

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de L'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

UNIVERSITE MOULOUD MAMMARI DE TIZI-OUZOU



FACULTE DE GENIE ELECTRIQUE ET D'INFORMATIQUE

DEPARTEMENT D'ELECTROTECHNIQUE

Mémoire de Fin d'Etudes de MASTER ACADEMIQUE

Domaine : Sciences et Technologies

Filière : Génie Electrique

Spécialité : ENTRAINEMENTS ELECTRIQUES

Présenté par

BOUTOUDJ Achour

TEBANI Mahdi

Thème

Modélisation 3D d'un système à lévitation Magnétique et Régulation

Mémoire soutenu publiquement le 29/09/2014 devant le jury composé de :

M^r Hassane	MOHELLEBI	Professeur,	UMMTO,	Président
M^r Farid	HOCINI	Maitre de Conférences B,	UMMTO,	Promoteur
M^r Meziane	HAMEL	Doctorant,	UMMTO,	Co-promoteur
M^{me} Zehor	OUDNI	Maitre de Conférences B,	UMMTO,	Examinatrice
M^r Samy hassani	OULD OUALI	Maitre de Conférences B,	UMMTO,	Examineur

Remerciements

On commence par dire louange, à celui qui a fixé un terme à toute chose. On remercie le Dieu, le tout puissant pour nous avoir gratifié de santé et de moyens, sans eux, il serait impossible de mener à terme notre travail.

On adresse nos vifs remerciements à :

Notre promoteur Mr F. Hocini, Enseignant à l'université de Mouloud Mammeri Tizi-Ouzou. Pour son aide, orientation et pour ses précieux conseils.

Mr : M.Hamel Doctorant à l'université de Mouloud Mammeri Tizi-Ouzou pour son aide et pour le temps qu'il nous a accordé.

Tous les enseignants et tous ceux à qui on doit notre formation.

Tous ceux qui, d'une quelconque façon, ont contribué à L'élaboration de ce mémoire.

Ce travail est dédié

A mes très chers parents, ceux grâce à qui je suis là où je suis à ce jour,
et qui m'ont toujours guidé et soutenu.

A mes frères et sœurs.

A tous mes amis en particulier les personnes du la M24.

Aux familles : Tebani, Miloudi, Amrani, Mahmoudi.

A toutes personnes m'étant très chères.

M.Tebani

Introduction générale	1
-----------------------------	---

Chapitre I

I.1 Lévitiation magnétique et champs applicatifs	2
I.2 Lévitiation par un champ magnétique	2
I.3 Théorème d'Earnshaw	2
I.3.1 Aimants permanents (aimantation rigide).....	2
I.3.2 Matériaux à aimantation non constante dans des champs statiques :	3
I.3.3 Matériaux conducteurs dans un champ magnétodynamique :	3
I.3.4 Viabilité de théorème d'Earnshaw	3
I.4. classification des lévitations magnétiques	3
I.4.1 Lévitons magnétique active (ou lévitation électromagnétique).....	3
I.4.2 Lévitiation supraconductrice	6
I.4.3 Lévitiation électrodynamique à champs alternatifs	7
I.4.4 Lévitiation stabilisée par l'effet gyroscopique.....	8
I.5 Type des paliers magnétique [1].....	9
I.5.1 Lévitiation magnétique passive.....	9
I.5.2 Les paliers à aimants permanents	10
I.5.3 Les paliers à reluctances variables.....	11
I.6 Domaines d'utilisation [4]	12
I.7 Applications des suspensions magnétiques	14
Conclusion.....	18

Chapitre II

Introduction.....	19
I.1 Equation électromagnétique de Maxwell	19
II.2 Hypothèses simplificatrices.....	20
II.3 Loi d'Ohm.....	21
II.3 Relation de milieu	21
II.4 Relation de passage	22
II.5 Passage des champs aux potentiels	22

II.6 Modèles d'équations électromagnétiques	24
II.6.1 Modèles électrostatiques.....	24
II.6.2 Modèle électrocinétique	24
II.6.3 Modèle magnétostatique.....	25
II.6.4 Modèle magnétodynamique	26
II.7 Technique de discrétisations	27
II.7.1 Méthodes de discrétisations.....	28
II.7.2 Méthode des différences finis (MDF)	29
II.7.2.1 Méthode des volumes finis	31
II.7.2.2 Méthode des intégral de frontières.....	32
II.7.2.3 Méthode des éléments finis.....	32
II.7.2.3.1 Maillage du domaine d'étude.....	32
II.7.2.3.2 Quel élément classique	33
II.7.3 Notions de fonction d'approximation :.....	34
II.7.4 Conditions aux limites	35
Conclusion	36

Chapitre III

Introduction	37
III.1 Déroulement d'une simulation avec ANSYS.....	37
III.2 Calcule du champ magnétostatique.....	38
III.3 Calcul de la force.....	39
III.4 Présentation de dispositif de lévitation magnétique.....	40
III.4.1 Cas de dispositif sans circuit magnétique.....	43
III.4.2 Cas d'un dispositif avec circuit magnétique.....	48
III.5 Application avec défèrent aimant	54
III.6 Présentation de dispositif de sustentation magnétique axisymétrique	55
Conclusion.....	59

Chapitre IV

Introduction.....	60
IV.1.Prototype d'étude.....	60
IV.2 Analyse du système	60
IV.3 Principe de fonctionnement	61
IV.4.Modélisation analytique.....	61
IV.4.1.Calcul de l'inductance.....	61
IV.4.2 Calcul de la force d'attraction en fonction de courant I et l'entrefer [8]	63
IV.4.3 La fonction de transfert	64
IV.4.3.1 Linéarisation du processus autour d'un point de repos	64
IV.4.3.2.Théorème de Taylor :	64
IV.4.4.Schéma bloc sur Matlab Simulink	67
IV.5 Les résultats sur Simulink ;.....	68
Conclusion	71
Conclusion générale	
Conclusion générale	72

Introduction générale

Le caractère attractif des interactions magnétiques entre corps est le plus souvent utilisé tel que dans les électro-aimants de levage, actionneurs, etc..., tandis que les forces de répulsion d'origine magnétique n'en demeurent pas moins dénuées d'intérêt. En effet, ces dernières présentent, entre autres, l'avantage certain de pouvoir vaincre la gravité terrestre sans nécessiter aucune structure matérielle. Cependant, l'impossibilité de maintenir, de manière statique, un corps aimanté en lévitation stable dans un champ magnétique fut démontrée dès 1842, grâce au théorème d'Earnshaw. Par contre, 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.

- Des bobines créent un champ alternatif,
- Le champ pénètre dans une plaque conductrice,
- Des courants sont induits dans la plaque,
- Ces courants, soumis au champ magnétique, subissent la force de Laplace et soulèvent la plaque.

Tous les phénomènes électromagnétiques que l'on veut généralement étudier au sein des dispositifs électrotechniques sont régis par les équations de Maxwell et les équations caractéristiques du milieu à étudier. Ces équations sont fondamentales en électromagnétisme que les lois de Newton en mécanique.

Les phénomènes électromagnétiques sont représentés par des équations aux dérivées partielles. En général, la résolution de ces équations se fait à l'aide des méthodes numériques qui font appel à des techniques de discrétisation qui transforment les équations aux dérivées partielles en un système d'équations algébriques dans le domaine d'étude compte tenu des conditions aux limites. Parmi ces méthodes on trouve la méthode des volumes finis (MVF) qui a pris une grande place par sa simplicité à concevoir.

Face à la diversité des systèmes et afin de répondre aux exigences des opérateurs industriels, plusieurs types de régulateurs sont utilisés tel que : action proportionnelle, proportionnelle intégrale et dérivée (P, PI et PID).

I.1 Lévitation magnétique et champs applicatifs

Depuis toujours la lévitation a suscité la fascination de l'homme. Elle a même été durant les siècles derniers, attribuée à des actes de sorcellerie ou de magie ; de nos jours, la manifestation de la lévitation sous la plupart de ces formes est bien assimilée. Ceci étant, le terme de lévitation souvent été utilisé à tort et prêté à confusion. Une définition, n'ayant pas caractères d'exhaustivité, peut être formulé ainsi : « 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 directe avec son environnement proche [1]

La lévitation peut être réalisée dans différents environnements (air, vide et milieux liquides). Mais elle est utilisée cependant plus communément dans l'air. La lévitation peut être de différentes natures selon l'origine des forces mises en jeu pour stabiliser l'objet. Ainsi, la lévitation telle qu'elle a été définie, peut être d'origine magnétique, aérodynamique, électrostatique, acoustique et lumineuse [2]

I.2 Lévitation par un champ magnétique

La lévitation fondée sur le phénomène magnétique est probablement le principe de lévitation le plus répandu. Ses atouts restent de faible coût, la facilité de mise en œuvre ou encore la robustesse. De plus, la lévitation magnétique se décline sous plusieurs formes différentes rendant son utilisation d'autant plus attrayante. Ces formes variées sont issues des investigations des chercheurs pour contourner l'impossibilité imposée par le théorème d'Earnshaw. [2]

I.3 Théorème d'Earnshaw

Ce théorème a été publié par Earnshaw en 1839 [Earnshaw.39]. Il démontre qu'une particule polarisée plongée dans un champ électrostatique ne peut pas trouver une position d'équilibre stable. Depuis, ce théorème a été étendu à différents corps magnétiques. Parmi ces corps on peut citer [3]

I.3.1 Aimants permanents (aimantation rigide)

Si un aimant est plongé dans un champ statique, l'étude de la stabilité par le biais des raideurs confirme qu'au moins l'un des trois axes de translation de l'aimant sera instable. Par conséquent il est impossible de réaliser une suspension stable uniquement à base d'aimants.

Ces propriétés restent valables pour des bobines parcourues par un courant constant car elles sont alors équivalentes à des aimants.

I.3.2 Matériaux à aimantation non constante dans des champs statiques :

Du point de vue stabilité on peut classer les matériaux en deux catégories. Les matériaux où les perméabilités relatives μ_r sont supérieures à 1, qui correspondent à une susceptibilité magnétique c positive. Ces matériaux sont les ferromagnétiques et les paramagnétiques. La deuxième catégorie concerne les diamagnétiques ($\mu_r < 1$ et c négative)

- Si la susceptibilité magnétique c est positive, le corps ne peut toujours pas trouver une position d'équilibre stable puisqu'il y a instabilité suivant au moins une des trois directions.
- Si la susceptibilité magnétique c est négative (matériau diamagnétique), il est vrai que la somme des raideurs est positive, mais il est impossible d'aboutir à une conclusion générale de stabilité ou d'instabilité, chaque système étant un cas particulier.

I.3.3 Matériaux conducteurs dans un champ magnétodynamique :

Un conducteur placé dans un champ magnétodynamique est soumis à des raideurs dont la somme est toujours positive en moyenne. Chacune des raideurs peut donc être positive et entraîner la stabilité suivant les trois axes de translation. Un conducteur peut donc être stable dans un champ magnétodynamique

I.3.4 Viabilité de théorème d'Earnshaw

Bien que ce théorème ait été publié au XIX^{ème} siècle pour l'électrostatique et étendu au magnétisme en 1940, certains de nos contemporains essaient encore de concevoir des suspensions constituées uniquement de matériaux à aimantation rigide ou de matériaux ferromagnétiques. Il paraît ainsi de temps en temps une publication ou un brevet consacré à ce type de système. Jusqu'à aujourd'hui, aucun prototype n'a pu valider ces conceptions et mettre en défaut le théorème d'Earshaw [1]

I.4. classification des lévitations magnétiques

I.4.1 Lévitations magnétique active (ou lévitation électromagnétique)

Les champs magnétiques sont utilisés pour générer des forces dans une grande partie des actionneurs qui nous entourent. Souvent ces actionneurs fonctionnent que suivant un degré de liberté. Dans le cas d'un moteur tournant, par exemple, seuls les efforts magnétique qui

permettent la rotation de l'arbre sont utilisés. Dans le cas Object en lévitation, un champ magnétique, c'est-à-dire flottent sans contact, les efforts doivent être générés et contrôlés. Suivant les six degrés de liberté. Soit trois translations (T_x , T_y , T_z) et trois rotations (R_x , R_y , R_z).[4]

Lorsque l'on rapproche deux électroaimants donc les champs magnétiques sont opposés, on peut obtenir une lévitation si on arrive à régler le problème de la stabilité. Pour cela on est amené à introduire un dispositif de contrôle, de type électronique de puissance. C'est à cause de ça que les lévitations utilisent ce principe sont appelées lévitation magnétique active, ou plus souvent : paliers magnétique actifs (PMAs) active magnétique bearings (AMBs). Ces (PMAs) utilisent des systèmes de commande pour contrôler le champ magnétique, afin de produire les forces de rappel qui agissant directement sur le corps suspendu. [2]

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

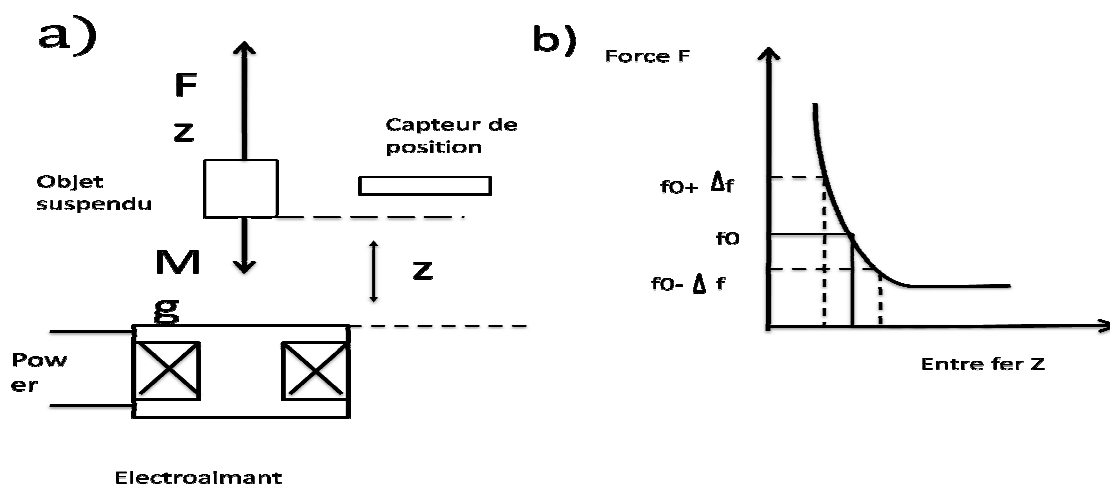


Figure I.1 a) configuration physique

b)Caractéristique (force, distance)

- **Le principe de la suspension électromagnétique (figure I.1)**

L'inconvénient fondamental des suspensions magnétique est l'instabilité (théorème d'Earnshaw). A cause de cela, on a souvent eu recours à des solutions particulières. Ces

solutions ne datent pas d'aujourd'hui, plusieurs auteurs ont utilisé des méthodes de contrôle explicite -à cause de l'utilisation des capteurs- qui diffèrent par la manière de commander le champ magnétique.

Cependant, avec l'arrivée de la technologie des transistors vers les années soixante capable de manipuler des niveaux de puissance élevés, le potentiel des suspensions électromagnétiques dans le domaine de transport commence à être réaliste. Plusieurs prototypes de laboratoires ont été réalisés vers la fin des années soixante (fin 1960- début 1970) et la plus grande réalisation à l'époque, été celle construite par le staff technique de Krauss-Maffei et à l'université de Sussex. [1]



Figure I.2 Véhicule à suspension électromagnétique, réalisé à l'université de Sussex

Après cette réussite, plusieurs universités et pays dans le monde ont dépensé beaucoup d'argent pour faire des recherches exhaustives dans ce qui été un rêve d'autrefois, le domaine des trains en lévitation. Parmi les travaux récents les plus connus, on peut citer le projet Swissmetro, un train en sustentation magnétique dans un tunnel sous vide (Figure I.3).[1]

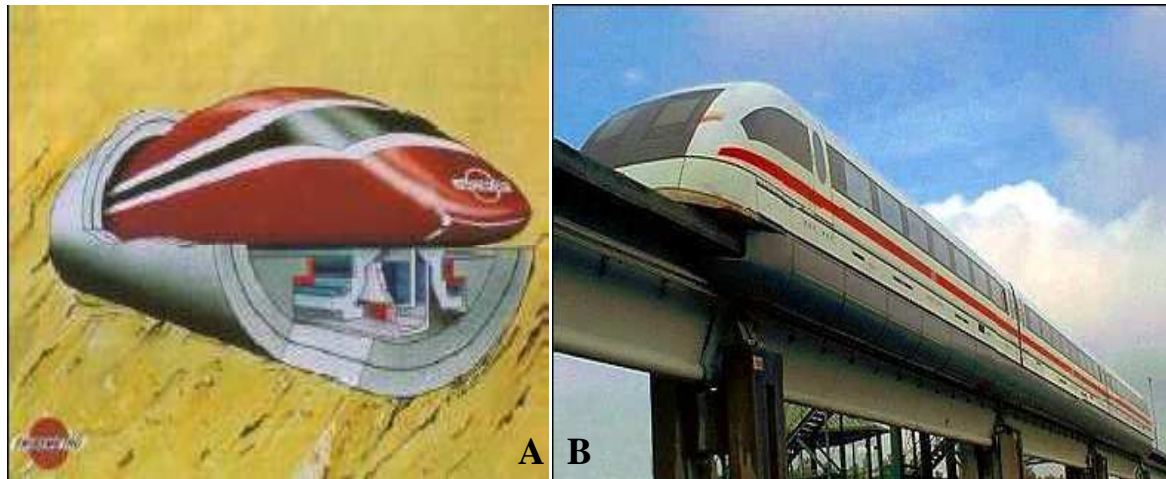


Figure I.4 Trains à suspension magnétique

A) Train Suissmetro B) Transrapid

I.4.2 Lévitation supraconductrice

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. Les électroaimants ou les aimants permanents classiques sont également capables de jouer le même rôle que les supraconducteurs mais ils produisent des champs magnétiques nettement inférieurs, pas suffisamment efficaces pour soulever des objets lourds comme, par exemple, les véhicules de transport de passager. Les aimants supraconducteurs en raison de leur champ magnétique intense ont rendu cela possible. Ce phénomène est appelé «lévitation électrodynamique ou plus souvent EDL (électrodynamique lévitation)». Plusieurs chercheurs pensèrent à un système de guidage composé de boucles ou de bobines supraconductrices parcourues par un courant continu (aimants supraconducteurs) et des plaques planes conductrices et amagnétiques (Figure I.4).

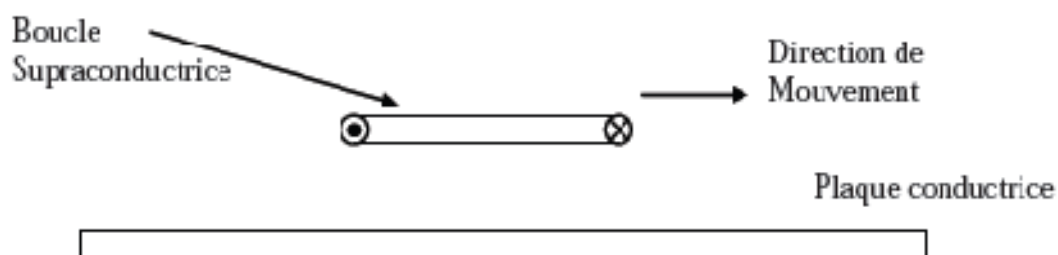


Figure I.4 : Boucle de courant supraconductrice en mouvement au dessus
d'une plaque conductrice

I.4.3 Lévitation électrodynamique à champs alternatifs

Le principe électrodynamique est basé sur la génération des forces répulsives dues aux courants induits (loi de Lenz). Au paragraphe précédent, on a vu comment ce principe est exploité en se basant sur le mouvement pour avoir les courants induits. Ce type de lévitation électrodynamique est mieux adapté aux supraconducteurs qui sont capables de fournir des champs intenses par rapport aux conducteurs normaux (cuivre, aluminium...). Les procédés de refroidissement et le coût des supraconducteurs eux-mêmes, nous conduisent souvent à chercher des solutions alternatives. Or 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 (Figure I.5).



Figure I.5 Exemple de Lévitation électrodynamique par courant alternatif

L'inconvénient majeur de cette méthode vient de la puissance importante qu'il est nécessaire de fournir à la bobine. Cette puissance engendre un échauffement important de la partie suspendue et de l'inducteur. 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 (Figure I.6)

[Thompson.00]. Pour avoir la lévitation dans cette expérience, on aura approximativement 170 W de puissance dissipée dans le bobinage, cependant, quand la bobine continue à

s'échauffer, la puissance dissipée et la résistance augmentent de plus en plus. C'est pour cela que ce test précis ne peut durer que quelques secondes [Thompson.00].

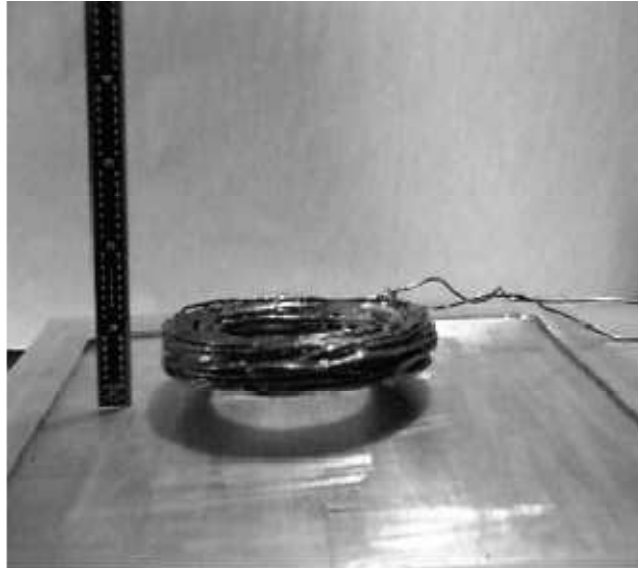


Figure I.6 Expérience de Thompson. Une bobine suspendue au dessus d'une plaque en aluminium

Pour ces raisons, cette méthode n'est utilisée de manière industrielle que dans des fours à induction. En effet, lorsque 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. Ceci permet de ne pas avoir de contact entre le métal en fusion et le creuset qui risque de le polluer. [1]

I.4.4 Lévitation stabilisée par l'effet gyroscopique

Il a été démontré récemment, que la suspension dynamiquement stable peut être réalisée en utilisant uniquement des aimants permanents [Berry.96], [Simon.97], [Gans.98] et [Gov.99]. 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** ». C'est ainsi que nous pouvons trouver dans le commerce, des toupies capables de tourner quelques minutes à plusieurs centimètres au-dessus d'un socle magnétique (Figure I.7)



Figure I.7 Toupie Lévitrons

Malheureusement, les suspensions ou les lévitations utilisant ce principe, ont été jugées difficile à mettre en œuvre en pratique, en raison de la faiblesse en rendement et en capacité de charge et aussi, la stabilité est très sensible aux variations de nombreux paramètres incluant le poids du rotor, aimantation rémanente des aimants et, surtout, la vitesse de rotation. La suspension est stable que dans une étroite plage de vitesse [1]

I.5 Type des paliers magnétique [1]

I.5.1 Lévitation magnétique passive

Les paliers magnétiques passifs sont les plus simples à réaliser. Ils sont autonomes et leur fonctionnement ne nécessite aucun apport d'énergie venant de l'extérieur (à l'inverse des paliers magnétiques actifs), ni un refroidissement (à l'inverse des paliers supraconducteurs). Néanmoins ils ne peuvent être utilisés seuls pour des raisons de stabilité (théorème d'Earnshaw). Les paliers magnétiques passifs doivent donc être associés à un système mécanique (roulement, palier hydrodynamique, butée à aiguille...) ou à un autre type de palier magnétique. Les paliers magnétiques passifs sont de deux types :

- Les paliers à aimants permanents
- Les paliers à réluctance variable

I.5.2 Les paliers à aimants permanents

Ils sont constitués au minimum de deux bagues d'aimants permanents en interaction, l'une des bagues étant fixe tandis que l'autre est solidaire du rotor. En fonction des directions

d'aimantation des deux bagues il est possible d'obtenir, avec la même géométrie, soit un centreur, soit une butée.

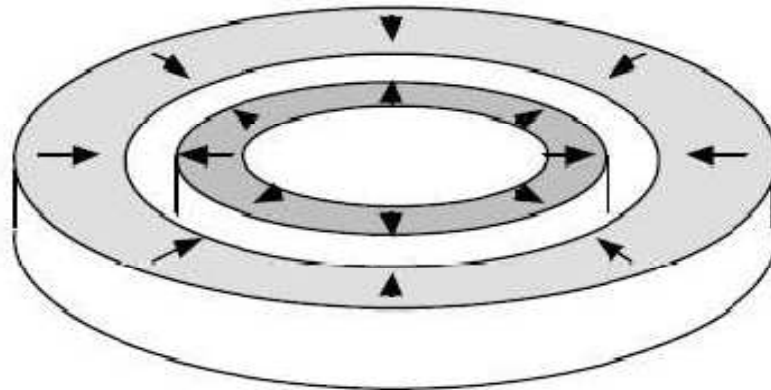


Figure I.8 Centreur à aimant permanent

Dans le cas de la (Figure I.8), 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 Figure I.26, si la bague intérieure se décale axialement, la bague extérieure la rappelle dans son plan de symétrie. Il s'agit donc d'une butée.

Nous pouvons néanmoins mettre en évidence des problèmes d'instabilité liés à ces paliers. Si dans le cas de la butée, la bague intérieure s'éloigne radialement, elle est violemment attirée par la bague extérieure. La butée est donc instable radialement. Inversement, dans le cas du centreur, si la bague intérieure est déplacée axialement, elle sera éjectée par la bague extérieure. Le centreur est donc instable axialement. De même, lorsque la bague intérieure du centreur est décalée angulairement, la bague extérieure exerce des forces qui tendent à créer une rotation plus importante. Le centreur est donc aussi instable angulairement (Figure I.9).

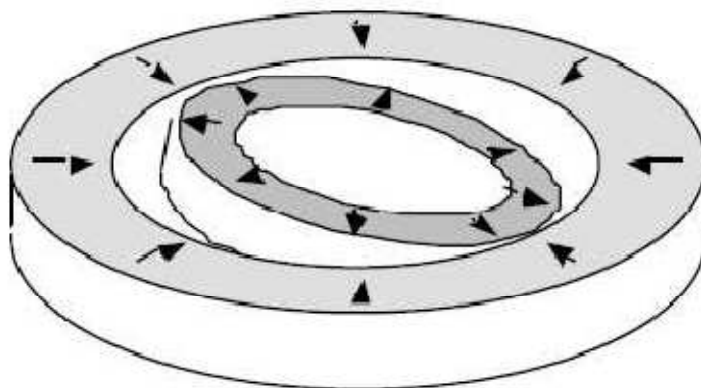


Figure I.9 Instabilité angulaire d'un centreur

En conclusion, nous pouvons retenir la simplicité de réalisation d'un centreur passif et d'une butée passive. Néanmoins, leur utilisation est rendue délicate par les différentes instabilités qui peuvent survenir. Rappelons qu'une stabilité complète est impossible à obtenir avec ce type de paliers .

I.5.3 Les paliers à reluctances variables

Là aussi, nous avons affaire à des systèmes passifs. Ils n'ont par conséquent besoin d'aucune source d'énergie extérieure pour fonctionner. Bien qu'ils puissent comporter des aimants, ces paliers ne fonctionnent pas sur un principe d'interaction directe entre aimants. Ils sont composés de deux circuits magnétiques séparés. L'un des circuits est lié au rotor tandis que l'autre est fixé au stator.



Figure I.10 Centreur à réluctance variable

Les circuits magnétiques sont composés de "dents" en vis-à-vis. La moitié de ces dents est placée sur la partie statique du palier tandis que l'autre l'est sur la partie mobile (Figure I.10). Une différence de potentiel magnétique est créée entre ces dents soit par un aimant soit éventuellement par une bobine (mais dans ce cas nous ne pouvons plus parler de palier passif). Cette différence de potentiel magnétique crée un flux qui circule entre les dents. Ce flux engendre une pression qui tend à rapprocher les dents. Lorsque nous les décalons latéralement l'une par rapport à l'autre, nous observons dans le même temps, une augmentation de l'énergie magnétique globale stockée dans le système. Les dents cherchent alors à se réaligner afin de minimiser cette énergie.

Sur une butée à réluctance variable, les dents doivent être disposées de façon à s'opposer à un déplacement axial du centreur. Cette butée assure donc la stabilité axiale mais est instable latéralement. Le principal avantage de ces suspensions provient du fait qu'elles ne nécessitent

pas forcément d'aimant sur leur partie en mouvement. Cela permet d'éliminer bien des problèmes mécaniques lors de la mise en rotation.

I.6 Domaines d'utilisation [4]

Les paliers magnétiques sont utilisés dans des domaines où les systèmes mécaniques atteignent leurs limites :

Domaine des hautes vitesses :

La vitesse de rotation d'un roulement à billes est limitée sous peine de problèmes mécaniques et d'échauffements. L'absence de contact dans un palier magnétique permet d'atteindre des vitesses bien supérieures. La limite est définie par la rupture mécanique du rotor du fait de la force centrifuge engendrée par la rotation. Une suspension mécanique pose un problème d'équilibrage à haute vitesse. Mécaniquement, il est impossible de faire coïncider exactement l'axe de rotation d'un palier avec l'axe d'inertie de la partie tournante. Il en résulte un balourd qui, même s'il est très faible, peut entraîner des vibrations importantes. L'utilisation de paliers magnétiques permet de s'affranchir de tels problèmes d'équilibrage car l'axe d'inertie peut s'aligner sur l'axe de rotation.

- **Domaine des atmosphères spécifiques ou du vide :**

Dans ce cas, il n'est absolument pas possible d'utiliser un gaz ou un lubrifiant pour permettre le fonctionnement d'un palier. Les roulements à billes lubrifiés ou les paliers hydrodynamiques sont donc prohibés.

- **Domaine dans lequel les frottements doivent être minimisés :**

Les frottements sont totalement inexistantes sur une suspension entièrement magnétique car il n'y a aucun contact entre les pièces mobiles et les pièces statiques. Cependant, des variations de champ vues par la pièce en rotation peuvent donner naissance à des pertes par courants induits et des pertes par hystérésis. La figure I.10 montre la déformation des lignes de champ due aux courants induits dans un arbre en rotation. Ces pertes, dues à la rotation, sont assimilables à des frottements fluides. Un palier magnétique ne possède par contre aucun frottement sec, ce qui élimine tous les phénomènes d'à-coups.(Figure I.11).

Centreur magnétique – Arbre à l'arrêt Figure 12.b : Centreur magnétique – Arbre en rotation

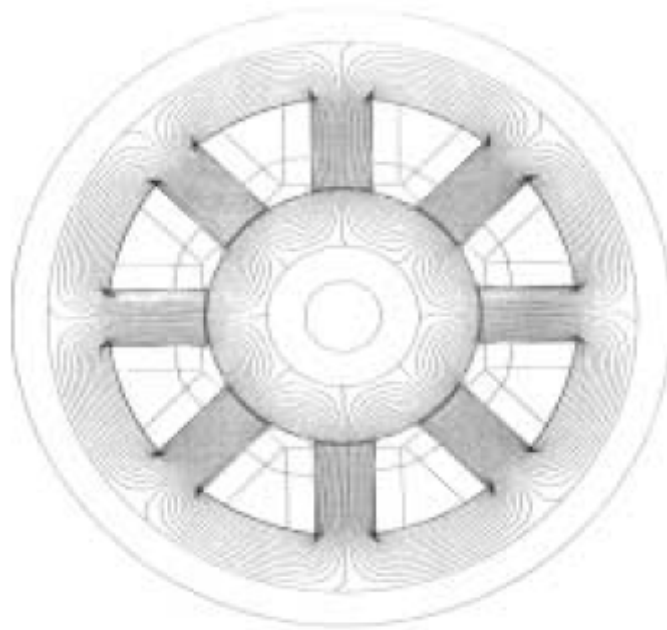


Figure I.11 : Centreur magnétique – Arbre à l'arrêt

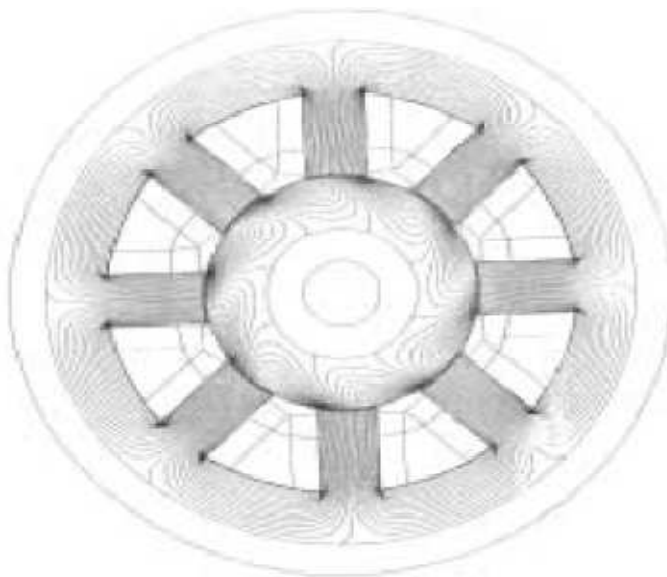


Figure I.12 : Centreur magnétique – Arbre en rotation

- **Domaine dans lequel l'usure doit être minimisée :**

Comme il n'y a aucun contact entre la partie fixe et la partie mobile, la durée de vie du palier est illimitée (sauf accident). Cet avantage peut être appréciable dans un dispositif tel qu'un satellite où les paliers d'un système tournant ne peuvent être remplacés régulièrement. L'absence d'usure est aussi intéressante en atmosphère spécifique car elle n'engendre aucune poussière.

- **Domaine dans lequel une grande précision est requise :**

Un palier magnétique actif, contrôlé par un asservissement permet de positionner la partie mobile avec beaucoup de précision. Celle-ci dépend essentiellement de la qualité des capteurs utilisés et n'est donc pas sujette aux modifications des contraintes extérieures.

I.7 Applications des suspensions magnétiques

Les suspensions magnétiques sont utilisées dans des domaines très différents. Elles peuvent supporter des pièces d'à peine quelques grammes telles que des disques de compteur électrique jusqu'à des machines de plusieurs tonnes telles que certains compresseurs. Les parties sustentées peuvent être immobiles (télescopes) ou soumises à des vitesses élevées (centrifugeuses, turbines...). Les principales applications sont les suivantes :

- **Le spatial :** Une partie des recherches effectuées dans le domaine des paliers magnétiques a été menée par des entreprises telles que l'Aérospatiale en France ou la NASA aux Etats-Unis. La principale application des suspensions magnétiques dans le spatial concerne la mise en œuvre des volants d'inertie permettant de stabiliser un satellite ou bien d'emmagasiner de l'énergie. Les paliers magnétiques sont aussi utilisés dans certains dispositifs de prise de vue.
- **L'usinage :** Les suspensions magnétiques permettent d'équiper des broches d'usinage et de faire tourner des outils de coupe (rectification et fraisage) à des vitesses de rotation difficilement accessibles avec des broches à roulements plus conventionnelles (figure I.13). De telles broches tournent à des vitesses allant de 15.000 à 150.000 tr/mn pour des puissances respectives de 50 kW à quelques centaines de Watt (source S2M). En dehors de leurs performances dans le domaine des vitesses élevées les paliers magnétiques apportent une grande précision en rotation lors de l'usinage.[3]



Figure I.13 Fraise sur paliers magnétiques (S2M)

- **Les turbocompresseurs** : Ce sont souvent des machines de grande puissance : il existe des 7.000 tr/mn .Ils sont utilisés dans l'industrie du gaz, en production, transport et stockage ainsi qu'en pétrochimie. Les paliers magnétiques actifs apportent une solution aux problèmes de vibration, d'alignement, de joint et de maintenance.
- **Les turboexpanders** : Ce sont des machines rapides permettant la détente des gaz. Ils sont utilisés dans des opérations de traitement, de refroidissement, de purification, de séparation ou de liquéfaction. Ces machines sont généralement puissantes et rapides : de 10.000 à 50.000 tr/mn et quelques centaines de KW ou plusieurs MW
- **Les pompes turbomoléculaires** : Elles permettent d'obtenir un vide très poussé grâce à une turbine tournant à grande vitesse (Figure I.12). Le vide obtenu peut atteindre 10^{-10} mbar. Les paliers magnétiques sont employés dans les pompes turbomoléculaires car ils permettent d'atteindre des vitesses élevées (100.000 tr/mn) sans polluer l'atmosphère environnante avec un lubrifiant. La suspension peut être active ou partiellement passive : les deux solutions existent industriellement.

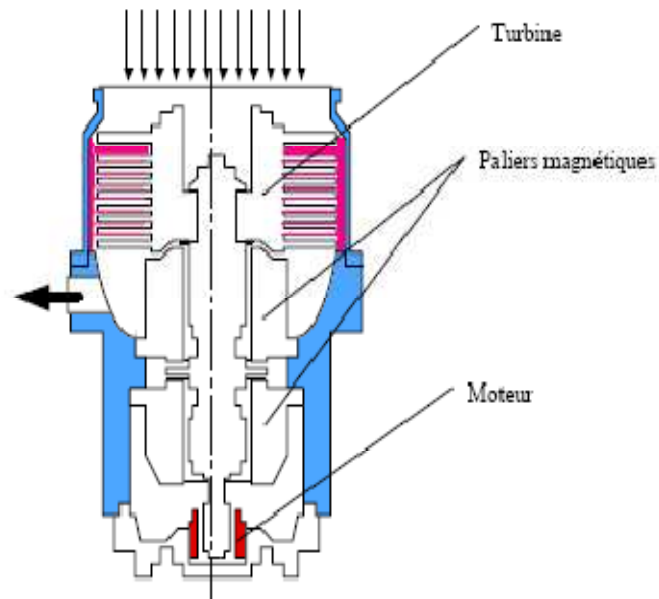


Figure I.14 : Pompe turbomoléculaire sur suspension magnétique (d'après Alcatel DTV)

- **Les centrifugeuses** : Elles permettent grâce à leur vitesse de rotation extrêmement élevée de séparer des substances de densités différentes. Elles rendent possible l'enrichissement de l'uranium à un taux que peu d'autres méthodes peuvent atteindre. Là encore, l'intérêt du palier magnétique vient du fait qu'il permet d'atteindre des vitesses importantes tout en étant compatible avec le milieu environnant. Ce sont essentiellement des paliers passifs qui sont utilisés pour cette application.
- **Les "choppers" de particules** : Ils sont utilisés dans les Laboratoires de Physique pour filtrer des particules d'énergies différentes. Ils sont constitués d'un disque muni de fentes tournant à grande vitesse (Figure I.15). Selon la largeur des fentes, l'épaisseur du disque et la vitesse de rotation, le "chopper" ne laisse passer que des particules ayant une énergie donnée. Les particules trop lentes ou trop rapides sont déviées par les bords des fentes ou les autres disques.

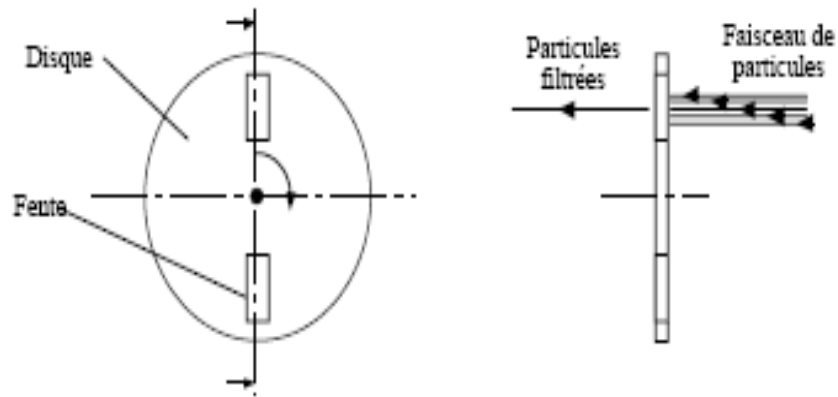


Figure I.15 : Choppers de particules

- **Les volants d'inertie** : Ils permettent de stocker de l'énergie sous forme d'énergie cinétique (Figure I.14). Ils sont constitués d'un rotor à grande inertie, d'un moteur et de paliers permettant la rotation à grande vitesse de l'ensemble. Le moteur permet d'accélérer ou de ralentir le rotor et donc de stocker ou restituer l'énergie. Les paliers doivent permettre la rotation de l'ensemble avec le moins de pertes possible et sans usure prématurée. Des sociétés américaines proposent des systèmes de stockage de ce type. Ce procédé est propre (pas de pollution chimique), à une grande durée de vie (pas d'usure) n'est pas sensible à la température, et permet dans certains cas d'offrir un coût inférieur à celui des batteries.



Figure I.14 : Stockage d'énergie par volant d'inertie (Active Power)

Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre un état de l'art sur 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.

Introduction

Dans l'étude de tout phénomène physique, l'établissement des équations qui régissent le phénomène concerné constitue la première approche au problème. De ce fait, il est plus judicieux de commencer par poser les équations mathématiques caractérisant les phénomènes physiques que nous désirons traiter, pour procéder ensuite au développement et à l'étude des paramètres de couplage à savoir les forces magnétique. [5]

I.1 Equation électromagnétique de Maxwell

Quatre grandeurs vectorielles le champ électromagnétique. Ces grandeur, qui dépendent de l'espace et du temps sont le champ électrique \vec{E} , le champ magnétique \vec{H} , l'induction magnétique \vec{B} et l'induction électrique D. C'est grâce à Maxwell qu'aujourd'hui nous pouvons modéliser les phénomènes électromagnétiques en se basant sur les quatre équations suivant:

$$\overrightarrow{div} \vec{D} = \rho \quad (\text{II.1})$$

$$\overrightarrow{rot} \vec{B} = 0 \quad (\text{II.2})$$

$$\overrightarrow{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{II.3})$$

$$\overrightarrow{rot} \vec{H} = \vec{J}_c + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{II.4})$$

Avec :

\vec{A} : Champ électrique [v/m]

\vec{B} : Induction magnétique [T]

\vec{H} : Champ magnétique [A/m]

\vec{D} : Induction électrique [A.S/m²]

ρ : Densité de charge volumique [c/m³]

\vec{J}_c :: Densité de courant surfacique [A/m²], elle est donnée par :

II.2 Hypothèses simplificatrices

Les structures électromagnétiques utilisées dans le domaine d'électrotechnique ont les mêmes propriétés diélectriques que celle de vide. D'autre part, les fréquences de travail utilisées sont relativement faibles.[5]

Dans ce cas, comparant les densités de courant de déplacement J_d et de conduction J_c .

On a :

$$\vec{J}_c = \sigma \vec{E} \quad (\text{II.5})$$

$$\vec{J}_d = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{II.6})$$

Avec: $\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = j\omega \vec{D}$

$$\vec{D} = \epsilon \cdot \vec{E} \quad (\text{II.7})$$

Des relations (II.6) et (II.7) on aura :

$$J_d = \epsilon \cdot \omega \cdot \vec{E} \quad (\text{II.8})$$

Des relations (2.6) et (2.8) on obtient :

$$\left| \frac{\vec{J}_d}{\vec{J}_c} \right| = \frac{\omega \cdot \epsilon}{\sigma}$$

Avec : $\omega = 2\pi \cdot f$

Pour le cuivre par exemple : $\epsilon = 10^{-10}$ [F / m]

$$\sigma = 10^7 \text{ } [\Omega \cdot \text{m}]^{-1}$$

Avec :

σ : La conductivité électrique du milieu.

Dans ce cas on néglige la densité de courant de déplacement par rapport à la densité de courant de conduction.

II.3 Loi d'Ohm

Elle exprime la relation entre la densité du courant et les champs électriques dans un milieu donné.

- Dans un milieu statique et avec courant source :

$$\vec{J} = \sigma \cdot \vec{E} + \vec{J}_S \quad (\text{II.9})$$

- Dans un milieu en mouvement avec courant source :

$$\vec{J} = \sigma \cdot (\vec{E} + (\vec{v} \wedge \vec{B})) + \vec{J}_S \quad (\text{II.10})$$

Avec :

\vec{J}_S : Densité de courant de source [A/m²].

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

II.3 Relation de milieu

Des relations supplémentaires caractérisant les différents milieux doivent être ajoutées aux équations précédentes car l'équation de Maxwell ne permettant pas de définir la situation électromagnétique dans un milieu caractérisé par une perméabilité magnétique μ et une permittivité électrique ϵ :

$$\vec{D} = \epsilon \cdot \vec{E} \quad (\text{II.11})$$

$$\vec{B} = \mu \cdot \vec{H} \quad (\text{II.12})$$

$$\mu = \mu_0 \cdot \mu_r \quad (\text{II.13})$$

$$\epsilon = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \quad (\text{II.14})$$

Avec :

μ_0 : Perméabilité du vide

μ_r : Perméabilité relative

ϵ_0 : Permittivité du vide

ϵ_r : Permittivité relative

II.4 Relation de passage

Pour passer d'un milieu à un autre, dont les propriétés électriques et magnétiques sont différentes [6]. Il est nécessaire de définir les conditions de passage un domaine contenant des surfaces de séparation, pour cela on intègre les équations de Maxwell entre deux points très voisins de deux milieux différents, on aura des relations qui s'écrivent comme suit

$$\vec{n} \cdot (\vec{E}_{(1)} - \vec{E}_{(2)}) = 0 \quad (\text{II.15})$$

Elle traduit la continuité de la composante tangentielle du champ électrique de part et d'autre de l'interface de séparation.

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

Elle traduit la continuité de la composante normale de \vec{B} à l'interface.

$$\vec{n} \cdot (\vec{J}_1 - \vec{J}_2) = 0 \quad (\text{II.17})$$

Elle traduit la conservation de la composante normale de la densité de courant.

$$\vec{n} \wedge (\vec{D}_1 - \vec{D}_2) = \vec{\rho}_s \quad (\text{II.18})$$

Elle traduit la discontinuité de la composante normale de la densité de courant.

Avec : \vec{n} Vecteur normal à la surface de séparation des deux milieux

$\vec{\rho}_s$ Densité de charge surfacique

II.5 Passage des champs aux potentiels

A chaque des grandeurs (\vec{H}, \vec{E}) correspond une équation aux dérivées partielles dites aussi équation de diffusion de la grandeur. Toutefois les formulations en champ présentent un inconvénient majeur, c'est celui de la discontinuité aux interfaces et particulièrement aux coins. De plus, les vecteurs ont généralement trois composantes, augmentant par-là le nombre d'inconnues, et en résulte un temps de résolution et un espace mémoire plus important. Pour

palier à ces problèmes, on fait appel à une entité mathématique (les identités vectorielles) plutôt que physiques. Par ailleurs, si le potentiel n'a aucun sens physique, la nature de sa variation par contre, est significative:

- Le potentiel vecteur magnétique \vec{A}

A partir de l'équation (II.2) :

$$\overrightarrow{div} \vec{B} = 0 \quad \exists \vec{A} / \vec{B} = \overrightarrow{rot} \vec{A} \quad (\text{II.19})$$

Dans le cas de l'électrostatique (indépendant de temps), la quatrième équation de Maxwell devient :

$$\overrightarrow{rot} \vec{E} = 0 \quad (\text{II.20})$$

Donc :

$$\exists V \vec{E} = - \overrightarrow{grad} V \quad (\text{II.21})$$

A partir des équations (II.4) et (II.20)

$$\overrightarrow{rot} \left(\vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right) = 0 \quad (\text{II.22})$$

Donc :

$$\exists V / \vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = - \overrightarrow{grad} V \quad (\text{II.23})$$

Ce qui nous donne :

$$\vec{E} = - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \overrightarrow{grad} V \quad (\text{II.24})$$

Cette équation traduit le fait que le champ électrique peut provenir de l'application d'une tension extérieure et/ou de la variation du champ magnétique.

II.6 Modèles d'équations électromagnétiques

II.6.1 Modèles électrostatiques

Ils décrivent les dispositifs dans lesquels le champ électrique est produit par des charges dont la valeur et la répartition ne varient pas en fonction de temps :

Des équations (II.1), (II.7) et (II.21) on obtient :

$$\overrightarrow{div} (\epsilon \cdot \overrightarrow{grad} V) = \rho \quad (\text{II.25})$$

On suppose que ϵ constante on aura :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = - \frac{\rho}{\epsilon} \quad (\text{II.26})$$

On obtient ainsi l'équation de Poisson

Et dans le cas où la densité de charge est nulle, on aura l'équation de la Laplace.

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 0 \quad (\text{II.27})$$

II.6.2 Modèle électrocinétique

Ce cas est utilisé pour étudier la répartition du courant électrique dans des conducteurs soumis à des différences de potentiels constantes.

Des équations suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \overrightarrow{div} \vec{J} = 0 \\ \vec{J} = \sigma \cdot \vec{E} \\ \vec{E} = - \overrightarrow{grad} V \end{array} \right. \longrightarrow div (\delta \cdot \vec{E}) = 0 \quad (\text{II.28})$$

On aura :

$$\overrightarrow{div} (\sigma \overrightarrow{grad} V) = 0 \quad (\text{II.29})$$

II.6.3 Modèle magnétostatique

Le modèle magnétostatique est obtenue lorsqu'aucun phénomène ne dépend du temps.

Lorsqu'on néglige les courants de déplacement, la quatrième équation de Maxwell :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{H} = \vec{J}_s \quad (\text{II.30})$$

Et comme : $\overrightarrow{\text{div}} \vec{B} = 0 \quad \exists \vec{A} / \vec{B} = \overrightarrow{\text{rot}} \vec{A}$

On aura :

$$\overrightarrow{\text{rot}} (v \cdot \overrightarrow{\text{rot}} \vec{A}) = \vec{J}_s \quad (\text{II.31})$$

Avec :

$$v = \frac{1}{\mu} \quad \text{Qu'est la relativité magnétique en } [\text{H/m}]^{-1}$$

Elle représente l'équation aux dérivées partielles en terme du potentiel vecteur magnétique \vec{A} , dont on cherchera la répartition dans les conducteur parcourus par \vec{J}_s .

- Dans le cas de trois dimensions cartésiens :

On aura :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(v \frac{\partial A}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(v \frac{\partial A}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(v \frac{\partial A}{\partial z} \right) = -J_s \quad (\text{II.32})$$

- Dans le cas de deux dimensions axisymétriques :

On aura :

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v}{r} \frac{\partial (rA)}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{v}{r} \frac{\partial (rA)}{\partial z} \right) = -J_s \quad (\text{II.33})$$

Sachant que : $\vec{J}_s = (0, J_\varphi, 0)$ et $\vec{A} = (0, A_\varphi, 0)$

II.6.4 Modèle magnétodynamique

Ce modèle est appliqué aux dispositifs dont les courants et les tensions variant en fonction du temps.

On a l'équation (II.22) :

$$\overrightarrow{rot}(\vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}) = 0 \quad \longrightarrow \quad \exists /V \vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = -\overrightarrow{grad} V$$

D'où :

$$\vec{E} = -\overrightarrow{grad} V - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad (II.34)$$

Et comme le courant de déplacement sont négligé donc :

$$\begin{cases} \overrightarrow{rot} \vec{H} = \vec{j} \\ \vec{j} = \sigma \cdot \vec{E} \end{cases}$$

Donc :

$$\overrightarrow{rot} \vec{H} = \sigma(-\overrightarrow{grad} V - t - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t})$$

(II.35)

Sachant que :

$$\begin{cases} \vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu} \\ \vec{B} = \overrightarrow{rot} \vec{A} \end{cases}$$

Ce que donne :

$$\overrightarrow{rot} \left(\frac{1}{\mu} \overrightarrow{rot} \vec{A} \right) = \sigma(-\overrightarrow{grad} V - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}) \quad (II.36)$$

Ce qui implique :

$$\overrightarrow{rot}(\nu \overrightarrow{rot} \vec{A}) + \sigma \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = -\sigma \overrightarrow{grad} V \quad (II.37)$$

$$div \vec{A} = 0 \quad (II.38)$$

Le terme $\sigma \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$ représente le courant induit et $-\sigma \overrightarrow{grad}V$ représente le courant de source \vec{J}_s , et pour l'unicité de la solution de la relation (2.39), on ajoute la condition du Jauge de Coulomb qui est vérifiée en deux dimensions :

L'équation (II.37) représente l'équation généralisée de la diffusion du potentiel vecteur magnétique qui peut s'exprimer comme suit :

- Dans le cas cartésien de trois dimensions:

On aura :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(v \frac{\partial A}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(v \frac{\partial A}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(v \frac{\partial A}{\partial z} \right) = -J_s \quad (\text{II.39})$$

- Dans le cas axisymétrique de deux dimensions :

On aura :

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v}{r} \frac{\partial (rA)}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{v}{r} \frac{\partial (rA)}{\partial z} \right) = -J_s \quad (\text{II.40})$$

Sachant que : $\vec{J}_s = (0, J_\varphi, 0)$ et $\vec{A} = (0, A_\varphi, 0)$

II.7 Technique de discrétisations

De plus en plus la précision est demandée dans les procédés de conception et d'analyse des machines électriques, c'est pourquoi des modèles numériques appropriés sont souvent adoptés pour le couplage des champs électriques et magnétiques. Des méthodes numériques basées, essentiellement, sur la détermination de la distribution des champs électriques et magnétiques dans la structure à étudier sont utilisées pour résoudre les équations. Une solution analytique de ces équations est souvent impossible ceci est dû à la complexité géométrique de la machine et aux caractéristiques non linéaires de ses matériaux. Dans la majorité des cas la solution numérique est l'unique recours. La solution numérique transforme le système d'équations différentielles en un système d'équations algébriques où le domaine d'étude et les conditions aux limites sont bien définis.[5]

II.7.1 Méthodes de discrétisations

L'ensemble des étapes de résolution des équations différentielles par la voie numérique s'appelle méthode de discrétisation. La mise en œuvre d'une méthode numérique de calcul

des champs débouche inévitablement sur un logiciel qui lui est associé, on peut écrire pour chaque problème un programme qui tient compte de sa géométrie, ses propriétés physiques et ses conditions aux limites. Il existe aujourd'hui des logiciels généraux appropriés nommés techniques de la CAO dont les structures informatiques sont adaptées aux traitements d'un grand nombre de problèmes d'un même type tels que PDETOOL sous MATLAB, ANSYS, MEGA...

La mise en équations du problème physique constitue la phase préliminaire à toute prédiction des phénomènes mis en jeu. En électromagnétisme, les équations décrivant la physique du problème sont connues sous le nom d'équations de Maxwell. Associées aux lois expérimentales du comportement des milieux, elles apportent la connaissance complète des grandeurs physiques mises en œuvre. Le traitement numérique d'un problème d'équations aux dérivées partielles (électromagnétique – thermique ou couplé) comprend trois étapes essentielles

- Description du problème (Géométrie, caractéristiques physiques, maillage, limites du domaine D'étude...).
- Mise en œuvre de la méthode numérique de simulation (Différences finies, éléments finis, volumes finis, intégrales de frontière...) plus une méthode itérative.
- Vérification, visualisation et interprétation des résultats de la simulation (Courbes et graphes 2D et 3D).

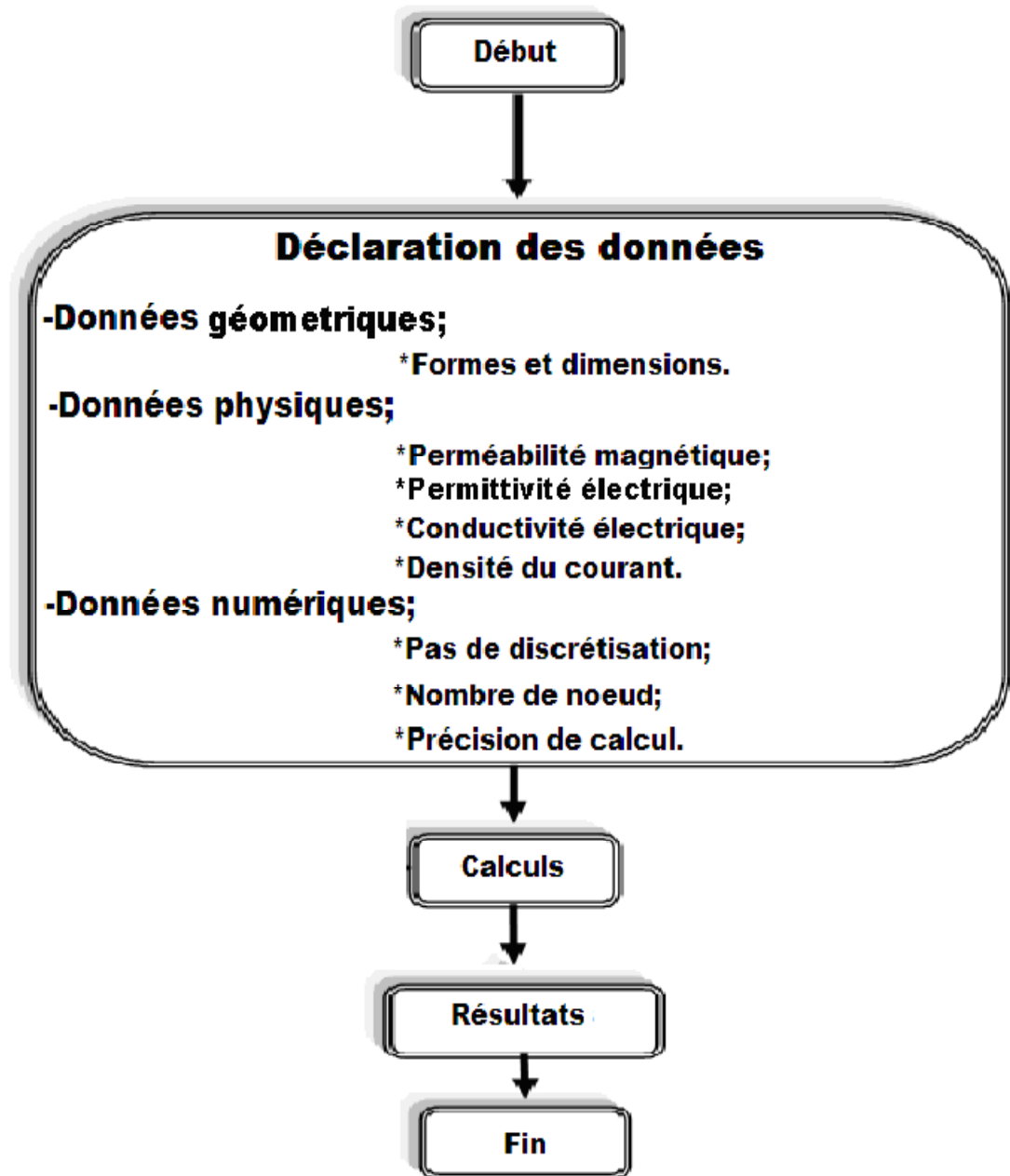


Figure II.1

II.7.2 Méthode des différences finis (MDF)

La méthode des différences finis est basée d'une part sur un maillage du domaine par éléments quadrilatéraux linéaire en considérant un développement limité en série de Taylor de la fonction à déterminer (potentiel A), en chacun des nœuds du maillage. L'écriture de cette transformation pour tous les nœuds maillage conduit à un système algébrique dont la solution permet d'obtenir la distribution du potentiel A dans tout le domaine d'étude. De mise en œuvre simple, cette méthode s'adapte mal aux objets de géométrie complexe à cause d'un milieu

physique à un autre (fer-air, ...), et des non linéarités (saturation), nécessite un traitement spécifique.

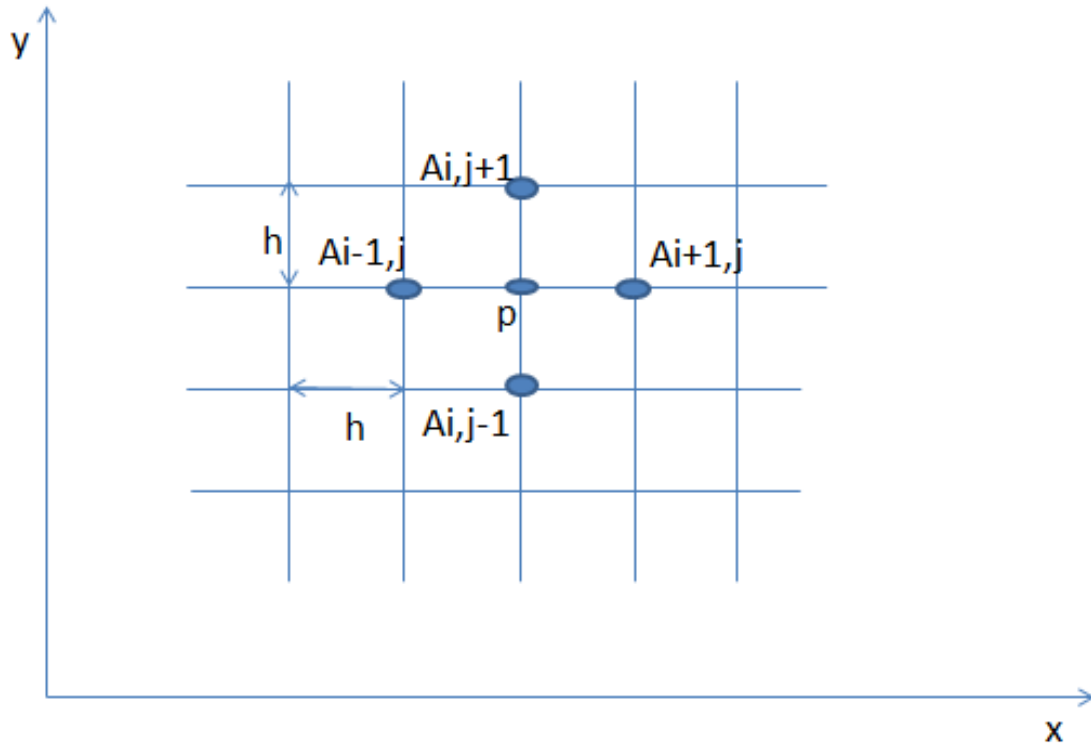


Figure II.2

Les dérivées premières et secondes de l'inconnue au point P sont exprimées comme suit :

$$\left(\frac{\partial A}{\partial x}\right)_{i,j} = \frac{A_{i+1,j} - A_{i-1,j}}{2h} \quad (\text{II.41})$$

$$\left(\frac{\partial A}{\partial y}\right)_{i,j} = \frac{A_{i,j+1} - A_{i,j-1}}{2h} \quad (\text{II.42})$$

$$\left(\frac{\partial^2 A}{\partial x^2}\right)_{i,j} = \frac{A_{i+1,j} + A_{i-1,j} - 2A_{i,j}}{2h} \quad (\text{II.43})$$

$$\left(\frac{\partial^2 A}{\partial y^2}\right)_{i,j} = \frac{A_{i,j+1} + A_{i,j-1} - 2A_{i,j}}{2h} \quad (\text{II.44})$$

Le Laplacien s'écrit comme suit :

$$(\Delta A)_{i,j} = \frac{1}{h^2} (A_{i+1,j} + A_{i-1,j} + A_{i,j+1} + A_{i,j-1} - 4A_{i,j}) \quad (\text{II.45})$$

La variation de i et de j sur tous les points du maillage donne un système algébrique de la forme :

$$[S]. [A] = [F] \quad (\text{II.46})$$

Avec :

$[F]$: Est le terme source.

$[A]$: Est une matrice contenant les caractéristiques du système.

$[S]$: Est le vecteur des inconnues.

La résolution de ce système permet d'avoir la distribution de la grandeur A à l'intérieur du domaine d'étude. Il faut noter que la méthode des différences finies est difficile à utiliser dans le cas de géométrie complexe qui donne un système algébrique de taille important nécessitant un temps de résolution élevé.

II.7.2.1 Méthode des volumes finis

La Méthode des volumes finis est une méthode de discrétisation, utilisée en particulier en mécanique des fluides ou elle est apparue il y a une vingtaine d'années. Depuis la méthode de volume finis a connu un essor considérable non seulement pour la modélisation en mécanique des fluides, mais aussi pour la modélisation d'autres branches de l'ingénierie scientifique : la thermique, l'électromagnétismeetc.

Elle consiste à utiliser une approximation simple de l'inconnu pour transformer les équations aux dérivées partielles en un système d'équations algébriques. Dans cette méthode, le domaine de calcul est subdivisé en un certain nombre de volumes de contrôle (volumes finis) non superposés, tel que chaque volume entoure un point du maillage. Ensuite l'équation différentielle est intégrée dans un volume de contrôle élémentaire.

Le résultat de cette intégration donne une équation algébrique.

Cette équation exprime le principe de conservation de la fonction sur le volume de contrôle, et la solution obtenue est constituée uniquement par les valeurs nodales [16].

II.7.2.2 Méthode des intégral de frontières

Cette méthode fait transférer le maillage aux limites du domaine d'étude, et ainsi la détermination des valeurs de l'inconnu à tout point du domaine est déduit des valeurs calculées aux frontières. La méthode des intégrales de frontière nécessite de l'espace mémoire et un temps relativement long comparé à d'autres méthodes.

II.7.2.3 Méthode des éléments finis

L'évolution actuelle de la technologie amène l'ingénieur à réaliser des projets de plus complexes, coûteux et soumis à des contraintes de sécurité de plus en plus sévère, notamment dans le domaine aéronautique et nucléaire est vital. Pour dominer ces projets, l'ingénieur a besoin de modèles qui lui permettent de simuler le comportement de système physique complexes. Il peut ainsi prévoir l'influence de ces décisions au moment de la conception du système. Les sciences de l'ingénieur permettent de décrire le comportement des systèmes physiques aux dérivées partielles.

La méthode des éléments finis est la méthode l'un des méthodes les plus utilisées actuellement pour résoudre effectivement ces équation, elle consiste en une approximation de la variable inconnue en transformant l'équation aux dérivées partielles en équations algébrique.

II.7.2.3.1 Maillage du domaine d'étude

Nous choisissons un ensemble de n points sur le domaine Ω . Qui serviront la géométrie des éléments. Ces points appelés nœuds géométriques peuvent coïncider avec les nœuds d'interpolation. Puis nous remplaçons le domaine Ω par un ensemble d'éléments Ω_e de forme relativement simple. Chaque élément Ω_e doit être défini analytiquement de manière unique en fonction des coordonnées des nœuds géométriques qui appartiennent à cet élément. C'est-à-dire qui sont situés sur Ω et sur sa frontière.

- **Règles de partition en éléments :**

Deux éléments distincts ne peuvent avoir en commun que des points situés sur leurs frontières communes, si elle existe. Les frontières entre éléments peuvent être des points, des courbes ou des surfaces. L'ensemble de tous les éléments Ω_e doit constituer le domaine Ω .

II.7.2.3.2 Quel élément classique

A. Élément à une dimension



Linéaire
(2 nœuds)



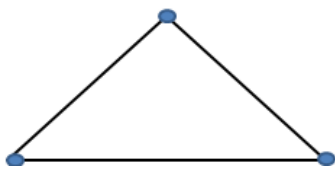
Quadratique
(3 nœuds)



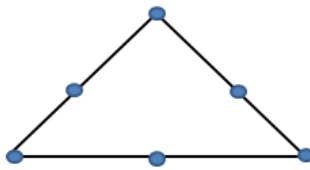
Cubique
(4 nœuds)

B. Éléments à deux dimensions :

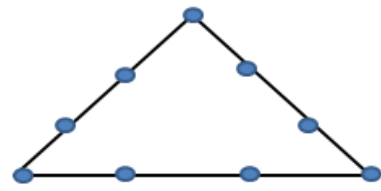
➤ **Éléments triangulaire**



Linéaire
(3 nœuds)

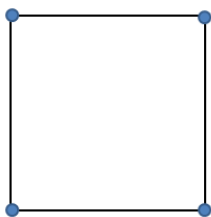


Quadratique
(6 nœuds)

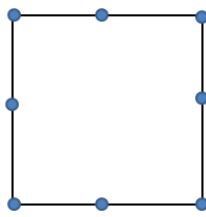


Cubique
(9 nœuds)

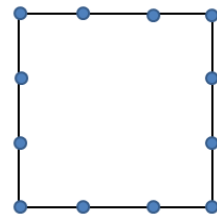
➤ **Éléments quadrilatéraux**



Linéaire
(4 nœuds)



Quadratique
(8 nœuds)



Cubique
(12 nœuds)

II.7.3 Notions de fonction d'approximation :

Les fonctions d'interpolations sont obtenues à partir du triangle de Pascal donnée ci-dessous :

$$\begin{array}{rcccl}
 & & 1 & \text{-----} & \text{ordre 0} \\
 & & & & \\
 & U & V & \text{-----} & \text{ordre 1} \\
 & & & & \\
 & U^2 & UV & V^2 & \text{-----} & \text{ordre 2} \\
 & & & & \\
 U^3 & U^2V & UV^2 & V^3 & \text{-----} & \text{ordre 3}
 \end{array}$$

Triangle de Pascal

La construction de ces fonctions doit vérifier les conditions suivantes :

➤ **Principe de l'état complet**

- La fonction doit être contenir un terme constant
- Le nombre de termes de la fonction doit être égale au nombre de nœud de l'élément

➤ **Principe de fonction d'approximation**

- La fonction doit être continue

$$F(x) = U(x) = \langle a_1(x), a_2(x), a_3(x), \dots, a_n(x) \rangle \begin{Bmatrix} U_1 \\ U_2 \\ U_3 \\ \vdots \\ U_N \end{Bmatrix} = \langle a(x) \rangle \cdot \{U(x)\} \quad (2.47)$$

$U(x)$: fonction d'approximation.

$\langle \dots, \dots, \dots \rangle$: Vecteur ligne.

$\{ \}$: Vecteur colonne.

x_i : cordonnée au point i de Ω_e .

$U_1, U_2, U_3, \dots, U_n$: Sont les valeurs de $f(x)$ aux nœuds d'interpolations de l'élément ou variables nodales

$a_1(x), a_2(x), \dots, a_n(x)$: Sont les fonctions de formes ou d'interpolations sur l'élément réel.

➤ Avantages et inconvénients de la méthode des éléments finis

- Les avantages sont :
 - Adaptation aux géométries complexe.
 - Prise en compte de no linéarités.
 - Mise en œuvre relativement facile
- Les inconvénients sont :
 - Non prise en considération de domaines infinis.
 - Utilisation limitée pour les régions minces.
 - Présence de singularités dans le domaine d'études

II.7.4 Conditions aux limites

a. Condition de Dirichlet

Elle a pour but de nous renseigner sur la valeur de l'inconnue sur la frontière du domaine de résolution.

$$U = g_0 \quad (\text{II.48})$$

Avec :

U : variable de problème.

g_0 : valeur de l'inconnue sur la frontière.

b. Condition de Newmann

Celle nous renseigne sur la valeur de la composante normale de l'inconnue sur les limites du domaine. Elle apparait souvent sur les plans de symétrie.

$$\frac{\partial U}{\partial n} = h_0 \quad (\text{II.49})$$

Avec : h_0 : constante ou zéro.

c. Condition mixte Dirichlet et Neumann

C'est la combinaison des deux conditions précédentes.

$$aU + b \frac{\partial U}{\partial n} = h_0 \quad (\text{II.50})$$

Avec :

n : normale à la frontière du domaine.

a, b : coefficients physiques définis sur le domaine d'étude.

h_0 : constante.

Conclusion

Nous avons présenté les équations de Maxwell à partir desquelles nous avons déduit les équations différentielles des différents modèles et ceci en se basant sur un ensemble d'hypothèses simplificatrices. Par la suite, une formulation en potentiel vecteur magnétique adéquate pour notre étude a été introduite. Et comme on a présenté la méthode des volumes finis pour la résolution numérique du système d'équations aux dérivées partielles.

Introduction

L'intérêt de la simulation des systèmes multi-domaines est de plus en plus important. En effet, il est particulièrement intéressant de pouvoir simuler des systèmes multi-domaines complexes incorporant notamment une partie commande, une partie électrique et une partie mécanique sous un seul et même modèle. Pour cela des outils logiciels spécifiques et complémentaires entre chaque domaine doivent être utilisés.

L'accroissement de la puissance des calculateurs permet maintenant la modélisation et la simulation de systèmes complexes de plus en plus rapide et précise qui a pour but la diminution de prototypes physiques durant la phase de conception. Cependant, la simulation et la modélisation des systèmes électromécaniques soulèvent des problèmes de non-linéarités et d'oscillations. De plus l'utilisation de contraintes de temps beaucoup plus faibles d'un domaine à l'autre peut causer des problèmes sur les temps de simulation. Un logiciel doit donc pouvoir prendre en compte ces différentes particularités liées à chaque domaine d'étude.

Dans cette application, on s'intéressera à l'étude de la lévitation d'un aimant au dessus d'inducteur d'indicateur aimanté en courant continue. On étudie l'influence des différents paramètres sur la force de lévitation.

III.1 Déroulement d'une simulation avec ANSYS

Une simulation électromagnétique avec le logiciel ANSYS suit toujours le même plan, comme dans la plupart des logiciels de ce type. On distingue trois parties principales : le pré-processeur, le calculateur et le post-processeur. Le pré-processeur réalise l'étape de la modélisation géométrique, la discrétisation du domaine en volumes et la définition des différents matériaux et éléments utilisés par le solveur EF et au maillage. Le calculateur est la partie où l'on impose les courants sources dans les bobinages, les plans de symétrie, les conditions aux limites... et il effectue la résolution proprement dite du problème. Enfin, le post-processeur permet de visualiser les résultats avec ANSYS (cartographie de champ magnétique par exemple) et de faire l'exportation des données vers d'autres logiciels de traitement.

L'ensemble des instructions nécessaires au déroulement de la simulation peut être renseigné à partir d'une interface graphique sous forme d'icônes de commande.

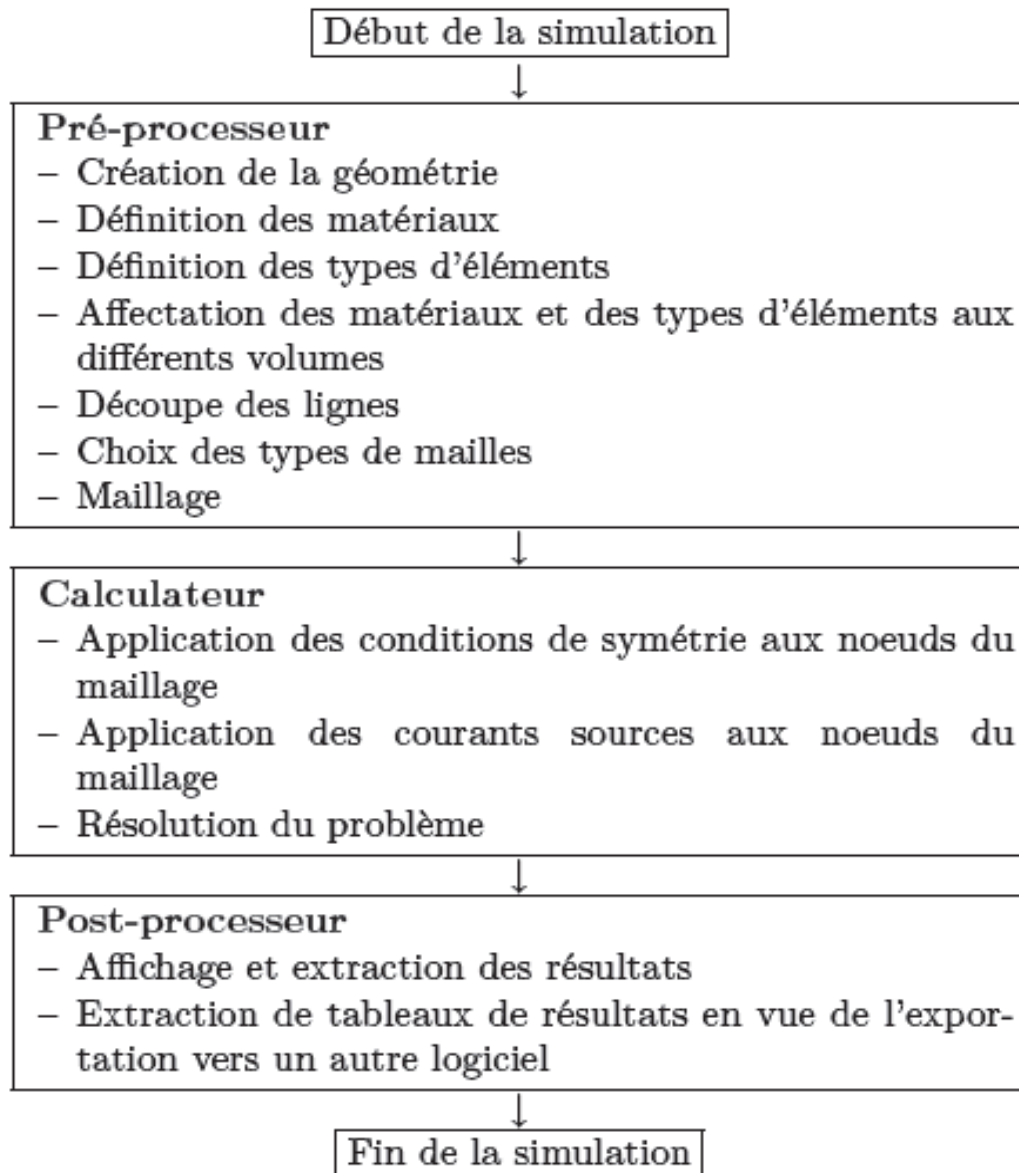


Figure III.1 Organigramme de principe de la méthode EF

III.2 Calcule du champ magnétostatique

Dans la solution magnétostatique, le champ magnétique est produit par des courants continus circulants dans des conducteurs ou des aimants permanents. Le champ électrique existant à l'intérieur des conducteurs comme conséquence de la circulation de courants dans ces derniers, est complètement découplé du champ magnétique. La distribution du champ magnétique n'est donc que par la distribution spectrale de la perméabilité magnétique des matériaux

La solution magnétostatique vérifie les deux équations de MAXWELL suivantes :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \vec{j}$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{B} = 0$$

Et la relation de milieu

$$\vec{B} = \mu(\vec{H} + \vec{m}) = \mu_0 \cdot \mu_r \cdot \vec{H} + \mu_0 \cdot \vec{m}_p$$

Ou : \vec{m}_p est l'aimantation

La Perméabilité magnétique peut être simple, non linéaire ou anisotropique

La solution 3D calculée par Maxwell considère le champ magnétique \vec{H} :

$$\vec{H} = \vec{H}_p + \overrightarrow{grad} \varphi_e + \vec{H}_c$$

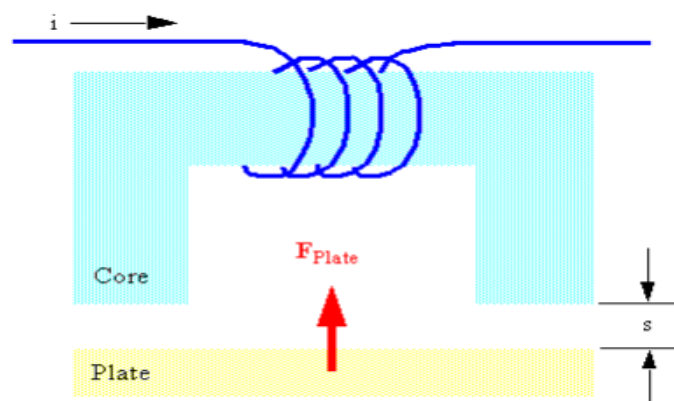
Avec : φ_e : Potentiel magnétique scalaire

\vec{H}_p : Circulation du courant dans les conducteurs

\vec{H}_c : Champ magnétique créé par les aimants

III.3 Calcul de la force

Le calcul de la force utilise le principe de travail virtuel dans la structure de schéma suivant



La force qui agit sur la plaque est donnée par $\vec{F} = \frac{dw}{ds} |i = cte$

Avec : $W(i)$ coenergie de système pour un courant constant.

III.4 Présentation de dispositif de lévitation magnétique

- Les dimensions des géométries

- Inducteur

Nombre d'encoches : 6

Largeur de l'encoche : 70 mm

Profondeur de l'encoche : 70 mm

Largeur de la tôle entre deux encoches: 3 mm

Nombre de bobines : 6

Nombre de spires par bobine : 50

Section d'un fil : 1.06 mm^2

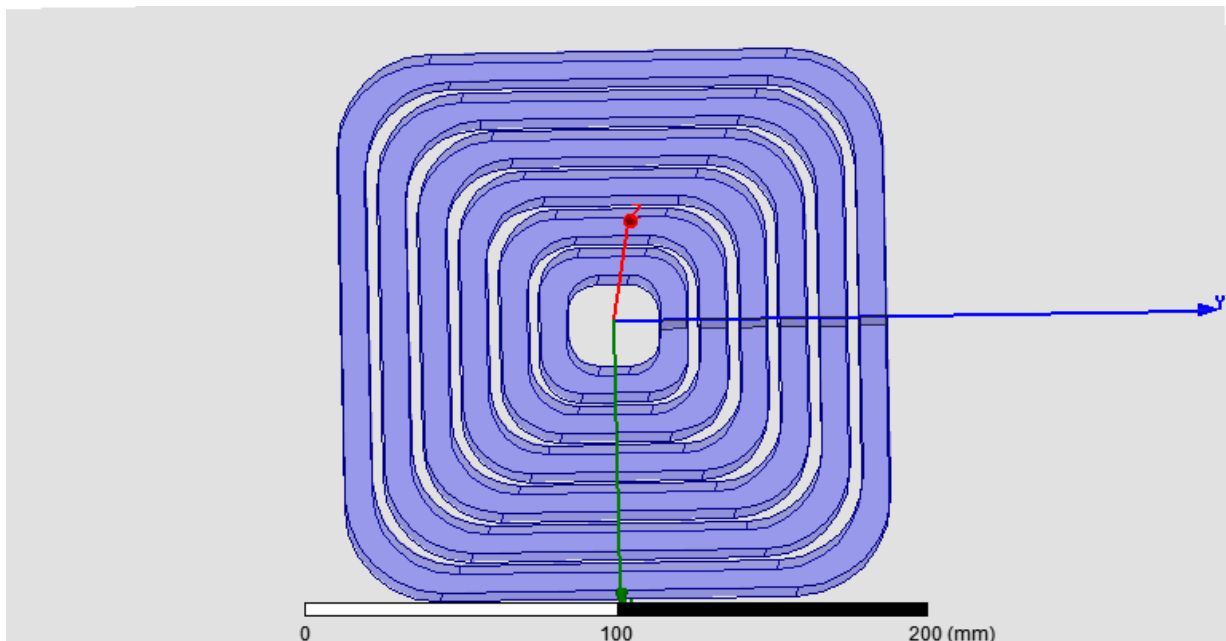


Figure III.2 Géométrie de l'inducteur

- **Aimant**

Type de matériau : Alinco6

Diamètre extérieur : 45 mm

Diamètre intérieur : 22 mm

Epaisseur : 8 mm

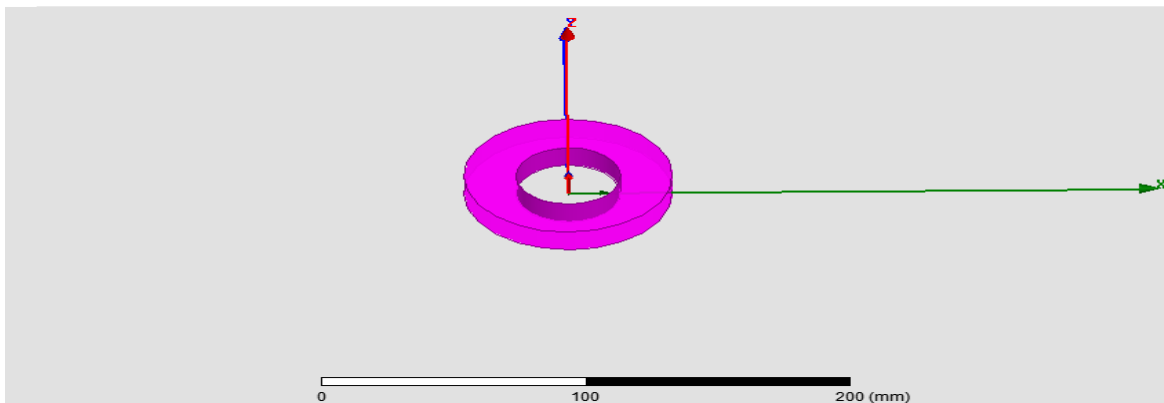


Figure III.3 Géométrie de circuit induit

- **Les caractéristiques physiques des matériaux et de domaine d'étude :**

- **Air**

Perméabilité relative $\mu_r = 1$

Conductivité $\sigma = 0(s/m)$

Masse volumique $\rho = 1.1614 (kg/m^3)$

- **cuivre**

Perméabilité relative $\mu_r = 1$

Conductivité $\sigma = 5.8 \cdot 10^7 (s/m)$

Masse volumique $\rho = 8933(kg/m^3)$

➤ **Alinco6**

Perméabilité relative Figure III A

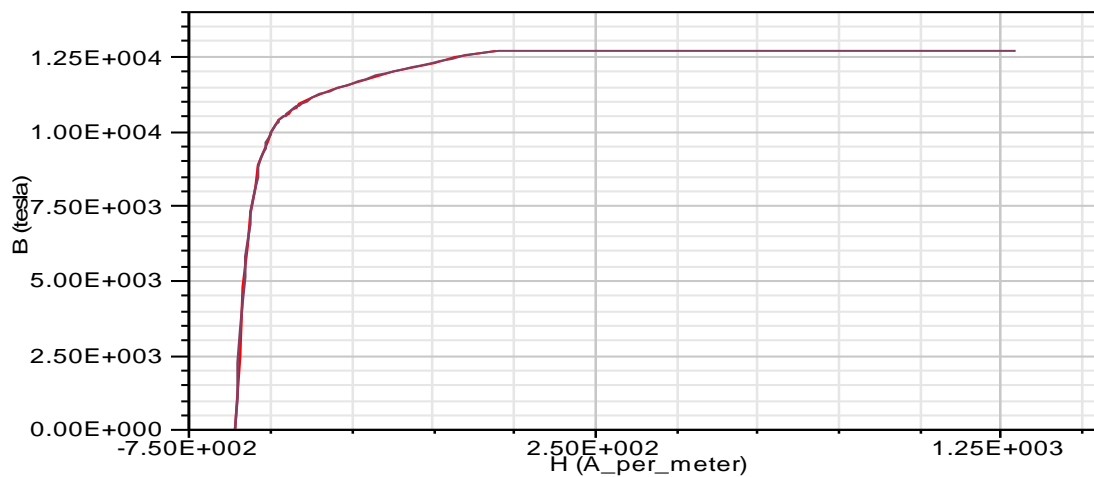
Conductivité $\sigma = 2128 \cdot 10^3 (s/m)$ Masse volumique $\rho = 7300 (kg/m^3)$ 

Figure III.4

➤ **Smco24**Perméabilité relative $\mu_r = 1.063$ Conductivité $\sigma = 1111111 (s/m)$ Masse volumique $\rho = 7550 (kg/m^3)$ ➤ **NdFe30**Perméabilité relative $\mu_r = 1.044$ Conductivité $\sigma = 625000 (s/m)$ Masse volumique $\rho = 7872 (kg/m^3)$

III.4.1 Cas de dispositif sans circuit magnétique

- Géométries sur Ansys Maxwell

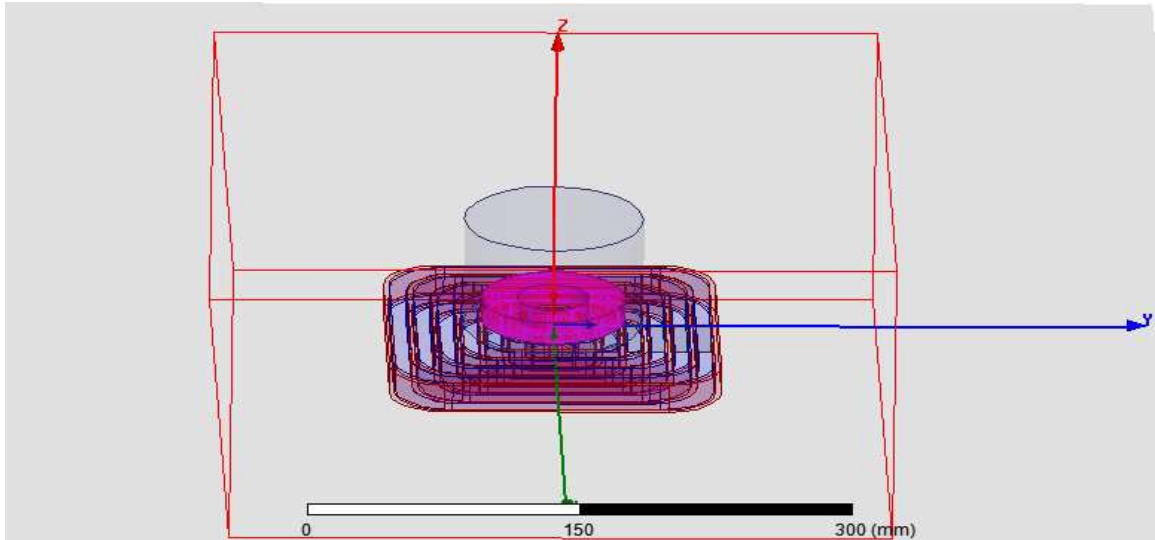


Figure III.5

- Maillage

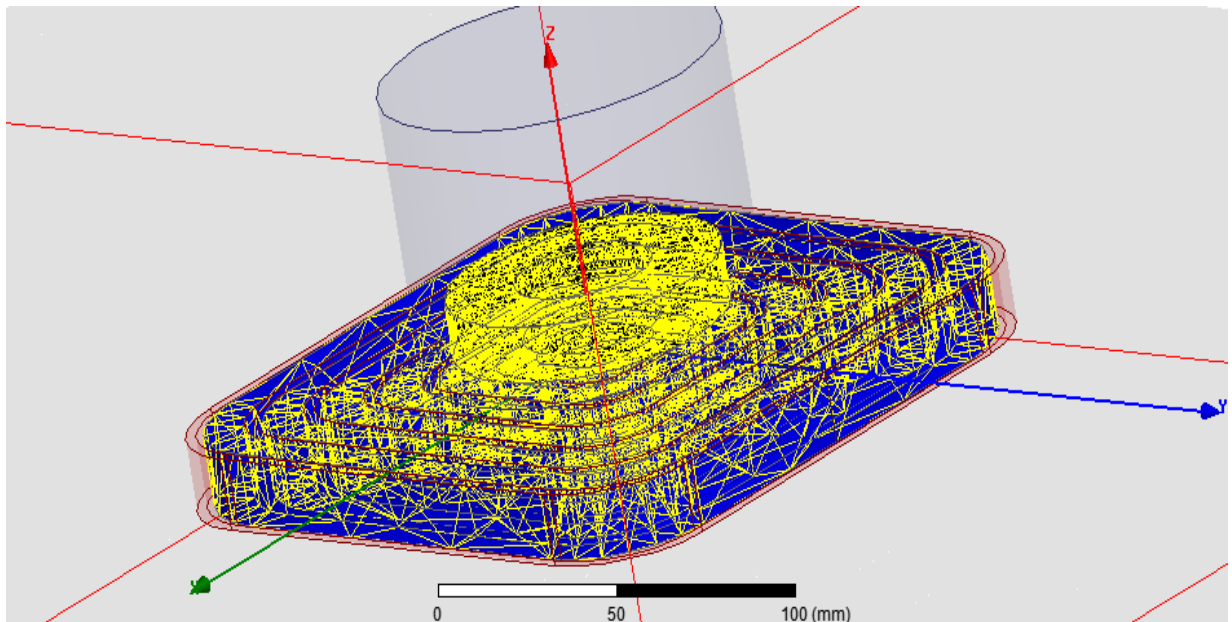


Figure III.6

- **Résultat de la simulation**

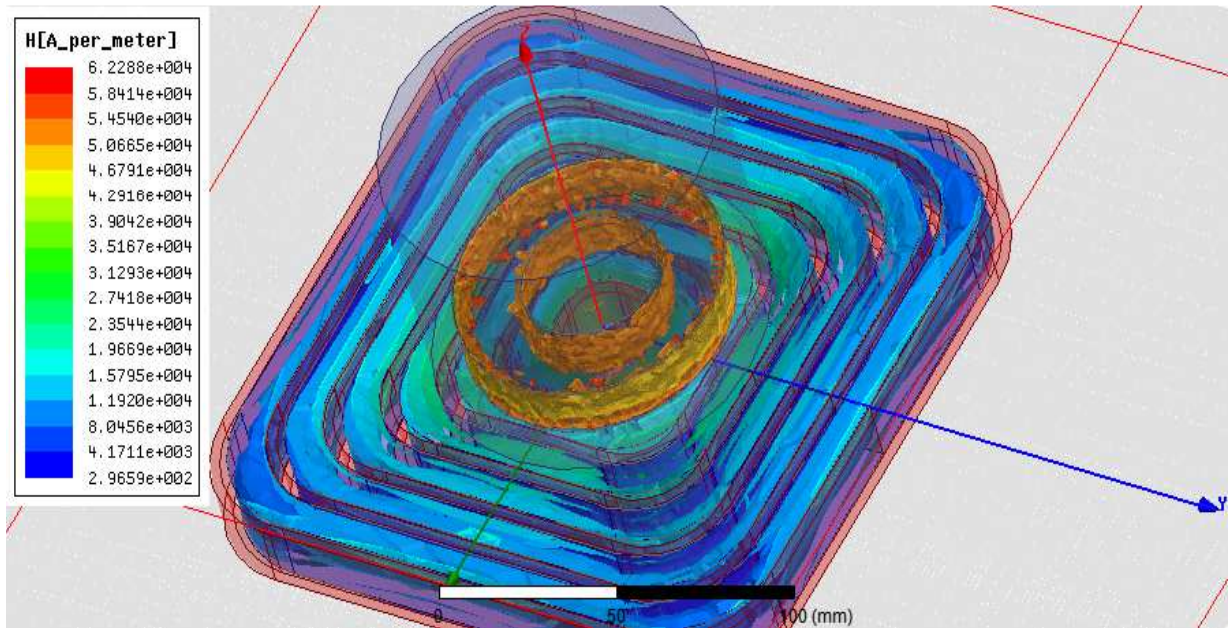


Figure III.7 Cartographie Champs magnétique

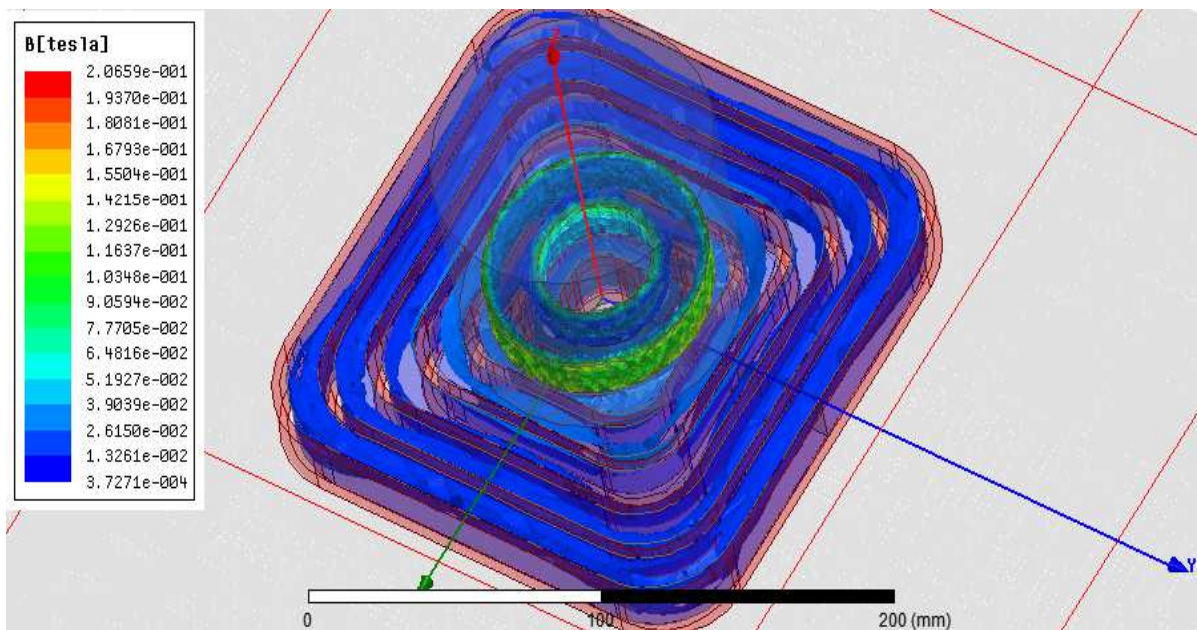


Figure III.8 Cartographie induction magnétique

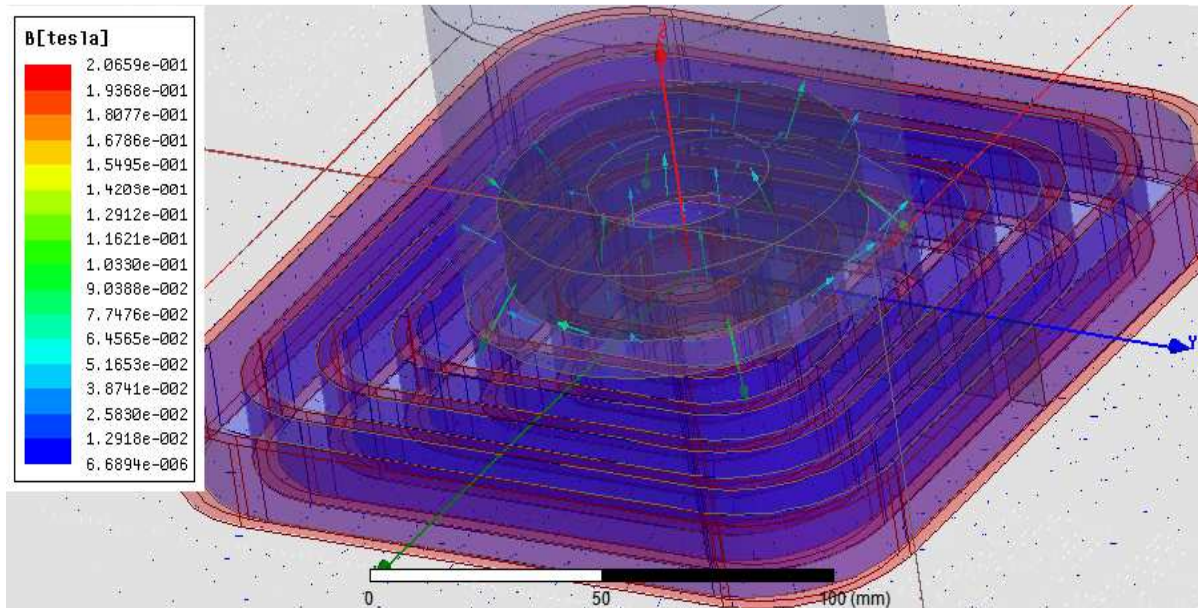


Figure III.9

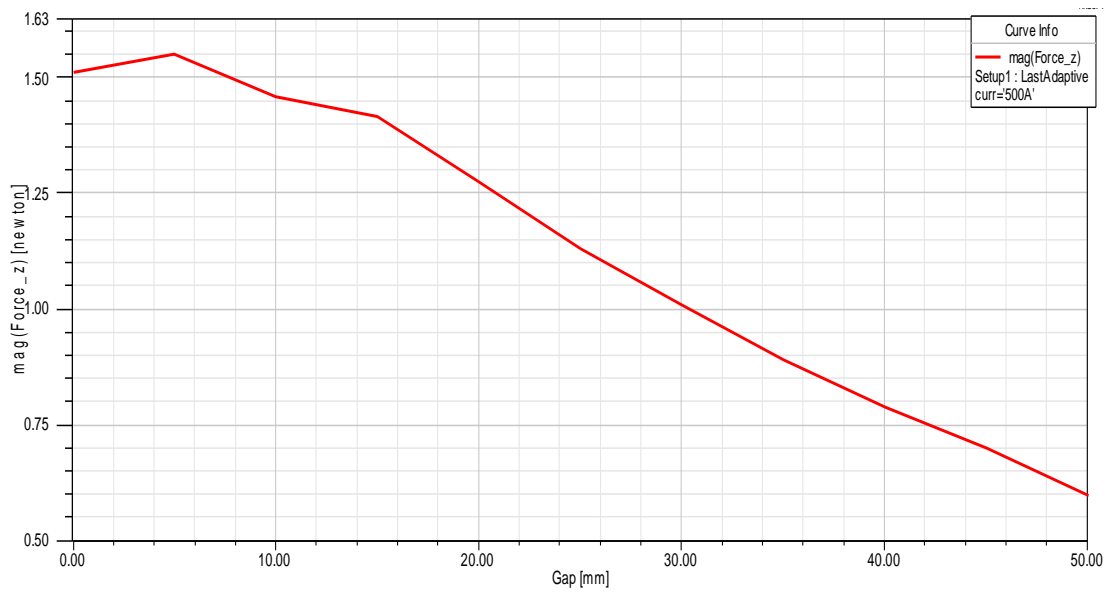


Figure III.10 fore axiale en fonction de l'entrefer

La figure ci-dessus la force magnétique diminue avec l'augmentation de l'entrefer

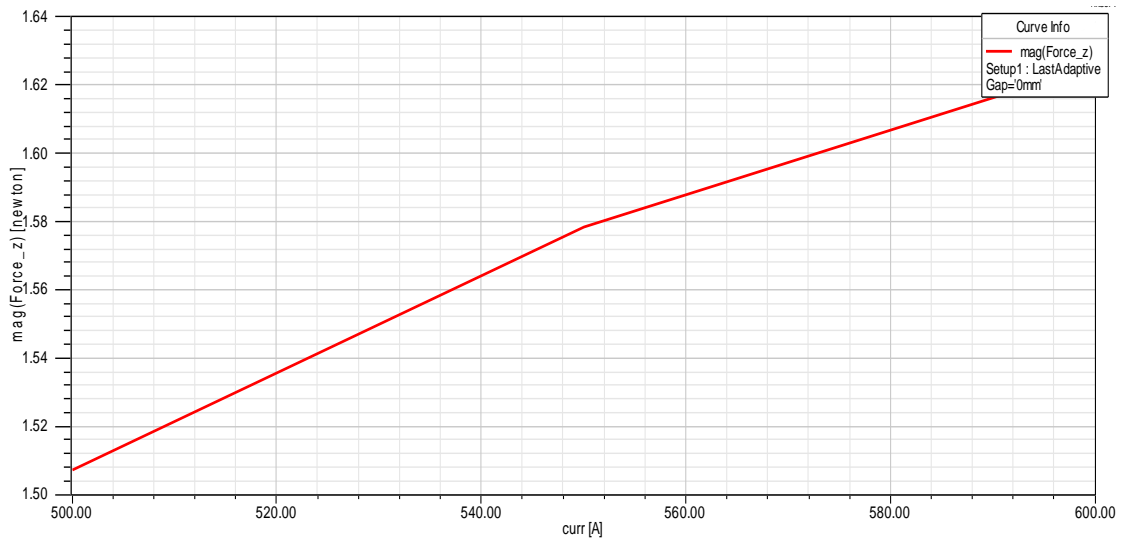


Figure III.11 Force z le a (5 mm) en fonction de courant

La figure ci-dessus montre que la variation de force magnétique augmente avec l'augmentation de courant

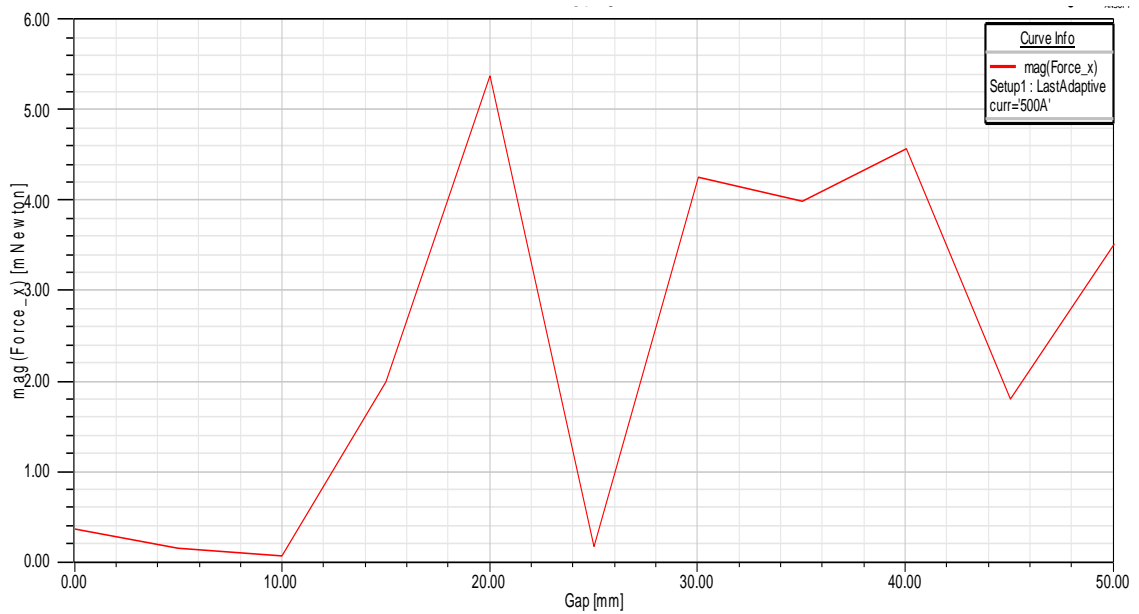


Figure III.12 fore x en fonction de l'entrefer

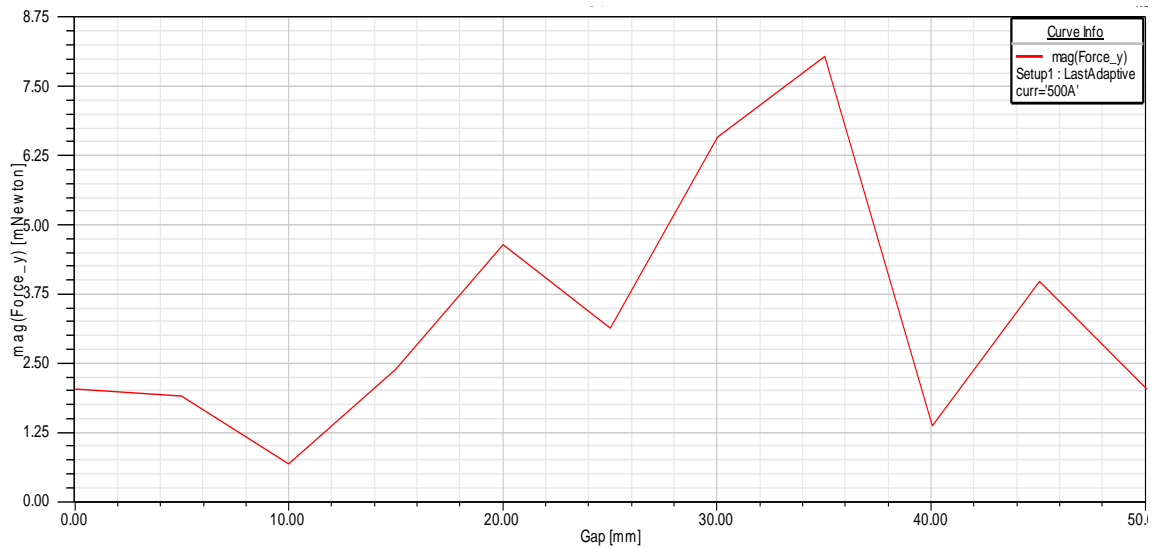


Figure III.13 fore y en fonction de l'entrefer

Selon les figure III.11, on constate que la force magnétique du notre système est suivant l'axe z. Car comme les figure III 13 et III 14 montrent que la force suivant x et suivant y sont des forces négligeables.

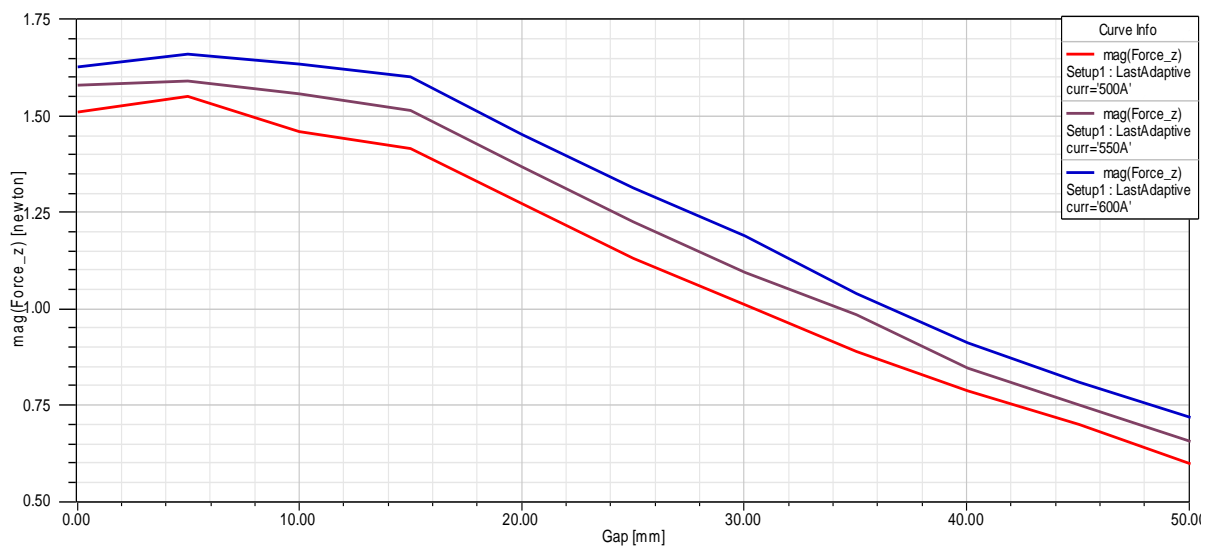


Figure III.14 force z en fonction de l'entrefer pour différentes valeurs de $NI=500, 550, \text{ et } 600$

La figure ci-dessus montre que l'augmentation de courant engendre une augmentation au niveau de la valeur de la force.

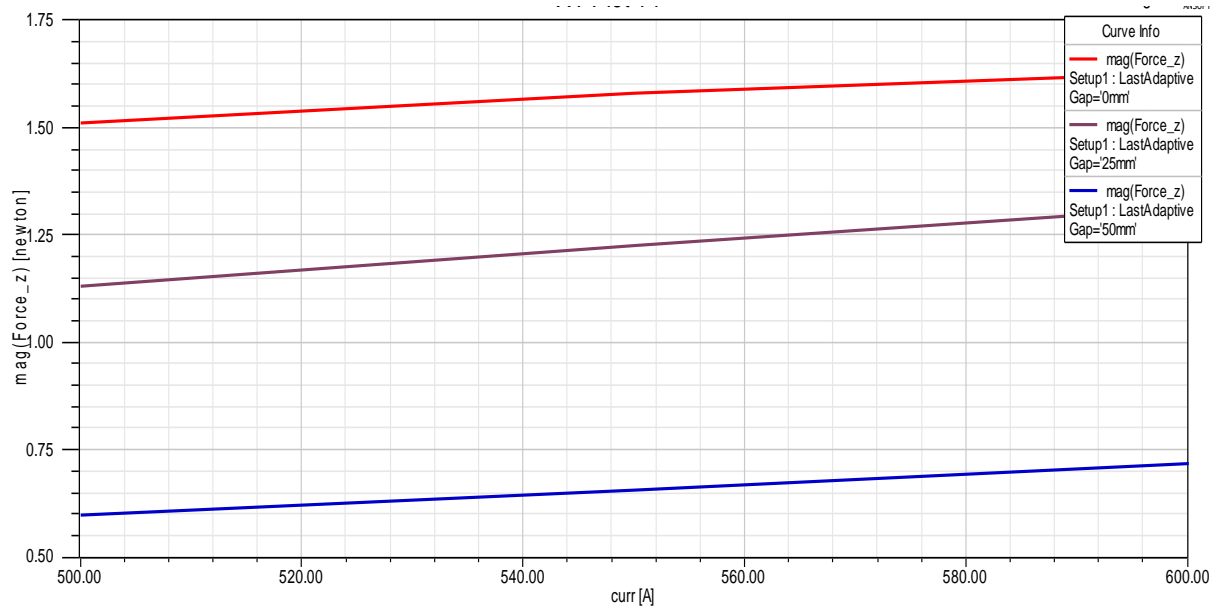


Figure III.15 fore z en fonction de courant pour différentes Positions X=0, 25 et 50mm

On constate que la force magnétique diminue avec l'augmentation de l'entrefer.

III.4.2 Cas d'un dispositif avec circuit magnétique

- Maillage

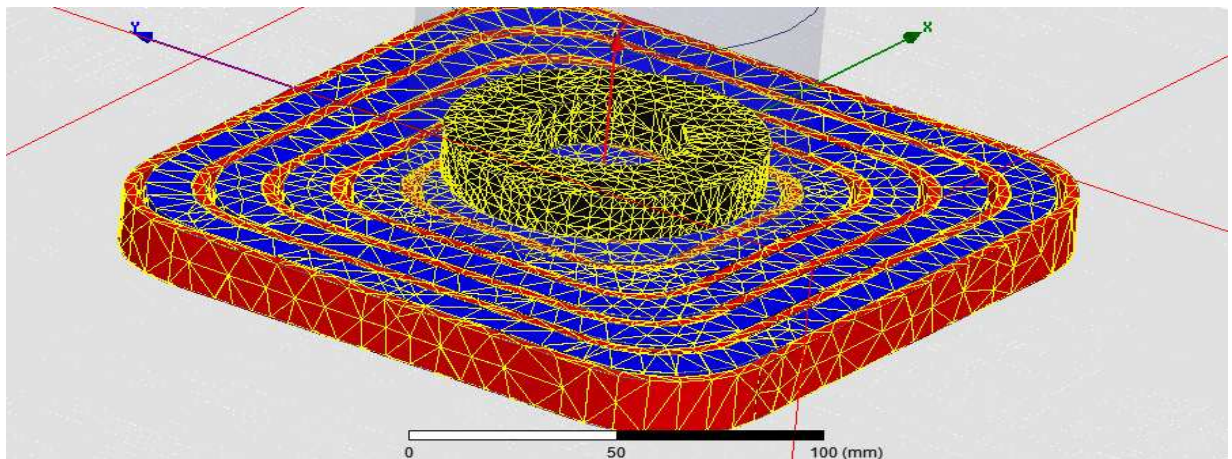


Figure III.16

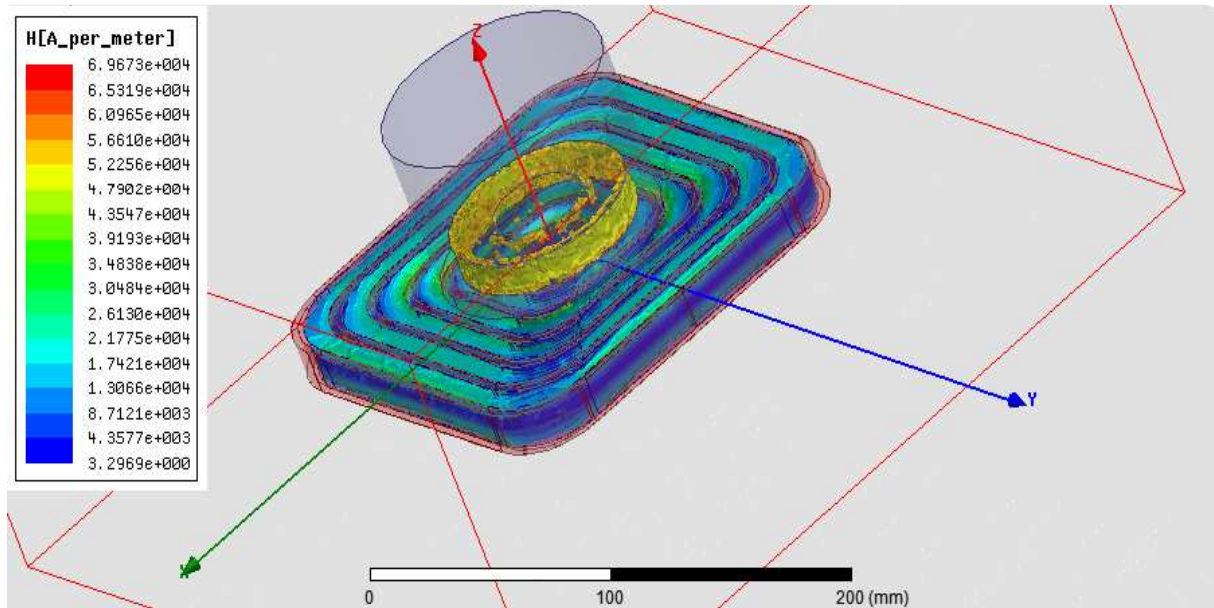


Figure III.17 Cartographie champs magnétique

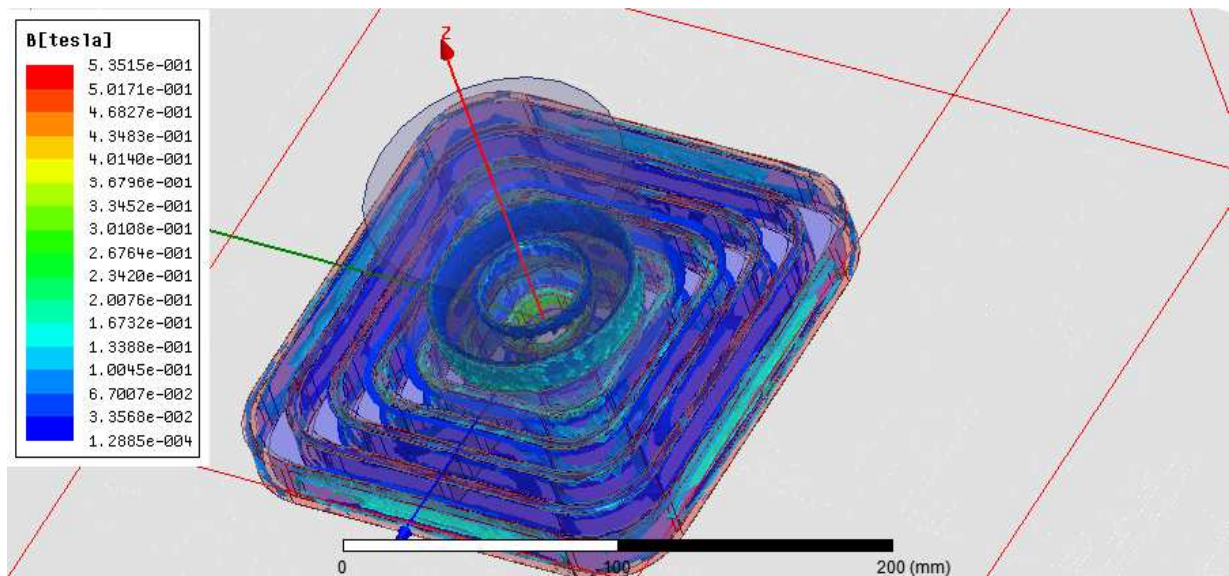


Figure III.18 Cartographie Induction magnétique

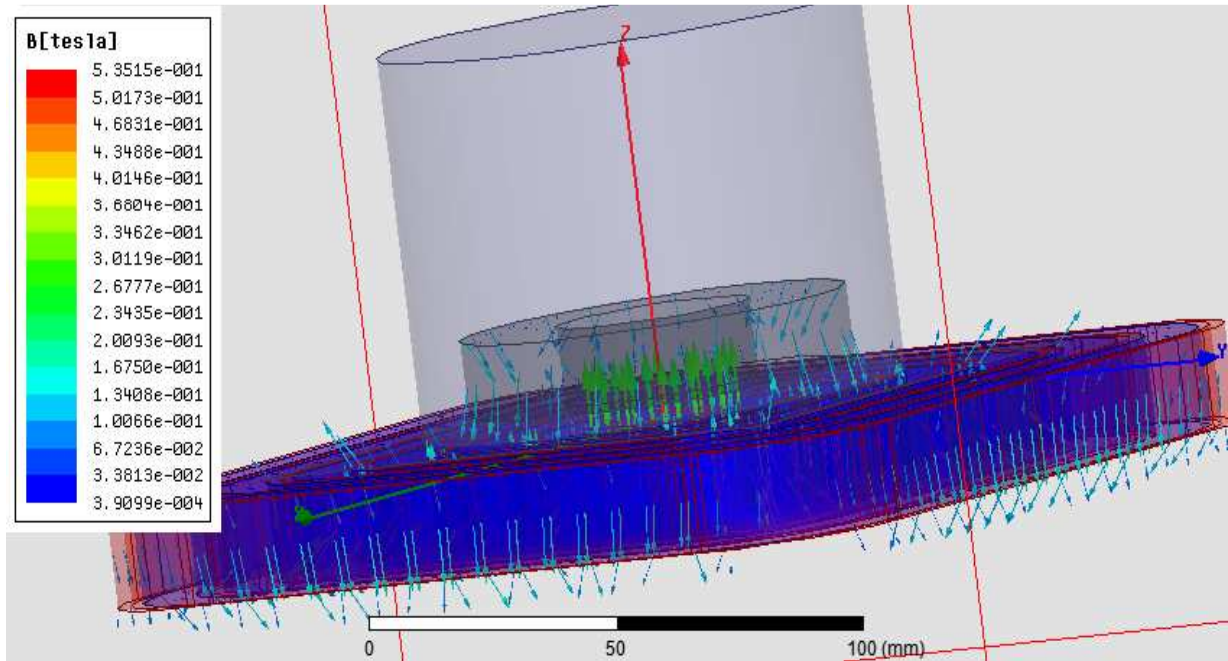


Figure III.19 Vecteur d'induction magnétique

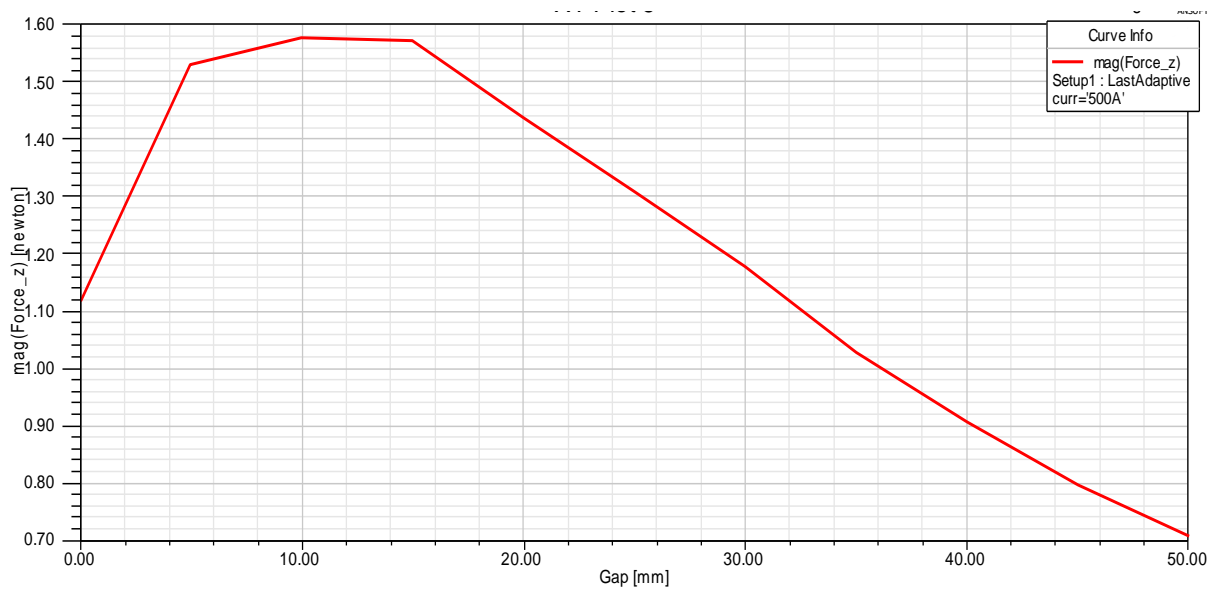


Figure III.20 force z en fonction de l'entrefer

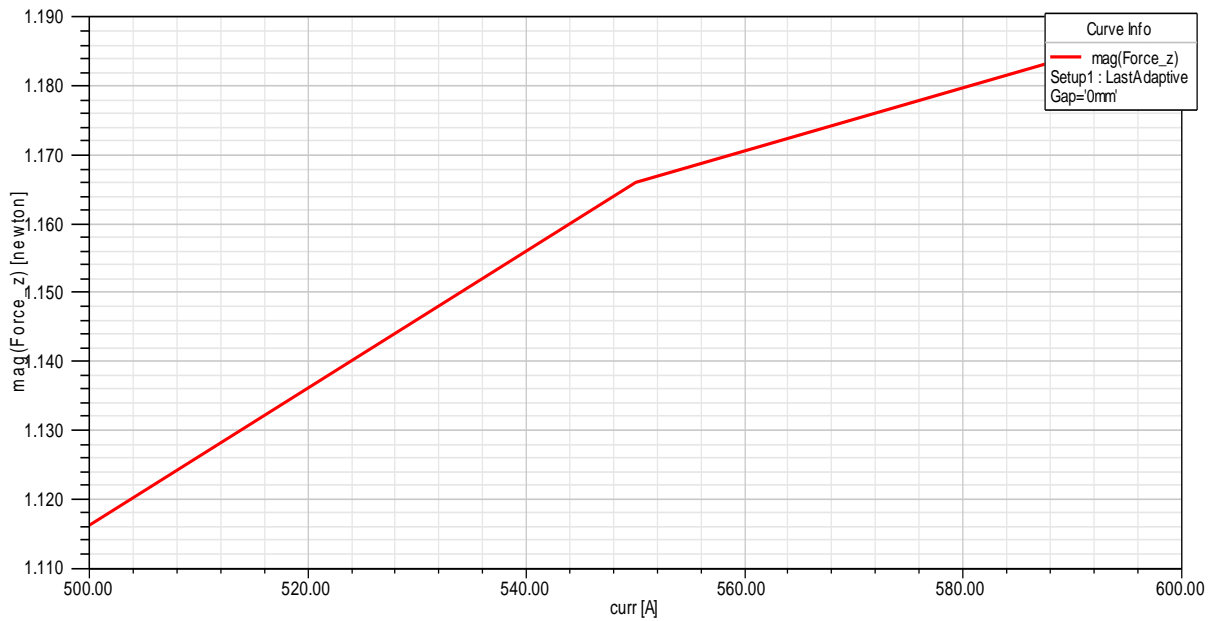


Figure III.21 force z a (5 mm) en fonction de courant

La figure ci-dessus montre que la variation de force magnétique est proportionnelle à la variation du courant.

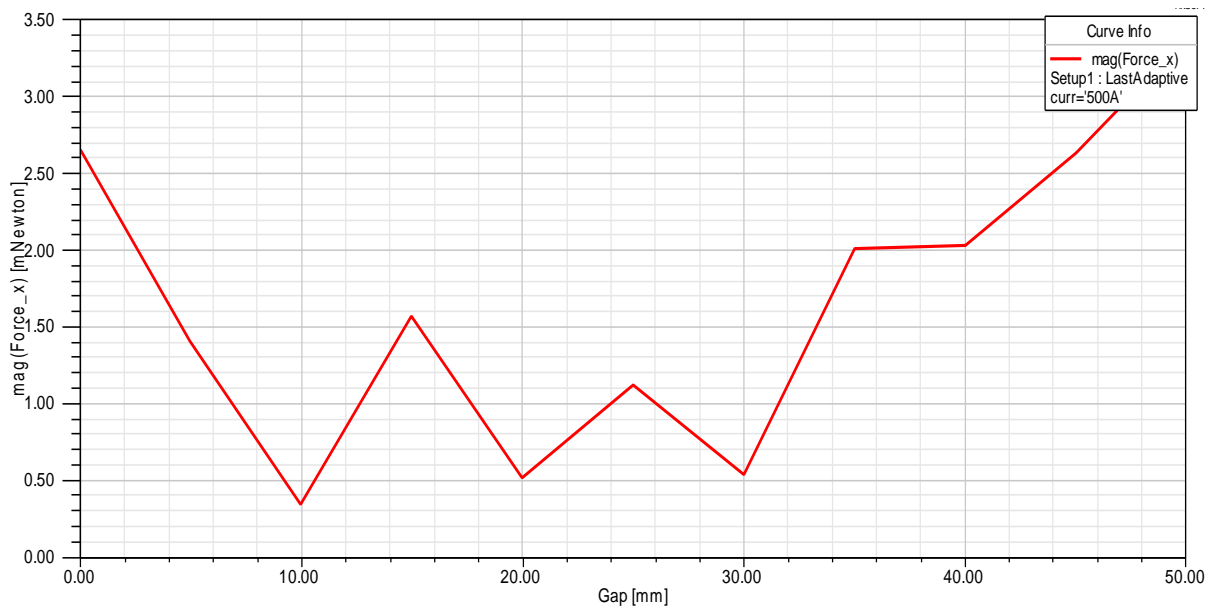


Figure III.22 force x en fonction de l'entrefer

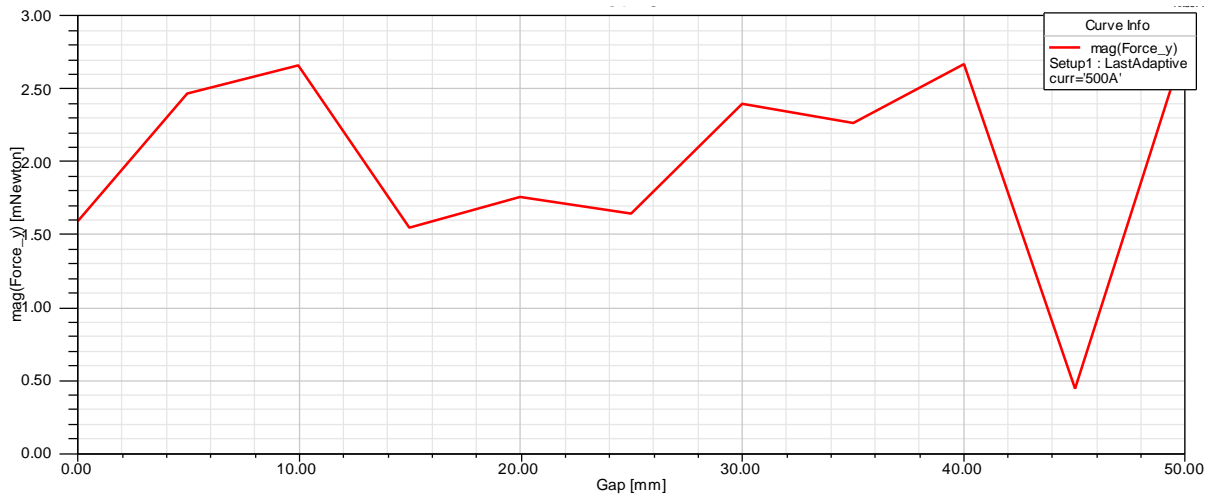


Figure III.23 force y en fonction de l'entrefer

Selon les figure III.20, on constate que la force magnétique du notre système est suivant l'axe z. Car comme les figure III 22 et III 23 montrent que la force suivant x et suivant y sont des forces négligeables.

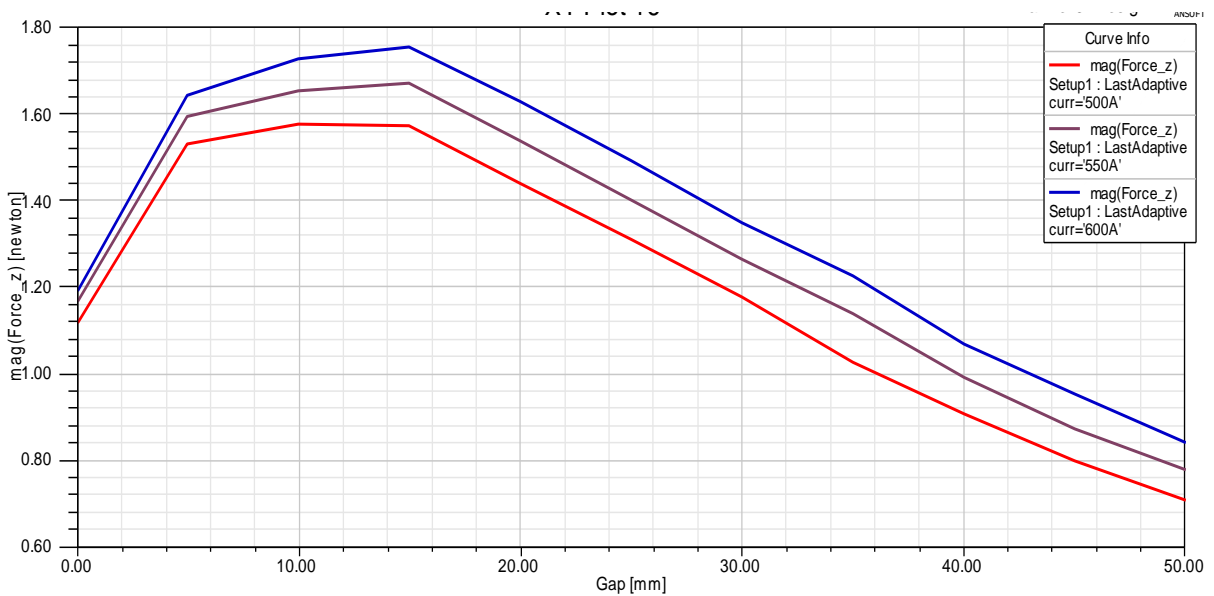


Figure III.24 force z en fonction de l'entrefer

La figure ci-dessus montre que l'augmentation de courant engendre une augmentation au niveau de la valeur de la force magnétique.

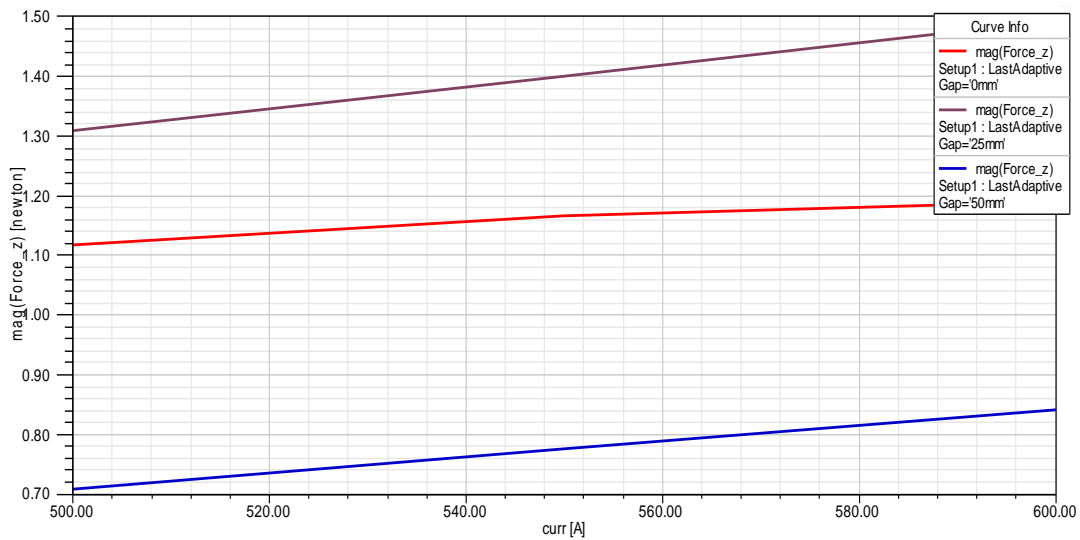


Figure III.25 force axial en fonction de courant

On constate que la force magnétique diminue avec l'augmentation de l'entrefer.

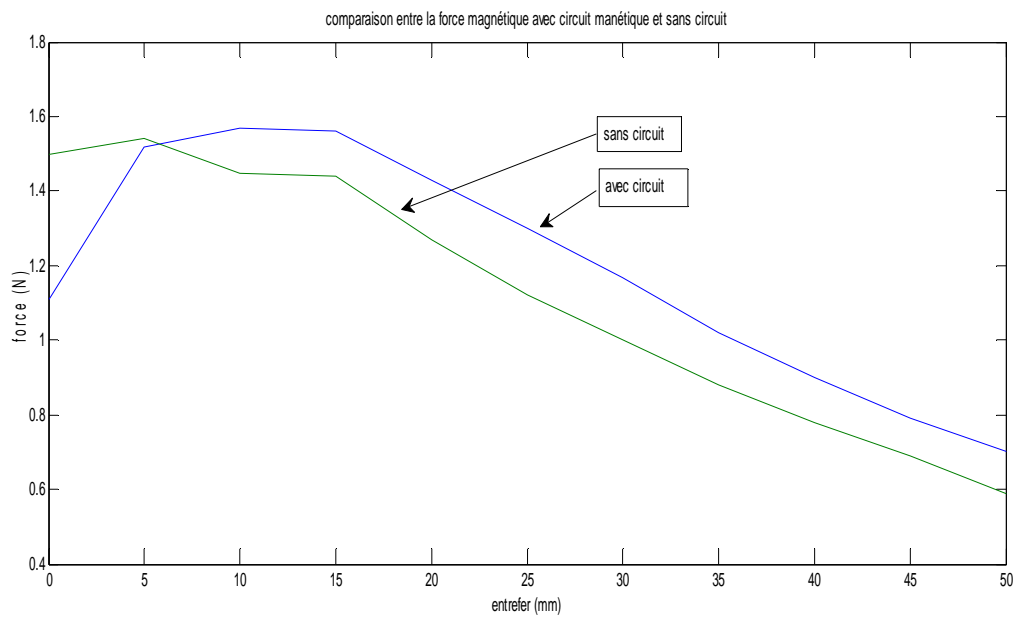


Figure III.26

Figure III.26 comparaison entre le force avec circuit magnétique et sans circuit magnétique

Dans ce second cas, on remarque que le comportement de notre système est le même de ce lui de premier cas, sauf que dans ce deuxième cas ; pour les même valeurs de courant, les forces

est plus importantes, et cette différence est due à la présence de circuit magnétique qui sert comme canal et amplificateur du champ et par conséquent la force magnétique.

III.5 Application avec défèrent aimant

➤ Smco36

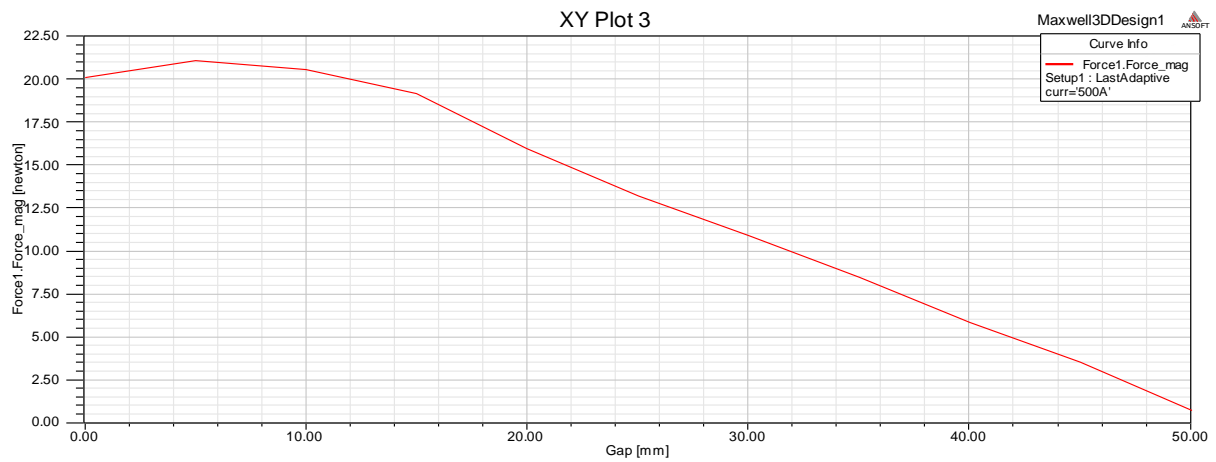


Figure III.27 force z en fonction de l'entrefer

➤ NdFe30

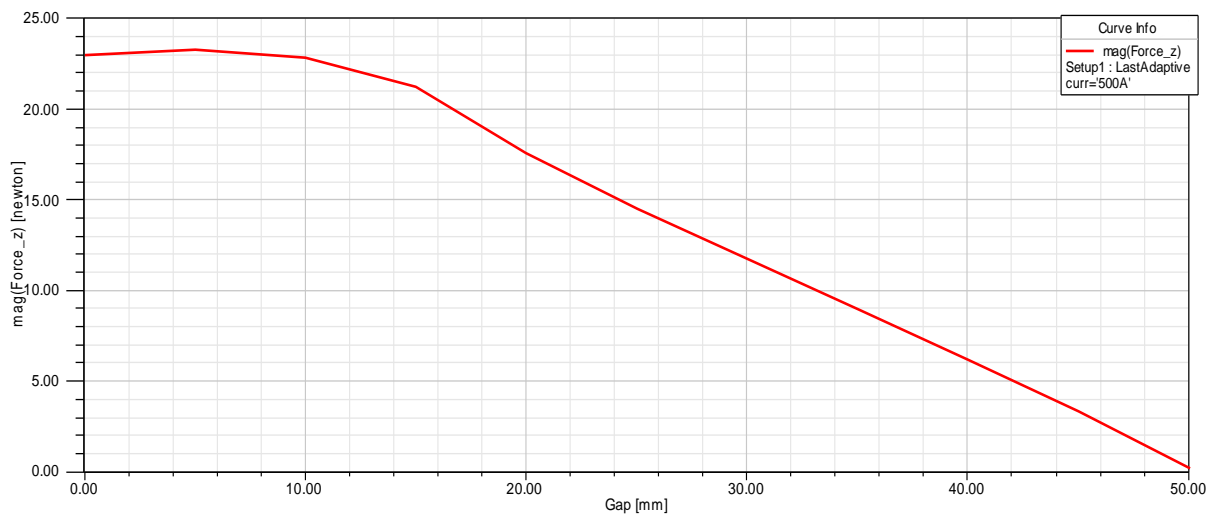


Figure III.28 force axial en fonction de l'entrefer

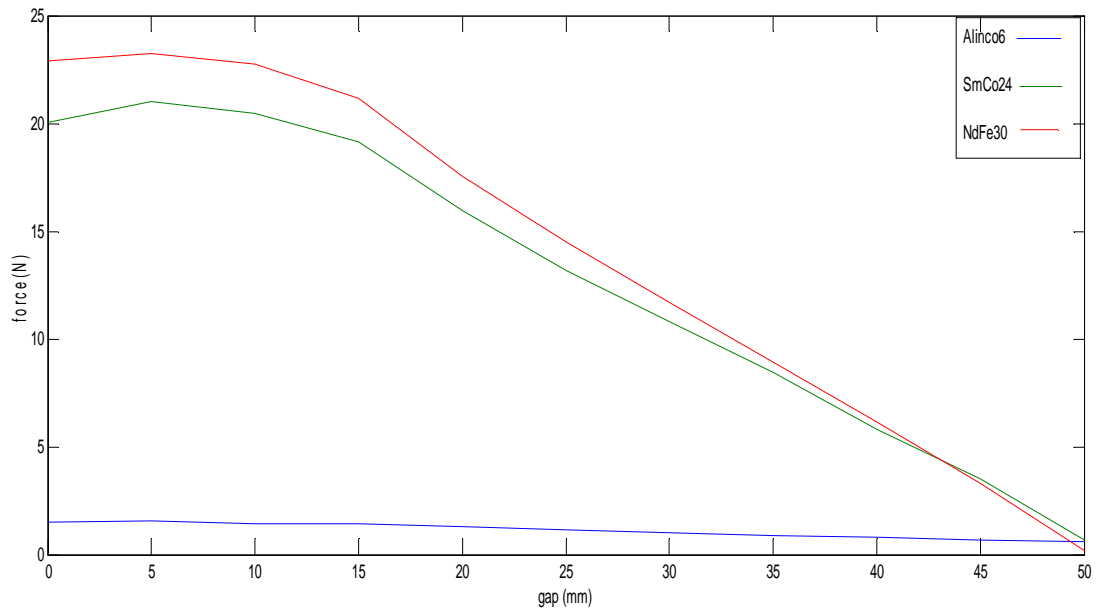


Figure III.29 comparaison entre les forces de différents aimants

III.6 Présentation de dispositif de sustentation magnétique axisymétrique

- **Les dimensions de la géométrie**

- **Inducteur**

Forme de circuit magnétique: Cylindrique

Type de matériaux : Acier 1080

Diamètre : 70 mm

Hauteur : 140 mm

Nombre de bobine : 1

Type de matériaux : cuivre

- **Géométries sur Ansys Maxwell**

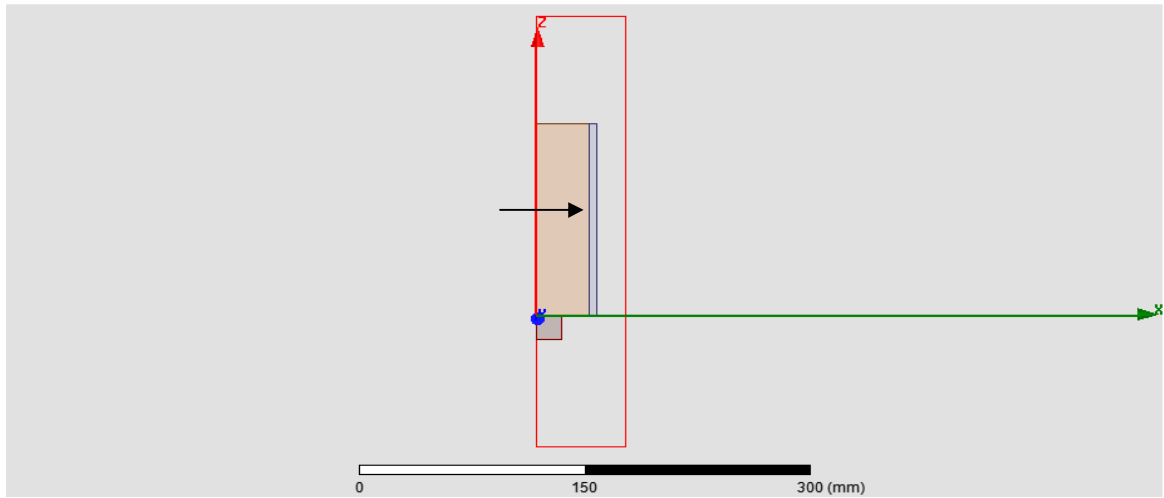


Figure III.30

- **Résultat de la simulation**

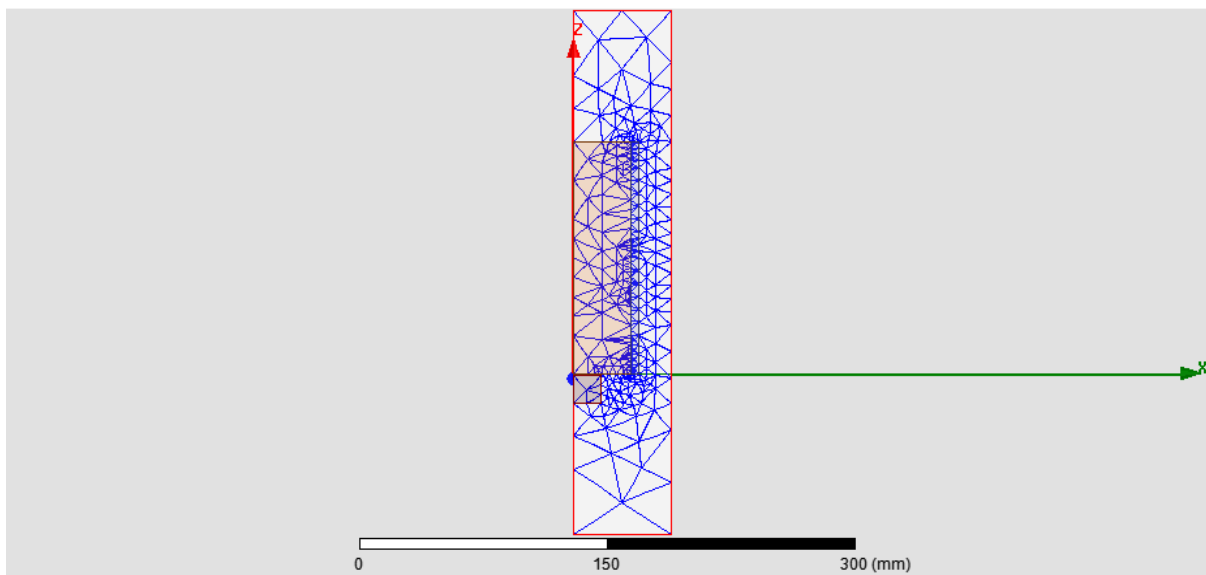


Figure III.31 Maillage par éléments fini

La figure (III.31) représente le maillage par éléments finis avec un nombre d'éléments qu'est 2603

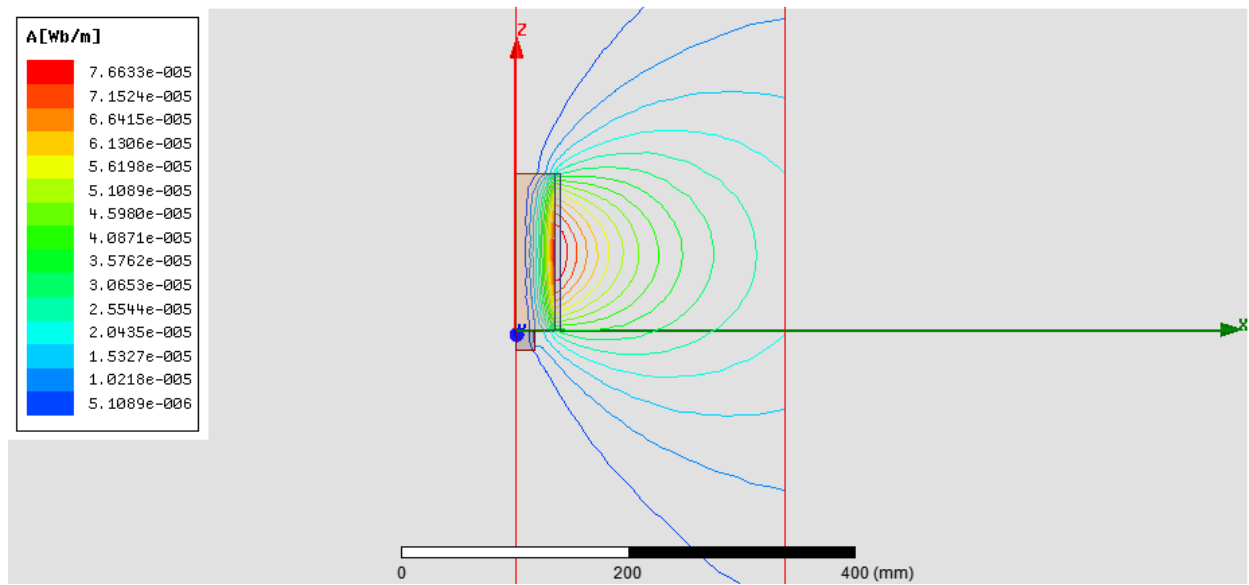


Figure III.32 Potentiel vecteur A

La figure ci-dessus montre les lignes de vecteur potentiel A champs magnétique sur la longueur de l'électroaimant

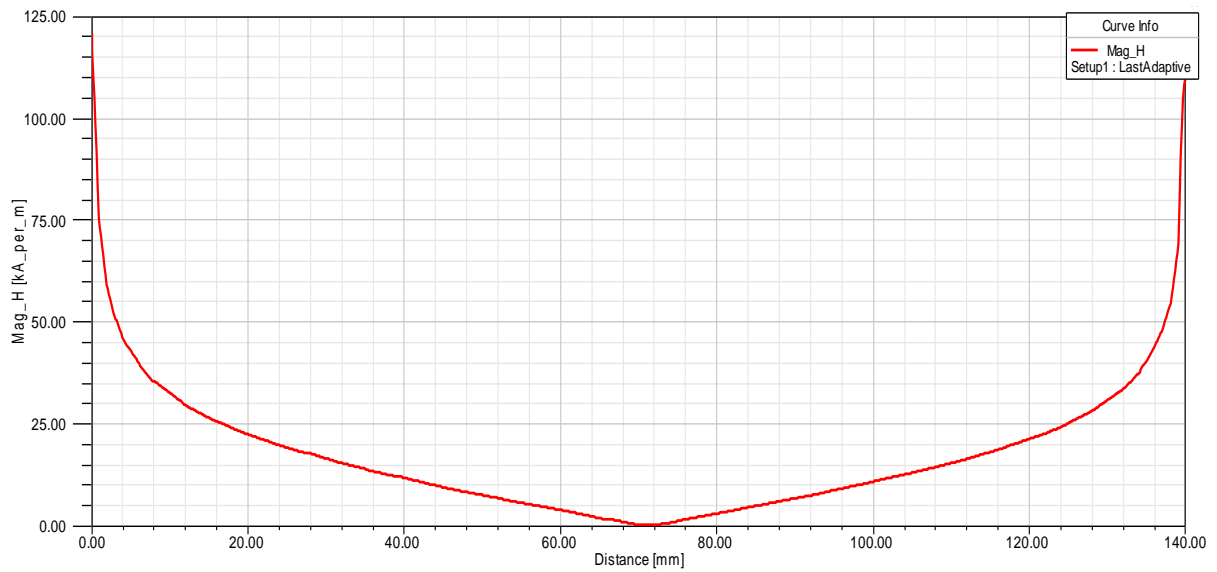


Figure III.33 Champ magnétique

La figure ci-dessus montre la valeur de champs magnétique sur la longueur de l'électroaimant

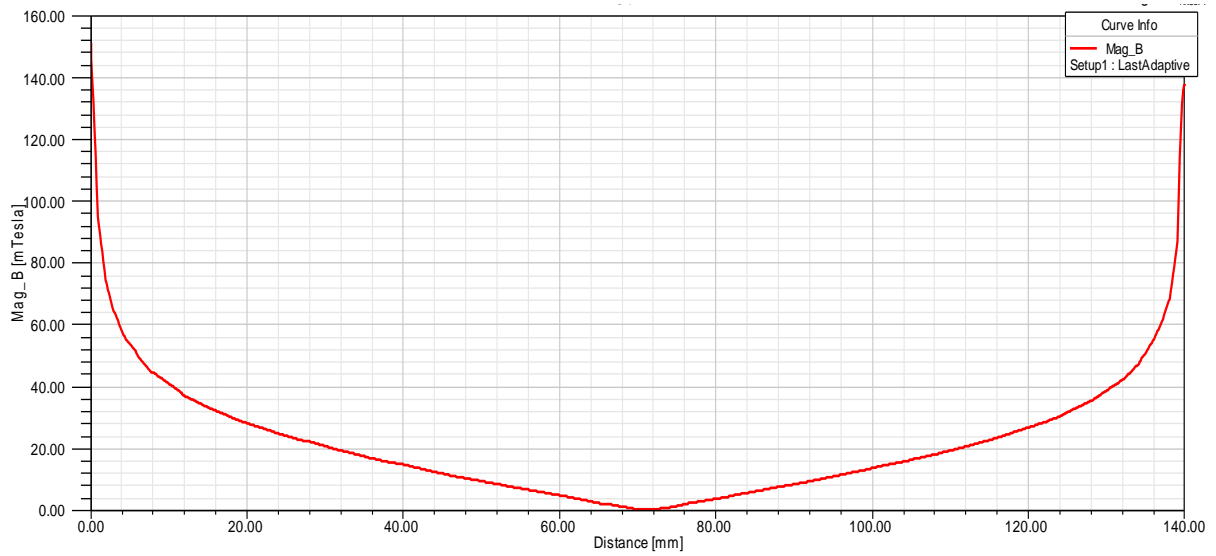


Figure III.34 Induction magnétique

La figure ci-dessus montre la valeur de champs magnétique sur la longueur de l'électroaimant

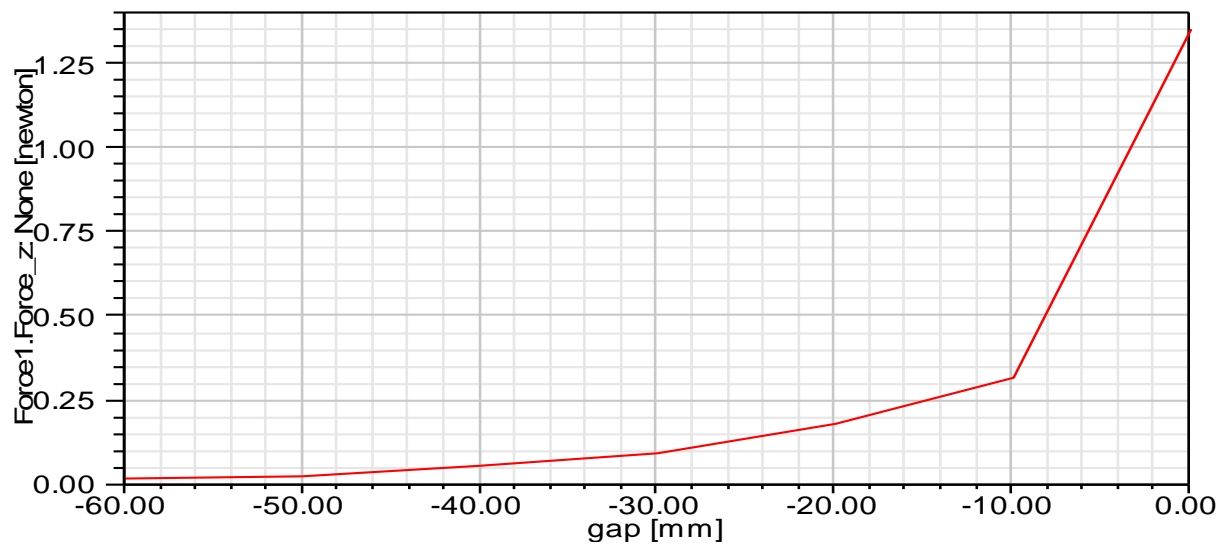


Figure III.35 Force magnétique en fonction déplacement

la figure ci-dessus, on remarque que la valeur de la force diminue avec l'augmentation de l'entrefer et le signe (-) est due au déplacement opposé par rapport à l'axe Z

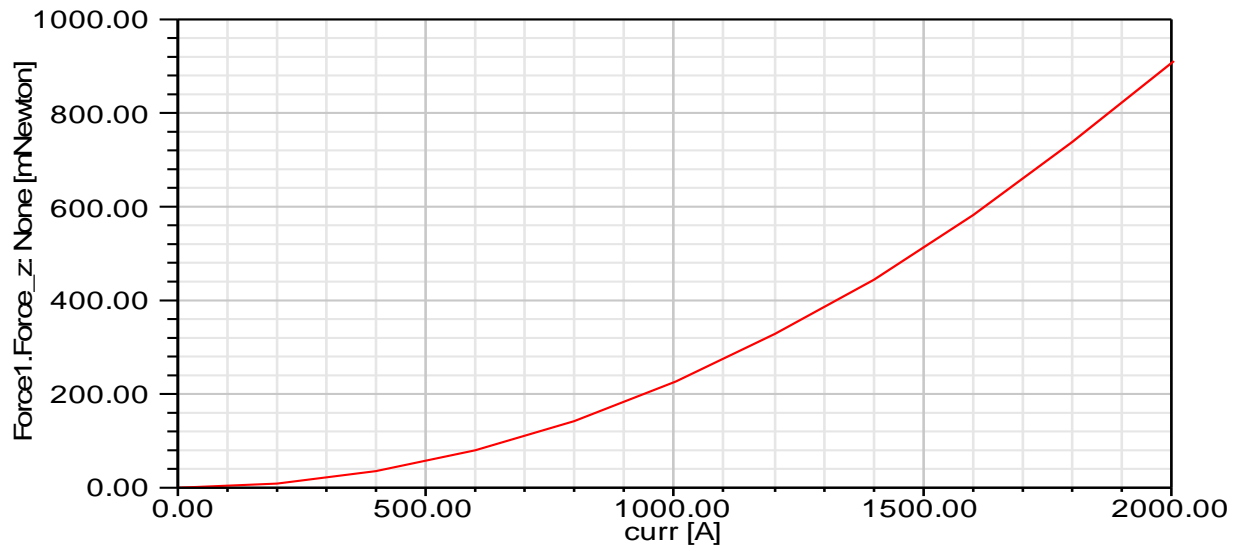


Figure III.36 Force magnétique en fonction courant

Conclusion

Logiciel ANSYS Maxwell.15. Le but de l'étude est d'évaluer variation de champ et de l'induction magnétique et la force en fonction de l'entrefer

On constate que lors de la simulation de modèle étudié, le choix de l'aimant permanent, et l'intégration d'un circuit magnétique est très important

On remarque aussi que l'augmentation du courant, d'alimentation engendre une augmentation au niveau de la force.

Introduction

L'objet de l'Automatique est de déterminer les propriétés d'un système et d'utiliser cette connaissance pour obtenir du système à la fois les performances voulues par l'utilisateur et une immunité accrue aux perturbations. La première tâche consiste à caractériser le système. Sa modélisation peut être obtenue par l'écriture des lois de la physique, lorsque les paramètres du système sont relativement bien connus. Alternativement, en particulier lorsque l'on ne sait pas mettre le système en équation, on a recours à l'étude de la réponse du système à diverses excitations, pour en construire un modèle par identification. Dans les deux cas, à partir du modèle obtenu, la phase d'analyse consiste à déduire les différentes propriétés caractéristiques du système. Ceci permet finalement d'asservir le système, c'est-à-dire d'élaborer son entrée afin que sa sortie ait les propriétés temporelles et fréquentielles requises. Le calcul d'un correcteur remplissant cette fonction et sa mise en œuvre sont appelés commande du système.[7]

IV.1. Prototype d'étude

Le système se compose d'une boule métallique située sous une bobine à noyau de fer. Parcourue par un courant, la bobine se comporte comme un aimant et attire la boule. En l'absence d'asservissement, la force magnétique étant inversement proportionnelle à la distance, la boule vient se coller contre le noyau ou chute ; il est donc nécessaire d'effectuer une mesure de la position et de modifier en conséquence l'intensité du courant pour maintenir la boule à une position fixée.

IV.2 Analyse du système

Sur le schéma synoptique de la figure 1, on retrouve les différents éléments constitutifs du système : l'ensemble électromagnétique (bobine à noyau de fer et boule métallique), l'amplificateur de puissance piloté par le correcteur et un bloc assurant la mesure de la position.

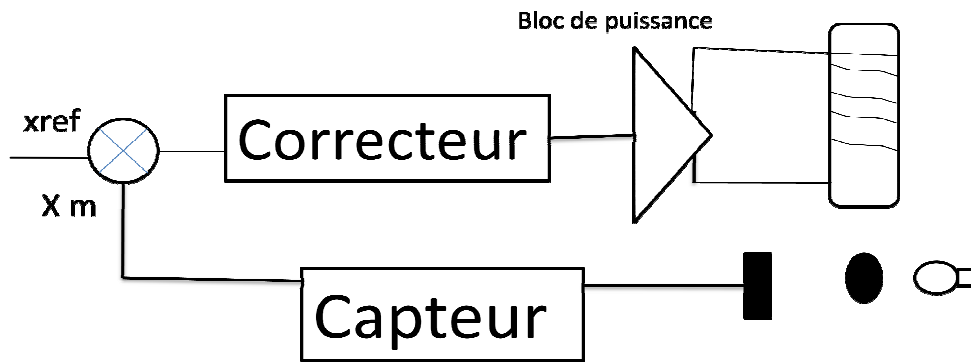


Figure IV.1

IV.3 Principe de fonctionnement

Le mouvement de la partie mobile est verticale à côté de capteur position fait couper une zone des ondes sonore de ce capteur, dans ce cas le capteur transmet un nouveau courant au bobinage de l'inducteur.

Le rôle de la partie de l'asservissement est de maintenir la boule à une position souhaitée ; la stratégie adoptée, c'est la commande (MLI) modélisation large impulsion.

IV.4. Modélisation analytique

IV.4.1. Calcul de l'inductance

Le schéma magnétique équivalent du dispositif est représenté sur la figure IV.1

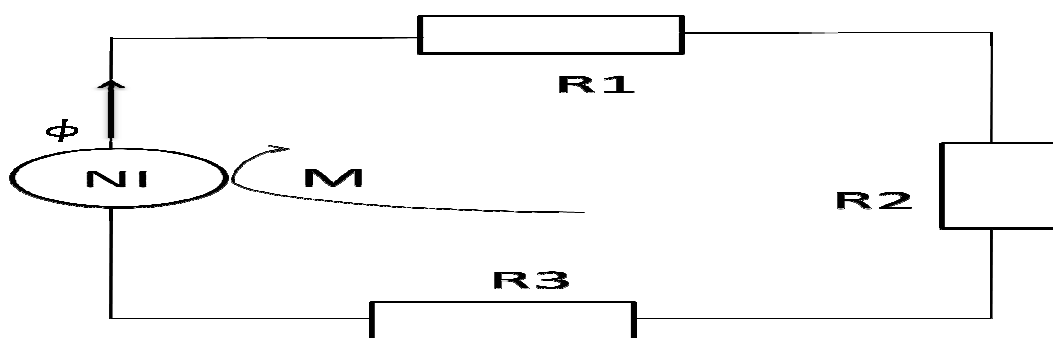


Figure IV.2 Schéma magnétique équivalent

Avec :

R: reluctance

N: nombre de spires

I: le courant

ϕ : le flux magnétique

$$(R_1 + R_2 + R_3) \phi = NI \quad (\text{IV.1})$$

Et comme la perméabilité de fer est beaucoup plus grande que celle de l'air, on peut négliger la reluctance R_2 , avec $R_1 = R_3$

$$\text{Donc :} \quad (\text{IV.2})$$

$$F_m = NI = 2 R_1 \phi$$

Avec :

F_m : la force magnétique

et :

$$R_1 = \frac{e}{\mu_0 s} \quad (\text{IV.3})$$

e : l'entrefer

s : la section de l'électro-aimant

μ_0 : la perméabilité de l'air

La réluctance du circuit s'exprime par la relation suivante :

$$R = \int_e \frac{dL}{\mu_0 ds} + \int_e \frac{dL}{\mu_0 \mu_r ds} \quad (\text{IV.4})$$

Sachant que $\mu_r \rightarrow \infty$. On obtient :

$$R = \frac{2.e}{\mu_0 .s} \quad (\text{IV.5})$$

$$F_m = NI = R \cdot \Phi \quad (\text{IV.6})$$

$$\Phi = \frac{N \cdot \mu_0 \cdot S}{2 \cdot e} \cdot I \quad (\text{IV.7})$$

Sachant que:

$$N\Phi = LI \quad (\text{IV.8})$$

Donc :

$$L(e) = \frac{N^2 \cdot \mu_0 \cdot S}{2e} \quad (\text{IV.9})$$

IV.4.2 Calcul de la force d'attraction en fonction de courant I et l'entrefer [8]

La loi de la conservation d'énergie permet d'écrire :

$$dw_{mag} = dw_{elec} + dw_{mec} \quad (\text{IV.10})$$

La variation de l'énergie magnétique est :

$$dw_{mag} = d\left(\frac{1}{2} \cdot L \cdot I^2\right) = L \cdot I + \frac{1}{2} \cdot I^2 \cdot dL \quad (\text{IV.11})$$

La variation de l'énergie mécanique est :

$$dw_{mec} = F \cdot de \quad (\text{IV.12})$$

La variation de l'énergie électrique est :

$$dw_{elec} = u(t) \cdot I(t) \cdot dt \quad (\text{IV.13})$$

Avec la loi de Lenz :

$$u(t) = \frac{d\Phi}{dt} \quad (\text{IV.14})$$

$$N\Phi = L \cdot I \quad (\text{IV.15})$$

Donc :

$$dw_{elec} = I(t) \cdot u(t) \cdot dt = I(L \cdot dI + I \cdot dL) = L \cdot I \cdot dI + I^2 \cdot dL \quad (\text{IV.16})$$

Ce qui donne :

$$dw_{elec} = dw_{mag} + \frac{1}{2} \cdot I^2 \cdot dL \quad (IV.17)$$

D'où :

$$dw_{mag} = dw_{elec} - \frac{1}{2} \cdot I^2 \cdot dl \quad (IV.18)$$

$$dw_{elec} - \frac{1}{2} I^2 \cdot dl = dw_{elec} + dw_{mec} \quad (IV.19)$$

Donc :

$$F_m(I, e) = \frac{dw_{mec}}{de} = -\frac{1}{2} \cdot I^2 \cdot \frac{dL(e)}{de} \quad (IV.20)$$

Des équations (IV.8) et (IV.18) on aura :

$$F_m(I, e) = \frac{k}{e^2} \cdot I^2 \quad (IV.21)$$

Avec :

$$k = \frac{N^2 \cdot \mu_0 \cdot S}{4} \quad (IV.22)$$

IV .4.3 La fonction de transfert

IV.4.3.1 Linéarisation du processus autour d'un point de repos

La force de répulsion F est fonction des variables que sont le courant $I(t)$ dans le bobinage de l'inducteur et l'épaisseur de l'entrefer. On supposant que les déplacements de l'induit restent faibles devant e_0 :

On utilise le théorème Taylor pour linéariser la force $F_m = (I, e)$ autour d'un point de fonctionnement (I_0, e_0) . A fin de représenter le système sous fonction de transfert.

IV.4.3.2. Théorème de Taylor :

Notations soient I un intervalle de \mathbb{R} , x_0 un point intérieur à I , et $f : I \rightarrow \mathbb{R}$ une fonction.

On fixe un entier naturel n .

Supposons que f soit de classe C^n sur I . alors, pour tout $h \in \mathbb{R}$ tel que $x_0 + h$ appartient à I on peut écrire.

$$f(x_0 + h) = f(x_0) + h.f'(x_0) + \frac{h^2}{2!} f^{(2)}(x_0) + \dots + \frac{h^n}{n!} f^{(n)}(x_0) + h^n \epsilon(h) \quad (\text{IV.23})$$

$$f(x_0 + h) = \sum_{k=0}^n \frac{h^k}{k!} f^{(k)}(x_0) + h^n \epsilon(h) \quad (\text{IV.24})$$

Avec : $\epsilon(h)$ est une fonction qui tend vers 0 quand h tend vers 0.

On a l'équation (IV.19) :

$$F_m(I, e) = \frac{k}{e^2} \cdot I^2$$

Après le calcul on aura :

$$F_0 = F(I_0, e_0) \quad (\text{IV.25})$$

$$F(t) = F_0 + \left(\frac{2.k.I_0}{e_0^2}\right) i(t) + \left(\frac{2.k.I_0^2}{e_0^3}\right) \cdot e(t) \quad (\text{IV.26})$$

On pose :

$$a = \left(\frac{2.k.I_0}{e_0^2}\right) \quad \text{et} \quad b = \left(\frac{2.k.I_0^2}{e_0^3}\right)$$

Donc :

$$F_m(t) = F_0 + a \cdot i(t) + b \cdot e(t) \quad (\text{IV.27})$$

- **Expression de la première équation de la dynamique**

$$\sum F = M\gamma = m \cdot \ddot{x} \quad (\text{IV.28})$$

L'équation (IV.25) devient :

$$F_m(t) = m \cdot \ddot{x} = F_0 + a \cdot i(t) + b \cdot e(t) - F_g \quad (\text{IV.29})$$

Avec : F_g représente la gravité de la terre

A l'équilibre (e_0) : $F_g = F_0$

Ce que donne :

$$m \cdot \ddot{x} = a \cdot i(t) + b \cdot e(t) \quad (\text{IV.30})$$

On applique la transformée de Laplace à l'équation précédente.

$$m.p^2.e(p) = a.i(p) + b.e(p) \quad (IV.31)$$

La fonction de transfert de notre système est :

$$\frac{e(p)}{i(p)} = \frac{a}{(m.p^2-b)} \quad (IV.32)$$

- **Expression de la tension**

$$U(t) = R I(t) + \frac{d\phi(t)}{dt} \quad (IV.33)$$

Avec : $\phi(t) = L(t)I(t)$ (IV.34)

et $L(t) = -\frac{d\phi}{de} = -\frac{\mu_0 s N^2}{2e^2}$ (IV.35)

Ceci donne comme expression de la tension de commande :

$$U(t) = RI(t) + L_0 \frac{dI(t)}{dt} - I_0 \frac{dL(t)}{de} * \frac{de(t)}{dt} \quad (IV.36)$$

Avec :

$$L = \frac{N\phi}{I} = \frac{N^2}{R} = \frac{\mu_0 N^2 S}{2e} \quad (IV.37)$$

Et $\frac{dL}{de} = -\frac{dL}{de} = -\frac{\mu_0 N^2 S}{2e^2}$ (IV.38)

Soit :

$$U(t) = RI(t) + L_0 \frac{dI(t)}{dt} + \frac{\mu_0 N^2 S I_0}{2e^2} * \frac{de(t)}{dt} \quad (IV.39)$$

Et par conséquent,

$$U(t) = RI(t) + L_0 \frac{dI(t)}{dt} + k_1 \frac{de(t)}{dt} \quad (IV.40)$$

La transformée de LAPLACE du système

$$U(p) = RI(p) + L_0 p I(p) + k_1 p E(p) \quad (IV.41)$$

IV 4.4.Schéma bloc sur Matlab Simulink

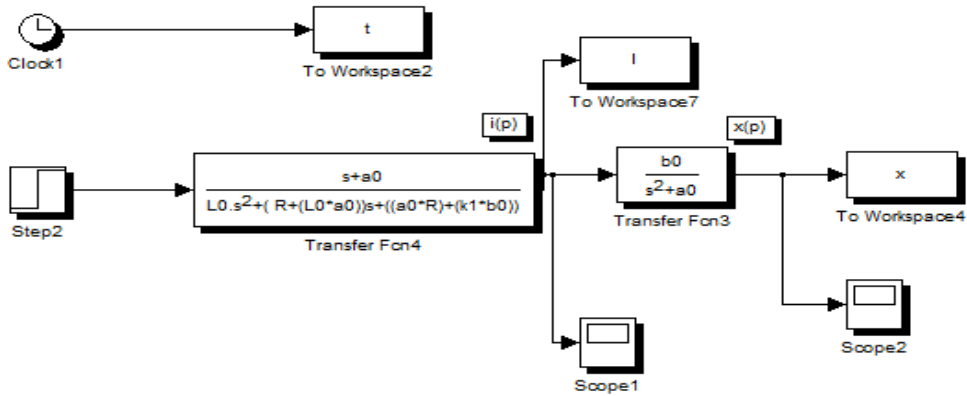


Figure IV.3 Schéma bloc sous Matlab Simulink sans correction

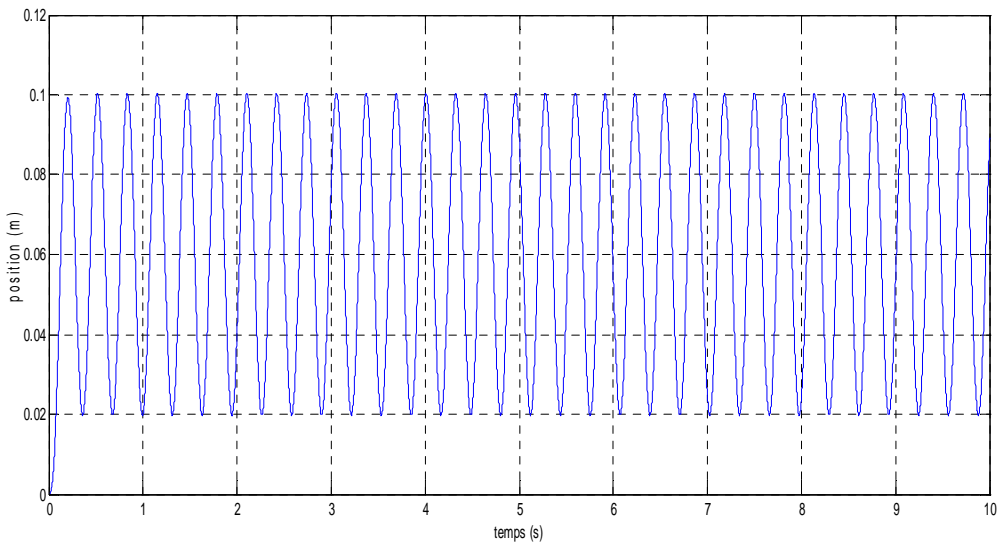


Figure VI.4 La position de la boule avant la regulation

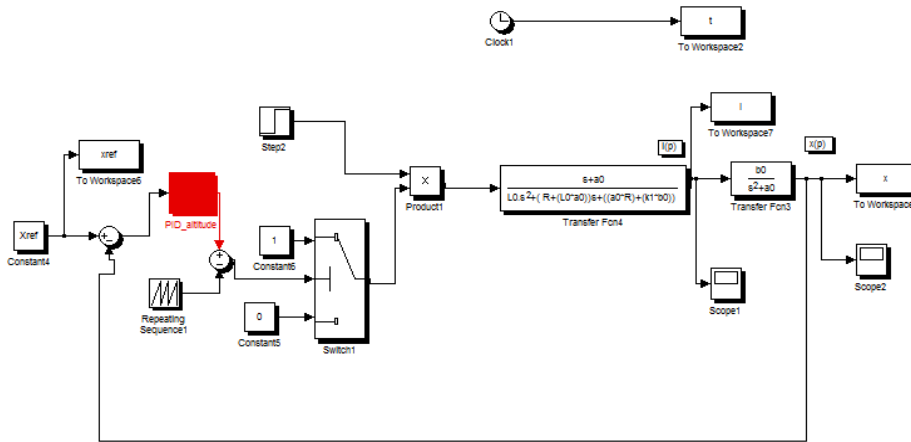


Figure –IV. 5 - Schéma bloc sous Matlab Simulink avec correction PID

IV.5 Les résultats sur Simulink ;

M=0.3 kg ; Xref=0.05 m ;

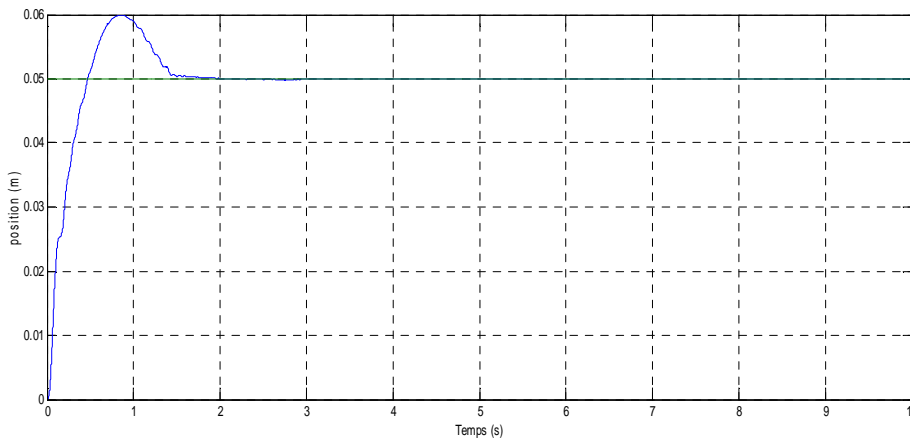


Figure IV. 6 La position en fonction de temps

La courbe (figure VI.3) montre que la boule vibre avant de se stabilise a la valeur référentielle du la position (xref = 0.05) a l'aide de l'utilisation d'un régulateur PID

La figure suivante montre l'erreur de position (x) après la régulation.

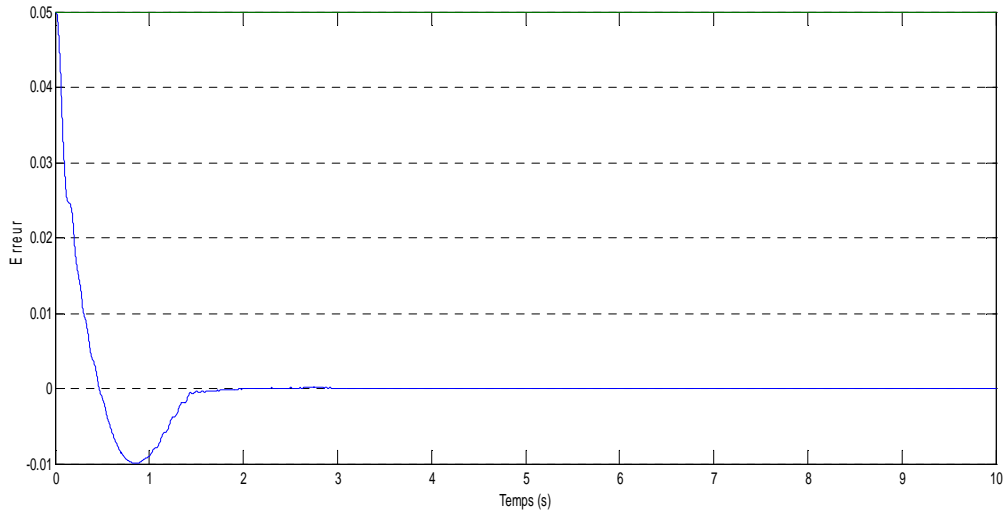


Figure IV. 7 Erreur de la position en fonction de temps

Pour illustrer le phénomène de réglage en position, on procède à la variation de la masse à sustenté.

Cas 1 : pour la masse $M=0.31$ Kg et la position de référence $X_{ref}=0.05$ m

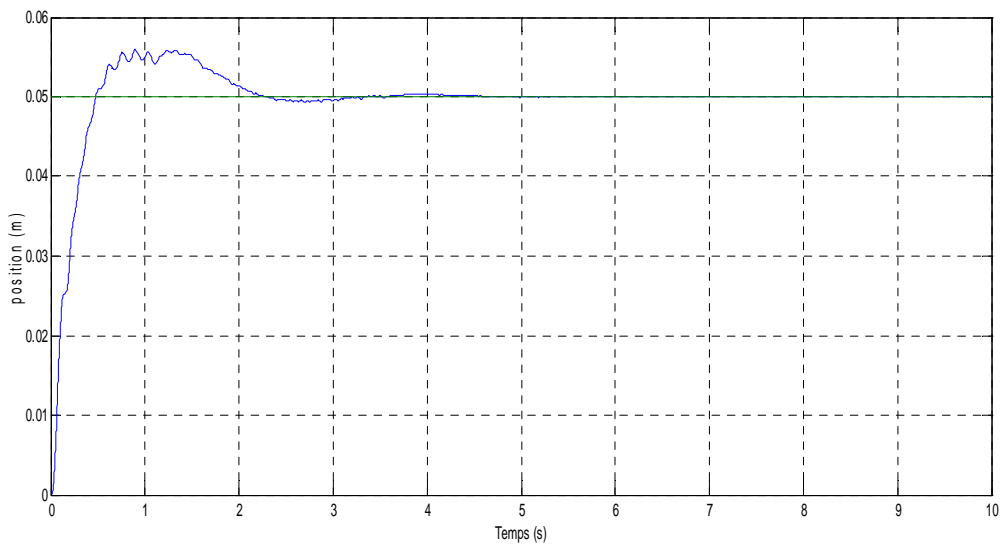


Figure- IV. 8 -La position en fonction de temps

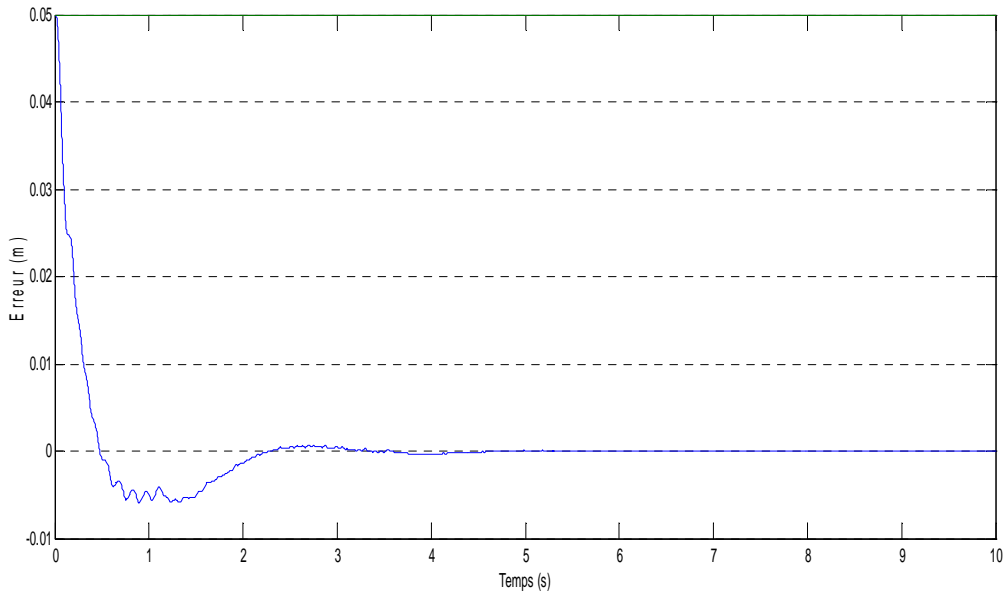


Figure IV.09 L'erreur de la position en fonction de temps

cas 3 : pour la masse $M=0.29$ Kg et la position de référence $X_{ref}=0.05$ m

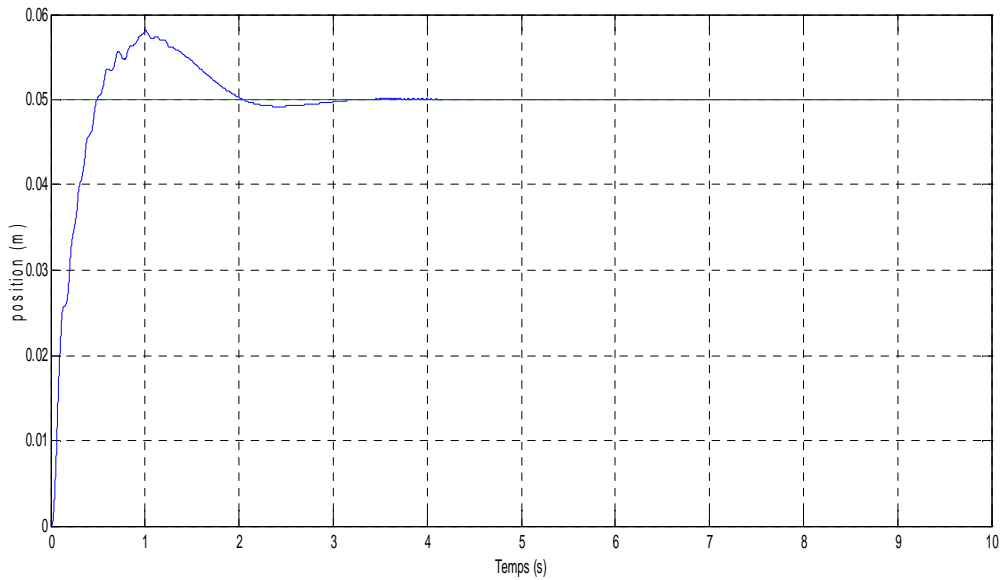


Figure –IV.10 -La position en fonction de temps

La courbe (figure VI.3) montre que la boule vibre avant de se stabilise a la valeur référentielle du la position ($x_{ref} = 0.05$) a l'aide de l'utilisation d'un régulateur PID

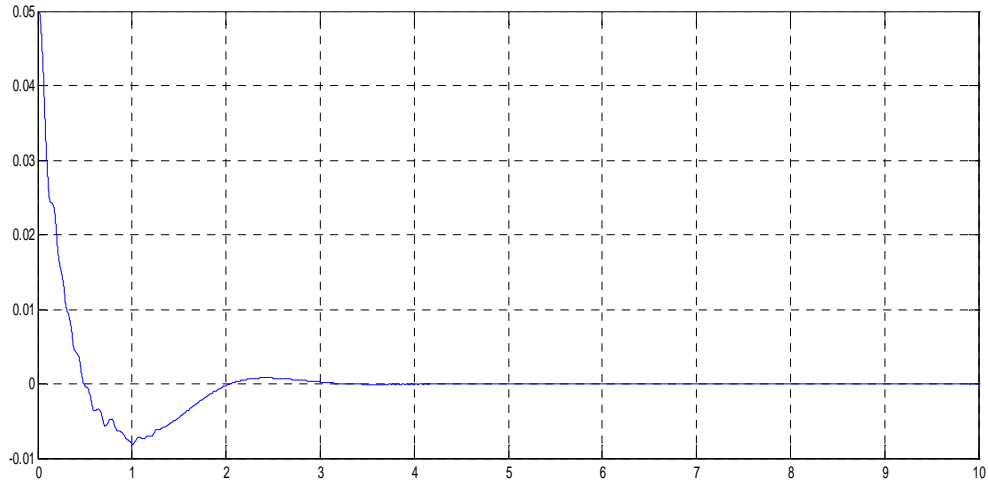


Figure – IV.11- L'erreur de la position en fonction de temps

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons effectué un calcul analytique pour obtenir l'expression de la force magnétique, ensuite nous avons étudié le mouvement de la partie mobile et contrôlé la position de cette dernière à partir d'un système d'asservissement.

Conclusion générale

De nos jours, la lévitation magnétique suscite de plus en plus d'attention dans plusieurs domaines de l'ingénierie, son principe est l'utilisation de la force magnétique pour suspendre un objet dans l'air sans qu'il ait aucun objet de contact entre l'objet à léviter et le système de lévitation

L'objet de ce mémoire est la modélisation en 3D d'un système de lévitation par la méthode des éléments fini ainsi que l'étude sa régulation

Tout d'abord, une simulation 3D a été effectuée pour léviter un aimant permanent de type **Alnico6** pour observer le comportement de notre system citant la force en fonction de déplacement et la variation de cette force on fusant varier le courant

Ensuite, on a effectué un premier changement sur notre système, ce changement vise le type de l'aimant permanent par autres aimants permanent de type **SmCo 24** et de type **NdFe30**

Et encor on a considéré un autre système de suspension magnétique avec une boule en acier qu'il faut la maintenir a une position donnée, et pour ce la on a fait appelle a des dispositifs de l'électronique de puissance et de régulation

D'après les résultats obtenus, on a constaté que la variation de la force électromagnétique en fonction du déplacement est proportionnelle à la variation de la au courant.

L'analyse des résultats montre que a l'aide d'un dispositif de l'électronique de puissance et un correcteur de position on peut lévite un objet et le maintenir a une position fixe et assure une meilleur précision.

[1] Mr Hicham ALLAG << Modèles et Calcul des Systèmes de Suspension Magnétique Passive- Développements et Calculs Analytiques en2D et 3D des Interactions entre les Aimants Permanents ->> Thèse Doctorat 21 JUIN 2010 Université de GRENOBLE

[2] Mehdi BOUKLLAL <<Etude , Conception et Réalisation d'un Capteur de Micro et Nano-Forces >> Thèse Doctorat 5 décembre 2003

[3] Mr L . BELHIMER, A . GHANEM << Etude et Réalisation d'un Dispositif de Lévitiation Magnétique >> Mémoire de Master 2013 UMMTO

[4] Mr Fabien FAUR << Suspension Magnétique Pour Volant d'Inertie >> Thèse Doctorat 2003

[5] Lotfi MADDAOUI << Etude et Réalisation d'un Dispositif Péristaltique Pour Application Médicale.>> Ingénieur l'Université Hadji Lakhdar Batna 2010.

[6] Ouassila NEHAL << Etude et Mdélisation des Paliers Planaires >> Thèse Magister 2009
Universite Mentouri de Constantine

[7] Cour << Système et Asservissement à Temps Continue >> Ecole d'ingenieurs Télécom Physique Strasbourg.

[8] Freddy MUDRY <<Modélisation et Régulation d'une Sustentation Magnétique>> Cour Département Technologies Industrielles du Canton de Vaud.

[9] Yohan Le DIRAISON <<Imagerie À Courants De Foucault Pour L'évaluation Non-Destructive De Structures Rivetées Aéronautiques >> Thèse De Doctoratde L'école Normale Supérieure De Cachan 2008

Mots clés

Lévitacion magnétique, équations de maxwell, électromagnétisme, sustentation magnétique, maxwell 2D, maxwell 3D, régulation de position, éléments finis....

Résumé

De nos jours, la lévitation magnétique suscite de plus en plus d'attention dans plusieurs domaines de l'ingénierie, son principe est l'utilisation de la force magnétique pour suspendre un objet dans l'air sans qu'il ait aucun objet de contact entre l'objet à léviter et le système de lévitation

L'objet de ce mémoire est la modélisation en 3D d'un système de lévitation par la méthode des éléments finis ainsi que l'étude sa régulation

Tout d'abord, une simulation 3D a été effectuée pour léviter un aimant permanent de type **Alnico6** pour observer le comportement de notre système citant la force en fonction de déplacement et la variation de cette force en faisant varier le courant

Ensuite, on a effectué un premier changement sur notre système, ce changement vise le type de l'aimant permanent par d'autres aimants permanents de type **SmCo 24** et de type **NdFe30**

Et encore on a considéré un autre système de suspension magnétique avec une boule en acier qu'il faut la maintenir à une position donnée, et pour ce la on a fait appel à des dispositifs de l'électronique de puissance et de régulation

D'après les résultats obtenus, on a constaté que la variation de la force électromagnétique en fonction du déplacement est proportionnelle à la variation de la au courant.

L'analyse des résultats montre que à l'aide d'un dispositif de l'électronique de puissance et un correcteur de position on peut léviter un objet et le maintenir à une position fixe et assure une meilleure précision.