (2.60)$$

D'où:

$$q^* = -\frac{k+1}{2} \frac{\int_0^1 \frac{Z^{1/2}}{\sqrt{1-Z}} dZ}{\int_0^1 \frac{q^* Z^{3/2}}{\sqrt{1-Z}} dZ} = -\frac{k+1}{2} \frac{\pi/2}{3\pi/8} = -\frac{2}{3}(k+1) \quad (2.61)$$

En reprenant l'équation pour obtenir la pression, cela donne:

$$p - p_\infty = \operatorname{sgn}(x) \frac{12\mu U}{h^2} \sqrt{\frac{Rh}{2}} (k+1) \int_0^Z \frac{\sqrt{z}(-2z/3 + 1/2)}{\sqrt{1-z}} dz \quad (2.62)$$

Après intégration et changement de variables (retour aux valeurs initiales):

$$p - p_\infty = \frac{2\mu U(k+1)}{h^2} \frac{x}{(1 + \frac{x^2}{2Rh})^2}. \quad (2.63)$$

On vérifie également que la pression obtenue ici est identique à la pression exercée sur le mur lorsque le cylindre est en rotation sur la paroi (équation 2.30), lorsque $\frac{x^2}{2Rh} \gg 1$. La distance $\sqrt{2Rh}$ est en fait une distance caractéristique de l'interstice dans la direction x . De plus, c'est également la valeur qui annule la dérivée du gradient de pression A' . D'un point de vue physique, dans le cas du contact parfait entre le cylindre et la paroi, au plus on se rapproche du point O de contact, au plus les valeurs du gradient de pression ne cessent d'augmenter et sont d'ailleurs maximales pour ce point. Dès lors qu'un interstice est présent, ces valeurs ne croient plus à partir d'une certaine distance à cause de l'écoulement passant sous le cylindre (que l'on peut considérer comme une fuite). Cette distance x_A' peut donc être considérer comme une longueur caractéristique d'influence de l'interstice. Il est intéressant de noter également que cette distance n'est pas fonction de k . Enfin, ce résultat est également applicable aux haut nombres de Reynolds, tant que l'approximation de Rayleigh est valable. Ceci est donc valide tant que le nombre de Reynolds "local" basé sur la taille de l'interstice et non sur le rayon du cylindre (écoulement global) est faible (ce qui implique h faible). On pourra donc, par exemple, appliquer ce résultat au problème traité par Stewart *et al.* [82] qui s'intéresse numériquement à la formation du sillage pour la configuration présentée ici.

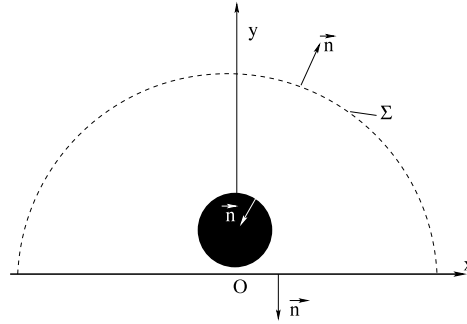


FIGURE 2.6 – Domaine d'intégration pour les efforts et le moment. La surface Σ est un cylindre centré sur O avec un rayon tendant vers l'infini.

2.3.3 Efforts s'exerçant sur le cylindre en régime de Stokes

Afin de pouvoir déterminer les moments et efforts s'exerçant sur le cylindre, le domaine d'intégration doit être modifié (figure 2.6). Cela permet dès lors d'avancer que les efforts et moments s'exerçant sur le cylindre sont seulement équilibrés par ceux exercés sur le mur. De plus, l'antisymétrie de la pression permet de conclure qu'aucune composante de portance ne s'exerce sur le cylindre tant que l'écoulement est non cavitant. La composante de traînée est donc la seule force permettant de compenser les efforts visqueux s'exerçant sur la paroi. Etant donné que les solutions de Stokes et de lubrification sont identiques loin de l'interstice, la traînée totale s'écrit simplement:

$$\begin{aligned}
 \mathbf{D} &= - \int_{-\infty}^{\infty} \mu \frac{\partial u_x}{\partial y} \Big|_{y=0} \mathbf{i} dx \\
 &= 2\mu U \sqrt{\frac{2R}{h}} \left(k \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dX}{(1+X^2)^2} - (k+2) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{X^2 dX}{(1+X^2)^2} \right) \mathbf{i} \\
 &= 2\mu U \sqrt{\frac{2R}{h}} \left(k \left[H + \frac{1}{2} \arctan x \right]_{-\infty}^{\infty} - (k+2) \left[-H + \frac{1}{2} \arctan x \right]_{-\infty}^{\infty} \right) \mathbf{i}
 \end{aligned} \tag{2.64}$$

Avec $X = x/\sqrt{2Rh}$ et $H = \frac{1}{2} \frac{x}{1+x^2}$. Finalement, on obtient:

$$\mathbf{D} = -2\pi\mu U \sqrt{\frac{2R}{h}} \mathbf{i} \tag{2.65}$$

On remarque alors que la traînée ne dépend pas de k . Cela s'explique par le fait que les deux intégrales sont égales malgré leurs origines différentes. En effet, en sachant que

$x^2/2Rh \gg 1$, le terme sous intégrale peut s'écrire:

$$\mu \left. \frac{\partial u_x}{\partial y} \right|_{y=0} \approx -\frac{8\mu UR^2}{x^4} \left(kh - (k+2)\frac{x^2}{2R} \right) \quad (2.66)$$

Ceci nous permet de conclure que le premier terme est dû à la présence de l'interstice. En effet, lorsque la distance depuis l'interstice augmente (lorsque x croît), le premier terme devient alors négligeable devant le second. Le second terme de l'intégrale est donc la contribution du reste du mur. Dans le cas du contact parfait, la seule possibilité pour évaluer le rôle du point de contact dans la traînée globale était déduit de l'équilibre globale des efforts. Il est ainsi désormais possible de comparer les équations (2.45 et 2.65) afin de déterminer une valeur de I qui peut donc être remplacée par $\frac{\pi}{4}\sqrt{\frac{2R}{h}}$. La force totale appliquée au point O sur le mur est donc $\mathbf{F}_{Ow} = -\pi\mu U k \sqrt{2R/h} \mathbf{i}$. Ce modèle nous permet également de définir la force exercée par le point O sur le cylindre $\mathbf{F}_{Oc} = -(3\pi/2)\mu U \sqrt{2R/h} \mathbf{i}$ afin d'obtenir la traînée totale calculée ici (équation 2.65). Il est alors intéressant de noter que la part de la traînée générée par la rotation du cylindre (hors interstice) est $\mathbf{D}_c = -(\pi/2)\mu U \sqrt{2R/h} \mathbf{i}$ et n'équivaut qu'au quart de la traînée totale \mathbf{D} .

En se référant au modèle du contact parfait, il est possible de calculer le moment appliqué par le cylindre au point O qui est seulement équilibré par le moment exercé par la pression appliquée le long de la paroi:

$$\begin{aligned} \mathbf{M}_{/O} &= \int_{-\infty}^{\infty} p_w x \, dx \, \mathbf{k} \\ &= 4\mu U (k+1) R \sqrt{\frac{2R}{h}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{X^2}{(1+X^2)^2} \, dX \, \mathbf{k} \\ &= 4\mu U (k+1) R \sqrt{\frac{2R}{h}} \left[-H + \frac{1}{2} \arctan x \right]_{-\infty}^{\infty} \mathbf{k} \end{aligned} \quad (2.67)$$

On obtient finalement :

$$\mathbf{M}_{/O} = 2\pi\mu U (k+1) R \sqrt{\frac{2R}{h}} \mathbf{k}. \quad (2.68)$$

En appliquant la même substitution $I = \frac{\pi}{4}\sqrt{\frac{2R}{h}}$ dans les équations obtenues dans le cas du contact parfait, nous retrouvons alors, au point O , exactement le moment opposé $\mathcal{M}_{w/O}$ défini précédemment (équation 2.45). Il est également possible de déterminer le couple \mathcal{M}_O (équation 2.46) appliqué sur le point O $\mathcal{M}_O = \pi\mu U (k+1) R \sqrt{\frac{2R}{h}}$. Ce couple représente exactement la moitié du couple total appliqué sur le cylindre. Par ailleurs, on

peut déterminer le couple au point O' , centre du cylindre par la relation de transport du moment:

$$\mathbf{M}_{/O'} = 2\pi\mu U k R \sqrt{\frac{2R}{h}} \mathbf{k} = 2\pi\mu \Omega R^2 \sqrt{\frac{2R}{h}} \mathbf{k}. \quad (2.69)$$

Il est alors intéressant de constater que le moment exercé sur le cylindre n'est dû qu'à la rotation du cylindre et la traînée qu'à la translation. Ces résultats sont d'ailleurs à mettre en corrélation avec ceux de Wakiya [68] et de Jeffrey et Onishi [69]. La traînée obtenue par Wakiya est néanmoins incorrecte car proportionnelle à $(\frac{2R}{h})^{3/2}$ contrairement à celle calculée ici. Jeffrey et Onishi ont quant à eux des résultats identiques aux nôtres mais limités aux cas $k = 0$ et $k = 1$.

Lorsqu'un écoulement interstitiel existe, il est désormais possible de calculer les contributions respectives des effets visqueux et de pression sur la traînée et sur le moment. Un calcul exact nécessite un raccordement exact entre la solution de Stokes et celle obtenue dans le cas de la théorie de lubrification. En approximant la projection de la normale au cylindre sur l'axe \mathbf{x} par x/R , on peut déterminer la traînée des efforts de pression sur la partie dite "basse" du cylindre (où les équations de lubrifications sont applicables) par:

$$\begin{aligned} \mathbf{D}_{pb} &= D_{pb} \cdot \mathbf{i} = - \int_{-\infty}^{\infty} (p - p_{\infty}) \frac{x}{R} dx \mathbf{i} \\ &= - \frac{2\mu U (k+1)}{h^2 R} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{x^2}{(1 + \frac{x^2}{2Rh})^2} dx \mathbf{i} \\ &= -2\pi\mu U (k+1) \sqrt{\frac{2R}{h}} \mathbf{i} \end{aligned} \quad (2.70)$$

Cette traînée ne prend évidemment pas en compte la partie "haute" du cylindre que l'on ne peut trouver qu'en raccordant les deux écoulements déjà évoqués. Une approximation à l'ordre $0(\sqrt{h/R})$ peut cependant être donnée par l'équilibre des moments exercés en O . Le moment des efforts de pression en O' , centre du cylindre, étant nul, le transport de moment des efforts de pressions en O donne donc simplement $\mathbf{M}_{p/O} = (D_{pb} + D_{ph})(R+h) \mathbf{k}$. L'équilibre des moments s'écrit donc:

$$\mathbf{M}_{/O} - \mathbf{M}_{p/O} - \mathbf{M}_{v/O} = 0 \quad (2.71)$$

En sachant que la valeur du couple causé par les efforts visqueux tend vers $\mathcal{M}_{v/O} = 4\pi\mu U (2k+1)R$ (équation 2.40) lorsque h tend vers 0. Cela nous permet donc d'écrire:

$$\mathbf{M}_{/O} - \mathbf{M}_{p/O} - \mathcal{M}_{v/O} \mathbf{k} = 0(\sqrt{h/R}) \quad (2.72)$$

On en déduit alors que $D_{p_h} = -4\pi\mu U(2k+1)$, ce qui nous permet d'écrire finalement:

$$\begin{cases} \mathbf{D}_p = - \left(2\pi\mu U(k+1)\sqrt{\frac{2R}{h}} + 4\pi\mu U(2k+1) + 0(\sqrt{h/R}) \right) \mathbf{i} \\ \mathbf{D}_v = \left(2\pi\mu U k \sqrt{\frac{2R}{h}} - 4\pi\mu U(2k+1) + 0(\sqrt{h/R}) \right) \mathbf{i} \\ \mathbf{M}_{p/O} = \left(2\pi\mu U(k+1)(R+h)\sqrt{\frac{2R}{h}} - 4\pi\mu U(2k+1)R + 0(\sqrt{h/R}) \right) \mathbf{k} \\ \mathbf{M}_{v/O} = \left(4\pi\mu U(2k+1)R + 0(\sqrt{h/R}) \right) \mathbf{k} \end{cases} \quad (2.73)$$

2.3.4 Description de l'écoulement

Rappelons que les solutions obtenues dans l'interstice sont:

$$\bar{\Psi} = \frac{\Psi}{Uh} = \frac{(k+1)}{3} \left(1 - \frac{3x^2}{2Rh} \right) \frac{y^3}{y_c^3} - \left(k - \frac{(k+2)x^2}{2Rh} \right) \frac{y^2}{y_c^2} - \frac{y}{h} \quad (2.74a)$$

$$\frac{u_x}{U} = (k+1) \left(1 - \frac{3x^2}{2Rh} \right) \frac{hy^2}{y_c^3} - 2 \left(k - \frac{(k+2)x^2}{2Rh} \right) \frac{y}{y_c} - 1 \quad (2.74b)$$

$$\frac{v_y}{U} = \frac{xy^2}{Ry_c^2} \left(2(k+1)\frac{y}{y_c} - (3k+2) \right) \quad (2.74c)$$

$$p = \frac{2\mu U(k+1)}{h^2} \frac{x}{\left(1 + \frac{x^2}{2Rh}\right)^2}. \quad (2.74d)$$

$$\text{and } Q = -\frac{2}{3}(k+1)Uh \quad (2.74e)$$

Comme mentionné précédemment, le débit dans l'interstice Q ne dépend pas des propriétés du fluide. De même, la position des extrema de pression correspondant à $q_a = -(k+1)/2$ et localisés en $x_A = \pm\sqrt{\frac{2}{3}Rh}$ ne dépendent que de la géométrie de l'écoulement. Un changement dans les conditions de l'écoulement (rotation (k), translation (U) par exemple) ne vient modifier que leur valeur. Le gradient de pression en $x = 0$ est $A_0 = \frac{2(k+1)\mu U}{h^2}$ et la valeur maximum de la pression est:

$$p_M = \frac{3\sqrt{3}|k+1|\mu U}{4\sqrt{2}} \sqrt{\frac{R}{h}} \quad (2.75)$$

Cette pression est répartie de manière symétrique par rapport à l'axe $x = 0$, avec une valeur maximum atteinte en $x = x_A$

Une bonne description de l'écoulement nécessite une définition de la localisation des points d'arrêts. Commençons pour cela par identifier la courbe C_u où $u_x = 0$. De l'équation

2.56, on obtient:

$$Y = \frac{(3q + k + 2) \pm \sqrt{9q^2 + 6q(k + 1) + k^2 + k + 1}}{3(2q + k + 1)} \quad (2.76)$$

Cette fonction à deux branches est réelle si $9q^2 + 6q(k + 1) + k^2 + k + 1 > 0$. Pour $k > 0$, le point de jonction de ces branches est défini par $q_u = -\frac{k+1}{3} + \frac{\sqrt{k}}{3}$. Etant donné que $q^* < q_u < 0$, il est intéressant de constater que pour $k > 0$, ces points sont positionnés de manière symétrique en $x = x_u = \pm \sqrt{2(\frac{q^*}{q_u} - 1)Rh}$. S'il existe donc des points d'arrêts sur cette courbe, des conditions sur l'équation $v_y = 0$ s'impose: $x \neq 0$ et $0 < Y < 1$. Ce qui permet d'écrire:

$$Y = \frac{6q + k + 2}{2(3q + k + 1)}. \quad (2.77)$$

La solution physique des équations (2.76) et (2.77) est la racine de l'équation:

$$(18q^2 + 12q(k + 1) + (k + 1)(k + 2))^2 = 4(3q + k + 1)^2(9q^2 + 6q(k + 1) + k^2 + k + 1) \quad (2.78)$$

Avec les conditions $0 < Y < 1$ et $q_u < q < 0$, on trouve finalement la solution:

$$q_{st} = -\frac{k + 1}{3} + \frac{1}{6}\sqrt{8 + 2k + 2k^2 - 4\sqrt{(k - 1)^2 + k^2 + 3}} \quad (2.79)$$

Il est désormais possible d'obtenir le débit interstitiel. En effet, $\Psi = \Psi_{st}$ correspond à la ligne de courant qui sépare l'écoulement du fluide entraîné par le cylindre et passant dans l'interstice de celui qui vient contourner le cylindre. (Pour une meilleure vision de l'écoulement, on pourra se référer à la figure 3.5 du chapitre suivant). En reprenant la définition de la fonction de courant 2.74a, la valeur de Ψ_{st} , pour $x \rightarrow \infty$, $q \rightarrow 0$ et $y/y_c \rightarrow 0$, est égale au ratio $-y_\infty/h$ où y_∞ est l'épaisseur de fluide entraînée par la paroi et passant dans l'interstice.

$$\frac{y_\infty}{h} = -\Psi_{st} = -\Psi(x_{st}, q_{st}, Y_{st}) \quad (2.80)$$

Pour $k \geq 0$, Y_{st} et q_{st} sont donnés respectivement par les deux équations précédentes 2.77 et 2.79. On obtient:

$$x_{st} = \sqrt{2Rh \left(\frac{q^*}{q_{st}} - 1 \right)} \quad (2.81)$$

Pour $k < 0$, $x_{st} = 0$, $q_{st} = q^*$ et Y_{st} est donné par

$$Y_{st} = \frac{k + \sqrt{k^2 + k + 1}}{k + 1} \quad (2.82)$$

k	0	0.25	0.5	1	2	3	4
$\frac{x_{st}}{\sqrt{2Rh}}$	± 1	± 1.531	± 1.673	± 1.732	± 1.712	± 1.732	± 1.774
Y_{st}	1	0.751	0.6479	1/2	0.321	0.25	0.228
$\frac{y_\infty}{h}$	2/3	0.742	0.74	2/3	0.518	0.417	0.339
$\frac{\Psi_{st}}{q^*}$	1	0.891	0.74	1/2	0.259	0.156	0.102

TABLEAU 2.1 – Rotation $k > 0$. Ligne 1: abscisses des points d'arrêts; ligne 2: ordonnées de ces points; ligne 3: épaisseur de film de fluide entrant dans l'interstice; ligne 4: ratio de débit de fluide entraîné par la paroi rapporté au débit total dans l'interstice

k	-3	-2	-1	-0.5
Y_{st}	0.177	0.268	1/2	0.732
$\frac{y_\infty}{h}$	0.087	0.131	1/4	0.339
$\frac{ \Psi_{st} }{ q^* - \Psi_{st} }$	0.061	0.164	1	6.1

TABLEAU 2.2 – Rotation $k < 0$. Ligne 1: ordonnées des points d'arrêts situés en $x_{st} = 0$; ligne 2: épaisseur de film de fluide entrant dans l'interstice; ligne 3: ratio des débits de fluide entraîné par la paroi et entraîné par le cylindre dans l'interstice

On pourra alors se référer aux tableaux suivants 2.1 et 2.2 pour les valeurs de ces paramètres en fonction de quelques k . Pour les cas $k \geq 0$, le premier tableau donne accès au ratio de débit entraîné par la paroi rapporté au débit total dans l'interstice $\frac{\Psi_{st}}{q^*}$, tandis que le second tableau donne accès au débit amont de fluide entraîné dans l'interstice rapporté au débit aval de fluide entraîné par le cylindre $\frac{|\Psi_{st}|}{|q^* - \Psi_{st}|}$.

2.3.5 Etude de la cavitation présente dans l'interstice

Au regard des pressions engendrées par la rotation du cylindre à proximité de la paroi mobile, il est certain, dans le cas d'un liquide, que des phénomènes de cavitation apparaissent. Pour rappel, cela a déjà été observé dans les travaux expérimentaux de Seddon et Mullin [81] dans le cas d'un cylindre en rotation en régime de Stokes. Il est alors courant d'utiliser les conditions de Reynolds qui sont:

$$A = \frac{dp}{dx} = 0 \text{ et } p = 0. \quad (2.83)$$

La tension superficielle de la bulle cavitante peut être négligée si $\frac{\gamma}{\mu U} \sqrt{\frac{h}{R}} \ll 1$ (Savage

k	-3	-2	-1	-0.5	0	1	2	3	4
$q_0^* (p_\infty = 0)$	1.225	0.6128	0	-0.306	-0.6128	-1.225	-1.8386	-2.452	-3.06
$q_M^* (p_\infty = p_M)$	1.333	0.667	0	-0.333	-0.667	-1.333	-2	-2.667	-3.333

TABLEAU 2.3 – Valeurs limites de $q^* = \frac{Q}{Uh}$ dans le cas où la cavitation est présente. Pour p_∞ croissante de 0 à p_M le débit de fluide dans l'interstice augmente également de q_0^*Uh (apparition de phénomènes de cavitation) jusqu'à la valeur maximum q_M^*Uh , à partir de laquelle la cavitation disparaît.

[79]), ce qui est le cas ici lorsque h est suffisamment petit. Il s'ensuit les conditions suivantes:

$$\begin{aligned}
 \text{Si } p_\infty < p_M &= \frac{3\sqrt{3}|k+1|\mu U}{4\sqrt{2}} \frac{\mu U}{h} \sqrt{\frac{R}{h}} \text{ La cavitation apparaît} \\
 \text{Si } p_\infty > p_M &= \frac{3\sqrt{3}|k+1|\mu U}{4\sqrt{2}} \frac{\mu U}{h} \sqrt{\frac{R}{h}} \text{ Pas de cavitation}
 \end{aligned} \tag{2.84}$$

Notons alors x_{cav} l'abscisse des points où la pression est minimum ($A = 0$). A ce point là, $q = -\frac{k+1}{2}$, ce qui revient à écrire avec les variables Z , $Z = Z_{cav} = (1 + \frac{x_{cav}^2}{2Rh})^{-1} = -\frac{k+1}{2q^*}$. Etant donné la symétrie de $A(x)$, il est plus facile de remplacer l'équation $p(x_{cav}) = 0$ avec la condition équivalente $p(0) = \frac{p(x_{max})}{2}$, ce qui donne:

$$\begin{aligned}
 sgn(x_{max}) \frac{12\mu U}{h^2} \sqrt{\frac{Rh}{2}} \int_0^{-\frac{k+1}{2q^*}} \frac{\sqrt{Z}(q^*Z + \frac{k+1}{2})}{\sqrt{1-Z}} dZ + p_\infty = \\
 2sgn(x_{max}) \frac{12\mu U}{h^2} \sqrt{\frac{Rh}{2}} \int_0^1 \frac{\sqrt{Z}(q^*Z + \frac{k+1}{2})}{\sqrt{1-Z}} dZ
 \end{aligned} \tag{2.85}$$

Ce qui s'écrit, après intégration, en sachant que $sgn(x_{max}) = -sgn(q^*)$:

$$\begin{aligned}
 \left(\frac{3q^*}{4} + \frac{k+1}{2} \right) \left(\arcsin \sqrt{-\frac{k+1}{2q^*}} - \pi - \sqrt{-\frac{k+1}{2q^*} \left(1 + \frac{k+1}{2q^*} \right)} \right) \\
 + \frac{k+1}{4} \sqrt{-\frac{k+1}{2q^*} \left(1 + \frac{k+1}{2q^*} \right)} - sgn(q^*) \frac{p_\infty h^2}{12\mu U} \sqrt{\frac{2}{Rh}} = 0
 \end{aligned} \tag{2.86}$$

En remplaçant $q^* = -\frac{2(k+1)}{3}$ on retrouve $p_\infty = p_M$ (2.75). Les solutions q^* de cette équation sont des fonctions monotones croissantes de p_∞ quelque soit k . Le tableau 2.3 donne les limites du domaine de cavitation $[q_0^*, q_M^*]$ en fonction de k (q_0^* correspond à $p_\infty = 0$ et $q_M^* = -\frac{2}{3}(k+1)$ to $p_\infty = p_M$). Les résultats sont antisymétriques par rapport à $k = -1$ étant donné le comportement identique de p_M . Les valeurs de q_m^* et q_0^* pour $k = 1$ ont également été obtenues par Taylor [78] d'une manière différente.

La position initiale des bulles de cavitation est déduite de $q = -(k+1)/2 = \frac{q^*}{(1+\frac{x_A^2}{2Rh})^2}$:

$$x_{cav} = \text{sgn}(q^*) \sqrt{-2\left(\frac{2q^*}{k+1} - 1\right)Rh} \quad (2.87)$$

Lorsqu'aucun phénomène de cavitation n'est présent dans l'interstice, cette expression correspond au point d'extrema de pression, comme escompté. La localisation des points d'apparition de la cavitation ne correspond pas à la position des points d'arrêts de l'écoulement. Lorsque $k \geq 0$, l'égalité entre ces deux positions $x_{cav} = x_{st}$ conduirait à $q_{st} = -\frac{k+1}{2}$, ce qui est impossible étant donné que $q_{st}(k) > -\frac{k+1}{2}$ (cf. figure 2.7). On a donc $-x_{st} < x_{cav} < 0$. Pour $k < 0$, la condition s'écrirait quant à elle $x_{st} = 0$ ce qui conduirait à $q^* = -(k+1)/2$. Cependant, étant donné que $-(k+1)/2$ n'appartient jamais au domaine défini par q_0^* et q_M^* excepté pour $k = -1$, la cavitation n'apparaît jamais aux points d'arrêts. Ceci permet donc de conclure qu'en aucun cas les bulles de cavitation bidimensionnelle ne seront stationnaires. L'écoulement devient donc tridimensionnel, comme le démontre le travail expérimental de Taylor [78] avec un fluide Newtonien et plus récemment Ouibrahim, Fruman et Gaudemer [83] avec en plus des fluides non Newtoniens. On retrouve également les résultats de Seddon et Mullin [81] lorsque le cylindre n'est pas contraint de se déplacer à une distance fixe de la paroi. En effet, la portance ainsi générée va déplacer périodiquement le cylindre et ainsi engendré un train de bulles de cavitation de manière périodique.

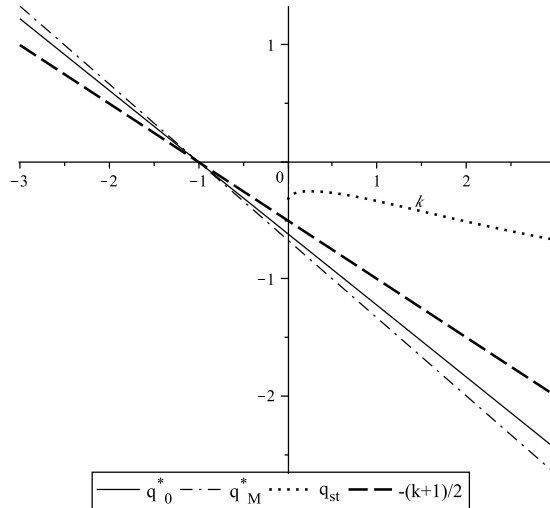


FIGURE 2.7 – Comparaison entre q_{st} et $q_A = -(k+1)/2$ pour $k > 0$ ainsi qu'entre q_A et q_0^* , q_M^* . Comme attendu, $q_{st} > q_A$ et q_A n'est jamais compris dans le domaine délimité par q_0^* et q_M^* .

A titre de rappel, pour $k < -1$, la cavitation apparaît en amont et pour $k > -1$ en aval de l'écoulement interstitiel. Le cas $k = -1$ est un cas particulier étant donné que la pression relative dans l'interstice est $p = p_\infty$, il n'y a donc pas de phénomène de cavitation localisé en un seul endroit de l'interstice. Cependant, dans tous les cas, la pression relative est obtenue par:

$$p(x) = \operatorname{sgn}(x) \frac{12\mu U}{h^2} \sqrt{\frac{Rh}{2}} \int_0^{(1+\frac{x^2}{2Rh})^{-1}} \frac{\sqrt{Z}(q^*Z + \frac{k+1}{2})}{\sqrt{1-Z}} dZ + p(0) \quad (2.88)$$

Où

$$p(0) = -\operatorname{sgn}(q^*) \frac{3\pi\mu U}{h^2} \sqrt{2Rh} \left(\frac{3}{4}q^* + \frac{k+1}{2} \right) + p_\infty \quad (2.89)$$

La figure 2.8 représente quelques exemples de répartitions des pressions relatives $p - p_\infty$ dans l'interstice, lorsque $q^* < 0$ (i.e. $-1 < k$). Le cas $p_\infty = p_M$ correspond à la pression lorsque l'écoulement est non cavitant (répartition antisymétrique). Le cas $p_\infty = 0$ représente le cas limite physique. Le domaine défini entre ces deux courbes représentent donc toutes les possibilités intermédiaires de répartition de la pression. la cavitation a pour conséquence une légère augmentation de la pression maximale relative de l'écoulement. De plus, la position des points de cavitation est toujours relativement proche de $-1/2\sqrt{2Rh}$. Pour tous les cas $k > -1$, elle varie de $-0.577\sqrt{2Rh}$ pour $p_\infty = p_M$ à approximativement $0.474\sqrt{2Rh}$ quand p_∞ diminue jusqu'à 0.

2.4 Conclusion

Le cas bi-dimensionnel d'un écoulement de Stokes autour d'un cylindre en rotation en contact avec une paroi a été résolu analytiquement pour tous les cas de translation et de rotation du cylindre. Une structure vorticelle cylindrique est présente autour du cylindre dans certains cas ($k > 0$). Les pressions, dans le cas du contact, atteignent des valeurs infinies opposées en amont et en aval du point de contact. Il n'y a donc aucune solution physique des équations de Navier-Stokes incompressibles. En effet, des phénomènes de cavitation ou de compressibilité doivent apparaître afin de limiter les valeurs de pressions. Ces phénomènes génèrent alors une portance infinie déconnectant le cylindre de la paroi. L'écoulement a ensuite été résolu dans le cadre des équations de lubrifications avec un interstice présent entre le cylindre et la paroi. Une description détaillée a été réalisée, permettant de localiser les points d'arrêts et l'épaisseur de fluide à l'infini passant sous le cylindre. De même, les efforts de traînée et de portance ainsi que les moments appliqués sur le cylindre et la paroi ont été déterminés. La séparation des contributions visqueuses de celles dues

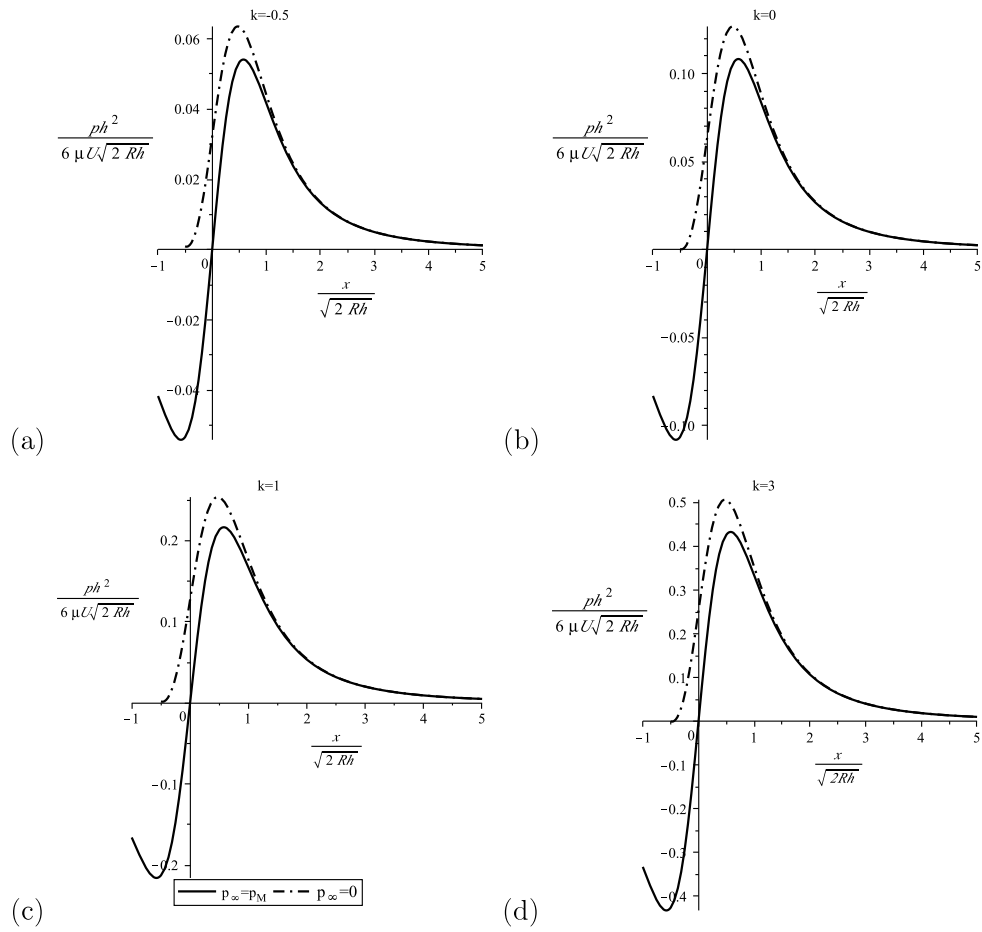


FIGURE 2.8 – Lignes de courants pour les cas: (a) $k = 2$, (b) $k = 1$, (c) $k = -1$ et (d) $k = -2$, la structure vorticelle est présente sur tous les cas $k > 0$, le cas $k = 0$ a déjà été discuté, quand k devient négatif (rotation régressive), cette structure disparaît.

à la pression a permis une meilleure compréhension du rôle respectifs de ces efforts sur le cylindre. Un modèle global de l'interstice a été déduit, ce qui permet de simplifier la modélisation du problème en traitant l'interstice comme un point de contact avec un débit non nul et avec des efforts et un couple s'appliquant sur la paroi et le cylindre. Enfin, les seuils des phénomènes de cavitation sont étudiés en fonction du régime de rotation k , ce qui permet de définir une localisation précise ainsi que le débit de fluide passant alors dans l'interstice. Il s'avère aussi que la position de la bulle de cavitation ne coïncide pas avec la position des points d'arrêts, ce qui rend le problème tri-dimensionnel.

3. Etude numérique d'une micropompe rotative à cylindre excentré

3.1 Introduction

L'étude analytique présentée au chapitre précédent établit les problèmes physiques générés par la rotation d'un cylindre à proximité d'un plan. A plus haut nombre de Reynolds, une étude numérique doit être réalisée afin d'examiner l'établissement du sillage en régime stationnaire. De plus, les simulations permettent de comparer le modèle de Stokes aux équations complètes de Navier-Stokes à bas Reynolds afin d'en définir les limites. Enfin, une étude sur l'influence de la taille de l'interstice peut être réalisée afin de vérifier les limites du modèle analytique défini par les équations de lubrification.

Il est également intéressant de comparer les résultats présentés ici avec les divers travaux effectués sur la micropompe de Sen *et al.* [58]. Ces travaux expérimentaux ont été accompagnés par de nombreuses simulations numériques. On pourra, par exemple, se référer aux travaux de Sharatchandra *et al.* [59] qui se sont intéressés aux paramètres caractéristiques de cette pompe afin d'obtenir un fonctionnement optimal. Les paramètres tels que l'excentration, la hauteur et la longueur du canal ainsi que l'influence du nombre de Reynolds ont été étudiés. DeCourtye *et al.* [84] ont par la suite quantifiés l'effet de la largeur du canal par des simulations 3D. Day et Stone [62] ont développé un modèle basé sur les équations de lubrification qui a été comparé à des simulations numériques des équations de Stokes. Les limites du modèle analytique ont ainsi été définies en fonction de la distance du cylindre à la paroi. Le comportement en régime transitoire de la micropompe a été étudié par Abdelgawad *et al.* [60] à partir d'un code développé en régime stationnaire et comparé aux simulations de Sharatchandra.

Abdelgawad *et al.* [61] se sont également intéressés par la suite à l'optimisation de la micropompe de Sen *et al.* en utilisant différentes configurations basés sur des études multitorotors à deux et trois cylindres. Cette étude révèle qu'une configuration à double rotor placés symétriquement par rapport au plan médian du canal permet d'obtenir la meilleure efficacité énergétique en fonctionnement ainsi que le meilleur débit. La configuration à triple rotor horizontaux génère quant à elle la plus importante différence de pression entre l'entrée et la sortie du canal. Récemment, Matthews et Hill [63, 64] se sont intéressés à la

modélisation analytique de la micropompe lorsque la distance cylindre-paroi devient petite et nécessite un changement des conditions d'adhérence en conditions de glissement, plus réalistes aux échelles micrométriques. Une amélioration des performances et de la consommation énergétique de la micropompe est constatée dans ces études.

Enfin, la forme du canal a été examinée numériquement par Da Silva *et al.* [66]. Les simulations démontrent des performances optimales pour un canal avec une forme en U (entrée et sortie disposée à 180°), une excentration nulle et une hauteur H de canal à choisir en fonction du débit et de la pression souhaités.

Dans ce chapitre, la simulation numérique sera confrontée au modèle analytique en fonction de différents paramètres. L'étude de l'influence du nombre de Reynolds jusqu'à $Re = 60$ permettra d'établir les limites de validité de la solution analytique et de prolonger l'étude jusqu'aux résultats donnés par Stewart *et al.* [82] ($500 > Re > 20$). L'effet de la taille de l'interstice sera également étudié pour donner les limites du modèle analytique et améliorer la compréhension de l'écoulement lorsque le cylindre est en rotation loin de la paroi. Les résultats permettront de quantifier la distance d'influence pertinente de la paroi en fonction de la vitesse de rotation du cylindre. Une deuxième paroi sera ensuite prise en compte afin d'introduire un nouveau concept de micropompe. La géométrie de cette micropompe aura un principe de fonctionnement innovant qui sera détaillé. La caractéristique principale de la micropompe (pression générée) sera discutée en fonction des paramètres géométriques.

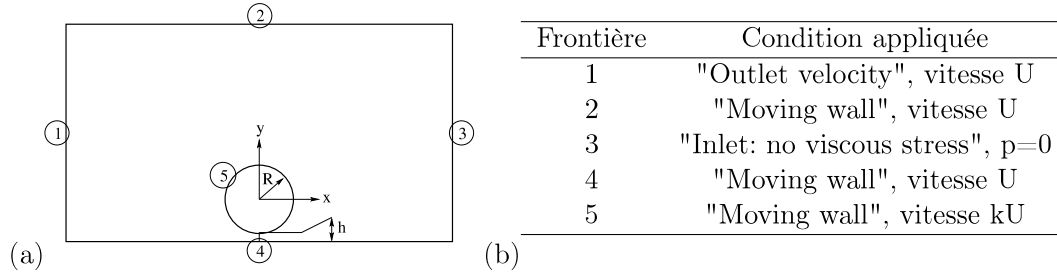


FIGURE 3.1 – Définition du domaine numérique (a) et des conditions aux frontières appliquées (b)

3.2 Cylindre en rotation à proximité d'une paroi

La géométrie étudiée dans cette partie est identique à celle du chapitre précédent (figure 2.1). Le domaine numérique doit cependant être fermé par des frontières, dont les conditions aux limites sont référencées sur la figure 3.1. Dans toutes les simulations, la pression de référence dans le domaine est définie nulle par la condition limite en entrée ($p_\infty = 0$). Les vitesses définies sur les parois supérieure et inférieure ainsi que sur le cylindre simulent une condition d'adhérence. La condition "Moving wall" appliquée sur la paroi supérieure évite les problèmes de maillage dans les coins anguleux. La condition sur la frontière d'entrée ($\mu(\nabla\mathbf{V} + (\nabla\mathbf{V})^T)\mathbf{n} = 0$, $p = 0$) permet également de laisser s'écouler le fluide librement.

Afin de résoudre numériquement le problème, les équations complètes de Navier-Stokes sont simulées en $2D$ par l'intermédiaire du code élément finis COMSOL. L'écoulement sera considéré comme laminaire, incompressible et stationnaire. Les équations le gouvernant sont donc simplement:

$$\begin{cases} \nabla\mathbf{V} = 0 \\ \nabla \cdot (\mathbf{V}\mathbf{V} - \frac{1}{Re}\nabla\mathbf{V}) + \nabla p = 0 \end{cases} \quad (3.1)$$

Avec $\mathbf{V} = (u, v)$ champ de vitesses et $Re \equiv \frac{\rho RU}{\nu}$ nombre de Reynolds basé sur la vitesse de l'écoulement amont U .

Des éléments de maillage de Lagrange de type P2-P1 sont utilisés afin de stabiliser la pression (éléments de Lagrange de second ordre pour la modélisation de la vitesse et linéaires pour la pression). Les éléments triangulaires ont été choisis pour leur meilleure adaptation dans les coins anguleux, notamment lorsque le cylindre est en rotation sur la paroi. Les solutions obtenues sont calculées par le module "Écoulement laminaire" et résolues par

Nb. d'éléments (Nb. d'éléments sur le cylindre)	p_{max}/p_{min} (Pa)	u_{max} (m/s)
758 (40)	470.85/-501.22	0.1014465
5691 (40)	443.9293/-445.8032	0.1015024
22400 (40)	445.71979/-445.91785	0.1014960
80728 (40)	445.38421/-445.26604	0.1014960
89600 (80)	445.32798/-445.51511	0.1014960
105848 (160)	445.87669/-445.79556	0.1014960

TABLEAU 3.1 – Convergence de la vitesse et de la pression en fonction du nombre d'éléments de maillage

le "PARDISO Solver", basé sur une méthode directe de Newton amortie. Le critère de convergence sur l'erreur relative est la norme euclidienne pondérée définie par:

$$\text{Erreur} = \left[\frac{1}{N} \sum_i \left(\frac{|E_i|}{W_i} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.2)$$

où N représente le nombre de degré de libertés. $\mathbf{E}_i = \mathbf{U}_i - \mathbf{U}_{i-1}$ est l'erreur estimée sur le vecteur \mathbf{U}_i et $W_i = \max(|\mathbf{U}_i|, \mathbf{S}_i)$ sont les coefficients de pondération. Le facteur \mathbf{S}_i est défini comme le produit d'une constante, ici 10^{-3} , par la moyenne de tous les \mathbf{U}_i , pour tous les degrés de libertés. Le facteur d'amortissement a été choisi initialement à 10^{-2} et le critère de convergence a été défini à 10^{-7} . Le cylindre est en rotation progressive, en fonction du temps, de $k = -4$ à $k = 4$. La discrétisation temporelle est basée sur une méthode implicite "Backward-Euler". Le pas de temps est fixé au maximum à 0.05 s, ce qui équivaut à une variation du taux de rotation k de 0.1. Le pas de temps initial a été défini après essais et vaut 10^{-5} s.

Les premières simulations sont calculées avec un cylindre fixe (condition de non glissement à la paroi). Le cylindre est placé à une distance $h/R = 1$ de la paroi et a un rayon fixe $R = 0.01$ m. La distance séparant les frontières du domaine et la paroi du cylindre sera notée d . Dans un premier temps, on a choisi $d/R = 100$, de sorte que les frontières (1), (2), (3) (figure 3.1) peuvent être considérées comme étant situées à l'infini. Ce choix sera justifié par la suite. Les résultats sur les pressions et vitesses en fonction du nombre d'éléments de maillage sont affichées dans le tableau 3.1. Le nombre minimum d'éléments de maillage autour du cylindre étant maintenu à 10 par quart soit 40 sur la totalité, afin d'obtenir une forme circulaire.

On remarque ainsi que la convergence est rapide que ce soit en vitesse dans l'écoulement moyen ou en pression sur le cylindre où sont localisés les maxima de pression

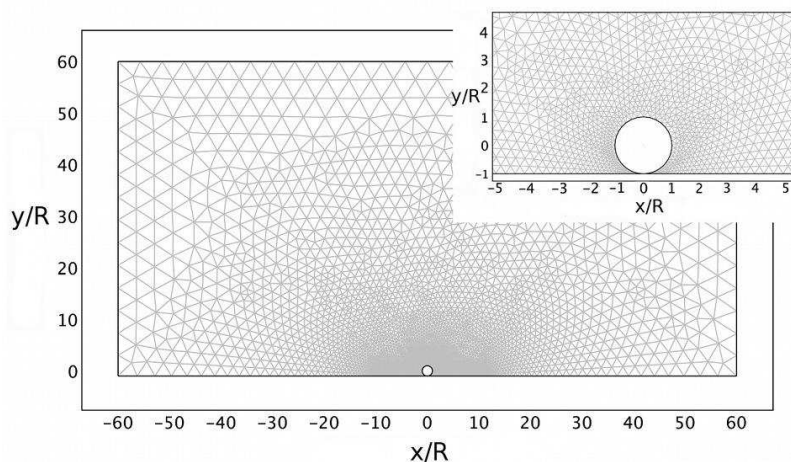


FIGURE 3.2 – Exemple de maillage, affiché ici volontairement de manière plus "grossière" pour une meilleure clarté

de l'écoulement. Toutefois, dans les simulations qui suivent, le nombre d'éléments sur le cylindre sera maintenu au minimum à 100 pour permettre une meilleure intégration des efforts le long du cylindre. Le nombre d'éléments total sera, quant à lui, au minimum de 60000 avec une attention particulière sur les frontières du domaine. A titre d'exemple, un maillage de 7000 éléments est affiché sur la figure 3.2.

3.2.1 Ecoulement bas Reynolds avec contact cylindre-paroi

Les simulations numériques discutées dans cette sous partie ont été réalisées à bas Reynolds, afin de s'approcher au mieux du régime de Stokes, traité de manière analytique précédemment. Pour cela, $Re = 0.005$ basé sur le rayon du cylindre $R = 0.01\text{ m}$, la vitesse $U = 0.1\text{ m/s}$, la densité volumique ρ et la viscosité dynamique μ . L'influence du nombre de Reynolds sera discuté dans une prochaine sous-partie. Avant d'aborder les efforts de portance et de traînée, il est intéressant de s'attarder sur le comportement du fluide. Pour cela, les lignes de courants obtenues par simulations sont comparées à celles de Stokes, calculées analytiquement par (2.21) .

Le modèle de Stokes est identique au modèle numérique de Navier-Stokes obtenu pour $Re = 0.005$. Lorsque la rotation se fait dans le sens horaire ($k > 0$), une structure vorticelle est présente au dessus du cylindre, l'isolant de l'écoulement extérieur. Le centre topologique de cette structure T est un point d'arrêt de l'écoulement. Une rotation du cylindre plus lente diminue la taille de cette structure jusqu'à complète disparition dans le cas $k = 0$. Dans

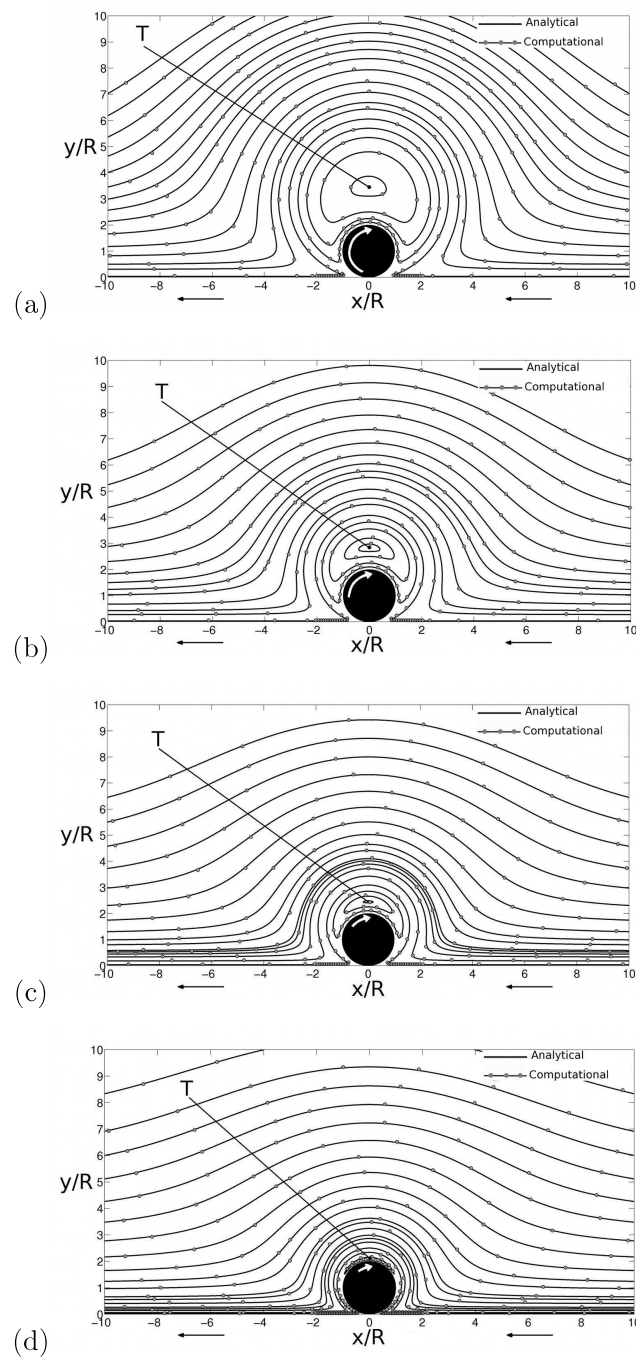
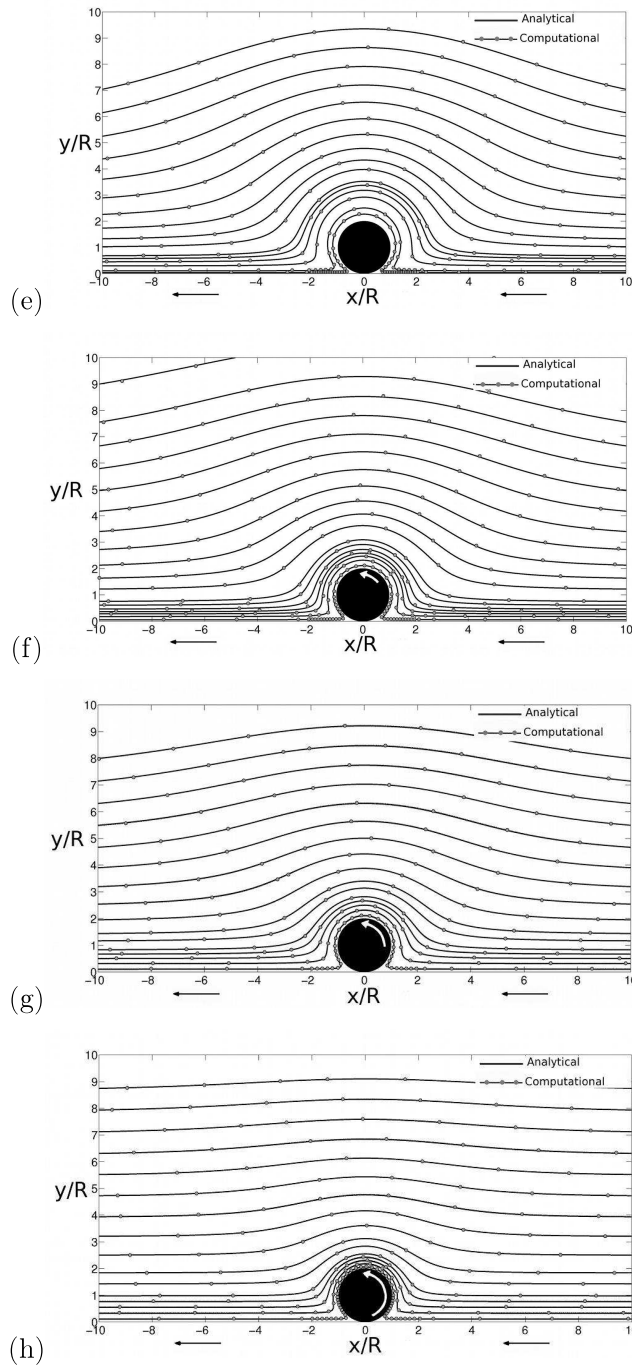


FIGURE 3.3 – Comparaison analytique (ligne continue) - numérique (lignes pointillées) des lignes de courants. (a),(b),(c),(d) rotation du cylindre en sens horaire $k > 0$, (a) $k = 2$, la structure vorticielle cylindrique présente au dessus du cylindre a pour rayon $3R$. Le point T, centre topologique de cette structure est situé à $y = 2R\sqrt{3}$, (b) $k = 1$, le rayon de la structure est désormais de $2R$, T est situé à $y = 2R\sqrt{2}$ (c) $k = 0.5$, le rayon de la structure n'est plus que de $1.5R$, (d) $k = 0.1$ la structure disparaît progressivement



(e) $k = 0$, le cylindre glisse sur la paroi. Il s'agit du premier cas de Schubert [70], la structure vorticelle a complètement disparu. (f),(g),(h) rotation $k = -0.5, -1, -2$ respectivement. L'écoulement est progressivement évincé par une rotation de plus en plus importante du cylindre.

les cas k négatifs, une vitesse de rotation de plus en plus importante conduit l'écoulement moyen à se rapprocher du cylindre. Les lignes de courant obtenues ici peuvent être comparées, de manière qualitative aux lignes de courant affichées dans les travaux de Ballal et Rivlin [75] et dans ceux de Finn et Cox [76], dans le cas de l'écoulement entre deux cylindres concentriques.

On retrouve par ailleurs les résultats de la partie analytique, c'est à dire des pressions non physique en amont et en aval du point de contact. D'un point de vue numérique, ces valeurs ne sont pas infinies comme dans le cas analytique mais suffisamment importantes pour être considérées comme telles. De plus, de manière asymptotique, un raffinement de plus en plus important de la zone de contact augmente la valeur de ces pressions. La traînée visqueuse et la traînée de pression tendent également vers des valeurs assimilées à l'infini. Il est évident que ces grandeurs impliquent l'impossibilité pour un cylindre en rotation de s'approcher d'une paroi mobile. Tout comme dans le chapitre précédent, il convient donc d'imposer l'existence d'un interstice entre le cylindre et la paroi.

3.2.2 Écoulement bas Reynolds avec interstice

Le nombre de Reynolds est maintenu à $Re = 0.005$. La courbe C_u définie analytiquement par l'équation 2.76 est comparée avec la courbe numérique obtenue sur la figure 3.4. Pour rappel, cette courbe est définie par une fonction possédant deux branches dont le point de jonction permet de localiser les points d'arrêts. L'adéquation entre les deux courbes (analytique-numérique) est bonne, particulièrement dans l'interstice. Lorsqu'on s'éloigne de celui-ci, il est évident que le modèle analytique défini par les équations de Rayleigh n'est plus valable. De manière similaire, un interstice plus petit améliore la correspondance entre les deux modèles.

Les lignes de courants sont comparées aux valeurs analytiques sur la figure 3.5 ainsi que sur la figure 3.6 où un zoom est effectué sur les points d'arrêts S . On retrouve des résultats analytiques et numériques quasiment identiques. Dans les cas $k < 0$, une compétition se crée entre l'écoulement entraîné par le cylindre et celui entraîné par la paroi. La courbe C_u est réduite à sa branche inférieure. Le point d'arrêt se situe donc en $x/R = 0$ et lorsque $k < -1$, l'écoulement généré par le cylindre est prépondérant. Lorsque $-1 < k < 0$ c'est alors la paroi qui a plus d'influence sur l'écoulement interstitiel. Ainsi, pour $k = -1$ le point d'arrêt est situé exactement au milieu de l'interstice. Le cas $k = 0$ est particulier. En effet, le cylindre étant fixe, le débit de fluide dans l'interstice n'est dû qu'à la translation de la paroi. La branche supérieure de C_u représente le cylindre lui-même (condition d'adhérence à la paroi). La taille de l'interstice détermine le débit de fluide entrant ainsi que celui qui

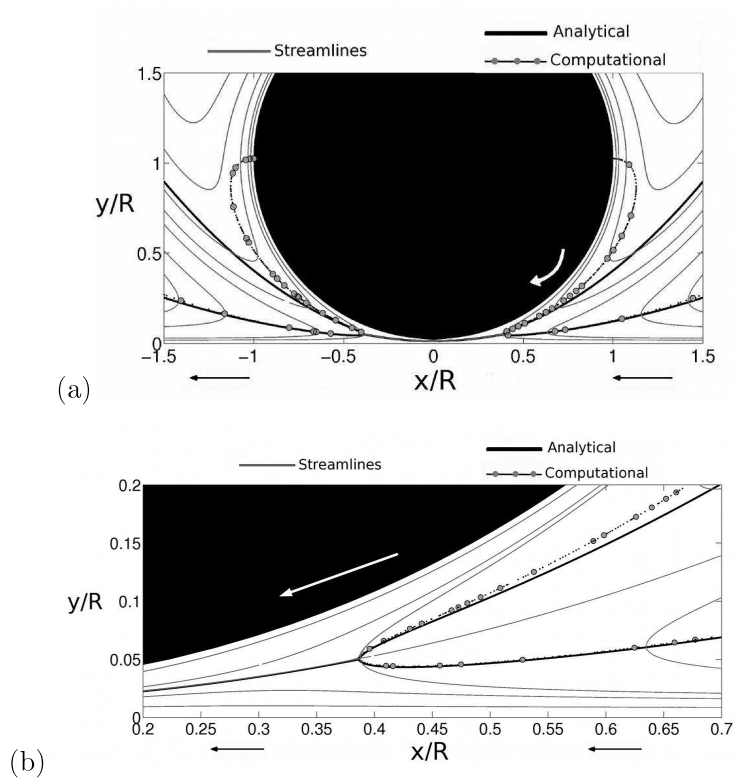


FIGURE 3.4 – Lignes de courants analytiques et numériques dans l’interstice pour $k = 1$, la courbe C_u définie analytiquement par l’équation 2.76 représente une courbe de vitesses u_x nulle. Cette fonction possède deux branches pour le cas présenté ici. Le point de jonction de ces deux branches dans l’interstice est le point d’arrêt de l’écoulement (a) Vue globale de l’écoulement. (b) Zoom sur le point d’arrêt.

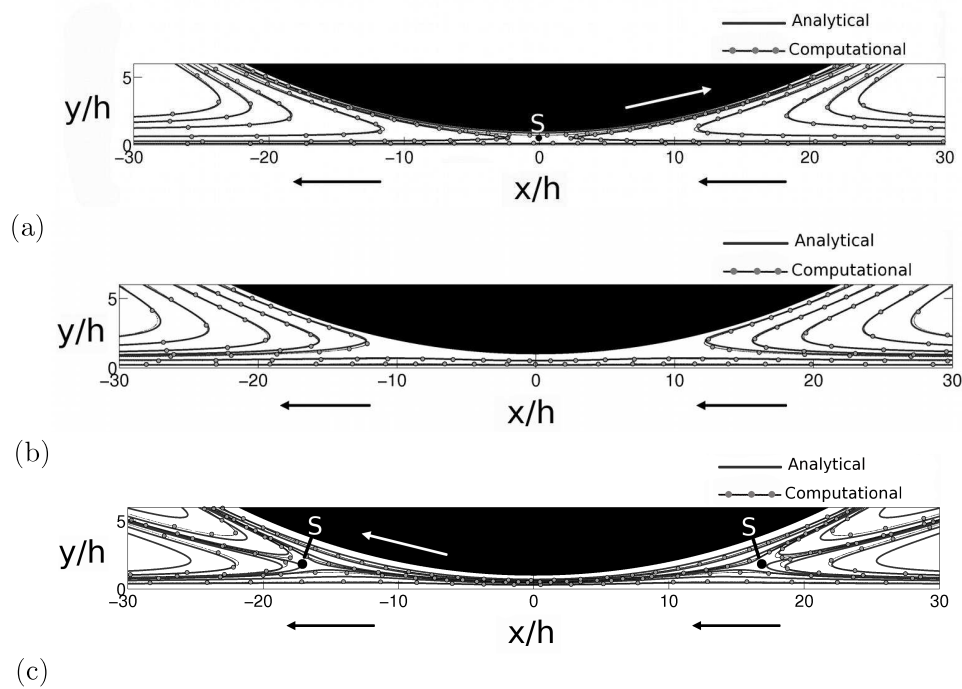


FIGURE 3.5 – Lignes de courants analytiques et numériques dans l’interstice pour $k = -1, 0$ et 1 respectivement. L’écoulement numérique est quasiment identique à celui obtenu analytiquement. Les points S présents sur ces figures sont les points d’arrêts de l’écoulement.

le contournera (analytiquement, les débits sont donnés dans le tableau 2.1). Dans les cas $k > 0$, l’écoulement interstitiel permet de comprendre l’origine de la structure vorticelle présente au dessus du cylindre. En effet, le fluide est entraîné dans l’interstice aussi bien par le paroi que par le cylindre. Le débit étant limité par la taille de celui-ci, le fluide ne pouvant pas passer est donc refoulé en amont. La structure de l’écoulement dans ce cas est similaire à celle d’un jet. La courbe C_u analytique permet de définir la position des points d’arrêts. Ainsi, le point d’arrêt est situé sur la branche inférieure de C_u lorsque $0 < k < 1$ et sur la branche supérieure lorsque $k > 1$. Lorsque $k = 1$, le point d’arrêt est situé exactement à mi hauteur de l’écoulement, sa position est également celle où le gradient de pression est un extremum.

La comparaison analytique et numérique sur la position des points d’arrêts est affichée sur la figure 3.7 en fonction de la taille de l’interstice. Les positions analytiques sont données par x_{st} et Y_{st} dans les tableaux 2.1 et 2.2. La différence entre le modèle numérique de Navier-Stokes et analytique défini par les équations de Rayleigh n’est visible qu’à partir de $h/R = 0.1$ approximativement. Le modèle numérique montre que les points d’arrêts sont plus proches du cylindre que ce que le modèle analytique prédit. Dans les cas $k < 0$, la

3. ETUDE NUMÉRIQUE: MICROPOMPE ROTATIVE

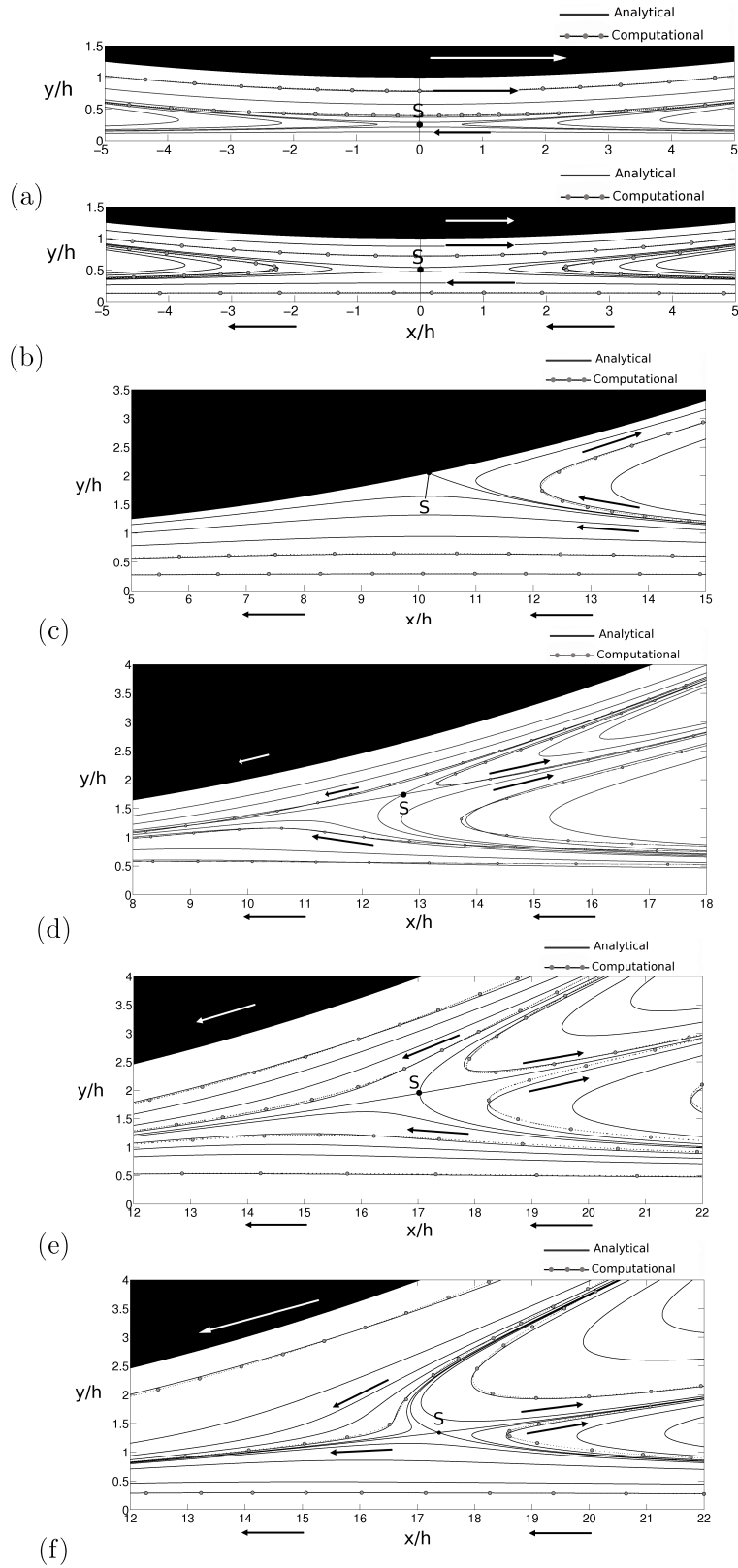


FIGURE 3.6 – Lignes de courants analytiques et numériques dans l'interstice pour $k = -2, -1, 0, 0.5, 1$ et 2 respectivement. Zoom en amont sur les points d'arrêts de ce63couk4
ments. L'écoulement aval est symétrique par rapport à l'axe $x = 0$

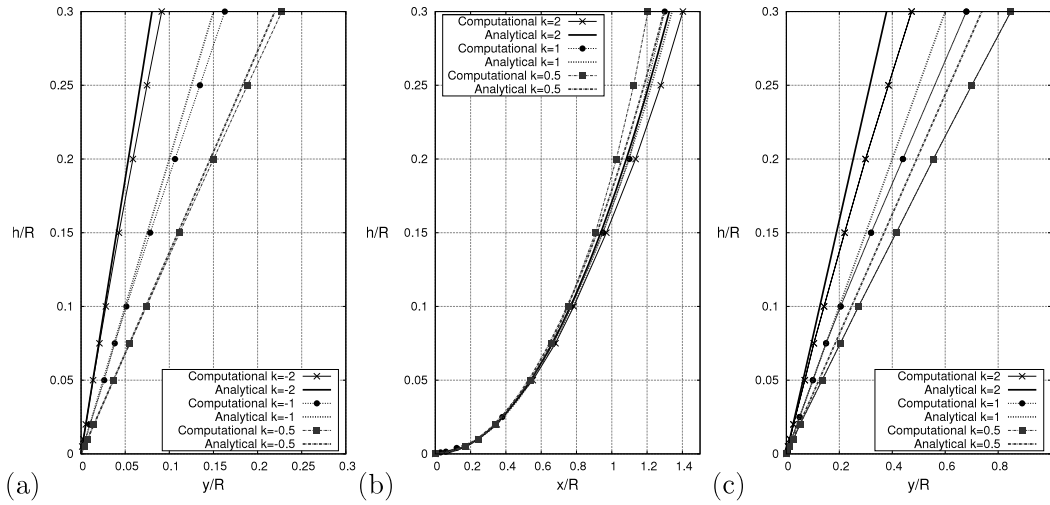


FIGURE 3.7 – Coordonnées des points d’arrêts en fonction de la taille de l’interstice et de k , (a) ordonnées pour $k < 0$, abscisses (b) et ordonnées (c) pour $k > 0$. Les résultats numériques et analytiques coïncident jusqu’à une taille interstitielle proche de $h/R = 0.1$. Pour $k < 0$, les points d’arrêts se situent sur l’axe $x = 0$. Pour $k > 0$, les points sont situés symétriquement par rapport à l’axe $x = 0$, seules les abscisses positives sont ici représentées.

différence entre ces deux modèles s’accroît également avec l’augmentation de k .

La description de l’écoulement passe également par la détermination du champ de pression (figure 3.8). De manière analytique, les extrema de pression sont donnés par l’équation 2.75 ($p_M = \frac{3\sqrt{3}|k+1|}{4\sqrt{2}} \frac{\mu U}{h} \sqrt{\frac{R}{h}}$). La répartition de la pression, comme soulignée par l’équation 2.74d, ne dépend d’aucune caractéristique fluïdique de l’écoulement mais seulement de la géométrie du problème. Ainsi, la modification de la vitesse de rotation du cylindre, de translation de la paroi ou du nombre de Reynolds, ne vient modifier que la valeur des extremum de pression. Pour les cas $k < -1$, la pression maximale est située en aval de l’écoulement, en amont autrement.

Afin de compléter cette étude, les efforts de portance et de traînée s’exerçant sur le cylindre doivent être discutés. D’un point de vue analytique, ces efforts ainsi que les moments associés sont donnés par les équations 2.73, que l’on peut comparer aux simulations de Navier-Stokes sur la figure 3.9 en fonction du régime de rotation du cylindre k . La correspondance est parfaite lorsque la hauteur interstitielle h/R est faible. Les solutions analytiques ne sont cependant données qu’avec une précision à l’ordre $O(h)$, ce qui explique la différence dès que h/R dépasse 0.02. La portance est nulle analytiquement et sera discutée par la suite numériquement en fonction du nombre de Reynolds. La traînée totale apparaît comme indépendante de k . On remarque en effet, une compensation des efforts

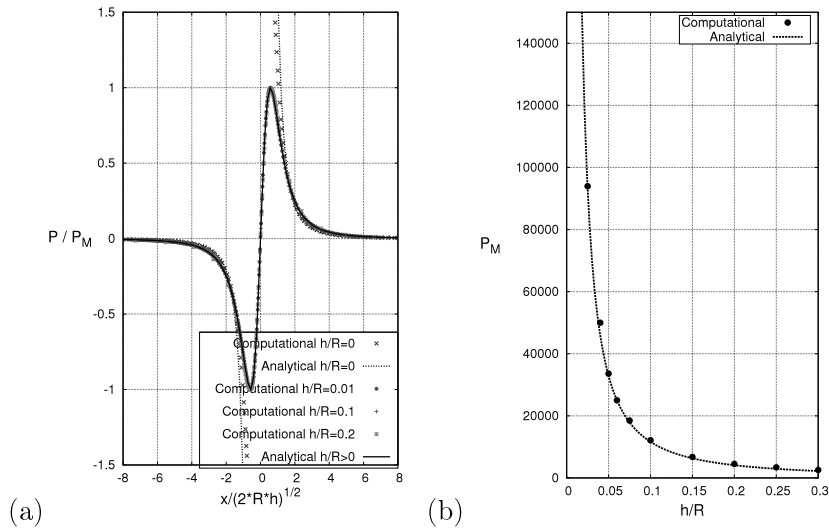


FIGURE 3.8 – Distribution de la pression dans l’interstice. Les modèles analytiques et numériques sont identiques. (a) La pression est adimensionnée par la valeur maximale p_M (b).

visqueux par les efforts de pression en séparant leurs contributions respectives. Ces résultats rejoignent également ceux obtenus dans le cas du contact parfait. En effet, lorsque la taille de l’interstice diminue, les traînées visqueuses et de pressions augmentent fortement. Un raisonnement asymptotique permet de conclure sur la valeur de ces efforts infinis dans le cas du contact parfait, à l’exception du moment total, constant et donné analytiquement par $\mathcal{M}_{v/O} = 4\pi(2k + 1)\mu UR$ (équation 2.40).

Finalement, dans cette sous-section, il est intéressant de constater que le modèle analytique et le modèle de Navier-Stokes sont similaires voire identiques lorsque l’interstice est petit. L’origine de la structure tourbillonnaire présente dans les cas $k > 0$ est expliquée. La localisation des points d’arrêts en fonction de la taille de l’interstice est donnée pour différentes valeurs de k . Le champ de pression est déterminé avec une valeur maximale tendant vers des valeurs non physiques lorsque la taille de l’interstice diminue. De plus, les valeurs de traînée et de portance sont obtenues en fonction du régime de rotation. C’est d’ailleurs dans la détermination de ces efforts que le modèle analytique apparaît le plus limitant. Au delà d’une hauteur interstitielle $h/R = 0.01$, la différence numérique-analytique devient importante. Les simulations numériques permettent donc d’étendre les résultats obtenus de manière analytique par les équations de lubrification.

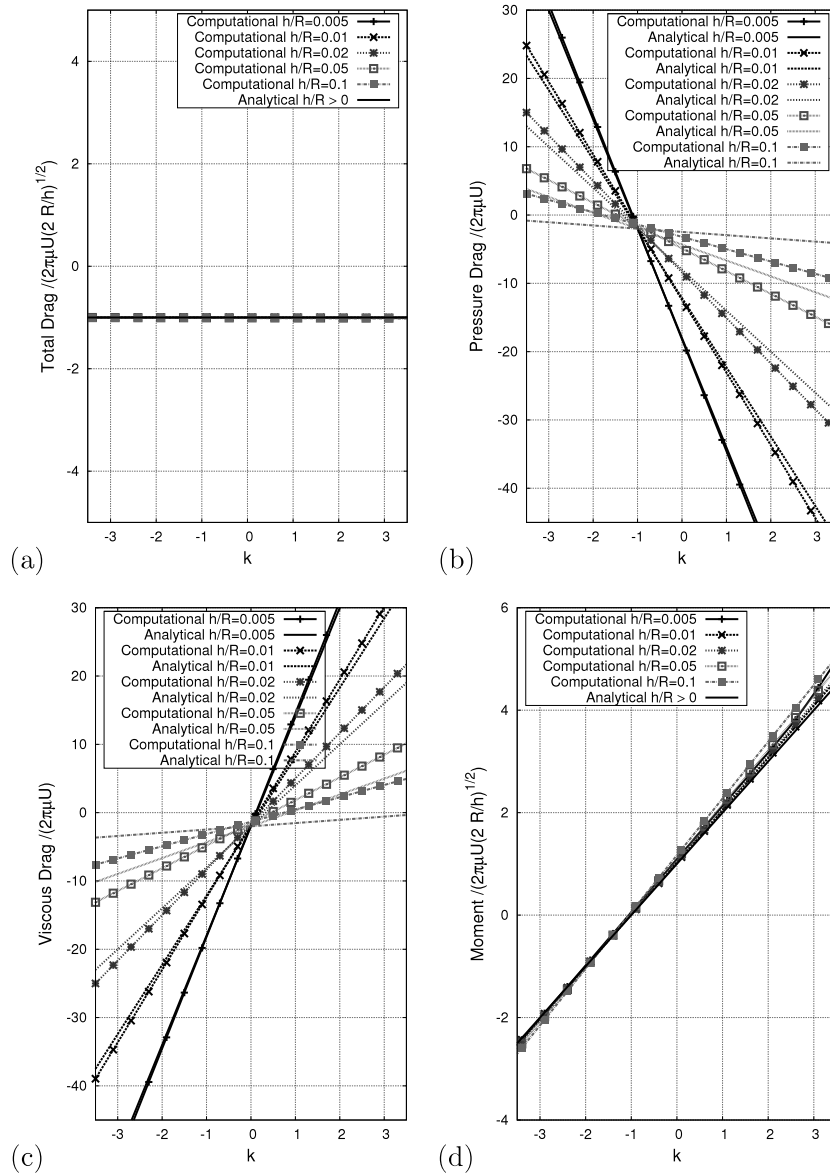


FIGURE 3.9 – Comparaison analytique-numérique des efforts s'exerçant sur le cylindre: (a) Traînée totale, (b) Traînée de pression, (c) Traînée due aux efforts visqueux, (d) Moment appliqué au point O

3.2.3 Effet du nombre de Reynolds

L'influence du nombre de Reynolds sur le même problème a déjà été étudiée par Stewart *et al.* [85] et [82] de $Re = 2UR/\nu = 20$ à $Re = 500$. Dans ces travaux, l'établissement du sillage est étudié avec une transition stationnaire-instationnaire apparaissant aux alentours de $Re = 80$. Contrairement aux régimes de Stokes ainsi qu'à bas nombre de Reynolds, la symétrie de l'écoulement n'est pas conservée. Cependant, de manière surprenante, dans l'étude numérique de Bhattacharyya *et al.* [74], réalisée à $Re = 100$, l'écoulement est symétrique et stationnaire, similaire à celui calculé ici en régime de Stokes. Cela est probablement dû à un schéma numérique dissipatif et à viscosité élevée.

A titre d'exemple, les simulations réalisées ici peuvent être comparées de manière qualitative avec les travaux de Stewart pour les cas $k = 1$, avec une interstice $h/R = 0.01$ sur la figure 3.10. L'écoulement est similaire dans le cas $Re = 60$. Dans le cas de Stokes ainsi qu'à bas Reynolds, une structure vorticielle était présente dans les cas $k > 0$ et symétrique par rapport à l'axe y . Lorsque le nombre de Reynolds augmente, cette structure vient se dissymétriser. Ainsi, en se rapprochant de la paroi, elle engendre une autre structure vorticielle qui vient se développer avec l'augmentation progressive de Re . Stewart *et al.* [85], [82] ont étudié le détachement de ces structures qui deviennent un sillage instationnaire.

La traînée par tranche d'envergure est habituellement définie par $C_D = \frac{F_D}{\rho U^2 R}$. En utilisant la formule 2.65, on trouve ici:

$$C_D = \frac{4\pi}{Re} \sqrt{\frac{2R}{h}} \quad (3.3)$$

Le relevé numérique de ces efforts est affiché sur la figure 3.11. La correspondance analytique-numérique est parfaite pour les bas Reynolds ainsi que pour les faibles interstices. En effet, les efforts de traînée s'exerçant sur le cylindre sont majoritairement dus à ceux s'exerçant dans l'interstice. Tant que le nombre de Reynolds basé sur la hauteur de l'interstice reste faible, le modèle analytique sera donc valable, et ce, quel que soit le nombre de Reynolds extérieur, basé sur le rayon du cylindre. Les résultats peuvent être également comparés à ceux de Stewart. La portance analytique calculée par la formule précédente dans le cas $Re = 20$ avec $h/2R = 4 \cdot 10^{-3}$ vaut $C_D = 9.93$, numériquement, la portance est plus élevée (≈ 11), ce qui est très proche de la valeur trouvée par Stewart *et al.* entre 11 et 12. De plus, ces auteurs ont estimé que la décroissance de la traînée pouvait être obtenue en fonction de h avec une loi de puissance dont l'exposant était -0.41 . Cette valeur est proche de la valeur analytique trouvée ici (0.5). On remarque enfin, que la portance n'est pas nulle.

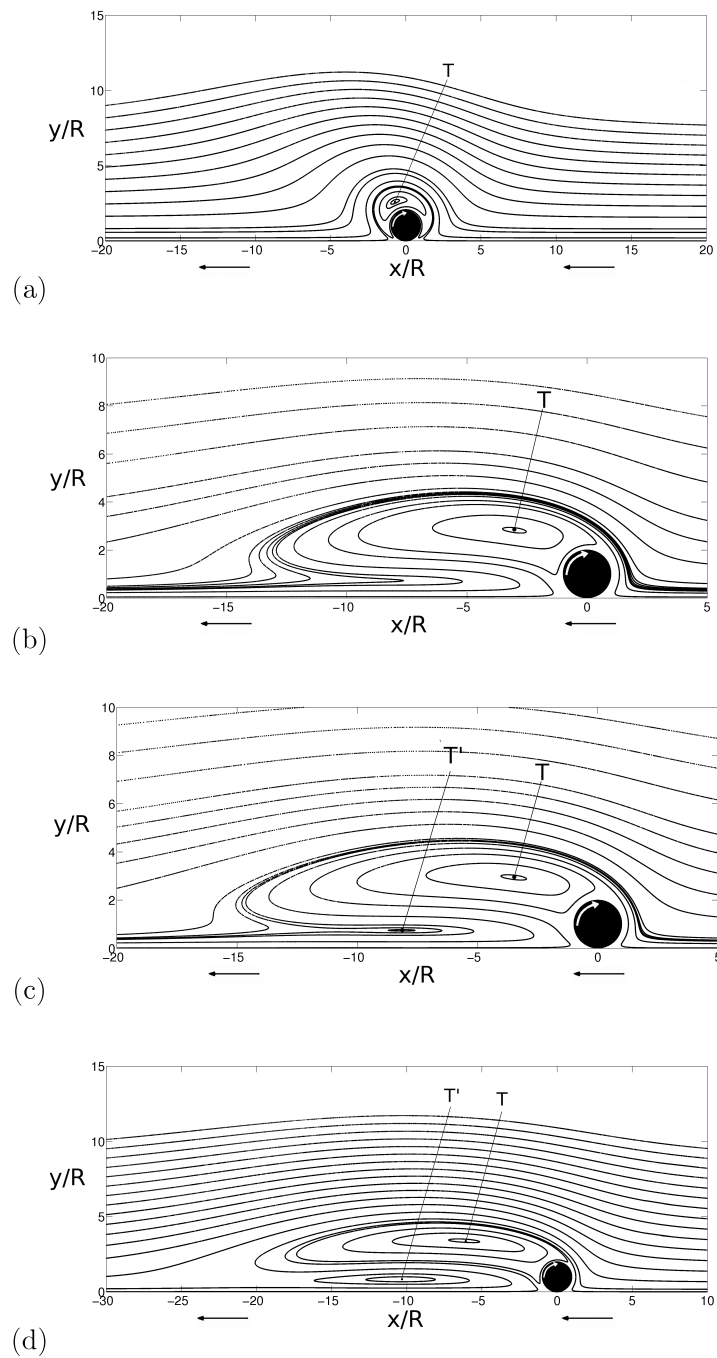


FIGURE 3.10 – Effet du nombre de Reynolds sur l'écoulement. La structure vorticielle présente dans les cas $k > 0$ et qui était symétrique dans le cas de Stokes, ne l'est plus lorsque $Re = 1$ (a). Une augmentation progressive de Re vient alors accroître cette dissymétrie $Re = 35$ (b). Une autre structure vorticielle de centre T' apparaît alors lorsque $Re = 40$ (c). Cette structure se développe alors pour des Reynolds supérieur $Re = 60$ (d).

Elle est donc entièrement induite par la dissymétrie de l'écoulement et augmente lorsque le nombre de Reynolds diminue. Néanmoins, elle diminue brutalement vers 0 lorsque le nombre de Reynolds devient proche de zéro, ce qui confirme les résultats obtenus en régime de Stokes (portance nulle).

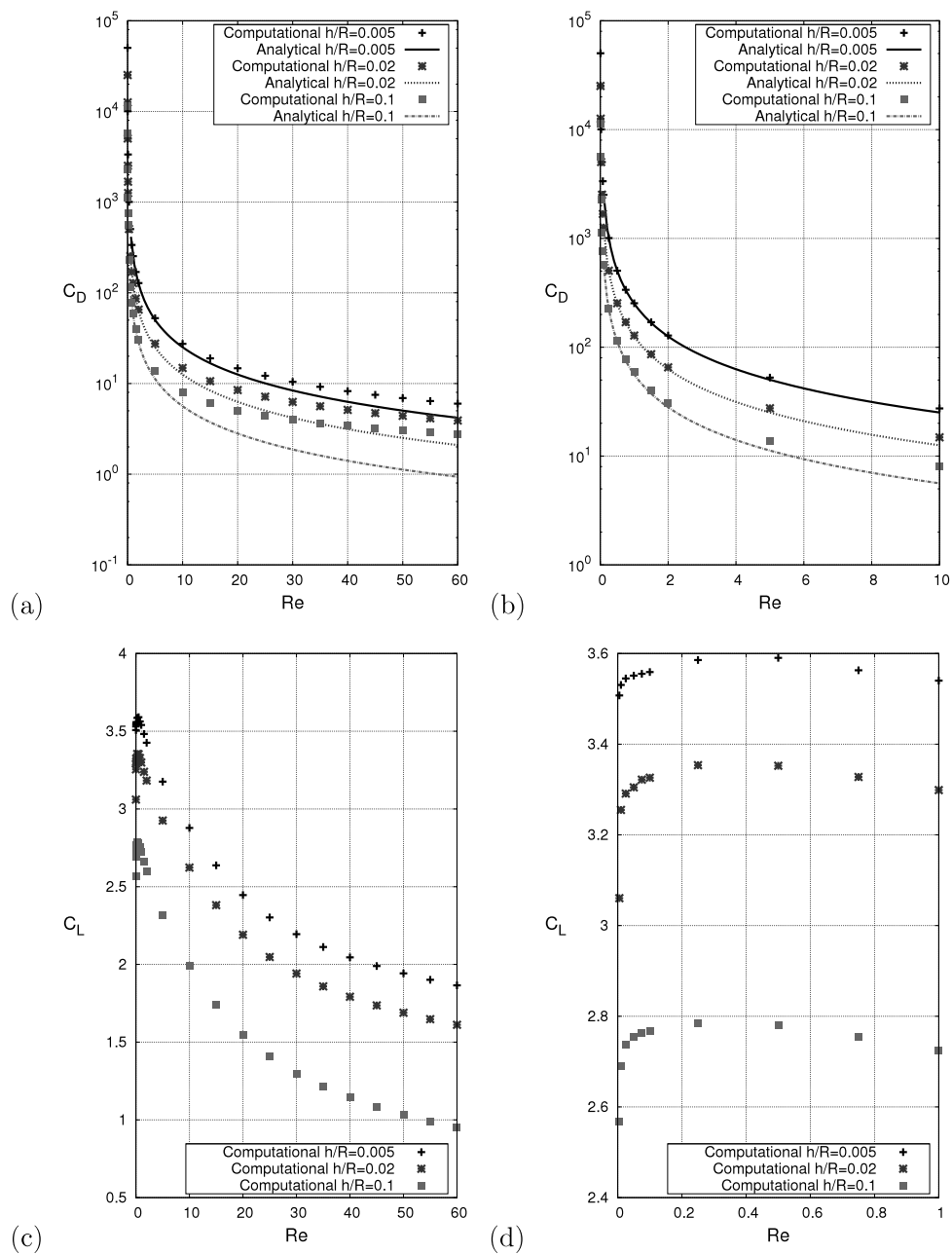


FIGURE 3.11 – Evolution de la traînée analytique et numérique (a), (b) ainsi que de la portance calculée numériquement (c), (d) en fonction du nombre de Reynolds et pour différentes tailles interstitielles (h/R). La correspondance analytique-numérique est parfaite pour les petits interstices et $Re < 10$. Cependant, le modèle analytique ne prend en compte que l'effet dû à l'interstice seul, ce qui provoque une différence entre ces deux modèles autrement. La portance est également croissante quand le nombre de Reynolds diminue. Néanmoins, elle diminue brutalement lorsque $Re \ll 1$. On retrouve donc asymptotiquement les valeurs obtenues de manière analytique (portance nulle) en l'absence de phénomènes de cavitation et de compressibilité.

3.3 Influence de la distance cylindre-paroi

La plupart des études considèrent la rotation du cylindre à proximité du plan (Stewart *et al.* [85], [82]...). L'éloignement du cylindre de cette paroi n'est en général pas pris en compte. Dans ce paragraphe, le cylindre sera progressivement séparé de la paroi. On observera l'extinction progressive de la structure tourbillonnaire présente dans les cas $k > 0$. La position des points d'arrêts sera donnée en fonction du ratio k de vitesse entre la paroi et le cylindre. Les efforts s'exerçant sur le cylindre seront ensuite analysés. Les simulations réalisées dans cette section sont obtenues à partir de la même géométrie qu'auparavant. Le nombre de Reynolds est également maintenu à $Re = 0.005$ afin de s'approcher du cas de Stokes. Son influence sera également déterminée.

3.3.1 Description de l'écoulement

L'écoulement en proche paroi décrit dans les sections précédentes fait apparaître une structure vorticielle présente dans les cas $k > 0$. C'est la limitation imposée sur le débit par les petits interstices qui implique l'existence de cette structure. L'éloignement du cylindre de la paroi provoque donc une diminution de sa taille jusqu'à sa disparition complète (figure 3.12 pour $k = 1$, à titre d'exemple). Les points d'arrêts S présents dans l'interstice quand celui-ci est petit se déplacent alors progressivement le long du cylindre (figure 3.12-a,b). Ils fusionnent ensuite avec le point d'arrêt T de la structure vorticielle (figure 3.12-c). Une distance cylindre-paroi supérieure diminue progressivement l'influence de la paroi sur l'écoulement autour du cylindre, jusqu'à obtenir l'écoulement potentiel typique d'un cylindre en rotation en écoulement non confiné (Prandtl [86], Goldstein [87], Mittal et Kumar [88]...)(figure 3.12-d). Il est intéressant de noter qu'une zone concentrique au cylindre est entraînée par son mouvement de rotation et l'isole de l'écoulement amont.

Dans les cas $k < 0$ (figure 3.13 pour $k = -1$, à titre d'exemple), le cylindre et la paroi entraînent le fluide vers l'interstice avec une direction opposée. Le cisaillement engendré se traduit par la création d'un point d'arrêt T (figure 3.13-a) qui s'éloigne progressivement du cylindre et de la paroi (figure 3.13-b), jusqu'à une position fixe (figure 3.13-c). On retrouve une zone concentrique au cylindre qui se développe jusqu'à ce que la paroi n'ait plus d'influence sur l'écoulement à proximité du cylindre. L'écoulement est alors similaire au cas $k = 1$, symétriquement par rapport à l'axe Ox (avec O centre du cylindre).

La fusion des points d'arrêts S et T permet de définir une limite d'existence de la structure vorticielle. La figure 3.14 montre la position des points S . Ils sont situés tout d'abord, symétriquement par rapport à l'axe Oy et présents dans l'interstice. Ils contournent ensuite

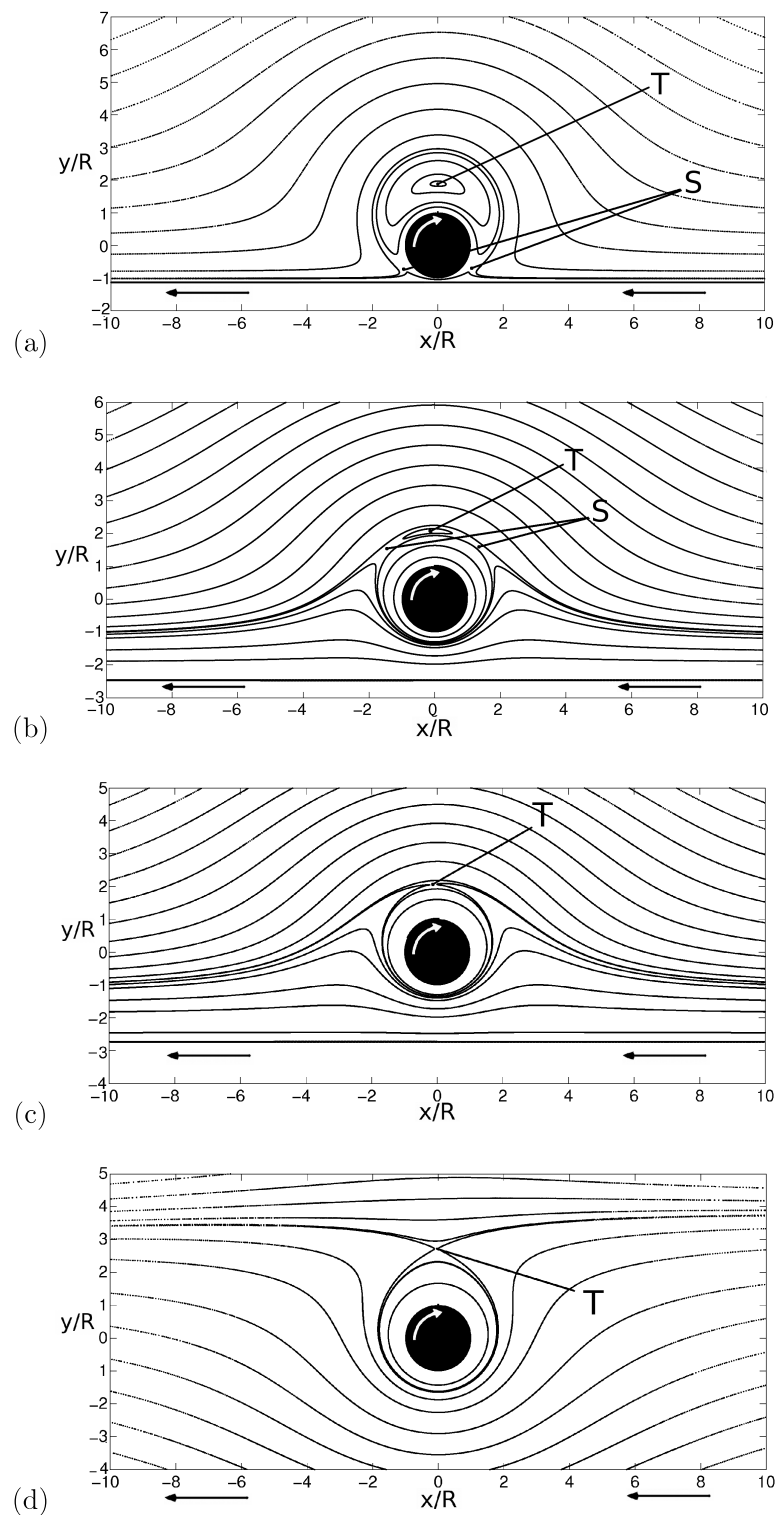


FIGURE 3.12 – Effet de la distance paroi-cylindre en milieu semi-infini dans le cas $k = 1$. L'éloignement de la paroi diminue la taille de la structure vorticielle (a) $h/R = 0.25$ (b) $h/R = 1.5$, jusqu'à l'entière disparition de cette structure (c) $h/R = 1.75$. Progressivement, l'influence de la paroi en translation diminue, jusqu'à devenir négligeable sur l'écoulement à proximité du cylindre (d) $h/R = 50$.

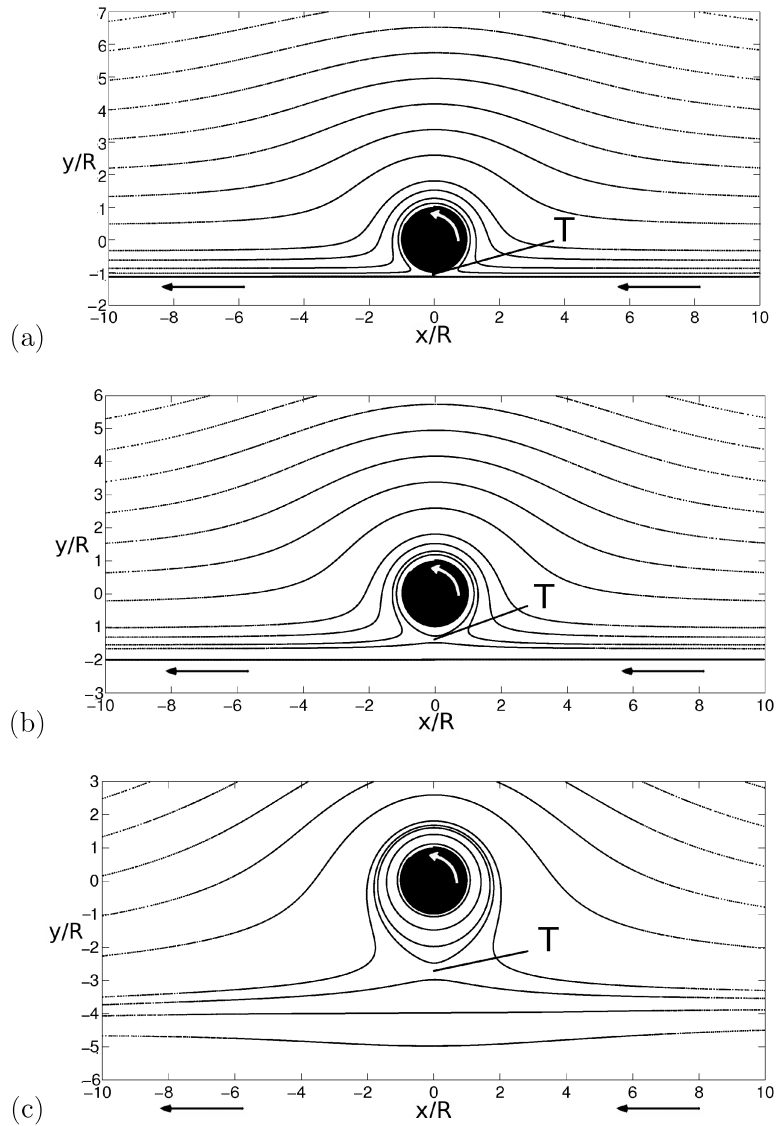


FIGURE 3.13 – Effet de la distance paroi-cylindre en milieu semi-infini dans le cas $k = -1$. (a) $h/R = 0.15$. Une zone concentrique se développe autour du cylindre (b) $h/R = 1$, jusqu'à ce que la translation de la paroi n'ait plus d'influence sur l'écoulement à proximité du cylindre (c) $h/R = 50$.

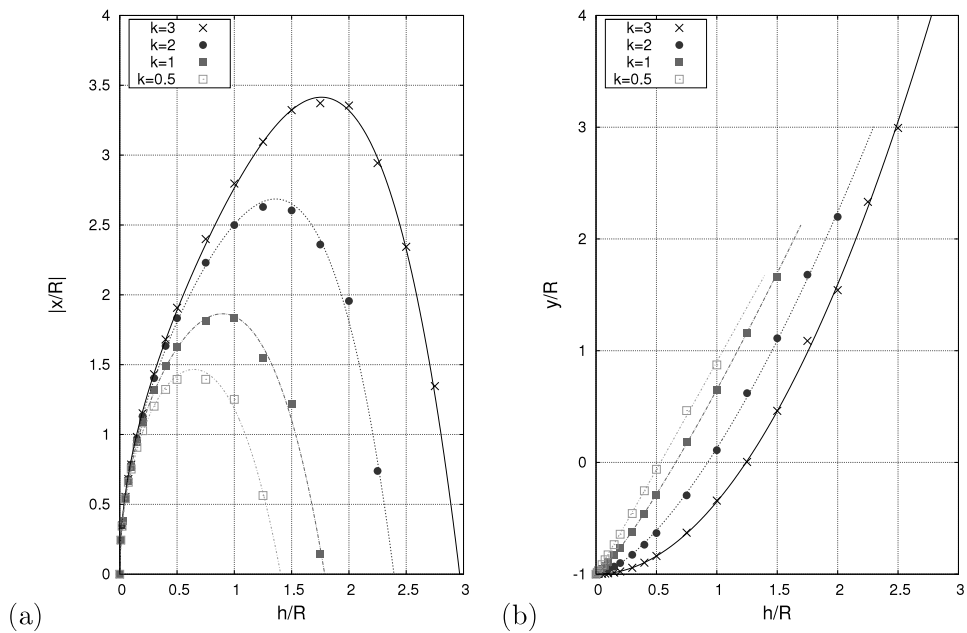


FIGURE 3.14 – (a) Abscisse et (b) ordonnée des points d’arrêts A en fonction de la distance h/R séparant le cylindre de la paroi. Les deux points d’arrêts sont symétriques par rapport à l’axe Oy .

le cylindre pour fusionner avec le point d’arrêt de la structure vorticelle T . L’augmentation de la vitesse de rotation accentue l’influence de la paroi sur l’écoulement à proximité du cylindre, ce qui a pour conséquence une hausse de la valeur h/R où se produit la fusion des points. La structure de l’écoulement reste néanmoins similaire, et ceci quelque soit $k > 0$. Les courbes continues sont obtenues par un algorithme des moindres carrés non linéaires de Marquardt-Levenberg implanté dans le logiciel GNUPLOT. Elles permettent d’obtenir les coordonnées des points S de manière continue en fonction de la taille de l’interstice pour les cas les plus courants ($k = 0.5, 1, 2, 3$). Pour les petits interstices, on se référera à la figure 3.7 présentée précédemment. Les résultats obtenus sont donnés dans le tableau 3.2. Les résultats numériques obtenus précédemment dans le cas de la rotation en proche paroi sont également retrouvés avec ces approximations. Les abscisses de ces points, pour les petits interstices $h/R < 0.1$, se révèlent être quasiment indépendantes de k , comme le montrait déjà la figure 3.7.

Le processus de fusion (figure 3.15) des points d’arrêts est légèrement dissymétrique pour $Re \ll 1$ non nul. Lorsque $Re = 0$ (régime de Stokes), la fusion des points d’arrêts S et T est simultanée.

La position du point d’arrêt T de l’écoulement peut être également obtenue en fonction

k	$\frac{x_A}{R} = f(\frac{h}{R})$	$\frac{y_A}{R} = f(\frac{h}{R})$	$\frac{x_A}{R} = 0$
0.5	$\frac{x_A}{R} = 2.36\sqrt{\frac{h}{R}} - 0.92(\frac{h}{R})^2 - 0.25(\frac{h}{R})^4$	$\frac{y_A}{R} = 1.90(\frac{h}{R})^{1.02} - 1$	$\frac{h}{R} = 1.4$
1	$\frac{x_A}{R} = 2.45\sqrt{\frac{h}{R}} - 0.42(\frac{h}{R})^2 - 0.19(\frac{h}{R})^4$	$\frac{y_A}{R} = 1.65(\frac{h}{R})^{1.21} - 1$	$\frac{h}{R} = 1.8$
2	$\frac{x_A}{R} = 2.52\sqrt{\frac{h}{R}} + 0.12(\frac{h}{R})^2 - 0.14(\frac{h}{R})^4$	$\frac{y_A}{R} = 1.13(\frac{h}{R})^{1.52} - 1$	$\frac{h}{R} = 2.4$
3	$\frac{x_A}{R} = 2.58\sqrt{\frac{h}{R}} + 0.27(\frac{h}{R})^2 - 0.088(\frac{h}{R})^4$	$\frac{y_A}{R} = 0.65(\frac{h}{R})^2 - 1$	$\frac{h}{R} = 3$

TABLEAU 3.2 – Coordonnées des points d’arrêts A obtenues par l’approximation des moindres carrés ainsi que des points d’évanescence de la structure vorticelle en fonction de la taille interstitielle. Les points d’évanescence sont, en régime de Stokes, atteints lorsque x_A devient nul à nouveau. Ces résultats sont valables également pour les petits nombres de Reynolds, lorsque la structure vorticelle reste quasiment centrée sur l’axe des ordonnées avant de disparaître. L’équation $\frac{x_A}{R} = 0$, nous donne la distance h/R d’apparition/disparition de celle-ci. On peut alors également retrouver l’ordonnée de ces points.

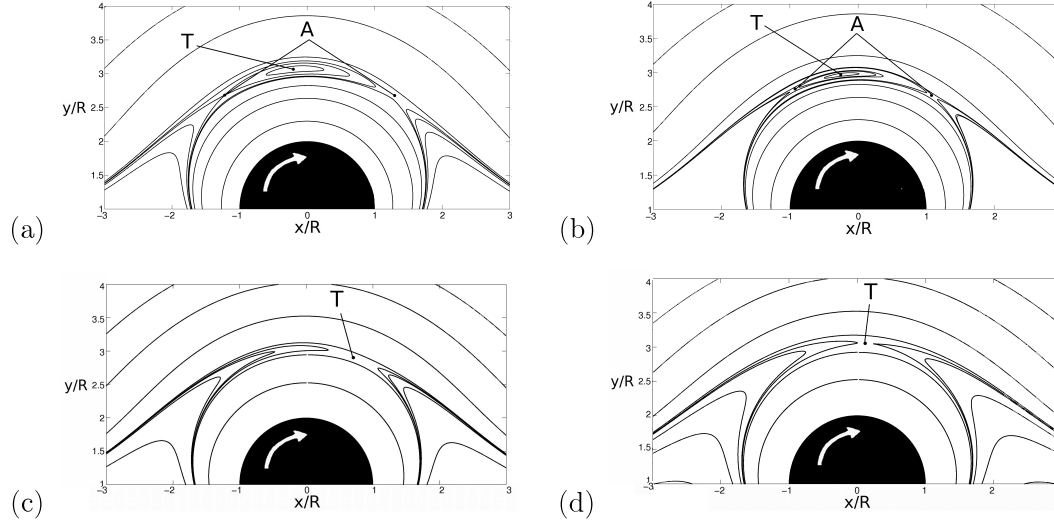


FIGURE 3.15 – Extinction progressive de la structure vorticelle accompagnée de la fusion des points d’arrêts pour $k = 1$ et $Re = 0.005$. (a) $h/R = 1.5$, (b) $h/R = 1.52$, la structure vorticelle devient dissymétrique, sa taille diminue progressivement jusqu’à (c) $h/R = 1.55$. La fusion entre les points d’arrêts s’est opérée. (d) $h/R = 1.75$, le nouveau point d’arrêt T se recentre progressivement sur l’axe Oy .

k	$\frac{y_T}{R} = f\left(\frac{h}{R}\right)$	$\frac{y_T}{R}$ analytique pour $\frac{h}{R} = 0$
-3	$\frac{y_T}{R} = -5.20 + 4.23 * \exp(-0.21 * \frac{h}{R})$	$\frac{y_T}{R} = -1$
-2	$\frac{y_T}{R} = -4.13 + 3.15 * \exp(-0.23 * \frac{h}{R})$	$\frac{y_T}{R} = -1$
-1	$\frac{y_T}{R} = -2.70 + 1.7 * \exp(-0.24 * \frac{h}{R})$	$\frac{y_T}{R} = -1$
0.5	$\frac{y_T}{R} = 1.91 - 0.47 * \exp(-0.17 * \frac{h}{R})$	$\frac{y_T}{R} = 1.45$
1	$\frac{y_T}{R} = 2.72 - 0.89 * \exp(-0.19 * \frac{h}{R})$	$\frac{y_T}{R} = 1.83$
2	$\frac{y_T}{R} = 4.09 - 1.61 * \exp(-0.20 * \frac{h}{R})$	$\frac{y_T}{R} = 2.46$
3	$\frac{y_T}{R} = 5.27 - 2.25 * \exp(-0.18 * \frac{h}{R})$	$\frac{y_T}{R} = 3$

TABLEAU 3.3 – Coordonnées des points d’arrêts T obtenues par l’approximation des moindres carrés. Ces approximations données pour de grands interstices conviennent également pour les petits interstices puisqu’on retrouve des valeurs numériques identiques aux valeurs analytiques lorsque $h/R = 0$.

de h/R (figure 3.16). Elle devient fixe lorsque la paroi est suffisamment éloignée ($h/R > 50$). Cette distance ($h/R > 50$) définit la limite d’influence de la paroi sur l’écoulement autour du cylindre. Une inversion du sens de rotation donne alors un écoulement symétrique par rapport à l’axe Ox .

Les lignes continues représentent les courbes d’approximation obtenues par l’algorithme des moindres carrés. La position du point d’arrêt en fonction de h/R pour les cas les plus courants $k = -3...3$ est donnée sur le tableau 3.3. Ces équations permettent de retrouver les valeurs analytiques dans les cas $k > 0$ lors du contact parfait données par $\frac{y_T}{R} = 2\sqrt{k+1}$. Pour les cas négatifs, on vérifie également $\frac{y_T}{R} = -1$.

3.3.2 Effort de traînée s’exerçant sur le cylindre

Le nombre de Reynolds étant relativement faible $Re = 0.005$, la portance ne sera pas considérée ici. Elle reste en effet négligeable comparée aux effets de traînée, et ce, même lorsque le cylindre est en rotation loin des parois. On trouve généralement une traînée 50 à 1000 fois plus importante que la portance.

Les efforts de traînée peuvent être comparées de manière quantitative à ceux obtenus dans les sections précédentes. Pour cela, il suffit d’adimensionner les traînées visqueuses et de pression par la même quantité ($2\pi\mu U$) (figure 3.17). Plus la taille de l’interstice augmente, plus les efforts tendent vers une valeur limite atteinte lorsque $h/R \approx 50$. Les efforts sont alors également indépendants de k .

La traînée de pression et la traînée visqueuse sont tracées en fonction de h/R sur la figure 3.18. En les additionnant, on obtient une traînée totale toujours indépendante de k , quelque soit la valeur h/R (figure 3.18). Une courbe d’approximation permet d’obtenir son

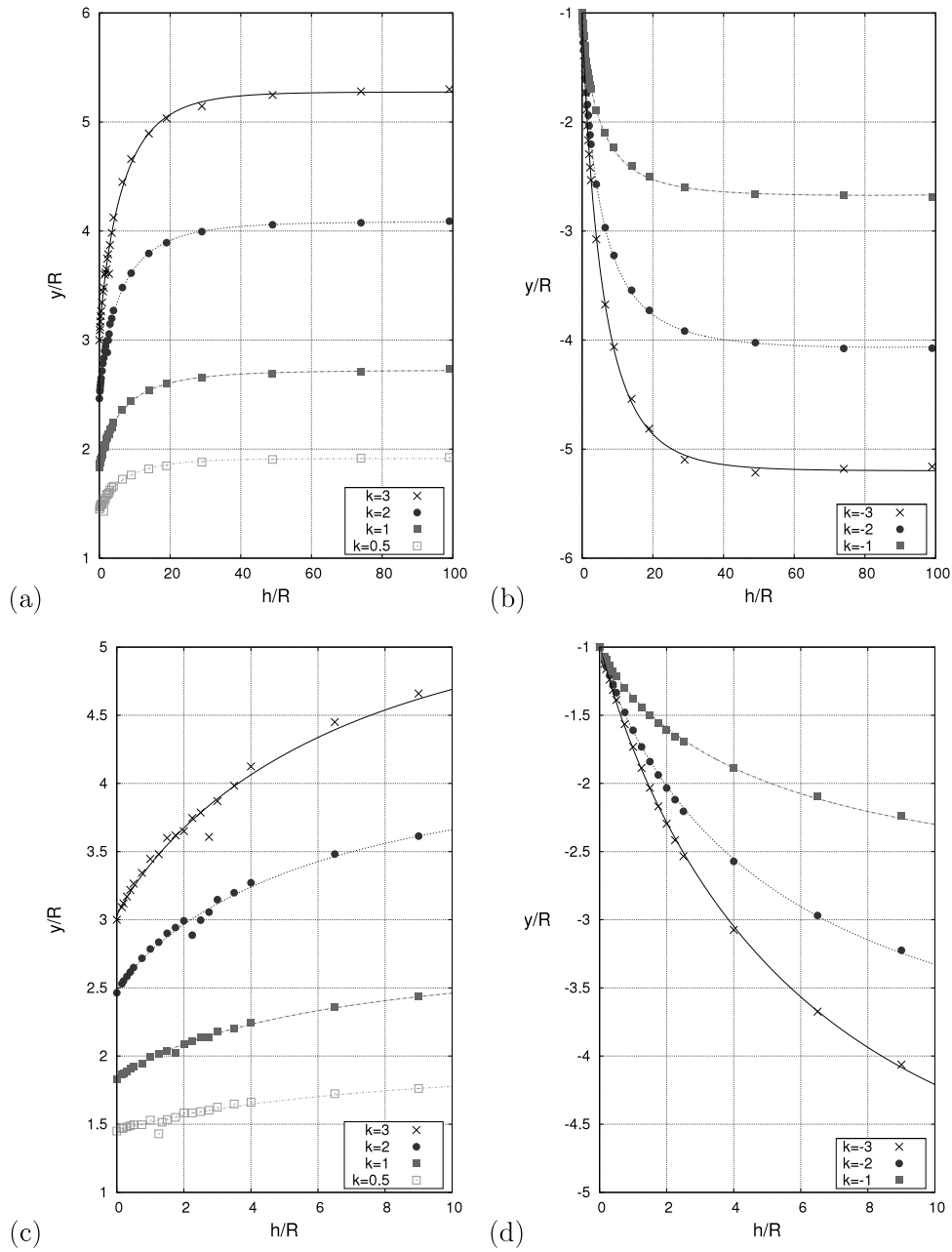
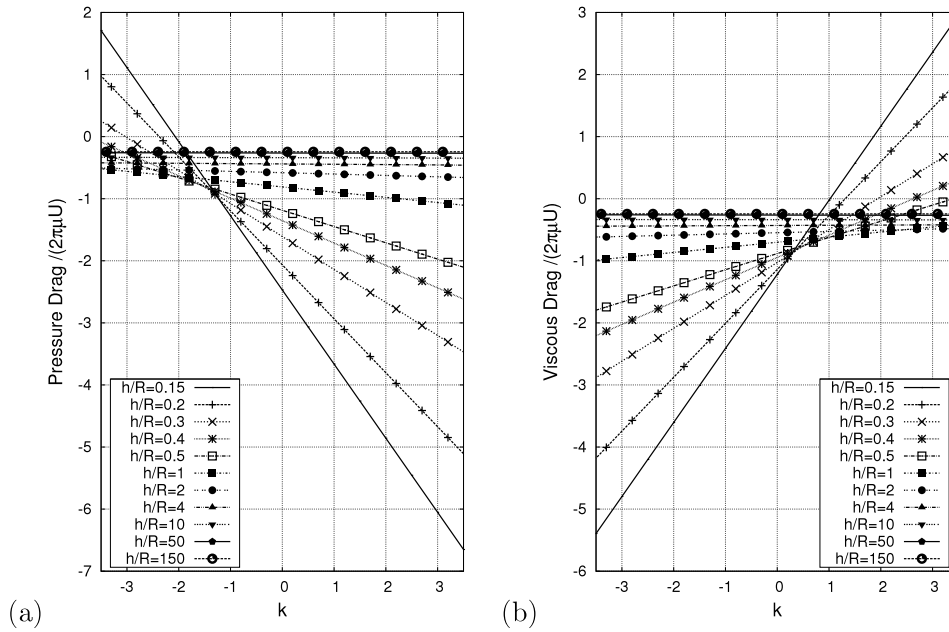


FIGURE 3.16 – Ordonnée des points d'arrêts T en fonction de la distance h/R séparant le cylindre de la paroi pour (a), (c) $k > 0$, (b),(d) pour $k < 0$. (b) et (c) zoom sur les interstices faibles.


 FIGURE 3.17 – Traînée visqueuse et de pression en fonction de k , pour différents interstices.

évolution de manière continue:

$$\frac{D}{2\pi\mu U} = -(4.79 - 4.31 * \exp(-\frac{0.28}{\frac{h}{R}^{0.77}}))$$

On retrouve par ailleurs, asymptotiquement, la valeur de la traînée totale lorsque $h/R = 0$ (traînée infinie). On obtient alors une valeur proche de 0.5 pour la traînée totale adimensionnée, lorsque la distance cylindre-paroi tend vers l'infini. Cependant, au regard de la littérature existante (Prandtl [86], Goldstein [87], Mittal et Kumar [88]...), cette valeur devrait être nulle...

Dans cette sous-partie, l'influence de la paroi sur l'écoulement engendré par la rotation du cylindre a été étudiée. Ainsi, jusque $h/R \approx 50$, la paroi ajoute un effort de traînée supplémentaire et comprime l'écoulement autour du cylindre. D'autre part, l'étude montre que la structure vorticielle s'éteint progressivement à une distance h/R donnée pour les cas les plus courants. Lors de cette extinction, la fusion des points d'arrêts de l'écoulement est constatée et déterminée. Enfin, la traînée totale ne vient pas tendre vers une valeur nulle, signifiant que l'écoulement calculé est influencé par la présence de la deuxième paroi introduite numériquement (effet de confinement).

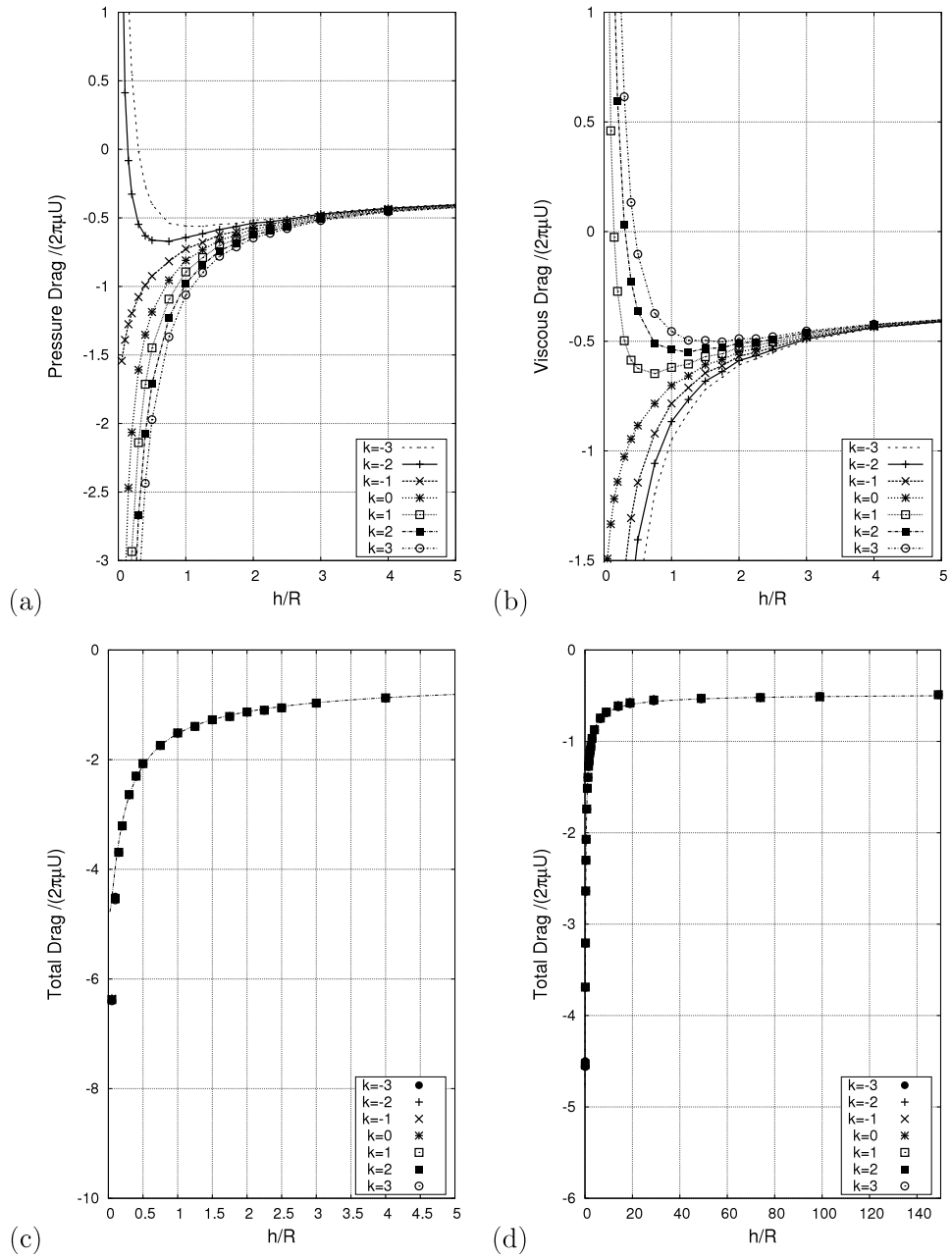


FIGURE 3.18 – (a), (b) Trainée visqueuse et engendrée par la pression en fonction de k , pour différents interstices. (c),(d) Trainée totale en fonction de la distance h/R . Loin du cylindre, la paroi n'a qu'une influence négligeable sur la trainée.

3.4 Micropompe: cylindre en rotation entre deux parois

Les études réalisées dans les parties précédentes traitent du problème d'un cylindre en rotation à proximité d'une paroi mobile. Ces études ont été obtenues analytiquement et numériquement en considérant le milieu comme étant semi-infini. Dans cette sous section, les discussions porteront sur l'influence de la deuxième paroi nécessaire aux calculs numérique (domaine fini) et qui génère un effort de traînée sur le cylindre à longue distance. Le travail réalisé sera également confronté aux résultats de la micropompe de Sen *et al.* [58] (voir introduction), lorsque les parois sont relativement proches, ainsi qu'aux divers travaux y étant liés: Day et Stone [62], Abdelgawad *et al.* [60, 61], Da Silva *et al.* [66] et Matthews et Hill [63, 64]. Lorsque les deux parois sont éloignées l'une de l'autre, quelques études ont été réalisées par Takaisi [89, 90], Champmartin *et al.* [91] et Semin *et al.* [92] avec des cylindres statiques ou en translation et pourront également servir à comparaison. Dans cette section, nous proposerons un nouveau concept de micropompe utilisant un principe de fonctionnement innovant qui sera détaillé. Les notations précédentes sont conservées: h/R représente la distance de la paroi inférieure-cylindre et k , ratio de vitesse entre la paroi inférieure et le cylindre. On note d/R la distance paroi supérieure-cylindre et $k' = -k$ le ratio de vitesse de la paroi supérieure avec le cylindre. Le nombre de Reynolds est également maintenu à $Re = 0.005$.

3.4.1 Effet du confinement sur l'écoulement

Le comportement de l'écoulement en fonction du confinement est affiché sur la figure 3.19 obtenue avec $k = 2$ et $h/R = 0.02$. On retrouve une structure vorticielle (dans les cas $k > 0$) identique aux parties précédentes (figure 3.2.1) lorsque la paroi supérieure est suffisamment éloignée du cylindre (figure 3.19-a). En se rapprochant, elle comprime l'écoulement à proximité du cylindre (figure 3.19-b) puis sépare la structure vorticielle en deux parties (figure 3.19-c). Cette séparation donne naissance à deux vortex ayant pour centre un point d'arrêt. Un rapprochement de la paroi déplace ensuite ces structures le long du cylindre (figure 3.19-d). Il est par ailleurs intéressant de noter que cet écoulement comporte alors cinq points d'arrêts. Deux sont situés dans l'interstice, comme détaillé dans les parties précédentes (figure 3.5). Trois sont générés par la séparation de la structure vorticielle en deux parties: deux pour les centres de ces structures (notés T), un pour le point situé entre ces structures (noté S). Ce point S n'est représenté que sur une figure pour des raisons évidentes de clarté. Il est cependant obtenu dès que la structure vorticielle est séparée en deux et jusqu'à leur extinction.

Enfin, quand les deux parois sont quasiment à la même distance du cylindre, les structures vorticielles s'éteignent progressivement (figure 3.19-e) puis définitivement pour $d/R = h/R$ (figure 3.19-f). En diminuant encore la valeur de d/R , le cylindre est plus proche de la paroi supérieure. L'écoulement autour du cylindre est donc majoritairement dû à cette paroi en translation, ce qui simule une rotation régressive $k < 0$.

Pour les cas $k < 0$ (figure 3.20), on retrouve la structure de l'écoulement obtenue précédemment (figure 3.2.1) lorsque $d/R > 50$. L'écoulement compressé par un rapprochement de la paroi reste similaire (figure 3.20-a,b). On obtient un écoulement identique au cas k opposé, symétriquement par rapport à \mathbf{x} pour $h/R = d/R$ (figure 3.20-c). Enfin, lorsque la paroi supérieure est plus proche du cylindre que la paroi inférieure, les structures tourbillonnaires sont à nouveau générées par la paroi supérieure (k' étant positif).

Il est possible également de comparer qualitativement les lignes de courant exposées ici avec celles de la littérature, notamment avec les travaux de Abdelgawad [60, 61], sur la micropompe de Sen (figure 1.5). A titre de rappel, il s'agit de l'écoulement à faible nombre de Reynolds généré par la rotation d'un cylindre excentré dans un canal. Leurs simulations caractérisent l'établissement temporel jusqu'au régime stationnaire engendré par l'augmentation progressive de la vitesse de rotation du cylindre. Les conditions aux limites imposées aux parois fixes sont des conditions de non-glissement.

3.4.2 Efforts et pressions

Comme dans les sections précédentes, le nombre de Reynolds étant relativement faible $Re = 0.005$, la portance ne sera pas considérée ici. Elle reste en effet négligeable devant les efforts de traînée. Une comparaison sur la portance peut être faite avec les travaux de Takaisi [89, 90] ainsi qu'avec les travaux de Faxen [93]. Ces auteurs ont établis, à excentricité constante, la traînée totale d'un cylindre en translation dans un canal. Leurs travaux servent de référence dans les milieux à suspensions. Takaisi [89, 90] a déterminé la traînée du cylindre pour des canaux de largeur importantes (équation 3.4, avec b/a ratio de la moitié de la largeur du canal sur le rayon du cylindre). Faxen [93] est venu ajouter un facteur de correction à ces efforts afin de prendre en compte les modifications nécessaires aux canaux étroits. La formule donnée par Takaisi et complété par Faxen, donne une traînée nulle seulement pour un cylindre immergé en milieu infini. Afin de pouvoir vérifier nos simulations mais également ces résultats, la traînée totale a été calculée pour différentes tailles d/R en fonction de h/R (figure 3.21). On retrouve des résultats identiques à ces travaux lorsque les deux distances h/R et d/R sont égales. Comme attendu également, la correspondance est meilleure avec les travaux de Faxen pour des canaux peu larges. Le cas

3. ETUDE NUMÉRIQUE: MICROPOMPE ROTATIVE

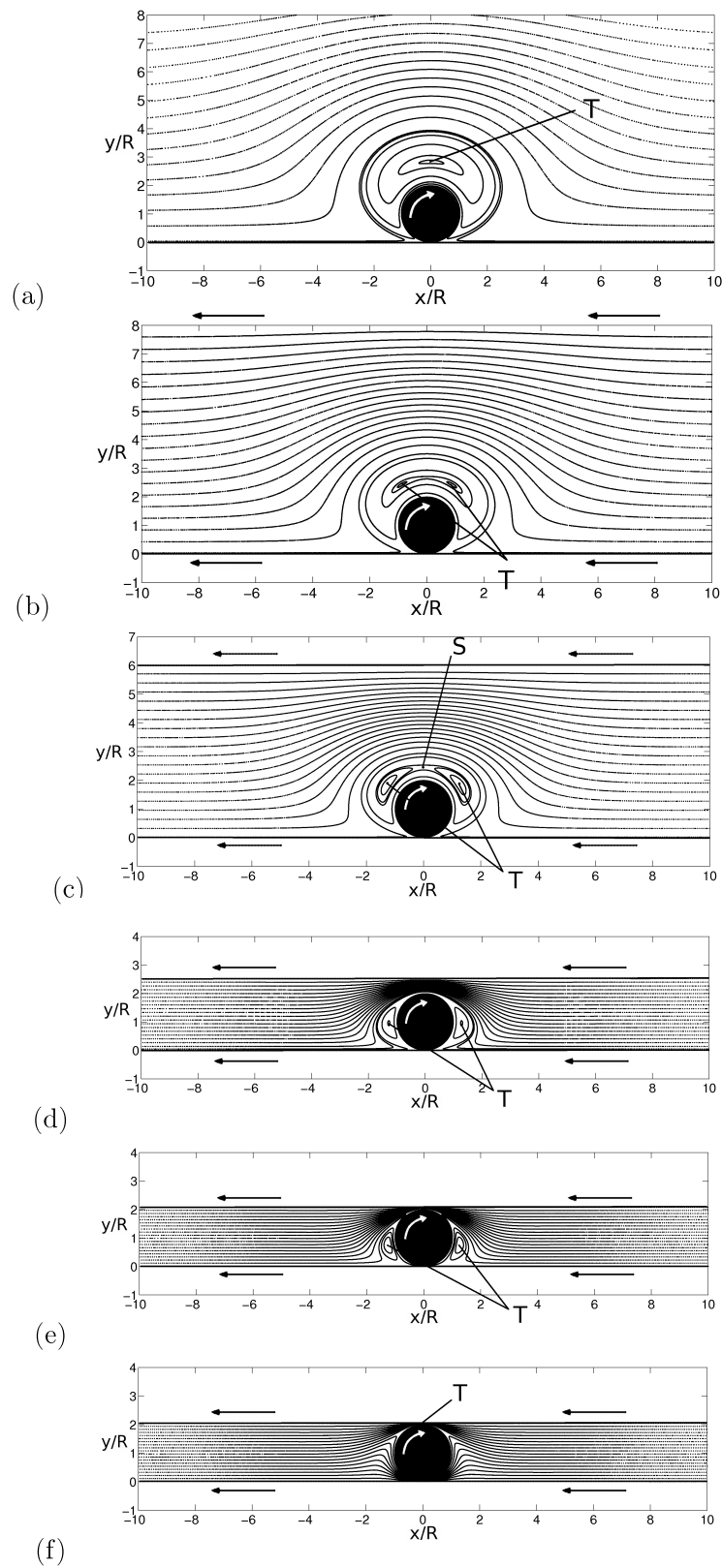


FIGURE 3.19 – Structure de l'écoulement lorsque la paroi supérieure se rapproche ($k = 2$). (a) $d/R = 10$, (b) $d/R = 7.5$, (c) $d/R = 4$, (d) $d/R = 0.5$, (e) $d/R = 0.05$ et (f) $d/R = h/R = 0.02$. La structure vorticielle se sépare en 2. Ces nouvelles structures s'éteignent progressivement jusqu'à $d/R = h/R$.

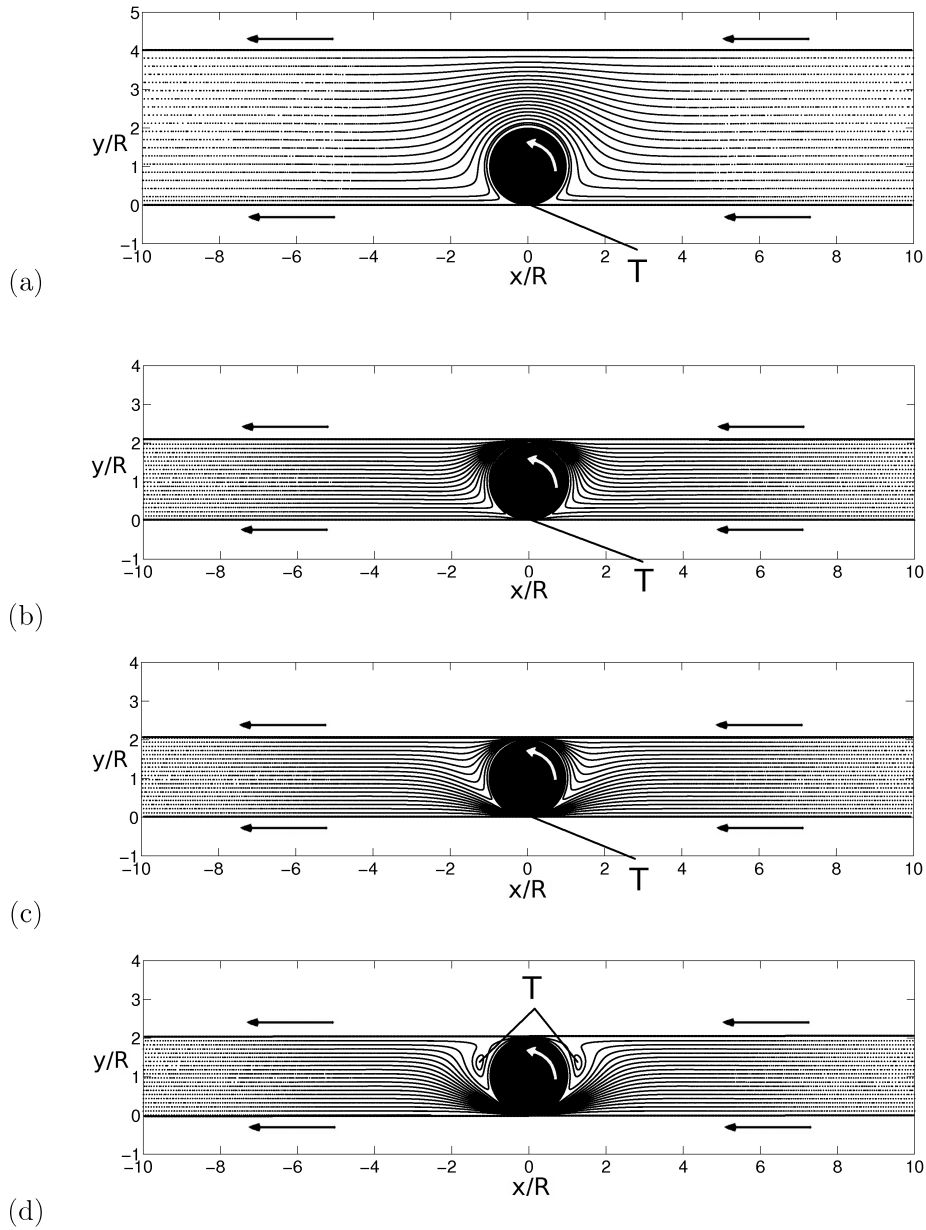


FIGURE 3.20 – Structure de l'écoulement lorsque la paroi supérieure se rapproche ($k = -2$). (a) $d/R = 2$, (b) $d/R = 0.05$, (c) $d/R = h/R = 0.02$, (d) $d/R = 0.01$. L'écoulement est progressivement comprimé vers le cylindre et pour une distance $d/R < h/R$, des structures vorticielles sont alors engendrées ($k' > 0$).

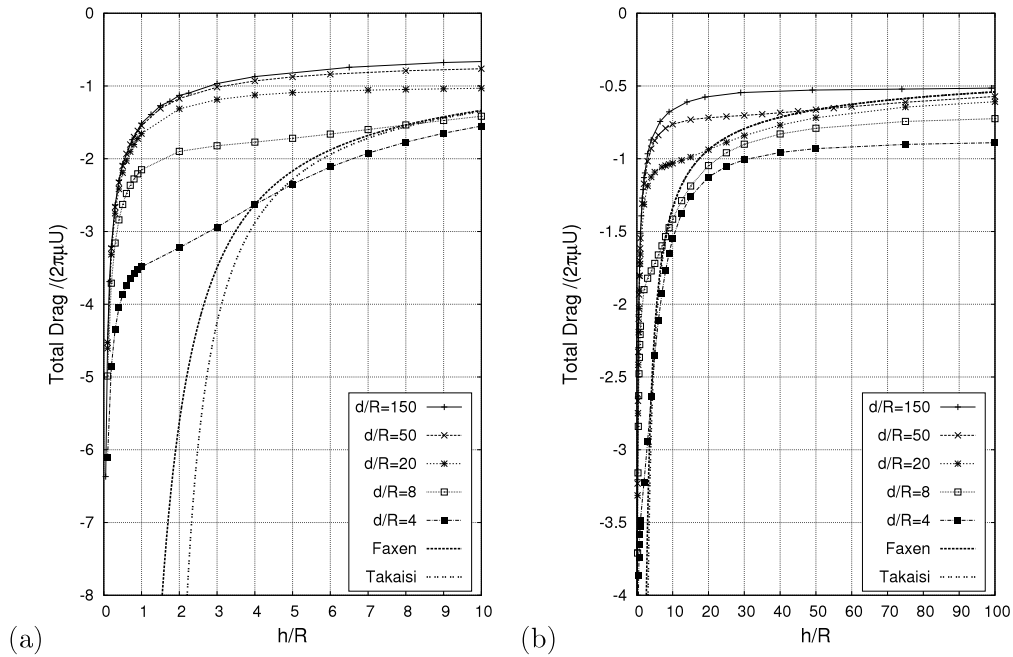


FIGURE 3.21 – Trainée en fonction de la distance paroi-cylindre pour différentes distances d/R , en fonction de h/R . Les résultats obtenus sont identiques à ceux de Faxen lorsque $h/R = d/R$.

$k = 1$ a été choisi pour obtenir cette traînée, constantes en fonction de k pour les distances h/R et d/R considérées. Dans nos travaux, un point d'inflexion est constaté sur chacune des courbes pour $h/R = d/R$. Ceci est dû à la dissymétrie de l'écoulement dès que ces distances ne sont plus égales. Autrement dit, dès que l'écoulement est confiné entre deux parois, un effort de traînée est généré sur le cylindre par la paroi. Ceci explique les résultats obtenus pour $d/R = 150$ de la section précédente (figure 3.18: traînée non nulle).

$$\frac{D}{\mu U} = \frac{4\pi}{\ln(b/a) - 0.9156 + 1.7243(a/b^2)} \quad (3.4)$$

On peut également déterminer les efforts sur le cylindre en fonction de k et pour différentes valeurs de confinement (figure 3.22). Pour cela, les simulations sont réalisées à une distance $h/R = 0.1$. On fait varier la distance d/R paroi supérieure-cylindre entre 0.025 et 50 afin d'étudier le confinement ainsi que le ratio de vitesse k entre -40 et 40 .

La traînée totale adimensionnée n'est pas indépendante de k , à l'exception du cas particulier $h/R = d/R$ et pour $d/R > 50$. On retrouve alors les résultats obtenus dans les sections précédentes (figure 3.9-a) où la traînée du cylindre était constante lors d'une rotation à proximité d'une seule paroi mobile. En séparant les effets visqueux des effets de pression,

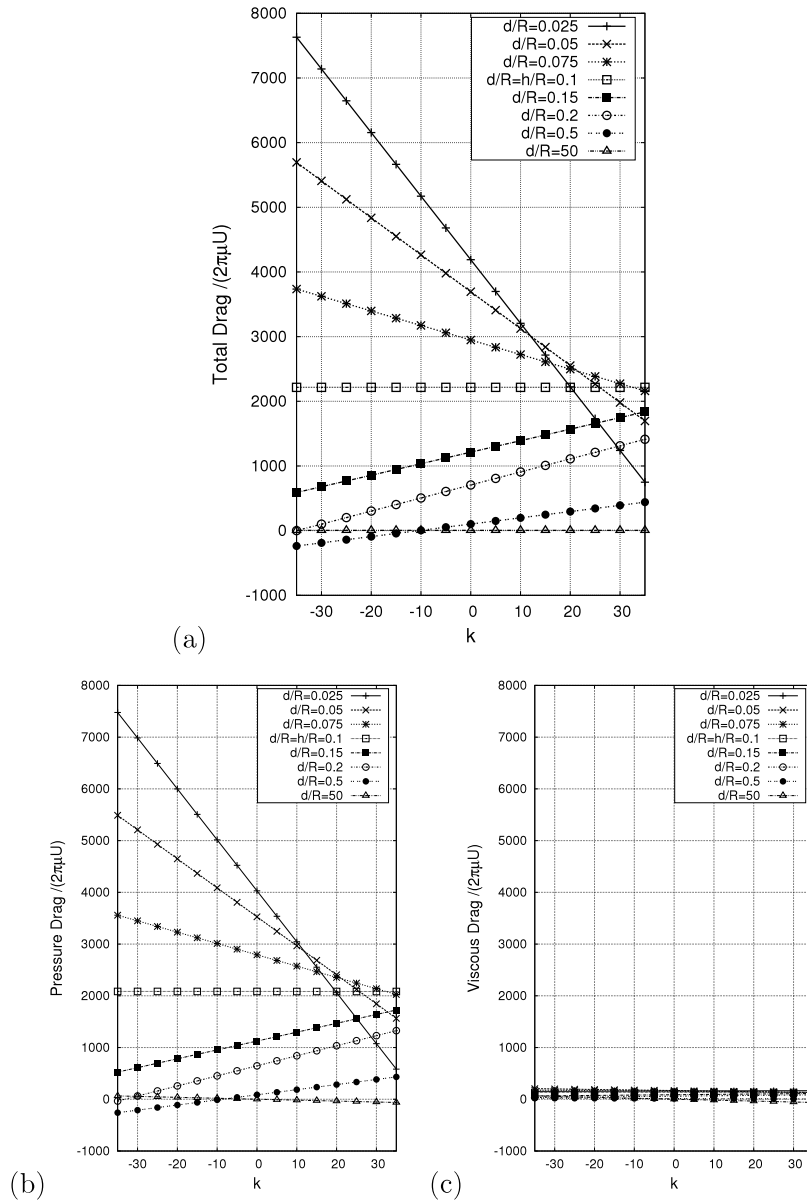


FIGURE 3.22 – (a) Evolution de la traînée totale, (b) de la traînée de pression et (c) de la traînée visqueuse en fonction de la distance d/R et de k lorsque $h/R = 0.1$.

comme sur les figures 3.22-(b),(c). On constate alors que le comportement de la traînée totale découle principalement des efforts de pression s'exerçant autour du cylindre. C'est la structure de l'écoulement qui génère ces pressions et par conséquent ces efforts de traînée sur le cylindre. En effet, une rotation régressive $k < 0$ permet de diminuer les efforts de pression s'exerçant sur le cylindre lorsque la distance d/R est supérieure à la distance h/R . Sur la figure 3.20-(a...c), on constate que le déplacement du fluide de l'entrée vers la sortie est favorisé par l'écoulement autour du cylindre, lorsque la paroi supérieure a une influence limitée sur l'écoulement autour du cylindre (en comparaison avec la paroi inférieure). De même, une rotation définie par $k > 0$ permettra de réduire les efforts de traînée lorsque la distance d/R sera inférieure à la distance h/R . Autrement dit, dès qu'on observe une structure vorticielle dans l'écoulement, la traînée augmente. Plus la taille de cette structure est importante, plus l'écoulement est comprimé. On constate d'ailleurs une différence de pression entre l'entrée et la sortie.

Dans nos simulations, la pression en entrée de canal étant fixée, c'est la pression de sortie qui varie au cours du temps. Commençons par étudier le cas particulier $h/R = d/R$ où la pression de sortie ne dépend pas de la vitesse de rotation imposée au cylindre. Il ne reste qu'un seul paramètre géométrique qui intervient dans la valeur de cette pression: la taille du canal. La figure 3.24 trace l'évolution de cette pression adimensionnée ($P^* = P/(\mu U/R)$) relevée en sortie du canal en fonction de la distance $h/R = d/R$. La pression tend vers des valeurs infinies non physiques lorsque les parois du canal s'approchent progressivement du cylindre. Afin d'obtenir une représentation continue de cette pression, une interpolation par moindres carrés est réalisée:

$$P^* = \frac{20.1175}{(h/R)^{2.499}} + \frac{12.9287}{(h/R)^{1.458}}$$

Afin de compléter l'étude, le dernier paramètre géométrique (l'excentration du cylindre dans le canal) est étudié. Les calculs numériques sont donc simulés avec une largeur de canal fixe ($h/R = 0.01$, donnée à titre indicatif), toujours à un nombre de Reynolds $Re = 0.005$, afin de s'approcher du régime de Stokes. L'excentration du cylindre est notée:

$$\epsilon = \frac{h}{d+h}$$

Ainsi définie, cette excentration prend des valeurs comprises entre 0 lorsque le cylindre est en contact avec la paroi inférieure, et 1, pour un contact avec la paroi supérieure. Les

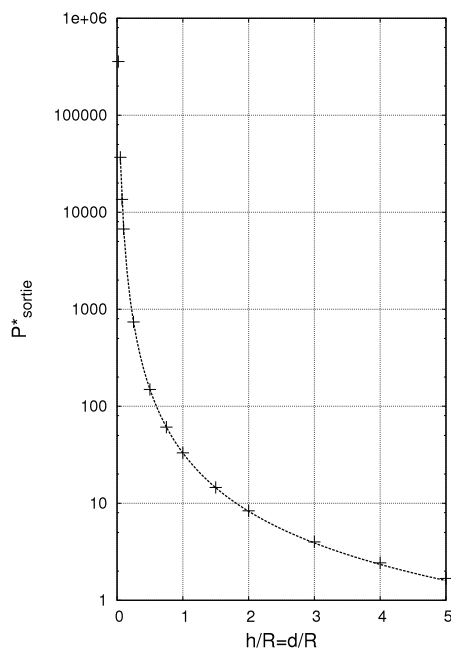


FIGURE 3.23 – Pression de sortie en fonction de la taille du canal pour des distances parois-cylindre constantes ($h/R = d/R$).

pressions obtenues en sorties en fonction de k sont adimensionnées par P^* .

Par souci de clarté, les valeurs d'excentration supérieures à 0.5 ne sont pas tracées, à l'exception, à titre d'exemple, du cas $\epsilon = 0.55$ symétrique au cas $\epsilon = 0.45$ par l'axe $k = 0$. Comme souligné par les valeurs de traînée, la pression en sortie de canal est majoritairement négative. Cependant, pour des valeurs importantes du ratio k entre la vitesse de rotation du cylindre et U , il est possible d'obtenir des valeurs positives. On peut alors envisager d'utiliser la géométrie présentée ici pour obtenir une micropompe. On note que la pression en sortie de canal peut tendre vers des valeurs importantes de pressions. Des phénomènes de cavitation seraient générés avant de pouvoir atteindre des valeurs non physiques. Une autre limitation possible serait imposée par les efforts de traînée importants s'exerçant sur le cylindre (déformation par flexion de l'axe de rotation du cylindre).

3.5 Conclusion

Dans ce chapitre, une étude numérique a été réalisée par l'intermédiaire d'un code commercial éléments finis. Dans un premier temps, on retrouve les résultats analytiques obtenus dans le chapitre précédent sur l'étude d'un cylindre en rotation en régime de Stokes à proximité d'une paroi mobile. Ces résultats sont ensuite complétés pour convenir aux grands

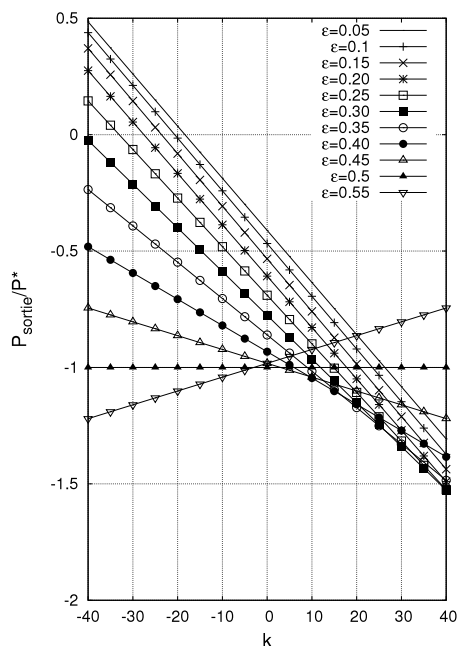


FIGURE 3.24 – Pression de sortie en fonction de k , obtenue pour différentes valeurs d'excentration ϵ .

interstices et jusqu'à des nombres de Reynolds de 60, en écoulement stationnaire. Dans un second temps, l'influence de la paroi sur l'écoulement engendré par la rotation du cylindre a été examinée. L'étude montre que les structures tourbillonnaires apparaissant dans les cas $k > 0$ pour des distances paroi-cylindre faible s'éteignent progressivement lorsque la paroi est éloignée. Lors de cette extinction, la fusion des points d'arrêts de l'écoulement est constatée et déterminée. Enfin, dans une troisième partie, on étudie l'influence d'une deuxième paroi. La compression de l'écoulement permet de générer une différence de pression entre l'entrée et la sortie. Il est alors possible d'utiliser la géométrie proposée ici comme micropompe. La caractéristique principale de la micropompe (pression générée) a été définie en fonction des paramètres géométriques principaux (dimensions du canal et excentration du cylindre). On démontre que les pressions générées peuvent être importantes voire tendre vers des valeurs "infinies" non physiques. Bien évidemment, avant d'obtenir ces pressions "non physiques", des effets de compressibilité ou de cavitation doivent apparaître dans le fluide considéré. De même, dans le solide, c'est la déformation mécanique impliquée par les efforts de traînée s'exerçant sur le cylindre qui limitera les performances. C'est cependant la difficulté de fabrication de ce système aux faibles échelles considérées (millimétriques voire micrométriques) qui limitera surtout les possibilités d'étude expérimentale sur ces micropompes.

4. Conception d'une micropompe

4.1 Introduction

Ce chapitre présente la conception de micropompes basées à la fois sur les technologies de microfabrication et sur les procédés de fabrication conventionnels. Les microsystèmes électromécaniques (MEMS pour Micro-Electro-Mechanical-Systems) déjà développés à l'IEMN, que ce soit pour des applications aérauliques [94, 95] ou tactiles [96] permettent d'obtenir une base solide dans la conception et la microfabrication de ces structures. Un nouveau concept de micropompe sera introduit, développé à l'aide d'un procédé innovant et testé expérimentalement.

Les technologies de microfabrication rassemblent les techniques issues de la micro-électronique d'une part, et les techniques de micro-usinage d'autre part. Elles permettent de réaliser des structures 2D aux échelles micrométriques voire nanométriques pour la réalisation de nanosystèmes. L'utilisation de techniques de microfabrication à haut rapport d'aspect permet aussi l'obtention de structures définies en trois dimensions. Les techniques de microfabrication consistent en des ajouts ou des retraits de matière effectués localement à partir d'un substrat plat. Deux approches sont alors possibles pour la réalisation de structures par micro-fabrication : l'approche bottom-up et l'approche top-down. La première consiste en l'arrangement de petits éléments afin d'obtenir des assemblages plus complexes. Elle privilégie ainsi les dépôts localisés de matériaux, dont l'assemblage final formera le microsystème. L'approche top-down, quant à elle, consiste à créer de petites structures à partir d'un ensemble plus grand. Celle-ci privilégie les retraits de matière, sous forme de gravures localisées pouvant être isotropes ou anisotropes. Les microtechnologies nécessitent cependant des équipements perfectionnés et un environnement extrêmement contrôlé en termes de pollution atmosphérique, de pression et de température : la fabrication a lieu systématiquement en salle blanche, tandis les gaz et autres réactifs rentrant en jeu dans les process sont de très grande pureté. Les étapes de micro-fabrications sont souvent réalisées dans des enceintes permettant d'obtenir des conditions de pression et de température précises : gravures plasma et dépôts par évaporation et pulvérisation notamment. Ces techniques de microfabrication sont ainsi réservées à des applications non réalisables par les procédés de fabrication traditionnels : la réalisation de capteurs ou d'actionneurs incluant leur électronique de commande ou de traitement par exemple. Elles sont aussi particulièrement

intéressantes pour la fabrication en série, car chaque substrat peut comporter un grand nombre d'exemplaires, bénéficiant des mêmes conditions de microfabrication, ce qui assure une meilleure homogénéité dans leur production. Certaines pièces de micromécanique, comme les engrenages de montres, exploitent ainsi les techniques de microfabrication. Les techniques de microfabrication peuvent être classées en trois grandes catégories :

- Les techniques de dépôt ou de croissance de matériaux : elles regroupent notamment l'enduction à la tournette ou spincoat, les dépôts par évaporation ou pulvérisation cathodique, l'électrodéposition, ainsi que les techniques de dépôt chimique en phase vapeur : PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition) ou LPCVD (Low Pressure Chemical Vapor Deposition).
- Les techniques de gravure et de micro-usinage, afin de retirer un matériau localement en accord avec les motifs à réaliser : gravures chimiques sèches ou humides, gravures physiques par plasma. Les conditions de gravure permettent d'obtenir des gravures isotropes comme anisotropes. Les gravures laser figurent aussi parmi les techniques de gravure mises à profit en micro-fabrication.
- Les techniques de lithographie, qui forment l'outil de base en microfabrication, en permettent de définir des motifs après l'enduction de résines à la tournette. Ces résines peuvent être photosensibles (cas de la photolithographie) ou électroniques (cas de la lithographie par faisceau d'électrons). La définition de motifs dans les couches de résines permettent ensuite l'application localisée des process définis précédemment.

Ces techniques sont majoritairement planaires : elles sont particulièrement adaptées aux structures 2D, correspondant aux applications pour lesquelles elles ont été développées initialement (fabrication de dispositifs électroniques). Les structures en trois dimensions, bien plus fréquentes dans le cadre de la fabrication de microsystèmes, nécessitent l'emploi de techniques spécifiques, permettant l'obtention de structures à hauts rapports d'aspect. Généralement, il est ainsi plus facile d'obtenir ces rapports d'aspect sur de petites structures plutôt que sur des grandes. C'est pourquoi certaines techniques de fabrication traditionnelles sont aussi adaptées à ces échelles, comme le micro-moulage ou la gravure laser.

Dans les chapitres précédents, nous avons établi la possibilité de générer l'écoulement d'un fluide par le déplacement de parois mobiles. Dans ce chapitre, nous présenterons la potentialité de provoquer un écoulement par la déformation de parois. Le choix de l'actionneur sera tout d'abord discuté afin de remplir cette fonction. En s'appuyant sur les résultats obtenus, une micropompe sera ensuite conçue. Le design ainsi que la microfabrication seront alors élaborés puis optimisés. Des caractérisations fluidiques seront réalisées pour établir les performances "pures" (débit et pression générés) en fonction des différents paramètres

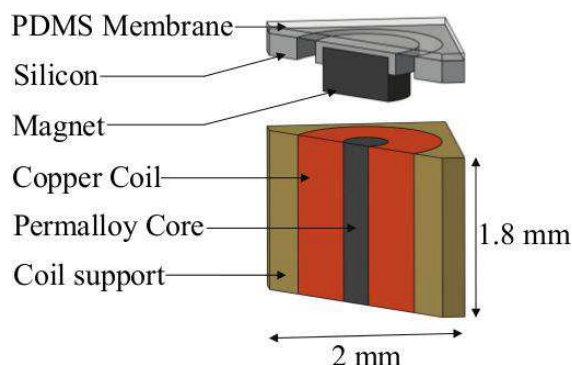


FIGURE 4.1 – Actionneur tactile développé à l’IEMN, Un système bobine-aimant vient générer le déplacement d’un plot de taction, relié à une partie fixe par une membrane de PDMS

d’alimentation. Cela permettra notamment d’obtenir une compréhension des mécanismes physiques mis en jeu. Enfin, un premier packaging facilitant la reproductibilité de ces expérimentations sera présenté.

4.2 Présentation globale du dispositif

Le design de l’actionneur dérive d’une technologie tactile développée au sein de l’I.E.M.N. (figure 4.1). Le principe de ce dispositif repose sur la déformation élastique d’un film mince de polydiméthylsiloxane (PDMS). La déflexion de cette membrane élastomérique est contrôlée par l’intermédiaire d’un système bobine-aimant avec l’aimant solidaire de la membrane. En fonction de la puissance électrique délivrée à la bobine, l’aimant entraîne ainsi une déformation plus ou moins importante de la membrane. L’amplitude de mouvement du système peut également être contrôlée en modifiant la fréquence du signal. Le phénomène de résonance mécanique permet en effet d’accroître le déplacement.

Les matériaux élastomériques ont été choisis en raison de leur grande élasticité (coefficient de poisson ≈ 0.5 pour un module d’Young de ≈ 500 kPa) et de leur possibilité d’élongation importante ($\approx 100\%$). Dans cette catégorie, c’est le polydiméthylsiloxane (PDMS) qui a tout d’abord été retenu. C’est en effet, l’élastomère le plus répandu dans le domaine des micropompes et à plus vaste échelle, dans les microsystèmes. Il a l’avantage d’être bio-compatible et adapté aux techniques de microfabrication (spin-coating, gravure et traitement de surface par plasma...). La méthode d’actionnement de cette membrane est basée sur l’interaction électromagnétique bobine-aimant. Ces choix offrent l’avantage de déplacements importants ($> 200 \mu\text{m}$) pour de faibles puissances électriques (< 100 mW) avec des

temps de réponses faibles également ($f > 100$ Hz). En comparaison et à titre d'exemple, les tensions nécessaires pour un actionnement piézoélectrique sont souvent de l'ordre de la centaine de volts, pour des déplacements limités, de l'ordre de la centaine de microns au maximum. Les dimensions du système d'alimentation des micropompes pneumatiques ne permettent pas l'intégration de ces éléments à l'échelle micro ou millimétrique. Enfin, pour les systèmes thermo-pneumatiques, le temps de latence des phénomènes (compression/détente de l'air par chauffage) est un facteur limitant (Chapitre 1 et Annexe A).

Afin de tester la capacité de notre dispositif à générer un écoulement, nous avons effectué des tests d'actionnement en disposant des gouttes sur les surfaces mobiles (Annexe B). De manière qualitative, les résultats obtenus ont été comparés à ceux de la littérature. Nous avons observé des modes propres de vibrations des gouttes similaires à ceux obtenus par Noblin *et al.* [97] ou encore Lyubimov *et al.* [98] lorsque l'amplitude de déflexion de la membrane est faible ou modérée. Une amplitude supérieure implique atomisation locale de la goutte, dont la physique est similaire à une atomisation globale de goutte obtenue par Vukasinovic *et al.* [99] ou encore James *et al.* [100]. Ces expériences nous ont permis de valider la possibilité de générer un écoulement en déformant la membrane de notre micro-système.

A titre informatif, la membrane était alors d'une épaisseur de seulement $20\ \mu\text{m}$. L'utilisation répétée de l'actionneur pouvait donc éventuellement engendrer une fissure du PDMS entre la partie fixe et la partie mobile sur un des dispositifs. On observait alors, pour un mode vibratoire bien précis (i.e. une fréquence et une déflexion particulière), qu'une goutte, originellement déposée sur le PDMS venait se loger entre l'aimant et la bobine. Un changement dans le mode de vibration du système permettait d'obtenir un déplacement opposé de la goutte, qui revenait donc à sa position initiale sur la membrane de PDMS. Celui-ci a ensuite été immergé et placé entre deux réservoirs séparés hermétiquement (figure 4.2). En venant actionner le micro-système percé, une différence de hauteur Δh était alors générée entre les deux réservoirs.

Cette expérience permet donc de valider l'utilisation du micro-système en tant que micropompe. Il est évident que la forme et la taille des motifs est déterminante pour obtenir une micropompe performante. Étant donné les possibilités nombreuses de conceptions, nous nous limitons aux cas les plus conventionnels. Pour cela, comme représenté sur la figure 4.3, les membranes choisies sont aussi bien de formes carrées que rondes. Pour les formes carrées, afin de limiter les concentrations de contraintes au niveau des coins anguleux, un arrondi est réalisé. Les motifs sont positionnés à divers endroits sur la membrane. Les formes en

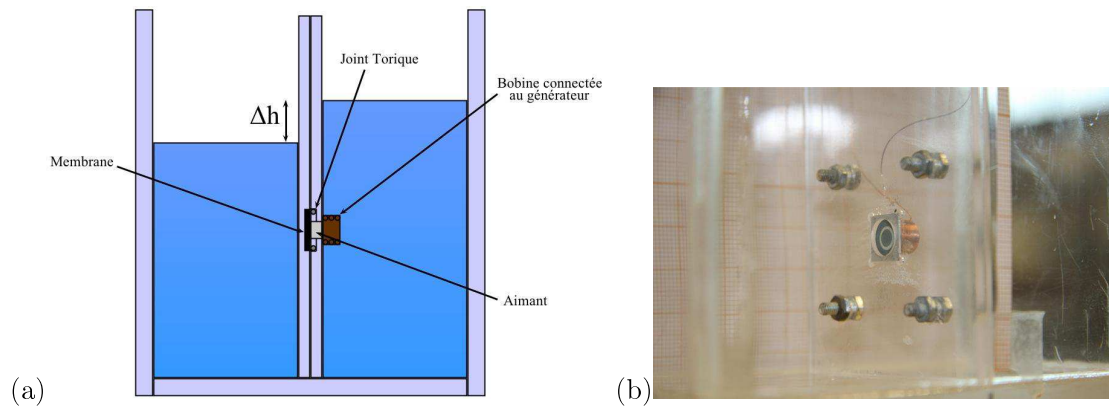


FIGURE 4.2 – (a) Schéma du dispositif utilisé pour l'immersion du microsysteme. (b) Zoom sur le dispositif réalisé où une membrane circulaire est placée.

	PDMS	Silastic S
Durometer [<i>Shore A</i>]	48	26
Viscosity [Pa.s]	4	12.8
Elongation [%]	140	900
Tear Strength [kN/m]	2.6	24.5
Tensile Strength [MPa]	7.1	6.9

TABLEAU 4.1 – Propriétés mécaniques de l'élastomère Silastic S comparées à celles du PDMS

"H" et en "U" sont définies afin d'assurer une ouverture maximale. La forme "sinusoïde" tente de reproduire l'ouverture de certains mollusques (coquillages notamment) et permet une longueur maximale. Enfin, la forme en "lill" a été choisie pour sa "rigidité" dans le but de caractériser les fuites lors de l'arrêt de la pompe.

Afin de limiter les risques de déchirement de la membrane lors de son actionnement, deux solutions ont été retenues. La première a consisté à épaissir la membrane à $50 \mu\text{m}$. La deuxième solution a été le choix d'un nouvel élastomère le Silastic S, similaire au PDMS, mais avec des propriétés mécaniques bien plus intéressantes et notamment une résistance au déchirement élevée (tableau 4.2). Des essais de tractions ont également été réalisés à l'Ecole Centrale de Lille afin de caractériser l'élongation du Silastic S avant rupture (figure 4.4). Tout cela lui confère des propriétés permettant d'utiliser des membranes plus épaisses et donc plus solides tout en conservant la même déformation.

Afin d'obtenir des motifs contrôlés sur la membrane de Silastic S, plusieurs techniques de microfabrication peuvent être utilisées. La première consiste à venir graver cet élastomère par Reactive Ion Etching (RIE) i.e. par gravure plasma. La deuxième consiste à réaliser

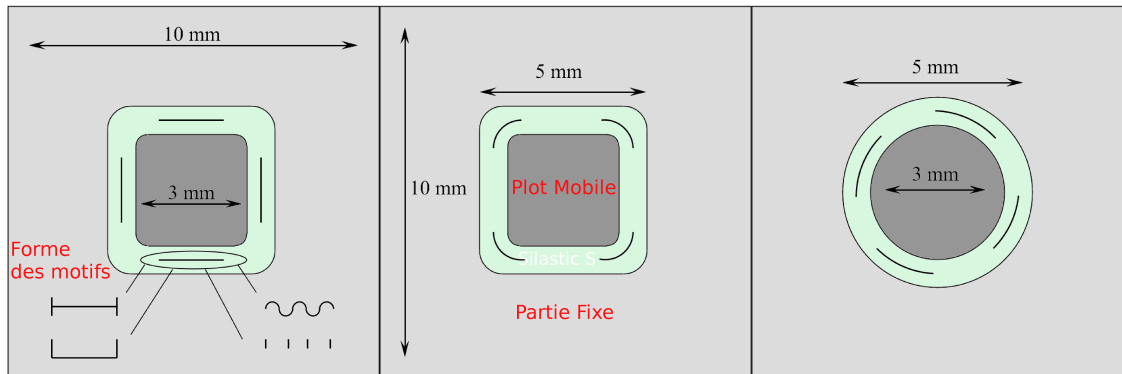


FIGURE 4.3 – Motifs et membranes choisies pour la réalisation de micropompes. Le silicium est représenté en gris clair, le plot mobile où sera placé l'aimant en gris foncé, la membrane souple de Silastic S en vert. Les premières membranes carrées comprennent des motifs au milieu de la membrane d'élastomère. Diverses formes de motifs sont choisies: "H", "U", sinusoïde, traits horizontaux et verticaux. Les deuxièmes membranes également carrées comportent des motifs placés sur les coins anguleux. Les troisièmes membranes seront de forme rondes, ce qui permet de limiter les contraintes au niveau des motifs.

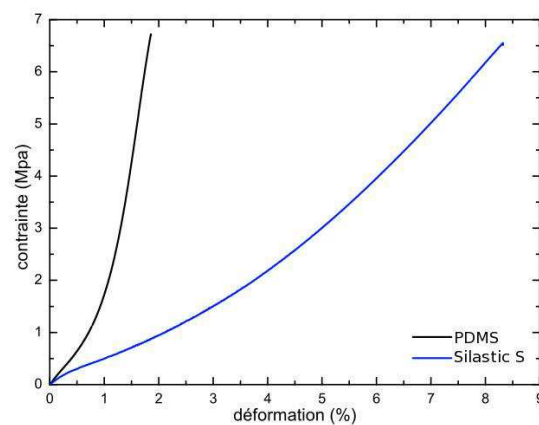


FIGURE 4.4 – Essai de rupture réalisé à l'École Centrale de Lille pour comparaison du PDMS et du Silastic S. Les déformations sont exprimées en centaine de % et non en %.

une étape de moulage des motifs.

4.3 Réalisation des micropompes

4.3.1 Gravure RIE du Silastic S

Dans cette sous partie, nous étudierons le process de gravure par RIE (Reactive Ion Etching) de l'élastomère Silastic S, précédemment cité. Lors des deux dernières décennies, le principal procédé utilisé dans la structuration du PDMS était le moulage [101]. Récemment, la demande croissante de structures avec des résolutions de plus en plus importantes a nécessité le développement d'une nouvelle méthode. Garra et al. [102] ont été les premiers à utiliser la gravure sèche par plasma des matériaux élastomériques pour le design de structure de l'ordre de la centaine de micromètres. Leur étude démontre qu'avec un plasma composé de 75 % de tétrafluorure de carbone (CF_4) et de 25 % d' O_2 , la vitesse de gravure du PDMS atteint $\alpha = 20 \mu\text{m/h}$. L'état de surface de la partie gravée est cependant modifiée par ce procédé qui vient augmenter de manière importante la rugosité. Par la suite, Szmigiel et al. [103] y remédièrent en utilisant un autre gaz fluoré l'hexafluorure de soufre (SF_6), toujours en combinaison optimale avec le dioxygène pour un mélange de 75/25 %. Leur étude démontre par ailleurs qu'avec une pression dans la chambre de 250 mT, au lieu de 50 mT, la vitesse de gravure est multipliée par un facteur 3. L'utilisation de la rugosité de surface engendrée par ce procédé permet cependant d'améliorer l'adhésion du PDMS avec le verre. Ainsi, Oh [104] démontra qu'avec des temps de gravure courts pour un mélange comprenant plus de tétrafluorure de carbone, cette adhésion est optimale. Bjørnsen et al. [105, 106, 107] se sont intéressés aux paramètres importants dans ce type de plasma, à savoir, la pression de la chambre, le ratio du mélange de gaz et la puissance RF générée. Par ailleurs différentes compositions d'élastomères ont été étudiées en changeant les proportions du mélange prépolymère/catalyseur, ce qui change le processus de réticulation et donc le nombre de liaisons macromoléculaires. Les propriétés mécaniques de l'élastomère telles que le module de cisaillement et l'élongation avant rupture sont ainsi modifiées. Selon ces travaux, une pression de la chambre de 150 mT permet d'obtenir une vitesse de gravure maximale. Dans ces travaux, à basse pression, la vitesse est plus importante pour un plasma d'hexafluorure de soufre tandis qu'à haute pression, le tétrafluorure de carbone est plus efficace. La dureté du polymère influe surtout sur la définition des flancs de gravures. Ainsi, un polymère plus mou sera plus sensible aux changements des paramètres de gravure. De plus, à basse pression, le ratio du mélange de gaz est relativement peu influent sur la vitesse de gravure ainsi que sur la forme des profils étudiés. A contrario, à haute pression, le profil

gravé possède un fond plat pour un plasma de SF_6 et un fond en forme de U pour un plasma de CF_4 . La plupart du temps, dans tous ces travaux, les profils sont obtenus après lithographie sur un masque d'aluminium ou de verre.

Ici, un procédé de gravure du Silastic S sera étudié afin d'obtenir des profils à hauts rapports d'aspects avec des flancs anisotropes. Pour cela, la définition d'un nouveau procédé avec un masque de Nickel électrodéposé sera discuté et optimisé. Tous les paramètres influents tels que pression de la chambre, puissance RF et composition du mélange seront également étudiés pour cet élastomère de manière analogue aux travaux cités.

4.3.1.1 Procédé de gravure

L'étude de la gravure des motifs sur Silastic S a d'abord été réalisée sur des profils "types":

- Rectangle à hauts rapports d'aspect: $15 \times 145 \mu\text{m}$, $25 \times 725 \mu\text{m}$, $100 \times 1450 \mu\text{m}$, $500 \times 7000 \mu\text{m}$.
- Carrés de côtés: $50 \mu\text{m}$, $100 \mu\text{m}$, $500 \mu\text{m}$, $1000 \mu\text{m}$.
- Cercles de diamètres: $50 \mu\text{m}$, $100 \mu\text{m}$, $200 \mu\text{m}$, $1000 \mu\text{m}$, $2000 \mu\text{m}$.

Afin de définir ces motifs, un procédé standard en microfabrication avec masque physique en aluminium est tout d'abord utilisé (figure 4.5-a). Pour cela, le prépolymère du Silastic S était mélangé avec le catalyseur avec un ratio de 10 : 1, conformément aux instructions données par Dow Corning TM. Le mélange est ensuite dégazé dans une chambre générant un vide partiel afin que les bulles d'air prisonnières puissent s'échapper. Ce polymère est ensuite enduit de manière centrifuge ("spincoating" en anglais) afin d'obtenir une couche mince de $50 \mu\text{m}$. Pour cela, le processus d'enduction a tout d'abord été étalonné en fonction de la vitesse (figure 4.5-b) sur un substrat de silicium de diamètre 3 pouces. Une fine couche d'aluminium $\leq 100 \text{ nm}$ est ensuite déposée par pulvérisation cathodique. Une couche d'épaisseur supérieure génère, en général, des microfissures sur l'élastomère, soumis à une contrainte trop importante. La métallisation du PDMS par les techniques usuelles (évaporation sous vide, pulvérisation cathodique) est en effet, un problème critique actuellement en plein développement [108]. La forte dilatation thermique et la faible adhésion du métal sur ce type de surface en sont les principales raisons. Une couche de résine de $6 \mu\text{m}$ photosensible d'AZ9260 est ensuite enduite sur l'aluminium. Cette résine est ensuite insolée par lithographie puis développée afin d'obtenir les motifs souhaités. La couche d'aluminium est alors retirée aux endroits souhaités par attaque chimique avec une solution d'acide chlorhydrique. La gravure sèche par plasma du Silastic S peut enfin être effectuée dans un bâti de RIE (Reactive ion Etching) Oxford Plasmalab 80 plus. Les paramètres importants de

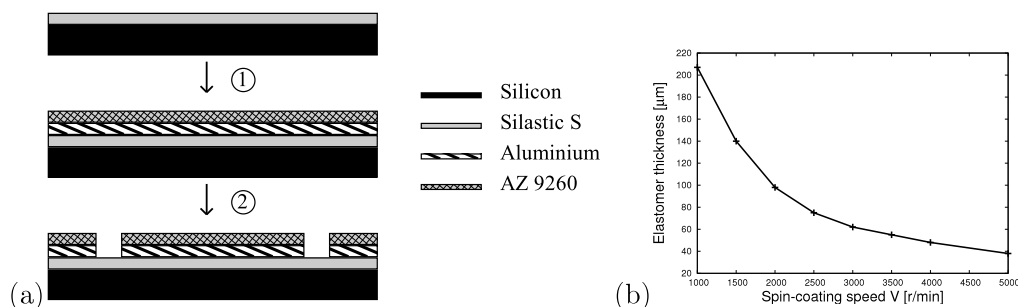


FIGURE 4.5 – (a) Schéma du procédé utilisé pour la définition des motifs avant gravure, Etape 1: enduction du Silastic, dépôt d'aluminium et de résine photosensible "positive". Etape 2: insolation puis, développement de la résine, dissolution de l'aluminium (b) Epaisseur de Silastic S obtenu en fonction de la vitesse d'enduction de la tournette avec une accélération de 1 s et un temps de 40 s.

gravure étudiés ici sont:

- La pression de la chambre lors de la phase de gravure (50 à 200 mT)
- La puissance du générateur RF (Radio-Frequency 13.56 MHz) (50 à 300 W)
- Le ratio du mélange de gaz utilisé (25 % à 90 % de SF_6)

Le mélange de gaz est constitué de SF_6 et d' O_2 avec un débit maintenu constant pour l'arrivée des gaz à 70 sccm. Lors de la gravure de l'élastomère, il est important de laisser des étapes de repos afin d'éviter un chauffage trop important du substrat. Ainsi, après plusieurs tests, il apparaît que des sous étapes de gravure de 10 minutes avec des repos de 5 minutes permet d'éviter toute détérioration du substrat par la chaleur. Les échantillons ont été gravés pendant une période totale de 20 minutes lors des essais. Après chaque essai, la résine et l'aluminium sont supprimés par attaque chimique. Une mesure profilométrique ainsi que des images réalisées au microscope électronique à balayage (MEB) permettent alors de caractériser la vitesse de gravure, l'anisotropie des profils ainsi que d'apprécier la rugosité de surface.

Cependant, lorsque la vitesse de gravure est importante, le masque physique d'aluminium ainsi que la résine sont entièrement gravés (figure 4.6). Le procédé défini ainsi doit être réadapté afin de supporter les gravures longues mais également d'améliorer la précision dans la définition des motifs.

Le nouveau procédé doit comporter un masque physique de métal déposé en grande épaisseur et avec une sélectivité inférieure à celle de l'aluminium déposé par pulvérisation. Les dépôts par électrolyse permettent de remplir ces critères. Un nouveau procédé est ainsi défini avec un masque physique de Nickel (figure 4.7). De plus, afin d'améliorer l'adhérence de l'élastomère sur le silicium, une fine couche de 200 nm de SiO_2 est réalisée par dépôt

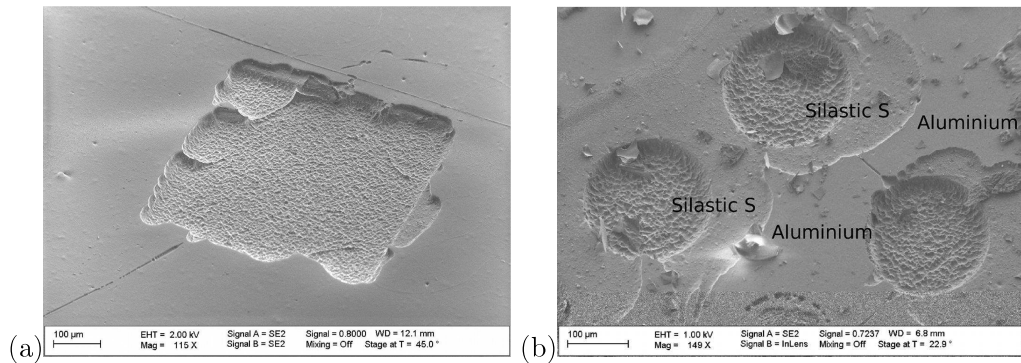


FIGURE 4.6 – Motifs obtenus après gravure du Silastic S. (a) Le masque physique d'aluminium (couche supérieure) résiste lors de gravures courtes ou à faibles vitesses mais (b) disparaît complètement autrement. Le Silastic S est alors mis à nu.

chimique en phase vapeur assisté par plasma (Plasma-enhanced chemical vapor deposition: PECVD) avant d'enduire l'élastomère. Cette enduction est identique au procédé précédent. Une couche de 20/40 nm de Chrome/Or est déposée par pulvérisation. Celle-ci peut éventuellement être remplacée par une couche de Titane-Or. Le Chrome et le Titane améliorent l'adhérence de l'Or sur le Silastic (couche d'accroche). Une résine photosensible "négative" AZ2020 est enduite, insolée et développée pour obtenir une épaisseur de 2 μm . Le Nickel est ensuite électrodéposé en couche épaisse (1 voire 1.5 μm), suffisante pour résister à plus de 2 heures de gravure. Une attaque chimique au remover PG de la résine restante, suivie d'une gravure ionique de la couche de Chrome/Or dans un bâti Plassys MU350 définissent les motifs avant gravure du Silastic S. Enfin, après gravure, une attaque chimique d'acide orthophosphorique supprime la couche de Nickel.

Afin de contrôler l'état de surface avant gravure ainsi que la validité du procédé, des photos sont réalisées au MEB (figure 4.8).

4.3.1.2 Résultats et discussion

Dans un plasma RF, une source radio-fréquence génère et entretient un plasma entre deux électrodes. La source dans un bâti de gravure sèche est toujours reliée à l'électrode où se situe le substrat. Les radio-fréquences provoquent l'oscillation des électrons libres qui vont entrer en collision avec les radicaux libres (ici SF_6 et O_2). Lorsque l'énergie des électrons est suffisante, ce mélange gazeux est alors ionisé et génère un plasma. Dans la plupart des bâtis RIE, la fréquence RF est de 13.56 MHz afin de ne pas interférer avec d'autres fréquences. Des ions positifs sont créés dans la gaine du plasma par les collisions entre gaz et électrons et sont alors accélérés jusqu'à l'électrode RF où est situé le substrat.

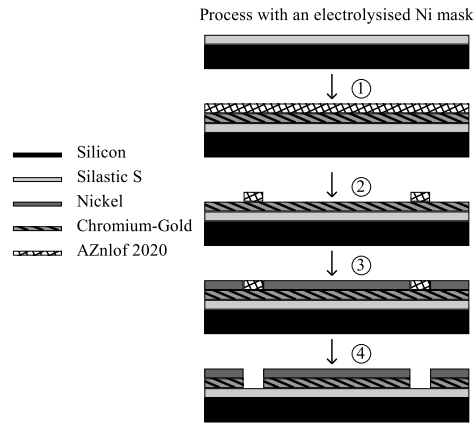


FIGURE 4.7 – Schéma du procédé avec masque physique de Nickel. Le dépôt de SiO_2 réalisé avant l'étape 0 n'est pas représenté ici. Etape 0: Enduction du Silastic. Etape 1: Dépôt d'une couche de Chrome-Or et de résine photosensible "négative". Etape 2: insolation, développement de la résine. Etape 3: Electrodeposition du Nickel. Etape 4: Attaque chimique de la résine et de la couche de Chrome-Or

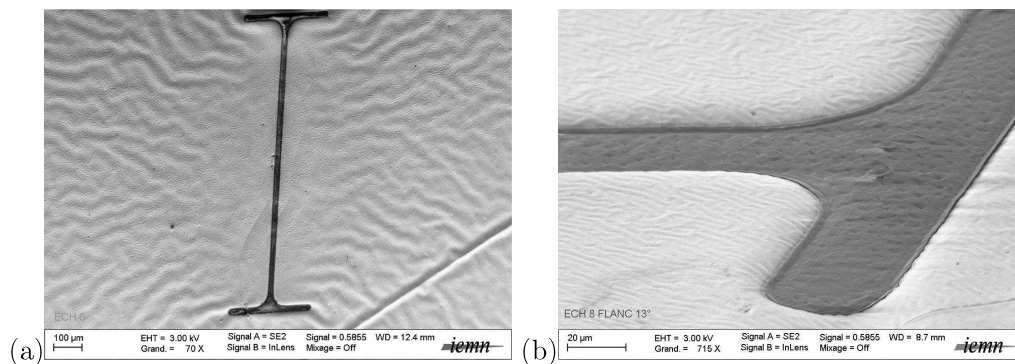


FIGURE 4.8 – Motifs en forme de "H" obtenus avant gravure du Silastic S. La couche de Chrome-Or n'a pas encore été retirée.

Leur direction principale de propagation est donc perpendiculaire au substrat. Le DC bias est l'image de l'énergie cinétique des ions venant impacter avec le substrat. Plus il est élevé, plus la gravure se fait de manière "physique", c'est à dire un bombardement d'ions venant arracher les particules en surface. Par exemple, l'usineur ionique Plassys MU350 vient graver physiquement la couche de Chrome-Or (processus dit "IBE": Ion Beam Etching). A contrario, un bias moins élevé signifie que les réactions chimiques sont plus importantes. En effet, les collisions du plasma dans un bâti RIE viennent générer des espèces réactives (atome de Fluor majoritairement pour SF_6). Ces atomes viennent se diffuser à la surface du substrat où ils sont adsorbés. La réaction chimique a ensuite lieu avant désorption des molécules et diffusion dans le plasma. Dans la plupart des plasmas, les gravures physiques et chimiques sont indissociables. Cependant, principalement en fonction de la pression, il est possible d'observer des gravures plus physiques que chimiques et vice-versa. Une étude théorique de Mateev et Zhelyazkov [109] montre le lien entre le DC bias et le flux d'ions bombardant la surface. Leur résultat est d'ailleurs fortement corrélé avec des résultats expérimentaux. Plus récemment, Bjørsen [107] a décrit à l'évolution du bias pour un plasma de gravure du PDMS.

Evolution du bias et de la vitesse de gravure en fonction de la pression L'évolution du bias et de la vitesse de gravure α en fonction de la pression dans la chambre est affichée sur la figure 4.9. On vérifie bien que l'augmentation de la pression diminue l'énergie donnée aux ions positifs. En effet, une pression plus forte implique un libre parcours moyen moins important et accroît donc le nombre de collisions et par conséquent le nombre de réactions chimiques par les atomes ainsi libérés. En ce qui concerne α , une augmentation de la pression implique une augmentation des vitesses de gravure. Un premier pic est alors atteint à 100 mT lorsque l'équilibre entre attaques ioniques physiques et réactions chimiques est optimal. On constate alors également une disparité minimale entre grands et petits motifs. Entre 100 et 150 mT, le processus de pulvérisation dû à la gravure physique n'est plus suffisant pour continuer à accroître α . Enfin, après 150 mT, α augmente à nouveau, les réactions chimiques sont de plus en plus nombreuses et arrivent à compenser la perte de vitesse dû à la réduction du bombardement ionique. Un second pic devrait être atteint lorsque le taux de présence d'atomes de fluor est optimal sur le substrat. Cependant, à 200 mT, la vitesse semble encore en augmentation. Une augmentation de pression n'est pas possible dans ce bâti, la puissance réfléchie devient trop importante pour pouvoir assurer une gravure contrôlée. Il est à noter également qu'on observe une accentuation de la disparité

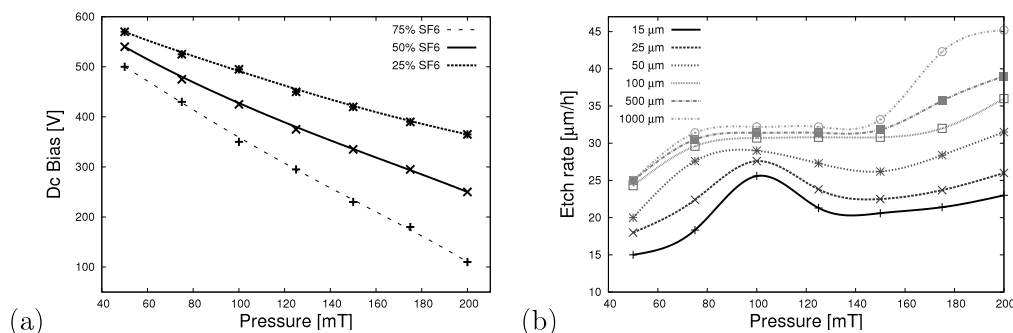


FIGURE 4.9 – (a) DC bias et (b) vitesse de gravure obtenus en fonction de la pression dans la chambre. La puissance est maintenue à 300 W et (b) $\text{SF}_6/\text{O}_2 = 75/25\%$

entre petits et grands motifs à plus haute pression. En effet, les atomes réactifs de fluor ne sont accélérés que par le processus de collisions et leur sens de propagation est donc aléatoire. Un motif de surface supérieure aura donc une plus grande probabilité d'être en contact avec ces ions. Par ailleurs, α est constant pour des motifs de largeurs supérieures à $1000 \mu\text{m}$.

Evolution du bias et de la vitesse de gravure en fonction du mélange gazeux

L'évolution du bias et de la vitesse de gravure α en fonction de la proportion de SF_6 dans le mélange SF_6/O_2 est affichée sur la figure 4.10. Le dioxygène est moins électronégatif que l'hexafluorure de soufre ce qui accroît le DC bias lorsque sa présence est plus importante. On retrouve également le résultat précédent: à 50 mT, la différence de bias entre 20% et 80% de SF_6 est moins importante qu'à 150 mT. Quant à la vitesse de gravure, α est maximum pour une composition de 65% de SF_6 et 35% d' O_2 . Il est intéressant de comparer cette valeur à celles obtenues dans les cas du PDMS (80% de SF_6 [102, 103]) et du silicium (73% de SF_6 [110]). En effet, la réaction principale est identique dans tous les cas (i.e. $\text{Si} + 4\text{F} \rightarrow \text{SiF}_4$). La différence vient donc des réactions secondaires. Dans le cas du silicium, lors du processus de collision, les radicaux libérés sont F, O et SF_5 . Les produits de la réaction chimique avec le substrat sont SiF_4 et SOF_4 [111, 112]. On peut donc supposer que les composants sont similaires ici, cependant, un suivi de la composition exacte du plasma dans le bâti n'est pas réalisable avec le matériel mis à disposition.

Evolution de la vitesse de gravure en fonction de la puissance RF

α augmente quasiment de manière linéaire lorsque la puissance croît (figure 4.11). A 100 mT, comme attendu, des ions possédant une énergie plus importante attaquent physiquement le substrat plus intensément.

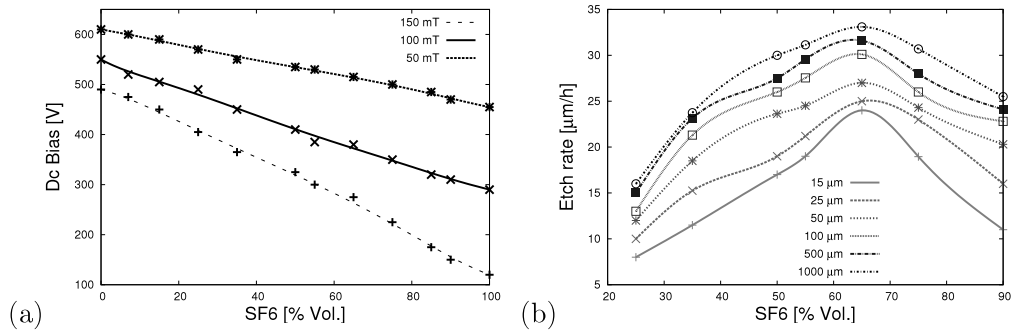


FIGURE 4.10 – (a) DC bias et (b) vitesse de gravure obtenus en fonction du pourcentage de SF₆ dans le mélange gazeux. La puissance est maintenue à 300 W la pression à 100 mT

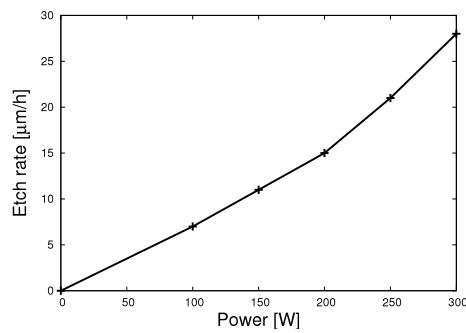


FIGURE 4.11 – Evolution de la vitesse de gravure avec la puissance sur un profil de taille 100 μm à 100 mT, 65% SF₆

Applications du procédé de gravures du Silastic S Dans cette sous partie, plusieurs conclusions sont faites sur les champs d'applications possibles du procédé développé avec le Silastic S. Il est évident que celui-ci peut être appliqué à la gravure des élastomères de manière plus générale tels que le PDMS utilisé dans les dispositifs microfluidiques [113, 114, 57]. Dans ce domaine, les angles de contact (AC) jouent un rôle prédominant. L'un des facteurs déterminant pour ces angles de contact (statiques, avancés, reculés) est la rugosité du substrat. La génération de structures superhydrophobes par la modification de la rugosité a largement été étudiée [113, 115, 116]. Dans le cas de la gravure, présenté ici, plus elle est physique, plus la surface de l'élastomère se dégrade. Plusieurs échantillons ont été réalisés afin d'évaluer la modification des AC avec les divers paramètres de gravure. Pour cela, une dépôt de $30 \mu\text{m}$ de Silastic est réalisé sur deux substrats 3 pouces de silicium. Ceux-ci sont ensuite clivés et gravés pendant 10 minutes dans le bâti RIE. Par la suite, ces échantillons sont caractérisés par microscopie électronique à balayage (MEB). Les AC (statique ACS, avancé ACA, reculé ACR) sont ensuite mesurés en utilisant un goniomètre par une technique de goutte pendante de $5 \mu\text{L}$. Pour les ACA et ACR, une seringue contrôlée par un pousse-seringue électrique dispense (mesure de l'ACA) puis pompe (mesure de l'ACR) de l'eau à faible débit (nombre capillaire $Ca \approx 10^{-7}$). Le logiciel Windrop permet alors de mesurer l'angle de contact par interpolation polynomiale de la surface de la goutte, confirmé par une mesure manuelle sous ImageJ. A titre d'exemple, la figure 4.12 présente 3 images MEB des échantillons après gravure associés avec celles obtenues au goniomètre.

La synthèse des mesures (figure 4.13) confirme les hypothèses précédentes. Une gravure plus physique (basse pression) dégradera l'élastomère de manière accentuée. Cela permet d'obtenir des ACS élevés, jusqu'à 150° à 50 mT. Par ailleurs, l'évolution de l'ACS sur les substrats gravés avec une proportion de SF_6 modifiée n'est pas significative. Cependant, l'ajout de SF_6 dans le plasma endommage plus sévèrement la surface. La molécule de SF_6 est plus lourde que celle de di-oxygène. La rugosité permet de contrôler l'empalement de la goutte. Dans cette étude, étant donné la faible hauteur des microstructures générées, les gouttes imprègnent complètement la surface (état Cassie-Baxter). Ceci a pour conséquence les valeurs importantes d'hystéresis obtenues.

Les photos MEB après gravure de plots, de trous et de pavés (figure 4.14) sont un témoin de la haute résolution de microfabrication que l'on peut obtenir avec ce procédé. Les applications sont alors diverses et variés. On pourra citer par exemple l'utilisation de trous en ingénierie phononique basse fréquence en tant que filtre sonore ou réducteur de vibrations [117]. Par ailleurs, les plots peuvent également être utilisés en microfluidique en

4. CONCEPTION D'UNE MICROPOMPE

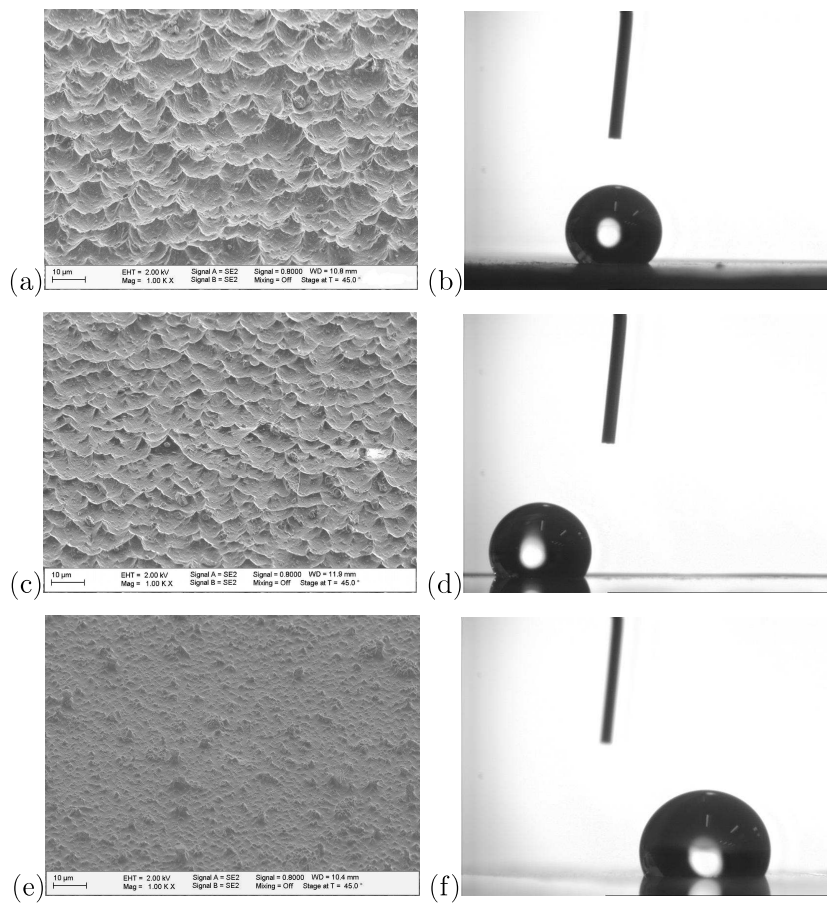


FIGURE 4.12 – Images MEB associés à celles obtenues au goniomètre pour 3 échantillons gravés avec différents paramètres. Leurs ACS respectifs est de (b) 140° (d) 123° (f) 113°

	ACS	ACA	ACR	Hysteresis
Silastic S	103	105	75	30
Sample 1 : 50 mT	150	159	20	139
Sample 2 : 100 mT	140	147	32	115
Sample 3 : 150 mT	130	135	50	85
Sample 4 : 200 mT	120	130	55	75
Sample 5 : 25/75 % SF ₆ /O ₂	113	115	60	55
Sample 6 : 35/65 % SF ₆ /O ₂	115	130	55	75
Sample 7 : 50/50 % SF ₆ /O ₂	123	125	40	85
Sample 8 : 65/35 % SF ₆ /O ₂	130	135	50	85
Sample 9 : 75/25 % SF ₆ /O ₂	128	140	50	90

FIGURE 4.13 – AC du Silastic S obtenus avant et après gravure en fonction des différents paramètres étudiés

tant que surface superhydrophobe.

Ce procédé innovant peut donc être utilisé pour de nombreuses applications. Cependant, il ne faut pas oublier que ce type de gravure ne permet pas d'obtenir des gravures profondes lorsque la taille d'ouverture des motifs est faible (rapports d'aspect de l'ordre de 1). Cela est majoritairement dû au processus de re-dépôt qui a lieu pendant la gravure (évacuation des matériaux gravés plus difficile). Un nouveau procédé doit donc être défini pour la fabrication des micropompes. Une autre solution consiste à venir mouler le Silastic S afin d'obtenir les motifs souhaités, comme précédemment évoqué.

4.3.2 Réalisation par moulage

La réalisation des micropompes est détaillé sur la figure 4.15. Sur le wafer de 3" de silicium, on dépose par enduction 2 μm de résine négative (AZnlof 2020). Afin d'améliorer l'adhérence de la résine, il est également possible, au préalable, d'utiliser un promoteur d'adhérence de type hexamethyldisilazane (HMDS). Une fois la résine recuite, insolée et développée, un plasma de type Deep Reactive-Ion Etching (DRIE) vient définir le moule par gravure profonde (60 μm) du silicium. Cette gravure, hautement anisotrope, permet d'obtenir également un état de surface de très bonne qualité. Une couche de SiO_2 est déposée par PECVD (meilleure adhérence de l'élastomère). Après avoir mélangé le catalyseur et le prépolymère du Silastic S comme précédemment, le mélange est déposé directement sur le substrat de silicium puis dégazé dans la chambre "à vide partiel". Cette étape permet notamment au Silastic de venir épouser les formes définies sur le silicium. Par la suite, ce polymère est enduit à la tournette afin d'obtenir l'épaisseur souhaitée (50 μm) puis recuit pendant 10 min à 110°. Sur la face arrière du wafer, on dépose une couche d'aluminium d'épaisseur 200 nm soit par évaporation, soit par pulvérisation cathodique, sur laquelle une résine positive (AZ 4562 ou 9260 épaisse) est enduite. La résine est recuite, insolée puis développée. La couche d'aluminium est également supprimée aux endroits exposés de manière chimique. Ces 2 couches (résine+Aluminium) sont nécessaires afin de définir les motifs. En effet, la résine ne résiste pas nécessairement à toute la durée de la gravure profonde du silicium qui a lieu juste après. C'est donc l'aluminium qui sert de masque physique. Une fois le silicium gravé, le reste de résine (cas échéant) ainsi que l'aluminium sont enlevés chimiquement. On obtient finalement les membranes désirées comme affichées sur la figure 4.16.

On constate que les motifs définis sont légèrement plus larges que ceux souhaités initialement. Cela vient principalement du fait que l'enduction du Silastic a tendance à contraindre le matériau: l'élastomère adhère sur les parois des motifs de silicium. Dès lors qu'on libère

4. CONCEPTION D'UNE MICROPOMPE

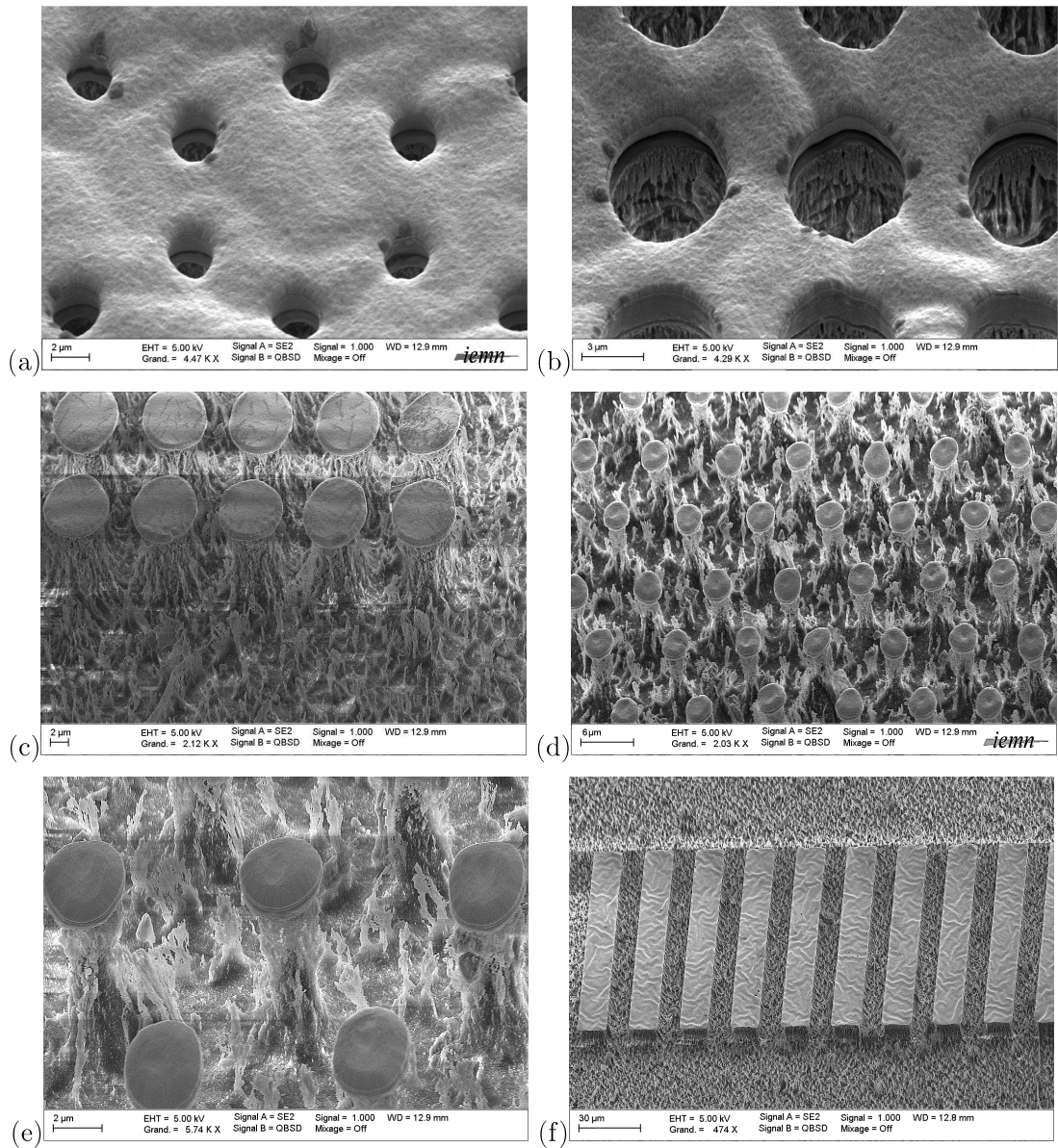


FIGURE 4.14 – Différents motifs obtenus après gravure du Silastic S à 50 mT, 300 W: des trous et des plots de hauteurs/profondeurs 7 à 10 μm et de diamètres 2 à 4 μm , des pavés de longueurs 80 μm , de largeurs 10 μm et de hauteurs 10 μm . Sur la partie supérieure des motifs, on aperçoit le masque de Nickel, d'épaisseur 500 nm.

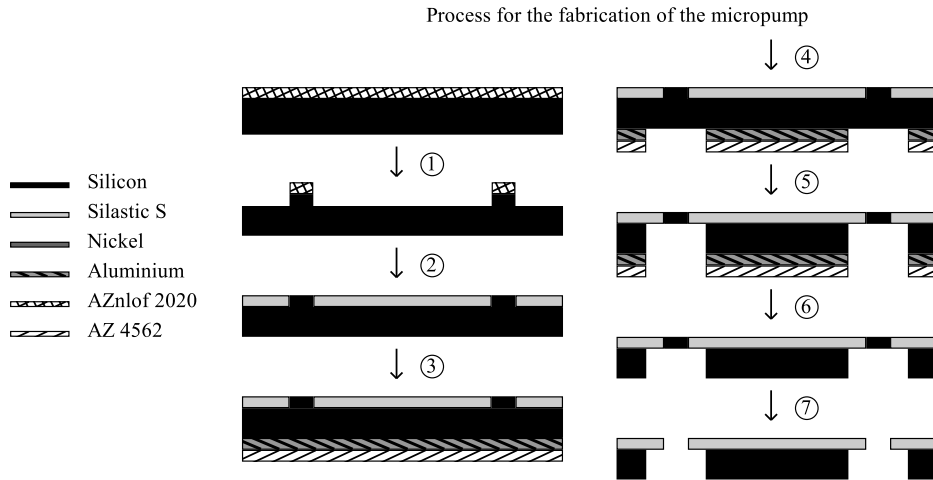


FIGURE 4.15 – Procédé de réalisation des micropompes. Etape 0: Enduction de AZnlof 2020. Etape 1: Après lithographie de la résine, gravure profonde du silicium. Etape 2: Après dépôt d'une couche de SiO_2 , enduction du Silastic S. Etape 3: Pulvérisation cathodique d'aluminium suivi d'enduction d'une couche de résine positive. Etape 4: Développement de la résine, suppression locale de l'aluminium. Etape 5: Gravure profonde du silicium débouchante sur le Silastic S. Etape 6: Suppression chimique de la résine restante ainsi que de l'aluminium. Etape 7: Libération des motifs définis dans le Silastic S par gravure RIE.

le silicium de ces motifs (Etape 7), on supprime cette contrainte. Le matériau prend donc la forme obtenue. Le ratio d'élargissement des motifs est d'environ 2 (taille d'ouverture obtenue / taille souhaitée) (figure 4.17). Les distances de forme (longueur et largeur) de motifs sont cependant identiques à celles souhaitées. Il est évident qu'une taille d'ouverture inférieure ou supérieure peut être obtenue en changeant celle des motifs servant au moulage.

4.4 Caractérisation fluide des micropompes

Les membranes réalisées peuvent désormais être immergées pour obtenir les courbes caractéristiques (pression et débit générés) et comparées à la littérature existante. Pour cela deux méthodes seront mises en oeuvre et discutées. La première consiste à immerger totalement la micropompe entre deux parois étanches, comme indiqué sur la figure 4.2.

4.4.1 Mesures par immersion

Il suffit alors de mesurer la hauteur Δh en fonction du temps pour obtenir les débits ainsi que les pressions générées. Cette méthode expérimentale permet d'obtenir les deux gran-

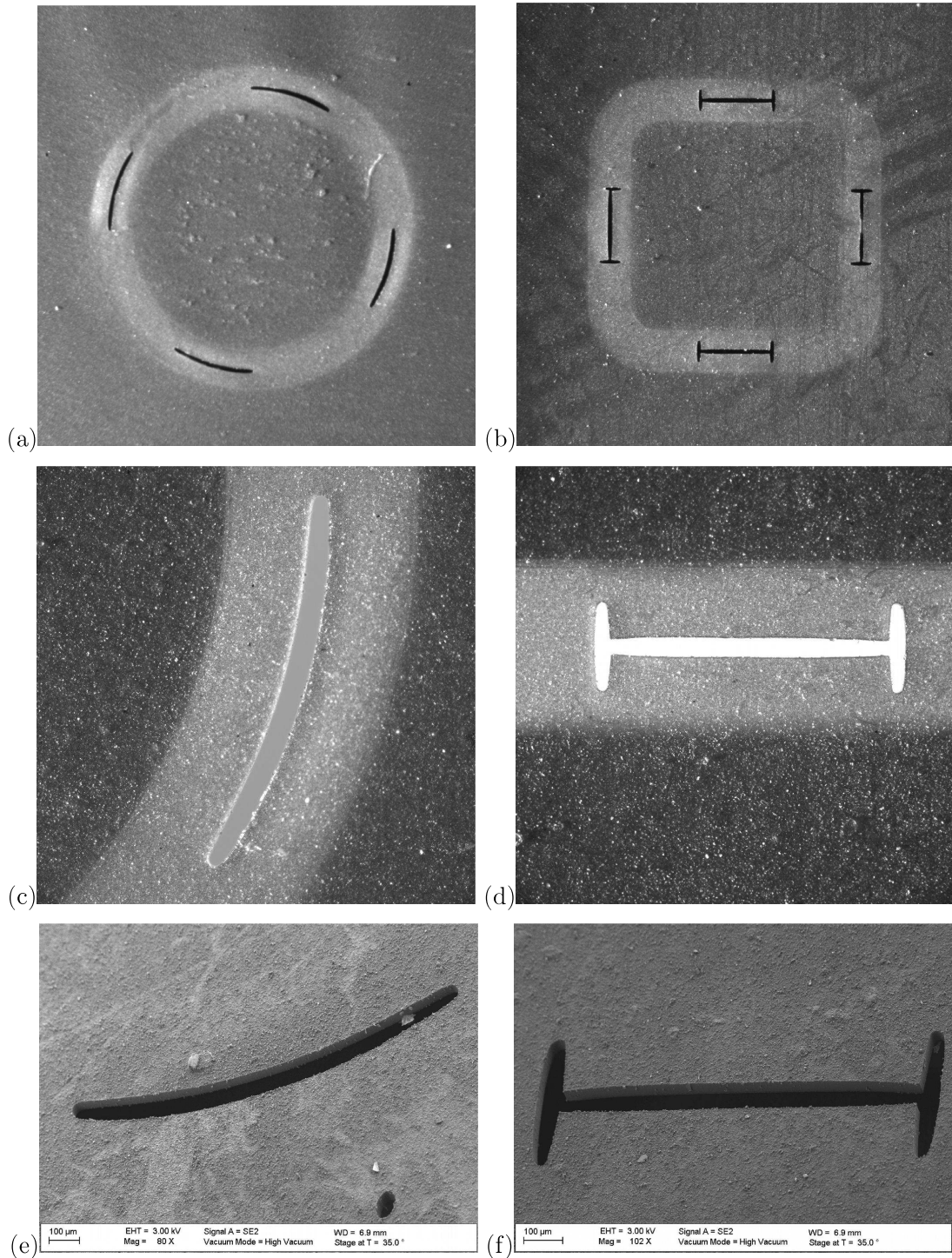


FIGURE 4.16 – Exemple de motifs obtenus sur membrane souple. (a),(b) Vues de dessus. A titre d'exemple pour les dimensions, les plots centraux mobiles sont de longueur ou diamètre 3 mm. (c), (d) Zooms sur les motifs. La largeur d'un motif est d'environ $65 \mu\text{m}$. (e), (h) Profils des motifs obtenus au MEB. L'épaisseur de membrane est d'environ $50 \mu\text{m}$.

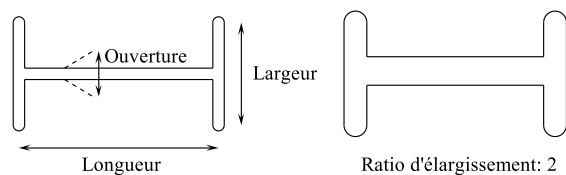


FIGURE 4.17 – Définition de la taille d'ouverture, de la largeur et longueur des motifs ainsi que du ratio d'élargissement.

deurs en une seule mesure, au lieu de deux habituellement (figure 1.1). ce qui la rend rapide mais également précise en évitant tout changement de conditions entre les deux mesures. Les hauteurs mesurées expérimentalement sont interpolées par une méthode des moindres carrés avec une fonction $\Delta h(t) = a(1 - b \exp(-ct))$, similaire à la charge d'un condensateur. Le facteur b permet d'ajuster les courbes d'interpolation avec les mesures expérimentales à l'instant initial ($b \approx 1$).

L'évolution de la pression et du débit des micropompes est déterminée en fonction de différents paramètres d'alimentation de la bobine, notamment en fonction de la fréquence d'alimentation, de la puissance électrique et de de l'offset en tension.

Il est également important de considérer l'offset appliqué sur la tension. En effet, un offset signé positivement va décaler le signal électrique (avant amplification) du côté positif des tensions. Par exemple, un offset de 125 mV sur une tension de 500 mV pic à pic va décaler l'origine des zéros en tension à 125 mV. Ainsi, le signal délivré avant amplification oscillera entre -125 et 375 mV. Cela a pour conséquence de changer les paramètres d'oscillation de la membrane de Silastic S.

Dans toutes les figures présentées ici, les débits et pressions sont signés négativement lorsque la micropompe fonctionne en "aspiration" et positivement en "refoulement".

Tout d'abord l'évolution des performances des micropompes est déterminée en fonction de la fréquence, sans offset (0 V) et à une puissance électrique de 125 mW. A partir des courbes affichées sur la figure 4.18, on déduit que la micropompe est bidirectionnelle: une aspiration ou un refoulement de fluide peuvent être obtenus simplement par un changement de la fréquence d'alimentation de la bobine. Ceci n'a encore jamais été observé dans la littérature. On peut également conclure que la forme des motifs ne changent pas fondamentalement le fonctionnement de la pompe. En effet, les 6 derniers graphes sont obtenus à partir de membranes où les motifs sont situés au milieu des quatre cotés (figure 4.3, motifs en "U", "sinusoïde", "H") et on ne remarque que peu de changement: les micropompes aspirent la plupart du temps plus qu'elle ne refoulent sur la plage de fréquences étudiée. Le changement aspiration/refoulement se fait aux alentours de 225 – 275 Hz. A cette fréquence, le

mode de vibration principal constaté par visualisation à l'aide d'une caméra rapide est un mode de torsion alors qu'aux autres fréquences, c'est la flexion qui est observée. Deux pics de résonances sont situés aux alentours de 100 Hz et 175 – 200 Hz, ce qui engendre une déflexion de la membrane plus importante, augmentant ainsi les débits et pressions relevées. De plus, lorsque les motifs sont disposés sur les coins, les phénomènes sont également similaires (figure 4.18-(a) et (b)): la micropompe aspire plus qu'elle ne refoule sur la plage de fréquences étudiée. C'est encore une fois aux alentours de 250 Hz que l'on constate un changement dans le mode de fonctionnement. A noter tout de même que les motifs étant disposés sur les coins, à 250 Hz, le mode de torsion est prédominant et va donc ouvrir les motifs de manière plus importante (figure 4.19). Le déplacement est en effet plus important sur les coins, c'est la raison pour laquelle, le microsystème affiche de meilleures performances en refoulement plutôt qu'en aspiration.

D'un point de vue mécanique, étant donné la petite taille des motifs obtenus dans les différentes membranes, on comprend que la résonance est similaire. Les pics de résonance seront peu fonction de la forme et du placement des motifs mais principalement de l'épaisseur de Silastic S ainsi que du poids de l'aimant, par analogie avec un système masse-ressort. Pour indication, les aimants utilisés ici ont un diamètre de 3 mm pour une épaisseur de 1 mm. En conclusion, on retiendra que le placement des motifs influence les performances. Un mode de flexion permettra un plus grand débattement et une meilleure ouverture des motifs placés au milieu des quatre cotés. Un mode de torsion améliorera les performances pour les micropompes avec des motifs situés sur les coins. On retiendra enfin une pression maximale aux alentours de 4 – 6 kPa avec un débit maximal de 3 – 5 ml/min.

La micropompe a ensuite été caractérisée en fonction de l'offset appliqué sur la tension de 500 mV avant amplification. Afin de réaliser les mesures, on se place à une fréquence où les débits et pressions sont quasiment nuls (autour de 175 Hz). Les résultats obtenus sont affichés sur la figure 4.20, pour différents motifs également. On constate qu'il est encore possible de changer le mode de fonctionnement (aspiration/refoulement) des micropompes en décalant l'origine de vibration du système (pompe bidirectionnelle). Un offset positif va ainsi permettre le refoulement, un offset négatif, l'aspiration. Si l'on applique un offset trop important, on observe tout de même une saturation des performances. Par exemple, un offset de 250 mV, dans le cas d'une membrane carrée avec motifs dans les coins (figure 4.20-(a) et (b)), ouvre les motifs de manière trop importante, ce qui engendre un débit de fuite en fonctionnement. On retiendra enfin une pression maximale aux alentours de 6 – 8 kPa avec un débit maximal de 3 – 5 ml/min. Cela permet de conclure que la vibration

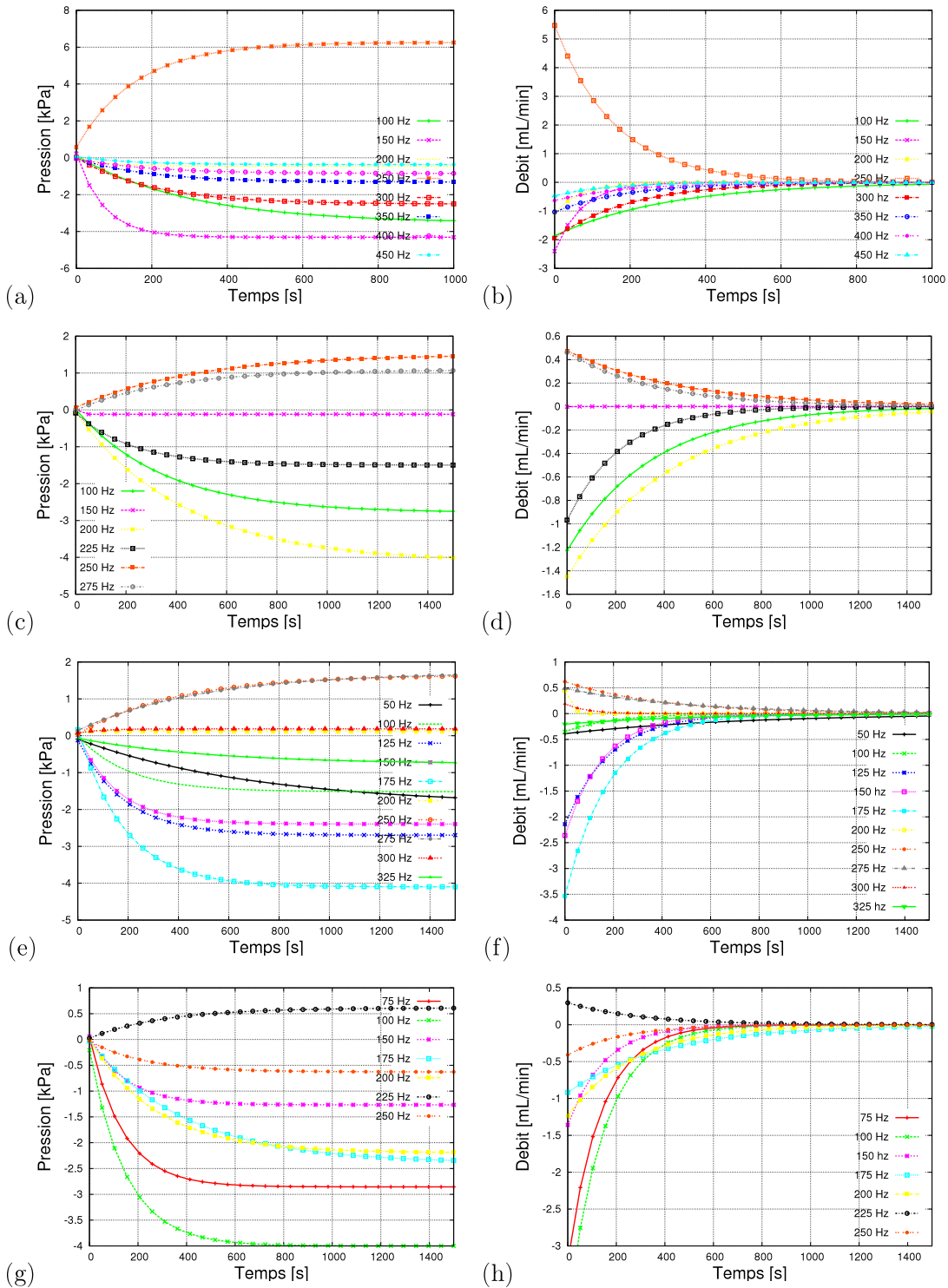


FIGURE 4.18 – Courbes de pressions et débits générés en fonction du temps pour différentes fréquences d'actionnements. (a), (b) motifs définis dans les coins (figure 4.3); (c), (d) motifs "H"; (e), (f) motifs "sinusoïde"; (g), (h) motifs "U"

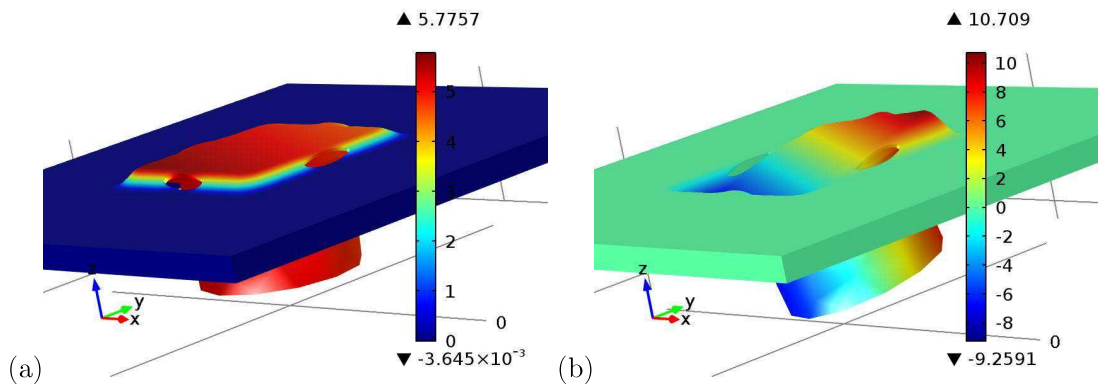


FIGURE 4.19 – Modes de (a) flexion simple et (b) torsion simple de la membrane de Silastic S avec des motifs de type "lignes". La déformation est plus importante dans les coins qu'au milieu des membranes pour un mode de torsion simple. Ces résultats de simulations sont donnés à titre informatif mais pas quantitatif.

de la membrane (son origine et son amplitude) est également un paramètre important et intéressant à explorer dans la conception de ces micropompes.

Enfin, le dernier paramètre important à considérer est la puissance électrique liée à l'amplitude de vibration de la membrane. La fréquence est maintenue à 150 Hz, l'offset à 0 V pour effectuer ces expériences. Sur la figure 4.21, on remarque qu'une augmentation de la puissance électrique (par l'augmentation de l'intensité et de la tension) implique de meilleures performances, jusqu'à ce qu'une saturation apparaisse (ici à 270 mW). Au delà d'une puissance critique, un débit de fuite apparaît, engendré par une ouverture trop importante des motifs et limitant ainsi les performances de la micropompe.

Finalement, trois paramètres importants à considérer pour une étude approfondie sur le fonctionnement de la micropompe apparaissent. La position des motifs de fentes réalisés est à prendre en compte en fonction du mode de fonctionnement souhaité (torsion ou flexion de la membrane). L'origine de la déflexion de la membrane (étudiée via l'offset ici) est également un paramètre qui permettra d'obtenir une micropompe réversible qui fonctionne aussi bien en aspiration qu'en refoulement. Enfin, l'amplitude de vibration doit être maîtrisée afin d'obtenir les performances maximales, en évitant tout débit de fuite. La micropompe est capable de générer des pressions de l'ordre de la dizaine de kiloPascals avec des débits de l'ordre du mL/min. Il est intéressant de constater que ces caractéristiques sont au niveau de l'état de l'art pour les micropompes les plus performantes voire supérieure si l'on considère la faible consommation électrique. (On pourra notamment se référer au tableau 1.1 précédemment réalisé pour cette comparaison).

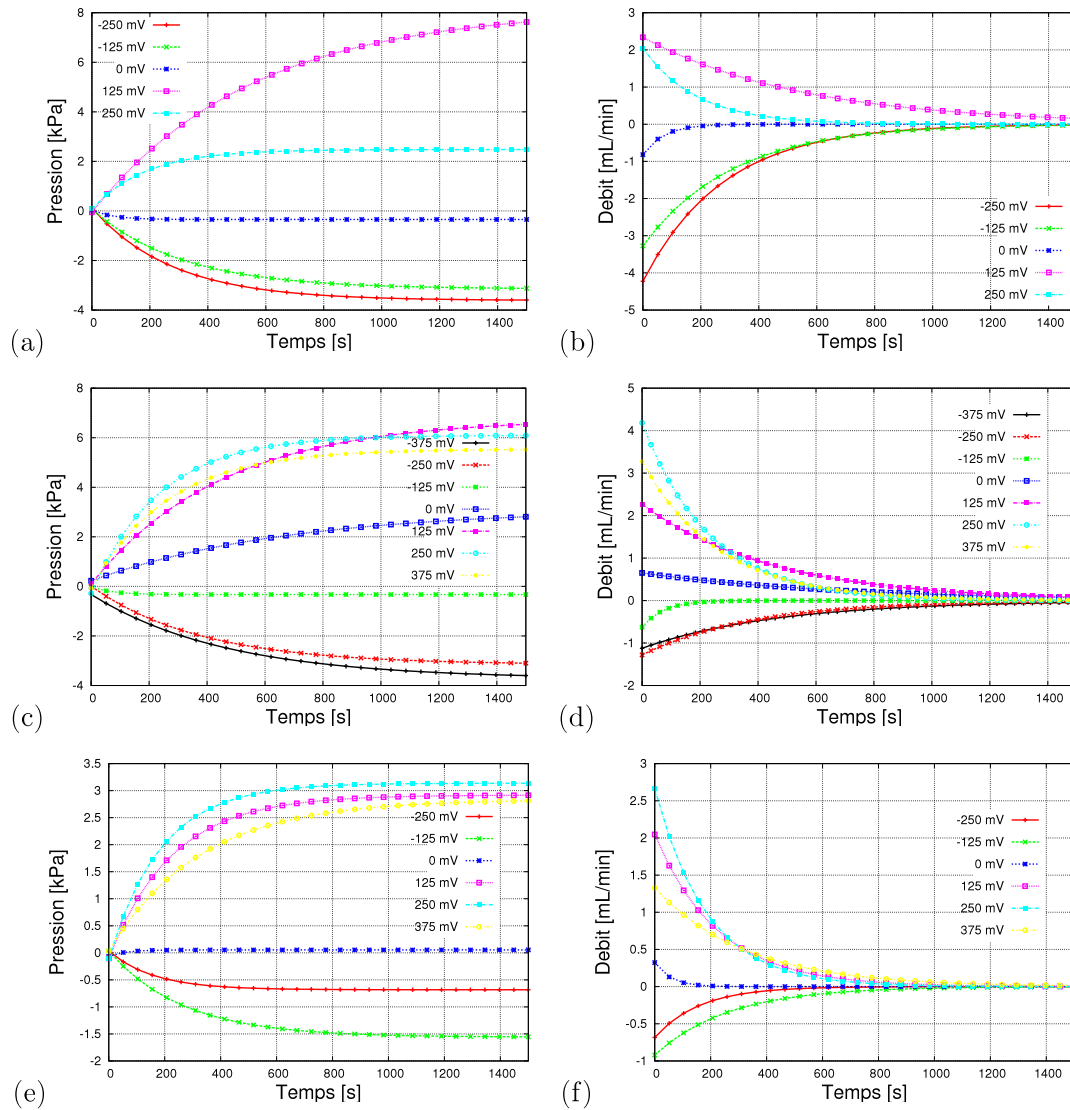


FIGURE 4.20 – Courbes de pressions et débits générés en fonction de l'offset appliqué sur la tension de 500 mV avant amplification. (a), (b) motifs définis dans les coins (figure 4.3); (c), (d) membrane circulaire; (e), (f) motifs "traits horizontaux"

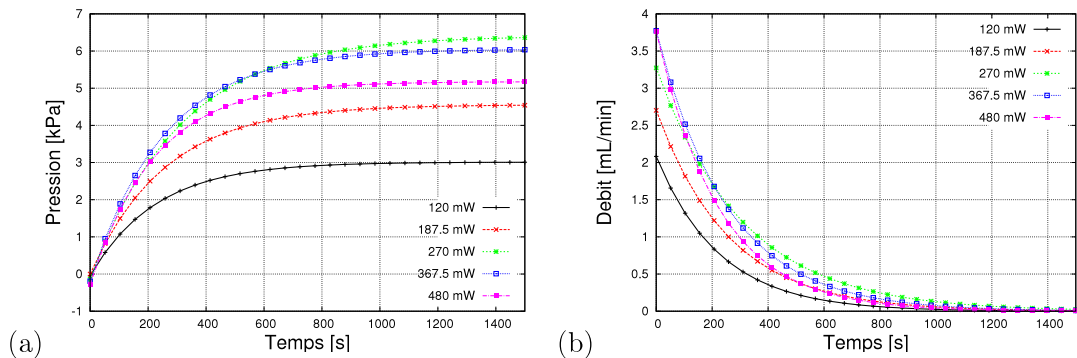


FIGURE 4.21 – Courbes de pressions et débits générés en fonction de la puissance électrique délivrée à la bobine.

4.4.2 Mesures de l'état de l'art

La deuxième méthode de mesure a été abordée précédemment (figure 1.1) et nécessite la fabrication d'un packaging. Afin de terminer cette étude, un premier packaging a été conçu. Il est intéressant de noter que ce packaging donne la possibilité de proposer une micropompe faisant le lien micro-macro. Pour cela, nous avons établi un cahier des charges du dispositif final avec les contraintes suivantes:

- la fabrication doit être relativement aisée afin de minimiser les coûts engendrés par la difficulté de fabrication à petite échelle.
- la compacité doit être maximale mais permettre une déflexion suffisante pour la membrane.
- l'ensemble doit être facilement démontable.

Le schéma de conception est donné sur la figure 4.22. Dans ce schéma, la membrane et l'aimant vont être logés dans les parties indiquées. La bobine se place à l'extérieur du dispositif afin de ne pas être en contact avec le fluide transporté.

Une photo du prototype obtenu après fabrication et montage est affichée sur la figure 4.23.

La taille du dispositif peut également être réduite en supprimant les vis et ainsi réaliser le montage des deux parties par l'intermédiaire d'une colle cyanocrylate. Il est alors possible d'obtenir une micropompe complète d'une taille proche de 1000 mm^3 . Cette taille est au niveau de l'état de l'art (tableau 1.1). Avec ce dispositif, les premières expériences (réalisées suivant la figure 1.1) démontrent une pression maximale générée de 11 kPa pour un débit d'environ 2 mL/min . On peut attribuer cette hausse de performances au niveau de la pression générée à un meilleur placement de l'aimant par rapport à la bobine mais également aux phénomènes capillaires présents dans les conduits d'entrée et de sortie. Les mesures

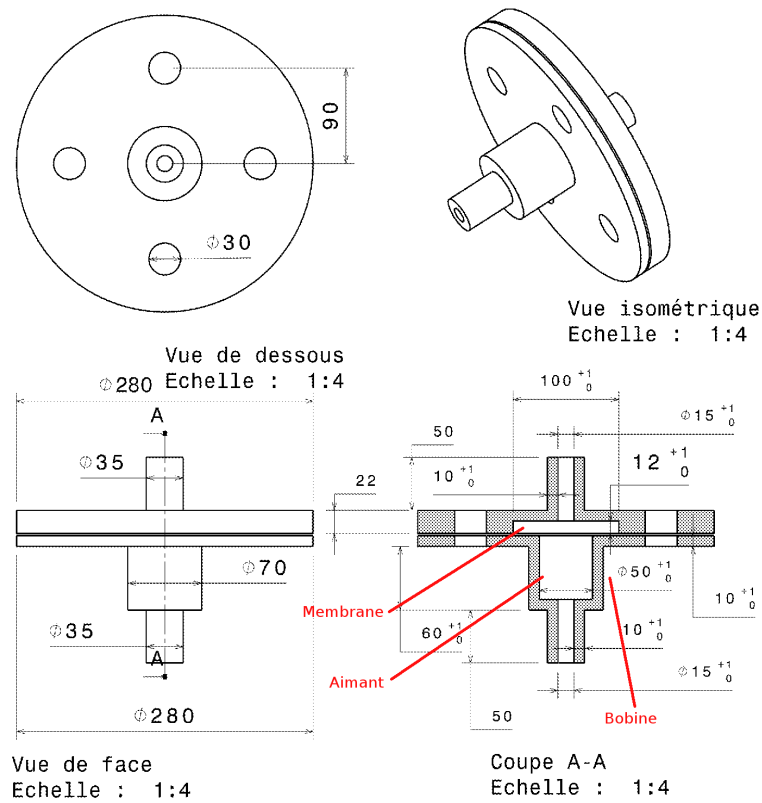


FIGURE 4.22 – Schéma du packaging de test pour les micropompes réalisées, toutes les dimensions sont à diviser par 10

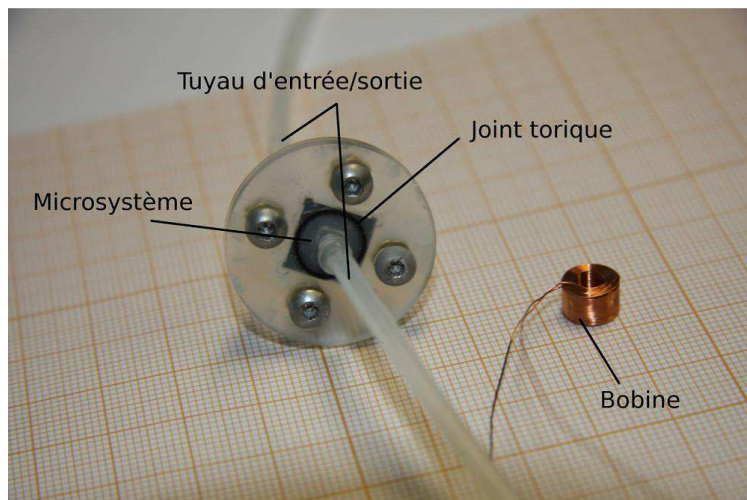


FIGURE 4.23 – Photo du packaging de test pour les micropompes réalisées

effectuées ici sont similaires à tous les travaux sur les micropompes. Il est intéressant de constater que peu ou pas d'explications sont données sur les processus de mesure mis en place, et ce dans la majorité des cas. De plus, dans la majorité des cas, aucun phénomène capillaire n'est pris en compte dans le calcul des pressions et débits mesurés. Alors qu'au vu des dimensions des orifices d'entrée et de sortie des micropompes (de l'ordre du mm), ce phénomène est bien présent. Enfin, il n'est pas rare de ne trouver aucune information sur la matière des conduits en entrée et en sortie utilisés pour ces mesures. Cette matière conditionne pourtant l'hystérésis (différence entre l'angle d'avancé et de reculé) qui facilitera ou pas la progression du fluide dans le tuyau et par conséquent améliorera ou pas les performances obtenues. Il semblerait alors plus intéressant de standardiser ce processus de mesures. Pour cela, il est possible d'utiliser la solution reportée précédemment par immersion complète. L'avantage de cette solution est l'obtention en une seule mesure de la pression et du débit générés. De plus aucun phénomène capillaire ne vient aider le fluide à se déplacer. Enfin, les conditions aux parois (hystérésis) sont négligeables étant donné les dimensions des cuves considérées (plusieurs cm).

4.5 Conclusion

Dans ce chapitre, une micropompe a été fabriquée et testée. De conception relativement simple, elle ne nécessite pas la présence d'une chambre pour réaliser les effets de compression et de détente d'un fluide, contrairement à la quasi-totalité des micropompes. Ici le déplacement du fluide est réalisé par l'intermédiaire d'un mouvement vibratoire d'une membrane d'élastomère. Cet élastomère, le Silastic S, affiche des caractéristiques mécaniques intéressantes, notamment une élongation de 900 % et une résistance au déchirement de 24.5 kN/m, soit quasiment 10 fois supérieure au PDMS, couramment utilisé en microfluidique. Sur cette membrane en Silastic S, des motifs ouverts ont été réalisés par un nouveau procédé de microfabrication. Dans ce procédé, la gravure par RIE (Reactive Ion Etching) du Silastic S a largement été développée et permet de réaliser des microstructures de l'ordre du micromètre. Ce procédé peut par ailleurs être utilisé dans de nombreux domaines (microfluidique, ingénierie phononique...). Le procédé de moulage a été adapté à petite échelle afin de réaliser les motifs présents sur la membrane. Par la suite, une micropompe a été caractérisée par l'intermédiaire d'une méthode de mesure innovante et qui permet d'obtenir aussi bien la pression que le débit en une seule mesure au lieu de deux habituellement. Cette méthode pourrait être potentiellement utilisée afin de standardiser les mesures de performances des micropompes reportées dans la littérature. Les performances obtenues (débit

supérieurs aux mL/min, pressions de l'ordre de la dizaine de kiloPascals) sont supérieures à celles de l'état de l'art si l'on considère la faible puissance électrique consommée par cette pompe électromagnétique. Enfin, un packaging a été conçu afin de compléter cette étude. Les dimensions de la micropompe peuvent ainsi être réduites et inférieures aux normes de l'état de l'art.

5. Conclusion et perspectives d'études

Ce travail de thèse relate le développement de microsystemes générant des écoulements à partir du déplacement de parois mobiles, en application directe en tant que micropompes. Dans un premier temps, une étude analytique donne la solution du cas bi-dimensionnel d'un écoulement de Stokes autour d'un cylindre en rotation et/ou translation à proximité d'une paroi. Tous les cas de translation et de rotation du cylindre sont envisagés. Cette étude rend compte des phénomènes de cavitation ou de compressibilité qui peuvent apparaître localement entre le cylindre et la paroi lorsque la pression interstitielle devient importante, i.e. quand le cylindre est à proximité de la paroi.

Dans un deuxième temps, des simulations numériques permettent de retrouver les résultats de la partie analytique, d'en définir les limites et surtout, d'étendre ces résultats à des nombres de Reynolds plus élevés. L'influence des parois en translation est également étudiée, ce qui permet de mettre en avant des structures particulières de l'écoulement (extinction de la structure vorticielle, processus de fusion des points d'arrêts...). Le confinement de la structure vorticielle qui se développe dans les cas $k > 0$ génère une différence de pression entre l'entrée et la sortie. La possibilité d'utiliser ce microsysteme en tant que micropompe est alors étudiée en fonction des paramètres influents (confinement, excentration du cylindre et vitesse de rotation du cylindre).

Dans un troisième temps, une micropompe est conçu par l'intermédiaire de techniques de microfabrication. Un nouveau procédé de gravure par RIE (Reactive Ion Etching) est développé sur un élastomère encore jamais utilisé en microfluidique, le Silastic S. Cet élastomère a été choisi pour ses propriétés mécaniques nettement plus intéressantes que celles du PDMS (résistance au déchirement et élongation importante). La micropompe est ensuite caractérisée expérimentalement avec un dispositif qui pourrait servir de référence de mesure des performances réelles du système. Les résultats obtenus montrent des caractéristiques intéressantes de la micropompe conçue:

- Une pression générée et un débit importants sont constatés ($Q \approx 5$ mL/min, $\Delta P \approx 10$ kPa)
- La micropompe est bidirectionnelle. L'aspiration et le refoulement peuvent être observés par simple changement des conditions d'alimentation électriques.
- Aucune chambre de compression n'est nécessaire, ce qui peut la rendre très compacte.

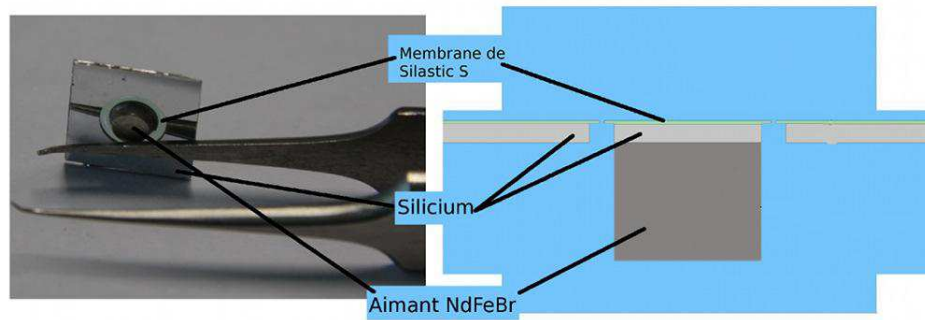


FIGURE 5.1 – Schématisation 2D de la micropompe pour simulations numériques

Tout au long de ce travail, nous avons rencontré des cas d'études qui méritent d'être développés. Nous allons en citer quelques exemples (non exhaustifs) comme perspectives à cette thèse.

5.1 Perspectives d'études pour la micropompe "à cylindre"

Dans le cadre du problème du cylindre en rotation entre deux parois mobiles, le modèle numérique peut être complété par une étude quantitative permettant une comparaison entre la micropompe de Sen *et al.* [58] et celle présentée ici. Il serait alors intéressant de donner les limites de cette micropompe et de définir les paramètres importants nécessaire à la comparaison (rendement énergétique, courbes pression-débit...). Une étude sur l'influence du nombre de Reynolds pourrait également donner la possibilité à cette micropompe de fonctionner avec des gaz.

5.2 Perspectives d'études pour la micropompe "à membrane"

Afin d'améliorer les performances du microsystème présenté ici, des travaux théoriques et numériques doivent être réalisés pour comprendre l'origine du déplacement du fluide. Pour cela, quelques simulations numériques ont été réalisées afin de définir un cadre d'étude. Ces simulations réalisent un couplage entre trois modules implantés dans COMSOL.

Le premier est le module mécanique des structures, en état plan de déformation. Etant donné que la géométrie est 2D (figure 5.1), un déplacement est appliqué sur la partie mobile, de manière à générer le mouvement ($\mathbf{u} \cdot \vec{y} = u_{pp} \sin(2\pi ft)$ avec u_{pp} déplacement pic à pic de la membrane, f fréquence d'oscillation). Par la suite, en 3D, l'effort appliqué sur la membrane sera bien évidemment celui donné par la force magnétique induite. Ce module est couplé à

celui définissant un maillage mobile, afin de prendre en compte le déplacement de la partie mobile par rapport au fluide (approche Lagrangienne / Eulérienne). Le déplacement du maillage est alors donné par la déformation du solide. Un premier solveur prend en charge le couplage des deux modules et permet donc d'obtenir le champ de déplacement de la partie mobile.

Un troisième module est ensuite ajouté afin de résoudre les équations de Navier-Stokes instationnaire et incompressible. Les conditions aux limites sont données pour l'instant par des conditions d'adhérence aux parois. Sur la partie mobile, une condition de mur mobile se déplaçant à la vitesse de déformation du solide calculée auparavant. Enfin, une entrée et une sortie sont placés de part et d'autre de la membrane (entrée en haut, sortie en bas sur la figure suivante). Un deuxième solveur résoud alors la partie fluide, en utilisant les conditions de déplacement de la partie mobile.

Le maillage a été défini après plusieurs simulations afin d'obtenir des grandeurs convergées (notamment pression et vitesse du fluide). On obtient ainsi des vitesses s'échelonnant pour les simulations réalisées de 1.38 m/s à 4.11 m/s (figure 5.2).

Cela permet enfin de donner une échelle au nombre de Reynolds de l'écoulement basée sur ces vitesses ainsi que sur la taille séparant la partie mobile de la partie fixe $50 \mu\text{m}$:

$$Re = \frac{\rho Lu}{\mu} = \frac{1000 \times 50 \times 10^{-6} \times 1.38}{10^{-3}} = 69 \quad (5.1)$$

Les termes inertiels présents dans les équations de Navier-Stokes ne peuvent donc être négligés.

Le temps de formation des tourbillons est différent selon la fréquence et également l'amplitude de déplacement de la partie mobile. Considérons qu'un tourbillon est formé toutes les demi-périodes. A 150 Hz d'actionnement, cela donne une fréquence de formations proche des 300 Hz. Il est alors évident que l'écoulement est fortement instationnaire, comme le démontre la figure 5.3.

Les équations complètes de Navier-Stokes ne peuvent donc être approximées ici. Afin, d'optimiser les performances de ces micropompes, des simulations 3D doivent donc être réalisées.

Par ailleurs, les mesures numériques obtenues sur le champ des vitesses peuvent être confirmées de manière expérimentale par "Particle Image Velocimetry" (PIV). Quelques essais ont été réalisés avec des particules réfléchissantes de $20 \mu\text{m}$ de diamètre et un éclairage par plan laser. Pour cela, une caméra rapide a été placée de la même manière que pour les mesures de hauteur (figure 4.2) avec un zoom sur la micropompe. On obtient

5. CONCLUSION ET PERSPECTIVES D'ÉTUDES

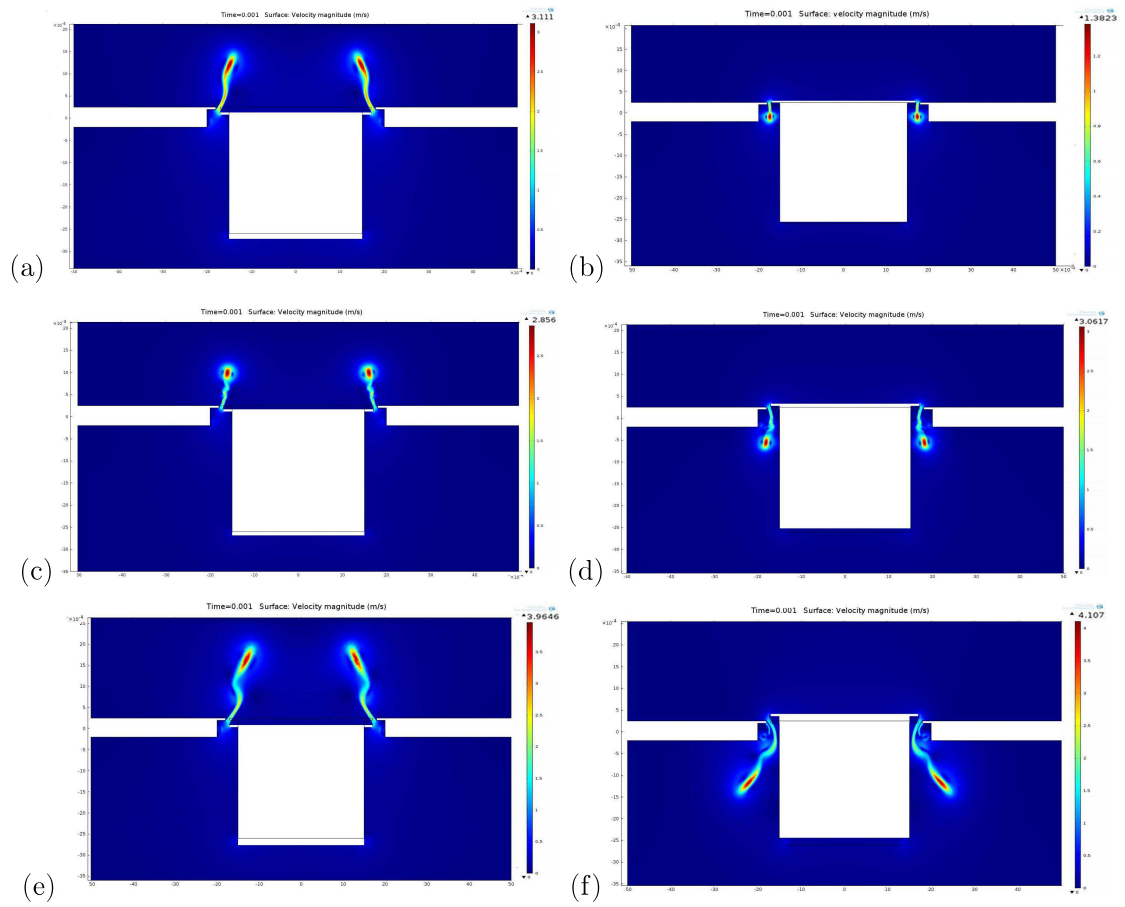


FIGURE 5.2 – Champ de vitesses relevées à l'instant $t = 10^{-3}$. (a) $f = 100$ Hz $u_{pp} = -200 \mu\text{m}$; (b) $f = 150$ Hz $u_{pp} = 50 \mu\text{m}$; (c) $f = 150$ Hz $u_{pp} = -100 \mu\text{m}$; (d) $f = 150$ Hz $u_{pp} = 100 \mu\text{m}$; (e) $f = 150$ Hz $u_{pp} = 5 - 200 \mu\text{m}$; (f) $f = 150$ Hz $u_{pp} = 200 \mu\text{m}$

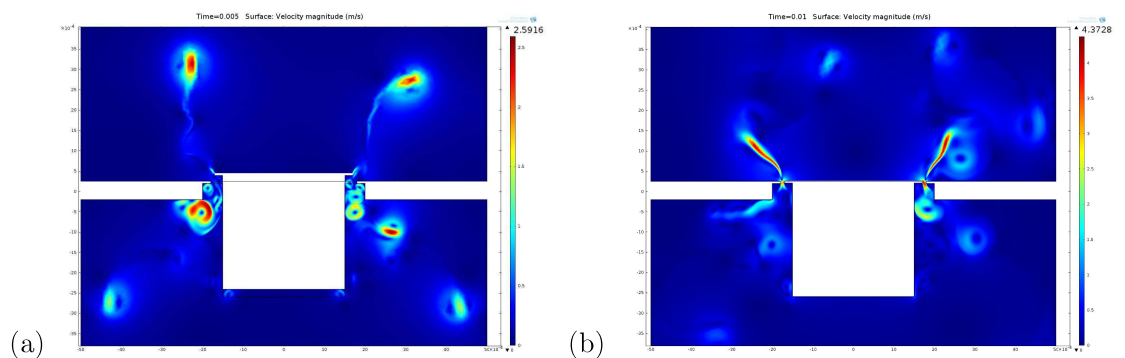


FIGURE 5.3 – Vitesses relevées à l'instant (a) $t = 5.10^{-3}$ et (b) $t = 10.10^{-3}$ pour une fréquence d'actionnement $f = 150$ Hz et une amplitude $u_{pp} = 200 \mu\text{m}$

alors les résultats affichés en annexe C. Le traitement de ces images donne des résultats encourageants pour la suite. Le nombre de particules représenté ici n'est pas suffisant pour obtenir un champ de vitesses significatif. Ensemencé plus de particules implique cependant la nécessité d'un laser plus puissant (milieu diffus).

5.3 Autres perspectives d'études

Le procédé de gravure développé dans le chapitre précédent permet notamment de créer des structures avec une résolution à l'ordre du micromètre. Des microplots peuvent être réalisés pour obtenir des surfaces superhydrophobes (angles de contact CA supérieur à $\approx 160^\circ$). De plus, il est intéressant de constater, d'après le tableau 4.13, que les angles d'hystérésis (CAH) de gouttes obtenus sont importants (CA 150° pour CAH 139°). Des angles d'hystérésis élevés sur surface superhydrophobes sont couramment observés dans la nature, par exemple sur les pétales de roses [118]. Certains travaux reproduisent ces structures ou relatent le développement de nouveaux procédés afin d'obtenir des valeurs élevées de ces angles [38] (CA 160° , CAH 70°), [119] (CA 105° pour CAH 97° et CA 156° pour CAH 10°). Les angles obtenus ici sont donc nettement plus importants, ce qui mériterait une étude approfondie étant donné les nombreuses possibilités d'applications. Par exemple, il est possible de soumettre une goutte à une accélération verticale, afin de regarder comment se développent les modes propres de vibrations. Le seuil d'accélération discuté dans l'annexe B est de la forme:

$$\frac{a}{g} > \frac{H}{1 - \cos \theta_e} \text{ avec } \cos \theta_e = (\cos \theta_a + \cos \theta_r)/2 \quad (5.2)$$

Le comportement devient donc un cas limite lorsque $\cos \theta_e \rightarrow 1$, ce qui peut être permis avec les surfaces présentées ici.

A. Compléments technologiques sur le développement des micropompes

Avant d'aborder plus en détails toutes les micropompes existantes, rappelons qu'il existe deux catégories de micropompes:

- Les micropompes dites "à déplacement" ou "mécaniques" qui utilisent des pièces mobiles exerçant une action mécanique, souvent de manière alternative, directement sur le fluide en mouvement (membranes oscillantes, turbines, pistons ...)
- Les micropompes dites "énergétiques", où une énergie de nature électrique ou magnétique est directement transférée au fluide puis convertie par celui-ci en déplacement (pompes électro-hydro-dynamiques, électro-osmotiques...).

A.1 Micropompes "mécaniques"

Les micropompes à déplacement peuvent être séparées en sous-catégories selon le type d'actionnement choisi. On peut par exemple exercer une pression sur le fluide à déplacer via une membrane ou un rotor. Les micropompes à rotor ont été abordées dans les chapitres 2 et 3. Seules les micropompes à membrane seront abordées ici.

Ces micropompes compriment et détendent le fluide par une action alternative sur une membrane qui vient comprimer puis détendre le fluide présent dans une chambre primaire. Les principes physiques d'actionnement de cette membrane sont variées et ont déjà été abordé (Chapitre 1). Leurs optimisations technologiques sera ici détaillées. La circulation du fluide dans les conduits d'entrée et de sortie est généralement empêchée par l'utilisations de valves, largement optimisées dans de nombreuses études. Des structures dites "valveless" ont également été réalisées pour réduire la compacité de l'ensemble.

A.1.1 Optimisation des actionnements

A.1.1.1 Actionnement piézo-électrique

Les actionnements piézo-électriques sont majoritairement composés de Titano-Zirconate de Plomb (PZT). Les procédures de fabrication et d'intégration du PZT sur les micropompes sont souvent considérées comme complexes. On pourra, par exemple, se référer à Van Lintel *et al.* [15] qui collèrent simplement leur disque de PZT à la membrane... Ce processus reste

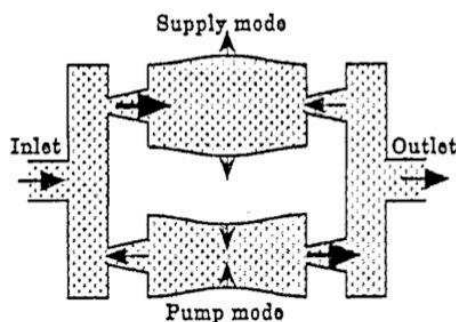


FIGURE A.1 – Principe de fonctionnement de la micropompe d' Olsson *et al.* [120] lorsque les deux chambres sont déphasées

actuellement très utilisé pour rapporter les disques piézo-électriques. D'autres procédés ont également été testés, notamment le dépôt de PZT en couche épaisse directement sur les membranes mais avec de moins bons résultats (déplacements de la membrane plus faibles à tension égale). Koch [16] a comparé les deux possibilités (collage et dépôt) et obtenu des déplacements de l'ordre du 500 nm_{pp} (pic à pic) à 100V avec le PZT déposé alors qu'avec le PZT rapporté les déplacements étaient de l'ordre du μm . Le débit est par conséquent moins important avec le PZT déposé. Ainsi, $120 \mu\text{L}/\text{min}$ à $600V_{pp}$ étaient débités au lieu de $150 \mu\text{L}/\text{min}$ à $200V_{pp}$ à une fréquence de 200 Hz avec le PZT collé [16]. De même la pression générée par la micropompe était de 2 kPa avec le PZT déposé au lieu de 4 kPa avec le PZT rapporté, toujours avec les mêmes paramètres en fréquence et en tension d'alimentation. La même année, Linneman *et al.* [40], ont obtenu des déplacements de l'ordre de la dizaine de μm et, plus récemment, plusieurs dizaines de μm ont été constatés [17].

Olsson *et al.* [120] ont revu et corrigé le design originel introduit par Van Lintel *et al.* [15]. Ils ont ainsi développé une micropompe constituée de deux chambres en parallèles afin d'améliorer les performances "pures" (pression et débit). Ces performances sont d'ailleurs optimales lorsque ces deux chambres fonctionnent en opposition de phase (une en aspiration et l'autre en refoulement)(figure. A.1).

D'autres matériaux piézo-électriques (ZnO par exemple [18]) ont également été testés permettant une consommation moindre, au détriment du débit. Ce travail ([18]) illustre également un procédé novateur de fabrication pour les micropompes piézo-électriques permettant d'obtenir une meilleure déformation de la membrane (cf paragraphe A.1.3). Pour cela, la membrane n'est pas plane mais fabriquée en parylène sous forme de dôme, ce qui

permet une meilleure conversion des contraintes en déflexion volumique. Plusieurs micropompes piézo-électriques dites "valve-less" (sans valves) ont également été développées. On peut citer par exemple Fadl *et al.* [19]. Basée sur les géométries de bifurcation d'écoulement, cette micropompe permet l'aspiration ou le refoulement du fluide, en fonction de la fréquence d'actionnement de la membrane sans intervertir entrée et sortie (micropompe dite "bi-directionnelle"). On pourra alors se référer également au §A.1.2 qui traite plus particulièrement des valves, de leur design et de leur optimisation, et où ces micropompes sont abordées de manière plus détaillée.

Andersson *et al.* [121] eurent l'idée de vérifier l'influence du fluide sur une micropompe "valve-less". Pour cela, plusieurs liquides couramment utilisés en milieu biochimique ont été testés. Les expériences démontrent la faisabilité et la possibilité d'utiliser leur pompe pour de telles applications puisque tous les fluides ont été aspirés/refoulés. La viscosité était le critère retenu pour le choix de ces fluides et était comprise entre 0.001 et 0.9 Ns/m².

L'utilisation en série d'actionneurs permet de réaliser une micropompe péristaltique. Pour rappel, le péristaltisme est le nom du processus digestif qui consiste à déplacer les aliments de la bouche jusqu'au rectum. Pour cela, des muscles entourant les organes digestifs se contractent progressivement. Les micropompes péristaltiques tentent de reproduire ce mécanisme (figure A.2). La première micropompe péristaltique fut introduite par Smits [1], actionnée de manière piézo-électrique, elle était capable d'engendrer une hauteur d'eau de 60 cm soit environ 6 kPa ainsi qu'un débit maximum de 100 $\mu\text{L}/\text{min}$. Par la suite, de nouveaux designs furent développés par Nguyen *et al.* [41]. Cette micropompe stimulée piézo-électriquement débite un fluide jusqu'à 3 mL/min avec une pression maximale de plus de 7 kPa.

A.1.1.2 Actionnement thermo-pneumatique

La première micropompe à excitation thermo-pneumatique, réalisée en 1990 [20], se base sur le travail de Van Lintel *et al.* [15] (cité précédemment). Cette "micropompe" (de 4 cm³ d'encombrement) permettait d'obtenir un débit maximum de 34 $\mu\text{L}/\text{min}$ ainsi qu'une pression maximale de 5 kPa et fonctionnait à une fréquence de 1 Hz pour une puissance consommée de 2 W. Elle était composée de 3 couches de silicium, 2 couches de verre avec de l'aluminium déposé en fine couche et servant de résistance chauffante.

Par la suite, le design de la membrane a été revu par Jeong et Yang [21], qui ont utilisé

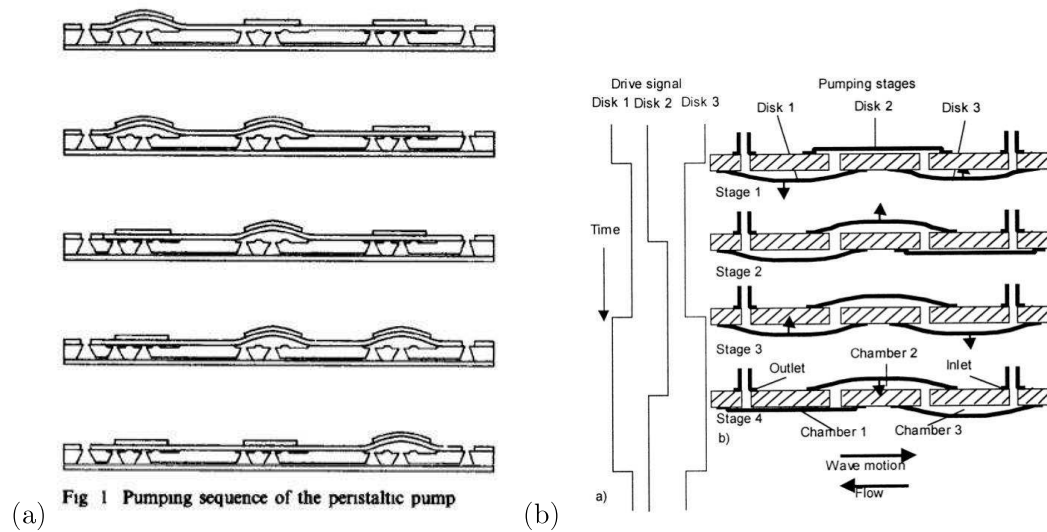


FIGURE A.2 – (a) Principe de fonctionnement d’une micropompe péristaltique introduit par Smits [1] (b) Autre possibilité de fonctionnement d’une pompe péristaltique obtenue par [41]

une membrane ondulée à la place des membranes plates (cf. § A.1.3). La comparaison des deux micropompes en terme de performance donne des résultats non équivoques. Le débit est 3.3 fois plus important qu’une membrane plate. Pour leur micropompe, ils obtiennent ainsi un débit de $14 \mu\text{L}/\text{min}$ à une fréquence de 4 Hz et une pression générée de 2.5 kPa. La puissance consommée a également été diminuée (taille réduite) et la différence de pression générée augmentée (amélioration des valves de types "poutres"), on pourra se référer à Zimmerman *et al.* [22] qui pour une consommation de 227 mW obtiennent une différence de pression générée de 13.8 kPa. Les matériaux utilisés pour la résistance chauffante ont également été modifiés [23] et en utilisant de l’oxyde d’indium-étain (plus connu sous le nom d’ITO pour "Indium Tin Oxide"), la résistance devient alors transparente en fine couche, ce qui facilite l’intégration de ces pompes dans des dispositifs complets tels les laboratoires sur puces.

La tension d’alimentation de la résistance est en général, relativement faible, ce qui est un avantage indéniable en comparaison avec la piézo-électricité. La résistance peut être de petite taille, permettant ainsi un encombrement réduit du système. Les déplacements de membranes sont importants grâce aux efforts mis en jeu et atteignent plusieurs centaines de μm . Néanmoins, les temps de latence ne permettent pas d’obtenir une fréquence de fonctionnement importante (autour de 50 Hz maximum).

L'association de micropompes à actionnement thermo-pneumatique en série permet de réaliser une micropompe péristaltique qui empêche les retours de pression. En effet, en actionnant les micropompes les unes après les autres, deux chambres restent constamment fermées et la présence de valves à la sortie et à l'entrée devient donc inutile [54], minimisant ainsi l'encombrement de la pompe. Yang et Liao [24] caractérisèrent l'influence du nombre de chambres montées en série sur ce type de micropompes. Ainsi, des dispositifs de 3, 5 et 7 chambres ont été réalisés démontrant une influence négligeable du nombre de chambre sur le débit global des micropompes mais de meilleures performances de pompage lorsque la contre-pression s'exerçant sur le micro-système est importante, ce qui permet par conséquent de générer des pressions plus importantes.

A.1.1.3 Actionnement pneumatique

Les procédés LIGA (pour l'allemand "röntgenLithographie, Galvanoformung, Abformung") ont permis le développement dès 1994 de ces micropompes [122]. Par la suite, Meng *et al.* [25] comparèrent deux micropompes, une actionnée électro-magnétiquement et l'autre pneumatiquement. Les performances "pures" sont supérieures avec une membrane stimulée pneumatiquement. En effet, celle-ci affiche un débit maximum de 13 mL/min et une pression générée de 5.9 kPa par rapport à 4.5 mL/min et 2.1 kPa pour la micropompe électro-magnétique. Néanmoins, aucune référence sur la taille ne permet de les confronter. Plus récemment, on pourra se baser sur les travaux de Inman *et al.* [26], qui, avec une micropompe intégrée dans un micro-système visant à convertir un flux pulsé de fluide en flux continu, a obtenu un débit maximum de 5 mL/min. Yang *et al.* [24] développèrent une pompe intégrée dans un micro-système capable de mesurer le pH d'une solution. Celle-ci débite 900 μ L/min de fluide à 90 Hz, lorsque la pression d'alimentation appliquée sur la membrane est de 137.8 kPa.

Cependant, la plupart des micropompes à actionnement pneumatique sont utilisées de manière péristaltique. Pour cela, il suffit, comme précédemment, de mettre en série plusieurs chambres. Wang *et al.* [27] ont d'ailleurs réalisé la miniaturisation de ces micropompes. Pour cela, au lieu d'une alimentation séparée de chaque chambre secondaire avec leur propre système, trois valves commandées électro-magnétiquement permettent au conduit du fluide haute-pression (en forme de S) d'alimenter toutes les chambres (figure. A.3). Cette micropompe, également déclinée en version sept chambres en série permet d'obtenir des débits 70% plus importants qu'avec une micropompe péristaltique à actionnement séparé. Huang

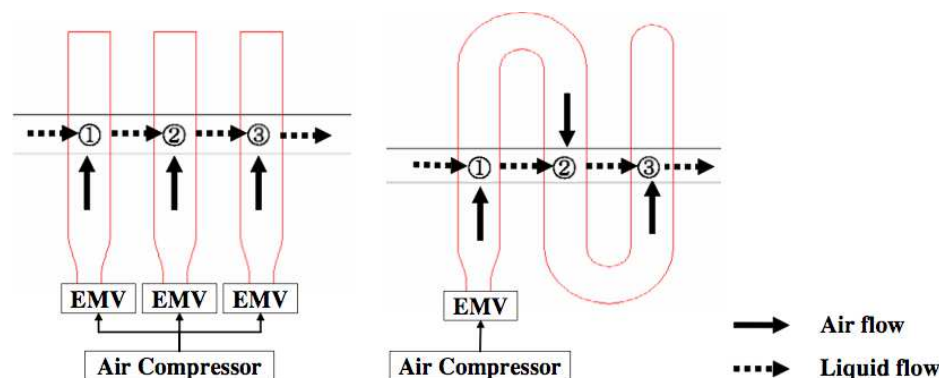


FIGURE A.3 – Schéma des conduits "classiques" et en forme de "S" sur la micropompe péristaltique en version 3 chambres de Wang *et al.* [27]. La membrane est actionnée par un réseau d'air comprimé qui ne nécessite qu'une seule valve électro-magnétique (EMV) au lieu de trois

et al. [28] ont élaboré la même année une micropompe pneumatique composée de 3 actionneurs en série. Basée sur un concept classique (pas de conduits en S), elle est caractérisée par un débit de $108 \mu\text{L}/\text{min}$ lorsque la fréquence d'excitation est de 10 Hz et la pression de l'air exercée sur la membrane de 175 kPa.

A.1.1.4 Actionnement électro-statique

L'idée de déformer la membrane de manière électro-statique a été concrétisée par Zengerle [29] en 1995. Sa micropompe avec valves à flaps de 100 mm^3 d'encombrement est capable de produire une pression maximum de 31 kPa ainsi qu'un débit maximum de $850 \mu\text{L}/\text{min}$ sous une tension de 200 V. Zengerle fut également le premier à mettre en avant le phénomène de réversibilité de l'écoulement de cette micropompe. Il constata en effet que pour une fréquence inférieure à la celle de résonance, les flaps servant de valves réagissaient de manière quasi-statique et s'ouvraient et se fermaient lorsque la commande en pression imposée par le fluide était suffisante. Néanmoins, lorsque la fréquence dépassait 2 kHz, fréquence de résonance des flaps, une différence de phase apparaît entre la réponse mécanique des valves et la différence de pression générant la circulation du fluide, inversant ainsi le sens de l'écoulement. L'entrée devient donc sortie et vice-versa.

Par la suite, Bourouina [30] s'orienta vers les micropompes pour le dosage de médicaments et en conçut une capable d'un débit compris entre 10 et $100 \text{ nL}/\text{min}$, très faible, mais recommandé pour de telles applications. La membrane a également été sujette à de récents

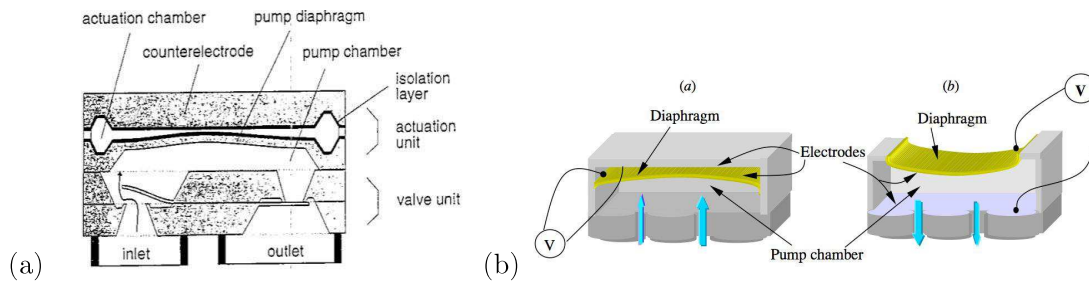


FIGURE A.4 – Schéma de la micropompe électro-statique de (a) Zengerle *et al.* [29] (b) Machauf [32]

développements par Cabuz *et al.* [31] avec également un nouveau concept de chambre, autorisant un encombrement minimal (pour plus de détails cf paragraphe A.1.3). De même, Machauf [32], améliora la compacité de ces micropompes en supprimant la chambre supplémentaire. Il utilisa directement le fait que le fluide déplacé (souvent liquide) permet d’obtenir une meilleure conductivité électrique que l’air et plaça donc son électrode dans la chambre sur la partie inférieure (cf. fig. A.4).

La puissance électrique nécessaire au fonctionnement de ces actionneurs est relativement faible, de l’ordre du mW, ce qui implique de basses consommations électriques. La réponse est, tout comme pour la piézo-électricité, relativement rapide et autorise des fréquences d’actionnement de plusieurs centaines de Hz voire plusieurs kHz. De plus, la déflexion de la membrane est facilement ajustable par simple contrôle de la tension d’entrée. Néanmoins, la déflexion est souvent de faible amplitude, jusqu’à $5\ \mu\text{m}$ environ pour une tension appliquée sur l’électrode de 200V . A tout cela, s’ajoute le fait que ces micropompes sont facilement réversibles, i.e. selon les fréquences d’actionnement, la circulation du fluide dans les conduits d’entrée et de sortie est inversée. On retrouve également, comme pour tout autre type d’actionnement, la mise en série de 3 micropompes permettant ainsi d’obtenir une micropompe péristaltique avec un fonctionnement alternatif d’ouverture/fermeture des chambres (Teymoori *et al.* [33] et Lin *et al.* [123] numériquement). Ces micropompes affichent des performances respectives de $9.1\ \mu\text{L}/\text{min}$ et $1.66\ \text{nL}/\text{min}$ à une fréquence d’actionnement de $50\ \text{Hz}$ et $20.3\ \text{Hz}$.

A.1.1.5 Actionnement électromagnétique

La mise en énergie de ces actionnements est relativement aisée étant donné que la tension nécessaire pour alimenter une bobine est très faible (5V suffisent amplement). Ceci qui permet de diminuer les coûts d’équipements électroniques nécessaires à la mise en

tension (un amplificateur de puissance audio est suffisant) ainsi que la taille globale de la micropompe. La possibilité d'intégration de ces systèmes est donc facilitée. De plus, la déflexion de la membrane est souvent plus importante que pour les autres technologies (de l'ordre de 200 μm , voire plus). Ces micropompes ont cependant longtemps été peu développées, de par l'encombrement relativement important du système aimant-bobine. On pourra notamment se référer à Böhm *et al.* [34], qui réalisa deux micropompes (figure. A.5) sur la même base, l'une avec une membrane actionnée piézo-électriquement, l'autre électromagnétiquement. Les dimensions de la micropompe électromagnétique sont de $10 \times 10 \times 8 \text{ mm}^3$ soit 800 mm^3 tandis que la piézo-électrique n'occupe que $12 \times 12 \times 2 \text{ mm}^3$ soit 288 mm^3 . Les performances sont quasiment identiques pour les deux systèmes qui fournissent des débits importants, jusqu'à 2 mL/min avec de l'eau et 50 mL/min avec de l'air. Un nouveau concept d'actionnement a été introduit par Pan *et al.* [35], qui, afin de limiter la consommation, remplaça la bobine par un moteur équipé d'un aimant en sortie d'arbre (figure. A.6). Ainsi, lorsque l'arbre entre en rotation, l'aimant tourne également, ce qui entraîne une inversion des pôles nord et sud et génère le déplacement de l'aimant fixé sur les membranes. La consommation passe donc de 500 mW pour un actionnement à bobine plane à 13 mW pour l'actionnement à moteur aimanté. Cependant la taille globale augmente également de 800 mm^3 à 2500 mm^3 .

Récemment, l'intégration directe des composants, qui auparavant étaient rapportés, a permis la miniaturisation du dispositif. Gong *et al.* ([36]) ont ainsi remplacé la bobine cylindrique utilisée usuellement par une bobine plane électro-déposée (figure A.7). Des simulations numériques ont également été menées par ces derniers. On retrouve le design standard d'une micropompe avec une membrane déplacée électro-magnétiquement, des valves d'entrée et de sortie de type "poutres" (cantilever valve). Les débits relevés atteignent 70 $\mu\text{L}/\text{min}$ à 125 Hz. Par la suite, Yamahata *et al.* [37] ont développé une micropompe électro-magnétique "valveless", les valves étant remplacées par une structure de type "nozzle-diffuser" (cf § A.1.2). Une déflexion importante de la membrane a été rapportée (jusqu'à 200 μm), permettant ainsi un débit important, jusqu'à 400 $\mu\text{L}/\text{min}$ à 12 Hz pour l'eau. Le même auteur a également remplacé l'aimant rapporté par un aimant intégré en PDMS *et al.* liage de fer (Néodyme-Fer-Bore). D'autres micropompes ont été développées plus récemment sur ces mêmes concepts ([38], [57]).

A.1.1.6 Actionnement avec membrane à mémoire de forme

Etant donné leurs inconvénients, les micropompes à mémoires de formes (SMA en anglais pour shape memory alloy) ont été peu développées. La plupart du temps, la membrane

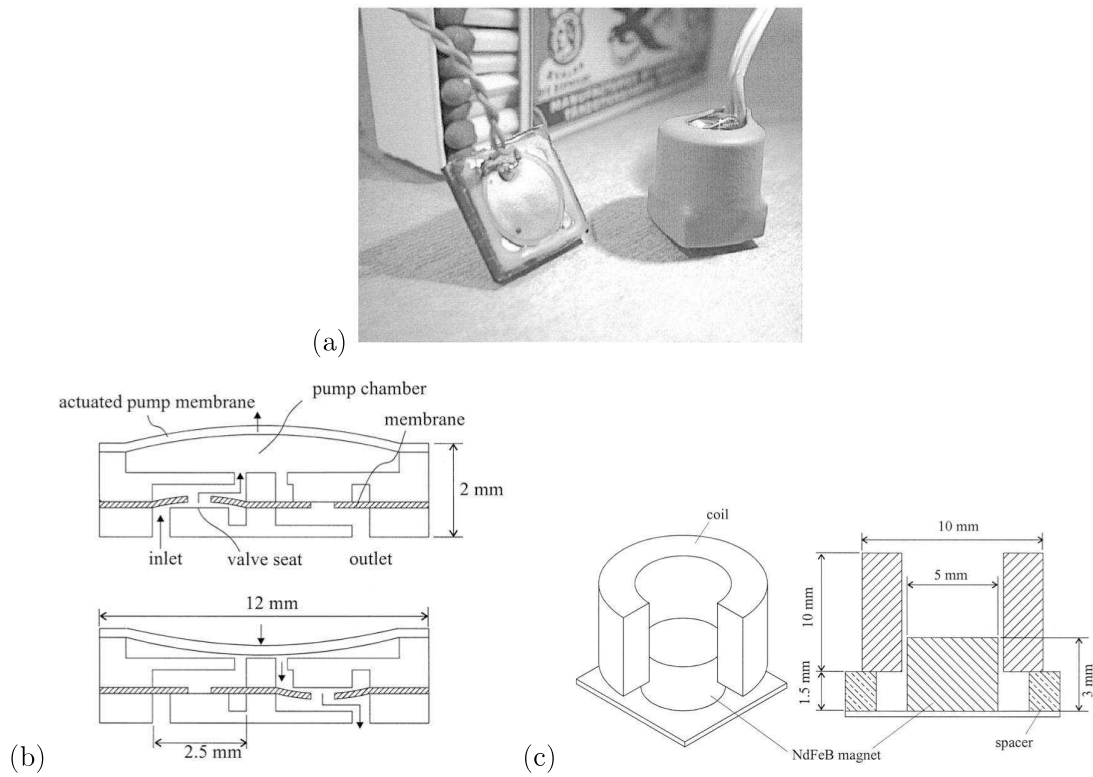


FIGURE A.5 – (a) Photographie de la micropompe électro-magnétique, à gauche, et piézo-électrique, à droite, de Böhm *et al.* [34]. Schémas du dispositif (b) (membrane, chambre et valves) et (c) de la bobine cylindrique

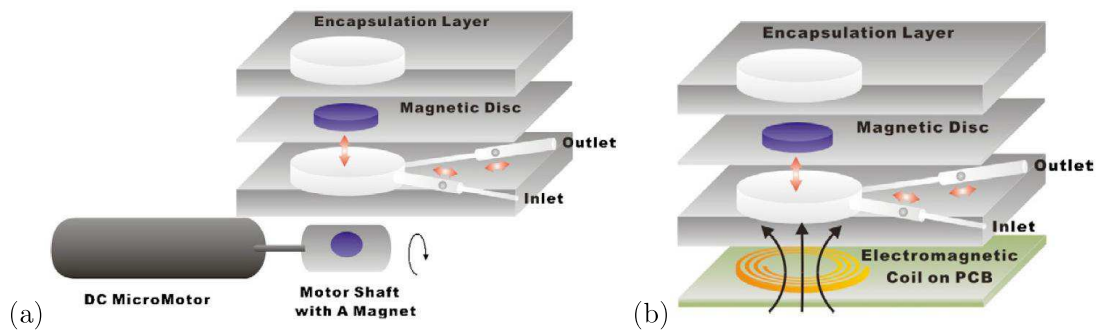
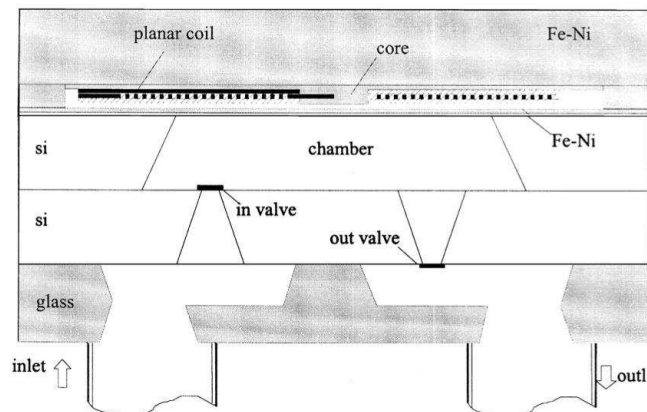


FIGURE A.6 – Schéma des micropompes définies par Pan *et al.* [35] avec (a) Micromoteur à arbre aimanté (b) bobine planaire

FIGURE A.7 – Schéma de la micropompe électro-magnétique de Gong *et al.* [36]

est composée d'un alliage de Nickel et de Titane (NiTi). Lorsque cet alliage est contraint mécaniquement, une modification de son réseau cristallin va transformer la phase "mère" (austénite) en phase martensitique, et ce, de manière réversible (par changement de température). Ces phases ont été définies par analogie avec la transformation des aciers. Le déplacement collectif d'un groupement d'atome se fait généralement rapidement, avec des vitesses de l'ordre de 10^3 m/s. Cette transformation permet donc à la membrane de posséder deux formes différentes, qui correspondent aux deux phases de changement d'état, et qui permettent sa déflexion et, par suite, la compression et la détente du fluide présent dans la chambre primaire.

Cependant, les fréquences d'actionnement restent faibles, inférieure à 100 Hz, étant donnée la lente évolution des cycles de chauffage et de refroidissement. De plus, ces micropompes engendrent généralement une consommation d'énergie importante, réduisant les possibilités d'introduction de tels dispositifs dans le corps humain (pour rappel, une consommation élevée implique une batterie de taille importante). Néanmoins les performances "pures" (débit-pression) de ces micropompes en font des candidats potentiels pour d'autres applications.

Les membranes à mémoire de forme ont pour la première fois été introduites dans les micropompes à la fin des années 1990 par Benard *et al.* [124] avec une micropompe affichant des performances respectables (débit maximum de $50 \mu\text{L}/\text{min}$ à 0.9 Hz, pression générée de 4.23 kPa). Par la suite, Makino *et al.* [125], améliora le design de ces micropompes en les rendant quasi similaires (dans la manière de déplacer la membrane), aux autres micro-

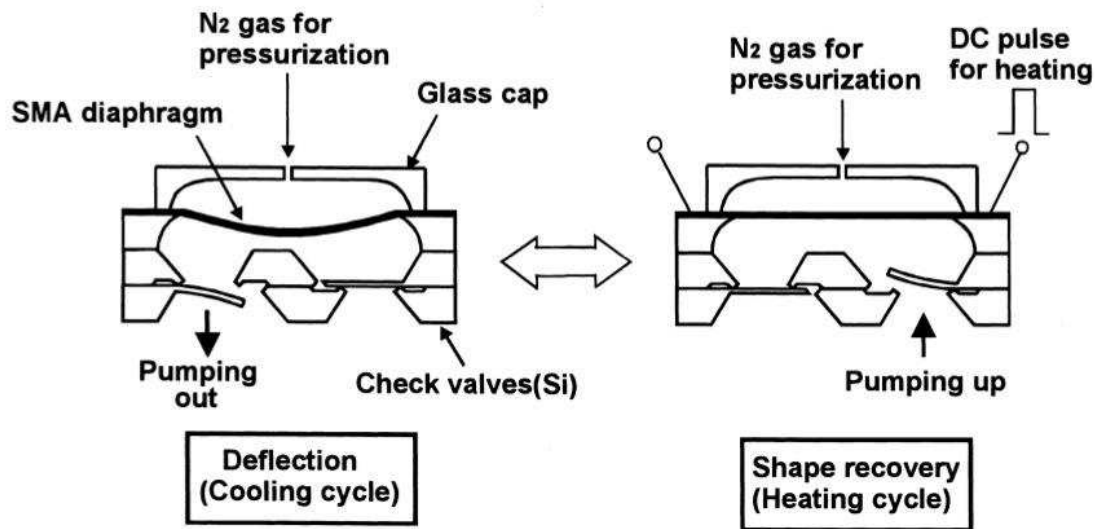


FIGURE A.8 – Schéma de la micropompe SMA de Makino *et al.* lors des cycles de chauffage et refroidissement de la membrane [125]

pompe à actionnement mécanique (figure A.8). Il utilisa pour cela une chambre secondaire. La membrane se déforme et vient comprimer le fluide dans la chambre primaire, lorsqu'une pression est appliquée dans la chambre secondaire. Il suffit alors de chauffer le diaphragme pour qu'il retrouve sa forme initiale. Le débit de $0.4 \mu\text{L}/\text{cycle}$, obtenu avec des cycles de 5s et une pression de 100 kPa est appliquée dans la chambre secondaire pour défléchir la membrane. Plus récemment, Guo *et al.* [126] réalisèrent une micropompe péristaltique composée d'actionneurs SMA. D'une taille importante 40500 mm^3 , celle-ci permet de débiter un fluide jusqu'à $3200 \mu\text{L}/\text{min}$ avec une consommation électrique proche de 3 W.

A.1.1.7 Micropompes rotatives à engrenages

Les micropompes à engrenages sont constituées d'un pignon et/ou d'une roue mis en rotation magnétiquement ou par un moteur électrique. Elles sont nettement plus adaptée aux fluides très visqueux que les autres micropompes. C'est d'ailleurs ce qu'a prouvé Dopper [127] avec une micropompe aux performances accrues avec un mélange du type Glycérine/eau comparativement à l'eau (Débit de 190 resp. $55 \mu\text{L}/\text{min}$ et Pression générée de 100 resp. 24 kPa avec Glycérine/eau resp. eau). De plus les techniques de microfabrication, ont permis la miniaturisation de ces pompes qui figurent parmi les plus compactes actuellement.

La première micropompe de ce type est également novatrice par son design à ces échelles [128]. En effet, l'actionnement se fait de manière électromagnétique (figure A.9-a), avec un moteur pas à pas intégré au pignon, permettant d'atteindre une taille minimale $2 \times 2 \times 0.160 \text{ mm}^3$ soit 0.640 mm^3 . Les performances ne sont pas en reste puisque la consommation de cette pompe est approximativement de 500 mW, avec un débit maximum de $24 \text{ }\mu\text{L}/\text{min}$ à $5000 \text{ tr}/\text{min}$ et une pression maximum générée entre l'entrée et la sortie de la pompe de 10 kPa. Plus récemment, Lei et Li [129] ont réalisé un mixeur microfluidique avec deux micropompes rotatives qui possèdent chacune un pignon actionné par un moteur à courant continu extérieur. Pour chaque micropompe, le débit relevé est important, supérieur à $4 \text{ mL}/\text{min}$ et jusqu'à $9.5 \text{ mL}/\text{min}$ à puissance faible (seulement 165 mW). Un montage avec 2 pignons fonctionnant en coopération a été développé par Maruo et Iroue [130]. La taille des pignons est de l'ordre de $10 \mu \text{ m}$ (figure. A.9-b), ils ne sont donc pas entraînés par un moteur électrique mais de manière optique, par un laser. La compacité de la micropompe est donc maximale et les débits sont très faible, de l'ordre du $p\text{L}$ (picolitre), ce qui convient parfaitement pour l'intégration de micropompes dans des laboratoires sur puces à très petite échelle.

Deng *et al.* [131] ont réalisés deux pompes, une avec micromoteur sans balais ("brushless") directement relié aux pignons, une avec actionnement magnétique indirect des pignons. Cette micropompe fonctionne de la même façon que les pompes de taille macroscopique à engrenages. La micropompe actionnée magnétiquement a été la première à être développée. C'est la miniaturisation des moteurs qui a permis la naissance de la deuxième, à moteur "brushless", dont la taille globale est réduite mais qui offre de meilleures performances. En effet, la pression générée passe de 14 kPa pour la première à 25.3 kPa pour la deuxième et le débit de $350 \text{ }\mu\text{L}/\text{min}$ à $2500 \text{ }\mu\text{L}/\text{min}$. Enfin, un microsystème réalisant la distribution de médicaments a été défini puis testé par Matteucci *et al.* [132] avec une micropompe rotative intégrée. Le système complet permet l'introduction de médicaments de manière transdermique avec un débit maximum de $1.2 \text{ mL}/\text{min}$.

A.1.1.8 Autres possibilités de micropompes rotatives

Al-Halhouli *et al.* [133] ont également introduit un nouveau concept de micropompe avec actionnement électro-magnétique. Comme l'illustre la figure (A.10), cette micropompe n'obéit pas au même principe de fonctionnement que les pompes précédentes. Aucun déplacement de membrane n'est réalisé ici. Le fonctionnement mécanique est en quelque sorte comparable au principe du moteur à piston rotatif Wankel [134]. Un aimant, en rouge sur la figure, sert de piston rotatif, il vient pousser le fluide présent dans la chambre en tournant

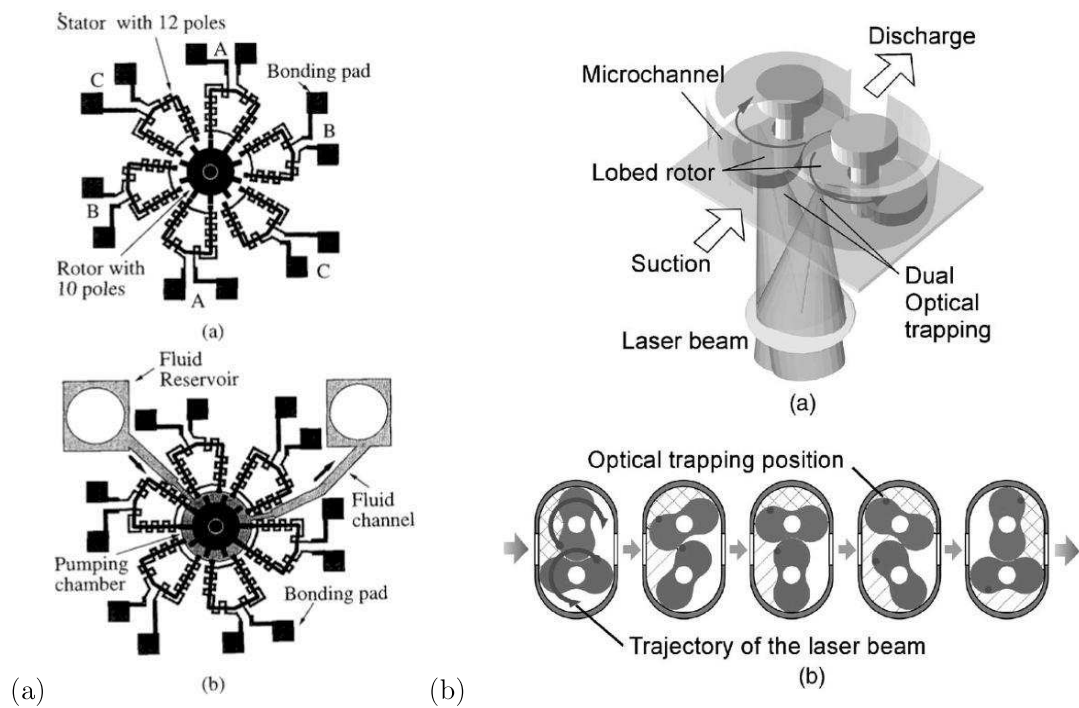


FIGURE A.9 – (a) Schéma de la micropompe rotative actionnée électro-magnétiquement par un moteur pas à pas de Ahn *et al.* [128] et photo (b) des 2 pignons de la micropompe de Maruo et Inoue [130] ainsi que de leur intégration dans une chambre

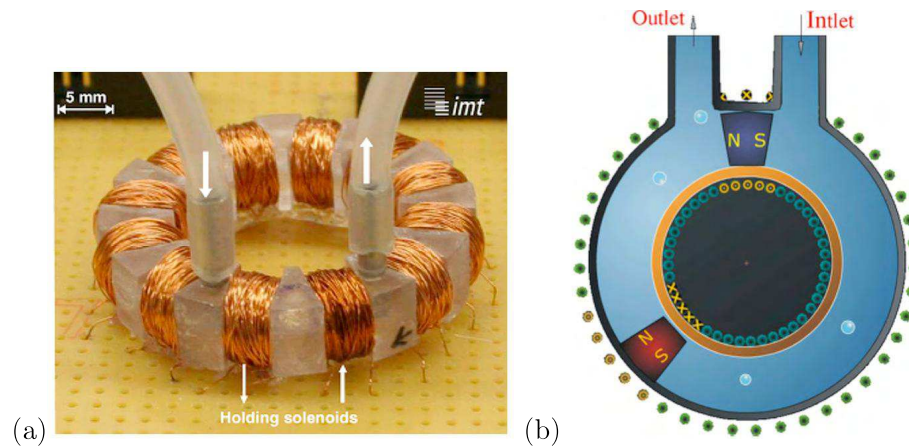


FIGURE A.10 – (a) Photo et (b) schéma de la micropompe électro-magnétique de Al-Halhouli *et al.* [133]. L'aimant bleu est fixe pendant la rotation de l'aimant rouge, avant que les rôles ne soient inversés, quand ce dernier a complété un tour.

dans celle-ci. La rotation est engendrée par le champ magnétique généré par la bobine qui entoure la chambre. Ainsi, en alternant le signe des forces magnétiques, l'aimant entre en rotation. Une fois que cet aimant a refoulé le fluide présent dans la chambre, il vient prendre la place de l'aimant bleu, alors fixe, en le poussant par interaction magnétique (signes opposés entre les deux aimants). L'aimant bleu sert alors de valve en séparant le fluide présent dans la chambre du fluide pompé et a son tour va prendre le rôle de l'aimant tournant.

L'actionneur n'a pas été le seul objet de design et d'optimisation de ces pompes, en effet, une amélioration des composants principaux de ces micropompes (valves, diaphragme, chambre...) a également été recherchée.

A.1.2 Optimisation des valves

La plupart des valves sont dites "passives" (membranes, flaps...) [16] [15] avec des structures en forme de poutres, elles ont été largement utilisées et développées. Elles ne sont pas actionnées par une énergie externe mais s'ouvrent ou se ferment lorsque la pression qu'on leur applique est plus forte que la pression statique qu'elles peuvent supporter et qu'on aura choisi lors du design de la pompe. Cette pression statique admissible est évidemment fonction de l'épaisseur des valves, de leur forme géométrique et du matériau utilisé. De plus, les performances des micropompes (en débit et en pression) peuvent être nettement améliorées en prenant soin de la géométrie de ces valves [43].

D'autres valves dites "actives" ont la même forme, en général, que les valves passives mais sont actionnées soit de manière piézo-électrique [135], soit de manière thermique (cf Samel [136], qui intégra des micro-billes qui se dilatent avec la température dans des valves en PDMS). Les paramètres importants à prendre en compte, tels que la tenue en fatigue du matériau (notamment pour les polymères), la rapidité d'actionnement, le blocage de la valve par de petites particules, limitent forcément le champ d'application de ce type de valve. Elles restent néanmoins très utilisées pour leur simplicité de fabrication ainsi que pour leur encombrement réduit.

Une autre solution consiste à ne pas utiliser de valve mais plutôt une structure du type "nozzle/diffuser" (figure. A.11). Introduites pour la première fois par Stemme et Stemme [39], ces micropompes dite "valveless" (sans valve) se sont maintenant largement répandues du fait des nombreux avantages qu'elles possèdent. Elles évitent tous les inconvénients des micropompes à valves précédemment cités (tenue en fatigue voire rupture du matériau, blocage par de petites particules, vitesse d'actionnement). Néanmoins, il est évident que pour ce type de structures, la réversibilité de l'écoulement n'est pas empêchée, tout au plus limitée, ce qui constitue le plus gros désavantage de ces pompes, surtout lorsque les "retours de pression" sont importants (dans les conduits veineux par exemple).

Les débits d'entrée et de sortie sont définis par la forme de la structure, ce qui a généré de nombreuses études: Stemme [39] précédemment cité, Olsson [137] qui a assemblé

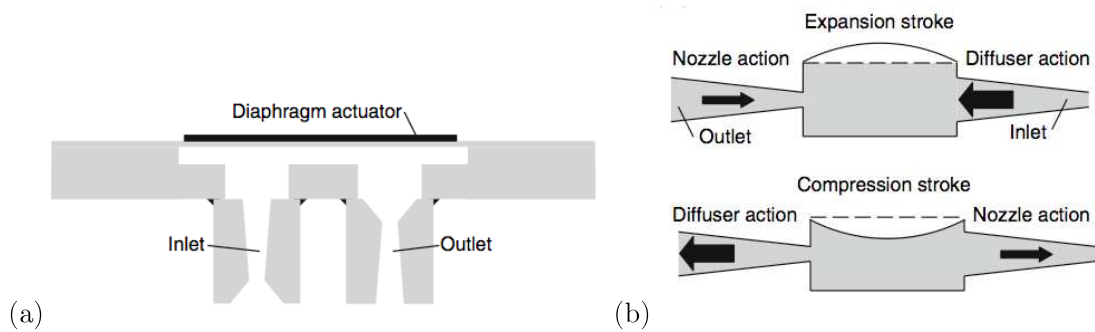


FIGURE A.11 – (a) Schéma d'une micropompe de type diffuseur/nozzle extrait de Iverson et Garimella [13] (b) Principe de fonctionnement lors des cycles de compression/détente

deux pompes "valveless" en réduisant les pressions d'entrée et de sortie pour permettre l'augmentation du débit, Singhal *et al.* [138] qui ont déterminé l'influence du coefficient de perte de pression avec l'angle du diffuseur, pour différents Reynolds et différents types de diffuseurs (coniques, cubiques). Par la suite ces valves ont été améliorées par Izzo *et al.* [44]. Les performances obtenues avec ce type de conduit sont en général bien meilleures, notamment lorsque ces structures modifient l'écoulement par la génération de vortex.

Une autre possibilité de fonctionnement pour les micropompes sans valves est basée sur les géométries de bifurcation de l'écoulement. Pour cela, une solution a été apportée par Gamboa *et al.* [139] (figure A.12), qui s'est appuyé sur une idée de Tesla [140]. Ces valves ont été optimisées via ANSYS (logiciel FEM de simulation par éléments finis) et ensuite fabriquées via machine-outil à commande numérique. Des tests in-situ leur ont permis d'affirmer que la réversibilité de l'écoulement, observée dans les autres micropompes valveless, est ici fortement limitée grâce à ces conduits en entrée et sortie de chambre (pour $0 < Re \leq 2000$). Cela permet également d'améliorer les pressions de retour ("backpressure") supportées.

Pour ce type de géométrie (bifurcation de l'écoulement), on pourra également se référer à Fadl *et al.* [19] (figure. A.13) . Leur micropompe, actionnée de manière piézo-électrique montre que la bi-directionnalité peut également être contrôlée avec ce type de structure "valveless".

A.1.3 Optimisation des diaphragmes/membranes

Plusieurs alternatives aux membranes planaires "classique" ont été développées au fur et à mesure des avancées sur les micropompes. Une forme ondulée de la membrane a notamment été étudiée par Jeong *et al.* [21] sur une micropompe thermo-pneumatique (figure.

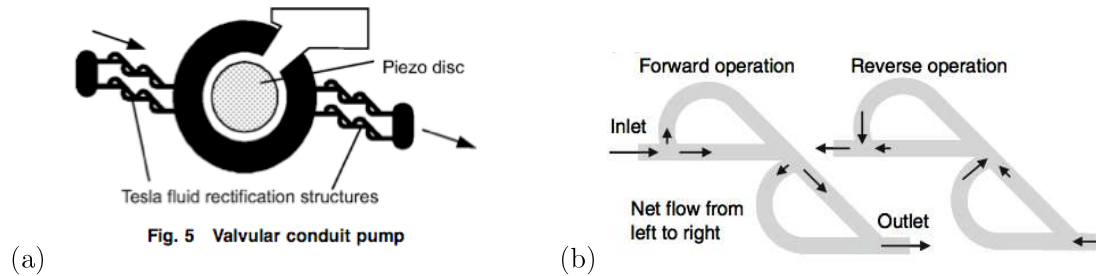


FIGURE A.12 – (a) Schéma d'une micropompe piézo-électrique avec "valve Tesla" extrait de Nguyen *et al.* [10] (b) Zoom sur les conduits et principe de fonctionnement lors des cycles de compression/détente extrait de Iverson et Garimella [13]

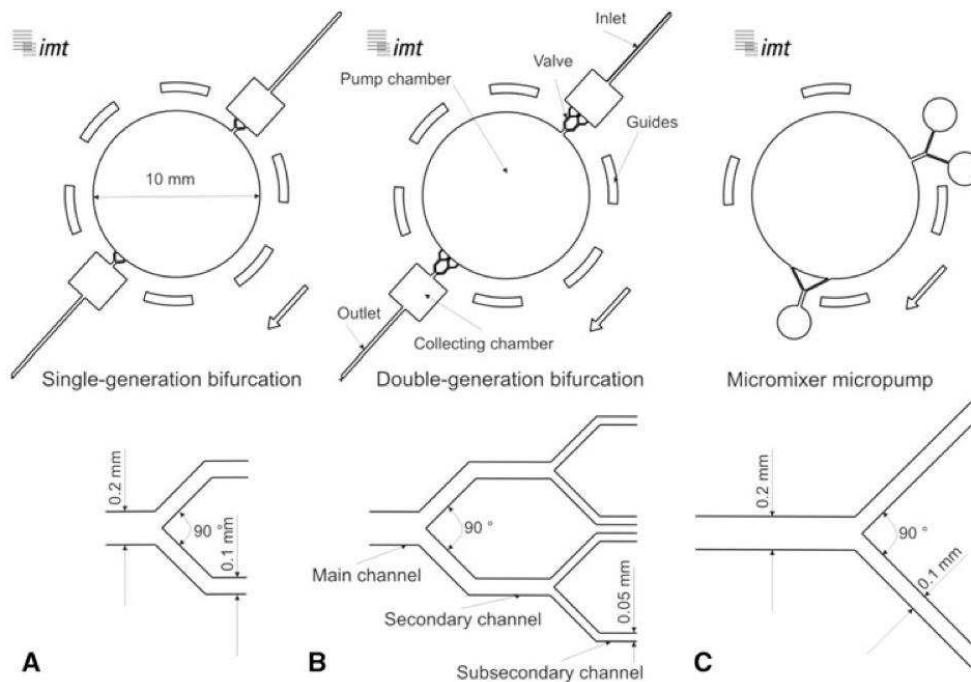


FIGURE A.13 – Schéma des micropompes étudiées par Fadl *et al.* [19] avec différents conduits d'entrée et de sortie de chambre, qui permettent la suppression de valves usuellement utilisées

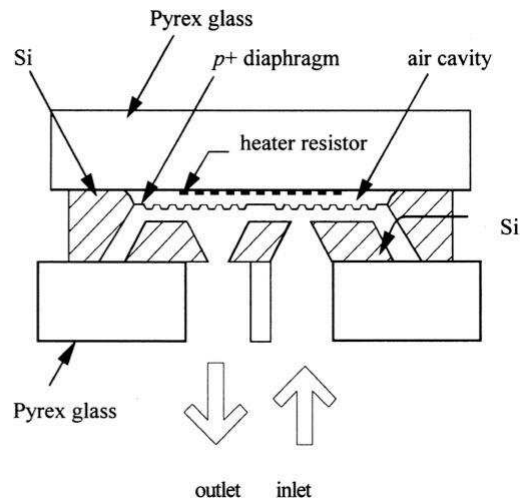


FIGURE A.14 – Schéma de la micropompe thermo-pneumatique étudiée par Jeong *et al.* [21] avec membrane ondulée en silicium dopé en lieu et place d'une membrane plane

A.14). Pour cela, la membrane n'est plus composée de matériau élastomérique (PDMS), mais en silicium dopé p+, matériau couramment utilisé en microtechnologie et choisi pour sa facilité de fabrication, notamment pour des formes complexes. Les expériences menées par ces auteurs rapportent une déformation de la membrane (et par conséquent, un débit) approximativement 3 fois plus importantes que celle d'une membrane plane de silicium.

Feng et Kim [18] ont également contribué à l'amélioration de la forme des membranes en remplaçant la membrane plane par une membrane avec un profil en dôme (cf. fig. A.15). Pour des raisons de fabrication, la membrane a été réalisée en parylène et est actionnée de manière piézo-électrique par l'intermédiaire d'une fine couche d'oxyde de zinc (ZnO) déposée par pulvérisation. Ce profil permet une meilleure distribution des contraintes résiduelles présentes, un renforcement de la raideur et par conséquent, des fréquences de résonances multipliée par un facteur 1000. De plus, les matériaux utilisés sont tous bio-compatibles. Néanmoins, les performances débit-pression sont relativement inférieures aux autres pompes piézo-électriques avec un débit maximum de $3.2\mu L/min$ pour une pression générée de $120Pa$ maximum.

Plus récemment, Cabuz *et al.* [31] ont introduit un nouveau concept de pompe pour fluide en phase gazeuse, basé sur un double diaphragme, (figure A.16). L'actionnement est réalisé électro-statiquement, grâce à la pulvérisation d'un matériau di-électrique sur des membranes de Kapton (polymère à base d'imide). Le design de la chambre permet de n'avoir aucune "zone morte" (i.e. toute la chambre est concernée par le déplacement de

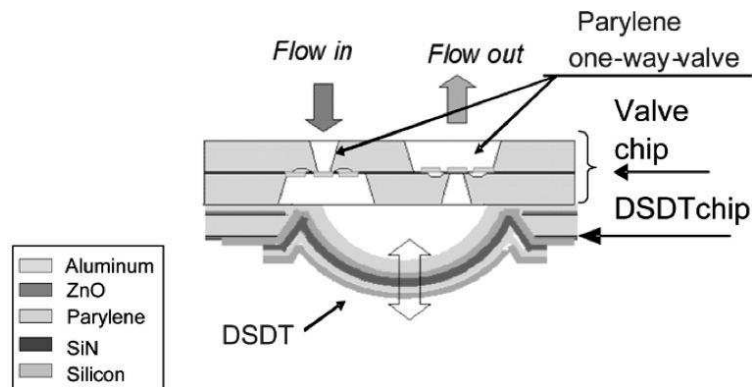


FIGURE A.15 – Schéma de la micropompe piézo-électrique étudiée par Feng et Kim [18] avec membrane en forme de dôme

la membrane, aucun fluide n'est stagnant). La compacité de la pompe est donc également améliorée. A titre informatif, un ensemble de 2x3x2 micropompes de ce type montées en série, a permis d'obtenir un débit maximum de 230 mL/min à 160 V_{pp}. Cependant, la taille de cet ensemble était tout de même de 4.5 × 3.5 × 0.4 cm³.

A.1.4 Conclusion sur les micropompes "mécaniques", à action direct sur le fluide

Pour clore cette partie sur les micropompes dites "mécaniques", un tableau récapitulatif des paramètres importants a été dressé. Ce tableau, similaire au tableau présenté dans l'introduction est affiché à titre de rappel. Il est complété cependant du tableau concernant les micropompes rotatives.

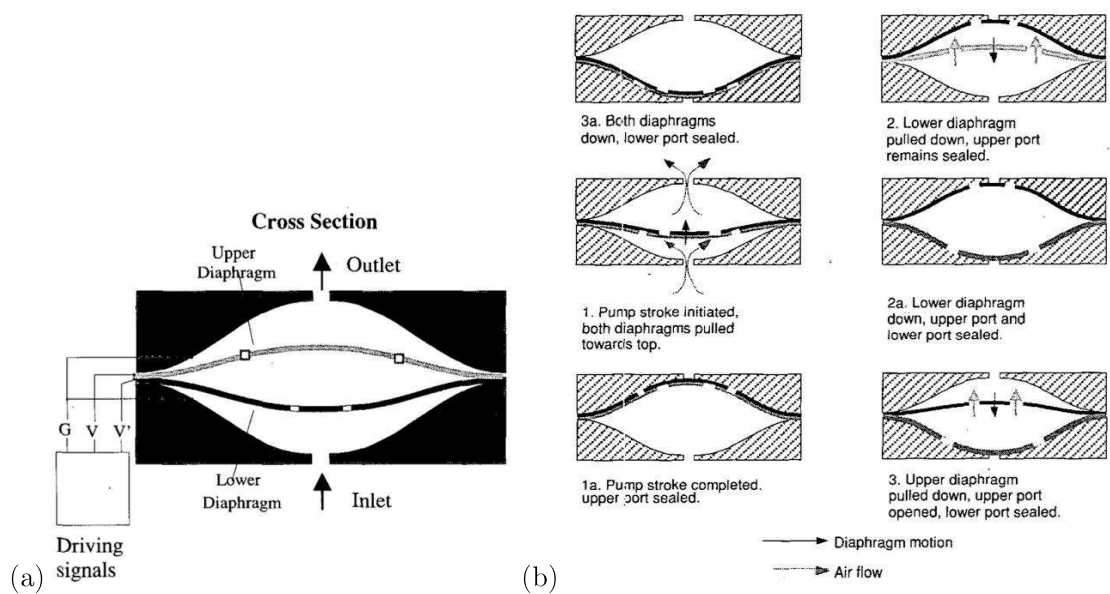


FIGURE A.16 – (a) Schéma de la micropompe électro-statique développée par Cabuz *et al.* [31] avec double diaphragme (b) Principe de fonctionnement de cette micro-pompe, à lire de haut en bas et de gauche à droite.

TABLEAU A.1 – Micropompes "mécaniques" à membranes

Actionnement	Reference	T (mm^3)	U (V)	P (mW)	Pr (kPa)	Q ($\mu L/min$)	f (Hz)	Application de référence	
Piézo-électrique	Van Lintel <i>et al.</i> [15]	4100	125 [n.i.]		24	0.6 (eau)	0.1	n.i.	
	Stemme et Stemme [39]	2500	20 [n.i.]		21	4400 (eau)	110	n.i.	
	Koch <i>et al.</i> [16]	n.i.	600 [n.i.]		1.8	120 (ethanol)	200	Distribution de médicaments	
	Linneman <i>et al.</i> [40]	111	160 [n.i.]		90	1000 (eau) 3000 (air)	200	n.i.	
	Böhm <i>et al.</i> [34]	288	350 [n.i.]		12.5	2000 (eau) 50000 (air)	100	Laboratoires sur puces	
	Nguyen et Huang [41]	n.i.	100 [n.i.]		3.5	220 (eau)	50	n.i.	
	Nguyen et Truong [42]	n.i.	125 [n.i.]		2	850 (eau)	140	n.i.	
	Feng et Kim [18]	160	80 [3]		0.12	3.2 (eau)	60	Micropompe implantable	
	Junwu <i>et al.</i> [43]	n.i.	50 [n.i.]		27	3500 (eau)	800 et 3000	Distribution de médicaments	
	Izzo <i>et al.</i> [44]	n.i.	100 [n.i.]		17.3	640 (eau)	3000	n.i.	
	Shen et Liu [17]	n.i.	120 [n.i.]		0.275	10500 (eau)	15	n.i.	
	Fadl <i>et al.</i> [19]	n.i.	220 [n.i.]		2.86	137 (ethanol)	95	n.i.	
	Smits [1]	n.i.	80 [n.i.]		6	100 (eau)	15	Distribution d'insuline	
	Doll <i>et al.</i> [45]	360	250 [84 a day]		60	1800 (eau)	27.8	Sphincter artificiel	
	Jang <i>et al.</i> [46]	361	100 [0.4]		0.52	36.8 (eau)	700	Applications MEMS	
	Hsu et Le [47]	≈ 900	100 [n.i.]		1.75	41.6 (eau) 23.7 (sang)	300 (eau) 250 (sang)	Applications bio-médicales	
	Graf et Bowser [48]	n.i.	100 [n.i.]		35.3	259 (eau distillée)	30	Laboratoires sur puces	
	Hwang et Shiu [49]	≈ 300	n.i.		n.i.	120 (eau)	250	n.i.	
	Thermo-pneumatique	Van de Pol <i>et al.</i> [20]	3000	6 [n.i.]		5	34 (eau)	1	n.i.
		Jeong et Yang [21]	n.i.	8 [n.i.]		n.i.	14 (eau)	4	n.i.
Wego et Pagel [50]		784	n.i. [1000]		11.9	530 (eau)	1	Applications biologiques cellulaires	
Kim <i>et al.</i> [23]		n.i.	55 [n.i.]		n.i.	0.078 (méthanol)	6	Laboratoires sur puces	
Zimmermann <i>et al.</i> [22]		n.i.	n.i. [132]		6.5	5 (n.i.)	10	Micromixeurs	
Yoo <i>et al.</i> [51]		n.i.	n.i. [500]		n.i.	1.05 (eau)	2	Laboratoires sur puces	
Jun <i>et al.</i> [52]		72	3.5 [n.i.]		1.5	1.74 (eau)	n.i.	Distribution de médicaments	
Knight et House [53]		n.i.	n.i. [n.i.]		n.i.	n.i.	n.i.	Micropompe implantable	
Jeong <i>et al.</i> [54]		n.i.	20 [n.i.]		≈ 3	0.36 (eau)	2	Distribution de médicaments	
Yang et Liao [55]		1584	5 [n.i.]		0.4	9.18 (eau)	1.5	n.i.	
Pneumatique	Meng <i>et al.</i> [25]	n.i.	(6.9 kPa) n.i. [n.i.]		5.9	13 (eau)	5	n.i.	
	Inman <i>et al.</i> [26]	n.i.	(40 kPa) n.i. [n.i.]		24	5000 (eau)	85	Applications biologiques cellulaires	
	Ni <i>et al.</i> [14]	n.i.	(60 kPa) n.i. [n.i.]		25	41 (eau dé-ionisé)	2	Laboratoires sur puces	
	Huang <i>et al.</i> [28]	≈ 300	(172 kPa)12 [6000]		0.165	108 (eau)	10	Analyses biomédicales et chimiques	
	Wang et Lee [27]	n.i.	(137 kPa) n.i. [n.i.]		0.130	7 (eau)	13	n.i.	
péristaltique	Yang <i>et al.</i> [24]	n.i.	(137 kPa) n.i. [n.i.]		9	54000 (eau)	90	Mesure de pH	
	Zengerle <i>et al.</i> [29]	98	200 [n.i.]		29	160 (eau)	300	Analyses chimiques	
	Bourouina [30]	$5 \times 5 \text{ mm}^2$	10 [n.i.]		n.i.	0.001-0.01 (n.i.)	3	Distribution de médicaments	
	Cabuz <i>et al.</i> [31]	52.5	160 [8]		20	30 (gaz)	30	Analyses biologiques et chimiques	
	Machauf <i>et al.</i> [32]	$5 \times 5 \text{ mm}^2$	50 [n.i.]		n.i.	1 (eau distillée)	1830	n.i.	
	Teymoori et Sami [33]	28	23 [n.i.]		n.i.	9.1	50	Chimiothérapie	
	Böhm <i>et al.</i> [34]	800	5 [500]		10	2100 (eau) 40 (air)	50 (eau) 400 (air)	n.i.	
	Meng <i>et al.</i> [25]	n.i.	n.i.		2.1	4.5 (eau)	14	n.i.	
	Sauntra <i>et al.</i> [56]	2450	n.i. [1900]		≈ 1.02	260 (air)	5	Laboratoires sur puces	
	Pan <i>et al.</i> [35]	600 (1)	n.i. [500] (1)		3.6 (1)	1000 (eau) (1)	5 (1)	Analyses biologiques, distribution de médicaments, laboratoires sur puces	
Electro-Magnétique	Pan <i>et al.</i> [35]	2500 (2)	n.i. [13] (2)		7.5 (2)	800 (eau) (2)	5.9 (2)	Laboratoires sur puces	
	Yamahata <i>et al.</i> [37]	1980	n.i. [n.i.]		1.2	400 (eau)	12	Laboratoires sur puces	
	Lee et Chen [57]	325	n.i. [1800]		n.i.	90 (eau)	240	Laboratoires sur puces	

T Taille de la micropompe sans alimentation, U tension et P puissance délivrées à la micropompe (les valeurs entre parenthèses sont les pressions d'alimentation nécessaires à l'actionnement des micropompes pneumatiques), Pr pression générée (hauteur d'eau refoulée), Q Débit maximum, f fréquence optimale

n.i. caractéristique non indiquée, Actionnement (1) bobine planaire (2) Micromoteur avec arbre aimanté (cf § A.1.1.5)

TABLEAU A.2 – Micropompes "mécaniques" rotatives

Type	Reference	T (mm^3)	U (V)	P (mW)	Pr (kPa)	Q ($\mu L/min$)	ω (tr/min)	Application de référence
Pignons	Ahn <i>et al.</i> [128]	0.640	3 [500]		10	24 (insuline)	5000	Distribution d'insuline
	Dopper <i>et al.</i> [127]	3000	n.i. [n.i.]		100 (Glycérine/eau) 2.4 (eau)	190 (Glycérine/eau) 55 (eau)	2250	Dosage de précision
Cylindre/Disques	Deng <i>et al.</i> [131]	19(1) (2)	n.i. [n.i.]	(1) (2)	14 (1) 25.3 (2)	350 (eau) (1) 2500 (2)	5000 (1) 70000 (2)	Pousses seringues
	Marruo et Inoue [130]	$\approx 4.5e^{-6}$	n.i. [150]		n.i.	$<1e^{-6}$ (n.i.)	15	Laboratoires sur puces
	Lei et Li [129]	≈ 80	n.i. [165]		n.i.	9500	20000	Micromixeur
	Mattucci <i>et al.</i> [132]	n.i.	6 [n.i.]		n.i.	1200	8500	Distribution de médicaments
	Sen <i>et al.</i> [58]	n.i.	n.i. [n.i.]		n.i.	10% de ω	n.i.	n.i.
Autres	Blanchard <i>et al.</i> [65]	n.i.	n.i. [7000]		1.19	2100	5000	Applications biomédicales...
	Al-Halhouli <i>et al.</i> [133]	≈ 5025	n.i. [n.i.]		1.06	13700 (eau)	200	Applications biomédicales

T Taille de la micropompe sans alimentation, U tension et P puissance délivrées à la micropompe (les valeurs entre parenthèses sont les pressions d'alimentation nécessaires à l'actionnement des micropompes pneumatiques), Pr pression générée (hauteur d'eau refoulée), Q Débit maximum, ω vitesse de rotation du moteur d'entraînement

n.i. caractéristique non indiquée, (1) Micropompe à actionnement magnétique (2) Micropompe micro-motorisée

A.2 Micropompes "énergétiques"

Les micropompes dites "énergétiques" convertissent en énergie cinétique une énergie qui n'est pas engendrée par le déplacement d'une pièce mécanique. L'apport d'énergie est obtenu par différentes méthodes. Les micropompes électro-cinétiques convertissent ainsi un apport d'origine électrique, par électro-osmose par exemple. Les micropompes électro-hydro-dynamiques sont quant à elles basées sur le principe d'interaction d'un champ de forces électro-statiques avec un fluide diélectrique. Un apport calorifique peut également permettre le déplacement d'un fluide, comme dans les micropompes à changement de phase.

Ces principes d'apports d'énergies ne sont réalisables pratiquement qu'à petite échelle. Contrairement aux pompes mécaniques, les micropompes dites énergétiques fonctionnent quasiment toutes sans déplacement de pièces, simplifiant grandement les conceptions et la fabrication de ces micropompes. Etant donné le principe de déplacement de fluide, le principal inconvénient de ces micropompes restent le couplage physique du système avec le fluide manipulé, qui doit être choisi avec précaution. En effet, ce sont les propriétés du fluide (conductivité électrique par ex.) qui influenceront principalement sur les performances globales, en débit ou en pression, ce qui limite le choix des fluides possibles pour l'utilisation de ces pompes.

A.2.1 Micropompes électro-osmotiques

Ces micropompes représentent la plus grande partie des micropompes électro-cinétiques. Lorsqu'un fluide électrolytique entre en contact avec une paroi solide, une charge est instantanément acquise par cette surface. On observe par exemple ce phénomène sur le verre de silice qui se charge négativement en présence d'une solution aqueuse (déprotonation des groupements silanol). Cette charge en surface attire les ions de charges opposés présents dans la solution, jusqu'à une certaine distance (longueur de Debye). Il suffit alors simplement d'appliquer un courant entre 2 électrodes introduites dans le fluide pour venir déplacer les ions proches de cette surface chargée et par interaction visqueuse, créer un déplacement net de fluide (figure. A.17). Pour plus de détails sur le principe de fonctionnement, on pourra se référer au mémoire de master de Brask [141] ainsi qu'au rapport récent de Wang *et al.* [142].

Les techniques de micro-fabrication rendent la conception de ces micropompes aisée et relativement bon marché. La bi-directionnalité de l'écoulement est assurée par le changement de signe sur le courant appliqué entre les électrodes. Néanmoins, les tensions élevées

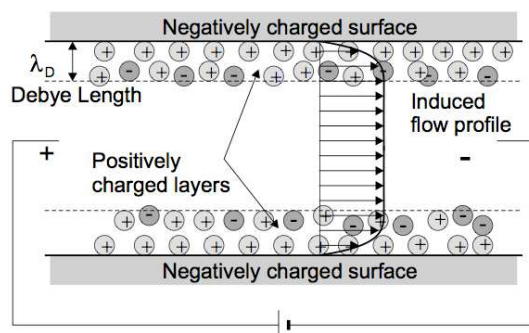


FIGURE A.17 – Principe de fonctionnement d'un écoulement électro-osmotique dans un micro-canal [141]

requis et la présence d'un fluide conducteur électriquement réduit le champ d'applications de ces micropompes.

Une des premières micropompes a été rapportée par Zeng *et al.* [143] et réalisée avec des sphères de silice de $3.5\mu\text{ m}$ de diamètre, compactées pour former un tube capillaire de $500 - 700\mu\text{ m}$ de diamètre servant de microcanal principal. Avec l'eau dé-ionisée comme fluide principal, le débit mesuré est de $3.6\mu\text{ L}/\text{min}$ et la pression générée au maximum est de 2026.5 kPa lorsqu'une tension de 2 kV est appliquée aux électrodes. Par la suite, Chen et Santiago [144] ont conçu une pompe planaire (seulement $0.9\mu\text{ m}$ d'épaisseur), qui permet d'obtenir un système très compact. Les aspects théoriques de ces micropompes ont été achevés par Yao et Santiago en 2003 [145]. Le débit, le courant appliqué ainsi que l'efficacité thermodynamique ont été exprimés analytiquement en fonction de la pression appliquée sur la micropompe (i.e. lorsque une hauteur d'eau fixe impose une pression sur la pompe, figure. 1.1). Reichmuth *et al.* [146], ont étudiés l'influence du fluide et démontré que l'utilisation d'un additif zwitterionique, qui augmente la permittivité diélectrique, permettait d'améliorer grandement les performances (pression générée multipliée par 2.5, efficacité de la pompe par 3.3). Cela permet également de réduire les tensions appliquées à performances équivalentes. Cependant, toutes ces micropompes ont une tolérance en général limitée sur l'échelle des pH, étant donné que la charge de la surface en contact avec le fluide est fortement influencé par le pH [147]. Cette limitation vient principalement du processus de déprotonation, réaction chimique qui permet l'obtention de la charge en surface du verre de silice ou du verre des microcanaux et qui est complète lorsque le pH devient supérieur à 8 ou inférieur à 4. Pour venir corriger cette restriction, Razunguzwa et Timperman [148] ont changé la conception de ces micropompes en introduisant deux microcanaux au lieu

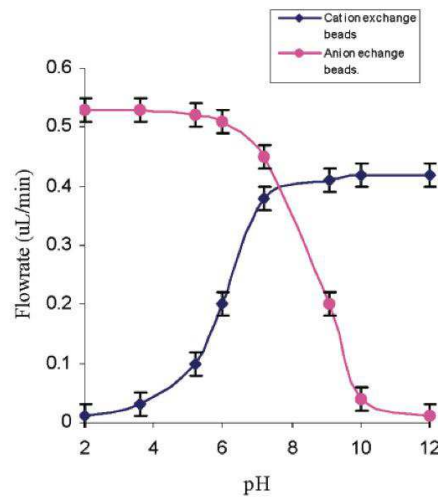


FIGURE A.18 – Relevé de débit pour la pompe de Razunguzwa et Timperman [148], le microcanal avec billes échangeuses d’anions complète la perte de débit dû à la complétion de la réaction dans le microcanal à billes échangeuses de cations pour des $\text{pH} > 7$ et vice versa pour les $\text{pH} < 7$

d’un, l’un rempli de billes échangeant les cations, l’autre de billes échangeant les anions (cf. fig. A.18). Ainsi l’utilisation des charges opposées dans les microcanaux réalisés permet d’obtenir un débit global maximum à $2 \mu\text{L}/\text{min}$, pour des pH s’échelonnant de 2 à 12.

Une autre possibilité pour la fabrication des microcanaux a été présentée par Chen *et al.* [149] qui utilisent les procédés sol-gel pour la réalisation d’une colonne de silice poreuse micrométrique, ce qui ne nécessite donc plus l’intégration de billes à ces microcanaux. Le procédé sol-gel remplace donc la fusion de silice par une étape de polymérisation, plus simple à mettre en oeuvre. La mise en série de plusieurs de ces micropompes [150] permet de démontrer que le débit est identique dans tous les cas mais que la pression est multipliée par 2 pour une configuration à double micropompe, par 3 pour une mise en série de trois actionneurs.

Cependant, étant donné les très hautes tensions appliquées entre les électrodes, il arrive parfois que des bulles se forment et que le pH de la solution change par électrolyse [142]. Afin d’éviter ces inconvénients, une autre principe d’actionnement basé sur le courant alternatif a été développé et empêche la formation de processus électrolytiques. La conception a donc été complètement revue au début du *XXI^{ème}* siècle. Pour plus de détails sur ces micropompes encore peu développées comparativement aux précédentes, on se référera à Wang *et al.* [142], Adjari [151] pour l’étude analytique, Brown *et al.* [152] pour une comparaison pratique avec

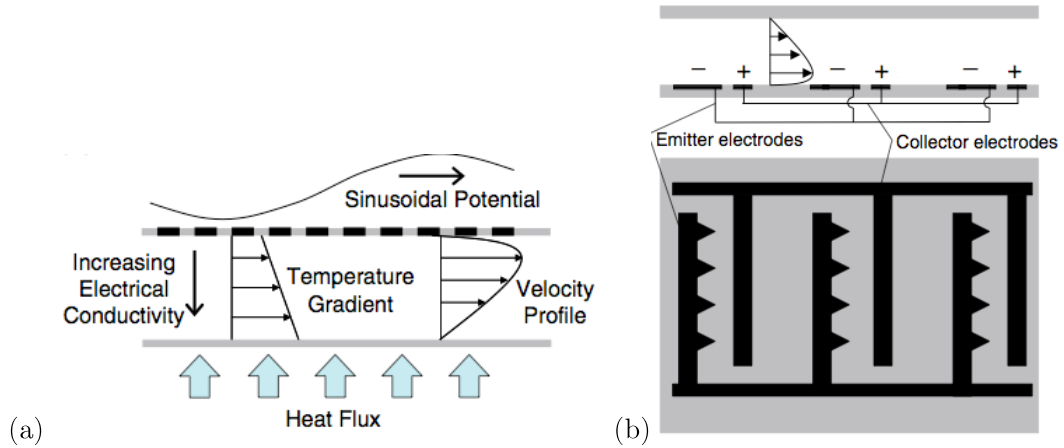


FIGURE A.19 – (a) Principe de fonctionnement d'une micropompe EHD (a) par induction, (b) par injection d'ions

cette théorie, ainsi que pour la première réalisation de ces micropompes. On pourra voir également Debesset *et al.* [153], Lastochkin *et al.* [154] et Urbanski *et al.* [155].

A.2.2 Micropompes électro-hydro-dynamiques

Les micropompes électro-hydro-dynamiques (EHD) sont basées sur le déplacement d'ions présents dans un fluide di-électrique par l'intermédiaire des forces électro-statiques. Pour cela, un assemblage d'électrodes émetteurs ainsi que de contre-électrodes est réalisé dans un microcanal. Il suffit ensuite d'alimenter ces électrodes qui vont venir successivement pousser puis attirer les ions du fluide principal. On distinguera 2 types d'actionnement principalement, injection et induction d'ions (figure A.19).

L'avantage de ces micropompes est encore une fois la simplicité de leur conception et de leur fonctionnement. Néanmoins, le fluide doit être choisi avec une conduction électrique typiquement entre 10^{-4} et $10^{-9} S/cm$. De plus, la consommation électrique de ces micropompes reste souvent élevée, à cause des tensions d'actionnement requises.

Le principe des pompes EHD par induction est basé sur la génération d'un gradient de conductivité électrique, normal au canal, soit par chauffage comme sur la figure A.19, soit par l'intermédiaire d'un fluide secondaire possédant des propriétés di-électriques. Ce gradient de conductivité dans le fluide induit un déplacement d'ions qui est accentué par l'alimentation, en "vague" du courant des électrodes disposés le long du microcanal. Finalement les ions se déplacent avec cette "vague" de courant dans un sens ou dans l'autre, en

fonction du gradient de conductivité/température appliqué. Ce principe a, pour la première fois, été appliqué aux microsystèmes par Fuhr *et al.* [156] avec une micropompe EHD par induction créée par gradient de température. Les débits sont compris entre 0.05 et 5 $\mu\text{L}/\text{min}$ pour une vague de courant de fréquence comprises entre 100k Hz et 30 m Hz. Par la suite, Singhal et Garimella [157] changèrent le design en introduisant une membrane oscillante sur laquelle sont fixés les électrodes. La membrane n'implique aucun débit lorsqu'elle fonctionne seule mais génère localement un champ de vitesses qui, combiné avec l'actionnement EHD, permet d'augmenter les performances de ces micropompes. Ainsi, un débit de 10.5 $\mu\text{L}/\text{min}$ a été obtenu avec une pompe de taille micrométrique ($1500 \times 200 \times 50 \mu\text{m}$). Enfin, une étude numérique sur la configuration des électrodes a été menée par Iverson *et al.* [158], déterminant la taille et la position des électrodes pour une optimisation des performances. Pour plus de détails sur ces micropompes EHD, on pourra également se référer à Fuhr *et al.* [159].

L'injection d'ions dans un fluide di-électrique se fait la plupart du temps à très haute tension. En effet, pour des interfaces fluides-électrodes particulières, la tension appliquée aux électrodes émettrices implique une réaction électro-chimique qui injecte les ions provenant de celles-ci directement dans le fluide. Ainsi en ajoutant une électrode dite "collectrice", on génère un déplacement d'ions et par effets visqueux un déplacement global de fluide (figure. A.19(a)). La première micropompe EHD par injection a été réalisée par Richter *et al.* [160] par gravure anisotrope d'une grille et pulvérisation cathodique d'or. Une tension de 800V y était appliquée afin de générer un débit jusqu'à 14 mL/min et une pression maximale de 2.5 kPa avec de l'éthanol en fluide principal. L'écoulement observé était réversible en changeant la polarité des électrodes. Récemment, Darabi et Wang [161] ont réussi à utiliser un liquide cryogénique (HFE7100) en tant que fluide principal, ce qui permet d'élargir le champ d'applications de ces micropompes aux systèmes de refroidissement et applications cryogéniques. L'une des conclusions souligne également la nécessité d'utiliser un fluide à basse permittivité électrique et à viscosité faible pour des performances accrues. Ces auteurs ont d'ailleurs démontré que l'utilisation d'électrodes émettrices en forme de "dents de scie" permettait de réduire la consommation électrique de ces micropompes par rapport aux électrodes "linéaires". Dernièrement, Chen *et al.* [162] réalisèrent pour la première fois une pompe EHD sur substrat souple (Parylène C). Les performances de cette micropompe démontrent la possibilité de réduire la consommation électrique. En effet, leur micropompe n'est alimentée que par une tension de 20 à 30V, ce qui suffit à déplacer un fluide à des vitesses de 190mm/min en générant des pressions maximales de 0.490 kPa.

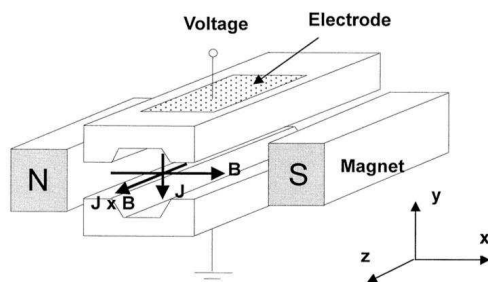


FIGURE A.20 – Principe de fonctionnement d’une micropompe MHD, extrait de Jang et Lee [163]

A.2.3 Micropompes magnéto-hydro-dynamiques

Les micropompes magnéto-hydro-dynamiques (MHD) fonctionnent grâce au couplage des énergies magnétiques et électriques. En considérant un microcanal de section carrée, un champ électrique est créé entre deux électrodes disposées sur deux faces opposées et un champ magnétique entre deux aimants de polarités opposées disposés sur les deux faces restantes. La force de Lorentz donnée par $\vec{F} = I\vec{l} \times \vec{B}$ induit ainsi un déplacement net du fluide (figure. A.20). Dans cette formule, I est le courant électrique injecté entre les deux électrodes séparées d’une distance l et \vec{B} le champ magnétique créé entre les deux aimants.

Un des avantages de ces micropompes MHD est leur capacité à changer de sens la circulation du fluide (bi-directionnalité), par simple changement du signe du courant délivré par les électrodes. De plus, une conductivité de l’ordre de 1 S/m est suffisante pour ces micropompes, ce qui étend leur champ d’application au domaine médical. Néanmoins, les phénomènes d’électrolyses, qui apparaissent aux fortes tensions, sont à prendre en compte quand ils engendrent la création de bulles, souvent nuisibles au bon fonctionnement et accélérant la dégradation des électrodes. Huang *et al.* [164] ont développé une micropompe MHD et ont observé une nette baisse des performances lorsque les bulles apparaissaient voire un arrêt du mécanisme de pompage pour des tensions supérieures à 60V et avec une solution aqueuse de $NaOH$ diluée de concentration 2%. La même année, Lemoff et Lee [165] sont venus confirmer les premières constatations de Huang *et al.*. Ils mènent ainsi leurs expériences en dessous du seuil d’apparition de ces bulles dans une solution de NaCl. Ils constatent alors qu’une augmentation de la concentration de NaCl permet d’obtenir un fonctionnement sans bulles à de plus fortes intensités. Cette intensité d’apparition des bulles peut également être encore plus importante en alimentant les électrodes par un

courant alternatif en lieu et place du courant continu utilisé précédemment. Les aimants permanents doivent alors être remplacés par un électro-aimant. Une modélisation numérique réalisée par Wang *et al.* [166] a permis de retrouver les résultats de la pompe de Lemoff et Lee. Enfin, dernièrement, des simulations numériques ont été menées par Patel et Kassegne [167], Duwairi et Abdullah [168], afin de prendre en compte les effets thermiques mais également dans un but d'optimisation dans la conception.

A.2.4 Conclusion sur les micropompes fonctionnant par conversion d'énergie

En conclusion de cette monographie des micropompes "énergétiques", un tableau récapitulatif est fourni.

TABLEAU A.3 – Micropompes "énergétiques"

Type	Reference	T (mm^3)	U (V)	P (mW)	Pr (kPa)	Q ($\mu L/min$)	Application de référence
Electro-osmotique	Zeng <i>et al.</i> [143]	85	2000 [n.i.]		2000	3,6 (eau déionisée)	n.i.
	Chen et Santiago [144]	9000	1000 [n.i.]		33	15 (eau déionisée)	n.i.
	Razunguzwa <i>et al.</i> [148]	100	3000 [n.i.]		n.i.	2 (Solution tampon/Phosphate)	Analyses chimiques
	Chen <i>et al.</i> [149]	≈ 1000	6000 [n.i.]		400	2,5 (Solution tampon/EDTA)	Systèmes FIA (Flow Injection Analysis)
	Chen <i>et al.</i> [150]	$1 \times \approx 1000$	5000 [300]		3500	1,7 (Solvent)	Laboratoires sur puces
		$2 \times \approx 1000$	5000 [550]		7000	1,7 (Solvent)	
		$3 \times \approx 1000$	5000 [800]		10500	1,7 (Solvent)	
	Wang <i>et al.</i> [169]	n.i.	6000 [n.i.]		303	2,9 (eau déionisée)	Laboratoires sur puces
	Borowsky <i>et al.</i> [170]	≈ 30	3500 [7]		2500	0,085 (Solution tampon/CHES)	Chromatographie liquide
	Fuhr <i>et al.</i> [156]	$0,014 < T < 1,4$	40 [n.i.]		n.i.	$0,05 < Q < 5$ (eau)	Applications chimiques et médicales
EHD (induction)	Singhal et Garmella [157]	0,015	n.i. [0,32]		n.i.	10,5 (eau)	Systèmes de refroidissement
	Richter <i>et al.</i> [160]	0,3	800 [n.i.]		2,5	14000 (ethanol)	Systèmes de refroidissement
	Darabi et Wang [161]	200 mm^2	180 [9]		0,180	3,9 g/min (HFE-7100)	Systèmes de refroid. cryogéniques
EHD (injection)	Chen <i>et al.</i> [162]	n.i.	40 [n.i.]		0,490	190 mm/min (Isopropanol)	Applications bio-médicales
	Jang et Lee [163]	≈ 16	60 [108]		124	63	n.i.
	Huang <i>et al.</i> [164]	n.i.	15 [n.i.]		n.i.	20 (eau/NaOH)	Applications biologiques et médicales
MHD	Lemoff et Lee [165]	n.i.	6,6 [≈ 100]		n.i.	18,3 (eau/NaCl)	Systèmes microfluidiques

T Taille de la micropompe (zone active), U tension et P puissance délivrées à la micropompe, Pr pression générée (hauteur d'eau refoulée), Q Débit maximum

n.i. caractéristique non indiquée

B. Vibration de gouttes sur actionneur tactile

Les tests d'actionnements du dispositif sont réalisés qualitativement en disposant des gouttes sur les membranes de PDMS. Une goutte développe alors un mode vibration connu et largement étudié. Pour cela, on pourra se référer aux travaux de Vukasinovic *et al.* [99], Lyubimov *et al.* [98] et Noblin *et al.* [97]. Il y est notamment fait mention des modes propres de vibrations de goutte lorsque celle-ci est soumise à une accélération verticale sinusoïdale.

1. Lorsque l'accélération transmise à la goutte est suffisante, une structure typique à base de noeuds et de creux apparaît alors sur la surface. La goutte développe alors des modes propres de vibration, causés par la propagation d'une onde capillaire. On passe d'un mode propre à l'autre en modifiant la fréquence d'actionnement. Il est intéressant de noter que lors de la vibration de la goutte, la ligne de contact reste piégée. La figure B.1 montre de façon schématique les modes de vibrations propres, tiré de Noblin *et al.* [97]. Une séquence de photos représente une goutte disposée sur l'un des actionneurs réalisés à l'IEMN avec un plot mobile carré.
2. Une amplitude de vibration plus importante du système engendre une variation importante des angles de contact. Ceux-ci dépassent alors les valeurs d'angles d'avancée θ_a et de reculée θ_r (hystérésis $H = \cos \theta_a - \cos \theta_r$) nécessaires au mouvement de la ligne de contact. Dans les travaux de Noblin *et al.* [97] ainsi que Vukasinovic *et al.* [99], la ligne de contact oscille ainsi autour de sa position d'équilibre obtenue au repos. L'accélération nécessaire au déplacement de la ligne de contact est obtenue en considérant que la goutte se comporte comme un oscillateur avec frottement. Dans nos expériences, une dissymétrie sur les angles de contact apparaît lorsqu'une goutte est à cheval sur la partie fixe et sur la partie mobile. Cette différence entre les angles de contact permet alors d'obtenir deux valeurs d'accélération différentes. Il est donc possible de générer le déplacement d'une partie de la goutte comme dans la séquence affichée sur la figure B.2.
3. Enfin, une amplitude de vibration encore plus importante provoque l'atomisation de la goutte. Ce type d'atomisation a également été largement étudié. On pourra notamment se référer aux travaux de Yule et Al-Suleimani [171], et James et al. [100]. Si l'amplitude de l'onde capillaire formée sur la surface de la goutte est supérieure à une valeur critique, la rupture des crêtes de la goutte donne naissance à des gouttes

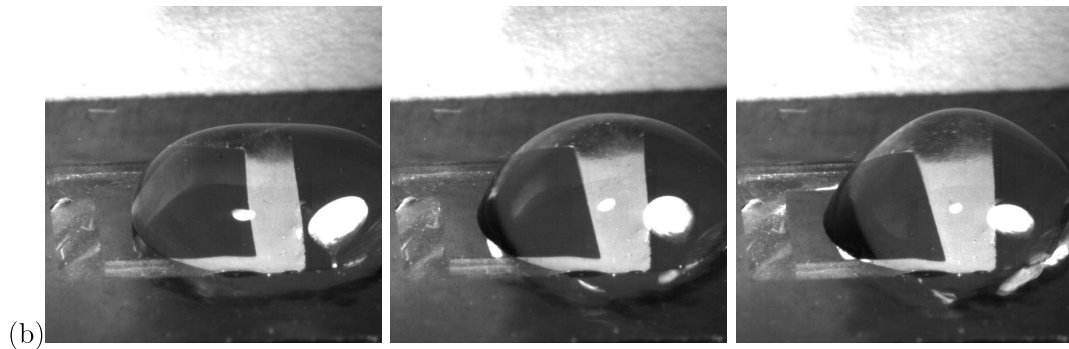
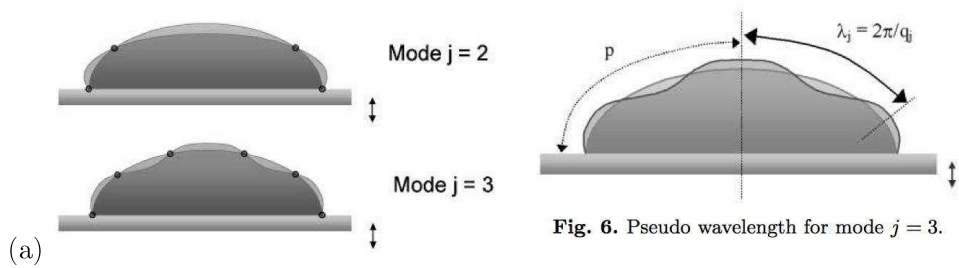


FIGURE B.1 – (a) Schéma des modes propres 2 et 3 d'une goutte vibrée verticalement. (b) Mode propre 3 d'une goutte de $20 \mu\text{L}$ disposée partiellement sur les parties mobiles d'actionneurs "carrés" à une fréquence de 48 Hz et une puissance électrique de 40 mW.

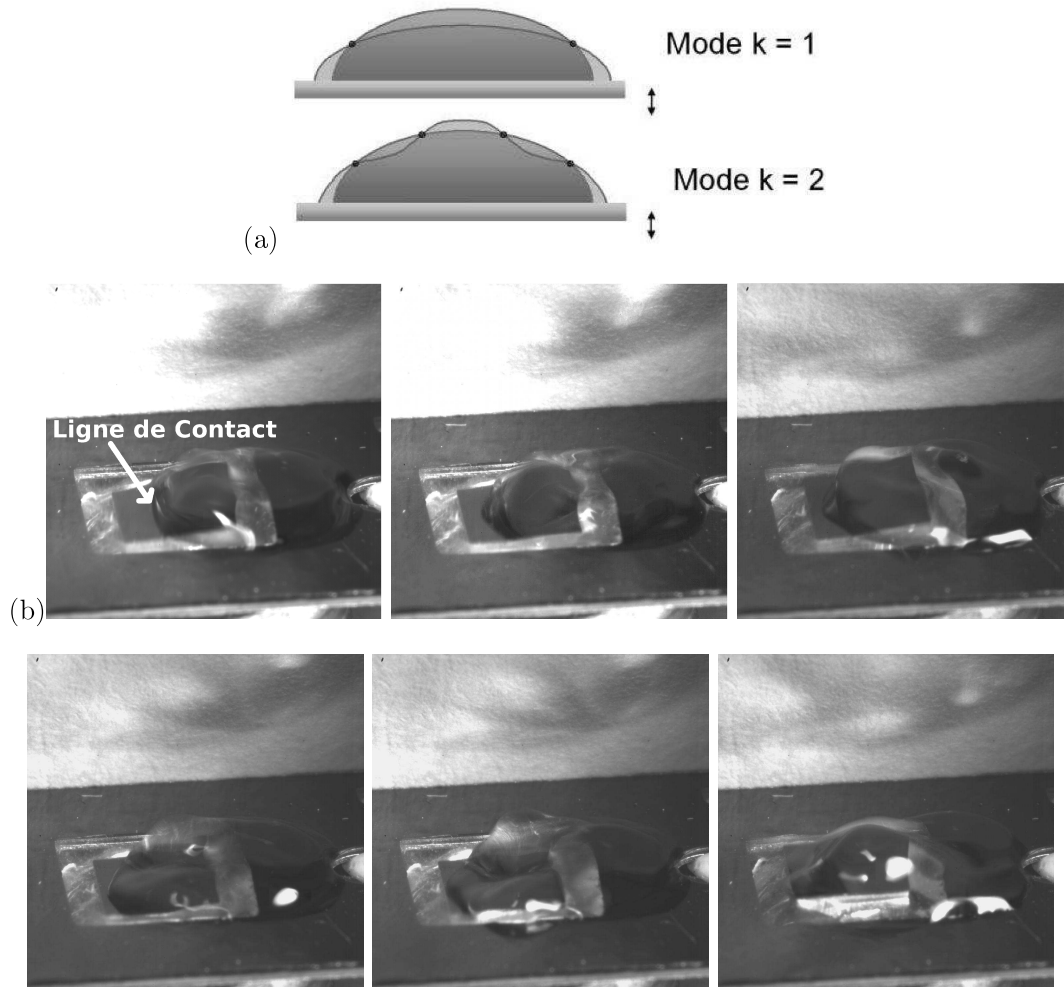


FIGURE B.2 – (a) Schéma des modes propres 1 et 2 d'une goutte vibrée verticalement avec oscillation de la ligne de contact autour de sa position d'équilibre. (b) Déplacement d'une goutte de $10 \mu\text{L}$ disposée sur les actionneurs "carrés" à une fréquence de 125 Hz et une puissance électrique de 180 mW.

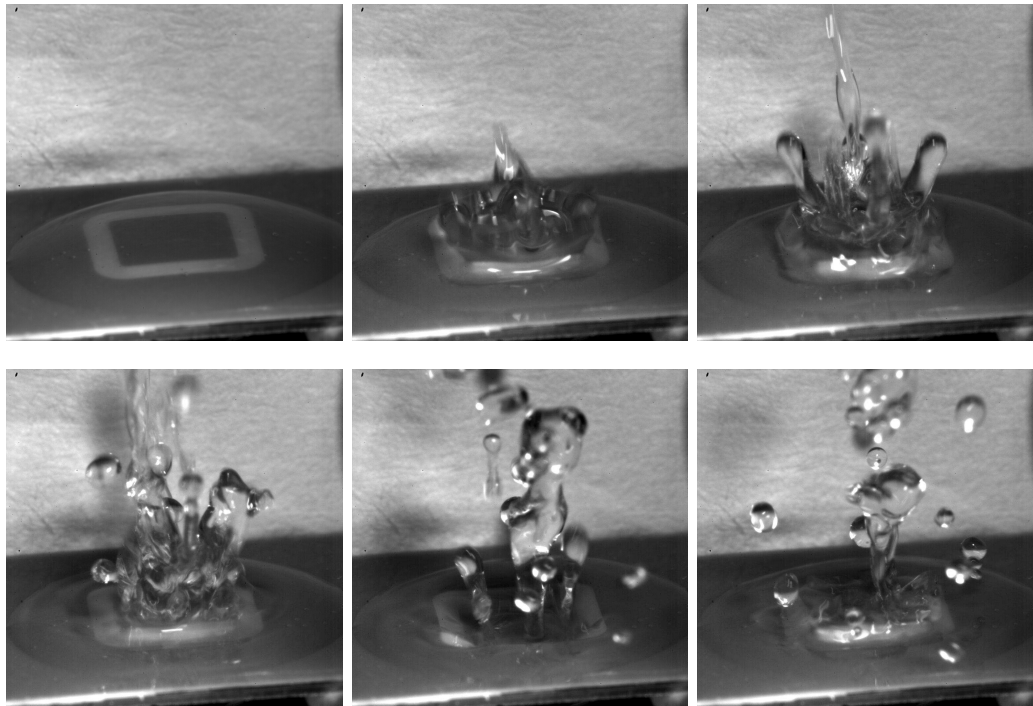


FIGURE B.3 – Atomisation d'une goutte d'éthanol de $20 \mu\text{L}$ à haute fréquence d'actionnement (333 Hz) à une puissance de 450 mW.

secondaires. A basse fréquence, on peut observer la formation d'une seule goutte, de manière axisymétrique. A haute fréquence, la formation des gouttes secondaires générées simultanément est chaotique. Dans les deux cas, comme précédemment abordé, la formation d'ondes capillaires sur la surface engendre des "creux" et des "noeuds". Lorsqu'un creux vient s'effondrer, il provoque alors la création d'une colonne ou pic de liquide d'où la goutte secondaire s'éjecte. Le même processus d'atomisation a lieu dans les travaux présentés ici. On pourra par exemple s'attarder sur la figure B.3 qui montre l'atomisation d'une goutte de $20 \mu\text{L}$ d'éthanol déposée sur les actionneurs carrés précédemment cités. Il est intéressant de constater que dans les expérimentations proposées ici, l'atomisation de la goutte peut être définie pour n'apparaître que localement.

C. Mesures PIV

Le suivi des particules affiché par la suite résulte de tests qualitatifs. Le dispositif est éclairé par un plan laser. La caméra est centrée sur une zone où un motif en "H" est présent sur la membrane en oscillation asymétrique ($f = 150$ Hz, $P = 120$ mW avec un offset de 100 mV pour une amplitude de 500 mV avant amplification). Les vitesses obtenues sont affichées en pixels/ f_a , avec f_a temps d'acquisition entre deux images (8 ms). La valeur 5 correspond donc à une vitesse de ≈ 2.5 m/s. On retrouve une valeur proche de celles obtenues par simulations numériques. Afin de rendre parfaitement compte de l'écoulement réel, le nombre de particules doit être considérablement augmenté, ce qui nécessite un laser puissant. Le nombre de plans d'acquisition doit être également augmenter afin de rendre compte de manière quantitative de l'écoulement 3D généré par le déplacement de la membrane.

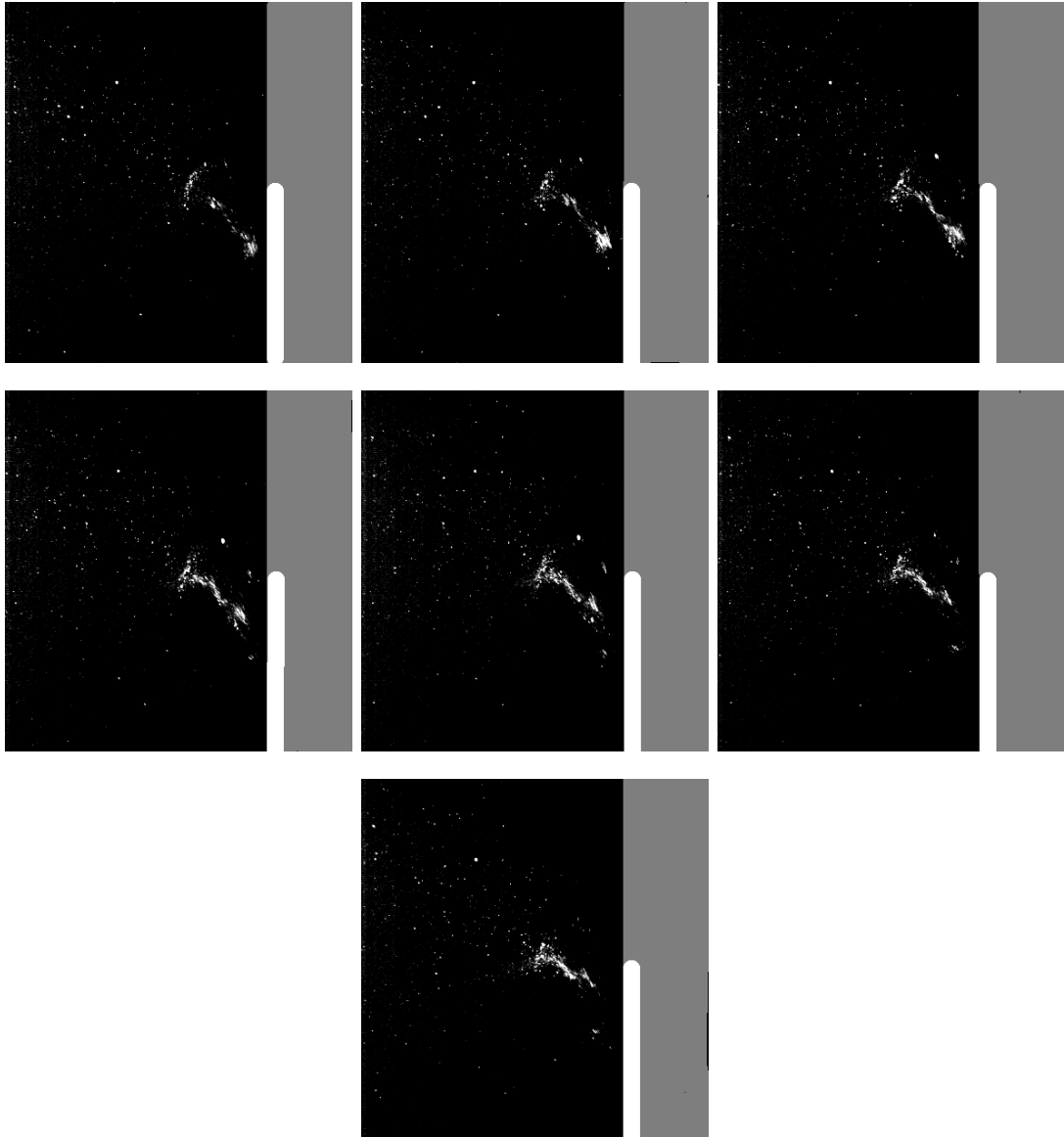


FIGURE C.1 – Suivi de particules réfléchissantes de $20 \mu\text{m}$ par PIV, la micropompe est schématisée en blanc, la paroi séparant les 2 récipients en gris clair. Le temps entre deux images est de 8 ms.

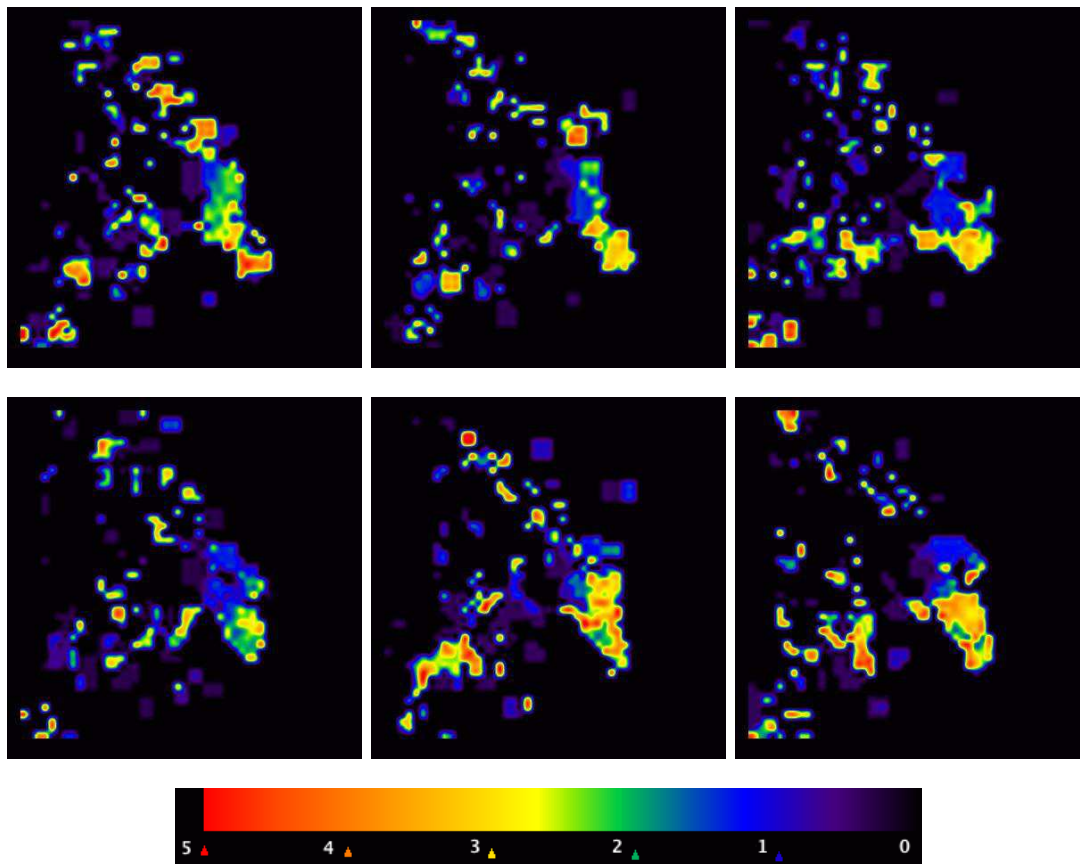


FIGURE C.2 – Champ des vitesses tracé en amplitude. Chaque image correspond à une interpolation obtenue entre deux images de relevé PIV.

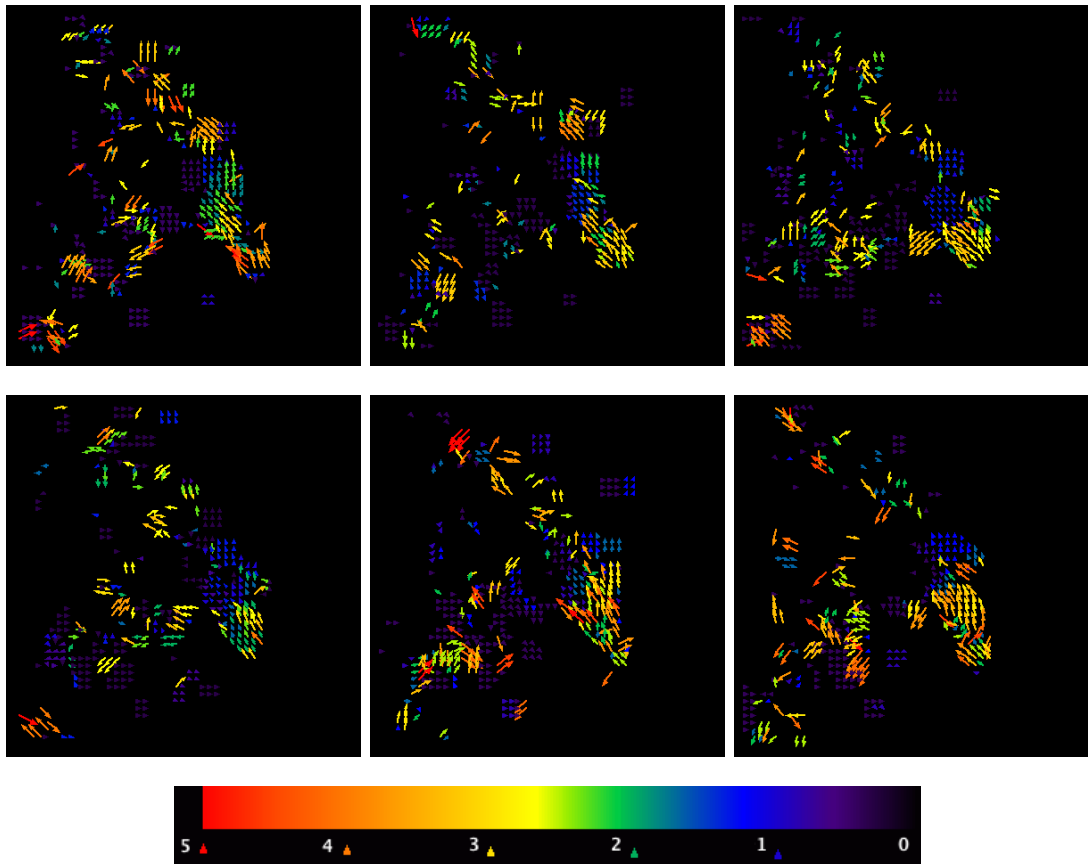


FIGURE C.3 – Champ des vitesses tracé vectoriellement. Cette séquence permet de se rendre compte des multiples zones tourbillonnaires présentes dans l'écoulement

Table des figures

1.1 Schématisation d'une mesure de débit et de pression générés par une micropompe électro-magnétique	11
1.2 Exemple de courbe Pression-Débit sur une micropompe pneumatique, pour différentes fréquences d'actionnement [14]	12
1.3 Schéma et principe de fonctionnement d'une micropompe à membrane extrait de Laser et Santiago [4]	13
1.4 Schéma de micropompes à membrane (Laser et Santiago [4])	15
1.5 Etablissement temporel de l'écoulement générée par la rotation progressive du cylindre placé de manière excentré dans un canal (tiré de [60]).	19
1.6 Lignes de courants en régime permanent de l'étude numérique de Abdelgawad <i>et al.</i> [61], pour une configuration double rotors parallèles	19
1.7 Débit et taux de rotation en fonction de l'excentricité η pour différentes longueurs de glissement à la paroi l , $l = 0$ correspond à une condition d'adhérence à la paroi [63]. Toutes les grandeurs sont adimensionnées.	21
1.8 Schéma de la micropompe rotative à cylindre de Blanchard <i>et al.</i> [65] dans un microcanal coudé	21
2.1 Notations et schéma de la géométrie du problème étudié	25
2.2 Lignes de courants dans le cas d'un cylindre en rotation près d'un plan fixe.	29
2.3 Lignes de courants dans le cas d'un cylindre glissant sur un plan en translation (cas $k = 0$).	30
2.4 Lignes de courants pour les cas: (a) $k = 2$, (b) $k = 1$, (c) $k = -1$ et (d) $k = -2$	32
2.5 Notations et schéma du problème étudié avec interstice	37
2.6 Définition du domaine d'intégration pour les efforts et le moment	41
2.7 Comparaison entre q_{st} et $q_A = -(k + 1)/2$ pour $k > 0$ ainsi qu'entre q_A et q_0^* , q_M^*	48
2.8 Lignes de courants pour les cas: (a) $k = 2$, (b) $k = 1$, (c) $k = -1$ et (d) $k = -2$,	50
3.1 Définition du domaine numérique et des conditions aux frontières appliquées	55
3.2 Exemple de maillage de la géométrie étudiée	57

TABLE DES FIGURES

3.3	Comparaison analytique (ligne continue) - numérique (lignes pointillées) sur les lignes de courants	58
3.4	Lignes de courants analytiques et numériques obtenues dans l'interstice . . .	61
3.5	Lignes de courants analytiques et numériques dans l'interstice pour $k = -1, 0$ et 1	62
3.6	Lignes de courants analytiques et numériques dans l'interstice pour $k = -2, -1, 0, 0.5, 1$ et 2	63
3.7	Coordonnées des points d'arrêts en fonction de la taille de l'interstice et de k	64
3.8	Distribution de la pression dans l'interstice. Les modèles analytiques et numériques sont identiques	65
3.9	Comparaison analytique-numérique des efforts s'exerçant sur le cylindre . . .	66
3.10	Effet du nombre de Reynolds sur l'écoulement	68
3.11	Evolution de la traînée analytique et numérique ainsi que de la portance calculée numériquement en fonction du nombre de Reynolds et pour différentes tailles interstitielles (h/R)	70
3.12	Effet de la distance paroi-cylindre en milieu semi-infini dans le cas $k = 1$. . .	72
3.13	Effet de la distance paroi-cylindre en milieu semi-infini dans le cas $k = -1$. .	73
3.14	Abscisse et ordonnée des points d'arrêts A en fonction de la distance h/R séparant le cylindre de la paroi	74
3.15	Extinction progressive de la structure vorticielle accompagnée de la fusion des points d'arrêts pour $k = 1$ et $Re = 0.005$	75
3.16	Ordonnée des points d'arrêts T en fonction de la distance h/R séparant le cylindre de la paroi	77
3.17	Traînée visqueuse et de pression en fonction de k , pour différents interstices.	78
3.18	Traînée visqueuse et de pression en fonction de k , pour différents interstices	79
3.19	Structure de l'écoulement lorsque la paroi supérieure se rapproche ($k = 2$) . .	82
3.20	Structure de l'écoulement lorsque la paroi supérieure se rapproche ($k = -2$)	83
3.21	Traînée en fonction de la distance paroi-cylindre pour différentes distances d/R , en fonction de h/R	84
3.22	Evolution de la traînée totale, de la traînée de pression et de la traînée visqueuse en fonction de la distance d/R et de k lorsque $h/R = 0.1$	85
3.23	Pression de sortie en fonction de la taille du canal pour des distances paroi-cylindre constantes ($h/R = d/R$).	87
3.24	Pression de sortie en fonction de k , obtenue pour différentes valeurs d'excentration ϵ	88

4.1	Actionneur tactile développé à l'IEMN	91
4.2	Schéma du dispositif utilisé pour l'immersion du microsysteme	93
4.3	Motifs et membranes choisies pour la réalisation de micropompes	94
4.4	Essai de rupture réalisé à l'Ecole Centrale de Lille pour comparaison du PDMS et du Silastic S	94
4.5	Schéma du procédé utilisé pour la définition des motifs avant gravure	97
4.6	Motifs obtenus après gravure du Silastic S	98
4.7	Schéma du procédé avec masque physique de Nickel	99
4.8	Motifs en forme de "H" obtenus avant gravure du Silastic S	99
4.9	DC bias et vitesse de gravure obtenus en fonction de la pression dans la chambre	101
4.10	DC bias et vitesse de gravure obtenus en fonction du pourcentage de SF ₆ dans le mélange gazeux	102
4.11	Evolution de la vitesse de gravure avec la puissance sur un profil de taille 100 μm à 100 mT, 65% SF ₆	102
4.12	Images MEB associés à celles obtenues au goniomètre pour 3 échantillons gravés avec différents paramètres. Leurs ACS respectifs est de (b) 140° (d) 123° (f) 113°	104
4.13	AC du Silastic S obtenus avant et après gravure en fonction des différents paramètres étudiés	104
4.14	Différents motifs obtenus après gravure du Silastic S	106
4.15	Procédé de réalisation des micropompes	107
4.16	Exemple de motifs obtenus sur membrane souple	108
4.17	Définition de la taille d'ouverture, de la largeur et longueur des motifs ainsi que du ratio d'élargissement.	109
4.18	Courbes de pressions et débits générés en fonction du temps pour différentes fréquences d'actionnements	111
4.19	Modes de flexion simple et torsion simple de la membrane de Silastic S avec des motifs de type "lignes"	112
4.20	Courbes de pressions et débits générés en fonction de l'offset appliqué sur la tension de 500 mV avant amplification	113
4.21	Courbes de pressions et débits générés en fonction de la puissance électrique délivrée à la bobine.	114
4.22	Schéma du packaging de test pour les micropompes réalisées	115
4.23	Photo du packaging de test pour les micropompes réalisées	115

TABLE DES FIGURES

5.1	Schématisation 2D de la micropompe pour simulations numériques	120
5.2	Champ de vitesses numérique relevées à l'instant $t = 10^{-3}$ sur la micropompe réalisée	122
5.3	Champ de vitesses numérique relevées à l'instant $t = 5.10^{-3}$	122
A.1	Principe de fonctionnement de la micropompe d' Olsson <i>et al.</i> [120]	126
A.2	Principe de fonctionnement d'une micropompe péristaltique introduite par Smits [1] et d'une pompe péristaltique obtenue par [41]	128
A.3	Schéma des conduits "classiques" et en forme de "S" sur la micropompe péristaltique en version 3 chambres de Wang <i>et al.</i> [27]	130
A.4	Schéma de la micropompe électro-statique de (a) Zengerle <i>et al.</i> [29] (b) Machauf [32]	131
A.5	Photographie des micropompes électro-magnétique et piézo-électrique de Böhm <i>et al.</i> [34]	133
A.6	Schéma des micropompes définies par Pan <i>et al.</i> [35]	133
A.7	Schéma de la micropompe électro-magnétique de Gong <i>et al.</i> [36]	134
A.8	Schéma de la micropompe SMA de Makino <i>et al.</i> lors des cycles de chauffage et refroidissement de la membrane [125]	135
A.9	Schéma de la micropompe rotative actionnée électro-magnétiquement de Ahn <i>et al.</i> [128] et photo des 2 pignons de la micropompe de Maruo et Inoue [130]	137
A.10	Photo et schéma de la micropompe électro-magnétique de Al-Halhouli <i>et al.</i>	138
A.11	Schéma et principe de fonctionnement d'une micropompe de type diffu- ser/nozzle extrait de Iverson et Garimella [13]	140
A.12	Schéma d'une micropompe piézo-électrique avec "valve Tesla" extrait de Nguyen <i>et al.</i> [10]	141
A.13	Schéma des micropompes étudiées par Fadl <i>et al.</i> [19]	141
A.14	Schéma de la micropompe thermo-pneumatique étudiée par Jeong <i>et al.</i> [21] avec membrane ondulée en silicium dopé en lieu et place d'une membrane plane	142
A.15	Schéma de la micropompe piézo-électrique étudiée par Feng et Kim [18] avec membrane en forme de dôme	143
A.16	Schéma de la micropompe électro-statique développée par Cabuz <i>et al.</i> [31] avec double diaphragme	144
A.17	Principe de fonctionnement d'un écoulement électro-osmotique dans un micro- canal [141]	148

A.18 Relevé de débit pour la micropompe électroosmotique de Razunguzwa et Timperman [148]	149
A.19 Principe de fonctionnement de micropompes EHD par induction et par injection d'ions	150
A.20 Principe de fonctionnement d'une micropompe MHD, extrait de Jang et Lee [163]	152
B.1 Schéma et observation expérimentale des modes propres 2 et 3 d'une goutte vibrée verticalement	156
B.2 Schéma et observation expérimentale des modes propres 1 et 2 d'une goutte vibrée verticalement avec oscillation de la ligne de contact autour de sa position d'équilibre	157
B.3 Atomisation d'une goutte d'éthanol de 20 μL à haute fréquence d'actionnement (333 Hz) à une puissance de 450 mW.	158
C.1 Suivi de particules réfléchissantes de 20 μm par PIV sur la micropompe réalisée	160
C.2 Champ des vitesses correspondant à la PIV tracé en amplitude	161
C.3 Champ des vitesses correspondant à la PIV tracé vectoriellement	162

TABLE DES FIGURES

Liste des tableaux

1.1	Micropompes "mécaniques" à membranes	17
2.1	Rotation $k > 0$. Ligne 1: abscisses des points d'arrêts; ligne 2: ordonnées de ces points; ligne 3: épaisseur de film de fluide entrant dans l'interstice; ligne 4: ratio de débit de fluide entraîné par la paroi rapporté au débit total dans l'interstice	46
2.2	Rotation $k < 0$. Ligne 1: ordonnées des points d'arrêts situés en $x_{st} = 0$; ligne 2: épaisseur de film de fluide entrant dans l'interstice; ligne 3: ratio des débits de fluide entraîné par la paroi et entraîné par le cylindre dans l'interstice	46
2.3	Valeurs limites de $q^* = \frac{Q}{U_h}$ dans le cas où la cavitation est présente	47
3.1	Convergence de la vitesse et de la pression en fonction du nombre d'éléments de maillage	56
3.2	Coordonnées des points d'arrêts A obtenues par l'approximation des moindres carrés ainsi que des points d'évanescence de la structure vorticielle en fonction de la taille interstitielle	75
3.3	Coordonnées des points d'arrêts T obtenues par l'approximation des moindres carrés	76
4.1	Propriétés mécaniques de l'élastomère Silastic S comparées à celles du PDMS	93
A.1	Micropompes "mécaniques" à membranes	145
A.2	Micropompes "mécaniques" rotatives	146
A.3	Micropompes "énergétiques"	154

LISTE DES TABLEAUX

Bibliographie

- [1] J.G. Smits. Piezoelectric micropump with three valves working peristaltically. *Sensors and Actuators A*, 21, 1990.
- [2] Wikipedia. Lab-on-a-chip, micropump, microfluidics. <http://www.wikipedia.fr>, 2010.
- [3] S.C. Terry. Gas chromatograph patent. <http://www.freepatentsonline.com/4471647.html>, 2010.
- [4] D.J. Laser and J.G. Santiago. A review of micropumps. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 14, 2004.
- [5] RenalInfo. Surveiller la pression artérielle. <http://france.renalinfo.com>, 2010.
- [6] Wikipedia. Blood pressure. <http://www.wikipedia.fr>, 2010.
- [7] A. K. Dash and G. C. Cudworth II. Therapeutic applications of implantable drug delivery systems. *Journal of Pharmacological and Toxicological Methods*, 40, 1998.
- [8] L. Jiang J.M. Koo J.G. Maveety E.A. Sanchez K.E. Goodson E.N. Wang, L. Zhang and T.W. Kenny. Micromachined jets for liquid impingement cooling of vlsi chips. *Journal of MicroElectroMechanical Systems*, 13, 2004.
- [9] A. Diligenti P. Bruschi and M. Piotto. Micromachined gas flow regulator for ion propulsion systems. *IEEE Transactions on Aerospace and Electronics Systems*, 38, 2002.
- [10] N.T. Nguyen and Z. Wu. MemS-micropumps: A review. *Journal of Fluids Engineering*, 124, 2002.
- [11] P. Woias. Micropumps - past, progress and future prospects. *Sensors and Actuators B*, 105, 2004.
- [12] B. Mahaisavariya A. Nisar, N. Afzulpukar and A. Tuantramont. MemS-based micropumps in drug delivery and biomedical applications. *Sensors and Actuators B*, 130, 2007.
- [13] B.D. Iverson and S.V. Garimella. Recent advances in microscale pumping technologies: a review and evaluation. *Microfluid Nanofluid*, 5, 2008.
- [14] B. Wang B. Li J. Ni, F. Huang and Q. Lin. A planar pdms micropump using in-contact minimized-leakage check valves. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 20, 2010.

- [15] F.C.M. Van De Pol H.T.G. Van Lintel and S. Bouwstra. A piezoelectric micropump based on micromachining of silicone. *Sensors and Actuators*, 15, 1988.
- [16] A.G.R. Ewans N.W. White M. Koch, N. Harris and A. Brunnschweiler. A novel micromachined pump based on thick-film piezoelectric actuation. *Sensors and Actuators A*, 70, 1998.
- [17] Che-Yi Shen and Hsien-Kuang Liu. Fabrication and drive test of piezoelectric pdms valveless micro pump. *Journal of the Chinese Institute of Engineers*, 31, 2008.
- [18] Guo-Hua Feng and Eun Sok Kim. Piezoelectrically actuated dome-shaped diaphragm micropump. *Journal of MicroElectroMechanical Systems*, 14, 2005.
- [19] Z. Zhang S. Büttgenbach A. Fadl, S. Demming and M. Krafczyk. A multifunction and bidirectional valve-less rectification micropump based on bifurcation geometry. *Microfluidics and Nanofluidics*, 9, 2010.
- [20] M. Elwenspoek F.C.M. Van De Pol, H.T.G. Van Lintel and J.H.J. Fluitman. A thermopneumatic micropump based on microengineering techniques. *Sensors and Actuators A*, 21, 1990.
- [21] O.C. Jeong and S.S. Yang. Fabrication and test of a thermopneumatic micropump with a corrugated p + diaphragm. *Sensors and Actuators A*, 83, 2000.
- [22] D. Liepmann S. Zimmermann, J.A. Frank and A.D. Pisano. A planar micropump utilizing tthermopneumatic actuation and in-plane flap valves. *Proceedings of the 17th IEEE conference on MEMS*, 2004.
- [23] C.J. Kang J.H. Kim, K.H. Na and Y.S. Kim. A disposable thermopneumatic-actuated micropump stacked with pdms layers and ito-coated glass. *Sensors and Actuators A*, 120, 2005.
- [24] S.K. Hsiung Y. Yang and G.B. Lee. A pneumatic micropump incorporated with a normally closed valve capable of generating a high pumping rate and a high back pressure. *Microfluidics and Nanofluidics*, 6, 2009.
- [25] H. Mak E. Meng, X.Q. Wang and Y.C. Tai. A check-valved silicone diaphragm pump. *The 13th Annual International Conference on MEMS*, 2000.
- [26] J. Serdy B. Owens W. Inman, K. Domansky. Design, modeling and fabrication of a constant flow pneumatic micropump. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 17, 2007.
- [27] C.H. Wang and D.B. Lee. Pneumatically driven peristaltic micropumps utilizing serpentine-shape channels. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 16, 2006.

-
- [28] S.B. Huang C.W. Huang and G.B. Lee. Pneumatic micropumps with serially connected actuation chambers. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 16, 2006.
- [29] S. Kluge M. Richter R. Zengerie, J. Ulrich and A. Richter. A bidirectional silicon micropump. *Sensors and Actuators A*, 50, 1995.
- [30] A. Bosseboeuf T. Bourouina and J.P. Granchamp. Design and simulation of an electrostatic micropump for drug-delivery applications. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 7, 1997.
- [31] E.I. Cabuz C. Cabuz, W.R. Herb and S.T. Lu. The dual diaphragm pump. *Proceedings of the 14th IEEE conference on MEMS*, 2002.
- [32] Y. Newirovsky A. Machauf and U. Dinnar. A membrane micropump electrostatically actuated across the working fluid. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 15, 2005.
- [33] M.M. Teymouri and E. Abbaspour-Sani. Design and simulation of a novel electrostatic peristaltic micromachined pump for drug delivery applications. *Sensors and Actuators A*, 117, 2005.
- [34] W. Olthuis S. Bohm and P. Bergveld. A plastic micropump constructed with conventional techniques and materials. *Sensors and Actuators A*, 77, 1999.
- [35] E.M. Kai T. Pan, S.J. McDonald and B. Ziaie. A magnetically driven pdms micropump with ball check-valves. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 15, 2005.
- [36] Y. Yang Q. Gong, Z. Zhou and X. Wang. Design, optimization and simulation on microelectromagnetic pump. *Sensors and Actuators A*, 83, 2000.
- [37] E. Al-Assaf C. Yamahata, C. Lotto and M.A.M. Gijs. A pmma valveless micropump using electromagnetic actuation. *Microfluidics and Nanofluidics*, 1, 2005.
- [38] C.Y. Wen H.T. Chang and C.Y. Lee. Design, analysis and optimization of an electromagnetic actuator for a micro impedance pump. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 19, 2009.
- [39] E. Stemme and G. Stemme. A valveless diffuser/nozzle-based fluid pump. *Sensors and Actuators A*, 39, 1993.
- [40] C.D. Senfft R. Linneman, P. Woias and J.A. Ditterich. A self-priming and bubble-tolerant silicon micropump for liquids and gases. *Proceedings of the 11th IEEE conference on MEMS*, 1998.
- [41] N.T. Nguyen and X. Huang. Miniature valveless pumps based on printed circuit board technique. *Sensors and Actuators A*, 88, 2001.

- [42] N.T. Nguyen and T.Q. Truong. A fully polymeric micropump with piezoelectric actuator. *Sensors and Actuators B*, 97, 2004.
- [43] P. Taijang-C. Guangming K. Junwu, Y. Zhigang and W. Boda. Design and test of a high-performance piezoelectric micropump for drug delivery. *Sensors and Actuators A*, 121, 2005.
- [44] N.J. Graf and M.T. Bowser. A high performance bidirectional micropump for a novel artificial sphincter system. *Sensors and Actuators A*, 130, 2006.
- [45] N.J. Graf and M.T. Bowser. A high performance bidirectional micropump for a novel artificial sphincter system. *Sensors and Actuators A*, 130, 2006.
- [46] S.J. Lin-Y.C. Hsu W.S. Yao M.C. Tsai L.S. Jang, Y.J. Li and C.C. Hou. A stand-alone peristaltic micropump based on piezoelectric actuation. *Biomed Microdevices*, 9, 2007.
- [47] Y.C. Hsu and N.B. Le. Equivalent electrical network for performance characterization of piezoelectric peristaltic micropump. *Microfluidics and Nanofluidics*, 7, 2008.
- [48] N.J. Graf and M.T. Bowser. A soft-polymer piezoelectric bimorph cantilever-actuated peristaltic micropump. *Lab on a Chip*, 8, 2008.
- [49] S.F. Hwang and Y.S. Shiu. Fabrication and characterization of two-chamber and three-chamber peristaltic micropumps. *International Journal of Precision Engineering and Manufacturing*, 11, 2010.
- [50] A. Wego and L. Pagel. A self-filling micropump based on pcb technology. *Sensors and Actuators A*, 88, 2001.
- [51] C.J. Kang J.C. Yoo, Y.J. Choi and Y.S. Kim. A novel polydimethylsiloxane microfluidic system including thermopneumatic-actuated micropump and paraffin-actuated microvalve. *Sensors and Actuators A*, 139, 2007.
- [52] W.Y. Sim D.H. Jun and S.S. Yang. A novel constant delivery thermopneumatic micropump using surface tensions. *Sensors and Actuators A*, 139, 2007.
- [53] M. Knight and J.house. Design, fabrication, and test of a peristaltic micropump. *Microsystem Technologies*, 10, 2004.
- [54] S.S. Yang O.C. Jeong, S.W. Park and J.J. Pak. Fabrication of a peristaltic pdms micropump. *Sensors and Actuators A*, 123, 2005.
- [55] Y.J. Yang and H.H. Liao. Development and characterization of thermopneumatic peristaltic micropumps. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 19, 2009.

-
- [56] P. Holloway S. Santra and C.D. Batch. Fabrication and testing of a magnetically actuated micropump. *Sensors and Actuators B*, 87, 2002.
- [57] C.Y. Lee and Z.H. Chen. Valveless impedance micropump with integrated magnetic diaphragm. *Biomed Microdevices*, 12, 2010.
- [58] D. Wajerski M. Sen and M. Gad el Hak. A novel pump for mems applications. *Journal of Fluids Engineering, transactions of the ASME*, 118, 1996.
- [59] M. Sen M.C. Sharatchandra and M. Gad el Hak. Navier stokes simulations of a novel viscous pump. *Journal of Fluids Engineering, transactions of the ASME*, 119, 1997.
- [60] I. Hassan M. Abdelgawad and N. Esmail. Transient behavior of the viscous micropump. *Microscale Thermophysical Engineering*, 8, 2004.
- [61] N. Esmail M. Abdelgawad, I. Hassan and P. Phuttavong. Numerical investigation of multistage viscous micropump configurations. *Journal of Fluids Engineering*, 127, 2005.
- [62] R.F Day and HA Stone. Lubrication analysis and boundary integral simulations of a viscous micropump. *Journal of Fluid Mechanics*, 416, 2000.
- [63] M.T. Matthews and J.M. Hill. Lubrication analysis of the viscous micro/nano pump with slip. *Microfluidics and Nanofluidics*, 4, 2008.
- [64] M.T. Matthews and J.M. Hill. Asymptotic analysis of the viscous micro/nano pump at low reynolds number. *Journal of Engineering Mathematics*, 63, 2009.
- [65] P. Ligrani D. Blanchard and B. Gale. Single-disk and double-disk viscous micropumps. *Sensors and Actuators A*, 122, 2005.
- [66] M.H. Kobayashi A.K. Da Silva and C.F.M. Coimbra. Optimal theoretical design of 2-d microscale viscous pumps for maximum mass flow rate and minimum power consumption. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 28, 2007.
- [67] G.B. Jeffery. The rotation of two circular cylinders in a viscous fluid. *Proceedings of the Royal Society A*, 101, 1922.
- [68] S. Wakiya. Application of bipolar coordinates to the two-dimensional creeping motion of a liquid. part ii. *Journal of the Physical Society of Japan.*, 39, 1975.
- [69] D.J. Jeffrey and Y. Onishi. The slow motion of a cylinder next to a plane wall. *Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics*, 34, 1981.
- [70] G. Schubert. Viscous flow near a cusped corner. *Journal of Fluid Mechanics*, 27, 1967.

- [71] H.K. Moffatt. Viscous and resistive eddies near a sharp corner. *Journal of Fluid Mechanics*, 18, 1964.
- [72] H.K. Moffatt. Viscous eddies near a sharp corner. *Archiwum Mechaniki Stosowanej*, 16, 1964.
- [73] W.R. Dean and P.E. Montagnon. On the steady motion of viscous liquid in a corner. *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 45, 1949.
- [74] S. Mahapatra S. Bhattacharyya and F.T. Smith. Fluid flow due to a cylinder rolling along ground. *Journal of Fluids and Structures*, 19, 2004.
- [75] B.Y. Ballal and R.S. Rivlin. Flow of a newtonian fluid between eccentric rotating cylinders : inertial effects. *Archives for Rational Mechanics and Analysis*, 62, 1976.
- [76] M.D. Finn and S.M. Cox. Stokes flow in a mixer with changing geometry. *Journal of Engineering Mathematics*, 41, 2001.
- [77] F. Chauveau. Aérodynamique de l'avant corps d'une formule 1: Approche numérique. *PhD thesis*, 2002.
- [78] G.I. Taylor. Cavitation of a viscous fluid in narrow passages. *Journal of Fluid Mechanics*, 16, 1963.
- [79] M.D. Savage. Mathematical models for coating processes. *Journal of Fluid Mechanics*, 117, 1982.
- [80] C.W. Macosko D.J. Coyle and L.E. Scriven. Film-splitting flows in forward roll coating. *Journal of Fluid Mechanics*, 171, 1986.
- [81] J.R.T. Seddon and T. Mullin. Reverse rotation of a cylinder near a wall. *Physics of Fluids*, 18, 2006.
- [82] T. Leweke B. Stewart, M. Thompson and K. Hourigan. The wake behind a cylinder rolling on a wall at varying rotation rates. *Journal of Fluid Mechanics*, 648, 2010.
- [83] DH. Fruman A. Ouibrahim and R. Gaudemer. Vapour cavitation in very confined spaces for newtonian and non newtonian fluids. *Physics of fluids*, 8, 1996.
- [84] M. Sen D. DeCourtaye and M. Gad el Hak. Analysis of viscous micropumps and microturbines. *International Journal of Computational Fluid Dynamics*, 10, 1998.
- [85] T. Leweke B. Stewart, M. Thompson and K. Hourigan. Flow dynamics and forces associated with a cylinder rolling along a wall. *Physics of fluids*, 18, 2006.
- [86] L. Prandtl. The magnus effect and windpowered ships. *Naturwissenschaften*, 13, 1925.

-
- [87] S. Goldstein. *Modern Developments in Fluid Dynamics*. 1938.
- [88] S. Mittal and B. Kumar. Flow past a rotating cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 476, 2003.
- [89] Y. Takaisi. The drag on a circular cylinder moving with low speeds in a viscous liquid between two parallel walls. *Journal of the Physical Society of Japan*, 10, 1955.
- [90] Y. Takaisi. Note on the drag on a circular cylinder moving with low speeds in a viscous liquid between two parallel walls. *Journal of the Physical Society of Japan*, 11, 1956.
- [91] A. Ambari S. Champmartin and N. Roussel. Flow around a confined rotating cylinder at small reynolds number. *Physics of Fluids*, 19, 2007.
- [92] J.P. Hulin B. Semin and H. Auradou. Influence of flow confinement on the drag force on a static cylinder. *Physics of Fluids*, 21, 2009.
- [93] H. Faxen. Forces exerted on a rigid cylinder in a viscous fluid between two parallel fixed planes. *Proceedings of the Royal Swedish Academy of Engineering Sciences*, 187, 1946.
- [94] A. Merlen-O. Ducloux A. Talbi L. Gimeno R. Viard P. Pernod, V. Preobrazhensky and N. Tiercelin. Mems magneto-mechanical microvalves (mmms) for aerodynamic active flow control. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 322, 2009.
- [95] A. Talbi-L. Gimeno Y. Deblock P. Pernod V. Preobrazhensky O. Ducloux, R. Viard and A. Merlen. A magnetically actuated, high momentum rate mems pulsed microjet for active flow control. *Journal of Microelectronic and Microengineering*, 19, 2009.
- [96] P. Pernod J. Streque, A. Talbi and V. Preobrazhensky. New magnetic microactuator design based on pdms elastomer and mems technologies for tactile display. *IEEE: Transactions on Haptics*, 3, 2010.
- [97] A. Buguin X. Noblin and F. Brochard-Wyart. Vibrated sessile drops: Transition between pinned and mobile contact line oscillations. *The European Physical Journal E*, 14, 2004.
- [98] T.P. Lyubimova D.V. Lyubimov and S.V. Shklyaev. Behavior of a drop on an oscillating solid plate. *Physics of fluids*, 18, 2006.
- [99] M.K. Smith B. Vukasinovic and A. Glezer. Dynamics of a sessile drop in forced vibration. *Journal of Fluid Mechanics*, 587, 2007.
- [100] M.K. Smith A.J. James and A. Glezer. Vibration-induced drop atomization and the numerical simulation of low-frequency single-droplet ejection. *Journal of Fluid Mechanics*, 476, 2003.

- [101] A. Jordan-P. Sichler N. Lucas, S. Demming and S. Büttgenbach. An improved method for double-sided moulding of pdms. *Journal of Microelectronic and Microengineering*, 18, 2008.
- [102] J. Currie-T. Schneider R. White J. Garra, T. Long and M. Paranjape. Dry etching of polydimethylsiloxane for microfluidic systems. *Journal of Vacuum Science and Technology A*, 20, 2002.
- [103] P. Prokaryn D. Szmigiel, K. Domanski and P. Grabiec. Deep etching of biocompatible silicone rubber. *Microelectronic Engineering*, 83, 2006.
- [104] S.R. Oh. Thick single-layer positive photoresist mold and poly (dimethylsiloxane)(pdms) dry etching for the fabrication of a glass/pdms/glass microfluidic device. *Journal of Microelectronic and Microengineering*, 18, 2008.
- [105] J.H. Ulvensø en G. Bjørnsen, L. Henriksen and J. Roots. Plasma etching of different polydimethylsiloxane elastomers, effects from process parameters and elastomer composition. *Microelectronic Engineering*, 87, 2010.
- [106] J.H. G. Bjørnsen, L. Henriksen and J. Roots. Patterning of soft polydimethylsiloxane elastomers using plasma etching. *Journal of Applied Polymer Science*, 119, 2010.
- [107] G. Bjørnsen and J. Roots. Plasma etching of polydimethylsiloxane: Effects from process gas composition and dc self-bias voltage. *Journal of Vacuum Science and Technology B*, 29, 2011.
- [108] E. Mateev and I. Zhelyazkov. Macroscopic model for the energy balance of an asymmetric capacitively coupled rf discharge. *Proceedings of 2010 International Conference on Systems in Medicine and Biology*, 1999.
- [109] P. Manocha D. Maji and S. Das. Deposition and characterization of nichrome thin film over pdms elastomer. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 32, 2010.
- [110] R. Knizikevicius. Simulations of si and sio₂ etching in sf₆+o₂ plasma. *Acta Physica Polonica A*, 117, 2010.
- [111] R. d'Agostino and D. Flamm. Plasma etching of si and sio₂ in sf₆/o₂ mixtures. *Journal of Applied Physics*, 52, 1981.
- [112] M. Boer M. Elwenspoek H. Jansen, H. Gardeniers and J. Fluitman. A survey on the reactive ion etching of silicon in microtechnology. *Journal of Microelectronic and Microengineering*, 1996.
- [113] AV. Ellis J. Zhou and NH. Voelcker. Recent developments in pdms surface modification for microfluidic devices. *Electrophoresis*, 31, 2010.

-
- [114] A. Plecis and Y. Chen. Fabrication of microfluidic devices based on glass-pdms-glass technology. *Microelectronic Engineering*, 84, 2007.
- [115] C.R. Crick and I.P. Parkin. Preparation and characterization of super-hydrophobic surfaces. *Chemistry A European Journal*, 16, 2010.
- [116] D. Reinhoudt X.M. Li and M. Crego-Calama. What do we need for a superhydrophobic surface? a review on the recent progress in the preparation of superhydrophobic surfaces. *Chemical Society Reviews*, 36, 2007.
- [117] K. Bertoldi and M.C. Boyce. Wave propagation and instabilities in monolithic and periodically structured elastomeric materials undergoing large deformations. *Physical Review B*, 77, 2008.
- [118] J. Xi N. Wang F. Xia L. Feng, Y. Zhang and L. Jiang. Petal effect: a superhydrophobic state with high adhesive force. *Langmuir*, 24, 2008.
- [119] J. Wei L. Wang and Z. Su. Fabrication of surfaces with extremely high contact angle hysteresis from polyelectrolyte multilayer. *Langmuir*, 27, 2011.
- [120] G. Stemme A. Olsson and E. Stemme. A valve-less planar fluid pump with two pump chambers. *Sensors and Actuators A*, 47, 1995.
- [121] P. Nilsson P. Enoksson H. Andersson, W. Van der Wijngaart and G. Stemme. A valve-less diffuser micropump for microfluidic analytical systems. *Sensors and Actuators B*, 72, 2001.
- [122] D. Maas J. Schulz R. Rapp, W.K. Schomburg and W. Stark. Liga micropump for gases and liquids. *Sensors and Actuators A*, 40, 1994.
- [123] J. Xie Q. Lin, B. Yang and Y.C. Tai. Dynamic simulation of a peristaltic micropump considering coupled fluid flow and structural motion. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 17, 2007.
- [124] H. Kahn W.L. Benard and A.H. Heuer. Thin-film shape-memory alloy actuated micropumps. *Journal of MicroElectroMechanical Systems*, 7, 1998.
- [125] T. Mitsuya E. Makino and T. Shibata. Fabrication of tini shape memory micropump. *Sensors and Actuators A*, 88, 2001.
- [126] K. Ishii S. Guo, X. Sun and J. Guo. Sma actuator-based novel type of peristaltic micropump. *International Conference on Information and Automation*, 2008.
- [127] W. Ehrfeld S. Jung K-P. Kämper J. Dopfer, M. Clemens and H. Lehr. Micro gear pumps for dosing of viscous fluids. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 7, 1997.

- [128] C.H. Ahn and M.G. Allen. Characterization of gear pumps fabricated by liga. *Proceedings of 1995 IEEE MEMS Workshop*, 1995.
- [129] K.F. Lei and W.J. Li. A novel in-plane microfluidic mixer using vortex pumps for fluidic discretization. *Journal of the Association for Laboratory Automation*, 13, 2008.
- [130] S. Maruo and H. Inoue. Optically driven micropump produced by three-dimensional two-photon microfabrication. *Applied Physics Letter*, 89, 2006.
- [131] D.C. Ritter C. Bonham K. Deng, A.S. Dewa and H. Guckel. Characterization of gear pumps fabricated by liga. *Microsystem Technologies*, 4, 1998.
- [132] M. Bedoni E. Donetti M. Fanetti F. De Angelis F. Gramatica M. Matteucci, M. Casella and E. Di Fabrizio. A compact and disposable transdermal drug delivery system. *Microelectronic Engineering*, 85, 2008.
- [133] M.I. Kilani A.T. Al-Halhouli and S. Büttgenbach. Development of a novel electromagnetic pump for biomedical applications. *Sensors and Actuators A*, 162, 2010.
- [134] Wikipedia. Moteur wankel. <http://www.wikipedia.fr>, 2010.
- [135] S.F. Al-Sarawi D.W. Dissayanake, A.C. Tikka and D. Abbott. Radio frequency controlled microvalve for biomedical applications. *Proceedings of the SPIE (society of photo-optical instrumentation engineers)*, 6413, 2007.
- [136] P. Griss B. Samel and G. Stemme. A thermally responsive pdms composite and its microfluidic applications. *Journal of MicroElectroMechanical Systems*, 16, 2007.
- [137] A. Olsson. *Valve-less diffuser pumps for liquids*. PhD thesis, Stockholm, 1996.
- [138] S.V. Garimella V. Singhal and J.Y. Murthy. Low reynolds number through nozzle-diffuser elements in valveless micropumps. *Sensors and Actuators A*, 113, 2004.
- [139] C.J. Morris A.R. Gamboa and F.K. Forster. Improvements in fixed-valve micropump performance through shape optimization of valves. *Journal of Fluids Engineering*, 127, 2005.
- [140] N. Tesla. Valvular conduit. U.S. Patent No 1,329,559, 1920.
- [141] A. Brask. Principles of electroosmotic pumps. Master's thesis, Technical University of Denmark, 2003.
- [142] S. Wang X. Wang, C. Cheng and S. Liu. Electroosmotic pumps and their applications in microfluidic systems. *Microfluidics and Nanofluidics*, 6, 2009.
- [143] J. Mikkelsen S. Zeng, C.H. Chen and J.G. Santiago. Fabrication and characterization of electroosmotic micropumps. *Sensors and Actuators B*, 79, 2001.

-
- [144] C.H. Chen and J.G. Santiago. A planar electroosmotic micropump. *Journal of MicroElectroMechanical Systems*, 11, 2002.
- [145] S. Yao and J.G. Santiago. Porous glass electroosmotic pumps: theory. *Journal of Colloid and Interface Science*, 268, 2003.
- [146] G.S. Chirica D.S. Reichmuth and B.J. Kirby. Increasing the performance of high-pressure, high-efficiency electrokinetic micropumps using zwitterionic solute additives. *Sensors and Actuators B*, 92, 2003.
- [147] I. Kheterpal M.A. Hayes and A.G. Ewing. Electroosmotic flow control and surface conductance in capillary zone electrophoresis. *Analytical chemistry*, 65, 1993.
- [148] T.T. Razunguzwa and A.T. Timperman. Fabrication and characterization of a fritless microfabricated electroosmotic pump with reduced ph dependence. *Analytical chemistry*, 76, 2004.
- [149] P. Wang Z. Chen and H.C. Chang. An electro-osmotic micro-pump based on monolithic silica for micro-flow analyses and electro-sprays. *Analytical and Bioanalytical Chemistry*, 382, 2005.
- [150] J. Ma-C. Wang L. Chen, H. Wang and Y. Guan. Fabrication and characterization of a multi-stage electroosmotic pump for liquid delivery. *Sensors and Actuators B*, 104, 2005.
- [151] A. Ajdari. Pumping liquids using asymmetric electrode arrays. *Physical Review E*, 61, 2000.
- [152] C.G. Smith A.B.D. Brown and A.R. Rennie. Pumping of water with ac electric fields applied to asymmetric pairs of microelectrodes. *Physical Review E*, 63, 2001.
- [153] C. Dalton-J.C.T. Eijkel S. Debesset, C.J. Hayden and A. Manz. An ac electroosmotic micropump for circular chromatographic applications. *Lab on a Chip*, 4, 2004.
- [154] P. Wang-Y.X. Ben D. Lastochkin, R.H. Zhou and H.C. Chang. Electrokinetic micropump and micromixer design based on ac faradaic polarization. *Journal of Applied Physics*, 96, 2004.
- [155] D.N. Burch-T. Thorsen J.P. Urbanski, J.A. Levitan and M.Z. Bazant. The effect of step height on ac electro-osmotic microfluidic pumps. *Journal of Colloid Interfaces*, 309, 2006.
- [156] T. Müller-W. Benecke G. Fuhr, R. Hagedorn and B. Wagner. Pumping of water solutions in microfabricated electrohydrodynamic systems. *Proceedings of MEMS 92*, 1992.

- [157] V. Singhal and S.V. Garimella. Induction electrohydrodynamics micropump for high heat flux cooling. *Sensors and Actuators A*, 134, 2007.
- [158] L. Cremaschi B.D. Iverson and S.V. Garimella. Effects of discrete-electrode configuration on traveling-wave electrohydrodynamic pumping. *Microfluidics and Nanofluidics*, 6, 2009.
- [159] G. Fuhr. T. Schnelle and B. Wagner. Travelling wave-driven microfabricated electrohydrodynamic pumps for liquids. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 4, 1994.
- [160] K.A. Hofman A. Richter, A. Plettner and H. Sandmaier. A micromachined electrohydrodynamic (ehd) pump. *Sensors and Actuators A*, 29, 1991.
- [161] J. Darabi and H. Wang. Development of an electrohydrodynamic injection micropump and its potential application in pumping fluids in cryogenic cooling systems. *Journal of MicroElectroMechanical Systems*, 14, 2005.
- [162] S.H. Chao-A. Khanicheh C. Mavroidis C.L. Chen, S. Selvarasah and M.K. Dokmeci. An electrohydrodynamic micropump for on-chip fluid pumping on a flexible parylene substrate. *2nd IEEE International Conference on NEMS'07*, 2007.
- [163] J. Jang and S.S. Lee. Theoretical and experimental study of mhd (magnetohydrodynamic) micropump. *Sensors and Actuators A*, 80, 2000.
- [164] M.C. Murphy-K. Lian L. Huang, W. Wang and Z.G. Ling. Liga fabrication and test of a dc type magnetohydrodynamic (mhd) micropump. *Microsystem Technologies*, 6, 2000.
- [165] A.V. Lemoff and A.P. Lee. An ac magnetohydrodynamic micropump. *Sensors and Actuators B*, 63, 2000.
- [166] C.Y. Chang P.J. Wang and M.L. Chang. Simulation of two-dimensional fully developed laminar flow for a magneto-hydrodynamic (mhd) pump. *Biosensors and Bioelectronics*, 20, 2004.
- [167] V. Patel and S.K. Kassegne. Electroosmosis and thermal effects in magnetohydrodynamic (mhd) micropumps using 3d mhd equations. *Sensors and Actuators B*, 122, 2007.
- [168] H. Duwairi and M. Abdullah. Thermal and flow analysis of a magneto-hydrodynamic micropump. *Microsystem Technologies*, 13, 2007.
- [169] Z. Chen P. Wang and H.S. Chang. A new electro-osmotic pump based on silica monoliths. *Sensors and Actuators B*, 113, 2006.

- [170] Q. Lu J.F. Borowsky and G.E. Collins. High pressure electroosmotic pump based on a packed bed planar microchip. *Sensors and Actuators B*, 131, 2008.
- [171] A.J. Yule and Y. Al-Suleimani. On droplet formation from capillary waves on a vibrating surface. *Proceedings of the Royal Society of London A*, 456, 2000.
- [172] A.G.R. Evans M. Koch and A. Brunnschweiler. Characterization of micromachined cantilever valves. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 7, 1997.
- [173] P. Ligrani D. Blanchard and B. Gale. Performance and development of a miniature rotary shaft pump. *Journal of Fluids Engineering*, 127, 2005.
- [174] P. Ligrani D. Blanchard and B. Gale. Miniature single-disk viscous pump, performance characterization. *Journal of Fluids Engineering*, 128, 2006.
- [175] R. Kofman X. Noblin and F. Celestini. Ratchetlike motion of a shaken drop. *Physical Review Letters*, 102, 2009.
- [176] E.Y. Harper and I.D. Chang. Drag on a cylinder between parallel walls in stokes' flow. *Physics of Fluids*, 10, 1967.
- [177] K. Sato K. Yokota and M. Itoh. Model experiment, numerical simulation and theoretical analysis on the characteristics of a viscous micropump using a cylindrical rotor in a rectangular duct. *JSME International Journal Series B*, 49, 2006.
- [178] F. Amirouche E. Zordan and Y. Zhou. Principle design and actuation of a dual chamber electromagnetic micropump with coaxial cantilever valves. *Biomed Microdevices*, 12, 2010.

RÉSUMÉ

Etude analytique, numérique et expérimentale d'écoulements générés par parois mobiles en microfluidique - Application aux micropompes.

RÉSUMÉ

Dans ce travail de thèse, les écoulements engendrés par le déplacement de parois mobiles ont été étudiés en vue d'une application aux micropompes, dispositifs essentiels en microfluidique.

Dans une première partie, une étude analytique et numérique évalue la possibilité de générer un écoulement par la rotation d'un cylindre dans un canal à parois mobiles. L'analyse des efforts montre que le cas du contact parfait cylindre-paroi est physiquement impossible et qu'un interstice suffisamment important est nécessaire afin d'éviter l'apparition de phénomènes de cavitation dans le cas des liquides. L'influence de nombreux paramètres est également définie (nombre de Reynolds, confinement du cylindre, etc.) afin d'appréhender complètement l'écoulement. L'étude sur le confinement révèle par ailleurs qu'il est possible de générer une différence de pression entre l'entrée et la sortie du canal, ce qui permet d'envisager une utilisation en tant que micropompe.

La deuxième partie concerne la réalisation technologique et la caractérisation expérimentale d'une micropompe. De conception relativement simple, c'est le mouvement oscillatoire d'une membrane d'élastomère percée qui réalise le déplacement du fluide. Un procédé de gravure RIE de cet élastomère est défini pour la réalisation de la micropompe. Les performances obtenues ici en terme de pression et débit générés dépassent l'état de l'art des microsystèmes similaires et ceci en utilisant une technologie simple et bas-coût.

Mots-Clés: Microfluidique, Micropompe, Bas nombre de Reynolds, Ecoulement de Stokes, Microfabrication, Elastomère, Actionnement électromagnétique.

Analytical, numerical and an experimental study of flows generated by moving boundaries in microfluidics - Application to micropumps.

ABSTRACT

In this thesis, flows generated by moving walls have been studied having regard to micropump devices. In the first part, an analytical and a numerical study evaluates the possibility to generate a flow with a rotating cylinder close to moving boundaries. An analysis on the forces reveals that a rotation of the cylinder near the wall necessarily induces a cavitation bubble in the nip, if the fluid is a liquid, or compressible effects, if it is a gas. Impact of the main influential parameters (Reynolds number, containment of the cylinder, etc.) is given for a complete understanding of the flow. The study on the cylinder containment shows that a pressure difference between the inlet and the outlet of the channel could be generated, allowing this system to be considered as a micropump.

In the second part, a new micropump is developed using micro fabrication techniques and characterized experimentally. Its originality lies in the flow generation induced by the oscillatory displacement of a highly flexible elastomeric membrane. In this perspective, the etching process of the so called "Silastic S" elastomer is developed. Micropump performances in terms of pressure and flow rate are beyond the state of the art for similar microsystems and are achieved by using a simple and low-cost technology.

Keywords: Microfluidic, Micropump, Low Reynolds number, Stokes flow, Microfabrication, Elastomer, Electromagnetic actuation.