

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université Mohamed Seddik Ben Yahia, Jijel



Faculté de sciences et de technologie
Département de l'électrotechnique
Spécialité: électromécanique

Projet de fin d'études présenté en vue de l'obtention du diplôme de Master

Thème

*Modèles analytiques pour modéliser les
dispositifs de positionnement en
lévitation*

Réalisé par:
Boumeliha Yaaqoub
Bettache Houmame

Sous la direction de:
Mr. Mohdeb Naamane

Année universitaire : 2017/2018

Dédicaces

*A ma très chère mère « Omí », jamais les mots ne
pourront exprimer ma gratitude.*

*A mon cher père
A mes sœurs et mes frères
A mes nièces et mes neveux*

A toute ma famille et connaissances.

A mes amis

Yaaqoub

Remerciements

*Je tiens à remercier :
Les membres du jury qui ont accepté de juger notre
travail.
Hommage respectueux.*

*Monsieur « Mohdeb Naamane » pour avoir accepté
de diriger ce travail,
Remerciement chaleureux.*

*A tous les enseignants et les personnels du
département de l'électrotechnique*

Yaaqoub & Houmame

SOMMAIRE

Dédicaces

Remerciements

Sommaire

Liste des figures

Introduction générale 2

CHAPITRE I : Lévitación magnétique et actionneurs planaires électromagnétiques

I.1. Introduction	6
I.2. Types des lévitations	6
I.2.1. Lévitación électromagnétique et électrodynamique	7
I.2.1.1. Lévitación électromagnétique	7
I.2.1.2. Lévitación électrodynamique	8
I.3. Classification des lévitations magnétiques	8
I.3.1. Lévitación magnétique active	8
I.3.2. Lévitación supraconductrice	9
I.3.2.1. Lévitación par le mouvement des aimants supraconducteurs	9
I.3.3. Lévitación électrodynamique à champs alternatifs	11
I.3.4. Lévitación stabilisée par l'effet gyroscopique	12
I.3.5. Lévitación magnétique passif	12
I.4. Actionneur linéaire	15
I.4.1. Actionneur hybride	15
I.4.2. Actionneur à par interaction de champs	15
I.4.3. Actionneurs à déplacement longitudinal	17
I.4.4. Actionneur à course "limitée" et "illimitée"	19
I.4.4.1. Les actionneurs à course "limitée"	19
I.5. Actionneur planaire à aimants permanents	22
I.6. Conclusion	25

CHAPTITRE II : Généralités sur les aimants permanents

II.1. Introduction	27
II.2. Magnétisme	27
II.3. Les matériaux magnétiques	30
II.3.1. Moment magnétique.....	30
II.3.2. Paramagnétisme.....	30
II.3.3. Ferromagnétisme	30
II.3.4. Ferrimagnétisme	31
II. 3.5 Diamagnétisme.....	31
II. 4. Aimants permanents	32
II.4.1. Caractéristiques générales	32
II.4.2. Différentes types des aimants	33
II.5. La courbe de désaimantation	35
II.5.1 Cycle en aimantation et cycle en induction	35
II.5.2 Produit énergétique maximum	35
II.5.3 Cycles d'hystérésis	36
II.6. Représentation des aimants permanents	38
II.6.1 Modèles coulombien et ampérien	38
II.6.2. L'énergie d'interaction	40
II.7. Conclusion.....	41

CHAPTITRE III : Modélisation en 3D d'un actionneur à bobine

Mobile

III.1 Introduction	43
III.2. Calcul de champs magnétique d'un cylindrique aimanté axialement par l'approche Coulombienne	43
III.2.1. Calcul de champs magnétique d'une plaque circulaire chargée	44
III.2.2. Décomposition du cylindre en éléments cubiques uniformément chargés	48
III.3. Calcul des forces d'interactions entre deux aimants cylindriques	50
III.3.1. Exemple de calcul	51

III.4. Application aux actionneurs à bobine mobile	52
III.4.1. Problématique	52
III.4.2. Présentation de l'application	53
III.4.2.1. Calcul de forces d'interactions entre un aimant cubique et une bobine rectangulaire	53
III.4.2.1.1. Calcul des forces magnétiques créées par un conducteur d'axe x	54
III.4.2.1.2. Calcul des forces magnétiques créées par un conducteur d'axe y	56
III.4.2.1.3. Forces magnétiques totales créées par une bobine	57
III.4.3. Généralisation de modèle analytique	58
III.5. Conclusion	61
Conclusion Générale	63
Références bibliographiques	66

Liste des figures

Fig.I.1 Principe de la suspension électromagnétique	7
Fig.I.2 Suspension électromagnétique avec du guidage intégré	8
Fig.I.3 Suspension électrodynamique	8
Fig.I.4 Trains à suspension magnétique	9
Fig.I.5 Systèmes de train à lévitation magnétique	10
Fig.I.6.a modèle linéaire	10
Fig.I.6.b Système d'Halbach pour la lévitation électrodynamique	11
Fig.I.7 Lévitation électrodynamique par courant induit.....	11
Fig.I.8 Expérience de Thompson	11
Fig.I.9 Toupie Levitron.....	12
Fig.I.10 Paliers à réluctance magnétique	13
Fig.I.11 Quatre principales configurations des aimants	14
Fig.I.12 Centreur à aimant permanent	14
Fig.I.13 Butée à aimant permanent	14
Fig.I.14 système Macro/micro positionnement	15
Fig.I.15 Moteur linéaire à six phases utilisant une disposition de Halbach	16
Fig.I.16 Disposition trapézoïdale avec une bobine à trois phases	16
Fig.I.17 Moteur linéaire à avance et lévitation couplé	17
Fig.I.18 Actionneur linéaire en lévitation électromagnétique	17
Fig.I.19. Actionneur linéaire à induit mobile et inducteur fixe	18
Fig.I.20. Actionneur linéaire à induit fixe et inducteur mobile solidaire sur rail	18
Fig.I.21. Actionneur linéaire à induit fixe et inducteur mobile	18
Fig.I.22 Moteur linéaire	19
Fig.I.23. Actionneur à aimant mobile (VCM)	20
Fig.I.24 .Actionneur à bobine mobile linéaire	20
Fig. I.25. A actionneur à bobine mobile à course limitée	21
Fig. I.26. Actionneur à bobine mobile à course limitée	22
Fig. I.27. Forme classique d'un actionneur à aimants mobiles	22

Fig.I.28 Diverses application de structure triangulaire électromagnétique	22
Fig.I.29 Actionneur planaire à aimants permanents fixes	23
Fig.I.30 Actionneur planaire à aimants permanents mobiles	23
Fig.I.31 Actionneur planaire à aimants fixe disposés sur une matrice de HALBACH	24
Fig.I.32 actionneur planaire électromagnétiques en avance et lévitation	25
Fig.II.1 Pôles après la division	28
Fig.II.2 Forces d'interaction entre les aimants	28
Fig.II.3 Champ magnétique et les pôles	28
Fig.II.4 interaction entre aimant et un solénoïde	29
Fig.II.5 Représentations ampérienne et coulombienne du moment magnétique	30
Fig.II.6 Domaines magnétiques dans les ferromagnétiques	31
Fig.II.7 Comportement d'un matériau diamagnétique placé dans un champ magnétique	32
Fig.II.8 Cycles d'hystérésis des matériaux Durs et Doux	33
Fig.II.9 Alnico	34
Fig.II.10 Ferrites dures	34
Fig.II.11 Samarium-Cobalt	34
Fig.II.12 Néodyme-Fer-Bore	34
Fig.II.13 Cycle en aimantation et cycle en induction	35
Fig.II.14 Courbe de désaimantation des différents types des aimants permanents	37
Fig.II.15 Distribution de charges et la répartition de courants ampériens	38
Fig.II.16 Étude d'un cylindre de révolution uniformément aimanté	39
Fig.II.17 Notations utilisées pour le calcul du champ magnétique des courants dans le vide	39
Fig.II.18 Interaction de deux aimants longs	41
Fig.III.1 Décomposition de la plaque circulaire en élément rectangulaire	44
Fig.III.2 Model de base pour le calcul tridimensionnel par l'approche coulombienne	44
Fig.III.3 Champs magnétique Hz d'une surface circulaire de rayon 0.05 m	47
Fig.III.4 Décomposition élémentaire d'un aimant cylindrique en éléments cubiques	48
Fig.III.5 Modèle de l'aimant permanent par l'approche coulombienne	48
Fig.III.6 Champs magnétiques Hz ,Hy, Hx et équipotentiels de Hy on plant 'oxy'	49
Fig.III.7 Deux aimants cylindriques avec aimantation parallèle	51

Fig.III.9 Composantes de forces (N=32)	52
Fig.III.10 Géométrie de l'actionneur à bobine mobile	53
Fig.III.11 Modèle simplifié	53
Fig.III.12 Système à étudier : bobine rectangulaire-aimant	53
Fig.III.13 Subdivision de bobine en quatre conducteurs massifs	54
Fig.III.14 Un conducteur au-dessus d'un aimant	54
Fig.III.15 Forces exercées sur le conducteur	55
Fig.III.16 Conducteur d'axe y au-dessus d'un aimant et les forces transmissent en fonction du décalage suivant x	57
Fig.III.17 Dimensions de la bobine	57
Fig.III.18 Force transmise en fonction du décalage suivant x	58
Fig.III.19 Exemple numérique pour tester l'approche	59
Fig.III.20 Forces transmissent en fonction du décalage suivant x :a) h=3 mm	60
Fig.III.21 Forces suivant x pour :a) h=3 mm, h=1 mm	61

Liste des tableaux

TAB.I.1 Caractéristiques des aimants permanents actuels	37
---	----

*Introduction
Générale*

Introduction générale

Earnshaw démontre qu'une particule polarisée plongée dans un champ électrostatique ne peut pas trouver une position d'équilibre stable. [DEL 94], dans sa thèse a expliqué comment peut-on avoir ou non, la stabilité lors de la lévitation de corps magnétiques tels que les aimants permanents, les ferromagnétiques, les diamagnétiques et les conducteurs. Dans ce cadre, il existe de nombreuses solutions pour détourner ce théorème. Parmi celles-ci, citons entre autres la lévitation par supraconducteurs, la lévitation par effet gyroscopique, ainsi que la lévitation électrodynamique.

L'électromagnétisme est une autre solution qui permet de développer des dispositifs de positionnement en lévitation sans contact. La lévitation magnétique est très en vogue en ce moment du fait des nombreux projets qui existent. Ainsi, grâce à des aimants permanents, des électroaimants ou bien encore des supraconducteurs les inventions ne manquent pas ce qui en fait un sujet intéressant.

Les paliers magnétiques à aimant permanent permettent une lévitation passive (leur fonctionnement ne nécessite aucun apport d'énergie venant de l'extérieur, comme les paliers magnétiques actifs, ni un refroidissement comme les paliers supraconducteurs) de partie mobile, par contre les électroaimants sont utilisés pour des paliers actifs (les paliers actifs sont des électroaimants dont le courant est asservi pour maintenir la partie mobile du circuit magnétique dans une position fixée. Des dispositifs électromagnétiques de dimension importante pour le positionnement planaire ont été développés par divers laboratoires.

Les paliers magnétiques actifs emploient des systèmes de commande pour contrôler le champ magnétique afin de produire les forces de rappel qui agissent directement sur le corps suspendu. L'inconvénient pratique est qu'ils ont besoin de sources d'alimentation externe et de fils de connexion, cela complique souvent leur intégration dans un dispositif

final. Un palier magnétique passif est le site de forces magnétiques permanentes issues de l'interaction entre sa partie fixe et sa partie mobile.

Dans la recherche sur la lévitation magnétique, il serait parfois bien intéressant d'éliminer le flux d'une des faces de l'aimant afin d'éviter les perturbations collatérales. Il est bien sûr impossible d'obtenir un aimant réellement mono face, mais l'on peut s'en approcher par une combinaison particulière des polarisations mise en évidence par K. Halbach qui permet d'annuler quasiment le champ magnétique d'une face d'un groupe d'aimants, tout en doublant le flux de l'autre face.

La configuration d'aimants d'Halbach linéaire est une disposition spéciale d'aimants utilisée pour créer un champ magnétique sinusoïdal intense au-dessous, tout en annulant presque les champs magnétiques au-dessus de celle-ci.

L'actionneur à bobine mobile avec aimant d'Halbach fonctionne en monophasé. Il a un bon comportement dynamique et est utilisé fréquemment pour les têtes de lectures de disques durs. Il existe une grande diversité de formes de ce type d'actionneur. La principale caractéristique de ces actionneurs est leur très forte accélération. En principe, les moteurs linéaires magnétiques correspondent à une séquence de plusieurs actionneurs de bobine mobile; les bobines individuelles peuvent être commandées selon un schéma dépendant de la position.

Le calcul de la force entre aimant-aimant et aimant-bobine a été largement discuté dans [ALL 10][ROV 10]. Ce calcul basé sur l'énergie magnétostatique et la force de Lorentz. Ce calcul analytique en 3D est évidemment plus difficile que celui en 2D. Le calcul est plus difficile à cause des intégrations successives. Nous allons voir les grandes lignes de cette méthodologie. En 1998, E. Varga et A. Beyer proposent une formulation tridimensionnelle basée sur des intégrales elliptiques pour déterminer le champ magnétique créé par un cylindre aimanté uniformément. Dans les aimants de forme cylindrique, le calcul est fait par voie numérique, ou par des expressions tridimensionnelles du champ exprimées en fonction d'intégrales elliptiques complètes. Une nouvelle approche de l'analyse en 3D, basée sur la méthode de décomposition de la géométrie. On se propose de calculer le champ magnétostatique créées par un aimant cylindrique uniformément aimanté axialement en utilisant la méthode de décomposition en rectangles. se base sur la discrétisation du domaine en surface élémentaires auxquels s'appliqueront les expressions analytiques des grandeurs électromagnétiques déduites de la loi de Biot et Savart.

Au premier chapitre, il nous a semblé important d'avoir une présentation d'une vue générale sur la lévitation magnétique et l'actionneur électromagnétique linéaire de façon à comprendre le fonctionnement de ces deux axes.

Le deuxième chapitre est consacré à la vision aussi large que possible sur les aimants permanents et leur utilisation. Nous avons aussi présenté le comportement et les propriétés de quelques aimants industriels qui ont le potentiel d'être les éléments constitutifs des paliers magnétiques. Aussi, nous montrons les différents modèles de représentation des aimants à savoir les modèle ampérien et coulombien en insistant sur le deuxième modèle.

Dans le troisième chapitre, nous présentons différents aspects relatifs au calcul du champ magnétique des différents types d'aimants, car c'est une étape nécessaire avant d'aller vers les codes de calcul des forces magnétiques de l'actionneur à bobine mobile.

*Chapitre I : Lévitation
magnétique et actionneurs
planaires électromagnétiques*

Lévitacion magnétique et actionneurs

Planaires électromagnétiques

I.1 Introduction

La lévitation est un domaine vaste, dans ce chapitre, on va présenter les différents types de lévitation ou de suspension magnétique, présentant quelques réalisations, les avantages et les inconvénients vis-à-vis de la stabilité, du coût...etc. ensuite, nous recenserons les principales structures rencontrées pour les actionneurs électromagnétiques qui utilisent le principe de lévitation.

I.2 Types des lévitations

Tout objet, quelle que soit sa nature, lévite s'il est suspendu en équilibre stable sous l'action de forces sans qu'il soit en contact direct avec son environnement proche.

Earnshaw démontre qu'une particule polarisée plongée dans un champ électrostatique ne peut pas trouver une position d'équilibre stable [ALL 10]. J. Delamare [DEL 94], dans sa thèse a expliqué comment peut-on avoir ou non, la stabilité lors de la lévitation de corps magnétiques tels que les aimants permanents, les ferromagnétiques, les diamagnétiques et les conducteurs.

Pour montrer comment fonctionne un système de lévitation magnétique, l'exemple le plus simple est celui d'un électroaimant avec un objet ferromagnétique (Fig.I.1.a), la force verticale d'attraction dans ce type de système est inversement proportionnelle à la distance entre les objets (Fig.I.1.b).

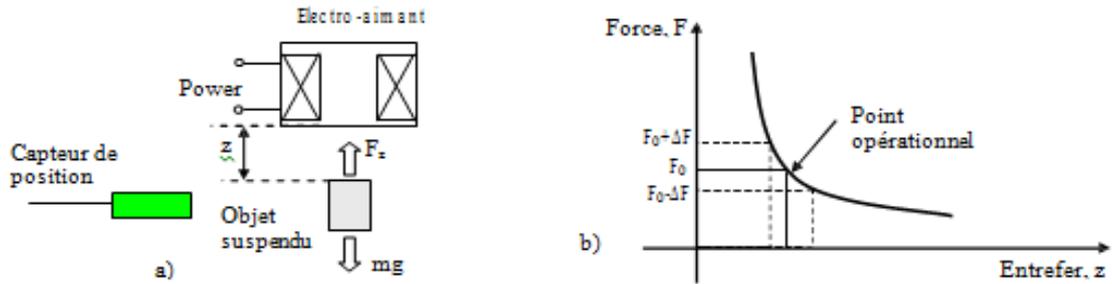


Fig.I.1 Principe de la suspension électromagnétique :

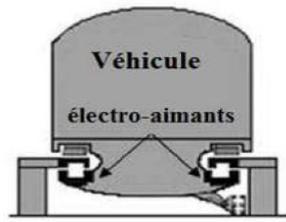
a) configuration physique b) caractéristique (Force distance)

I.2.1 Lévitiation électromagnétique et électrodynamique

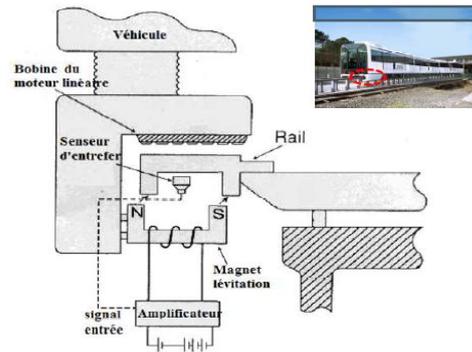
L'électromagnétisme est une autre solution qui permet de développer des dispositifs de positionnement en lévitation sans contact. Les paliers magnétiques à aimant permanent permettent une lévitation passive (leur fonctionnement ne nécessite aucun apport d'énergie venant de l'extérieur, comme les paliers magnétiques actifs, ni un refroidissement comme les paliers supraconducteurs) de partie mobile, par contre les électroaimants sont utilisés pour des paliers actifs (les paliers actifs sont des électroaimants dont le courant est asservi pour maintenir la partie mobile du circuit magnétique dans une position fixée. Ils ont besoin d'un apport d'énergie pour fonctionner. Pour alimenter chacun des actionneurs constituant un palier actif, il faut une alimentation de puissance, une commande et un capteur de position). Des dispositifs électromagnétiques de dimension importante pour le positionnement planaire ont été développés par divers laboratoire.

I.2.1.1 Lévitiation électromagnétique

La lévitation électromagnétique est basée sur la force d'attraction magnétique entre une voie de guidage et des électro-aimants. Il existe deux types de lévitation électromagnétique. La Fig.I.2.a présente la structure a lévitation électromagnétique avec guidage intégré. Ce type de système est préférable pour les applications a vitesse réduite, car la partie lévitation et la partie de guidage interagissent à grande vitesse.



(a) Structure du véhicule [LEE_06]



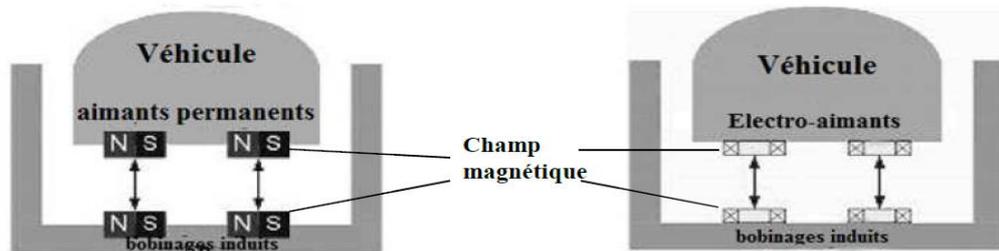
(b) HSST véhicule [HSST]

Fig.I.2 Suspension électromagnétique avec du guidage intégré

I.2.1.1 Lévitiation électrodynamique

Le système de lévitation électrodynamique utilise la force de répulsion, alors que le système de lévitation électromagnétique utilise la force d'attraction. La Fig.I.3 présente les deux structures de ce système :

- Avec des aimants permanents
- Avec des électro-aimants



(a) Avec des aimants permanent

(b) Avec des bobinages magnétisants

Fig.I.3 Suspension électrodynamique

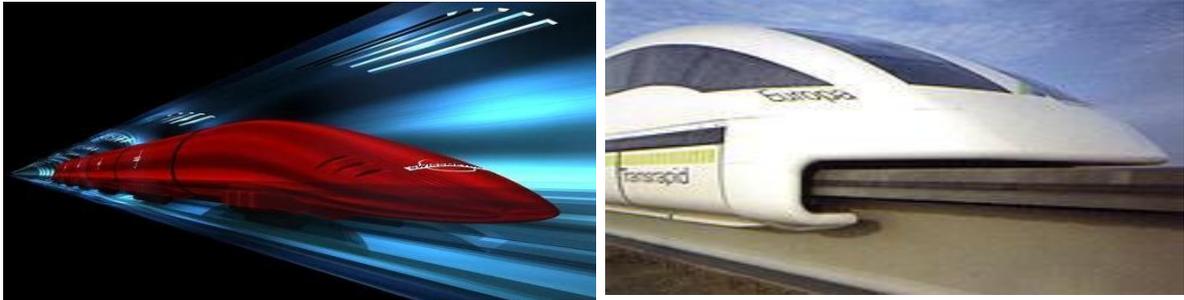
I.3 Classification des lévitations magnétiques

I.3.1 Lévitiation magnétique active

Les paliers magnétiques actifs emploient des systèmes de commande pour contrôler le champ magnétique afin de produire les forces de rappel qui agissent directement sur le corps suspendu. L'inconvénient pratique est qu'ils ont besoin de sources d'alimentation externe et de fils de connexion, cela complique souvent leur intégration dans un dispositif final.

- **L'instabilité**

Parmi les travaux récents les plus connus, on peut citer le projet Swissmetro, un train en sustentation magnétique dans un tunnel sous vide (Fig.I.4.a). La lévitation du Swissmetro est complexe car, sans un contrôle très précis de tous les électroaimants servant à sa sustentation, le train a une forte tendance naturelle à venir se coller à son rail.



a) Swissmetro

b) Transrapid

Fig.I.4 Trains à suspension magnétique

Aussi le Transrapid qui commença en 1969, utilise le principe de lévitation électromagnétique. Sa piste d'essai se trouve à Lathen, en Allemagne, et elle date de 1987. En 2008 et à nos jours, presque la majorité des projets Transrapid ont été abandonnés par le gouvernement allemand à cause de son coût prohibitif.

I. 3.2 Lévitation supraconductrice

La première utilise un effet spécifique aux supraconducteurs, il s'agit de l'effet Meissner et la seconde concerne la création des forces répulsives entre les aimants supraconducteurs et des courants induits –par mouvement- dans des plaques conductrices. Ce deuxième principe est le plus utilisé, notamment dans le domaine de transport de passagers.

I. 3.2.1 Lévitation par le mouvement des aimants supraconducteurs

Cette approche de lévitation magnétique est fondée sur la répulsion provoquée par exemple, par un aimant supraconducteur qui bouge au-dessus d'une surface conductrice ou l'inverse. Un prototype de train à lévitation électrodynamique supraconductrice –appelé couramment Maglev ou aussi véhicule à moteur linéaire (Linear Motor Car), est basé sur le principe de lévitation répulsive, contrairement aux systèmes de lévitation électromagnétique tels que les Transrapids, Les Swissmetro...etc., qui utilisent le principe de lévitation attractive. Leurs configurations les plus simples sont présentées sur la Fig.I.5.a et la Fig.I.5.b.

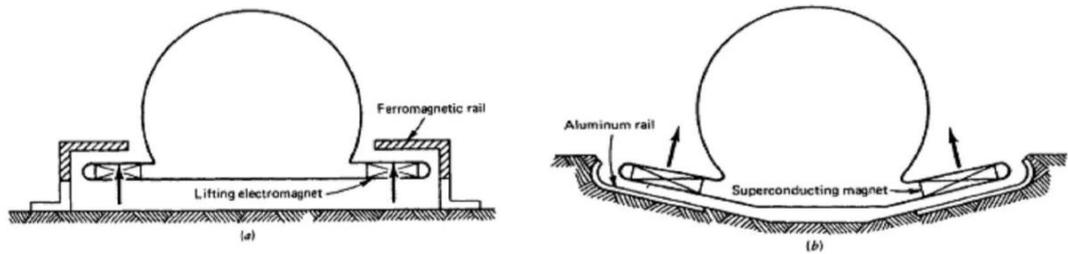


Fig.I.5 Les systèmes de train à lévitation magnétique

- a) EML système (forces attractives)
- b) EDL, Maglev système (forces répulsives)

L'inconvénient majeur de ce type des trains Maglev est qu'ils nécessitent de grandes quantités d'énergie et leurs prix est très coûteux.

Dans la recherche sur les systèmes magnétiques, il serait parfois bien intéressant d'éliminer le flux d'une des faces de l'aimant afin d'éviter les perturbations collatérales. Il est bien sûr impossible d'obtenir un aimant réellement mono face, mais l'on peut s'en approcher par une combinaison particulière des polarisations mise en évidence par K. Halbach qui permet d'annuler quasiment le champ magnétique d'une face d'un groupe d'aimants, tout en doublant le flux de l'autre face.

Dans cette configuration spécifique, le flux magnétique est quasiment annulé sur le dessus des aimants, et il est renforcé au-dessous. Le flux est deux fois plus intense au-dessous des aimants et les fuites de champ sont infimes sur le dessus. Cet alignement peut être répété à l'infini.

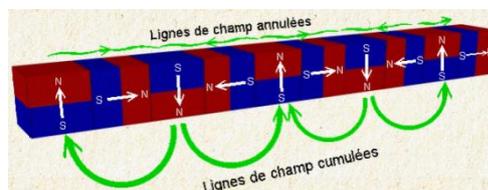


Fig.I.6.a modèle linéaire

La configuration d'aimants d'Halbach linéaire - telle qu'elle est présentée en Fig.I.6.a - est une disposition spéciale d'aimants utilisée pour créer un champ magnétique sinusoïdal intense au-dessous, tout en annulant presque les champs magnétiques au-dessus de celle-ci.

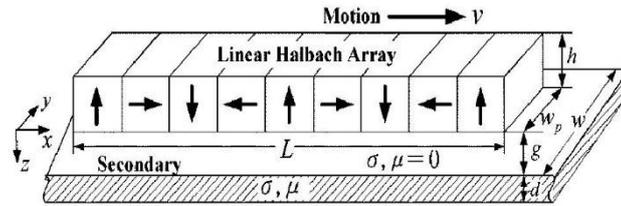


Fig.I.6.b Système d'Halbach pour la lévitation électrodynamique

Ces blocs sont placés sous le train, en face du rail formé de matériau conducteur et dont la lévitation électrodynamique est induite par le mouvement de guidage horizontal.

I.3.3 Lévitation électrodynamique à champs alternatifs

Le principe électrodynamique est basé sur la génération des forces répulsives dues aux courants induits (loi de Lenz). Pour avoir des courants induits dans des objets conducteurs, il suffit de les placer à proximité des bobines en cuivre alimentées par des sources de tension ou de courant variables. Le meilleur exemple de cette technique est celui d'un disque de cuivre qui flotte au-dessus d'une bobine exposé au Palais de la Découverte à Paris (Fig.I.7) [ALL 10].



Fig.I.7 Lévitation électrodynamique par courant induit

L'expérience de Thompson prouve qu'on peut obtenir la lévitation à partir de 60 Hz et un fort courant issu du circuit résonnant (l'inductance est calculée en tenant compte de la présence de la plaque en aluminium (Fig.I.8)

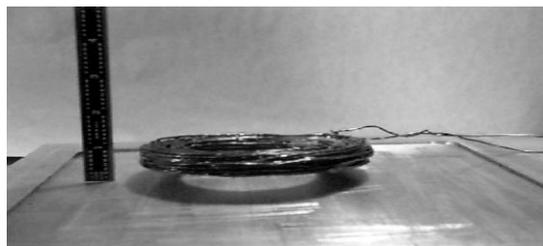


Fig.I.8 Expérience de Thompson.

Une bobine suspendue au-dessus d'une plaque en aluminium

Le matériau conducteur à chauffer est soumis à des champs variables, il se crée en son sein une force qui a tendance à le repousser loin de l'inducteur cette méthode n'est utilisée de manière industrielle que dans des fours. Ceci permet de ne pas avoir de contact entre le métal en fusion et le creuset qui risque de le polluer.

I.3.4 Lévitacion stabilisée par l'effet gyroscopique

Il a été démontré récemment, que la lévitation dynamiquement stable peut être réalisée en utilisant uniquement des aimants permanents. Cela ne contredit pas le théorème d'Earnshaw qui est valable uniquement pour les systèmes fixes et ne considère pas des effets dynamiques causés par la rotation. La rotation est capable de stabiliser la lévitation, cet effet est connu sous le nom de l'effet gyroscopique. Ainsi que nous pouvons trouver dans le commerce, des toupies capables de tourner quelques minutes à plusieurs centimètres au-dessus d'un socle magnétique (Fig. I.9).

Ce type de lévitation est donc très simple à mettre en œuvre, mais a deux inconvénients:

- L'équilibre obtenu n'est pas très stable, la stabilité est très sensible aux variations de nombreux paramètres incluant le poids du rotor, l'aimantation rémanente des aimants et la vitesse de rotation. La lévitation est stable que dans une étroite plage de vitesse.
- La partie en lévitation doit obligatoirement être en rotation.



Fig.I.9 Toupie Levitron

I.3.5 Lévitacion magnétique passif

Un palier magnétique passif est le site de forces magnétiques permanentes issues de l'interaction entre sa partie fixe et sa partie mobile. Ces forces peuvent être créées:

- soit par l'attraction entre des pièces en fer doux en vis-à-vis, polarisées par un flux magnétique : ce sont des paliers magnétiques à réluctance variable [YON 77], dont un exemple est présenté à la Fig.I.10. Leur principe de fonctionnement est tel que les

circuits magnétiques composés de dents en vis-à-vis sont placés de part et d'autre de la partie fixe et mobile du palier comme le montre la Fig.I.10.

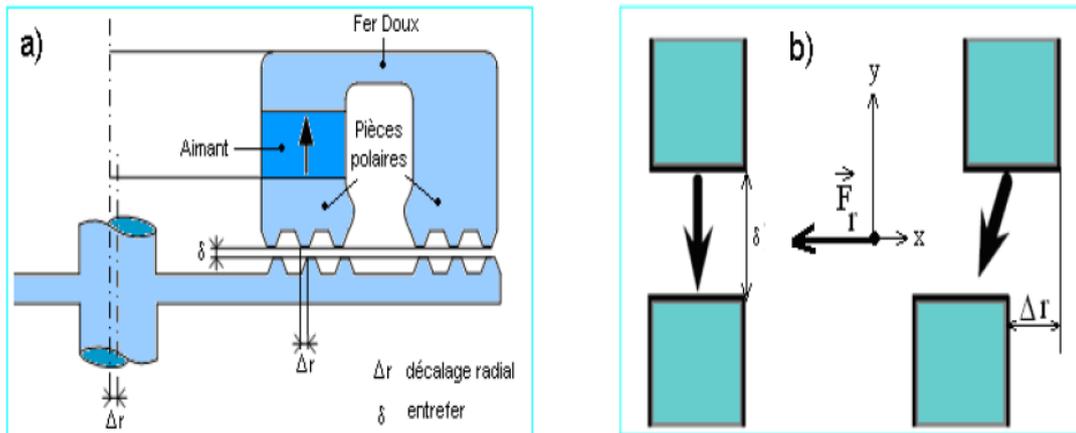
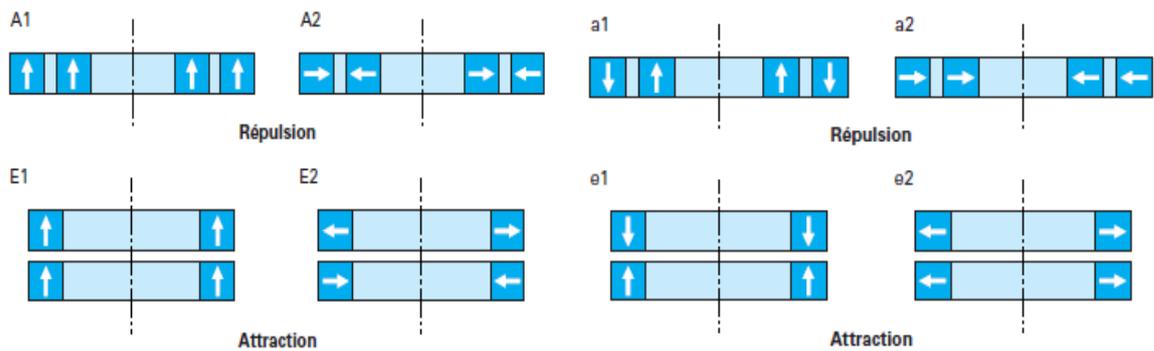


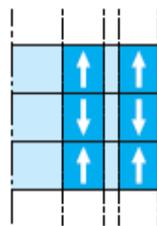
Fig.I.10 Paliers à réluctance magnétique [YON.D3568]

- Soit par l'attraction ou la répulsion directe entre les aimants permanents : ce sont des paliers magnétiques à aimants permanents. Il existe en principe, un très grand nombre de configurations de centreurs magnétiques à aimants de base, dont certaines sont présentées à la Fig.I.11. Cependant, en pratique, l'angle d'orientation des aimants limite les possibilités de réalisation. Une aimantation axiale telle que représentée par A1 et E1 à la Fig.I.11 est généralement obtenue plus facilement qu'une aimantation radiale représentée par A2 et E2 sur la même figure.



(a)

(b)



La raideur de centrage est multipliée approximativement par $2N - 1$

(c)

Fig.I.11 Quatre principales configurations des aimants

a) centreurs passifs à aimants permanents, b) butées passives à aimants permanents

c) Empilement de N centreurs de type A1 [YONN.D3568]

Dans le cas de la Fig.I.12, si la bague intérieure se décale radialement, la bague extérieure la repousse vers le centre, il s'agit donc d'un centreur. Dans le cas de la Fig.I.13, si la bague intérieure se décale axialement, la bague extérieure la rappelle dans son plan de symétrie. Il s'agit donc d'une butée.

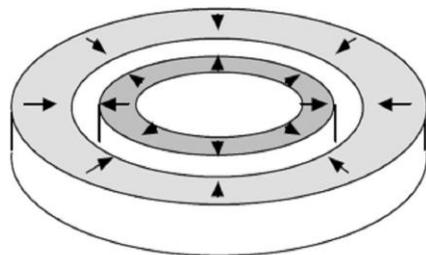


Fig.I.12 Centreur à aimant permanent

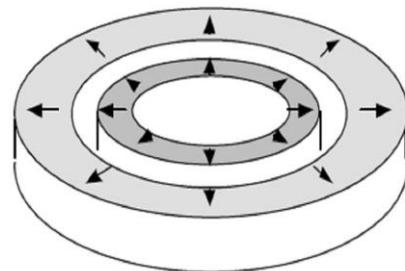


Fig.I.13 Butée à aimant permanent

I. 4 Actionneur linéaire

On dit d'un système qu'il possède un mode d'actionnement linéaire lorsque sa loi de commande est linéaire.

I. 4.1 Actionneur hybride

Le dispositif réalisé par Hodac et al [HOD 98] constituée d'un mécanisme bielle manivelle pour le déplacement grossier. Le piston est guidé par un rail le long duquel s'effectue la translation. Sur le piston est monté un actionneur à déplacement fin. Ce dernier est constitué d'une flexible commandée par une bobine électromagnétique mobile.

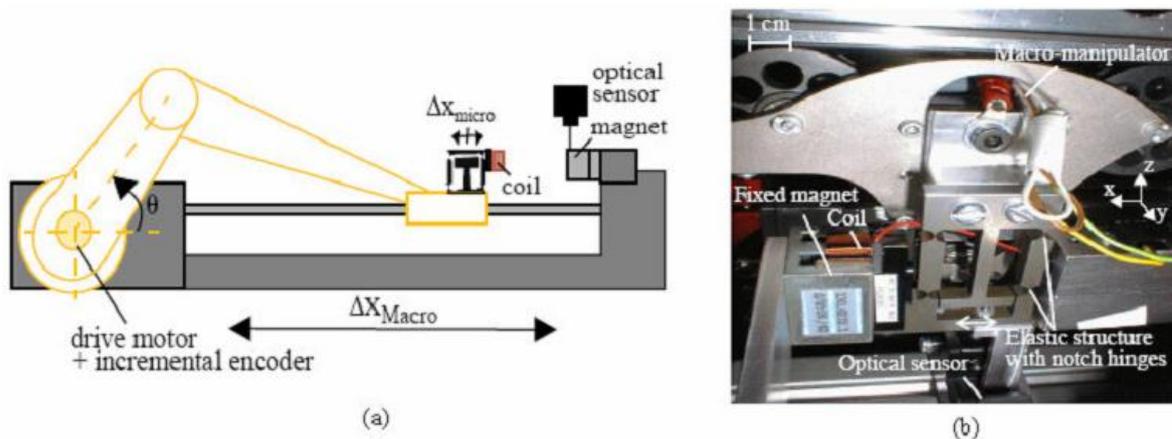


Fig.I.14 système Macro/micro positionnement [HOD 98]

Le système de macro/micro positionnement possède une résolution de l'ordre $1\mu\text{m}$ et une répétabilité inférieure à $\pm 1\mu\text{m}$ contre une résolution de $30\mu\text{m}$ et une répétabilité de $\pm 20\mu\text{m}$ en fonctionnement macro positionnement.

I. 4.2 Actionneur à par interaction de champs

Les actionneurs par interaction de champs permettent un actionnement sans contact, entre la partie mobile et fixe, ce qui a pour effet de réduire/éliminer les effets dus à l'adhérence et au frottement [BEN 06].

L'interaction de l'électromagnétisme avec la matière se traduit par la force de Lorentz (action sur une charge électrique) et qui se répercute collectivement par la force de Laplace (action sur un conducteur). Les effets de l'électromagnétisme peuvent apparaître dans des applications d'actionnement sous plusieurs formes.

Les travaux de Williams [WILL 97] ont abouti à l'élaboration d'une platine de translation en lévitation électromagnétique (Fig.I.15). Pour créer la force nécessaire à la translation, des aimants en disposition de Halbach sont collés sur la partie inférieurs de

table mobile et mis en regard une bobine électrique à enroulement à six phases. La section des aimants permanents est de $12 \times 12 \text{ mm}^2$ et leur aimantation de 1.25 T. La bobine électrique est dimensionnée pour des déplacements sur une course de 200mm.

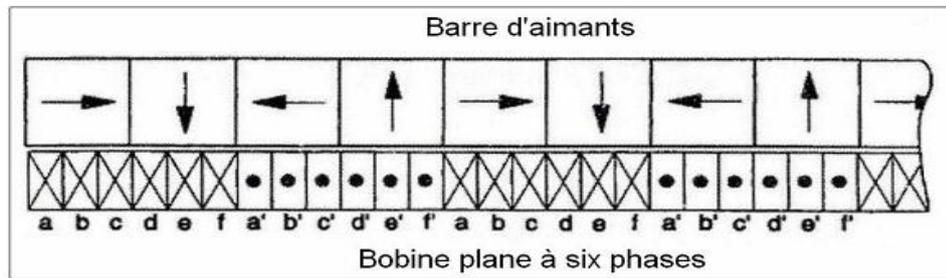


Fig.I.15 moteur linéaire à six phases utilisant une disposition de Halbach [WIL 97]

L'utilisation de disposition, de Halbach, une composante de la force agit perpendiculairement à l'axe de déplacement. Cette force produite un déplacement parasite suivant l'axe de lévitation. Pour réduire les effets de déplacement de la composante parasite créée, LEE et al [LEE 04] proposent d'assembler les aimants permanents suivant une disposition appelée disposition trapézoïdale. La partie mobile est de forme « U » sur laquelle sont fixés deux paliers à air et deux bobines électriques triphasées. La disposition d'aimant permanent est collée sur la partie fixe de l'actionneur.

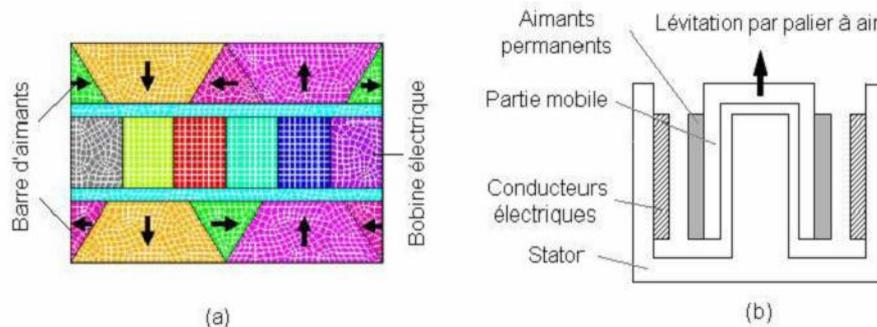


Fig.I.16 Disposition trapézoïdale avec une bobine à trois phases

Kube et al exploitent les deux composante de la force de Laplace créées l'une pour l'avance et l'autre la lévitation respectivement les axes X et Z (Fig.I.17). Un dispositif de guidage par paliers d'air est toutefois nécessaire pour le contrôle de la rectitude de la partie mobile. Le système a une course de 50 mm en avance et $300 \mu\text{m}$ en lévitation.

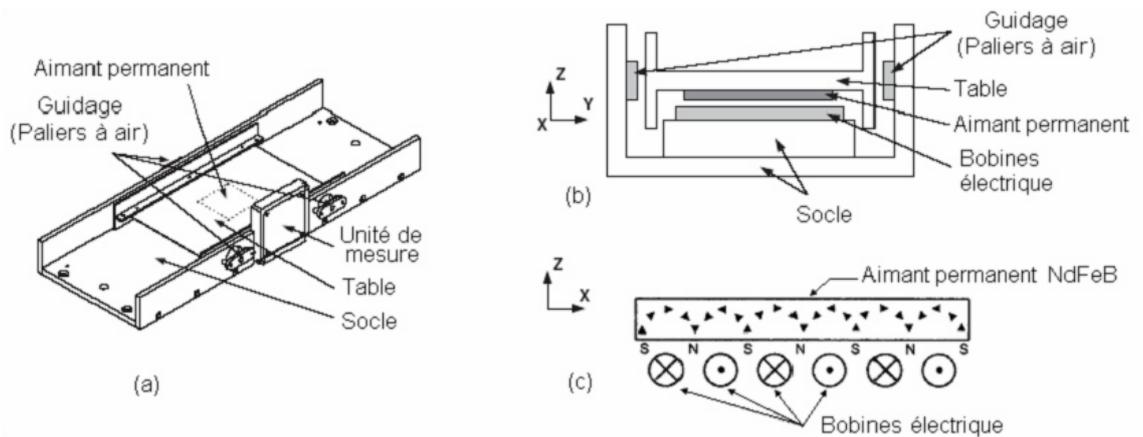


Fig.I.17 Moteur linéaire à avance et lévitation couplé

Le guidage et la lévitation de la partie mobile se font avec des électroaimants disposés le long de la partie mobile et mis en regard avec le rail ferromagnétique lié à la partie fixe (Fig.I.18). La table est maintenue en lévitation, à une hauteur fixée, par un contrôle de courant électrique dans les électroaimants qui modifie l'intensité de la force (F_z , $-F_z$). Le contrôle de la position suivant l'axe latérale « Y » se fait en utilisant le même principe [BEN 06].

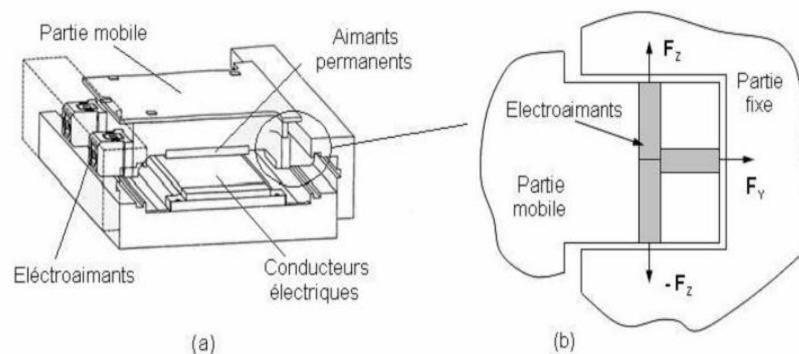


Fig.I.18 Actionneur linéaire en lévitation électromagnétique

I.4.3 Actionneurs à déplacement longitudinal

Pour les actionneurs à déplacement longitudinal, nous rencontrons fréquemment trois topologies.

- **L'induit mobile et l'inducteur fixe**

L'inducteur est solidaire du rail donc fixe également. L'induit est en mouvement et supporte l'alimentation qui est embarquée ou relié à celle-ci par un câble souple ce qui limite la course de son déplacement comme l'indique la Fig.I.19. Une application de Linear Drives est fournie dans la Fig.I.18 précédente.

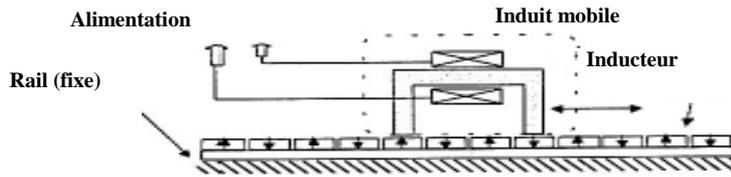


Fig.I.19. Actionneur linéaire à induit mobile et inducteur fixe

- **L'induit fixe et l'inducteur, solidaire du rail, est mobile**

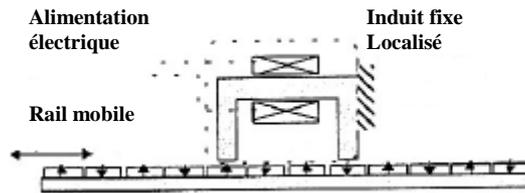


Fig.I.20. Actionneur linéaire à induit fixe et inducteur mobile solidaire sur rail

- **Inducteur mobile et induit fixe**

Tel que celui-ci est distribué sur la longueur d'un rail, comme le croquis représenté dans la figure (I.21) suivante :

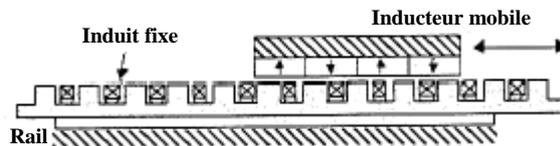


Fig.I.21. Actionneur linéaire à induit fixe et inducteur mobile

Parmi ces topologies linéaires, on cherche à réduire les efforts exercés sur le système de guidage. En effet, si la surface active d'entrefer est plane, les efforts normaux ne sont pas négligeables. Ils sont considérés comme parasites et peuvent atteindre des valeurs 100 fois supérieures à celles des efforts tangentiels qui constituent la composante utile. Ainsi, deux géométries, l'une en U, l'autre tubulaire, permettent grâce à une compensation globale des composantes normales des efforts, de minimiser la force résultante sur le guidage.

I.4.4 Actionneur à course "limitée" et "illimitée"

Il est possible de recenser les principales structures rencontrées pour les moteurs électriques. Nous pouvons en retenir deux principales : les machines à course "limitée" et "illimitée".

I.4.4.1. Les actionneurs à course "limitée"

Leurs courses sont généralement inférieures à 50mm :

- **L'actionneur à bobine mobile**

Fonctionne en monophasé. Il a un bon comportement dynamique et est utilisé fréquemment pour les têtes de lectures de disques durs. Le guidage peut être sophistiqué (coussins d'air), par exemple pour le "bounding" des circuits intégrés. Il existe une grande diversité de formes de ce type d'actionneur fig.I.24. La principale caractéristique de ces actionneurs est leur très forte accélération (100 m²/s environ).

De nombreuses applications industrielles et de recherche nécessitent des actionneurs linéaires qui offrent un compromis entre performances élevées et réduction des coûts et des volumes.

En principe, les moteurs linéaires magnétiques correspondent à une séquence de plusieurs actionneurs de bobine mobile; les bobines individuelles peuvent être commandées selon un schéma dépendant de la position (commutation). En règle générale, le mouvement des bobines ou l'assemblage magnétique est possible.

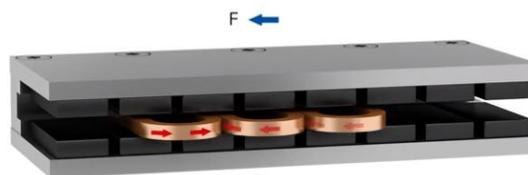


Fig.I.22 moteur linéaire

Les moteurs linéaires sont utilisés à la fois pour des vitesses d'alimentation très élevées et très faibles. Ils travaillent précisément dans une plage allant de moins de 0,1 µm/s à plus de 5 m/s.

Les actionneurs à bobine mobile (VCA) sont des dispositifs à entraînement direct et à mouvement limité qui utilisent un champ magnétique permanent et un enroulement de bobine (conducteur) pour produire une force proportionnelle au courant appliqué à la bobine. Pour maintenir une position stable, l'entraînement linéaire de la bobine mobile,

comme toute autre bobine linéaire, doit être actionné et freiné avec une commande en boucle fermée.

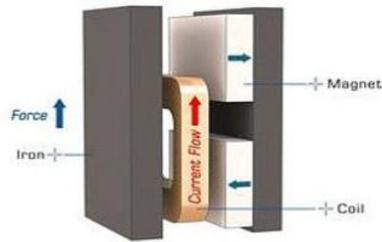


Fig.I.23 Actionneur à aimant mobile (VCM)

Ces dispositifs sont utilisés dans des applications de mouvement linéaire et rotatif qui nécessitent une sortie de force ou de couple linéaire et une accélération élevée ou une oscillation haute fréquence. Utilisés à l'origine dans les haut-parleurs radio, les actionneurs à bobine mobile gagnent en popularité dans les applications où le contrôle d'asservissement proportionnel ou serré est une nécessité.

Le mécanisme de conversion électromécanique d'un actionneur à bobine mobile est régi par le principe de la force de Lorentz. A cette loi, si un conducteur est placé dans un champ magnétique, une force, "F", agira sur lui. La grandeur de cette force est déterminée par le flux magnétique, "B", le courant, "I", et l'orientation du champ et les vecteurs actuels.

Un actionneur à bobine mobile linéaire (LMCA) avec une bobine se déplaçant à travers un champ magnétique généré par des aimants permanents, est considérée comme une topologie très appropriée qui satisfait des exigences de construction.

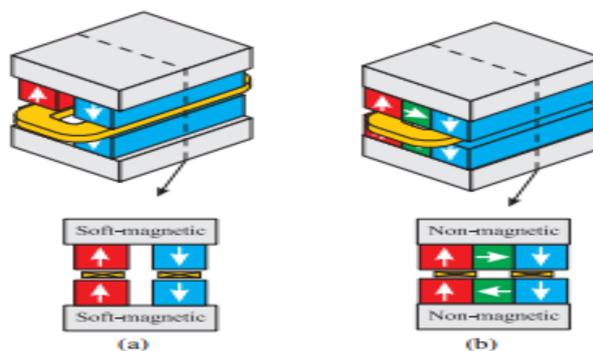


Fig.I.24 actionneur à bobine mobile linéaire

L'actionneur de la (Fig.I.24.a) comporte quatre aimants qui sont aimantés axialement. L'actionneur de la Fig.I.24.b a une structure d'aimant quasi-Halbach qui utilise deux aimants supplémentaires pour centraliser le flux magnétique vers l'entrefer. En raison

de cette structure de Halbach, il n'y a pas besoin d'un matériau ferromagnétique pour canaliser le flux magnétique vers l'entrefer.

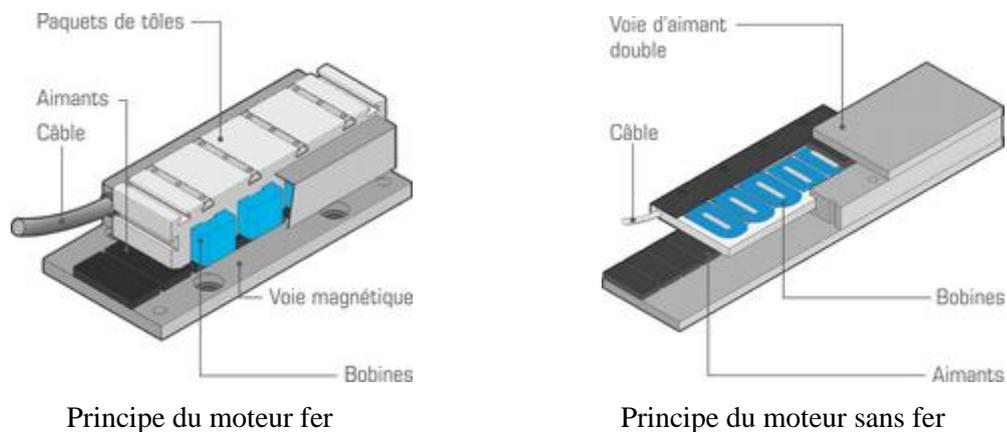


Fig. I.25. Un actionneur à bobine mobile à course limitée

Les moteurs linéaires sont une catégorie spéciale de servomoteurs synchrones sans balais. Ils fonctionnent sur le même principe que les moteurs couple mais sont ouverts et déroulés à plat. L'interaction électromagnétique entre un assemblage de bobines (ensemble primaire) et une voie d'aimants permanents (ensemble secondaire) transforme l'énergie électrique en une énergie mécanique linéaire avec une grande efficacité. Habituellement, on appelle également l'ensemble primaire moteur, partie mobile ou chariot ; quant à l'ensemble secondaire, il est aussi appelé voie d'aimants ou voie magnétique.

Etant donné que les moteurs linéaires sont conçus pour produire de hautes forces à faible vitesse ou vitesse nulle, le dimensionnement n'est pas basé sur la puissance mais sur la force contrairement à des entraînements traditionnels.

La partie mobile d'un moteur linéaire étant directement fixée à la charge de la machine, ceci permet d'économiser de la place, de simplifier le design de la machine, d'éliminer le jeu mécanique et de supprimer les sources de panne engendrées par les courroies, vis à billes et autres éléments de transmissions. Finalement, la largeur de bande et la rigidité d'un système de positionnement sont bien meilleures donnant ainsi une meilleure répétabilité de position et précision sur une course illimitée tout en étant à haute vitesse.

Du fait que les moteurs linéaires n'incluent ni cage, ni roulements ou codeur de position, le constructeur de la machine est libre de sélectionner les composants additionnels de son choix afin de répondre au mieux aux exigences de l'application.

- **L'actionneur à aimants mobiles:**

A généralement une densité massique d'effort plus élevée que le précédent (volume d'encombrement plus faible de l'ensemble grâce aux aimants) et un meilleur comportement thermique. Nous présentons sur la Fig.I.27 le schéma d'un actionneur à aimants mobiles.

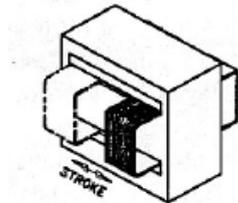


Fig. I.26. un actionneur à bobine mobile à course limitée

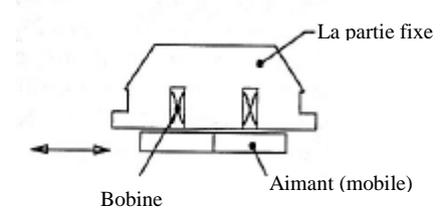
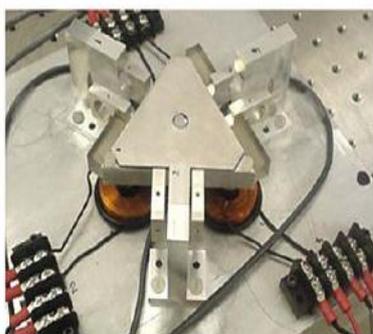


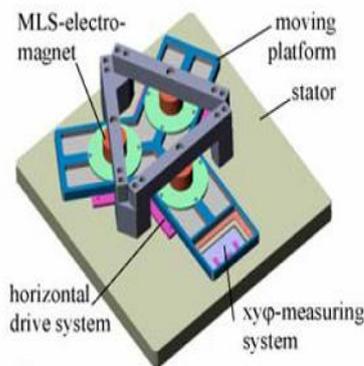
Fig.I.27. Forme classique d'un actionneur à aimants mobiles

I.5 Actionneur planaire à aimants permanents

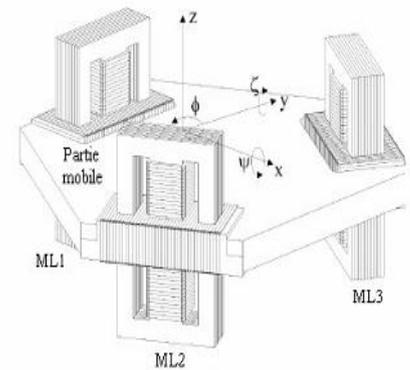
Pour créer des déplacements suivant un plan, GU [GU 03] dispose trois moteurs linéaires à 120° (Fig.I.28.a). Chacun est constitué d'un solénoïde à l'intérieur duquel se trouve un aimant lié à la partie mobile. La variation du courant dans le solénoïde induit le déplacement de l'aimant et donc la partie mobile. Cette partie crée des translation suivant le plan (T_x, T_y) et la rotation autour de l'axe perpendiculaire (R_z). Des déplacements de 5000 μm en translation et de 3 mrad en rotation.



(a)



(b)



(c)

Fig.I.28 Diverses application de structure triangulaire électromagnétique

Zentner [ZEN 04] utilisent des moteurs linéaires, avec des aimants permanents en dispositions de Halbach pour générer les translations suivant le plan (Fig.I.28.b). Les

systèmes développés par GU et Zentner sont composés de deux dispositifs distincts, un premier pour la lévitation et un second pour le déplacement. Molennar et al [MOL 96] mettent au point une solution couplant les fonctions. Cette solution est nommée dispositif de lévitation et propulsion. Chaque moteur linéaire est constitué de deux électroaimants placés de part et d'autre de la partie mobile. L'induction magnétique au niveau de l'entrefer est alors exploitée pour créer les déplacements planaire [BEN 06].

L'interaction entre la source d'induction et un conducteur étant mutuelle. Sprenger et al [SPR 98] utilisent une source d'induction fixe et conducteur mobile pour leur actionneur (Fig.I.29). Les aimants sont fixés sur un support métallique. La bobine est enroulée sur un profilé carré et creux dont les dimensions permettent d'avoir un faible entrefer entre la bobine et l'aimant permanent. la partie mobile est munie de paliers à air ce qui permet sa lévitation.

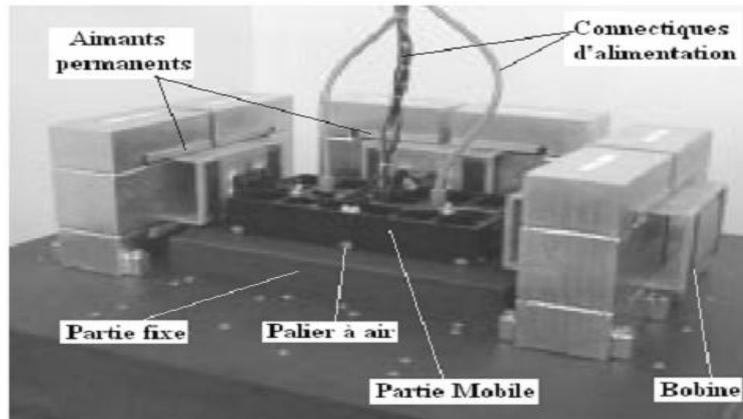


Fig.I.29 Actionneur planaire à aimants permanents fixes [SEF 98]

L'utilisation de paliers à air pour l'axe de lévitation permet d'augmenter la capacité de charge de la partie mobile. Saffert et al [SEF 98], adopte cette solution pour la lévitation, avec des paliers sur chaque coin de la table (Fig.I.29). Le déplacement est créé par des moteurs électriques à aimants permanents mobiles.

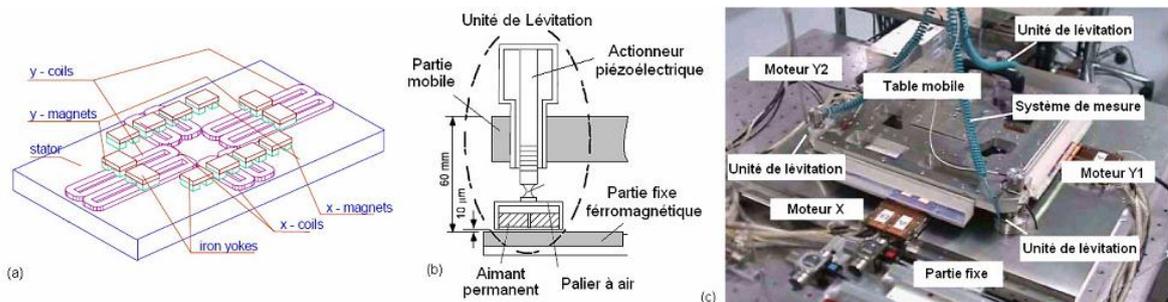


Fig.I.30 Actionneur planaire à aimants permanent mobiles

La partie mobile du dispositif de Dejima et al [DEJ 05] repose sur une plaque ferromagnétique par l'intermédiaire de paliers à air (Fig.I.30.b). L'action combinée de l'aimant et du palier à air permet de créer le déplacement de la partie mobile sur l'axe vertical. Le déplacement planaire est pour sa part créé par des moteurs linéaire utilisant des aimants permanents en disposition opposée et des bobines électriques en forme de boucle [BEN 06].

Une disposition de Halbach est utilisée pour créer des déplacement linéaire (Fig.I.25.a). Compter et al [COM 04a] proposent d'utiliser cette meme disposition pour créer des déplacements plans. Pour cela, ils utilisent, sur la partie fixe du dispositif, une répartition de la disposition de Halbach suivant deux axes pour obtenir une matrice de Halbach (Fig.I.31.b). Les bords de bobines constituant la partie mobile interagissent avec les aimants pour créer les déplacements suivant les deux axes. Les performance du prototype ne sont pas donnée, en raison de confidentialité .

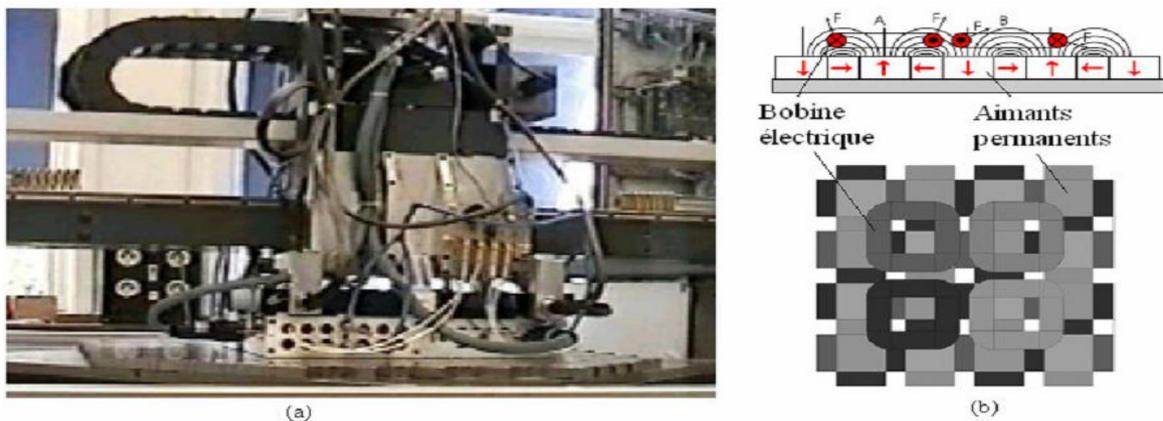


Fig.I.31 Actionneur planaire à aimants fixe disposés sur une matrice de HALBACH

Ce dispositif de déplacement est basé sur une structure en forme de croix disposant à chacune de ces extrémités d'un moteur, ce qui permet à la structure d'effectuer des déplacements linéaires dans le plan (X, Y), mais aussi des rotations autour de l'axe perpendiculaire au plan (θ). Ce dispositif est capable d'effectuer des déplacements linéaires sur quelques millimètres.

L'actionneur mis en place par Williams [WIL 97] utilise la disposition de Halbach pour mettre en mouvement une table mobile (pour une application en photolithographie). La lévitation est contrôlée par des électroaimants se trouvent de part et d'autre de la table (Fig.I.32). Le rôle des électroaimants est de stabiliser la table en lévitation. Une structure utilisant quatre moteurs linéaires est présentée par Kim [KIM 97]. Les moteurs sont

assemblés dans une structure cartésienne (Fig.I.32). Les dimensions des conducteurs électriques permettent de générer en chaque position deux composantes de la force :

- Une composante est utilisée pour la lévitation et,
- la deuxième pour le déplacement.

L'intensité du courant est limitée en raison de la dissipation par effet Joule, ce qui crée une élévation de température dans le dispositif [BEN 06]

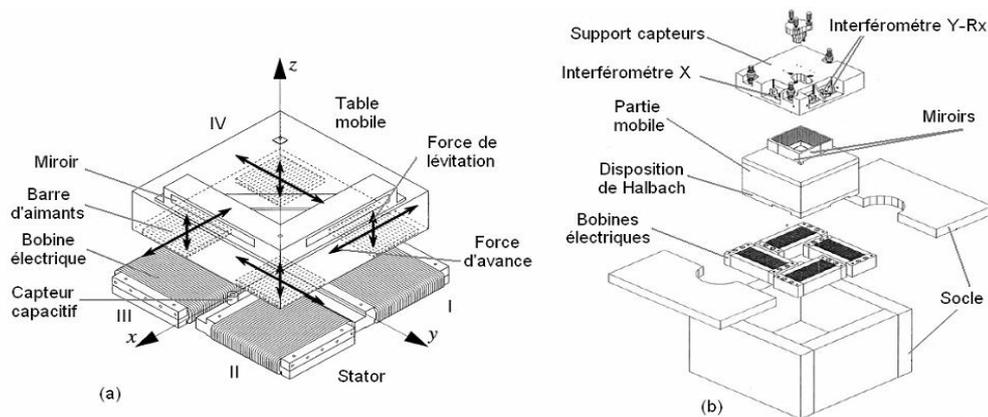


Fig.I.32 actionneur palanier électromagnétique en avance et lévitation [KIM 97]

I.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les points les plus intéressants qui peuvent nous aider à comprendre la lévitation magnétique. Nous avons vu la définition de la lévitation magnétique, puis son principe qui repose sur un simple système. Aussi, on a parlé de différentes classes qui peuvent nous résumer la lévitation magnétique. Et Aussi, on a cité les différents types des actionneurs électromagnétiques planaires, présentant quelques réalisations, les avantages et les inconvénients vis-à-vis de la stabilité, du coût...etc.

*Chapitre II : Généralités sur
les aimants permanents*

Généralités sur les aimants permanents

II.1 Introduction

Les champs magnétiques peuvent essentiellement être créés à partir de deux "sources de champ", les aimants permanents et les conducteurs parcourus par des courants. Les aimants permanents n'ont connu leurs réels développements que depuis les années 1930. De nouveaux types ont été découverts, synthétisés et industrialisés, avec des performances telles que les applications ont pu se multiplier dans de nombreux domaines, de l'automobile à l'électroacoustique, de l'horlogerie à l'industrie minière, de l'électroménager au jouet, etc. L'usage des aimants permanents est de plus en plus répandu dans les actionneurs planaire.

Dans ce chapitre, nous allons voir le comportement et les propriétés de quelques aimants industriels qui ont le potentiel d'être les éléments constitutifs des actionneurs électromagnétiques planaires. Et aussi, les modèles utilisées pour la modélisation des aimants permanents.

II.2 Magnétisme

Le magnétisme est une force invisible, agissant à distance, il est créé par des aimants naturels ou artificiels. Il est utilisé dans la vie de tous les jours. Les aimants naturels sont des corps capables d'attirer des morceaux de fer ou de limailles. Lorsqu'on frotte un morceau de fer contre un morceau d'acier de forme allongée, un aimant artificiel est créé.

Tous les corps ne sont pas attirés par un aimant. Ceux qui le sont, sont appelés corps magnétiques. Tout aimant a un pôle nord et un pôle sud. Si on en casse un en deux, on obtient alors deux aimants ayant chacun leur pôle Nord et leur pôle Sud. Il est donc impossible d'isoler le pôle nord, d'un aimant, de son pôle sud.



Fig.II.1 Les pôles après la division

Les aimants agissent l'un sur l'autre par des forces d'attractions (pôles différents N/S ou S/N) ou de répulsions (mêmes pôles N/N ou S/S), appelées « forces magnétiques ».

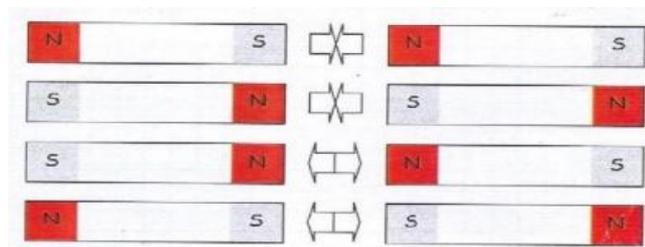


Fig.II.2 Les forces d'interaction entre les aimants

Un aimant naturel génère un champ magnétique dans son état naturel. Un objet fait d'un matériau ferromagnétique a la propriété d'acquérir des pôles lorsqu'il est placé à proximité d'un aimant, il devient un aimant induit. Dans certains cas, l'objet demeure aimanté lorsqu'on retire l'aimant inducteur, c'est ainsi qu'on peut créer un aimant permanent.

a) Le champ magnétique :

Certains objets appelés aimants, génèrent des champs magnétiques, la Terre elle-même est un aimant géant. L'aiguille d'une boussole est un aimant, sous l'effet du champ magnétique terrestre, elle s'oriente (approximativement) dans la direction nord-sud. L'extrémité de l'aiguille qui pointe vers le nord est appelée pôle sud. On peut le représenter par des lignes de champ magnétique. Ces lignes, sortent de l'aimant près du pôle nord, et réintègrent l'aimant près du pôle sud.

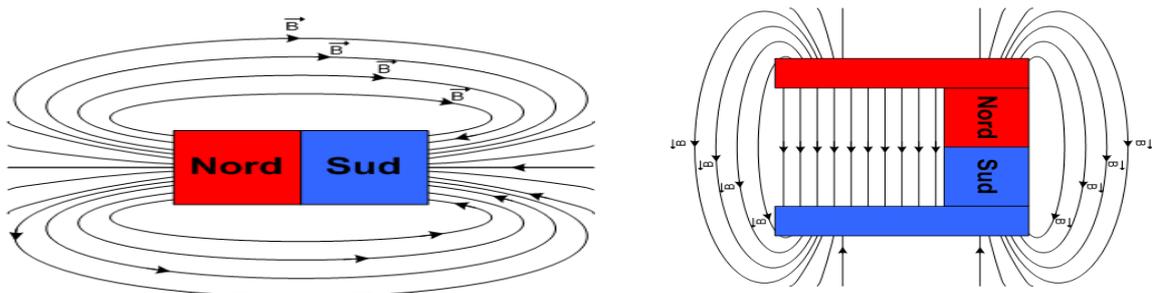


Fig.II.3 Le champ magnétique et les pôles

Le champ magnétique s'exprime en Tesla. On rencontre parfois l'unité Gauss.

b) Électromagnétisme :

Lorsqu'on place un aimant dont le pôle Nord est placé face à une bobine, et qu'on alimente la bobine, le courant ayant un sens particulier tel que la face gauche de la spire soit une face Sud, il y a attraction.

Mais si on alimente la bobine avec le sens inverse tel que la face gauche de la spire soit une face Nord, il y a répulsion. Les actions électromagnétiques mises en évidence dépendent du champ magnétique et du courant. Pour s'en rendre compte, il suffit de rapprocher ou d'éloigner l'aimant de la bobine, de changer le sens du courant et de faire varier son intensité.

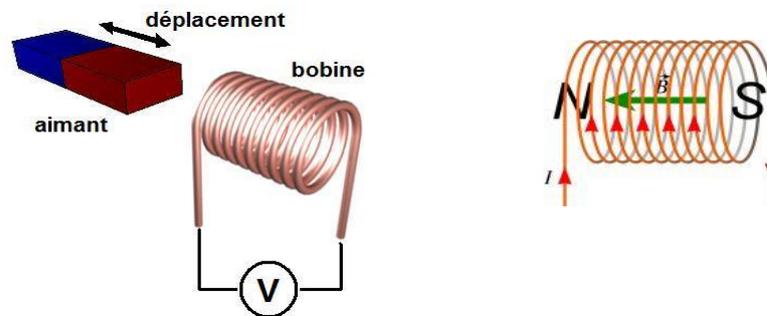


Fig.II.4 interaction entre aimant et un solénoïde

Le champ électromagnétique est l'ensemble des champs magnétiques et électriques. Il est la représentation dans l'espace de la force électromagnétique.

Lorsque l'on approche brusquement un aimant d'un solénoïde (c'est-à-dire d'un enroulement cylindrique de fil conducteur), il s'établit un courant dans le circuit du solénoïde. Si par la suite on éloigne cet aimant, il apparaît un courant de sens contraire (Fig.II.4). De plus, le courant qui parcourt le solénoïde disparaît dès que le mouvement de l'aimant cesse. Enfin, le sens du courant induit par le mouvement de l'aimant dépend du pôle que l'on approche. Plus précisément, lorsque l'on approche le pôle sud, le courant s'établit de sorte qu'il apparaisse une face sud sur la bobine en regard de l'aimant. Tout se passe donc comme si le courant s'était opposé à l'effet magnétique que l'aimant faisait subir au solénoïde.

L'apparition d'un courant induit peut être observée dans deux cas :

- Lorsque le circuit est en mouvement par rapport à un champ magnétique constant.
- Lorsqu'il est fixe dans un champ variable.

II.3 Les matériaux magnétiques

II.3.1 Moment magnétique

Pour l'observateur éloigné, le moment magnétique est une source bien définie avec deux représentations possibles, une représentation polaire et une représentation ampérienne (Fig.II.5). La spire parcourue par un courant réalise le moment $\vec{\mathcal{M}} = IS$ représentation ampérienne, alors que le dipôle magnétique (+q,-q) en constitue la représentation coulombienne selon $\mu_0 \vec{\mathcal{M}} = q \vec{AB}$ les deux représentations sont équivalentes dès lors que l'on se place à une distance grande devant la dimension caractéristique du moment ($r \gg R, r \gg AB$).

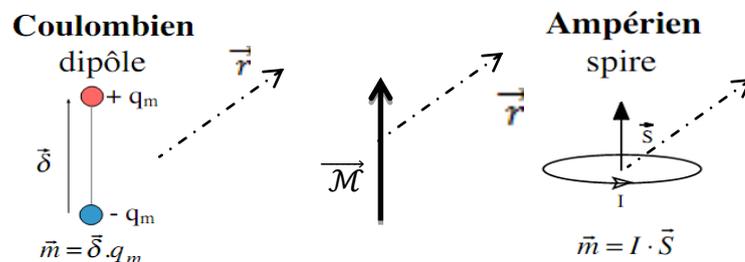


Fig.II.5 Représentations ampérienne et coulombienne du moment magnétique

II.3.2 Paramagnétisme

Dans les matériaux paramagnétiques, il existe des moments magnétiques permanents, et lorsqu'un champ magnétique extérieur est appliqué, les divers moments magnétiques présents dans l'atome (spin, moment orbital) s'alignent dans la direction du champ. La susceptibilité magnétique est donc positive : il y a aimantation. Cependant, en l'absence d'un champ extérieur, alors même qu'il existe dans l'échantillon métallique des moments magnétiques élémentaires, l'échantillon n'a pas de moment macroscopique global car, les moments élémentaires étant orientés au hasard, le moment résultant est nul.

II.3.3 Ferromagnétisme

Dans les corps ferromagnétiques, les moments magnétiques sont déjà ordonnés : ils sont parallèles entre eux sous l'effet d'un champ interne au métal appelé champ moléculaire de Weiss. Cependant, lorsque la température s'élève, l'agitation thermique compense de plus en plus l'effet du champ de Weiss, les moments magnétiques se désordonnent et, au-dessus d'une température critique T_c , la température de Curie, le métal devient paramagnétique avec une susceptibilité magnétique qui décroît avec la température.

Dans quelques matériaux, les moments magnétiques atomiques sont orientés dans le même sens sur de petits domaines de cristallisation (interaction de proche en proche entre les atomes). Sous l'action d'un champ magnétique assez fort, ces domaines tendent à s'orienter dans le même sens :

- le champ magnétique résultant est renforcé (aimantation).
- le matériau canalise les lignes de champ magnétique.
- si on augmente le champ extérieur B_0 , on atteint une limite de l'aimantation : le matériau est saturé.

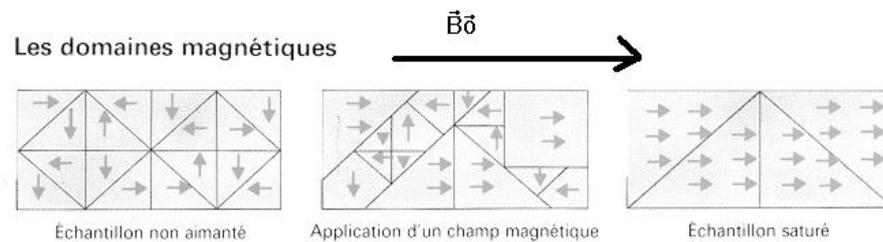


Fig.II.6 Domaines magnétiques dans les ferromagnétiques

II.3.4 Ferrimagnétisme

Les ferrimagnétiques sont des matériaux dans lesquels les domaines magnétiques sont subdivisés en région qui peuvent être alignés dans le sens opposé les uns aux autres, mais dont le moment magnétique n'est pas nul lorsque le champ extérieur est nul.

Les corps ferrimagnétiques représentés par les ferrites, famille d'oxydes de fer particuliers, ont des propriétés similaires aux substances ferromagnétiques : ils possèdent une aimantation résultante non nulle en l'absence de champ magnétique extérieur et sont donc considérés comme des aimants.

Contrairement aux matériaux ferromagnétiques, les corps ferrimagnétiques sont des isolants électriques, ce qui les rend très intéressants dans l'industrie, notamment en radioélectricité. La magnétite, qui sert notamment à fabriquer les aimants permanents, fait partie des substances ferrimagnétiques.

II.3.5 Diamagnétisme

Le diamagnétisme est un comportement de la matière lorsque celle-ci se trouve dans un champ magnétique. En effet ce dernier agit sur le mouvement électronique de la matière qui diminue le champ magnétique provoqué. Cependant, cette diminution est très

faible et apparaît dans tous les matériaux hormis les supraconducteurs. Cependant, ce phénomène est caché par d'autres effets (paramagnétisme, ferromagnétisme).

Les supraconducteurs sont dits diamagnétiques parfaits car ils offrent une grande résistance au passage du champ magnétique. Ainsi les lignes de champ H sont déviées. Ceci est appelé la lévitation des supraconducteurs.

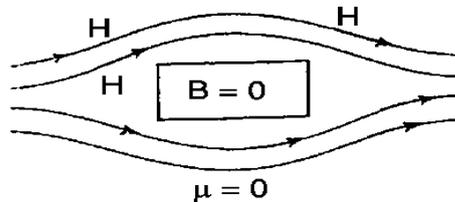


Fig.II.7 Comportement d'un matériau diamagnétique placé dans un champ magnétique

II.4 Aimants permanents

Les aimants permanents sont des corps ferromagnétiques qui, une fois aimantés, conservent un certain état magnétique dont l'effet le plus sensible est d'attirer un morceau de fer. C'est en 1600 que paraît le premier ouvrage sur les aimants : *De magnete*. Différentes nuances ont été développées dans les années 20 et 30 : aimants en acier au Cobalt (35% de Cobalt 1921 : $7,2 \text{ kJ/m}^3$), Ni-Al (1932, $9,5 \text{ kJ/m}^3$), Ni-Co-Ti (1934, $12,8 \text{ kJ/m}^3$), FePt (1936, 24 kJ/m^3), CoPt (1937, 27 kJ/m^3). A la fin des :

- années 1930 : développements des AlNiCo aux Bell Laboratories. Des moteurs à aimants de quelques chevaux ont pu être réalisés.
- Années 1950 : aimants ferrites durs.
- Années 1960 : arrivée des terres rares : samarium-cobalt.
- Années 1980 : Les aimants permanents Néodyme-Fer-Bore.

II.4.1 Caractéristiques générales

Les matériaux utilisés pour leurs propriétés magnétiques peuvent être classés en deux grandes familles :

1. Les matériaux magnétiques doux, qui ne présentent des propriétés magnétiques qu'en présence d'une excitation magnétique extérieure, et dont font partie les matériaux utilisés dans les transformateurs.
2. Les matériaux magnétiques durs, qui présentent des propriétés magnétiques même en absence de champ magnétique extérieur. Ils ont la particularité de s'aimanter fortement en présence d'un champ magnétique extérieur.

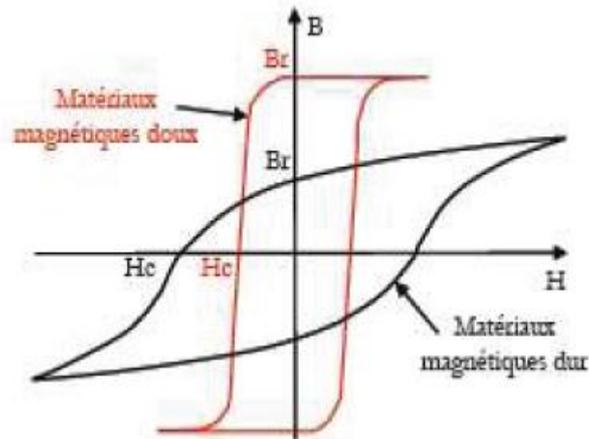


Fig.II.8 Cycles d'hystérésis des matériaux Durs et Doux

En effet, quand un matériau est placé dans un champ électromagnétique extérieur, il se crée une induction magnétique propre au matériau qui est due à la polarisation des domaines, petites régions dans lesquelles les dipôles magnétiques s'orientent localement. Lorsque l'on supprime le champ extérieur, il reste une polarisation permanente dans le cas des matériaux magnétiques durs, appelée rémanence, alors qu'il n'y en a pratiquement pas dans les matériaux magnétiques doux [ALL 10]. La courbe relative à chaque type de matériau est appelée cycle d'hystérésis.

Il existe maintenant une grande variété de matériaux pour aimants permanents dont les propriétés et les applications sont très diverses.

II.4.2 Différentes types des aimants

A l'heure actuelle, il existe quatre familles d'aimants permanents. Ce sont les :

➤ Les aimants permanents Alnico

Les aimants permanents ont d'abord été élaborés à partir d'acier ou de chrome-cobalt. Au cours des années 1935, les gens ont commencé à étudier des alliages de fer-aluminium, nickel, cobalt et cuivre. Ces alliages fondus ou frittés sont connus sous le nom de ticonal ou alnico. Ils sont très peu usés de nos jours du fait de la présence de cobalt (très coûteux) et de leurs modestes propriétés magnétiques.



Fig.II.9 Alnico

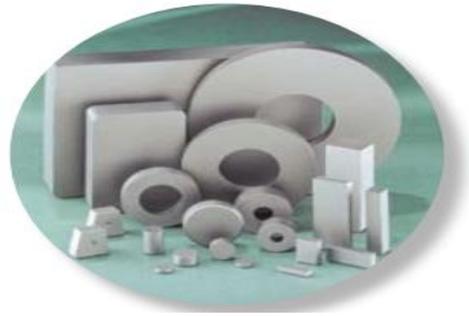


Fig.II.10 Les Ferrites dures

➤ Les Ferrites dures

Les aimants en ferrite, ou aimants céramiques, sont toujours très utilisés. Ils ont un produit énergétique maximal jusqu'à environ 4,3 MGOe. La ferrite est le matériau magnétique le meilleur marché et possède une grande résistance à la corrosion, ce qui élimine la nécessité du revêtement. Les aimants en ferrite peuvent être produits de manière isotrope, comme anisotrope et la température d'utilisation maximale est de 225 °C. La ferrite est une composition chimique, composée de matériau céramique avec de l'oxyde de fer (Fe_2O_3) comme principal composant, complété par du Strontium. (Fig.II.12).



Fig.II.11 Samarium-Cobalt



Fig.II.12 Néodyme-Fer-Bore

➤ Les aimants permanents Samarium-Cobalt

Les aimants permanents samarium cobalt ont été découverts dans les années 1960. Ces aimants présentent des performances magnétiques très supérieures aux deux familles précédentes, notamment en termes de tenue en température, mais leur coût constitue un inconvénient majeur. Le cobalt est un matériau cher, stratégique et dont les réserves sont concentrées dans un nombre réduit de pays. Le samarium est l'une des terres rares les plus chères (Fig.II.11).

➤ Les aimants permanents Néodyme-Fer-Bore

Un aimant au néodyme (aimant NdFeB) est un aimant permanent composé d'un alliage de néodyme, de fer et de bore ($\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$) permettant de former un système cristallin tétragonal. Développé en 1982 par General Motors et Sumitomo Special Metals, les aimants au néodyme sont les aimants permanents les plus puissants disponibles sur le marché, également décrit comme un «aimant aux terres rares », est le matériau magnétique le plus résistant et puissant. De nos jours, le NdFeB est l'alliage magnétique le plus populaire et le plus utilisé.

II.5 La courbe de désaimantation

II.5.1 Cycle en aimantation et cycle en induction

La figure de gauche représente le cycle en aimantation et le cycle de droite le cycle en induction.

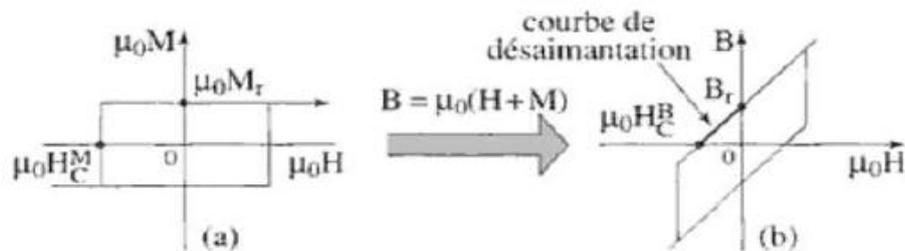


Fig.II.13 Cycle en aimantation et cycle en induction

Ces deux cycles permettent la qualification d'un aimant. La largeur du cycle en aimantation traduit l'importance du champ coercitif. La rectangularité du cycle montre le comportement de l'aimant soumis à un champ inverse. Plus le cycle est rectangulaire, moins l'aimantation varie avant de se renverser. Le cycle en induction se déduit du cycle en aimantation par la relation:

$$B = \mu_0(H + M) \quad (\text{II.1})$$

II.5.2 Produit énergétique maximum

Ce produit est un bon indicateur de performance pour un aimant. Lorsque celui-ci est inséré dans un circuit magnétique, il règne une densité de flux \mathbf{B} ainsi qu'un champ démagnétisant \mathbf{H} . Le produit \mathbf{BH} est alors proportionnel à l'énergie potentielle du champ d'induction généré par les aimants dans l'entrefer. Dans un cas idéal, cette valeur est définie par

$$(\mathbf{BH})_{\max} = B_r^2 / 4 \mu_0 \quad (\text{II.2})$$

Dans un cas réel, il suffit de déterminer l'hyperbole d'équation $BH = Cte$ qui est tangente au point de fonctionnement. Dans ce cas, on aura $BH = (BH)_{max}$.

II.5.3 Cycles d'hystérésis

Les matériaux pour aimants sont principalement caractérisés par leurs cycles d'hystérésis et plus particulièrement par la courbe de désaimantation du deuxième quadrant du plan B-H ou J-H (voir Fig.II.14). Pour bien comprendre, Il existe deux dessins du cycle d'hystérésis ; en induction B (H) et en polarisation J(H). Le passage d'une représentation à une autre se fait à partir de la relation : $\mathbf{B} = \mu\mathbf{H} + \mathbf{J}$. (II.3)

Avec le champ H exprimé en A/m et l'induction B ainsi que la polarisation J exprimées en Tesla. Dans un aimant, le champ H est généralement démagnétisant, c'est-à-dire qu'il s'oppose à B et J. Cette courbe est caractérisée par:

6. La polarisation rémanente J_r , qui est confondue avec l'induction rémanente B_r , est la polarisation résiduelle en champ nul.
7. Le champ coercitif H_{cJ} est le champ démagnétisant nécessaire pour annuler la polarisation, et le champ coercitif H_{cB} celui qui annule l'induction. Plus la valeur de H_{cJ} est élevée, plus l'aimant est stable vis-à-vis de la désaimantation.
8. Le champ H_k qui est un bon indicateur de la courbe de désaimantation. En pratique, le concepteur de machines à AP doit connaître la valeur limite du champ magnétique qu'un AP donné peut supporter. On désigne par $H_k^{0.9}$ cette limite admissible qui est précisément définie dans.
9. Le produit $(BH)_{max}$ d'un aimant définit sa valeur énergétique par unité de volume. Pour utiliser le volume minimal d'aimant, il faut qu'à son point de fonctionnement le produit « induction- champ » soit maximal. Les valeurs H_o et B_o définissent le point de fonctionnement correspondant à $(BH)_{max}$.

On peut classer les différents types d'aimants en fonction de ces paramètres. Fig.II.14 donne les courbes de désaimantation des principaux types d'aimants.

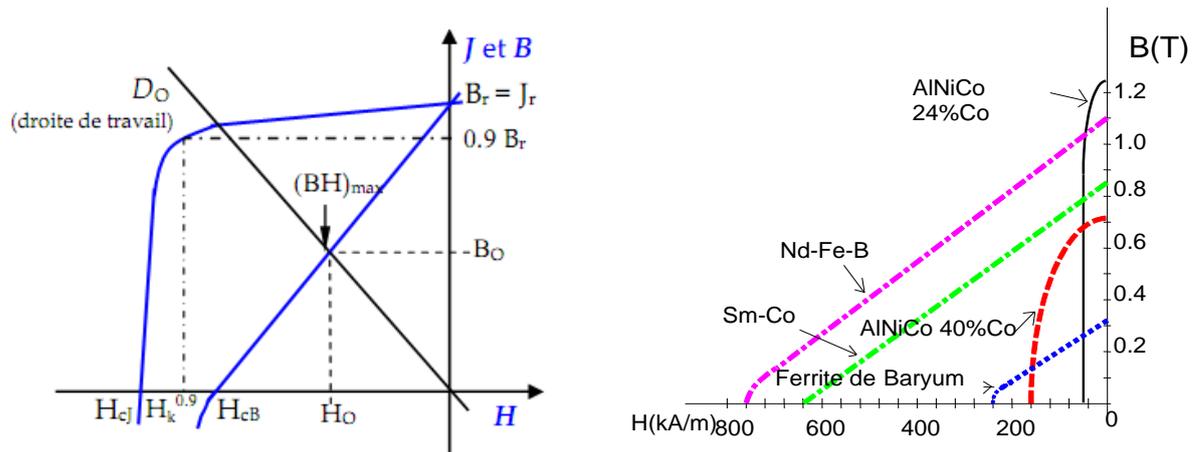


Fig.II.14 Courbe de désaimantation des différents types des aimants permanents

Caractéristiques des aimants permanents actuels, quelques chiffres $(BH)_{\max}$ correspond à l'énergie maximale utilisable.

TAB.I.1 Caractéristiques des aimants permanents actuels

Type	Année d'appar.	BH_{\max} kJ/m^3	B_r à 25°C (T)	H_{cJ} kA/m	coeff B %/K	coeff H_{cJ} %/K	T_{\max_op}	Prix approx. F/kg
NdFeB	1983	200-380	1,2 à 1,5	900 à 2000	-0,1	- 0,4 à - 0,6	140 à 210	500 à 1000
SmCo ₅	1966	140-200	1	2000	-0,04	-0,25	250	1500
Sm ₂ Co ₁₇		180-240	1,05	2000	- 0,03		350	2000
Alnico	1932	50-85	1,1 à 1,3	130	-0,02	+0,01	500	300
Ferrites strontium	1950	27-35	0,3 à 0,4	250	-0,2	+0,4	250	40
Ferrites Barium		8 à 30	0,2 à 0,4	170	-0,2			30

De très nombreuses nuances (valeurs de l'induction rémanente comprises entre 0,1 T et 1,5 T) sont possibles, en particulier grâce aux alliages plastiques (plasto-ferrites et plasto-NdFeB, Sm₂Co₁₇ et même Alnico), leurs températures maxi sont en général plus faibles : 80 à 150°C (pour les SmCo). Hormis, le cas des Alnico ($\mu_r \cong 2,5$ à 5), les perméabilités relatives des aimants sont comprises entre 1,05 et 1,4.

➤ **Causes de désaimantation irréversible**

- température excessive, en général, bien avant la température de Curie, on observe des pertes d'aimantation partielles mais non réversibles : on définit ainsi une température limite d'utilisation (variable entre 80 et 350°C selon les nuances) ;
- champ désaimantant excessif : dépassement de H_{ci} . La charge magnétique produit un effet désaimantant, de même un champ opposé produit par une FMM tend à désaimanter l'aimant (réaction d'induit dans une machine électrique). La combinaison des deux ne doit pas conduire, dans les pires conditions, à une désaimantation irréversible.

II.6 Représentation des aimants permanents

II.6.1 Modèles coulombien et ampérien

Par la méthode ampérienne, l'aimantation est remplacée par une nappe de courants qui s'enroule autour de l'aimant (Fig.II.15.c). On les appelle courants ampériens. L'aimant peut alors être assimilé et calculé comme un solénoïde parcouru par une densité linéique de courant [YON.D3568]:

$$K^* = \mathcal{J}_0 / \mu_0 \tag{II.4}$$

Quand on travaille à partir du modèle ampérien, le champ d'excitation H' ne joue qu'un rôle secondaire. On l'évalue facilement à partir de B' . Ces modèles, qui considèrent que les aimantations sont rigides, conviennent parfaitement pour les aimants terres rares.

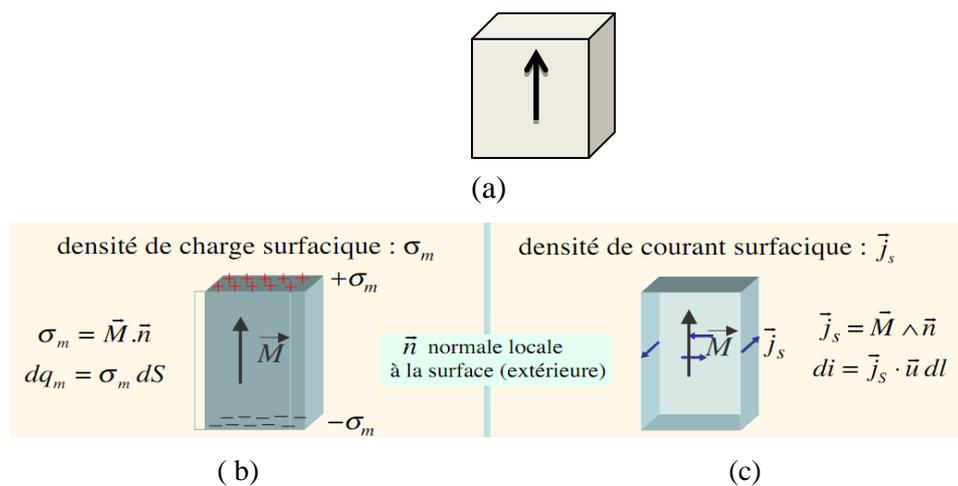


Fig.II.15 la distribution de charges et la répartition de courants ampériens

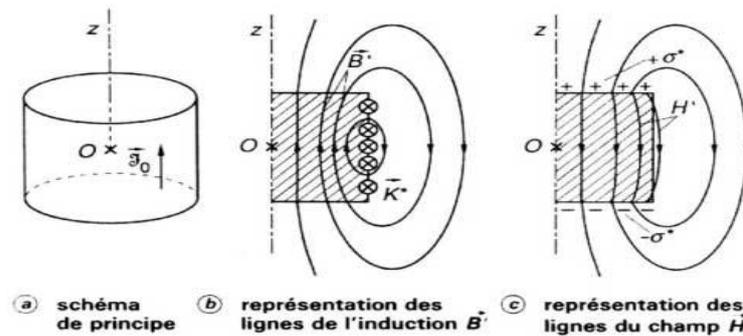


Fig.II.16 Étude d'un cylindre de révolution uniformément aimanté [YON.D3568]

On se propose d'illustrer les résultats énoncés dans les paragraphes précédents en étudiant les champs magnétiques créés dans tout l'espace par un cylindre de révolution supposé isoler et uniformément aimanté (Fig.II.16.a). H' est le champ principal quand on opère à partir du modèle polaire. Il s'agit alors du champ coulombien créé par les deux faces terminales de l'aimant placées en vis-à-vis et supposées porteuses des densités surfaciques de pôles [YON.D3568]:

$$\sigma^* = \pm J_0 \quad (\text{II.5})$$

L'exemple traité indique clairement que les deux modèles mènent à des champs B' et H' distincts dans l'aimant. Les deux vecteur en tout point de la matière est donnée:

$$\vec{H}'(\vec{r}) = -g\vec{r}\text{ad}(U'(\vec{r})) \quad (\text{II.6})$$

$$\vec{B}'(\vec{r}) = r\vec{o}t(\vec{A}'(\vec{r})) \quad (\text{II.7})$$

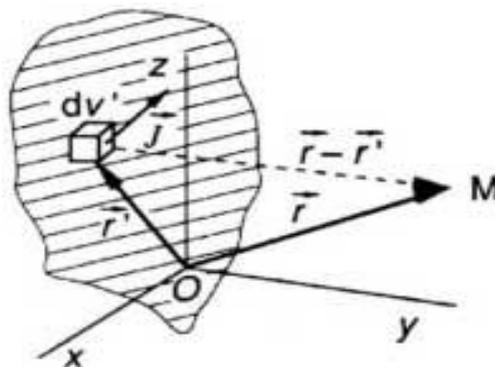


Fig.II.17 Notations utilisées pour le calcul du champ magnétique des courants dans le vide

Imaginons, dans le référentiel (O,x,y,z) , un volume aimanté (v') , dont l'aimantation $J(r')$ est supposée connue en chaque point et un observateur $M(r')$ (Fig.II.17). On s'intéresse aux seules grandeurs magnétiques liées à la présence du volume aimanté et on suppose l'observateur situé d'abord à l'extérieur de la matière aimantée, donc dans le vide. Chaque élément de volume dv' se comporte comme un moment élémentaire [YON.D3568]

$$\overline{d\vec{M}} = \vec{J}(r')dv'/\mu_0 \quad (\text{II.8})$$

Les résultats généraux énoncés dans les paragraphes précédents étant applicables au système, le champ d'induction $B(r)$ vu par l'observateur dérive à la fois d'un potentiel scalaire $U'(r)$ et d'un potentiel vecteur $A'(r)$, avec [ALL 10][YON.D3568]:

$$U'(r) = \frac{1}{4\pi\mu} \iiint_{V'} \frac{\vec{J}(r') \cdot (\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} dv' \quad (\text{II.9})$$

$$\vec{A}'(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi} \iiint_{V'} \frac{\vec{J}(r') \wedge (\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} dv' \quad (\text{II.10})$$

L'existence de distribution de courants supposée connue quelconque $J(r')$ entraîne la présence d'un champ d'induction magnétique $B(r)$ en chaque point $M(r)$ de l'espace environnant (Fig.II.4), donné par l'expression suivante, issue des travaux d'Ampère et communément appelée loi de Biot et Savart [YON.D3568]:

$$\vec{B}(r) = \frac{\mu_0}{4\pi} \iiint_{V'} \frac{\vec{J}(r') dv' \wedge (\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} \quad (\text{II.11})$$

On démontre facilement que les intégrales peuvent être remplacées par les expressions mathématiques suivantes qui représentent des potentiels scalaires et vectoriels [YON.D3568][ALL 10]:

$$U'(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\mu} \iiint_{S'} \frac{\vec{J}(r') \cdot \vec{n}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} dS' + \iiint_{V'} \frac{-\text{div}(\vec{J})}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dv' \quad (\text{II.12})$$

$$\vec{A}'(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi} \iiint_{S'} \frac{\vec{J}(r') \wedge \vec{n}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dS' + \iiint_{V'} \frac{r \text{rot}(\vec{J})}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dv' \quad (\text{II.13})$$

Pour calculer le potentiel scalaire d'où dérive le champ d'excitation, on peut utiliser la loi de Coulomb en remplaçant la distribution d'aimantation par une distribution de pôles magnétiques fictifs comprenant [YON.D3568] :

- une répartition volumique de pôles avec une densité :

$$\rho^* = -\text{div}(\vec{J}) \quad (\text{II.14})$$

- une répartition surfacique de pôles avec une densité :

$$\sigma^* = \vec{J} \cdot \vec{n} \quad (\text{II.15})$$

II.6.2 L'énergie d'interaction

Considérons deux aimants de longueur axiale - axe perpendiculaire au plan x-y - L, séparés d'une distance r_{12} , d'aimantation M_1 et M_2 , de sections S_{a1} et S_{a2} , contenus dans un plan x-y comme le montre la Fig.II.18.

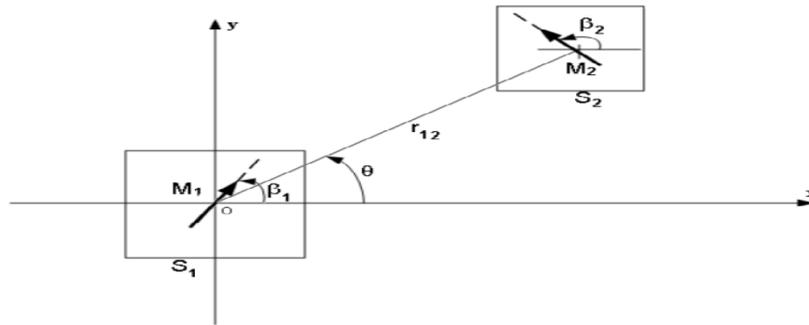


Fig.II.18 Interaction de deux aimants longs [YON.D3568].

Si on considère un corps du volume V possédant une polarisation magnétique rigide J placé dans un champ magnétique externe, l'énergie d'interaction dans le système se calcule par :

$$dW = -\vec{J}_2 \vec{H}_1 dv_2 \quad (\text{II.16})$$

L'énergie d'interaction avec un deuxième aimant de polarisation J_2 est :

$$dW = -\vec{J}_2 \vec{H}_1 dv_2 \quad (\text{II.17})$$

II.6 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons donné des généralités sur les aimants ou une vision aussi large que possible sur les aimants permanents et leur utilisation. Nous avons aussi présenté le comportement et les propriétés de quelques aimants industriels qui ont le potentiel d'être les éléments constitutifs des actionneurs planaire.

*Chapitre III : Modélisation
en 3D d'un actionneur à
bobine mobile*

Modélisation en 3D d'un actionneur à bobine mobile

III.1 Introduction

La modélisation des aimants est difficile et complexe. Dans le cas de simulation en 3D est évidemment plus difficile que celui en 2D. La complexité est apparue à cause des intégrations surfacique et volumique.

Dans ce chapitre, on va proposer des expressions tridimensionnelles pour le calcul des forces d'interactions entre les aimants permanents et les bobines de forme rectangulaire.

III.2 Calcul de champs magnétiques d'un cylindrique aimanté axialement par l'approche Coulombienne

Après les travaux de Giles Akoun et de Jean-Paul Yonnet [Akoun.84], des contributions en calcul 3D ont été présentée par plusieurs auteurs depuis 1984. En 1998, E. Varga et A. Beyer proposent une formulation tridimensionnelle basée sur des intégrales elliptiques pour déterminer le champ magnétique créé par un cylindre aimanté uniformément [Varga 98].

Dans les aimants de forme cylindrique, le calcul est fait par voie numérique, ou par des expressions tridimensionnelles du champ exprimées en fonction d'intégrales elliptiques complètes. Une nouvelle approche de l'analyse en 3D de calcul est proposée par nous, basé sur la méthode de décomposition de la géométrie. On se propose de calculer le champ magnétostatique créées par un aimant cylindrique uniformément aimanté axialement en

utilisant la méthode de décomposition en rectangles. Ce calcul est basé sur le modèle de base pour le calcul tridimensionnel par l'approche coulombienne.

III.2.1 Calcul de champs magnétique d'une plaque circulaire chargée

La première étape est la décomposition géométrique de la surface circulaire en rectangles dans le plan du cercle (Oxy, Oxz ou Oyz). Cette méthode proposée est basée sur la discrétisation du domaine en surface élémentaires auxquels s'appliqueront les expressions analytiques des grandeurs électromagnétiques déduites de la loi de Biot et Savart.

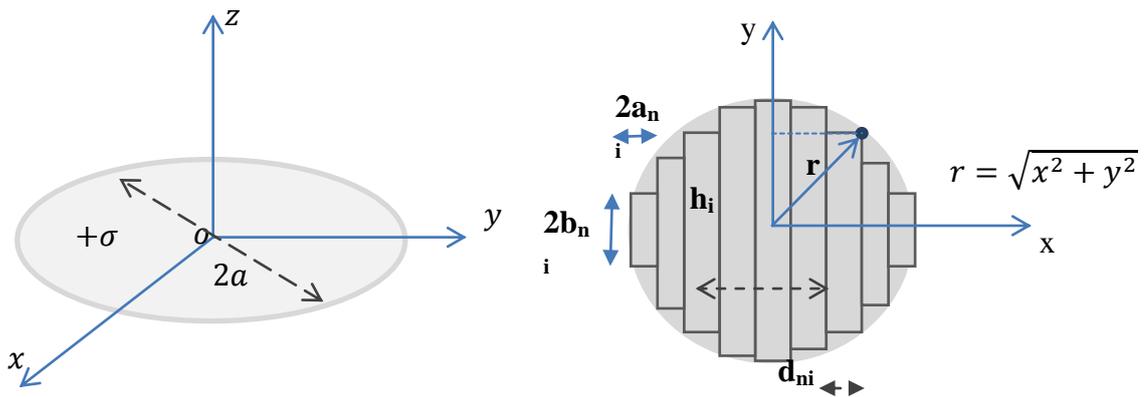


Fig.III.1 Décomposition de la surface circulaire en élément rectangulaire

Chaque rectangle est dimensionné par les grandeurs a_n , b_n et h_i (Fig.III.1). La surface circulaire est divisée par N éléments surfacique et on suppose que la distribution des charges est uniforme dans chaque élément. Le champ est la somme de plusieurs contributions de rectangles chargés. On adopte donc un maillage qui consiste à subdiviser l'aimant dans l'axe ox . Le résultat de ce maillage donnera des surfaces rectangulaires de section plus petite mais de même largeur dans lesquels la densité de surface est supposée uniforme.

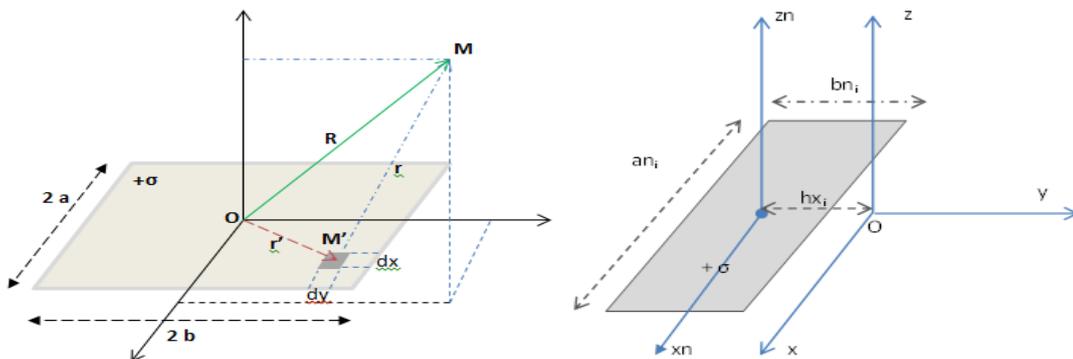


Fig.III.2 Model de base pour le calcul tridimensionnel par l'approche coulombienne

Pour calculer le champ de chaque élément rectangulaire, dans chaque élément de surface de l'aimantation, nous définissons des grandeurs comme le centre de l'élément h_{xi} , la largeur $2a_{ni}$ et la longueur $2b_{ni}$. Cet élément va engendrer un champ magnétique à une distance de la plaque. Nous nous plaçons ici dans l'approximation magnétostatique, c'est-à-dire qu'aucune grandeur ne varie en fonction du temps. Par conséquent, il n'existe pas de courant induit ni de courants de déplacement. Le potentiel magnétique réduit est calculé par l'expression:

$$\varphi_{ni}(r) = \frac{1}{4\pi\mu_0} \iint_S \frac{\sigma}{R_{ni}} dS_{ni} \quad (III.1)$$

$$dS_{ni} = dx'_{ni} \cdot dy'_{ni} \quad (III.2)$$

$$R_{ni} = |\vec{r} - \vec{r}_{ni}| = \sqrt{((x - h_{xi}) - x_{ni}')^2 + ((y - h_{yi}) - y_{ni}')^2 + ((z - h_{zi}) - z_{ni}')^2} \quad (III.3)$$

Où R est le vecteur entre le point d'intégration et le point P où le champ magnétique est calculé, σ la densité de charge surfacique uniforme et S_{ni} les surfaces élémentaires. De plus, pour le calcul de, nous sommes amenés à utiliser un indice que nous notons « ni ». Ou $(x_{ni}', y_{ni}', z_{ni}')$ et (x, y, z) sont respectivement les coordonnées de point M' et M . L'équation (III.1) devient :

$$\varphi_{ni}(r) = \frac{1}{4\pi\mu_0} \int_{-a_{ni}}^{a_{ni}} \int_{-b_{ni}}^{b_{ni}} \frac{\sigma}{\sqrt{((x-h_{xi})-x_{ni}')^2 + ((y-h_{yi})-y_{ni}')^2 + ((z-h_{zi})-z_{ni}')^2}} dx_{ni}' dy_{ni}' \quad (III.4)$$

On se place dans le cas d'une densité de charge surfacique uniforme. Il existe plusieurs méthode d'intégration, parmi lesquelles le changement de variable. Dans ce sens, en pose comme variables secondaires:

$$\begin{aligned} U_{ni} &= (x - h_{xi}) - x_{ni}' \\ V_{ni} &= (y - h_{yi}) - y_{ni}' \\ W_{ni} &= (z - h_{zi}) - z_{ni}' \end{aligned} \quad (III.5)$$

Après le changement de variable, l'intégrale s'écrit sous la nouvelle forme suivante :

$$\varphi_{ni}(r) = \frac{1}{4\pi\mu_0} \int_{-U_{ni}}^{U_{ni}} \int_{-V_{ni}}^{V_{ni}} \frac{\sigma}{\sqrt{U_{ni}^2 + V_{ni}^2 + W_{ni}^2}} dU_{ni} dV_{ni} \quad (III.6)$$

Du point de vue de la complexité d'intégration, cette intégrale présente un calcul relativement complexe. Le logiciel MATHEMATICA semble donc être particulièrement adapté à ce type d'intégrale. Après la simplification;

$$\varphi_t = \frac{\sigma}{4\pi\mu} \sum_i^N \varphi_{ni} \quad (III.7)$$

Ou ;

$$\varphi_{ni} = \frac{\sigma}{4\pi\mu} \sum_i^N \sum_{k=0}^1 \sum_{l=0}^1 (-1)^{k+l} \varphi(U_{nk}, V_{nl}, W) \quad (III.8)$$

Avec :

$$\varphi(U, V, W) = -U_{nk} \cdot \ln(r - V_{nl}) - V_{nl} \cdot \ln(r - U_{nk}) - W \cdot \text{tg}^{-1}\left(\frac{U_{nk}V_{nl}}{rW}\right) \quad (III.9)$$

Le calcul de l'intégrale donnée par la relation ci-dessus conduit à l'expression des trois composantes (B_x , B_y , B_z) du champ. Le champ magnétique est exprimée par :

$$\vec{H} = -\vec{\nabla}\varphi_{ni} = \iint_S \frac{\sigma \vec{R}}{R_{ni}^3} dS_{ni} \quad (III.10)$$

Après l'intégration, la distribution de la densité de flux magnétique dans le système de coordonnées d'un plaque circulaire dans la direction z-positive est égale à :

$$B_{xt} = \frac{J}{4\pi} \sum_i^N \sum_{i=0}^1 \sum_{j=0}^1 (-1)^{k+l} \log(R_{ni} - V_{nk}) \quad (III.11)$$

$$B_{yt} = \frac{J}{4\pi} \sum_i^N \sum_{i=0}^1 \sum_{j=0}^1 (-1)^{k+l} \log(R_{ni} - U_{nl}) \quad (III.12)$$

$$B_{zt} = \frac{J}{4\pi} \sum_i^N \sum_{k=0}^1 \sum_{l=0}^1 (-1)^{k+l} \text{arctg}\left(\frac{U_{nk}V_{nl}}{R_{ni}W_{ni}}\right) \quad (III.13)$$

$$B = \mu_0 \cdot H$$

Ou ;

$$R_{ni} = \sqrt{U_{nk}^2 + V_{nl}^2 + W^2} \quad (III.14)$$

$$U_{ni} = (x - h_{ni_x}) - (-1)^j a_{ni} \quad (III.15)$$

$$V_{ni} = (y - h_{ni_y}) - (-1)^j b_{ni} \quad (III.16)$$

$$W = z$$

Le calcul analytique du potentiel ou du champ magnétostatique créée par une surface ce n'est pas trivial. Par conséquent, une solution analytique a été développée basé sur décomposition d'une surface circulaire en surface rectangulaire très petites. Une intégrale surfacique sur un cercle peut s'exprimer en une somme d'intégrales sur des rectangles.

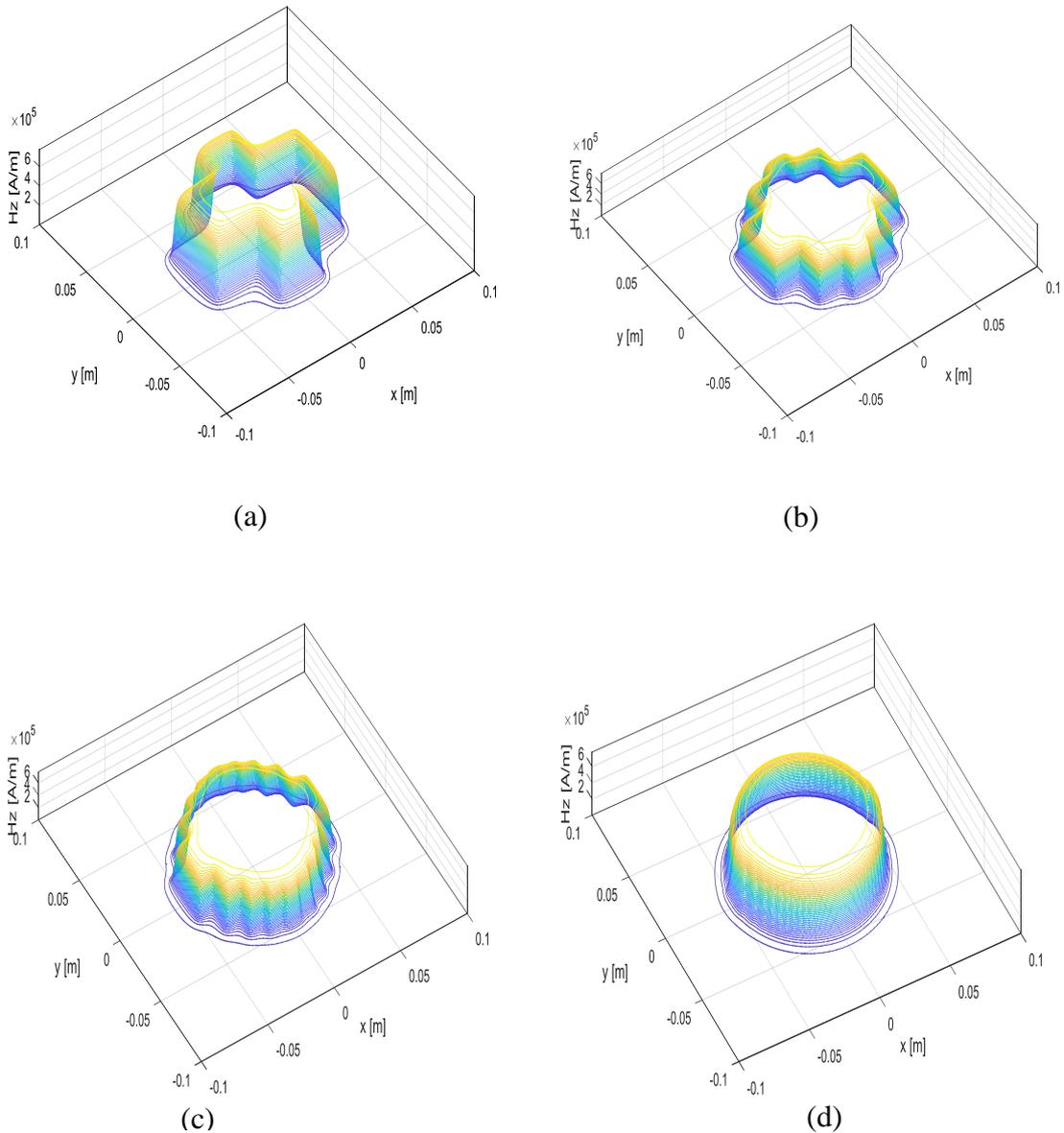


Fig.III.3 Le champs magnétique H_z d'une surface circulaire de rayon 0.05 m: $h=0.001$
a) $N=3$ éléments, b) $N=5$ éléments c) $N=7$ éléments d) $N=31$ éléments

Pour tracer les lignes des champs magnétiques qui ont été créés par la plaque circulaire chargée, nous allons créer un plan carré d'étude au-dessus de la plaque chargée. Ce plan de référence, se trouve à une distance de $z = 0.001$ m. Les figures ci-dessus éclairent les variations de champs magnétique H_z selon le nombre de décomposition de la plaque (Fig.III.3). Lorsqu'on augmente le nombre d'éléments on arrive à la géométrie exacte de surface circulaire, cela montre que cette approche a une efficacité remarquable. Par conséquent, cette approche élimine complètement les difficultés de calcul pour ce type de plaque.

III.2.2 Décomposition du cylindre en éléments cubiques uniformément chargés

Cette application consiste à prouver la validité de l'approche pour un aimant cylindrique. L'aimant cylindrique est divisé par N éléments cubiques et on suppose que la distribution des charges est uniforme dans chaque élément (Fig.III.4). Le champ est la somme de plusieurs contributions de rectangles chargés. Afin d'appliquer cette procédé, on choisit comme exemple l'aimant cylindrique régulier présente à la Fig.III.4.

La géométrie des aimants que nous utilisons est un barreau de section cylindrique de diamètre 4mm et d'une hauteur 5mm. L'aimantation est uniforme selon J et dirigé axialement, qui est égale à 1 Tesla. Le modèle coulombien permet de ramener le volume aimanté à distribution uniformes de charges sur les surfaces. De plus, grâce au principe de superposition, les contributions (en potentiel et en champ) des surfaces chargées peuvent être calculées indépendamment.

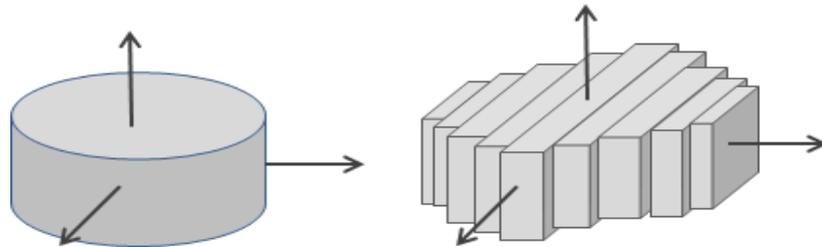


Fig.III.4 Décomposition élémentaire d'un aimant cylindrique en éléments cubiques

Dans l'approche coulombienne l'aimant permanent peut le transformer en deux plaques rectangulaires identiques. Quand l'aimantation est orientée vers l'axe oz , une des deux plaques chargée positivement et l'autre chargée négativement (Fig.III.5).

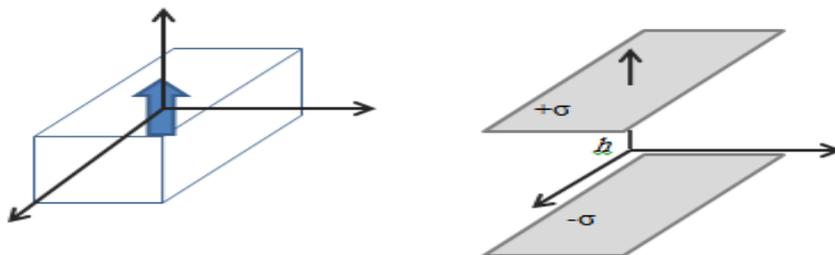


Fig.III.5 Modèle de l'aimant permanent par l'approche coulombienne

Le potentiel scalaire, issu toujours de l'équation III.9, sera exprimé pour l'aimant permanent ainsi:

$$\varphi_{ni}(r) = \frac{1}{4\pi\mu_0} \int_{-an_i}^{an_i} \int_{-bn_i}^{bn_i} \frac{\sigma}{\sqrt{((x-h_{xi})-x_{ni}')^2 + ((y-h_{yi})-y_{ni}')^2 + ((z-h_{zi})-z_{ni}')^2}} dx_{ni}' dy_{ni}'$$

(III.17)

Le champ magnétique H est calculé toujours à partir du gradient :

$$B_{xt} = \frac{J}{4\pi} \sum_i^N \sum_{i=0}^1 \sum_{j=0}^1 \sum_{k=0}^1 (-1)^{i+j+k} \log(R_{ni} - V_{ni}) \quad (III.18)$$

$$B_{yt} = \frac{J}{4\pi} \sum_i^N \sum_{i=0}^1 \sum_{j=0}^1 \sum_{k=0}^1 (-1)^{i+j+k} \log(R_{ni} - U_{ni}) \quad (III.19)$$

$$B_{zt} = \frac{J}{4\pi} \sum_i^N \sum_{i=0}^1 \sum_{j=0}^1 \sum_{k=0}^1 (-1)^{i+j+k} \arctg\left(\frac{U_{ni}V_{ni}}{R_{ni}W_{ni}}\right) \quad (III.20)$$

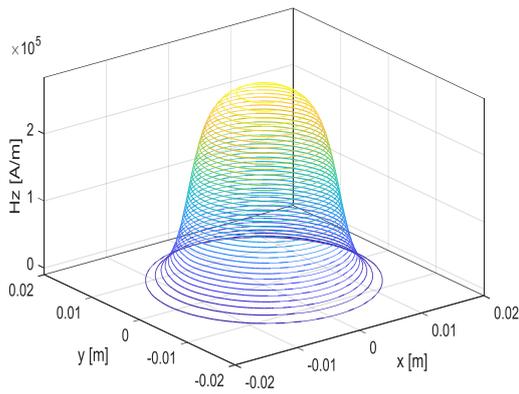
Ou ;

$$R = \sqrt{U_{ni}^2 + V_{ni}^2 + W^2} \quad (III.21)$$

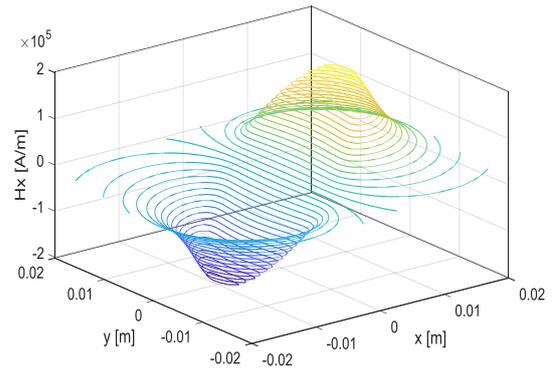
$$U = (x - h_{ni_x}) - (-1)^j a_{ni} \quad (III.22)$$

$$V = (y - h_{ni_y}) - (-1)^j b_{ni} \quad (III.23)$$

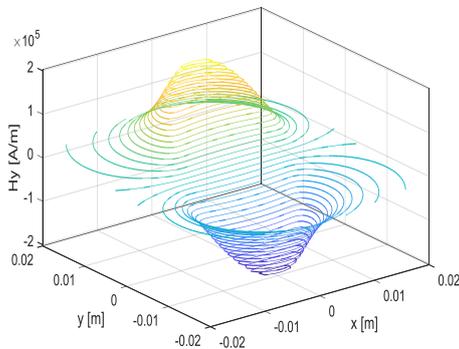
$$W = (z - h_{ni_z}) - (-1)^k c_{ni} \quad (III.24)$$



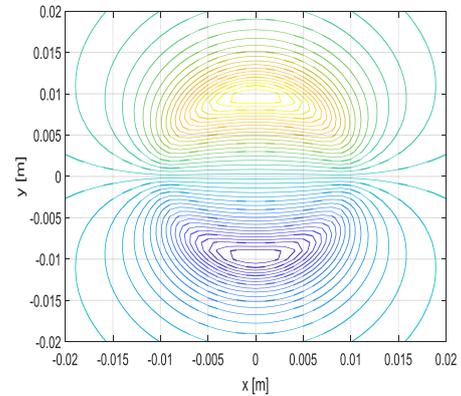
(a)



(b)



(c)



(d)

Fig.III.6 Les champs magnétiques Hz ,Hy, Hx et équipotentiels de Hy on plant 'oxy'

III.3 Calcul des forces d'interactions entre deux aimants cylindriques

Les forces d'interactions ont été calculées pour deux aimants cylindriques aimantés axialement (Fig.III.7). Les dimensions du premier aimant sont $2a \times 2c$ et sa polarisation est J . Le premier aimant leur centre est à $O_1 (0,0,0)$ et le second aimant au centre $O_2 (\alpha, \beta, \gamma)$, avec des dimensions $2A \times 2C$, sa polarisation est J' .

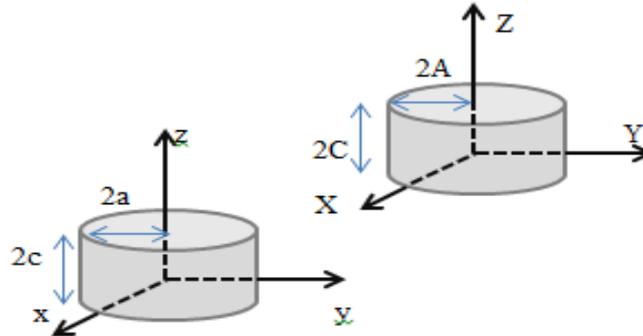


Fig.III.7 Deux aimants cylindriques avec aimantation parallèle

L'énergie d'interaction entre deux aimants s'obtient en calculant l'intégrale des énergies élémentaires des charges du premier aimant soumis au champ du deuxième aimant [YON.D3568]. L'énergie magnétostatique entre deux aimants est [ALL 10]:

$$E_T = \frac{JJ'}{4\pi\mu} \sum_{t=0}^N \sum_{s=0}^M \sum_{p=0}^1 \sum_{q=0}^1 (-1)^{p+q} \int_{-bn2}^{bn2} \int_{-an2}^{an2} \int_{-bn1}^{bn1} \int_{-an1}^{an1} \frac{1}{R} dx dy dX dY \quad (\text{III.25})$$

Avec :

$$R = \sqrt{(U)^2 + (V)^2 + (W)^2}$$

Le calcul analytique en 3D est évidemment plus difficile que celui en 2D. À titre d'exemple pour le calcul d'énergie, on devra réaliser quatre intégrations successives et la difficulté augmente rapidement avec le nombre d'intégrations. Beaucoup de personnes pensaient que la dernière l'intégration était impossible, et devrait être faite par voie numérique. Gilles Akoun et Jean-Paul Yonnet [Akou.84], ont travaillé sur ce problème, et ils ont réussi à résoudre le calcul en publiant les premières expressions analytiques des forces en 3D en 1984 [ALL 10].

Par l'utilisation du logiciel MATHEMATICA, le calcul se fait par le changement des variables, c'est-à-dire, les variables U , V et W seront finalement exprimées :

$$U_{ni} = \alpha + (A_{ni}(s + 1) - (2 i d_{ni}(s))) - ((a_{ni}(t + 1) - 2 j d_{ni}(t))) \quad (\text{III.26})$$

$$V_{ni} = \beta + (-1)^p B_{ni}(s) - (-1)^j b_{ni}(s) \quad (\text{III.27})$$

$$W_{ni} = \gamma + (-1)^q C - (-1)^k c \quad (\text{III.28})$$

À partir d'énergie d'interaction, les composantes de forces sont obtenues:

$$\vec{F} = g \vec{rad}(E) \quad (\text{III.29})$$

Pour les trois composantes de force, on aura;

$$F_{(x,y,z)} = \frac{JJ'}{4\pi\mu} \sum_{t=0}^N \sum_{s=0}^M \sum_{i=0}^1 \sum_{j=0}^1 \sum_{k=0}^1 \sum_{l=0}^1 \sum_{p=0}^1 \sum_{q=0}^1 (-1)^{i+j+k+l+p+q} \cdot \psi_{(x,y,z)} \quad (\text{III.30})$$

Ou

$$\begin{aligned} \psi_x = & \frac{1}{2} (V_{ni}^2 - W_{ni}^2) \ln(R_{ni} - U_{ni}) + U_{ni} V_{ni} \ln(R_{ni} - V_{ni}) + V_{ni} W_{ni} \arctan\left(\frac{U_{ni} V_{ni}}{R_{ni} W_{ni}}\right) \\ & + \frac{1}{2} R_{ni} U_{ni} \end{aligned} \quad (\text{III.31})$$

$$\begin{aligned} \psi_y = & \frac{1}{2} (U_{ni}^2 - W_{ni}^2) \ln(R_{ni} - V_{ni}) + U_{ni} V_{ni} \ln(R_{ni} - U_{ni}) + U_{ni} W_{ni} \arctan\left(\frac{U_{ni} V_{ni}}{R_{ni} W_{ni}}\right) + \\ & \frac{1}{2} R_{ni} V_{ni} \end{aligned} \quad (\text{III.32})$$

$$\begin{aligned} \psi_z = & -U_{ni} W_{ni} \ln(R_{ni} - U_{ni}) - W_{ni} V_{ni} \ln(R_{ni} - V_{ni}) + U_{ni} W_{ni} \arctan\left(\frac{U_{ni} V_{ni}}{R_{ni} W_{ni}}\right) - R_{ni} W_{ni} \end{aligned} \quad (\text{III.33})$$

III.3.1 Exemple de calcul

Pour l'application de notre raisonnement, l'exemple choisit est formé de deux aimants de même dimension ou leurs aimantations est de 1 Tesla orientés suivant z-direction (Fig.III.8).

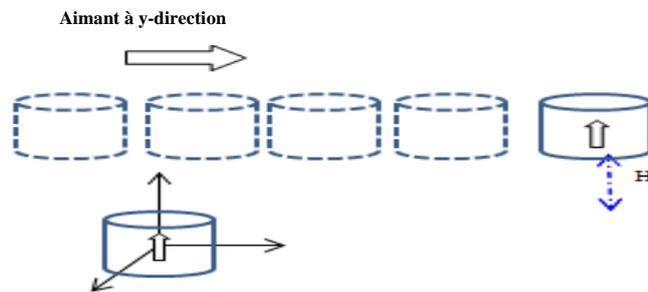


Fig.III.8 Dispositif étudié : Deux aimants cylindriques de dimensions (0.01 x 0.01) m.

Pour analyser les interactions entre les deux aimants que ce soit l'énergie ou force magnétique, l'un des deux aimants est mobile, dans ce sens l'aimant ci-dessus se déplace à

y-direction. Les signaux des forces sont tracés à chaque pas de déplacement. Les résultats obtenus sont affichés à la figure Fig. III.9.

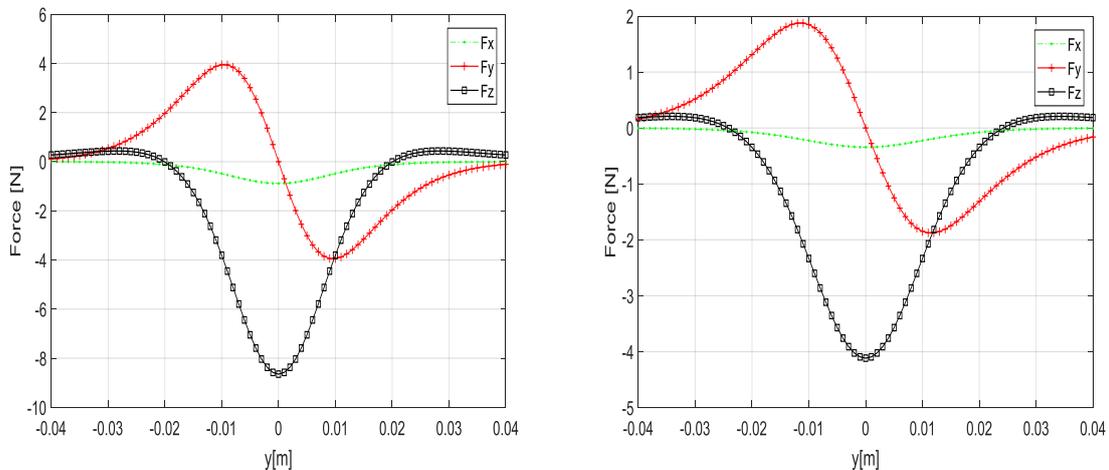


Fig.III.9 Les composantes de forces (N=32) : a) H=0.015 m, b) H=0.02 m

Après la simulation, on remarque que la force suivant la direction y a une forme sinusoïdale dont la partie positive se trouve au sens négatif du mouvement. Ce phénomène se répète mais dans le sens opposé à cause de la symétrie de déplacement. Par contre la force suivant l'axe 'oz' atteint la valeur maximale lorsque les deux aimants sont en quadrature. Quant à la force suivant l'axe 'ox' est toujours presque nulle.

III.4 Application aux actionneurs à bobine mobile

III.4.1 Problématique

Dans les actionneurs à bobine mobile, le calcul analytique en 3D est plus difficile que celui en 2D. Afin de quantifier les performances de cette disposition, les différentes forces sont calculées. L'équipe de Lomonova a travaillé sur ce problème, et ils ont réussi à résoudre calcul en publiant les expressions des forces.

Le calcul analytique reste possible pour des interactions entre des aimants ou des courants mais l'adjonction de fer (non linéaire) au système rend le calcul lourd et compliqué. Il faut alors faire appel à des solutions numériques type 'Elément Finis', ce qui augmente encore les temps de simulation. Avec les puissances de calcul actuelles, les temps restent acceptables pour une simulation unique mais sont incompatibles avec des processus d'optimisation itératifs ou des simulations de mouvements, lorsque l'on doit analyser le comportement d'une série de géométries différentes.

Pour la facilité des calculs, on évite l'adjonction de fer pour ne pas rendre le calcul compliqué.

III.4.2 Présentation de l'application

L'objectif de cette partie est de calculer la force magnétique appliquée sur la bobine. Afin d'atteindre l'objectif, nous ne considérerons que le premier type de géométries, c'est-à-dire Fig.III.10. Dans ce qui suit, nous proposerons des formulations tridimensionnelles exactes pour calculer la force s'exerçant entre les aimants et une bobine.

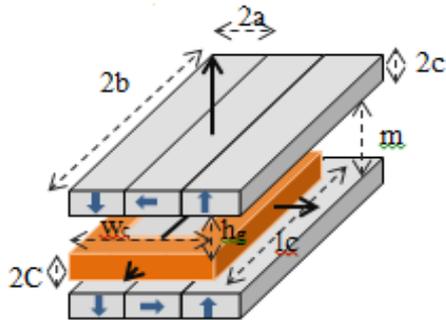


Fig.III.10 Géométrie de l'actionneur à bobine mobile

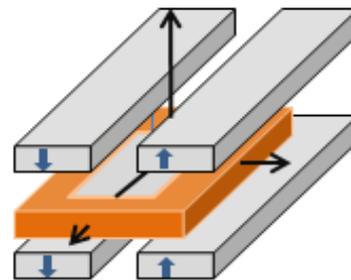


Fig.III.11 Modèle simplifié

III.4.2.1 Calcul de forces d'interactions entre un aimant cubique et une bobine rectangulaire

Le calcul des forces s'obtient à partir de l'implémentation de la force de Lorentz :

$$\vec{F} = \int_V \vec{J} \times \vec{B} dV \quad (\text{III.34})$$

Où V est le volume de conducteur, \vec{B} est l'induction magnétique de l'aimant [T]. \vec{J} est la densité de courant total [A/m].

Le dispositif test est constitué d'une bobine en cuivre et de forme rectangulaire comportant plusieurs spires (N) où l'objectif consiste à calculer la force magnétique avec un calcul analytique. La géométrie est représentée en Fig.III.12.

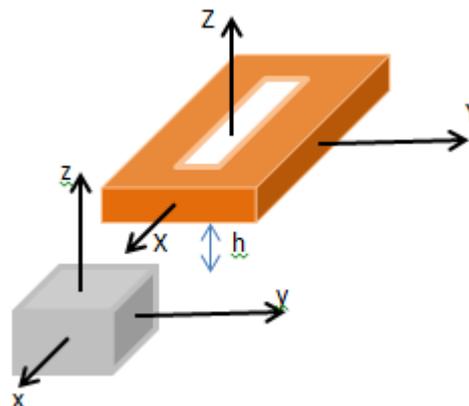


Fig.III.12 Système à étudier : bobine rectangulaire-aimant

Pour la résolution du système aimant-bobine, les effets de coins de la bobine sont négligeables. Dans ce sujet l'équipe de Lemonova ont proposé [Rov 10], des maillages différents pour la modélisation des bobines de forme rectangulaire. après des essais et des simulations ont arrivé à des résultats, ces dernières montrent que le maillage adéquate est celle donné ci-dessous, c'est-à-dire la subdivision de la bobine en quatre conducteurs comme le montre la figure. Chaque barre est représentée par ses dimensions géométriques et physiques. Les forces magnétiques en tout point de bobine est équivalent à la somme des forces créés par la contribution de toutes les autres barres.



Fig.III.13 Subdivision de bobine en quatre conducteurs massifs

III.4.2.1.1 Calcul des forces magnétiques créées par un conducteur d'axe x

On a un conducteur d'axe x qui est parcouru par un courant d'intensité I dans le sens x. Le vecteur densité de courant, noté J ($J=I/(C.B)$) est supposé uniforme dans toute la section.

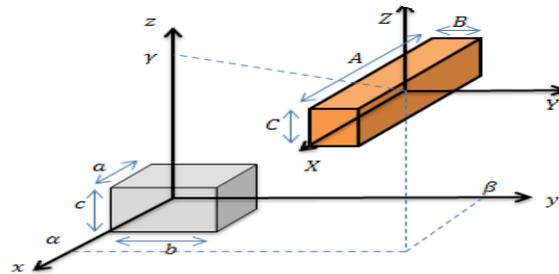


Fig.III.14 Un conducteur au-dessus d'un aimant

La force est calculée par l'expression :

$$\vec{F} = \int_V \vec{J} \times \vec{B} dX dY dZ \quad (\text{III.35})$$

$$\vec{F} = \int_V \begin{pmatrix} Jx \\ Jy \\ 0 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} Bx \\ By \\ Bz \end{pmatrix} dX dY dZ \quad (\text{III.36})$$

$$\vec{F} = \int_V (Jy Bz \vec{u}_x - Jx Bz \vec{u}_y + (Jx By - Jy Bx) \vec{u}_z) dX dY dZ \quad (\text{III.37})$$

$$\vec{F} = -\frac{I}{CB} \int_V B_z dX dY dZ \vec{u}_y + \frac{I}{CB} \int_V B_z dX dY dZ \vec{u}_z \quad (\text{III.38})$$

$$\vec{F} = -\frac{I}{CB} \int_{-A}^A \int_{-B}^B \int_{-C}^C B_z dX dY dZ \vec{u}_y + \frac{I}{CB} \int_{-A}^A \int_{-B}^B \int_{-C}^C B_y dX dY dZ \vec{u}_z \quad (\text{III.39})$$

A partir des équations, nous pouvons aisément introduit les forces magnétiques F_z et F_y ;

$$F_y = -\frac{I}{CB} \int_{-A}^A \int_{-B}^B \int_{-C}^C B_z dX dY dZ \quad (\text{III.40})$$

$$F_z = \frac{I}{CB} \int_{-A}^A \int_{-B}^B \int_{-C}^C B_y dX dY dZ \quad (\text{III.41})$$

En remplaçant B dans les équations ci-dessus, on obtient :

$$F_y = -\frac{I}{CB} \int_{-A}^A \int_{-B}^B \int_{-C}^C \frac{B}{4\pi} \sum_i \sum_j \sum_k (-1)^{i+j+k} \arctg\left(\frac{VU}{Wr}\right) dX dY dZ \quad (\text{III.42})$$

$$F_z = \frac{I}{CB} \int_{-A}^A \int_{-B}^B \int_{-C}^C \frac{B}{4\pi} \sum_i \sum_j \sum_k (-1)^{i+j+k} \log(-U+r) dX dY dZ \quad (\text{III.43})$$

Avec :

$$r = \sqrt{(U)^2 + (V)^2 + (W)^2}$$

Le calcul se fait par le changement des variables, c'est-à-dire, les variables U , V et W seront finalement exprimées :

$$U = \alpha + X - (-1)^i a \quad (\text{III.44})$$

$$V = \beta + Y - (-1)^j b \quad (\text{III.45})$$

$$W = \gamma + Z - (-1)^k c \quad (\text{III.46})$$

Par l'utilisation du logiciel MATHEMATICA, après la simplification, les équations à résoudre s'écrivent :

$$\begin{aligned} \varphi = \int \int \int \arctg\left(\frac{VU}{Wr}\right) dX dY dZ &= \frac{r}{6} (U^2 + V^2 - W^2) + 6 UVW \arctg\left(\frac{VU}{Wr}\right) - \\ &3 U (V^2 - W^2) \arctgh\left(\frac{r}{V}\right) - 3V(U^2 - W^2) \arctgh\left(\frac{r}{V}\right) \end{aligned} \quad (\text{III.47})$$

$$\begin{aligned} \phi = \int \int \int \log(-V+r) dX dY dZ &= \frac{1}{36} (-24 U^3 \arctg\left(\frac{V}{U}\right) + 12 V W r - \\ &18 U^2 W \log(r+V) - 18 U^2 V \log(r+W) + 36 U V W \log(r-U) + \\ &18 U W^2 \arctg\left(\frac{UV}{Wr}\right) + 18 U V^2 \arctg\left(\frac{UW}{Vr}\right) + 6W^3 \log(r+V) + 6V^3 \log(r+W) + \\ &24 U^2 V - 6 U^3 \arctg\left(\frac{VW}{rU}\right) + 18 UV^2 \arctg\left(\frac{W}{V}\right) + 36 U W^2 \arctg\left(\frac{V}{W}\right) + \\ &18 U W^2 \arctg\left(\frac{W}{V}\right) - 54 U V W - 2V^3) \end{aligned} \quad (\text{III.48})$$

$$\begin{aligned} \psi = \int \int \int \log(-U+r) dX dY dZ &= \frac{1}{36} (-24 V^3 \arctg\left(\frac{U}{V}\right) + 12 U W r - \\ &18 V^2 W \log(r+U) - 18 V^2 U \log(r+W) + 36 U V W \log(r-V) + \\ &18 V W^2 \arctg\left(\frac{UV}{Wr}\right) + 18 V U^2 \arctg\left(\frac{VW}{Ur}\right) + 6W^3 \log(r+U) + 6U^3 \log(r+W) + \\ &24 V^2 U - 6 V^3 \arctg\left(\frac{UW}{rV}\right) + 18 V V U^2 \arctg\left(\frac{W}{U}\right) + 36 V W^2 \arctg\left(\frac{U}{W}\right) + \\ &18 V W^2 \arctg\left(\frac{W}{U}\right) - 54 U V W - 2U^3) \end{aligned} \quad (\text{III.49})$$

Pour les forces, elles seront exprimées par :

$$F_y = -\frac{I}{CB} \frac{B}{4\pi} \sum_i \sum_j \sum_k \sum_l \sum_p \sum_q (-1)^{i+j+k+l+p+q} \varphi \quad (\text{III.50})$$

$$F_z = \frac{I}{CB} \frac{B}{4\pi} \sum_i \sum_j \sum_k \sum_l \sum_p \sum_q (-1)^{i+j+k+l+p+q} \psi \quad (\text{III.51})$$

Avec ;

$$U = \alpha + (-1)^l A - (-1)^i a \quad (\text{III.52})$$

$$V = \beta + (-1)^p B - (-1)^j b \quad (\text{III.53})$$

$$W = \gamma + (-1)^q C - (-1)^k c \quad (\text{III.54})$$

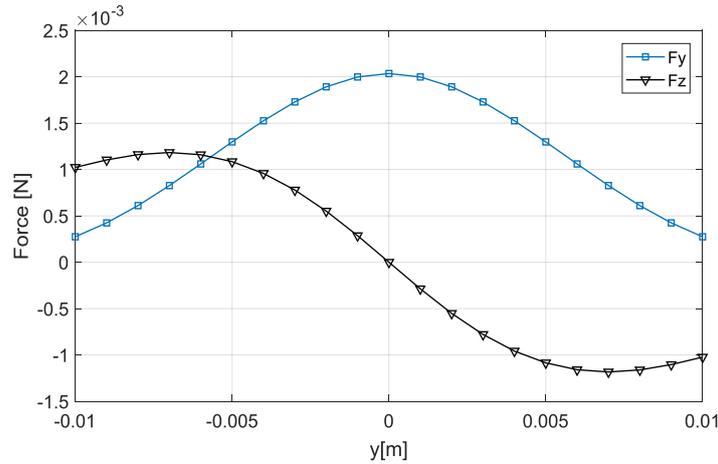


Fig.III.15 Les forces exercées sur le conducteur

Les paramètres géométriques sont: $a=b=c=5$ mm, $A=20$ mm, $B=3$ mm, $C=3$ mm, et aussi, les paramètres physiques sont: $I=1.5$ A. on fait déplacer le conducteur suivant l'axe y et on trace à chaque instant les valeurs des forces exercées sur celui-ci.

D'après les Fig.III.15, on remarque que la force F_y aura un maximum avant que le conducteur soit centré par rapport l'aimant. Au centre sa valeur est nulle, après elle récupère les mêmes valeurs mais dans le sens opposé à cause de la symétrie. L'autre force aura toujours son maximum lorsque l'aimant et la bobine sont en face.

III.4.2.1.2 Calcul des forces magnétiques créées par un conducteur d'axe y

Le calcul de la force est basé sur l'équation suivante :

$$\vec{F} = \int_V (J_y B_z \vec{u}_x + J_y B_x \vec{u}_z) dX dY dZ \quad (\text{III.55})$$

Après l'intégration, les forces F_x et F_y s'écrivent sous la forme :

$$F_x = -\frac{I}{CA} \frac{B}{4\pi} \sum_i \sum_j \sum_k \sum_l \sum_p \sum_q (-1)^{i+j+k+l+p+q} \varphi \quad (\text{III.56})$$

$$F_z = \frac{I}{CA} \frac{B}{4\pi} \sum_i \sum_j \sum_k \sum_l \sum_p \sum_q (-1)^{i+j+k+l+p+q} \phi \quad (\text{III.57})$$

Pour un déplacement suivant x de du conducteur ($x=-0.01\text{mm}$ à 0.01 mm), le calcul des forces peuvent être déduits à partir du cas précédents, en exploitant les fonctions issus du calcul des intégrales.

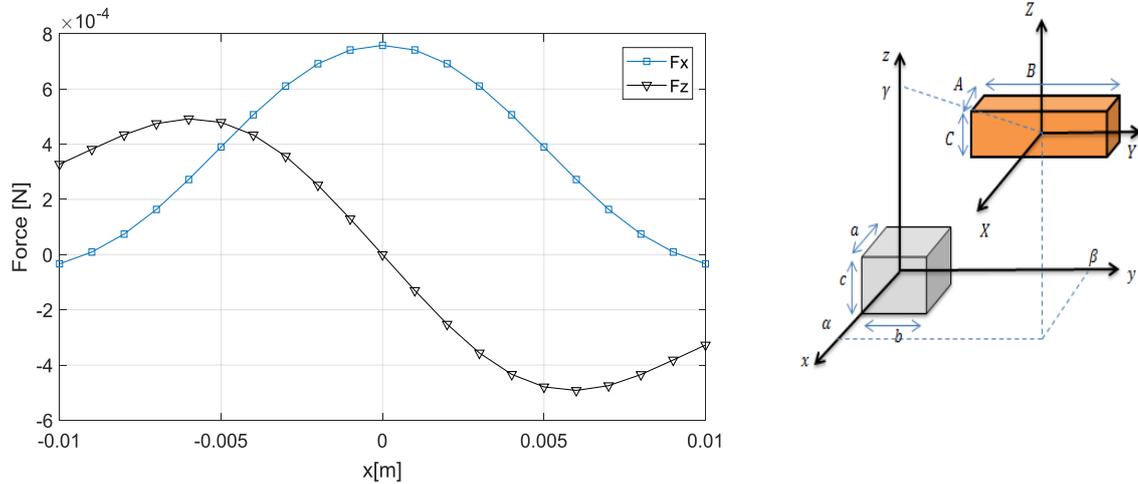


Fig.III.16 Conducteur d'axe y au-dessus d'un aimant et les forces transmissent en fonction du décalage suivant x

III.4.2.1.3 Forces magnétiques totales créées par une bobine

Dans cette partie, nous allons calculer les forces d'interaction agissent sur la bobine, dont les dimensions et les repères sont indiqués sur la figure ci-dessous.

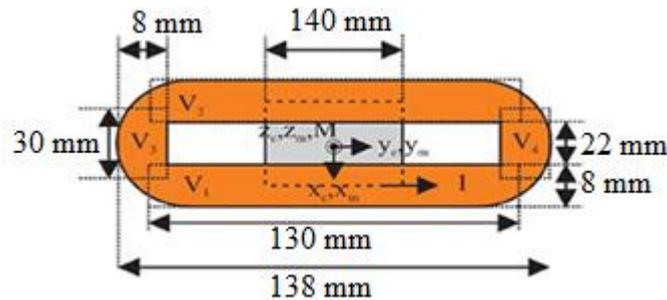


Fig.III.17 Les dimensions de la bobine

Pour pouvoir calculer la forces exercées sur l'un des quatre conducteurs qui forment la bobine, on doit procéder par superposition des calculs élémentaire entre chaque conducteur et l'aimant.la figure ci-dessous, montre les forces calculées exercée sur la bobine par l'aimant.

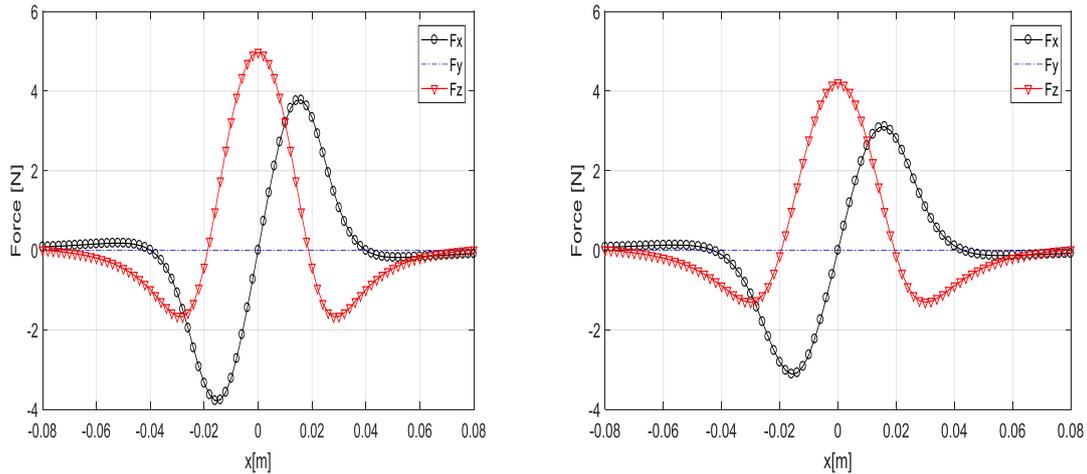


Fig.III.18 Force transmise en fonction du décalage suivant x :a) $h=1$ mm, b) $h=2$ mm

Les résultats obtenus, montrent que la force F_y est nulle au cours de déplacement. Par contre, les forces magnétiques F_x est nulle et F_z sont maximales à la position $y=0$, cette dernière diminue en éloignant le conducteur. Ces deux forces dépendent intrinsèquement des dimensions de l'entrefer comme le montre les lignes des forces sur la figure.

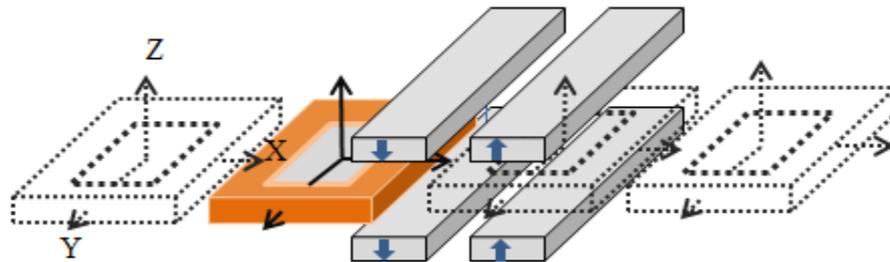


Fig.III.19 Exemple numérique pour tester l'approche

III.4.3 Généralisation de modèle analytique

Nous avons proposé des formulations tridimensionnelles exactes pour calculer la force s'exerçant entre un aimant et une bobine. On reprend exactement l'actionneur à bobine mobile celle de la Fig.I.24, mais cette fois nous allons calculer les forces d'interactions entre les quatre aimants et la bobine, dont les dimensions et les repères sont indiqués sur le tableau ci-dessous. L'approche analytique adoptée est similaire à celle employée dans le cas d'un aimant et une bobine à celle utilisée pour évaluer la force agit sur la bobine.

Pour pouvoir calculer la force globale exercée sur la bobine, on doit procéder par superposition des calculs élémentaires entre bobine-aimant des deux côtés. Pour développer l'équation de la force globale et en profitant des expressions déjà effectués, on

peut effectuer des généralisations de l'expression (III.36) en respectant les données de chaque aimants.

L'objectif de cette partie est de calculer la force à x-direction en fonction du déplacement de la partie mobile (Bobine). Pour les forces, elles seront exprimées par :

- Interaction de chaque aimant m (m=1,...,4) sur La barre conductrice est suivant ox ;

$$F_{y-x}(n) = -\frac{I}{4\pi CB} \sum_m B(m) \sum_i \sum_j \sum_k \sum_l \sum_p \sum_q (-1)^{i+j+k+l+p+q} \varphi \quad (\text{III.58})$$

$$F_{z-x}(n) = \frac{I}{4\pi CB} \sum_m B(m) \sum_i \sum_j \sum_k \sum_l \sum_p \sum_q (-1)^{i+j+k+l+p+q} \psi \quad (\text{III.59})$$

- Interaction de chaque aimant m sur La barre conductrice est suivant oy ;

$$F_{x-y}(n) = -\frac{I}{4\pi CA} \sum_m B(m) \sum_i \sum_j \sum_k \sum_l \sum_p \sum_q (-1)^{i+j+k+l+p+q} \varphi \quad (\text{III.60})$$

$$F_{z-y}(n) = \frac{I}{4\pi CA} \sum_m B(m) \sum_i \sum_j \sum_k \sum_l \sum_p \sum_q (-1)^{i+j+k+l+p+q} \phi \quad (\text{III.61})$$

Et les forces totales:

$$F_{xT} = \sum_{n=1}^2 F_{x-y}(n) \quad (\text{III.63})$$

$$F_{yT} = \sum_{n=3}^4 F_{y-x}(n) \quad (\text{III.64})$$

$$F_{yT} = \sum_{n=1}^2 F_{z-x}(n) + \sum_{n=3}^4 F_{z-y}(n) \quad (\text{III.65})$$

Avec :

$$U_m = (\alpha - h_x(m)) + (-1)^l A - (-1)^i a \quad (\text{III.66})$$

$$V_m = (\beta - h_y(m)) + (-1)^p B - (-1)^j b \quad (\text{III.67})$$

$$W_m = (\gamma - h_z(m)) + (-1)^q C - (-1)^k c \quad (\text{III.68})$$

La bobine au centre de dispositif se déplace linéairement suivant l'axe OX, et les quatre aimants sont fixes. La distance verticale entre les aimants et la bobine est de 3 mm. La Fig. III.20, présente les composantes de forces calculées entre les aimants et cela pour les déplacements respectifs suivant X.

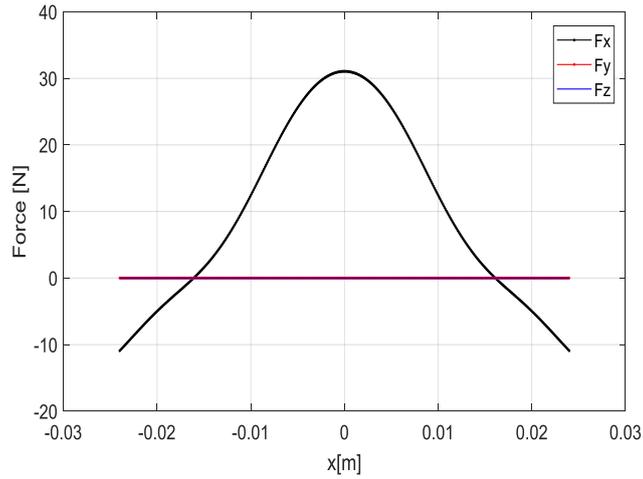


Fig.III.20 Les forces transmissent en fonction du décalage suivant x :a) $h=3$ mm

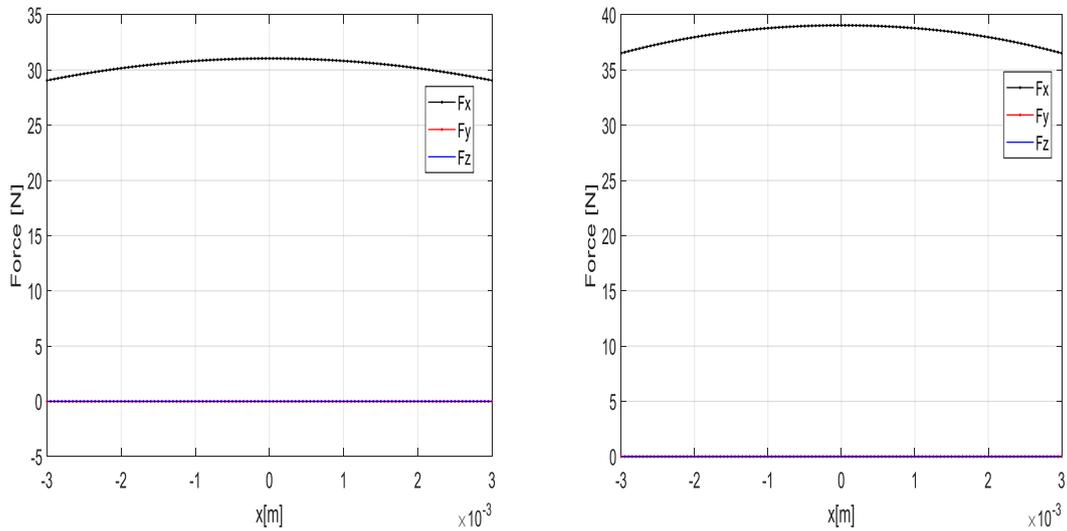


Fig.III.21 Les forces suivant x pour :a) $h=3$ mm, $h=1$ mm

Des figures ci-dessus, on constate que les forces suivant les directions y et z est toujours nulle. Par contre la force suivant l'axe 'ox' est quasiment stable. Pour ce type des moteurs, pour créer la force nécessaire à la translation, des aimants en disposition de Halbach sont collées sur la partie inférieurs et partie supérieur et au milieu une bobine électrique.

L'utilisation des aimants est de négligé la composante de la force qui agit perpendiculairement à l'axe de déplacement. Cette force produite un déplacement parasite suivant l'axe de lévitation. De ces résultats on remarque que pas des forces suivant les axes oy et oz qui vont influe sur le déplacement linéaire de ce type de moteur. C'est pour ça que les gens proposent, d'assembler les aimants permanents suivant une disposition appelée disposition Halbach.

III.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons donné des modèles analytiques en 3D pour résoudre le problème en d'interaction entre les systèmes aimant-aimant et aimant-bobine et aussi dans le cas des moteurs à bobine mobile où le calcul est très difficile.

Dans les aimants de forme cylindrique, le calcul est très difficile par voie numérique, ou par des expressions tridimensionnelles du champ exprimées en fonction d'intégrales elliptiques complètes. Dans ce chapitre, une nouvelle approche en 3D a été proposé par nous qui était basé sur la méthode de décomposition de la géométrie.

Ces modèles sont des grandes fiabilités pour la modélisation des actionneurs de géométrie complexes comme les actionneurs planaires. Ses avantages sont l'exactitude et la rapidité au niveau des calculs des grandeurs globales comme la force magnétique.

*Conclusion
Générale*

Conclusion générale

La lévitation magnétique est elle aussi réalisable de différentes manières. Nous connaissons en tout trois procédés qui nous permettent d'étudier le phénomène : utilisation d'aimants permanents, utilisation d'électroaimants et la supraconductivité. Les aimants permanents et les électroaimants sont certainement les outils les plus simples à utiliser pour étudier ce phénomène de lévitation magnétique. Pour créer la force nécessaire à la translation, des aimants en disposition de Halbach sont collés sur la partie inférieure de table mobile et mis en regard une bobine électrique.

Dans les aimants de forme cylindrique, le calcul est fait par voie numérique, ou par des expressions tridimensionnelles du champ exprimées en fonction d'intégrales elliptiques complètes. Dans ce projet de fin d'étude, nous avons proposé une nouvelle approche de l'analyse en 3D pour modéliser un aimant cylindrique, qui est basé sur la décomposition de la géométrie. On a proposé de calculer le champ magnétostatique créé par un aimant cylindrique uniformément aimanté axialement en utilisant la méthode de décomposition en rectangles. Ensuite, nous avons appliqué cette méthode sur un système de deux aimants cylindriques. L'application montrent que le modèle semble être adéquat pour résoudre ce type de problème.

L'exploitation des interactions peuvent créer des déplacements plans. Les bobines constituant la partie mobile interagissent avec les aimants pour créer les déplacements suivant les deux axes. Le calcul de la force entre aimant-bobine a été largement discuté dans les articles. Ce calcul basé sur l'énergie magnétostatique et la force de Lorentz. Ce calcul analytique en 3D est évidemment plus difficile que celui en 2D. Le calcul est plus difficile à cause des intégrations successives. Dans ce projet, nous avons donné des

expressions analytiques en 3D capables de résoudre les problèmes d'interaction entre aimant bobine.

Dans les actionneurs à bobine mobile, on a exploité les expressions tridimensionnelles qu'on a proposé au système aimant bobine pour les appliquer sur un dispositif comme ce type de moteur.

En pratique, nous avons donné aux gens de l'électrotechnique des outils en 2D non coûteux et elles constituent des grandes fiabilités pour le calcul numérique des forces d'interactions entre les aimants et les bobines. Ces modèles ont des grandes fiabilités pour la modélisation des actionneurs de géométrie complexes comme les actionneurs planaires. Ses avantages sont l'exactitude et la rapidité au niveau des calculs des grandeurs globales comme la force magnétique.

*Références
bibliographiques*

Références bibliographiques

[ALL 10] **H. ALLAG**, Modèles et Calcul des Systèmes de Suspension Magnétique Passive : Développements et Calculs Analytiques en 2D et 3D des Interactions entre Aimants Permanents, thèse de doctorat, université de Constantine, 2010.

[ALL 09] **H. ALLAG et al** “3D analytical calculation of interactions between perpendicularly magnetized magnets—Application to any magnetization direction,” Sensors Lett., Vol. 7, no. 3, pp. 1–6, Jun. 2009,075L03–1094–0158.

[ALL 08] **H.ALLAG, J. P.YONNET**, “3D analytical Calculation of Interactions Between Perpendiculary Magnetized Magnets”, European Magnetic Sensors and Actuators Conference, June, 29th July 2nd 2008. Caen, France.

[BEN 06] **N. BENCHEIKH**, "Conception et réalisation d'un convoyeur électromagnétique planaire miniature, Thèse de doctorat de l'Université de technologie de Compiègne, soutenue le 19 décembre 2006.

[COM 04a] **J. C. COMPTER**, “electro-dynamique planar motor”, Precision Engineering, Vol.28 (2), p.171-180,2004a.

[COM 04b] **J. C. COMPTER et al**, “Six degrees of freedom planar motors”. In 4th EUSPEN-International Conference.2004b, Glasgow-Scotland (UK).

[CUGU 02] **O. Cugat and al**, “chapitre 5-‘aimant permanents pour MAGMAS”’, Dans Micro-actuateurs électromagnétiques (MAGMAS) “, Hermes Science, Lavoisier ed 2002

[DEL 94] **J.DELAMARE**, “Suspensions magnétiques partiellement passives”, Thèse de Doctorat, soutenue au LEG – INP Grenoble, 1994.

[DEJ 05] **S. Dejima and al**, “precision positioning of five degree of freedom planar motion stage”,Mechatronics,Vol.15(8),p.969-987,2005.

-
- [EAR 39] **S.EARNSHAW**, "Sur la nature des forces moléculaires qui règlent la constitution de l'éther", Trans. Cambridge Philosophical Society, Vol.7 (1), pp. 97-112. 1939.
- [HAL 85] **K. HALBACH**, "Applications of permanent magnets in accelerators and electron storage rings," Journal of Applied Physics, Vol. 57, p. 3605, 1985.
- [HOD 98] **A.Hodac and al**, "End-point control of a fast and precise Macro/Micro manipulator". In Pro. Of Fourth International conference of motion and vibration control (MOVIC'98).
- [KIM 97] **W. J. Kim**, "High precision planar magnetic levitation", D^{PT} Mechanical engineering, Thesis, MIT, Massachusetts, USA, 1997.
- [KUB 00] **H. Kube and al**, "Electromagnetic miniaturators using thin magnetic layers", Smart material structure, Vol. 9(3), p.336-342, 2000
- [LEE 04] **M.G. Lee and al**, "analysis of Halbach magnet array and its application to linear motor", Mechatronics, Vol, 14(1), p.115-128, 2004.
- [MOL 96] **A. Molenaar**, "planar active magnetic bearing", in proceeding of MAG97 Magnetic bearing , Magnetic drives and dry gas seals conference & exhibition. 1997, p.313-322, Alexandria, Virginia, USA
- [ROV 10] **Rovers, J.M.M. Jansen, J.W. Lomonova, E.A.** Analytical calculation of the force between a rectangular coil and a cuboidal permanent magnet. IEEE Trans. Magn. 2010, 46, 1656–1659.
- [SHU 05] **M. V. Shutov and al**, "A Microfabricated electromagnetic linear synchronous motor", sensor and actuators A, Vol.121 (2) p.566-575, 2005.
- [SPR 98] **B. Sprenger and al**. "control of an high performance 3 DOF linear direct drive operating with submicron precision". In proceeding of the 4th international conference on motion and vibration control MoVic'98, p.1145-1150, eth Zurich ,Switzerland.
- [TOP 04] **J. Tofor and al**, "Multipole magnetization of NdFeB magnets for magnetic micro-actuators and its characterization with a magnetic field mapping device", Journal of magnetic and magnetic materials, Vol.270 (1-2), p.124-129, 2004
- [YAM 06] **Akio, Yamamoto and al**, "Modeling and identification of an electrostatic motor", sensor and actuator A, Vol.30 (1), p.104-113, 2006.
- [YON .D3568] **J. P. YONNET**, "Paliers et butées magnétiques passifs", Techniques de l'ingénieur, traité Génie Electrique.
- [YON 77] **J. P. YONNET**, "Etude des centreurs à réductance variable", Rapport interne, Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble, non publié, Mai 1977.
-

[ZEN 04] **J. Zentner and al**, “investigation for configuration of integrated magnetic levitated multi-coordinate drives”, Journal of magnetism and magnetic materials, Vol.272-276 (Supplement 1).