

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVESITE MOULOU D MAMMERI DE TIZI-OUZOU
FACULTE DE GENIE ELECTRIQUE ET DE L'INFORMATIQUE
DEPARTEMENT D'ELECTROTECHNIQUE



Mémoire de Magister

Spécialité : Electrotechnique

Option : Entraînements électriques

Présenté par :

LARABI Zina

Thème

Modélisation 3D d'un dispositif MEMS :

Application à une pompe sanguine

Devant le jury composé de :

| | |
|--|------------|
| M ^r Rachid CHAIBI, Professeur, Université de Tizi-ouzou, | Président |
| M ^r Hassane MOHELLEBI, Professeur, Université de Tizi-ouzou, | Rapporteur |
| M ^r Mohammed NEDJAR, Professeur, Université de Tizi-ouzou, | Examineur |
| M ^r Samy Hassani OULD OUALI, Maître de Conférences B, Université de Tizi-ouzou, | Examineur |

Soutenu le : 03/07/2013

Remerciements

Remerciements

Avant tout, je remercie ALLAH le tout Puissant de m'avoir donné la santé, le courage, la volonté et la patience pour bien mener à terme ce présent travail.

Je tiens à remercier très vivement Monsieur Hassane MOHELLEBI, Professeur à l'université Mouloud MAMMERI de Tizi-ouzou, Directeur de mémoire de m'avoir offert l'opportunité de travailler sur une thématique aussi passionnante, ainsi que pour son encadrement exemplaire aussi bien sur l'aspect scientifique que sur l'aspect humain, qu'il trouve ici toute ma gratitude.

Je tiens à présenter mes remerciements à M^r Rachid CHAIBI, Professeur à l'université Mouloud MAMMERI de Tizi-ouzou, d'avoir présidé mon jury de soutenance, M^r Mohammed NEDJAR, Professeur à l'université Mouloud MAMMERI de Tizi-ouzou et M^r Samy Hassani OULD OUALI, Maître de Conférences B à l'université Mouloud MAMMERI de Tizi-ouzou pour l'honneur qu'ils m'ont fait en acceptant d'être membres de jury et d'examiner ce travail.

Je remercie très sincèrement tous les enseignants du Laboratoire « H – ETH », tout particulièrement : Messieurs Samy Hassani OULD OUALI et Farid HOCINI pour leurs aides, leur patience, leur générosité, leur disponibilité et leurs encouragements.

Mes sincères remerciements vont également au personnel de la bibliothèque pour leur serviabilité et leur compréhension.

Je voudrais souligner l'importance de l'environnement dans lequel j'ai eu le plaisir de travailler et remercier vivement mes amis(es) O.KANA, Z. AIT SAADI, F. BOUALI et G. YOUSFI, mes camarades M. HAMEL, S. BELHADJ, A. BOUHEDA, A. NAIT OUSLIMANE, qui m'ont aidé, soutenu ou conseillé à diverses occasions. Je remercie les secrétaires autant pour leur soutien logistique que pour leur gentillesse.

Pour tous ceux qui ont contribué à l'élaboration de ce mémoire, je leur présente mes vifs remerciements.

Dédicaces

A mes très très.....chers parents,

A mes sœurs et frères,

A mes belles sœurs et beaux frères,

A tous mes amis(es).

Résumé

Le travail réalisé dans le cadre de ce mémoire, consiste en la modélisation tridimensionnelle d'un dispositif MEMS en utilisant le logiciel de calcul par éléments finis 3D Comsol Multiphysics. L'étude concerne l'évaluation des performances d'une micropompe à vis intervenant dans le domaine biomédical pour le pompage des fluides biologiques. En première application, nous avons effectué une modélisation bidimensionnelle du dispositif en étudiant l'influence de certains paramètres tels que : la différence de pression, la vitesse de rotation du moteur, l'aimantation des aimants permanents et la densité d'énergie magnétique sur les performances de la micropompe à vis par l'estimation de son débit volumique. En deuxième application, une étude tridimensionnelle a été effectuée, dont, nous avons donné la caractéristique débit/densité d'énergie de la micropompe pour différentes vitesses de rotation, ce qui nous a permis d'effectuer une étude comparative de cette caractéristique avec celle obtenue en hypothèse 2D. En dernière application, nous avons effectué des déplacements manuels du microactionneur avec un pas de 20° et, nous avons tracé les allures de certains paramètres tels que : l'induction magnétique, le potentiel scalaire magnétique, l'énergie magnétique et le couple magnétique du microactionneur en fonction de déplacement angulaire.

Mots clés

Dispositif MEMS, Modélisation 3D, Méthode des éléments finis, Pompe sanguine.

Sommaire

| | |
|----------------------------|---|
| Introduction général | 1 |
|----------------------------|---|

Chapitre I : Technologies et applications MEMS

| | |
|---|----|
| I.1. Introduction | 3 |
| I.2. Définition des microsystèmes | 3 |
| I.3. Historique des microsystèmes..... | 4 |
| I.4. Intérêts des microsystèmes | 5 |
| I.5. Applications des microsystèmes | 5 |
| I.4.1. L'industrie automobile | 5 |
| I.4.2. L'industrie aérospatiale | 6 |
| I.4.3. Le domaine aérien | 7 |
| I.4.4. L'industrie de télécommunication et de l'informatique..... | 8 |
| I.4.5. Le biomédical..... | 8 |
| I.6. Technologies de fabrication des microsystèmes..... | 13 |
| I.6.1. Micro-usinage en surface | 13 |
| I.6.2. Micro-usinage en volume..... | 15 |
| I.7. Différents modes d'actionnements des microsystèmes | 17 |
| I.7.1. Actionnement électrostatique..... | 18 |
| I.7.2. Actionnement électromagnétique | 22 |
| I.7.3. Actionnement électrothermique..... | 23 |
| I.7.4. Actionnement piézoélectrique..... | 26 |
| I.7.5. Actionnement magnétostrictif..... | 28 |
| I.7.6. Actionnement à mémoire de forme | 30 |
| I.8. Comparaison des différents modes d'actionnements..... | 32 |
| I.9. Performance des microsystèmes | 33 |
| I.10. Avantages et inconvénients des microsystèmes | 33 |
| I.11. Conclusion | 34 |

Chapitre II : Matériaux pour MEMS

| | |
|--|----|
| II.1. Introduction | 35 |
| II.2. Matériaux électroactifs | 35 |
| II.2.1. Alliage à mémoire de forme | 36 |
| II.2.1.1. Principe de couplage électro-thermo-élastique..... | 36 |
| II.2.1.2. Matériaux et caractéristiques | 37 |
| II.2.2. Matériaux magnétostrictifs | 39 |
| II.2.2.1. Principe de la magnétostriction..... | 39 |
| II.2.2.2. Principe de base de l'utilisation des couches minces magnétostrictives | 40 |
| II.2.2.3. Matériaux et principales caractéristiques..... | 40 |
| II.2.3. Matériaux piézoélectriques | 41 |
| II.2.3.1. Principe de la piézoélectricité | 41 |
| II.2.3.2. Matériaux et principales caractéristiques..... | 42 |

| | |
|--|----|
| II.3. Critères de choix d'un matériau électroactif..... | 44 |
| II.4. Matériaux magnétiques..... | 45 |
| II.4.1. Matériaux diamagnétiques..... | 46 |
| II.4.2. Matériaux paramagnétiques..... | 47 |
| II.4.3. Matériaux ferromagnétiques..... | 48 |
| II.5. Aimants permanents..... | 51 |
| II.5.1. Propriétés magnétiques des aimants permanents..... | 52 |
| II.5.2. Variation du champ avec le temps et la température – Point de Curie..... | 53 |
| II.5.3. Principaux matériaux constitutifs des aimants permanents..... | 53 |
| II.5.4. Différents types de microaimants permanents..... | 55 |
| II.6. Conclusion..... | 57 |

Chapitre III : Modèles mathématiques et numériques des MEMS

| | |
|--|----|
| III.1. Introduction..... | 58 |
| III.2. Modélisations des microsystèmes..... | 58 |
| III.2.1. Modélisation par circuit électrique équivalent..... | 59 |
| III.2.2. Modélisation comportementale par langage de description du matériel..... | 59 |
| III.2.3. Modélisation nodale..... | 60 |
| III.2.4. Modélisation par réduction de modèles..... | 60 |
| III.2.5. Modélisation par éléments finis..... | 61 |
| III.3. Equations de base de l'électromagnétisme..... | 61 |
| III.3.1. Equations de Maxwell..... | 61 |
| III.3.2. Lois de comportement du milieu..... | 63 |
| III.3.3. Conditions de passage..... | 65 |
| III.3.4. Conditions aux limites..... | 66 |
| III.4. Modèles mathématiques..... | 67 |
| III.4.1. Différents types d'équations aux dérivées partielles..... | 67 |
| III.4.2. Hypothèses simplificatrices..... | 68 |
| III.4.3. Modèle magnétodynamique en terme de potentiel vecteur magnétique..... | 68 |
| III.4.4. Modèle magnétostatique..... | 70 |
| III.4.4.1. Equation en terme de potentiel vecteur magnétique..... | 70 |
| III.4.4.2. Equation en terme de potentiel scalaire magnétique total..... | 71 |
| III.4.4.3. Equation en terme de potentiel scalaire magnétique réduit..... | 72 |
| III.5. Méthodes de résolution et modèles numériques..... | 73 |
| III.5.1. Méthodes de résolution..... | 73 |
| III.5.1.1. Méthodes analytiques..... | 73 |
| III.5.1.2. Méthodes numériques..... | 73 |
| III.5.2. Modèles numériques..... | 80 |
| III.5.2.1. Equation magnétostatique en terme de potentiel vecteur magnétique..... | 81 |
| III.5.2.2. Equation magnétostatique en terme de potentiel scalaire magnétique total..... | 82 |
| III.6. Modèle de couplage..... | 83 |
| III.6.1. Définition..... | 84 |

| | |
|--|----|
| III.6.2. Fluide compressible et incompressible | 84 |
| III.6.3. Débit d'un fluide | 84 |
| III.6.4. Régimes d'écoulements : Nombre de Reynolds | 85 |
| III.6.5. Théorème de Bernoulli | 86 |
| III.6.6. Loi de Poiseuille | 88 |
| III.7. Notion d'énergie et de la co-énergie | 89 |
| III.8. Méthodes de calcul de la force magnétique | 90 |
| III.8.1. Force déduite à partir du tenseur de Maxwell | 90 |
| III.8.2. Force déduite à partir des travaux virtuels | 90 |
| III.8.3. Force de Lorentz..... | 91 |
| III.8.4. Force déduite à partir de l'énergie magnétique totale | 91 |
| III.8.5. Force déduite à partir de la co-énergie magnétique | 91 |
| III.9. Conclusion..... | 91 |

Chapitre IV : Applications et résultats

| | |
|---|-----|
| IV.1. Introduction | 92 |
| IV.2. Présentation de la micropompe à vis..... | 92 |
| IV.3. Applications et résultats | 93 |
| IV.3.1. Etude bidimensionnelle 2D | 93 |
| IV.3.1.1. Les caractéristiques physiques et géométriques du microactionneur. 93 | |
| IV.3.1.2. Domaine d'étude et conditions aux limites..... | 94 |
| IV.3.1.3. Maillage du domaine d'étude..... | 95 |
| IV.3.1.4. Résultats de la première application | 96 |
| IV.3.1.5. Caractéristique de la micropompe..... | 101 |
| IV.3.1.6. Résultats de la deuxième application | 103 |
| IV.3.2. Etude tridimensionnelle 3D | 104 |
| IV.3.2.1. Les caractéristiques physiques et géométriques du microactionneur 105 | |
| IV.3.2.2. Domaine d'étude et conditions aux limites..... | 105 |
| IV.3.2.3. Maillage du domaine d'étude..... | 106 |
| IV.3.2.4. Résultats et interprétation..... | 106 |
| IV.3.2.5. Caractéristique de la micropompe..... | 109 |
| IV.3.3. Etude comparative..... | 110 |
| IV.3.4. Modélisation du microactionneur en déplacement | 112 |
| IV.4. Conclusion | 116 |
| Conclusion générale | 117 |
| Bibliographie | 118 |

Introduction générale

Avec la mise au point des technologies de fabrication des circuits intégrés (CI) dans les années 1960, est apparue la faculté de fabriquer des objets micrométriques, en grand nombre et à faible coût. Par la suite, certains chercheurs ont envisagé d'utiliser ce mode de fabrication (dépôt de matière en film mince, photolithographie, gravure sèche ou humide, etc.) pour la conception de dispositifs dans le domaine de la mécanique, de l'optique et de la fluide. Leurs objectifs étant d'obtenir, par rapport aux systèmes conventionnels, une réduction de volume, une amélioration des performances, une diminution des coûts de fabrication, ainsi qu'un gain en fiabilité [11].

Les microsystemes ou systemes microelectromechanics se décrivent assez bien par leur nom : le terme « Micro » se réfère à la taille (d'un micromètre à un millimètre), « Electro » annonce que l'électricité ou l'électronique sont impliquées et « mécanique » que quelques parties mobiles devraient y être incluses. Les microsystemes se définissent donc par la réalisation d'un dispositif micrométrique intégrant ou combinant des éléments mécaniques avec de l'électronique sur un substrat commun [11].

Les applications microsystemes se trouvent dans tous les domaines qui demandent une forte réduction des coûts, des dimensions, du poids et une augmentation de la fiabilité et des performances. Le biomédical est un domaine où l'intérêt des microsystemes est le plus grand. En effet, du fait de la biocompatibilité du silicium et des tailles des microsystemes, il est envisageable de créer des systèmes de capteurs et d'actionneurs qui seraient implantés à l'intérieur du corps et éventuellement interrogés à distance [1].

La modélisation des microsystemes constitue une phase importante de leur conception. Cependant, il n'existe pas encore à l'heure actuelle d'outil de modélisation prenant en compte le caractère physique et multidisciplinaire des microsystemes. La modélisation de base se fait donc avec des outils de type analyse en éléments finis issus de la mécanique. Cela permet de modéliser les microsystemes au niveau dispositif. La modélisation peut aussi se faire avec les outils de CAO de la microélectronique en utilisant les langages de description du matériel (VHDL-AMS) pour s'adapter au caractère multidisciplinaire des microsystemes [32].

Ce mémoire est ainsi organisé comme suit :

Le premier chapitre présente des généralités sur les microsystèmes, dont on a donné leur définition, leurs technologies de fabrications, leurs domaines d'utilisations et on a décrit leurs différents modes d'actionnements.

Dans le deuxième chapitre, on a représenté les différents types de matériaux qui rentrent dans l'amélioration des performances, et de la compétitivité des microsystèmes.

Les principales méthodologies de la modélisation des microsystèmes, les différents modèles mathématiques et numériques de ces dispositifs ainsi que le modèle de couplage associée au dispositif qui fait l'objet de notre étude (la micropompe à vis) sont représentés dans le troisième chapitre.

Le quatrième chapitre représente les applications des modèles présentés au chapitre précédent, sur le microsystème que nous nous proposons d'étudier. La première application concerne la modélisation bidimensionnelle et la seconde application fait l'objet de la modélisation tridimensionnelle sous l'environnement Comsol Multiphysics.

Nous terminons par une conclusion générale.

Chapitre I

Technologies et applications MEMS

I.1 Introduction

Les micros technologie sont un ensemble de technique de fabrication permettant de réaliser des structures de l'ordre du micromètre. C'est typiquement le cas des microsystèmes qui sont touchés par l'engouement des industriels pour la miniaturisation [1].

I.2 Définition des microsystèmes

Le nom de MEMS est une abréviation pour Système Micro Electro – Mécaniques (Micro-Electro-Mécanical systèmes). Comme leur nom indique, ils sont des machines ou des structures mécaniques ayant de très petites dimensions, allant de 0.1 µm jusqu'à l'ordre quelques millimètres. Ces systèmes électromécaniques se composent de capteurs pour acquérir les informations du monde extérieur, d'une partie électronique pour le traitement de données et d'actionneurs qui réagissent avec le monde extérieur [1], [2].

Les capteurs et les actionneurs sont fabriqués sur des micros structures de silicium, tandis que les parties de traitement de signal sont fabriquées avec les processus microélectroniques ordinaires [1].

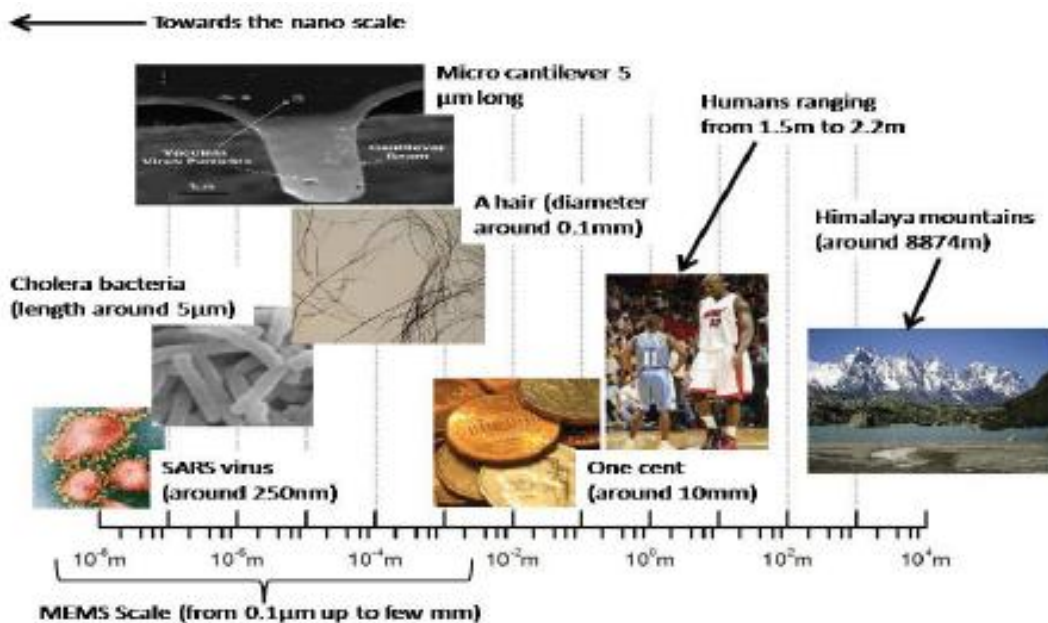


Figure I.1: Echelle donnant une idée sur la taille des MEMS

Les microsystèmes sont des systèmes multifonctionnels avec des fonctions qu'on peut résumer comme suit :

- Détecter un signal physique et le convertir en grandeur électrique (fonction de capteur),
- amplifier et traiter le signal fourni par le capteur (fonction de l'interface électronique),
- produire un phénomène physique (fonction actionneur),
- interagir et communiquer les résultats de mesures avec l'extérieur (interface de communication) [1].

I.3 Historique des microsystèmes

Feynman, pendant son discours le 29 décembre 1959 à CALTECH, il a tiré l'attention des chercheurs sur la petite échelle quand il a écrit sa phrase célèbre " There's plenty of room at the bottom" que l'on peut traduire par " il y'a assez d'espace au fond". Il était le premier à parler des micromachines et à comprendre leur intérêt et les problèmes liés à la physique aux très petites dimensions. Au mois de Mars 1967, le premier papier sur un composant MEMS a été publié concernant la structure de port de MOS en or résonnant (figure I.2). Pourtant le terme de MEMS n'existait pas à l'époque [2].

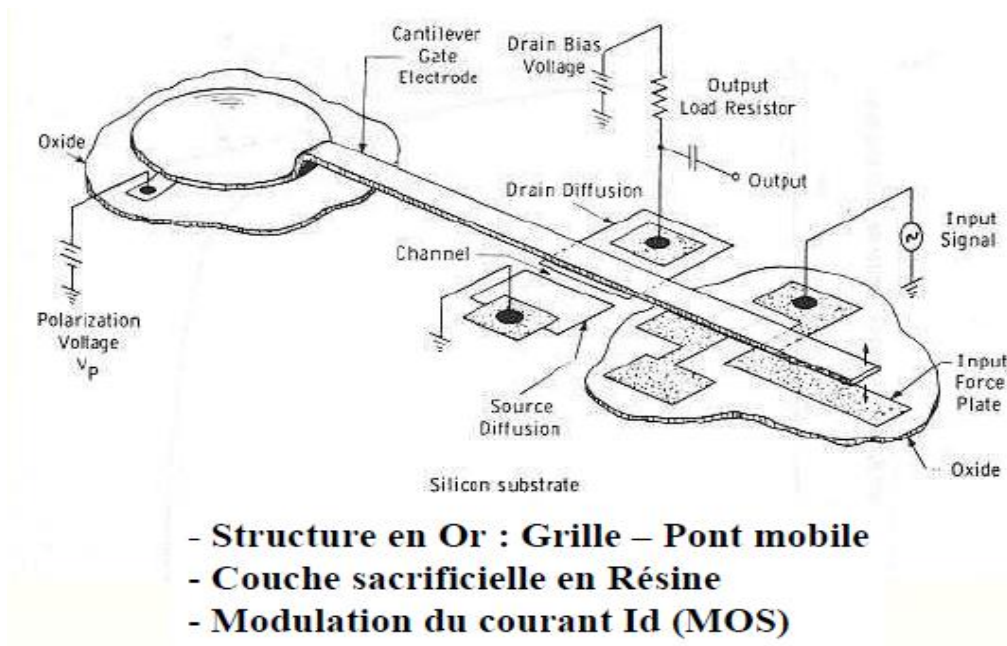


Figure I.2 : Transistor MOS à grille résonnante

Les années 1990 virent l'explosion des applications industrielles et l'apparition de technologies standardisées pour différentes applications. Ce fait ensuite l'intégration monolithique avec l'électronique et l'apparition des premiers outils de CAO (conception assistée par ordinateur). De nos jours, MEMS est devenu un terme largement utilisé et résume une grande variété de composants variant des micros capteurs aux micros actionneurs. Les européens préfèrent le terme Microsystèmes alors que les Japonais préfèrent le terme micromachines [2], [3], [4].

I.4 Intérêts des microsystèmes

L'intérêt d'utilisation des MEMS réside principalement dans leurs poids, leur taille, et leur coût. S'ajoute à cela le fait que ces systèmes sont multifonctionnels avec des fonctions de mesure, de traitement de signal, de mémorisation, de communication et d'actionnement. Il comporte une capacité de calcul (processeur) qui peut embarquer des logiciels donnant une « certaine intelligence » à l'ensemble [1], [2].

I.5 applications des microsystèmes

Les applications microsystèmes se trouvent dans tous les domaines qui demandent une forte réduction des coûts, des dimensions, du poids et une augmentation de la fiabilité et des performances. Les domaines les plus importants que l'on peut citer sont :

I.5.1 L'industrie automobile

Les applications automobiles profitent des avantages des microsystèmes en termes de coût et d'intégration mais également en termes de taille et d'encombrement et de leur possibilité d'être interrogés à distance (capteurs de pressions dans les roues avec communication radiofréquence) [4].

La figure 1.3 montre les différentes possibilités d'applications microsystèmes dans l'automobile, à savoir :

- **La sécurité** : déclencheuse d'airbags avec les accéléromètres et les détecteurs d'occupation des sièges, les capteurs de pression télé – interrogés dans les pneus et les systèmes optiques intelligents,
- **Les suspensions actives** : avec l'intégration dans les essieux de centrales inertielles et les inclinomètres,
- **Les systèmes d'anti patinage** : avec l'emploi de gyroscopes,
- **La pollution** : avec les capteurs de gaz (CO, CO₂ ...) dans les échappements,

- **La propulsion** : avec différents capteurs tels que les capteurs de pression, de température, de flux [4].

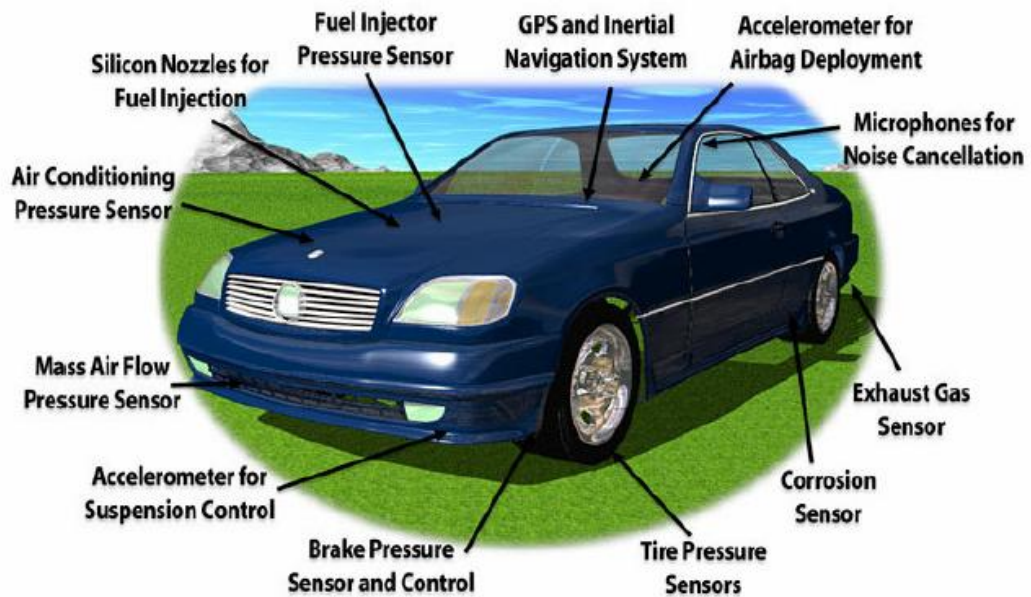


Figure I.3 : Application automobile des microsystèmes

I.5.2 L'industrie aérospatiale

L'aérospatiale est l'un des domaines où l'emploi des microsystèmes va prendre une place plus en plus prépondérante, car les aspects de miniaturisation et de fiabilité sont très importants dans les satellites. Les microsystèmes dans l'aérospatiale et les autres domaines ne sont pas soumis aux mêmes contraintes. En effet, dans un satellite, un microsystème devra résister à des radiations importantes présentes dans l'espace, pour que son fonctionnement ne soit pas perturbé [1].

La figure I.4 montre les applications microsystèmes dans les microsattelites qui sont listées ci dessous :

- **Mesure inertielle** : accéléromètre, gyroscope,
- **Stabilisation** : capteurs de terre, capteurs d'étoiles (star-tracker),
- **Propulsion** : micro-propulseurs (micro-thruster),
- **Optique** : matrice de micro-miroirs,
- **Détection infrarouge** : thermopiles, bolomètres [4].

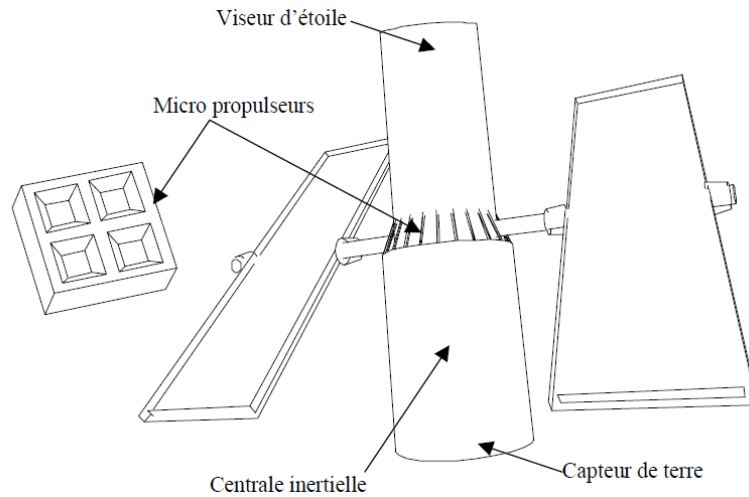


Figure I.4 : Application des microsystèmes dans les satellites

I.5.3 Le domaine aérien

Ce domaine est un grand consommateur de capteurs réalisés en technologie microsystèmes. L'apport des microsystèmes se retrouve surtout dans le gain en termes de miniaturisation et dans la réduction des coûts des capteurs permettant d'augmenter leur présence, ce qui revient à dire une plus grande sécurité et fiabilité des avions. Il est ainsi possible d'installer dans les ailes des avions un réseau des capteurs qui fourniront une mesure de la pression, des contraintes dans les matériaux ou de la température en divers points, pour une plus grande aide au pilotage [1].

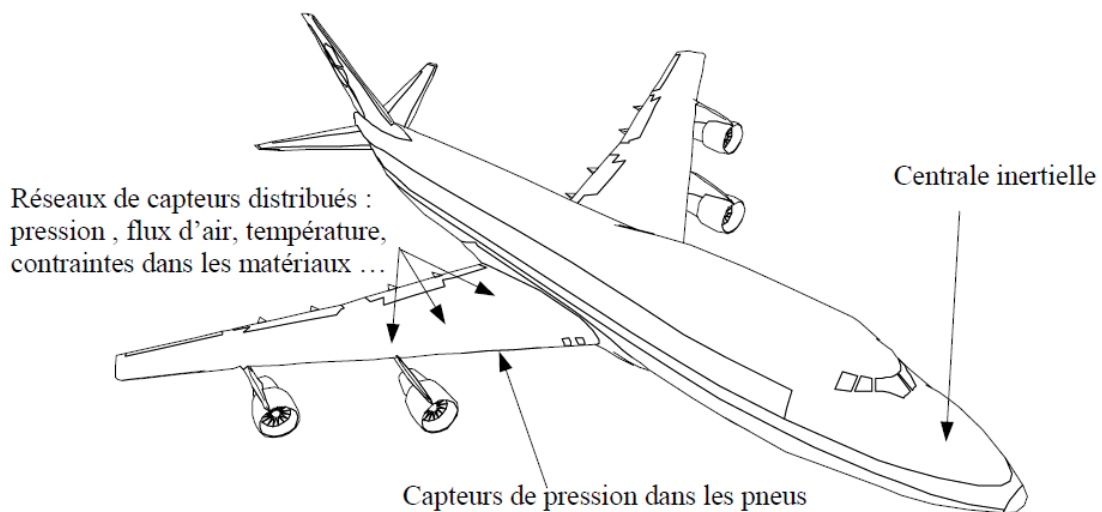


Figure I.6 : Application des microsystèmes dans l'avionique

I.5.4 L'industrie de télécommunication et de l'informatique

Cette industrie utilise aussi des produits issus des microsystèmes. Les deux produits les plus utilisés, les têtes d'imprimantes (figure I.7) et les têtes de lecture des disques représentent la plus grosse part du marché mondial des microsystèmes. On peut citer également, les MEMS RF qui représentent les axes de recherches des télécommunications. Les MEMS RF visent l'intégration de composants discrets tels que les oscillateurs, les filtres, les inductances ou les relais [1].

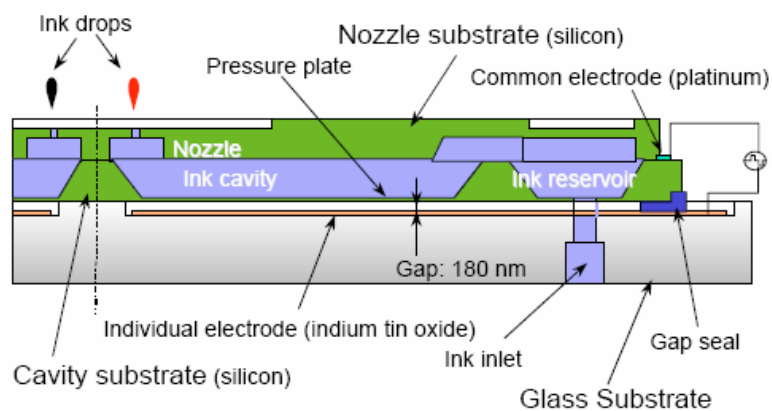


Figure I.7 : Vue de profil d'une tête d'imprimante MEMS Epson

I.5.5 Le biomédical

Le biomédical est un domaine où l'intérêt des microsystèmes est le plus grand. En effet, du fait de la biocompatibilité du silicium et des tailles des microsystèmes, il est envisageable de créer des systèmes de capteurs et d'actionneurs qui seraient implantés à l'intérieur du corps et éventuellement interrogés à distance. Les applications envisagées sont de quatre types [1]:

I.5.5.1 Les systèmes de mesure pour le diagnostic et le monitoring

- Mesure de PH du sang, mesure du taux de glucose, de sodium, d'urée.

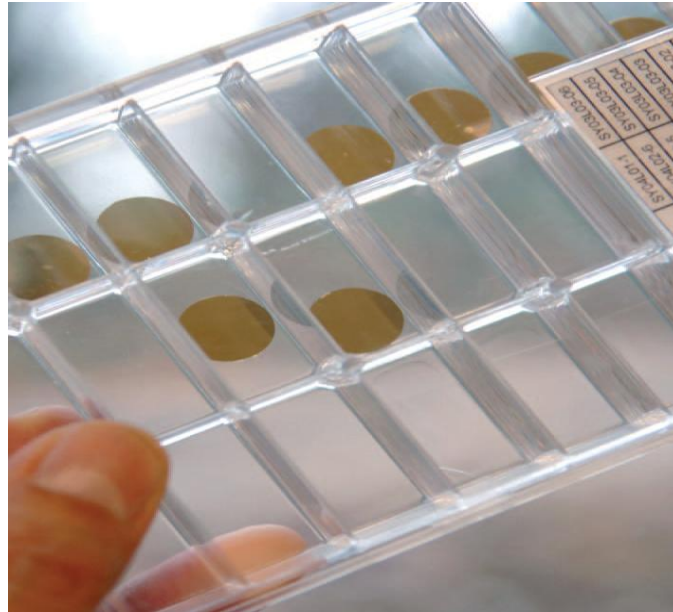


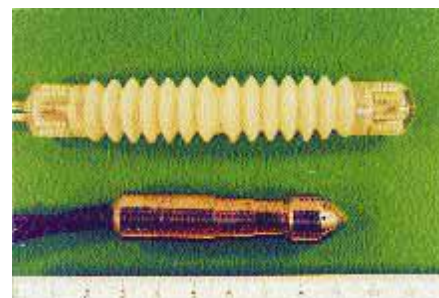
Figure I.8 : Biopuces pour le diagnostic de pathologies inflammatoires, virales et de cancers.

I.5.5.2 L'instrumentation de microchirurgie

- Les micro – scalpels et les micro- préhenseurs
- L'instrumentation d'endoscopie et d'imagerie.



a)



b)

Figure I.9 : exemples d'instrumentation d'endoscopie :
a) instrument d'arthroscopie, b) instrument de la colonoscopie

I.5.5.3 Les systèmes actifs implantables

- Les systèmes de contrôle de paramètres tels que le flux sanguin, le PH des fluides gastriques ou la pression artérielle, dispositifs qui peuvent être couplés à des systèmes d'injection automatique de médicaments,
- Les systèmes de génération de stimuli nerveux destinés à recréer le mouvement des jambes ou des bras chez les handicapés,
- Les pacemakers qui intègrent des accéléromètres qui permettent d'asservir les battements cardiaques à l'activité physique supposée du patient,
- Les rétines artificielles et les prothèses auditives [1], [4].

La figure I.10 résume les applications potentielles des microsystèmes dans le corps humain [4].

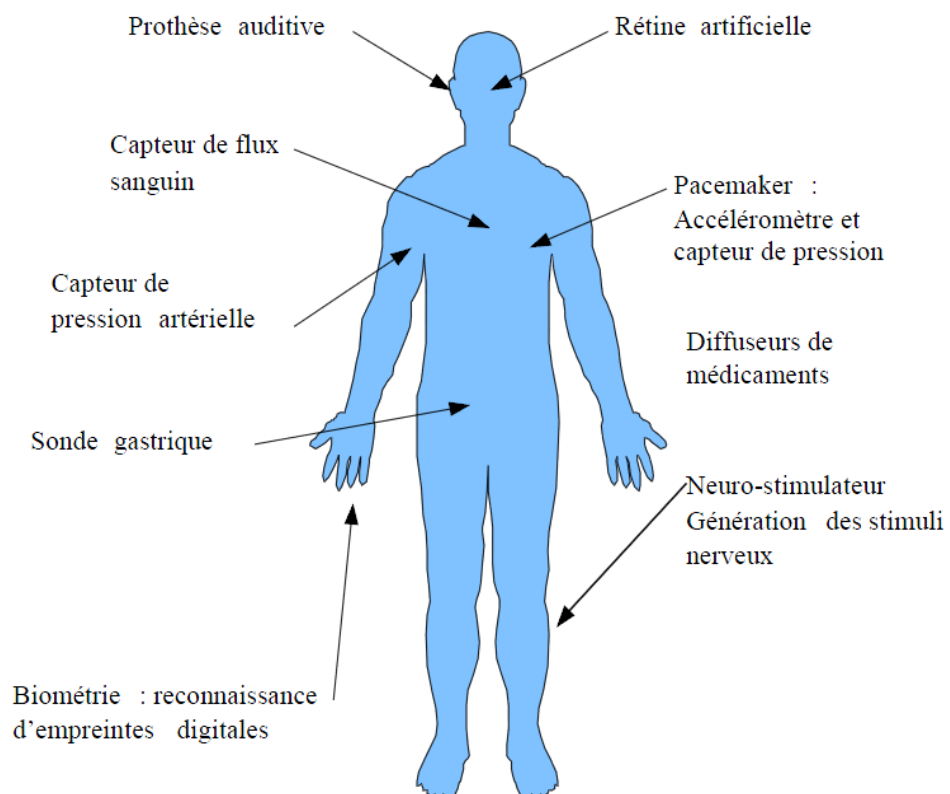


Figure I.10 : Applications des microsystèmes dans le corps humain

I.5.5.4 L'analyse biomédicale

➤ **Les biopuces :**

Les biopuces ou « microarrays » en anglais, sont des microsystèmes permettant une analyse biologique à haut débit. Le concept des puces a été émergé à partir des procédures de miniaturisation qui ont commencées avec la microélectronique. Les premières applications des puces au séquençage du génome de certaines espèces, ont permis de réaliser de grands progrès dans la génomique. Ceci a conduit les technologues à appliquer ces systèmes à la protéomique, un domaine qui occupe une grande place aussi bien dans la recherche, fondamentale ou clinique, que dans l'industrie pharmaceutique. Si les puces à ADN sont apparues au début des années 90, ce n'est qu'après une dizaine d'années que les premières puces à protéines ont été validées [5].

La conception et la validation d'une biopuce comporte plusieurs étapes : la première est une étape d'immobilisation des biomolécules sur un support bien défini et qui doit répondre aux exigences de la chimie de fixation et de la méthode utilisée pour l'analyse des interactions biomoléculaires. La deuxième est une étape de validation de la puce avec des modèles connus. La dernière étape consiste à de détermination de la performance de la puce vis-à-vis de la nature des échantillons à analyser et la possibilité de réutilisation d'une même puce [5].

- **puces à ADN:**

Ce sont des puces destinés à effectuer en parallèle des milliers d'analyse génétique sur un échantillon à volume réduit. Le principe est d'utiliser un ensemble de sondes nucléiques organisé en matrice sur une puce de petite dimension. Les ondes accrochées au substrat vont réagir avec l'échantillon à analyser en hybridant les brins d'ADN complémentaires et donc on les retenant fixe sur le substrat [1].

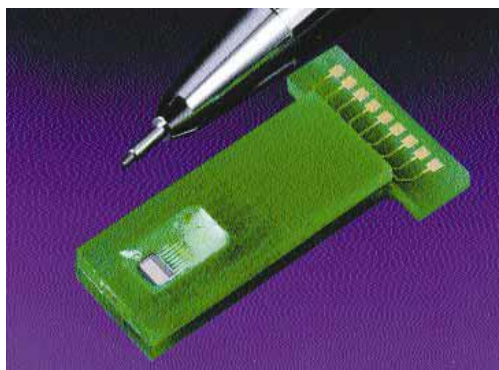


Figure I.11 : Puce à ADN

La figure I.12 montre un schéma de principe d'une biopuce, on y distingue en (a) un morceau d'ADN dénaturé, c'est-à-dire séparé en deux brins complémentaires, et la biopuce dans son ensemble en (b) avec les sondes nucléiques accrochées sur le substrat et les cibles avec leur marqueur fluorescent. On distingue également la réaction d'hybridation qui permet de retenir accrochée au substrat le morceau d'ADN cible [1].

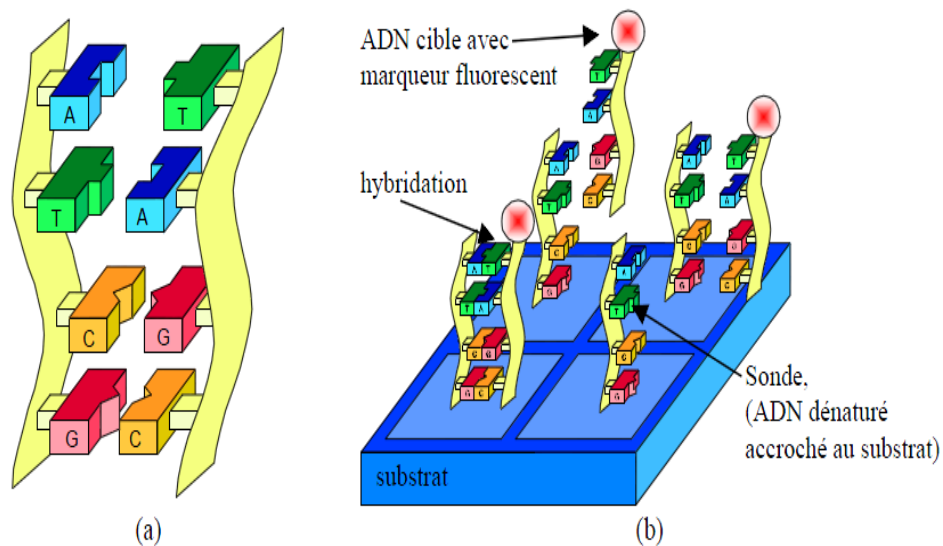


Figure I.12 : Schéma de principe d'une biopuce, (a) molécule d'ADN dénaturée et (b) puce à ADN contenant des sondes à ADN.

Au point de vue microsystèmes les recherches se concentrent sur les substrats actifs permettant d'améliorer les procédures d'accrochage des sondes mais également l'intégration de la lecture des résultats de manière optique ou électrochimique directement sur la puce [1].

- **puces à protéines:**

L'avènement des puces à ADN a incité les chercheurs à développer des puces à protéines. Ce type de biopuce, en permettant la détection et/ou l'analyse rapide et multiparamétrique des protéines, sont d'un grand intérêt dans de nombreux domaines, mais leur développement a été freiné par la complexité et l'hétérogénéité des protéines : le défi consiste à immobiliser ce type de molécules sur un support tout en conservant leur intégrité et leur fonctionnalité [5].

- **La biométrie** : qui est une science de l'identification du corps humain en fonction des caractéristiques qui lui sont propres. Ce peut être les empreintes digitales, la morphologie du visage, les couleurs et les formes de la rétine ou de l'iris [1].

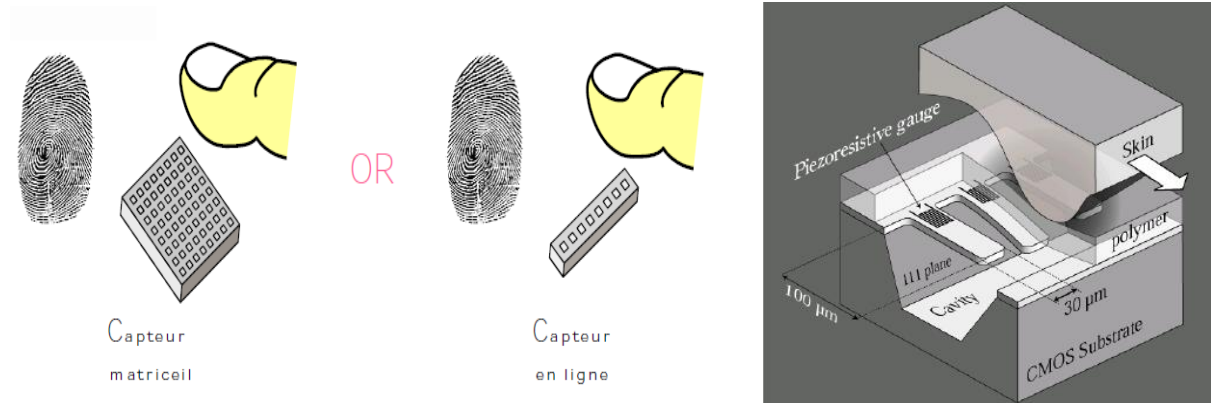


Figure I.13 : Capteur tactile

I.6 Technologies de fabrication des microsystèmes

Les technologies de fabrication des microsystèmes sont dérivées de celles de fabrication de la microélectronique. Ces technologies utilisent les mêmes techniques comme la génération de masque, la photolithographie, le micro-usinage en surface, le micro-usinage en volume etc. [1]

Dans ce paragraphe, nous nous citons deux technologies les plus courantes à savoir, le micro-usinage en surface et le micro-usinage en volume.

I.6.1 Micro-usinage en surface

Le procédé de cette technique consiste à réaliser des dépôts de couches sur le substrat, puis des attaques sélectives permettant de dissoudre localement certaines couches. Des couches minces peuvent être désolidarisées du substrat en dissolvant sélectivement leur support : il s'agit de la technique dite « de la couche sacrifiée » [6].

La figure I.14 présente un exemple de procédé d'usinage de surface permettant de réaliser des plaques mobiles fixées au substrat par des charnières. Ces plaques peuvent être relevées verticalement. Elles ont été utilisées comme des miroirs perpendiculaires au substrat afin de définir des micro-bancs optiques complets [6].

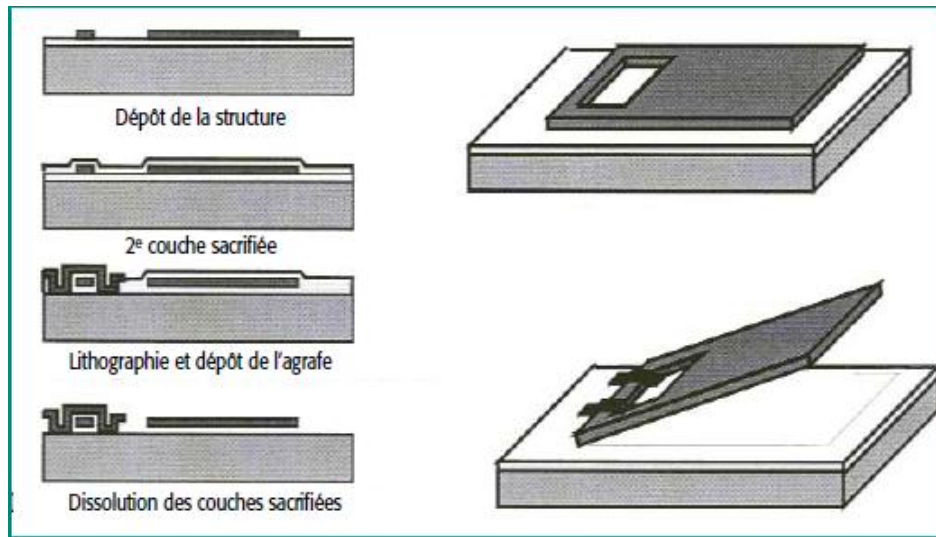


Figure I.14 : Exemple de procédé d’usinage de surface : technique de couche sacrificiée

Un des aspects intéressants des technologies de micro – usinage en surface est la possibilité de fabriquer des éléments mécaniques en trois dimensions. On peut alors créer des systèmes mécaniques complexes comprenant des moteurs, rotatifs ou linéaires, des chaînes de transmission du mouvement comme des engrenages, des bielles et des paliers [7].

La figure I.15 montre différents éléments permettant de construire des systèmes mécaniques complexes, la photo (a) présente une charnière faite avec deux niveaux de polysilicium et permettant de créer une liaison pivot, la photo (b) montre les dents d’engrenage qui ne sont pas engrenées. La photo (c) représente le détail d’un ressort rotatif.

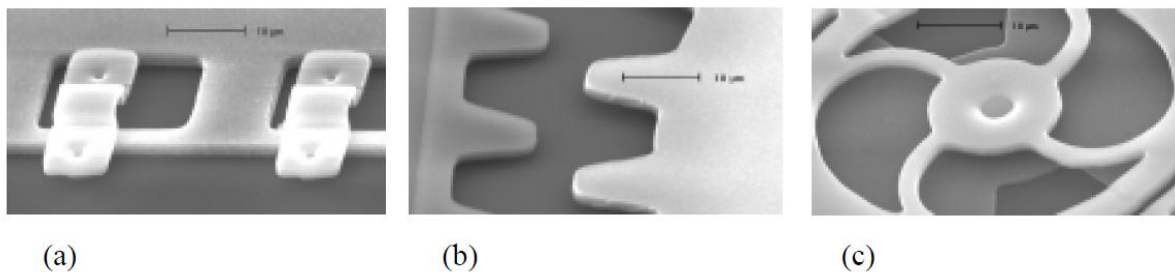


Figure I.15 : éléments micromécaniques fabriqués par micro-usinage de surface, charnière (a), dents d’engrenage (b), ressort pivotant (c).

I.6.2 Micro-usinage en volume

Ce type d'usinage est utilisé pour la fabrication de structures dont l'épaisseur est de plusieurs centaines de microns à un millimètre. Son principe est basé sur l'attaque chimique des substrats, et à partir d'un masque de protection (défini par photolithographie) l'attaque chimique fait apparaître des plans bien déterminés, ce qui permet d'obtenir des formes définies avec grande précision dans l'épaisseur du substrat [6].

Les technologies LIGA (Litographie Galvanoforming Abformung) constituent une autre catégorie importante de technologie d'usinage de volume (figure I.16.b) [6].

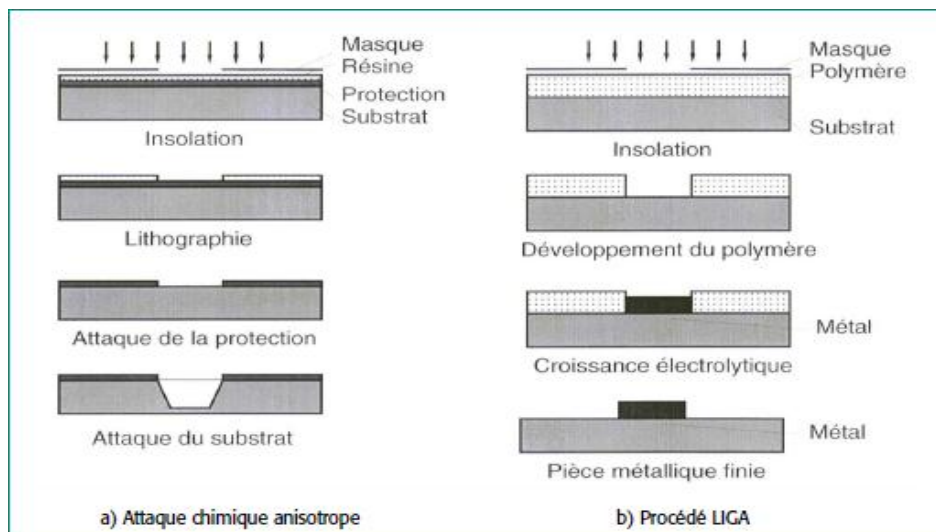


Figure I.16 : Les technologies de micro-usinage de volume

I.6.2.1 Micro-usinage en volume face avant

Le micro-usinage en volume face avant permet d'obtenir facilement des structures suspendues sans étapes de lithographies supplémentaires. La figure I.17 montre les différentes structures qu'il est possible d'obtenir, une structure suspendue en forme de pont (a), de poutre (b) ou de membranes suspendues par des bras du support (c) [7].

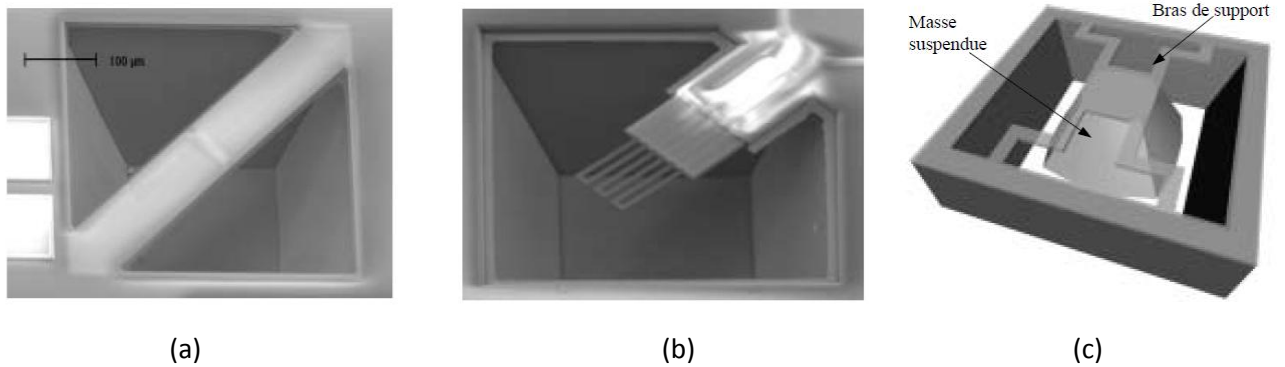


Figure I.17 : Les différentes microstructures que l'on peut obtenir par micro-usinage en volume face avant.

I.6.2.2 Micro-usinage en volume face arrière

Le micro-usinage en volume face arrière nécessite quant à lui une étape supplémentaire de lithographie de manière à créer un masque. Cette étape de lithographie doit être alignée par rapport à la face avant, ce qui nécessite l'emploi d'un aligneur double face [7].

La figure I.18(a) montre une membrane close obtenue par gravure en face arrière, c'est cette technique qui est employée dans les capteurs de pressions. La figure I.18(b) montre une membrane close à laquelle est attachée une masse suspendue, pour des applications thermiques ou de capteurs inertiels [7].

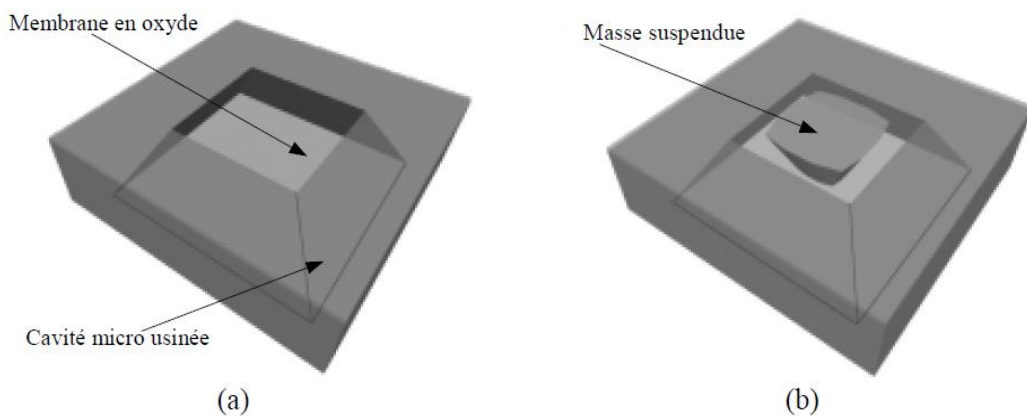


Figure I.18 : Schéma des différentes structures résultantes d'un micro-usinage en volume face arrière.

I.7 Différents modes d'actionnements des microsystèmes

On peut définir l'actionneur comme un dispositif qui transforme de l'énergie d'un type quelconque en déplacements contrôlables [8].

Les sources d'énergie, qu'on peut utiliser dans le domaine de micro actionnement, appartiennent à deux groupes principaux : d'une part, les champs de forces (notamment le champ électrique et le champ magnétique) qui étant appliqués aux masses, génèrent les accélérations ; d'autre part, les forces moléculaires, induites par des champs de forces extérieurs (électrostatique, magnétique, thermique) et développées à l'intérieure même des actionneurs, provoquant ainsi leur déformation. Lorsqu'on considère les différentes possibilités d'actionnement on arrive à envisager 10 façons de transformer l'énergie en mouvement ; elles sont résumées dans la figure (I.19) [8].

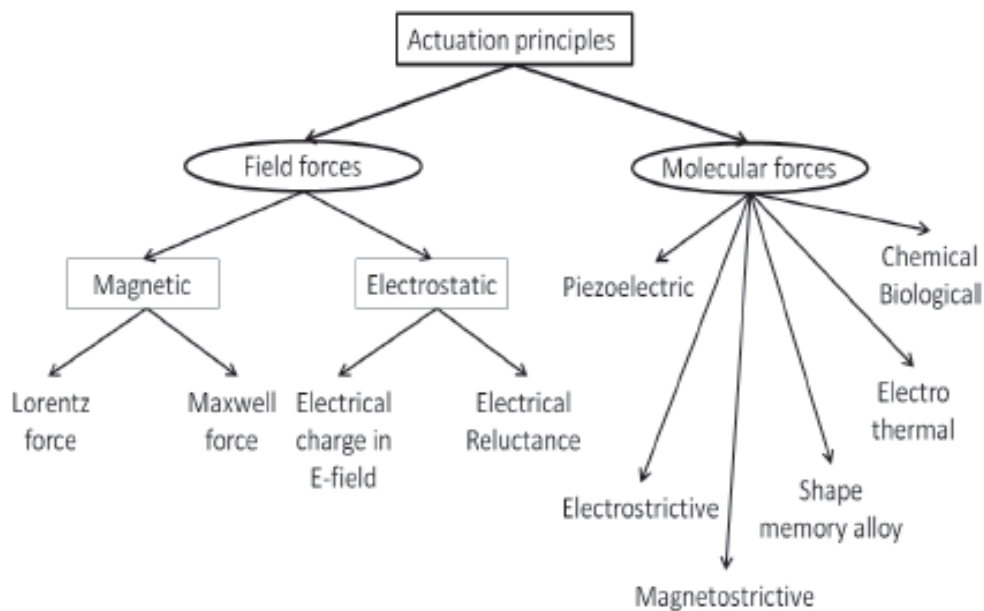


Figure I.19 : Principes d'actionnement

Les différents modes d'actionnements utilisables dans cette technologie sont considérables, on y trouve principalement l'actionnement électrostatique, électromagnétique, électrothermique, piézoélectrique, magnétostrictif et actionnement à mémoire de forme [3].

I.7.1 Actionnement électrostatique

A l'échelle micrométrique, les forces électrostatiques dominent les forces électromagnétiques, alors qu'elles ont été insignifiantes à l'échelle des machines macroscopiques. L'échelle de micron est donc particulièrement favorable à la transduction d'énergie électrostatique [9].

L'actionnement électrostatique est l'un des premiers modes d'actionnement les plus utilisés dans les microsystèmes pour sa simplicité d'utilisation, sa faible consommation d'énergie (théoriquement nulle) et sa rapidité de fonctionnement [2].

Le phénomène fondamental utilisé dans ce type d'actionnement est l'attraction électrostatique entre les charges électriques par action des forces d'attraction déterminées par la loi de Coulomb comme suit [10] :

$$F_e = K_e \frac{q_1 q_2}{r_e^2} \quad (1.1)$$

$$K_e = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \quad (1.2)$$

ϵ_0 est la permittivité du vide, K_e est la constante de Coulomb, r_e est la distance entre les deux charges q_1 et q_2 .

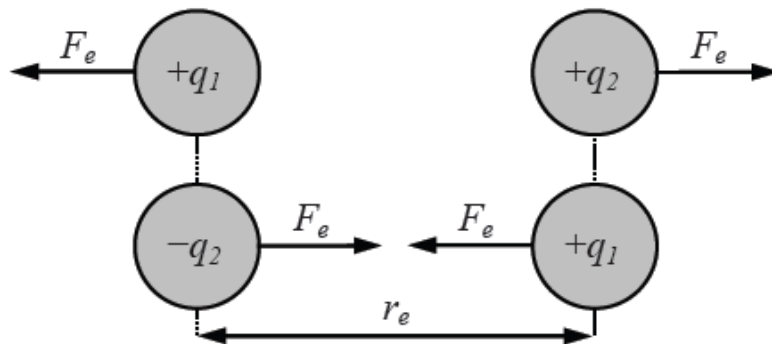


Figure I.20 : Interaction des charges électriques

Quand on parle d'une structure, cette force peut se produire en appliquant une tension entre deux éléments. En outre, cette force peut être utilisée en actionnement lorsque l'un des éléments de la structure est mobile [10].

Cette force électrostatique peut s'exprimer de deux manières ; actionneur de type «plaques parallèles» et actionneur en un dispositif en peignes interdigités [2].

a) Actionneur de type plaques parallèles (déplacement hors plan)

Pour ce type d'actionnement, la force électrostatique générée est inversement proportionnelle au carré de la distance séparant les électrodes. Ce qui requiert, pour éviter l'emploi de tensions d'actionnement trop importantes, l'utilisation de faibles distances de séparation. Lorsque la tension est suffisamment importante (tension d'effondrement), la force d'attraction l'emporte sur la force de rappel de la structure. On se trouve, à ce moment, dans un état instable où l'espace entre les électrodes n'est plus contrôlable. Les électrodes viennent, à ce moment, en contact [11].

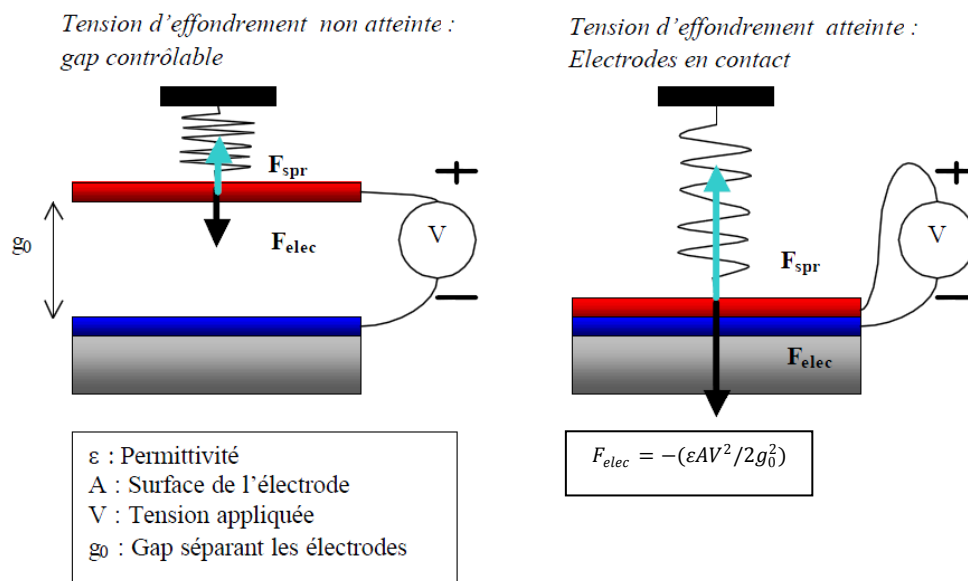


Figure I.21 : Schéma de fonctionnement d'un actionneur électrostatique de type plaques parallèles

b) Actionnement en dispositif à peines interdigités (déplacement dans le plan)

Pour ce type d'actionnement, la force électrostatique générée est directement proportionnelle au nombre de dents, elle est également inversement proportionnelle à l'espacement entre les dents du peigne. Lorsqu'on applique une différence de potentiel entre les deux électrodes, l'électrode mobile se déplace latéralement par rapport à l'électrode fixe. La force d'un actionneur à peines interdigités reste constante à mesure que l'électrode mobile se déplace. Pour obtenir une force importante et à cause des limites technologiques et géométriques (épaisseur des matériaux déposés et profondeur des entrefers) ce type d'actionneur nécessite l'utilisation d'un nombre de doigts important. Il est cependant le mieux adapté pour des déplacements dans le plan [11].

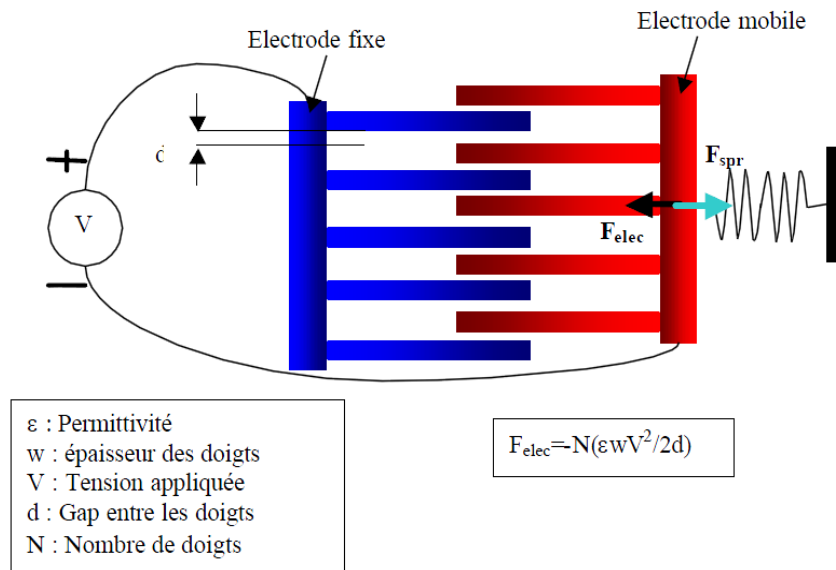


Figure I.22 : Schéma de fonctionnement d'un actionneur électrostatique de type combdrive

Dans ce qui suit, nous donnons quelques exemples où ce genre d'actionnement est mis en profit.

Historiquement, le micromoteur électrostatique a été le premier microsystème avec une pièce en mouvement qui a suscité l'intérêt des chercheurs. De très nombreuses applications font aujourd'hui appel à des micromoteurs, c'est-à-dire des moteurs de très faibles dimensions susceptibles d'entraîner des dispositifs eux-mêmes de très faible puissance, on parle alors en milliwatts [3], [12].

La figure I.23 montre un micromoteur électrostatique dont le rotor a un diamètre de $100\mu\text{m}$ et une épaisseur de $7\mu\text{m}$ pour une vitesse de rotation pouvant atteindre 10000tr/min . De tels microactionneurs ont une débouchée naturelle en microchirurgie pour la réalisation de microforeuses destinées à aller déboucher une artère obstruée par une plaque d'athérome. Ils ont aussi des applications en neurochirurgie, mais aussi dans bien d'autres domaines [3], [12].

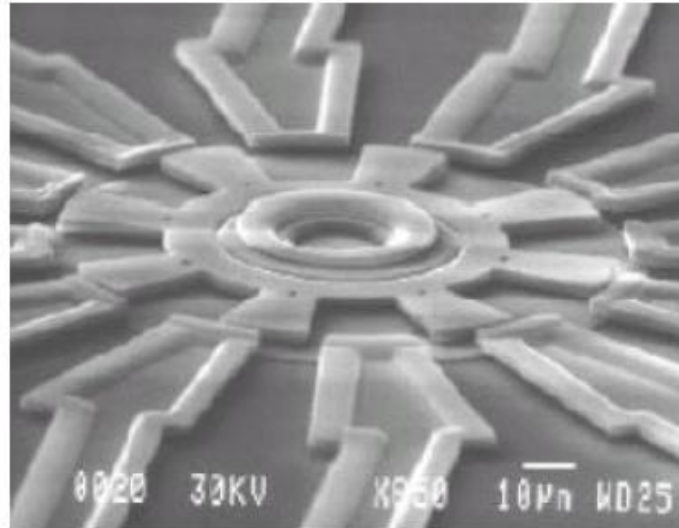
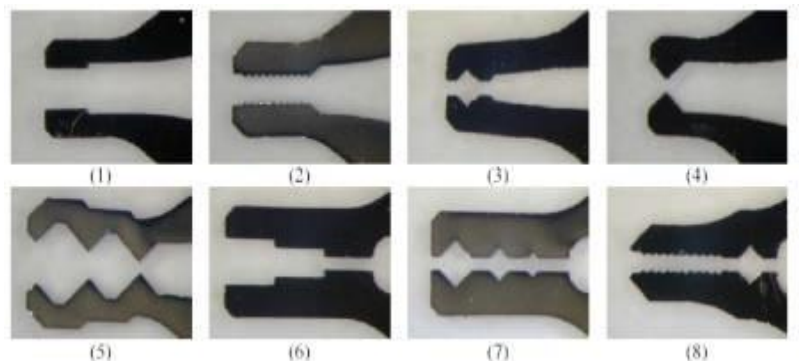


Figure I.23 : micromoteur électrostatique développé à l'USA

En microrobotique, en particulier pour les applications médicales, on a besoin de micromanipulateurs. La figure I.24 donne un exemple d'un tel dispositif à actionnement électrostatique. Ce composant de préhension comme la micropince permet la manipulation, c'est-à-dire la saisie, le maintien, le positionnement, l'orientation et le lâcher, d'objets 3D de dimensions micrométriques, de quelques microns à plusieurs centaines de microns. Ce micropréhenseur est développé dans l'optique « microrobot on chip », permettant son utilisation aisée dans une cellule microrobotique. La distance initiale entre doigts est de $250\mu\text{m}$ et l'épaisseur de cette pince est de $200\mu\text{m}$. En outre, différentes formes d'extrémité de la pince sont possibles [3], [13].



(a)



(b)

Figure I.24 : micropréhenseur électrostatique (a) micropince (photo LAB Besançon)

(b) diverses formes de pinces (photo LAB Besançon)

I.7.2 Actionnement électromagnétique

L'actionnement magnétique le plus courant utilise la force électromagnétique créée lors du passage d'un courant dans une bobine. En effet, lorsqu'un objet ferromagnétique est amené dans le champ, il y'a attraction de l'objet par la bobine (figure I.25). Si on ajoute au système un aimant permanent, des forces d'attraction et de répulsion sont obtenues par le changement de sens du champ magnétique externe [11].

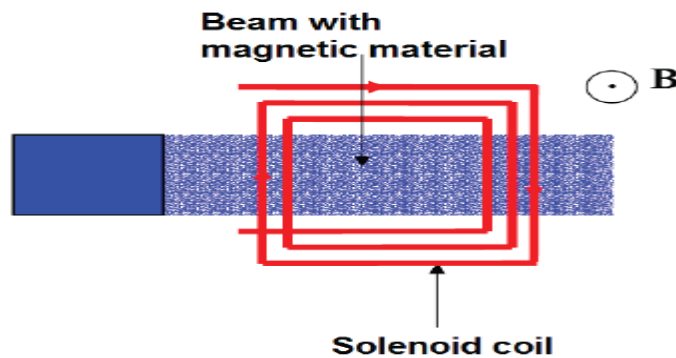


Figure I.25 : Schéma de fonctionnement d'un actionnement électromagnétique

Les moteurs électromagnétiques ont, contrairement aux moteurs électrostatiques, tendance à fonctionner à un niveau de tension relativement faible. Ils ont une puissance massique supérieure aux moteurs électrostatiques et sont sensible aux propriétés magnétiques des matériaux impliqués dans leur construction. Les petits électroaimants génèrent difficilement des champs magnétiques conséquents. Souvent, l'utilisation d'un aimant permanent augmente considérablement le champ magnétique et la force utile générée par l'actionneur. Correctement conçus, les moteurs électromagnétiques ont des caractéristiques motrices performantes. Par conséquent, ils auront un rôle important à jouer dans la motorisation des micromachines [9].

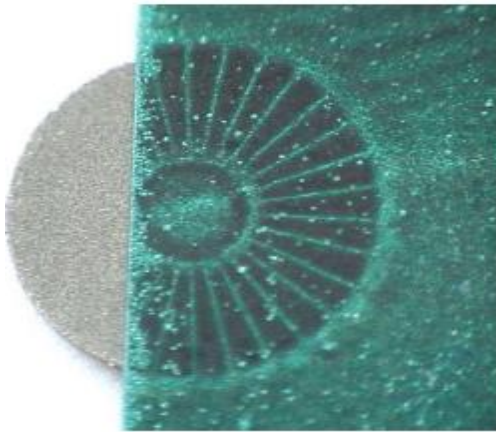


Figure 1.26 : Rotor multipolaire en SmCo massif pour micromoteur planaire $\phi 8\text{mm}$

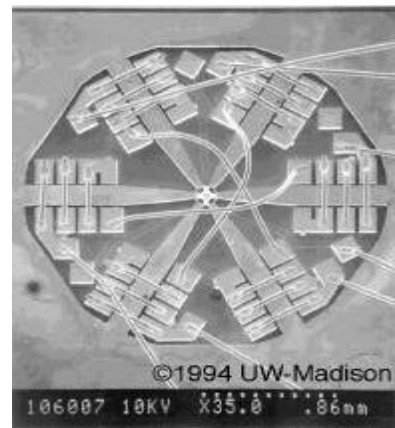


Figure 1.27 : Micro moteur électromagnétique

Les lois d'échelles ne sont malheureusement pas favorables à une miniaturisation extrême des moteurs électromagnétiques. Les forces magnétiques diminuent rapidement lorsque la densité de courant par unité de surface est maintenue constante dans les bobinages. Cependant, la chaleur produite par effet joule s'évacue très rapidement dans des composants de petit volume. L'intensification des densités de courants permet de compenser jusqu'à une certaine dimension, les effets d'échelle favorable aux forces électromagnétiques. Mais celle-ci s'accompagne généralement d'une chute de rendement consécutive à l'augmentation des pertes résistive dans les enroulements [9], [14].

1.7.3 Actionnement électrothermique

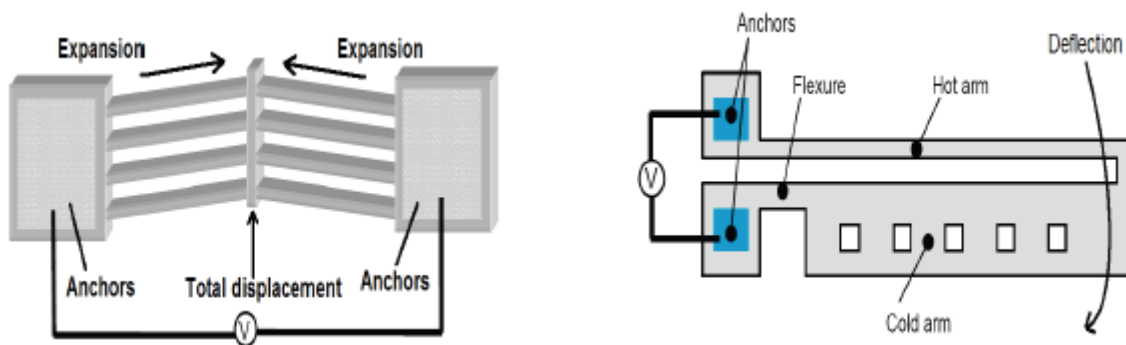
L'actionnement électrothermique est également très employé dans le domaine des microsystèmes. Il permet de générer des forces importantes, de l'ordre du millinewton, ce qui rend son utilisation intéressante dans le cas de grands déplacements. Selon le principe de la dilatation thermique des matériaux, lorsqu'un matériau est chauffé et qu'il n'a pas moyen de dissiper la chaleur facilement, les atomes de la couche deviennent excités, provoquant ainsi la dilatation de la couche. Un matériau de volume V , sous une variation de température ΔT , verra son volume augmenter d'une quantité $\alpha V \Delta T$, où α correspond au coefficient de dilatation thermique. Par le biais d'une source de chaleur contrôlable, l'actionnement électrothermique met à profit le changement de volume d'un matériau pour générer des déplacements [11].

La réduction d'échelle permise par les microsystèmes en fait un actionnement intéressant car les variations de température sont rapides pour de faibles volumes. Cependant, un tel actionnement consomme plus de puissance qu'un actionnement électrostatique. De plus, la répétitivité des déplacements n'est pas assurée (évolution des propriétés des matériaux lorsqu'ils sont soumis à une forte température) [11].

Comme pour l'actionnement électrostatique, on distingue, un actionneur thermique à déplacement dans le plan et un actionneur thermique à déplacement hors plan.

a) Déplacement dans le plan

Parmi les mécanismes travaillant dans le plan, plusieurs procédés existent. La plupart sont basés sur la génération d'un gradient de température suite au passage d'un courant. En effet, une modification géométrique de la structure (figure I.28.b) ou un changement de la résistivité du matériau provoque, par une variation de la résistance électrique, un gradient de température. Ce gradient a pour conséquence la génération d'un mouvement latéral provoqué par la différence de dilatation thermique entre le côté « chaud » et le côté « froid ». D'autres mécanismes utilisent une forme géométrique particulière (généralement en « V »), non pas pour changer la valeur de la résistance électrique, mais pour amplifier la déformation produite par dilatation thermique (figure I.28.a) [2], [11].



a) Actionneur en « V »

b) Actionneur en « U »

Figure I.28 : Schéma de fonctionnement de différents actionneurs thermiques dans le plan

b) Déplacement hors plan

La structure la plus couramment exploitée dans ce cas est celle d'un cantilever constitué d'un empilement de couches de coefficients de dilatation thermique (CDT) différents. Lorsque les matériaux du cantilever sont chauffés, la différence entre les CDT génère un déplacement vertical proportionnel à l'énergie thermique appliquée. Par exemple, pour un bilame (figure I.29), chacune des couches chauffées va subir une augmentation de longueur respective ΔL_1 et ΔL_2 . Cependant la relation de continuité à l'interface des couches transforme ces allongements en un gradient de contraintes. Ce gradient peut se résumer à une charge F appliquée à l'extrémité de la poutre [2], [11].

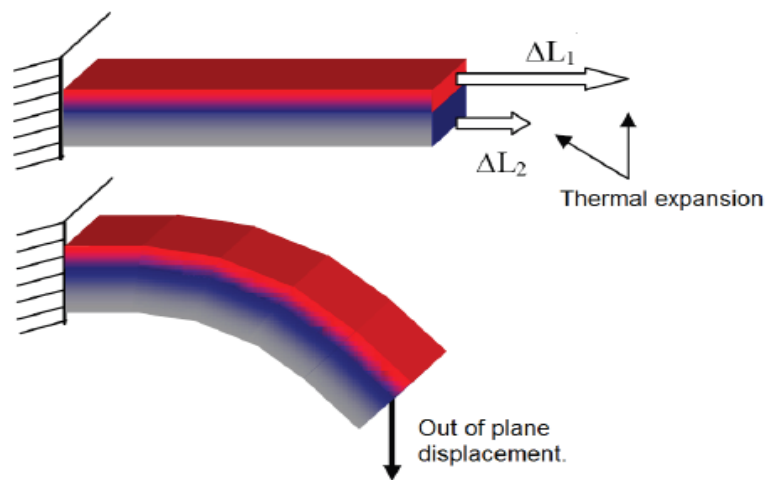


Figure I.29 : Schéma de fonctionnement d'un actionneur thermique de type bilame

Ce type d'actionneur est relativement lent et a le défaut intrinsèque de provoquer un échauffement local élevé [15].

La figure I.30 représente une micropinçe actionnée par une dilatation thermique. Dans ce cas le mouvement est amplifié par effet de levier et l'énergie est apportée par un courant électrique circulant dans la pinçe [15].

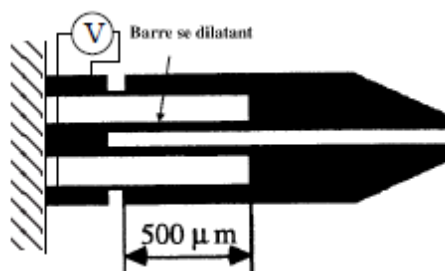


Figure I.30 : Micropinçe thermique

Les actionneurs électrothermiques trouvent un essor considérable dans la réalisation des microsystèmes intervenant dans le domaine de télécommunication, 80% des microrelais ou micro commutateurs sont à action électrothermique [3].

Dans l'exemple illustré par la Figure I.31, la structure utilise un cantilever bilame en U. La poutre cantilever est composée d'un empilement d'une couche d'oxyde de silicium et d'un siliciure ($TaSi_2$). Un flambement initial, dû aux contraintes résiduelles des différentes couches composant le relais, permet d'obtenir une bonne isolation. Le coefficient de dilatation thermique du siliciure est plus important que celui de l'oxyde de silicium et comme le passage d'un courant à travers la structure provoque une augmentation de température par effet Joule, un déplacement vertical en direction de la ligne à commuter est observable. Pour une température suffisante, le contact électrique est accompli. Dans cet exemple l'actionnement électrothermique est complété par un actionnement électrostatique. Le matériau constitutif du contact et de la ligne à commuter est l'or [11], [14].

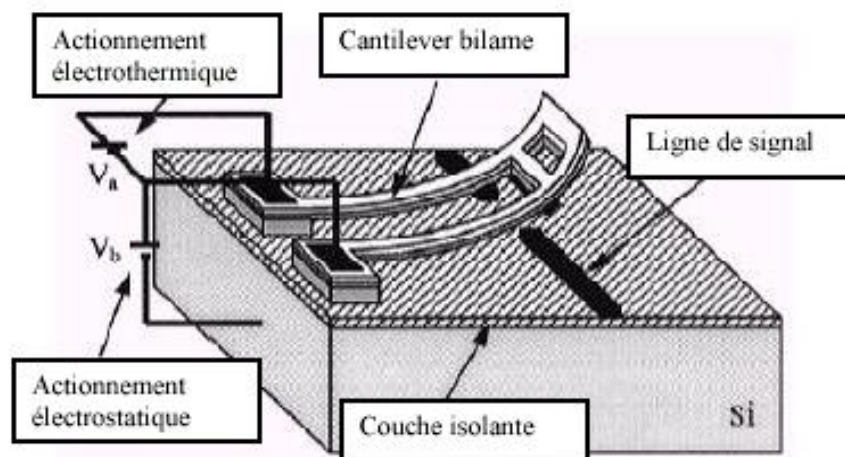


Figure I.31 : Microrelais à actionnement électrothermique et déplacement hors plan

I.7.4 Actionnement piézoélectrique

Le principe de l'actionnement piézoélectrique est basé sur l'effet piézoélectrique qui peut être, soit un effet direct, soit un effet inverse.

L'effet piézoélectrique direct se traduit par l'aptitude de quelques matériaux (PZT) à se polariser sous l'application d'un effort mécanique, la charge électrique apparaissant à leur surface étant proportionnelle à la contrainte exercée. Et l'effet inverse a lieu lorsque la déformation de ces matériaux est produite par action d'un champ électrique [3].

Lorsque la polarisation du PZT est dans le même sens que le champ électrique qu'on lui a appliqué, la déformation (contraction ou élongation) de ce PZT sera dans le plan et elle est liée au champ électrique par un coefficient d_{31} appelé facteur de couplage électromécanique (figure I.32). Si le PZT est mis entre deux électrodes et placé sur un matériau passif, la déformation du PZT (matériau active) produit un moment de flexion ce qui occasionne une déformation hors plan [2].

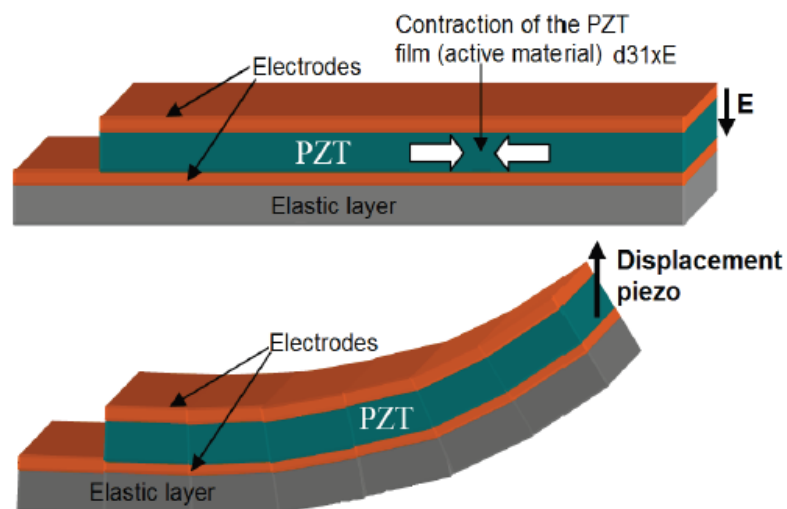


Figure I.32 : Principe de fonctionnement d'un actionneur piézoélectrique

Les applications des actionneurs piézoélectriques se rependent dans divers domaines comme le micro positionnement précis, le contrôle de formes ou la génération, le contrôle ou l'amortissement de vibrations [16].

Dans le relais présenté sur la figure (I.33), l'actionnement s'effectue par le biais d'un cantilever [2].

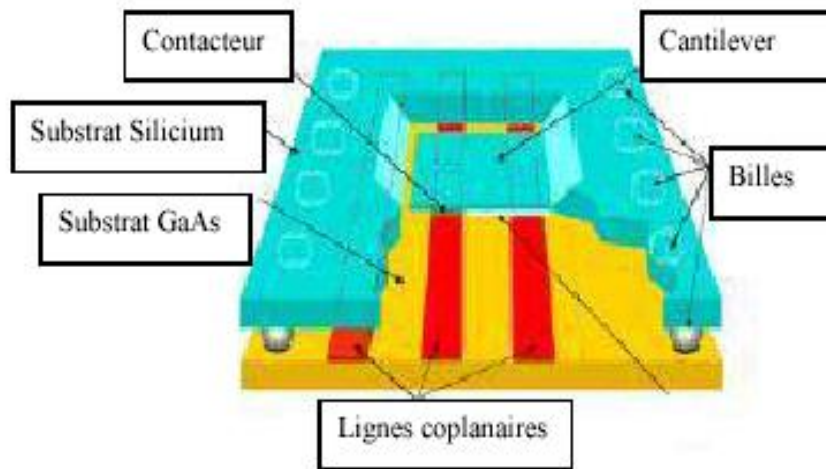


Figure I.33 : Microrelais à actionnement piézoélectrique et déplacement hors plan

Un film piézoélectrique est mis en sandwich entre deux électrodes et placé sur une poutre micro-usinée en silicium. Lorsqu'une différence de potentiel est appliquée, le film piézoélectrique se contracte ce qui produit un moment de flexion qui occasionne une déflexion du cantilever vers le substrat jusqu'au contact [11].

L'actionnement piézoélectrique a un rendement élevé, car la majorité de l'énergie électrique appliquée est directement transformée en énergie mécanique. Les autres avantages de l'actionnement piézoélectrique sont l'amplitude des forces générées, et le temps de réaction généralement court (de l'ordre de quelques microsecondes). Cependant, ce mode d'actionnement est encore peu développé et reste peu compatible avec les procédés de fabrication de l'électronique classique [11].

I.7.5 Actionnement magnétostrictif

La magnétostriction est le second mécanisme d'origine magnétique employé dans les microsystèmes. Elle est définie par le changement de dimension d'un matériau magnétique sous l'effet d'un champ magnétique. Une magnétostriction négative est la contraction du matériau dans la direction du champ magnétique et son expansion dans la direction perpendiculaire. En effet, les matériaux magnétostrictifs possèdent des domaines magnétiques orientés aléatoirement. En appliquant un champ magnétique ces domaines s'orientent perpendiculairement à la direction du

champ ce qui provoque une élongation du matériau dans cette direction et la contraction dans l'autre (Figure I.34) [11].

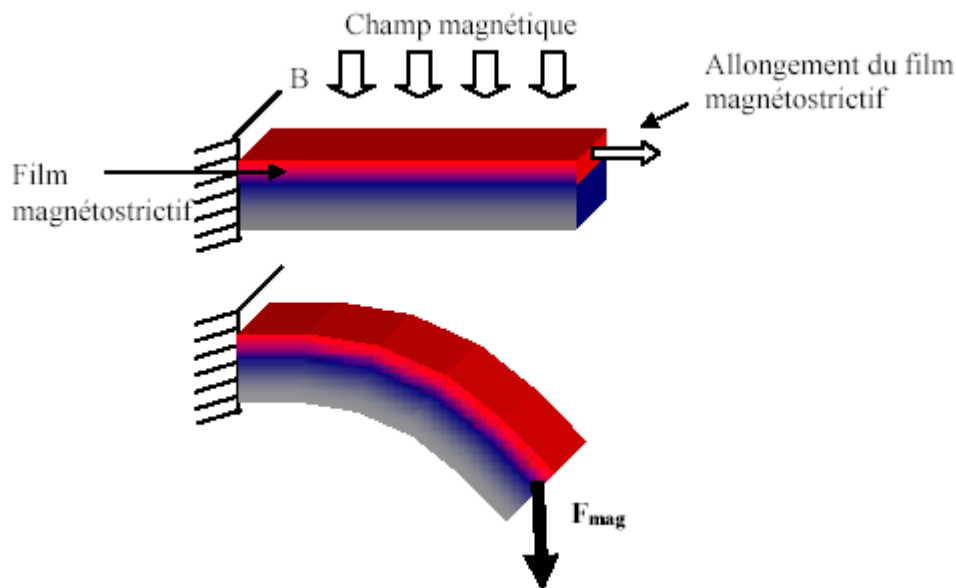


Figure I.34 : Schéma de fonctionnement d'un actionneur magnétostrictif de type bilame

L'actionnement magnétique dans le domaine des microsystèmes est, en général, nettement moins employé que les autres moyens d'actionnement. Ceci à cause de la complexité de fabrication, d'utilisation et d'intégration de ce type d'actionneur. L'actionnement magnétique permet néanmoins de produire des forces considérables de l'ordre de la dizaine de milli-newton [11].

Le relais présenté ci-dessous (Figure I-35) est composé d'une bobine, pour la création du champ magnétique, et d'une poutre cantilever en matériau ferromagnétique (Fe-Ni). Le champ magnétique induit la création d'un moment de flexion au niveau du cantilever, ce qui provoque une déflexion suffisante pour effectuer un contact électrique [11].

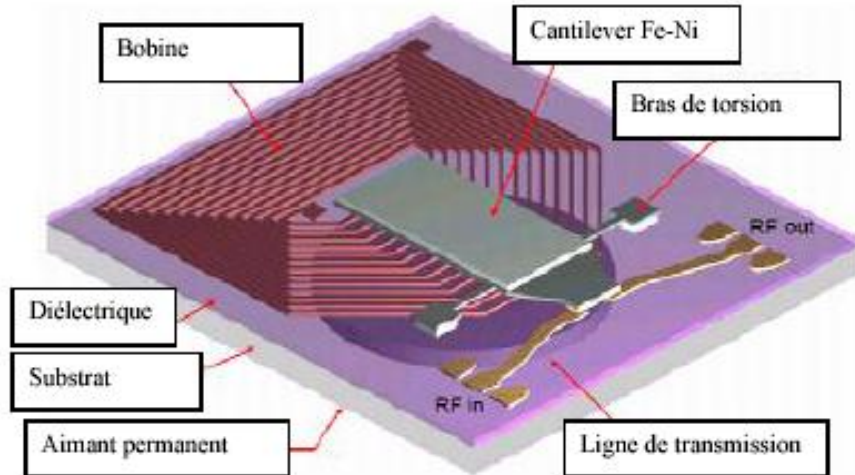


Figure I.35 : Micro relais à actionnement magnétostrictif

I.7.6 Actionnement à mémoire de forme

Les alliages à mémoire de forme (AMF) désignent une classe de matériaux qui, après déformation permanente à basse température retrouvent leur forme initiale non déformée (mémorisée) par chauffage. Cette propriété est désignée par le terme "effet mémoire de forme" et est illustrée par la Figure I.36. C'est lors d'un retour contrarié à sa forme initiale, par chauffage, que l'AMF est capable de générer un travail mécanique et donc d'entraîner une charge. C'est cet effet de transduction thermomécanique que l'on exploite lorsqu'on utilise un AMF en tant qu'actionneur [17].

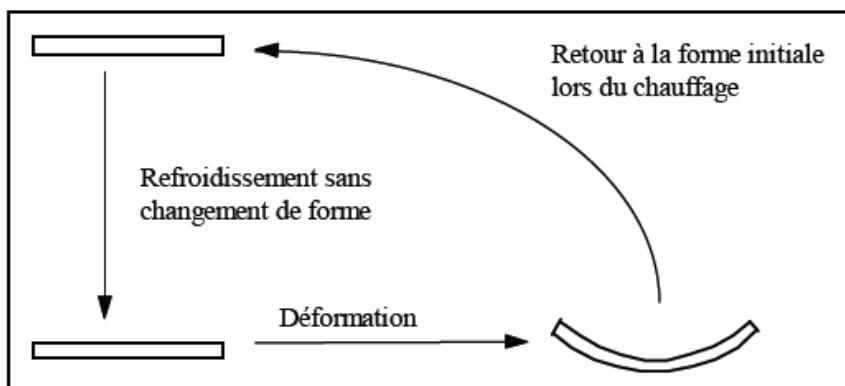


Figure I.36 : Déformation d'un AMF

Pour utiliser ce type d'actionnement, il est nécessaire de lui adjoindre un élément mécanique de rappel ou que le matériau à mémoire de forme soit éduqué (effort mémoire double sens). En effet, pour qu'un élément AMF puisse reprendre sa forme initiale par chauffage, il faut qu'il ait subi une déformation mécanique préalable (Figure I.37). Jusqu'à ces dernières années, ce type d'actionneur était intégré par assemblage dans les microsystemes (étape très délicate), ce qui rendait difficile la miniaturisation. Aujourd'hui, il est possible de déposer des matériaux AMF par microfabrication, ce qui facilite leur intégration. Les AMF ont été utilisés pour réaliser par exemple une micropince (Figure I.38) [17].

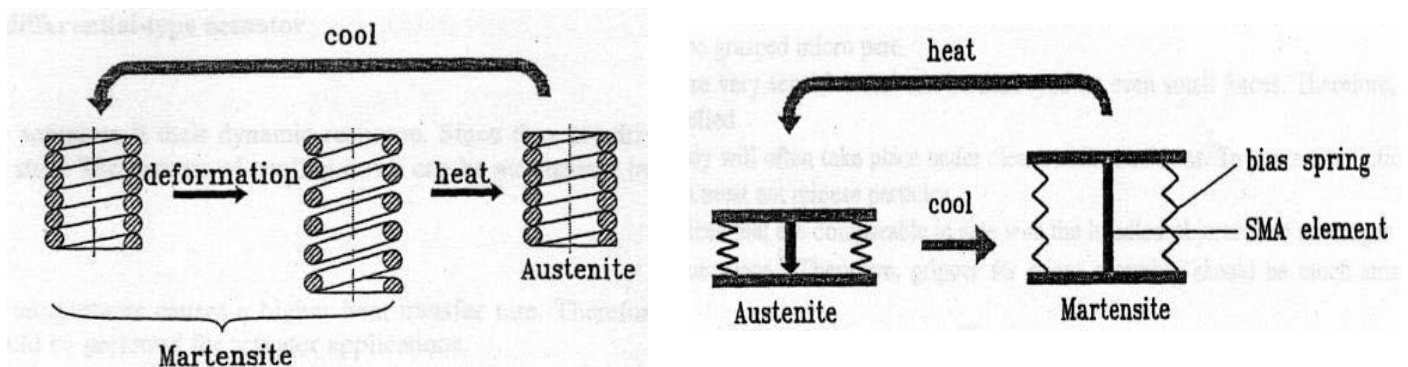


Figure I.37 : Principe de fonctionnement d'un AMF

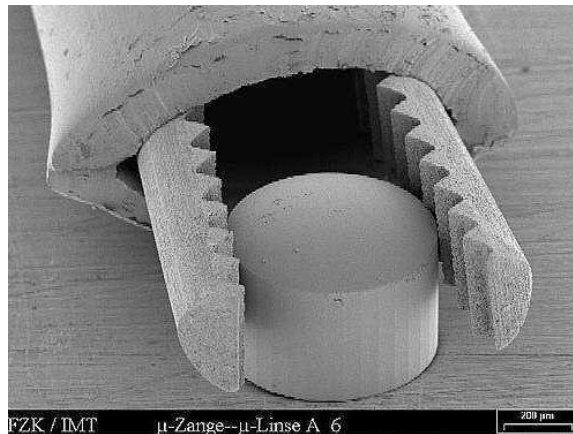


Figure I.38 : micropince neuro-chirurgicale (Institut für Mikrostrukturtechnik Karlsruhe, Allemagne)

L'utilisation des alliages à mémoire de forme comme mode d'actionnement pour les microsystèmes présente donc des avantages tels qu'une grande déformation (5%), une force de recouvrement importante (jusqu'à 1000 fois supérieure au plus performant des microactionneurs électrostatiques) et une excellente densité d'énergie ($2,5 \times 10^7 \text{ J/M}^3$). De plus, les faibles fréquences d'actionnement obtenues, peuvent être adaptées à la réalisation de micropinces en AMF destinées à des applications médicales [14], [18].

I.8 Comparaison des différents modes d'actionnements

Il est intéressant de comparer les différents modes d'actionnements des microsystèmes électromécaniques en s'étalant sur leurs avantages et inconvénients relatifs, mais les comparaisons détaillées ne peuvent être faites qu'une fois l'application est bien définie. Néanmoins, il est possible de décrire quelques caractéristiques générales qui nous permettent de classer ces actionnements. La force (ou l'énergie mécanique) générée est une approche très intéressante pour la comparaison. Le tableau (I.1) donne une estimation de la quantité d'énergie W disponible par volume unitaire [3], [19].

| Electrostatique de type peigne | Electrostatique de type plaques parallèles | Magnétique | Piézoélectrique | Electrothermique | AMF |
|--------------------------------|--|--------------------------------|----------------------|----------------------|----------------------|
| 10^2 J/m^3 | 10^3 J/m^3 | $10^4 \sim 10^6 \text{ J/m}^3$ | 10^5 J/m^3 | 10^5 J/m^3 | 10^7 J/m^3 |

Tableau I.1 : Quantité d'énergie par unité de volume pour les différents modes d'actionnements W (J/m^3)

En général, le microactionneur électrothermique a un temps de réponse lent (de l'ordre de dizaines de millisecondes) et une puissance élevée (de l'ordre des dizaines de milliwatts). Comparativement, les microactionneurs électromagnétiques qui peuvent être beaucoup plus rapides avec des temps de réponses de l'ordre de microsecondes et consomment moins de puissance [3], [19].

Les microactionneurs piézoélectriques exigent le dépôt des films additionnels puisque le silicium n'est pas piézoélectrique. Dans l'autre côté les microactionneurs magnétiques exigent des matériaux magnétiques qui ne sont pas compatibles avec les technologies de circuits intégrés, et requiert souvent des assemblages manuels [3], [19].

I.9 Performances des microactionneurs

Pour évaluer les performances d'un type d'actionneur, plusieurs critères sont établis. Les principaux critères qui peuvent être utilisés pour sélectionner un actionneur sont [17] :

- **la précision** : c'est l'exactitude avec laquelle la valeur de la sortie est atteinte,
- **la répétabilité** : c'est la fidélité à reproduire la sortie (position ou force) à plusieurs reprises pour une même excitation,
- **la course** : c'est l'écart entre la valeur minimale et la valeur maximale que peut atteindre la sortie,
- **le temps de réponse** : en général on définit le temps de réponse comme le temps que met la sortie pour atteindre un certain pourcentage de la valeur correspondant à un échelon appliqué à l'entrée,
- **l'effort développé** : c'est l'effort que peut générer l'actionneur,
- **le rendement** : c'est le rapport de la quantité d'énergie mécanique utile sur la quantité d'énergie fournie,
- **l'effet d'échelle** : c'est l'amélioration ou la dégradation des performances due aux réductions des dimensions,
- **la réalisabilité** : c'est la facilité de réalisation de l'actionneur par des techniques de fabrications maîtrisées et répétables,
- **l'intégrabilité** : c'est la possibilité d'intégrer par microfabrication l'actionneur dans un microsystème.

I.10 Avantages et inconvénients des microsystèmes

Les microsystèmes ont certains avantages par rapport aux systèmes macroscopiques qui pourraient favoriser le remplacement de certains ensembles de mesure par un microsystème. Ces avantages sont [4] :

➤ Les petites dimensions

Les dimensions à l'échelle du micron impliquent des avantages en termes :

- D'encombrement
- De sensibilité
- De fiabilité mécanique (fréquence de résonance mécanique très élevée)
- De possibilité de multiplier le nombre d'éléments pour des mesures distribuées

- De consommation
- **La fabrication collective**
 - La possibilité de fabrication en très grande quantité,
 - La répétabilité des performances.
- **L'intégration avec les circuits intégrés**
 - La possibilité d'adjoindre des fonctions de traitement du signal et de commande d'actionneur, ce que l'on appelle les capteurs intelligents (smart sensors)
 - L'amélioration de la sensibilité de certains capteurs grâce à la réduction des liaisons toujours source de bruit.

Cependant, il existe également des domaines dans lesquels les microsystèmes ont des inconvénients :

- L'inaccessibilité du système de mesure pour le contrôle et la réparation.
- La fiabilité à long terme.
- Le packaging et l'encapsulation.

I.11 Conclusion

Dans ce chapitre, on a défini les microsystèmes, on a donné leurs intérêts et leurs principales applications et on a décrit leurs différents modes d'actionnements en donnant leurs principes de fonctionnement, ainsi que l'application de chacun d'entre eux.

Chapitre II

Matériaux pour MEMS

II.1 Introduction

Après avoir décrit dans le premier chapitre les différents actionnements des MEMS, on consacrer ce chapitre aux matériaux qui rentrent dans l'amélioration des performances, et de la compétitivité de ces dispositifs.

II.2 Matériaux électroactifs

Le terme « matériaux électroactifs » englobe un ensemble de procédés et de matériaux qui permettent de réaliser un couplage électromécanique au sein même de la matière. Ces matériaux voient ainsi leurs propriétés physiques (rigidité, viscosité, polarisation électrique ou magnétique, ...) changer sous l'action d'un stimulus extérieur (contrainte mécanique, champ électrique, température,...). Il résulte de ce couplage électromécanique « interne » une grande capacité d'intégration du matériau au sein de la structure activée, si bien que certains d'entre eux permettent, par exemple, la réalisation de nouveaux concepts d'actionneurs à haut niveau de miniaturisation, tels que les actionneurs à motricité répartie [20], [21].

Les matériaux électroactifs peuvent être répertoriés selon leur mode de couplage, qui peut être direct ou indirect. Les matériaux électro-élastiques et magnéto-élastiques, tels que les céramiques piézoélectriques, électrostrictives ou magnétostrictives possèdent un couplage direct. Les matériaux électro-thermo-élastiques, tels que les alliages à mémoire de forme, ou électro-visco-plastiques, tels que les fluides électro- ou magnéto-rhéologiques sont dits à couplage indirect. Ces derniers sont composés d'un mélange de fluide et d'une suspension non colloïdale à base de poudres à grains micrométriques dotées de propriétés diélectriques ou ferromagnétiques. Ainsi, sous l'effet d'un champ électrique ou magnétique, la viscosité du fluide peut être contrôlée. Ils ne peuvent cependant pas à eux-seuls être considérés comme des actionneurs directs. En effet, les matériaux à couplage électro-visco-plastique sont plutôt utilisés pour le contrôle actif des vibrations ou frottements, comme éléments d'amortissement ou d'embrayage. Enfin, le couplage magnétohydrodynamique constitue une autre forme d'interaction, également associé à des fluides et plus particulièrement des gaz conducteurs pouvant subir un mouvement lorsqu'ils sont soumis à un champ magnétique [20], [22].

II.2.1 Alliages à mémoire de forme (AMF)

II.2.1.1 Principe du couplage électro-thermo-élastique

Les alliages à mémoire de forme (Shape-Memory Alloy en anglais) ont la propriété particulière de reprendre leur forme initiale lorsqu'ils sont chauffés. Lorsque l'AMF est à basse température, il n'est pas très rigide et peut être déformé très facilement en gardant sa nouvelle forme, comportement caractéristique d'une phase cristalline appelée martensite. Par contre, lorsqu'il est chauffé au-dessus de sa température de transformation, sa structure cristalline subit une transition de phase austénitique, ce qui lui permet de reprendre sa forme d'origine. Le retour à la martensite s'obtient en laissant refroidir le matériau [20].

La figure II.1 illustre un cycle de transformation d'un AMF [23]:

- la transformation martensitique débute à une température M_s , le matériau est déformé jusqu'à une température finale M_f ,
- Si l'AMF est chauffé et que la température dépasse A_s , l'AMF entre dans une phase de transformation austénitique et se rétracte,
- à partir de la température A_f , l'AMF est purement austénitique, et présente une grande rigidité,
- en laissant refroidir l'AMF, ce dernier revient à la température initiale, tout en gardant la forme de sa phase austénitique.

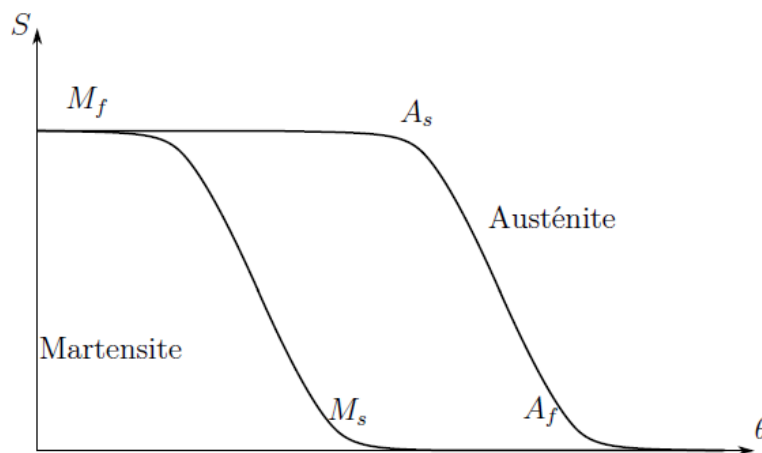


Figure II.1 : Déformation d'un AMF en fonction de la température

II.2.1.2 Matériaux et caractéristiques

Il existe de nombreux alliages ayant la propriété de mémoire de forme. Certains sont à base de fer (FeMnSi(NiCr)), d'autres, à base de cuivre (CuAlNi). L'alliage le plus utilisé reste cependant un alliage de nickel et de titane dans une proportion égale, vendu sous le nom de Nitinol ou Flexinol, car il possède de très bonnes caractéristiques mécaniques et électriques rassemblées dans le tableau I.1, une longue durée de vie et une bonne résistance à la corrosion. Il est possible de le trouver sous différentes formes, des fils, dont le diamètre peut varier de 0.025 mm à 5 mm, aux feuilles de dimensions maximales 0.2 x 75 x 100 mm [20], [24].

Le Nitinol a notamment une résistance électrique qui permet de le chauffer par effet Joule. En faisant circuler un courant dans un filament d'AMF, la chaleur créée est suffisante pour produire une transformation de phase. Si pendant sa transformation austénitique, l'AMF est soumis à une résistance mécanique, il est capable de générer une très grande force. Il ressort de ce tableau que ces matériaux sont effectivement capables d'exercer des efforts très importants, de l'ordre de 150 N.mm⁻², compatibles avec certains besoins en aéronautique privilégiant efforts élevés et encombrement réduit [20].

La déformation de ces matériaux est relativement lente, car elle est liée à leur capacité thermique. De plus, le fait de devoir élever localement la température peut dans certains cas en limiter l'application. Notons encore que ces matériaux présentent une super-élasticité qui les rend extrêmement intéressants pour des structures flexibles [15].

| | Propriétés | Valeurs |
|----------------|---|-------------------------|
| Transformation | • Intervalle de température de transformation | -200 °C à +110 °C |
| | • Déformations | |
| | pour un cycle | 8% |
| | pour 100 cycles | 5% |
| | pour 100000 cycles | 3% |
| | • Largeur d'hystérésis | 30 °C à 80 °C |
| | • Rendement énergétique | 5 % |
| Physique | • Température de fusion | 1310 °C |
| | • Densité | 6.45 kg/dm ³ |
| | • Résistivité électrique | 50-110 μΩ.cm |
| | • Perméabilité magnétique relative | < 1.02 |
| Mécanique | • Modules d'Young | |
| | austénite | 70-80 GPa |
| | martensite | 23-41 GPa |
| | • Déformation limite de rupture à froid | 5-20 % |
| | • Contrainte limite de rupture à froid | 800 à 1000 MPa |
| | • Contrainte au passage à l'austénite | 100 à 200 MPa |

Tableau II.1 : Caractéristiques générales du Nitinol

Notons que l'on trouve également des polymères à mémoire de forme (PMF), dont les déformations maximales sont cette fois-ci bien plus importantes, mais avec une force motrice moindre. Ces polymères, développés à l'origine, il y a une dizaine d'années, au Centre R&D Mitsubishi Heavy Industries de Nagoya, sont des thermoplastiques à base de polyuréthane. Ils fonctionnent de façon similaire aux AMF, sur une transition vitreuse. Leurs avantages sont :

- faible masse,
- peu coûteux,
- déformations très importantes (plusieurs dizaines à plusieurs centaines de %),
- possibilité de moulage par injection, autorisant des formes très diverses et complexes,
- réglage par leur composition des températures de transition de -30°C à 70°C.

Par ailleurs, à l'instar des AMF, la biocompatibilité de ces polymères leur ouvre le champ des applications biomédicales. Ainsi, au delà des seuls AMF, les matériaux à mémoire de forme d'une manière générale sont certainement appelés à être de plus en plus utilisés à l'avenir [17], [25].

II.2.2 Matériaux magnétostrictifs

II.2.2.1 Principe de la magnétostriction

Lorsque l'intensité et l'orientation des moments magnétiques d'un matériau varient, il peut s'en suivre une variation des distances inter-atomiques, se traduisant à l'échelle macroscopique par une déformation. Ces variations peuvent avoir plusieurs origines : champ magnétique externe, température... On parle alors de magnétostriction. L'effet magnétostrictif inverse existe et se traduit par une réorientation des moments magnétiques sous l'effet d'une contrainte mécanique [26].

On distingue deux types de magnétostriction : la magnétostriction de volume (déformation isotrope, allongement relatif noté $\Delta l/l = \lambda^{\alpha,0}$) et la magnétostriction de Joule (déformation anisotrope à volume constant, matériaux à forte anisotropie magnétique, allongement relatif $\Delta l/l = \lambda_s$) [26].

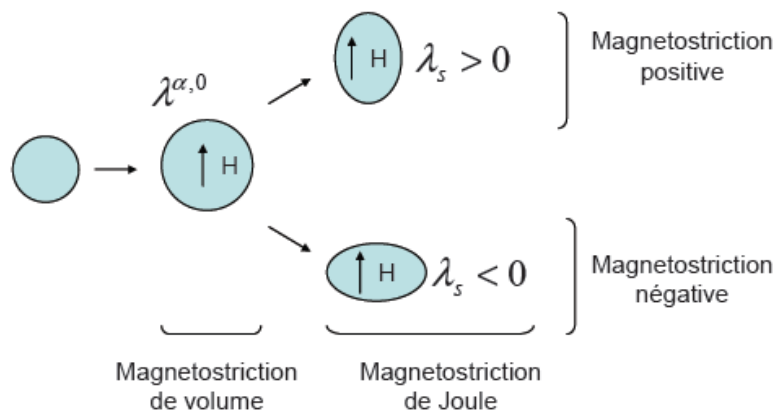


Figure II.2 : Modes principaux de magnétostriction observables dans le cas d'une substance isotrope

II.2.2.2 Principes de base de l'utilisation des couches minces magnétostrictives

Afin d'obtenir des déformations significatives, les couches magnétostrictives de même que les bilames thermiques ou les couches piézoélectriques, sont essentiellement utilisées en effet bilame. La déformation magnétostrictive se produit à volume constant donc un allongement dans une des directions du plan se traduit par une contraction de même ordre de grandeur dans la direction transverse.

Ce comportement anisotrope peut être mis à profit pour différencier les effets thermiques et magnétostrictifs et réaliser des actionneurs magnétostrictifs théoriquement insensibles aux variations de la température [14], [27].

II.2.2.3 Matériaux et Principales caractéristiques

Si tous les matériaux ferromagnétiques sont le siège de la magnétostriction, seuls quelques-uns peuvent donner lieu à des déformations relatives très importantes. C'est le cas, par exemple, de certains alliages de fer et de terres rares à base de dysprosium (Dy) ou de terbium (Tb) qui permettent les déformations les plus élevées. Cependant ceux-ci requièrent des champs magnétiques très importants [20].

Le Terfenol-D est un alliage permettant un compromis entre une grande déformation relative et un champ magnétique nécessaire réduit [20].

Le tableau II.2 répertorie les principales caractéristiques du Terfenol-D. Il est ainsi possible d'obtenir des déformations relatives comprises entre 0.1 et 0.2% pour une excitation magnétique comprise entre 50 et 200 kA.m⁻¹ à température ambiante. Le coefficient de couplage de ce matériau est très intéressant pour un fonctionnement de type actionneur [20].

| | Propriétés | Valeurs |
|----------------|------------------------------------|-----------------|
| Transformation | • Température max d'utilisation | 200 °C |
| | • Déformations | 0.8 - 1.2 % |
| | • Excitation magnétique | 50 - 200 kA/m |
| | • Facteur de couplage | 0.75 |
| Physique | • Température de Curie | 310°C |
| | • Densité | 9.25 kg/dm^3 |
| | • Perméabilité magnétique relative | 3 à 10 |
| Mécanique | • Modules d'Young | 25-35 GPa |
| | • Contrainte limite en traction | 28 MPa |
| | • Contrainte limite en compression | 700 MPa |

Tableau II.2 : Caractéristiques générales du Terfenol-D

II.2.3 Matériaux piézoélectriques

II.2.3.1 Principe de la piézoélectricité

La piézoélectricité est un phénomène de couplage électro-élastique linéaire qui conduit certains matériaux à produire une charge électrique proportionnelle à la contrainte mécanique. Dans ce cas, on parle d'effet piézoélectrique direct. Cet effet est utilisé en général dans les capteurs d'efforts, de pression ou d'accélération. Inversement, si une différence de potentiel est appliquée entre deux faces opposées du matériau, le champ électrique ainsi créé engendre des contraintes mécaniques qui déforment le matériau ou génèrent une force selon que le matériau est encastré ou non. Il s'agit de l'effet piézoélectrique dit inverse [20].

Ce phénomène est dû à la structure cristalline du matériau. Lorsqu'une contrainte mécanique est appliquée, un dipôle électrique apparaît dans chaque maille cristalline du matériau par déplacement des centres des charges positives et négatives, comme illustré de manière simplifiée pour une coupe z de quartz (SiO_2) sur la figure II.3, créant ainsi une différence de potentiel entre les électrodes [20].

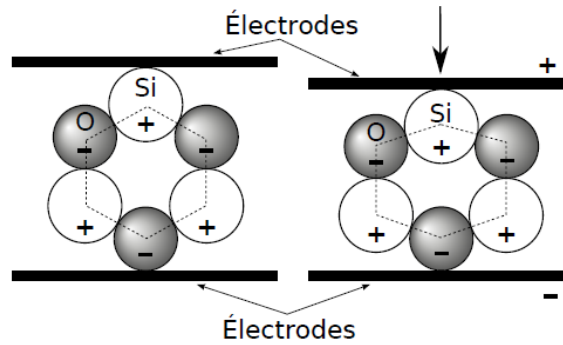


Figure II.3 : Principe de l'effet piézoélectrique direct

II.2.3.2 Matériaux et principales caractéristiques

Parmi ces matériaux, le plus connu est le quartz qui est un cristal naturellement piézo-électrique (SiO_2). Certains polymères présentent également un effet piézo-électrique, tel que le polyfluorure de vinylidène (PVF_2).

La famille des céramiques piézo-électriques forme un groupe important. Ce sont des matériaux ferroélectriques polycristallins présentant une structure tetragonale/rhomboédrale, proche de la structure cubique. Ce sont généralement constitués d'un alliage de plomb, de zirconium et de titane (céramiques PZT - $\text{Pb}(\text{Zr},\text{Ti})\text{O}_3$). Ces matériaux, contrairement au quartz par exemple, doivent être polarisés (figure II.4) pour présenter un effet piézo-électrique. Celui-ci est par contre beaucoup plus élevé. Typiquement, un barreau de PZT soumis à un champ électrique présentera une déformation plusieurs centaines de fois supérieure à celle d'un barreau de quartz de même dimension et soumis au même champ [15].

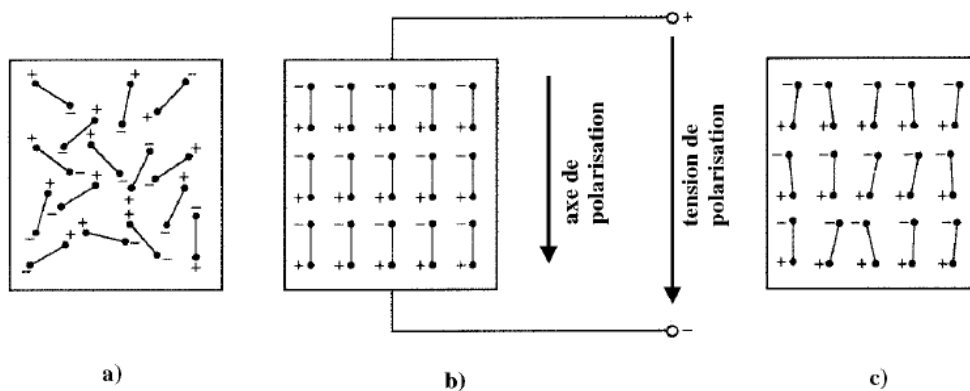


Figure II.4 : Opération de polarisation d'une céramique PZT:
 a) avant, b) durant et c) après la polarisation.

Ces matériaux ont une densité proche de 7.5 kg.m^{-3} . Quels que soient les types de matériaux piézoélectriques, plusieurs limitations communes sont à souligner. Tout d'abord, les champs électriques généralement appliqués ne dépassent pas $1.5 \text{ à } 2 \text{ MV.m}^{-1}$, champ critique au-delà duquel intervient un claquage du diélectrique, détruisant le matériau. Il n'est pas non plus possible d'appliquer un champ électrique trop intense dans le sens opposé à la polarisation initiale du matériau, sous peine de le dépolairiser. En outre, la linéarité rigoureuse du phénomène n'est vérifiée que pour un petit intervalle du champ électrique appliqué (environ 15 % de E_{max}). Au-delà, on observe une réponse hystérétique dans le plan champ-déformation. Enfin, au-delà d'une certaine température, dite « température de Curie », le matériau perd ses propriétés ferroélectriques et se dépolairise. En général, les fabricants fixent une température limite d'utilisation correspondant à peu près à la moitié de la température de Curie exprimée en degré Celsius. Pour les PZT, cette température de sécurité est située entre $80 \text{ et } 120^\circ \text{ C}$ [20].

Plusieurs techniques de mise en œuvre des matériaux piézoélectriques sont exploitables. Parmi celles-ci, les plus intéressantes dans le domaine des actionneurs à forte densité de force semblent être les céramiques piézoélectriques (figure II.5), massives ou multicouches et les composites à base de fibres piézoélectriques (figure II.6) [20].



Figure II.5 : Différentes formes de céramiques piézoélectriques

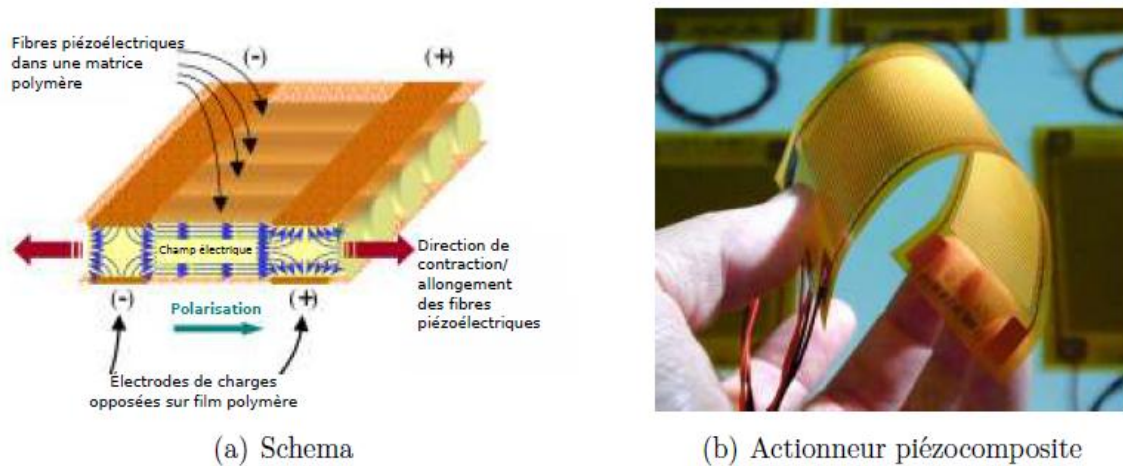


Figure II.6 : Exemple d'actionneur composite à fibres piézoélectriques

Les matériaux piézo-électriques sont relativement bon marché. On les trouve sous différentes formes, mais leur usinage est délicat et nécessite des outils spéciaux. Ils sont spécialement bien adaptés aux micro-mécanismes, ils sont extrêmement rigides et ont d'excellents temps de réponse. Leur déformation est typiquement de 1000 ppm pour une tension de 1 kV. Celle-ci peut être abaissée à 150 V par un empilement de fines couches piézo-électriques [15].

II.3 Critères de choix d'un matériau électroactif

Nous venons de mettre en évidence l'existence et les propriétés de plusieurs classes de matériaux électroactifs, et afin de pouvoir sélectionner un tel matériau pour une telle application d'actionneur, il est judicieux d'établir une comparaison de leurs caractéristiques dont on peut citer les suivantes [20]:

- Déformation relative : déplacement normalisé par rapport à la taille de l'actionneur dans la direction de l'actionnement,
- Pression : force par unité de surface fournie par le matériau dans la direction de l'actionnement,
- Module d'Young : rigidité du matériau,
- Densité : masse par unité de volume,
- Température : plage de température de fonctionnement,
- Hystérésis : plage de fonctionnement non linéaire,

- Densité d'énergie : travail mécanique généré au cours d'un cycle de fonctionnement, par unité de volume,
- Puissance massique : puissance fournie par unité de masse,
- Bande passante : vitesse spécifique des déformations,
- Couplage électromécanique : proportion d'énergie effectivement convertie par rapport à l'énergie initialement mise en jeu,
- Rendement : rapport entre le travail fourni et l'énergie consommée.

II.4 Matériaux magnétiques

Lorsque ces matériaux sont soumis à un champ magnétique extérieur, un champ magnétique induit est engendré par le corps magnétique lui-même. La direction de l'aimantation moyenne obtenue suite à l'application du champ extérieur, dépend de la nature magnétique du matériau constituant ce corps. La susceptibilité magnétique χ est une grandeur caractéristique des matériaux magnétiques. Elle prend des valeurs différentes, positives ou négatives, d'un matériau magnétique à l'autre. D'un matériau à l'autre, la susceptibilité magnétique peut prendre une valeur constante ou varie en fonction du champ magnétique d'excitation \vec{H} appliqué (Figure II.7). En fonction de cette susceptibilité magnétique, les matériaux sont classés en trois grandes familles : ferromagnétiques, paramagnétiques et diamagnétiques [28].

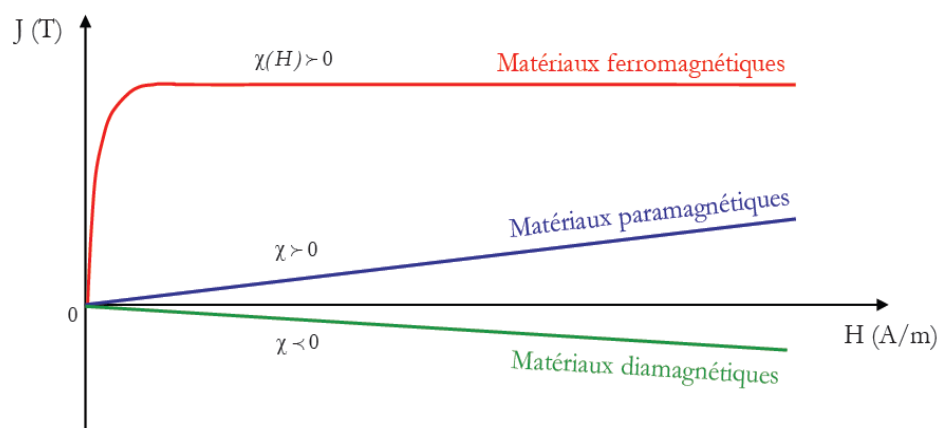


Figure II.7 : Illustration du comportement magnétique des corps magnétiques : la courbe $J(H)$ est linéaire dans le cas des matériaux paramagnétiques et diamagnétiques et non linéaire dans le cas des matériaux ferromagnétiques.

II.4.1 Matériaux diamagnétiques

En 1847, lors d'une expérience de magnéto-optique, Faraday découvre les corps diamagnétiques. En effet, la plupart des entités présentes dans la nature sont diamagnétiques, en particulier l'eau, le vivant et la quasi-totalité de la matière biologique et organique.

Les substances diamagnétiques s'aimantent faiblement dans le sens opposé au champ magnétisant. Leur aimantation cesse dès que le champ magnétisant est supprimé. Dans cette catégorie, la valeur de la susceptibilité magnétique est négative est très faible en module ($< 10^{-3}$) par rapport aux matériaux ferromagnétiques. Cela implique que le champ magnétique produit par ces substances diamagnétiques de par la présence d'un champ magnétique extérieur est très négligeable à son regard. Ce groupe inclut également plusieurs minéraux qui ne contiennent pas de fer tels que : quartz, le carbonate et le calcium. Cette catégorie contient aussi des non minéraux comme la matière organique et les plastiques [28].

Dans une substance diamagnétique soumise à un champ magnétique, il se produit une circulation d'électrons provoquant une aimantation globale alignée en sens inverse du champ magnétique appliqué. A l'encontre des matériaux ferromagnétiques et paramagnétiques, la substance diamagnétique est légèrement repoussée par le champ magnétique et également les lignes de la densité du flux magnétique à l'extérieur (figure II.8). Cet effet provient cette fois-ci des électrons appariés car les substances diamagnétiques se composent d'atomes qui n'ont aucun moment magnétique net (il n'y a aucun électron dépareillé). Il est dû au comportement non coopératif des électrons orbitaux une fois exposés à un champ magnétique extérieur [28].

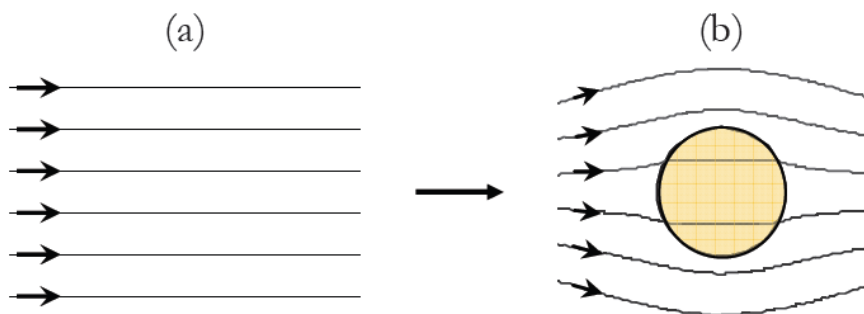


Figure II.8 : (a) Isovaleurs de la densité du flux magnétique issu d'une source magnétique seule, (b) modification de la cartographie initiale suite à la présence d'un corps diamagnétique.

Dans le tableau II.3 nous présentons la susceptibilité de quelques substances diamagnétiques [29] :

| Matériaux diamagnétiques | Susceptibilité magnétique |
|--------------------------|---------------------------|
| Latex | -8.21×10^{-6} |
| Silice | -14×10^{-6} |
| Bismuth | -175×10^{-6} |
| Eau | -9.06×10^{-6} |

Tableau II.3 : Valeur de la susceptibilité magnétique de quelques matériaux diamagnétiques

II.4.2 Matériaux paramagnétiques

Les corps dits paramagnétiques, ont été caractérisés par Pierre Curie. Ce dernier constate que certains matériaux possèdent deux particularités: leur susceptibilité est positive d'une part et elle varie comme l'inverse de la température [30].

Les matériaux paramagnétiques possèdent des moments permanents libres de s'orienter dans toutes les directions. Ainsi en l'absence de champ magnétique, aucune direction n'est privilégiée et l'aimantation globale est nulle [31].

Sous l'action d'un champ appliqué \vec{H} et à température non nulle, les moments tendent à s'aligner le long des lignes de champ, dans le sens de \vec{H} , mais l'agitation thermique limite cet effet : La susceptibilité magnétique est donc faible [30].

A température ambiante, la susceptibilité de tels matériaux varie de 10^{-3} à 10^{-5} , soit environ 10^8 fois inférieure aux matériaux ferromagnétiques. Leur susceptibilité très légèrement supérieure à 0 les rend plus faciles à traverser par le champ magnétique que le vide ou l'air (figure II.9). Par voie de conséquence, ils sont légèrement attirés par les zones de champs importants [31].

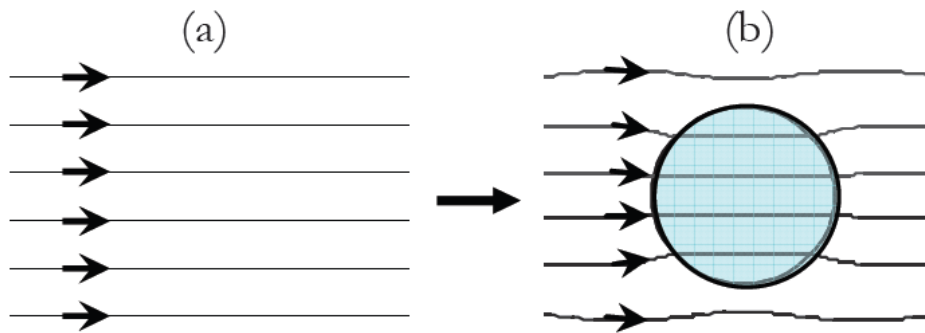


Figure II.9 : (a) Isovaleurs de la densité du flux magnétique issu d'une source magnétique seule, (b) modification de la cartographie de la densité du flux magnétique suite à la présence d'un corps paramagnétique.

Dans le tableau II.4 nous présentons la susceptibilité de quelques substances paramagnétiques [28] :

| Matériaux paramagnétiques | Susceptibilité magnétique |
|---------------------------|---------------------------|
| Sodium | 8.6×10^{-6} |
| Aluminium | 7.7×10^{-6} |
| Manganèse | 1.2×10^{-4} |
| Tantale | 1.1×10^{-6} |
| Tungstène | 3.5×10^{-6} |

Tableau II.4 : Valeur de la susceptibilité magnétique de quelques matériaux paramagnétiques

II.4.3 Matériaux ferromagnétiques

Les atomes des matériaux ferromagnétiques possèdent des moments magnétiques permanents. Du fait des fortes interactions entre moments proches, l'orientation du moment d'un atome est liée à celle de ses atomes voisins. On observe alors le regroupement des atomes en domaines microscopiques dans lesquels le moment atomique de tous les atomes s'oriente dans la même direction (figure II.10). Ces domaines sont appelés domaines de Weiss [29].

En l'absence de champ, ces domaines s'orientent de sorte à minimiser l'énergie magnétostatique globale, c'est à dire que le matériau présente une aimantation globale quasi-nulle. Par contre, en présence d'un champ excitateur, chaque moment tend à s'aligner facilement dans la direction du champ et y est maintenu par ses voisins. Les matériaux ferromagnétiques sont donc faciles à aimanter, même en présence d'un champ faible [31].

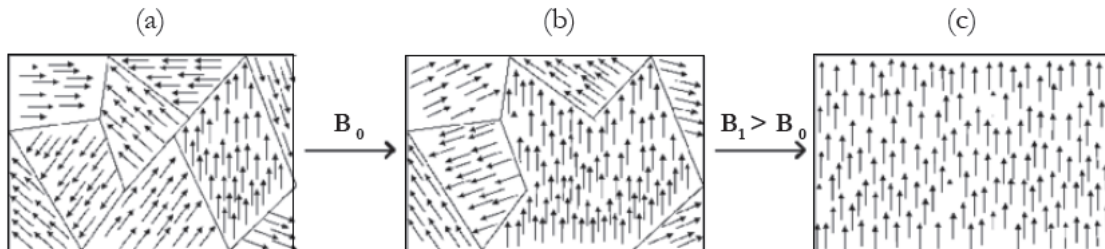


Figure II.10 : L'orientation des domaines de Weiss dans les matériaux ferromagnétiques, (a) sans champ d'excitation externe, (b) en présence d'un champ extérieur, (c) saturation du matériau soumis à un champ magnétique extérieur de forte intensité.

A cause des valeurs très élevées de la successibilité magnétique des matériaux ferromagnétiques, celle-ci pourrait être assimilée à la valeur de leur perméabilité. Les matériaux ferromagnétiques ont aussi la propriété de canalisation et/ou de concentration du champ d'induction magnétique (figure II.11). La présence d'un corps ferromagnétique dans un champ magnétique produit par une source excitatrice, introduira des modifications sur ce champ perceptibles par la concentration des lignes de la densité du flux à l'intérieur du corps ferromagnétique (figure II.11) [28].

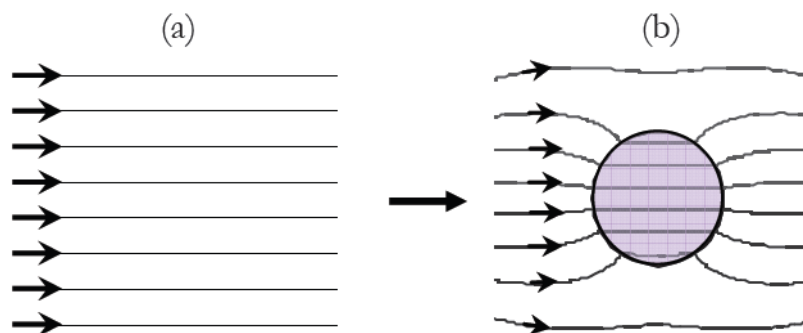


Figure II.11 : (a) Isovaleurs de la densité du flux magnétique issu d'une source magnétique seule, (b) modification de la cartographie de la densité du flux magnétique suite à la présence d'un corps ferromagnétique.

La susceptibilité des matériaux ferromagnétiques n'est pas constante et dépend du champ magnétique. Elle peut redevenir unitaire au delà d'un certain seuil de champ d'excitation en raison d'une saturation (on parle de saturation magnétique). Nous indiquons dans le tableau ci-dessous les valeurs maximales de la susceptibilité de quelques matériaux ferromagnétiques (tableau II.5) [28].

| Matériaux ferromagnétiques | Susceptibilité magnétique maximale |
|----------------------------|------------------------------------|
| Cobalt | 250 |
| Fer | 1000 |
| Mumétal | 100000 |
| Nickel | 600 |

Tableau II.5 : Susceptibilité magnétique de quelques matériaux ferromagnétiques.

Lors de la suppression du champ magnétique extérieur, l'aimantation persiste plus ou moins. A ce stade, plusieurs types de comportements sont possibles : durs ou doux [31].

II.4.3.1 Matériaux ferromagnétiques doux

Les matériaux magnétiques doux ont une réponse unique à un niveau d'excitation et lorsque cette excitation est supprimée, ils perdent leur aimantation. Dit autrement, l'orientation des moments revient dans un état comparable à l'état initial. Aimantés, l'influence de ces matériaux sur le champ extérieur est importante. En effet, il est énergétiquement beaucoup plus facile pour le champ magnétique de les traverser que de traverser le vide ou l'air (figure II.11). Ils sont donc très couramment utilisés pour canaliser ou concentrer le champ [31].

II.4.3.2 Matériaux ferromagnétiques durs

Les matériaux magnétiques durs, communément appelés aimants, présentent une forte hystérésis. Ainsi, lorsque le champ exciteur est retiré, de nombreux moments restent orientés (effet mémoire). Ces matériaux créent alors leur propre champ magnétique, dit permanent. Ils sont donc utilisés en tant que sources de champ magnétique. Tous les matériaux ferromagnétiques sont fortement attirés par les zones de champs forts. En effet, leur présence diminue significativement l'énergie magnétostatique requise pour aimanter le milieu [31].

Traditionnellement, les matériaux ferromagnétiques possédants un champ coercitif inférieur à 10^3 A/m (12,5 Oe) sont considérés comme ferromagnétiques doux, tandis que ceux ayant un champ coercitif supérieur à 10^4 A/m (125 Oe) sont dits ferromagnétiques durs [32].

La différence entre ces deux types de matériaux ferromagnétiques est bien illustrée par la figure II.12 qui représente leurs cycles d'hystérésis.

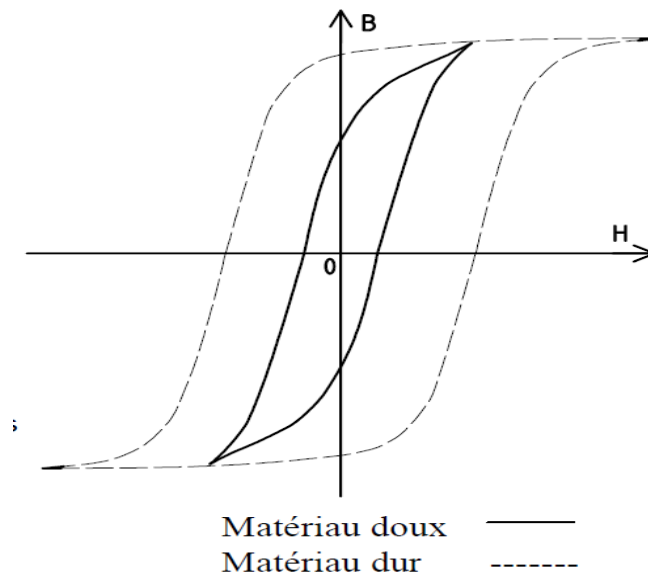


Figure II.12 : Cycles d'hystérésis des matériaux doux et durs.

Les matériaux magnétiques, notamment, les ferromagnétiques ont de nombreuses applications dans les microsystèmes. Bien que les matériaux magnétiques doux ont trouvés la plus grande utilité dans les MEMS, l'amélioration des procédés d'intégration de matériaux magnétiques durs (aimants permanents) dans les microsystèmes a augmenté la gamme de leur utilisation dans les microactionneurs et les microcapteurs [33], [34].

II.5 Aimants permanents

Les aimants permanents font partie de la famille des matériaux ferromagnétiques durs. Ils sont connus à l'état naturel depuis longtemps. La pierre d'aimant (aimant naturel) a été découverte dans la ville de Magnésie en Asie mineure. Ces matériaux conservent une magnétisation magnétique permanente dont l'effet le plus sensible est d'attirer un morceau de fer. Le premier ouvrage : *De magnete* sur les aimants est apparu en 1600. Son auteur, William Gilbert (1544 - 1603), essaya de créer des aimants artificiels, en utilisant le champ magnétique terrestre pour magnétiser des barres de fer [28].

Les aimants permanents ont été utilisés dans les actionneurs et les capteurs pour fournir un champ magnétique sans consommation d'énergie électrique et sans production de chaleur. Ils peuvent atteindre une densité d'énergie relativement élevée dans les microstructures. Pour cette raison, il ya eu récemment une croissance d'intérêt pour la réalisation de composants magnétiques durs à savoir, les aimants permanents dans les dispositifs MEMS [35].

II.5.1 Propriétés magnétiques des aimants

Les aimants sont caractérisés par la courbe d'hystérésis: connue aussi par la courbe $J(H)$ qui caractérise l'évolution de la polarisation magnétique J en fonction du champ d'excitation H (figure II.13(a)). La courbe de la première aimantation révèle la non-linéarité de ces matériaux. La courbe d'hystérésis dans le second quadrant (J positif, H négatif) permet de déduire des informations sur la désaimantation des aimants permanents. Cette partie de la courbe est communément appelée courbe de désaimantation (figure II.13(b)). On constate que la polarisation magnétique diminue légèrement le long du tronçon AB. Cette effet est totalement réversible tant que la valeur du champ d'excitation magnétique reste inférieur à H_K , appelé champ critique. Au-delà de cette valeur, les moments magnétiques commencent à s'orienter d'une manière irréversible dans le sens opposé. Si par exemple le champ d'excitation magnétique est annulé en C, la polarisation magnétique va revenir en D, en suivant une ligne quasiment parallèle à la droite AB. La valeur du champ H_K est importante car elle caractérise la limite de réversibilité au-delà de laquelle les moments magnétiques s'orientent d'une manière irréversible. Autrement dit, c'est un stade au-delà de lequel l'aimant commence à perdre d'une manière irréversible son aimantation initiale [28].

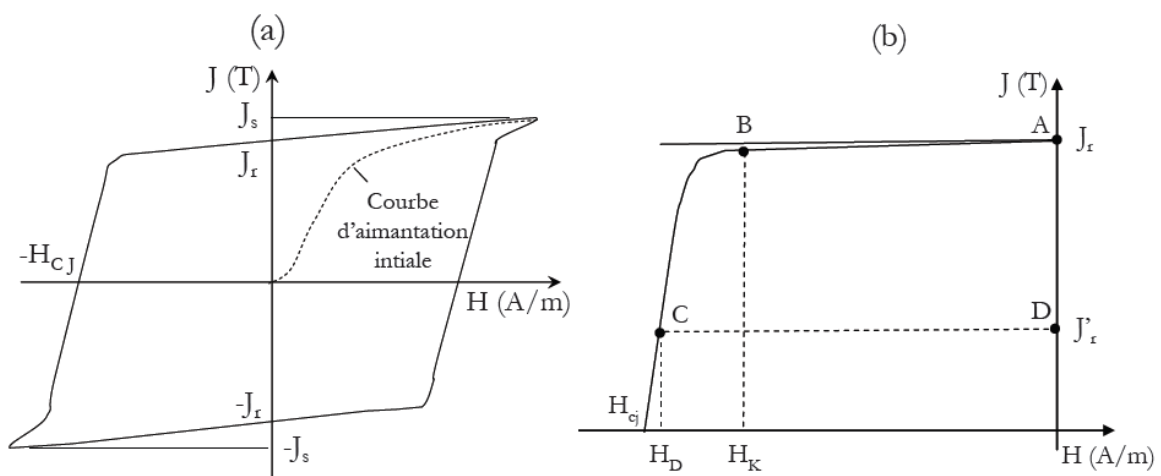


Figure II.13 : (a) Courbe d'hystérésis d'un aimant permanent, (B) la courbe de désaimantation.

II.5.2 Variation du champ avec le temps et la température - point de Curie

Les champs magnétiques créés par les aimants permanents modernes sont très stables. Bien que tout aimant ait tendance à perdre sa force avec le temps, cette diminution est si lente qu'elle est presque imperceptible. Par exemple, on estime qu'un aimant en alnico retient 99 % de son aimantation originale après 100 ans d'utilisation. On peut, par des méthodes spéciales, stabiliser l'aimant encore davantage [36].

La température joue également un rôle important. À mesure qu'elle augmente, la densité de flux produite par l'aimant diminue et, à une température élevée, appelée point de Curie, il perd complètement sa perméabilité de même que ses propriétés d'aimant permanent. Cette haute température provoque en effet une vibration atomique intense qui détruit l'orientation des domaines. Le point de Curie varie avec les matériaux, mais il se situe habituellement entre 700 °C et 900 °C [36].

II.5.3 Principaux matériaux constitutifs des aimants permanents

Les principaux matériaux utilisés dans la fabrication des aimants permanents sont les alliages alnico, les ferrites durs et les composés terres rares.

II.5.3.1 Les alnico

On désigne sous le nom d'alnico les alliages qui comportent en plus du fer, du cobalt et du nickel, puis, des proportions plus restreintes de l'aluminium et du cuivre. On peut citer les variétés les plus connues sous le nom d'alnico 5 ou de ticonal 600 qui possèdent une induction rémanente de 1,25 T avec un champ coercitif d'environ 50 kA/m et une énergie spécifique de 40 kJ/m³ [3], [37].



Figure II.14 : Aimants en Alnico

II.5.3.2 Les ferrites dures

Les ferrites sont des composés d'oxydes métalliques comprenant, avec l'oxyde ferrique (oxyde de fer 3) Fe_2O_3 un ou plusieurs oxydes Mo (où M peut être le baryum, le strontium, le plomb ou le calcium). Ils possèdent une faible induction rémanente de l'ordre de 0.22 T avec un champ coercitif de 145 KA/m et une énergie spécifique de $7,5 \text{ KJ/m}^3$ [3], [37].



Figure II.15 : Aimants en Ferrites

Les ferrites de baryum ont une induction rémanente comprise entre 0,36 et 0,4 T avec un champ coercitif de 180 à 200 KA/m. L'énergie spécifique est comprise entre 25 et 30 KJ/m^3 ; tandis que, les ferrites de strontium possèdent une induction rémanente de 0,38 et 0,43 T avec un champ coercitif de 200 à 256 KA/m et une énergie spécifique pouvant atteindre 35 KJ/m^3 [3], [37].

II.5.3.3 Les composés terres rares

Les métaux de terres rares sont les éléments du groupe de lanthane ou lanthanides. Contrairement à ce que leur nom pourrait laisser croire, ces éléments sont abondants dans le sol où ils existent en quantités très importante que le plomb, l'étain ou le bismuth [3], [37].

a) Les cobalt-terres rares

Ce sont seulement les composés TR_xCo_y dans lesquels TR est une terre rare légère (samarium). Ils sont connus principalement sous les deux formes SmCo_5 et $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ possédant un champ coercitif élevé de l'ordre de 1500 à 2000 KA/m et une induction à saturation de 0.97 T [3], [37].

b) Les fer-terres rares

Les aimants de type NdFeB (Néodyme Fer Bore) sont développés depuis une vingtaine d'années ; à l'échelle industrielle ils sont constitués de la phase $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$. Ils sont moins coûteux que les SmCo et présentent des propriétés magnétiques supérieures, leur énergie spécifique est de 400 KJ/m^3 à température ambiante et un champ coercitif de 800 à 950 KA/m, ainsi qu'une induction à saturation pouvant atteindre 1,6 T. Malheureusement, ils sont peu utilisables à des températures supérieures à 100°C car leur point de curie avoisine 310°C et sont très sensibles à l'oxydation de l'air, il est donc recommandé de les métalliser [3], [37].



Figure II.16 : Aimants de type NdFeB

II.5.4 Différents types de microaimants permanents

II.5.4.1 Aimants massifs

Des aimants massifs, mécaniquement usinés, sont souvent utilisés en électrotechnique. Puisqu'il s'agit ici des aimants frittés, leur aimantation ne se réalise qu'après le processus de frittage. Ces aimants sont relativement faciles à fabriquer, ils ont les meilleures propriétés magnétiques et de très bonnes propriétés mécaniques. Ils ont aussi été utilisés dans certains microsystemes magnétiques ; ils y sont donc micro-usinés en des cubes ou des cylindres submillimétriques [38].

Les caractéristiques magnétiques à la surface de l'aimant peuvent être considérablement affectées par l'effet du micro usinage, lorsqu'il s'agit de géométries très fines. Les dimensions minimales de ces aimants atteignent environ $500 \mu\text{m}$ pour le NdFeB et $250 \mu\text{m}$ pour le SmCo. Au-delà de ces dimensions, la mise en œuvre d'une part, la détérioration des propriétés magnétiques de l'autre, rendent pratiquement impossible leur utilisation [39].

Pour certains prototypes, par exemple les miroirs adaptatifs utilisent des microaimants réalisés en technique classique par Comadur, une société suisse spécialisée dans les aimants pour l'industrie. Il s'agit du micro-usinage d'aimants SmCo massifs par électroérosion. Bien que très bien adaptée à la fabrication de montres, dont le montage est toujours unitaire, cette technique reste efficace pour la réalisation de prototypes mais est peu adaptée à la fabrication collective de microsystèmes [38].

II.5.4.2 Aimants en poudre

Une autre approche de fabrication de microaimants consiste à mélanger de la poudre d'aimant permanent dans une résine époxy. Des aimants cylindriques sont aussi créés, de 90 μm d'épaisseur et de 4 mm de diamètre typique. Lorsque l'aimant est magnétisé dans l'axe de l'épaisseur, la coercivité est de 320 kA/m et l'induction rémanente est de 60 mT. L'induction rémanente est donc très faible et très inférieure à la coercivité. Suivant la direction de la couche mince l'induction rémanente est de 0,3 T. L'induction atteint conséquemment une valeur proche de la coercivité du matériau ; cette performance magnétique est, en elle seule, encourageante. La différence entre ces deux valeurs d'induction rémanente s'explique par l'importance du champ démagnétisant à l'intérieur de l'aimant, [26], [38].

L'élaboration des aimants moulus NdFeB peut offrir de nouvelles applications aux microtechnologies magnétiques. Afin de conserver de bonnes propriétés magnétiques du matériau, il est nécessaire d'utiliser des poudres nanostructurées. Les aimants moulus sont donc directement obtenus à partir d'un mélange entre la poudre d'aimant et la résine d'époxy, l'étape de frittage étant ainsi éliminée. Ces premiers aimants ont donc été réalisés à partir de NdFeB. La taille typique des grains de poudre est de quelques 30 μm et le coefficient de concentration du matériau magnétique dans la poudre est estimé à environ 60%. L'aimantation rémanente du matériau est d'environ 0.4 T [26], [38].

II.5.4.3 Aimants en couches minces

Le dépôt des matériaux en couches minces constitue et continue à être l'un des principaux axes qui ont permis le développement des microsystèmes. Des métaux purs d'abord, suivis des alliages complexes, ont été déposés en couches par des techniques de lithographie (dépôt, gravure, LIGA), permettant ainsi de créer des systèmes mécaniques à l'échelle microscopique. Plusieurs laboratoires maîtrisent les techniques de dépôts de matériaux magnétostrictifs et ferromagnétiques doux en couches par pulvérisation cathodique. Cependant, le dépôt d'aimants permanents est bien plus difficile. Les propriétés des aimants déposés actuellement sont médiocres (épaisseur, coercivité,

rémanence). C'est grâce aux techniques de dépositions par laser que les aimants permanents déposés en couches minces sont, eux aussi, actuellement développés ; le développement de ce type d'aimants constitue un atout de base dans les microsystèmes magnétiques, [26], [38].

Toutefois les propriétés de ces aimants restent limités, les épaisseurs déposées sont toujours limitées à quelques micromètres : à partir de 1,5 μm et jusqu'à 300 μm . Nous signalons finalement que, ces couches ayant une taille proche de celle des domaines magnétiques, les cycles d'hystérésis en sont directement perturbés et la performance magnétique de l'aimant qui en résulte est affectée [26].

II.5.4.4 Aimants électrodéposés

Plusieurs laboratoires ont commencé à développer l'électroformage d'alliage magnétique dur platine-cobalt. L'électroformage des aimants est très intéressant car il est compatible avec la fabrication collective. Mais une des limitations vient du fait que seuls les alliages métalliques sont actuellement électroformables, et non pas les aimants les plus performants (alliages aux terres rares : NdFeB et SmCo) du fait de leur structure cristalline complexe, [26], [38], [40].

II.6 Conclusion

Dans le domaine de forte croissance des MEMS, les matériaux fonctionnels sont appelés à jouer un rôle important en vue de l'amélioration des performances, et de la compétitivité des dispositifs. Pour cela, on a consacré ce chapitre pour ces différents types de matériaux dont on a décrit les phénomènes associés à chacun de ces types et, on a cité également leurs différentes caractéristiques qui nous permettent de choisir un tel ou tel matériau pour une application bien déterminer.

Chapitre III

Modèles mathématiques et numériques des MEMS

III.1 Introduction

La modélisation est devenue essentielle pour les études et conceptions en électromagnétisme comme dans bien d'autres domaines. Elle permet en général de remplacer une expérimentation sur maquette réelle, forcément soumise à de nombreuses contraintes, par des calculs où les paramètres peuvent être modifiés à volonté. Si dans quelque cas assez exceptionnels, elle peut se faire analytiquement, elle nécessite la plupart du temps l'emploi de techniques numériques. Dans les années 70, celles-ci étaient limitées aux systèmes bidimensionnels ; elles se sont étendues, dans les années 80, aux systèmes tridimensionnels devenus accessibles grâce à l'évolution des ordinateurs [41].

Modéliser un système consiste à mettre en place une structure mathématique qui permet d'obtenir une solution approchée au problème posé. Ce cadre est défini par les éléments finis dans la plupart des domaines de la physique [42].

L'utilisation des moyens de modélisation et de simulation accélère et améliore la qualité du processus de conception de chaque produit technique. Elle permet également d'organiser les tests, d'optimiser le système conçu après avoir examiné différentes alternatives de conception. La modélisation rend possible la détermination de l'influence des variations internes (variations de la technologie, ...) ou de l'ambiance externe (température, humidité, ...) sur un composant ou le système entier [43].

III.2 Modélisation des microsystèmes

La modélisation de base des microsystèmes se fait avec des outils de type analyse en éléments finis issus de la mécanique. Cela permet de modéliser les microsystèmes au niveau dispositif. La modélisation peut aussi se faire avec les outils de CAO de la microélectronique en utilisant les langages de description du matériel (VHDL-AMS) pour s'adapter au caractère multidisciplinaire des microsystèmes [44].

Les techniques de modélisation sont diverses, elles aient une grande importance dans la désignation et le développement des MEMS ; elles participent à la compréhension de quelques problèmes et des comportements des structures, comme elles participent également à la réduction des coûts [2].

III.2.1 Modélisation par circuit électrique équivalent

La modélisation et la simulation des microsystemes au moyen de circuits électriques équivalents apparaissent particulièrement intéressantes car des simulateurs électriques commerciaux, performants et matures (Spice[®], Saber[®],...) existent et sont bien maîtrisés dans tous les laboratoires d'électronique.

Les simulateurs électriques analogiques sont basés sur les lois de Kirchoff qui sont elles mêmes basées sur la loi de conservation de l'énergie qui peut également s'appliquer à d'autres domaines tels que la thermique, la mécanique, la pneumatique, etc. [43].

La modélisation d'un microsysteme au travers des circuits électriques équivalents part de l'idée que la tension et le courant sont des variables respectivement de potentiel ("across") et de flux ("through") qui existent aussi dans d'autres domaines physiques : par exemple force et déplacement dans le domaine mécanique. On peut donc profiter de ces analogies entre domaines différents. Il est alors possible d'utiliser un simulateur électrique pour effectuer des simulations dans d'autres domaines d'énergie que le domaine électrique en utilisant les équivalences électriques. Ainsi, les microsystemes sont représentés par un réseau de composants discrets électriques (résistances, capacités, ...) et les phénomènes non électriques sont remplacés par leurs équivalences électriques ; par exemple, l'équation du mouvement est rendue par la description d'un circuit de résonance. La grande difficulté de cette approche peut être de trouver des équivalences judicieuses entre le domaine électrique et les autres domaines physiques [43].

III.2.2 Modélisation comportementale par langage de description du matériel

La modélisation comportementale des microsystemes se base sur l'utilisation des langages de description du matériel (HDL). Ces langages permettent de modéliser des circuits intégrés en vue de la validation par simulation [7].

Les langages HDL (Hardware Description Languages) permettent de faire une modélisation comportementale de systèmes non électriques (mécanique, hydraulique, thermique, ...) par l'utilisation d'une description textuelle. Les langages de description matérielle comme Verilog-A, MAST, VHDL-AMS sont donc destinés à la conception de modèles comportementaux à un niveau d'abstraction très élevé en vue de la simulation [43], [45].

Les langages de description du matériel permettent de créer des modèles de composants en définissant des relations mathématiques entre les variables (potentiel et flux) de leurs entrées et

sorties. La plupart de ces langages permettent également de définir un domaine d'énergie pour les variables, ils sont donc particulièrement adaptés pour la modélisation des microsystèmes en vue de la simulation avec la partie électronique [43], [46], [7].

Les outils Cadence et Mentor Graphics restent les principaux environnements de conception en microélectronique analogique, et donc pour le moment pour les MEMS. Pour Cadence, c'est le Verilog-A qui est utilisé comme langage de description, alors que VHDL-AMS est utilisé par Mentor [47].

III.2.3 Modélisation nodale

La modélisation nodale des microsystèmes est un niveau intermédiaire entre la modélisation au niveau système par langages de description comportementale et la modélisation au niveau dispositif par analyse en éléments finis. Le principe est d'utiliser des modèles HDL d'éléments fondamentaux comme ceux utilisés dans l'analyse par éléments finis et ainsi de pouvoir construire le modèle d'un système complexe en utilisant des éléments d'une bibliothèque comme des éléments de transduction ou d'actionnement. Cette méthode a été implémentée dans le simulateur SABER et également sous forme d'une librairie de modèles dans MATLAB [46], [48].

III.2.4 Modélisation par réduction de modèles

La réduction de modèle ou la création de modèles compacts est l'opération qui consiste à créer un modèle analytique simple (un modèle HDL) à partir d'une description complexe (en éléments finis). Cela permet de créer un pont entre le niveau de modélisation dispositif et le niveau circuit. Ce point est le principal problème de la modélisation des microsystèmes. Pour cela, il existe des techniques de réduction de modèles ou autrement dit de convertisseur FEM vers HDL [48], [49], [50].

Certains simulateurs, comme ANSYS, incorporent des algorithmes pour la réduction d'ordre du modèle, et offrent l'opportunité d'exporter les équations d'un modèle réduit. En effet, le modèle d'ordre réduit (ROM : reduced order modeling) peut être utilisé pour la modélisation aux niveaux comportementaux ou systèmes. Cependant, il n'existe pas de modèles réduits pour tous les couplages possibles [51].

III.2.5 Modélisation par éléments finis

La modélisation aux éléments finis est une méthode de simulation qui est très utilisée dans le domaine de la mécanique pour le calcul des déformations et des contraintes de structures complexes. Dès lors, cette méthode a été employée pour la modélisation et la simulation des MEMS du fait de sa capacité à simuler des structures en trois dimensions dans différents domaines que l'on peut coupler (multi-physique), tels la mécanique, la thermique, et l'électrique [52], [53].

L'approche aux éléments finis permet donc d'obtenir une visualisation suffisamment précise en 3D du comportement de la structure. Mais le problème principal de cette méthode est le temps et les ressources de calcul. En effet, pour certaines structures complexes, plusieurs heures voire plusieurs jours de simulation peuvent être nécessaires. Il est donc difficile d'envisager des études paramétriques avec ce type de modélisation [43], [44].

Dans ce qui suit, nous allons présenter les lois générales de l'électromagnétisme qui nous permettent de formuler le problème à résoudre, ainsi que les différentes formulations exprimées en termes de potentiel vecteur magnétique et le potentiel scalaire magnétique dans le cas statique.

III.3 Equations de base de l'électromagnétisme

La modélisation des systèmes électromagnétiques est basée sur les équations de Maxwell, les relations constitutives du milieu et les relations de passages.

III.3.1 Equations de Maxwell

Les équations de Maxwell constituent un système d'équations aux dérivées partielles qui lient les phénomènes magnétiques aux phénomènes électriques, et qui unifient tous les principes de l'électromagnétisme. Ces équations peuvent être formulées sous forme différentielle ou intégrale.

➤ **Forme différentielle**

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho \quad (\text{III.1})$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{III.2})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{III.3})$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{III.4})$$

Avec :

ρ : Densité volumique de charge électrique [C/m³],

\vec{D} : Induction électrique [C/m²],

\vec{E} : Champ électrique [V/m],

\vec{B} : Induction magnétique [T],

\vec{H} : Champ magnétique [A/m],

\vec{J} : Densité de courant de conduction [A/m²],

$\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$: Densité de courant de déplacement [A/m²].

Lorsque les phénomènes étudiés sont invariants dans le temps, les dérivées temporelles s'annulent dans les équations de Maxwell et, il apparaît un découplage entre phénomènes magnétiques et électriques. L'étude des phénomènes électriques est l'objet de l'électrostatique, et celle des phénomènes magnétiques est l'objet de la magnétostatique [54].

La nature locale des équations de Maxwell permet de prendre en compte dans les différentes équations, en fonction de la nature du milieu considéré, l'un des effets ou l'association de deux ou trois effets [55].

➤ **Forme intégrale**

La première équation de Maxwell est héritée du théorème de Gauss, qui relie le flux du champ électrique à travers une surface fermée à la charge interne à cette surface.

$$\oint_S \vec{E} \cdot \vec{ds} = \frac{1}{\epsilon} \iiint_V \rho \cdot dv \quad (\text{III.5})$$

La deuxième équation de Maxwell est basée sur la loi de Faraday qui énonce qu'une force électromotrice est induite dans un circuit fermé lorsqu'il y a variation dans le temps du flux magnétique à travers le circuit.

$$\oint_{\Gamma} \vec{E} \cdot \vec{dl} = - \frac{\partial}{\partial t} \iint_S \vec{B} \cdot \vec{ds} \quad (\text{III.6})$$

La troisième équation de Maxwell est déduite d'après la conservation du flux magnétique

$$\oint_S \vec{B} \cdot d\vec{s} = 0 \quad (\text{III.7})$$

La quatrième équation de Maxwell est basée sur la loi d'Ampère qui considère que la circulation d'un champ magnétique le long d'un contour est proportionnelle à la somme des courants traversant la surface délimitée par le contour.

$$\oint_\Gamma \vec{H} \cdot d\vec{l} = \iint_S \left(\vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) \cdot d\vec{s} \quad (\text{III.8})$$

III.3.2 Lois du comportement du milieu

Pour compléter le système d'équation de Maxwell, il est nécessaire de tenir compte des lois de comportement des matériaux qui ajoutent un aspect métrique au problème [56].

➤ Relations du milieu

On distingue une relation magnétique qui exprime le lien entre le vecteur champ magnétique et le vecteur induction magnétique à travers la perméabilité magnétique et, une relation diélectrique qui exprime le lien entre le vecteur champ électrique et le vecteur déplacement électrique à travers la permittivité électrique.

Dans le cas linéaire elles sont données respectivement comme suit :

$$\vec{B} = \mu \vec{H} = \mu_0 \mu_r \vec{H} \quad (\text{III.9})$$

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E} \quad (\text{III.10})$$

Avec :

μ : Perméabilité magnétique absolue [H/m],

μ_0 : Perméabilité magnétique du vide, elle vaut $4 \cdot \pi \cdot 10^{-7}$ [H/m],

μ_r : Perméabilité magnétique relative du milieu considéré,

ε : Permittivité électrique [F/m],

ε_0 : Permittivité électrique du vide, elle vaut $\frac{10^{-9}}{36.\pi}$ [F/m],

ε_r : Permittivité électrique relative,

Dans certain cas, les coefficients μ et ε peuvent être fonction de \vec{H} , de \vec{E} et de la température.

Dans le cas des matériaux ferromagnétiques durs (aimants permanents), le phénomène de rémanence est introduit, et on obtient une loi de la forme :

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) \quad (\text{III.11})$$

Où \vec{M} est l'aimantation de l'aimant permanent exprimé en [A/m].

➤ Loi d'Ohm

Elle exprime la relation liant le champ électrique à la densité de courant à travers la conductivité σ .

$$\vec{j} = \sigma.\vec{E} \quad (\text{III.12})$$

La densité de courant dans un milieu conducteur est donnée comme suit :

$$\vec{J} = \vec{J}_s + \vec{J}_{ind} \quad (\text{III.13})$$

$$\vec{J}_{ind} = \sigma.\vec{E} + \sigma.(\vec{V} \wedge \vec{B}) \quad (\text{III.14})$$

Avec :

σ : Conductivité électrique [$\Omega.m$]⁻¹,

\vec{J}_s : Densité de courant de source [A/m^2],

\vec{J}_{ind} : Densité des courants induits [A/m^2],

\vec{V} : Vitesse de déplacement du milieu [m/s].

III.3.3 Conditions de passage

Pour passer d'un milieu à un autre, dont les propriétés électriques et/ou magnétiques sont différentes, il est nécessaire de définir certaines conditions dites relations de passage qui s'énoncent comme suis :

- Conservation de la composante tangentielle du champ électrique :

$$(\vec{E}_1 - \vec{E}_2) \wedge \vec{n} = 0 \quad (\text{III.15})$$

- Conservation de la composante normale de l'induction magnétique :

$$(\vec{B}_1 - \vec{B}_2) \cdot \vec{n} = 0 \quad (\text{III.16})$$

- Discontinuité de la composante tangentielle du champ magnétique si les courants surfaciques existent :

$$(\vec{H}_1 - \vec{H}_2) \wedge \vec{n} = \vec{K} \quad (\text{III.17})$$

- Discontinuité de la composante normale de l'induction électrique si les charges surfaciques existent :

$$(\vec{D}_1 - \vec{D}_2) \cdot \vec{n} = \rho_s \quad (\text{III.18})$$

- Conservation de la composante normale de la densité de courant :

$$(\vec{J}_1 - \vec{J}_2) \cdot \vec{n} = 0 \quad (\text{III.19})$$

Avec :

\vec{n} : Vecteur normal à la surface de séparation entre les deux milieux 1 et 2,

\vec{K} : Densité de courant porté par la surface de séparation,

ρ_s : Densité de charges électriques portée par la surface de séparation.

III.3.4 Conditions aux limites

La résolution du système composé des équations de Maxwell et des lois de comportement admet une infinité de solutions, Par conséquent, pour assurer l'unicité de la solution, des conditions aux limites du domaine sont imposées [57].

III.3.4.1 Condition de Dirichlet

Cette condition nous renseigne sur la valeur de l'inconnue sur la frontière extérieure du domaine de résolution.

$$U|_{\Gamma} = g_0 \quad (\text{III.20})$$

U : Inconnue du problème d'étude,

g_0 : Constante.

III.3.4.2 Condition de Newmann

Cette condition nous donne la valeur de la composante normale de l'inconnue sur la limite du domaine d'étude.

$$\left. \frac{\partial U}{\partial n} \right|_{\Gamma} = g \quad (\text{III.21})$$

g : Constante.

III.3.4.3 Condition mixte (Dirichlet - Newmann)

Elle s'exprime de la façon suivante :

$$a.U + b.\frac{\partial U}{\partial n} = c \quad (\text{III.22})$$

a, b et c sont des constante.

III.3.4.4 Condition de périodicité

Cette condition permet de prendre en considération la périodicité du phénomène physique mis en jeu. Il existe des conditions de périodicité et d'anti-périodicité, dites aussi cycliques ou anticycliques.

$$U|_{\Gamma} = k \cdot U|_{\Gamma+d\Gamma} \quad (\text{III.23})$$

$d\Gamma$: Période spatiale (suivant le contour Γ),

$k = 1$: Cyclique,

$k = -1$: Anticyclique.

III.4 Modèles mathématiques

Les modèles mathématiques sont obtenus en explicitant sous forme d'équations aux dérivées partielles, les lois de conservations et les lois de comportement. Dans ce qui suit, nous présentons les modèles mathématiques traduisant le phénomène magnétodynamique et le phénomène magnétostatique.

III.4.1 Différents types d'équations aux dérivées partielles

Les différentes équations aux dérivées partielles régissant la plupart des phénomènes physiques sont de trois types :

III.4.1.1 Equation elliptique

C'est une équation stationnaire, elle traite des problèmes indépendants du temps, elle est sous la forme donnée par l'équation (III.24) :

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} = 0 \quad (\text{III.24})$$

Avec :

$\Psi(x, y, z)$: est la fonction inconnue du phénomène.

III.4.1.2 Equation parabolique

C'est une équation d'évolution, elle traite des problèmes en régimes transitoires, elle est sous la forme suivante :

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + \frac{\partial \Psi}{\partial t} = 0 \quad (\text{III.25})$$

$\Psi(x, y, z, t)$: est la fonction inconnue du phénomène.

III.4.1.3 Equation hyperbolique

C'est une équation d'évolution, elle traite des problèmes de propagation d'onde, elle est sous la forme suivante :

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{III.26})$$

III.4.2 Hypothèses simplificatrices

Elles sont souvent utilisées lors du traitement des phénomènes électromagnétiques dans le domaine des courants fort [55].

- Les courants de déplacement sont négligeables,
- La densité de charge volumique est supposée nulle,
- Les matériaux utilisés sont à propriétés physiques isotropes.

En tenant compte des hypothèses ainsi formulées, les équations de Maxwell à considérer seront :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 0 \quad (\text{III.27})$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{III.28})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{III.29})$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \vec{j} \quad (\text{III.30})$$

III.4.3 Modèle magnétodynamique en terme de potentiel vecteur magnétique

Le problème formulé en terme de champ magnétique ou électrique présente l'inconvénient de la discontinuité possible de ces grandeurs en passant d'un milieu à un autre, par contre le potentiel vecteur magnétique est continu, de plus, il réduit le nombre d'inconnues [58].

L'équation (III.3) permet de déduire qu'il existe un potentiel vecteur magnétique \vec{A} tel que :

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \wedge \vec{A} \quad (\text{III.31})$$

La combinaison des équations (III.2) et (III.31) nous donne :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} + \frac{\partial}{\partial t} (\vec{\nabla} \wedge \vec{A}) = 0 \quad (\text{III.32})$$

La relation (III.32) permet de déduire qu'il existe un potentiel électrique scalaire V tel que :

$$\vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = -\vec{\nabla} V \quad (\text{III.33})$$

D'où :

$$\vec{E} = -\vec{\nabla} V - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad (\text{III.34})$$

La densité de courant s'exprimera alors par :

$$\vec{J} = \sigma \cdot \left(-\vec{\nabla} V - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right) \quad (\text{III.35})$$

Et l'équation (III.30) devient :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = -\sigma \cdot \vec{\nabla} V - \sigma \cdot \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad (\text{III.36})$$

- Pour : $\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu}$ (III.37)

La combinaison des équations (III.31), (III.37) et (III.36) nous donne :

$$\vec{\nabla} \wedge \left(\frac{1}{\mu} \vec{\nabla} \wedge \vec{A} \right) + \sigma \cdot \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = \vec{J}_s \quad (\text{III.38})$$

Avec : $\vec{J}_s = -\sigma \cdot \vec{\nabla} V$

- Pour : $\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M}$ (III.39)

La combinaison des équations (III.31), (III.39) et (III.35) nous permet d'écrire :

$$\vec{\nabla} \wedge \left(\frac{1}{\mu_0} \vec{\nabla} \wedge \vec{A} \right) + \sigma \cdot \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = \vec{J}_s + (\vec{\nabla} \wedge \vec{M}) \quad (\text{III.40})$$

Les équations (III.38) et (III.40) représentent les équations magnétodynamiques en termes de potentiel vecteur magnétique \vec{A} dans le cas linéaire et dans le cas d'un matériau ferromagnétique dur (aimants permanents) respectivement. Elles traduisent le régime dynamique des dispositifs électromagnétiques.

Dans le cas de 2D cartésien, le potentiel vecteur magnétique ne comporte qu'une seule composante perpendiculaire au plan d'étude, prise comme étant la direction \vec{Oz} . Les équations (III.38) et (III.40) se développeraient alors comme suit :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\mu} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\mu} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) - \sigma \cdot \frac{\partial A_z}{\partial t} = -J_{sz} \quad (III.41)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) - \sigma \cdot \frac{\partial A_z}{\partial t} = -J_{sz} - \left(\frac{\partial M_y}{\partial x} - \frac{\partial M_x}{\partial y} \right) \quad (III.42)$$

M_x et M_y : sont respectivement l'aimantation selon les directions \vec{Ox} et \vec{Oy} .

En régime harmonique l'équation (III.42) devient :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) - j\sigma\omega A_z = -J_{sz} - \left(\frac{\partial M_y}{\partial x} - \frac{\partial M_x}{\partial y} \right) \quad (III.43)$$

III.4.4 Modèles magnétostatiques

La magnétostatique consiste en l'étude des phénomènes magnétiques en régime stationnaire. Le champ magnétique est alors invariant dans le temps et n'est dû qu'à des courants stationnaires imposés \vec{J} où à des aimants permanents [57].

III.4.4.1 Equation en terme de potentiel vecteur magnétique

La combinaison des équations (III.30), (III.31) et (III.39), nous donne l'équation magnétostatique en terme de potentiel vecteur magnétique donnée par la formule suivante :

$$\vec{\nabla} \wedge \left(\frac{1}{\mu_0} \vec{\nabla} \wedge \vec{A} \right) = \vec{J}_s + (\vec{\nabla} \wedge \vec{M}) \quad (III.44)$$

Dans le cas de 2D cartésien l'équation (III.44) se développerait comme suit :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) = -J_{sz} - \left(\frac{\partial M_y}{\partial x} - \frac{\partial M_x}{\partial y} \right) \quad (III.45)$$

M_x et M_y : sont respectivement l'aimantation selon les directions \vec{Ox} et \vec{Oy} .

Puisque le rotationnel du potentiel vecteur est connu, il suffit, pour le rendre unique d'imposer sa divergence partout dans l'espace. La gauge utilisée est celle de coulomb.

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{A} = 0 \quad (\text{III.46})$$

Dans un problème bidimensionnel, la condition de Gauge de Coulomb est automatiquement vérifiée.

III.4.4.2 Equation en terme de potentiel scalaire magnétique total

Dans ce modèle, on suppose que les courants électriques sont nuls dans la pièce à étudier et que les champs ne dépendent pas du temps. On obtient alors les relations :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{III.47})$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = 0 \quad (\text{III.48})$$

C'est le cas des dispositifs pour lesquels les champs sont créés par des forces magnétomotrices extérieures et indépendantes du dispositif étudié ou bien par des aimants permanents. Dans ce dernier cas, on dispose de la loi [57]:

$$\vec{B} = \mu \vec{H} + \vec{B}_r \quad (\text{III.49})$$

La relation (III.48) implique qu'il existe une fonction potentiel scalaire magnétique telle que :

$$\vec{H} = -\vec{\nabla} \phi \quad (\text{III.50})$$

On obtient donc l'équation magnétostatique en terme de potentiel scalaire magnétique suivante :

$$\vec{\nabla} \cdot (\mu \vec{\nabla} \phi) = \vec{\nabla} \cdot \vec{B}_r \quad (\text{III.51})$$

En coordonnées cartésiennes 3D l'équation (III.51) s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \cdot \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \cdot \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \cdot \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) = \frac{\partial B_{rx}}{\partial x} + \frac{\partial B_{ry}}{\partial y} + \frac{\partial B_{rz}}{\partial z} \quad (\text{III.52})$$

L'équation (III.52) représente l'équation aux dérivées partielles en terme de potentiel scalaire magnétique régissant le phénomène magnétostatique en 3D.

III.4.4.3 Equation en terme de potentiel scalaire réduit

Il est possible de traiter les problèmes comportant des courants, en introduisant un potentiel scalaire magnétique réduit ψ . Pour cela, on considère le champ magnétique d'excitation \vec{H}_0 que produiraient les courants d'excitation de densité \vec{J} dans le vide. Connaissant \vec{J} , ce champ \vec{H}_0 peut être calculé grâce à la formule de Biot et Savart [57], [59] :

$$\vec{H}_0 = \frac{1}{4\pi} \iiint_{\Omega} \left(\frac{\vec{J} \wedge \vec{r}}{|\vec{r}|^3} \right) d\Omega \tag{III.53}$$

Avec \vec{r} vecteur reliant le point où le champ est calculé et le point source, Ω domaine d'étude.

Alors, on peut écrire que le champ magnétique total \vec{H} est la somme du champ \vec{H}_0 connu et d'un champ \vec{H}_m inconnu :

$$\vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{H}_m \tag{III.54}$$

Avec \vec{H}_m vérifiant l'équation :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H}_m = \vec{\nabla} \wedge (\vec{H} - \vec{H}_0) = 0 \tag{III.55}$$

On peut, à nouveau introduire un potentiel scalaire ψ tel que :

$$\vec{H}_m = -\vec{\nabla} \psi \tag{III.56}$$

En combinant les équations (III.54), (III.56) et (III.49) dans l'équation (III.47), on obtient :

$$\vec{\nabla} \cdot (\mu \vec{\nabla} \psi) = \vec{\nabla} \cdot \vec{B}_r + \vec{\nabla} \cdot (\mu \vec{H}_0) \tag{III.57}$$

L'équation (III.57) traduit les phénomènes magnétostatiques en terme de potentiel scalaire magnétique réduit, permettant de rendre compte des problèmes avec source de courant [57].

La possibilité d'utiliser un potentiel scalaire fait que ce modèle est particulièrement adapté aux études tridimensionnelles, du fait de sa grande économie par rapport au cas où une inconnue vectorielle est nécessaire (trois inconnues par point) [57].

III.5 Méthodes de résolution et modèles numériques

III.5.1 Méthodes de résolution

Deux types de résolution peuvent être effectués : analytique ou numériques. Si la résolution analytique semble relativement facile et donne des solutions exactes, elle présente l'inconvénient majeur de ne pas prendre en compte la non linéarité et la déformation de la géométrie. Pour cela, et afin de dépasser ce handicap, on fait appel aux méthodes numériques. Parmi ces méthodes, on trouve les méthodes des différences finies (MDF) et la méthode des éléments finis (MEF), sa meilleure adaptation aux géométries complexes, donne l'avantage à la méthode des éléments finis.

III.5.1.1 Méthodes analytiques

Ce sont les premières méthodes utilisées. Elles sont d'emploi restreint à des géométries simples dans une approche unidimensionnelle, ou quelque fois dans des problèmes bidimensionnels. La méthode analytique la plus puissante et la plus couramment utilisée pour la résolution des équations différentielles aux dérivées partielles est la méthode de séparation des variables. Le principe de cette méthode consiste à mettre l'inconnue sous forme d'un produit des fonctions, dont chacune ne dépend que d'une seule variable [60].

Soit en coordonnées cartésiennes, l'inconnue $A_z(x, y)$ qui est écrit comme suit :

$$A_z(x, y) = A_z(x).A_z(y) \quad (\text{III.58})$$

$A_z(x, y)$: Solution de l'équation différentielle aux dérivées partielles considérée de sorte que :

$A_z(x)$: est une fonction ne dépend que de la variable x .

$A_z(y)$: est une fonction ne dépend que de la variable y .

III.5.1.2 Méthodes numériques

L'avènement de l'outil informatique a révolutionné les sciences de l'ingénieur. Des problèmes, autrefois considérés insolubles avec les méthodes classiques, sont maintenant facilement accessibles avec les méthodes numériques [3], [55].

III.5.1.2.1 Méthode des différences finies

La méthode des différences finies est la méthode la plus facile d'accès, son principe consiste à remplacer l'opérateur différentiel en un opérateur aux différences, où chaque dérivée est approchée par une différence de valeur de l'inconnue à déterminer en un certain nombre de points de domaine de résolution [55].

a) Maillage type différences finies

L'ensemble des points de discrétisation constitue un maillage. Les dérivées successives de l'inconnue (A) au point P sont déterminées en fonction des valeurs de l'inconnue des points voisins (figure III.1).

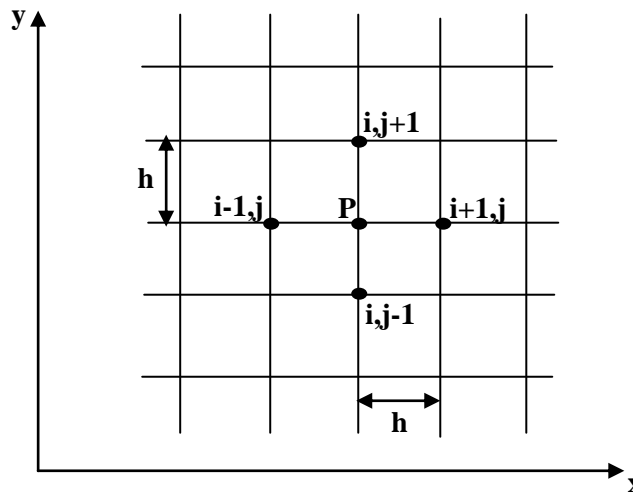


Figure III.1 : Maillage différences finies

- $\left(\frac{\partial A}{\partial x}\right)_{i,j} = \frac{A_{i+1,j} - A_{i-1,j}}{2h}$
- $\left(\frac{\partial A}{\partial y}\right)_{i,j} = \frac{A_{i,j+1} - A_{i,j-1}}{2h}$
- $\left(\frac{\partial^2 A}{\partial x^2}\right)_{i,j} = \frac{A_{i+1,j} - 2A_{i,j} + A_{i-1,j}}{h^2}$
- $\left(\frac{\partial^2 A}{\partial y^2}\right)_{i,j} = \frac{A_{i,j+1} - 2A_{i,j} + A_{i,j-1}}{h^2}$

D'où le Laplacien, discrétisé :

$$(A)_{i,j} = \frac{1}{h^2} [A_{i+1,j} + A_{i,j+1} - 4A_{i,j} + A_{i-1,j} + A_{i,j-1}] \quad (\text{III.59})$$

En écrivant la formule (III.59) en tout nœud du domaine on aboutit au système matriciel à résoudre suivant :

$$[M][A] = [K]$$

$[M]$: Matrice contenant les données géométriques et physiques,

$[A]$: Vecteur des inconnues,

$[K]$: Vecteur source.

b) Avantage et inconvénients

La méthode des différences finies présente l'avantage de mise en œuvre simple, cependant, elle est restreinte aux problèmes à géométrie régulière et ne permet pas de prendre en compte les non linéarités. Elle présente également une difficulté de prise en compte des conditions aux limites portant sur les dérivées ou les gradients de l'inconnue.

III.5.1.2.2 Méthode des éléments finis

La méthode des éléments finis est la plus utilisée car elle permet la modélisation de tout système physique, que ce soit linéaire ou non, homogène ou non, régi par les équations aux dérivées partielles. Elle consiste à chercher une solution approchée du problème dans un espace de dimension finie.

Le principe de la méthode des éléments finis est la transformation de l'équation aux dérivées partielles (EDP) qui régit le problème traité à un système d'équation algébrique dont la résolution permet de définir l'inconnu à un ensemble de points (nœuds) de la discrétisation.

L'étape importante qui permet d'aboutir au système algébrique est la mise sous forme intégrale de l'équation EDP. Au premier lieu, cette formulation nous permet d'obtenir les expressions des éléments des différentes matrices et vecteurs du système algébrique élémentaire (dans un élément type). La formulation intégrale peut être de type variationnelle ou résidus pondérés.

a) Formulation variationnelle

L'utilisation de la méthode variationnelle exige la connaissance au préalable de la fonctionnelle d'énergie du système à étudier. Cette fonctionnelle est déterminée à partir du principe de l'action hamiltonienne qui stipule l'existence d'une fonctionnelle de type intégral défini par :

$$F(A) = \int_{\Omega} L. d\Omega \quad (\text{III.60})$$

L : est la fonction de Lagrange résultant de la coénergie du système de type cinétique et de son énergie potentielle.

Ω : Domaine de résolution.

Dans le cas d'un phénomène magnétostatique, cette fonction L est donnée par :

$$L = \int_0^B v. b db - JA \quad (\text{III.61})$$

La fonctionnelle d'énergie devient alors :

$$F(A) = \int_{\Omega} \left[\int_0^B v. b db - JA \right] d\Omega \quad (\text{III.62})$$

Avec :

v : Réductivité magnétique [m/A],

B : Module de l'induction magnétique [T],

J : Densité de courant [A/m²],

A : Potentiel vecteur magnétique [A],

b : Induction magnétique [T].

La résolution du problème variationnel régit par la fonctionnelle d'énergie $F(A)$ revient à minimiser cette même fonctionnelle, sa minimisation est effectuée par le principe de Rayleigh-Ritz qui consiste à écrire [3] :

$$\frac{\partial F(A)}{\partial A_i} = 0 \quad (\text{III.63})$$

Ou bien :

$$\frac{\partial F(A)}{\partial A_1} = \frac{\partial F(A)}{\partial A_2} = \dots = \frac{\partial F(A)}{\partial A_N} = 0 \quad (\text{III.64})$$

N : Nombre de nœuds du domaine d'étude.

A_i : Inconnue au nœud i du domaine.

b) Formulation des résidus pondérés

Le principe de la formulation des résidus pondérés est de choisir des fonctions de projection qui minimisent l'intégrale du résidu de l'approximation exprimé comme suit :

$$\int_{\Omega} R \cdot \phi_i d\Omega = 0 \quad (\text{III.65})$$

Avec :

$$R = L(A) - f \quad (\text{III.66})$$

R : Résidu de l'approximation.

$L()$: Opérateur différentiel.

f : Fonction définie sur le domaine Ω .

ϕ_i : Fonction de projection ou de pondération.

A : Inconnue du problème.

Les valeurs de A qui permettent d'annuler l'intégrale, sont solution du système algébrique obtenu.

Le choix des fonctions de pondération ou de projection, conduit à plusieurs méthodes. Nous pouvons citer [3], [61] :

- La méthode de collocation par point
- La méthode des moindres carrés
- La méthode de Galerkin.

La méthode de collocation par points utilise les fonctions de Dirac comme fonction de projection. La méthode des moindres carrés utilise la minimisation de la norme quadratique de l'erreur sur l'équation et les conditions aux limites. Quant à la méthode de Galerkin, elle consiste à choisir les fonctions de projection identiques aux fonctions de forme [60].

c) La discrétisation

Le domaine de résolution est discrétisé en sous-domaines appelés éléments. Ces derniers dans l'analyse en éléments finis sont les briques élémentaires dont le maillage va représenter le système géométrique à simuler. Les éléments sont des primitives géométriques comportant plusieurs nœuds, la figure ci-dessous représente des exemples d'éléments classiques à 1D, 2D et 3D qu'on rencontre généralement dans les maillages éléments finis.

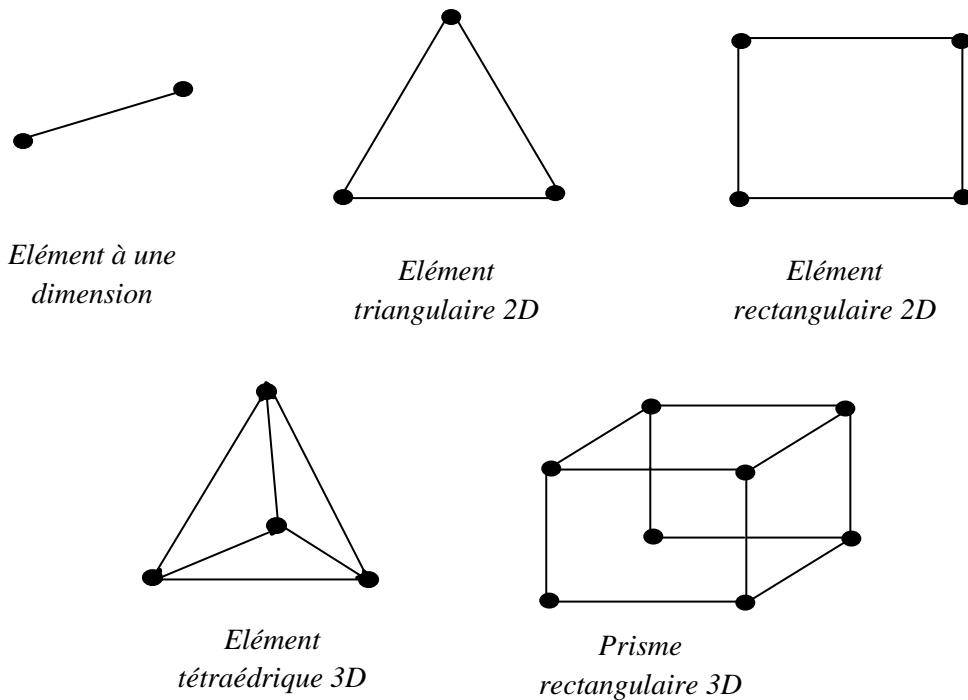


Figure III.2 : Exemple d'éléments d'un maillage éléments finis

• **Élément triangulaire linéaire 2D**

La fonction d'interpolation de ce type d'élément est donnée par [61] :

$$u(x, y) = a \cdot x + b \cdot y + c \tag{III.67}$$

L'approximation d'une fonction $u(x, y)$ de valeurs u_1, u_2 , et u_3 respectivement aux sommets 1, 2 et 3 est de la forme :

$$u(x, y) = [N_1(x, y) \ N_2(x, y) \ N_3(x, y)] \cdot \begin{bmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \end{bmatrix} \tag{III.68}$$

Avec :

$$N_1(x, y) = \frac{1}{2 \cdot S_{\Delta}} \cdot [(y_3 - y_2) \cdot (x_2 - x) - (x_3 - x_2) \cdot (y_2 - y)]$$

$$N_2(x, y) = \frac{1}{2 \cdot S_{\Delta}} \cdot [(y_1 - y_3) \cdot (x_3 - x) - (x_1 - x_3) \cdot (y_3 - y)]$$

$$N_3(x, y) = \frac{1}{2 \cdot S_{\Delta}} \cdot [(y_2 - y_1) \cdot (x_1 - x) - (x_2 - x_1) \cdot (y_1 - y)]$$

$N_1(x, y)$, $N_2(x, y)$, et $N_3(x, y)$ sont appelées fonctions d'interpolation nodale ou fonction de forme.

S_{Δ} est l'aire du triangle défini par les sommets 1, 2 et 3.

• **Élément tétraédrique linéaire 3D**

La fonction d'interpolation de ce type d'élément est donnée par [61] :

$$u(x, y, z) = a \cdot x + b \cdot y + c \cdot z + d \tag{III.69}$$

L'approximation d'une fonction $u(x, y, z)$ de valeurs u_1, u_2, u_3 et u_4 respectivement aux sommets 1, 2, 3 et 4 est de la forme [57] :

$$u(x, y, z) = [N_1(x, y, z) \ N_2(x, y, z) \ N_3(x, y, z) \ N_4(x, y, z)] \cdot \begin{bmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \\ u_4 \end{bmatrix} \tag{III.70}$$

Avec :

$$N_1(x, y, z) = \frac{1}{6 \cdot V_e} \cdot [x_2(y_3z_4 - z_3y_4) - x_3(y_2z_4 - z_2y_4) + x_4(y_2z_3 - z_2y_3) \\ + x((y_4z_3 - z_4y_3) + (y_2z_4 - z_2y_4) + (y_3z_2 - z_3y_2)) \\ + y((x_3z_4 - z_3x_4) + (z_2x_4 - x_2z_4) + (x_2z_3 - z_2x_3)) \\ + z((y_3x_4 - x_3y_4) + (x_2y_4 - y_2x_4) + (y_2x_3 - x_2y_3))]$$

$$N_2(x, y, z) = \frac{1}{6 \cdot V_e} \cdot [x_1(y_4z_3 - z_4y_3) - x_3(y_4z_1 - z_4y_1) + x_4(y_3z_1 - z_3y_1) \\ + x((y_3z_4 - z_3y_4) + (y_4z_1 - z_4y_1) + (y_3z_2 - z_3y_2)) \\ + y((x_4z_3 - z_4x_3) + (z_4x_1 - x_4z_1) + (x_3z_1 - z_3x_1)) \\ + z((y_4x_3 - x_4y_3) + (x_4y_1 - y_4x_1) + (y_3x_1 - x_3y_1))]$$

$$N_3(x, y, z) = \frac{1}{6 \cdot V_e} \cdot [x_1(y_2z_4 - z_2y_4) - x_2(y_4z_1 - z_4y_1) + x_4(y_1z_2 - z_1y_2) \\ + x((y_4z_2 - z_4y_2) + (y_4z_1 - z_4y_1) + (y_2z_1 - z_2y_1)) \\ + y((x_2z_4 - z_2x_4) + (z_2x_1 - x_2z_1) + (x_4z_1 - z_4x_1)) \\ + z((x_4y_2 - y_4x_2) + (x_1y_4 - y_1x_4) + (y_1x_2 - x_1y_2))]$$

$$N_4(x, y, z) = \frac{1}{6 \cdot V_e} \cdot [x_1(y_3z_2 - z_3y_2) - x_2(y_1z_3 - z_1y_3) + x_3(y_2z_1 - z_2y_1) \\ + x((y_2z_3 - z_2y_3) + (y_1z_3 - z_1y_3) + (y_1z_2 - z_1y_2)) \\ + y((x_3z_2 - z_3x_2) + (z_3x_1 - x_3z_1) + (x_2z_1 - z_2x_1)) \\ + z((x_2y_3 - y_2x_3) + (x_3y_1 - y_3x_1) + (y_1x_2 - x_1y_2))]$$

$N_1(x, y, z)$, $N_2(x, y, z)$, $N_3(x, y, z)$ et $N_4(x, y, z)$ sont appelées fonctions d'interpolation nodale ou fonctions de forme.

V_e est le volume du tétraédre défini par les sommets 1, 2, 3 et 4.

III.5.2 Modèles numérique

Dans cette section nous présenterons les formulations éléments finis de l'équation magnétostatique 2D en terme de potentiel vecteur magnétique et, de l'équation magnétostatique 3D en terme de potentiel scalaire total.

III.5.2.1 Equation magnétostatique 2D en terme de potentiel vecteur

La formulation intégrale de l'équation aux dérivées partielles donnée par la formule (III.45) qui régit le phénomène magnétostatique en 2D, s'écrit comme suit :

$$\iint_{\Omega} \left[\alpha_i \cdot \left(-\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) \right) \right] d\Omega = \iint_{\Omega} \left[\alpha_i \cdot \left(J_{sz} + \left(\frac{\partial M_y}{\partial x} - \frac{\partial M_x}{\partial y} \right) \right) \right] d\Omega \quad (III.71)$$

$d\Omega = dx dy$: Domaine de résolution.

α_i : Fonction de projection.

L'application du théorème de Green à l'expression (III.71), nous permet d'écrire :

$$\iint_{\Omega} \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial \alpha_i}{\partial x} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial x} + \frac{\partial \alpha_i}{\partial y} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) d\Omega - \int_{\Gamma} \left(\frac{1}{\mu_0} \cdot \alpha_i \cdot \frac{\partial A_z}{\partial n} \right) d\Gamma = \iint_{\Omega} \alpha_i \cdot J_{sz} d\Omega + \iint_{\Omega} \alpha_i \left(\frac{\partial M_y}{\partial x} - \frac{\partial M_x}{\partial y} \right) d\Omega \quad (III.72)$$

L'introduction des conditions aux limites de type Dirichlet ou Newmann homogènes, nous permet d'écrire la relation (III.71) sous la forme :

$$\iint_{\Omega} \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial \alpha_i}{\partial x} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial x} + \frac{\partial \alpha_i}{\partial y} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) d\Omega = \iint_{\Omega} \alpha_i \cdot J_{sz} d\Omega + \iint_{\Omega} \alpha_i \left(\frac{\partial M_y}{\partial x} - \frac{\partial M_x}{\partial y} \right) d\Omega \quad (III.73)$$

Sachant que A est discrétisé sous la forme $A_z = \sum_{j=1}^N \alpha_j \cdot A_j$ on aboutit à :

$$\sum_{j=1}^N \left[\iint_{\Omega} \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial \alpha_i}{\partial x} \cdot \frac{\partial \alpha_j}{\partial x} + \frac{\partial \alpha_i}{\partial y} \cdot \frac{\partial \alpha_j}{\partial y} \right) d\Omega \right] \cdot A_j = \iint_{\Omega} \alpha_i \cdot J_{sz} d\Omega + \iint_{\Omega} \alpha_i \left(\frac{\partial M_y}{\partial x} - \frac{\partial M_x}{\partial y} \right) d\Omega \quad (III.74)$$

Où :

i, j : Entiers naturels variant de 1 à N.

N : Nombre de nœuds du domaine.

α_j : Fonction de forme associée au nœud j du domaine.

A_j : Inconnue au nœud j du domaine.

L'écriture condensée de (III.74) est :

$$\sum_{j=1}^N \left[\iint_{\Omega} \frac{1}{\mu_0} \cdot \overrightarrow{\nabla \alpha_i} \cdot \overrightarrow{\nabla \alpha_j} \cdot d\Omega \right] \cdot A_j = \iint_{\Omega} \alpha_i \cdot J_{sz} d\Omega + \iint_{\Omega} \alpha_i \left(\frac{\partial M_y}{\partial x} - \frac{\partial M_x}{\partial y} \right) d\Omega \quad (III.75)$$

L'écriture de la formule (III.75) pour tous les nœuds du domaine, nous conduit au système matriciel ayant la forme suivante :

$$[M][A] = [F] + [G] \quad (III.76)$$

Avec :

$$M_{ij} = \iint_{\Omega} \frac{1}{\mu_0} \cdot \overrightarrow{\nabla \alpha_i} \cdot \overrightarrow{\nabla \alpha_j} \cdot d\Omega$$

$$F_i = \iint_{\Omega} \alpha_i \cdot J_{sz} d\Omega$$

$$G_i = \iint_{\Omega} \alpha_i \left(\frac{\partial M_y}{\partial x} - \frac{\partial M_x}{\partial y} \right) d\Omega$$

[A] : Vecteur des inconnues du domaine d'étude.

III.5.2.2 Equation magnétostatique 3D en terme de potentiel scalaire total

La formulation intégrale de l'équation aux dérivées partielles donnée par la formule (III.52) qui régit le phénomène magnétostatique en 3D s'écrit comme suit :

$$\iiint_{\Omega} \left[\alpha_i \cdot \left(\frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \cdot \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \cdot \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \cdot \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) \right) \right] d\Omega = \iiint_{\Omega} \left[\alpha_i \cdot \left(\frac{\partial B_{rx}}{\partial x} + \frac{\partial B_{ry}}{\partial y} + \frac{\partial B_{rz}}{\partial z} \right) \right] d\Omega \quad (III.77)$$

$d\Omega = dx dy dz$: Élément de volume.

$\alpha_i(x, y, z)$: Fonctions de projection au nœud i.

L'intégration par partie du premier membre de l'équation (III.77), nous permet de transformer la formulation intégrale pour obtenir l'expression suivante :

$$-\iiint_{\Omega} \mu \cdot \left(\frac{\partial \alpha_i}{\partial x} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{\partial \alpha_i}{\partial y} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial y} + \frac{\partial \alpha_i}{\partial z} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) d\Omega + \iint_s \alpha_i \cdot \frac{\partial \phi}{\partial n} dS = \iiint_{\Omega} \left[\alpha_i \cdot \left(\frac{\partial B_{rx}}{\partial x} + \frac{\partial B_{ry}}{\partial y} + \frac{\partial B_{rz}}{\partial z} \right) \right] d\Omega \quad (III.78)$$

L'introduction des conditions aux limites de type Dirichlet ou Newmann homogènes, nous permet d'écrire la relation (III.78) sous la forme :

$$-\iiint_{\Omega} \mu \cdot \left(\frac{\partial \alpha_i}{\partial x} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{\partial \alpha_i}{\partial y} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial y} + \frac{\partial \alpha_i}{\partial z} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) d\Omega = \iiint_{\Omega} \left[\alpha_i \cdot \left(\frac{\partial B_{rx}}{\partial x} + \frac{\partial B_{ry}}{\partial y} + \frac{\partial B_{rz}}{\partial z} \right) \right] d\Omega \quad (III.79)$$

En discrétisant ϕ sous la forme $\phi = \sum_{j=1}^N \alpha_j(x, y, z) \cdot \phi_j$, on aboutit à :

$$\sum_{j=1}^N \left[-\iiint_{\Omega} \mu \cdot \left(\frac{\partial \alpha_i}{\partial x} \cdot \frac{\partial \alpha_j}{\partial x} + \frac{\partial \alpha_i}{\partial y} \cdot \frac{\partial \alpha_j}{\partial y} + \frac{\partial \alpha_i}{\partial z} \cdot \frac{\partial \alpha_j}{\partial z} \right) d\Omega \right] \phi_j = \iiint_{\Omega} \left[\alpha_i \cdot \left(\frac{\partial B_{rx}}{\partial x} + \frac{\partial B_{ry}}{\partial y} + \frac{\partial B_{rz}}{\partial z} \right) \right] d\Omega \quad (III.80)$$

Où :

i, j : Entiers naturels variant de 1 à N.

N : Nombre de nœuds du domaine.

$\alpha_j(x, y, z)$: Fonction de forme associée au nœud j du domaine.

ϕ_j : Inconnue au nœud j du domaine.

L'écriture condensée de (III.80) est :

$$\sum_{j=1}^N \left[-\iiint_{\Omega} \mu \cdot \vec{\nabla} \alpha_i \cdot \vec{\nabla} \alpha_j \cdot d\Omega \right] \cdot \phi_j = \iiint_{\Omega} \left[\alpha_i \cdot \left(\frac{\partial B_{rx}}{\partial x} + \frac{\partial B_{ry}}{\partial y} + \frac{\partial B_{rz}}{\partial z} \right) \right] d\Omega \quad (III.81)$$

L'écriture de la formule (III.81) pour tous les nœuds du domaine, nous conduit au système matriciel ayant la forme suivante :

$$[M][\phi] = [G] \quad (III.82)$$

Avec :

$$M_{ij} = \iiint_{\Omega} \mu \cdot \vec{\nabla} \alpha_i \cdot \vec{\nabla} \alpha_j \cdot d\Omega$$

$$G_i = \iiint_{\Omega} \left[\alpha_i \cdot \left(\frac{\partial B_{rx}}{\partial x} + \frac{\partial B_{ry}}{\partial y} + \frac{\partial B_{rz}}{\partial z} \right) \right] d\Omega$$

$[\phi]$: Vecteur des inconnues du domaine d'étude.

III.6 Modèle de couplage

Les phénomènes d'écoulement des fluides sont régis par des modèles ou des règles de la mécanique des fluides. Pour évaluer les caractéristiques pression-débit de la micropompe à vis, que nous allons présenter de manière détaillée dans le prochain chapitre, nous introduirons un modèle mathématique décrivant un écoulement des fluides dits laminaires, qui peut être couplé avec les équations électromagnétiques.

Pour ce faire, nous présenterons quelques notions fondamentales régissant un écoulement de fluide.

III.6.1 Définition

L'étude de la mécanique des fluides a commencé au 18^{ème} siècle avec les travaux d'Euler et d'Alembert. Cette discipline qui s'intéresse aux problèmes d'écoulement des fluides.

Un fluide peut être considéré comme étant formé d'un grand nombre de particules matérielles, très petites et libres de se déplacer les unes par rapport aux autres. Un fluide est donc un milieu matériel continu, déformable, sans rigidité et qui peut s'écouler. Parmi les fluides, on fait souvent la distinction entre liquides et gaz [63].

Les liquides et gaz habituellement étudiés sont isotropes, mobiles et visqueux. La propriété physique qui permet de faire la différence entre les deux est la compressibilité.

- l'isotropie assure que les propriétés sont identiques dans toutes les directions de l'espace.
- la mobilité fait qu'ils n'ont pas de forme propre et qu'ils prennent la forme du récipient qui les contient.
- la viscosité caractérise le fait que tout changement de forme d'un fluide réel s'accompagne d'une résistance.

III.6.2 Fluide compressible et incompressible

Un fluide compressible est un fluide pour lequel il faut tenir compte des variations de la masse volumique du fluide avec la pression. Par contre, un fluide incompressible est un fluide dont la masse volumique est constante, indépendante de la pression [63].

III.6.3 Débit d'un fluide

Le débit est le quotient de la quantité de fluide qui traverse une section droite de la conduite par la durée de cet écoulement.

➤ Débit-masse

Si Δm est la masse de fluide qui a traversé une section droite de la conduite pendant le temps Δt , par définition le débit-masse est :

$$q_m = \frac{\Delta m}{\Delta t} \quad [\text{Kg/s}] \quad (\text{III.83})$$

➤ **Débit-volume**

Si ΔV est le volume de fluide qui a traversé une section droite de la conduite pendant le temps Δt , par définition le débit-volume est :

$$q_v = \frac{\Delta V}{\Delta t} \quad [\text{m}^3/\text{s}] \quad (\text{III.84})$$

➤ **Relation entre q_m et q_v**

La masse volumique ρ est donnée par la relation :

$$\rho = \frac{\Delta m}{\Delta V} \quad [\text{Kg}/\text{m}^3] \quad (\text{III.85})$$

D'où:

$$q_m = \rho \cdot q_v \quad (\text{III.86})$$

III.6.4 Régimes d'écoulement : Nombre de Reynolds

Les expériences réalisées par Reynolds lors de l'écoulement d'un liquide dans une conduite cylindrique rectiligne dans laquelle arrive également un filet de liquide coloré, ont montrées l'existence de deux régimes d'écoulement : laminaire et turbulent [63].

En utilisant des fluides divers (viscosité différente), en faisant varier le débit et le diamètre de la canalisation, Reynolds a montré que le paramètre qui permettait de déterminer si l'écoulement est laminaire ou turbulent est un nombre sans dimension appelé nombre de Reynolds R_e et donnée par :

$$R_e = \frac{\rho V D}{\eta} \quad \text{où} \quad R_e = \frac{V D}{\nu} \quad (\text{III.87})$$

Avec :

ρ : Masse volumique du fluide [Kg/m^3],

ν : Viscosité cinématique $\nu = \frac{\eta}{\rho}$ [m^2/s],

η : Viscosité dynamique du fluide [$\text{Pa}\cdot\text{s}$],

D : Diamètre de la conduite [m].

Le régime laminaire est obtenu quand $R_e < 2000$. Les forces visqueuses qui sont prépondérantes. L'écoulement est turbulent pour $R_e > 2000$. Les forces de viscosité deviennent négligeables.

III.6.5 Théorème de Bernoulli

On considère un écoulement permanent d'un fluide parfait incompressible, entre les sections S_1 et S_2 , entre lesquelles il n'y a aucune machine hydraulique, (pas de pompe, ni de turbine) tel que représenter par la figure (III.3).

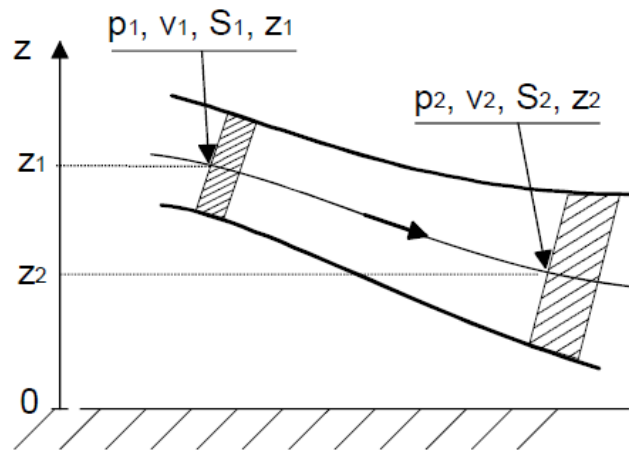


Figure III.3 : Schéma de principe d'un écoulement de fluide.

Soit m la masse et V le volume du fluide qui passe à travers la section S_1 entre les instants t et $t+\Delta t$. Pendant ce temps la même masse et le même volume de fluide passe à travers la section S_2 . Tout se passe comme si ce fluide était passé de la position (1) à la position (2). En appliquant le théorème de l'énergie cinétique à ce fluide entre les instants t et $t+\Delta t$ (la variation d'énergie cinétique est égale à la somme des travaux des forces extérieures : poids et forces pressantes), on obtient [63] :

$$\rho \frac{v^2}{2} + \rho gz + p = Cte \tag{III.88}$$

p : est la pression statique [Pa],

ρgz : est la pression de pesanteur [Pa],

$\rho \frac{V^2}{2}$: est la pression cinétique [Pa],

V : vitesse à laquelle le fluide se déplace [m/s],

ρ : masse volumique du fluide [Kg/m^3],

g : accélération de la pesanteur [m/s^2].

En divisant tous les termes de la relation (III.88) par le produit ρg , on écrit tous les termes dans la dimension d'une hauteur (pression exprimées en mètres de colonne de fluide).

$$\frac{V^2}{2g} + z + \frac{p}{\rho g} = H = Cte \quad (\text{III.89})$$

H : est la hauteur totale,

$\frac{p}{\rho g}$: est la hauteur de pression,

z : est la cote,

$\frac{V^2}{2g}$: est la hauteur cinétique.

III.6.5.1 Cas d'un écoulement (1) \rightarrow (2) sans échange de travail

Lorsque, dans un écoulement d'un fluide parfait, il n'y a aucune machine (ni pompe ni turbine) entre les points (1) et (2) d'une même ligne de courant, la relation de Bernoulli peut s'écrire sous l'une ou l'autre des formes suivantes :

$$\frac{1}{2}\rho(V_2^2 - V_1^2) + \rho g(z_2 - z_1) + (p_2 - p_1) = 0 \quad (\text{III.90})$$

Où :

$$\frac{1}{2g}(V_2^2 - V_1^2) + (z_2 - z_1) + \frac{(p_2 - p_1)}{\rho g} = 0 \quad (\text{III.91})$$

III.6.5.2 Cas d'un écoulement (1) →(2) avec échange de travail

Lorsque le fluide traverse une machine hydraulique, il échange de l'énergie avec cette machine sous forme de travail ΔW pendant une durée Δt . La puissance P échangée est $P = \frac{\Delta W}{\Delta t}$ [63].

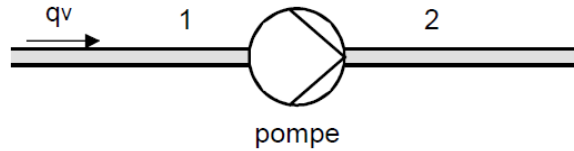


Figure III.4 : Schéma de principe d'un écoulement de fluide avec échange d'énergie.

La puissance P est donnée en [Watt], le travail W en [J] et le temps t en [s].

- $P > 0$ si l'énergie est reçue par le fluide (ex. : pompe) ;
- $P < 0$ si l'énergie est fournie par le fluide (ex. : turbine).

Si le débit-volume est q_v , la relation de Bernoulli s'écrit alors :

$$\frac{1}{2} \rho (V_2^2 - V_1^2) + \rho g (z_2 - z_1) + (p_2 - p_1) = \frac{P}{q_v} \tag{III.92}$$

III.6.6 Loi de Poiseuille

Pour un écoulement laminaire, dans une conduite cylindrique horizontale (Figure III.5), le débit volumique d'un fluide est donné par la relation (III.93) [63] :

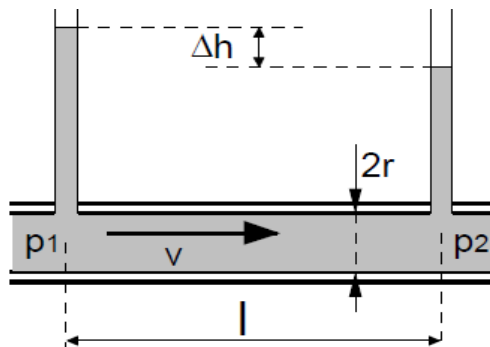


Figure III.5 : Conduite cylindrique horizontale

$$q_v = \frac{\pi r^4}{8\eta l} \cdot (p_1 - p_2) \tag{III.93}$$

q_v : Débit volumique [m³/s],

r : Rayon intérieur [m],

η : viscosité dynamique du fluide [Pa.s],

l : Longueur entre les points (1) et (2) [m],

p_1 et p_2 : Pression du fluide aux points (1) et (2) [Pa].

III.7 Notion d'énergie et de la co-énergie

L'énergie magnétique s'obtient par la connaissance de l'évolution de l'induction en fonction du champ magnétique.

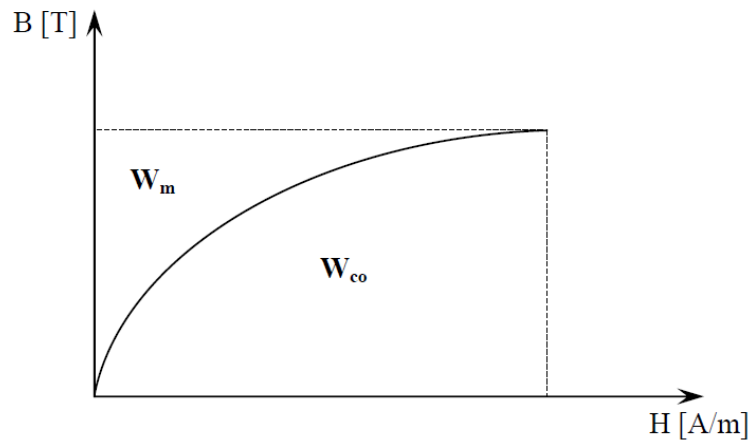


Figure III.6 : Courbe de B – H

L'énergie magnétique s'obtient en utilisant la relation intégrale suivante :

$$W_m = \int_{\Omega} \left(\int_0^B H dB \right) d\Omega \tag{III.94}$$

Ω étant le domaine d'étude considéré.

La relation donnant la co-énergie obtenue à partir de la courbe $B = f(H)$ est de la forme :

$$W_{co} = \int_{\Omega} \left(\int_0^H B dH \right) d\Omega \tag{III.95}$$

III.8 Méthodes de calcul de la force magnétique

La force d'origine électromagnétique est déterminée en utilisant l'une des méthodes suivantes :

- Le tenseur de Maxwell,
- Les travaux virtuels,
- L'énergie et la co-énergie magnétique,
- La force de Lorentz.

III.8.1 Force déduite à partir du tenseur de Maxwell

La force électromagnétique obtenue en utilisant le tenseur de Maxwell est donnée par l'expression suivante [14], [53].

$$\vec{F} = \oint_s \left[(\vec{B}_n \cdot \vec{H}_t) \vec{t} + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2\mu_0} B_n^2 - \mu_0 H_t^2 \right) \vec{n} \right] ds \quad (\text{III.96})$$

\vec{B}_n : Composante normale de l'induction magnétique,

\vec{H}_t : Composante tangentielle du champ magnétique,

\vec{n} : La normale extérieure à la surface d'intégration,

\vec{t} : Le vecteur tangent à la même surface,

s : Surface d'intégration contenant le milieu où la force doit être calculée.

III.8.2 Force déduite à partir des travaux virtuels

L'expression de la force est donnée par [53]:

$$F = \frac{\partial}{\partial x} \sum \left(\int_v \left(\int_0^H B \cdot dH \right) \cdot dv \right) \quad (\text{III.97})$$

x : est la coordonnée liée au déplacement.

La méthode des travaux virtuels a l'avantage de bien s'adapter à la méthode des éléments finis et de fournir une précision [14].

III.8.3 Force de Lorentz

La force électromagnétique de Lorentz résulte de la coexistence d'une induction magnétique, résultante d'une source d'excitation, et d'une densité de courant induite dans un milieu conducteur.

L'expression de cette force est donnée par :

$$\vec{F} = \iiint_v \vec{j} \wedge \vec{B} dv \quad (\text{III.98})$$

Le terme $\vec{j} \wedge \vec{B}$ représente la densité de force magnétique qui est souvent utilisée à la place de la force magnétique [14], [53].

III.8.4 Force déduite à partir de l'énergie magnétique totale

La force magnétique dans ce cas est obtenue en calculant la dérivée de l'énergie magnétique par rapport au déplacement en maintenant le courant constant :

$$F_m = \frac{\partial}{\partial x} \left(\int_{\Omega} \left(\int_0^B H \cdot dB \right) \cdot d\Omega \right) \quad (\text{III.99})$$

III.8.5 Force déduite à partir de la co-énergie magnétique

La dérivée de la co-énergie magnétique par rapport au déplacement, tout en maintenant le flux constant, fournit la force magnétique dont l'expression est la suivante :

$$F_m = \frac{\partial}{\partial x} \left(\int_{\Omega} \left(\int_0^H B \cdot dH \right) \cdot d\Omega \right) \quad (\text{III.100})$$

III.9 Conclusion

Dans ce chapitre, on a représenté les diverses méthodologies de modélisation des microsystèmes, en particulier, celle basée sur la méthode des éléments finis.

Par la suite, on a donné les modèles mathématiques décrivant le phénomène magnétostatique en 2D et en 3D. Pour la résolution de ces modèles, on a utilisé la formulation éléments finis en terme de potentiel vecteur magnétique pour le problème magnétostatique 2D et, la formulation en terme de potentiel scalaire totale pour le problème magnétostatique 3D.

En passant en revue quelques notions fondamentales régissant un écoulement de fluide, un modèle de couplage des équations de la mécanique des fluides avec les équations électromagnétiques a été proposé.

Chapitre IV

Applications et résultats

IV.1 Introduction

La technologie des MEMS suscite un fort intérêt dans le domaine de la microfluidique et de biochimie pour des applications en biologie et en médecine [64], [65].

Dans le secteur biomédicale, les unités de pompage fluide sont largement utilisées, soit au laboratoire pour les analyses automatisées des fluides biologiques, soit dans le traitement médicale pour la circulation extracorporelle (dialyse, contournement en chirurgie). Cependant, la circulation intracorporelle comme pour les dispositifs d'assistance cardiaque, les unités de pompage n'ont pas encore atteint la taille requise pour en assurer une utilisation répandue [66], [67], [68].

Dans ce qui suit, nous nous proposons d'étudier un dispositif représentant une micropompe utilisée dans la circulation extracorporelle des fluides biologiques, notamment dans le contournement en chirurgie.

IV.2 Présentation de la micropompe à vis

La micropompe se compose d'une vis simple qui tourne à l'intérieur d'un barrel à tolérance serrées. La vis est tournée par l'effet du couplage magnétique engendré par les aimants permanents du microactionneur. La rotation de la vis déplace le fluide en avant dans le canal. Et augmente sa pression hydrostatique [67], [19].

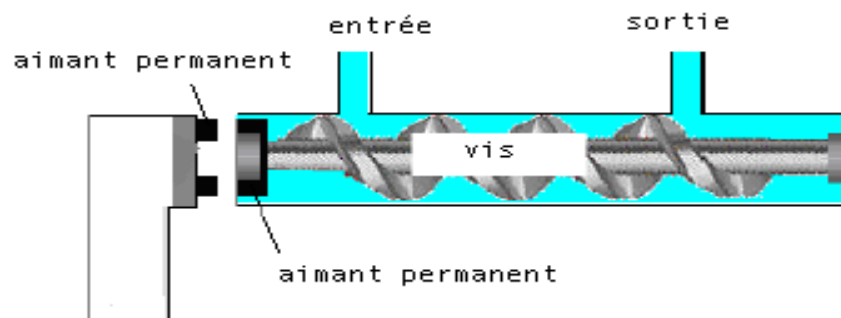


Figure IV.1 : Micro pompe à vis magnétique

Le microactionneur magnétique considéré est un actionneur à aimants permanents à flux axial. Il est constitué de deux culasses, séparées par un entrefer, ayant chacune P paires de pôles magnétiques à aimants permanents. Ces pôles sont disposés de manière à avoir un couplage magnétique, transmettant ainsi de la puissance à la micropompe à vis [3].

IV.3 Applications et résultats

Notre travail consiste à faire une modélisation bidimensionnelle (2D) et tridimensionnelle (3D) d'un microactionneur à aimants permanents sous l'environnement Comsol Multiphysics.

Etant donné que ce microsystème intervient dans des applications d'écoulement de fluides biologiques, nous évaluons les caractéristiques pression – débit de la micropompe à vis pour différentes vitesses de rotation et, pour différentes valeurs de l'aimantation. Par la suite nous faisons une étude comparative de la caractéristique densité d'énergie magnétique transmise à la micropompe - débit volumique en cas de 2D et en cas de 3D.

IV.3.1 Etude bidimensionnelle 2D

Dans cette étude, nous allons considérer deux applications, la première concerne une modélisation du microactionneur pour différentes valeurs de l'aimantation avec des culasses à matériaux paramagnétiques. La deuxième concerne une modélisation du microactionneur avec des culasses à matériaux ferromagnétiques, et dans ce cas, nous allons étudier l'influence de la densité d'énergie magnétique transmise à la micropompe sur le débit volumique, en considérant la variation de certains paramètres tel que, la vitesse de rotation et l'aimantation.

IV.3.1.1 Les caractéristiques physiques et géométriques de l'actionneur

L'actionneur à étudier est un actionneur à aimants permanents à deux paires de pôles, il est tel que représenté par la figure (IV.2).

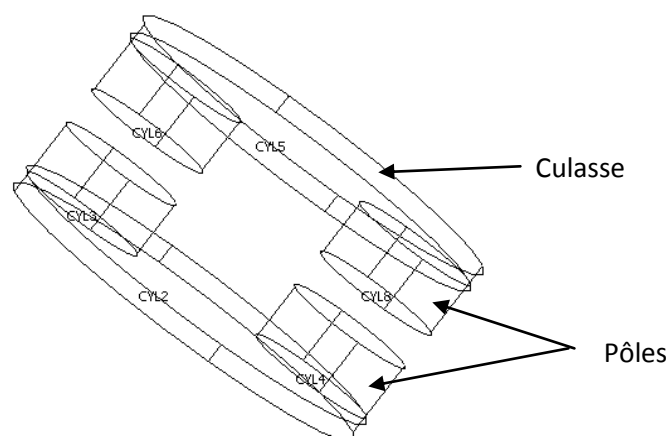


Figure IV.2 : Microactionneur à aimants permanents

- Les culasses sont:
 - à base de matériaux paramagnétiques ($\mu_r = 1$) pour la première application,
 - à base de l'acier ($\mu_r = 2000$) pour la deuxième application,
 - de diamètre $d=40\text{mm}$,
 - et de hauteur $h= 2\text{mm}$.
- Les aimants permanents sont:
 - de type FeNdB ($M = 4.3 \times 10^5$ [A/m]) pour la deuxième application,
 - de diamètre $d= 13\text{mm}$,
 - et de hauteur $h=6\text{mm}$.
- L'entrefer $L = 4$ [mm].

IV.3.1.2 Domaine d'étude et conditions aux limites

Le modèle géométrique du système à étudié, ainsi que les conditions aux limites de type Dirichlet appliquées sur le domaine d'étude sont représentés par la figure (IV.3).

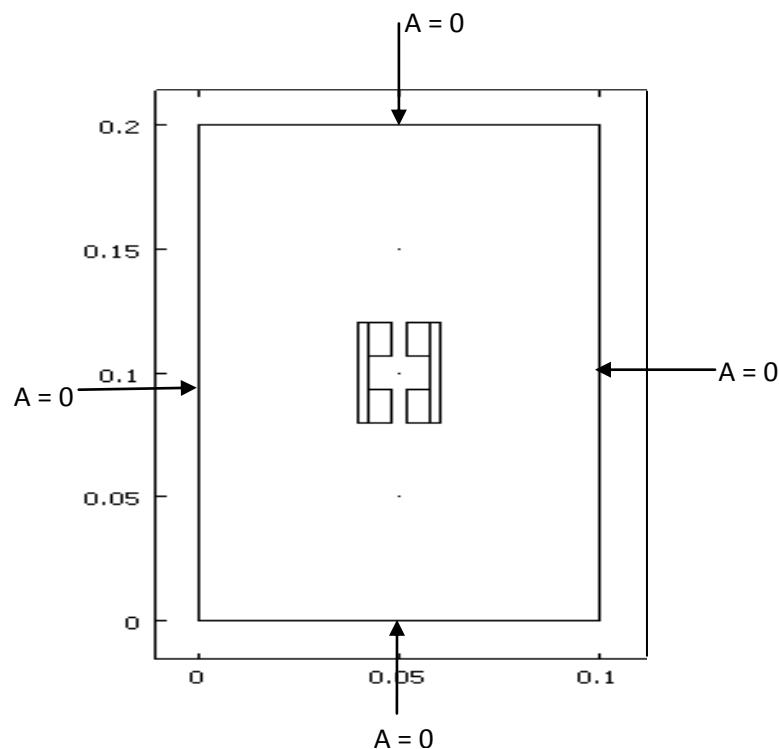


Figure IV.3 : Domaine de résolution et conditions aux limites

IV.3.1.3 Maillage du domaine d'étude

Le maillage effectué pour ce système comporte 19040 éléments et 38265 nœuds, il est représenté par la figure (IV.4).

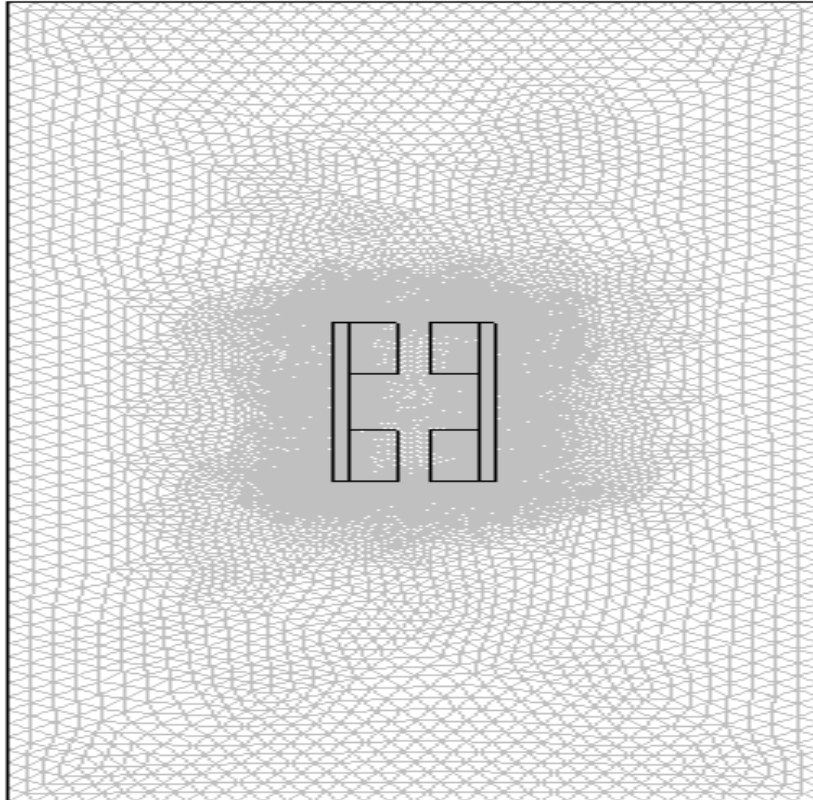


Figure IV.4 : Maillage du domaine

IV.3.1.4 Résultats de la première application

Pour une aimantation $M = 43 \cdot 10^4$ [A/m], on a représenté les répartitions de l'induction magnétique B et du potentiel vecteur magnétique A . Les figures (IV.5) et (IV.6) illustrent ces résultats.

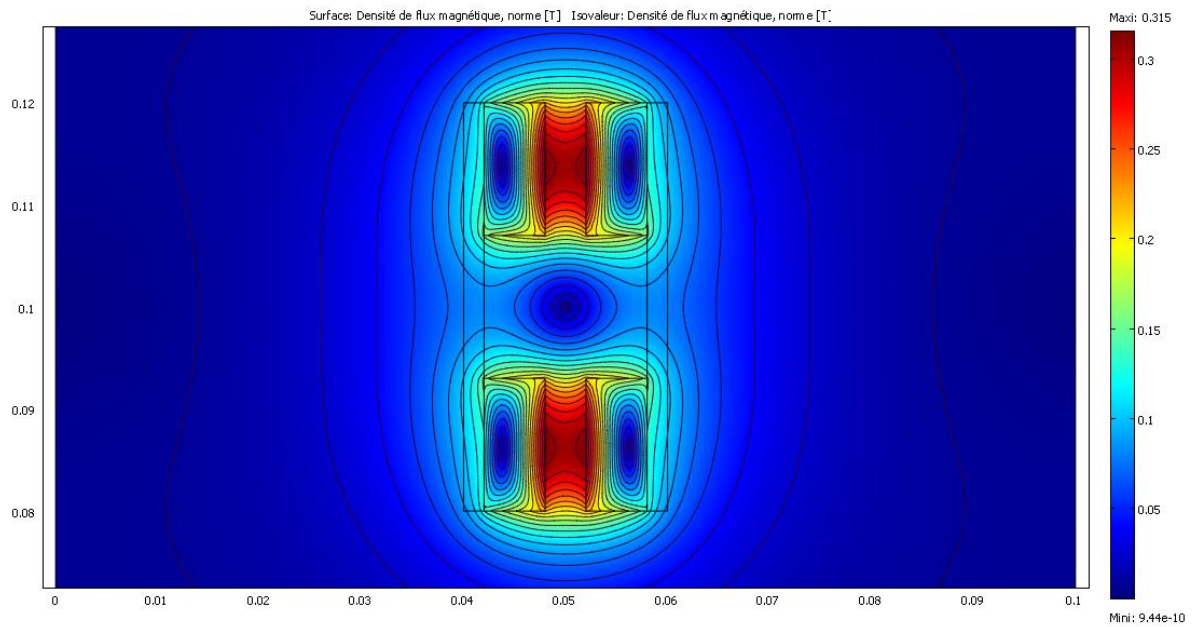


Figure IV.5: Répartition de l'induction magnétique B , pour $M = 43 \cdot 10^4$ [A/m]

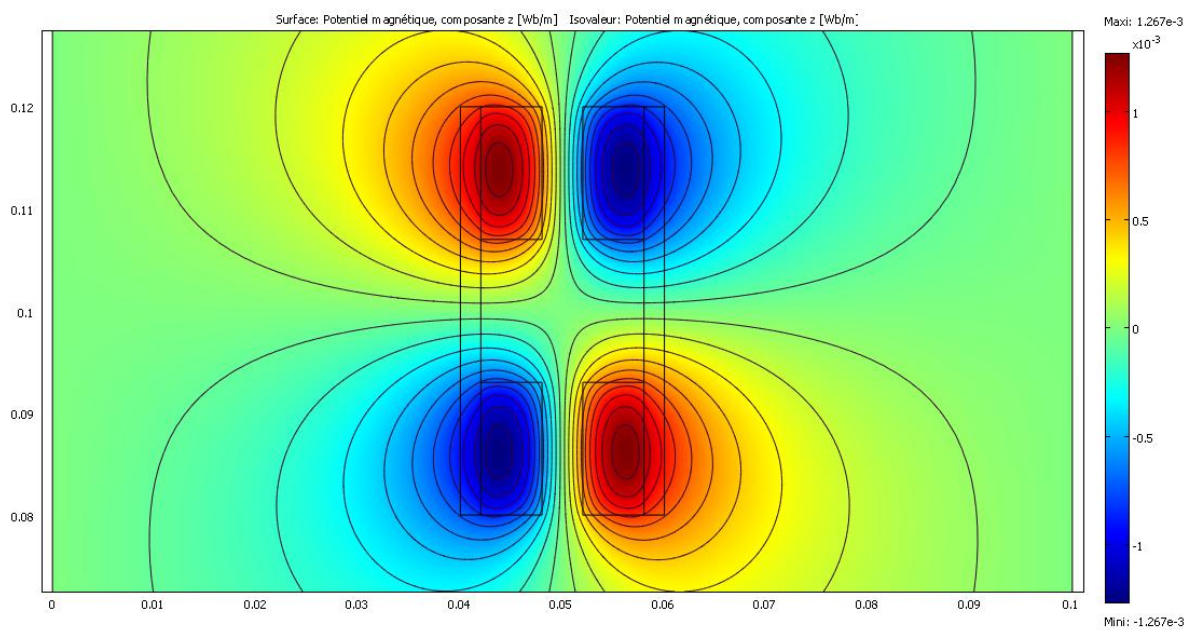


Figure IV.6 : Répartition du potentiel vecteur magnétique A , pour $M = 43 \cdot 10^4$ [A/m]

Les figures (IV.7) et (IV.8) représentent respectivement, la répartition de l'induction magnétique et du potentiel vecteur magnétique pour une aimantation $M = 68,12 \cdot 10^4$ [A/m].

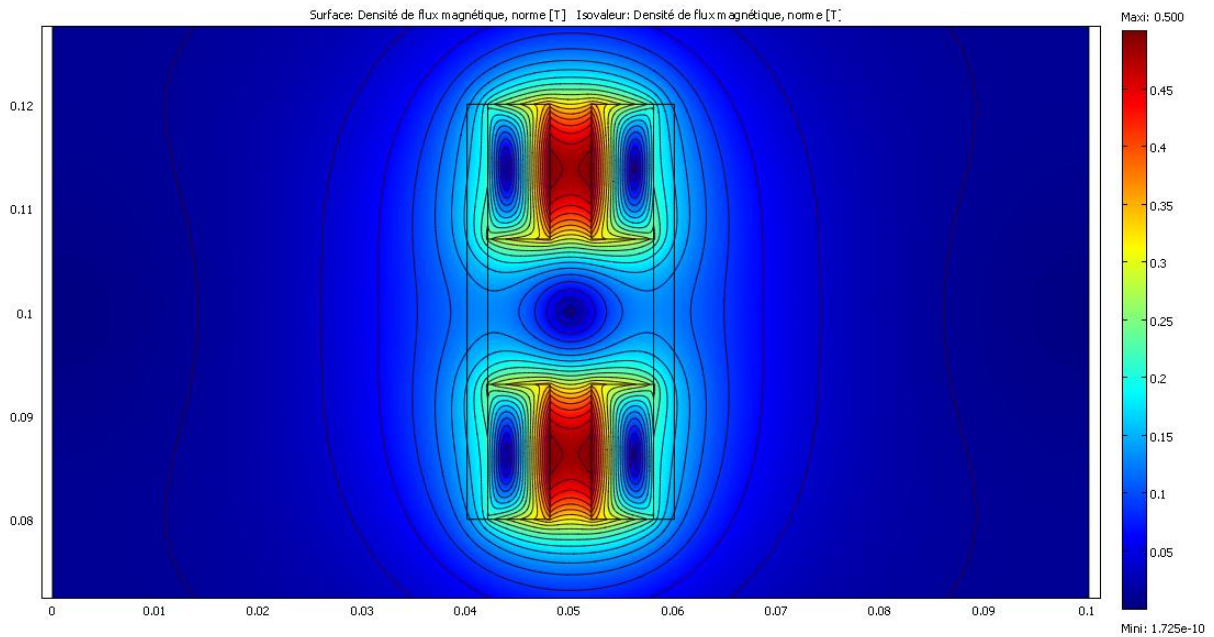


Figure IV.7 : Répartition de l'induction magnétique B , pour $M = 68,12 \cdot 10^4$ A/m

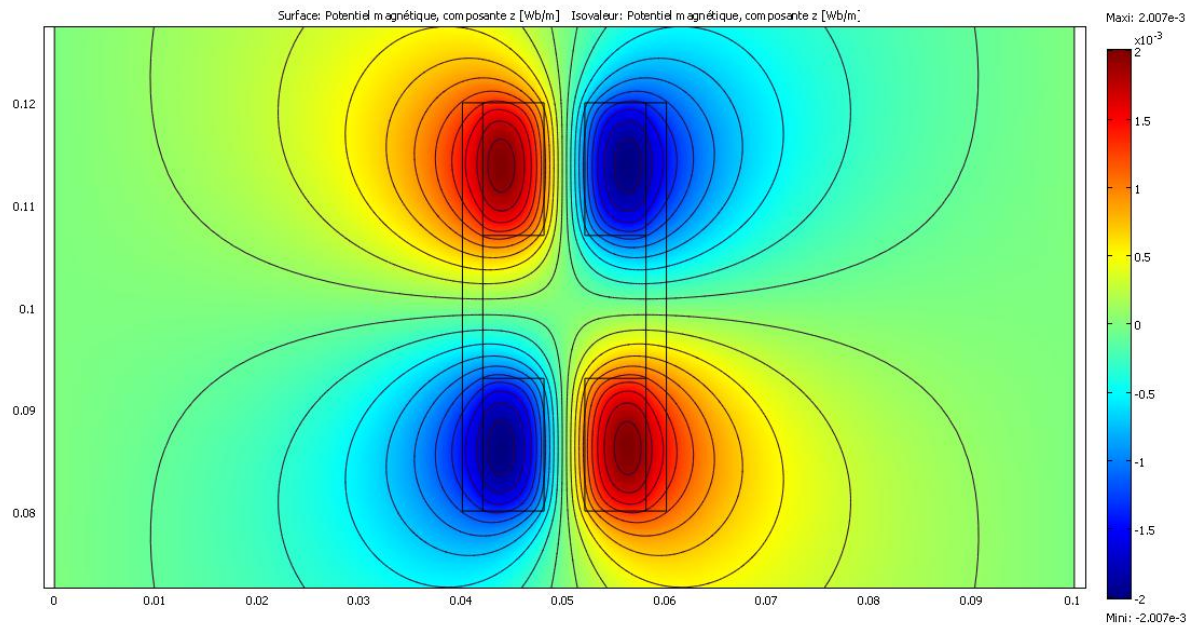


Figure IV.8 : Répartition du potentiel vecteur magnétique A , pour $M = 68,12 \cdot 10^4$ [A/m]

Les répartitions de l'induction magnétique et du potentiel vecteur magnétique pour une valeur de l'aimantation $M = 9,52 \cdot 10^5$ [A/m] sont données respectivement, par les figures (IV.9) et (IV.10).

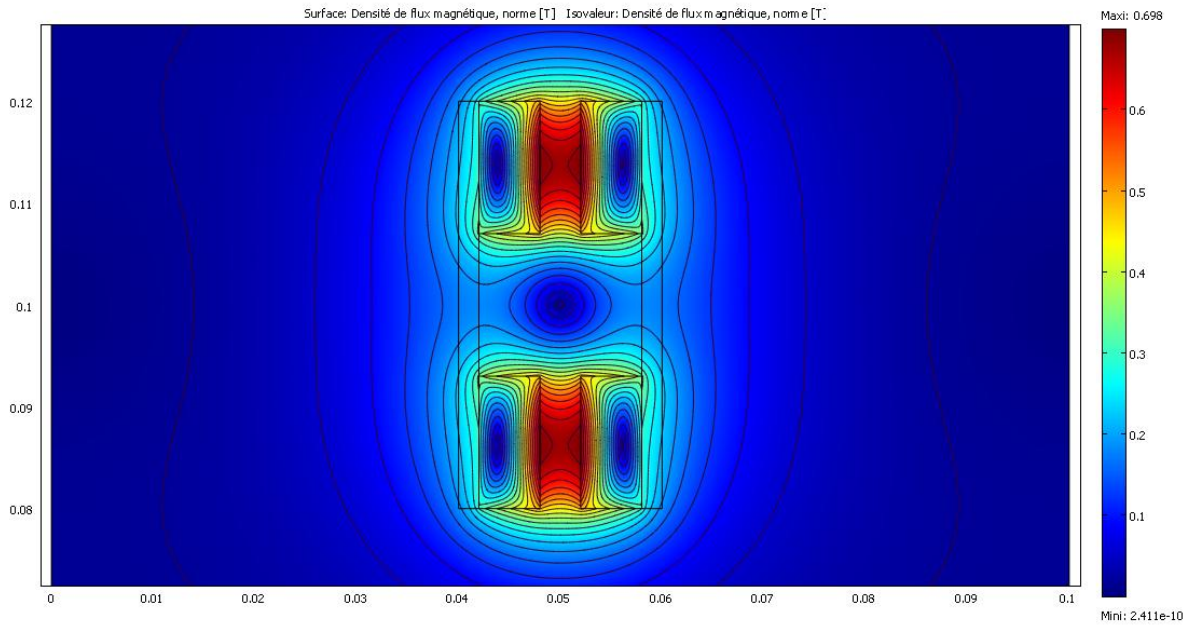


Figure IV.9 : Répartition de l'induction magnétique B , pour $M = 9,52 \cdot 10^5$ [A/m]

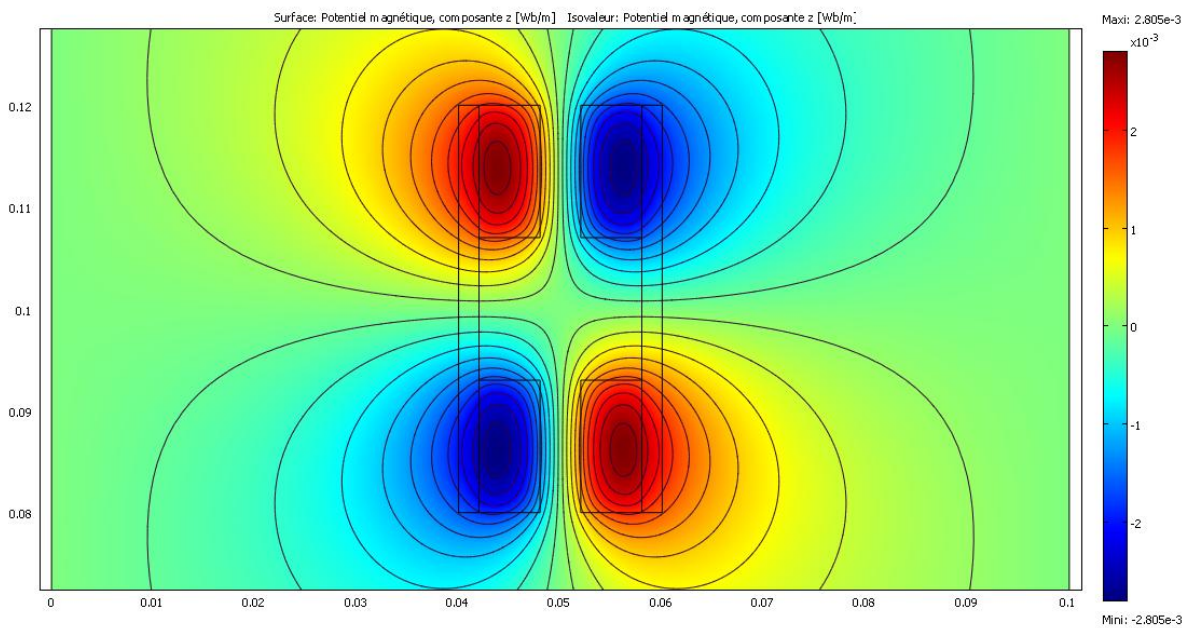


Figure IV.10: Répartition du potentiel vecteur magnétique A , pour $M = 9,52 \cdot 10^5$ [A/m]

D'après l'analyse des résultats donnés par les figures (IV.5), (IV.7) et (IV.9), on remarque que, l'induction magnétique est maximum dans la région où deux aimants à polarités opposées sont en face et, représente une même répartition pour chaque valeur de l'aimantation, mais, la différence apparaît dans l'ordre de grandeur. En effet, pour chaque augmentation de l'aimantation, on obtient des valeurs meilleures de l'induction magnétique.

Pour le potentiel vecteur magnétique illustré par les figures (IV.6), (IV.8) et (IV.10), on remarque qu'il est maximum dans les pôles du microactionneur et, il représente une même répartition dans chaque cas de figure avec un ordre de grandeur plus grand pour chaque augmentation de l'aimantation.

La confrontation des allures de l'induction magnétique dans l'entrefer pour différentes valeurs de l'aimantation sont représentées dans La figure (IV.11).

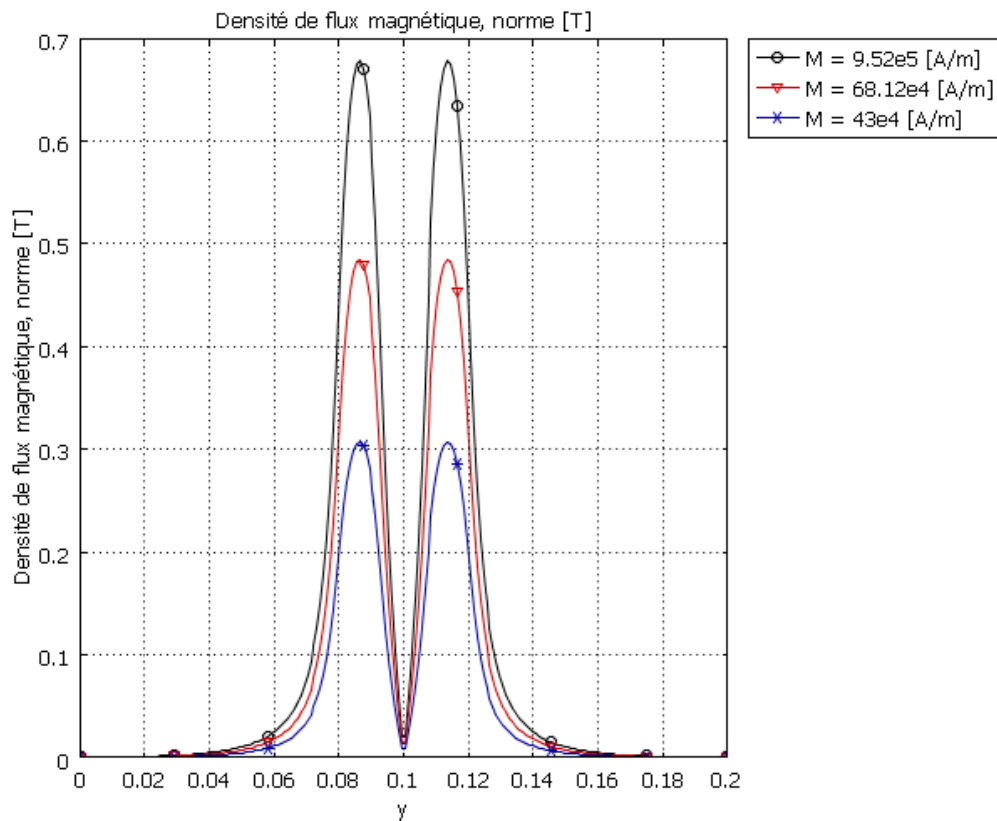


Figure IV.11: Variation de l'induction magnétique B dans l'entrefer, pour différentes valeurs de l'aimantation

D'après les résultats représentés par la figure (IV.11), on remarque que, pour chaque valeur de l'aimantation, l'allure de l'induction magnétique représente deux maximums qui correspondent aux deux paires de pôles du microactionneur. Ces maximums évoluent avec l'augmentation de l'aimantation.

La variation du potentiel vecteur magnétique suivant l'axe coupant les deux pôles portés par l'une des culasses du microactionneur, est illustrée par la figure (IV.12) pour différentes valeurs de l'aimantation.

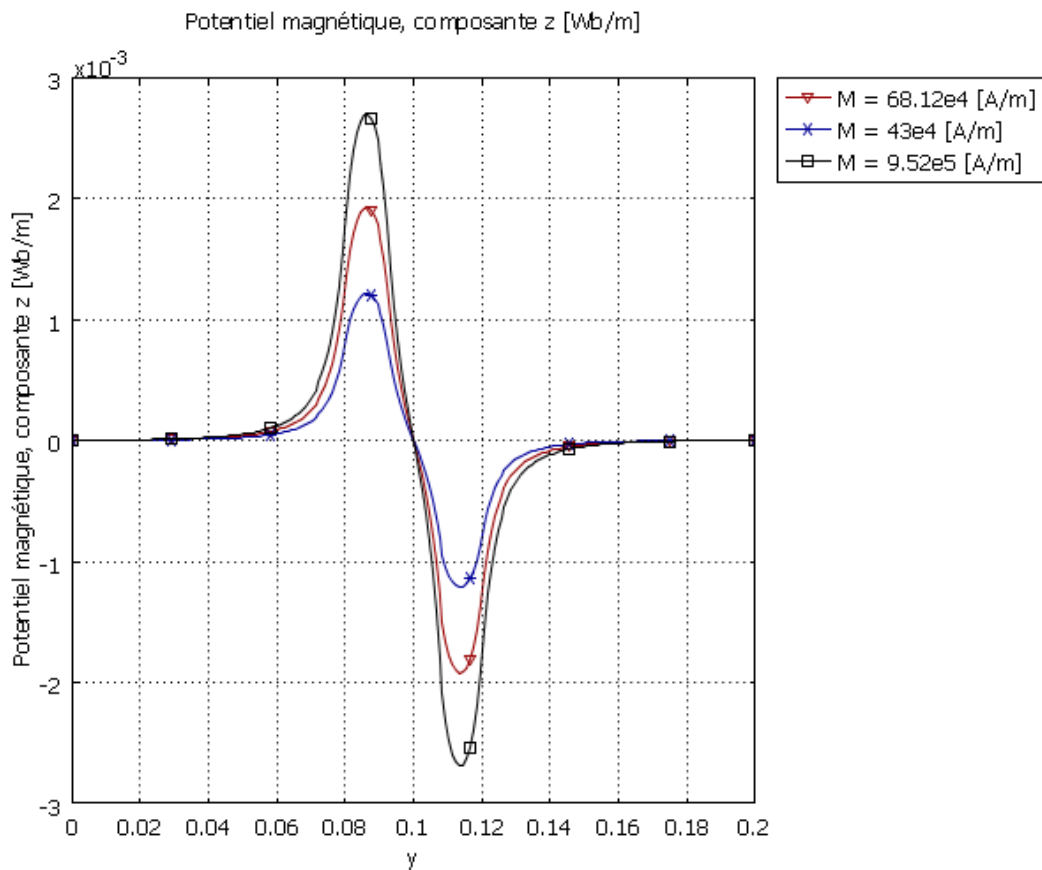


Figure IV.12 : Variation du potentiel vecteur magnétique A , pour différentes valeurs de l'aimantation

D'après la figure (IV.12), on remarque que, pour chaque valeur de l'aimantation, l'allure du potentiel vecteur magnétique représente un maximum et un minimum qui correspondent respectivement, aux pôles nord et sud du microactionneur. Ce maximum et ce minimum augmentent avec l'augmentation de l'aimantation.

IV.3.1.5 Caractéristique de la micropompe

Comme ce microsystème intervient dans des applications d'écoulement de fluides biologiques, nous évaluons la caractéristique pression – débit de la micropompe à vis pour différentes vitesses de rotation. Pour ce faire, on utilise l'équation de Bernoulli avec échange d'énergie donnée par l'expression (IV.1) et, la formule de Poiseuille donnée par l'expression (IV.2).

$$\frac{1}{2}\rho(v_2^2 - v_1^2) + \rho g(Z_2 - Z_1) + (P_2 - P_1) = w_a \quad (\text{IV.1})$$

$$q_v = \frac{\pi r^4}{8\eta L} (P_1 - P_2) \quad (\text{IV.2})$$

Avec :

w_a : Densité de l'énergie magnétique [J /m³],

ρ : La masse volumique du fluide [Kg/m³],

$v_{1,2}$: Vitesse à laquelle le fluide se déplace [m/s],

g : accélération de la pesanteur [m/s²],

$Z_{1,2}$: La hauteur à laquelle se situe le fluide [m],

$P_{1,2}$: Pression aux points 1 et 2 [Pa],

r : Rayon de la conduite [m],

η : Viscosité dynamique du fluide [Pa.s],

L : Longueur de la conduite entre 1 et 2 [m].

Pour différentes vitesses de rotation, on a représenté par la figure (IV.13) la caractéristique différence de pression – débit de la micropompe.

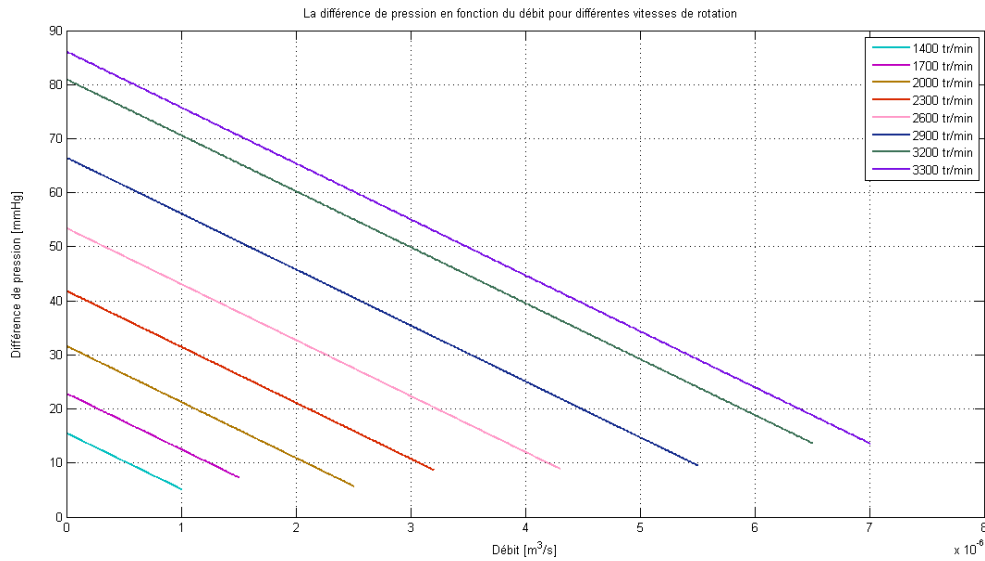


Figure IV.13 : La différence de pression en fonction du débit pour différentes vitesses de rotation

D’après la caractéristique donnée par la figure (IV.13), on remarque que, le débit volumique diminue avec l’augmentation de la différence de pression et que, sa plage de variation augmente avec l’augmentation de la vitesse de rotation.

La proportionnalité du débit volumique avec la vitesse de rotation est illustrée dans la figure (IV.14).

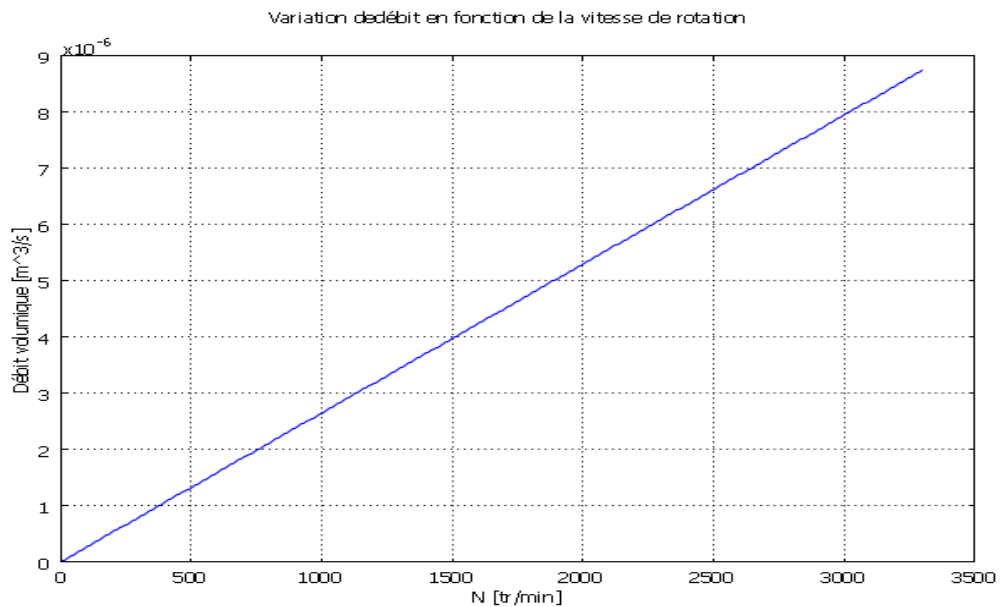


Figure IV.14 : La variation de débit volumique en fonction de la vitesse de rotation du moteur

IV.3.1.6 Résultats de la deuxième application

Dans cette application, nous considérons les culasses à base d'acier ayant une perméabilité relative $\mu_r = 2000$. En se servant de la formule (IV.3) et, en considérant la variation de certains paramètres tels que, la vitesse de rotation et l'aimantation, nous allons tracer la caractéristique densité d'énergie magnétique – débit volumique de la micropompe à vis.

$$w_a = \frac{P_m}{q_v} \quad (IV.3)$$

Avec :

w_a : Densité de l'énergie magnétique [J/m^3],

P_m : Puissance mécanique transmise à la pompe [Watt],

q_v : Débit volumique [m^3/s].

La figure (IV.15) représente la variation de débit volumique en fonction de la densité d'énergie magnétique pour différentes valeurs de l'aimantation.

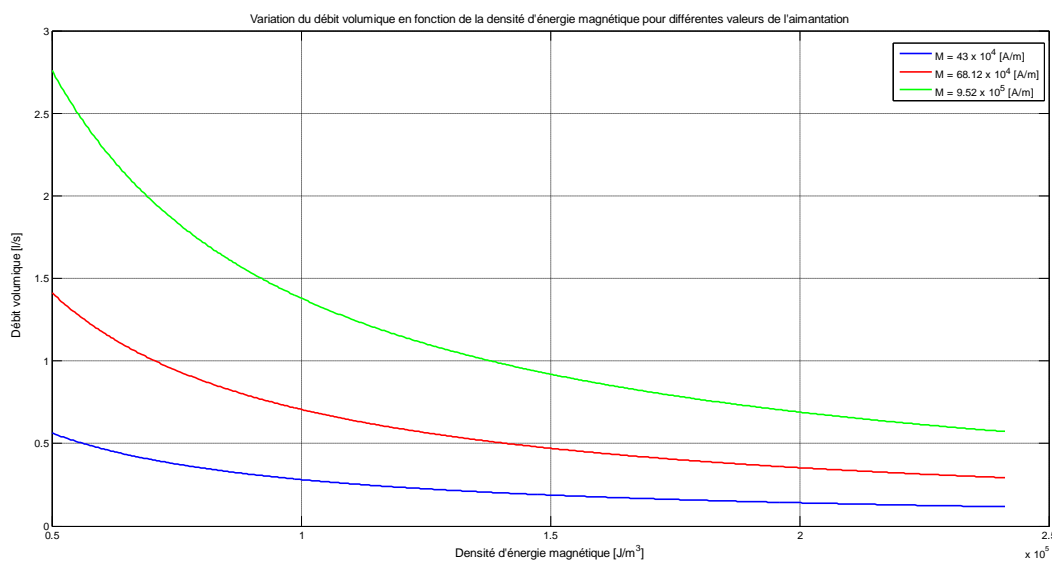


Figure IV.15 : Variation du débit volumique en fonction de la densité d'énergie magnétique pour différentes valeurs de l'aimantation

D'après la figure (IV.15), on constate que, le débit volumique de la micropompe est inversement proportionnel à la densité d'énergie magnétique du microactionneur et que, la plage de variation du débit volumique augmente avec l'augmentation de l'aimantation des aimants permanents du microactionneur.

Pour différentes vitesses de rotation du microactionneur, la caractéristique débit volumique – densité d'énergie magnétique ait l'allure représenté par la figure (IV.16).

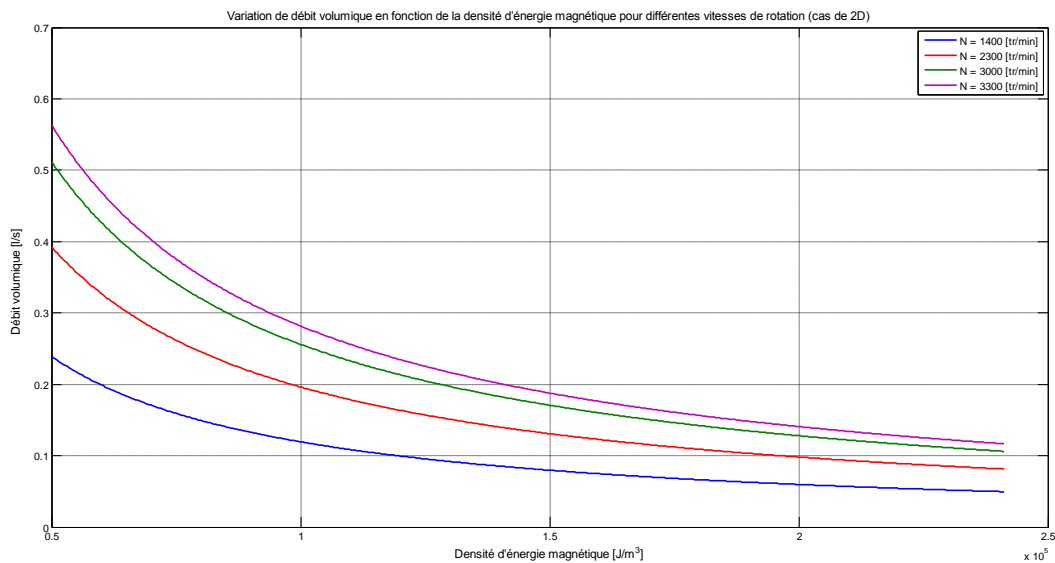


Figure IV.16 : Variation du débit volumique en fonction de la densité d'énergie magnétique pour différentes vitesses de rotation (Cas 2D).

Selon les résultats représentés sur la figure (IV.16), on constate que, le débit volumique diminue avec l'augmentation de la densité d'énergie magnétique et, augmente avec l'augmentation de la vitesse de rotation.

IV.3.2 Etude tridimensionnelle 3D

Les modèles 3D ne sont utilisés qu'en cas de réelle nécessité car ils restent extrêmement lourds à mettre en œuvre. Néanmoins, certaines études ont toujours le besoin de recourir aux géométries tridimensionnelles [69], [70].

En pratique, on s'oriente donc toujours dans un premier temps vers une simulation 2D. On recourt ensuite aux simulations 3D soit parce que, spécifiquement dans le cas étudié, les mesures ne concordent pas avec les résultats 2D, soit pour étudier ou déduire des caractéristiques et des performances qui ne peuvent être mises en évidence que dans un modèle tridimensionnel [70], [71].

La modélisation tridimensionnelle du microactionneur à aimants permanents, qui fait l'objet de cette partie, s'effectue en se basant sur l'équation aux dérivées partielles exprimée en terme du potentiel scalaire magnétique, en hypothèse magnétostatique tridimensionnelle 3D. Par la suite,

nous allons évaluer la caractéristique pression – débit de la micropompe à vis pour différentes vitesses de rotation, ainsi que, les caractéristiques du microactionneur telles que le couple et l'énergie magnétique pour différentes position de son rotor.

IV.3.2.1 Les caractéristiques physiques et géométriques de l'actionneur

Les caractéristiques physiques et géométriques du microactionneur sont les mêmes que celles données dans la deuxième application de l'étude bidimensionnelle.

IV.3.2.2 Domaine d'étude et conditions aux limites

Le domaine d'étude du système à étudié est représenté sur la figure (IV.17). Les conditions aux limites de type Dirichlet sont appliquées sur les limites du domaine d'étude.

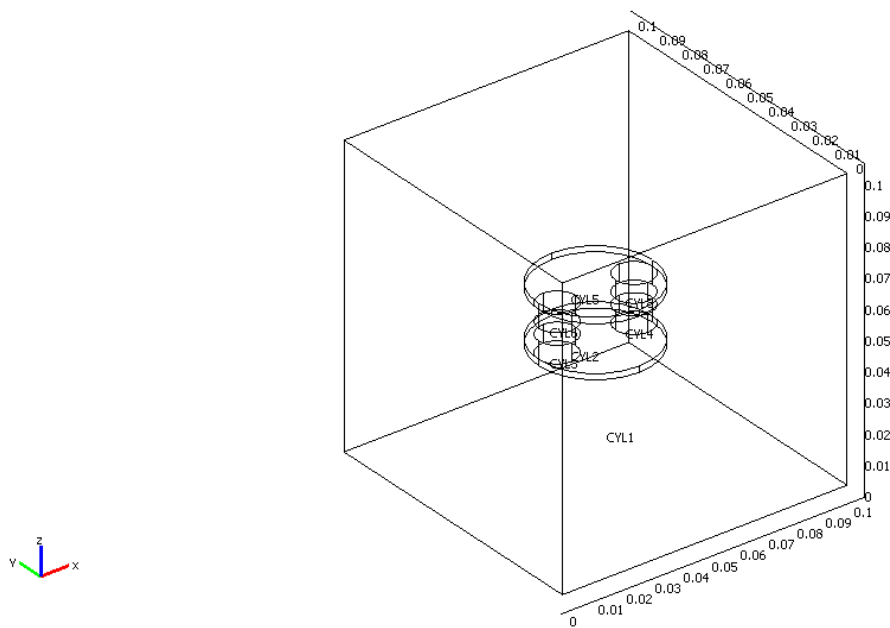


Figure IV.17 : Domaine de résolution

IV.3.2.3 Maillage du domaine d'étude

Le maillage 3D du domaine représenté sur la figure (IV.18) est réalisé à l'aide de l'élément tétraédrique linéaire. Il comporte 45236 éléments et 63720 nœuds.

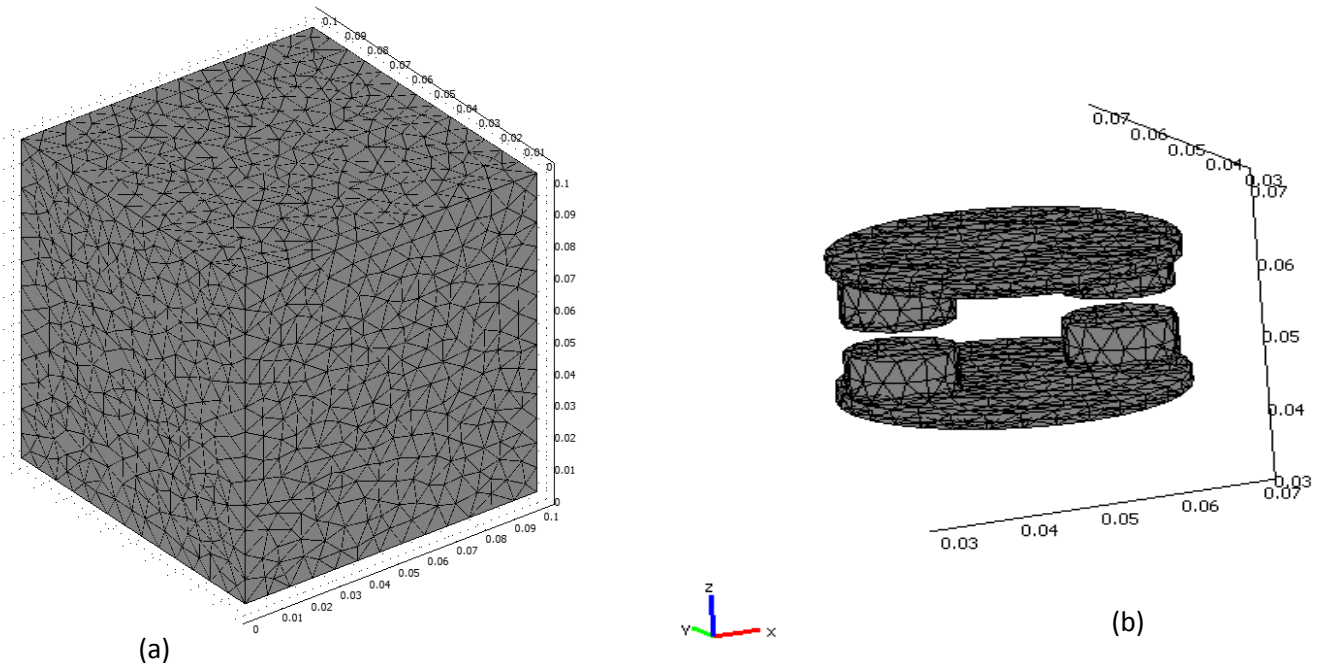


Figure IV.18 : Maillage éléments finis 3D : (a) du domaine, (b) du microactionneur

IV.3.2.4 Résultats et interprétation

Les figures (IV.19) et (IV.20) représentent respectivement, la répartition du potentiel scalaire magnétique et celle de l'induction magnétique.

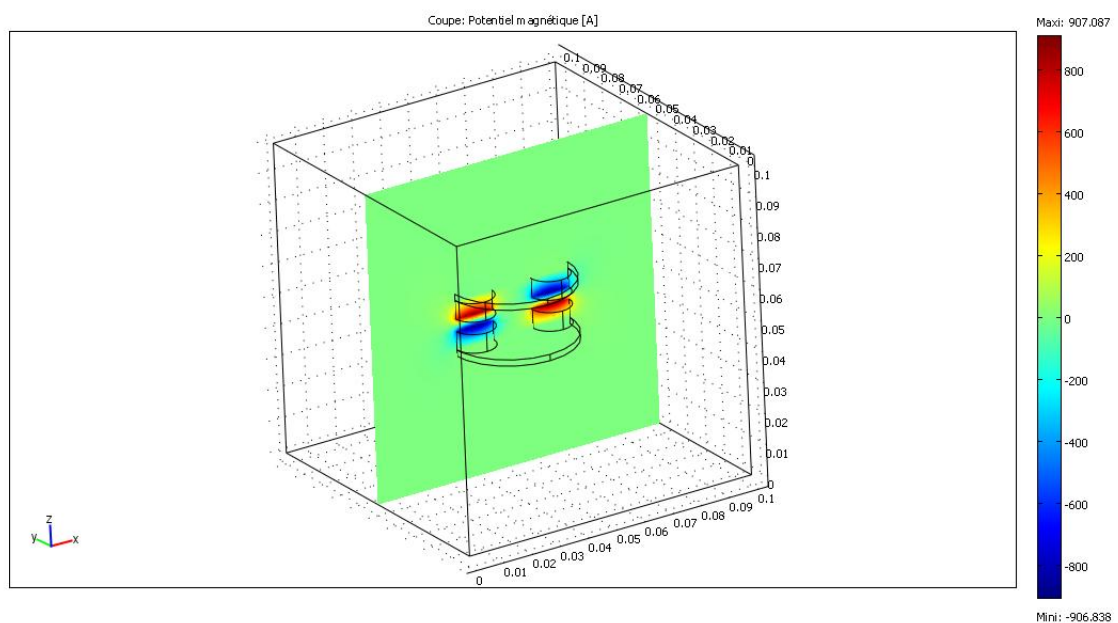


Figure IV.19 : La répartition du potentiel scalaire magnétique ($y=50\text{mm}$)

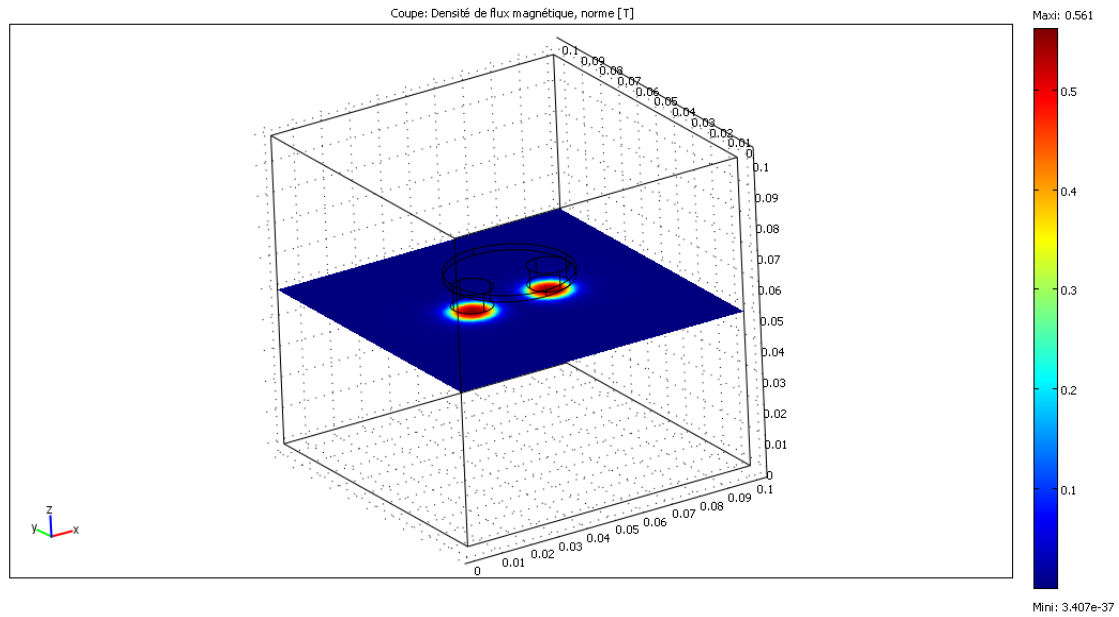


Figure IV.20 : La répartition de l'induction magnétique

Dans la figure (IV.19), on remarque les deux paires de pôles du microactionneur où le potentiel scalaire magnétique atteint sa valeur maximale et sa valeur minimale, correspondant ainsi, aux pôles nord et sud des aimants permanents constituant le microactionneur.

Dans la figure (IV.20), nous constatons que, l'induction magnétique est maximale dans les régions de l'entrefer coïncidant avec les couplages magnétiques des aimants permanents, de polarités opposées, portés par chacune des armatures du microactionneur. Ce qui engendre une interaction entre chaque deux aimants permanents situés l'un en face de l'autre.

Les répartitions de l'induction magnétique et du potentiel scalaire magnétique sont représentées par les figures (IV.21) et (IV.22) respectivement.

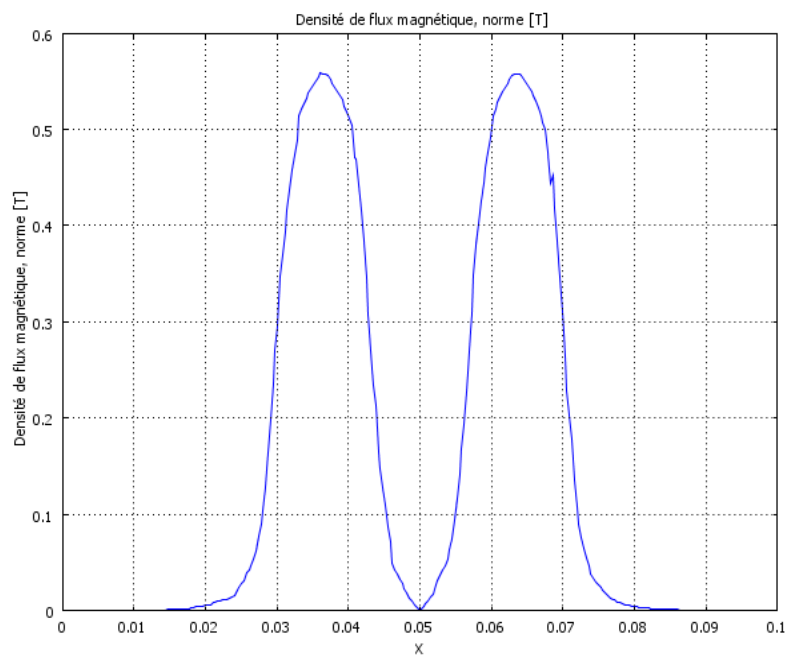


Figure IV.21 : Allure de l'induction magnétique dans l'entrefer du microactionneur ($y=50\text{mm}$, $z=50\text{mm}$).

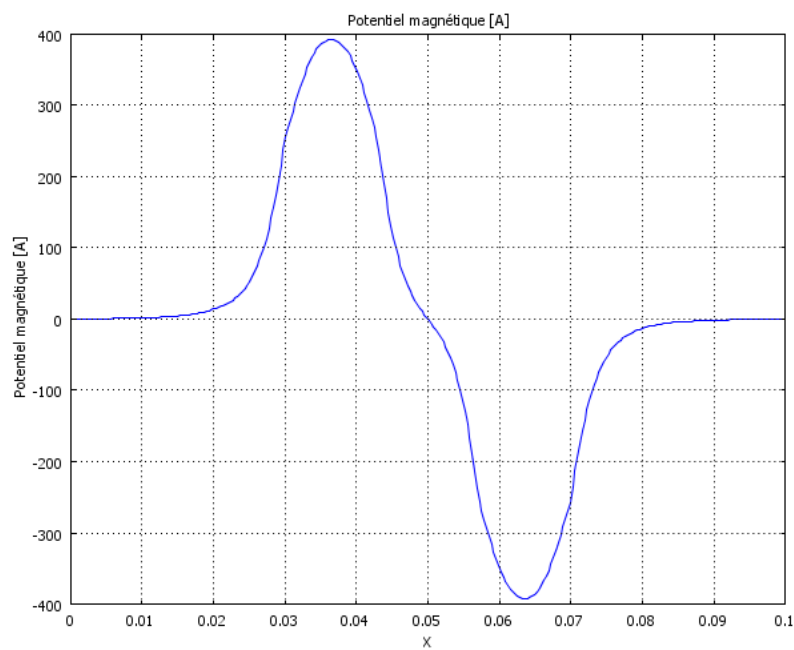


Figure IV.22 : Allure du potentiel scalaire magnétique pour ($y=50\text{mm}$, $z=45\text{mm}$).

D'après l'allure de l'induction magnétique présentée par la figure (IV.21), on remarque que cette induction magnétique présente deux maximums correspondant aux régions de l'entrefer où deux aimants permanents, de polarité opposée, portés par chacune des armatures du microactionneur seront en face.

Pour l'allure du potentiel scalaire magnétique représentée par la figure (IV.22), on remarque, une alternance positive qui correspond à une certaine polarité d'un aimant permanent et, une alternance négative qui correspond à la polarité opposée de l'autre aimant permanent.

IV.3.2.5 Caractéristique de la micropompe

En se servant de la puissance mécanique transmise à la micropompe par le microactionneur, ainsi que, la formule liant cette puissance avec le débit volumique (formule IV.4), on pourra tracer la caractéristique densité d'énergie magnétique – débit volumique pour différentes vitesses de rotation. Les résultats obtenus sont représentés par la figure (IV.23).

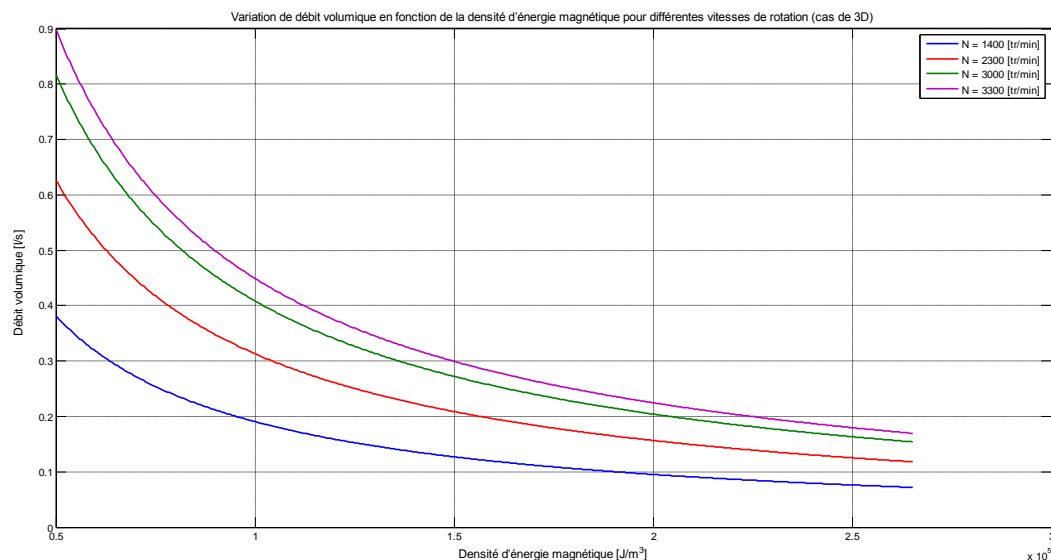


Figure IV.23 : Variation du débit volumique en fonction de la densité d'énergie magnétique pour différentes vitesse de rotation (Cas 3D)

D'après la figure (IV.23), on constate que, le débit volumique est inversement proportionnel à la densité d'énergie magnétique et, pour chaque augmentation de la vitesse de rotation, on remarque une augmentation de la plage de variation du débit volumique.

IV.3.3 Etude comparative

Dans cette étude, on fait une comparaison de la caractéristique de la pompe obtenue dans la modélisation tridimensionnelle avec celle obtenue dans la modélisation bidimensionnelle, Et cela ce fait pour les différentes vitesses de rotation du microactionneur.

Les figures (IV.24), (IV.25), (IV.26) et (IV.27) représentent La variation du débit volumique en fonction de la densité d'énergie magnétique pour les vitesses 1400 [tr/min], 2300 [tr/min], 3000 [tr/min] et 3300 [tr/min] respectivement.

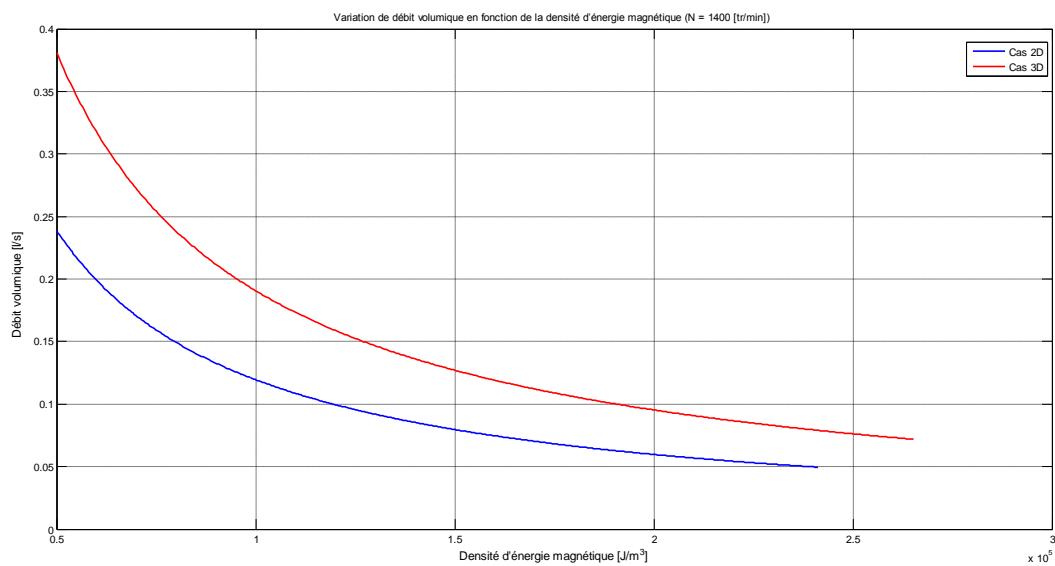


Figure IV.24 : Variation du débit volumique en fonction de la densité d'énergie magnétique pour $N = 1400$ [tr/min]

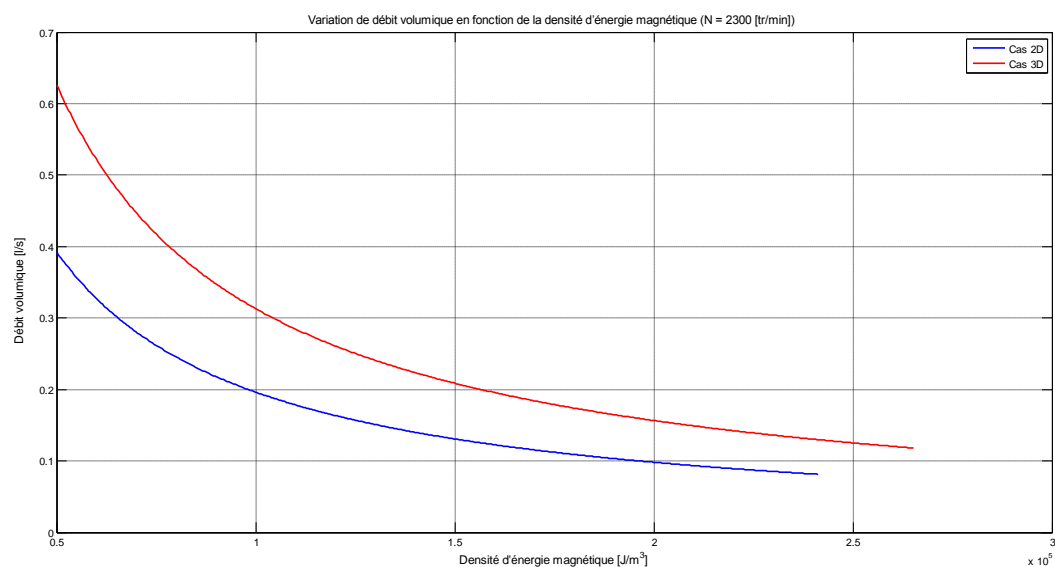


Figure IV.25 : Variation du débit volumique en fonction de la densité d'énergie magnétique pour $N = 2300$ [tr/min]

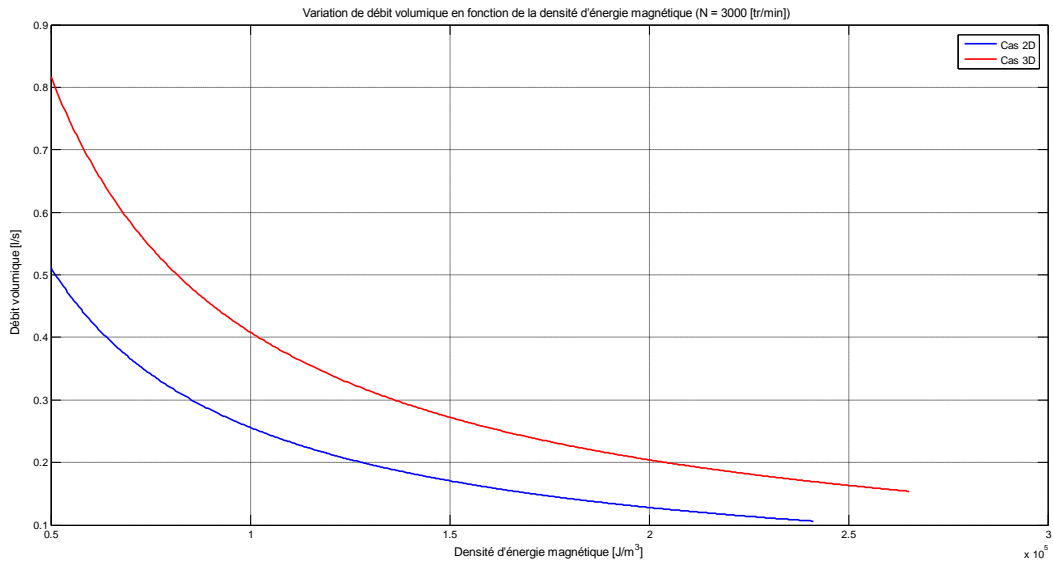


Figure IV.26 : Variation du débit volumique en fonction de la densité d'énergie magnétique pour $N = 3000$ [tr/min]

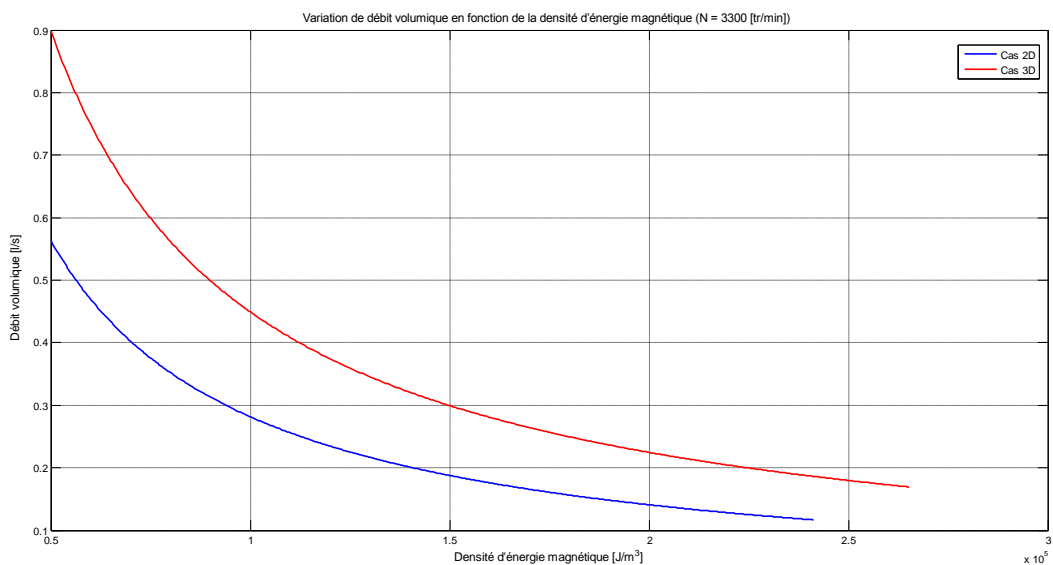


Figure IV.27 : Variation du débit volumique en fonction de la densité d'énergie magnétique pour $N = 3300$ [tr/min]

L'analyse comparative des résultats donnés par les figures (IV.24), (IV.25), (IV.26) et (IV.27), nous permet de constater que, le débit volumique obtenu dans l'étude tridimensionnel est meilleur que celui obtenu dans l'étude bidimensionnel. Et que les valeurs de l'écart moyen entre ces débits est de l'ordre de 37,32 % pour chaque vitesse de rotation.

IV.3.4 Modélisation du microactionneur en déplacement

Dans cette application, on a fait déplacer l'une des culasses portant les deux aimants d'une valeur initiale $\theta_i = 0^\circ$ à une valeur finale $\theta_f = 540^\circ$ degré avec un pas de $\Delta\theta = 20^\circ$.

Pour chaque pas de déplacement et, pour des points maximums de l'induction magnétique et du potentiel scalaire magnétique, on a étudié l'évolution de ces deux paramètres en fonction de déplacement angulaire du microactionneur. Par la suite, on a évalué l'énergie magnétique et le couple en fonction de déplacement angulaire du microactionneur.

L'allure de l'induction magnétique en fonction de déplacement angulaire est illustrée par la figure (IV.28).

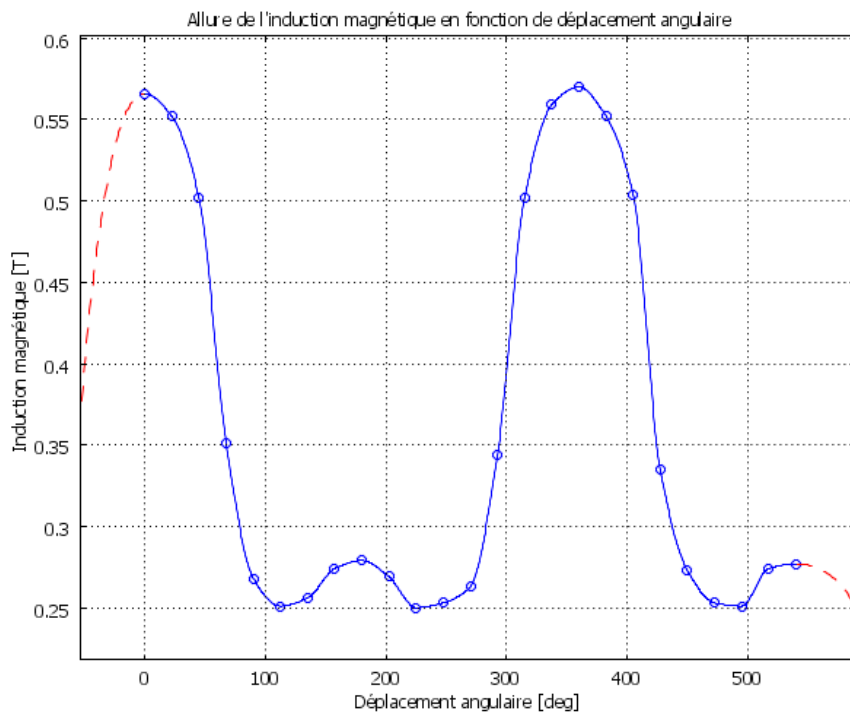


Figure IV.28 : Allure de l'induction magnétique d'un point maximum en fonction de déplacement angulaire

D'après la figure (IV.28), on remarque que, l'allure de l'induction magnétique présente deux pics d'amplitudes différentes. Le grand pic correspond à la position où deux aimants permanents de polarités opposées s'affrontent, par contre, le petit pic correspond à la position où les deux aimants permanents de la même polarité seront en face.

La figure (IV.29) représente l'allure du potentiel scalaire magnétique en fonction de déplacement angulaire du microactionneur.

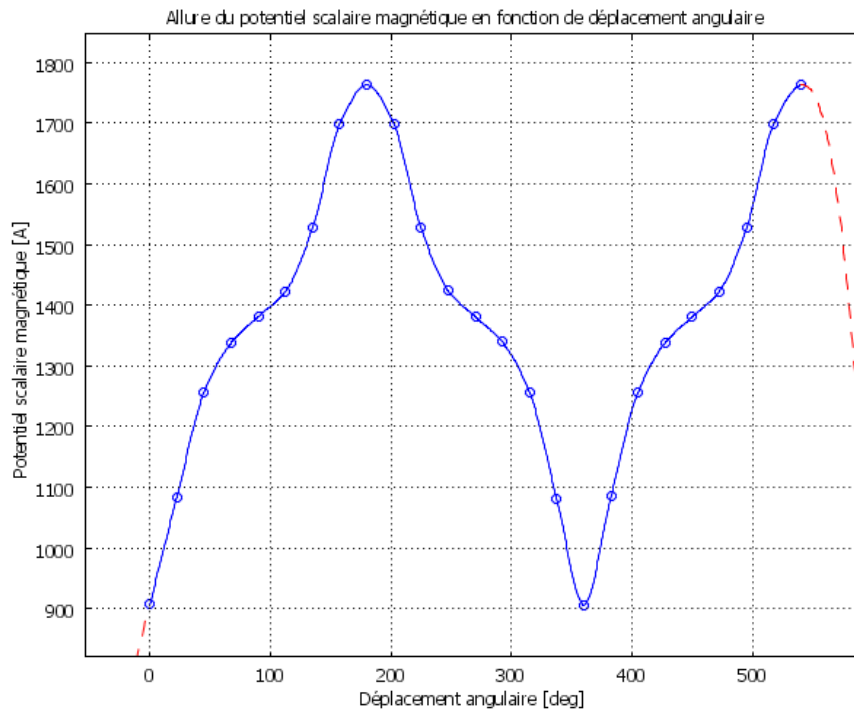


Figure IV.29 : Allure du potentiel scalaire magnétique d'un point maximum en fonction de déplacement angulaire

D'après la figure (IV.29), on constate que, lorsque les deux aimants permanents de même polarités soit l'un en face de l'autre, le potentiel scalaire magnétique présente un maximum, par contre, pour la position où les deux aimants permanents de polarités différentes s'affrontent, le potentiel scalaire magnétique présente un minimum.

L'évolution de l'énergie magnétique en fonction de déplacement angulaire est représentée par la figure (IV.30).

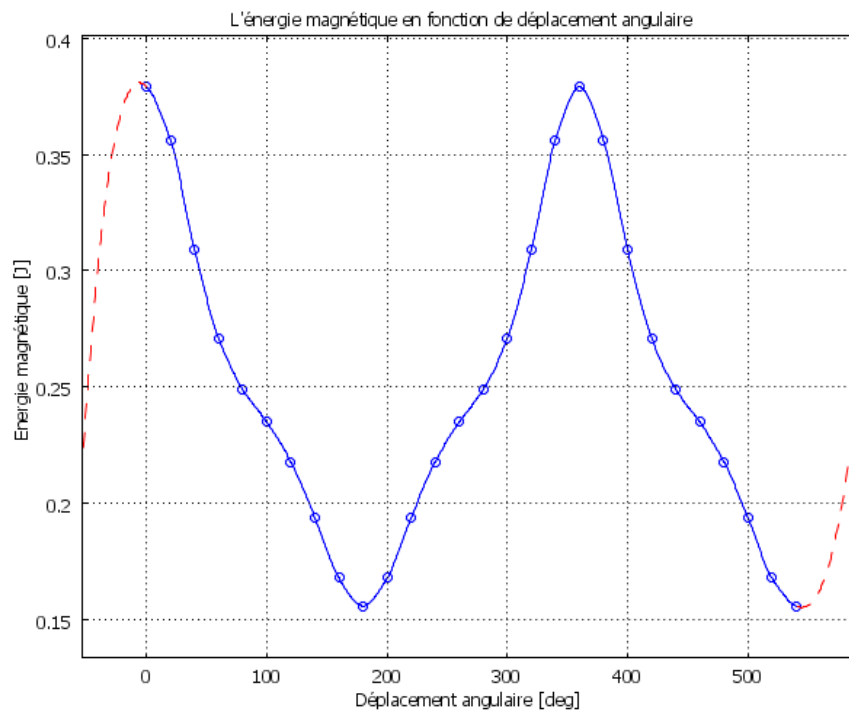


Figure IV.30 : Variation de l'énergie magnétique en fonction de déplacement angulaire

D'après la figure (IV.30), on remarque que l'allure de l'énergie magnétique est périodique. Elle présente des maximums qui correspondent aux couplages magnétiques des aimants permanents de polarités opposées, où la force d'attraction est importante et, des minimums qui correspondent aux découplages magnétiques des aimants permanents de la même polarité où la force de répulsion est importante.

A partir de la relation couple – différence d'énergie donnée par la formule (IV.4), on a calculé le couple magnétique pour chaque pas de déplacement et, on a obtenu l'allure du couple en fonction de déplacement angulaire du microactionneur donnée par la figure (IV.31).

$$C = \frac{\Delta w}{\Delta \theta} \quad (IV.4)$$

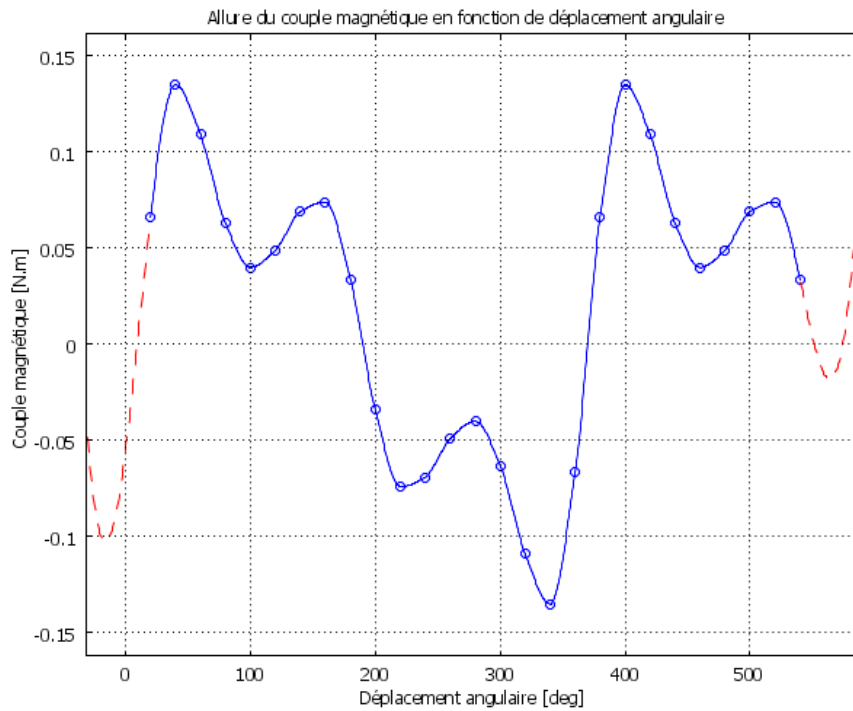


Figure IV.31 : Allure du couple magnétique en fonction de déplacement angulaire

La figure (IV.31) montre l'allure du couple magnétique en fonction de l'angle de rotation du micromoteur dont, on remarque que, le couple atteint sa valeur crête pour un angle $\theta_c = 30.6^\circ$. Pour un angle supérieur à 90° les deux aimants ayant la même direction de la magnétisation seront plus proche et, la force de répulsion va augmenter. Cette dernière peut encore produire un couple d'entraînement pour la rotation de la micropompe.

Pour un angle de 180° , les deux aimants ayant la même direction de l'aimantation vont s'affronter, a cette position le couple s'annule. Au-delà de 180° , le couple freinera la rotation de la micropompe à vis.

IV.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons effectués une modélisation bidimensionnelle et tridimensionnelle d'un dispositif MEMS destiné à une application médicale sous l'environnement Comsol Multiphysics.

Nous avons étudié l'influence de certains paramètres tels que : la différence de pression, la vitesse de rotation du moteur, l'aimantation des aimants permanents et la densité d'énergie magnétique sur les performances de la micropompe à vis par l'estimation de son débit volumique.

L'étude comparative des deux cas de modélisation (2D et 3D), nous a permis de constater que les résultats de la modélisation bidimensionnelle ne concordent pas avec celles obtenu en modélisation tridimensionnelle. En effet, les meilleurs résultats, on les obtient avec la modélisation tridimensionnelle.

Conclusion générale

Le travail réalisé dans le cadre de ce mémoire, été la modélisation tridimensionnelle d'un dispositif microélectromécanique qui, représente une micropompe à vis intervenant dans le domaine biomédical pour le pompage des fluides biologiques tels que le sang (chirurgie du cœur, dispositifs médicaux traitants le sang). Cette micropompe est conduite par un couplage magnétique engendré par les aimants permanents d'un microactionneur.

Avant d'entamer l'étude tridimensionnelle, une modélisation bidimensionnelle du microactionneur est faite en deux applications. En première application, on a représenté la variation de l'induction magnétique et du potentiel vecteur magnétique pour les différentes valeurs de l'aimantation. Par la suite, en deuxième application, on a étudié l'influence de certains paramètres tels que : la différence de pression, la vitesse de rotation du moteur, l'aimantation des aimants permanents et la densité d'énergie magnétique sur les performances de la micropompe à vis par l'estimation de son débit volumique.

Dans la modélisation 3D, nous avons représenté les répartitions spatiales de l'induction magnétique et du potentiel scalaire magnétique du microactionneur. Par la suite, nous avons évalué le débit volumique de la micropompe en fonction de la densité d'énergie magnétique.

L'étude comparative des deux cas de modélisation (2D et 3D), nous a permis de constater que les résultats de la modélisation bidimensionnelle ne concordent pas avec ceux obtenus en modélisation tridimensionnelle. En effet, les meilleurs résultats, on les obtient avec la modélisation tridimensionnelle.

Comme dernière application, nous avons effectué des déplacements manuels du microactionneur avec un pas de 20° et, on a tracé les allures de certains paramètres tels que l'induction magnétique, le potentiel scalaire magnétiques, l'énergie magnétique et le couple magnétique du microactionneur en fonction de déplacement angulaire.

L'évaluation des performances de la micropompe par l'estimation du débit sanguin en fonction de certains paramètres liés au microactionneur, nous permet de constater que, Le débit volumique s'améliore avec l'augmentation de la vitesse de rotation du microactionneur, ou avec l'augmentation de l'aimantation des aimants permanents et, il diminue avec l'augmentation de la densité d'énergie magnétique transmise à la micropompe par le microactionneur.

Une comparaison à des résultats expérimentaux viendra pour conforter cette conclusion dans un travail futur.

Références bibliographiques

Références Bibliographiques

- [1] **Rima HAMOUI** « Contribution à une plate forme d'aide à la conception de Microsystème ». Thèse de doctorat. Institut nationale des sciences appliquées de Lyon. France 2009.
- [2] **Hikmat ACHKAR** « Modélisation et conception des micros commutateurs RF MEMS à actionnement électrostatique et/ou piézoélectrique ». Thèse de doctorat. Université de Toulouse. France 2009.
- [3] **Hakim BENS Aidane** « Modélisation de systèmes microélectromécaniques (MEMS) en régime dynamique par la méthode des éléments finis ». Thèse de magister. Université de Tizi-Ouzou. Algérie 2006.
- [4] **Benoit Charlot** « Modélisation de fautes et conception en vue du texte structurel des microsystèmes ». Thèse de doctorat. Institut nationale polytechnique de Grenoble. France 2001.
- [5] **Boutheina Cherif** « Des puces à protéines/peptides pour des applications en recherche fondamentale et clinique ». Thèse de doctorat. Université Joseph Fourier – Grenoble I. France 2006.
- [6] **Michel de Labacherie** « Technologies et applications des microsystèmes optiques ». Revue photonique N°02 pp 23-26, France 2001.
- [7] **Zein Juneidi** « Outils CAO pour microsystèmes ». Thèse de doctorat. Institut national polytechnique de Grenoble. France 2003.
- [8] **Arianna VALENTINI** « Conception et Réalisation d'un Micro-actionneur Piézo-électrique ». mémoire d'Ingénieur Civil Mécanicien. Université Libre de Bruxelles Politecnico di Milano. Faculté de Sciences Appliquées. Belgique 2001.
- [9] **Patrice MINOTTI, Antoine FERREIRA** « Les micromachines ». Edition HERMES. Paris 1998.
- [10] **Cezay MAJ** « Modelling and optimization of electrostatic membrane-based actuators ». Thèse de doctorat. Université de Toulouse. France 2009.
- [11] **François CONSEIL** « Simulation, conception et réalisation d'un commutateur en technologie microsystème pour dispositifs logiques sécuritaires ». Thèse de doctorat. Université des sciences et technologie de Lille1, France 2004.
- [12] **Wang Xinli, Cui Shumei, Cheng Shukang** « advantages of electrostatic micromotor and its application to medical instruments ». IEEE, industry applications conference, 37th IAS annual meeting, volume 4, pages 2466-2468, Octobre 2002.
- [13] **F. Arai, D. Andou, Y. Nonoda, T. Fukuda, H. Iwata, and K. Itoigawa** « integrated microendeffector for micromanipulation ». IEEE/ASME, Transaction on mechatronics, volume 3, N°1, March 1998, page 17-23.
- [14] **Ahmed NAIT OUSLIMANE** « Etude tridimensionnelle de structure micro-électromécanique (MEMS) en régime dynamique ». Thèse de magister. Université de Tizi-Ouzou. Algérie 2008.

- [15] **Jean-Marc BREGUET** « Actionneurs "STICK AND SLIP" pour micromanipulateurs ». Thèse de doctorat. Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Suisse 1998.
- [16] **Orphée CUGAT** « Micro-actionneurs électroactifs ». Hermès Science publication. Lavoisier février 2002.
- [17] **Agnès PESSIOT – BONVILAIN** « Etude et réalisation d'un microrobot à pattes : structure mécanique et micro-actionnement ». Thèse de doctorat. Université de Franche-Comté. France 2002.
- [18] **Isabelle ROCH** « Potentialité d'intégration des alliages à mémoire de forme en film mince dans les microsystèmes ». Thèse de doctorat. Université de Lille, France 2001.
- [19] **P. Zheng** « Magnetic MEMS and its applications ». Thèse de Doctorat, université de Florida, Etats – Unis 2004.
- [20] **Adao DELEHELLE** « Etude d'un concept innovant d'actionneur électromécanique linéaire à effets magnétique et piézoélectrique en vue d'applications dans le domaine des commandes de vol ». Thèse de doctorat. Institut National Polytechnique de Toulouse. France 2008.
- [21] **A. Renotte, J. Duval et B. Nogarède**, « Electroactive Wing : Towards Novel Actuation Concepts», dans Actuator 2004 Proceedings, 9th International Conference on New Actuators, Bremen, Allemagne, juin 2004.
- [22] **B. Nogarède**, « Electrodynamique appliquée : fondements et principes physiques de l'électrotechnique ». ISBN 2100073141. Dunod, Paris, France 2005,
- [23] **J. Duval**, « Conception et mise en oeuvre d'un système d'actionneurs AMF répartis pour le contrôle de forme électroactif de voilures aéronautiques ». Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse, France 2005.
- [24] **C. Lebreton**, « Alliages à mémoire de forme de type nickel titane », Techniques de l'ingénieur, vol. M532, 2004.
- [25] **N. Chaillet, L. Buchailot, J. Abadie, I. Roch, Ch. Lexcelent**, « Micro-actionneurs électroactifs». Collection EGEM, Ed. Hermès Sciences et Publications, ISBN : 2-7462-0364-2, 2002.
- [26] **Olivier DUCLOUX** « Microsystèmes Magnéto-mécaniques (MMMS) pour le contrôle actif d'écoulements aérauliques ». Thèse de doctorat. Ecole centrale de Lille. Université de Valenciennes du Hainaut Cambresis. France 2006.
- [27] **Orphee CUGAT** « Microactionneur électromagnétique MAGMAS ». Edition Hermès/Lavoisier, Paris 2002.
- [28] **Hichem Lamri Chetouani** « Microsystème et micromanipulation à lévitation diamagnétique. Conception, réalisation et application à la microfluidique digitale et à la biologie ». Thèse de doctorat. Institut nationale polytechnique de Grenoble. France 2007.
- [29] **Paul Kauffmann** « Livitation diamagnétique sur micro-aimants : Application à la microfluidique digitale et à la biologie ». Thèse de doctorat. Institut polytechnique de Grenoble. France 2009.

- [30] **Daoudi Samiha** « Modélisation d'une structure à guides d'ondes imprimée sur diélectrique bianisotropique (le chiral) selon la technique de la matrice exponentielle generalisée : Application au résonateur micro-ondes » Mémoire de magister. Université Mentouri de Constantine. Algérie 2007.
- [31] **Ch. Pigot** « La lévitation diamagnétique à l'échelle micrométrique : Applications et possibilités ». Thèse de doctorat. Institut polytechnique de Grenoble. France 2008.
- [32] **Jack W. Judy, Nosang Myung** « magnetic materials for MEMS ». MRS Workshop MEMS materials pp 23-25, San Fransisco California, Etats – Unis 2002.
- [33] **Nosang V. Myung, D. Y. Park, B. Y. Yoo, Paulo T.A. Sumodjo** « Developpement of electroplated magnetic materials for MEMS ». Journal of Magnetism and Magnetic Materials 265 (2003) 189-198.
- [34] **Xianwen Fang** « Design, fabrication and modeling of magnetic microelectromechanical système (MEMS) components for sensor, actuator applications ». Thèse de master. Université de California, Etats – Unis 2000.
- [35] **Hyoungh Jin Cho** « Micromachined permanent magnets and their MEMS applications ». Thèse de doctorat. Université de Cincinnati, Etats – Unis 2002.
- [36] **Théodore Wildi, Gilbert Sybille** « Electrotechnique ». 4^{ème} edition. Edition De Boeck, Bruxelles, Belgique 2005.
- [37] **G. Lacroux** « Les aimants permanents ». Technique de documentation, Lavoisier 1989.
- [38] **V.M. Fernandez** « contribution aux microsystèmes magnétiques ». Thèse de doctorat, Institut national polytechnique de Grenoble, France 1999.
- [39] **J.W.Judy, and R.S. Muller** « Magnetically Actuated, Addressable Microstructures ». IEEE, Journal of microelectromechanical systems, volume 6, N°3, Septembre 1997.
- [40] **M. R. Gibbs, E. W. Hill and P. J. Wright** «Magnetic materials for MEMS applications». Journal of physics D: Applied physics 37 R237_R244, 2004.
- [41] **F. Rioux-Damidau** « Modélisation en électromagnétisme ». Revue de physique appliquée, tome 25, N°7 Juillet 1990.
- [42] **Mathieu Aubertin** « Contribution à la modélisation 3D des systèmes électromagnétiques : Etude de méthodes de recollement de maillages ». Thèse de doctorat. Université de Lille1, France 2011.
- [43] **Mohamed Matmat** « Pour une approche complète de l'évolution de fiabilité dans les microsystèmes ». Thèse de doctorat. Université de Toulouse. France 2010.
- [44] **Syvain Muratet** « Conception, caractérisation et modélisation : Fiabilité prédictive de MEMS à actionnement électrothermique ». Thèse de doctorat. Institut national des sciences appliquées de Toulouse, France 2005.
- [45] **Senturia S.D., Harris R.M., Johnson B.P., Kim S., Nabors K., Shulman M.A., White J.K.** « A computer-aided design system for microelectromechanical systems (MEMCAD) ». IEEE, Journal of microelectromechanical systems. Volume 1, N°1. March 1992, pages 3-13.

- [46] **Senturia, S.D** «CAD for microelectromechanical systems». IEEE, the 8th international conference on solid-state sensors and actuators, 1995 and eurosensors IX transducers. Volume 2, jun 25-29, 1995 pages 5-8.
- [47] **Flavien Delauche** «Optimisation statistique du rendement paramétrique de microsystème (MEMS) ».Thèse de doctorat. Université Montpellier II. France 2003.
- [48] **L. D. Gabbay** «Computer-aided micromodeling for MEMS». Thèse de doctorat, Massachusets institute of technology, Etats – Unis 1998.
- [49] **Michael Schlegel, Fouad Bennini, Jan Mehner, Göran Herrmann, Dietmar Müller, Wolfram Dötzel** « Analyzing and Simulation of MEMS in VHDL-AMS Based on Reduced Order FE-Models». IEEE sensors journal, volume 5, N°5, 2005, pages 1019-1026.
- [50] **Mohammad I. Younis** «Modeling and Simulation of Microelectromechanical Systems in Multi-Physics Fields ».Thèse de doctorat. Institut polytechnique de Virginia, Blacksburg, Etats – Unis 2004.
- [51] **Amel Zenati** « Modélisation et simulation de microsystèmes multi domaines à signaux mixtes : vers le prototypage virtuel d'un microsystème autonome ». Université Joseph Fourier Grenoble I. France 2007.
- [52] **Ilya V. Avdeev** «new formulation for finite element modeling electrostatically driven microelectromechanical systems». Thèse de doctorat. Université de Pittsburgh, Etats – Unis 2003.
- [53] **M. Gyimesi, I. Avdeev and D. Ostergaard** «finite element simulation of microelectromechanical systems (MEMS) by strongly coupled electromechanical transducers». IEEE, transaction on magnetic, volume 40, N°2, 2004, pages 557-560.
- [54] **Gérard Meunier** « Modèles et formulations en électromagnétisme ». Hermès Science Publications, Paris 2002.
- [55] **H. Mohellebi** « Elaboration de modèles 2D analytico – numériques pour l'étude de systèmes électromagnétiques comportant des pièces en mouvement ». Thèse de doctorat d'état. Université de Tiziouzou, Algerie 2001.
- [56] **Julien Korecki** « Contribution à la modélisation 3D des systèmes électromagnétiques basse fréquence à l'aide de la méthode d'intégration finie (FIT) ».Thèse de doctorat. Université de Lille1, France 2009.
- [57] **Jean-Claude SABONNADIÈRE, Jean-Louis COULOMB** « Calcul des champs électromagnétiques ». Techniques de l'Ingénieur, traité Génie électrique. D3020, 2003.
- [58] **Ould Ouali Samy Hassani** « Intégration de l'hystérésis magnétique dans un calcul éléments finis en vue de l'estimation des pertes dans les tôles des machines électriques ». Thèse de doctorat. Université de Tiziouzou, Algerie, 2010.
- [59] **Zhuoxiang Ren** « Contribution à la modélisation des systèmes électromagnétiques tridimensionnels. Etude des formulations duales. Modélisation des systèmes électromagnétique – mécanique couplés ». Rapport d'habilitation. Université de Paris Sud, France 1997.

- [60] **Ryma Delimi** « Méthodes comparées pour le calcul des forces d'origine électromagnétique. Application aux paliers magnétiques ». Mémoire de magister. Université Mentouri de Constantine, Algérie 2008.
- [61] **A. Khennane** « Méthode des éléments finis ». Office des publications universitaires, Alger, Algérie 1997.
- [62] **Paul Rapin** « Méthode des éléments finis ». Technique de l'ingénieur, traité Sciences fondamentales, A656, 2003.
- [63] **J. Gosse** « Mécanique des fluides ». Technique de l'ingénieur, traité des sciences fondamentales, A 1870, 2003.
- [64] **H. Fujita** «microactuators and micromachines» proceeding of the IEEE, volume 86, N°8, 1998, pages 1721-1732.
- [65] **C. Amy, R. Grayson, R.B. Shawgo, A.M. Johnson**«A BioMEMS review: MEMS technology for physiologically integrated devices». Proceeding of the IEEE, volume 92, N°1, janvier 2004.
- [66] **B. Meyns, T. Siesst, Y. Nishimura, R. Racz, H. Reult, G. Raut, V. Leunens and W. Flameng** «Miniaturized implantable rotary blood pump in arterial-aortic position supports and unloads the failing heart», cardiovascular surgery. Volume 6, N°3, pages 288-295, Elsevier science, 1998.
- [67] **M. I Kilani, Y.S Haik, S-Y. Jaw and C- J. Chen** «investigation of magnetically driven screw pumps for blood flow applications». Fourteenth Engineering Mechanics Conference, American Society of Civil Engineers, Austin, Texas, Etats – Unis 2000.
- [68] **K.J. Rebello** «Applications of MEMS in surgery». Proceeding of the IEEE, volume 92, N°1, Janvier 2004, pages 43-55.
- [69] **F. B. Granger** «Modélisation et simulation de microsystèmes magnétiques». Thèse de doctorat, INPG de Grenoble, France 2004.
- [70] **K. Preis, I . Bardi, O. Biro, C. Magele, W. Renhart, K. R. Richter, G. Vrisk** «Numerical analysis of 3D magnetostatic fields ». IEEE, transaction on magnetostatics, volume 27, N°5, septembre 1991, pages 3798-3803.
- [71] **N. A. Demerdash, R. Wang** «Theoretical and numerical difficulties in 3D vector potential method in finite element magnetostatic computation». IEEE, transaction on magnetics, volume 26, N°5, septembre 1990, pages 1656-1658.