



**HAL**  
open science

# Modélisation, réalisation et commande d'un système de micro-manipulation sans contact par diélectrophorèse.

Mohamed Kharboutly

► **To cite this version:**

Mohamed Kharboutly. Modélisation, réalisation et commande d'un système de micro-manipulation sans contact par diélectrophorèse.. Sciences de l'ingénieur [physics]. Université de Franche-Comté, 2011. Français. NNT: . tel-00582992

**HAL Id: tel-00582992**

**<https://theses.hal.science/tel-00582992>**

Submitted on 4 Apr 2011

**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.

Année : 2010

# THÈSE

*présentée à*

**L'U.F.R. DES SCIENCES ET TECHNIQUES  
DE L'UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ**

*pour obtenir le*

**GRADE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ  
DE FRANCHE-COMTÉ**

*en* **AUTOMATIQUE**

*(École Doctorale Sciences Physiques pour l'Ingénieur et Microtechniques)*

**Modélisation, réalisation et commande d'un système  
de micro-manipulation sans contact par diélectropho-  
rèse**

*par :*

**Mohamed KHARBOUTLY**

A soutenir le 2 février 2011 devant la Commission d'Examen :

Rapporteurs :

**M. Bruno LE PIOUFLE** Professeur des universités, Ecole Normale Supérieure de Cachan  
**M. Vincent SENEZ** Directeur de recherche CNRS / HDR, Institut IEMN Antenne ISEN

Examineurs :

**M. Jürgen BRUGGER** Professeur associé, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL)  
**M. Wisama KHALIL** Professeur des universités, Ecole Centrale de Nantes

Directeurs de thèse :

**M. Nicolas CHAILLET** Professeur des universités, Université de Franche-Comté

Co-encadrant de thèse :

**M. Michaël GAUTHIER** Chargé de Recherche CNRS, Institut FEMTO-ST



# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>1</b>
1.1	Introduction . . . . .	1
1.2	Problématique des micromanipulations . . . . .	3
1.2.1	Perception . . . . .	3
1.2.2	Actionnement et réalisation des actionneurs . . . . .	3
1.2.3	Comportement des micro-objets . . . . .	4
1.2.4	Synthèse . . . . .	4
1.3	Micropréhension et stratégies de micromanipulation . . . . .	5
1.3.1	Introduction . . . . .	5
1.3.2	Stratégies de manipulation sans contact . . . . .	6
1.4	Discussion . . . . .	11
1.5	Conclusion . . . . .	13
<b>2</b>	<b>Manipulation des particules par la diélectrophorèse</b>	<b>15</b>
2.1	Principe de la diélectrophorèse . . . . .	15
2.1.1	Expression de la force de diélectrophorèse . . . . .	16
2.1.2	Electrorotation . . . . .	19
2.1.3	Multipôle d'ordre supérieur . . . . .	21
2.2	Etat de l'art des systèmes exploitant la diélectrophorèse . . . . .	22
2.2.1	Moyen de simulation de la force de diélectrophorèse . . . . .	22
2.2.2	Conception de systèmes de diélectrophorèse et applications . . . . .	26
2.3	Conclusion . . . . .	34
<b>3</b>	<b>Modélisation de la trajectoire des particules</b>	<b>35</b>
3.1	Introduction . . . . .	35
3.2	Méthodes Hybrides de simulation du champ électrique . . . . .	36
3.2.1	Calcul direct du champ . . . . .	38
3.2.2	Calcul du potentiel électrique . . . . .	38
3.2.3	Calcul de la distribution de la charge . . . . .	39
3.2.4	Choix de la méthode . . . . .	40
3.3	Calcul de la force de diélectrophorèse . . . . .	45

3.3.1	Force de diélectrophorèse appliquée à une particule ponctuelle . . .	46
3.3.2	Force de diélectrophorèse appliquée à une particule considérée volumique . . . . .	48
3.3.3	Exemple d'une particule volumique . . . . .	48
3.4	Modèle dynamique du mouvement de la particule . . . . .	52
3.4.1	Bilan des forces hydrodynamiques . . . . .	52
3.4.2	Modèle dynamique simplifié . . . . .	54
3.4.3	Domaine de validité du modèle . . . . .	55
3.5	Résultats et discussion . . . . .	58
3.6	Conclusion . . . . .	61
<b>4</b>	<b>Diélectrophorèse : réalisations expérimentales.</b>	<b>63</b>
4.1	Réalisation du dispositif expérimental . . . . .	63
4.1.1	Réalisation des électrodes . . . . .	64
4.1.2	Contrôle de signaux électriques . . . . .	68
4.1.3	Mesure de la position . . . . .	70
4.2	Validation du modèle statique . . . . .	72
4.3	Validation du modèle dynamique . . . . .	76
4.4	Difficultés expérimentales et solutions . . . . .	77
4.5	Conclusion . . . . .	78
<b>5</b>	<b>Commande de la trajectoire d'une particule</b>	<b>79</b>
5.1	Modèle uniaxial polynomial . . . . .	79
5.1.1	Hypothèses et simplifications . . . . .	80
5.1.2	Calcul des $f_{1i}(x)$ et $f_{3i}(x)$ . . . . .	81
5.1.3	Equation dynamique . . . . .	82
5.1.4	Linéarisation du système par rapport à la variable de commande .	83
5.2	Commande prédictive généralisée (CPG) unidimensionnelle . . . . .	85
5.2.1	Application de la commande prédictive généralisée . . . . .	86
5.2.2	Synthèse de la commande . . . . .	87
5.2.3	Modification de la consigne . . . . .	89
5.3	Simulation de la commande . . . . .	92
5.3.1	Analyse du système bouclé linéaire . . . . .	92
5.3.2	Analyse du système bouclé non-linéaire . . . . .	94
5.3.3	Comparaison avec une commande PI . . . . .	97
5.4	Conclusion . . . . .	101
<b>6</b>	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>103</b>
6.1	Conclusion générale . . . . .	103
6.2	Perspectives . . . . .	105
6.2.1	Diélectrophorèse et auto-assemblage . . . . .	105

6.2.2	Préhenseur actif à deux doigts . . . . .	106
<b>A</b>		<b>109</b>
<b>B</b>		<b>111</b>
<b>C</b>		<b>115</b>
C.1	Calcul de la valeur de $\xi$ . . . . .	115
<b>Bibliographie</b>		<b>119</b>



# Table des figures

1.1	Illustration de la tension de surface . . . . .	2
1.2	Principe physique de la pince optique . . . . .	7
1.3	Diagramme générique d'une pince optique . . . . .	8
1.4	Manipulation par pinces optiques . . . . .	8
1.5	Principe de tri de cellules par magnétophorèse . . . . .	10
2.1	Formation des dipôles dans un champ électrique non-uniforme. . . . .	17
2.2	variation de la force de diélectrophorèse en fonction du $Re[K(\omega)]$ . . . . .	19
2.3	Variation de $Re [K(\omega)]$ en fonction de $\omega$ . . . . .	20
2.4	Electro-orientation d'une particule non sphérique dans un champ électrique tournant. . . . .	21
2.5	Ensemble de $n$ électrodes positionnées suivant $r_1$ jusqu'à $r_n$ dans le même plan d'un micro-objet situé à une position $\vec{R}$ dans le plan $(x, y)$ [44]. . . . .	23
2.6	Structure des électrodes pour la diélectrophorèse à onde progressive . . . . .	24
2.7	Exemple montrant la simulation de la force de diélectrophorèse. . . . .	25
2.8	Exemple montrant la simulation de la force de diélectrophorèse. . . . .	26
2.9	Nano assemblage des CNTs dans un champ électrique . . . . .	28
2.10	Electrode formée par une pointe métallique et une surface plane . . . . .	28
2.11	Différentes couches des APSMEAs . . . . .	29
2.12	Capture des particules par la diélectrophorèse et les forces hydrodynamiques. . . . .	30
2.13	La micropuce en polymère pour la séparation par la DEP . . . . .	32
2.14	Schéma montrant la force diélectrophorèse à onde progressive en appliquant des tensions électriques sinusoïdales déphasées. . . . .	33
3.1	Géométrie des électrodes utilisées dans les exemples de ce chapitre. . . . .	42
3.2	Distribution des charges électriques. . . . .	43
3.3	Champ électrique $\vec{E}$ calculé par le simulateur. . . . .	44
3.4	Force de diélectrophorèse calculée sur une particule ponctuelle. . . . .	47
3.5	Décomposition de la particule sphérique en 4 parties identiques. . . . .	49
3.6	Force de diélectrophorèse calculée sur une particule volumique. . . . .	50
3.7	Erreur relative entre les deux forces. . . . .	51

3.8	Composante $z$ de la force de diélectrophorèse. . . . .	51
3.9	Diagramme représentant le calcul de la trajectoire d'une particule en fonction de la tension appliquée aux électrodes. . . . .	55
3.10	Trajectoire d'une particule dans un champ de forces de diélectrophorèse. . . . .	55
3.11	Trajectoires montrant la validité du modèle simplifié. . . . .	58
3.12	Illustration des grandes vitesses de déplacement. . . . .	60
3.13	Illustration de la non-linéarité du comportement. . . . .	61
4.1	Structure d'un montage expérimental dédié à la réalisation expérimentale d'un dispositif diélectrophorétique. . . . .	64
4.2	Groupe de 4 électrodes avec le circuit électrique liant la région des électrodes aux connectiques. . . . .	65
4.3	Différentes formes et tailles des électrodes utilisées dans la régions des électrodes présentées sur la figure 4.2. . . . .	66
4.4	Succession des tâches pour la réalisation des électrodes sur le wafer par photolithographie. . . . .	67
4.5	Variation du $Re[K(\omega)]$ en fonction de la fréquence. Les constantes diélectriques étant fixes. . . . .	68
4.6	Interface homme-machine développée qui permet la génération des signaux électriques. . . . .	70
4.7	Connecteur FPC/FFC qui lie les électrodes à la sortie des amplificateurs. . . . .	71
4.8	Utilisation d'un miroir incliné de 45 degrés pour la vue du côté pour mesurer la hauteur de la particule en lévitation. . . . .	71
4.9	Utilisation de la corrélation pour mesurer la position de la particule. . . . .	72
4.10	Vue de l'ensemble des composants constituant le dispositif expérimental. . . . .	73
4.11	Electrodes utilisées dans la validation du modèle statique du calcul de la position suivant l'axe $z$ . . . . .	73
4.12	Relevé expérimental de la hauteur de la particule en fonction de tensions appliquées. . . . .	74
4.13	Electrodes utilisées dans la validation du modèle statique. . . . .	75
4.14	Electrodes choisies expérimentalement qui subissent le moins d'électrolyse. . . . .	75
4.15	La position finale de la particule en fonction de la tension $U_3$ qui varie de 30V à 90V pour plusieurs valeurs de $U_{ref}$ . . . . .	76
4.16	Déplacement de la particule partant de la position d'équilibre assuré par $U = [25, 0, 100]$ vers une deuxième position d'équilibre qui correspond à $U = [100, 0, 25]$ . . . . .	77
5.1	Géométrie des électrodes utilisées dans les exemples de ce chapitre. . . . .	80
5.2	Non-linéarité des fonctions $\alpha(x)$ , $\beta(x)$ et $\gamma(x)$ , avec $U_{ref} = 75V$ . Les unités de ces fonctions sont respectivement : $ms^{-1}V^{-2}$ , $ms^{-1}V^{-1}$ et $ms^{-1}$ . . . . .	84

5.3	Réponses impulsionnelles d'une particule initialement située à $x_0 = 0\mu m$ , subissant respectivement $\delta u = 40V, 50V, 60V$ et $70V$ , avec $U_{ref} = 75V$ . . .	84
5.4	Stratégie de contrôle pour la commande en position de la particule. . . .	86
5.5	Période d'acquisition de la camera $T_c$ et la période d'échantillonnage du contrôleur $T_s$ . . . . .	88
5.6	Suivi de la trajectoire assuré par le contrôleur. . . . .	91
5.7	Nouvelle consigne $w'_{i,j}$ en fonction de la position initiale $x_{0,j}$ et la consigne d'origine $w_{i,j}$ . . . . .	92
5.8	Suivi de la trajectoire assuré par le contrôleur avec correction. . . . .	93
5.9	Suivi de la trajectoire assuré par le contrôleur avec considération de plusieurs types de perturbations . . . . .	95
5.10	Suivi de la trajectoire assuré par le contrôleur pour une trajectoire du type échelon. . . . .	96
5.11	Suivi de la trajectoire assuré par le contrôleur pour une trajectoire du type rampe. . . . .	96
5.12	Contrôle d'une trajectoire à grande vitesse montrant les limites de stabilité. . . . .	97
5.13	Suivi d'une trajectoire dans la zone fortement non-linéaire assuré par le contrôleur . . . . .	98
5.14	Suivi d'une trajectoire dans la zone fortement non-linéaire assuré par le contrôleur. Le contrôleur optimise l'erreur entre la position est la référence sans l'annulée. Saturation de la commande $\xi$ . . . . .	98
5.15	Suivi d'une trajectoire dans la zone fortement non-linéaire assuré par le contrôleur avec saturation de la commande $\delta u$ qui n'est pas la solution optimale. . . . .	99
5.16	Comparaison entre les contrôleurs GPC et PI. . . . .	100
6.1	Positionnement haute précision avec la diélectrophorèse. . . . .	106
6.2	Micropince active. . . . .	107
B.1	Division de la particule en plusieurs parties élémentaires. . . . .	112



# Liste des tableaux

1.1	Table comparant les différents moyens physiques de micromanipulation sans contact. . . . .	12
2.1	Différentes expressions de la force de diélectrophorèse considérant différents ordres de polarisation. . . . .	22
3.1	Table comparative des différents moyens de simulation. . . . .	41
3.2	Application numérique du modèle dynamique. . . . .	46
5.1	Application numérique de la commande GPC. . . . .	90



# Chapitre 1

## Introduction

### 1.1 Introduction

Compte tenu de la miniaturisation croissante des produits qui nous entourent, les besoins de micromanipulation croissent, notamment pour en effectuer le micro-assemblage. Les micromécanismes (horloges, médicaux, etc.), les microsystèmes, l'optique, la micro-électronique, la biologie, sont de plus en plus demandeurs de moyens efficaces et fiables de micromanipulation.

La micromanipulation est l'ensemble des moyens qui visent à réaliser la manipulation d'objets de taille comprise entre  $1mm$  et  $1\mu m$ . Le domaine de travail de la micromanipulation est couramment appelé micromonde. Cet ensemble est défini par comparaison avec le "macromonde" qui est l'ensemble des objets dont la taille est supérieure à  $1mm$ . L'appréhension de ce domaine ne peut s'effectuer par simple homothétie des systèmes existants dans le macromonde, et nécessite une description particulière.

La miniaturisation d'un principe peut être complexe du point de vue de l'ensemble des phénomènes physiques qu'il exploite. Ses phénomènes peuvent, en effet, évoluer de façon très différente lors de la réduction d'échelle. L'impact de la modification d'échelle sur les phénomènes physiques est couramment appelé l'effet d'échelle [7]. Les phénomènes physiques prédominants à l'échelle humaine, comme le poids ou l'inertie, sont majoritairement volumiques, c'est-à-dire qu'ils sont directement proportionnels au volume de l'objet considéré. Ainsi entre un cube possédant une arête  $l$  et un cube d'arête  $l' = l/10$  dix fois inférieur, la dimension caractéristique  $l$  a été divisée par 10, tandis que sa masse, proportionnelle à son volume, est divisée par  $10^3$ .

La réduction d'échelle d'une scène de manipulation induit différents types de difficultés d'ordre technique ou physique.

L'effet d'échelle peut s'illustrer dans notre vie courante en comparant les modes de locomotion et les comportements des insectes et des hommes tout deux possédant des tailles suffisamment différentes. Le premier exemple illustrant l'impact de l'effet d'échelle

peut être issu de l'observation des insectes aquatiques, se déplaçant sur le dessus des mares. Les insectes évoluent ainsi au-dessus de la surface sans partie immergée (voir exemple figure 1.1). Ceux-ci utilisent, en effet, les tensions de surface entre la surface du liquide et les extrémités hydrophobes des pattes. Le maintien à la surface de l'eau est donc assuré par un équilibre entre les forces de tension de surface et le poids. A l'échelle de l'homme, l'évolution dans l'eau est régie par l'équilibre entre la poussée d'Archimède et le poids nécessitant un volume immergé important pour rester en équilibre. L'effet d'échelle est volumique sur la poussée d'Archimède et sur le poids alors qu'il est linéique pour la tension de surface. Celle-ci devient par conséquent rapidement prédominante devant les deux autres phénomènes lors de la miniaturisation. A l'échelle de l'insecte, l'utilisation des tensions de surface pour évoluer sur un milieu liquide est par conséquent plus performante que l'utilisation de la poussée d'Archimède.

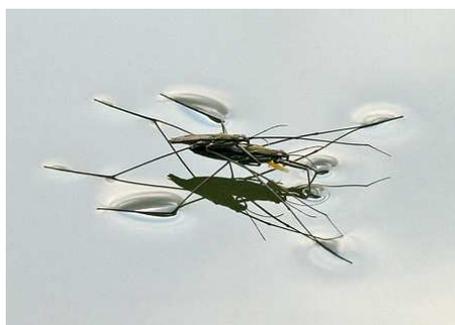


FIGURE 1.1 – Illustration de la tension de surface due aux attractions intermoléculaires : certains insectes arrivent à marcher sur l'eau.

Enfin en dehors de la comparaison insecte-homme, un deuxième exemple peut être soulevé concernant les phénomènes spécifiques au micromonde. Celui-ci porte sur les forces électrostatiques s'établissant lors de la présence de charges électriques. Ainsi l'expérience classique de mise en évidence consiste à placer à proximité de confettis de papier une règle en plastique initialement chargée par frottement. Les confettis, attirés par les charges présentées sur la règle, viennent se coller à celle-ci, l'interaction s'établissant à des distances assez importantes de l'ordre de quelques centimètres. Le poids est, une nouvelle fois, négligeable devant la force électrostatique mise en œuvre.

La compréhension des phénomènes liés à la miniaturisation nécessite ainsi d'observer les comportements aux échelles microscopiques sans comparaison directe, nécessairement fautive, avec le monde qui nous entoure.

## 1.2 Problématique des micromanipulations

L'effet d'échelle impacte de manière sensible toutes les fonctions de la robotique, de la perception à la manipulation en passant par l'actionnement.

### 1.2.1 Perception

La mesure de la position des objets manipulés et/ou de la position des organes terminaux lors d'une tâche de micromanipulation sont des tâches particulièrement difficiles à réaliser dans le micromonde. La mesure de la position des micro-objets est très couramment obtenue en utilisant des dispositifs de vision. Plus l'échelle considérée est petite, plus ces moyens deviennent complexes. On recense deux types de technologies employées qui sont :

1. le microscope photonique ou microscope optique,
2. le microscope électronique à balayage (MEB).

Les deux types de dispositif sont en mesure de visualiser des micro-objets d'une taille de  $1\mu m$  à  $1mm$ . Les particularités du microscope photonique à ces échelles portent sur la faible profondeur de champ, le champ de vue extrêmement réduit et la forte sensibilité à l'éclairage.

L'utilisation de la microscopie électronique est un moyen alternatif de mesure de la position des micro-objets. Elle présente l'avantage de posséder une profondeur de champ infinie mais un temps de réponse plus important de l'ordre de  $500ms$ .

### 1.2.2 Actionnement et réalisation des actionneurs

Le choix de l'énergie d'actionnement, la conception d'un actionneur et les techniques de fabrication disponibles sont grandement dépendants de la taille caractéristique de l'actionneur et des performances souhaitées.

Ainsi, les actionneurs utilisant des matériaux déformables (bilames thermiques, structures en alliages à mémoire de forme, poutres piézoélectriques) sont particulièrement adaptés aux échelles microscopiques puisque ils ne sont pas perturbés par des frottements mécaniques comme dans les systèmes conventionnels. Par contre, l'utilisation de matériaux actifs possédant des comportements non-linéaires et fortement hystérétiques nécessite des modélisations particuliers de leur comportement et l'étude de méthodes de commande adaptées et robustes. Un autre type de systèmes engendrant du mouvement et pouvant donc être qualifié d'actionneurs sont les systèmes de manipulation sans contact. Ceux-ci engendrent des forces à distance avec les objets manipulés de manière à commander leur position. Ils sont typiquement constitués d'électrodes pour la manipulation par les forces électriques ou de bobines pour la manipulation par les forces magnétiques.

En fin, les micro-actionneurs ne peuvent être obtenues à l'aide de procédés classiques de fabrication (obtention de forme par enlèvement de matière) et les techniques à ces échelles, inspirées de la microfabrication électronique, ne permettent que l'obtention de structures "2D1/2". Les difficultés de connectique, le manque de fiabilité de ces techniques et le coût des processus sont également des critères importants dans la conception de micro-actionneurs.

### 1.2.3 Comportement des micro-objets

Le comportement des objets est lui aussi modifié profondément par la réduction d'échelle. Sous une limite de l'ordre du millimètre, le poids et l'inertie deviennent négligeables devant les forces de surfaces (adhésion, capillarité, électrostatiques, etc.). Les objets ont tendance soit à adhérer sur les effecteurs (effet d'adhésion) ou à être propulsés par de fortes accélérations (faible inertie). La modification de ces comportements nécessite une adaptation des méthodes robotiques de manipulation, dont cette thèse est l'objet

### 1.2.4 Synthèse

De manière générale, le comportement des actionneurs actifs et des micro-objets est fortement dépendant des conditions environnementales (température et humidité dans l'air, température et composition chimique dans un liquide). De ce fait, le contrôle de l'environnement est indispensable pour fiabiliser un processus automatique de micromanipulation. L'atténuation des vibrations est également nécessaire à la mise en œuvre d'une tâche de micromanipulation (utilisation de tables anti-vibration).

Ainsi la conception d'un robot de micromanipulation est soumise à des contraintes nouvelles qui diffèrent de celles de la robotique conventionnelle. Toute manipulation dans le micromonde doit intégrer des stratégies innovantes pour résoudre les problématiques liées à ce paradigme majeur du micromonde. Chaque système de micromanipulation doit :

- intégrer des moyens innovants de perception ;
- posséder des actionneurs performants à ces échelles et réalisables par les techniques de fabrication ;
- mettre en œuvre des stratégies de micromanipulation adaptées aux comportements des micro-objets ;
- évoluer dans un environnement contrôlé.

## 1.3 Micropréhension et stratégies de micromanipulation

### 1.3.1 Introduction

Comme dans la robotique conventionnelle, dans une tâche de micromanipulation, le choix du manipulateur ou de l'actionneur et la stratégie de préhension est directement lié à la nature de la tâche à réaliser. Dans le cadre de la robotique conventionnelle, la répétabilité de positionnement de l'objet manipulé est directement liée à la répétabilité du bras porteur et est souvent indépendante de la stratégie de préhension. Celles-ci sont principalement choisies en fonction des propriétés des objets manipulés (forme, fragilité, propriétés physiques particulières).

Dans le micromonde, les forces d'adhésion ou les forces surfaciques comme les forces électrostatiques perturbent de manière importante la fonction de préhension. La répétabilité de positionnement des micro-objets manipulés est donc fonction de la répétabilité du bras robot porteur et, en grande partie, de la répétabilité de la stratégie de préhension.

Dans une tâche de micromanipulation, la phase de lâcher est, en effet, très sensible aux effets d'adhésion et de la capillarité. Ainsi, classiquement lors du lâcher d'un micro-objet par une pince, les forces d'adhésion sont plus grandes que le poids de l'objet et l'objet reste en contact sur les doigts de la pince. De ce fait, des stratégies de préhension doivent par conséquent être étudiées pour s'adapter à ces nouvelles contraintes de manipulation.

Deux grandes approches méthodologiques sont ainsi couramment explorées. La première consiste à développer des stratégies de manipulation qui intègrent des solutions basées sur l'exploitation des phénomènes physiques spécifiques au micromonde. La deuxième approche consiste à trouver des stratégies qui, au lieu d'exploiter ces phénomènes, cherchant à les minimiser [27]. Les stratégies de préhension peuvent également être classifiées suivant deux types :

- les solutions sans contact comme les pinces optiques, les systèmes à diélectrophorèse ou les pinces magnétiques qui présentent l'avantage de ne jamais créer de contact entre l'effecteur et l'objet. Elles ne sont, par conséquent, pas perturbées par les effets d'adhésion. Généralement, dans ces solutions, les forces de blocage sur les micro-objets sont faibles (typiquement inférieur au micronewton) et sont souvent limitées à une classe des matériaux en termes de propriétés physiques,
- les solutions de préhension par contact comme les préhenseurs capillaires, les préhenseurs à gel [SAMMI], les micropinces [SAMMI] ou les préhenseurs par adhésion [SAMMI], permettent la manipulation d'un grand type de matériau et de forme de micro-objets. Ils sont également capables d'engendrer une force importante (typiquement jusqu'à quelques millinewton) pouvant être intéressantes par exemple,

dans le cadre d'une opération d'insertion pour un micro-assemblage. Ces principes sont en général perturbés par les effets d'adhésion et des stratégies innovantes de lâcher doivent être développées pour assurer une relâche contrôlée et précise de l'objet.

Cette étude s'inscrit dans une volonté de contrôler la position et la trajectoire de micro-objets dont la taille caractéristique est dans le domaine inférieur du micromonde (typiquement inférieure à  $10\mu m$ ). Pour ces valeurs dimensionnelles, les effets d'adhésion sont importants et ne peuvent être évités lors du contact. Nous avons par conséquent choisis de se limiter à l'étude des manipulations sans contact.

### 1.3.2 Stratégies de manipulation sans contact

Les effets physiques les plus répondus pour stabiliser et maintenir l'objet en lévitation et sans contact physique avec son environnement sont : le magnétisme, l'électrostatisme, l'optique et l'acoustique. Dans ce qui suit nous allons développer chacune de ces formes à travers des réalisations extraites de la littérature.

#### Pinces optiques

Les pinces optiques sont capables de manipuler des micro-objets diélectriques en utilisant un faisceau laser focalisé. Ces pinces optiques fonctionnent sur des objets transparents possédant des indices de réfraction supérieurs aux indices de réfraction du milieu de manipulation. La largeur du faisceau est le siège d'un fort gradient du champ électrique. La particule est donc attirée vers la région où le champ électrique est maximal se trouvant au centre du faisceau. Cette méthode permet ainsi de manipuler des objets allant d'une taille de quelques dizaines de nanomètres à quelques dizaines de micromètres [33, 30, 31]. Le principe de la manipulation de micro-objets par pinces optiques est décrit dans la figure 1.2.

Si la particule est écartée du centre du faisceau 1.2(a), une force résultante non nulle est appliquée au centre de la particule et dirigée vers le centre du faisceau. Si la position du centre de la particule est au centre du faisceau laser 1.2(b), les rayons sont réfractés symétriquement, donnant une force latérale résultante nulle. En revanche, la composante verticale de la force résultante tend à ramener le centre de l'objet sphérique sur le centre de focalisation. En réalité, les rayons réfléchis induisent une composante de force verticale supplémentaire et la position stable est par conséquent légèrement décalée du centre de focalisation du faisceau suivant l'axe  $z$  et dépend de la taille du micro-objet.

Un système élémentaire de pince optique comprend : une source laser, un élargisseur de faisceau, un objectif microscopique, un condenseur optique pour créer «le piège optique» et un capteur de position. La figure 1.3 montre l'architecture d'une installation typique.

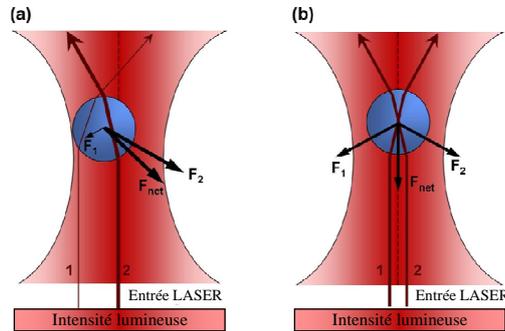


FIGURE 1.2 – Principe physique de la pince optique : la particule est attirée vers le centre du faisceau laser (a) ; la particule au centre du faisceau subit une force résultante verticale suivant l'axe optique (b).

Ce principe permet de manipuler une grande variété de micro-objets comme des sphères artificielles, des objets biologiques ou des nano-objets comme des nanotubes de carbone. Les pinces optiques ont été utilisées pour capturer, sélectionner et déplacer de nombreux types cellulaires ou organismes unicellulaires : bactéries, virus, spermatozoïdes, globules rouges, cellules rétinienne en culture [1]. La sélection et la mise en contact de cellules photosensibles avec des cellules neuronales a permis d'étudier le développement des contacts intercellulaires et la régénération de synapses entre ces deux types cellulaires [11]. La manipulation optique de cellules mobiles comme les spermatozoïdes pour la mesure de leurs forces de propulsion flagellaire et d'échappement au piège optique constitue un outil diagnostique de certaines stérilités [34]. L'association pinces et ciseaux optiques pour sélectionner, déplacer et injecter un spermatozoïde directement dans l'ovule a également été proposée [36].

La manipulation de plusieurs objets nécessite le déplacement de plusieurs «pièges optiques» dans le champ de manipulation. Cette contrainte peut être obtenue soit en scannant la scène rapidement avec un laser unique [4, 14, 35], soit en créant une image possédant plusieurs pièges optiques à l'aide de plusieurs pinces optiques [70, 68, 16].

Une illustration des capacités de ces moyens de micromanipulation est présentée sur la figure 1.4(a). Des bactéries ont été manipulées en utilisant un dispositif à plusieurs pièges optiques [15].

Un autre exemple qui illustre la manipulation de plusieurs objets en utilisant un seul rayon laser mais en scannant la scène rapidement (60 Hz) pour positionner des microbilles de  $2\mu\text{m}$  de diamètre autour d'une cellule (voir figure 1.4(b)). Dans ce système les forces exercées sur les particules peuvent être contrôlées précisément en fonction de l'intensité du rayon laser et la fréquence [13].

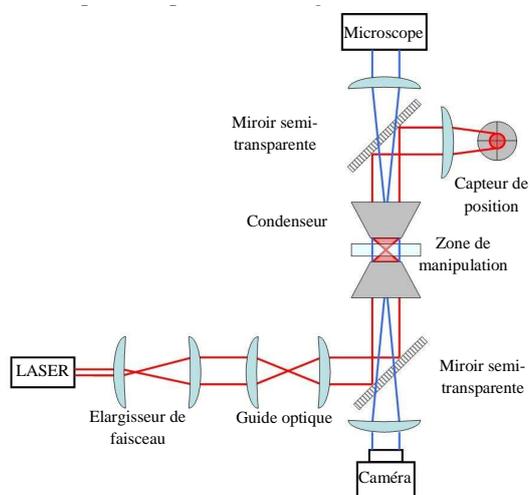
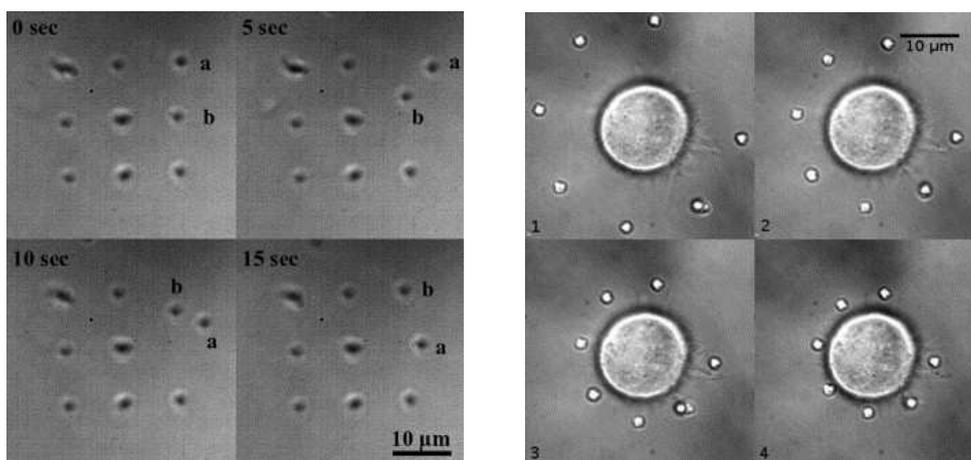


FIGURE 1.3 – Diagramme générique d'une pince optique comportant les principaux composants.



(a) Manipulation des bactéries en utilisant un système à multifaisceaux laser. 4 photos prises en différents intervalles de temps montrent le positionnement de 9 bactéries. Les bactéries (a) et (b) sont permutées [15].

(b) Microbilles sont déplacées à l'aide d'un dispositif qui scanne la scène avec une fréquence de 60 Hz [13].

FIGURE 1.4 – Manipulation par plusieurs pinces optiques 1.4(a), ou par une seule pince scannant la scène 1.4(b).

### Forces magnétiques

Un autre principe de manipulation de micro-objets passe par l'exploitation de l'énergie magnétique. L'effort magnétique appliqué par un champ magnétique  $\vec{B}_0$  sur un volume  $V$  possédant une permittivité magnétique  $\xi_1(\vec{B}_0)$  dans un milieu possédant une permittivité magnétique  $\xi_2(\vec{B}_0)$ , vaut [23] :

$$\vec{F}_{mag} = \frac{1}{\mu_0} \iiint_V \left( \xi_1(\vec{B}_0) - \xi_2(\vec{B}_0) \right) \vec{B}_0 \nabla \vec{B}_0 \cdot dv, \quad (1.1)$$

avec  $\nabla$  est l'opérateur gradient :

$$\nabla = \begin{bmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{bmatrix} \quad (1.2)$$

l'effort engendré par cette méthode peut être un effort répulsif ou un effort attractif en fonction du signe de  $(\xi_1(\vec{B}_0) - \xi_2(\vec{B}_0))$ . Ainsi lorsque cette différence est positive, la force appliquée a tendance à ramener l'objet vers la source de champ magnétique ; quand celle-ci est négative, l'objet a tendance à s'éloigner de la source de champ. Ce principe est principalement utilisé pour le tri de cellule. Les cellules n'étant que très peu sensibles au champ magnétique ( $\xi_1$  faible), l'effort magnétique appliqué directement aux cellules est extrêmement faible et peut ne pas être suffisant pour engendrer un déplacement. Le moyen le plus couramment utilisé consiste à fixer des charges sensibles au champ magnétique sur les cellules.

Récemment, des travaux d'optimisation de la structure du système créant le gradient de champ magnétique nécessaire à la création de la force magnétique ont permis d'accroître sensiblement l'effort applicable. Ainsi, il est désormais possible de manipuler directement les cellules et de les trier en fonction de leur propriétés magnétiques sans ajout de particules [63, 54] (voir figure 1.5). De manière plus générale l'utilisation de ces effets magnétiques est importante dans le cadre de la manipulation d'objets artificiels :

1. immobilisation de particules magnétiques dans un conduit à l'aide de micro-électroaimants [37].
2. lévitation diamagnétique d'une particule unique [23].

### Diélectrophorèse

Un principe électrique est aussi exploité en la micromanipulation. Le phénomène de la diélectrophorèse se produit lorsqu'un champ électrique non uniforme est appliqué sur une particule diélectrique. Cette particule est couramment assimilée à un dipôle électrique dont les deux pôles génèrent un champ électrique induit. Ceci donne naissance

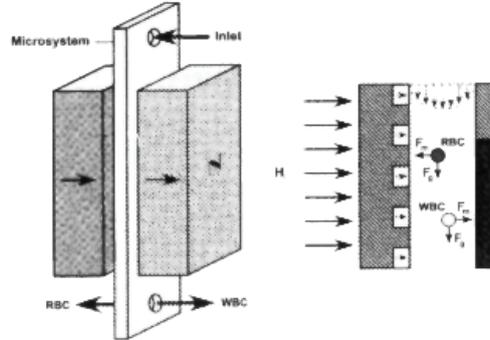


FIGURE 1.5 – Principe de tri de cellules par magnétophorèse [63].

à deux forces de Coulomb dont la résultante est non nulle. Dans le cas de l'utilisation d'un champ électrique alternatif, la valeur efficace de cette force s'appelle la force de diélectrophorèse [67]. Ce document porte sur l'étude de ce phénomène, une présentation détaillée est reportée au chapitre suivant. La forme générale de cette force est :

$$\vec{F}_{DEP} = 2\pi\epsilon_m r^3 \text{Re}[K(\omega)] \nabla \vec{E}^2 \quad (1.3)$$

avec  $r$  est le rayon de la particule considérée sphérique,  $K[(\omega)]$  est le facteur de Clausius-Mosotti qui dépend de la pulsation  $\omega$  et des propriétés physiques du milieu et de la particule. Le signe de ce facteur précise le signe de la force engendrée :

- $\text{Re}[K(\omega)] > 0$  : les objets sont attirés vers les zones de fort champ électrique créées par les électrodes. Ce cas est appelé diélectrophorèse positive (pDEP).
- $\text{Re}[K(\omega)] < 0$  : les objets sont repoussés vers les zones de faible champ électrique créées par les électrodes. Ce cas est appelé diélectrophorèse négative (nDEP).

Ce phénomène est utilisé dans de nombreuses applications essentiellement biologiques. Plusieurs méthodes sont utilisées pour réaliser la manipulation par diélectrophorèse. Ces méthodes se diffèrent par la forme et le nombre d'électrodes employées et par la nature des objets manipulés.

Le tri de particules et parmi elles des cellules biologiques [6, 48, 93], trouve de nombreuses applications dans le domaine de la recherche médicale. L'intérêt de séparer certains types de cellules d'une population indifférenciée permet aux chercheurs d'effectuer des études plus précises et mieux ciblées. Par exemple, la séparation de cellules cancéreuses et de cellules non cancéreuses permet de fiabiliser les tests de traitements spécifiques de la maladie. D'autres travaux utilise la force de diélectrophorèse positive pour attirer des particules, en créant des zones de stagnation. La force de diélectrophorèse négative possède également un intérêt. Elle permet, par exemple, de détacher un objet collé sur la pince sous l'effet de l'adhésion [19]. Le positionnement de particules par la

diélectrophorèse négative consiste à maintenir une particule dans une position désirée définie par le champ électrique imposé. La diélectrophorèse permet en effet de créer un effort suffisant pour maintenir en lévitation une particule à proximité des électrodes. La force de diélectrophorèse est également très largement utilisée pour la manipulation de "nano-objets" comme des nano-tubes de carbone [24, 74], [44, 10, 64]. Une présentation détaillée de ce dispositif est disponible au chapitre 2.

### Lévitation acoustique

Enfin, une dernière méthode citée dans la littérature est la lévitation acoustique qui permet de maintenir un micro-objet en lévitation. Deux formes de lévitation acoustique existent :

1. la lévitation par ondes stationnaires : de petits composants peuvent être manipulés par lévitation dans les nœuds de pression d'une onde acoustique stationnaire établie entre une sonotrode et un réflecteur situé à une distance égale à un multiple de la demi longueur d'onde [29, 17, 80].
2. la lévitation par champ proche : la lévitation par champ proche est obtenue en remplaçant le réflecteur par un composant plat, l'onde stationnaire s'établissant alors sous le composant, permettant sa lévitation [88, 29, 69, 84].

## 1.4 Discussion

Dans cette section, une comparaison entre les différents moyens de micromanipulation sans contact est proposée. Afin de mener cette comparaison, nous devons correctement préciser les critères suivant lesquels ces méthodes seront comparées. Nous souhaitons étudier et expérimenter un moyen de micromanipulation capable de contrôler en position un micro-objet avec une grande vitesse. Cet objet pourrait être des objets manufacturés ou des cellules biologiques vivantes, ce qui nécessite un moyen de manipulation inerte. Nous cherchons également le moyen le moins coûteux et le moins complexe. Ainsi, les critères de comparaison sont : la complexité des systèmes nécessaires, l'environnement, la nature des objets manipulés, le contrôle et l'intensité de la force.

Les pinces optiques permettent de manipuler, en milieu liquide, plusieurs types d'objets à condition que ces derniers soient diélectriques, transparents et d'indice de réfraction supérieur au milieu liquide, à l'aide d'un faisceau laser. Le rayon laser focalisé sur une particule engendre une forte énergie qui parfois endommage l'objet manipulé surtout si ce dernier est sensible : cellule, bactérie. Cet inconvénient est parfois contourné en réalisant des manipulations de manière indirecte comme l'utilisation d'un poussoir qui lui même est déplacé par la pince optique [4, 14]. Ajoutons aussi que cette méthode

	<b>optique</b>	<b>diélectrophorèse</b>
<b>composants du système</b>	laser, condenseur, guide optique	électrodes, source de tension
<b>milieu liquide</b>	oui	oui
<b>objets</b>	diélectriques transparents non sensibles	diélectriques
<b>degré de liberté commandable</b>	3 translations	6 degrés de liberté
<b>ordre de grandeur de la force</b>	$0.1nN$	$0.1\mu N$

	<b>Magnétophorèse</b>	<b>Acoustique</b>
<b>composants du système</b>	bobines, source de courant	sonodore, réflecteur
<b>milieu liquide</b>	oui	non
<b>objets</b>	ferro-, para- et dia-magnétiques	tous
<b>degré de liberté commandable</b>	6 degrés de liberté	aucune
<b>ordre de grandeur de la force</b>	--	$150\mu N$

TABLE 1.1 – Table comparant les différents moyens physiques de micromanipulation sans contact.

nécessite des matériels très sensibles, et coûteux. La manipulation par lévitation acoustique permet de manipuler toute sorte d'objets dont la dimension est plus grande que  $500\mu m$  dans un environnement qui conduit les ondes sonores (typiquement l'air). Ce moyen permet de maintenir en lévitation et dans une position stable, un objet donné. Ceci ne nous permet pas de positionner cet objet à un point quelconque dans l'espace sans déplacer le dispositif, et donc de réaliser un suivi de trajectoire. Ajoutant qu'aux petites échelles, la stabilisation d'un micro-objet est sans doute difficile.

La manipulation en utilisant des forces magnétiques peut s'effectuer sur des objets paramagnétiques, diamagnétiques ou ferromagnétiques en milieu liquide. Toutefois en utilisant des objets ferromagnétiques, les forces engendrées pour déplacer l'objet sont nettement plus importantes. Le système utilisé pour générer des forces magnétiques est moins compliqué que celui d'une pince optique. Il est constitué de bobines et d'une source de courant électrique. Contrairement à l'échelle nanométrique, à l'échelle de la dizaine de micromètres, pour engendrer un niveau de force suffisant pour déplacer les objets, ceux-ci doivent être de nature ferromagnétique [20, 60]. Ceci constitue le principal inconvénient de cette méthode.

La manipulation en utilisant les forces électriques et précisément la force de diélectrophorétique (DEP) possède plusieurs points communs avec les moyens magnétiques, du point de vue de la modélisation. Mais celle-ci est à même de manipuler des objets possédant des propriétés diélectriques, ce qui est le cas des cellules biologiques et des composants microfabriqués généralement à base de silicium. La génération de la force de diélectrophorèse, nécessite des électrodes et une source de tension donnant accès facile aux grandeurs de commande. La manipulation des microparticules par la force de diélectrophorèse nécessite des électrodes micrométriques réalisables avec des moyens de microfabrication.

Au regard de ces arguments, notre choix s'est tourné vers l'étude des moyens de micro-manipulation sans contact basés sur la diélectrophorèse.

## 1.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons introduit la manipulation des micro-objets, notée micro-manipulation, et nous avons montré aussi que la différence entre la manipulation dans le macromonde et la micromanipulation n'est pas seulement une réduction d'échelle mais un changement profond du bilan des forces appliquées sur le micro-objet. Dans une micromanipulation, les forces de surface ne sont plus négligeables devant les forces volumiques et les stratégies de manipulation conventionnelles ne sont plus applicables et de nouvelles stratégies innovantes doivent être mises en place. Ces stratégies de micro-manipulation sont réparties dans deux catégories générales : manipulation avec contact et manipulation sans contact. Nous avons vu que les micromanipulations avec contact génère un contact direct avec le micro-objet. Dans la micromanipulation sans contact l'objet est manipulé sans entrer en contact avec l'actionneur évitant les perturbations d'adhésion. De ce fait, nous allons nous concentrer sur les micromanipulations sans contact.

Ensuite, nous avons étudié plusieurs stratégies de micromanipulation sans contact reportées dans la littérature, telles que les pinces optiques, la lévitation acoustique, la magnétophorèse, et la diélectrophorèse. Chacune de ces stratégies présente plusieurs points forts et points faibles, comme nous avons montré dans ce chapitre. De manière synthétique, les pinces optiques sont les plus compliqués et les plus coûteuses, la lévitation acoustique maintient l'objet en une position fixe dans l'espace, la modification du point de lévitation nécessite de déplacer le dispositif tout entier, la magnétophorèse nécessite des micro-objets ferromagnétiques qui sont rares à ces échelles. La dernière stratégie est celle de la diélectrophorèse. Cette stratégie est la plus simple à mettre en place, elle permet de positionner le micro-objet dans l'espace, sans entrer en contact avec ce dernier et est commandée par des tensions électriques appliquées sur des électrodes. La manipulation par la diélectrophorèse nécessite des objets diélectriques, ce qui est le cas des plupart des objets manipulés dans le micromonde : micro-objet en polystyrène, particules biologiques, des Carbons Nano-Tubes (CNTs). La manipulation par la diélectrophorèse est toutefois faite dans un milieu liquide, ce qui limite l'environnement de micromanipulations. Cette stratégie est donc celle retenue dans la suite.

Après avoir choisir le phénomène de la diélectrophorèse comme principe physique de manipulation, le chapitre suivant est consacré à une présentation détaillée de ce phénomène et de l'état de l'art de ce domaine.



# Chapitre 2

## Manipulation des particules par la diélectrophorèse

*Après avoir choisi le principe de la diélectrophorèse comme moyen de manipulation des micro-objets, nous proposons dans la suite une étude détaillée de ce phénomène et de la force induite qui est appelée la force diélectrophorétique ou force de diélectrophorèse. La manipulation par la force de diélectrophorèse dans un milieu liquide, permet d'attraper et de positionner des particules et de trier et séparer deux ensembles de particules différents. La modélisation de cette force est généralement réalisée par des méthodes analytiques ou par des moyens numériques à base d'éléments finis. Les méthodes analytiques sont limitées à des géométries simples, et les moyens numériques sont limités par le temps de calcul et la difficulté de changement de ses paramètres lors du calcul. Ce constat nous dirige vers la création d'un nouveau simulateur qui sera présenté dans le chapitre suivant.*

### 2.1 Principe de la diélectrophorèse

Durant les dernières décennies, l'utilisation de la diélectrophorèse (DEP) pour collecter, positionner et séparer des microparticules a sensiblement progressé grâce au développement des techniques de microfabrication. Ces avancées sont renforcées par l'avancement des techniques numériques permettant la résolution des équations qui régissent le mouvement du fluide, des particules et les forces électrostatiques [38, 53].

Afin de déterminer l'expression de la force de diélectrophorèse, on considère une particule polarisable qui est exposée à un champ électrique. L'effet de l'application de ce champ électrique peut être approximé par la formation d'un dipôle électrique dans le matériel et une accumulation de charges sur la surface. Si ce champ électrique est uniforme, alors les forces de Coulomb créées par cette accumulation sur les deux côtés

de la particule sont égales mais de signes opposés, alors la force résultante appliquée sur cette particule est nulle. Cependant si le champ électrique appliqué est non-uniforme, c'est à dire varie en amplitude dans la région occupée par la particule, alors les forces de Coulomb créées sur les deux côtés de la particule sont différentes ce qui donne une force résultante non nulle. Ce phénomène est exploité en diélectrophorèse [27].

### 2.1.1 Expression de la force de diélectrophorèse

Soit un repère orthonormé  $(O, x, y, z)$ . Considérons une particule sphérique de rayon  $r$  dans un champ électrique spatial dont l'expression en un point  $M(x, y, z)$  en fonction du temps est :  $\vec{E}(M, t)$ . Si l'on considère que ce champ électrique est non-uniforme dans l'espace, et que le centre de la particule se trouve sur l'axe  $x$ , comme représenté sur la figure 2.1, celle-ci sera polarisée et deux centres de charge,  $Q^+$  et  $Q^-$ , sont créés. Ces charges sont de même valeur, de signe opposé et séparés par une distance  $d = r+r$  suivant la direction  $x$ . Comme le champ électrique  $\vec{E}(x, t)$  est non-uniforme, les charges positives et les charges négatives sont soumises à des valeurs de champ électrique différentes, donnant naissance à une force sur le centre  $x$  de la particule qui est égale à :

$$\vec{F}(x, t) = Q^+ \vec{E}(x + r, t) - Q^- \vec{E}(x - r, t). \quad (2.1)$$

En considérant que la variation des champs  $\vec{E}(x+r, t)$  et  $\vec{E}(x-r, t)$  est infiniment petite, ils seront ainsi approximés par :

$$\begin{cases} \vec{E}(x + r, t) = \vec{E}(x, t) + r \cdot \nabla \vec{E}(x, t) \\ \vec{E}(x - r, t) = \vec{E}(x, t) - r \cdot \nabla \vec{E}(x, t), \end{cases} \quad (2.2)$$

où  $\nabla$  est l'opérateur *gradient* qui s'écrit sous la forme suivante :

$$\nabla = \left[ \frac{\partial}{\partial x}, \quad \frac{\partial}{\partial y}, \quad \frac{\partial}{\partial z} \right]. \quad (2.3)$$

Ceci permet d'écrire la force  $\vec{F}(x, t)$  sous la forme suivante :

$$\vec{F}(x, t) = Qd \cdot \nabla \vec{E}(x, t), \quad (2.4)$$

où  $|Q^+| = |Q^-| = Q$ .

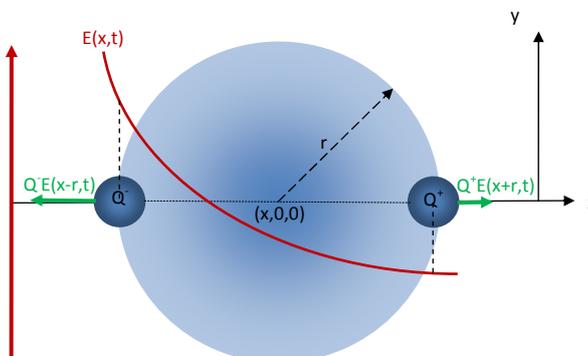


FIGURE 2.1 – Formation de deux forces de modules différents lorsqu’une particule polarisable est suspendue dans un champ électrique non-uniforme. Après la formation du dipôle, différentes valeurs du champ électrique sont appliquées sur chaque pôle. Ce qui induit la formation de deux forces de modules différents.

Comme  $Qd$  définit le moment électrique du dipôle, la force  $\vec{F}(x, t)$  s’écrit généralement sous la forme suivante :

$$\vec{F}(x, t) = (\vec{m}(x, t) \cdot \nabla) \vec{E}(x, t), \quad (2.5)$$

avec  $\vec{m}(x, t)$ , le moment électrique du dipôle pour une particule diélectrique sphérique suspendue dans un milieu diélectrique.

La force totale appliquée par le champ électrique sur la particule est la somme de la contribution due au moment électrique  $\vec{m}(x, t)$  et à une éventuelle charge électrique embarquée  $q_0$  :

$$\vec{F}_{elec}(x, t) = (\vec{m}(x, t) \cdot \nabla) \vec{E}(x, t) + q_0 \vec{E}(x, t). \quad (2.6)$$

D’autre part, d’après [27], le moment électrique  $\vec{m}(x, t)$  est égal à :

$$\vec{m}(x, t) = 4\pi r^3 \epsilon_m K(\omega) \vec{E}(x, t), \quad (2.7)$$

où

$$K(\omega) = \frac{\epsilon_p^* - \epsilon_m^*}{\epsilon_p^* + 2\epsilon_m^*}, \quad (2.8)$$

$\epsilon_p^*$  et  $\epsilon_m^*$  sont les permittivités complexes de la particule et du milieu qui s’écrivent respectivement :

$$\epsilon^* = \epsilon + j \frac{\sigma}{\omega}, \quad (2.9)$$

avec  $\epsilon$  la permittivité,  $\sigma$  la conductivité et  $\omega$  la pulsation. On remarque que le moment  $\vec{m}(x, t)$  dépend des propriétés diélectriques de la particule et du milieu et il peut

prendre des valeurs négatives ou positives. Ainsi la polarité change de signe en fonction des permittivités complexes de la particule et du milieu. En diélectrophorèse, un champ alternatif est utilisé et l'expression de la force devient (voir l'annexe B pour le développement) :

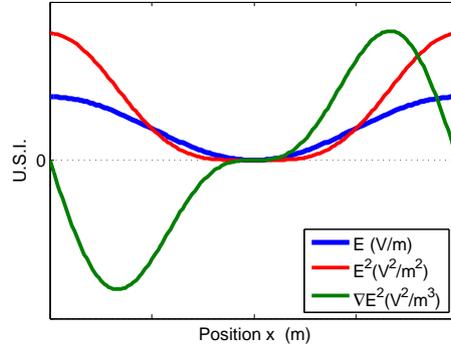
$$\vec{F}_{DEP} = 2\pi\epsilon_m r^3 \text{Re}[K(\omega)] \nabla \vec{E}^2. \quad (2.10)$$

Cette force s'appelle la force de diélectrophorèse, elle est une fonction des propriétés diélectriques du milieu,  $\epsilon_m$  et  $\sigma_m$  et de la particule,  $\epsilon_p$  et  $\sigma_p$ , de la pulsation  $\omega$  du champ électrique, du rayon  $r$  de la particule considérée sphérique et de la valeur efficace du champ électrique  $\vec{E}$ .

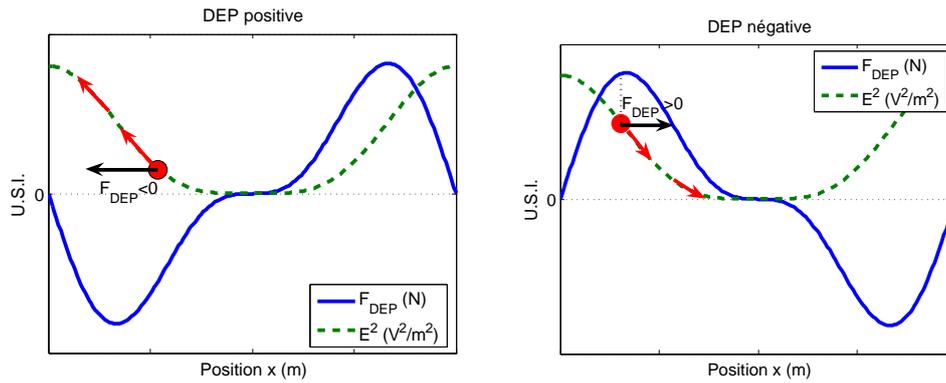
Une des caractéristiques de la force de diélectrophorèse est que celle-ci est proportionnelle à la partie réelle du facteur de *Clausius-Mossotti*  $K(\omega)$  (équation 2.8). Ce facteur peut prendre des valeurs positives ou négatives suivant la pulsation  $\omega$  ou les propriétés électriques du milieu et de la particule. Cette variation de signe induit une modification de la direction de la force de diélectrophorèse. Ainsi, si  $\text{Re}[K(\omega)]$  est positif, la force de diélectrophorèse est dirigée vers le maximum du champ électrique au carré  $\vec{E}^2$ , dans ce cas on parle de diélectrophorèse *positive*. Si  $\text{Re}[K(\omega)]$  est négatif, la force de diélectrophorèse est dirigée vers le minimum du champ électrique au carré  $\vec{E}^2$ , ce cas est qualifié de diélectrophorèse *négative*. Considérons, à titre d'exemple, un champ électrique  $\vec{E}$  unidimensionnel, suivant l'axe  $x$ . L'allure de ce champ  $\vec{E}(x)$ , de son carré et du gradient du carré sont reportés dans la figure 2.2(a). Dans le cas où  $\text{Re}[K(\omega)]$  est positif, la force de diélectrophorèse est suivant la direction de  $\vec{\nabla} E^2$  et la particule se dirige vers le maximum du  $\vec{E}^2$  comme présenté sur la figure 2.2(b). Par contre, si  $\text{Re}[K(\omega)]$  est négatif, la force de diélectrophorèse est opposée à  $\vec{\nabla} E^2$  et la particule se dirige vers le minimum du  $\vec{E}^2$  comme indiqué sur la figure 2.2(c).

La variation du signe du paramètre  $\text{Re}[K(\omega)]$  peut être illustrée sur un exemple : considérons une bille en verre de permittivité relative  $\epsilon_p$  égale à  $2,55\epsilon_0$ , où  $\epsilon_0 = 8,85 \times 10^{12} \text{Fm}^{-1}$  est la permittivité du vide, et de conductivité  $\sigma_p$  égale à  $0,2 \text{mSm}^{-1}$  dans un milieu de permittivité  $\epsilon_m = 78\epsilon_0$ . La figure 2.3(a) montre l'évolution de la fonction  $\text{Re}[K(\omega)]$  en fonction de la pulsation  $\omega$  dans plusieurs solutions de conductivités électriques différentes. On remarque que dans les basses fréquences et lorsque  $\sigma_m < \sigma_p$ , le  $\text{Re}[K(\omega)]$  est positive ce qui implique une force de diélectrophorèse positive. Cette force change de signe en augmentant la valeur de  $\sigma_m$ . Ainsi si la valeur de  $\sigma_m$  est supérieur à  $\sigma_p$  alors  $\text{Re}[K(\omega)]$  devient négative en basse fréquence ce qui implique une force diélectrophorèse négative. Un changement de milieu permet de changer le signe de la force de diélectrophorèse.

Passant à la haute fréquence, on remarque que  $\text{Re}[K(\omega)]$  est toujours négative indépendamment de la conductivité du milieu  $\sigma_m$ . En fait, en haute fréquence l'effet des conductivités devient négligeable devant les permittivités sur la valeur de  $\text{Re}[K(\omega)]$  comme le montre la figure 2.3(b). Ainsi le passage entre des diélectrophorèses négatives et positives peut être contrôlé en fonction de la pulsation  $\omega$  du champs électrique [8].



(a) Allure d'un champ électrique  $\vec{E}$ , de son carré  $\vec{E}^2$  et du gradient du carré  $\nabla E^2$ . Le champ est considéré uni-dimensionnel suivant l'axe  $x$ .



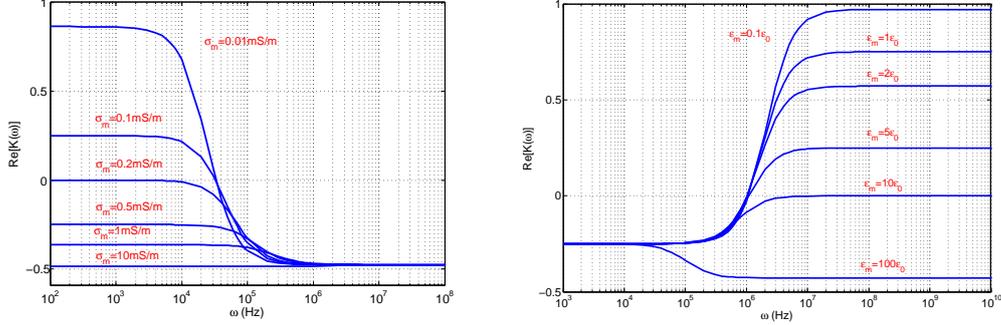
(b) Une particule soumise à une diélectrophorèse positive se dirige vers le maximum du carré du champ  $\vec{E}^2$ , dans ce cas vers les électrodes.

(c) Une particule soumise à une diélectrophorèse négative se dirige vers le minimum du carré du champ  $\vec{E}^2$ , dans ce cas vers le centre des électrodes.

FIGURE 2.2 – Figure illustrant la variation de la force de diélectrophorèse  $\vec{F}_{DEP}$  en fonction du carré du champ électrique et du signe du facteur  $Re[K(\omega)]$ .

### 2.1.2 Electrorotation

L'électrorotation est le phénomène qui à travers un champ électrique tournant permet de créer un couple sur une particule donnée. Dans l'exemple précédent, si on considère que les déphasages entre les composantes du champ électriques ne sont pas des multiples



(a)  $\sigma_p = 0,2mSm^{-1}$ ,  $\varepsilon_p = 2,55\varepsilon_0$  et  $\varepsilon_m = 78\varepsilon_0$ .

(b)  $\sigma_p = 0,2mSm^{-1}$ ,  $\varepsilon_p = 10\varepsilon_0$  et  $\sigma_m = 0,5mSm^{-1}$ .

FIGURE 2.3 – Variation de  $Re [K(\omega)]$  en fonction de la pulsation  $\omega$  dans plusieurs solutions de conductivités 2.3(a) et permittivités 2.3(b) différentes.

de  $\pi$ , le gradient de phase est non nul, induisant un couple sur la particule. Dans un tel champ, le dipôle créé dans la particule suit le champ extérieur. Si le dipôle se décale par rapport au champ alors l'interaction entre les charges et le champ crée un couple sur la particule. Comme le champ électrique tourne continûment, le couple créé est constant et il maintient la particule en rotation. Le couple est nul quand l'angle entre le dipôle et le champ est égal à zéro. Il atteint sa valeur maximale lorsque l'angle entre le dipôle et le champ est égal à  $\pm 90^\circ$ . Le couple appliqué sur une particule est représenté par le produit vectoriel entre le moment  $\vec{m}$  et le champ électrique  $\vec{E}$  :

$$\vec{\Gamma}(M, t) = \vec{m}(M, t) \times \vec{E}(M, t). \quad (2.11)$$

En remplaçant  $\vec{m}$  et  $\vec{E}$  par leur expression (A.1, page 109, annexe B) et (A.3, page 109, annexe B) le couple appliqué à une sphère de rayon  $r$  s'écrit :

$$\vec{\Gamma} = 2\pi\epsilon_m r^3 \text{Im}[K(\omega)] \begin{bmatrix} \sin(\phi_z(M) - \phi_y(M))E_{z0}(M)E_{y0}(M) \\ \sin(\phi_x(M) - \phi_z(M))E_{x0}(M)E_{z0}(M) \\ \sin(\phi_y(M) - \phi_x(M))E_{y0}(M)E_{x0}(M) \end{bmatrix}.$$

Si on considère que le champ électrique  $\vec{E}$  est un champ rotatif dans le plan  $x-y$  avec des amplitudes constantes ( $E_{x0} = E_{y0} = E_0$ ) et la différence de phase entre ces composantes  $x$  et  $y$ ,  $\phi_x(M) - \phi_y(M) = 90^\circ$  l'équation (2.1.2) s'écrit :

$$\Gamma = -2\pi\epsilon_m r^3 \text{Im}[K(\omega)] E_0^2 \hat{z}. \quad (2.12)$$

Ce couple est fonction de la partie imaginaire du facteur de *Clausius-Mossotti* et du carré du champ électrique contrairement à la force diélectrophorèse qui est une fonction

de la partie réelle du facteur de *Clausius-Mossotti* et du gradient du champ carré. Notant que ces conditions idéales ( $(E_{x0} = E_{y0})$  et  $\phi_x - \phi_y = 90^\circ$ ) apparaissent généralement dans le centre des électrodes si ces dernières sont symétriques par rapport aux axes  $x$  et  $y$ . Comme pour la force diélectrophorèse dont sa direction est en fonction du sens de la partie réelle du facteur de *Clausius-Mossotti*, le sens de rotation du couple est en fonction du signe de la partie imaginaire du facteur de *Clausius-Mossotti*.

De plus, si on considère une particule non sphérique située dans un champ électrique tournant, le moment dipolaire a tendance à s'aligner le long de la plus grande dimension comme illustré sur la figure 2.4. Une fois que cette particule est polarisée, le couple créé provoque la rotation de la particule jusqu'à ce que la particule soit alignée avec le champ. Ce phénomène s'appelle l'électro-orientation.

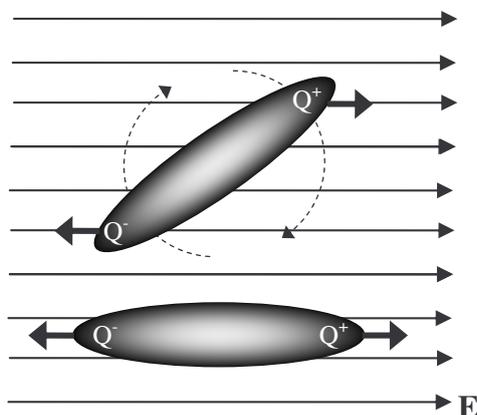


FIGURE 2.4 – Electro-orientation d'une particule non sphérique dans un champ électrique tournant.

### 2.1.3 Multipôle d'ordre supérieur

Le modèle présenté jusqu'ici est le modèle utilisé dans la plupart des études du comportement diélectrophorétique d'une particule. Dans ce modèle, certaines approximations sont utilisées. Une de ces approximations est le fait d'assimiler la particule polarisée dans un champ électrique à un simple dipôle électrique. Il est important de noter que dans certaines circonstances, en particulier lorsque la particule est située à proximité d'un champ électrique nul, des termes d'ordre supérieur qui s'appellent multipôles d'ordre supérieur, doivent être pris en considération. Dans ce cas, plusieurs centres de charge sont considérés autour du centre de la particule et affectent la relation qui lie le champ électrique et la force et le couple engendrés suivant le tableau 2.1. Ce modèle

sera utilisé dans le chapitre suivant pour expliquer qu'en certains points de singularité où le gradient du champ carré est nul, la force de diélectrophorèse ne l'est pas.

Multi-pôle	nom du Pôle	Moment	Force
0	Monopôle	$Q$	$Q\vec{E}$
1	Dipôle	$Qd_1$	$Q(d_1\nabla)\vec{E}$
2	Quadrupôle	$2Qd_2^2$	$Q(d_2\nabla)^2\vec{E}$
3	octopôle	$6Qd_3^3$	$Q(d_3\nabla)^3\vec{E}$
n	multipôle $n^{me}$ ordre	$n!Qd_n^n$	$Q(d_n\nabla)^n\vec{E}$

TABLE 2.1 – Différentes expressions de la force de diélectrophorèse considérant différents ordres de polarisation.

## 2.2 Etat de l'art des systèmes exploitant la diélectrophorèse

La force de diélectrophorèse est la force induite sur une particule polarisable suspendue dans un champ électrique non-uniforme. En analysant le comportement diélectrophoretique de la particule on peut déduire que ce phénomène peut être un outil effectif dans la micromanipulation et dans le micro-assemblage. Les principes de fonctionnement des systèmes de diélectrophorèse sont intimement liés à la géométrie des électrodes utilisées et au lien entre cette géométrie et le champ de forces généré. Nous représentons donc ici tout d'abord les moyens de simulation de la force de diélectrophorèse présentés dans la littérature, que nous illustrerons ensuite par quelques exemples de systèmes de micromanipulation.

### 2.2.1 Moyen de simulation de la force de diélectrophorèse

Plusieurs études sont faites sur la modélisation de cette force dans le but de l'utiliser dans des plusieurs stratégies de micromanipulation [39, 71, 72]. La force de diélectrophorèse est généralement modélisée par deux moyens, le premier consiste en l'utilisant d'un modèle analytique et le deuxième consiste en l'utilisant de simulations à éléments finis (FEM). En effet, le calcul de la force de diélectrophorèse nécessite le calcul du champ électrique (voir équation 2.10, page 18) et un des moyens de création du champ électrique est l'application d'une ou plusieurs tensions électriques sur des électrodes. La relation liant les tensions électriques appliquées et le champ électrique est la brique fondamentale pour le calcul de la force de diélectrophorèse. C'est cette relation qui est calculée suivant les deux moyens déjà mentionnés. Le choix entre ces moyens est fait essentiellement en fonction des formes géométriques des électrodes.

Ajoutant que certains phénomènes présents dans le système sont rarement pris en compte dans ces modèles comme les réactions électrochimiques et surtout l'électrolyse de l'eau. Une des solutions technique envisageable est le dépôt d'une couche mince et isolante, sur les électrodes, qui peut diminuer les effets indésirables provoqués par ces réactions. De ce fait, Ces phénomènes ne seront pas considérés dans la modélisation de la force de diélectrophorèse dans le chapitre suivant.

### Moyen de calcul de la force à base des modèles analytiques

Le calcul de la force de diélectrophorèse en fonction des tensions appliquées aux électrodes peut être réalisé en utilisant des équations analytiques conduisant à une relation explicite entre la force de diélectrophorèse et les tensions appliquées.

L'utilisation de ces équations analytiques nécessite des formes géométriques des électrodes très simples. Des points ponctuels [44], des plans infinis et des demi-plans infinis [45] sont les majeures formes des électrodes simples qui sont utilisées pour résoudre analytiquement le calcul de la force de diélectrophorèse.

Quelques travaux scientifiques reportent des calculs analytiques sur des géométries plus complexes. A titre d'exemple, un modèle basé sur plusieurs électrodes considérées comme des charges ponctuelles (Figure 2.5) permet de calculer analytiquement le champ électrique en fonction des potentiels électriques appliqués et donc la force de diélectrophorèse en utilisant le principe de superposition et l'équation (2.10, page 18) [12].

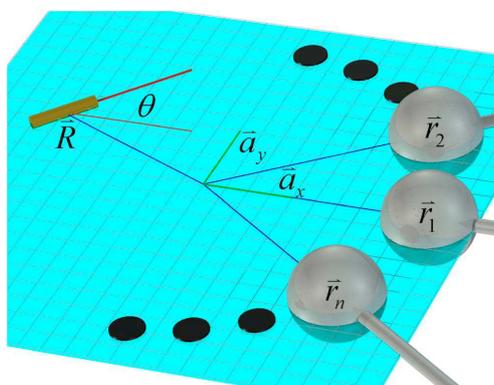


FIGURE 2.5 – Ensemble de  $n$  électrodes positionnées suivant  $r_1$  jusqu'à  $r_n$  dans le même plan d'un micro-objet situé à une position  $\vec{R}$  dans le plan  $(x, y)$  [44].

Un autre modèle basé sur une série d'électrodes a été proposé. Le système étudié comporte une série des électrodes finies placées au dessus d'une électrode planaire commune considérée comme une électrode infinie, comme indiqué dans la figure 2.6. Cette étude présente une solution analytique pour le potentiel électrique, le champ électrique

et la force de diélectrophorèse multi-polaire d'ordre supérieur. Dans ce calcul on considère que les électrodes en haut sont des électrodes planaires semi-infinies. La solution analytique du potentiel électrique est obtenue en résolvant les équations de Laplace avec des conditions aux limites en utilisant la méthode de Wiener-Hopf. L'expression du champ électrique ainsi que la force de diélectrophorèse d'ordre supérieur sont calculées analytiquement. Ces expressions analytiques montrent l'importance de la diélectrophorèse multi-polaire d'ordre supérieur dans certaines régions. Ajoutant qu'il est difficile de faire ce calcul d'ordre supérieur en utilisant des techniques numériques vu qu'elles nécessitent un calcul des dérivées d'ordre supérieur du champ électrique  $\vec{E}$  engendrant potentiellement des erreurs numériques importantes (voir tableau 2.1) [45].

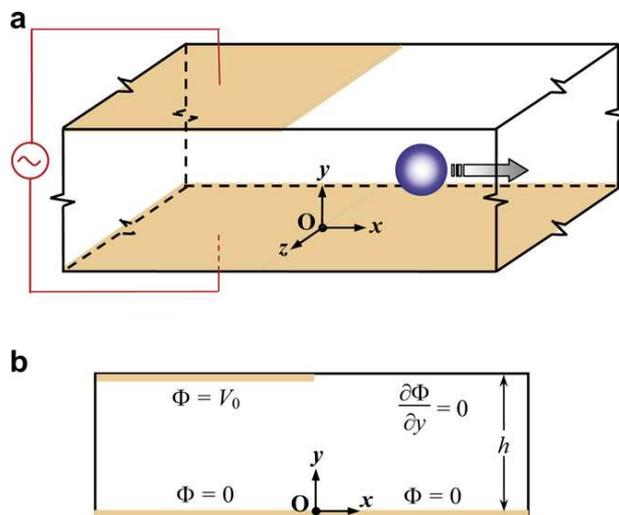


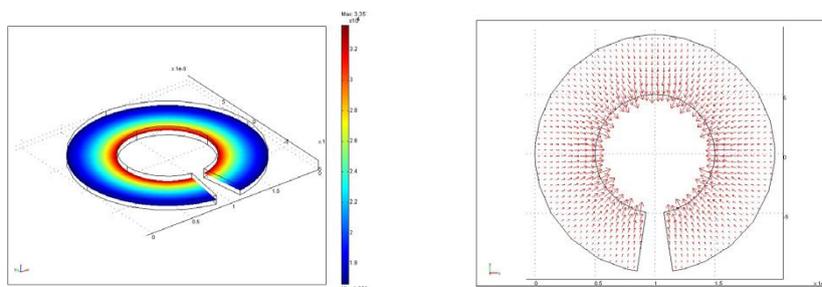
FIGURE 2.6 – (a) Structure des électrodes pour la diélectrophorèse à onde progressive. (b) Géométrie et conditions aux limites pour le modèle analytique [45].

### Moyen de calcul de la force à base des modèles à éléments finis

Pour des géométries plus complexes, le recours à des méthodes numériques facilitant la résolution des certaines équations est nécessaire. Ces méthodes numériques sont réalisées soit par une simulation sous un logiciel de calcul par éléments finis (FEM) soit par numérisation ad hoc des équations analytiques. Dans ce cas une intervention des objets mathématiques est nécessaire comme dans [3] où le calcul direct du tenseur de Maxwell (Direct calcul of maxwell stress) est réalisé à l'aide d'un outil numérique complexe. Ce calcul permet de modéliser le comportement d'un objet placé dans un champ électrique non-uniforme.

Des études utilisent le calcul numérique du champ électrique pour en déduire la force de diélectrophorèse. Ces études sont basées sur des simulateurs numériques (FEM) qui lui même calcule le champ électrique créé par les électrodes. En analysant les valeurs numériques du champ électrique calculé on en déduit la force de diélectrophorèse appliquée ensuite la trajectoire de la particule pour des valeurs de tensions constantes. Toutefois, la prédiction avec cette méthode de la trajectoire de la particule lorsque les tensions appliquées varient semble complexe. A titre d'exemple, les figures 2.7 et 2.8 représentent les travaux de simulation de la force de diélectrophorèse créée par des électrodes en appliquant des valeurs de tension constantes [8, 25, 38, 55]. Ces travaux sont communément limités à des tensions fixes puisque les simulateurs utilisés ne peuvent, d'une manière efficace, représenter des lignes de champ lorsque les tensions varient. Ainsi aucun modèle numérique qui permet de calculer facilement, la trajectoire en fonction des tensions électriques appliquées sur une géométrie quelconque d'électrodes n'est reporté dans la littérature. Les modèles numériques existants, basées sur les FEM nécessitent de plus, beaucoup de temps de calcul surtout si on souhaite changer les valeurs des tensions appliquées sur les électrodes lors du calcul.

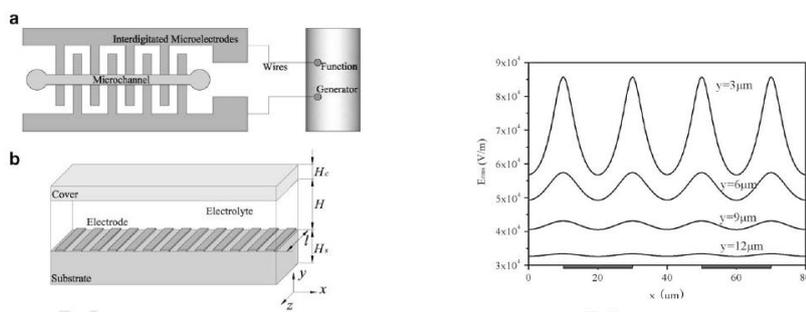
La construction d'un modèle qui permet de calculer une trajectoire en fonction des tensions appliquées s'avèrerait nécessaire pour l'étude du contrôle de la position d'une particule en utilisant les tensions comme valeurs de commande. Le chapitre suivant propose une contribution à ce problème.



(a) Schéma montrant la distribution du champ électrique dans un dispositif diélectrophorétique.

(b) La répartition du champ électrique au dessus des électrodes.

FIGURE 2.7 – Exemple montrant la simulation de la force de diélectrophorèse [92].



(a) Schéma montrant un dispositif diélectrophorétique.

(b) La répartition du champ électrique au dessus des électrodes.

FIGURE 2.8 – Exemple montrant la simulation de la force de diélectrophorèse [8].

Pour conclure, les méthodes de calcul de la force de diélectrophorèse dépendent directement du type de la forme géométrique d'électrodes utilisées. On distingue deux méthodes générales, analytiques et numériques. Les méthodes analytiques sont utilisées pour des formes géométriques simples et les méthodes numériques sont utilisées pour des formes géométriques complexes. Dans le dernier cas l'intervention d'un simulateur FEM est nécessaire ce qui limite la possibilité de simuler une commande dynamique de la trajectoire.

## 2.2.2 Conception de systèmes de diélectrophorèse et applications

Comme déjà cité, le principal inconvénient de la micromanipulation par contact (exemple micropinçe) est l'influence des effets d'adhésion nécessitant des stratégies complexes pour garantir une répétabilité et haute précision. De ce fait, la manipulation sans contact par diélectrophorèse est principalement choisie dans l'intention d'éviter le contact direct avec le micro-objet manipulé. La génération de la force de diélectrophorèse dans un liquide donné, est réalisée par l'application des tensions électriques sur une configuration des électrodes. De nombreuses applications essentiellement biologiques de la force de diélectrophorèse ont été étudiées depuis quelques années [83]. Ces applications qui utilisent différentes formes d'électrodes ont pour but de séparer, positionner et "saisir" différents types de particules. Les particules utilisées sont des cellules biologiques, des bactéries, des microbilles, des Nano-tubes de Carbon (CNTs). En changeant la fréquence, la tension, la vitesse du flux de liquide si il existe ou la forme géométrique des électrodes, plusieurs types de tâches peuvent être réalisés en micromanipulation.

Généralement la manipulation par la force de diélectrophorèse permet de créer un point d'équilibre stable dans l'espace et à même de capturer des particules. Elle permet aussi de trier de particules, en exploitant l'influence des propriétés électriques de la particule sur le facteur Clausius-Mossotti. Finalement, cette force est également capable de transporter des particules d'un point à un autre.

### **Génération de point d'équilibre stable et capture de particules par diélectrophorèse négative**

Un point d'équilibre dans l'espace est défini comme étant la position d'une particule où la somme des forces appliquées est nulle. Dans le cas le plus simple, une particule, suspendue dans un champ électrique, est en lévitation dans un liquide au repos grâce à l'équilibre établi entre la force de diélectrophorèse négative (répulsive) et son poids apparent. La position de ce point d'équilibre dépend fortement de la géométrie des électrodes et des tensions appliquées. Si l'on considère une configuration symétrique d'électrodes planaires et de tensions appliquées, la projection du point d'équilibre sur le plan des électrodes se trouve au centre de symétrie. Ce point d'équilibre permet d'attraper des particules ensuite les positionner en changeant la position de ce point d'équilibre. Nous présenterons, ci dessous, plusieurs travaux montrant les réalisations expérimentales du point d'équilibre stable permettant le positionnement des CNTs, des neurones, des microbilles en verre et des ADN [5, 43, 46].

Le premier exemple consiste en la manipulation et l'assemblage des CNTs en utilisant le phénomène de la diélectrophorèse produite par des micro-électrodes. La force de diélectrophorèse induite par l'application des tensions électriques sur ces électrodes, est utilisé pour placer avec une très grande précision, les CNTs entre ces électrodes [57, 91, 73]. La figure 2.9 montre les différentes étapes de cette manipulation réalisée par [74], en commençant par la création des électrodes par microfabrication, en suivant par l'application des tensions électriques et l'orientation des CNTs et enfin leur positionnement.

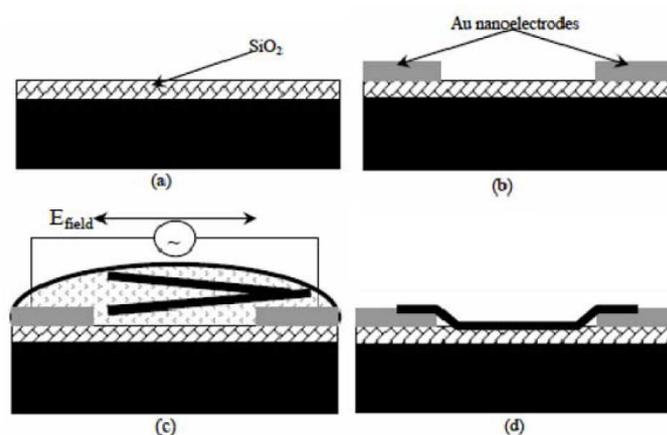


FIGURE 2.9 – Nano assemblage des CNTs dans un champ électrique. (a) et (b) déposition des électrodes, (c) application du champ électrique et suspension des CNTs, (d) dépôt des CNTs après élimination du champ [74].

En changeant la forme des électrodes la position finale des CNTs change aussi. L'utilisation d'une micropointe en face d'une électrode plane permet également la génération d'une force de diélectrophorèse susceptible de manipuler des CNTs (figure 2.10). Dans [44], le champ électrique produit par l'application d'une tension électrique entre une pointe et l'électrode a été simulée en utilisant un logiciel FEM. Ensuite, la force de diélectrophorèse est calculée. Plusieurs paramètres ont été discutés comme la position initiale du nano-tube, la distance entre la pointe et l'électrode et la forme de la pointe utilisée.

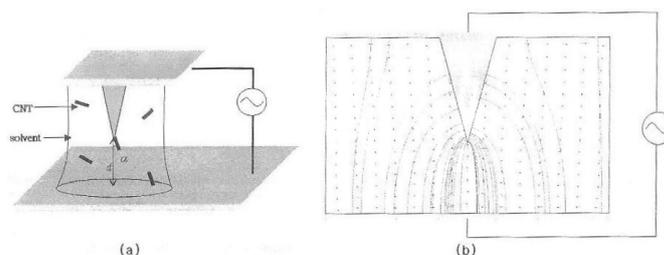


FIGURE 2.10 – (a) Schéma montrant la forme des électrodes utilisées. Une pointe métallique et une surface plane forment ces électrodes. (b) Lignes de champ électrique et la force diélectrophorèse dans un plan vertical [44].

Un deuxième exemple montrant l'utilité du point d'équilibre créé par la diélectrophorèse est illustré par les APSMEA. Les APSMEA (Automatic positioning and sensing micro-electrode array) sont des séries des électrodes utilisées pour attraper et positionner, simultanément et automatiquement des microparticules [64, 52, 61, 76]. Parmi les

applications de ces systèmes, on trouve la capture de neurones réalisée dans [64] pour faire de l'enregistrement électrique dans un réseau neuronal *in vitro*. Ce système permet de positionner simultanément et automatiquement un ensemble de neurones sur 49 micro-électrodes dédiées à l'enregistrement. Le positionnement est réalisé en utilisant la force de diélectrophorèse négative pour ne pas endommager le neurone lors des mesures des activités électrophysiologiques d'une population de neurones surtout après une liaison synaptique fonctionnelle formée entre ces neurones. Ce dispositif participe à l'avancement des investigations dans les études des réseaux neuronaux *in vitro* puisqu'il permet de mieux comprendre ces mesures électrophysiologiques. La principale difficulté repose sur la réalisation des électrodes qui se font en utilisant des processus complexes de microfabrication. Un wafer de silicium  $SiO_2$  dont une face est oxydée est couvert par une couche  $Si_3N_4$  pour faire le dépôt de la couche conductrice  $Au/Ti$  qui forme les électrodes de mesure. Ensuite une couche passive triple  $SiO_2/Si_3N_4/SiO_2$ , formée en utilisant le processus PECVD, est déposée sur laquelle les électrodes de positionnement sont fabriquées comme le montre la figure 2.11.

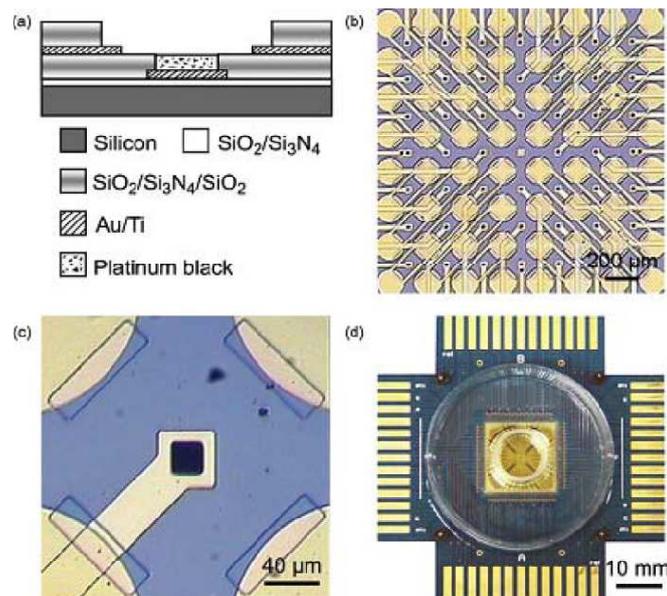


FIGURE 2.11 – Différentes couches des APSMEAs (a). Configuration d'un groupe de 49 électrodes distribuées dans une grille de  $7 \times 7$  électrodes (b). Unité fonctionnelle de APSMEA avec l'électrode d'enregistrement entourée par 4 électrodes qui génèrent la force de diélectrophorèse (c). Vue d'ensemble du dispositif (d) [64].

Dans les exemples précédents [74, 44, 64], le positionnement du micro-objet est réalisé, dans un liquide au repos, à travers l'équilibre établi entre le poids apparent et la force de diélectrophorèse appliquée. En revanche, cet équilibre peut être aussi établi en

intégrant d'autres types des forces dans le bilan des forces appliquées. En fait, la capture des particules peut se faire aussi dans un flux de liquide. Dans ce cas, les forces hydrodynamiques sont prises en compte dans le bilan des forces appliquées, comme dans [10], où on propose une structure des électrodes qui permettent la capture d'une ou plusieurs particule grâce à l'équilibre des forces établi entre la force de diélectrophorèse négative, le poids des particules et les forces hydrodynamiques. Cette structure est constituée de deux parties. La première est constituée des électrodes planaires assurant la création de la force de diélectrophorèse. La deuxième partie est située en face de ces électrodes, comme le montre la figure 2.12, et est constituée d'un ensemble des colonnes cylindriques qui jouent le rôle d'obstacle dans le flux de liquide. Les lieux où les particules sont attrapées, sont situés dans la zone de stagnation en haut des colonnes cylindriques. La force de diélectrophorèse, la force hydrodynamique et le poids ramènent la particule vers le point où les forces s'annulent qui se trouve dans la zone de stagnation. Le nombre de particules attrapées dans cette zone est variable et dépend de la vitesse du fluide (force hydrodynamique) et des tensions appliquées (force de diélectrophorèse négative). En ajustant l'intensité de la force de diélectrophorèse négative et la force hydrodynamique le nombre exact des particules captées est contrôlable. Suivant les expériences le nombre des particules attrapées est proportionnel à la tension appliquée et inversement proportionnel à la vitesse du flux. De plus les expérimentations montrent que la capture d'une particule unique est réalisable avec plusieurs combinaisons de la tension et du taux du flux. Ajoutant que le nombre de billes attrapées dépend beaucoup de la position des électrodes par rapport aux piliers.

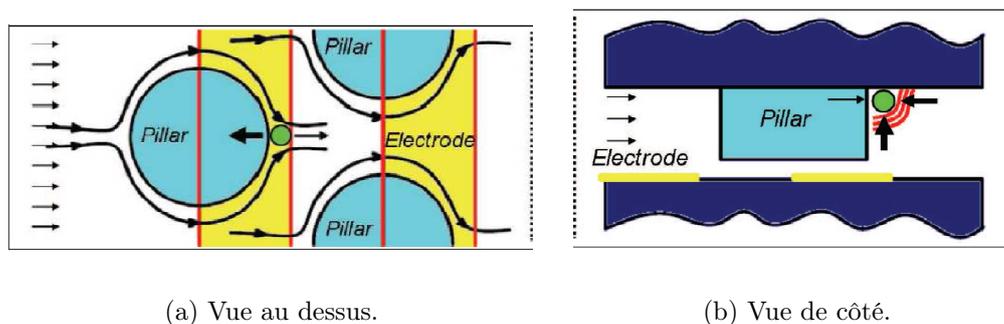


FIGURE 2.12 – La composante verticale de la force de diélectrophorèse pousse la particule vers le haut et la composante horizontale pousse la particule vers la zone de stagnation derrière les piliers. En ajustant les forces hydrodynamiques et la force de diélectrophorèse, le nombre de particules captées sera donc contrôlable [10].

Nous avons vu, dans cette section, que la force de diélectrophorèse négative est utilisée pour attraper et positionner différents types des microparticules en utilisant

différentes formes géométriques d'électrodes. Le positionnement est réalisé soit par l'exploitation de la force de diélectrophorèse seule [74, 64], soit par l'équilibre entre de la force de diélectrophorèse et le poids de la particule [44] soit par l'équilibre entre la force de diélectrophorèse, les forces hydrodynamiques et le poids de la particule [10]. Dans la section suivante, nous présenterons le tri et la séparation des particules en utilisant la force de diélectrophorèse.

### Séparation par flux et tri de particules

Le tri de particules et parmi elles, des cellules biologiques, trouve de nombreuses applications dans le domaine de la recherche médicale. L'intérêt de séparer certains types de cellules d'une population indifférenciée permet aux biologistes d'effectuer des études plus précises et mieux ciblées. Par exemple, la séparation de cellules cancéreuses et de cellules non cancéreuses permet de fiabiliser les tests de traitements spécifiques de la maladie.

Des particules de différents types n'ont pas toutes la même constante diélectrique et le comportement de chaque population de cellules est par conséquent différent. Ainsi, en appliquant un signal électrique d'une fréquence spécifique de façon à ce qu'une partie des cellules subissent une diélectrophorèse négative et l'autre partie subissent une diélectrophorèse positive, les deux populations de cellules peuvent être triées [79, 21].

L'utilisation exclusive de l'effort de diélectrophorèse permet donc de séparer des cellules en deux populations. Cependant, il existe également une méthode alliant microfluidique et diélectrophorèse permettant le tri de plusieurs populations. Un flux de liquide déplace les différents types de particules. Ces particules sont triées grâce à la force de diélectrophorèse qui est, suivant les particules, négative ou positive, déplaçant celles-ci vers différentes destinations [32, 2, 66].

Des micropuces sont utilisées pour la séparation, la manipulation et la capture des microparticules en utilisant la force de diélectrophorèse dans un flux de liquide [47, 65, 62]. Plusieurs particules de différentes tailles ont été séparées et individuellement collectées dans des microchambres situées dans la micropuce. En changeant la fréquence de la tension appliquée dans chaque microchambre, différentes microsphères sont séparées en fonction de leur diamètre. La figure 2.13 montre par exemple la structure, réalisée dans [93], de la puce ainsi que la séparation des microsphères.

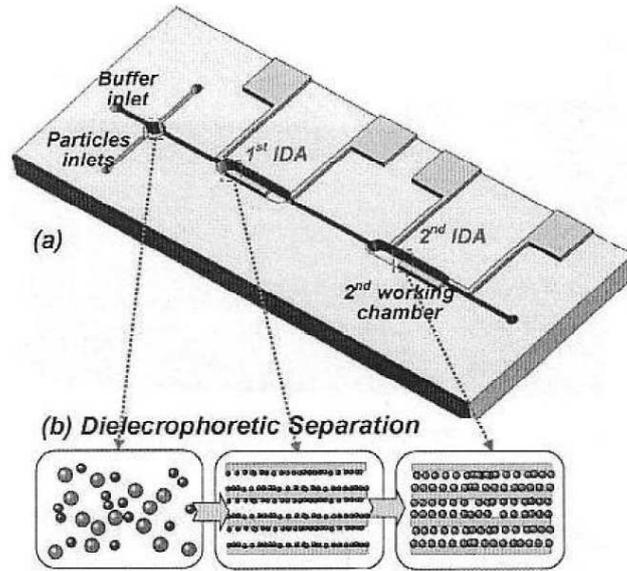


FIGURE 2.13 – (a) La micropuce en polymère. (b) la séparation par flux et immobilisation des différentes tailles des particules par la force de diélectrophorèse [93].

### Utilisation de la diélectrophorèse à onde progressive et transport de particules

La diélectrophorèse à onde progressive utilise la force induite par la présence d'un champ électrique non-uniforme dans l'espace. En utilisant la force de diélectrophorèse, qui déplace la particule vers le maximum ou le minimum du champ électrique, la diélectrophorèse à onde progressive transporte la particule tout au long d'un réseau d'électrodes de manière continue. Considérons une particule dans un champ électrique non-uniforme dans l'espace pour lequel les maximums et les minimums de champ se déplacent dans l'espace comme une onde sur la surface de l'eau. Ce phénomène peut être obtenu en appliquant un déphasage entre les tensions appliquées sur les électrodes. Ainsi la particule sera portée par ces maximums ou minimums de champ et se déplace avec eux. Considérons la configuration des électrodes montrée dans la figure 2.14. La force de diélectrophorèse à onde progressive  $\vec{F}_{TWD}$  (TWD = traveling wave dielectrophoresis) est dirigée suivant l'axe  $y$ . Cette force s'écrit de la manière suivante :

$$\vec{F}_{TWD} = \frac{-4\pi^2 \epsilon_m r^3 \text{Im}[K(\omega)] E^2}{\lambda_{TWD}} \vec{y}, \quad (2.13)$$

où  $\epsilon_m$  est la permittivité du milieu,  $r$  est le rayon de la particule et  $\lambda_{TWD}$  est la distance entre deux électrodes successives de même phase.

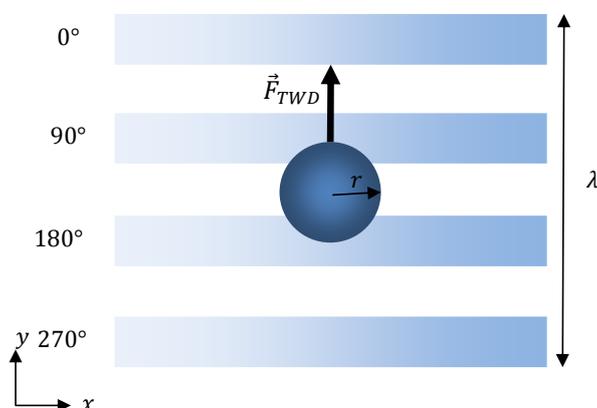


FIGURE 2.14 – Schéma montrant la force diélectrophorèse à onde progressive en appliquant des tensions électriques sinusoïdales déphasées.

La manipulation par la diélectrophorèse à onde progressive permet de séparer différents types des particules selon leurs propriétés diélectriques. Grâce aux électrodes de la figure 2.14, la diélectrophorèse à onde progressive est capable de séparer deux groupes des particules de différentes caractéristiques et les transporter à différentes vitesses [58, 75, 9]. L'intérêt de ce moyen de séparation est qu'il est réalisé sans l'utilisation d'un flux de liquide contrairement aux autres moyens de séparation exploitant la force de diélectrophorèse.

### Méthodes de conception d'électrodes

Au delà des profils de tension à utiliser, la géométrie de ces électrodes est un élément principal de la conception d'un système de manipulation par la diélectrophorèse. Une particularité de ce moyen de manipulation tient au fait que les électrodes peuvent être sensiblement plus grandes que l'objet manipulé [27]<sup>1</sup>. La conception des électrodes s'avèrent donc sensiblement différente de la conception des organes terminaux des micropincettes dont la taille doit être typiquement inférieure à l'objet manipulé. Sachant les capacités de fabrication à l'échelle du micromonde sont une contrainte technologique importante, ceci confère un avantage sensible à la diélectrophorèse par rapport à d'autres stratégies de micromanipulation surtout pour des objets inférieurs à  $10 \mu m$  pour lesquels la réalisation de micropincettes s'avère complexe.

Suivant les tâches à exécuter, chaque application nécessite des géométries d'électrodes différentes. Dans la littérature plusieurs formes d'électrode sont proposées et étudiées et des résultats issus des expérimentations utilisant ces électrodes sont présentés. Les

1. L'exemple le plus fréquent est l'utilisation d'électrodes micrométriques pour manipuler les nanotubes de carbones

formes d'électrode qu'on peut trouver sont : des électrodes spirales [18], des combinaison d'électrodes planaires carrés, circulaires et rectangulaires [85, 90], des surfaces parallèles [86, 45], des pointes [44, 49, 28], des structures périodiques des électrodes linéaires [8, 25], cylindrique [10], des structures permettant la circulation des fluides [18, 48, 93] et des électrodes déposées sur des micropinces [19].

Une méthode générique de conception des électrodes consiste à définir initialement le champ électrique souhaité et à déterminer les lignes équipotentielles qui vont constituer la limite des électrodes. Dans [87], un modèle mathématique de ce principe de conception est présenté. Ce modèle est basé sur l'hypothèse que le potentiel électrique en n'importe quel point  $x$ ,  $y$  et  $z$  est déjà défini et qui peut être présenté par un polynôme qui vérifie les équations de Laplace. Pour déterminer la ligne équipotentielle, qui sera considérée comme les bords des électrodes, il suffit de remplacer ce polynôme dans l'équation de Laplace.

En utilisant ces électrodes, la force de diélectrophorèse créée est calculable analytiquement en fonction du potentiel électrique

## 2.3 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté les principes régissant la force de diélectrophorèse. Nous avons vu que celle-ci pouvait être de nature répulsive ou attractive suivant la fréquence du champ électrique et les propriétés électriques de la particule et du milieu. Elle est créée par l'application d'un champ électrique non-uniforme dans l'espace. La configuration des électrodes, permettant la génération du champ électrique, dépend directement du type de l'application et de la manipulation souhaitée. Le calcul de la force créée est généralement fait par deux méthodes : analytique ou numérique. Le choix de la méthode de calcul dépend de la géométrie des électrodes. Les méthodes analytiques sont faciles à mettre en œuvre et permettent de changer les valeurs des tensions lors du calcul. En revanche, elles nécessitent des géométries simples. Les méthodes numériques basées sur les calculs à éléments finis, permettent de calculer la force pour n'importe quelle configuration des électrodes mais nécessite un temps de calcul important et n'offrent pas la possibilité de changer la tension pendant le calcul.

Dans notre cas, on souhaite avoir un moyen d'analyse et de simulation qui permet d'étudier la commande de la trajectoire d'une particule dans une configuration quelconque. De ce fait nous avons besoin d'un simulateur qui permet le changement de la tension de commande des électrodes le long de la trajectoire. Nous proposons, dans le chapitre suivant, une méthode permettant de simuler la trajectoire d'une particule soumise à une force de diélectrophorèse applicable à des géométries complexes et autorisant le changement des tensions de commande au cours de calcul de la trajectoire.

# Chapitre 3

## Modélisation de la trajectoire des particules

*Pour exploiter la force de diélectrophorèse et l'utiliser pour faire un suivi de trajectoire, un modèle de comportement est nécessaire. Celui-ci sera utilisé pour établir la commande de la particule. Sur la base du chapitre précédent, il apparaît que les modèles existants sont à base des équations analytiques ou à base des éléments finis. Ces solutions sont limitées respectivement à des géométries simples ou une complexité de calcul n'autorisant pas le changement des paramètres lors du calcul. Un modèle numérique basé sur ces deux moyens est conçu et des résultats numériques sont présentés. Ce modèle nécessite une validation expérimentale pour l'introduire dans une stratégie de commande. Cette validation sera présentée dans le chapitre suivant.*

### 3.1 Introduction

Après avoir choisi la force de diélectrophorèse pour manipuler des microparticules, le calcul de la trajectoire d'une particule est essentiel pour réaliser le contrôle de sa position. Ainsi, pour calculer et contrôler la trajectoire d'une particule, il nous faudra un modèle numérique capable de calculer la force de diélectrophorèse en tout point de l'espace et capable en même temps de changer les valeurs des tensions appliquées.

Puisque la force de diélectrophorèse est une fonction du gradient du carré du champ électrique  $\vec{E}$ , comme le montre l'équation (2.10, page 18) rappelée ci-dessous, il est, tout d'abord, nécessaire de trouver un moyen numérique fiable pour calculer ce champ :

$$\overrightarrow{F_{DEP}} = 2\pi\epsilon_m r^3 \text{Re} [K(\omega)] \nabla \vec{E}^2. \quad (3.1)$$

Nous avons vu, dans le chapitre précédent, que ce calcul est actuellement réalisé suivant deux méthodes génériques : (1) en utilisant un logiciel à modèle des éléments finis

surtout lors d'utilisation des électrodes à géométrie complexes, (2) en utilisant des équations analytiques de l'électromagnétisme pour des géométries des électrodes simples. Les méthodes analytiques permettent d'établir des relations analytiques liant les différentes grandeurs électriques telles que le champ électrique, le potentiel électrique, la distribution des charges en fonction de la géométrie des électrodes utilisées et des tensions appliquées. Dans ce cas, les géométries des électrodes sont limitées aux géométries élémentaires tel que deux plans parallèles, une ligne infinie, etc. Ceci limite grandement le champ d'étude de cette approche. Ainsi dans la plupart des systèmes expérimentaux ces méthodes ne suffisent pas pour modéliser précisément la force de diélectrophorèse, mais elles présentent plusieurs avantages comme la rapidité de calcul.

Contrairement aux méthodes analytiques, les méthodes de simulations basées sur le calcul des éléments finis nous permettent de déterminer des valeurs numériques des grandeurs électriques pour des géométries d'électrodes quelconques sans établir explicitement les relations analytiques liant ces grandeurs entre elles. Ainsi, pour une configuration d'électrodes et de valeurs de tensions données, ces simulateurs calculent par exemple le champ électrique dans l'espace de simulation. En revanche, tout changement d'un des paramètres du système (tensions, géométrie des électrodes,...) nécessite une resimulation de l'ensemble du problème. Cette limitation est majeure puisqu'elle rend difficile la modification de la tension au cours de la simulation de la trajectoire. La simulation du comportement en fonction d'une loi de commande, jouant sur les tensions, est donc difficile à mettre en place par une méthode par éléments finis. De plus le calcul de ces grandeurs est limité à l'espace de la simulation, réalisé d'une manière discontinue (maillage de la simulation) et est sensiblement plus lent que la dynamique des micro-objets.

Ces deux moyens sont donc insuffisants pour établir le contrôle de la trajectoire. Nous proposons, ici, un modèle numérique qui combine les avantages de chaque méthode afin de simuler le comportement d'une particule et contrôler sa trajectoire en utilisant la force de diélectrophorèse.

## 3.2 Méthodes Hybrides de simulation du champ électrique

Dans le but de créer un modèle permettant de calculer la force de diélectrophorèse  $\vec{F}_{DEP}$  appliquée sur une particule en fonction des tensions variables appliquées sur les électrodes, nous proposons d'utiliser une méthode hybride basée sur la rapidité des calculs analytiques et la généralité des simulations basées sur le calcul par éléments finis. Cette méthode regroupe les avantages des deux méthodes, le gain du temps dans le calcul des fonctions analytiques et la possibilité d'utiliser des géométries complexes comme dans le cas des modèles à éléments finis. L'idée principale de cette méthode repose sur

la création d'une base de données par un moyen de calcul numérique par éléments finis. Cette base de données sera fonction de la géométrie des électrodes et des paramètres électriques du système. Ensuite, à travers cette base de données et en exploitant le principe de superposition électrostatique, le champ électrique  $\vec{E}$  est calculé. En fait le champ électrique  $\vec{E}$  s'écrit comme la résultante de la somme des vecteurs champs électriques  $\vec{E}_i$  créés par chacune des électrodes. Considérons une géométrie générale de  $n_e$  électrodes et soit  $\vartheta$  les potentiels électriques appliqués sur ces électrodes :

$$\vartheta = [\vartheta_0, \vartheta_1, \dots, \vartheta_{n_e-1}]. \quad (3.2)$$

En utilisant la notion de différence de potentiel le vecteur des tensions électriques  $U$  s'écrit :

$$U = [U_1, U_2, \dots, U_{n_e-1}], \quad (3.3)$$

avec :

$$\begin{aligned} U_i &= \vartheta_i - \vartheta_0 \\ 1 \leq i &\leq n_e - 1. \end{aligned} \quad (3.4)$$

Si on considère un vecteur des tensions électriques quelconque  $U$  appliqué sur les électrodes, le vecteur champ électrique  $\vec{E}$  en un point  $M(x, y, z)$  de l'espace sera la superposition des vecteurs champ électrique  $\vec{E}_i(M)$  créés par les tensions  $U_i$  pour  $1 \leq i \leq n_e - 1$  :

$$\vec{E}(M) = \sum_{i=1}^{n_e-1} \vec{E}_i(M), \quad (3.5)$$

et comme le champ électrique dans l'espace est proportionnel à la tension électrique appliquée sur l'électrode, le vecteur champ électrique  $\vec{E}_i(M)$  créé par l'électrode numéro  $i$  est proportionnel à la tension  $U_i$  :

$$\vec{E}_i(M) = \vec{f}_i(M) \cdot U_i, \quad (3.6)$$

où les  $\vec{f}_i(M)$  sont des fonctions vectorielles qui dépendent de la position du point  $M$ , de la géométrie des électrodes et des propriétés diélectrique du milieu. Ces fonctions seront calculées en utilisant la base de données calculée par le simulateur par éléments finis (FEM). Cela nous permet d'écrire le vecteur champ électrique total  $\vec{E}(M)$  comme étant une fonction linéaire des tensions électriques appliquées sur les électrodes :

$$\vec{E}(M) = \sum_{i=1}^{n_e-1} \vec{f}_i(M) \cdot U_i, \quad (3.7)$$

en relevant que les fonctions  $\vec{f}_i(M)$  sont des fonctions dont on connaît uniquement un modèle numérique. Trois méthodes de calcul des fonctions  $\vec{f}_i(M)$  ont été explorées et sont exposées ci-dessous.

### 3.2.1 Calcul direct du champ

Une des méthodes qui permet de calculer les fonctions  $\vec{f}_i(M)$  est la simulation directe des champs électriques  $\vec{E}_i$  par le simulateur FEM dans l'espace défini par la simulation et sur tous les points du maillage. Cette méthode consiste à simuler  $n_e - 1$  fois le système en utilisant le simulateur FEM pour créer la base de données. Chaque simulation consiste en l'application d'une tension  $U_i = U_0$  sur l'électrode numéro  $i$  et 0 sur les autres et la récupération de toutes les valeurs  $\vec{E}_i$  du champ électrique calculées par le simulateur FEM sur tous les points du maillage. Ces valeurs numériques du champ électrique permettent d'identifier des valeurs de la fonction  $\vec{f}_i$  correspondante en les divisant par la tension appliquée  $U_0$ . Les fonctions  $\vec{f}_i$  sont calculées uniquement sur les points du maillage. Ainsi pour obtenir une valeur numérique de la fonction  $\vec{f}_i$  en un point quelconque de l'espace un algorithme d'interpolation est nécessaire pour estimer la valeur de la fonction  $\vec{f}_i$  en ce point.

Cette méthode basée sur le calcul direct du champ électrique est limitée dans l'espace par l'espace de simulation et le calcul du champ électrique n'est pas continu dans cet espace. De plus, le calcul de la force de diélectrophorèse nécessite le calcul du gradient du carré du champ électrique, ce qui introduit une dérivée spatiale de valeurs numériques non nécessairement continues susceptible d'induire des erreurs numériques. La base de données constituant les fonctions  $\vec{f}_i$  ont une dimension importante qui est égale à  $3 \cdot (n_e - 1) \cdot n_x \cdot n_y \cdot n_z$  où  $n_x$ ,  $n_y$  et  $n_z$  sont respectivement le nombre d'éléments de volume dans l'espace de simulation suivant les directions  $\hat{x}$ ,  $\hat{y}$  et  $\hat{z}$  et le nombre 3 correspond au nombre des composantes, suivant ces trois directions, du champ électrique  $\vec{E}$ . En revanche, cette méthode est une méthode de calcul rapide du champ électrique  $\vec{E}$  qui ne nécessite que la somme des  $n_e - 1$  valeurs de la base de données en multipliant chaque valeur par la tension électrique correspondante (équation 3.7).

### 3.2.2 Calcul du potentiel électrique

La deuxième méthode consiste à calculer le potentiel électrique  $\vartheta(M)$  dans tout l'espace défini dans le simulateur FEM. En utilisant le théorème de superposition électrique, on peut, en effet, écrire le champ électrique  $\vec{E}$  au point  $M$  dans l'espace comme :

$$\vec{E}(M) = -\nabla\vartheta(M), \quad (3.8)$$

avec

$$\vartheta(M) = \sum_{i=1}^{n_e-1} g_i(M) \cdot U_i. \quad (3.9)$$

D'après les équations (3.7), (3.8) et (3.9), on peut écrire :

$$\vec{f}_i = -\vec{\nabla}g_i(M). \quad (3.10)$$

Ce potentiel est calculé numériquement en fonction des tensions appliquées sur les électrodes. De manière analogue à la méthode précédente,  $n_e - 1$  simulations sont nécessaires mais la base de données sera constituée ici des valeurs numériques du potentiel électrique créé par chaque électrode. Dans ce cas la fonction  $\vec{f}_i(M)$  n'est autre que le gradient du potentiel électrique au point  $M$  divisée par la tension  $U_0$  appliquée sur l'électrode numéro  $i$  lors de la simulation. Chaque simulation consiste à simuler le potentiel électrique dans l'espace créé par l'application de la tension  $U_0$  sur l'électrode numéro  $i$ . Ce potentiel électrique sera stocké sous forme d'une fonction numérique notée  $g_i$  (3.9). Cette méthode nécessite le calcul et le stockage du potentiel électrique  $\vartheta(M)$  aux points  $M$  du maillage du simulateur. Une méthode d'interpolation est utilisée pour approximer la valeur du potentiel électrique en un point quelconque dans l'espace. Comme la méthode précédente, les fonctions  $g_i$  ne sont pas nécessairement continue et l'espace de simulation est limité. Cette méthode nécessite le calcul de deux opérateurs gradients, (3.8) et (3.1, page 35) ce qui augmente l'erreur de calcul. La dimension de la base de données est plus petite que la méthode précédente vu que le potentiel électrique est un scalaire et le champ électrique est un vecteur. Le nombre de valeurs à stocker est donc égale à  $(n_e - 1) \cdot n_x \cdot n_y \cdot n_z$ . Le temps de calcul de cette méthode est un peu plus long que la précédente vu qu'une dérivée supplémentaire est nécessaire (voir équation 3.8).

### 3.2.3 Calcul de la distribution de la charge

D'après les équations analytiques de l'électrostatique, le champ électrique créé en un point  $M$  par une charge élémentaire  $Q_0$  dans l'espace est égale à :

$$\vec{E}_{elem}(M) = \frac{Q_0}{4\pi\epsilon_m \|\vec{OM}\|^3} \vec{OM}, \quad (3.11)$$

où  $O$  est la position de la charge  $Q_0$ . A travers l'équation (3.11), le champ électrique créé par une distribution de charges continue  $\tilde{\sigma}(P)$  sur la surface  $S$  des électrodes en un point  $M$  est égale à :

$$\vec{E}(M) = \iint_{P \in S} \frac{\tilde{\sigma}(P)}{4\pi\epsilon_m \|\vec{PM}\|^3} \vec{PM}. \quad (3.12)$$

En exploitant le principe de superposition, la distribution totale des charges sur les électrodes s'écrit :

$$\tilde{\sigma}(P) = \sum_{i=1}^{n_e-1} \tilde{\rho}_i(P) \cdot U_i, \quad (3.13)$$

avec  $\tilde{\rho}_i(P)$ , une fonction qui ne dépend que des paramètres géométriques des électrodes et diélectriques du milieu. Ces fonctions sont équivalentes à des capacitances élémentaires.

En remplaçant l'équation (3.13) dans (3.12), le champ électrique s'écrit de la manière suivante :

$$\vec{E}(M) = \iint_{P \in S} \frac{\sum_{i=1}^{n_e-1} \tilde{\rho}_i(P) \cdot U_i \overrightarrow{PM}}{4\pi\epsilon_m \|\overrightarrow{PM}\|^3} \overrightarrow{PM}. \quad (3.14)$$

Ainsi, en connaissant les fonctions  $\tilde{\rho}_i(P)$  et les tensions  $U_i$  nous sommes capable de calculer le champ électrique  $\vec{E}$  en tout point  $M$  de l'espace. La dernière méthode consiste donc à simuler les fonctions  $\tilde{\rho}_i(P)$  en utilisant un simulateur FEM. Les résultats numériques de simulation présentent les valeurs numériques de ces fonctions en des points échantillonnés sur la surface des électrodes. Pour des raisons de simplification, nous faisons l'hypothèse que les électrodes appartiennent au plan  $(O, x, y)$ , les fonctions ainsi calculées sont présentées sous la forme :  $\rho(x_e, y_e)$ . La méthode proposée est toutefois exploitable quelque soit la géométrie des électrodes.

Ainsi, Le champ électrique  $\vec{E}$  créé par ces distributions numériques est calculé en discrétisant l'équation (3.14) :

$$\vec{E}(M) = \sum_{x_e} \sum_{y_e} \frac{\sigma(P_e)}{4\pi\epsilon_m \|\overrightarrow{P_eM}\|^3} \overrightarrow{P_eM}, \quad (3.15)$$

avec

$$\sigma(P_e) = \sum_{i=1}^{n_e-1} \rho_i(P_e) \cdot U_i, \quad (3.16)$$

où  $P_e$  est le point de coordonnées  $(x_e, y_e, z_e = 0)$ .

Cette méthode consiste à simuler  $n_e - 1$  simulations numériques FEM pour calculer les fonctions  $\rho_i$ . Elle permet de calculer le champ électrique  $\vec{E}$  dans un point  $M$  quelconque de l'espace à partir de la base de données  $\rho_i$  pré-simulée par le simulateur FEM. Cette base de données rassemble les capacitances élémentaires entre les électrodes, et est une fonction de la géométrie de ces électrodes et des propriétés diélectriques du système. La dimension de cette base de données est égale à  $(n_e - 1) \cdot n_p$  valeurs numériques, où  $n_p$  est le nombre des éléments discrets formant les électrodes. Le champ électrique est calculable dans tout point de l'espace et n'est pas limité aux dimensions de l'espace initial de simulation.

En revanche, l'inconvénient de cette méthode par rapport aux deux précédentes est le temps de calcul du champ électrique où  $(n_e - 1) \cdot n_p$  itérations sont nécessaires.

### 3.2.4 Choix de la méthode

Finalement après étude des trois méthodes proposées portant sur le calcul du champ électrique direct, le calcul du potentiel électrique et le calcul de la distribution de la charge électrique (tableau 3.1), on conclut que :

1. du point de vue de la précision de calcul : la troisième méthode est numériquement plus stable que les deux premières puisque le champ électrique est calculé par la sommation des charges ponctuelles. Ce calcul est valable dans tout point de l'espace contrairement aux deux autres méthodes. De plus, les deux premières méthodes nécessitent le calcul de la dérivée spatiale des valeurs numériques ce qui peut déstabiliser le calcul.
2. Du point de vue de la taille de la base de données : la quantité d'information stockée dans la troisième méthode est sensiblement la plus faible où  $(n_e - 1) \cdot n_p$  valeurs numériques sont stockées, elle augmente dans la deuxième méthode où  $(n_e - 1) \cdot n_x \cdot n_y \cdot n_z$  valeurs numériques sont stockées et finalement la troisième méthode nécessite le plus grand nombre de valeurs numériques qui est égale à 3 fois le nombre de la deuxième méthode.
3. Finalement du point de vue du temps de calcul du champ électrique : la méthode du calcul du champ direct est la plus rapide puisque les valeurs numériques stockées sont des vecteurs champ électriques. Ensuite le temps de calcul du champ électrique par la méthode de calcul du potentiel électrique est plus grand que la précédente à cause de la présence de l'opérateur *gradient* dans la relation entre le champ électrique et le potentiel électrique. Enfin, ce temps est le plus long en utilisant la méthode de calcul de la distribution de la charge. Dans cette méthode,  $n_p$  itérations sont nécessaires pour calculer le champ électrique, en ajoutant aussi le temps de calcul de la nouvelle distribution de la charge lorsque la tension appliquée sur les électrodes varie.

Dans notre étude, on cherche à minimiser l'erreur et le temps de calcul du champ électrique. Pour cela, on va choisir la méthode de calcul de la distribution de la charge parce qu'elle est plus précise et nous aborderons dans la suite l'utilisation des méthodes de calcul qui minimise le temps de calcul du champ électrique.

Critères	Méthode 1	Méthode 2	Méthode 3
Taille de la B.D	plus grande	grande	plus petite
Limite spatiale	oui	oui	non
Continuité	non	non	oui
Opérateur dérivée	oui	oui	non
Temps de calcul	plus faible	faible	grand

TABLE 3.1 – Table comparative des différents moyens de simulation.

Pour tester cette méthode, considérons la géométrie des électrodes présentée dans la figure 3.1 où  $n_e = 4$  et les électrodes sont dans le plan  $(xy)$ . Dans cette figure on

considère que le milieu utilisé est l'eau ultra pure de permittivité relative  $\epsilon_m = 80$ . On introduit cette géométrie dans le simulateur FEM COMSOL multiphysics pour simuler la distribution de la charge électrique et on effectue 3 simulations en appliquant les vecteurs de tension électrique suivants<sup>1</sup> :

$$U^1 = [1V, 0, 0] \quad (3.17)$$

$$U^2 = [0, 1V, 0] \quad (3.18)$$

$$U^3 = [0, 0, 1V]. \quad (3.19)$$

A titre d'exemple, la figure 3.2.a montre les électrodes triangulaires sur lesquelles est présentée la distribution de la charge électrique  $\rho_1$ . Sur la base de calcul de ces distributions la base de données propre à cette géométrie est créée. Ensuite, en utilisant cette base de données nous sommes capable de calculer la distribution de la charge électrique pour n'importe quelle tension  $U$  sans effectuer de nouvelles simulations par éléments finis. La figure 3.2.c montre la distribution de la charge électrique sur les électrodes en appliquant une tension électrique  $U = [75V, 0, 75V]$ .

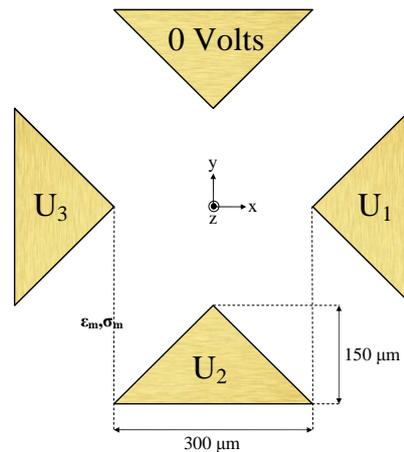


FIGURE 3.1 – Géométrie des électrodes utilisées dans les exemples de ce chapitre.

1. Pour des raisons de symétrie des électrodes, pratiquement une seule simulation est nécessaire pour créer la base de données de cette exemple.

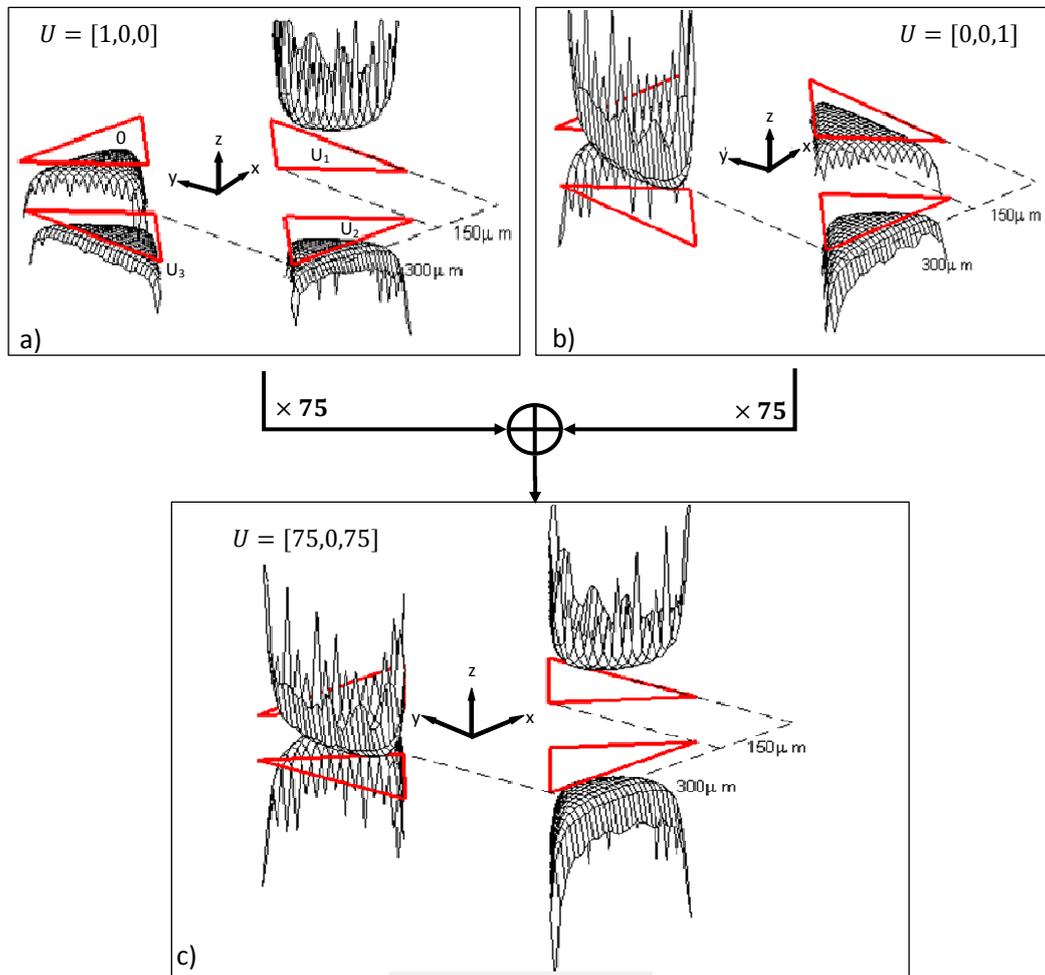


FIGURE 3.2 – (a) Distribution de la charge électrique constituant une partie de la base de données pour  $U = [1, 0, 0]$ , (b) Distribution de la charge électrique pour  $U = [0, 0, 1]$ , (c) Distribution de la charge électrique pour  $U = [75V, 0, 75V]$  qui n'est autre que la somme des deux distributions (a) et (b) multipliée par 75.

La figure 3.3 montre les composantes ( $E_x, E_y, E_z$ ) du vecteur champ électrique  $\vec{E}$  dans le plan  $z = 50 \mu\text{m}$  et son amplitude calculés en utilisant la géométrie des électrodes de la figure 3.1. La méthode (3.15) basée sur le calcul de la distribution de la charge est utilisée pour le calcul du champ  $\vec{E}$ . La démarche ainsi proposée permet le calcul du champ électrique  $\vec{E}$  à hauteur de l'objet manipulé et ce quelle que soit la tension appliquée sur les électrodes.

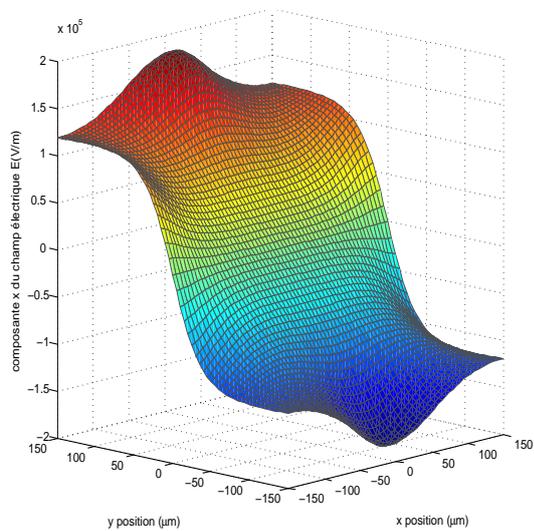
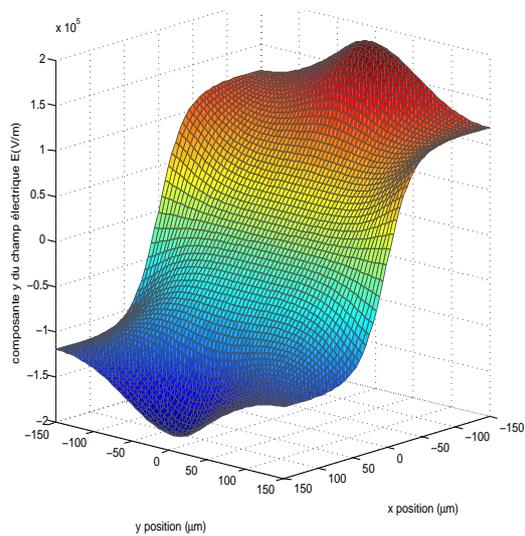
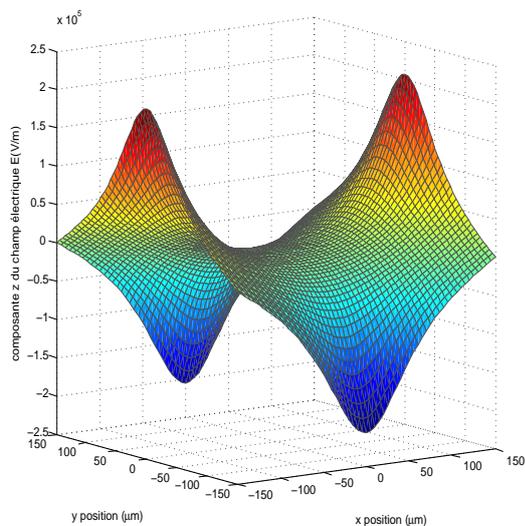
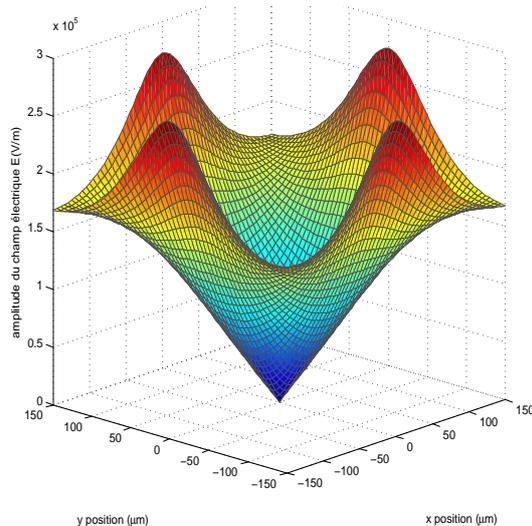
(a) Composante  $x$  de  $\vec{E}$ .(b) Composante  $y$  de  $\vec{E}$ .(c) Composante  $z$  de  $\vec{E}$ .(d) Amplitude de  $\vec{E}$ .

FIGURE 3.3 – Champ électrique  $\vec{E}$  calculé dans le plan  $z = 50\mu m$  en utilisant la méthode à base de la distribution des charges électriques.

### 3.3 Calcul de la force de diélectrophorèse

L'objectif terminal de notre simulateur est le calcul de la trajectoire d'une particule soumise à la force de diélectrophorèse. Pour établir la valeur de la force de diélectrophorèse, rappelons l'équation de calcul de cette force appliquée sur une particule sphérique de rayon  $r$  immergée dans un liquide soumise à un champ électrique non uniforme :

$$\vec{F}_{DEP}(x, y, z) = 2\pi\epsilon_m r^3 \text{Re}[K(\omega)] \vec{\nabla} E^2(x, y, z), \quad (3.20)$$

où  $K(\omega)$  est le facteur de Clausius-Mossotti, fonction de la pulsation  $\omega$  et les propriétés diélectriques du milieu et de la particule  $\epsilon_{p,m}$   $\sigma_{p,m}$ . Rappelons que  $E(x, y, z)$  est la valeur efficace du champ électrique,  $\vec{\nabla}$  est l'opérateur gradient  $(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z})$ , le calcul de la dérivée du champ électrique en un point  $M(x, y, z)$  est réalisé numériquement puisque le champ électrique est lui-même calculé numériquement. Or, le gradient du carré du champ continu au point  $M$  s'écrit :

$$\vec{\nabla} E^2(x, y, z) = \begin{bmatrix} \frac{\partial E^2(x, y, z)}{\partial x} \\ \frac{\partial E^2(x, y, z)}{\partial y} \\ \frac{\partial E^2(x, y, z)}{\partial z} \end{bmatrix}. \quad (3.21)$$

Transformons l'équation (3.21) en une équation numérique, nous obtenons :

$$\vec{\nabla} E^2(x, y, z) \cong \begin{bmatrix} \frac{E^2(x, y, z) - E^2(x - \Delta x, y, z)}{\Delta x} \\ \frac{E^2(x, y, z) - E^2(x, y - \Delta y, z)}{\Delta y} \\ \frac{E^2(x, y, z) - E^2(x, y, z - \Delta z)}{\Delta z} \end{bmatrix}, \quad (3.22)$$

où  $\Delta x$ ,  $\Delta y$  et  $\Delta z$  sont des déplacements élémentaires suivant les trois directions  $\hat{x}$ ,  $\hat{y}$  et  $\hat{z}$ . Le champ électrique en ces points est calculé en utilisant la méthode hybride basée sur le calcul de la distribution de la charge décrite précédemment.

### 3.3.1 Force de diélectrophorèse appliquée à une particule ponctuelle

grandeur	notation	valeur
permittivité du vide	$\epsilon_0$	$8,85 \cdot 10^{-12} CV^{-1}m^{-1}$
permittivité de la particule	$\epsilon_p$	$8,4 \cdot \epsilon_0$
conductivité de la particule	$\sigma_p$	$10^{-12} Sm^{-1}$
permittivité du milieu	$\epsilon_m$	$80\epsilon_0$
conductivité du milieu	$\sigma_m$	$4 \cdot 10^{-6} Sm^{-1}$
masse volumique de la particule	$\mathcal{R}_p$	$2300 kgm^{-3}$
masse volumique de l'eau ultra pure	$\mathcal{R}_m$	$1000 kgm^{-3}$
fréquence	$f$	$10 KHz$
intensité de pesanteur	$\vec{g}$	$-9,8 ms^{-2} \hat{z}$
réel du facteur de Clausius-Mossotti	$Re[K(\omega)]$	-0.42

TABLE 3.2 – Application numérique du modèle dynamique.

Considérons les paramètres physiques reportés au tableau 3.2 et que la particule à un rayon  $r = 30\mu m$ . Si l'on considère cette particule comme ponctuelle : la force de diélectrophorèse appliquée sur cette particule est calculé sur son centre  $C(x, y, z)$ . Considérons la géométrie des électrodes de la figure 3.1 et les tensions électriques appliquées  $U = [75V, 0, 75V]$ , les équations (3.20) et (3.22) permettent de calculer la force de diélectrophorèse quelque soit la position de la particule. A titre d'exemple, les composantes  $x$ ,  $y$  et  $z$  de la force de diélectrophorèse calculée sur le plan  $z = 50\mu m$  sont représentés sur la figure 3.4. On remarque que la force est au maximum aux bords des électrodes et s'annule pour  $x = y = 0$ , c'est à dire au centre du dispositif. A partir de cette présentation on peut déduire qu'une particule située dans un point quelconque dans l'espace se dirige vers l'axe central.

En comparant la force de diélectrophorèse au poids apparent<sup>2</sup> de la particule  $\vec{\mathcal{P}} = \frac{4}{3}\pi r^3(\mathcal{R}_p - \mathcal{R}_m)\vec{g} = -2.5510^{-9}\hat{z}N$ , nous remarquons que cette force (de l'ordre de  $10^{-7}N$ ) est beaucoup plus important. On en déduit que la force de diélectrophorèse est prédominante, à ces échelles, devant le poids.

Toutefois, l'hypothèse de particule ponctuelle engendre un comportement non réaliste concernant l'altitude de la particule au point d'équilibre. En effet, l'altitude à l'équilibre est donnée par l'équilibre entre la composante  $\hat{z}$  de la force de diélectrophorèse et le poids apparent. Or, on constate que la force de diélectrophorèse est nulle sur l'axe central ( $x = y = 0$ ). Ainsi, selon cette représentation, la particule est soumise uniquement a son poids le long de cet axe et sédimente sur le plan. Cette constatation est contraire aux

2. Le poids apparent d'une particule immergée dans un liquide est égale à son poids réel  $\frac{4}{3}\pi r^3 \cdot \mathcal{R}_p \cdot \vec{g}$  - la poussée d'Archimède  $\frac{4}{3}\pi r^3 \cdot \mathcal{R}_m \cdot \vec{g} = \frac{4}{3}\pi r^3 \cdot (\mathcal{R}_p - \mathcal{R}_m) \cdot \vec{g}$

relevés expérimentaux et provient de l'hypothèse de particule ponctuelle non valable au point d'équilibre. Une solution à ce problème est proposée dans la suite.

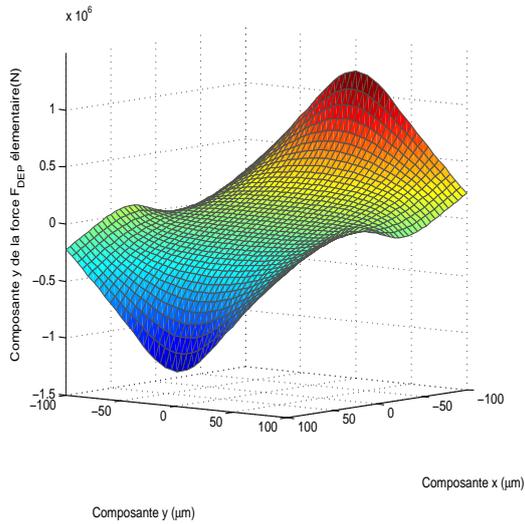
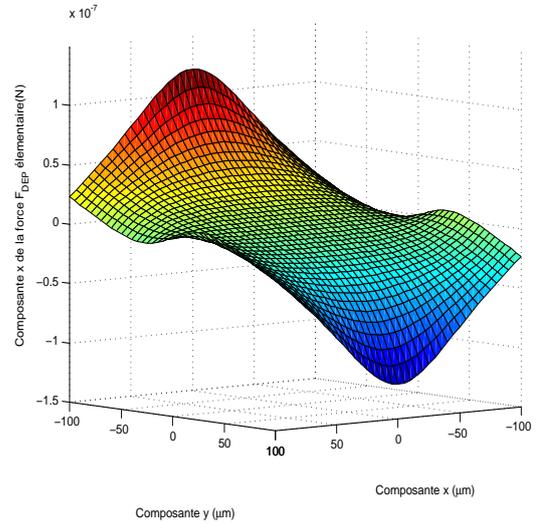
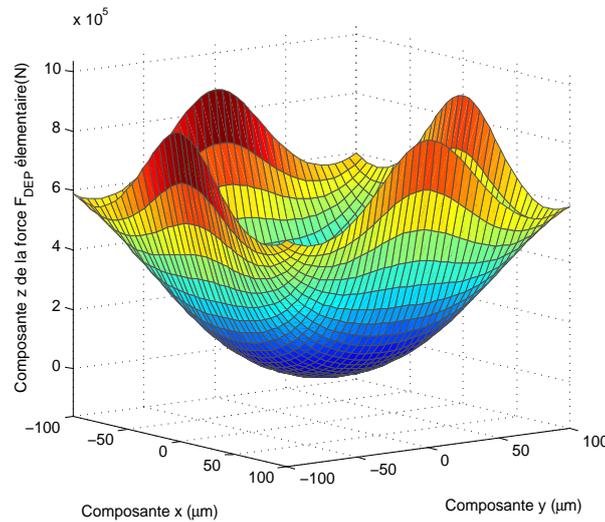
(a) Composante  $x$  de la force.(b) Composante  $y$  de la force.(c) Composante  $z$  de la force.

FIGURE 3.4 – Force de diélectrophorèse calculée sur une particule ponctuelle de rayon  $r = 30\mu m$  dans le plan  $z = 50\mu m$  en appliquant un vecteur de tensions  $U = [75V, 0, 75V]$ .

### 3.3.2 Force de diélectrophorèse appliquée à une particule considérée volumique

Considérons maintenant que la particule n'est plus une particule élémentaire et qu'elle est divisée en  $m_p$  parties élémentaires que chacune d'elles est soumise à une force élémentaire. La force de diélectrophorèse totale exercée sur le centre  $C$  de cette particule est la somme de toutes les forces  $\vec{F}_{DEPj}$  exercées sur toutes ces parties élémentaires sur leur centre de masse  $C_j$ . Soit  $\vec{E}_j$  le champ électrique appliqué sur le centre  $C_j$  de la partie numéro  $j$ . Pour calculer la force  $F_{DEPj}$ , on considère la force de diélectrophorèse par unité de volume appliquée à la particule :

$$\vec{f}_{vDEP} = \frac{3}{2}\epsilon_m\epsilon_0 Re[K(\omega)]\nabla\vec{E}^2. \quad (3.23)$$

Ainsi, la force  $\vec{F}_{DEPi}(C_j)$  appliquée à la partie numéro  $j$  est égale :

$$\vec{F}_{DEPi}(C_j) = V_j \cdot \vec{f}_{vDEP}(C_j), \quad (3.24)$$

où  $V_j$  est le volume de la partie élémentaire  $j$ . Finalement la force de diélectrophorèse  $\vec{F}_{DEP}(C)$  appliquée sur la particule est égale à :

$$\begin{aligned} \vec{F}_{DEP}(C) &= \sum_{j=1}^{m_p} \vec{F}_{DEPi}(C_j) \\ &= \sum_{j=1}^{m_p} \frac{3}{2}V_j\epsilon_m\epsilon_0 Re[K(\omega)]\nabla\vec{E}_j^2. \end{aligned} \quad (3.25)$$

En fait, cet approche correspond à considérer que la particule est divisée en plusieurs dipôles ce qui est identifié par la diélectrophorèse d'ordre supérieure (voir table 2.1, page 22).

### 3.3.3 Exemple d'une particule volumique

Soit l'application numérique du tableau 3.2,  $r = 30\mu m$  le rayon de la particule et  $U = [75V, 0, 75V]$  le vecteur des tensions électriques appliquées sur les électrodes décrites dans la figure 3.1. L'ensemble est immergé dans l'eau ultra-pure. Divisons la particule en 4 parties élémentaires égales comme indiqué sur la figure 3.5. Dans ce cas  $m_p = 4$  et les volumes  $V_i$  sont tous égaux au quart du volume total de la particule :

$$V_i = \frac{1}{3}\pi r^3. \quad (3.26)$$

Les composantes de la force de diélectrophorèse calculée sur le plan  $z = 50\mu m$  sont présentés dans la figure 3.6. Nous remarquons que les allures de ces composantes ressemblent à celles de la figure 3.3.

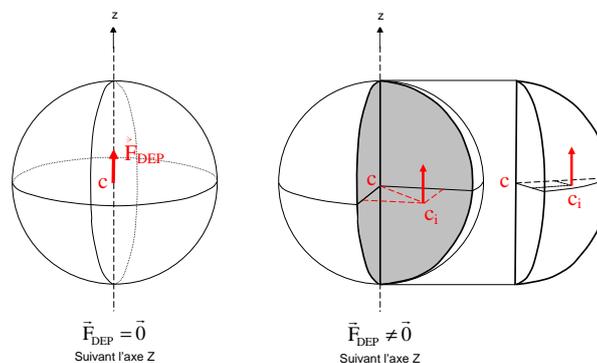


FIGURE 3.5 – Décomposition de la particule sphérique en 4 parties identiques.

L'erreur relative entre la force de diélectrophorèse calculée en considérant que la particule est volumique et celle calculée sur une particule élémentaire dans le plan  $z = 50\mu m$  est tracée dans la figure 3.7. On remarque que la force de diélectrophorèse calculée par ces deux méthodes est quasiment la même à l'exception de la zone aux alentours de l'axe central ( $x = y = 0$ ) où l'erreur relative est très grande. Cette différence est due au gradient nul du carré du champ électrique  $\vec{E}$  sur l'axe  $z$ . Lorsqu'on considère que la particule est élémentaire alors la force calculée est nulle le long de l'axe central. En revanche, lorsqu'on considère que la particule est volumique, la force totale établie comme la somme de forces élémentaires aux centres  $C_j$  n'est plus nulle du fait que les centres  $C_j$  ne sont pas sur l'axe central. La figure 3.8 représente la force de diélectrophorèse d'une particule volumique le long de l'axe central. On remarque que la force de diélectrophorèse n'est pas nulle. Cette force rencontre le poids apparent  $\mathcal{P}$  de la particule en deux positions  $z_1 = 52\mu m$  et  $z_2 = 62,5\mu m$ . Le premier point  $z_1$  représente un point d'équilibre instable, une légère perturbation peut le ramener soit vers le plan des électrodes  $z = 0$ , soit vers le deuxième point d'équilibre  $z_2$ . Le point  $z_2$  est un point d'équilibre stable, où la particule reste en lévitation au dessus des électrodes. Ce point de lévitation n'apparaît pas dans le cas de la particule élémentaire.

Après cette étude, nous concluons que la particule doit être considérée comme une particule volumique, et c'est tout particulièrement dans la région qui entoure le point d'équilibre. Ceci introduit toutefois une augmentation du temps de calcul qui est pénalisant. Dans la prochaine section nous allons présenter le modèle dynamique d'une particule qui subit la force de diélectrophorèse pour finalement calculer sa trajectoire.

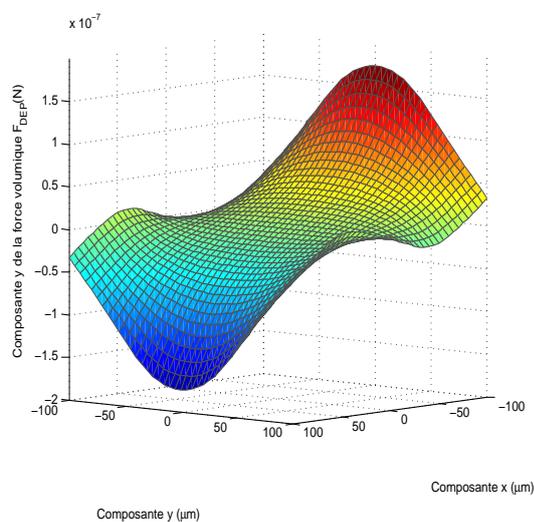
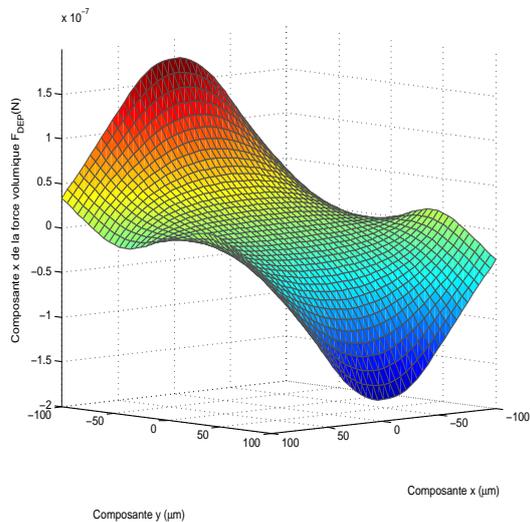
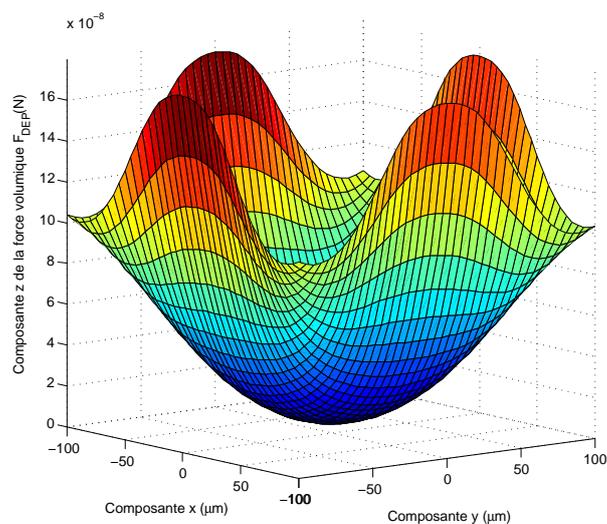
(a) Composante  $x$  de la force.(b) Composante  $y$  de la force.(c) Composante  $z$  de la force.

FIGURE 3.6 – Force de diélectrophorèse calculée sur une particule volumique de rayon  $r = 30\mu m$  dans le plan  $z = 50\mu m$  en appliquant un vecteur de tensions  $U = [75V, 0, 75V]$ .

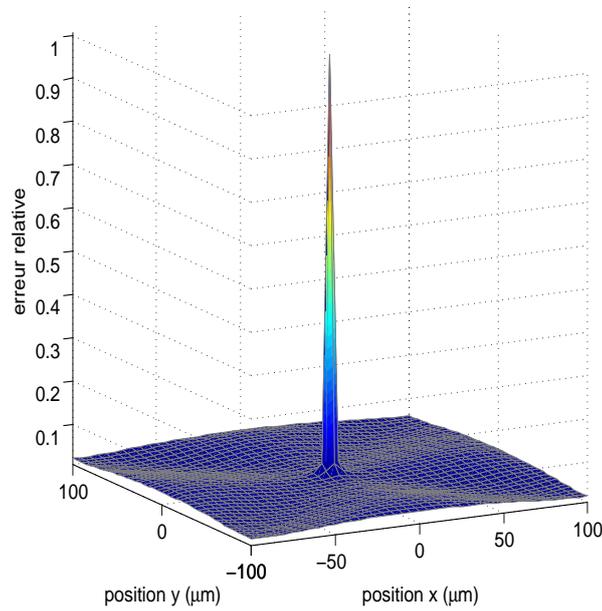


FIGURE 3.7 – Erreur relative du module de la force de diélectrophorèse calculée en considérant que la particule est élémentaire et la force de diélectrophorèse calculée en considérant que la particule est volumique.

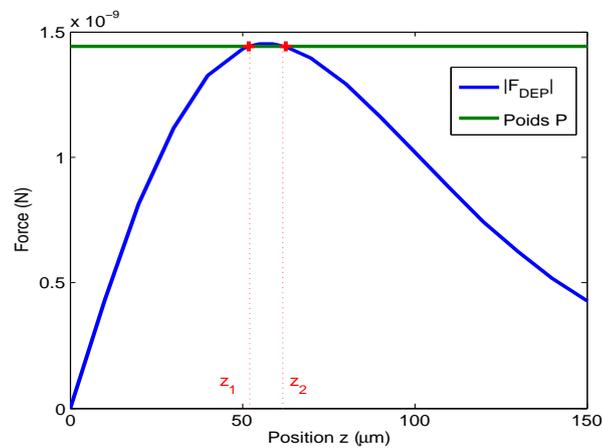


FIGURE 3.8 – Composante  $z$  de la force de diélectrophorèse tout au long de l'axe  $z$  en considérant que la particule est volumique. Les autres composantes sont nulles sur cet axe à cause de la symétrie des tensions et des électrodes. La force rencontre le poids en deux points  $z_1$  et  $z_2$ .

## 3.4 Modèle dynamique du mouvement de la particule

Après avoir créé la base de données des distributions de la charge électrique qui nous permettent de calculer le champ électrique en un point donné dans l'espace, nous sommes capable de calculer la force de diélectrophorèse appliquée sur une particule en fonction des tensions électriques appliquées sur les électrodes. Considérons que les électrodes ont la géométrie décrite dans la figure 3.1 et qu'elles sont immergées dans un milieu liquide, de viscosité dynamique  $\eta$ . En négligeant le flux osmotique, et l'effet des réaction électrochimiques, les forces appliquées sur cet objet sont : la force de diélectrophorèse  $\vec{F}_{DEP}$ , les forces appliquées par le fluide  $\vec{F}_{hydro}$  et son poids  $\vec{P}$ .

Le principe fondamental de la dynamique appliqué à la particule régit son comportement :

$$\vec{F}_{DEP} + \vec{F}_{hydro} + \vec{P} = m\vec{\ddot{X}}. \quad (3.27)$$

Le calcul de la force de diélectrophorèse est déjà présenté dans la section précédente. Dans la suite nous étudierons les forces hydrodynamiques ainsi que l'influence du terme inertiel  $m\vec{\ddot{X}}$ , produit de la masse  $m$  de la particule et de son accélération  $\vec{\ddot{X}}$ . Nous pouvons toujours étudier l'influence du flux osmotique lors de la manipulation d'une cellule biologique, et intégrer la force résultante dans le bilan des force appliquées sur la particule. Dans ce manuscrit nous nous sommes limités à l'étude du comportement des objets sphériques artificiels (micro-bille en verre). Dans ce cas le flux osmotique ne prend pas lieu tant que nous ne manipulons pas des cellules biologiques.

### 3.4.1 Bilan des forces hydrodynamiques

Comme la micromanipulation par la diélectrophorèse se déroule très majoritairement dans un milieu liquide, le comportement des micro-objets est donc sensiblement influencé par les effets hydrodynamiques. Pour établir le comportement des micro-objets dans un fluide, il est nécessaire d'étudier la dynamique de ce dernier. De manière générale, dans un fluide deux mécanismes de transport de quantité de mouvement sont simultanément actifs : le mécanisme convectif et le mécanisme diffusif. Suivant la géométrie de l'écoulement, ces deux mécanismes n'auront pas le même ordre de grandeur :

1. La convection : le flux de quantité de mouvement associé à la convection est de l'ordre de  $\mathcal{R}_m V^2$  où  $V$  une vitesse caractéristique de l'écoulement. La quantité de mouvement par unité de volume est en effet de l'ordre de  $\mathcal{R}_m V$  et on obtient un ordre de grandeur du flux correspondant en la multipliant par  $V$ .
2. La diffusion : le flux transverse de quantité de mouvement associé à la vitesse est égale au produit de la viscosité du liquide  $\eta$  par des combinaisons de dérivées premières des composantes de la vitesse et sera de l'ordre de  $\frac{\eta V}{L}$  ( $\eta$  est la viscosité du liquide et  $L$  est une longueur caractéristique de l'écoulement).

On peut alors former un rapport sans dimension :

$$\frac{\text{flux convectif de la quantité de mouvement}}{\text{flux diffusif de la quantité de mouvement}} = \frac{\mathcal{R}_m V^2}{\frac{\eta V}{L}} = \frac{VL}{\nu} = Re, \quad (3.28)$$

où  $\nu$  est la diffusivité qui est égale à  $\frac{\eta}{\mathcal{R}_m}$ . Ce rapport définit le nombre de Reynolds ( $Re$ ) qui caractérise l'importance relative de transport de quantité de mouvement par convection et par diffusion visqueuse. Il est également utile de considérer le nombre de Reynolds comme le rapport entre les temps caractéristiques de transport par diffusion et convection sur des distances de l'ordre de  $L$ . Comme  $\nu$  représente la diffusivité de la quantité de mouvement, le temps caractéristique  $\tau_v$  de diffusion sur une distance de l'ordre de  $L$  est, comme pour les autres processus diffusifs, de l'ordre de  $\frac{L^2}{\nu}$ . Le temps caractéristique de convection est de l'ordre de  $\frac{L}{V}$  (temps de parcours de la distance  $L$  à la vitesse  $V$  de l'écoulement). Le rapport entre ces deux temps caractéristiques s'écrit donc :

$$\frac{\text{temps caractéristique de la diffusion}}{\text{temps caractéristique de la convection}} = \frac{VL}{\nu} = Re. \quad (3.29)$$

Dans les écoulements à grand nombre de Reynolds, le transport de quantité de mouvement par convection est dominant et apparaît sous forme de termes non-linéaires contenant des produits de composantes de la vitesse et de leurs gradients (accéléra-tions) : les écoulements correspondants sont peu stables. Dans un écoulement à faible nombre de Reynolds, les forces visqueuses et le transport diffusif associé sont dominants. Le profil d'écoulement résulte d'un équilibre entre les forces de frottement visqueux et les gradients de pression ou forces en volume imposées extérieurement. Conformément à l'expression de  $Re$ , ces écoulements seront observés aux basses vitesses, et/ou dans des systèmes de très petite taille (bactéries ou micro-objets par exemple), ou encore pour des fluides très visqueux où les forces de frottement entre couches sont importantes. Il s'agit en général d'écoulements très stables. Dans notre cas, en utilisant des micro-objets de taille moyenne de l'ordre de  $50\mu m$  de rayon et l'eau comme milieu liquide et d'après les relevés expérimentaux de manipulations par diélectrophorèse, la vitesse moyenne des micro-objets est de l'ordre de  $10^{-3}ms^{-1}$ , le nombre de Reynolds est de l'ordre de  $Re = 0,03$ . Du fait de ce très faible nombre de Reynolds, la manipulation se déroule dans un milieu où les forces visqueuses et le transport diffusif associé sont dominants par rapport à ceux liés à l'inertie. Dans [22], une étude détaillée sur le calcul des forces hydrodynamiques calculées sur la surface d'une microsphère basé sur l'équation de Navier-Stokes est proposée, pour finalement aboutir à l'expression de la force de traînée d'une particule sphérique de rayon  $r$  se déplaçant à une vitesse  $\vec{V}$ , qui sera utilisée dans le modèle dynamique de la microparticule :

$$\vec{F}_{drag} = -6\pi\eta r\vec{V}. \quad (3.30)$$

La simplification de la force hydrodynamique et l'utilisation de la force de traînée n'est valable que lorsque la particule se déplace loin d'un solide (exp. plaquette de verre).

### 3.4.2 Modèle dynamique simplifié

Dans cette section, nous présenterons un modèle dynamique simplifié sur la base de la négligence des termes inertiels dans le développement de la relation fondamentale de la dynamique (3.27). En effet, la manipulation par diélectrophorèse de micro-objets se déroule à une échelle où les effets provenant de l'inertie de l'objet comme l'accélération sont négligeable devant les effets du frottement visqueux qui sont proportionnels à la vitesse de la particule. Autrement dit, le temps de réponse lié à l'accélération est négligeable devant le temps de réponse lié aux forces visqueuses. Le domaine de validité de notre modèle lié à cette hypothèse sera présenté dans la section suivante. L'équation (3.27) devient :

$$\vec{F}_{DEP} + \vec{F}_{drag} + \vec{\mathcal{P}} = 0. \quad (3.31)$$

En remplaçant la force de traînée de l'équation (3.30) dans l'équation (3.31) nous obtenons :

$$\vec{F}_{DEP}(X) + \vec{\mathcal{P}} = 6\pi\eta r \vec{X}, \quad (3.32)$$

avec  $r$  le rayon de la particule,  $\vec{\mathcal{P}}$  son poids apparent,  $X$  est la position de son centre,  $\vec{X}$  son vecteur vitesse et  $\eta$  est la viscosité dynamique du liquide.

Sur la base du calcul de la force de diélectrophorèse l'équation (3.32) permet de calculer la trajectoire d'une particule volumique qui subit la force de diélectrophorèse dans un milieu liquide. Le diagramme de la figure 3.9 représente le calcul de la trajectoire :

1. en fonction des tensions appliquées et de la base de données  $\rho_i$  calculée en utilisant le simulateur FEM, la nouvelle distribution de la densité de charge  $\sigma$  est calculée.
2. Ensuite en fonction de cette nouvelle distribution, les composantes des vecteurs champ électriques  $\vec{E}$  aux points  $C_j$  autour du centre de la particule  $C$  peuvent être calculés.
3. Sur la base du calcul du champ  $\vec{E}$ , le gradient du carré du champ est calculé numériquement comme indiqué dans l'équation (3.22) pour finalement calculer la force de diélectrophorèse appliquée sur cette particule. En introduisant cette valeur de la force diélectrophorèse dans l'équation dynamique du mouvement de la particule (3.32), on déduit la vitesse de cette particule définissant sa trajectoire.

La figure 3.4.2 montre la trajectoire d'une particule de rayon  $r = 30\mu m$  qui se déplace dans l'eau au dessus des électrodes en appliquant une tension  $U = [100V, 0, 100V]$  partant d'une position au repos  $X_0 = (50\mu m, 50\mu m, 50\mu m)$ . On remarque dans la figure 3.10(b) que la position finale de la particule est au centre des électrodes à une hauteur de  $70\mu m$  au dessus du plan des électrodes. Ceci est la conséquence du choix de considérer la particule comme volumique, dans le cas contraire, le simulateur indique que la particule sédimente.

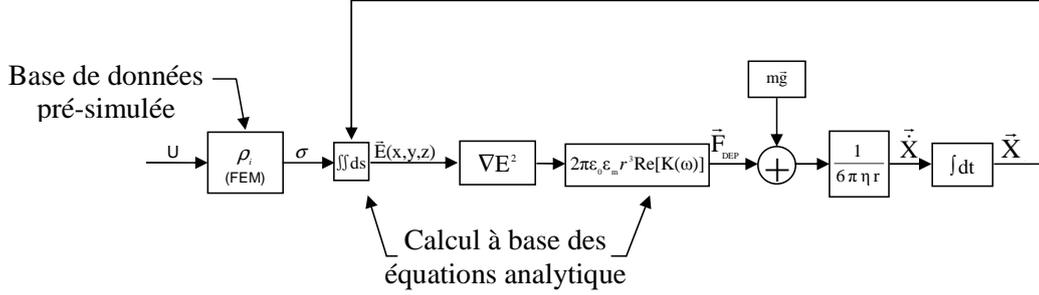
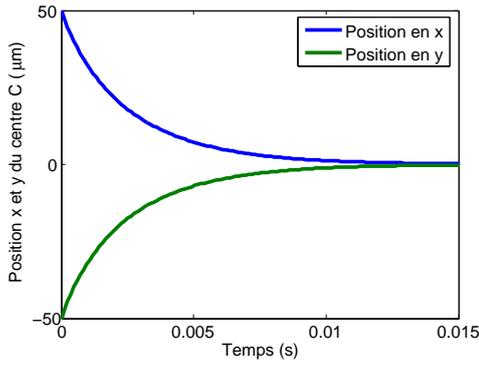
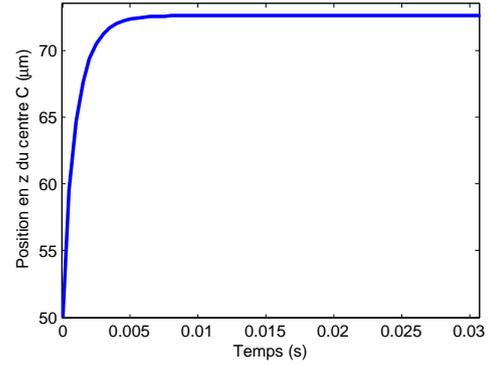


FIGURE 3.9 – Diagramme représentant le calcul de la trajectoire d'une particule en fonction de la tension appliquée aux électrodes.



(a) Trajectoire suivant les directions  $x$  et  $y$ .



(b) Trajectoire suivant la direction  $z$ .

FIGURE 3.10 – Trajectoire d'une particule de rayon  $r = 30\mu m$  partant de la position initiale  $(50\mu m, -50\mu m, 50\mu m)$ , par l'application d'une tension  $U = [100V, 0, 100V]$ .

### 3.4.3 Domaine de validité du modèle

Pour identifier les limites de validité de la simplification du terme dynamique  $m\ddot{X}$  dans l'équation (3.31) en fonction de la dimension de la particule, nous considérons que le terme inertiel  $m\ddot{X}$  est non nul. Dans ce cas l'équation dynamique du mouvement d'une particule de rayon  $r$  qui se déplace dans un liquide est :

$$\vec{F}_{DEP} - 6\pi\eta r \vec{\dot{X}} + \vec{\mathcal{P}} = m\vec{\ddot{X}}. \quad (3.33)$$

Afin de construire un critère de validité de notre modèle simplifié, nous souhaitons exprimer la force de diélectrophorèse en fonction de la position  $X$  et de la tension  $U$ . Étant donné qu'il est complexe d'établir une équation analytique exprimant la force de diélectrophorèse, nous utilisons le simulateur pour établir un modèle linéaire de la force de diélectrophorèse autour d'un point de fonctionnement. Dans le but de simplifier le calcul nous considérons que la tension appliquée aux électrodes est de la forme suivante :  $U = [U_{ref} - \delta u, 0, U_{ref} + \delta u]$ , dans ce cas la particule se déplace tout au long de l'axe  $x$  grâce à la symétrie de la géométrie des électrodes (figure 3.1). Donc, la linéarisation du gradient du champ carré  $\vec{\nabla} E^2$  se fait autour du point  $X_0 = [x_0 = 0, 0, R]$  et  $U_0 = [U_{ref}, 0, U_{ref}]$  où  $\delta u_0 = 0$ . Nous obtenons ainsi l'expression linéaire du gradient du champ carré  $\vec{\nabla} E^2$  :

$$\hat{x} \cdot \vec{\nabla} E^2(x, \delta u) = a_{dep}x + b_{dep}\delta u, \quad (3.34)$$

avec

$$a_{dep} = \left. \frac{\partial \nabla E^2(x, \delta u)}{\partial x} \right|_{x=x_0, \delta u=\delta u_0}, \quad (3.35)$$

$$b_{dep} = \left. \frac{\partial \nabla E^2(x, \delta u)}{\partial \delta u} \right|_{x=x_0, \delta u=\delta u_0}. \quad (3.36)$$

En remplaçant l'expression linéaire du gradient du champ dans l'équation de la force de diélectrophorèse (3.1) on obtient :

$$\hat{x} \cdot \vec{F}_{DEP}(x) = 2\pi\epsilon_m\epsilon_0r^3Re[K(\omega)](a_{dep}x + b_{dep}\delta u). \quad (3.37)$$

En remplaçant l'équation (3.37) dans l'équation dynamique (3.33) et se limitant à l'étude suivant l'axe  $x$  on obtient :

$$2\pi\epsilon_m\epsilon_0r^3Re[K(\omega)](a_{dep}x + b_{dep}\delta u) - 6\pi\eta r\dot{x} = m\ddot{x}. \quad (3.38)$$

En utilisant la transformée de Laplace, la fonction de transfert du système devient :

$$\frac{x(p)}{\delta u(p)} = \frac{2\pi\epsilon_m\epsilon_0r^3Re[K(\omega)]b_{dep}}{mp^2 + 6\pi\eta Rp - 2\pi\epsilon_m\epsilon_0r^3Re[K(\omega)]a_{dep}}. \quad (3.39)$$

Négliger le terme dynamique, revient à négliger le terme  $mp^2$  au dénominateur de l'équation 3.39. Cela revient donc à réduire cette fonction de transfert du deuxième ordre à une fonction de transfert du premier ordre en ne considérant qu'un des pôles du systèmes. L'utilisation d'une fonction de transfert du premier ordre n'est valable que si les deux pôles sont éloignés. Classiquement, les deux pôles du système sont :

$$p_{1,2} = \frac{-6\pi\eta r \pm \sqrt{(-6\pi\eta r)^2 + 8\pi\epsilon_m\epsilon_0r^3Re[K(\omega)]a_{dep}m}}{2m}. \quad (3.40)$$

Ces deux pôles sont identiques dans le cas où le discriminant de l'équation :

$$mp^2 + 6\pi\eta rp - 2\pi\epsilon_m\epsilon_0 r^3 \text{Re}[K(\omega)]a_{dep} \quad (3.41)$$

est égale à 0, c'est à dire, lorsque :

$$(6\pi\eta r)^2 + 8\pi\epsilon_m\epsilon_0 r^3 \text{Re}[K(\omega)]a_{dep}m = 0. \quad (3.42)$$

Si on remplace la masse  $m$  par son expression en fonction du rayon  $r$  ( $m = \frac{4}{3}\pi\mathcal{R}_p r^3$ ) dans l'équation (3.42) avec  $r > 0$  on obtient :

$$(6\pi\eta)^2 + \frac{32}{3}\pi\epsilon_m\epsilon_0\mathcal{R}_p \text{Re}[K(\omega)]a_{dep}r^4 = 0. \quad (3.43)$$

On obtient ainsi un rayon limite  $r_l$

$$r_l = \left( -\frac{3(6\pi\eta)^2}{\pi\epsilon_m\epsilon_0\mathcal{R}_p \text{Re}[K(\omega)]a_{dep}} \right)^{\frac{1}{4}}. \quad (3.44)$$

Si le rayon  $r$  utilisé est plus grand que  $r_l$  alors le discriminant (3.41) est négatif et le système présente des oscillations amorties. Le dénominateur de la fonction de transfert possède deux racines complexes conjuguées. Ceci signifie que les effets inertiels ne sont pas négligeable devant les efforts visqueux et que le temps de réponse des effets inertiels est comparable ou inférieur au temps de réponse des efforts visqueux, dans ce cas, il faut prendre en considération le terme  $m\ddot{X}$  dans l'équation dynamique de la particule. Pour  $r$  plus petit ou égale au  $r_l$  le système est amorti et le dénominateur possède deux racines réelles. Le système dans ce cas peut être réduit à un système de premier ordre. Ceci signifie également que les efforts visqueux sont plus grands que les effets inertiels ou que le temps de réponse des effets inertiels est négligeable devant le temps de réponse des efforts visqueux. Dans ce cas, le terme  $m\ddot{X}$  peut être négligé et notre modèle dynamique simplifié est valable.

Soit les électrodes d'écrites dans la figure 3.1 immergées dans l'eau ultra pure (tableau 3.2). En fixant  $U_{ref} = 75V$ , le calcul des constantes du système  $a_{dep}$  et  $b_{dep}$  se fait par simulation et on obtient les valeurs suivantes :

$$\begin{aligned} a_{dep} &= 4,5 \cdot 10^{18} V^2 \cdot m^{-4} \\ b_{dep} &= -6,0 \cdot 10^{12} V \cdot m^{-3}. \end{aligned} \quad (3.45)$$

Le rayon limite  $r_l$  calculé est de  $52,0\mu m$ . Ce rayon caractéristique dépend directement de la géométrie des électrodes, et des propriétés diélectriques et physiques de la particule et du liquide utilisé. Afin d'illustrer la différence du comportement de chaque côté de cette limite, on considère deux particules de rayon  $r_1 = 40\mu m$  et  $r_2 = 60\mu m$ . Les trajectoires de ces deux particule partant de la même position initiale  $X_0 = [50\mu m, 0, 50\mu m]$  et

en appliquant une tension électrique  $U = [75V, 0, 75V]$  ont été effectuées en utilisant les deux modèles. Nous obtenons ainsi les trajectoires des deux particules sur la figure 3.11. On remarque que dans la figure 3.11(a) où le rayon est  $r_1$  qui est plus petit que  $r_l$ , les deux modèles sont presque identiques ce qui vérifie l'hypothèse d'effets inertiels négligeables devant les frottements visqueux de la particule dans le milieu liquide. Mais, dans le deuxième cas (figure 3.11(b)) où le rayon de la particule est égale à  $r_2$  qui est plus grand que  $r_l$ , on remarque que le mouvement de la particule est influencé par les effets inertiels et que les deux modèles donnent des résultats sensiblement différents.

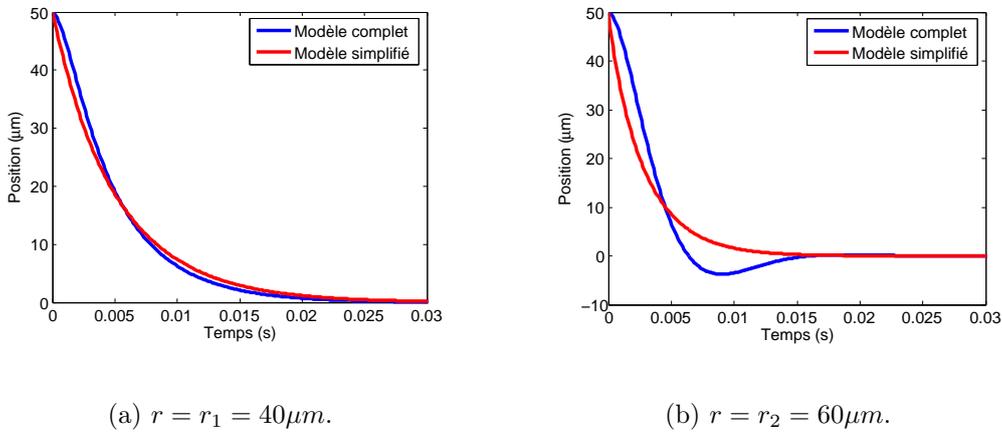


FIGURE 3.11 – Trajectoires des deux particules de rayons  $r = 40\mu m < r_l = 50\mu m$  (figure 3.11(a)) et  $r = 60\mu m > r_l = 50\mu m$  (figure 3.11(b)) calculées par les deux modèles : simple et complet.

### 3.5 Résultats et discussion

Nous avons présenté une méthode de modélisation numérique de la force de diélectrophorèse appliquée sur une particule sphérique de rayon  $r$  permettant de simuler la trajectoire de cette particule placée dans un liquide. Ce modèle est basé sur une méthode numérique hybride combinant des calculs numériques complexes d'un simulateur à éléments finis et des équations analytiques. Ce simulateur nous permet de calculer la trajectoire dans l'espace d'une particule sphérique et d'analyser les caractéristiques du comportement de cette particule dans un champ électrique non uniforme sous l'influence de la force de diélectrophorèse.

La première caractéristique du mouvement de la particule dans un tel système est la grande vitesse de la particule surtout lors du déplacement dans le plan horizontal. Soit l'application numérique du tableau (3.2), le rayon de la particule étant  $r = 40\mu m$  et

la position initiale est  $X_0 = [50\mu m, -50\mu m, 50\mu m]$ . Cette particule se déplace par l'effet de la force de diélectrophorèse créée par l'application de la tension électrique  $U = [75V, 0, 75V]$  sur les électrodes de la figure 3.1. La trajectoire simulée de cette particule est présentée dans la figure 3.12. Si on définit la constante du temps du mouvement de la particule l'intersection de la tangente à l'instant  $t = 0$  avec la position finale de la particule on remarque que cette constante est de l'ordre de  $2ms$  pour le déplacement suivant  $x$  et  $y$ . Ceci peut être considéré comme un déplacement grande vitesse<sup>3</sup> surtout au regard des moyens de mesure basés classiquement sur de caméras possédant des périodes d'échantillonnages de  $25ms$ .

La deuxième caractéristique du système que nous cherchons à commander est la non-linéarité vis-à-vis de la tension appliquée  $U$  et vis-à-vis la position  $X$  de la particule. La non-linéarité par rapport la position est présentée dans la figure 3.13(a). La force de diélectrophorèse n'est en effet pas linéaire en fonction de la position. Enfin, afin d'illustrer la non-linéarité par rapport aux tensions électriques appliquées sur les électrodes nous avons calculé la valeur de la force de diélectrophorèse à la position  $X_0 = [0, 0, 50\mu m]$  pour une tension appliquée  $\delta u$  sur les électrodes variant de  $-75V$  à  $75V$  sous la forme suivante :

$$U = [U_{ref} - \delta u, 0, U_{ref} + \delta u], \quad (3.46)$$

avec  $U_{ref} = 75V$ . La figure 3.13(b) présente le profil de la composante suivant  $\hat{x}$  de la force de diélectrophorèse en fonction de la tension  $\delta u$  et illustre nettement le comportement non-linéaire. On peut également observer le point finale de la particule en fonction des tensions appliquées. La figure 3.13(c) présente la position d'équilibre finale de la particule en fonction de la tension  $\delta u$  laissant à nouveau apparaître un comportement fortement non-linéaire. Il apparaît que la force maximale engendrant une vitesse maximale n'est pas atteinte pour une valeur absolue maximale de la tension  $\delta u$ .

Notre simulateur permet ainsi de simuler la trajectoire dans diverses conditions. Ainsi en appliquant une tension  $U = [100V, 0, 100V]$ , la figure 3.13(d) présente la projection des trajectoires de particules sur le plan  $xy$  partant de différentes positions initiales et se dirigeant vers des positions finales qui sont soit le centre des électrodes (un point d'équilibre stable), soit vers l'extérieur des électrodes (position instable). Le simulateur peut par conséquent être utilisé pour déterminer la zone de stabilité au centre des électrodes.

---

3. le temps de réponse étant faible, sur une distance également faible. La vitesse maximale de la particule n'est pas intrinsèquement très élevée ( $0.2ms^{-1}$ ) contrairement au vitesse des objets ou des robots dans le mode qui nous entoure. Toutefois à l'échelle du micromonde cette vitesse engendre une trajectoire qui n'est pas visualisable avec des moyens usuels de vision

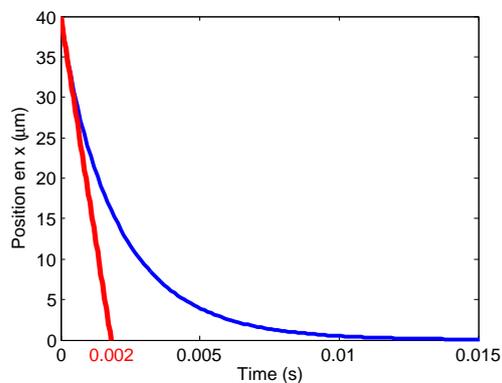
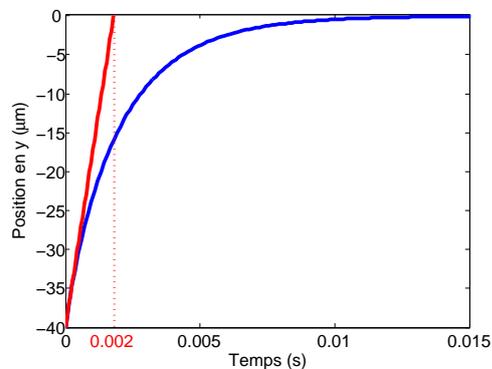
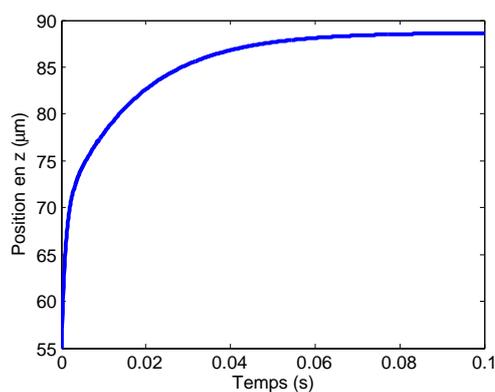
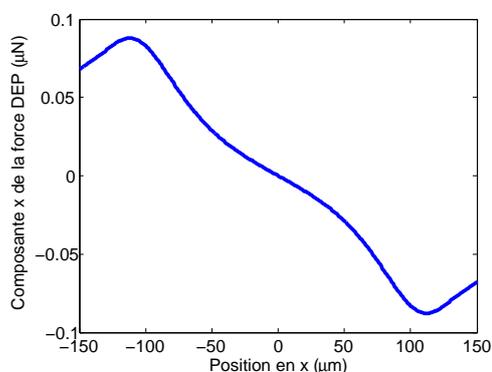
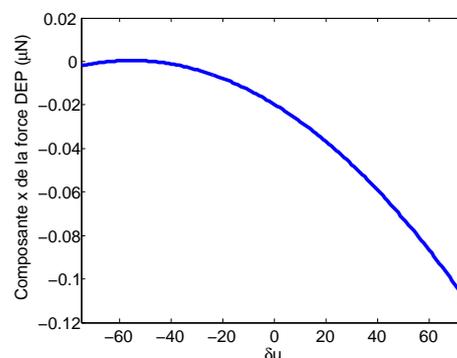
(a) Trajectoire suivant la direction  $x$ .(b) Trajectoire suivant la direction  $y$ .(c) Trajectoire suivant la direction  $z$ .

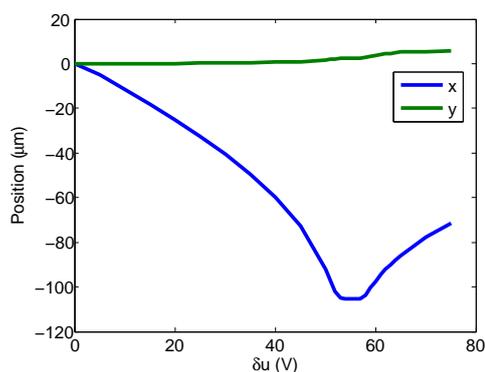
FIGURE 3.12 – Illustration des grandes vitesses de déplacement : Trajectoire d'une particule de rayon  $r = 40\mu m$  partant de la position initiale  $(50\mu m, -50\mu m, 50\mu m)$  par l'application d'une tension  $U = [75V, 0, 75V]$ . La constante du temps est de l'ordre de  $2ms$ .



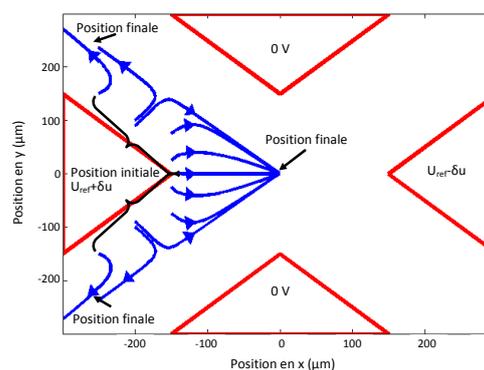
(a) Composante  $x$  de la force de diélectrophorèse calculée tout au long de l'axe ( $y = 0, z = 50\mu\text{m}$ ) en appliquant une tension égale à  $U = [75V, 0, 75V]$ .



(b) Composante  $x$  de la force de diélectrophorèse calculée tout au point ( $x = 0, y = 0, z = 50\mu\text{m}$ ) en appliquant une tension égale à  $U = [75 - \delta u, 0, 75 + \delta u]$  avec  $\delta u$  varie du  $-75V$  à  $75V$ .



(c) Position finale de la particule en appliquant une tension  $U = [75 - \delta u, 0, 75 + \delta u]$  avec  $\delta u$  varie du  $-75V$  à  $75V$ .



(d) Projection sur le plan ( $xy$ ) des trajectoires d'une particule partant de plusieurs position initiales en appliquant une tension  $U = [100V, 0, 100V]$ .

FIGURE 3.13 – Illustration de la non-linéarité du comportement.

## 3.6 Conclusion

Nous avons vu dans ce chapitre comment calculer la trajectoire en fonction des tensions appliquées sur une configuration quelconques des électrodes. La méthode de calcul du champ électrique est basée sur le calcul de la distribution des charges électriques

sur les électrodes. Cette distribution des charges est calculée en fonction d'une base de données extraite à partir d'un simulateur FEM. En effet, cette base de données n'est autre que les résultats d'une simulation des distributions des charges électriques sur les électrodes pour des vecteurs de tensions unitaires. La force de diélectrophorèse est alors calculée en fonction du gradient du carré du champ électrique. Pour calculer la trajectoire, un modèle dynamique simplifié de la particule, a été proposé en négligeant le terme dynamique. Ce modèle se résume au diagramme représenté sur la figure 3.9 et à l'équation (3.32). La limite de validité de ce modèle a été établie en fonction du rayon de la particule. Ce modèle a permis d'établir des caractéristiques du comportement de la particule. Nous avons aussi illustré le fait que la grande dynamique du mouvement de la particule et la non-linéarité de sa trajectoire sont les principales caractéristiques d'un système de manipulation par la diélectrophorèse. Afin d'intégrer ce modèle dans une loi de commande appropriée, il est nécessaire de le valider expérimentalement. Le chapitre suivant porte sur la validation expérimentale du deux modèles : 1- le modèle statique (position finale de la particule) 2- le modèle dynamique du déplacement de la particule.

# Chapitre 4

## Diélectrophorèse : réalisations expérimentales.

*Pour valider le comportement d'une microparticule prédit par le modèle du chapitre précédent, un dispositif expérimental est nécessaire. Dans ce chapitre, nous présenterons les différentes étapes expérimentales aboutissant au montage du dispositif. Ensuite, différents types des relevés expérimentaux sont présentés. Finalement, une comparaison entre ces relevés et le modèle numérique sera abordée pour finalement exploiter ce modèle pour la synthèse de la commande présentée au chapitre suivant.*

### 4.1 Réalisation du dispositif expérimental

La réalisation expérimentale d'un système de micromanipulation par la force de diélectrophorèse, nécessite trois étapes essentielles qui sont la fabrication des électrodes, la génération des tensions et la mesure de la position :

1. la fabrication des électrode consiste en la réalisation d'électrodes de dimension microscopique, dites micro-électrodes, en utilisant des techniques de microfabrication.
2. La génération des tensions consiste en deux niveaux principaux, le premier c'est la génération des signaux à travers une interface homme machine. Cette interface est programmable et permet, à partir d'un simple programme, de générer, sur plusieurs voies, des signaux électriques. En utilisant ce programme, plusieurs types de tensions sont générés avec différentes amplitudes et fréquences. Le deuxième niveau, c'est l'étage d'amplification des tensions créées par l'interface. Ce niveau est constitué de plusieurs amplificateurs électriques à haute fréquence.
3. La position des micro-objets lors de micromanipulation est fréquemment mesurée à l'aide de cameras. Dans notre étude, deux caméras de vitesse d'acquisition dif-

férente sont utilisées. La mesure de la position statique finale de la particule est réalisée par une caméra classique. En revanche, le suivi de la position en régime transitoire du déplacement de la particule nécessite une caméra à haute cadence capable de suivre la particule qui se déplace à une vitesse relativement élevée.

La figure 4.1 montre les différents composants de cette réalisation expérimentale comprenant la fabrication des électrodes, la génération et l'application de la tension, la mesure de la position et finalement le ordinateur qui traite les données de la mesure et envoie les informations pour la génération de la tension.

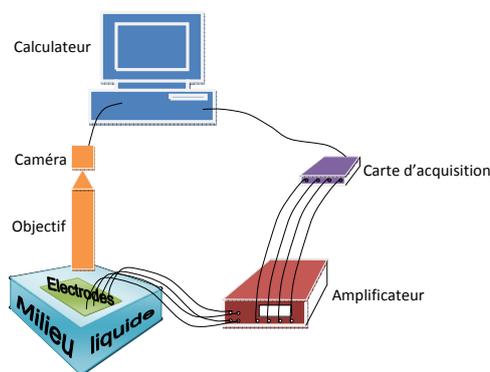


FIGURE 4.1 – Structure d'un montage expérimental dédié à la réalisation expérimentale d'un dispositif diélectrophorétique.

#### 4.1.1 Réalisation des électrodes

La réalisation des micro-électrodes se fait couramment par des techniques de micro-fabrication. La microfabrication nécessite un très grand niveau de protections. De ce fait les procédures des microfabrications se déroulent dans une salle blanche. Une salle blanche est une salle où la température, la pression, l'humidité et la luminosité sont maintenues constantes à des valeurs bien précises ainsi que le niveau de particules et de poussière dans l'air. Elle est équipée de plusieurs machines permettant la création des microstructures avec des précisions micrométriques. Malgré le fait que notre simulateur peut simuler n'importe quelle géométrie d'électrodes, on se limite dans la partie expérimentale à des électrodes planaires de manière à simplifier la microfabrication. Ainsi, les électrodes sont formées à partir d'une couche d'or déposée sur un substrat en verre appelé wafer. Pour assurer une accroche de la couche d'or sur le wafer il est nécessaire d'ajouter une couche intermédiaire de quelques nanomètres d'épaisseur d'un autre métal qui adhère sur le wafer, dans notre cas ce métal est le chrome. La formation des électrodes nécessite plusieurs étapes :

1. la réalisation du photomasque : un photomasque est un support transparent sur lequel une couche de métal est structurée suivant un motif précis ;
2. le dépôt du métal sur le wafer : durant cette étape une couche métallique ou plusieurs sont déposées sur un wafer généralement en silicium ;
3. la photolithographie : est une opération qui consiste à déposer une surface polymère, appelée photorésine et sensible aux rayons ultra-violet, sur le wafer pour ensuite exposer cette surface à une lumière ultra-violet à travers le photomasque ;
4. le développement de la photorésine et la gravure du métal : ce procédé est utilisé pour enlever respectivement les zones isolées de la photorésine et une ou plusieurs couches de matériaux à la surface du wafer ; et
5. le découpage du wafer : en utilisant une scie en laser, le substrat où les électrodes sont réalisées est découpé pour isoler chaque groupe de motif.

## Photomasque

Commençons par la description de la première étape dans la microfabrication des électrodes qui est la création du photomasque avec les motifs désirés sur sa surface. Ces motifs sont, premièrement, dessinés numériquement en utilisant un logiciel. Ce logiciel fournit un fichier numérique contenant les descriptions et les dimensions nécessaires des électrodes lisibles par la machine de fabrication du photomasque. La figure 4.2, montre le circuit électrique qui lie la région des électrodes avec les connexions externes. La figure 4.3 montre l'ensemble des motifs utilisés qui présentent différentes formes et dimensions des électrodes.

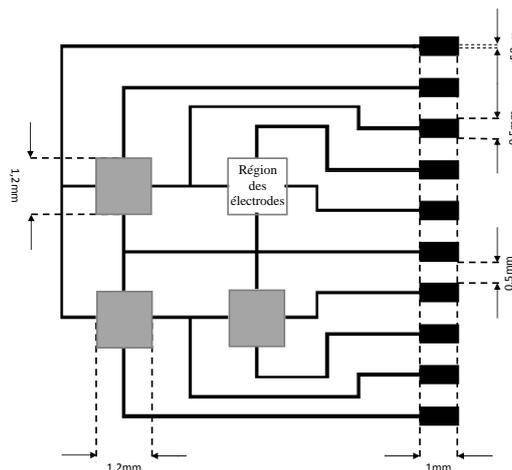


FIGURE 4.2 – Groupe de 4 électrodes avec le circuit électrique liant la région des électrodes aux connectiques.

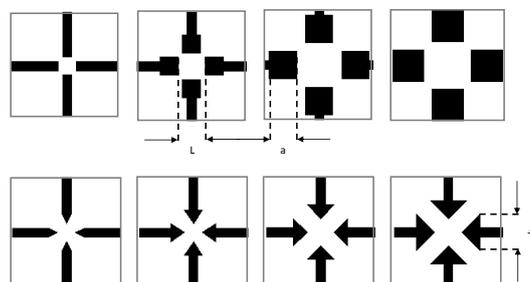


FIGURE 4.3 – Différentes formes et tailles des électrodes utilisées dans la régions des électrodes présentées sur la figure 4.2.

Des procédés conventionnels de fabrication permettent la réalisation d'un photomasque composé de deux zones transparente et métallique. Pour ne pas compliquer la réalisation des électrodes, on choisit une forme géométrique plane formée de plusieurs éléments géométriques comme indiqué dans les figures 4.3. Un photomasque contient 36 groupes d'électrodes. Un groupe est formé de quatre électrodes identiques, réparties suivant les 2 axes planaires  $x$  et  $y$ . Ces groupes d'électrodes se différencient soit par la forme géométrique, soit par les dimensions.

### Dépôt ou pulvérisation cathodique

La pulvérisation cathodique (ou sputtering) est une méthode de dépôt de couche mince sur des substrats. Il s'agit d'une technique qui autorise la synthèse de plusieurs matériaux à partir de la condensation d'une vapeur métallique issue d'une source solide sur un substrat (cible). L'application d'une différence de potentiel entre la cible et les parois du réacteur au sein d'une atmosphère raréfiée permet la création d'un plasma froid, composé d'électrons, d'ions, de photons et de neutrons dans un état fondamental ou excité. Sous l'effet du champ électrique, les espèces positives du plasma se trouvent attirées par la cathode (cible) et entrent en collision avec cette dernière. Elles communiquent alors leur quantité de mouvement, provoquant ainsi la pulvérisation des atomes sous forme de particules neutres qui se condensent sur le substrat. La formation du film s'effectue selon plusieurs mécanismes qui dépendent des forces d'interactions entre le substrat et le film. Concernant les matériaux nous avons choisi d'utiliser des électrodes en or, pour sa conductivité électrique qui est un facteur important dans la miniaturisation des conducteurs électriques. De plus l'or n'a pas d'interaction chimique avec les milieux aqueux contrairement au cuivre également bon conducteur électrique. Toutefois le dépôt de ce métal sur un wafer en verre nécessite une couche intermédiaire de nickel.

## Photolithographie

Les étapes du procédé de photolithographie, commencent par l'application d'une photorésine sous forme d'un film fin sur la surface du substrat formé par la pulvérisation cathodique. Elle est ensuite exposée à une radiation lumineuse. Lors de cette étape l'utilisation du photomasque, formé de zones opaques et transparentes, permet de définir le motif que l'on souhaite reproduire sur la plaquette (voir figure 4.4). La photorésine

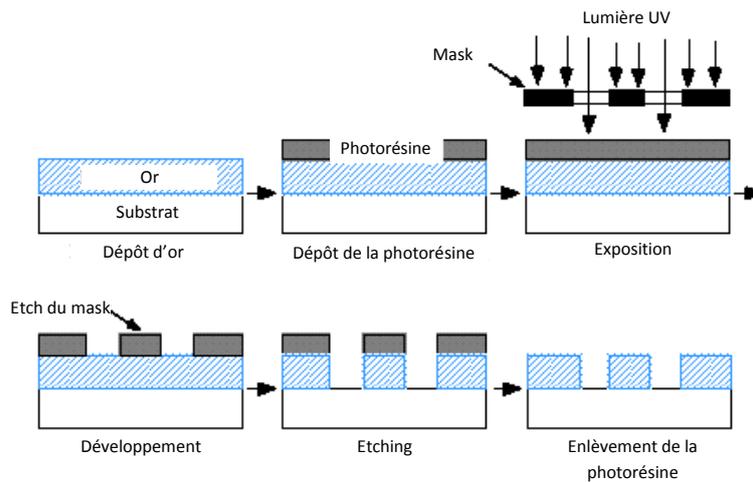


FIGURE 4.4 – Succession des tâches pour la réalisation des électrodes sur le wafer par photolithographie.

est un polymère qui dans certaines conditions (exposition à un rayon UV) se dissout dans un révélateur qui sera utilisé pour la gravure sélective des matériaux.

Soit un substrat en verre couvert d'une couche d'or comme décrit dans la section précédente. Une couche photorésine est ensuite ajoutée à la surface d'or. Pour transférer les motifs du photomasque vers la couche photorésine, celle-ci est insolée à la lumière ultra-violet à travers le photomasque. La dernière étape dans la fabrication des micro-électrodes est le développement. Cette étape consiste premièrement à éliminer la photorésine endommagée, ensuite les couches de métaux en dessous et finalement la photorésine restante pour aboutir finalement à un substrat où se trouvent les motifs du photomasque copiés et formés par une couche d'or. Ce développement s'effectue à l'aide d'une combinaison d'attaques chimiques. A la fin de ce processus, on obtient une plaque en verre sur laquelle sont imprimées les électrodes en or. Après avoir fabriqué les électrodes, la dernière étape consiste à les découper. En utilisant une scie laser les motifs sont séparés les uns des autres pour obtenir finalement des électrodes isolées et prêt à être utilisées.

### 4.1.2 Contrôle de signaux électriques

La deuxième étape de la réalisation expérimentale d'un dispositif diélectrophorétique est la génération des signaux électriques et leur amplification. La tension électrique générée sera une tension électrique sinusoïdale qui permet de créer un champ électrique sinusoïdale non-uniforme, condition nécessaire pour l'application de la force de diélectrophorèse. Ainsi les variables de commande principales utilisées sont les amplitudes et les fréquences des signaux appliqués. Le nombre des voies électriques est égal au nombre des électrodes moins un, en considérant que la masse (0V) est appliquée sur une des électrodes. Concernant la fréquence du signal, nous avons vu dans le chapitre 2 que trois intervalles de fréquence définissent le réel du facteur Clausius-Mossotti  $Re[K(\omega)]$ . Dans le premier intervalle,  $Re[K(\omega)]$  prend la première valeur constante, dans le deuxième intervalle,  $Re[K(\omega)]$  subit une variation qui, dans certaines conditions, inverse le signe de  $Re[K(\omega)]$  et finalement dans le troisième intervalle  $Re[K(\omega)]$  reprend la deuxième valeur constante. Un exemple réaliste qui correspond à notre étude est montré dans la suite.

Soit une particule de silice, de permittivité relative  $\epsilon_p = 8.4$  et de conductivité  $\sigma_p = 10^{-12} Sm^{-1}$  qui se déplace sous l'effet de la force de diélectrophorèse dans de l'eau ultra pure de permittivité relative  $\epsilon_p = 80$  et de conductivité  $\sigma_p = 4 \times 10^{-6} Sm^{-1}$ . La fonction  $Re[K(\omega)]$ , dans ce cas, est présentée, sous échelle logarithmique, sur la figure 4.5 en fonction de la pulsation  $\omega = 2\pi f$ . La valeur de  $Re[K(\omega)]$  vaut 1 dans les basses fréquences, ce qui définit le premier intervalle où la force de diélectrophorèse est attractive (DEP positive), ensuite une partie transitoire entre les fréquences  $10^{-5}$  et  $10^{-4} rad \cdot s^{-1}$  où le signe et la valeur du facteur changent pour finalement atteindre une valeur de  $-0,43$  où la force de diélectrophorèse est répulsive (DEP négative).

L'application d'une différence de potentiel à basse fréquence dans l'eau provoque de

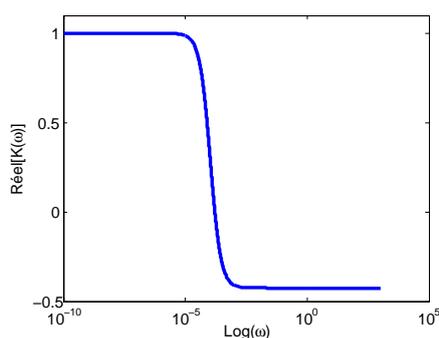


FIGURE 4.5 – Variation du  $Re[K(\omega)]$  en fonction de la fréquence. Les constantes diélectriques étant fixes.

l'électrolyse et la fréquence du signal doit être suffisante pour que l'approximation de

la force de diélectrophorèse par sa valeur moyenne soit valable. De ce fait nous avons intérêt à utiliser des signaux à haute fréquence afin d'éviter au maximum l'électrolyse et d'assurer une partie réelle négative du facteur  $K(\omega)$ . Dans notre application, nous choisissons une valeur de la fréquence de l'ordre de  $10\text{kHz}$ , ce qui nous donne une valeur de  $\text{Re}[K(\omega)]$  égale à  $-0.43$  et donc une diélectrophorèse négative. Dans la suite, la génération de la tension électrique est réalisée en fixant la fréquence et en ajustant les amplitudes des tensions électriques. De plus, comme nous ne travaillons qu'avec la force de diélectrophorèse et nous ne prenons pas en considération le couple dans notre étude, le déphasage entre les tensions électriques appliquées est toujours nul. Dans la suite une tension électrique est référencée par son amplitude.

La tension électrique est générée en utilisant la carte d'acquisition "National Instruments". Cette carte possède 4 voies analogiques programmables. A l'aide d'un programme écrit en langage C++ et une librairie fournie avec la carte, elle est configurée pour générer les tensions électrique désirées. Le nombre de voies analogiques utilisées est précisé à l'aide de l'appel à la fonction d'initialisation de la carte. Cette carte fonctionne de la manière suivante : les valeurs des tensions électriques sont calculées pendant une période donnée et elles sont mises dans le buffer de la carte. Ensuite, en lisant les valeurs numériques du buffer, la carte applique la valeur correspondante sur la voie concernée. La fréquence de lecture des valeurs est précisée lors de l'initialisation. Cette fréquence de lecture est directement liée à la fréquence des tensions appliquées. Le buffer peut être rempli par deux méthodes : la première consiste à alterner les valeurs de chaque voies et la deuxième consiste à diviser le buffer en blocs successifs dont chacun correspond à une voie. Le choix entre ces deux méthodes est aussi préciser lors de l'initialisation de la carte. Dans notre cas, nous choisissons d'utiliser la première méthode. Une fois que les tensions électriques sont écrites dans un buffer la carte attend un signal pour appliquer les valeurs du buffer sur les voies correspondantes. Une fois la lecture du buffer est terminée, la carte recommence la lecture dès le début du buffer. Le nombre de voies, la fréquence et l'amplitude du signal sortant de chacune des voies sont précisés dans le programme qui calcule le nombre de périodes par voie et le nombre d'échantillons par période (voir figure 4.6) . Pratiquement, nous utilisons la fréquence maximale de lecture de la carte qui est égale à 800000 échantillons par seconde réparties sur deux voies donc 400000 échantillons par seconde sur chaque voie. La fréquence des signaux utilisés est égale à  $10\text{kHz}$  sur les deux voies, par conséquent, le nombre d'échantillons par période est égale à 40 échantillons. A la sortie de la carte, les signaux électriques sont ensuite amplifiés grâce à l'étage d'amplification avant d'être transférés vers les électrodes. Le lien entre la sortie des amplificateurs et les électrodes se fait à l'aide d'un connecteur du type FPC/FFC (voir figure 4.7).

La conception des électrodes est faite de sorte que les cellules sont adaptées à ce type des connecteurs. Une simple insertion des cellules entre les dents du connecteur FPC/FFC établit le lien entre les sorties des amplificateurs et les électrodes. Chaque cellule contient 4 groupes des électrodes et chaque groupe contient 4 électrodes donc en

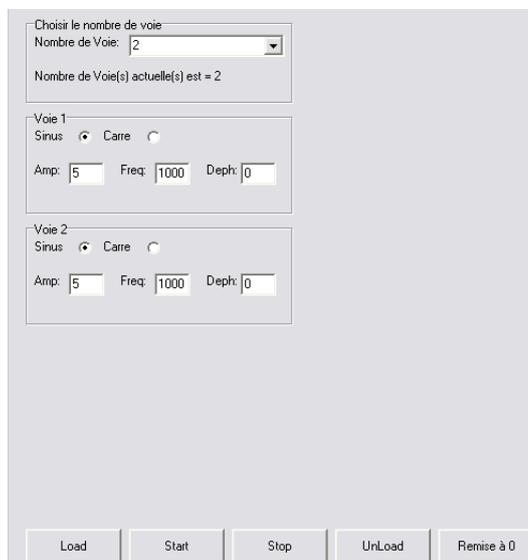


FIGURE 4.6 – Interface homme-machine développée qui permet la génération des signaux électriques. On peut choisir le nombre de voies (1 à 3), l’amplitude (légende Amp) et la fréquence (légende Freq) du signal sortant de chaque voie.

total il y a 16 électrodes. Ces 16 électrodes sont liées ensemble pour former finalement 10 contacts, adaptés au connecteur FPC/FFC.

### 4.1.3 Mesure de la position

Dans cette étude, les applications expérimentales ont pour but de vérifier le modèle de comportement du micro-objet établi dans le chapitre 3. De ce fait le retour de la position en temps réel n’est pas une obligation et le traitement sera fait hors ligne. Deux validations expérimentales essentielles sont faites. La validation du modèle statique, c’est à dire la position finale de la particule suivant  $x$ ,  $y$  et  $z$  et le modèle dynamique, portant sur le déplacement de la particule. Le capteur de position pour les micro-objets le plus fréquent est la caméra. Dans l’application, une caméra classique de vitesse d’acquisition 30 images par seconde a été utilisée. Elle permet de visualiser la position statique de la particule. En revanche, à cause de la grande dynamique du déplacement de la particule par rapport à cette vitesse d’acquisition, cette caméra ne nous permet pas de visualiser la position de la particule lors du déplacement. De ce fait, nous sommes déplacés au laboratoire BEAMS à Bruxelles où nous avons monté leur caméra haute cadence (vitesse d’acquisition utilisée 500 images par seconde) sur notre dispositif pour pouvoir mesurer la position de la particule lors de son déplacement.

Dans ces deux cas, la caméra est montée au dessus d’un objectif optique qui permet de visualiser la particule et la région où elle se déplace. Cette vue verticale fournit la

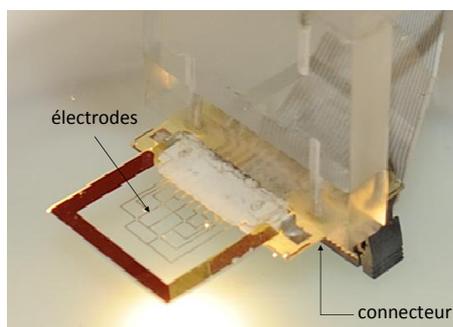


FIGURE 4.7 – Connecteur FPC/FFC qui lie les électrodes à la sortie des amplificateurs.

position  $xy$  de la particule. Pour mesurer la position suivant l'axe  $z$  de la particule une vue de côté est assurée à l'aide d'un miroir incliné de 45 degrés placé au bord de la plaque des électrodes (voir figure 4.8). Dans cette étude nous nous limitons à l'utilisation d'une seule caméra verticale ce qui conduit à une limitation sur la mesure de la position qui sera soit suivant l'axe  $z$  en utilisant le miroir soit dans le plan  $xy$  et non pas suivant les trois axes simultanément.

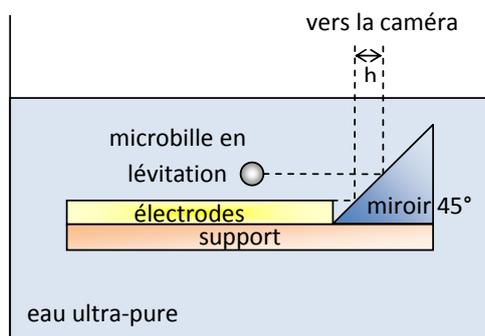
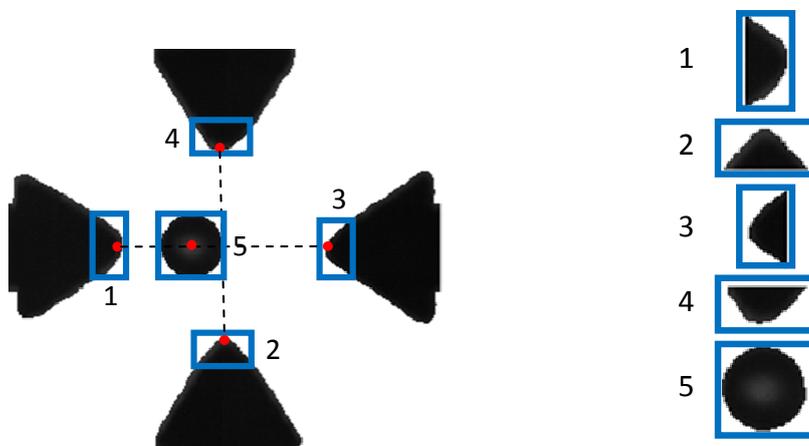


FIGURE 4.8 – Utilisation d'un miroir incliné de 45 degrés pour la vue du côté pour mesurer la hauteur de la particule en lévitation.

A l'aide d'un programme développé sous C++ (Visual C++) et en exploitant la librairie *OpenCV*<sup>1</sup> la position de la particule est mesurée hors ligne. Les coins des électrodes et la particule sont identifiés par corrélation à l'aide de la fonction ... du *OpenCV* (voir figure 4.9(a)). La corrélation nécessite des photos de références des électrodes et de la particule. Ces photos sont prises au début de l'algorithme de détection de la position (voir figure 4.9(b)). Cette identification permet de mesurer la position de la particule par rapport aux électrodes pour finalement calculer les coordonnées de la particule.

1. *OpenCV* (Open Computer Vision) est une librairie à source ouverte contenant des fonctions de vision et de traitements d'images développées par Intel.



(a) Détection de la position de la particule par rapport aux électrodes par corrélation.

(b) Les photos de référence utilisées dans l'algorithme de corrélation pour la détection des électrodes et de la particule.

FIGURE 4.9 – Utilisation de la corrélation pour mesurer la position de la particule.

L'ensemble de tous les composants constituant notre dispositif diélectrophorétique est présenté sur la figure 4.10.

## 4.2 Validation du modèle statique

Dans les réalisations expérimentales les particules utilisées sont des particules sphériques en  $SiO_2$ . Ces particules sont choisies parmi une population de particules sphériques dont leur rayon varie entre 45 et 50  $\mu m$ . Le but de ces expériences est de valider le modèle statique. Ceci signifie que l'information nécessaire à mesurer est la position finale de la particule, ce qui implique qu'une caméra classique sera utilisée. Dans un premier temps, nous étudierons la position en  $z$  de la particule, ou autrement dit la lévitation de la particule. La hauteur de la particule est mesurée en fonction du vecteur des tensions électriques  $U = [u, 0, u]$ . Elle est ensuite comparée aux résultats numériques en utilisant notre simulateur. La figure 4.12 montre l'évolution de la hauteur en fonction de la tension  $u$  en utilisant une particule de rayon  $r = 45\mu m$  et les électrodes montrées dans la figure 4.11.

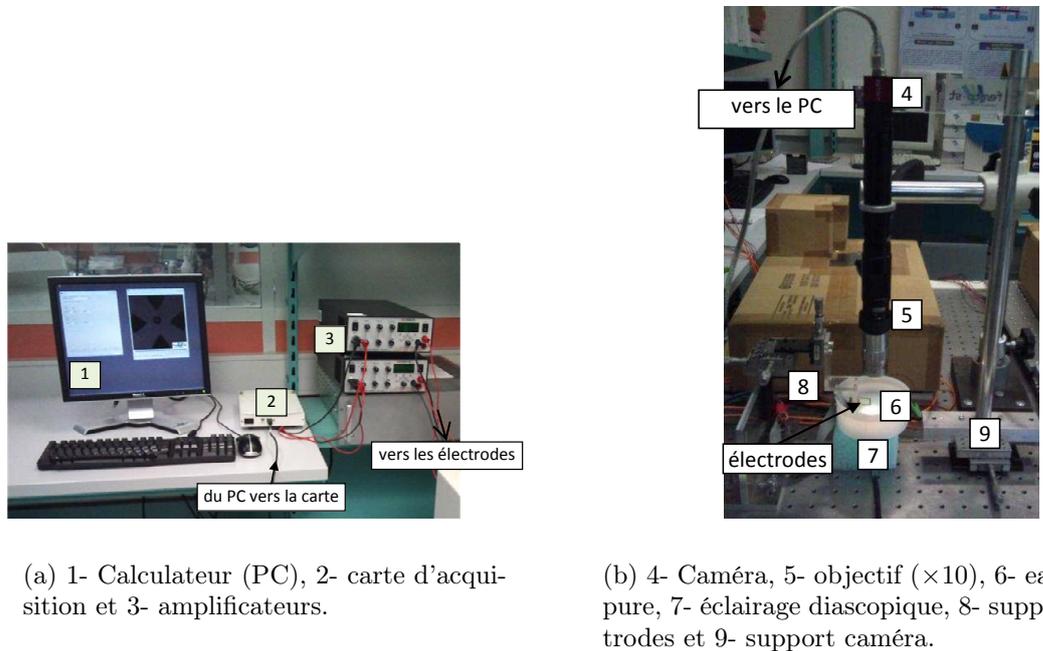
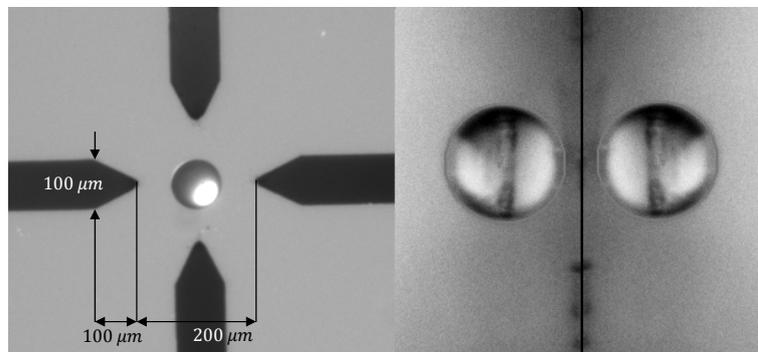


FIGURE 4.10 – Vue de l'ensemble des composants constituant le dispositif expérimental.

FIGURE 4.11 – Electrodes utilisées dans la validation du modèle statique du calcul de la position suivant l'axe  $z$  (image à gauche). Un miroir incliné de 45 degré est utilisé pour visualiser la hauteur de la particule (image à droite). La réflexion de la particule sur le plan des électrodes apparaît sur l'image.

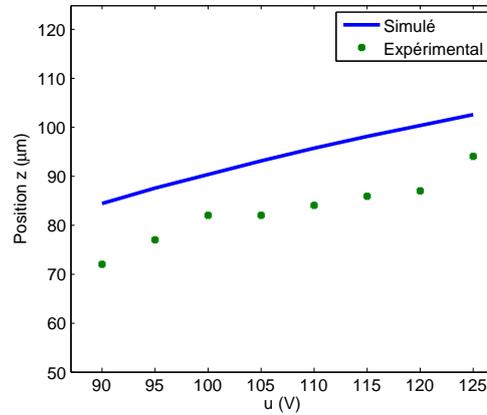


FIGURE 4.12 – Relevé expérimental de la hauteur de la particule en fonction de tensions appliquées.

Ensuite, nous avons étudié le déplacement de la particule le long de l'axe  $x$ . Dans ce cas, le vecteur des tensions électriques  $U$  de l'équation (3.16) a la forme suivante :

$$U = [U_{ref}, 0, U_3], \quad (4.1)$$

où  $U_{ref}$  est une tension fixe et  $U_3$  est une tension variable. La position statique de la particule est mesurée en fonction de la tension  $U_3$ . La géométrie des électrodes utilisée est celle montrée dans la figure 4.13. La figure 4.15 montre la position finale suivant l'axe  $x$  du centre de la particule en fonction de la tension  $U_3$  appliquée pour plusieurs valeurs de  $U_{ref}$ . Dans la figure 4.15, la position finale de la particule est mesurée, et comparée aux résultats du modèle. Cette validation montre que le calcul de la force de diélectrophorèse fait par le simulateur est proche des relevés expérimentaux. Les valeurs numériques des permittivités, des masses volumiques et des autres paramètres physiques utilisées dans le modèle sont ceux relevés dans la littérature. Toutefois, ces valeurs peuvent être différentes de celles réelles ce qui augmente l'erreur observée.

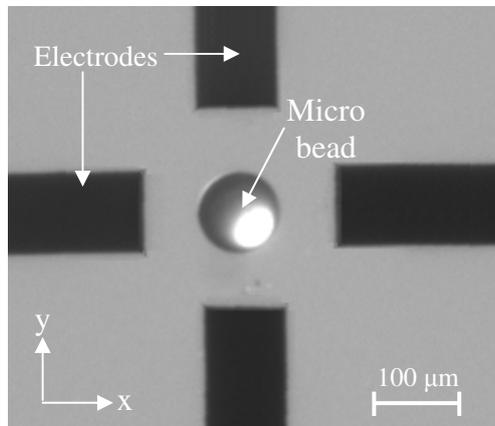


FIGURE 4.13 – Electrodes utilisées dans la validation du modèle statique.

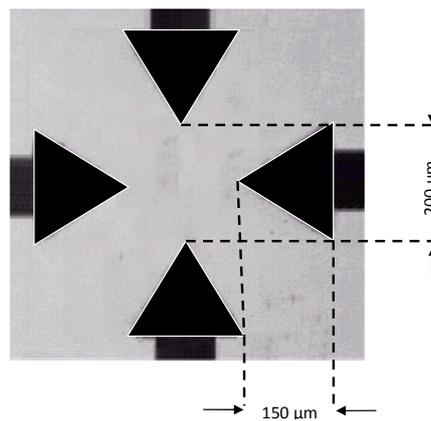


FIGURE 4.14 – Electrodes choisies expérimentalement qui subissent le moins d'électrolyse.

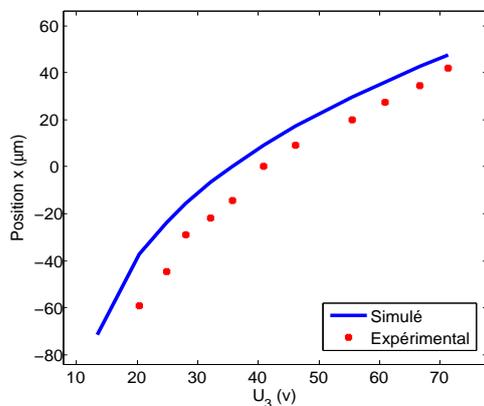
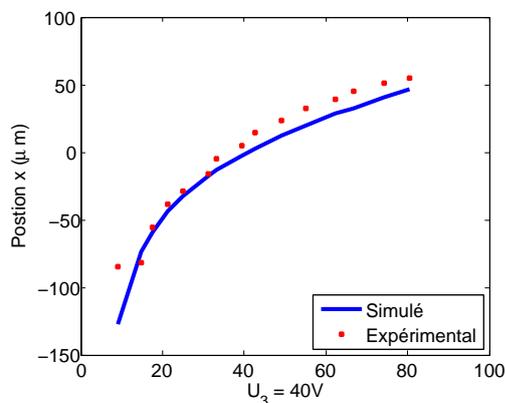
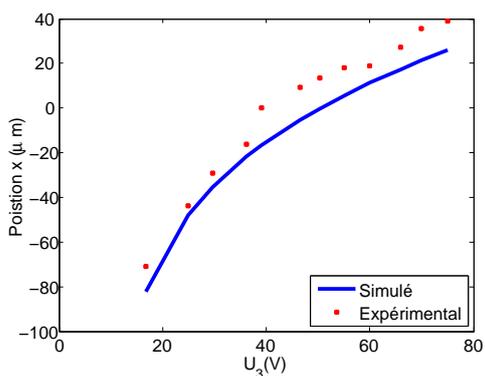
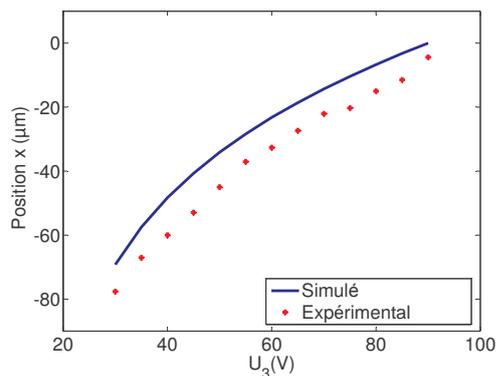
(a)  $U_{ref} = 35V$ .(b)  $U_{ref} = 40V$ .(c)  $U_{ref} = 50V$ .(d)  $U_{ref} = 90V$ .

FIGURE 4.15 – La position finale de la particule en fonction de la tension  $U_3$  qui varie du 30V à 90V pour plusieurs valeurs de  $U_{ref}$ .

### 4.3 Validation du modèle dynamique

Une fois le modèle statique validé, nous avons procédé à la validation du modèle dynamique du déplacement de la particule dans un milieu liquide. Le déplacement de la particule se fait en partant d'une position d'équilibre dans l'espace à une autre. Ces deux positions sont caractérisées par les vecteurs de tension électrique  $U = [u_1, 0, u_3]$  et  $U = [u_3, 0, u_1]$ . Ces deux configurations de tensions électriques provoquent le déplacement de la particule tout au long de l'axe  $x$ . Ce déplacement est caractérisé par sa grande vitesse. De ce fait, une caméra haute cadence est nécessaire. En utilisant la caméra

haute cadence située à l'université Libre de Bruxelles, des expériences ont été réalisées en utilisant une vitesse de 500 ips (images par seconde). Un exemple de ces résultats est montré dans la figure 4.16 où  $u_1 = 25V$  et  $u_3 = 100V$ . Ce résultat valide le modèle dynamique du déplacement suivant l'axe  $x$  du notre simulateur.

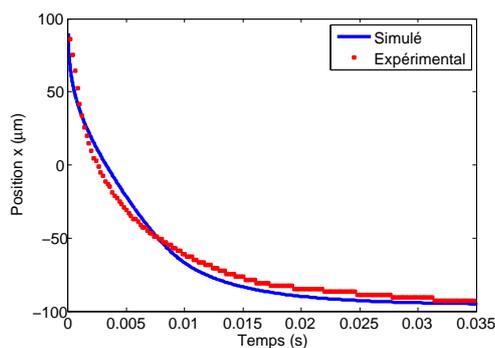


FIGURE 4.16 – Déplacement de la particule partant de la position d'équilibre assurée par  $U = [25, 0, 100]$  vers une deuxième position d'équilibre qui correspond à  $U = [100, 0, 25]$ .

## 4.4 Difficultés expérimentales et solutions

Pendant la réalisation et le montage du dispositif diélectrophorétique plusieurs difficultés ont été rencontrées. Le problème majeur qui s'est posé est l'électrolyse de l'eau. Malgré que nous utilisons l'eau ultra-pure et une haute fréquence, nous avons remarqué, lors de l'application des tensions, l'eau subit de l'électrolyse. En outre, on constate expérimentalement que, plus les électrodes sont proches les unes des autres, plus le courant électrique qui circule est grand ( $> 10mA$ ). Ceci influe directement sur la quantité de bulles de gaz générées gênant ainsi le déplacement de la particule. Après plusieurs réalisations expérimentales, nous avons constaté que la géométrie montrée dans la figure 4.14 provoque le moins de l'électrolyse à une tension donnée. De plus, lors de la circulation du courant électrique dans les électrodes, ceci les fait chauffer suivant la loi d'Ohm. Cet échauffement conduit à une dilatation de l'or dont les électrodes sont formées. Cette déformation détache les électrodes de leur support ce qui modifie localement leur géométrie. Ceci constitue une autre raison pour laquelle les résultats numériques diffèrent de relevés expérimentaux. Une solution proposée est l'utilisation d'une couche isolante mince déposée au dessus des électrodes.

Un deuxième problème, conséquence du premier, est la différence entre la géométrie des électrodes du modèle et celle des expériences. La différence entre le rayon de courbure des pointes de la géométrie simulée et celui des points de la géométrie réelle influent largement sur la différence entre les résultats. Ceci est particulièrement vrai après provocation de l'électrolyse. Afin de palier ce problème, la géométrie des électrodes réelles

a été relevée et insérée dans le simulateur, et une nouvelle base de données a été créée. Les résultats de simulation présentés sur la figure 4.16 ont été obtenus en utilisant cette nouvelle base de données.

Une dernière difficulté rencontrée est l'éclairage. Les électrodes étant en or et la particule en  $SiO_2$ , l'utilisation de la microscopie en réflexion ne nous permet pas de bien visualiser la scène et nécessiterait un traitement complexe pour mesurer la position de la particule. Nous avons, par conséquent, utilisé l'éclairage diascopique (en face de la caméra). Ce type d'éclairage donne une image contrastée (cas de toutes les figures expérimentales présentées) ce qui rend son traitement plus facile pour la mesure de la position.

## 4.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté premièrement les méthodes de microfabrication des électrodes dans la salle blanche. Deuxièmement, la génération des tensions électriques et leur application sur électrodes ont été présentées. Ensuite, la mesure de la position a été traitée et deux types de caméra ont été utilisés. Sur la base de relevés expérimentaux, les comportements statiques et dynamiques du modèle ont été validés. Dans le prochain chapitre, nous présenterons la construction d'une loi de commande dans le but de commander la trajectoire dynamique d'une particule en utilisant la force de diélectrophorèse.

# Chapitre 5

## Commande de la trajectoire d'une particule

*Dans le chapitre 3, nous avons proposé un moyen de modélisation de la trajectoire d'une particule soumise à une force de diélectrophorèse dans le but de la contrôler. Des résultats de ce modèle ont été comparés avec des relevés expérimentaux pour le valider dans le chapitre précédent. Ce chapitre porte sur la proposition d'une loi de commande permettant le contrôle de la trajectoire. Dans la première section, des hypothèses sont considérées dans l'ordre de simplifier le modèle numérique. Ensuite, un nouveau modèle dynamique est établi en fonction de ces simplifications puis la transformation du modèle non-linéaire en un modèle partiellement linéaire est montrée. Dans la deuxième section, la commande prédictive généralisée est introduite, et le critère d'optimisation est établi en fonction du modèle linéaire. Plusieurs résultats sont montrés ainsi qu'une comparaison avec une autre loi de commande.*

### 5.1 Modèle uniaxial polynomial

Le modèle présenté dans le chapitre 4, est un modèle qui permet la détermination de la trajectoire d'une particule soumise à une force de diélectrophorèse quelque soit la géométrie des électrodes. Ce modèle est une représentation numérique dont on propose d'établir une approximation polynomiale afin de synthétiser une loi de commande. L'étude de la commande se limite de plus à un seul axe de déplacement selon le vecteur  $\hat{x}$  en considérant  $y = 0$  et  $z = z_0$ . Comme on l'a déjà vu, la force de diélectrophorèse s'écrit en fonction du gradient du champ carré  $\overline{\nabla E^2}$  (3.1, page 35) :

$$\overrightarrow{F_{DEP}} = 2\pi\epsilon_m r^3 \text{Re}[K(\omega)] \nabla \overline{E^2}. \quad (5.1)$$

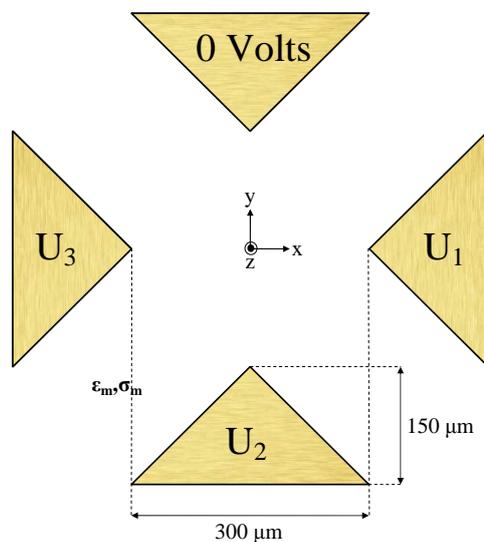


FIGURE 5.1 – Géométrie des électrodes utilisées dans les exemples de ce chapitre.

### 5.1.1 Hypothèses et simplifications

Dans un cas général, et en utilisant des géométries quelconques des électrodes, il est difficile de découpler les composantes de la force de diélectrophorèse par rapport aux tensions appliquées sur les électrodes vu la complexité de la représentation numérique. Pour cela, on considère des électrodes de géométries symétriques : la même géométrie des électrodes utilisée dans le chapitre 3, décrite dans la figure 5.1. La symétrie des électrodes alliée à une symétrie des tensions, permet de découpler les composantes de la force de diélectrophorèse grâce à la symétrie du champ électrique. Alors, pour créer une force de diélectrophorèse dont la composante suivant l'axe  $y$  est nulle il nous suffit de générer le champ  $\vec{E}$  en appliquant un vecteur de tension  $U$  sous la forme de :  $U = [U_1, 0, U_3]$ . Nous nous limitons à la commande de la position suivant  $\hat{x}$  considérant que l'altitude de la particule est constante ( $z = z_0$ ). Cette hypothèse correspond, physiquement, à celle d'un objet dont l'altitude pourrait être réglée par un autre moyen physique. Ce choix consiste en une hypothèse majeure visant à simplifier l'analyse et la présentation de la synthèse de la commande, elle devra être levée lors de l'étude de la commande suivant les 3 degrés de liberté  $x$ ,  $y$  et  $z$ .

En utilisant le principe de superposition des champs électriques et le fait que le champ  $\vec{E}$  est directement proportionnel à la tension électrique on peut écrire les composantes  $E_x$ ,  $E_y$  et  $E_z$  du  $\vec{E}$  dans le repère orthonormé  $(O, \hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$  comme ceci :

$$\begin{aligned} E_x(x) &= U_1 f_{1x}(x) + U_3 f_{3x}(x), \\ E_y(x) &= U_1 f_{1y}(x) + U_3 f_{3y}(x), \\ E_z(x) &= U_1 f_{1z}(x) + U_3 f_{3z}(x), \end{aligned} \tag{5.2}$$

où les  $f_{1i}$  et les  $f_{3i}$  sont des fonctions qui dépendent de la position du centre de la particule  $x$ , de la géométrie des électrodes et des propriétés diélectriques du milieu et de la particule [27].

### 5.1.2 Calcul des $f_{1i}(x)$ et $f_{3i}(x)$

Le calcul des fonction  $f_{1i}(x)$  et  $f_{3i}(x)$ , suivant les trois directions  $\hat{x}$ ,  $\hat{y}$  et  $\hat{z}$ , se fait numériquement en approximant les valeurs numériques des composantes du vecteur champ  $\vec{E}$  à des polynômes de degré  $p$  en fonction de  $x$ . D'où :

$$f_{1i}(x) = \sum_{j=0}^p a_{ij}x^j \quad \text{et} \quad f_{3i}(x) = \sum_{j=0}^p b_{ij}x^j. \quad (5.3)$$

L'identification de ces polynômes s'effectue en simulant deux couples de tensions ( $U_1, U_3$ ) (typiquement  $[1, 0, 0]$  et  $[0, 0, 1]$ ). L'équation (5.3) représente une approximation polynomiale de la base de données proposée dans le chapitre 3. Une fois ces polynômes sont identifiés, nous sommes capable d'écrire le champ électrique  $\vec{E}$  de l'équation (5.2) sous forme polynomiale en fonction de la position  $x$ . La force de diélectrophorèse est ensuite calculée suivant l'équation (5.1) en effectuant la dérivée du carré du champ électrique  $\vec{E}$  :

$$E^2(x) = E_x^2(x) + E_y^2(x) + E_z^2(x), \quad (5.4)$$

avec

$$E_i^2(x) = U_1^2 f_{1i}^2(x) + U_3^2 f_{3i}^2(x) + 2U_1 U_3 f_{1i}(x) f_{3i}(x) \quad i \in \{x, y, z\}. \quad (5.5)$$

En remplaçant la valeur de  $E_i^2(x)$  dans (5.4) on obtient :

$$\begin{aligned} E^2(x) = & U_1^2 (f_{1x}^2(x) + f_{1y}^2(x) + f_{1z}^2(x)) \\ & + U_3^2 (f_{3x}^2(x) + f_{3y}^2(x) + f_{3z}^2(x)) \\ & + 2U_1 U_3 (f_{1x}(x) f_{3x}(x) + f_{1y}(x) f_{3y}(x) + f_{1z}(x) f_{3z}(x)). \end{aligned} \quad (5.6)$$

Dans notre cas unidimensionnel, le gradient du carré du champ électrique  $\vec{E}$  se résume à la dérivée du  $\vec{E}^2(x)$  par rapport à  $x$ , comme on travaille dans un espace unidimensionnel, ce gradient s'écrit :

$$\frac{\partial E^2(x)}{\partial x} = U_1^2 f_1(x) + 2U_1 U_3 f_2(x) + U_3^2 f_3(x), \quad (5.7)$$

avec

$$\begin{cases} f_1(x) = & 2f_{1x}(x) \frac{df_{1x}(x)}{dx} + 2f_{1y}(x) \frac{df_{1y}(x)}{dx} + 2f_{1z}(x) \frac{df_{1z}(x)}{dx} \\ f_2(x) = & f_{1x}(x) \frac{df_{3x}(x)}{dx} + f_{3x}(x) \frac{df_{1x}(x)}{dx} + f_{1y}(x) \frac{df_{3y}(x)}{dx} \\ & + f_{3y}(x) \frac{df_{1y}(x)}{dx} + f_{1z}(x) \frac{df_{3z}(x)}{dx} + f_{3z}(x) \frac{df_{1z}(x)}{dx} \\ f_3(x) = & 2f_{3x}(x) \frac{df_{3x}(x)}{dx} + 2f_{3y}(x) \frac{df_{3y}(x)}{dx} + 2f_{3z}(x) \frac{df_{3z}(x)}{dx}. \end{cases} \quad (5.8)$$

D'après (5.1) la force de diélectrophorèse vaut donc :

$$F_{DEP}(U_1, U_3, x) = 2\pi\varepsilon_m r^3 \operatorname{Re}[K(\omega)] (U_1^2 f_1(x) + 2U_1 U_3 f_2(x) + U_3^2 f_3(x)). \quad (5.9)$$

L'équation (5.9) traduit la relation explicite entre la force de diélectrophorèse et les tensions appliquées sur les électrodes. A travers cette équation nous créons un modèle dynamique du déplacement de la particule permettant une loi de commande suivant l'axe  $x$ .

### 5.1.3 Equation dynamique

En prenant l'équation dynamique d'une particule de rayon  $r$  qui se déplace dans un milieu liquide (3.32, page 54), on peut écrire la vitesse de la bille suivant l'axe  $x$  comme suivant :

$$\dot{x} = \frac{1}{6\pi\mu r} F_{DEP}(U, x). \quad (5.10)$$

Dans notre cas, nous souhaitons commander la position suivant l'axe  $x$ . Cette variable est commandée par deux variables de commande différentes qui sont les tensions  $U_1$  et  $U_3$ . Pour réduire ces deux variables de commande à une seule variable nous ajoutons une relation entre eux, soit :

$$\begin{cases} U_1 &= U_{ref} - \delta u \text{ et} \\ U_3 &= U_{ref} + \delta u, \end{cases} \quad (5.11)$$

avec  $U_{ref}$  est une tension de référence qui reste constante pendant la commande, et  $\delta u$  devient la seule variable de la commande utilisée.

En remplaçant l'équation (5.11) dans l'équation de la force de diélectrophorèse (5.9) nous obtenons :

$$F_{DEP}(\delta u, x) = 2\pi\varepsilon_m r^3 \operatorname{Re}[K(\omega)] (\delta u^2 (f_1(x) - 2f_2(x) + f_3(x)) + U_{ref} \delta u (-2f_1(x) + 2f_3(x)) + U_{ref}^2 (f_1(x) + f_2(x) + f_3(x))). \quad (5.12)$$

En remplaçant l'équation (5.12) dans l'équation dynamique (5.10) on obtient :

$$\dot{x} = \alpha(x) \delta u^2 + \beta(x) \delta u + \gamma(x), \quad (5.13)$$

avec

$$\begin{cases} \alpha(x) = \frac{2\pi\varepsilon_m r^3 \operatorname{Re}[K(\omega)]}{6\pi\mu r} (f_1(x) - 2f_2(x) + 2f_3(x)), \\ \beta(x) = U_{ref} \frac{2\pi\varepsilon_m r^3 \operatorname{Re}[K(\omega)]}{6\pi\mu r} (-2f_1(x) + 2f_3(x)) \text{ et} \\ \gamma(x) = U_{ref}^2 \frac{2\pi\varepsilon_m r^3 \operatorname{Re}[K(\omega)]}{6\pi\mu r} (f_1(x) + 2f_2(x) + f_3(x)). \end{cases} \quad (5.14)$$

Les fonctions  $\alpha(x)$ ,  $\beta(x)$  et  $\gamma(x)$  caractérisent le système et elles sont déterminées à partir des fonctions  $f_i$  préalablement identifiées (5.8). On remarque bien que dans l'équation (5.13), la première problématique qui est la non-linéarité apparaît clairement en fonction de la variable  $\delta u$  du fait du terme  $\delta u^2$ . Une deuxième non-linéarité en fonction de la position existe et elle est illustrée sur la figure 5.2, cette non-linéarité provient de la forme des électrodes et tout particulièrement des effets de pointe. L'utilisation d'électrodes plus régulières rendraient plus linéaire le système, mais diminue le gradient du champ électrique et donc les forces engendrées deviendraient plus faibles. On ne peut donc pas réellement concevoir un système linéaire et il est donc intéressant d'étudier la commande de ces systèmes en incluant les non-linéarités. Dans cette figure, l'évolution des fonctions  $\alpha(x)$ ,  $\beta(x)$  et  $\gamma(x)$  sont présentées en fonction de la position  $x$ . On remarque aussi que cette non-linéarité augmente lorsque la distance entre le centre de la particule et les bords des électrodes diminue. Dans cet exemple le degré du polynôme des fonctions  $f_i$  est  $p = 5$ , le rayon de la particule en silicium  $r$  est égale à  $30\mu m$ , le liquide utilisé est l'eau ultra pure et la géométrie de la figure 5.1 est utilisée. Enfin, la figure 5.3 montre les réponses impulsionnelles de la même particule partant de la position initiale  $x_0 = 0\mu m$  et en appliquant des valeurs de tensions  $\delta u$  de 40, 50, 60 et 70 V. De cette figure on illustre deux propriétés :

1. La forme polynomiale de l'équation (5.13) induit une non-linéarité vis-à-vis la tension appliquée : déplacement maximal n'est pas atteint pour une tension maximale de  $\delta u$ , mais pour  $\delta u = 50V$ .
2. La grande dynamique de la particule qui se déplace sous l'effet de la force de diélectrophorèse (la constante du temps est de l'ordre de 3 ms).

Cet exemple illustre les deux caractéristiques essentielles du comportement constituant les deux grandes problématiques de commande qui sont la non-linéarité et la grande dynamique du déplacement de la particule. Ces deux problématiques sont abordées dans la suite de ce chapitre, où la non-linéarité est levée partiellement par changement de variable et une stratégie de commande particulière est proposée pour contrôler le mouvement de la particule malgré sa dynamique élevée.

#### 5.1.4 Linéarisation du système par rapport à la variable de commande

L'équation (5.13) est une équation du second degré en fonction de la tension  $\delta u$ , donc un simple changement de variable peut rendre cette équation linéaire. Soit  $\xi$  la nouvelle variable de commande où :

$$\xi = f_{lin}(\delta u) = \left( \delta u + \frac{\beta(x)}{2\alpha(x)} \right)^2. \quad (5.15)$$

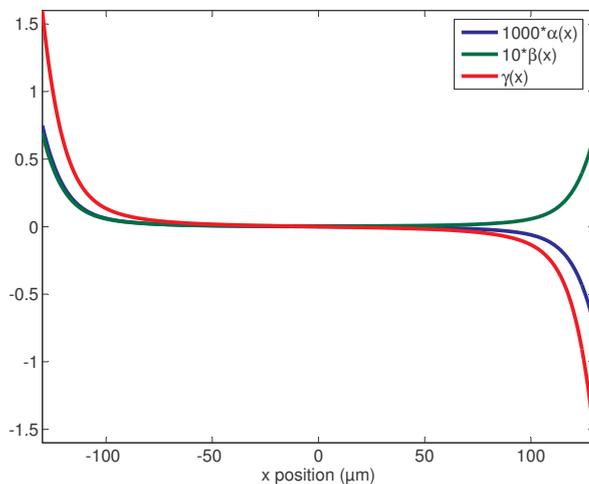


FIGURE 5.2 – Non-linéarité des fonctions  $\alpha(x)$ ,  $\beta(x)$  et  $\gamma(x)$ , avec  $U_{ref} = 75V$ . Les unités de ces fonctions sont respectivement :  $ms^{-1}V^{-2}$ ,  $ms^{-1}V^{-1}$  et  $ms^{-1}$

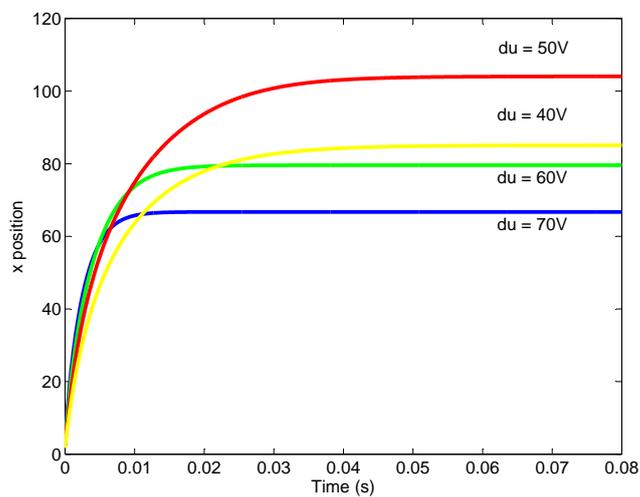


FIGURE 5.3 – Réponses impulsionnelles d'une particule initialement située à  $x_0 = 0\mu m$ , subissant respectivement  $\delta u = 40V, 50V, 60V$  et  $70V$ , avec  $U_{ref} = 75V$ .

En utilisant ce changement de variable, nous obtenons une nouvelle relation linéaire liant la vitesse de la particule et la nouvelle variable de commande. Ce changement de variable introduit une contrainte  $C_1$  (5.16) sur la valeur que peut prendre cette nouvelle variable  $\xi$ . A cause de la relation entre  $\delta u$  et  $\xi$  cette dernière ne peut pas prendre des valeurs négatives, sinon la tension  $\delta u$  prendra une valeur imaginaire ce qui est physiquement impossible. De ce fait :

$$\xi \geq 0 \quad (\text{contrainte } C_1). \quad (5.16)$$

La nouvelle équation linéaire liant la nouvelle variable de commande  $\xi$  et la vitesse de la particule devient :

$$\dot{x} = \alpha(x)\xi + \rho(x), \quad (5.17)$$

où

$$\rho(x) = \gamma(x) - \frac{\beta^2(x)}{4\alpha(x)}. \quad (5.18)$$

Il est à noter que dans le cas particulier, où  $\alpha(x)$  est égale à 0, l'expression de la vitesse devient linéaire en fonction de  $\delta u$  :

$$\dot{x} = \beta(x)\delta u + \gamma(x). \quad (5.19)$$

A travers ce changement de variable nous avons pu résoudre le problème de la non-linéarité de l'équation dynamique entre la vitesse de la particule et la tension  $\delta u$  appliquée.

La non-linéarité par rapport à la position  $x$  qui subsiste à travers les fonctions  $\alpha(x)$ ,  $\beta(x)$  et  $\gamma(x)$  sera abordée dans la section suivante.

## 5.2 Commande prédictive généralisée (CPG) unidimensionnelle

Dans le but de contrôler la position du centre de la particule et de faire le suivi de trajectoire, la loi de commande utilisée doit prendre en compte la non-linéarité et la grande dynamique du système. Dans ce cas, les lois de commande classiques comme le correcteur proportionnel intégral (PI) sont insuffisantes. Nous proposons donc d'établir une stratégie de commande qui permet d'intégrer les non-linéarités et de prendre en compte la grande dynamique du système. Concernant ce dernier point, l'utilisation de la vision comme méthode de capture de la position nécessite une vitesse d'acquisition importante. La vitesse d'une caméra classique est de 30 à 50 images par seconde ce qui revient typiquement à une image chaque 25 ms environ. Si on compare cette durée à la constante du temps du déplacement par la force de diélectrophorèse, qui est de l'ordre de quelques ms : 3ms (voir figure 5.3), on déduit que cette vitesse d'acquisition

est insuffisante pour assurer un contrôle dynamique en boucle fermée. Pour résoudre ce problème deux voies ont été envisagées :

1. L'utilisation d'une caméra haute cadence. Si on considère que la constante du temps de la particule, sous l'effet de la diélectrophorèse, est de l'ordre de  $3ms$  et que deux images pendant la durée du constante de temps est suffisante pour contrôler la position de la particule, alors nous avons besoin d'une caméra avec une vitesse d'acquisition minimale de 700 images par seconde. Cette solution est envisageable, mais le coût d'une telle caméra est très élevé du fait de cette vitesse élevée d'acquisition.
2. L'utilisation d'une caméra de plus faible cadence et l'exploitation du modèle dans la commande. Dans ce cas, on utilise le modèle pour créer une loi de commande qui permet de contrôler la position de la particule entre deux mesures successives, période durant laquelle aucunes informations sur la position réelle de la particule n'est disponible. Pendant cette période, la loi de commande calcule les valeurs convenables de la variable de commande pour contrôler la position de la particule. Ce calcul est basé sur un modèle numérique du déplacement de la particule. Cette solution nous permet de contrôler la position de la particule mais elle engendre une augmentation dans le temps du calcul de la commande.

Dans la suite nous proposons une méthode de mettre en œuvre la deuxième solution en exploitant le modèle numérique pour établir la loi de commande.

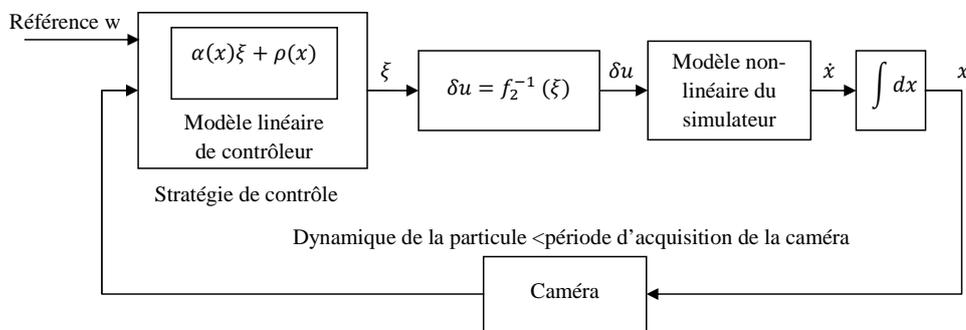


FIGURE 5.4 – Stratégie de contrôle pour la commande en position de la particule.

### 5.2.1 Application de la commande prédictive généralisée

Après avoir choisi l'exploitation du modèle numérique, la loi de commande à adapter doit considérer la grande dynamique du déplacement par rapport au capteur de la position en calculant des valeurs de commande même si l'information de la position n'est pas mise à jour. Dans ce cas, le contrôleur estime la position de la particule sur la base du

modèle numérique. L'établissement d'une telle loi de commande sur un modèle est traité dans la commande prédictive généralisée (GPC). La GPC calcule en effet, une suite des valeurs de la commande pendant un horizon de temps dans le futur. Ce calcul est fait en optimisant l'erreur entre la sortie et la consigne suivant un critère d'optimisation quadratique. Cette erreur est calculée pendant cet horizon comme étant la différence entre la sortie prédite dans le futur et la consigne correspondante. Ceci nécessite une pré-connaissance de la trajectoire de référence à suivre. En se basant sur un modèle numérique, la GPC permet le calcul d'une séquence de  $N$  valeurs de la commande dans le futur qui optimisent l'erreur entre la position de la particule et la consigne pour les  $N$  prochains pas. Dans notre cas, nous supposons que l'horizon de la commande est égale à la période d'acquisition de la caméra, la GPC permet ainsi de calculer, en avance, les valeurs de la variable de commande pour la prochaine période. Pour appliquer la théorie de la GPC sur notre système, il faut d'abord discrétiser l'équation dynamique de la particule (5.17). Pour cela, nous définissons deux grandeurs temporelles essentielles. Le pas d'échantillonnage  $T_s$  de la commande et l'horizon de la commande qui est égal à la période d'acquisition de la caméra :  $T_c = N \cdot T_s$ . Autrement dit, l'information sur la position de la particule est mise à jour chaque  $T_c$  secondes, durant cette période, le calculateur calcule les  $N$  prochaines valeurs de la commande dans le but de suivre une consigne  $w$ . La figure 5.5 montre la chronologie des pas d'échantillonnage pendant une période d'acquisition  $T_c$ . La variable  $j$  représente le nombre des périodes  $T_c$  depuis le début du suivi de la trajectoire, et la variable  $i$  représente le nombre de pas d'échantillonnage  $T_s$  dans une période d'acquisition  $T_c$ . L'incrément  $i$  est mis à zéro à chaque nouvelle période  $T_c$ . La discrétisation du modèle dynamique (5.17) en utilisant le pas d'échantillonnage  $T_s$  permet d'obtenir le nouveau modèle numérique :

$$x_{i,j} = [\alpha_{i-1,j}\xi_{i-1,j} + \rho_{i-1,j}] + x_{i-1,j}, \quad (5.20)$$

où l'indice  $i, j$  représentent l'instant  $j \cdot T_c + i \cdot T_s$  et

$$\alpha_{i-1,j} = T_s \alpha(x_{i-1,j}) \quad \text{et} \quad \rho_{i-1,j} = T_s \rho(x_{i-1,j}). \quad (5.21)$$

### 5.2.2 Synthèse de la commande

La GPC est basée sur l'optimisation (minimisation) de l'erreur entre la sortie et la consigne, calculée sur les  $N$  futurs pas, suivant un critère d'optimisation quadratique. D'après le modèle dynamique linéaire de l'équation (5.20), la variable de la commande est  $\xi$ , la sortie est la position  $x$  et l'entrée est la consigne  $w$ , le critère d'optimisation  $J$  s'écrit :

$$J = \sum_{i=1}^N (x_{i,j} - w_{i,j})^2 + \sum_{i=1}^N \lambda \xi_{i-1,j}, \quad (5.22)$$

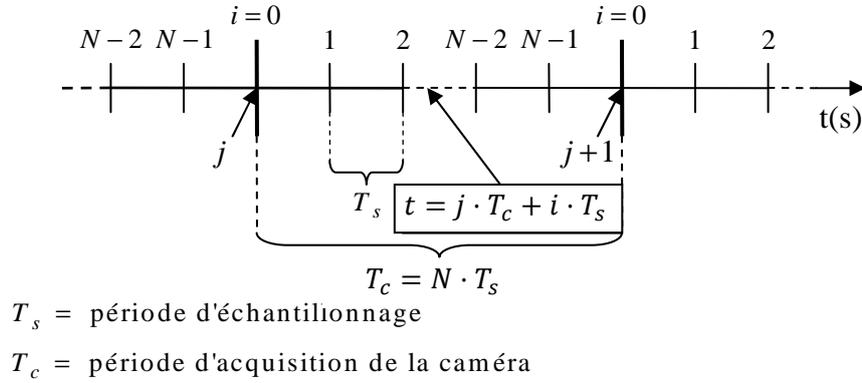


FIGURE 5.5 – Période d'acquisition de la camera  $T_c$  et la période d'échantillonnage du contrôleur  $T_s$ .

où la constante  $\lambda$  est le coefficient de pondération. Celle-ci permet de limiter les grandes variations de la variable de commande. Habituellement la pondération est appliquée sur le carré de la variable de commande, mais dans notre situation elle est appliquée sur le terme  $\xi$  et non pas sur le terme  $\xi^2$ . En effet nous souhaitons limiter les variations de la tension appliquée  $\delta u$ , et la variable  $\xi$  est fonction du carré de celle-ci. La synthèse de la commande consiste à résoudre le critère  $J$  (5.22) au début de chaque période  $T_c$ . La solution sera les  $N$  valeurs de commande  $\xi_{0,j} \cdots \xi_{N-1,j}$  en fonction de la position initiale qui est la position  $x_{0,j}$  acquise par la caméra à l'instant  $j \cdot T_c$ . L'optimisation de ce critère se fait par la résolution du système d'équations suivant :

$$\forall i \in [1, N], \quad \frac{\partial J}{\partial \xi_{i-1,j}} = 0. \quad (5.23)$$

Développons le critère  $J$  en écrivant les variable  $x_{i,j}$  en fonction des variables de commande  $\xi_{i,j}$  (5.20) :

$$J = (x_{1,j} - w_{1,j})^2 + (x_{2,j} - w_{2,j})^2 + \cdots + (x_{N,j} - w_{N,j})^2 + \sum_{i=1}^N \lambda \xi_{i-1,j} \quad (5.24)$$

A partir de l'équation (5.20) on peut déduire :

$$x_{i,j} = \sum_{l=0}^{i-1} \alpha_{l,j} \xi_{l,j} + \rho_{l,j} + x_{0,j}. \quad (5.25)$$

A partir des équations (5.24) et (5.25), la  $i^{\text{ème}}$  dérivée du critère  $J$  par rapport à  $\xi_{i-1,j}$  de l'équation (5.23) s'écrit :

$$2\alpha(x_{i-1,j})[(N-i+1)\sum_{l=0}^{i-1}\alpha_{l,j}\xi_{l,j} + \rho_{l,j} + x_{0,j} + \sum_{k=i}^{N-1}\alpha_{k,j}\xi_{k,j} + \rho_{k,j} - \sum_{p=i}^N w_{p,j}] + \lambda = 0. \quad (5.26)$$

A partir des équations (5.26), c'est à dire les dérivées de  $J$  par rapport à  $\xi_{i-1,j}$ , pour  $i$  valant de 1 à  $N$ , on aboutit à  $N$  nouvelles équations :

$$\begin{cases} \sum_{l=0}^{i-1}\alpha_{l,j}\xi_{l,j} + \rho_{l,j} + x_{0,j} - w_{i,j} = \frac{\lambda}{2\alpha_{i,j}} - \frac{\lambda}{2\alpha_{i-1,j}} \quad \forall i \in [1, N-1] \\ \sum_{l=0}^{i-1}\alpha_{l,j}\xi_{l,j} + \rho_{l,j} + x_{0,j} - w_{i,j} = -\frac{\lambda}{2\alpha_{i-1,j}} \quad i = N. \end{cases} \quad (5.27)$$

A partir de ces équations nous pouvons calculer tout d'abord la commande  $\xi_{0,j}$  (pour  $i = 1$ ) :

$$\xi_{0,j} = \frac{1}{\alpha_{0,j}} \left[ \frac{\lambda}{2\alpha_{1,j}} - \frac{\lambda}{2\alpha_{0,j}} + w_{1,j} - x_{0,j} - \rho_{0,j} \right]. \quad (5.28)$$

Nous remarquons que le calcul de  $\xi_{0,j}$  dépend des fonctions  $\alpha_{0,j}$ ,  $\alpha_{1,j}$  et  $\rho_{0,j}$ . Les fonctions  $\alpha_{0,j}$  et  $\rho_{0,j}$  sont calculées en fonction de la position réelle de la particule acquise par la caméra, par contre la position à l'instant 1,  $j$  est inconnue, donc, la fonction  $\alpha_{1,j}$  sera estimée en faisant l'hypothèse qu'elle est identique à la consigne de la trajectoire  $w_{1,j}$ . Cette hypothèse est réaliste puisque le système est un système du premier ordre susceptible d'annuler l'erreur dès l'instant 1,  $j$ . En combinant les équations (5.20), (5.27) et (5.28) on arrive à calculer toutes les valeurs de la séquence de commande  $\xi_{0,j}, \dots, \xi_{N-1,j}$  en utilisant l'équation récurrente :

$$\forall i \in [1, N] \quad \xi_{i-1,j} = \frac{1}{\alpha_{i-1,j}} \left[ \frac{\lambda}{2\alpha_{i,j}} - \frac{\lambda}{2\alpha_{i-1,j}} - \rho_{i-1,j} + w_{i,j} - x_{i-1,j} \right]. \quad (5.29)$$

En calculant les valeurs de la séquence de la commande  $\xi_{i-1,j}$ , à l'instant  $j \cdot T_c$ , nous vérifions que celle-ci vérifie bien la contrainte  $C_1$  (5.16, page 85) liée à la linéarisation préalable du système. Cette contrainte impose que le signe de la variable de commande  $\xi_{i-1,j}$  calculée soit positif. Si la solution est une valeur négative alors la valeur admise de  $\xi_{i-1,j}$  est la valeur 0. Pour plus de détail, voir l'annexe A.

### 5.2.3 Modification de la consigne

Le dernier élément de notre stratégie de commande porte sur une modification de la consigne dont l'intérêt va être illustré sur un exemple. Considérons la géométrie des

électrodes représentée dans la figure 5.1 avec l'application numérique décrite dans les tableaux 3.2 et 5.1.

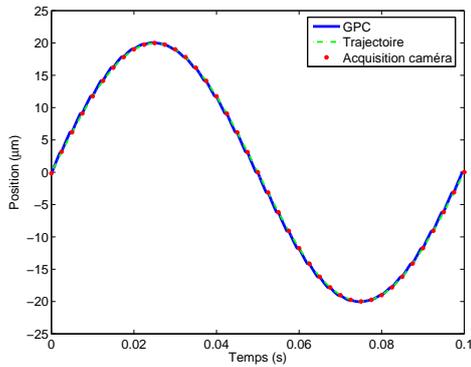
grandeur	notation	valeur
tension de référence	$U_{ref}$	75V
tension maximale	$U_{max}$	150V
période d'échantillonnage	$T_s$	0,5ms
période d'acquisition	$T_c$	2,5ms
horizon de prédiction	$N$	2.5/0.5 = 5

TABLE 5.1 – Application numérique de la commande GPC.

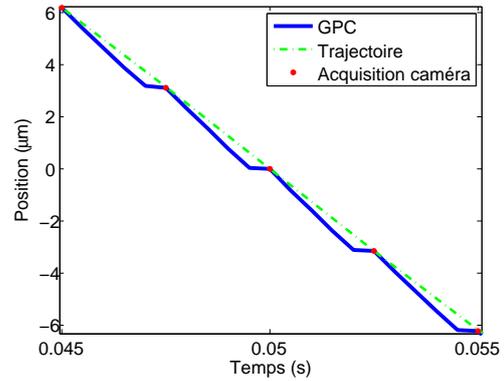
Après la simulation de la géométrie sous un simulateur FEM (COMSOL), les fonctions  $f_{1i}$  et  $f_{3i}$ ,  $i = x, y$  et  $z$ , sont approximées à un polynôme de degré 5, ensuite à partir de ces fonctions, les fonctions  $f_1(x)$ ,  $f_2(x)$  et  $f_3(x)$  sont calculées en utilisant les équations (5.8) et finalement les fonctions  $\alpha(x)$ ,  $\beta(x)$  et  $\gamma(x)$  et  $\rho(x)$  sont calculées en utilisant les équations (5.14 et 5.18). Ces fonctions sont directement utilisées pour la synthèse de la commande GPC (5.29).

Dans la suite nous présenterons plusieurs résultats pour valider le modèle. Cette validation sera faite par simulations et non pas par mise en œuvre expérimentale. Afin de simuler une différence de comportement entre le modèle utilisé dans la commande et le système réel à commander, nous allons, par exemple, prendre en compte une erreur sur les permittivités du milieu et de la particule, sur la constante de la force de traînée et sur le rayon  $r$  de la particule. (20% ou 50% sur  $\epsilon_m$ ,  $k_\mu$  et  $r$ ). Afin d'illustrer le comportement de la commande, nous présentons le suivi d'une trajectoire sinusoïdale dont l'amplitude et la fréquence varie d'un exemple à un autre. La figure 5.6(a)-b montre le suivi de la trajectoire en considérant une erreur de 20% sur la permittivité relative du milieu, la figure 5.6(c) montre les valeurs de la variable  $\delta u$  calculées et finalement la figure 5.6(d) montre les tensions  $U_1 = U_{ref} - \delta u$  et  $U_3 = U_{ref} + \delta u$  appliquées sur les électrodes. Nous remarquons, dans la figure 5.6(c), que la courbe de la tension  $\delta u$  a une forme de dents de scie, où chaque dent apparaît à la date de l'acquisition de la caméra. En effet, lors de la prise en compte de la  $j^{\text{ème}}$  mesure de la caméra (instant  $0, j$ ), le calculateur constate une erreur sensible qu'il compense avec une discontinuité sensible de la commande. Pour éviter ces brusques changements de la tension on propage l'erreur calculée au début de la période d'acquisition sur toute la période. Une fonction de correction  $f_e$  est ajoutée à la consigne  $w$ . Ainsi, la nouvelle consigne  $w'$  est calculée en ajoutant à la consigne initiale  $w$  la fonction de correction  $f_e$  pendant toute la période d'acquisition. Cette fonction peut prendre la forme d'une fonction linéaire, exponentielle, hyperbolique. Elle est déterminée en fonction de la valeur initiale désirée, de la valeur finale désirée et de l'erreur mesurée. Durant une période d'acquisition  $j$ , la nouvelle consigne s'écrit :

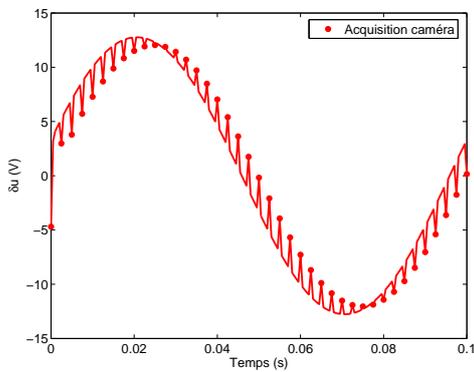
$$\forall i \in [1, N] \quad w'_{i,j} = f_{e,i,j} + w_{i,j}. \quad (5.30)$$



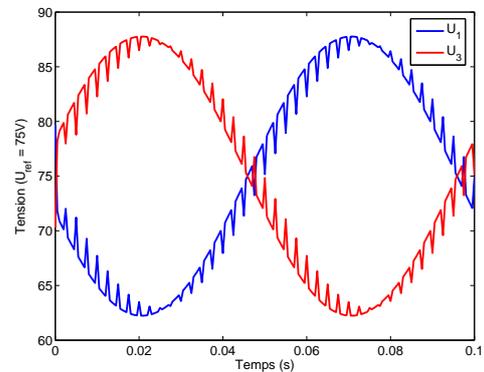
(a) Le suivi d'une trajectoire sinusoïdale de période de  $0.1ms$  et amplitude de  $20\mu m$ .



(b) Agrandissement autour de l'origine à  $t = 50ms$ .



(c) Les valeur de la variable de commande  $\delta u$  calculées par le contrôleur GPC. On remarque que cette courbe est composée des morceaux de  $T_c = N \times T_s = 2.5ms$ .



(d) Les tensions  $U_1 = U_{ref} - \delta u$  et  $U_3 = U_{ref} + \delta u$ .

FIGURE 5.6 – Suivi de la trajectoire assuré par le contrôleur.

A titre d'exemple, pour une valeur initiale égale à la position acquise et une position finale égale à la consigne la fonction de correction hyperbolique s'écrit :

$$f_{e_{i,j}} = (w_{N,j-1} - x_{0,j}) \frac{i}{N} \quad i = 1, \dots, N. \quad (5.31)$$

La figure 5.7 représente une correction de la consigne en fonction de l'erreur mesurée et la consigne originale. En intégrant cette fonction de correction dans notre contrôleur, la forme de la tension  $\delta u$  est modifiée, ainsi que la trajectoire et les tensions  $U_1$  et  $U_3$ . La figure 5.2.3 montre le suivi de la trajectoire pour la même consigne que dans l'exemple précédent ainsi que les courbes des tensions  $\delta u$ ,  $U_1$  et  $U_3$ . On remarque bien l'absence des dents contrairement à l'exemple précédent.

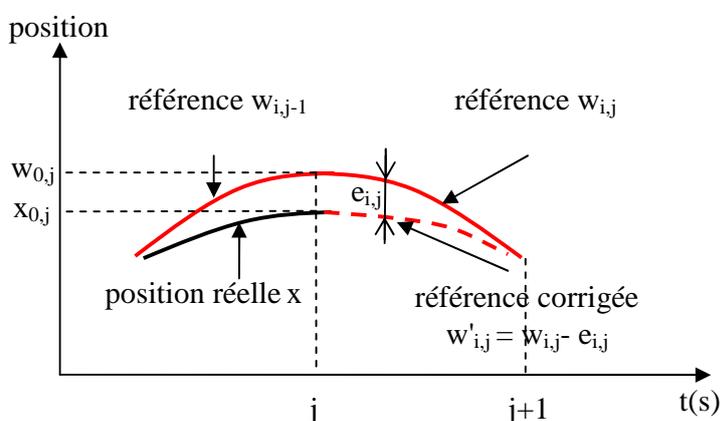
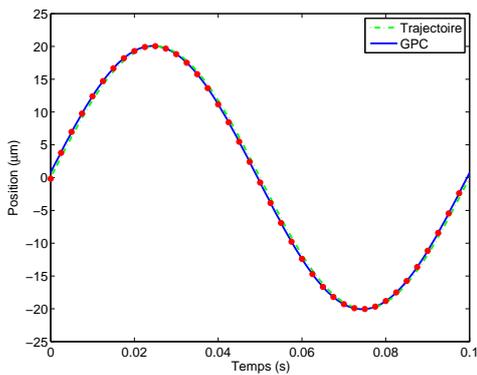


FIGURE 5.7 – Nouvelle consigne  $w'_{i,j}$  en fonction de la position initiale  $x_{0,j}$  et la consigne d'origine  $w_{i,j}$ .

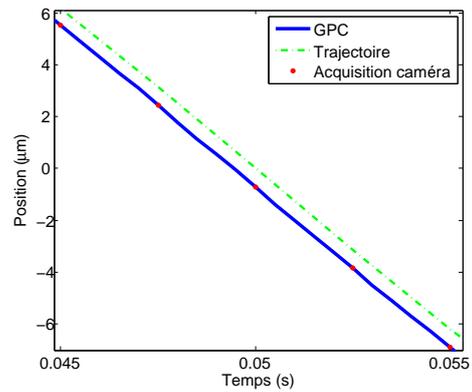
## 5.3 Simulation de la commande

### 5.3.1 Analyse du système bouclé linéaire

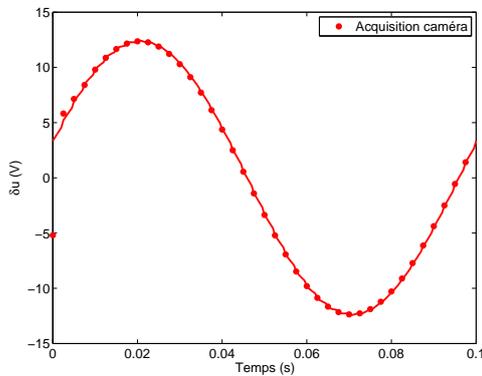
Afin d'étudier essentiellement les performances de la GPC, le premier exemple porte sur une amplitude faible de la consigne  $w$  ( $\pm 40\mu m$ ) où le comportement du système peut être considéré linéaire. Pour tester la robustesse de la commande GPC, nous introduisons plusieurs types d'erreurs. Ces erreurs sont ajoutées sur le modèle utilisé dans le contrôleur GPC. Elles affectent : les constantes diélectriques, la constante de la force de traînée et le rayon de la particule. La figure 5.9(a) montre les suivis de la même trajectoire pour deux taux d'erreur affectant la permittivité électrique du milieu  $\epsilon_m$  à hauteur de 20% et 50%. Les figures 5.9(b) et 5.9(c) décrivent des trajectoires pour lesquelles l'erreur est



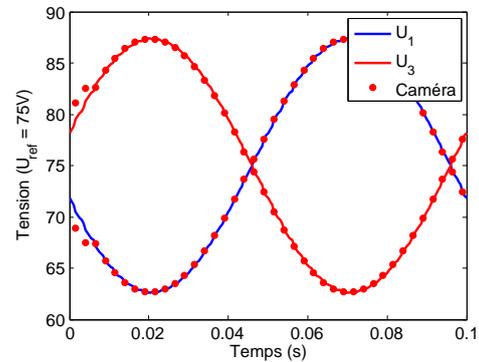
(a) Suivi d'une trajectoire sinusoïdale de période de  $0.1ms$  et amplitude de  $20\mu m$  avec une correction sur la consigne.



(b) Agrandissement autour de l'origine à  $t = 50ms$ .



(c) Valeurs de la variable de commande  $\delta u$  calculées par le contrôleur GPC avec correction sur la consigne. On remarque l'absence des dents présentés dans l'exemple précédent.



(d) Tensions  $U_1 = U_{ref} - \delta u$  et  $U_3 = U_{ref} + \delta u$  correspondantes.

FIGURE 5.8 – Suivi de la trajectoire assuré par le contrôleur avec correction.

affectée respectivement à la constante de la force de traînée ( $k_\mu = 6\pi\mu r$ ) et le rayon  $r$  de la particule.

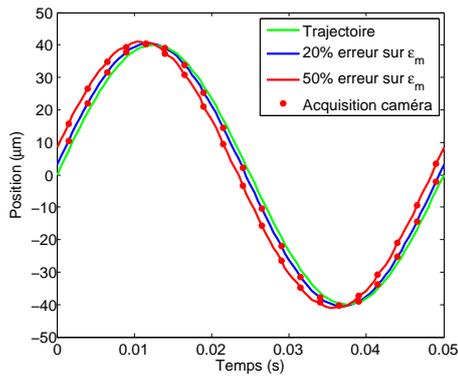
La figure 5.9(d) montre le suivi de la trajectoire en injectant une erreur de 25% sur les trois paramètres : la permittivité relative du milieu  $\epsilon_m$ , la constante de la force de traînée  $k_\mu$  et le rayon  $r$  de la particule. Les autres paramètres ne sont pas étudiés parce que leur effet est négligeable comme les conductivités du milieu et de la particule et la permittivité de la particule. Ces résultats montrent que le système contrôlé par la loi de commande proposée, est robuste aux variations des paramètres.

D'autres types de trajectoires ont été simulées et sont représentées sur les figures 5.10(a), et 5.11(a). Des trajectoires du type échelon et rampe sont respectivement utilisées.

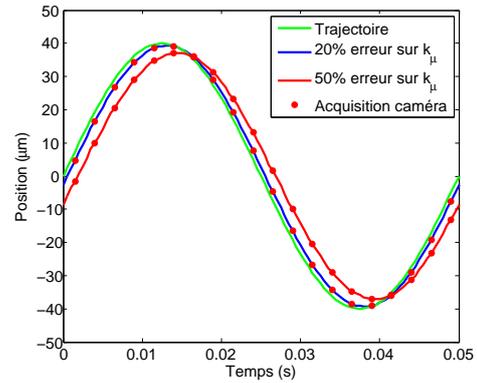
L'application de la stratégie de la GPC permet de contrôler la position de la particule dans un dispositif de manipulation sans contact par la force de diélectrophorèse. Les trajectoires utilisées dans les exemples précédents montrent que cette stratégie est performante dans le domaine linéaire. Nous pouvons également contrôler des trajectoires qui sont plus rapides de manière à tester le contrôleur sur des dynamiques proches de celles du système. En se basant toujours sur les mêmes données numériques des tableaux 3.2 et 5.1, nous choisissons une consigne sinusoïdale d'une période plus petite ( $5ms$ ). La figure 5.12(a) montre le suivi d'une trajectoire de période égale à  $2T_c$ . Dans cet exemple le contrôleur réussit à suivre la consigne en utilisant 2 mesures de la caméra le long de la trajectoire. L'erreur entre la trajectoire de la particule et la consigne est assez grande (20%). Ce cas représente des performances à la limite de la stabilité.

### 5.3.2 Analyse du système bouclé non-linéaire

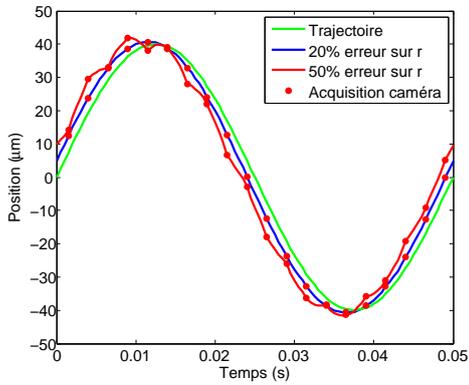
Maintenant, testons cette commande dans la zone fortement non-linéaire, c'est à dire, dans une zone proche des électrodes. Soit une consigne sinusoïdale d'amplitude égale à  $130\mu m$ , la figure 5.13(a) montre le suivi de cette consigne ayant une période d'une seconde avec une erreur de 25% sur la permittivité relative du milieu  $\epsilon_m$ . Le contrôleur réussit à trouver la commande  $\delta u$  nécessaire pour le suivi. Il apparaît clairement que la commande  $\delta u$  n'est pas sinusoïdale traduisant le comportement non-linéaire du système. Cette trajectoire est de nouveau utilisée mais avec une période plus petite qui est égale à  $50ms$  représentée dans la figure 5.14(a). Nous remarquons que le contrôleur a calculé la valeur optimale de la tension qui minimise l'erreur entre la position et la référence mais sans l'annuler. Pour cela on remarque qu'à partir de  $t = 5ms$  la particule suit la trajectoire mais avec une erreur sensible. De plus, si on regarde la tension  $\delta u$  calculée, on remarque que les valeurs calculées pour s'approcher des électrodes ne sont pas les valeurs maximales  $U_{max}$ . En effet, comme nous l'avons vu dans la figure 5.3, page 84 aux bords des électrodes, la vitesse maximale n'est pas atteinte pour la tension maximale  $U_{max}$  du fait de la non-linéarité du système. Le contrôleur trouve les valeurs optimales qui maximisent la vitesse et qui sont inférieures à  $U_{max}$ . La figure 5.15(a) montre le



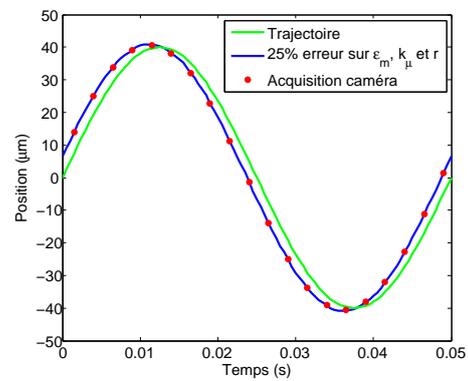
(a) Suivi de la trajectoire en ajoutant des perturbations sur la permittivité électrique du milieu.



(b) Suivi de la trajectoire en ajoutant des perturbations sur la constante de la force de traînée  $6\pi\mu r$ .

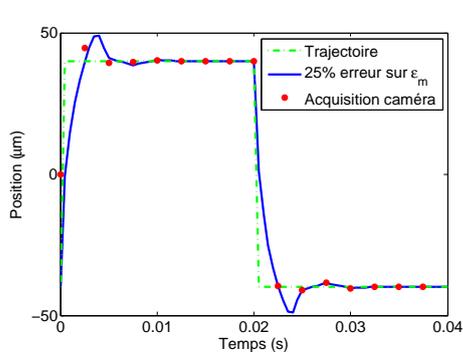


(c) Suivi de la trajectoire en ajoutant des perturbations sur le rayon  $r$  de la particule.

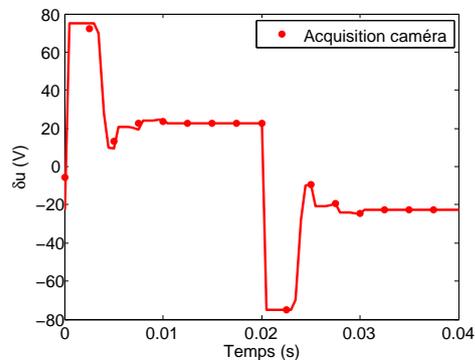


(d) Suivi de la trajectoire en ajoutant des perturbations de 25% sur  $\epsilon_m$ ,  $6\pi\mu r$  et  $r$ .

FIGURE 5.9 – Suivi de la trajectoire assuré par le contrôleur avec considération de plusieurs types de perturbations

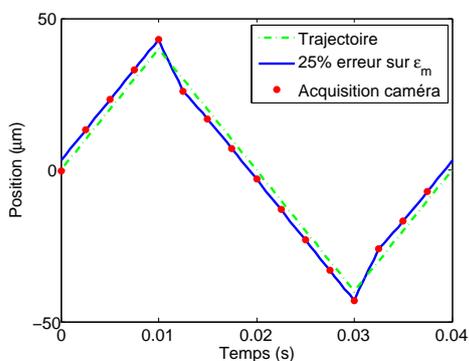


(a) Le suivi d'une trajectoire échelon d'amplitude de  $40\mu m$  avec une perturbation de 25% sur la permittivité.

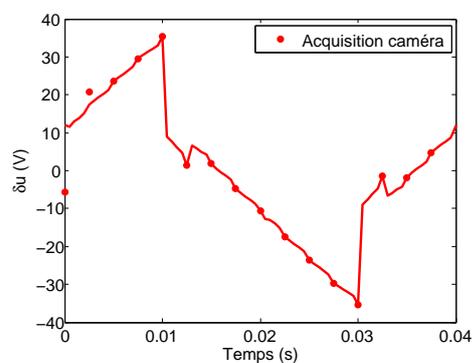


(b) La tension  $\delta u$  calculée pour Le suivi d'une trajectoire échelon d'amplitude de  $40\mu m$  avec une perturbation de 25% sur la permittivité.

FIGURE 5.10 – Suivi de la trajectoire assuré par le contrôleur pour une trajectoire du type échelon.

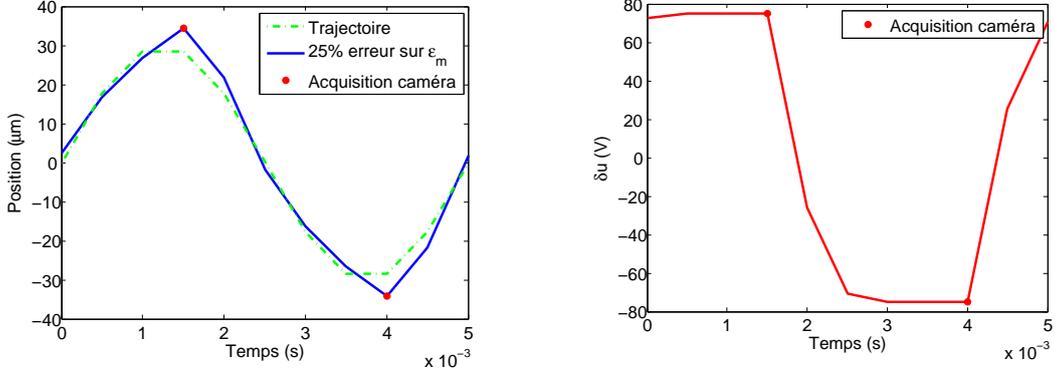


(a) Le suivi d'une trajectoire triangulaire d'amplitude de  $40\mu m$  avec une perturbation de 25% sur la permittivité.



(b) La tension  $\delta u$  calculée pour le suivi d'une trajectoire échelon d'amplitude de  $40\mu m$  avec une perturbation de 25% sur la permittivité.

FIGURE 5.11 – Suivi de la trajectoire assuré par le contrôleur pour une trajectoire du type rampe.



(a) Suivi d'une trajectoire sinusoïdale de période égale à  $5ms$  et d'amplitude égale à  $30\mu m$ . L'erreur entre la trajectoire et la consigne a augmenté.

(b) Tension  $\delta u$  calculée pour le suivi d'une trajectoire sinusoïdale de période égale à  $5ms$  et d'amplitude égale à  $30\mu m$ .

FIGURE 5.12 – Contrôle d'une trajectoire à grande vitesse montrant les limites de stabilité.

suivi de la même trajectoire mais en saturant la tension  $\delta u$  sur sa valeur maximale  $75V$ . Dans ce cas, la position de la particule se stabilise vers une position stable ( $50\mu m$ ) et l'erreur est plus importante que dans le cas de l'utilisation de la GPC. Cette erreur sensible est la conséquence d'une saturation du système. Le contrôleur (GPC) utilise la tension optimale qui permet de maximiser la vitesse de la particule. Toutefois, cette vitesse maximale est inférieure à la vitesse de consigne et la particule ne peut suivre la trajectoire de référence. La différence entre les deux figures 5.14(a) et 5.15(a), met en évidence la forte non-linéarité du système et celui-ci montre l'efficacité de la GPC.

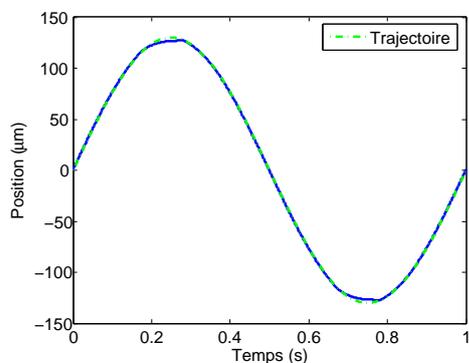
### 5.3.3 Comparaison avec une commande PI

Pour mieux valider le contrôleur GPC, on a choisi de le comparer à un contrôleur classique de type proportionnel intégral (PI). Afin de déterminer les paramètres de ce contrôleur, nous considérons le modèle localement linéarisé, autour de  $x = x_0$ ,  $\delta u = \delta u_0$ , de l'équation (5.13, page 82). D'où la fonction du transfert du système devient :

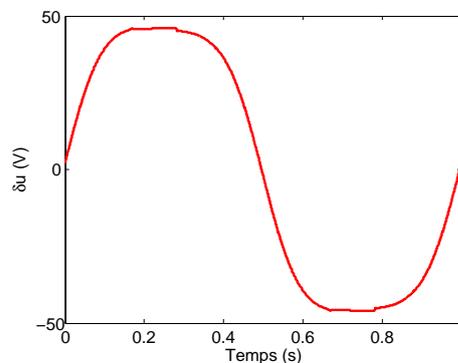
$$\frac{x(p)}{\delta u(p)} = \frac{\frac{b_0}{a_0}}{\frac{1}{a_0}p + 1}, \quad (5.32)$$

avec

$$\begin{cases} a_0 = \frac{\partial}{\partial x}(\alpha x \delta u^2 + \beta(x) \delta u + \gamma(x))|_{x=x_0, \delta u=\delta u_0} \\ b_0 = \frac{\partial}{\partial \delta u}(\alpha x \delta u^2 + \beta(x) \delta u + \gamma(x))|_{x=x_0, \delta u=\delta u_0}. \end{cases} \quad (5.33)$$

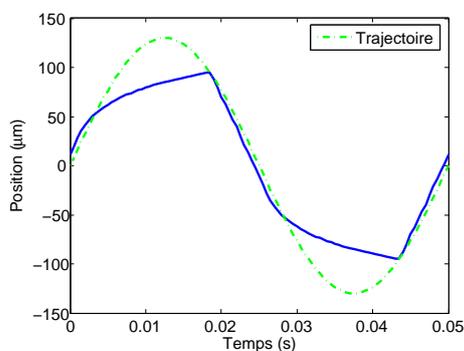


(a) Le suivi d'une trajectoire sinusoïdale de période égale à 1s et d'amplitude égale à  $130\mu\text{m}$ . La commande se fait dans une zone fortement non-linéaire.

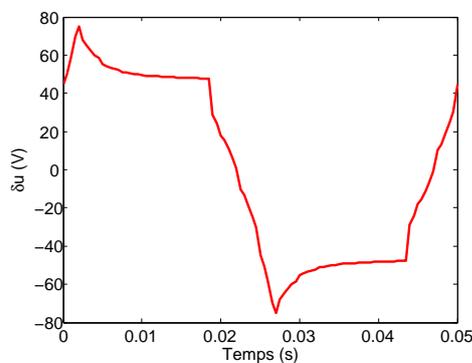


(b) La tension  $\delta u$  calculée pour le suivi d'une trajectoire sinusoïdale dans la zone non-linéaire.

FIGURE 5.13 – Suivi d'une trajectoire dans la zone fortement non-linéaire assuré par le contrôleur

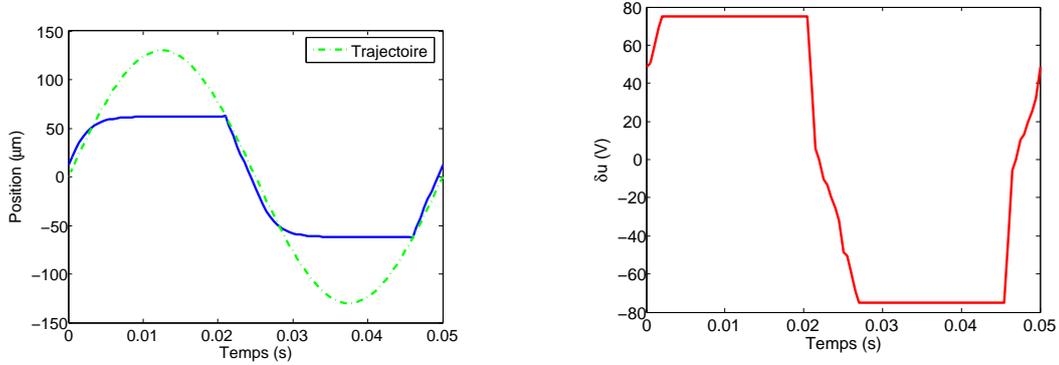


(a) Le suivi d'une trajectoire sinusoïdale de période égale à 50ms et d'amplitude égale à  $130\mu\text{m}$ . La commande se fait dans une zone fortement non-linéaire.



(b) La tension  $\delta u$  calculée pour le suivi d'une trajectoire sinusoïdale de période égale à 50ms dans la zone non-linéaire.

FIGURE 5.14 – Suivi d'une trajectoire dans la zone fortement non-linéaire assuré par le contrôleur. Le contrôleur optimise l'erreur entre la position est la référence sans l'annulée. Saturation de la commande  $\xi$ .

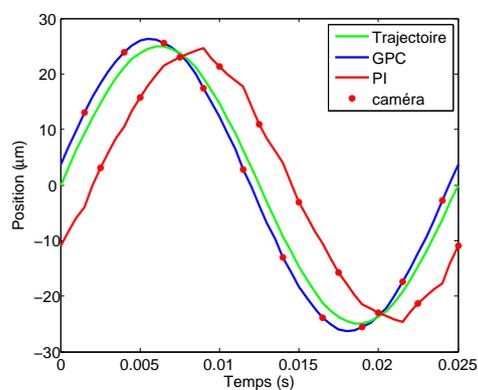


(a) Le suivi d'une trajectoire sinusoïdale de période égale à  $50ms$  et d'amplitude égale à  $130\mu m$ . La commande se fait dans une zone fortement non-linéaire avec saturation de la variable de commande.

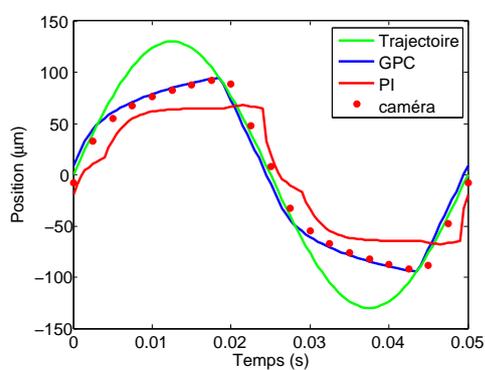
(b) La tension  $\delta u$  calculée pour le suivi d'une trajectoire sinusoïdale de période égale à  $50ms$  dans la zone non-linéaire avec saturation de  $\delta u$ .

FIGURE 5.15 – Suivi d'une trajectoire dans la zone fortement non-linéaire assuré par le contrôleur avec saturation de la commande  $\delta u$  qui n'est pas la solution optimale.

Un nouveau système de premier ordre est créé en linéarisant le modèle numérique de la force de diélectrophorèse autour de  $x = 0$  et  $\delta u = 0$ , dans ce cas  $a_0 = 304,8s^{-1}$  et  $b_0 = 4,1 \cdot 10^{-4}mV^{-1}s^{-1}$ . Ainsi, on introduit le correcteur PI et on choisit ces constantes de façon à obtenir une fonction de transfert de premier ordre en boucle fermée avec un gain total égal à l'unité et une constante du temps égale à  $3ms$ . La figure 5.16(a) montre le suivi d'une trajectoire  $w$  rapide en utilisant le correcteur PI et le correcteur GPC. La figure 5.16(b) montre le suivi d'une autre consigne grande course qui atteint la zone fortement non-linéaire. En comparant les résultats de ces deux contrôleurs, on constate que lors du suivi d'une trajectoire rapide, le contrôleur GPC assure le suivi de la référence avec une légère erreur (8%). En revanche, le correcteur PI présente une erreur non négligeable sur le suivi (40%). Ensuite, lors du suivi d'une consigne grande course, le contrôleur GPC optimise l'erreur sans l'annuler en saturant la variable de commande  $\xi$ . En revanche, le correcteur PI sature la variable  $\delta u$ , qui n'est pas la commande optimale, en engendrant par suite une erreur plus grande. En comparant les performances de ces deux contrôleurs, on note les avantages du GPC par rapport au correcteur PI.



(a) Le suivi de la trajectoire assuré par les deux contrôleurs : le GPC et le PI.



(b) Le suivi d'une trajectoire grande course assuré par les deux contrôleurs : le GPC et le PI. On remarque que le contrôleur GPC assure une erreur plus petite que le correcteur PI dans la zone de saturation du système.

FIGURE 5.16 – Comparaison entre les contrôleurs GPC et PI pour deux références différentes : référence rapide 5.16(a) et référence grande course 5.16(b).

## 5.4 Conclusion

On a proposé une stratégie de contrôle, basée sur la GPC, pour commander en position une particule dans un dispositif à base de la diélectrophorèse. L'étude proposée de cette stratégie était actuellement limitée à la commande suivant une seule direction  $x$ . Le comportement d'une particule qui se déplace dans un dispositif de manipulation sans contact par la diélectrophorèse est caractérisé par la non-linéarité du modèle dynamique et sa grande dynamique par rapport à la fréquence d'acquisition du capteur de position. Ces deux propriétés nous conduisent à utiliser une stratégie de commande appropriée. Cette stratégie doit prendre en considération toutes les non-linéarités et la grande dynamique. Dans un premier temps, nous avons proposé un simple changement de variable, qui rend linéaire le modèle dynamique de la particule par rapport à la variable de commande. Nous avons ensuite choisi de nous orienter vers la commande prédictive GPC. Le principe de la GPC repose sur la minimisation de l'erreur quadratique entre la sortie et la consigne pendant un horizon de temps défini dans le futur. Ceci permet de calculer les valeurs de la commande, en l'absence de retour du capteur, en se basant sur le modèle numérique. Cette loi de commande a été testée par simulation, et plusieurs résultats ont été présentés. Parmi ces résultats, le suivi des trajectoires rapides et des trajectoires dans la zone fortement non-linéaire a été présenté. De plus, cette loi de commande a été comparée avec succès à un correcteur PI. Cette loi de commande devra être testée expérimentalement pour définitivement être validée. Ces travaux ouvrent la voie vers le contrôle, en boucle fermé, des dispositifs de micro-manipulation sans contact dont leur comportement est similaire à la diélectrophorèse [40, 41, 42].



# Chapitre 6

## Conclusion et perspectives

*Ce chapitre présente la conclusion générale de l'ensemble des travaux effectués pendant ces trois années de thèse. Il présente les apports dans chaque thématique étudiée ainsi que quelques perspectives.*

### 6.1 Conclusion générale

La réalisation des systèmes de micromanipulation, à même de manipuler, assembler ou positionner des objets de plus en plus petits, est une nécessité incontournable pour répondre aux exigences de miniaturisation des produits de consommation. L'étude des systèmes de micromanipulation requiert un travail de longue haleine, tant au niveau des thématiques de recherche que des développements technologiques. Les thématiques de recherches s'étendent de la compréhension des phénomènes qui régissent le micromonde (forces surfaciques, capillarité) jusqu'à l'automatisation des tâches de micromanipulation et de micro-assemblage. L'effort à mener sur les développements technologiques peut se résumer à trouver des solutions matérielles ou logicielles pour améliorer les performances des systèmes de micromanipulation en terme de précision, répétabilité et rapidité.

Parmi les nombreuses méthodes de micromanipulation existantes, nous nous sommes intéressés à celles qui sont sans contact et plus précisément à l'exploitation de la diélectrophorèse. Ces moyens permettent d'éviter d'intégrer des stratégies complexes imposées par les phénomènes d'adhésion présents dans le micromonde. La conception d'un système à base de diélectrophorèse exige la création d'un champ électrique non-uniforme dans l'espace d'un milieu liquide par l'application d'une ou plusieurs tensions électriques sur des microélectrodes. Ces tensions sont utilisées comme variable de commande pour pouvoir contrôler la trajectoire dynamique de l'objet. L'étude de cette commande nécessite donc un modèle numérique liant la force de diélectrophorèse et les tensions appliquées est nécessaire. Les travaux présentés dans ce manuscrit proposent des réponses

à ces problématiques.

La première partie a été consacrée à l'étude bibliographique des systèmes de micromanipulation. Tout d'abord, nous avons montré que la différence entre la manipulation dans le macromonde et la micromanipulation n'est pas seulement une réduction d'échelle mais en réalité un changement total dans le bilan des forces appliquées sur les objets. En général, les stratégies de micromanipulation sont réparties dans deux catégories : manipulation avec contact et manipulation sans contact. Nous avons vu que cette première exploite un contact entre le préhenseur et le micro-objet induisant des perturbations dues aux forces de surfaces (capillarité, adhésion). Dans la micromanipulation sans contact, l'objet est manipulé sans entrer en contact avec le préhenseur, et les phénomènes d'adhésion n'influent donc pas sur le comportement de l'objet. De ce fait, nous avons choisi de nous focaliser sur les micromanipulations sans contact qui apparaissent plus prometteuses dans une logique de miniaturisation. Ensuite, nous avons étudié plusieurs stratégies de micromanipulation sans contact et avons choisi la diélectrophorèse comme principe physique de micromanipulation, puisqu'elle permet de manipuler une majorité d'objets du micromonde (cellules, bactéries, objet à base du semiconducteur et nanotubes du carbone) et que la variable de commande (la tension) est facilement accessible. Les principes régissant la force de diélectrophorèse ont été présentés. Nous avons vu que celle-ci pouvait être de nature répulsive ou attractive suivant la fréquence du champ électrique et les propriétés électriques de la particule et du milieu. Le calcul de cette force est généralement obtenu par deux méthodes : analytique ou numérique. Le choix de la méthode de calcul dépend fortement de la forme géométrique des électrodes. Dans notre cas, cherchant à commander dynamiquement la trajectoire de la particule, le modèle nécessaire à cette étude doit permettre la variation des tensions appliquées le long du calcul. Les méthodes présentées dans la littérature ne répondent pas à ces exigences, ce qui nous a amené à la création d'un nouveau simulateur qui est développé dans la deuxième partie du manuscrit.

Dans la deuxième partie, tout d'abord, nous avons proposé un moyen de calcul de la force de diélectrophorèse à travers le champ électrique  $\vec{E}$  en fonction des tensions appliquées sur une configuration quelconque d'électrodes par le moyen d'une méthode hybride de simulation. Cette méthode est basée sur le calcul de capacités élémentaires à partir d'un simulateur à éléments finis. La force de diélectrophorèse est ensuite calculée en fonction du gradient du carré du champ électrique, lié analytiquement à la base de données des capacités élémentaires et aux tensions appliquées. Ensuite un modèle dynamique a été créé en fonction des forces appliquées sur la particule pour prédire sa trajectoire. La grande dynamique et la non-linéarité de ce modèle ont été identifiées et plusieurs résultats de simulation ont été présentés. Ce modèle est caractérisé par sa capacité à simuler la trajectoire en utilisant des électrodes de formes géométriques quelconques et de prendre en considération tout changement des tensions électriques le long

de la trajectoire. Pour exploiter ce modèle dans une stratégie de commande dans le but de contrôler dynamiquement la trajectoire de la particule, il était nécessaire de le valider expérimentalement. La vérification expérimentale constitue la fin de la deuxième partie dans laquelle nous avons présenté premièrement les méthodes de micro-fabrication des électrodes, la génération des tensions électriques et la mesure de la position par les caméras. Des relevés expérimentaux validant les deux modèles statique et dynamique ont été présentés illustrant la pertinence du modèle proposé.

La dernière partie porte sur le développement d'une loi de commande à base de la commande prédictive généralisée dans le but de contrôler la trajectoire de la particule. L'étude faite sur cette stratégie a été limitée à la commande d'une seule composante (unidirectionnelle). Cette loi de commande a été établie spécifiquement pour un système caractérisé par sa forte non-linéarité et sa grande dynamique par rapport à la vitesse du capteur. Tout d'abord, nous avons proposé un simple changement de variable, qui rend linéaire le modèle dynamique de la particule par rapport à la variable de commande. Ensuite, nous avons proposé de se baser sur le formalisme de la commande prédictive pour pouvoir calculer les valeurs de la commande, en l'absence de retour du capteur, en exploitant le modèle numérique déjà établi. Finalement, cette loi de commande a été testée par simulation, illustrant la pertinence de notre approche face aux deux difficultés que sont la grande dynamique et la non-linéarité du système.

Le manuscrit décrit ainsi trois années de travaux sur la modélisation, la réalisation et l'automatisation d'un système de micromanipulation en exploitant la force de diélectrophorèse. Ces travaux nous ont permis d'ouvrir une thématique innovante au sein de notre laboratoire et également de contribuer à la résolution des problématiques de la commande des systèmes de micromanipulation sans contact, pouvant être exploitée au delà du cas applicatif de la diélectrophorèse.

## 6.2 Perspectives

De nombreuses perspectives de recherche peuvent être menées à partir de ces travaux. Nous illustrons, ici, deux voies reposant sur l'exploitation de la diélectrophorèse comme principe d'auto-assemblage et sur l'utilisation de la diélectrophorèse comme moyen de lâcher actif de micro-objets. Ces deux perspectives nécessitent des approches alliant robotique et diélectrophorèse comme illustré ci-dessous.

### 6.2.1 Diélectrophorèse et auto-assemblage

L'avènement des composants MEMS et/ou électroniques tridimensionnel (3D-STACK) soulève des problèmes particuliers d'assemblage (packaging) de ceux-ci. Les volumes de

productions nécessaires nécessitent des cadences de l'ordre de quelques pièces assemblées par seconde avec une précision de l'ordre du micromètre. Les procédés d'assemblage des composants silicium ne sont pas à même d'atteindre des niveaux de performances et de nouveaux principes d'assemblage rapide et précis doivent être proposés.

Cette thématique est abordée dans le cadre du projet européen FAB2ASM dont l'objectif est de développer une technologie efficace et précise liant la robotique et l'auto-alignement. L'approche proposée dans ce projet est qu'un robot effectue un positionnement grossier et rapide des micro-objets. Ensuite un procédé d'auto-assemblage (capillaire ou diélectrophorèse) sera utilisé pour assurer un positionnement final précis.

Ainsi dans le cas de la diélectrophorèse, en appliquant un champ électrique non-uniforme, la force et le couple de diélectrophorèse engendrés réaliseront l'alignement des micro-objets avec haute précision (voir figure 6.1). La conception et l'étude de ce principe nécessite le recours à un simulateur numérique.

Le simulateur actuel est limité à une particule de forme sphérique et au calcul de sa position en 3D sans prendre en considération son orientation. De ce fait, plusieurs améliorations principales peuvent être considérées. La première consiste à étendre le simulateur pour qu'il puisse prendre en considération des micro-objets non-sphériques : les composants MEMS ou électroniques étant de forme parallélépipédique. La deuxième évolution consiste à intégrer le couple diélectrophorétique induit par l'application d'un déphasage entre les tensions électriques appliquées. Finalement une étude détaillée d'un modèle plus réaliste de la force hydrodynamique remplaçant le modèle utilisé (voir 3.30, page 53) devra être considérée.

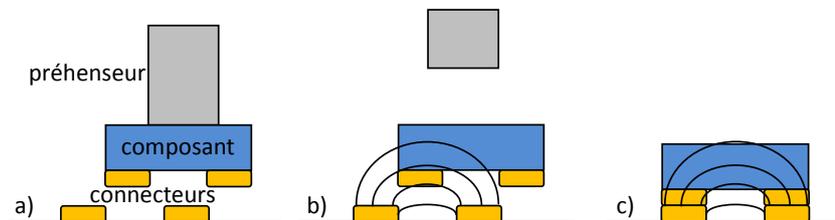


FIGURE 6.1 – Positionnement haut précision avec la diélectrophorèse. a) positionnement grossier et rapide par le préhenseur, b) application du champ électrique et c) auto-alignement par diélectrophorèse.

## 6.2.2 Préhenseur actif à deux doigts

La faiblesse de force de blocage reste l'inconvénient majeur des principes de manipulation sans contact limitant leur application en micro-assemblage. Ils permettent toutefois de contrôler facilement la position angulaire d'un objet à l'aide de l'électrorotation, contrairement aux préhenseurs à contact, où le retournement d'une pièce nécessite une structure robotique complexe. Ainsi, la réalisation d'une micro-pince actionnée

qui permettrait de saisir un objet par serrage et de l'orienter sans contact dans l'espace en exploitant la diélectrophorèse, créée par les électrodes déposées sur les doigts de la pince, pour en faire de micro-assemblage est sûrement utile (voir figure 6.2). Ceci peut être obtenu en réalisant des électrodes directement les doigts de la pince. Ceci nécessite également l'étude d'une commande multi-variable d'un dispositif diélectrophorétique. La loi de commande actuelle est en effet limitée à une seule direction. L'extension de cette loi de commande et sa validation expérimentale sont les principales tâches à effectuer pour contrôler une opération de micromanipulation avec cette micropince.

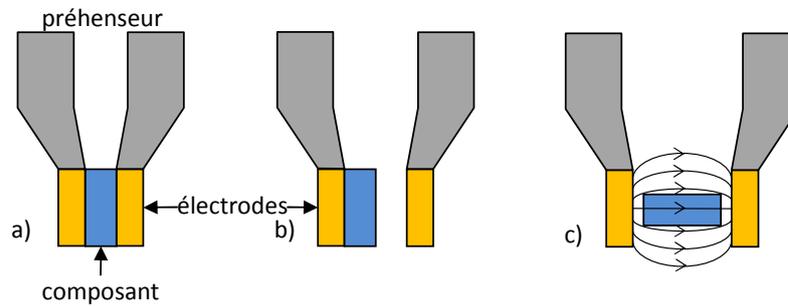


FIGURE 6.2 – Micropince active. a) saisie et déplacement, b) ouverture de la pince et perturbation par l'adhésion et c) contrôle de la position et de l'orientation finale par la diélectrophorèse.



# Annexe A

*Cet annexe montre le développement de calcul de la force de diélectrophorèse, pour aboutir à l'expression classique de cette force.*

Nous considérons que le champ électrique spatial  $\vec{E}(M, t)$  et un champ électrique sinusoïdal par rapport au temps, ce qui est le cas le plus courant. L'expression des composantes d'un tel champ  $\vec{E}(M, t)$  sera :

$$\begin{aligned}\vec{E}(M, t) &= E_x(M, t)\hat{x} + E_y(M, t)\hat{y} + E_z(M, t)\hat{z} \\ &= E_{x0}(M, t) \cos(\omega t + \phi_x(M))\hat{x} \\ &\quad + E_{y0}(M, t) \cos(\omega t + \phi_y(M))\hat{y} \\ &\quad + E_{z0}(M, t) \cos(\omega t + \phi_z(M))\hat{z},\end{aligned}\tag{A.1}$$

où  $\hat{x}$ ,  $\hat{y}$  et  $\hat{z}$  sont les vecteurs unitaires suivant les directions  $x$ ,  $y$  et  $z$ .

Comme la partie imaginaire est traduite en une rotation d'angle  $\frac{\pi}{2}$  dans une écriture sinusoïdale et en remplaçant les équations (A.1, page 109) dans (2.7, page 17) nous obtenons l'expression du moment électrique :

$$\begin{aligned}\vec{m}(M, t) &= m_x(M, t)\hat{x} + m_y(M, t)\hat{y} + m_z(M, t)\hat{z} \\ &= E_{x0}(M, t) (Re[K(\omega)] \cos(\omega t + \phi_x(M)) - Im[K(\omega)] \sin(\omega t + \phi_x(M))) \hat{x} \\ &\quad + E_{y0}(M, t) (Re[K(\omega)] \cos(\omega t + \phi_y(M)) - Im[K(\omega)] \sin(\omega t + \phi_y(M))) \hat{y} \\ &\quad + E_{z0}(M, t) (Re[K(\omega)] \cos(\omega t + \phi_z(M)) - Im[K(\omega)] \sin(\omega t + \phi_z(M))) \hat{z}.\end{aligned}\tag{A.2}$$

De l'équation (2.6, page 17), la force électrique totale instantanée appliquée sur la particule s'écrit :

$$\begin{aligned}\vec{F}(M, t) &= \\ &\left( m_x(M, t) \frac{\partial E_x(M, t)}{\partial x} + m_y(M, t) \frac{\partial E_x(M, t)}{\partial y} + m_z(M, t) \frac{\partial E_x(M, t)}{\partial z} + q_0 E_x(M, t) \right) \hat{x} \\ &+ \left( m_x(M, t) \frac{\partial E_y(M, t)}{\partial x} + m_y(M, t) \frac{\partial E_y(M, t)}{\partial y} + m_z(M, t) \frac{\partial E_y(M, t)}{\partial z} + q_0 E_y(M, t) \right) \hat{y} \\ &+ \left( m_x(M, t) \frac{\partial E_z(M, t)}{\partial x} + m_y(M, t) \frac{\partial E_z(M, t)}{\partial y} + m_z(M, t) \frac{\partial E_z(M, t)}{\partial z} + q_0 E_z(M, t) \right) \hat{z}.\end{aligned}\tag{A.3}$$

Développons à titre d'exemple le premier terme :

$$\begin{aligned}
m_x(M, t) \frac{\partial E_x(M, t)}{\partial x} = & \\
4\pi\epsilon_m r^3 E_{x0}(M, t) \left[ \operatorname{Re}[K(\omega)] \cos(\omega t + \phi_x(M)) - \operatorname{Im}[K(\omega)] \sin(\omega t + \phi_x(M)) \right] & \\
\times \left[ \frac{\partial E_{x0}(M, t)}{\partial x} \cos(\omega t + \phi_x(M, t)) - E_{x0} \frac{\partial \phi_x(M)}{\partial x} \sin(\omega t + \phi_x(M)) \right]. & \quad (\text{A.4})
\end{aligned}$$

Le développement de l'équation (A.4) donne :

$$\begin{aligned}
m_x(M, t) \frac{\partial E_x(M, t)}{\partial x} = 4\pi\epsilon_m r^3 E_{x0}(M, t) \times & \quad (\text{A.5}) \\
\left( \operatorname{Re}[K(\omega)] \frac{\partial E_{x0}(M, t)}{\partial x} \cos^2(\omega t + \phi_x(M)) + \operatorname{Im}[K(\omega)] E_{x0} \frac{\partial \phi_x(M)}{\partial x} \sin^2(\omega t + \phi_x(M)) - \right. & \\
\left. \frac{1}{2} (E_{x0} \operatorname{Re}[K(\omega)] \frac{\partial \phi_x(M)}{\partial x} + \operatorname{Im}[K(\omega)] \frac{\partial E_{x0}(M, t)}{\partial x}) \sin(2(\omega t + \phi_x(M))) \right). &
\end{aligned}$$

L'établissement de l'expression de la force de diélectrophorèse est basé sur l'hypothèse que la fréquence du signal électrique est suffisamment importante pour que seule la valeur moyenne de cette force puisse être considérée. Ainsi, dans l'équation (A.5), les termes possédant une fonction sinusoïdale à valeur moyenne nulle sont négligeables. Ainsi, la valeur moyenne temporelle de l'équation (A.4) est égale à :

$$\begin{aligned}
\left\langle m_x(M, t) \frac{\partial E_x(M, t)}{\partial x} \right\rangle = & \\
4\pi\epsilon_m r^3 \left( \operatorname{Re}[K(\omega)] E_{x0} \frac{\partial E_{x0}(M, t)}{\partial x} + \operatorname{Im}[K(\omega)] E_{x0}^2 \frac{\partial \phi_x(M, t)}{\partial x} \right). & \quad (\text{A.6})
\end{aligned}$$

En procédant de la même façon pour les autres termes nous pouvons calculer les trois composantes de la force de diélectrophorèse. L'expression la plus courante de la force de diélectrophorèse est définie comme étant la valeur moyenne temporelle de la force électrique totale  $\langle \vec{F}(M, t) \rangle$ . Dans ce cas la valeur moyenne de la force électrique de l'équation (A.3) devient :

$$\langle \mathbf{F} \rangle = 2\pi\epsilon_m r^3 \left[ \operatorname{Re}[K(\omega)] \nabla E_{rms}^2 + \operatorname{Im}[K(\omega)] (E_{x0}^2 \Delta \phi_x + E_{y0}^2 \Delta \phi_y + E_{z0}^2 \Delta \phi_z) \right], \quad (\text{A.7})$$

où  $E_{rms}$  est la valeur efficace du champ électrique. On remarque que la contribution de la charge embarquée  $q_0$  est aussi négligeable dû fait de la moyenne temporelle. Si on considère que les composantes du champ électrique sont toutes en phase alors le gradient de phase devient nul et l'expression de la force diélectrophorèse devient :

$$F_{DEP} = 2\pi\epsilon_m r^3 \operatorname{Re}[K(\omega)] \nabla \vec{E}^2. \quad (\text{A.8})$$

C'est l'expression de la force de diélectrophorèse classique qui est utilisée dans la partie modélisation du chapitre 3.

# Annexe B

*Dans cette annexe, nous montrons comment calculer la force de diélectrophorèse appliquée sur une particule en la découpant en plusieurs parties élémentaires*

Dans certaines zones, la force de diélectrophorèse calculée, en considérant l'objet comme élémentaire, est nulle, ce qui est contradictoire aux relevés expérimentaux. Supposons que la particule est divisée en plusieurs parties élémentaires. La force de diélectrophorèse totale appliquée sur toute la particule sera la somme des forces de diélectrophorèse élémentaires appliquées sur l'ensemble des parties élémentaires.

Pour vérifier cette décomposition sur un nombre quelconque des parties élémentaires, un exemple sur une décomposition en deux parties élémentaires est présenté par la suite, il est également applicable sur une décomposition en un nombre différent de parties. Soit la décomposition présentée dans la figure B.1, où une particule sphérique est divisée en deux demi sphères. Chaque demi sphère est approximée à un dipôle électrique,  $q^-$  et  $q^+$ , lors de l'application d'un champ électrique non-uniforme  $E_0(x, t)$ . Le bilan des forces électriques exercées sur cette particule est divisé en deux catégories. La première contient les forces engendrées par le champ électrique extérieur sur chaque charge et la deuxième est celle comportant les forces engendrées par l'interaction entre les différentes charges représentant également la force appliquée sur une partie élémentaire du fait de la distorsion de champ induite par l'autre partie.

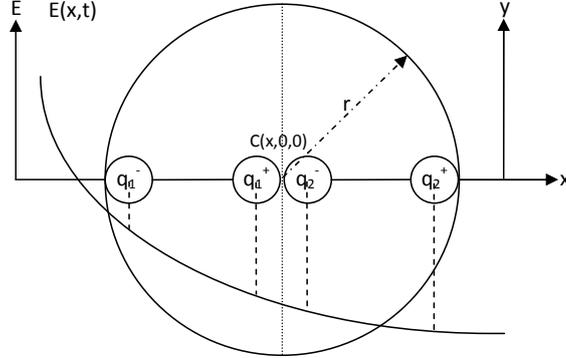


FIGURE B.1 – Division de la particule en deux parties élémentaires.

Soit :

$$\begin{aligned}
 \vec{F}_t = & \vec{F}_{q_1^+} + \vec{F}_{q_1^-} + \vec{F}_{q_2^+} + \vec{F}_{q_2^-} + \\
 & \vec{F}_{q_1^+ q_1^-} + \vec{F}_{q_1^+ q_2^+} + \vec{F}_{q_1^+ q_2^-} + \\
 & \vec{F}_{q_1^- q_1^+} + \vec{F}_{q_1^- q_2^+} + \vec{F}_{q_1^- q_2^-} + \\
 & \vec{F}_{q_2^+ q_2^-} + \vec{F}_{q_2^+ q_1^+} + \vec{F}_{q_2^+ q_1^-} + \\
 & \vec{F}_{q_2^- q_2^+} + \vec{F}_{q_2^- q_1^+} + \vec{F}_{q_2^- q_1^-},
 \end{aligned} \tag{B.1}$$

où  $\vec{F}_{q_i^\pm}$ ,  $i = 1, 2$  sont les forces engendrées par le champ extérieur et  $\vec{F}_{q_i^\pm q_j^\pm}$ ,  $i = 1, 2$ ,  $j = 1, 2$ , sont les forces engendrées par l'interaction entre les charges  $q_1$  et  $q_2$ .

Selon le principe mécanique des actions réciproques, la force induite de  $q_1^+$  sur  $q_2^-$ , est compensés par la force induite de  $q_2^-$  sur  $q_1^+$  soit  $\vec{F}_{q_1^+ q_2^-} + \vec{F}_{q_2^- q_1^+} = \vec{0}$ . En simplifiant ainsi les termes deux à deux, l'équation B.1 devient :

$$\vec{F}_t = \vec{F}_{q_1^+} + \vec{F}_{q_1^-} + \vec{F}_{q_2^+} + \vec{F}_{q_2^-}. \tag{B.2}$$

On peut ainsi montrer que la force totale n'est pas fonction de la distorsion du champ induit par les particules elles-mêmes.

Comme  $q_i^+ = -q_i^- = q_i$  alors l'équation B.2 devient :

$$\vec{F}_t = q_1 \vec{E}_0 \left( x - \frac{r}{2} + \frac{r}{2} \right) - q_1 \vec{E}_0 \left( x - \frac{r}{2} - \frac{r}{2} \right) + q_2 \vec{E}_0 \left( x + \frac{r}{2} + \frac{r}{2} \right) - q_2 \vec{E}_0 \left( x + \frac{r}{2} - \frac{r}{2} \right). \tag{B.3}$$

En considérant que la variation du champ est infiniment petite,  $\vec{E}_0(x - \frac{r}{2} + \frac{r}{2}) = \vec{E}_0(x - \frac{r}{2}) + \frac{r}{2}\nabla\vec{E}_0(x - \frac{r}{2})$ , l'équation B.3 devient :

$$\vec{F}_t = q_1\frac{r}{2}\nabla\vec{E}_0(x - \frac{r}{2}) + q_2\frac{r}{2}\nabla\vec{E}_0(x + \frac{r}{2}). \quad (\text{B.4})$$

$q_1r$  n'est autre que le moment appliqué sur le premier demi sphère, et  $q_2r$  est celui appliqué sur le deuxième, la force totale devient :

$$\vec{F}_t = \frac{1}{2}\vec{m}(x - \frac{r}{2})\nabla\vec{E}_0(x - \frac{r}{2}) + \frac{1}{2}\vec{m}(x + \frac{r}{2})\nabla\vec{E}_0(x + \frac{r}{2}). \quad (\text{B.5})$$

En remplaçant le moment  $\vec{m}$  par son expression en fonction du champ  $\vec{E}_0$  nous obtenons la force totale exercée sur la particule qui est égale à la somme des forces exercées sur chaque partie élémentaire.



# Annexe C

*Cet annexe montre comment résoudre le critère  $J$  (5.22, page 87) en prenant compte de la contrainte  $C_1$  (5.16, page 85)*

## C.1 Calcul de la valeur de $\xi$

Si le contrôleur calcul une valeur négative du  $\xi$ , alors celle-ci ne respecte pas la contrainte  $C_1$  (5.16, page 85). Dans ce cas,  $\xi$  prend la valeur zéro.

Démonstration :

Lors du calcul de  $\xi_{i-1,j}$  le contrôleur cherche à minimiser le critère  $J$  par la minimisation de tous les termes du  $i$  à  $N$  de l'équation (5.22, page 87) :

$$J = \sum_{k=1}^{i-1} (x_{k,j} - w_{k,j})^2 + \sum_{l=i}^N (x_{l,j} - w_{l,j})^2 + \sum_{m=1}^N \lambda \xi_{m-1,j}. \quad (\text{C.1})$$

Les valeur de La première somme du critère est constante (tous les  $x_{k,j}$  sont déjà calculés. En remplaçant  $x_{l,j}$  par sa valeur de l'équation (5.25, page 88) l'expression à minimiser devient :

$$\begin{aligned} J = & \sum_{k=1}^{i-1} (x_{k,j} - w_{k,j})^2 \\ & + \sum_{l=i}^N \left( \sum_{p=0}^{l-1} (\alpha_{p,j} \xi_{p,j} + \rho_{p,j} + x_{0,j}) - w_{l,j} \right)^2 \\ & + \sum_{m=1}^N \lambda \xi_{m-1,j}. \end{aligned} \quad (\text{C.2})$$

Lors du calcul de  $\xi_{i-1,j}$  le critère peut être écrit sous la forme suivante :

$$J = \sum_{k=1}^{i-1} (x_{k,j} - w_{k,j})^2 \quad (\text{C.3})$$

$$+ \sum_{l=i}^N \left( \alpha_{i-1,j} \xi_{i-1,j} + \rho_{i-1,j} + \sum_{p=0, p \neq i-1}^{l-1} (\alpha_{p,j} \xi_{p,j} + \rho_{p,j} + x_{0,j}) - w_{l,j} \right)^2 \quad (\text{C.4})$$

$$+ \lambda \xi_{i-1,j} + \sum_{m=1, m \neq i-1}^N \lambda \xi_{m-1,j}. \quad (\text{C.5})$$

Comme la valeur de  $\xi_{i-1,j}$  doit être positive, alors il existe un réel  $\chi_{i-1,j}$ , tel que :

$$\xi_{i-1,j} = \chi_{i-1,j}^2, \quad (\text{C.6})$$

qui permet d'établir une nouvelle expression à minimiser par rapport à  $\chi_{i-1,j}$  :

$$J = \sum_{k=1}^{i-1} (x_{k,j} - w_{k,j})^2 \quad (\text{C.7})$$

$$+ \sum_{l=i}^N \left( \alpha_{i-1,j} \chi_{i-1,j}^2 + \rho_{i-1,j} + \sum_{p=0, p \neq i-1}^{l-1} (\alpha_{p,j} \xi_{p,j} + \rho_{p,j} + x_{0,j}) - w_{l,j} \right)^2 \quad (\text{C.8})$$

$$+ \lambda \chi_{i-1,j}^2 + \sum_{m=1, m \neq i-1}^N \lambda \xi_{m-1,j}. \quad (\text{C.9})$$

La solution qui minimise  $J$  à l'instant  $i, j$  est celle qui annule sa dérivée par rapport à  $\xi_{i-1,j}$  ou  $\chi_{i-1,j}$  :

$$\frac{\partial}{\partial \chi_{i-1,j}} \left( \begin{array}{l} \sum_{k=1}^{i-1} (x_{k,j} - w_{k,j})^2 \\ + \sum_{l=i}^N \left( \alpha_{i-1,j} \chi_{i-1,j}^2 + \rho_{i-1,j} + \sum_{p=0, p \neq i-1}^{l-1} (\alpha_{p,j} \xi_{p,j} + \rho_{p,j} + x_{0,j}) - w_{l,j} \right)^2 \\ + \lambda \chi_{i-1,j}^2 + \sum_{m=1, m \neq i-1}^N \lambda \xi_{m-1,j} \end{array} \right) = 0. \quad (\text{C.10})$$

En développant cette dérivée nous obtenons :

$$(4\alpha_{i-1,j} + \lambda) \chi_{i-1,j} \left( \sum_{l=i}^N (\alpha_{i-1,j} \chi_{i-1,j}^2 + \rho_{i-1,j}) + \sum_{p=0, p \neq i-1}^{l-1} (\alpha_{p,j} \xi_{p,j} + \rho_{p,j} + x_{0,j}) - w_{l,j} \right) = 0. \quad (\text{C.11})$$

La première solution qui minimise le critère en l'annulant est égale à celle calculée par le contrôleur. si cette solution ne respecte pas le critère  $C_1$ , alors la deuxième solution acceptable qui minimise le critère sans l'annuler est :

$$\chi_{i-1,j} = 0, \quad (\text{C.12})$$

dans ce cas  $\xi_{i-1,j}$  prend la valeur 0.

La résolution du critère, sous contrainte, nous permet de commander la position de la particule.



# Bibliographie

- [1] Ashkin A. Optical trapping and manipulation of neutral particles using lasers. In *Proc. Natl Acad Sci*, 1997.
- [2] Simmons Blake A., Hill Vincent R., Fintschenko Yolanda, and Cumming Eric B. Concentration and separation of biological organisms by ultrafiltration and dielectrophoresis. *United States Patent*, 7 :439(15), 2010.
- [3] A Al-Jarro, J Paul, D W P Thomas, J Crowe, N Sawyer, F R A Rose, and K M Shakesheff. Direct calculation of maxwell stress tensor for accurate trajectory prediction during dep for 2d and 3d structures. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 40 :71–77, 2007.
- [4] F. Arai, K. Yoshikawa, T. Sakami, and T. Fukuda. Synchronized laser micromanipulation of multiple targets along each trajectory by single laser. *Appl. Phys. Lett.*, 85(19) :4301–4303, 2004.
- [5] Javier L. Baylon-Cardiel, Blanca H. Lapizco-Encinas, Claudia Reyes-Betanzo, Ana V. ChÁvez-Santoscoy, and Sergio O. Martínez-Chapa. Prediction of trapping zones in an insulator-based dielectrophoretic device. *Lab on a Chip*, 9 :2896–2901, 2009.
- [6] F. Becker, P. Gascoyne, Y. Huang, and X-B Wang. Method and apparatus for manipulation using spiral electrodes. In *Patent 5,858,192*, Etats-Unis, 12 janvier 1999.
- [7] R. Allen Bowling. A theoretical review of particle adhesion. *Particles on Surfaces*, 1988.
- [8] Jun Cao, Ping Cheng, and Fangjun Honga. A numerical analysis of forces imposed on particles in conventional dielectrophoresis in microchannels with interdigitated electrodes. *Journal of Electrostatics*, 66 :620–626, 2008.
- [9] I-Fang Cheng, Victoria E. Froude, Yingxi Zhu, Hsueh-Chia Chang, and Hsien-Chang Chang. A continuous high-throughput bioparticle sorter based on 3d traveling-wave dielectrophoresis. *Lab on a Chip*, 9 :3193 – 3201, 2009.
- [10] Hai-Hang Cui and Kian-Meng Lim. Pillar array microtraps with negative dielectrophoresis. *Langmuir*, 25 :3336–3339, 2009.

- [11] Townes-Anderson E., St Jules R., Sherry D., Lichtenberg J., and Hassanain M. Micromanipulation of retinal neurons by optical tweezers. In *Mol Vision*, 1998.
- [12] Brian Edwards and Nader Engheta. Electric tweezers : Experimental study of positive dielectrophoresis-based positioning and orientation of a nanorod. *Journal of Applied Physics*, 102 :024913 1–5, 2007.
- [13] V. Emiliani, D. Sanvitto, M. Zahid, F. Gerbal, and M. Coppey-Moisan. Multi trap optical tweezers to generate gradients of forces. *Optics Express*, 12 :3906, 2004.
- [14] Arai F., Enod T., Yamuchi R, and Fukuda T. 3d 6dof manipulation of micro-object using laser trapped microtool. In *Proc. of the 2006 IEEE International Conference on Robotics and Automation.*, 2006.
- [15] E. Ferrari, V. Emiliani, D. Cojoc, V. Garbin, M. Zahid, C. Durieux, M. Coppey-Moisan, and E. Di Fabrizio. Biological samples micro-manipulation by means of optical tweezers. *Microelectronic Engineering*, 78-79 :575 – 581, 2005.
- [16] Grier D. G. and Roichman Y. Holographic optical trapping. *Appl. Opt.*, 45 :880–887, 2006.
- [17] Reinhart g., Hoepfner J., and Zimmermann J. Non-contact handling of wafers and microparts using ultrasonics. In *Proc. of 7th Mechatronics ForumInt. Conf.*, 2000.
- [18] Peter R. C. Gascoyne and Jody V. Vykoual. Dielectrophoresis-based sample handling in general-purpose programmable diagnostic instruments. *IEEE Sensors Journal*, 92(1) :22–42, January 2004.
- [19] M. Gauthier, E. Gibeau, and D. HÈriban. Submerged robotic micromanipulation and dielectrophoretic micro-object release. In *proc. of the IEEE ICARCV 2006 conference*, Singapour, dec. 2006.
- [20] M. Gauthier and E. Piat. Behavior of a magnetic manipulator of biological objects. In *Proc. of the IEEE International Conference on Robotics and Automation - ICRA02*, volume 2, pages 3199–3204, Washington D.C. - USA, May 2002.
- [21] Murat Gel, Yuji Kimura, Osamu Kurosawa, Hidehiro Oana, Hidetoshi Kotera, and Masao Washizu. Dielectrophoretic cell trapping and parallel one-to-one fusion based on field constriction created by a micro-orifice array. *Biomicrofluidics*, 4 :022808, 2010.
- [22] E. Guyon, J-P Hulin, and L. Petit. *Hydrodynamique : Physique*. EDP sciences, 2001.
- [23] Chetouani H., Jeandey C., Haguet V., Rostaing H., Dieppedale C., and Reyne G. Diamagnetic levitation with permanent magnets for contactless guiding and trapping of microdroplets and particles in air and liquids. *IEEE Transactions on Magnetism*, 42(10) :3557– 3559, 2006.
- [24] Seo H.-W., Han C.-S., Choi D.-G., Kim K.-S., and Lee Y.-H. Controlled assembly of single swnts bundle using dielectrophoresis. *Microelectronic Engineering.*, 81 :83–89, 2005.

- [25] A. Heeren, C.P.Luo, W. Henschel, M.Fleischer, and D.P. Kern. Manipulation of micro- and nano-particles by electro-osmosis and dielectrophoresis. *Microelectronic Engineering*, 84 :1706–1709, February 2007.
- [26] Michael P. Hughes, Hywel Morgan, and Mary F. Flynn. The dielectrophoretic behavior of submicron latex spheres : Influence of surface conductance. *Journal of Colloid and Interface Science*, 220 :454–457, Septembre 1999.
- [27] Michael Pycraft Hughes. *Nanoelectromechanics in Engineering and Biology*. CRC PRESS, 2002.
- [28] T. P. Hunt and R. M. Westervelt. Dielectrophoresis tweezers for single cell manipulation. *Biomedical Microdevices*, 8(3) :227–230, 2006.
- [29] Höppner J. Verfahren zur berührungslosenhandhabung mittels leistungsstarker schallwandler. Master’s thesis, PhD thesis, Technische Universität München, 2002.
- [30] Lang M. J. and Block S. M. Laser-based optical tweezers. *American Journal of Physics*, 71(3) :201–215, 2003.
- [31] Plewa J., Delsol T., Lancelot R., Lopes W. A., Mueth D., Bradley K., and Gruber L. Prospects for holographic optical tweezers. In *Proc. of the NATO Science Program on Toxicogenomics and Proteomics*, 2002.
- [32] Chun-Ping Jen, Yao-Hung Huang, and Teng-Wen Chen. Cell trapping utilizing insulator-based dielectrophoresis in the open-top microchannels. In *Symposium on Design, Test, Integration and Packaging of MEMS/MOEMS*, pages 289 – 291, 2008.
- [33] Dholakia K., Spalding G., and Macdonald M. Optical tweezers : the next generation. *Physics world*, 15(0953-8585,) :31–35, 2002.
- [34] König K, Svaasand L, Liu Y, and al. Determination of motility forces of human spermatozoa using an 800 nm optical trap. In *Cell Mol Biol*, 1996.
- [35] Sasaki K., Koshio M., Misawa H., Kitamura N., and Masuhara H. Pattern formation and flowcontrol pattern formation and flowcontrol of fine particles by laser-scanning micromanipulation. *Opt. Lett.*, 16 :1463–1465, 1991.
- [36] Schütze K, Clement-Sengewald A, and Ashkin A. Zona. drilling and sperm insertion with combined laser microbeam and optical tweezers. *Fertil Steril*, 61 :783–789, 1994.
- [37] Smistrup K., Tang P. T., Hansen O., and Hansen M. F. Microelectromagnet for magnetic manipulation in lab-on-a-chip systems. *journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 300(2) :418–426, 2006.
- [38] J. Kadaksham, P. Singh, and N. Aubry. Manipulation of particles using dielectrophoresis. *Mechanics Research Communications*, 33 :108–122, july 2006.
- [39] Kwan Hyung Kang, Xiangchun Xuan, Yuejun Kang, and Dongqing Li. Effects of dc-dielectrophoretic force on particle trajectories in microchannels. *Journal of Applied Physics*, 99 :64–72, 2006.

- [40] Mohamed Kharboutly, Michael Gauthier, and Nicolas Chaillet. Modeling the trajectory of a micro particle in a dielectrophoresis device. *Journal of Appl. Phys. in submission*, 2009.
- [41] Mohamed kharboutly, Michaël gauthier, and Nicolas Chaillet. Modeling the trajectory of a micro particle in a dielectrophoresis device for dynamic control. In *IEEE International Conference on Robotics and Automation ICRA'10*, Anchorage, Alaska, USA, May 2010.
- [42] Mohamed Kharboutly, Michaël Gauthier, and Nicolas Chaillet. Predictive control of a micro bead's trajectory in a dielectrophoresis-based device. In *IEEE International Conference on Intelligent Robots*, Taipei, Taiwan, October 2010.
- [43] Saiful I Khondaker, Kang Luo, and Zhen Yao. The fabrication of single-electron transistors using dielectrophoretic trapping of individual gold nanoparticles. *Nanotechnology*, 21 :095204, 2010.
- [44] Ji-Eun Kim and Chang-Soo Han. Use of dielectrophoresis in the fabrication of an atomic force microscope tip with a carbon nanotube : a numerical analysis. *Nanotechnology*, 16 :2245–2250, 2005.
- [45] Chin Hock Kua, Yee Cheong Lam, Chun Yang, Kamal Youcef-Toumi, and Isabel Rodriguez. Modeling of dielectrophoretic force for moving dielectrophoresis electrodes. *Journal od Electrostatics*, 66 :514–525, 2008.
- [46] Anton Kuzyk, Bernard Yurke, J. Jussi Toppari, Veikko Linko, and Päivi Törmä. Dielectrophoretic trapping of dna origami. *Small*, 4 :447 – 450, 2008.
- [47] Michelle L., Kovarik, and Stephen C. Jacobson. Integrated nanopore/microchannel devices for ac electrokinetic trapping of particles. *Analytical Chemistry*, 80 :657 – 664, 2008.
- [48] Wang L, Lu J, Marchenko SA, Monuki ES, Flanagan LA, and Lee AP. Dual frequency dielectrophoresis with interdigitated sidewall electrodes for microfluidic flow-through separation of beads and cells. *Electrophoresis*, 30 :782–791, 2009.
- [49] Kiha Lee, Soon Geun Kwon, Soo Hyun Kim, and Yoon Keun Kwak. Dielectrophoresis tweezers using sharp probe electrode. *Sensors and Actuators A : Physical*, 136 :154–160, 2007.
- [50] Minglin Li, Yanli Qu, Zaili Dong, Wen J. Li, and Yuechao Wang. Design and simulation of electrodes for 3d dielectrophoretic trapping. In *Proceedings of the 3rd IEEE Int. Conf. on Nano/Micro Enhineered and Molecular Systems*, pages 733 – 737, Sanya, China, January 2008.
- [51] Y. Liu, J. H. Chung, W. K. Liu, and R. S.Ruoff. Dielectrophoretic assambly of nanowires. *Journal of Physics*, 110 :14098–14106, 2006.
- [52] N. G. Loucaides, A. Ramos, and G. E. Georghiou. Micro- and nano-particle manipulation by dielectrophoresis : devices for particle trapping and the influence of steric effects. *physica status solidi*, 5(12) :3794 – 3797, 2008.

- [53] Gauthier M., Regnier S., Rougeot P., and Chaillet N. Analysis of forces for micromanipulations in dry and liquid media. *Journal of Micromechatronics*, 3(3-4) :389–413, 2006.
- [54] Zborowski M., Oстера G. R., Moore L. R., Milliron S., Chalmers J. J., and Schechter A. N. Red blood cell magnetophoresis. *Biophysical Journal*, 84 :2638–2645, 2003.
- [55] Prashanth Makaram, Selvapraba Selvarasah, Xugang Xiong, Chia-Ling Chen, Ahmed Busnaina, Nishant Khanduja, and Mehmet R Dokmeci. Three-dimensional assembly of single-walled carbon nanotube interconnects using dielectrophoresis. *Nanotechnology*, 18 :395204–395209, 2007.
- [56] Guillaume Mernier, Niccoló Piacentini, Thomas Braschler, Nicolas Demierre, and Philippe Renaud. Continuous-flow electrical lysis device with integrated control by dielectrophoretic cell sorting. *Lab on a Chip*, 10 :2005 – 2176, 2010.
- [57] A H Monica, S J Papadakis, R Osiander, and M Paranjape. Wafer-level assembly of carbon nanotube networks using dielectrophoresis. *Nanotechnology*, 19 :085303, 2008.
- [58] H Morgan, N G Green, M P Hughes, W Monaghan, and T C Tan. Large-area travelling-wave dielectrophoresis particle separator. *J. Micromech. Microeng.*, 7(5) :65–70, 1997.
- [59] G. Mottet, J. Villemejeane, L. M. Mir, and B. Le Pioufle. A technique to design complex 3d lab on a chip involving multilayered fluidics, embedded thick electrodes and hard packaging : application to dielectrophoresis and electroporation of cells. *Journal of Micromechanics ans Microengineering*, 20 :047001–047009, 2010.
- [60] Bradley Nelson. Institute of robotics and intelligent systems, zurich, switzerland.
- [61] Markarian Nikolai, Yeksel Mike, Khusid Boris, Farmer Kenneth, and Acrivos Andreas. Limitations on the scale of an electrode array for trapping particles in microfluidics by positive dielectrophoresis. *Applied Physics Letters*, 82 :4839 – 4841, 2003.
- [62] J. Nilsson, M. Evander, B. Hammarström, and T. Laurell. Review of cell and particle trapping in microfluidic systems. *Analytical Chemistry*, 649 :141–157, 2009.
- [63] Furlani E. P. Magnetophoretic separation of blood cells at the microscale. *J. Phys. D : Appl. Phys*, 40(5.), 2007.
- [64] Liangbin Pan, Guangxin Xiang, Lihua Huang, Zhongyao Yu, Jin Cheng, Wanli Xing, and Yuxiang Zhou. Automatic positioning and sensing microelectrode array (apsmea) for multi-site electrophysiological recordings. *Journal of Neuroscience Methods*, 170 :123–129, 2008.
- [65] Seungkyung Park, Mehti Koklu, and Ali BeskoK. Particle trapping in high-conductivity media with electrothermally enhanced negative dielectrophoresis. *Analytical Chemistry*, 81 :2303 – 2310, 2009.

- [66] Hyunjin Parka, Dongil Kima, and Kwang-Seok Yun. Single-cell manipulation on microfluidic chip by dielectrophoretic actuation and impedance detection. *Sensors and Actuators B : Chemical*, 150 :167–173, 2010.
- [67] H. A Pohl. *Dielectrophoresis*. Cambridge University Press,, Cambridge, 1978.
- [68] Dufresne E. R. and Grier D. G. Optical tweezer arrays and optical substrates created with diffractive optics. *Rev. Sci. Instr.*, 69 :1974–1977, 1998.
- [69] Ueha S., Hashimoto Y., and Koike Y. Non-contact transportation using near-field acoustic levitation. *Ultrasonics*, 38 :26–32, 2000.
- [70] Chapin s. C., germain v., and dufresne e. R. Automated trapping, assembly, and sorting with holographic optical tweezers. *Optics Express*, 14(26) :13095–13100, 2006.
- [71] K. M. Slenes, P. Winsor, T. Scholz, and M. Hudis. Pulse power capability of high energy density capacitors based on a new dielectric material. *IEEE Trans. Magn.*, 37 :324, 2001.
- [72] M. E. Staben and R. H. Davis. Particle transport in poiseuille flow in narrow channels. *Int. J. Multiphase Flow*, 31 :529, 2005.
- [73] Paul Stokes and Saiful I Khondaker. Local-gated single-walled carbon nanotube field effect transistors assembled by ac dielectrophoresis. *Nanotechnology*, 19 :175202, 2008.
- [74] Arunkumar Subramanian, Barmeshwar Vikramaditya, Lixin Dong, Dominik J. Bell, and Bradley J. Nelson. Micro and nanorobotic assembly using dielectrophoresis. In *Proceedings 2006 IEEE International Conference on Robotics and Automation ICRA*, pages 327–334, 2005.
- [75] Tao Sun, Hywel Morgan, and Nicolas G Green. Analytical solutions of the dielectrophoretic and travelling wave forces generated by interdigitated electrode arrays. *Journal of Physics*, 142 :012011, 2008.
- [76] Rupert S. W. Thomas, Peter D. Mitchell, Richard O. C. Oreffo, and Hywel Morgan. Trapping single human osteoblast-like cells from a heterogeneous population using a dielectrophoretic microfluidic device. *Biomicrofluidics*, 4 :022806, 2010.
- [77] V. Tomer, C. A. Randall, G. Polizos, J. Kostelnick, and E. Manias. High- and low-field dielectric characteristics of dielectrophoretically aligned ceramic/polymer nanocomposites. *Journal of Applied Physics*, 103 :034115–1–7, 2008.
- [78] Raphaël Tornay. *Dielectrophoresis-Based Continuous-Flow Particle Microreactor*. PhD thesis, Ecole polytechnique fédérale de Lausanne, 2009.
- [79] Mario Urdaneta and Elisabeth Smela. Parasitic trap cancellation using multiple frequency dielectrophoresis. *Lab on a Chip*, 8 :550–556, 2008.
- [80] Vandaele V., Lambert P., and Delchambre A. Non-contact handling in microassembly : acoustical levitation. *Precision Engineering*, 2005.

- [81] Ana Valero, Thomas Braschler, and Philippe Renaud. A unified approach to dielectric single cell analysis : Impedance and dielectrophoretic force spectroscopy. *Lab on a Chip*, 10 :2216 – 2225, 2010.
- [82] Ana Valero, Thomas Braschler Nicolas Demierre, and Philippe Renaud. A miniaturized continuous dielectrophoretic cell sorter and its applications. *Biomicrofluidics*, 4 :022807–022815, 2010.
- [83] Joel Voldman. Electrical forces for microscale cell manipulation. *Annual Review of Biomedical Engineering*, 8 :425–454, 2006.
- [84] Wiesendangerm. Squeeze filmair bearings using piezoelectric bending elements. Master’s thesis, PhD thesis, Ecole polytechnique fédérale de Lausanne, 2001.
- [85] X. Wong and C. Rosales. Robust dielectrophoretic single-cell trap design using bem. *Engineering Analysis with Boundary Elements*, 32 :388–394, 2008.
- [86] Tianzhun Wu, Suzuki Y., and Kasagi N. Electrostatic droplet manipulation using electret as a voltage source. *Micro Electro Mechanical Systems, 2008. MEMS 2008. IEEE 21st International Conference on*, pages 591–594, 2008.
- [87] Uchebchukwu C. Ning Xi, Yanli King Wai Chiu Lai, Jiangbo Zhang, and Yantao Shen. Design and generation of dep force for assembly of cnt-based nano devices. In *IEE/RSJ International Conference on Intelligent Robots and Systems*, pages 925 – 929, Nice, France, Sept 2008.
- [88] Hashimoto Y. Transporting objects without contact using flexural traveling waves. *J. Acoust. Soc. Am.*, 13(6) :3230–3233, 1998.
- [89] C. Y. Yang and U. Lei. Quasistatic force and torque on ellipsoidal particules under generalized dielectrophoresis. *Journal of Applied Physics*, 102 :094702–1–11, 2007.
- [90] Sukbeom You and Mansoo Choi. Numerical simulation of microscopic motion and deposition of. *Journal of Aerosol Science*, 38 :1140–1149, 2007.
- [91] Han Zhang, Jie Tang, Pinwen Zhu, Jun Ma, and Lu-Chang Qin. High tensile modulus of carbon nanotube nano-fibers produced by dielectrophoresis. *Chemical Physics Letters*, 478 :230–233, 2009.
- [92] L. Zhang, F. Tatar, P. Turmezei, J. Bastemeijer, J.R. Mollinger, O. Piciu, and A. Bossche. Continous electrodeless dielectrophoretic separation in a circular channel. *Journal of Physics*, 34 :527–532, 2006.
- [93] Zhiwei Zo, Soohyun Lee, and Chong H. Ahn. A ploymer microfluidic chip with interdigitated electrodes arrays for simultaneous dielectrophoretic manipulation and impedimetric detection of microparticles. *IEEE Sensors Journal*, 8(5) :527–535, May 2008.



## Résumé

La force de diélectrophorèse (DEP) est utilisée pour manipuler, séparer et positionner différents types des particules (cellules, bactéries, nanotubes de carbone). Dans le but d'étudier et de simuler une loi de commande permettant le suivi de la trajectoire d'une particule soumise à la force DEP un modèle est nécessaire. Les méthodes utilisées pour simuler la force DEP sont généralement basées soit sur des simulateurs à éléments finis (FEM), soit sur des équations analytiques. Les simulateurs FEM ne permettent pas la variation des paramètres (tensions électriques) lors du calcul de la trajectoire et les équations analytiques sont limitées à des géométries simples des électrodes. Dans ce manuscrit, une méthode hybride basée sur les calculs FEM et analytique est proposée. Cette méthode permet de simuler la trajectoire d'une particule en utilisant des géométries complexes et en variant les tensions électriques lors de la simulation. Ce modèle est ensuite validé en le comparant à des relevés expérimentaux. Finalement, une loi de commande, basée sur la commande prédictive généralisée (GPC) est proposée dans le but de contrôler la trajectoire, en profitant de la grande dynamique du déplacement de la particule, et ce malgré les non-linéarités. Cette loi de commande a été validée par des résultats de simulations et une comparaison avec une loi de commande classique.

**Mots-clés : Diélectrophorèse, micromanipulation, micro-assemblage, microrobotique et commande prédictive généralisée.**

## Abstract

Micro and nano-particles can be trapped by a non uniform electric field through the effect of dielectrophoretic (DEP) principle. Dielectrophoresis is used to separate, manipulate and detect micro particles in several domains, such as in biological or Carbon Nano-Tubes (CNTs) manipulations. To study and simulate a vision based closed loop control law in order to control the trajectory of micro objects using DEP a numeric model is required. Current methods to simulate the trajectory of micro-particles under a DEP force field are based on finite element modeling (FEM) which requires new simulations when one of its parameters, like the electric voltage, is changed, or on analytic equations which is limited to very simple geometries. In the first section of this manuscript, we propose a hybrid method between analytic and numeric calculation able to simulate complex geometries and to easily change electrode voltage along the trajectory. This numeric model is, then, validated by comparing it with several experimental results. Finally, a control strategy based on the generalized predictive control method is proposed with the aim of controlling the trajectory, taking advantage of the high dynamics despite the non linearity. This control law has been validated by simulation and compared to classical control strategy.

**Keywords : Dielectroporesis, micromanipulation, microassembly, microrobotic and generalized predictive control.**