

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



Mémoire de Magister

Spécialité : Electrotechnique

Option : Entraînements électriques

Présenté par :

KANA Ouzna

Thème

Conception d'un inducteur destiné à l'entraînement électrique d'un ascenseur

Devant le jury composé de :

CHAIBI Rachid, Professeur, Université de Tizi-Ouzou,	Président
MOHELLEBI Hassane, Professeur, Université de Tizi-Ouzou,	Rapporteur
NEDJAR Mohammed, Professeur, Université de Tizi-Ouzou,	Examineur
SADAOUI Youcef, Maitre de conférences A, Université de Tizi-Ouzou,	Examineur
M.OULD OUALI Samy Hassani, Maitre de conférences B, Université de Tizi-Ouzou,	Examineur

Soutenu le : 03/07/2013

Remerciements

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

Je tiens à présenter mes vifs remerciements les plus sincères à mon encadreur, Monsieur Hassane MOHELLEBI, Professeur à l'UMMTO, pour avoir dirigé ce travail, pour sa patience, ses précieux conseils, et la grande disponibilité qu'il m'a offerts à tout moment tout au long de ce travail.

Également, j'adresse mes remerciements à M^r.CHAIBI Rachid, Professeur à l'UMMTO, d'avoir accepter de présider mon jury de soutenance, ainsi que M^r. NEDJAR Mohammed, Professeur à l'UMMTO, M^r. SADAoui Youcef, Maitre de conférences à l'UMMTO et M^r. OULD OUALI Samy Hassani, Maitre de conférences à l'UMMTO pour l'honneur qu'ils m'ont fait en acceptant d'être membres de jury et d'examiner ce travail.

Je remercie également tous les enseignants du Laboratoire « H- ETH », tout particulièrement : M^r. OULD OUALI et Farid HOCINI pour leurs générosité, leurs disponibilité, leurs initiatives, leurs aides, et leurs encouragements.

Je voudrais aussi exprimer mes remerciements au personnel de la bibliothèque pour leur serviabilité et leur compréhension.

Je voudrais aussi souligner l'importance de l'environnement dans lequel j'ai eu le plaisir de travailler et remercier vivement mes amis(es) Z. LARABI, Z. AIT SAADI, F. BOUALI et G. YOUSFI, mes camarades M. HAMEEL, S. BELHADJ, A. BOUHEDA, A. NAIT OUSLIMANE, F. NAMANI qui m'ont aidé, soutenu ou conseillé à diverses occasions.

Je dédie ce travail :

A mes très chers parents

A mes frères et sœurs

A mes beaux-parents

A mon cher mari

A mes beaux frères et mes belles sœurs

A toute ma famille

A tous mes Amis(es) et tous ce qui me sont chers.

Résumé

Le travail présenté dans ce mémoire, consiste en le dimensionnement d'un inducteur d'une machine linéaire, placé sur la cabine d'un ascenseur pouvant contenir une charge de 2000N en utilisant le logiciel de calcul par éléments finis FEMM (Finite Element Magnetic Method). Le travail concerné est l'évolution de la force électromagnétique en considérant un seul inducteur, ensuite plusieurs inducteurs. L'étude de l'influence de plusieurs paramètres, physiques et géométriques sur cette force, nous a permis d'obtenir les valeurs optimales. Vu l'insuffisance de la force obtenue, une autre géométrie a été proposée afin d'obtenir une force équivalente qui permettra de réaliser le déplacement de la cabine en utilisant une densité du courant conventionnelle de l'ordre de 10MA/m^2 .

Mots clés

Conception d'inducteur ; entraînement électrique ; ascenseur ; éléments finis.



SOMMAIRE

Introduction générale.....	1
CHAPITRE I : Etat de l'art des machines linéaires	
Introduction.....	4
I.1. Historique et Description.....	4
I.3 Particularités des moteurs linéaires.....	5
I.4 Structure et classement.....	7
I.5 Architecture des machines linéaires.....	8
I.6 Fonctionnement du moteur linéaire.....	10
I.7 Classification des moteurs linéaires.....	10
I.8 Différents types des moteurs linéaires.....	11
I.8.1 Moteur linéaire synchrone.....	11
I.8.2 Moteur asynchrone.....	12
I.8.3 Moteur linéaire à induction.....	12
I.8.4 Moteur pas à pas.....	13
I.8.5 Moteur linéaire à courant continu.....	14
I.8.6 Moteur piézo-électrique.....	14
I.9 Les avantages et les inconvénients des machines linéaires.....	14
I.9.1 Les avantage.....	14
I.9.2 les inconvénients.....	15
I.10 Domaines d'application.....	15
I.10.1 Transports.....	16
I.10.2 Traction routière	17
I.10.4 Ascenseurs.....	17
I.10.5 Fermetures de rideaux.....	18
I.10.6 Quelques applications fort couple.....	18
I.10.7 Quelques applications linéaires.....	18
I.11 Développement des moteurs linéaires.....	18
I.11.1 Freins aux développements industriels des moteurs linéaires.....	18
I.11.1.a Des limitations liées à la fabrication des moteurs linéaires.....	19
I.11.1.b Des limitations liées à la commande de ces technologies.....	19
I.11.2 La recherche actuelle sur les moteurs linéaires.....	19
Conclusion.....	20

CHAPITRE II : Généralités sur les matériaux magnétiques

Introduction.....	21
II.1 Origine et classification des matériaux.....	21
II.2.1 Aimantation et polarisation magnétique.....	21
II.2.2 Susceptibilité et perméabilité magnétique.....	22
II.3 Classification des matériaux d'un point de vue magnétique.....	23
II.3.1 Matériaux diamagnétiques.....	23
II.3.2 Matériaux paramagnétiques.....	23
II.3.3 Matériaux ferromagnétiques.....	24
II.4 Loi comportementale des milieux ferromagnétiques.....	25
II.5 Classification des matériaux ferromagnétiques.....	26
II.5.1 Matériaux durs.....	26
II.5 Matériaux doux.....	26
II.6 Les alliages magnétiques.....	26
II.6.1 Les alliages Fe-Ni.....	26
II.6.2 Les alliages Fe-Co.....	27
II.6.3 les alliages Fe-Si.....	27
II.7 Forme d'utilisation.....	27
II.7.1 Les tôles magnétiques	28
II.7.1.1 Les tôles en fer et fer silicium à grains non orientés.....	28
II.7.1.2 Les tôles fer-silicium à grains orientés.....	28
II.8 Pertes magnétiques.....	28
II.8.1 Pertes statiques ou pertes par hystérésis	28
II.8.2 Pertes par courants de Foucault P_f	29
II.8.3 Pertes résiduelles ou par traînage.....	29
II.9 Les propriétés générales	30
II.10 Les paramètres critiques.....	31
II.10.1 Température critique.....	32
II.10.2 Champs critiques.....	32
II.10.2.1 Les différents types de supraconducteurs.....	32
II.10.3 Densité de courant critique.....	34
II.10.4 Surface critique.....	35

Sommaire

II.11 Supraconducteurs à haute température critique.....	35
II.12 Lévitacion : définition et champs applicatifs.....	36
II.12.1 Théorème d'Earnshaw.....	36
II.12.2 Lévitacion magnétique active (ou lévitacion électromagnétique).....	36
II.12.3 Lévitacion supraconductrice.....	37
II.13 Les différentes applications de la supraconductivité.....	41
II.13.1 Stockage d'énergie électrique.....	41
II.13.3 La magnétohydrodynamique.....	42
II.13.2 Générateurs et moteurs électriques.....	42
II.13.4 Imagerie par résonance magnétique (I R M).....	43
II.13.5 Les trains à lévitacion magnétique.....	44
II.13.6 Les limiteurs de courant.....	45
II.13.7 Câbles de transport d'énergie électrique.....	46
Conclusion.....	47

CHAPITRE III : Equations de Maxwell et méthode des éléments finis

Introduction.....	48
III.1 Equations de Maxwell.....	48
III.1.1 Forme différentielle des équations de Maxwell.....	48
III.1.2 Forme intégrale des équations de Maxwell.....	49
III.2 Relations du milieu.....	50
III.3 La loi d'Ohm.....	51
III.4 L'équation de conservation de la charge.....	52
III.5 Relations de passage.....	52
III.6 Conditions aux limites.....	53
III.6.1 Condition de type DIRICHLET.....	53
III.6.2 Condition de type NEUMANN.....	54
III.6.3 Condition de type mixte.....	54
III.6.4 Condition de périodicité et d'anti-périodicité.....	54
III.7 Equation électromagnétique.....	55
III.7.1 Hypothèses simplificatrices.....	55
III.7.2 Equation électromagnétique 2D.....	55

Sommaire

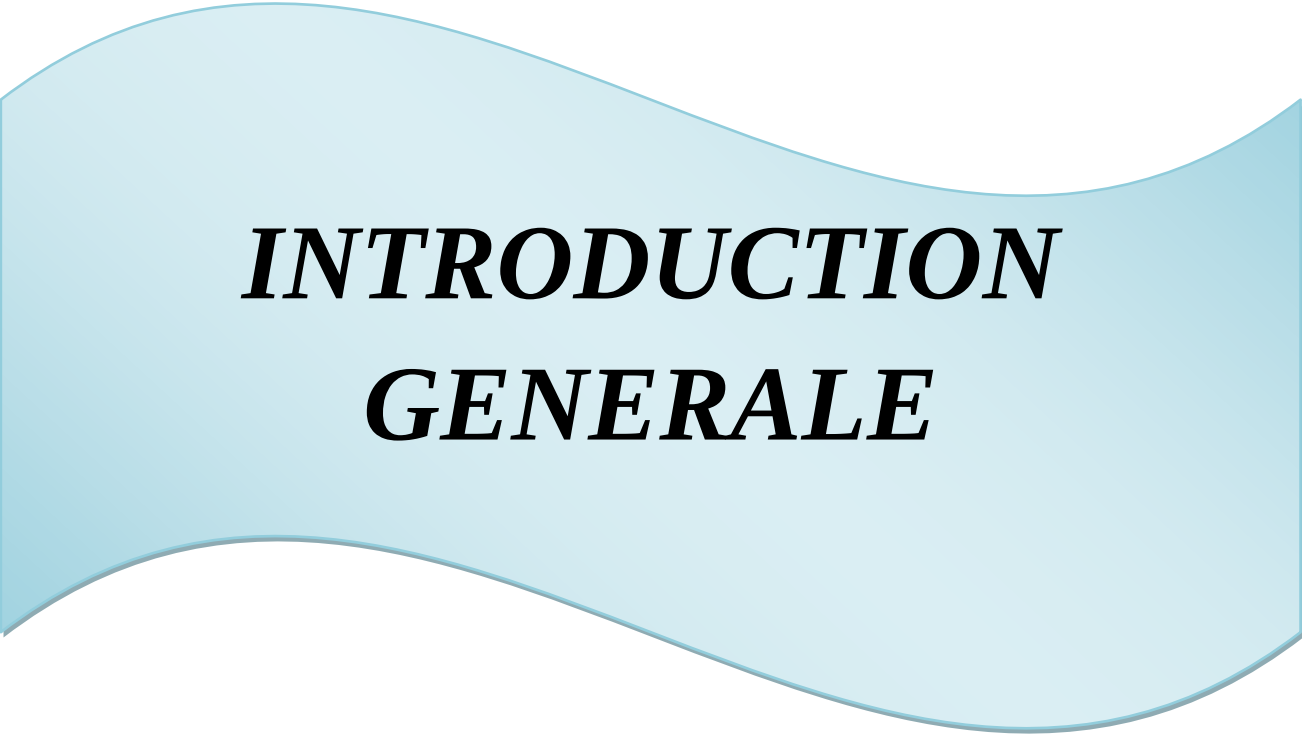
III.7.2.1 Formulation utilisant le potentiel vecteur magnétique.....	56
III.5.2.1.a Equation magnétodynamique bidimensionnelle.....	57
III.5.2.1.a Equation magnétostatique bidimensionnelle.....	58
III.6 Formulation utilisant le potentiel scalaire magnétique.....	59
III.6.1 Potentiel scalaire magnétique total.....	59
III.6.2 Potentiel scalaire magnétique réduit	59
III.7 Méthodes de résolution des équations aux dérivées partielles.....	61
III.7.1 Méthodes analytiques.....	61
III.7.2 Méthodes numériques.....	61
III.8 Méthode des éléments finis (MEF).....	61
III.8.1 Discrétisation par éléments finis.....	62
III.8.2 Formulation Intégrale.....	62
III.8.2.a Formulation Variationnelle	63
III.8.2.b Formulation Résidus Pondérés.....	63
III.9 Notion d'énergie et de Co-énergie magnétique	63
III.9.1 Expression de l'énergie magnétique.....	64
III.9.2 Expression de la Co-énergie magnétique.....	64
III.10 La force magnétique.....	64
III.10.1 La force déduite à partir de l'énergie magnétique totale.....	65
III.10.2 La force déduite à partir de la co-énergie magnétique.....	65
III.10.3 La force de Lorentz.....	65
III.10.4 La force déduite à partir du tenseur de Maxwell.....	65
III.10.5 La force déduite à partir des travaux virtuels.....	66
Conclusion.....	66

CHAPITRE IV : APLICATION ET RESULTATS

Introduction.....	67
IV.1. Description du dispositif.....	67
IV.1.a. Caractéristiques géométriques.....	68
IV.1.b. Définition du problème.....	69
IV.1.c. Caractéristiques physiques pour les différentes régions et la taille de leurs maillages.....	69
IV.1.e. Equation électromagnétique.....	70

Sommaire

IV.1.f. Expression de la force électromagnétique.....	71
IV.1.g. Organigramme de calcul	72
IV.2. Première application.....	73
IV.2.1. Cas d'un seul inducteur.....	73
IV.3 Deuxième application.....	78
IV.3.1. Cas de trois inducteurs.....	78
IV.3.2. Choix des valeurs optimales.....	90
IV.4. Troisième application.....	90
IV.4.1. Cas de 25 inducteurs.....	90
IV.5. Quatrième application.....	92
Conclusion	95
Conclusion Générale.....	96



INTRODUCTION GENERALE

Introduction Générale

L'entraînement linéaire direct est aussi ancien que l'entraînement rotatif. Les différentes expériences réalisées depuis les années 1850 par les savants de l'époque (Arago, Tesla, Faraday, Ferraris, Van Depoele, Mershon, Zehden) ont concerné à la fois la mise en évidence des modes de conversion électromagnétique et de vrais systèmes préindustriels. L'entraînement linéaire direct permet de réaliser un mouvement de translation sans ajout de chaîne cinématique supplémentaire contrairement au système moteur tournant qui doit être complété d'un système de transformation de mouvement [3].

Le 20^{ème} siècle marqua la réelle naissance de l'étude théorique des matériaux magnétiques sur les bases jetées par les physiciens du 19^{ème} siècle. Le magnétisme est donc une science jeune, encore en pleine évolution actuellement. Les chimistes et les métallurgistes ont découvert de nombreuses applications pratiques : par exemple, la préparation des matériaux pour aimants, celle des tôles magnétiques au silicium, celle des ferrites, dont on connaît l'intérêt capital en électronique. Mais également, grâce aux méthodes magnétiques, les chimistes ont donné un grand essor à l'étude des réactions à l'état solide et à la préparation de nombreux corps nouveaux. Ces nouveaux matériaux magnétiques ont permis à des physiciens tels que Weiss, Néel ... de créer de nouvelles théories ou de les développer [88].

La découverte des supraconducteurs a rendu leurs intérêts de plus en plus croissants ainsi que pour leurs applications. Ils permettent de repousser toujours plus loin les performances des systèmes nécessitant un fort champ magnétique ou une forte puissance. Les supraconducteurs ont trouvé toute leur place en électrotechnique. Ils sont utilisés pour réaliser des aimants, des câbles, des limiteurs de courants, des transformateurs et des machines tournantes. L'étude des machines électriques supraconductrices a commencé il y a une cinquantaine d'années. Récemment une machine supraconductrice a été réalisée aux Etats-Unis par AMSC pour être utilisée dans la propulsion maritime [89]. En Europe, l'industriel Siemens s'intéresse à ce type de machine, et les résultats obtenus jusqu'à présent sont très encourageants [90].

L'écriture des équations aux dérivées partielles décrit les phénomènes électromagnétiques et celles mécaniques, présentées dans le procédé de la conversion électromécanique s'obtient à partir des équations fondamentales de la physique et des propriétés des matériaux qui composent le système à étudier. Dans le cas de

Introduction Générale

l'électromagnétisme, ce sont les équations de Maxwell et les caractéristiques électriques (conductivité électrique) et magnétiques (perméabilité magnétique) des matériaux.

Les moyens informatiques modernes et les logiciels dits de conception assistée par ordinateur constituent des moyens puissants de calcul et d'analyse des systèmes et des structures électromagnétiques en particulier. Les outils de calcul puissants qui ne cessent de se sophistiquer, dans le domaine de l'électrotechnique, sont généralement basés sur des méthodes numériques dont le principe est souvent connu depuis bien longtemps. La méthode des éléments finis en est un exemple. Lorsqu'elle est convenablement appliquée aux problèmes d'électromagnétisme plans, volumiques ou axisymétriques, la méthode des éléments finis permet d'obtenir des résultats très proches de la réalité. Elle devient, ainsi, parfaitement adaptée à la simulation des performances d'un nouveau produit et à son optimisation en diminuant considérablement le nombre de prototypes à réaliser. De ce fait, la simulation devient un véritable outil prototypage virtuel et devient l'outil de référence du concepteur [91][92].

L'objectif principal qu'on s'est fixé est l'évaluation de la force électromagnétique dans un inducteur d'une machine linéaire à induction d'une forme plate par la méthode de Lorentz en fonction de plusieurs paramètres. Le calcul sera effectué en écrivant un programme en exploitant le logiciel FEMM (Finite Element Magnetic Method). Ensuite on appliquera sur un entraînement électrique d'un ascenseur.

Ce mémoire est structuré en quatre chapitres :

Le premier chapitre est consacré à la recherche bibliographique portant sur quelques généralités de la technologie des moteurs linéaires, leurs domaines d'applications plus particulièrement l'ascenseur.

Le deuxième chapitre concerne un bref rappel sur les matériaux ferromagnétiques et supraconducteurs avec leurs propriétés. Il résume ensuite quelques applications de ces derniers en électrotechnique.

Une partie du troisième chapitre est consacré à la présentation du modèle mathématique des différentes formulations des phénomènes électromagnétiques en hypothèse bidimensionnelle. Une autre partie est consacrée à la définition de La méthode des éléments finis à laquelle nous avons fait appel pour modéliser notre dispositif et nous

Introduction Générale

présenterons son principe ainsi que les différentes méthodes proposées pour le calcul de la force électromagnétique.

Après avoir décrit le système que nous nous proposons d'étudier, nous nous intéresserons dans le quatrième chapitre à la modélisation et la simulation bidimensionnelle du dispositif sur le logiciel FEMM.

Enfin nous terminerons ce mémoire par une conclusion générale.

Chapitre I
État de l'art des machines
linéaires

Introduction

Les entraînements électriques pénètrent progressivement, depuis plus d'un siècle, tous les domaines de la société (en France, ils consomment environ le quart de la consommation totale d'électricité et plus de 70% de la consommation industrielle). Dans la plupart des cas, la charge est entraînée via une transmission mécanique plus ou moins complexe. La transmission a alors pour rôle d'adapter la charge au moteur, ce qui permet de se servir le plus souvent de moteurs normalisés. La transmission mécanique permet également dans nombre de situations de déplacer le moteur à un endroit où l'on dispose de plus d'espace [1] [2].

L'industrie est de plus en plus exigeante en termes de rapidité et de précision dans l'exécution de mouvement. Ces contraintes mènent à une utilisation de plus en plus courante de systèmes à entraînements directs.

L'entraînement linéaire direct représente la simplification ultime des systèmes de conversion électromécanique d'énergie puisqu'il permet de supprimer les organes de transmissions mécaniques (c'est-à-dire qu'il n'y a aucune pièce pour convertir un mouvement d'une autre nature (rotatif par exemple) en mouvement linéaire : réducteurs, multiplicateurs, différentiels, joints de cardan, vis à billes... Le mouvement et l'effort sont directement appliqués au niveau de la charge) [2].

I.1. Historique et Description

Si l'une des plus vieilles conceptions ayant rapport aux moteurs linéaires, remonte à un siècle (elle fut l'œuvre d'Alfred Zehden, qui déposa un premier brevet d'application industrielle portant sur des moteurs linéaires en suisse en 1902 sur l'utilisation de ces moteurs dans le domaine de la traction sur rail), ce n'est en réalité que dans les années 90 que cette technologie a pris réellement son essor [9].

Bien qu'il contienne peu d'informations sur la technologie du moteur linéaire, il présente le choix des moteurs linéaires asynchrones pour propulser des trains de passagers, Figure I.1:

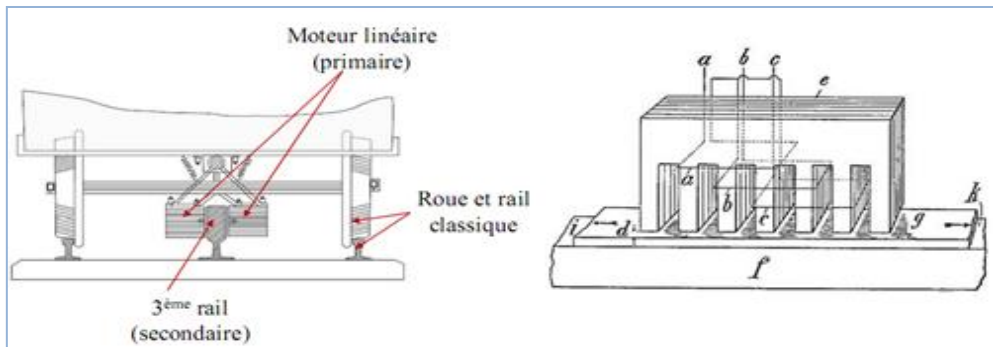


Figure I.1 1^{er} brevet de moteur linéaire.

Comme le montre la figure I.2, le moteur linéaire utilisé pour l'actionnement direct est un « simple » déroulement du moteur rotatif. De la même façon, il est parfaitement réversible du point de vue énergétique. Les modes et les conditions fondamentales de conversion électromagnétique, les moyens et principes d'alimentation ainsi que les modèles électriques équivalents sont rigoureusement identiques [3].

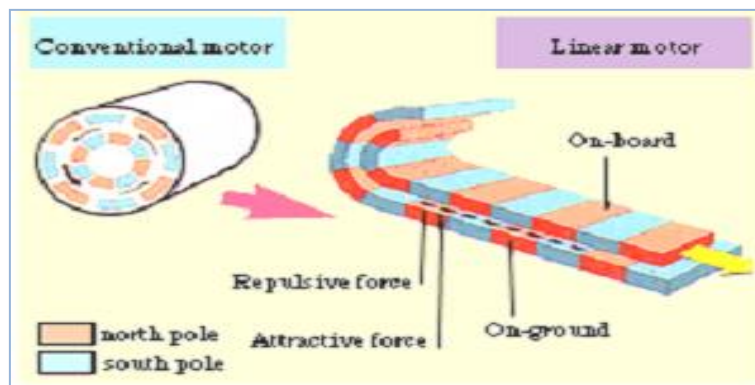


Figure I.2 Equivalence schématique entre un moteur tournant et un actionneur linéaire.

I.3 Particularités des moteurs linéaires

Du fait que le circuit magnétique (inducteur) est ouvert aux deux extrémités, ce qui donne en outre la possibilité d'y ménager soit un nombre pair, soit un nombre impair de pôles.

Induit constitué par une masse conductrice, généralement homogène et isotrope où des conducteurs isolés transportent les courants dans des directions imposées.

En outre la possibilité de transmettre directement un mouvement linéaire, ce type de moteur présente une faible réactance de magnétisation, une faible inertie mécanique et de bonnes performances thermiques [2].

Suite à leur fonctionnement, les moteurs linéaires présentent des spécificités dues à la disposition de leur partie mobile par rapport à leur partie fixe où s'introduisent des effets

spéciaux, généralement parasites, et qui interviennent peu dans les machines rotatives, notamment des systèmes de guidage particuliers, entraînant de nouvelles contraintes au niveau de l'entrefer magnétique. De plus, les moteurs linéaires présentent des effets d'extrémités provoqués par les discontinuités de leur structure géométrique. Ces différences technologiques par rapport aux moteurs rotatifs doivent être prises en compte au moment de la conception et de la réalisation pratique [4].

Le circuit magnétique, plan et limité dans l'espace, ne peut créer dans l'entrefer un champ purement glissant équivalent au champ tournant des machines classiques. L'expression du champ résultant approché des machines linéaires est perturbée par un ensemble de phénomènes appelés « effets d'extrémités », divisés généralement, quoique assez arbitrairement, en deux parties [23] :

- **L'effet de longueur finie** : qui est dû principalement [23]:
 - ✓ à la variation de la perméabilité à l'entrée et à la sortie ;
 - ✓ aux flux parasite se fermant aux extrémités et sur les cotés ;
 - ✓ aux f.e.m à l'entrée et à la sortie due aux courants d'induits qui se ferment en dehors de la carcasse magnétique de la machine ;
 - ✓ aux f.e.m dues à la discontinuité de l'induction à l'entrée et à la sortie ;
- **L'effet de largeur finie** : ou effet de bord, dû à la fermeture des courants à l'intérieur de la partie active de l'induit [23].

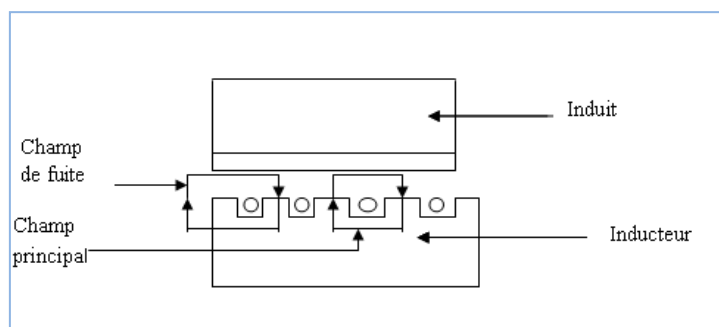


Figure I.3 Les lignes de fuites dans une machine linéaire.

- Un auto-refroidissement de l'induit moins performant en cas de vitesses de translation relativement faibles.
- Les forces magnétiques d'attraction (les efforts normaux, perpendiculaires au déplacement, sont des efforts parasites. Sont souvent plus importants que les efforts tangentiels sont à l'origine d'une grande partie des vibrations de la machine.) non compensées pour les structures planes et à une seule surface d'entrefer [39].

Leurs conséquences sont :

- ✓ Force de tirée longitudinale supplémentaire.
- ✓ Pertes Joule supplémentaires.
- ✓ Distorsion de la distribution longitudinale de la densité de flux.
- ✓ Réduction du facteur de puissance ainsi que le rendement.

I.4 Structure et classement

A chaque type de moteur linéaire correspond un type de moteur rotatif. Cela permet d'avoir le même classement que les moteurs rotatifs [17]. Mais les moteurs linéaires peuvent aussi être classés suivant leur géométrie.

La Figure I.4 présente le classement des moteurs linéaires selon leur géométrie [18]. Il y a deux grandes familles du moteur linéaires : le moteur linéaire à géométrie plate et à géométrie tubulaire (figures (I.7) et (I.8)). Ils peuvent être divisés encore en deux parties selon la géométrie du primaire : long ou court (figures (I.5) et (I.6)). Les moteurs linéaires à géométrie plate peuvent être encore sous divisés selon le nombre de primaire : à primaire double et à primaire simple.

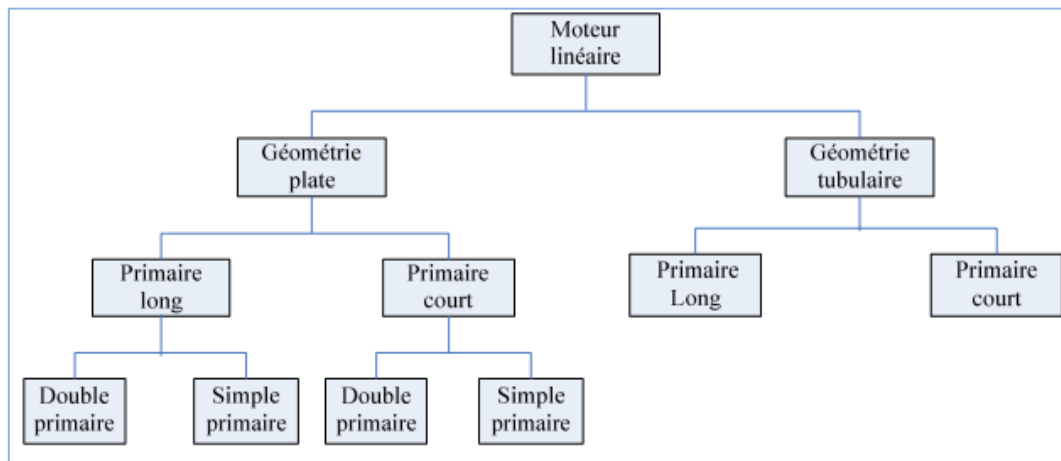


Figure I.4 Classement des moteurs linéaires selon leur géométrie.

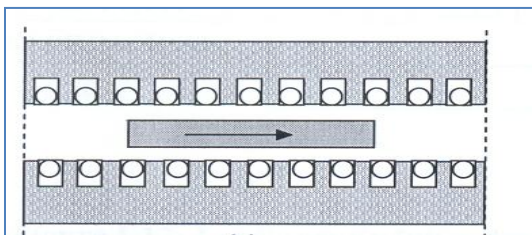


Figure I.5 Les machines linéaires à stator long

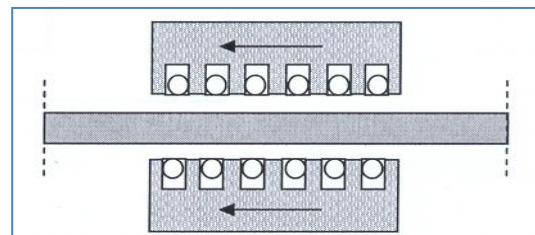


Figure I.6 Les machines linéaires à stator court



Figure I.7 Structure tubulaire d'une machine linéaire.

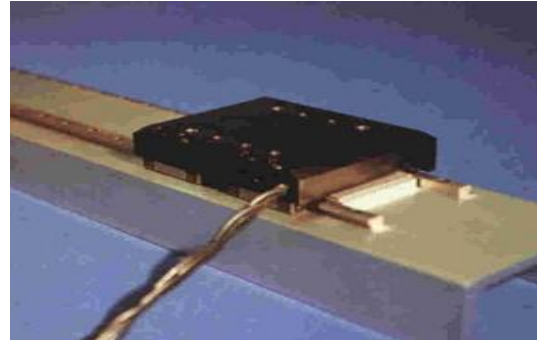


Figure I.8 Structure plane d'une machine linéaire.

I.5 Architecture des machines linéaires

Sans aborder les principes de conversion électromécanique, trois familles d'architectures peuvent être distinguées [2][7] :

- inducteur solidaire du rail, donc fixe (figure I.9) et induit mobile dont l'alimentation peut s'effectuer par un câble souple (mouvement limité) ou par transmission d'énergie sans contact, l'énergie peut être également être embarquée ;

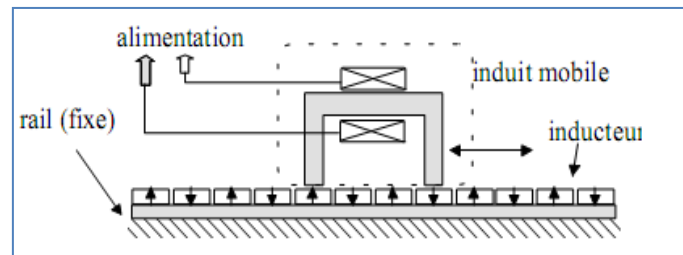


Figure I.9 machines linéaires à induit mobile et inducteur fixe.

- inducteur solidaire du rail (ex. table de machine outil) mobile et induit fixe localisé (alimentation facilitée), figure I.10 ;

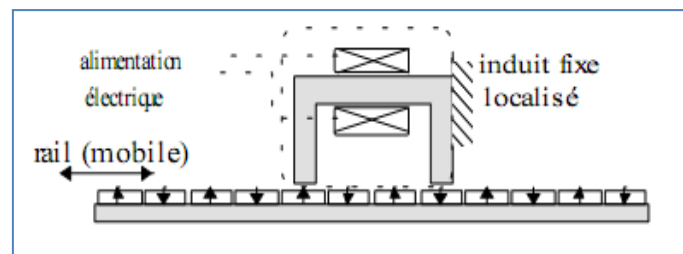


Figure I.10 machines linéaires à induit fixe et inducteur mobile.

- induit fixe (figure I.11) et distribué sur la longueur du rail (voie active dans le cas des trains), la partie mobile supporte uniquement l'inducteur. Dans ce cas, l'énergie est

amenée à la partie fixe ce qui évite les difficultés de transmission mais le système d'alimentation est complexe et coûteux.

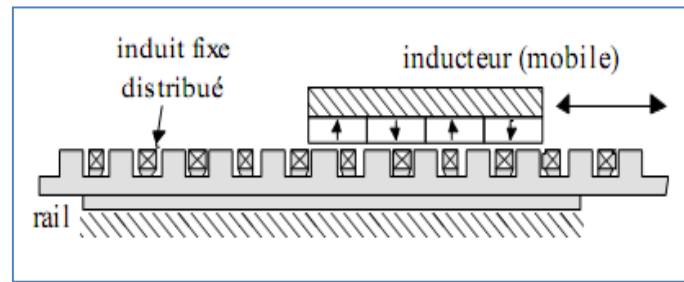


Figure I.11 machines linéaires à induit fixe distribué et inducteur mobile.

Si la surface active d'entrefer est plane et unique, les efforts normaux (non productifs du mouvement attendu) sont loin d'être négligeables et créent des contraintes très fortes sur les guidages (figure I.12(a)). Lorsque cela est possible, on essaie de réduire ces efforts en adoptant des structures symétriques, par exemple, avec des stators en forme de U (figure I.12(b)) ou encore tubulaires (figure I.12(c)). Les efforts normaux ont alors une résultante nulle si le centrage est parfait (comme dans les machines tournantes cylindriques), mais l'équilibre obtenu est instable et il subsiste toujours un effort résiduel de décentrement. Il est donc nécessaire de réaliser un guidage mécanique très précis. Généralement, celui ci est déporté et lié à la charge entraînée. Ce guidage devra avoir un coefficient de frottement aussi faible que possible, surtout dans les applications où la masse embarquée est grande [2] [6] [7].

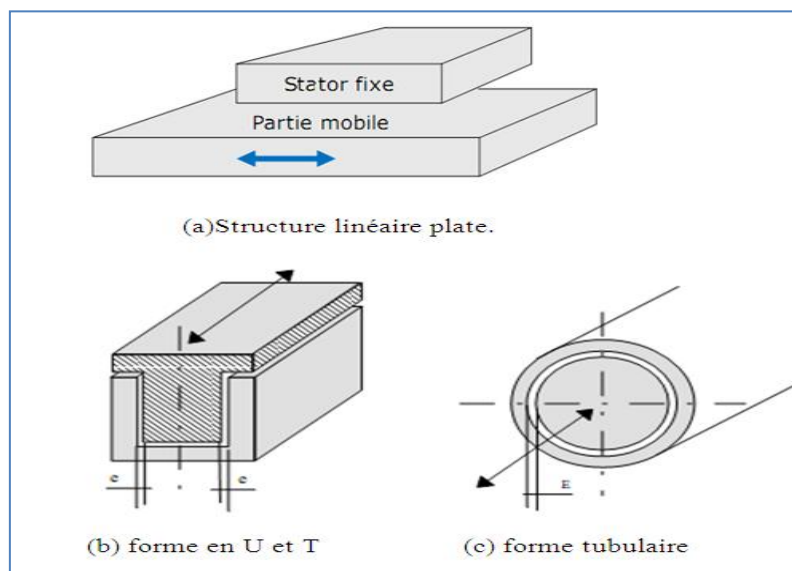


Figure I.12 Différentes architectures des machines linéaires en fonction des formes de surface d'entrefer.

I.6 Fonctionnement du moteur linéaire

Un moteur linéaire, utilisé comme convertisseur d'énergie électrique en énergie mécanique, fonctionne sur la base des mêmes principes électromagnétiques qu'un moteur rotatif. Pour expliquer simplement le fonctionnement d'un moteur linéaire, nous pouvons préciser qu'il est essentiellement composé de deux parties :

- Une fixe, composée d'une série d'aimants permanents à polarités alternées ou d'un enroulement polyphasé (en générale triphasé), c'est le stator ;
- Une mobile, constituée d'une série d'aimants supraconducteurs ou d'aimants permanents, c'est le translateur (équivalent du rotor dans les moteurs rotatifs).

Le fonctionnement repose simplement sur les lois physiques liées au théorème de Laplace. Un courant (une source triphasée) est appliqué dans les enroulements successifs ce qui les attire (ou les repousse) vers les différentes polarités provoquées par les aimants permanents du stator. La force attirant (ou repoussant) la partie mobile se transforme donc en une force permettant le déplacement, nous parlerons alors de force de poussée du translateur. Le réglage et la commande du moteur sont gérés par un variateur [8].

I.7 Classification des moteurs linéaires [18]

Il existe un autre classement relatif aux principes de fonctionnement du moteur. Celui-ci est présenté sur la Figure I.13. Les moteurs linéaires électromagnétiques sont les plus utilisés et peuvent être divisés en trois parties : les moteurs linéaires à inductions, synchrone et à courant continu.

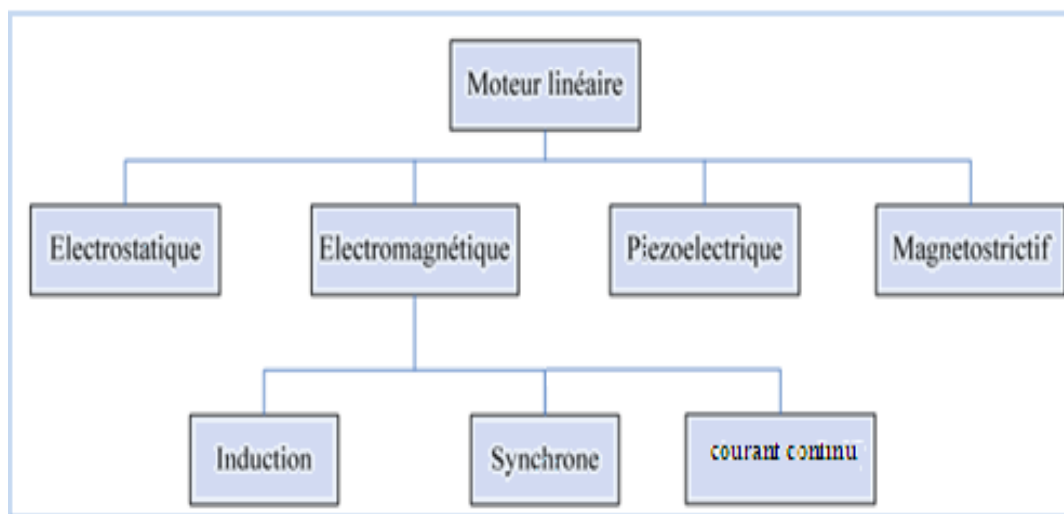


Figure I.13 Classification des moteurs linéaires

I.8 Différents types des moteurs linéaires

I.8.1 Moteur linéaire synchrone

La structure de la machine linéaire, bien que légèrement modifiée, est identique à celle d'un moteur synchrone rotatif classique, soit à pôles saillants ou rotor cylindrique (variante homopolaire parfois envisagée). Cette technologie se limite aux très fortes puissances, telle que la motorisation de véhicules électriques (jusqu'à plusieurs Mega Watt). Cette technologie est envisagée dans un nombre limité d'applications, principalement pour la motorisation de véhicules électriques [12] [13].

En plus des moteurs linéaires synchrones de grande et moyenne puissance, il existe des moteurs linéaires synchrones à aimants permanents où l'enroulement inducteur conventionnel est remplacé par des aimants permanents à grande énergie. Pour obtenir cette énergie, l'utilisation des aimants de terre rare serait idéale. Mais les aimants permanents moins coûteux peuvent être utilisés si on applique des systèmes de concentration de flux, pour pouvoir le concentrer dans l'entrefer. Généralement, les aimants utilisés dans les moteurs linéaires synchrones à aimants permanents sont du type Néodyme Fer Bore.

Le moteur synchrone à aimants est le plus employé actuellement là où les entraînements à fortes poussées sont nécessaires. Sa structure est basée sur le développement à plat d'une machine rotative [10]. Sur la figure suivante (I.14), on distingue le rail aimanté fixe et la partie mobile constituée d'un plateau, de tôles magnétiques et d'un bobinage triphasé.

Le principe de fonctionnement du moteur linéaire à aimant permanent est assuré par l'action d'un champ électromagnétique de l'inducteur sur l'induit composé d'aimants permanents. Les enroulements sont bobinés sur les dents régulièrement réparties dans l'inducteur.

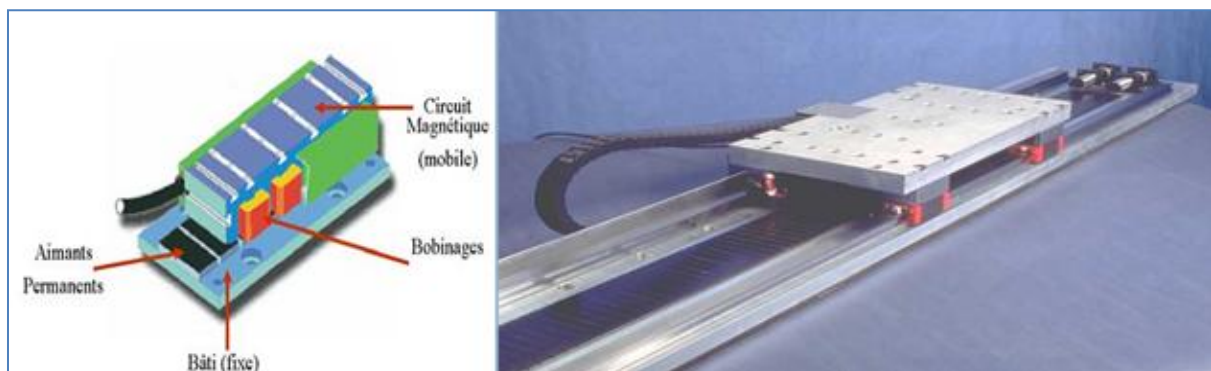


Figure I.14 Représentation simplifiée et photographie d'une machine outil.

I.8.2 Moteur asynchrone

La structure de la machine linéaire est identique à celle d'un moteur asynchrone rotatif classique, modifiée pour le cas particulier. Des structures tubulaires sont fréquemment considérées. Bien que prometteur a vu sa pérennité réduite au profit de la technologie synchrone à cause de la baisse du coût des aimants et de son rendement médiocre [6] [11].

I.8.3 Moteur linéaire à induction

Tout comme pour les moteurs rotatifs, le moteur linéaire à induction est le plus utilisé parmi les différents types des moteurs linéaires [19][20].

Une machine linéaire à induction, utilisée comme convertisseur d'énergie électrique en énergie mécanique ou inversement, se compose généralement de deux inducteurs plans (I.15.a), comportant des enroulements d'excitation polyphasés et d'un induit constitué soit par une bande métallique solide (moteur linéaire) soit par un conduit véhiculant le métal liquide (pompe ou générateur) [27].

D'autre part, le moteur linéaire à simple induction (qui est une variante du moteur linéaire à induction couramment utilisée en pratique), fonctionne suivant le même principe que le moteur asynchrone dont le rotor et le stator auraient été développés le long de l'entrefer [19].

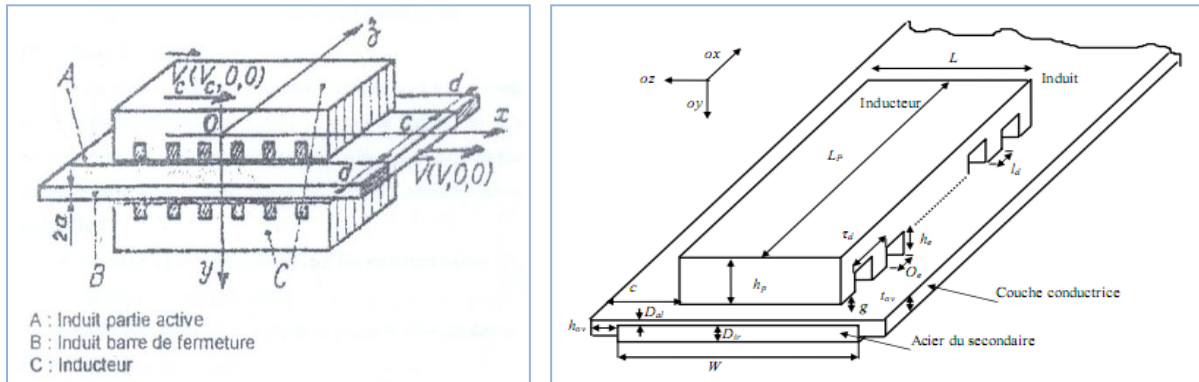
Le schéma de la figure (I.15.b) représente un moteur linéaire à simple induction où le déplacement de l'induit (ou l'inducteur) s'effectue selon l'axe longitudinale (OX) à une vitesse mécanique V [21].

Les enroulements inducteurs du primaire (la conception électrique des enroulements d'excitation des moteurs linéaires et rotatifs est semblable sinon assez voisine) dont la partie active est placée suivant l'axe transversal (OZ), sont logés dans les encoches du primaire et parcourus par des courants circulant aussi dans la direction transversal (OZ). Ceux-ci créent une induction principale dirigée suivant l'axe normal (OY). Si ce bobinage, convenablement réparti, est alimenté par une source polyphasée (ou plus particulièrement triphasée) de pulsation ω , l'induction magnétique principale et la force magnétomotrice se propagent suivant l'axe longitudinal (OX) sous la forme d'une onde se déplaçant à la vitesse linéaire [19][23] :

$$V_c = \omega K^{-1} = 2\pi f = \lambda f \quad (I.1)$$

Avec K : Le nombre d'onde

Le flux magnétique correspondant traverse l'entrefer et engendre dans l'induit des forces électromotrices et des courants. Le flux magnétique créé par ces courants glisse par rapport au flux principal. L'interaction de ces deux flux crée une poussée linéaire. L'induit (ou l'inducteur) est donc entraîné à la poursuite (en sens inverse) du champ glissant. Alors, le principe élémentaire de fonctionnement est similaire à celui d'une machine à induction tournante, qui est basé sur un couplage magnétique asynchrone.



a) Moteur linéaire à induction avec circuit de retour (stator double).

b) Moteur linéaire à inducteur simple sans circuit magnétique de retour.

Figure I.15 Moteur linéaire à induction.

I.8.4 Moteur pas à pas

Toutes les structures des moteurs pas à pas traditionnelles [14] peuvent à nouveau être considérées pour un moteur pas à pas linéaire [15]. La figure (I.16) donne un exemple de conception. Les avantages de la technologie sont la facilité de pilotage et le mouvement incrémental qui en résulte. Dans ce mode de fonctionnement, la précision de positionnement et la dynamique sont limitées.

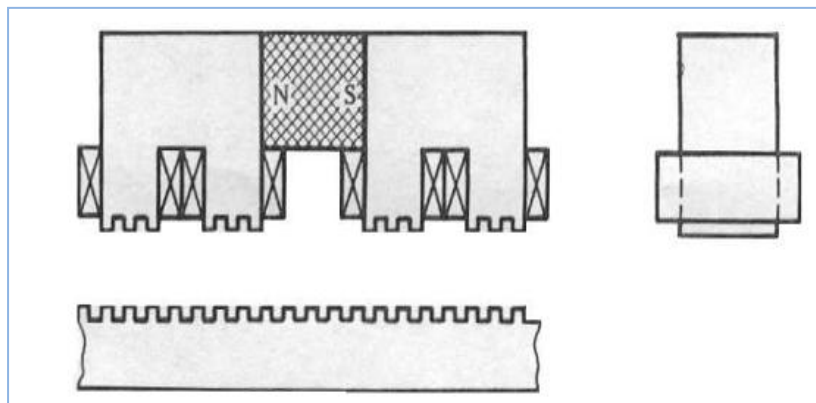


Figure I.16 moteur pas à pas.

I.8.5 Moteur linéaire à courant continu

La simplification de l'électronique de contrôle est un atout majeur des moteurs linéaires à courant continu. La structure de la machine linéaire est identique à celle d'un moteur à courant continu rotatif classique, modifiée pour le cas particulier [22].

Bien que le moteur linéaire à collecteur soit une solution performante, son problème principal est le collecteur qui souffre d'une durée de vie réduite lorsque la dynamique est élevée. Ces derniers points limitent le nombre d'applications potentielles de la technologie et la coïncidence entre ces inconvénients (i.e. faible dynamique, durée de vie limitée) et les avantages des entraînements directs (i.e. dynamique, longue durée de vie) hypothèquent le nombre d'applications envisageables [16].

Les moteurs linéaires à courant continu hétéro-polaire plane avec commutation électrique sont les plus proposés pour les longues excursions à fortes puissances, typiquement nécessaires pour le transport, c'est encore une fois une structure à guide actif.

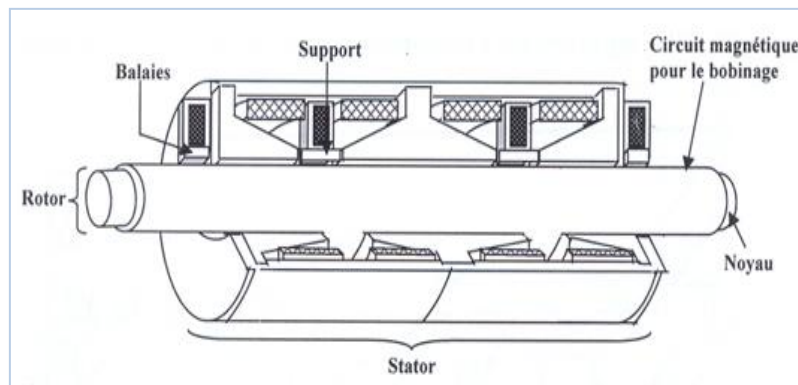


Figure I.17 Moteurs linéaires à commutateurs à courant continu.

I.8.6 Moteur piézo-électrique

Des conceptions polyphasées de moteurs piézo-électriques rotatifs sont couramment considérées dans le monde industriel (i.e. entraînement d'optiques d'appareils photos). Une version linéaire à longue course est également utilisée [16].

I.9 Les avantages et les inconvénients des machines linéaires

I.9.1 Les avantages

En se limitant à des critères principalement techniques, Les moteurs linéaires sont donc utilisés dans des applications où leurs performances dépassent les limites physiques des moteurs tournants [24] [25]. Présentant une comparaison entre les moteurs linéaires et les

systèmes mécaniques plus traditionnels, des avantages significatifs sont mis en évidence, tels que [6] [16] [23]:

- Grande dynamique de mouvement (vitesse maximale ou accélération) ;
- Grande précision ou résolution de positionnement ;
- Accroissement de la durée de vie, grande fiabilité ;
- Réduction du nombre de composants pour réaliser un axe motorisé ;
- Flexibilité et souplesse avec, entre autres, la possibilité de monter plusieurs parties mobiles indépendantes sur un seul axe ;
- une excellente capacité thermique ;
- une évidente simplicité de réalisation.

I.9.2 les inconvénients

Techniquement toujours, les principaux inconvénients sont les suivants [6][16] :

- Compte tenu du système de guidage entre les parties fixe et mobile d'un moteur linéaire, il est difficile de réaliser un entrefer aussi faible que dans une variante tournante. L'entrefer rapporté au pas de déplacement est, par conséquent, plus élevé. Il en résulte une force par unité de surface plus faible.
- Dans les cas où la charge à déplacer n'a qu'une faible composante inertielle (masse à accélérer), généralement dans les applications peu dynamiques, le recours à une démultiplication mécanique permet de réduire la taille du moteur. Ce gain de taille doit néanmoins être relativisé, l'axe direct étant construit avec un nombre de composants réduit.
- La capacité maximale de force d'un entraînement électromécanique linéaire direct est limitée par rapport à certaines technologies alternatives (i.e. hydraulique).
- La géométrie très particulière de la machine linéaire imposant une puissance spécifique inférieure à celle de la machine tournante, se traduit également par des conditions de fonctionnement différentes ; par exemple, le glissement des machines linéaires est généralement supérieur à celui des dispositifs tournants et leur rendement est donc théoriquement plus faible [23].

I.10 Domaines d'application

L'emploi de ces machines est très vaste et ne cesse de s'étendre aux secteurs les plus variés. L'évolution de l'électronique de commande et des performances des matériaux aimantables accroîtront sans doute d'avantage l'intérêt de celles-ci et pourront en faire un

élément important des techniques de l'heure [26]. D'une manière générale leurs champs d'applications potentiels sont les domaines suivants :

I.10.1 Transports

Le métro à moteur linéaire est une avancé pour les transports urbains. En effet, la traction linéaire apporte de nombreux avantages par rapport aux autres systèmes de transports traditionnels. Les exemples commerciaux sont peu nombreux, on peut citer Ces métros automatiques de Vancouver (Canada) (mis en service en 1985, 2 moteurs asynchrones linéaires LIM par voiture, architecture type figure (I.18) et de Kuala Lumpur en Malaisie (mis en service en 1998 (29 km de voies), 2 LIM par voiture) [2] [5].



Figure I.18 Métro de Kuala Lumpur à moteurs linéaires et sur roues (Bombardier).

Le Maglev est un système de transport qui suspend, guide et propulse le train. Tandis qu'un train conventionnel est propulsé à l'aide du frottement entre les roues et les rails, le Maglev utilise la lévitation sur la voie de guidage, et se propulse grâce à un moteur linéaire. La Figure I.19 présente un système de Maglev. La force de propulsion du système Maglev provient des moteurs linéaires. Comme les moteurs linéaires génèrent directement la force de translation sans système intermédiaire, la structure des trains avec moteurs linéaires est simple par rapport à celles avec moteurs traditionnels. De plus, les vibrations et le bruit provenant des contacts mécaniques sont fortement diminuées. Deux types principaux de moteurs linéaires sont utilisés dans les Maglev : les moteurs linéaires à induction et les moteurs linéaires synchrones [29].



Figure I.19 Maglev japonais MLX01 à voie active (une vitesse 500 km/h).

I.10.2 Traction routière

Pour les véhicules électriques (hybrides ou autres), qu'il s'agisse d'automobiles, autobus, il est comme dans le cas des trains, tentant de vouloir supprimer les organes de transmission. Les avantages sont la suppression des organes d'usure (lubrification, bruit) et une meilleure contrôlabilité.

I.10.3 Ascenseurs

Habituellement les moteurs d'ascenseur sont situés dans une cabine en haut de la cage et l'ascenseur est tiré par un système de câbles. Pour diverses raisons, gain de place (suppression de la cabine), élimination des câbles (limite de longueur), accroissement des accélérations, on est amené à éliminer le système de câbles « ropeless elevator ». Deux solutions sont actuellement sur le marché [2] :

- l'ascenseur est un véhicule avec des roues qui se déplace dans un couloir vertical (Schindler)
- un moteur linéaire propulse la cabine (Otis au Japon).

Dans une motorisation linéaire asynchrone conçue pour le transport de 30 personnes (2 tonnes utiles et autant pour la cabine) à 7 m/s, une force de 58 kN et une puissance de plus de 400 kW sont nécessaires. La masse embarquée du moteur représente une part non négligeable et il est nécessaire d'optimiser le système complet [27].

Des entraînements directs se rencontrent également dans des systèmes à câbles : lorsque l'on recherche des grandes vitesses (de 2,5 à 10 m/s, Otis), le moteur est accouplé directement à l'enrouleur, il peut s'agir de moteurs à courant continu (solutions anciennes) ou de moteurs Asynchrones.

I.10.4 Fermetures de rideaux

Dans le domaine de la domotique, une application des moteurs linéaires est à signaler, il s'agit des tringles de rideaux. L'intégration dans des tringles standards (par exemple 24 sur 16 mm de section) ainsi que la discrétion acoustique (pas de système mécanique de conversion rotation translation) a conduit à la réalisation de moteurs linéaires spéciaux tirant actionnant directement les rideaux. Les ordres de grandeurs des caractéristiques sont quelques 10 N pour des vitesses de moins de 1 m/s (puissance utile de l'ordre de 10 W) et pour des fonctionnements de courte durée (moins d'une minute) [2].

I.10.5 Quelques applications fort couple

L'entraînement des bras de robots industriels nécessite de grandes accélérations (réduction du moment d'inertie ramené au moteur). Les meilleures performances sont obtenues avec des moteurs directs de type synchrones à aimants ou à réluctance variable. La précision est alors liée à la qualité du capteur de position utilisé pour l'autopilotage et pour le contrôle de position. Les grands télescopes demandent également des grandes performances sur le plan de la qualité du mouvement à très basse vitesse et de la précision. Les actionneurs sont à aimants généralement disposés en secteurs [2].

I.10.6 Quelques applications linéaires

Dans le cas des tables de machines-outils, des centres d'usinage, des machines de découpe (laser, jet d'eau)... , les moteurs linéaires permettent des accélérations, des vitesses et surtout des raideurs et des précisions que l'on ne peut pas atteindre avec des systèmes mécaniques. Les machines adoptées sont la plupart du temps à aimants permanents, quelquefois asynchrones et plus rarement à réluctance. Pour obtenir de très grandes accélérations et de grandes précisions de positionnement, les actionneurs à bobine mobile se placent parmi les meilleurs (machines de fabrication et d'assemblage comme celles de placement de circuits intégrés) [2].

L'application de ces machines dans le spatial est en plein développement, là les facteurs poids et rendement sont des éléments critiques [26].

I.11 Développement des moteurs linéaires**I.11.1 Freins aux développements industriels des moteurs linéaires**

Il existe principalement deux types de freins aux développements industriels des moteurs linéaires synchrones à aimants permanents :

I.11.1.a Des limitations liées à la fabrication des moteurs linéaires

Un moteur linéaire a un prix initial élevé, essentiellement lié aux coûts des matériaux magnétiques. En effet, contrairement aux moteurs rotatifs, la partie active d'un moteur linéaire ne concerne à chaque instant qu'une zone réduite du moteur entier, comme le montre la Figure I.14. En d'autres termes, si le moteur linéaire peut se déplacer sur 3 mètres de longueur, la partie fixe doit être bobinée ou équipée d'aimants sur les 3 mètres, alors que 20cm peuvent suffire pour la partie mobile. Cela implique un coût plus élevé des matériaux pour les moteurs linéaires que pour les moteurs rotatifs [28].

Le coût d'un moteur linéaire synchrone à aimants permanents est donc étroitement lié au marché des aimants permanents. En effet, le frein principal au développement des moteurs linéaires est le coût initial élevé des matériaux. Généralement, les aimants utilisés dans les moteurs linéaires synchrones à aimants permanents sont de type Néodyme-Fer-Bore.

I.11.1.b Des limitations liées à la commande de ces technologies

Dans un futur proche, le défi pour les nouvelles commandes de moteurs linéaires dans le domaine de la machine-outil, est d'atteindre, en termes de précision de positionnement, une valeur de référence de $0,01\mu\text{m}$ [25]. Pour être plus précis, il existe déjà des moteurs linéaires à reluctance variable capables d'atteindre ces performances. Cependant, la difficulté majeure est de pouvoir atteindre cette qualité de précision avec des dynamiques de machines élevées. En d'autres termes, la commande doit éviter de solliciter les modes de résonance des structures mécaniques. Cette approche nécessite une connaissance approfondie du système et donc une modélisation fine du moteur linéaire. D'autre part, la structure de commande doit être adaptée pour optimiser le contrôle de la force de poussée.

I.11.2 La recherche actuelle sur les moteurs linéaires

Depuis les années 1960, le Japon est le pays le plus innovateur dans le domaine des moteurs linéaires, notamment grâce aux financements investis dans la recherche via les études menées sur le MAGLEV [30].

Les études actuelles au Japon sont basées sur :

- Les systèmes motorisés multidirectionnels,
- Les méthodes d'analyse systématique des systèmes à moteurs linéaires,
- Les méthodes de mesure et d'évaluation des moteurs linéaires industriels,
- La promotion des moteurs linéaires dans l'industrie médicale (IRM).

Actuellement, les activités de recherche pour les moteurs linéaires [24] s'articulent autour des axes suivants :

- Commandes permettant de réduire les perturbations extérieures (efforts de coupe, etc.)
- Commandes limitant les variations de paramètres (évolution et répartition de la masse, etc.)
- Commandes et structures de machines réduisant les effets d'ondulation de force et de force de détente.

Conclusion

Dans ce premier chapitre nous avons procédé à une description générale des moteurs linéaires, leurs principes de fonctionnement, leurs différents types, leurs classifications ainsi que leurs domaines d'application.

Un entraînement linéaire direct nous offre la possibilité d'avoir un déplacement linéaire avec des appareils peu encombrants et des performances supérieures (vitesse importante et précision améliorée). Il s'agit bien d'une véritable tendance qui touche tous les domaines.

Actuellement, le principe électromagnétique de conversion électromécanique règne encore largement, il a fait et fera encore des progrès mais d'autres procédés émergents, comme la conversion piézo-électrique. Les progrès dans les domaines des supraconducteurs ouvrent également de nouvelles possibilités.

Dans le chapitre qui suit nous allons procéder à un rappel sur les propriétés des matériaux ferromagnétiques et celles des supraconducteurs.

Chapitre II
***Généralités sur les matériaux
magnétiques***

Introduction

Les matériaux magnétiques sont au cœur du génie électrique et sont un élément moteur de son évolution. On les rencontre dans de nombreux dispositifs allant des machines électriques utilisées dans l'industrie lourde aux petits appareils électroniques du quotidien. Les matériaux magnétiques doux, en particulier, sont incontournables car, tout en étant économiquement accessibles, ils offrent une polarisation magnétique élevée et permettent une variation aisée du flux magnétique avec une faible dissipation d'énergie. [32]

II.1 Origine et classification des matériaux [32]

Un matériau magnétique apparaît comme un ensemble de moments magnétiques élémentaires (les atomes) interagissant entre eux et organisés en un réseau cristallin. Les moments magnétiques dépendent de l'environnement magnétique de chaque atome à savoir la nature et la position des atomes voisins, la température et le champ magnétique appliqué.

On décrit dans cette section les classes de comportements magnétiques les plus répondues. On distinguera les comportements diamagnétiques, paramagnétiques et ferromagnétiques.

Tout d'abord, il est nécessaire de présenter les différentes relations décrivant un matériau magnétique.

II.2.1. Aimantation et polarisation magnétique [31][34]

Un matériau soumis à un champ magnétique extérieur H . L'induction magnétique B à l'intérieur du matériau est liée au champ magnétique H , à l'aimantation M et à l'intensité d'aimantation J de la façon suivante :

➤ Aimantation

On appelle intensité d'aimantation, la valeur du moment ampérien par unité de volume d'une substance magnétique; elle est obtenue en soumettant le matériau à l'influence d'un champ magnétique. Le vecteur d'aimantation est alors donné par la relation :

$$\vec{M} = \frac{\sum \vec{dm}_i}{dv} \quad (II.1)$$

$\vec{M}$ s'exprime-en [A/m].

Le champ d'excitation H et l'aimantation M se superposent pour donner le champ d'induction B , défini par l'équation :

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{M} + \vec{H}) \quad (\text{II.2})$$

μ_0 : Perméabilité magnétique du vide

➤ Polarisation magnétique

On définit la polarisation magnétique comme étant la valeur du moment magnétique dipolaire par unité de volume d'une substance magnétique.

La polarisation et l'aimantation sont liées par la relation :

$$\vec{J} = \mu_0 \vec{M} \quad (\text{II.3})$$

J s'exprime en [T].

Le champ d'induction magnétique peut aussi être exprimé par la formule :

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{J} \quad (\text{II.4})$$

II.2.2 Susceptibilité et perméabilité magnétique [34]

➤ Susceptibilité magnétique

La susceptibilité magnétique relative χ_r d'une substance magnétique est le coefficient qui exprime en quelque sorte le taux d'aimantation des matériaux, elle est définie par la relation :

$$\chi_r = \frac{M}{H} \quad (\text{II.5})$$

χ_r : est une grandeur sans dimension.

On appelle susceptibilité magnétique absolue χ , le rapport :

$$\chi = \frac{J}{H} \quad (\text{II.6})$$

χ : s'exprime alors en (H/m).

➤ **Perméabilité magnétique**

On appelle perméabilité magnétique absolue μ , la grandeur :

$$\mu = \mu_0 + \chi = \mu_0 (1 + \chi_r) \quad (\text{II.7})$$

μ : s'exprime en (H/m).

La perméabilité magnétique relative μ_r est définie par l'expression :

$$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0} \quad (\text{II.8})$$

II.3 Classification des matériaux d'un point de vue magnétique

II.3.1 Matériaux diamagnétiques [31]

Les matériaux diamagnétiques sont caractérisés par une susceptibilité relative de faibles amplitudes de l'ordre de 10^{-5} à 10^{-6} , pratiquement constante indépendante de la température et du champ appliqué.

Le moment magnétique résultant est nul en l'absence du champ magnétique extérieur. L'application d'un champ magnétique extérieur provoque un mouvement des électrons, pouvant être assimilé à un courant microscopique dont le comportement serait comparable à celui d'un courant induit dans un solénoïde. En vertu de la loi de Lenz, le courant induit s'oppose au champ qui l'a produit, ce qui est en accord avec le fait que χ_r est négative.

II.3.2 Matériaux paramagnétiques [31][32]

A la différence de ce qui se passe avec les diamagnétiques, la susceptibilité paramagnétique est positive, généralement inversement proportionnelle à la température. La susceptibilité paramagnétique est généralement comprise entre 10^{-3} et 10^{-5} . Dans ces matériaux, Les moments magnétiques permanents s'alignent sous l'effet d'un champ magnétique extérieur, mais cette orientation ne compense pas l'agitation thermique qui reste prépondérante. En conséquence l'aimantation globale reste faible.

En l'absence de champ extérieur, l'aimantation globale est nulle. Sous l'action d'un champ magnétique, les moments magnétiques tendent à s'aligner ; toute fois, la polarisation qui en résulte demeure très faible, car l'effet de l'agitation thermique reste prépondérant.

Pour la majorité des corps paramagnétiques, la susceptibilité relative varie en raison inverse de la température, elle obéit à la loi de Curie suivante :

$$\chi_r = \frac{C}{T} \quad (\text{II.9})$$

Où C est la constante de Curie et T la température thermodynamique.

II.3.3 Matériaux ferromagnétiques [32][35][36]

Les matériaux ferromagnétiques se distinguent par leurs propriétés de posséder une aimantation spontanée permanente en l'absence de champ magnétique extérieur. Ils sont aussi caractérisés par la valeur très élevée que peut prendre cette aimantation.

Une augmentation de température conduit à la destruction progressive de l'ordre directionnel. A la température de Curie T_c la polarisation spontanée disparaît totalement. Au-delà de T_c on observe un comportement de type paramagnétique (figure II.1), avec une susceptibilité inversement proportionnelle à $T - T_c$. On parle alors de paramagnétisme de Curie-Weiss qui est donné par la formule suivante :

$$\chi_r = \frac{C}{T - T_c} \quad (\text{II.10})$$

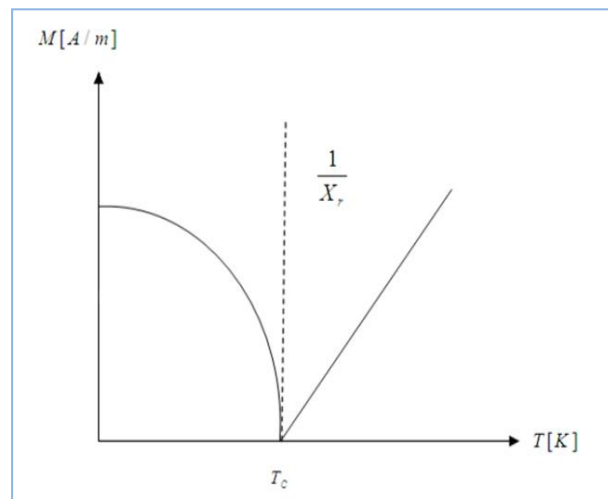


Figure II.1 Variation de l'aimantation en fonction de la température.

Tous les matériaux ont une perméabilité très proche ou égale à celle du vide, à l'exception des matériaux ferromagnétiques. Ceux ci sont constitués de fer, de nickel, de cobalt et de leurs alliages.

II.4 Loi comportementale des milieux ferromagnétiques [31][3]

Où on définit la courbe de la première aimantation et le cycle d'hystérésis. Ces courbes montrent comment un corps ferromagnétique réagit à l'excitation magnétique H .

Le cycle d'hystérésis est la courbe de réponse des matériaux magnétiques, à travers laquelle, ils gardent la mémoire de tous leurs états d'aimantation antérieurs par l'intermédiaire des domaines élémentaires. Le cycle d'hystérésis d'un matériau ferromagnétique dépend de la mobilité des parois de Bloch, elle même est fonction des énergies magnétiques et du champ appliqué. Donc, il peut être considéré comme une caractéristique du matériau et dans tous les cas un modèle mathématique bien détaillé est nécessaire.

L'hystérésis c'est le retard à la désaimantation et le dédoublement de la caractéristique $B(H)$ du matériau magnétique. Donc, le cycle d'hystérésis est le tracé de l'induction en fonction du champ H extérieur appliqué :

$$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}) = \mu_0(1 + \chi)\mathbf{H} = \mu \mathbf{H} \quad (\text{II.11})$$

La courbe de première aimantation et le cycle d'hystérésis (figure II.2), sont deux propriétés importantes des substances ferromagnétiques.

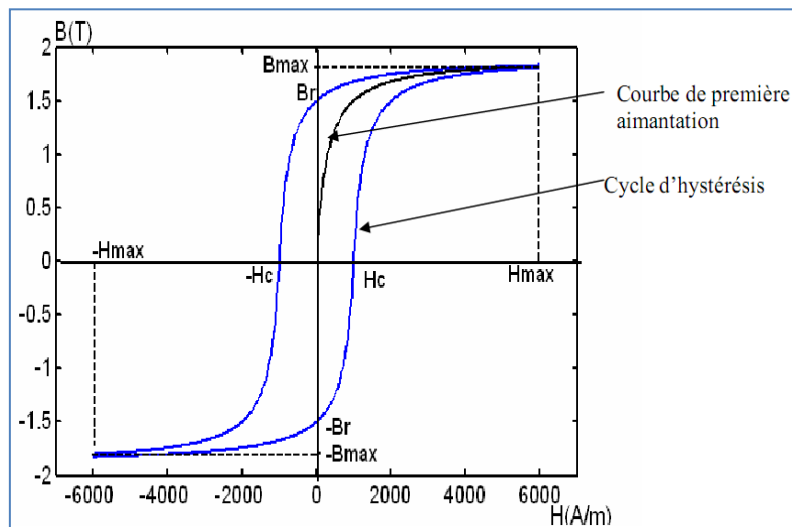


Figure II.2 Cycle d'hystérésis et courbe de première aimantation.

On définit plusieurs zones dans la courbe $B=f(H)$.

➤ Zone linéaire

Dans cette zone, $B = \mu.H$ avec μ constante. C'est cette zone qui est généralement exploitée pour les transformateurs et les machines tournantes.

➤ **Saturation du milieu ferromagnétique**

Lorsque H devient trop grand, B ne varie presque plus. Le matériau magnétique est dit saturé. On a toujours $B = \mu \cdot H$, mais μ n'est plus constant. B tend vers le champ de saturation B_{sat} .

➤ **Champ rémanent B_r**

Champ qui subsiste lorsque $H = 0$ ($i = 0$).

➤ **Excitation coercitive H_C** Excitation H nécessaire pour annuler le champ rémanent.

II.5 Classification des matériaux ferromagnétiques [31][32][40]

On sépare les matériaux magnétiques en deux familles qui se distinguent par leur courbe $B=f(H)$.

II.5.1 Matériaux durs

Les matériaux durs sont des matériaux qui présentent une forte aimantation rémanente et difficile à annuler (H_C est grand). Ils sont utilisés pour faire des aimants permanents (ex : acier). Ce sont des matériaux qui présentent un cycle d'hystérésis très large ($104 \text{ A/m} < H_C < 106 \text{ A/m}$). Ils sont utilisés en général comme aimant. On les utilise dans le 2^{ème} quadrant ($B > 0$ et $H < 0$). H_C devient alors le champ démagnétisant à ne pas dépasser.

II.5.2 Matériaux doux

Les matériaux doux sont des matériaux qui possèdent une aimantation rémanente facile à annuler (H_C est petit). A l'opposé des matériaux durs, un matériau doux présente un cycle d'hystérésis très petit ($0.01 \text{ A/m} < H_C < 100 \text{ A/m}$). C'est la base des machines tournantes ou de tout système magnétique voyant une induction alternative (μ_r dans la zone linéaire : 50 à 104). Les matériaux présentant ces caractéristiques sont le fer, nickel, le cobalt et leurs alliages. Ces matériaux à l'état pur n'offrent pas un grand intérêt à leurs exploitations, souvent on a recouru à leurs alliages ou bien leur ajouter des additifs comme le silicium.

II.6 Les alliages magnétiques [38]

II.6.1 Les alliages Fe-Ni

Les performances des alliages sont attribuées à leurs pourcentages de nickel variant entre 25 et 35%, dans cette structure finie à une grande maniabilité, il est facile à laminier

jusqu'à des épaisseurs très faibles qui pouvant atteindre 25 μ m, il est utilisé dans différents appareils comme les transformateurs de signaux et les capteurs.

II.6.2 Les alliages Fe-Co [31][38]

Les alliages Fe-Co ont à la fois des qualités véritablement exceptionnelles et d'énormes défauts. Entre 30 à 50% de cobalt, ces alliages possèdent une aimantation spontanée à température ambiante supérieure ou égale à 2.4 T, record absolu de tous les alliages ferromagnétiques.

L'utilisation de Fe-Co diminue considérablement le poids des dispositifs électromagnétiques, impact direct sur la réduction de l'énergie stockée.

Enfin, il faut noter que le cobalt est un élément beaucoup plus coûteux que le nickel car il est peu abondant et moins bien réparti sur la terre.

II.6.3 les alliages Fe-Si [31]

Le fer pur a un comportement cristallographique compliqué, puisqu'il change de structure cristalline entre 910 et 1400°C. Il passe de l'état cubique centré (ferrite ou Fe α) à l'état cubique à faces centrées.

L'addition de silicium et d'aluminium augmente la stabilité de la phase α . Le fait que le métal conserve sa structure (α) quelle que soit la température facilite les traitements thermiques de l'alliage.

L'addition de silicium et dans une moindre mesure celle de l'aluminium, entraîne un durcissement du métal. Ce durcissement rend possible la découpe dans les tôles minces, de formes compliquées comme celles qu'utilisent les constructeurs de machines.

L'addition de silicium entraîne une diminution sensible de l'anisotropie magnéto cristalline du fer. La rotation des moments s'en trouve donc facile.

II.7 Forme d'utilisation [38]

Le fer-silicium est utilisé comme circuit magnétique (tôles magnétiques) en régime alternatif sous forme de circuit feuilleté. A cet effet, il faut assurer une bonne isolation entre les tôles (minces) et un bon facteur de remplissage.

II.7.1 Les tôles magnétiques

II.7.1.1 Les tôles en fer et fer silicium à grains non orientés [31][38]

Les tôles Fe-Si à grains orientés ne présentent aucun intérêt pour les moteurs. Puisque l'induction est tournante dans les machines c'est-à-dire que l'induction dans le fonctionnement de la machine occupe en effet toutes les directions. Dans ce cas c'est la tôle fer-silicium à grains non orientés (GNO) qu'est utilisée.

II.7.1.2 Les tôles fer-silicium à grains orientés [32]

Il s'agit de tôles généralement obtenues par laminage à froid jusqu'à l'épaisseur souhaitée. Elles sont utilisées pour les circuits magnétiques des transformateurs, cette tôle acquiert très facilement une aimantation importante parallèlement à sa direction de laminage.

II.8 Pertes magnétiques

Toute variation d'induction dans une matière magnétique génère des pertes sous forme d'échauffement.

La séparation des pertes correspond à une subdivision en pertes statiques d'une part et pertes dynamiques d'autre part (figure II.3). On distingue trois types de pertes magnétiques :

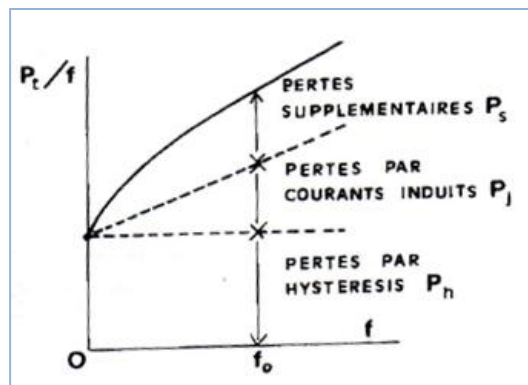


Figure II.3 décomposition des pertes totales par cycle.

II.8.1 Pertes statiques ou pertes par hystérésis P_h [31]

Ce type de pertes est lié au cycle d'hystérésis du matériau. Le parcours du cycle $B(H)$ fait apparaître une perte d'énergie qui correspond alors à un échauffement de la matière. En admettant que les processus d'hystérésis ne dépendent pas de la fréquence (ce qui constitue

à priori une hypothèse très fragile). Les pertes par hystérésis sont proportionnelles à la surface du cycle et donc à la fréquence f de parcours pour une valeur $B_{\max}$ donnée.

Dans la variation P_t/f (f) la part due à l'hystérésis est alors une constante.

$$P_h = \alpha \cdot B_m^2 \cdot f \quad (\text{II.12})$$

II.8.2 Pertes par courants de Foucault P_f

Les variations du champ magnétique dans la matière génèrent par induction des courants induits qui se rebouclent sur eux-mêmes. Il y a donc échauffement par effet joule. Elles sont calculables facilement à partir de la géométrie de l'échantillon et varient proportionnellement à f^2 , ce qui amène une contribution proportionnelle à f dans la variation de P_t/f . Elles ne forment toutefois qu'une fraction des pertes dynamiques.

$$P_f = \beta \cdot B_m^2 \cdot f^2 \quad (\text{II.13})$$

II.8.3 Pertes résiduelles ou par traînage

Dues au retard du champ d'induction magnétique (B) par rapport au champ magnétique (H). Le reste des pertes dynamiques P_{an} qui n'apparaît ni proportionnel à f , ni proportionnel à f^2 est bien souvent du même ordre de grandeur que les deux autres termes aux fréquences industrielles.

De nombreuses machines nécessitent pour leur fonctionnement des champs magnétiques intenses. C'est le cas, par exemple, des imageurs par résonance magnétique nucléaire, des accélérateurs de particules, des générateurs et moteurs magnétohydrodynamiques (M.H.D.) et des machines de fusion thermonucléaire par confinement magnétique. Afin de diminuer la consommation d'électricité de telles machines, il est intéressant de mettre en œuvre des électroaimants en utilisant des câbles supraconducteurs [42].

Ces câbles supraconducteurs peuvent transporter un courant continu important pratiquement sans dissipation d'énergie sous forme de chaleur contrairement au cuivre et autres métaux qui sont résistifs [43]. Cette situation n'existe cependant, pour un matériau et une température donnés, que dans des domaines spécifiques de courant transporté et de champ magnétique appliqué. Il est évidemment nécessaire de connaître ces domaines et de comprendre les mécanismes physiques qui les déterminent afin de pouvoir anticiper leur étendue quand nous mettons en œuvre un nouveau mode de fonctionnement des câbles et des aimants supraconducteurs.

La supraconductivité a été découverte en 1911 par H. Kamerlingh Onnes dans le mercure à 4.2 K. Elle se manifeste par une disparition brutale de la résistance électrique en dessous d'une certaine température critique T_c (figure II.4). Cette découverte fait suite aux travaux de H. Kamerlingh Onnes sur les propriétés de la matière à très basse température, qui l'ont amené à réussir le premier la liquéfaction de l'hélium, et pour lesquels il reçoit le prix Nobel de physique en 1913 [44].

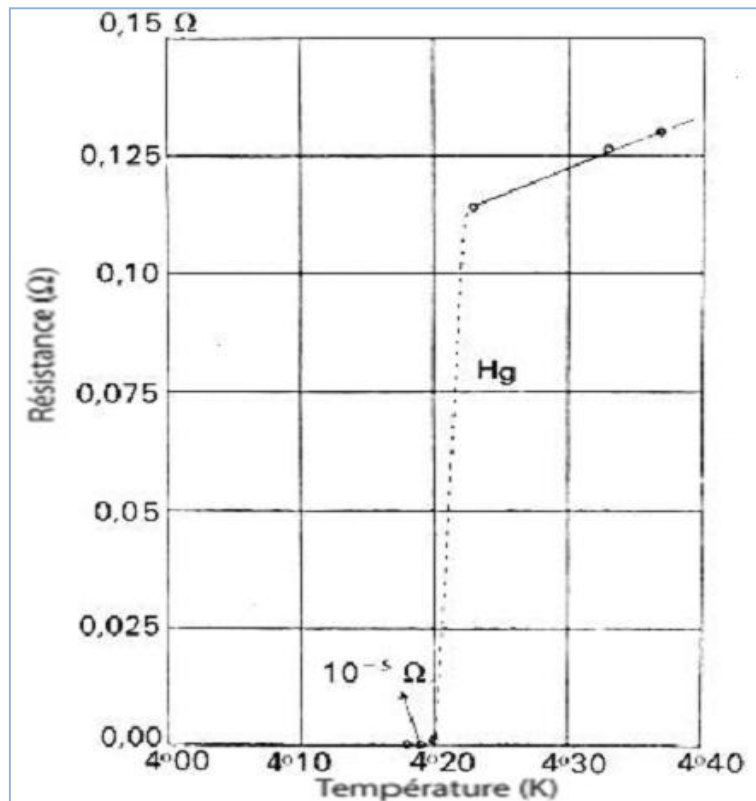
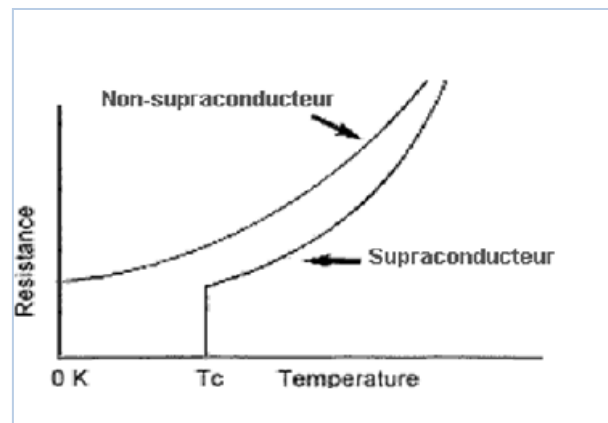


Figure II.4 Résistance électrique du Mercure en fonction de la température (kelvin).

II.9 Les propriétés générales

La résistivité électrique de certains matériaux devient brutalement nulle (Sa résistivité devient non mesurable ($<10^{-25} \Omega m$) [44].) au-dessous d'une certaine température critique T_c , le matériau est alors supraconducteur. Pour le ramener à l'état normal on peut soit élever sa température au-dessus de T_c , soit le soumettre à un champ magnétique supérieur à un certain champ critique H_c , soit le faire parcourir par un courant électrique tel que la densité de courant dans le matériau soit supérieure à une certaine valeur J_c . J_c décroît lorsque le champ magnétique dans lequel est placé le matériau croît, pour s'annuler à H_c ; H_c et J_c décroissent lorsque la température augmente pour s'annuler à T_c [49].



Figuree II.5 Résistance en fonction de la température.

La recherche évoluant, il a été trouvé que la conductivité parfaite (résistance nulle) n'est pas l'unique caractéristique des supraconducteurs. Meissner et Ochsenfeld remarquèrent en 1933 que le flux magnétique est nul à l'intérieur du supraconducteur, ce qui ne peut pas être complètement expliqué par la conductivité parfaite. Ils vérifièrent alors que le diamagnétisme parfait (expulsion de l'induction magnétique, $B = 0$) est une propriété fondamentale des supraconducteurs [46]. Le diamagnétisme parfait est un autre aspect important. Quand un échantillon supraconducteur est refroidi en dessous de sa température critique puis placé dans un champ magnétique, celui-ci est éjecté de l'échantillon (figure II.6). La susceptibilité X dans l'échantillon est égale à (-1) (diamagnétisme parfait). C'est l'effet Meissner. C'est l'apparition de courant supraconducteur de surface qui empêche le champ magnétique de pénétrer à l'intérieur du matériau [47].

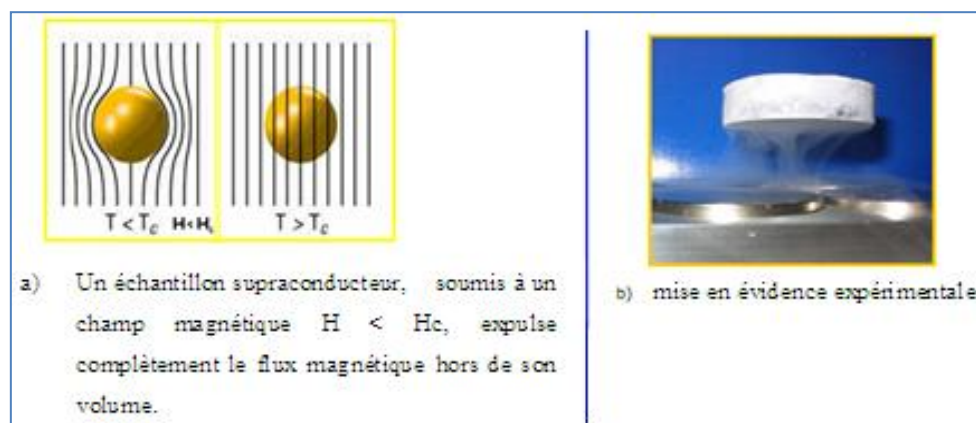


Figure II.6 Illustration de l'effet Meissner.

II.10 Les paramètres critiques

La supraconductivité existe seulement dans un domaine limité par trois grandeurs maximales : température, champ et densité de courant critiques.

Si les grandeurs T , H et J auxquelles est soumis le matériau sont inférieures aux grandeurs critiques le supraconducteur est dans l'état non résistif et diamagnétique. Si l'une des grandeurs dépasse la valeur critique, le supraconducteur est dans l'état normal résistif et amagnétique [40][48].

II.10.1 Température critique

La température critique est la température en dessous de laquelle apparaît la supraconductivité. Elle est inférieure à 23K pour les matériaux à basse température critique, elle est de l'ordre de 100 K pour les supraconducteurs à haute température critique [40].

II.10.2 Champs critiques

Au delà d'une valeur de champ magnétique critique, la supraconductivité disparaît. A ce sujet, deux comportements différents définissent deux types de supraconducteurs :

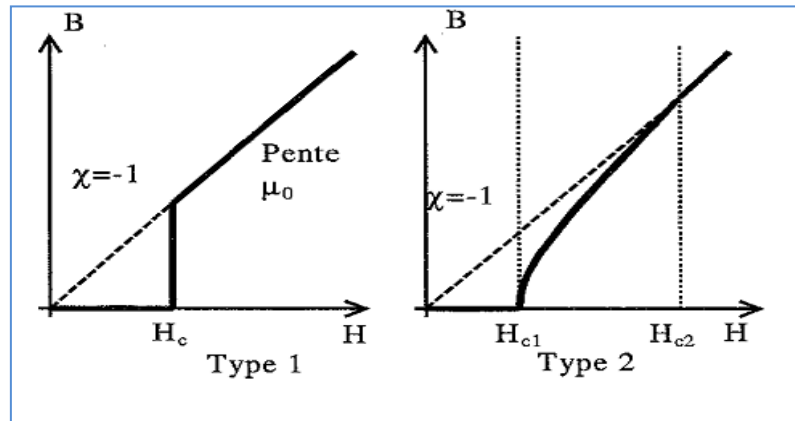


Figure II.7 Courbes de l'induction en fonction du champ magnétique des deux types de supraconducteurs.

II.10.2.1 Les différents types de supraconducteurs

➤ Supraconducteurs de type 1 [51]

Les supraconducteurs de type 1 sont caractérisés par un seul champ critique H_c . Lorsqu'un matériau susceptible de devenir supraconducteur est soumis à un champ magnétique H et que l'on mesure l'induction magnétique $B(H)$ créée dans le matériau on constate que:

a) pour $H < H_c$, l'induction est nulle et l'aimantation $\vec{M} = -\vec{H}$ dans le matériau, qui se comporte comme un diamagnétique parfait, c'est l'effet Meissner.

b) pour $H > H_C$, l'induction magnétique pénètre complètement dans le matériau et ce dernier repasse brusquement à l'état normal. La supraconductivité est donc détruite au-delà d'une valeur du champ critique H_C qui croît lorsque la température diminue.

Les supraconducteurs de type 1 sont principalement des métaux purs, comme le Plomb (Pb), le Mercure (Hg), l'Indium (In) et l'Etain (Sn). Du fait de leur faible valeur de champ critique, ces matériaux sont sans intérêt pratique en électrotechnique.

➤ Supraconducteurs de type 2

Ces matériaux possèdent deux champs critiques H_{C1} et H_{C2} avec $H_{C2} \gg H_{C1}$. Ils sont considérés comme supraconducteurs tant que H est inférieur à H_{C2} . Ils sont plus appropriés à une utilisation pratique [40] [50].

a) pour $H < H_{C1}$, $B = 0$ l'effet Meissner est observé

b) pour $H_{C1} < H < H_{C2}$ le conducteur est dans un état mixte, ce qui signifie que l'induction magnétique pénètre par tubes de flux quantifiés Φ_0 dont le nombre va en augmentant avec le champ magnétique extérieur ; cet état disparaît au-delà de H_{C2} [51].

Ces supraconducteurs dits de type 2 sont en général des alliages ou des corps composés de plusieurs éléments comme, par exemple, le NbTi et le Nb₃-Sn. Ils sont capables de transporter de très fortes densités de courant continu (10⁴ à 10⁵ A.cm⁻²) dans des champs magnétiques supérieurs à 100 kOe [49].

L'évolution de l'induction magnétique en fonction du champ magnétique appliqué, diffère de celle du type 1 uniquement entre H_{C1} et H_{C2} (figure II.7). Dans cette zone le supraconducteur de type 2 ne possède plus la propriété de diamagnétisme parfait, l'écrantage est partiel, Il est dit dans un état mixte [40] [50].

➤ Quelques grandeurs importantes

• Définition d'un vortex

Un vortex, ou ligne de flux, correspond à une inclusion de phase normale dans la phase supraconductrice. Il est constitué d'un cœur cylindrique de rayon ξ dont l'axe est parallèle au champ appliqué H . Ce cœur est dans l'état normal et laisse passer les lignes de champ magnétiques de sorte qu'il y ait exactement un quantum de flux Φ_0 qui traverse le matériau à l'endroit du vortex. Le paramètre d'ordre ψ s'annule à l'intérieur du cœur de vortex. Celui-ci est entouré par une couronne cylindrique, d'épaisseur de l'ordre de λ , dans laquelle circulent des supercourants de densité j_s (courants non dissipatifs). Ceux-ci écrantent

le champ magnétique à l'extérieur du vortex (figure II.8). Ces courants créent une interaction répulsive entre les vortex, qui vont s'arranger sur un réseau triangulaire régulier (le réseau d'Abrikosov) afin de minimiser leur énergie d'interaction [52][53]. Le flux porté par chaque vortex (figure II.8) tend à être minimum et vaut :

$$\Phi_0 = \frac{h}{2e} \quad (\text{II.14})$$

Où h est la constante de Planck et e la charge de l'électron, soit encore:

$$\Phi_0 = 2,07 \cdot 10^{-15} \text{ Wb} \quad (\text{II.15})$$

Et son rayon est égal à la longueur de cohérence ξ . Autour de ces tubes se développent des courants supraconducteurs et l'induction diminue de façon exponentielle.

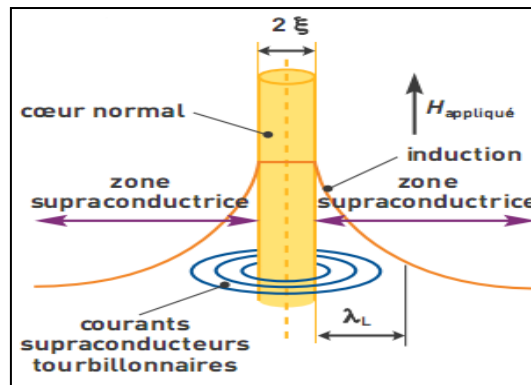


Figure II.8 constitution d'un vortex.

- **La longueur de cohérence ξ**

C'est la distance moyenne sur laquelle existent des corrélations entre électrons ; elle caractérise les modulations spatiales du paramètre d'ordre [49].

- **La longueur de pénétration λ**

Dans l'expérience simple d'un demi-espace supraconducteur et d'un champ magnétique parallèle à la surface, l'induction magnétique B à l'intérieur du supraconducteur varie exponentiellement avec une constante de décroissance λ [49].

II.10.3 Densité de courant critique

La caractéristique du champ électrique E en fonction de la densité de courant J , est représentée sur la (figure II.9) [40]. Pour les faibles valeurs de E avec J proche de J_C la courbe $E(J)$ est de forme exponentielle, c'est la région de «flux-creep». Cela correspond à des déplacements des vortex dus à l'activation thermique. Pour les fortes valeurs de E avec $J > J_C$,

c'est la région de «flux flow». Dans cette région les vortex se déplacent ensemble et les pertes sont équivalentes à celles dues à des frottements visqueux. La densité de courant critique est donc celle qui va arracher les vortex des défauts provoquant un passage à l'état de «flux flow». La densité de courant critique varie avec le champ magnétique, et plusieurs relations $J_C(B)$ [54] ont été proposées par divers auteurs.

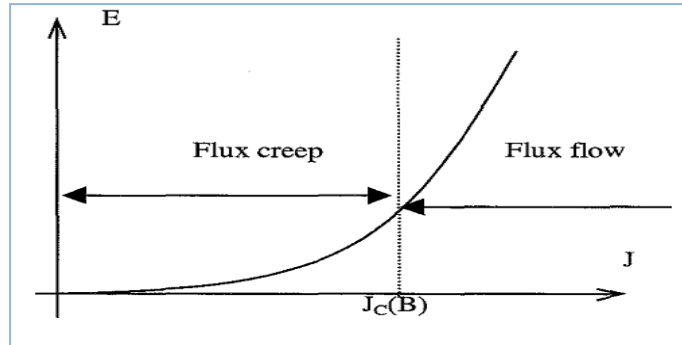


Figure II.9 caractéristique $E(J)$ des supraconducteurs de type 2.

II.10.4 Surface critique

Le caractère supraconducteur d'un matériau disparaît au-delà de valeurs critiques de la température T_c . Du champ magnétique H_c (type 1), H_{c2} (type 2) et de la densité de courant J_c traversant le matériau. On définit alors dans un espace à trois dimensions (T_c , H_c et J_c) une surface de transition (une surface critique) pour chaque supraconducteur (Figure II.10) [49].

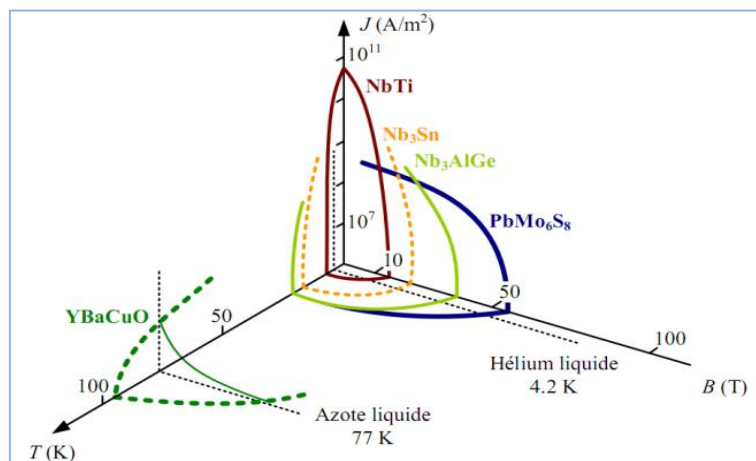


Figure II.10 Surface critique des matériaux supraconducteurs.

II.11 Supraconducteurs à haute température critique

Les premiers supraconducteurs nécessitent des très basses températures qui constituent une difficulté technologique pour leur utilisation. De nouveaux matériaux ont été découverts

depuis 1986 ; ils sont appelés supraconducteurs à haute température critique (SHTC) ; Sa température critique était de 34K. Depuis cette date, cette valeur a été largement dépassée et l'espoir de leur utilisation à la température de l'azote liquide, est devenu maintenant une réalité. Les supraconducteurs à haute température critique se trouvent sous trois formes [50].

- Sous la forme de pièces massives, dans les amenées de courant par exemple, ils sont formés de grains que l'on essaie d'aligner au mieux, pour obtenir les meilleures caractéristiques possibles, notamment en densité de courant
- Sous la forme de conducteurs mono ou multi filamenteux, obtenus par la technique d'introduction d'une poudre de matériau supraconducteur dans un tube en argent, ils sont utilisés pour le transport de courant et la création de bobines.
- On les retrouve aussi sous la forme de films.

II.12 Lévitación : définition et champs applicatifs

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 [56]. Généralement, la plupart des auteurs ne font pas de distinction et utilisent les termes lévitation, suspension, paliers... etc.

II.12.1 Théorème d'Earnshaw

Ce théorème a été publié par Earnshaw en 1839 [57]. 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.

II.12.2 Lévitación 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 ne fonctionnent que suivant un degré de liberté. Dans le cas d'un moteur tournant, par exemple, seuls les efforts magnétiques qui permettent la rotation de l'arbre sont utilisés. Dans le cas d'un objet en lévitation dans un champ magnétique, c'est à dire flottant 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) [58]. Le terme contrôle en génie électrique nous conduit souvent à penser à des solutions de type électronique ou électronique de puissance. C'est à cause de ça que les

auteurs ont appelé les lévitations utilisant ce principe : lévitations magnétiques actives, ou plus souvent : paliers magnétiques actifs.

II.12.3 Lévitation supraconductrice

Une autre approche pour réaliser une lévitation stable sans contact consiste à utiliser des corps magnétiques avec lesquels le théorème d'Earnshaw peut être facilement contourné. Il s'agit des matériaux supraconducteurs. Dans la littérature, [59], les auteurs ont décrit que la lévitation supraconductrice se réalise sous deux formes différentes. La première utilise un effet spécifique aux supraconducteurs : le piégeage du flux magnétique dans l'état mixte, 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.

Un autre effet propre aux supraconducteurs permet également d'obtenir un phénomène de lévitation : il s'agit de l'effet Meissner. Dans les supraconducteurs de type 1 et au dessous d'une valeur de champ dite première valeur critique H_{c1} pour les supraconducteurs de type 2, le matériau devient parfaitement diamagnétique, expulsant complètement vers l'extérieur les champs magnétiques provenant d'autres sources [60].

➤ Lévitation utilisant le piégeage du flux magnétique

Au dessus de H_{c1} le matériau commence à perdre sa supraconductivité permettant ainsi au champ magnétique de pénétrer partiellement [60]. Pour observer le phénomène de la lévitation pour le fameux système composé d'un aimant et une pastille supraconductrice (Figure II.11), on utilise des supraconducteurs de type II, dans lesquels l'état Meissner n'est présent que pour des champs magnétiques très faibles.



Figure II.11 Un aimant flotte au dessus d'un supraconducteur

En plus des avantages déjà cités, l'utilisation des supraconducteurs de type 2, travaillant au-dessus de H_{c1} présente des capacités de charge et une rigidité plus élevées que celles qu'on peut obtenir avec des supraconducteurs de type I. La découverte récente des

supraconducteurs à haute température critique HTC [55] tels que les YBaCuO qui sont typiquement des supraconducteurs de type 2 restent dans l'état supraconducteurs à des températures beaucoup plus élevées bien au-dessus du point d'ébullition de l'azote liquide. Pour ces raisons, des efforts importants ont été toujours dédiés à la conception des paliers magnétiques à supraconducteurs de type 2 à HTC [61][62].

Un supraconducteur de type 2, n'expulse pas totalement les lignes de flux. Il est formé de zones supraconductrices où circulent les courants et de zones dans l'état normal dans lesquelles le champ magnétique peut pénétrer (Figure II.12).

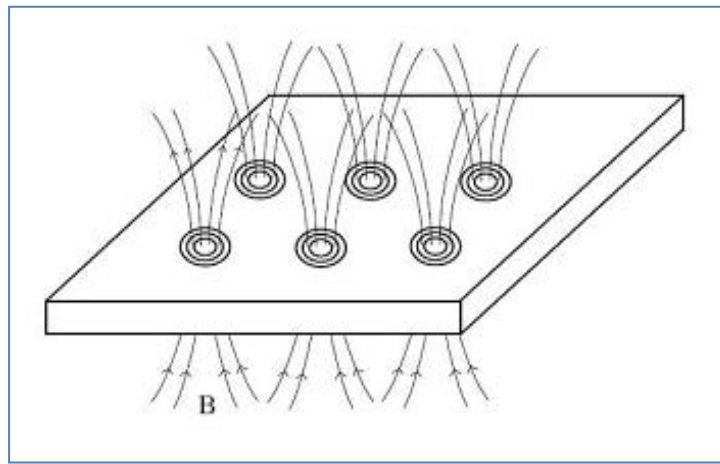


Figure II.12 Réseau de vortex dans un supraconducteur.

➤ **Lévitaiton à base des courants de Foucault induits par le mouvement des aimants supraconducteurs (lévitaiton électrodynamique).**

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 (electro dynamic levitation). 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.13) [59].

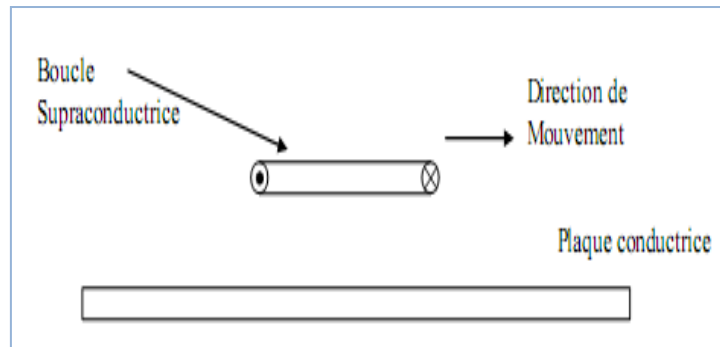


Figure II.13 Boucle de courant supraconductrice en mouvement au dessus d'une plaque conductrice

Tant que la bobine est à l'arrêt le champ magnétique n'est pas affecté par la réaction de la plaque. Si maintenant la bobine commence à se déplacer, des courants induits se développeront au niveau de la plaque provoquant une force de lévitation qui va repousser la bobine vers le haut (loi de Lenz). En augmentant la vitesse, ce phénomène devient de plus en plus intense provoquant l'augmentation de la force verticale. Des essais expérimentaux ont prouvé que cette force n'augmente pas indéfiniment mais elle va se stabiliser à un seuil limite (Figure I.14) [59]. Cette limite, est obtenue lors de l'expulsion totale du champ magnétique par la plaque.

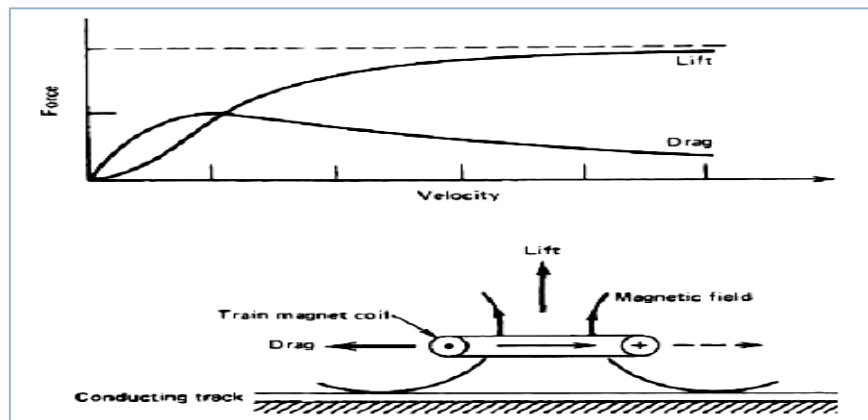


Figure II.14 Résultats classiques obtenus pour la force de lévitation (Lift) et de guidage (Drag)

➤ Lévitation électrodynamique à champs alternatifs

Le principe électrodynamique est basé sur la génération des forces répulsives dues aux courants induits (loi de Lenz). 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 II.15) [33].



Figure II.15 Exemple de Lévitation électrodynamique par courant alternatif.

➤ **Lévitaiton pour corps diamagnétiques**

Toute matière réagit à un champ magnétique mais elle le fait différemment selon qu'elle est diamagnétique, paramagnétique ou ferromagnétique. La plupart des substances, et en particulier tous les composés organiques (bois, plastiques, tissus animaux), sont diamagnétiques, c'est-à-dire que, dans un champ magnétique, leur orientation est contraire à celle de ce champ. Avec les matériaux diamagnétiques et paramagnétiques, il faut des champs très intenses pour que les effets soient manifestes.

Des travaux très remarquables dans le laboratoire de Némegyei, ont été réalisés par Berry et Geim [41]. Il s'agit bien de faire léviter des grenouilles (Figure I.16), sauterelles et d'autres petites créatures, à l'intérieur d'un solénoïde produisant des inductions magnétiques jusqu'à 16 T.



Figure II.16 Une grenouille en lévitation.

➤ Lévitration stabilisée par l'effet gyroscopique

Il a été démontré récemment, que la suspension dynamiquement stable peut être réalisée en utilisant uniquement des aimants permanents [41], [45], [70]. 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 (Fig.II.17)



Figure II.17 Toupie Levitron.

II.13 Les différentes applications de la supraconductivité

II.13.1 Stockage d'énergie électrique

On sait que les aimants supraconducteurs emmagasinaient parfois des quantités considérables d'énergie magnétique. Cela conduit naturellement à l'idée d'utiliser des bobines supraconductrices spécialement conçues comme élément de stockage de l'énergie. En effet, la conservation de l'énergie électrique pose un redoutable problème qui n'est résolu que de façon peut satisfaisante en utilisant les méthodes électrochimiques [63].

Ces systèmes de stockage d'énergie par aimants supraconducteurs sont dénommés couramment SMES (Superconducting Magnetic Energy Storage). Le schéma de principe d'un tel dispositif est représenté sur la figure (II.18).

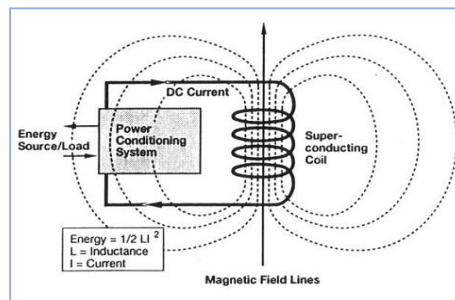


Figure II.18 Principe général de stockage d'énergie par supraconducteur.

II.13.3 La magnétohydrodynamique

Des recherches sont actuellement menées sur la magnétohydrodynamique (M.H.D.). Cette nouvelle technologie permettrait de mouvoir les navires sans hélices. Lorsque l'on plonge un solide conducteur dans un champ magnétique et qu'on lui applique une différence de potentiel, créant un champ électrique constant et perpendiculaire au champ magnétique précédent, une force de Lorentz est créée et le solide se déplace. Cette expérience peut-être conduite également en remplaçant le solide par un fluide conducteur. Ainsi, en appliquant un champ magnétique et un champ électrique à l'eau de mer, on peut agir sur celle-ci et propulser un navire. Il n'existe qu'un seul prototype à taille réelle de ce type de navire : le Yamato I (figure II.19) construit par le Japon (projet qui a débuté en 1985).

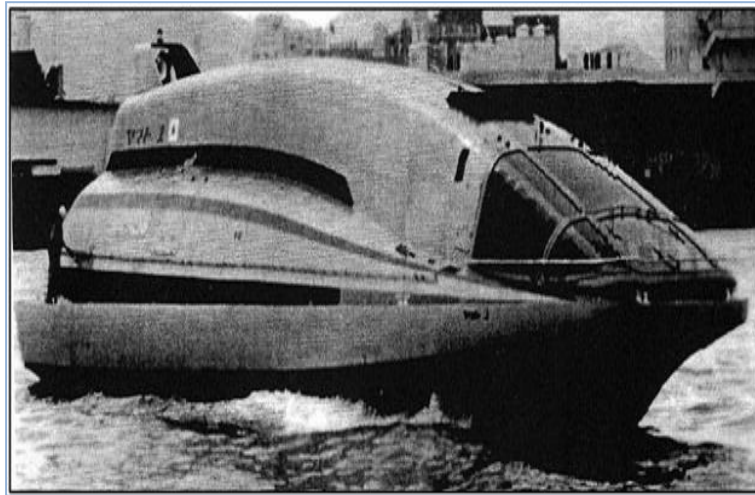


Figure II.19 Yamato I.

II.13.2 Générateurs et moteurs électriques

Les générateurs et moteurs électriques à bobinage supraconducteur sont une application importante de la supraconductivité. En effet, un générateur électrique à bobinage supraconducteur a un rendement beaucoup plus élevé, proche de 99% contre un rendement de 50% pour un alternateur conventionnel. De plus, sa taille est diminuée de moitié par rapport à un générateur conventionnel. Les circuits magnétiques classiques ont deux principales limitations : l'induction magnétique créée est limitée (2 T), et leurs poids et encombrements sont plutôt contraignants. On utilise donc dans ces machines synchrones des inducteurs bobinés avec du câble supraconducteur afin d'avoir un champ magnétique très important dans l'entrefer de la machine.

II.13.4 Imagerie par résonance magnétique (I R M)

En appliquant un champ magnétique de fréquence f perpendiculaire à l'induction B_0 (l'induction de polarisation), un phénomène de résonance apparaît lorsque la fréquence d'excitation f est égale à la vitesse angulaire de précession. Un signal est alors émis (figure II.20).

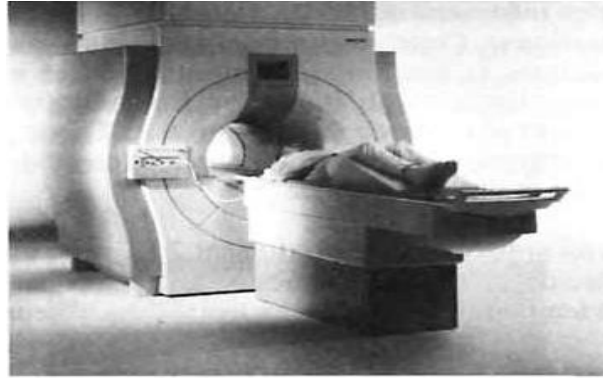


Figure II.20 Imageur médical supraconducteur.

Pour pouvoir obtenir une image, l'induction de polarisation B_0 varie dans l'espace, la fréquence de résonance est par conséquent fonction du point dans l'espace, ce qui permet la reconstitution d'image. Sur la figure (II.21) on montre l'exemple d'une image obtenue par résonance magnétique [40].



Figure II.21 Image obtenue par résonance magnétique.

Les caractéristiques exigées pour l'aimant de polarisation d'un (IRM) sont très bien adaptées à celles de l'aimant supraconducteur [64]. Une induction magnétique de 0.5 à 4T peut être produite sans difficulté dans un volume important avec une excellente stabilité temporelle en mode persistant, en plus de son avantage de supprimer toute alimentation lors de coupures d'électricité, et la réduction du poids de la machine.

II.13.5 Les trains à lévitation magnétique

Au Japon, au début des années 1970, Y. Kyotani du laboratoire de recherche de la Japanese National Railway (JNR) a présenté un prototype EDL de grande importance, le ML100, composé de quatre aimants supraconducteurs (Figure I.22). Après le ML100 et juste vers la fin des années soixante dix, le JNR a mis au point le ML500, un véhicule qui a atteint un record mondial de 517 km/h sur 7 km de piste à Miyazaki, dans la Préfecture de Kyushu dans le sud du Japon. La voie de guidage est en forme de "T" inversé. Plusieurs véhicules ont été réalisés depuis à ce jour, en jouant sur la forme (des prototypes en forme de U réalisé en 1982 atteignant les 305 km/h), l'amélioration des supraconducteurs, leurs disposition,...etc. [59].

C'est l'effet Meissner qui est utilisé pour cette application. En effet, on a placé des aimants dans les trains qui se font repousser par des bobines supraconductrices court-circuitées (bobines de lévitation) situées sur le côté de la voie qui font alors léviter le train et lui permettent de le guider latéralement. Ensuite, en changeant les polarités d'autres bobines supraconductrices positionnées elles aussi latéralement (bobines de propulsions), on exerce une attraction/répulsion qui permet de faire avancer le train (Figure II.22). Le système de lévitation remplaçant le couple rail/roue (La figure II.23) schématise ce dispositif



Figure II.22 Prototype du train japonais à lévitations sur sa voie.

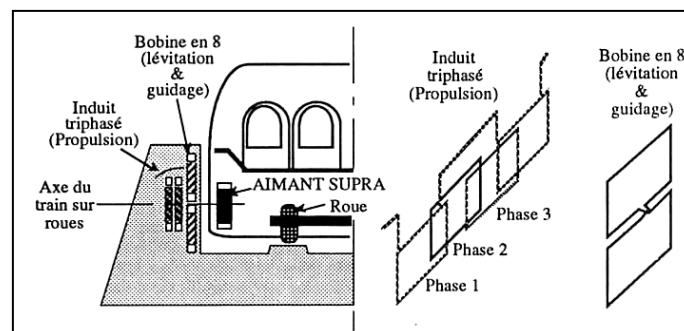


Figure II.23 Structure schématique du train japonais à lévitation.

II.13.6 Les limiteurs de courant

Les limiteurs supraconducteurs de courant de défaut (SFCL) exploitent la propriété spécifique des matériaux supraconducteurs transités ultra rapidement et naturellement de l'état supraconducteur à un état dissipatif par dépassement de leur courant critique [65].

Application des plus innovantes de la supraconductivité, le limiteur supraconducteur est d'autant plus intéressant pour les réseaux électriques que les autres techniques classiques ne sont pas satisfaisantes. Il interdit tout courant au dessus d'une certaine valeur et fonctionne de manière autonome et naturelle, intégrant la détection du courant de défaut, le donner d'ordre et l'élément limitant, une meilleure qualité de fourniture d'électricité [66]. Il permet en effet une plus grande interconnexion du réseau électrique. Un exemple de courbe de limitation montré en Figure II.24.

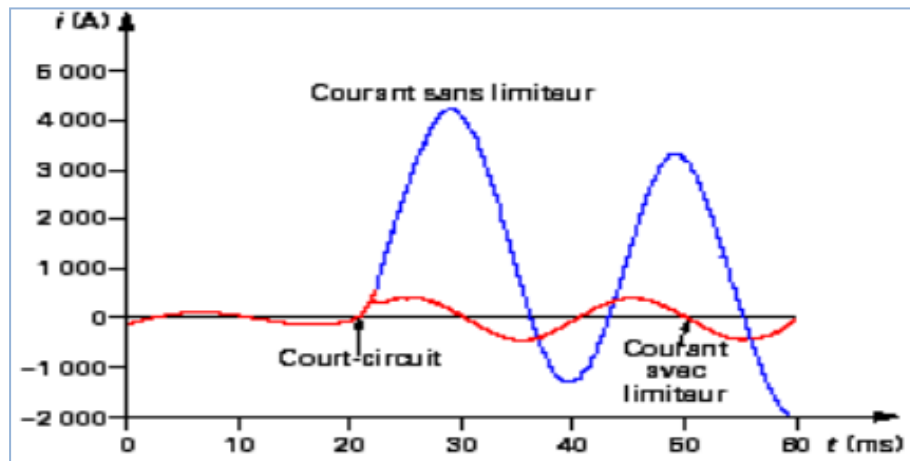


Figure II.24 Evolution de courant de court- circuit avec limiteur de courant supraconducteur.

Deux configurations de limiteur de courant supraconducteur résistif et inductif :

➤ **Limiteur supraconducteur type résistif**

Le plus simple des concepts (figure II.25) est montré en série sur la ligne à protéger un bobinage non inductif supraconducteur pour limiter les chutes de tension à l'état passant. Après la transition, la forte résistance insérée naturellement dans la ligne limite le courant. L'énergie magnétique stockée dans l'enroulement supraconducteur au moment de la transition est négligeable [67].

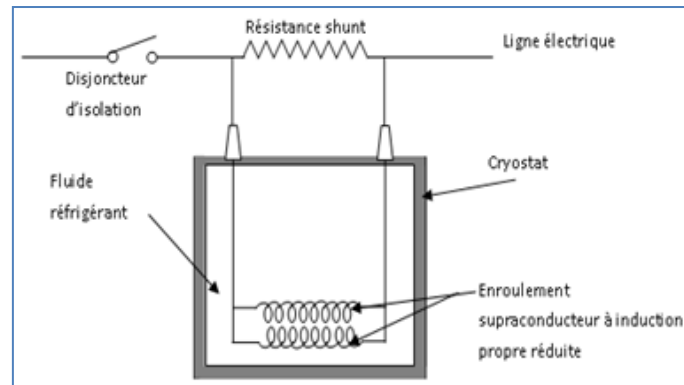


Figure II.25 Schéma de principe d'un limiteur résistif.

➤ Limiteur supraconducteur type inductif

Le limiteur inductif est constitué par chaque phase d'un noyau magnétique, d'un bobinage primaire placé en série sur la ligne à protéger et d'un élément supraconducteur Figure II.26.

Du point de vue du primaire et en régime normal, cet ensemble est équivalent à l'inductance magnétisante du transformateur court-circuitée par l'impédance très faible de l'élément supraconducteur [68]. Lorsqu'un défaut surgit, le matériau supraconducteur transite ce qui provoque une nette augmentation de l'impédance ramenée au primaire.

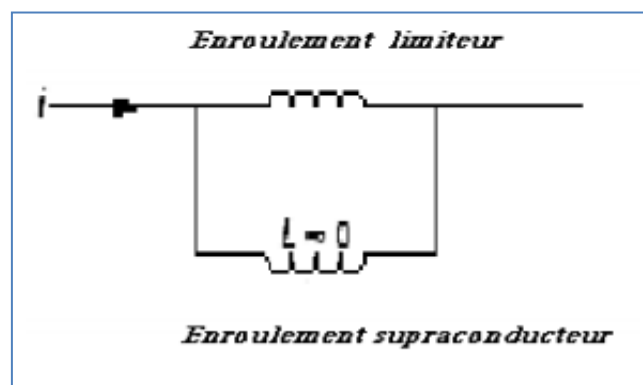


Figure II.26 Schéma de principe de limiteur de courant supraconducteur inductif.

Le disjoncteur possède deux fonctions : isoler le défaut et stopper l'effet joule dans le câble supraconducteur.

II.13.7 Câbles de transport d'énergie électrique

Un champ d'application potentiellement important des supraconducteurs est celui du transport d'énergie sur de grandes distances, une des raisons principales est que, dans ce cas, les pertes joules dans les câbles de transport deviennent considérables.

Dès les premières recherches, il y a une dizaine d'années, sur les supraconducteurs en hauts champs magnétiques, les matériaux à base de niobium se sont révélés comme les plus prometteurs en vue des applications pour la production des champs magnétiques intenses.

A l'heure actuelle ce sont les seuls matériaux supraconducteurs à faire l'objet d'une fabrication industrielle. Des conducteurs destinés à la confection de bobinage sont produits sous forme de fils, câbles, rubans et sont, en fait, composites puisque constitués d'une âme en matériau supraconducteur enrobée dans un métal bon conducteur, Cu ou Al, destiné à stabiliser le matériau supraconducteur. Les matériaux actuellement utilisés, essentiellement les alliages Nb-Ti et le composé Nb₃-Sn appartiennent à la vaste classe des supraconducteurs de 2^{ème} espèce [49].

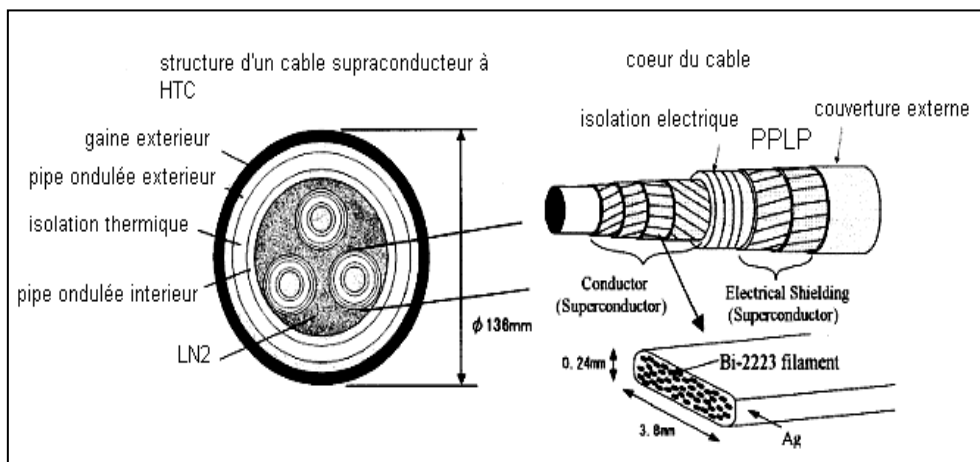


Figure II.27 Structure d'un câble supraconducteur à haute température critique.

Conclusion

Le but de ce chapitre était tout d'abord de présenter les principales propriétés des matériaux magnétiques, leurs classifications, leurs différents alliages et des pertes.

En suite nous nous sommes aussi intéressés à la présentation de l'état de l'art sur les supraconducteurs, ses grandeurs critiques et ses différentes applications ainsi la définition de quelques types de lévitation ou de suspension magnétique.

Chapitre III

Equations de maxwell et méthode des éléments finis

Introduction

La description d'un problème physique est souvent réalisée à l'aide d'un modèle mathématique c'est-à-dire sur la base d'une mise en équations. Ce modèle résulte d'un certain nombre d'hypothèses simplificatrices. Dans le cas des problèmes électromagnétiques, on utilise les équations de MAXWELL associées à des lois de comportement. Ces dernières permettent de prendre en compte les caractéristiques physiques des matériaux.

Une fois, le modèle mathématique obtenu, il faut être capable de l'exploiter, c'est-à-dire de calculer les différentes grandeurs physiques. En électromagnétisme, comme nous l'avant signalé précédemment, les équations de bases décrivant les grandeurs électriques et magnétiques sont constituées par les équations de MAXWELL et des lois de comportement. la résolution directe de ce système, comprenant des équations différentielles, n'est généralement pas possible. On a recours à des méthodes numériques telles que la méthode des éléments finis, pour approcher au mieux la solution exacte du modèle mathématique [71][72].

III.1 Equations de Maxwell

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 le couronnement de vieux concept de la physique. Ces équations s'écrivent sous deux formes équivalentes qui sont :

III.1.1 forme différentielle des équations de Maxwell

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

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

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

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \vec{J} \quad (\text{III.4})$$

Ou :

$\vec{H}$: Champ magnétique [A /m] ;

$\vec{E}$: Champ électrique [V/m] ;

$\vec{B}$: Induction magnétique [T] ;

ρ :densité volumique de charge électrique [C/m³] ;

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

$\vec{J}$ Représente la densité de courant. Lorsque le milieu est à la fois conducteur et diélectrique l'équation précédente s'exprimera de manière détaillée par :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \vec{J}_c + \vec{J}_D \quad (\text{III.5})$$

$\vec{J}_c$: exprime la densité de courant de conduction électrique [A/m²] ;

$\vec{J}_D$: représente la densité de courant de déplacement [A/m²] dont l'expression est la suivante :

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

En introduisant (III.6) dans (III.4) l'équation (III.5) devient :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \vec{J}_c + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{III.7})$$

L'expression de la quatrième équation de Maxwell telle que trouvée est la forme la plus courante utilisée dans la littérature.

La nature locale des équations de Maxwell permet de prendre en compte dans les différentes équations, en fonction de la nature du milieu considéré, l'un des effets ou l'association de deux ou trois effets [78].

III.1.2 Forme intégrale des équations de Maxwell

La première équation de Maxwell est la généralisation du théorème de Gauss [48] d'après ce dernier nous avons :

$$\oint_S \vec{D} \cdot d\vec{s} = \iiint_V \rho \cdot dV \quad (\text{III.8})$$

Ou encore :

$$\iiint_V (\vec{\nabla} \cdot \vec{D}) \cdot dV = \iiint_V \rho \cdot dV \quad (\text{III.9})$$

dv: Elément du volume [m³].

ρ : La densité de charge volumique [C/m³] ;

ds: Elément de surface [m²].

La deuxième équation de Maxwell est la forme différentielle de la loi d'induction, elle stipule que la variation du champ magnétique produit un champ électrique.

$$\oint_C \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = -\frac{\partial}{\partial t} (\iint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s}) \quad (\text{III.10})$$

Avec :

$$\Phi = \iint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} \quad (\text{III.11})$$

Φ : flux magnétique traversant la section [s] ;

dl : élément de longueur [m].

La troisième équation de Maxwell traduit le principe de conservation flux magnétique

$$\iint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} = 0 \quad (\text{III.12})$$

La quatrième équation de Maxwell est la généralisation de la loi d'Ampère pour les champs dynamiques.

D'après le théorème d'Ampère on a :

$$\oint_C \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = \sum_i I_i \quad (\text{III.13})$$

I_i : courant i contenu à l'intérieur de contour fermé.

Ces équations ne suffisent pas pour résoudre les problèmes électromagnétiques, il faut leur joindre les relations qui définissent la matière et le milieu à étudier.

III.2 Relation du milieu

Les relations du milieu expriment le lien entre les vecteurs champs électriques et déplacement électrique à travers la permittivité électrique d'une part, et la relation qui existe entre les vecteurs champs magnétiques et induction magnétique à travers la perméabilité magnétique d'autre part [73].

Pour un milieu à propriétés physiques homogènes et isotropes, on a :

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} = \epsilon_0 \epsilon_r \mathbf{E} \quad (\text{III.14})$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H} \quad (\text{III.15})$$

Avec :

ε_r : Permittivité électrique relative du milieu considéré ;

μ_r : Perméabilité magnétique relative du milieu considéré ;

ε_0 : Permittivité électrique du vide : $\frac{1}{36 \cdot \pi} \cdot 10^{-9}$ [F/m];

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

D : Induction électrique [C/m²] ;

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

$$\vec{B} = \mu_0 \cdot (\vec{H} + \vec{M}) \quad (\text{III.16})$$

III.3 La loi d'ohm

La loi d'ohm exprime la relation entre le champ électrique $\vec{E}$ et le vecteur densité de courant électrique dans un milieu donné. Cette loi est donnée par la relation suivante :

$$\vec{J}_c = \sigma \cdot \vec{E} \quad (\text{III.17})$$

➤ dans un milieu statique avec courant source :

$$\vec{J}_c = \sigma \cdot \vec{E} + \vec{J}_s \quad (\text{III.18})$$

➤ dans un milieu en mouvement avec courant source :

$$\vec{J}_c = \sigma \cdot \vec{E} + \sigma \cdot (\vec{v}_d \wedge \vec{B}) + \vec{J}_s \quad (\text{III.19})$$

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

$\vec{J}_s$: Vecteur densité d'un courant de source [A/m^2] ;

$\vec{v}_d$: Vitesse de déplacement du conducteur dans le champ magnétique d'induction $\vec{B}$, en [m/s].

Le terme $\sigma \cdot \vec{E}$ exprime le courant résultant du champ électrique E et le terme $\sigma \cdot (\vec{v}_d \wedge \vec{B})$ exprime le courant résultant du mouvement.

L'équation (III.14) est définie dans un milieu diélectrique et l'équation (III.16) est définie dans un milieu conducteur. Mais dans un milieu supraconducteur la relation entre le champ électrique et la densité du courant électrique est non linéaire, c'est-à-dire :

$$\vec{J}_c = \sigma \cdot (\vec{E}) \cdot \vec{E} \quad (\text{III.20})$$

III.4 L'équation de conservation de la charge

En appliquant la divergence à l'équation (III.7) en tenant compte de l'équation (III.1) on retrouve l'équation de continuité appelée aussi l'équation de conservation de la charge ci-dessous :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (\text{III.21})$$

Avec :

$\vec{J}$: Densité de courant [A/m] ;

δ : Densité de charge volumique [C/m³].

III.5 Relations de passage

La résolution des équations de Maxwell associées aux relations liées à la matière permettant de décrire l'état d'un système, passe préalablement par la connaissance des relations de passage d'un milieu à un autre pour les champs mis en jeu ainsi que les conditions aux limites que nous citerons ci-après. Les relations de passage sont obtenues par l'intégration des équations de Maxwell entre deux points voisins situés de part et d'autre de la surface séparant les deux milieux [74].

- la conservation de la composante tangentielle du champ électrique $\vec{E}$:

$$(\vec{E}_1 - \vec{E}_2) \wedge \vec{n} = 0 \quad (\text{III.22})$$

$\vec{n}$: Vecteur normale à la surface de séparation entre les deux milieux (1) et (2) ;

E_1 : La composante tangentielle du champ électrique dans le milieu 1 ;

E_2 : La composante tangentielle du champ électrique dans le milieu 2.

- Discontinuité de la composante normale du vecteur déplacement électrique si les charges surfaciques existent :

$$(\vec{D}_1 - \vec{D}_2) \cdot \vec{n} = \rho_s \quad (\text{III.23})$$

ρ_s : Charges surfaciques ;

D_1 : La composante normale du déplacement électrique dans le milieu 1 ;

D_2 : La composante normale du déplacement électrique dans le milieu 2.

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

$$(\vec{B}_1 - \vec{B}_2) \cdot \vec{n} = 0 \quad (\text{III.24})$$

B_1 : La composante normale de l'induction magnétique dans le milieu 1 ;

B_2 : La composante normale de l'induction magnétique dans le milieu 2.

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

$$(\vec{H}_1 - \vec{H}_2) \wedge \vec{n} = \vec{K} \quad (\text{III.25})$$

H_1 : La composante tangentielle de l'induction magnétique dans le milieu 1 ;

H_2 : La composante tangentielle de l'induction magnétique dans le milieu 2 ;

$\vec{K}$: Densité de courant à la surface de séparation.

- La conservation de la composante normale de la densité de courant :

$$(\vec{J}_1 - \vec{J}_2) \cdot \vec{n} = 0 \quad (\text{III.26})$$

J_1 : La composante tangentielle de la densité de courant dans le milieu 1 ;

J_2 : La composante tangentielle de la densité de courant dans le milieu 2.

III.6 Conditions aux limites

La résolution du système composé des équations de Maxwell et des lois de comportement admet une infinité de solutions. Par conséquent, pour assurer l'unicité de la solution, des conditions aux limites du domaine sont appliquées [75].

On distingue essentiellement quatre types de conditions aux limites :

III.6.1 Condition de type DIRICHLET

Cette condition nous informe sur la valeur exacte de l'inconnue sur la frontière du domaine d'étude.

Elle est sous forme :

$$U|_{\Gamma} = g_0 \quad (\text{III.27})$$

g_0 : constante.

III.6.2 Condition type NEWMANN

Elle est appliquée sur la frontière lorsque la valeur de la grandeur calculée n'est pas connue à la frontière du domaine d'étude.

Elle est sous forme

$$\left. \frac{\partial U}{\partial n} \right|_{\Gamma} = g \quad (\text{III.28})$$

g : Constate.

III.6.3 Condition mixte

C'est la combinaison des deux types précédents, elle s'exprime de la manière suivante :

$$a \cdot U + b \frac{\partial U}{\partial n} = c \quad (\text{III.29})$$

a , b et c sont des constantes ;

U : l'inconnu du problème.

III.6.4 Condition de périodicité et d'anti-périodicité

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

Elle s'exprime comme suit :

$$U|_{\Gamma} = K \cdot U|_{\Gamma+d\Gamma} \quad (\text{III.30})$$

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

$K = 1$: Cyclique.

$K = -1$: Anticyclique.

III.7 Equation électromagnétique

III.7.1 Hypothèses simplificatrices

L'équation électromagnétique à établir sera obtenue à partir des hypothèses simplificatrices souvent lors du traitement des phénomènes électromagnétiques dans le domaine des courants fort [78], qui sont les suivantes :

- Si on considère que les phénomènes étudiés relèvent du domaine quasi-statique ou magnétodynamique des fréquences inférieures à 10^{12} Hz, les courants de déplacement sont négligeables devant les courants de conduction.

Ceci se traduit par :

$$\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \ll \vec{J} \quad (\text{III.31})$$

- La densité de charge volumique est supposée nulle ;
- Les matériaux utilisés sont à propriétés physiques isotropes.

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

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 0 \quad (\text{III.32})$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{III.33})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{III.34})$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \vec{J} \quad (\text{III.35})$$

Avec :

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (\text{III.36})$$

$$\vec{J} = \vec{J}_s + \vec{J}_{\text{induit}} \quad (\text{III.37})$$

$$\vec{J}_{\text{induit}} = \sigma \vec{E}_{\text{induit}} + \sigma (\vec{\nabla} \wedge \vec{B}) \quad (\text{III.38})$$

III.7.2 Equation électromagnétique 2D

La résolution des équations de Maxwell associées aux lois de comportement peut être obtenue en considérant les champs comme inconnus. Néanmoins, on préfère exprimer les

champs magnétiques et électriques en fonction des potentiels qui peuvent être scalaires ou vectoriels.

III.7.2.1 Formulation utilisant le potentiel vecteur magnétique

A partir du système d'équation formulé précédemment on peut déduire des équations aux dérivées partielles pour chacune des grandeurs H et E . Toutefois, les formulations en champ présentent un inconvénient majeur, (c'est celui de la discontinuité aux interfaces et particulièrement aux coins). On utilise donc le potentiel vecteur magnétique $\vec{A}$ et du potentiel scalaire électrique V ainsi que le potentiel scalaire magnétique Φ permet de condenser et de réduire le nombre d'inconnues.

L'équation (III.34) permet de déduire qu'il existe un potentiel vecteur magnétique $\vec{A}$ tel que :

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \wedge \vec{A} \quad (\text{III.39})$$

La combinaison des équations (III.39) et (III.33) conduit à :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial}{\partial t} (\vec{\nabla} \wedge \vec{A}) \quad (\text{III.40})$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} + \vec{\nabla} \wedge \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = \mathbf{0} \quad (\text{III.41})$$

$$\vec{\nabla} \wedge \left(\vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right) = \mathbf{0} \quad (\text{III.42})$$

La relation (III.42) permet de déduire qu'il existe un potentiel électrique scalaire V tel que :

$$\vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = -\vec{\nabla} V \quad (\text{III.43})$$

D'où :

$$\vec{E} = -\vec{\nabla} V - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad (\text{III.44})$$

$$\vec{J} = \sigma \left(-\vec{\nabla} V - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right) \quad (\text{III.45})$$

D'où finalement l'expression de la densité de courant de conduction et l'équation (III.35) devienne:

$$\vec{\nabla} \wedge \left(\frac{1}{\mu} \cdot \vec{\nabla} \wedge \vec{A} \right) + \sigma \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = \vec{J}_s \quad (\text{III.46})$$

$\vec{J}_s$: Densité de courant source.

L'équation (III.46) traduit le phénomène de pénétration des courants induits pour un système comportant un circuit d'excitation et un induit conducteur ou un régime transitoire.

III.7.2.2 équation magnétodynamique bidimensionnelle

Pour que $\vec{A}$ soit complètement défini, il faut également fixer la valeur de sa divergence. On ajoute alors la condition de jauge de coulomb donnée par :

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

En 2D, le potentiel vecteur ne possède qu'une seule composante non nulle $\vec{A}_z$, ce qui nous donne l'équation de diffusion suivante :

$$\vec{\nabla} \wedge \left(\frac{1}{\mu} \cdot \vec{\nabla} \wedge \vec{A}_z \right) + \sigma \frac{\partial \vec{A}_z}{\partial t} = \vec{J}_{sz} \quad (\text{III.48})$$

$\nu = \frac{1}{\mu}$: reluctivité magnétique ;

$$\vec{A} = (0, 0, A_z) \text{ et } \vec{J} = (0, 0, J_{sz}).$$

Donc l'équation (III.48) devient :

$$\vec{\nabla} \wedge \left(\nu \cdot \vec{\nabla} \wedge \vec{A}_z \right) + \sigma \frac{\partial \vec{A}_z}{\partial t} = \vec{J}_{sz} \quad (\text{III.49})$$

a) Dans le cas 2D cartésien

En développant l'équation (III.49) dans le cas cartésien bidimensionnel, on obtient :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\nu \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) - \sigma \frac{\partial A_z}{\partial t} = -J_{sz} \quad (\text{III.50})$$

J_{sz} : est le module de la composante $\vec{J}_{sz}$;

A_z : est le module de la composante $\vec{A}_z$.

En régime harmonique :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\mathbf{v} \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mathbf{v} \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) - \mathbf{j} \sigma \omega A_z = -J_{sz} \quad (\text{III.51})$$

En coordonnées cylindriques, le potentiel vecteur magnétique ne présente que la composante orthoradiale, d'où : $\vec{A} = (0, A_\varphi, 0)$ et $\vec{J} = (0, J_\varphi, 0)$.

L'équation (III.46) s'exprime comme suit :

b) Dans le cas 2D axisymétrique

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\mathbf{v}}{r} \frac{\partial(r A_\varphi)}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\mathbf{v}}{r} \frac{\partial(r A_\varphi)}{\partial z} \right) - \sigma \frac{\partial A_\varphi}{\partial t} = -J_{s\varphi} \quad (\text{III.52})$$

En régime harmonique :

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\mathbf{v}}{r} \cdot \frac{\partial(r A_\varphi)}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\mathbf{v}}{r} \cdot \frac{\partial(r A_\varphi)}{\partial z} \right) - \mathbf{j} \sigma \omega A_\varphi = -J_{s\varphi} \quad (\text{III.53})$$

III.5.2.3 Equation magnétostatique bidimensionnelle

Les phénomènes magnétostatiques sont des phénomènes magnétiques indépendants du temps, donc dans les équations qui les régissent on néglige la variation des grandeurs par rapport au temps $\frac{\partial}{\partial t} = 0$.

a) Dans le cas 2D axisymétrique

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\mathbf{v}}{r} \cdot \frac{\partial(r A_\varphi)}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\mathbf{v}}{r} \cdot \frac{\partial(r A_\varphi)}{\partial z} \right) = -J_{s\varphi} \quad (\text{III.54})$$

Avec :

$$\vec{A} = (0, A_\varphi, 0) \text{ et } \vec{J} = (0, J_\varphi, 0).$$

b) Dans le cas 2D cartésien

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\mathbf{v} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mathbf{v} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) = -J_{sz} \quad (\text{III.55})$$

Avec : $\vec{A} = (0, 0, A_z)$ et $\vec{J} = (0, 0, J_{sz})$.

III.8 Formulation utilisant le potentiel scalaire magnétique

III.8.1 Potentiel scalaire magnétique total

Dans ce modèle on suppose que les courants électriques sont nuls dans la pièce à étudier et que les champs ne dépendent pas du temps ($\frac{\partial}{\partial t} = 0$), alors les équations (III.34) et (III.35) deviennent :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{III.56})$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = 0 \quad (\text{III.57})$$

C'est le cas des dispositifs pour lesquels les champs sont créés par des forces magnétomotrices extérieures et indépendantes du dispositif étudié par des aimants permanents. [82]

Dans ce dernier cas ; on dispose de la loi de comportement ci-dessous :

$$\vec{B} = \mu \vec{H} + \vec{B}_{\text{rem}} \quad (\text{III.58})$$

Ou $\vec{B}_r$ est l'induction magnétique rémanente de l'aimant permanent.

La relation (III.57) implique qu'il existe un potentiel scalaire magnétique Φ tel que :

$$\vec{H} = -\vec{\nabla} \Phi \quad (\text{III.59})$$

La combinaison de (57), (58) et (59) nous ramène à écrire :

$$\vec{\nabla} \cdot (\mu \vec{\nabla} \Phi) = \vec{\nabla} \cdot \vec{B}_{\text{rem}} \quad (\text{III.60})$$

L'équation (III.60) représente l'équation magnétostatique en termes de potentiel scalaire magnétique.

III.8.2 Potentiel scalaire magnétique réduit

En présence de source de courant dans le domaine étudié, il n'est plus possible de travailler avec le potentiel scalaire total partout. L'élaboration de cette formulation est basée sur la décomposition du champ magnétique en deux parties [76] :

$$\vec{H} = \vec{H}_s + \vec{H}_r \quad (\text{III.61})$$

$\vec{H}_s$: Champ magnétique source ;

$\vec{H}_r$: Champ magnétique réduit.

On considère le champ magnétique d'excitation $\vec{H}_s$ que produiras la densité du courant d'excitation J_s dans le vide. Connaissant J_s , ce champ peut être calculé grâce à la formule de Biot et Savart ci-dessous [75]:

$$\vec{H}_s = \frac{\mu_0}{4\pi} \iiint_{\Omega} \left(\frac{\vec{J} \Lambda \vec{r}}{|\vec{r}|^3} \right) d\Omega \quad (\text{III.62})$$

r : vecteur reliant le point où le champ est calculé et le point source ;

Ω : domaine d'étude.

On a :

$$\vec{\nabla} \Lambda \vec{H} = \vec{J}_s \quad (\text{III.63})$$

On pose :

$$\vec{J}_s = \vec{\nabla} \Lambda \vec{H}_s \quad (\text{III.64})$$

$$\vec{\nabla} \Lambda \vec{H} = \vec{\nabla} \Lambda \vec{H}_s \quad (\text{III.65})$$

$$\vec{\nabla} \Lambda (\vec{H} - \vec{H}_s) = 0 \quad (\text{III.66})$$

On a :

$$\begin{cases} \vec{\nabla} \Lambda \vec{H}_r = 0 \Rightarrow \exists \Phi_r \setminus \vec{H}_r = -\vec{\nabla} \Phi_r \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \end{cases} \quad (\text{III.67})$$

Où :

$$\vec{\nabla} \cdot \mu \vec{H}_r = 0 \Rightarrow -\vec{\nabla} \cdot (\mu \vec{\nabla} \Phi_r) = 0 \quad (\text{III.68})$$

$$\vec{\nabla} \cdot (\mu \vec{\nabla} \Phi_r) = 0$$

Dans le cas 2D :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial \Phi_r}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial \Phi_r}{\partial y} \right) = 0 \quad (\text{III.69})$$

Pour μ constante on obtient :

$$\frac{\partial^2 \Phi_r}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi_r}{\partial y^2} = 0 \quad (\text{III.70})$$

III.9 Méthodes de résolution des équations aux dérivées partielles

Deux types de résolutions peuvent être effectués : analytiques ou numériques.

III.9.1 Méthodes analytiques

Ce sont les premières méthodes utilisées. Elles sont d'emploi restreint à des géométries simples dans une approche unidimensionnelle, ou quelque fois dans des problèmes bidimensionnels. La méthode analytique la plus puissante et la plus couramment utilisée pour la résolution des équations différentielles aux dérivées partielles est la méthode de séparation des variables. Le principe de cette méthode consiste à mettre l'inconnue sous forme d'un produit des fonctions, dont chacune ne dépend que d'une seule variable [77].

Si la résolution analytique semble relativement facile et donne des solutions exactes, elle présente l'inconvénient majeur de ne pas prendre en compte le non linéarité et la déformation de la géométrie. Pour cela, et afin de dépasser ce handicap, on fait appel aux méthodes numériques.

III.9.2 Méthodes numériques

L'avènement de l'outil informatique a révolutionné les sciences de l'ingénieur. Des problèmes, autrefois insolubles avec les méthodes classiques, sont maintenant facilement accessibles avec les méthodes numériques qui consistent en une discrétisation des équations aux dérivées partielles [78]. Parmi ces méthodes, on trouve les méthodes des différences finies (MDF), les intégrales de frontières et la méthode des éléments finis (MEF), sa meilleure adaptation aux géométries complexes, donne l'avantage à la méthode des éléments finis.

III.10 Méthode des éléments finis (MEF)

La méthode des éléments finis consiste à mailler l'espace (subdiviser le domaine) en éléments. Le maillage peut être constitué de triangles ou de quadrilatères pour des domaines axisymétriques ou 2D et de prismes ou d'hexaèdres pour des domaines 3D. Généralement on associe à chaque élément réel un élément de référence. Chaque élément a un nombre de nœuds définis suivant le polynôme d'interpolation choisi. Couramment les polynômes de

Lagrange d'ordre un ou deux sont utilisés. L'inconnue est définie aux nœuds des éléments. Les polynômes définis sur l'élément de référence sont utilisés pour interpoler la grandeur inconnue sur l'élément [79][80]. Le principe de la méthode des éléments finis est la discrétisation des équations aux dérivées partielles et les transformer à un système d'équation algébrique [79].

III.10.1 Discrétisation par éléments finis

Le maillage consiste à discrétiser le domaine de l'objet analysé, qui peut être à une, deux ou trois dimensions, en un ensemble d'éléments finis de forme simple. Ces éléments peuvent être des segments, des triangles, des quadrilatères, des parallélépipèdes, des prismes etc., selon le domaine à discrétiser [83] (figure IV.1).

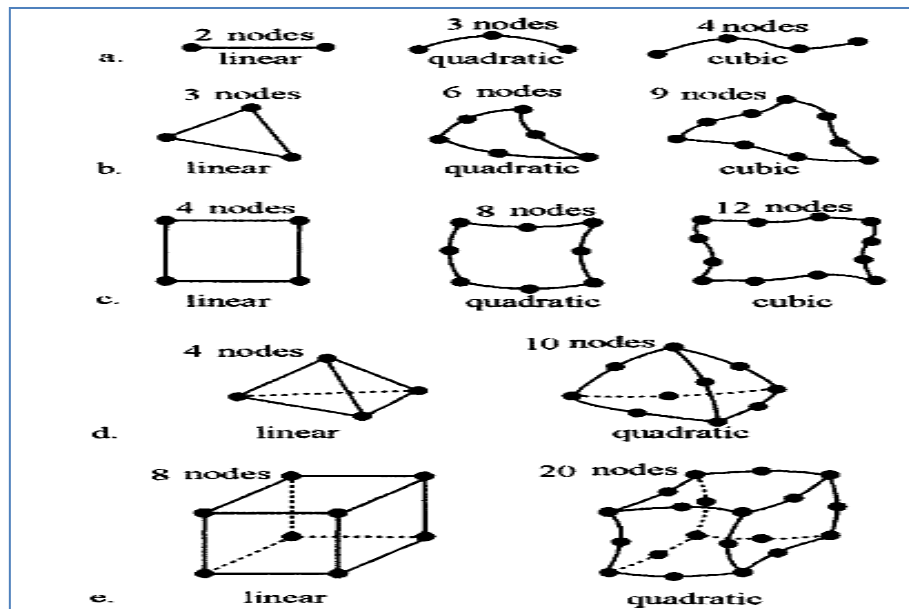


Figure III.1 Eléments de base. a- Élément droit 1D, b- Triangle 2D, c-Quadrilatère 2D d- Tétraèdre 3D, e-Polyèdre

III.10.2 Formulation Intégrale

L'étape importante qui permet d'aboutir au système algébrique est la mise sous forme intégrale de l'équation aux dérivées partielles.

En premier lieu, cette formulation nous permet d'obtenir les expressions des éléments des différentes matrices et vecteurs du système algébrique élémentaire (dans un élément type). La formulation intégrale peut être de deux types [81]:

- Variationnelle ;
- Résidus pondérés.

III.10.2.1 Formulation Variationnelle

La formulation variationnelle s'appuie sur un principe énergétique qui nécessite la connaissance de la variation de l'énergie du système en fonction de l'inconnue, ce qui est appelée fonctionnelle d'énergie :

$$F(A) = \int_{\Omega} (\int_0^B H dB) d\Omega \quad (III.71)$$

Ω : est le Domaine de résolution.

La résolution du problème variationnelle revient à minimiser cette fonctionnelle d'énergie.

III.10.2.2 Formulation Résidus Pondérés

La formulation résidus pondérés est basée sur le principe de l'orthogonalité de deux fonctions et dans lequel on exploite le fait que le vecteur nul est orthogonal à tous les vecteurs de l'espace. Dans ce cas on définit un résidu R_i tel que :

$$R_i = L(A) - F \quad (III.72)$$

$L(A)$: forme équation aux dérivées partielles ;

F : terme source de l'équation aux dérivées partielles.

La formulation résidus pondérés consiste à écrire :

$$\int_{\Omega} R_i \Phi_i d\Omega = 0 \quad (III.73)$$

Φ_i : Est la fonction de projection et A est l'inconnu du problème.

Les valeurs de A qui permettent d'annuler l'intégrale sont les solutions du système algébrique obtenu. Parmi les méthodes qui découlent de la méthode des résidus pondérés on cite:

- La méthode de collocation par points ;
- La méthode des moindres carrés ;
- La méthode de GALERKINE.

III.11 Notion d'énergie et de Co-énergie magnétique

L'énergie magnétique constitue la partie délimitée par la courbe $B = f(H)$ et l'axe des ordonnées.

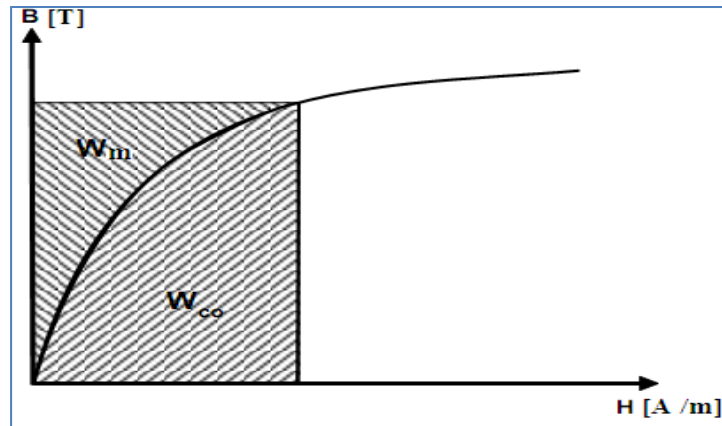


Figure III.2 Densités d'énergie W_m et de Co-énergie W_{co} magnétiques

III.11.1 Expression de l'énergie magnétique

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

$$W_m = \int_{\Omega} \left(\int_0^B \mathbf{H} d\mathbf{B} \right) d\Omega \quad (\text{III.74})$$

Ω étant le domaine d'étude considéré.

III.11.2 Expression de la Co-énergie magnétique

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

$$W_{co} = \int_{\Omega} \left(\int_0^H \mathbf{B} d\mathbf{H} \right) d\Omega \quad (\text{III.75})$$

III.12 La force magnétique

La force magnétique est obtenue après la résolution de l'équation électromagnétique et l'obtention de la valeur du potentiel vecteur magnétique A [81]. Le calcul de cette force magnétique se fait soit à partir de la dérivée de l'énergie magnétique par rapport au déplacement en maintenant le flux constant ou la dérivée de la Co-énergie magnétique à courant constant [78], en utilisant aussi :

- La force de Lorentz ;
- Le tenseur de Maxwell (les forces sont définies directement en terme du champ) ;
- Les travaux virtuels (basés sur la variation de l'énergie).

III.12.1 La force déduite à partir de l'énergie magnétique totale

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

$$\mathbf{F}_m = \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} \left(\int_{\Omega} \left(\int_0^{\mathbf{B}} \mathbf{H} d\mathbf{B} \right) d\Omega \right) \quad (\text{III.76})$$

$\mathbf{x}$ est la relation spatiale de la coordonnée.

III.12.2 La force déduite à partir de la Co-énergie magnétique

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

$$\mathbf{F}_{co} = \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} \left(\int_{\Omega} \left(\int_0^{\mathbf{H}} \mathbf{B} d\mathbf{H} \right) d\Omega \right) \quad (\text{III.77})$$

III.12.3 La force de Lorentz

La force électromagnétique de Lorentz résulte de la coexistence d'une induction magnétique résultante d'une source d'excitation et d'une densité de courant induit dans un milieu conducteur. L'expression de cette force est donnée par :

$$\vec{\mathbf{F}} = \iiint_V \vec{\mathbf{J}} \wedge \vec{\mathbf{B}} d\mathbf{v} \quad (\text{III.78})$$

$\vec{\mathbf{J}}$: Densité de courant [A/m²].

Le terme $\vec{\mathbf{J}} \wedge \vec{\mathbf{B}}$ représente la densité de la force magnétique qui est souvent utilisée à la place de la force magnétique [78].

III.12.4 Force déduite à partir du tenseur de Maxwell

Il définit la force directement en terme de champ magnétique. La force est donnée par l'expression suivante :

$$\vec{\mathbf{F}} = \oint_S \left[(\vec{\mathbf{B}}_n \cdot \vec{\mathbf{H}}_t) \vec{\mathbf{t}} + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2\mu_0} \mathbf{B}_n^2 - \mu_0 \mathbf{H}_t^2 \right) \vec{\mathbf{n}} \right] dS \quad (\text{III.79})$$

$\mathbf{B}_n$: Composante normale de l'induction magnétique ;

$\mathbf{H}_t$: La composante tangentielle du champ magnétique ;

$\vec{\mathbf{n}}$: Est la normale extérieure à la surface d'intégration ;

$\vec{t}$: Est le vecteur tangent à la même surface ;

S : La surface d'intégration contenant le milieu où la force doit être calculée.

III.12.5 Force déduite à partir des travaux virtuels

Le principe de la méthode consiste à utiliser la méthode des éléments finis afin de calculer la force magnétique totale.

L'expression de l'énergie magnétique est donnée par l'équation (III.80)

$$W = \int_V (\int_0^B \mathbf{H} \cdot d\mathbf{B}) dV \quad (III.80)$$

En appliquant la méthode des éléments finis, le domaine V est divisé en sous-domaine V_e , et l'énergie magnétique totale W sera la somme des énergies magnétiques contribuées par chaque élément.

$$W = \sum_{e=1}^n \int_{V_e} \left[\int_0^B \mathbf{H}_e \cdot d\mathbf{B}_e \right] dV_e \quad (III.81)$$

Où n est le nombre des nœuds de la région subdivisée par éléments finis et V_e est le volume de l'élément e.

$$\mathbf{F} = \frac{\partial}{\partial x} \sum_{e=1}^n \int_{V_e} \left[\int_0^B \mathbf{H}_e \cdot d\mathbf{B}_e \right] dV_e \quad (III.82)$$

x: est la coordonnée liée au déplacement.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les équations de Maxwell et les différentes formulations électromagnétiques qui résolvent les équations de la magnétodynamique en utilisant le potentiel vecteur magnétique et le potentiel scalaire magnétique.

Ensuite, nous avons passé à la présentation des différentes méthodes de résolutions des équations aux dérivées partielles ainsi que les divers moyens qui nous permettent de calculer la force électromagnétique.

Le chapitre suivant sera consacré à la modélisation d'une machine linéaire suivie par une application sur un ascenseur.



Chapitre IV

Application et résultats

Introduction

Le moteur linéaire est de plus en plus populaire. On le trouve dans de nombreuses applications industrielles, mais également dans les systèmes de transport. En effet, les moteurs linéaires sont utilisés pour les transports urbains depuis de nombreuses années d'où la nécessité de leurs modélisations afin d'améliorer leurs performances [84][85].

Aujourd'hui, les moteurs linéaires les plus utilisés en traction ferroviaire sont des moteurs plats à un seul primaire court simple (à inducteur simple) sans circuit magnétique de retour, les lignes d'induction se ferment dans l'air. [86] Leur principe de fonctionnement est basé sur l'interaction entre le champ magnétique créé par les courants circulant dans les bobines inductrices qui sont alimentées par une source triphasée (inducteur) et les courants induits dans la partie fixe (l'induit).

La modélisation des moteurs linéaires réside principalement dans l'évaluation de leurs forces électromagnétiques. Pour calculer la force produite dans le moteur, nous avons choisi la méthode de Lorentz, qui est adaptée à ce genre de problèmes. La force de Lorentz est choisie parmi plusieurs méthodes telles que le Tenseur de Maxwell, la méthode des travaux virtuels et la méthode de l'énergie totale (l'énergie magnétique et la Co-énergie magnétique), celle-ci est évaluée dans l'inducteur du moteur en fonction de plusieurs paramètres principalement la densité de courant, l'épaisseur de l'induit, la profondeur d'encoches et la perméabilité relative.

IV.1. Description du dispositif

Le système étudié est un moteur linéaire plat à simple induction présenté par la figure IV.1 [87] Le dispositif d'étude est constitué d'un inducteur mobile ou primaire (un circuit magnétique en Fe-Si et un circuit électrique « conducteurs en cuivre Cu ») et d'un induit fixe ou secondaire en Aluminium.

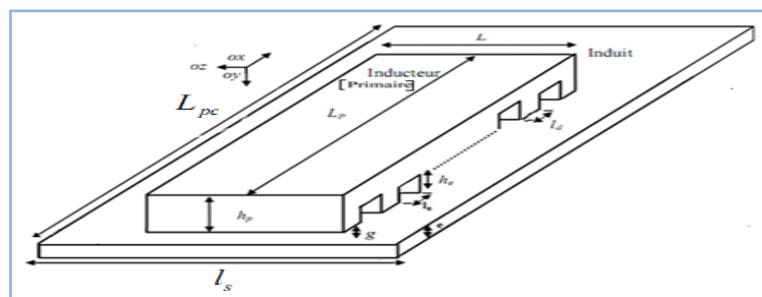


Figure IV.1 structure d'un Moteur linéaire plat à simple induction.

Nous avons simplifié notre étude sur un moteur linéaire à simple induction à trois encoches, ses caractéristiques géométriques sont données par la figure IV.2:

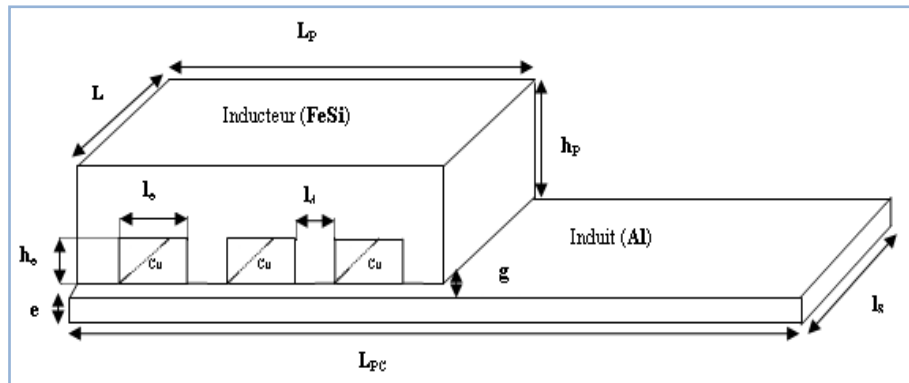


Figure IV.2 géométrie et dimensions de la machines linéaire à étudier.

IV.1.a. Caractéristiques géométriques

a- Inducteur (Fer-Silicium)

Longueur : $L_p = 42 \text{ mm}$;

Largeur : $L = 251.2 \text{ mm}$;

Hauteur : $h_p = 16 \text{ mm}$;

Hauteur de l'encoche : $h_e = 6 \text{ mm}$;

Largeur de l'encoche : $l_e = 8 \text{ mm}$;

Largeur de la dent : $l_d = 4.5 \text{ mm}$;

b- Induit (aluminium)

Longueur : $L_{pc} = 210 \text{ mm}$;

Largeur du secondaire : $l_s = 251.2 \text{ mm}$;

Epaisseur : $e = 5 \text{ mm}$.

c- Entrefer (air)

Epaisseur : $g = 2 \text{ mm}$.

Les indices p et s sont respectivement relatifs au primaire qui désigne l'inducteur et au secondaire qui est l'induit.

IV.1.b. Définition du problème

Type de problème : cartésien ;

Unité de longueur : millimètre ;

Fréquence : 50Hz ;

La profondeur : 1000mm ;

Précision de calcul : 1e-008.

IV.1.c. Caractéristiques Physiques pour les différentes régions et la taille de leurs maillages**a- L'air**

Perméabilité magnétique du vide : $\mu_0 = 4.\pi.10^{-7}$ [H/m] ;

Perméabilité magnétique relative du vide : $\mu_r = 1$;

Finesse du maillage : 4 ;

Groupe : 2.

c- Le fer-silicium

Perméabilité magnétique relative : $\mu_r = 4416$;

Finesse de maillage : 2 ;

Groupe : 3 ;

Conductivité électrique : $\sigma = 1.9 .10^6$ S/m.

d- L'aluminium

Perméabilité magnétique relative : $\mu_r = 1$

Finesse de maillage : 2 ;

Groupe : 4 ;

Conductivité électrique : $\sigma = 34.45. 10^6$ S/m

e- Le cuivre

Perméabilité relative : $\mu_r = 1$;

Densité de courant : $J_s = 30 \cdot 10^6 \text{ A/m}^2$;

Finesse de maillage : 2 ;

Groupe : 3 ;

Conductivité électrique : $\sigma = 58 \cdot 10^6 \text{ S/m}$.

Les densités des courants de source sont telles que :

Les bobines 1 et 3 sont alimentées par la densité de courant $+J_s$;

La bobine 2 est alimentée par la densité de courant $-J_s$.

L'étude du moteur linéaire peut se ramener à l'étude d'une géométrie 2D, Le modèle géométrique traité dans le cadre de cette application est donné par la figure IV.3

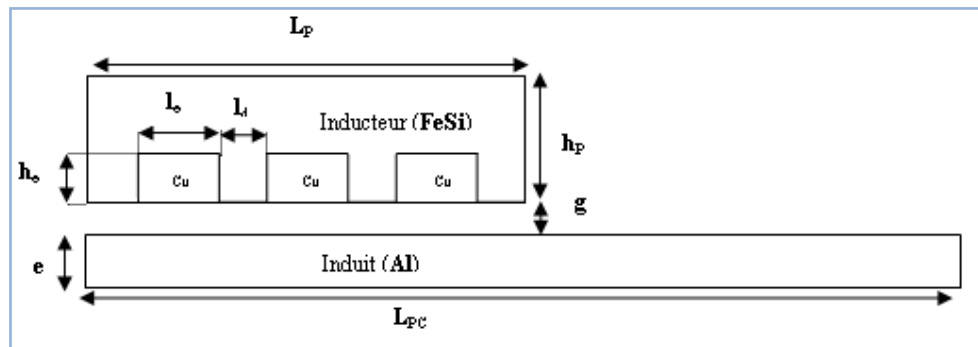


Figure IV.3 Modèle géométrique de la machine à étudier.

IV.1.e. Equation Electromagnétique

L'étude de problèmes électromagnétiques dans le plan $[x, y]$ nécessite la résolution, dans le cas de la prise en compte du mouvement, de l'équation magnétodynamique en hypothèse 2D cartésien par :

$$-\frac{\partial}{\partial x} \left(\mathbf{v} \cdot \frac{\partial \mathbf{A}_z}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\mathbf{v} \cdot \frac{\partial \mathbf{A}_z}{\partial y} \right) + \sigma \frac{\partial \mathbf{A}_z}{\partial t} = J_{sz} \quad (\text{IV.1})$$

Avec : $\nu = \frac{1}{\mu}$: reluctivité magnétique ;

μ : est la perméabilité magnétique ;

σ : Représente la conductivité électrique ;

A_z : La composante du potentiel vecteur magnétique suivant la direction Z ;

J_{sz} : La composante de la densité du courant suivant la direction Z.

L'adaptation de l'équation (IV.1) pour les différentes régions du système donne :

Dans l'inducteur :

$$-\frac{\partial}{\partial x} \left(\mathbf{v} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\mathbf{v} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) = J_{sz} \quad (\text{IV.2})$$

Dans l'induit :

$$-\frac{\partial}{\partial x} \left(\mathbf{v} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\mathbf{v} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) + \sigma \frac{\partial A_z}{\partial t} = 0 \quad (\text{IV. 3})$$

Dans l'air :

$$-\frac{\partial}{\partial x} \left(\mathbf{v} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\mathbf{v} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) = 0 \quad (\text{IV. 4})$$

IV.1.f. Expression de la force électromagnétique

La méthode de calcul de la force magnétique utilisée pour évaluer la grandeur de la force produite dans l'inducteur est la force de Lorentz. La densité de force magnétique dans ce cas est donnée comme suit :

$$\vec{F} = \vec{J} \wedge \vec{B} \quad (\text{IV.5})$$

$$F_x = \iint J_{sz} B_x dx \quad (\text{IV.6})$$

$$F_y = \iint J_{sz} B_y dy \quad (\text{IV.7})$$

F_x et B_x sont respectivement les composantes suivant x de l'induction et de la force magnétique.

F_y et B_y sont respectivement les composantes suivant y de l'induction et de la force magnétique.

IV.1.g. Organigramme de calcul

La résolution par la méthode des éléments finis de l'équation (IV.1) en utilisant un programme de calcul sous le logiciel FEMM (sous l'environnement MATLAB) se fait suivant les étapes résumées dans l'organigramme de calcul donné par la figure IV.4:

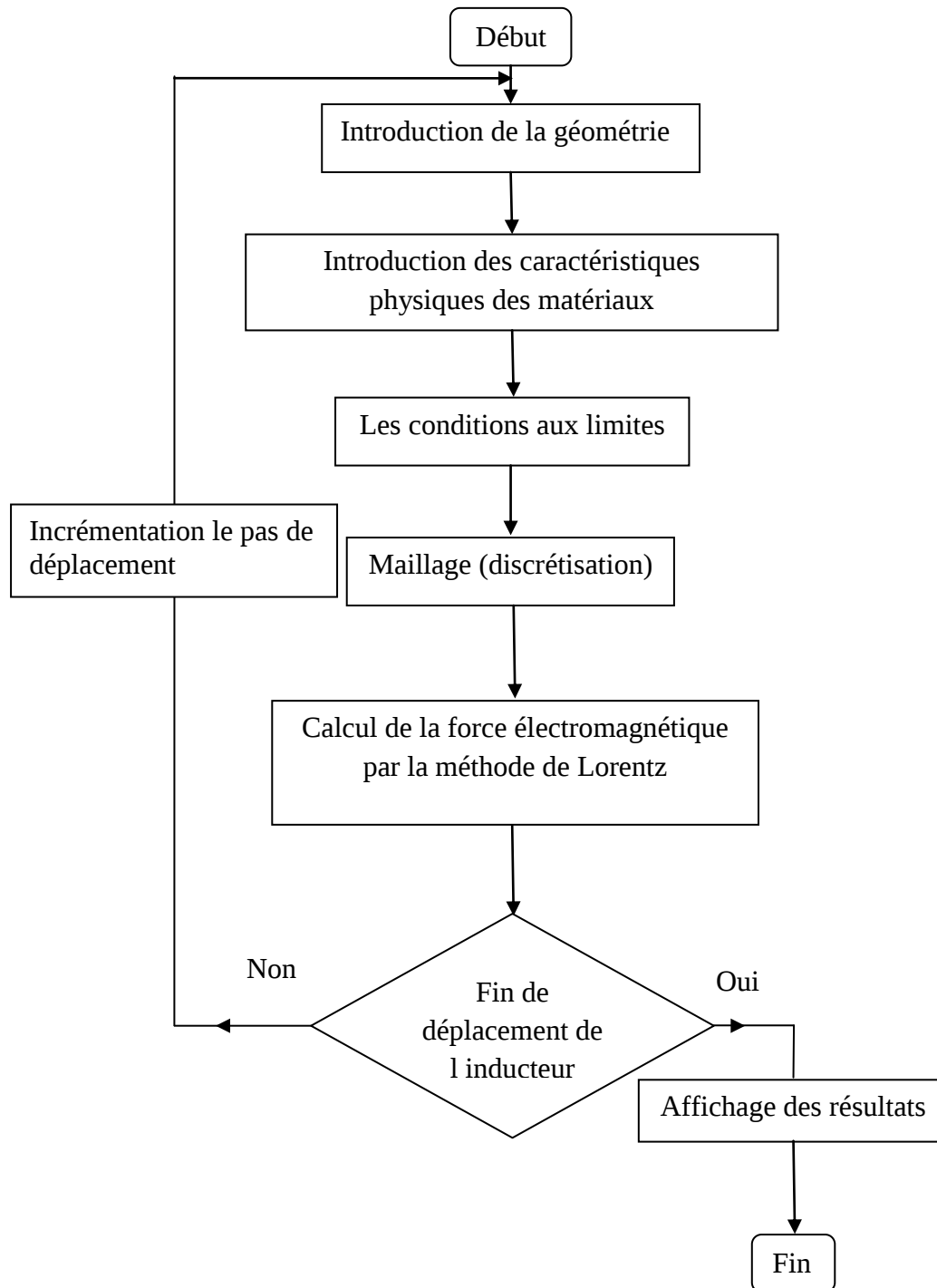


Figure IV.4 Organigramme de calcul.

IV.2. Première application

IV.2.1. Cas d'un seul inducteur

a) Domaine d'Etude

Le domaine de résolution du problème concerne la moitié du dispositif auquel sont associées des conditions aux limites sur les frontières du domaine, elles sont de type Dirichlet homogènes ($A=0$) représentées par la figure IV.5 :

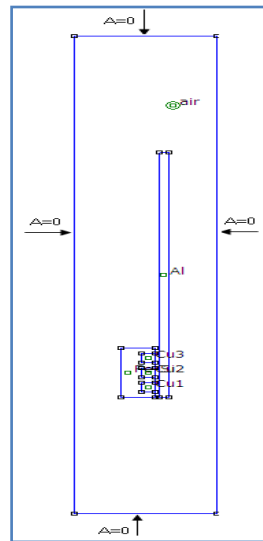


Figure IV.5 domaine d'étude du dispositif.

Le maillage éléments finis du domaine de résolution en éléments triangulaires de premier ordre est illustré par la figure IV.6 :

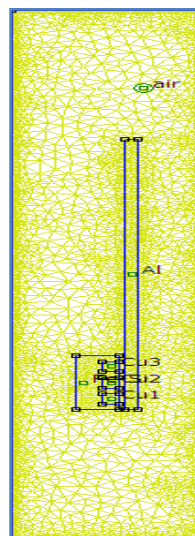


Figure I.V.6 Maillage éléments finis du domaine de résolution.

Le maillage est composé de 9510 éléments et de 5235 nœuds et beaucoup plus raffiné au niveau des matériaux constituant le moteur qu'au niveau de l'air ambiant.

b) Déplacement linéaire :

Dans cette application, un déplacement vertical de l'inducteur est étudié pour 56 itérations avec un pas de déplacement de 3 mm chacune.

La figure IV.7 représente la distribution des lignes potentielles vectrices magnétiques au début du déplacement.

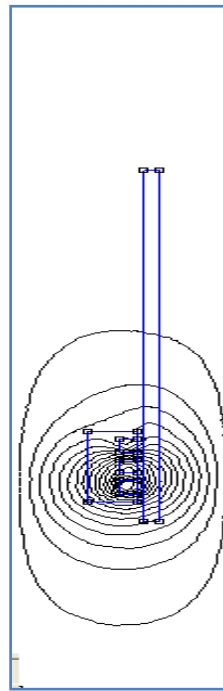


Figure IV.7 Répartition des lignes potentielles vectrices magnétiques.

a) L'influence de la densité du courant

Les résultats de la force en fonction du déplacement obtenus pour une perméabilité magnétique relative de la culasse $\mu_r = 1$ et pour trois valeurs de la densité du courant $J_s = 30 \text{ MA/m}^2$, $J_s = 150 \text{ MA/m}^2$ et $J_s = 170 \text{ MA/m}^2$ sont tels que représentés par les figures IV.8.

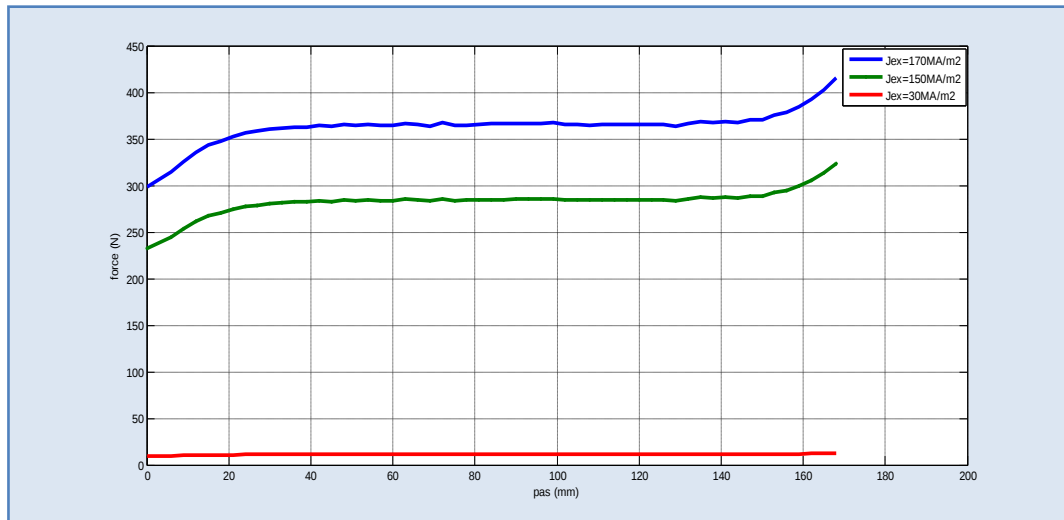


Figure IV.8 superpositions de la force en fonction du déplacement pour trois valeurs de la densité de courant.

La figure ci-dessus représente la superposition de l'allure de la force en fonction du déplacement pour diverses densités du courant. La figure montre une différence importante entre les trois courbes, on remarque que pour $J_s = 30 \text{ MA/m}^2$ et $J_s = 150 \text{ MA/m}^2$ la différence entre les deux courbes de la force est de 74.35%. Pour $J_s = 150 \text{ MA/m}^2$ et $J_s = 170 \text{ MA/m}^2$ la différence étant de 22.53%.

b) L'influence de la perméabilité magnétique relative

Pour les différentes valeurs de la perméabilité magnétique relative du matériau de la culasse ($\mu_r = 1$, $\mu_r = 4416$) et une densité du courant $J_s = 170 \text{ MA/m}^2$, les allures de la force en fonction du déplacement sont illustrées par la figure suivante:

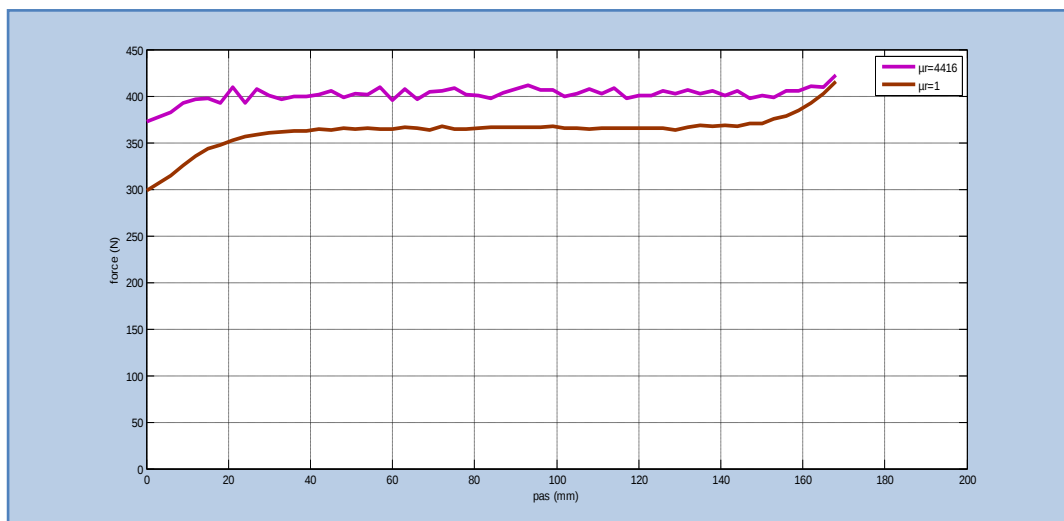


Figure IV.9 Force en fonction du déplacement pour différentes perméabilités magnétiques relatives.

La figure IV.10 représente l'influence de la perméabilité magnétique μ_r sur l'allure de la force en fonction du déplacement. On remarque que pour $\mu_r = 1$ et $\mu_r = 4416$ une différence importante entre les deux courbes de la force qui est de (22%).

D'après les valeurs des forces obtenues précédemment, on remarque que ces dernières sont insuffisantes pour faire déplacer le poids de deux personnes (1600N) dans une cabine d'un ascenseur pour cela on augmente la densité du courant jusqu'à $j_s = 365 \text{ MA/m}^2$ pour une perméabilité magnétique relative de la culasse $\mu_r = 1$.

L'allure de la force en fonction du déplacement est donnée par la figure IV.10 :

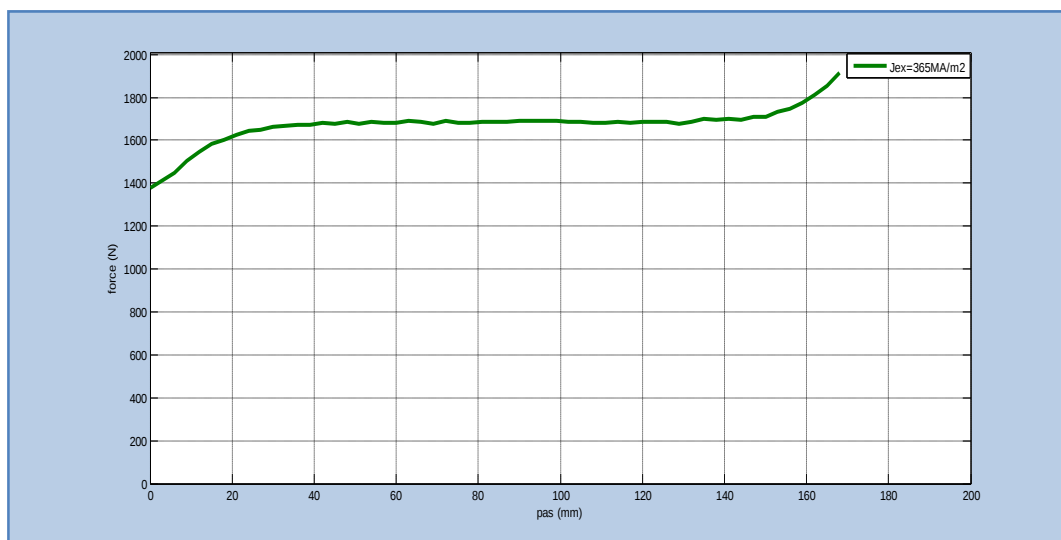


Figure IV.10 la force en fonction du déplacement.

c) L'influence de la profondeur d'encoches

Pour voir l'influence de la profondeur d'encoches sur la force magnétique nous avons effectué un test pour trois types de cette dernière (figure IV.11) en utilisant une perméabilité magnétique relative de la culasse $\mu_r = 1$ et une densité du courant $J_s = 170 \text{ MA/m}^2$.

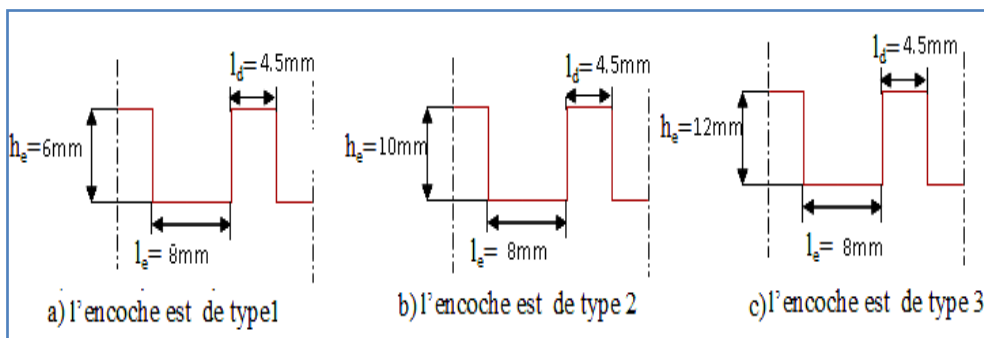


Figure IV.11 Caractéristiques géométriques des différentes encoches.

Nous avons obtenu le résultat suivant:

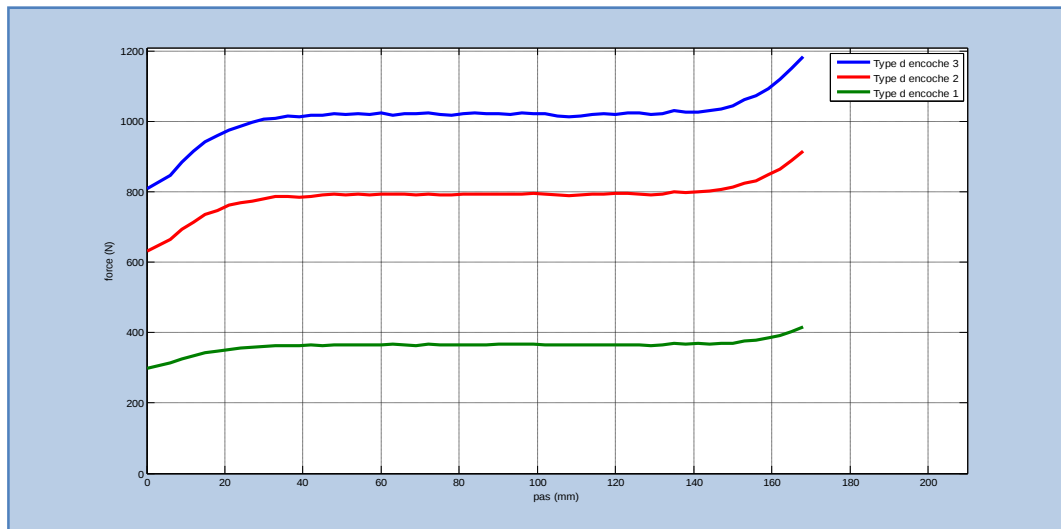


Figure IV.12 la Force en fonction du déplacement pour différents types d'encoches.

La figure IV.12 montre l'allure de la force en fonction du déplacement pour différents types d'encoches. On remarque que l'influence des différentes profondeurs d'encoches est majeure et importante, la différence entre les trois courbes de la force pour les trois types d'encoches étant respectivement de 62% et 22%.

d) L'influence de l'épaisseur de l'induit

Pour voir l'influence de l'épaisseur de l'induit sur la force magnétique nous avons effectué un test pour trois valeurs de cette dernière en utilisant une perméabilité magnétique relative de la culasse $\mu_r = 4416$ et une densité du courant $J_s = 170 \text{ MA/m}^2$; nous avons obtenu le résultat suivant (figure IV.13):

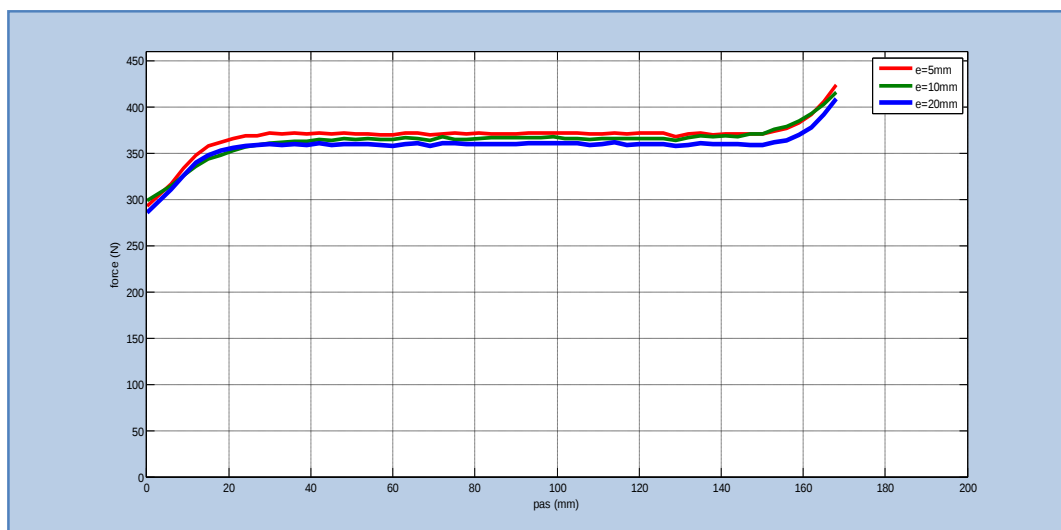


Figure IV.13 Force en fonction du déplacement pour différentes épaisseurs de l'induit.

Les forces n'ont pas les mêmes valeurs pour chaque épaisseur de l'induit. La force est plus importante pour l'épaisseur $e=5\text{mm}$ que celle de $e=10\text{mm}$ et $e=20\text{mm}$. Il y a 6,65%, 1,35% de différence respective entre $e=5\text{mm}$ et $e=10\text{mm}$, et entre $e=10\text{mm}$ et $e=20\text{mm}$.

IV.3 Deuxième application

IV.3.1 Cas de trois inducteurs

a) Caractéristiques géométriques

Les caractéristiques géométriques de chaque inducteur sont équivalentes au cas d'un seul inducteur ainsi celles de l'entre fer.

a- Induit (aluminium)

Longueur : $L_{PC} = 630 \text{ mm}$;

Largeur du secondaire : $l_s = 251.2 \text{ mm}$;

Epaisseur : $e = 5 \text{ mm}$.

b) Caractéristiques Physiques pour les différentes régions et la taille de leurs maillages

Les caractéristiques physiques et la taille de maillage des différentes régions sont les mêmes que celles de la première application.

c) Domaine d'Etude

La géométrie et les conditions à limites appliquées sur les frontières du domaine d'étude sont représentées par la figure IV.14 :

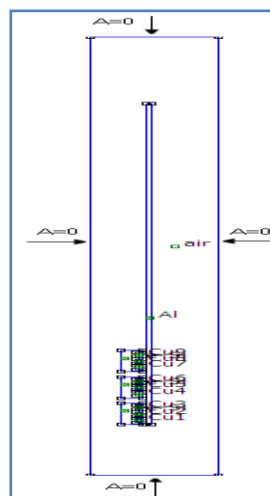


Figure IV.14 domaine d'étude du dispositif.

Le maillage éléments finis du domaine de résolution est illustré par la figure IV.15 :

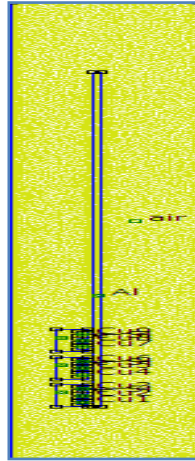


Figure IV.15 Maillage éléments finis du domaine de résolution

Dans cette application un déplacement verticale de l'inducteur est étudié pour 165 itérations avec un pas de déplacement de 3 mm chacun.

a) L'influence de la densité du courant

Dans ce cas on utilise l'encoche de type 1 et la distance entre les inducteurs est de 10mm. Pour les différentes valeurs de la densité du courant du la source ($J_s=170\text{MA/m}$, $J_s=200\text{MA/m}$, $J_s=260\text{MA/m}$) en utilisant une perméabilité magnétique relative $\mu_r=1$, les allures de la force en fonction du déplacement sont illustrées par la figure suivante :

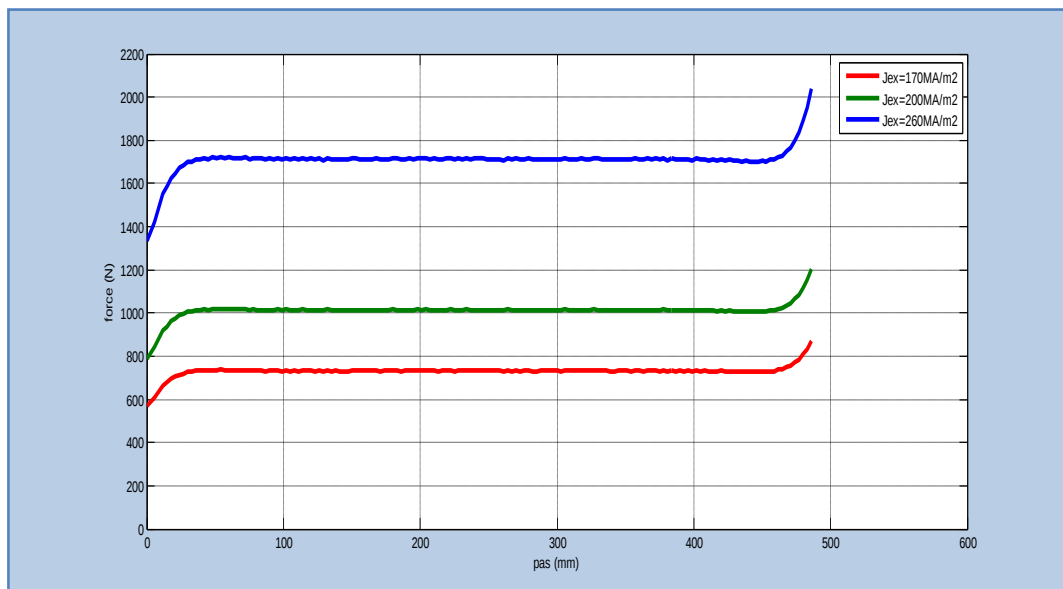


Figure IV.16 superpositions de la force en fonction du déplacement pour trois valeurs de la densité du courant.

La figure ci-dessus représente la superposition de l'allure de la force en fonction du déplacement pour diverses densités du courant. La figure montre une différence importante entre les trois courbes ; on remarque que pour $J_s = 170 \text{ MA/m}^2$ et $J_s = 200 \text{ MA/m}^2$ la différence entre les deux courbes de la force est de 14.11%. Pour $J_s = 200 \text{ MA/m}^2$ et $J_s = 260 \text{ MA/m}^2$ on constate une différence de 58.82%.

b) L'influence de perméabilité magnétique relative

Pour les différentes valeurs de la perméabilité magnétique relative de la culasse, les allures de la force en fonction du déplacement sont illustrées par la figure IV.17. Cette dernière nous informe sur l'influence de la perméabilité magnétique relative de la culasse sur la courbe de la force en fonction du déplacement. On remarque que pour $\mu_r = 1$ et $\mu_r = 4416$ une différence entre les deux courbes de la force qui est de 25%.

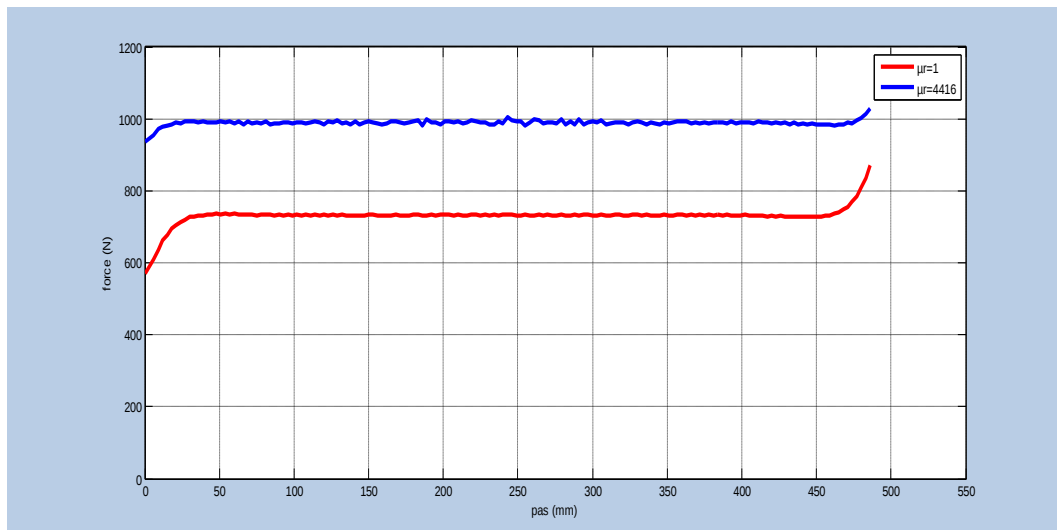


Figure IV.17 La Force en fonction du déplacement pour différentes perméabilités magnétiques relatives.

c) L'influence de la profondeur d'encoches

La figure IV.18 nous donne les courbes de la force en fonction du déplacement pour différents types d'encoches pour une perméabilité magnétique relative de la culasse $\mu = 1$ et une densité du courant $J_s = 170 \text{ MA/m}^2$. Nous constatons que la variation de la profondeur d'encoche a un effet important sur la valeur de la force. La différence entre les trois courbes de la force pour les trois types d'encoches étant respectivement de 37.5% et 25%.

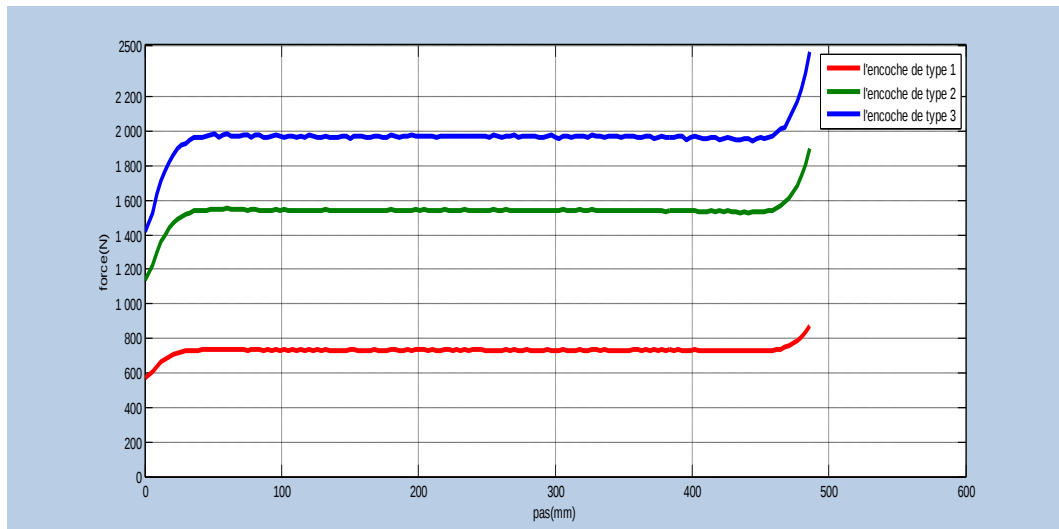


Figure IV.18 la Force en fonction du déplacement pour différents types d'encoches.

d) L'influence de perméabilité magnétique relative

Pour les différentes valeurs de la perméabilité magnétique relative de la culasse ($\mu_r = 1$ et $\mu_r = 4416$), en utilisant l'encoche de type 2 et l'encoche de type 3, les allures de la force en fonction du déplacement sont illustrées respectivement par les figures IV.19 et IV.20. Ces dernières nous informent sur l'influence de la perméabilité magnétique relative de la culasse sur la courbe de la force en fonction du déplacement. On remarque que pour $\mu_r = 1$ et $\mu_r = 4416$ une différence importante entre les deux courbes de la force respectivement étant de 16.21% et 16.66%.

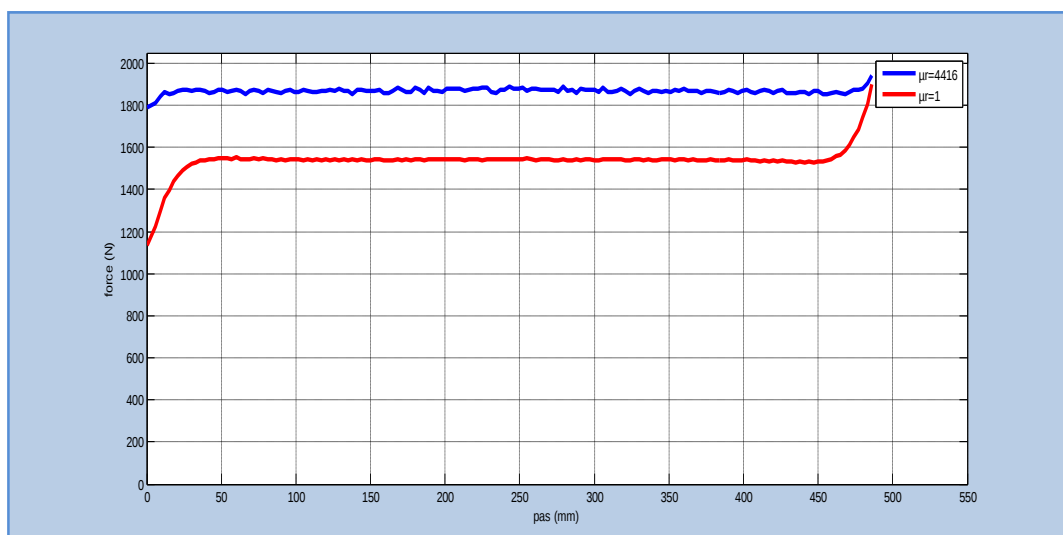


Figure IV.19 La Force en fonction du déplacement pour différentes perméabilités magnétiques relatives.

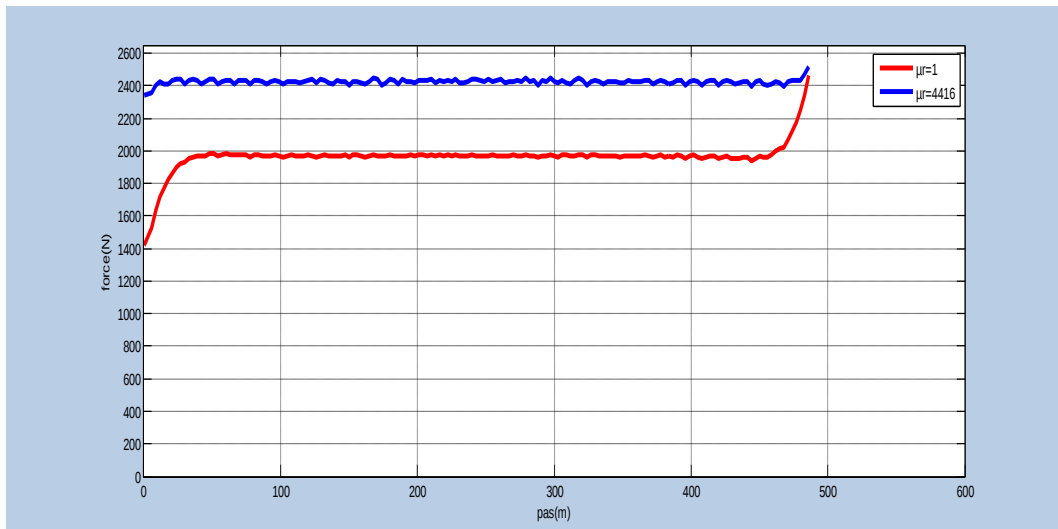


Figure IV.20 La Force en fonction du déplacement pour différentes perméabilités magnétiques relatives.

e) L'influence de la distance entre les inducteurs

Pour voir l'influence de la distance entre les inducteurs sur la force magnétique nous avons effectué un test pour quatre valeurs de cette dernière en utilisant une perméabilité magnétique relative de la culasse $\mu_r = 1$, une densité du courant $J_s = 170 \text{ MA/m}^2$ et nous avons obtenu le résultat suivant (figure IV.21) :

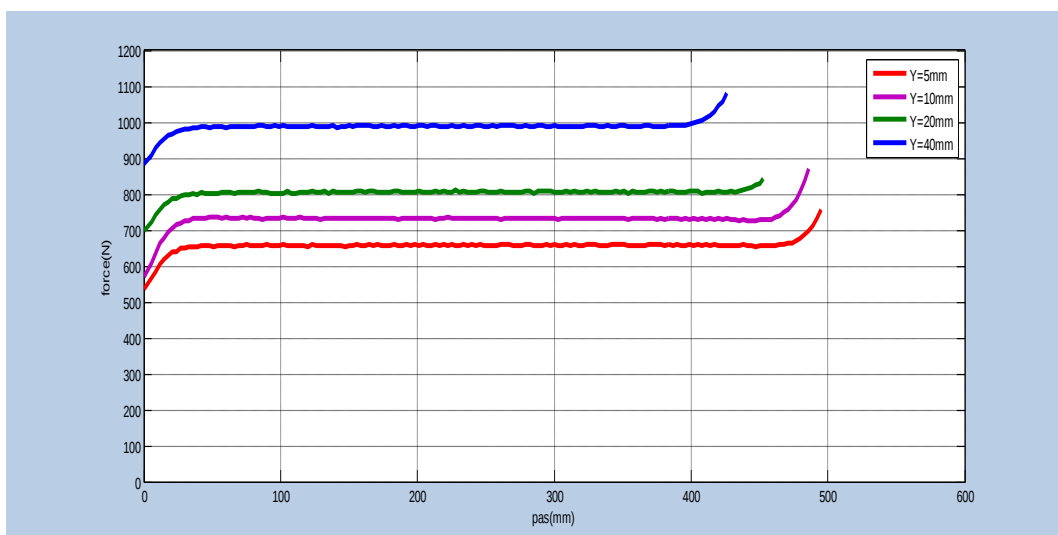


Figure IV.21 la Force en fonction du déplacement pour chaque distance entre les inducteurs.

Nous constatons que la variation de la distance entre les inducteurs ($Y=5\text{mm}$, $Y=10\text{mm}$, $Y=20\text{mm}$, $Y=40\text{mm}$) a un effet important sur la valeur de la force magnétique. On

remarque que pour $Y=5\text{mm}$ et $Y=10\text{mm}$ la différence entre les deux courbes de la force est de 8%, Pour $Y=10\text{mm}$ et $Y=20\text{mm}$ la différence étant de 7% et Pour $Y=20\text{mm}$ et $Y=40\text{mm}$ une différence de 20%.

f) L'influence de la densité du courant sur la force pour chaque distance entre les inducteurs

Pour voir l'influence de la densité du courant sur la force magnétique pour chaque distance entre les inducteurs ($Y=5\text{mm}$, $Y=10\text{mm}$, $Y=20\text{mm}$, $Y=40\text{mm}$) nous avons effectué un test pour trois valeurs de cette dernière ($J_s=170\text{MA/m}$, $J_s=200\text{MA/m}$, $J_s=260\text{MA/m}$) en utilisant une perméabilité magnétique relative de la culasse $\mu_r=1$, et nous avons obtenu les allures de la force en fonction du déplacement représentées respectivement par les figures IV.22, IV.23 et IV.24. Ces figures montrent une différence importante entre les trois courbes de chaque déplacement, on remarque que :

➤ Dans le cas où $Y=40\text{mm}$

Pour $J_s=170\text{MA/m}^2$ et $J_s=200\text{MA/m}^2$ la différence entre les deux courbes de la force est de 11.74%. Pour $J_s=200\text{MA/m}^2$ et $J_s=260\text{MA/m}^2$ la différence entre les deux courbes de la force est de 44.78%.

➤ Dans le cas où $Y=20\text{mm}$

Pour $J_s=170\text{MA/m}^2$ et $J_s=200\text{MA/m}^2$ la différence entre les deux courbes de la force est de 16.32%. Pour $J_s=200\text{MA/m}^2$ et $J_s=260\text{MA/m}^2$ la différence entre les deux courbes de la force est de 41.58%.

➤ Dans le cas où $Y=5\text{mm}$

Pour $J_s=170\text{MA/m}^2$ et $J_s=200\text{MA/m}^2$ la différence entre les deux courbes de la force est de 16.12%. Pour $J_s=200\text{MA/m}^2$ et $J_s=260\text{MA/m}^2$ la différence entre les deux courbes de la force est de 41.94%.

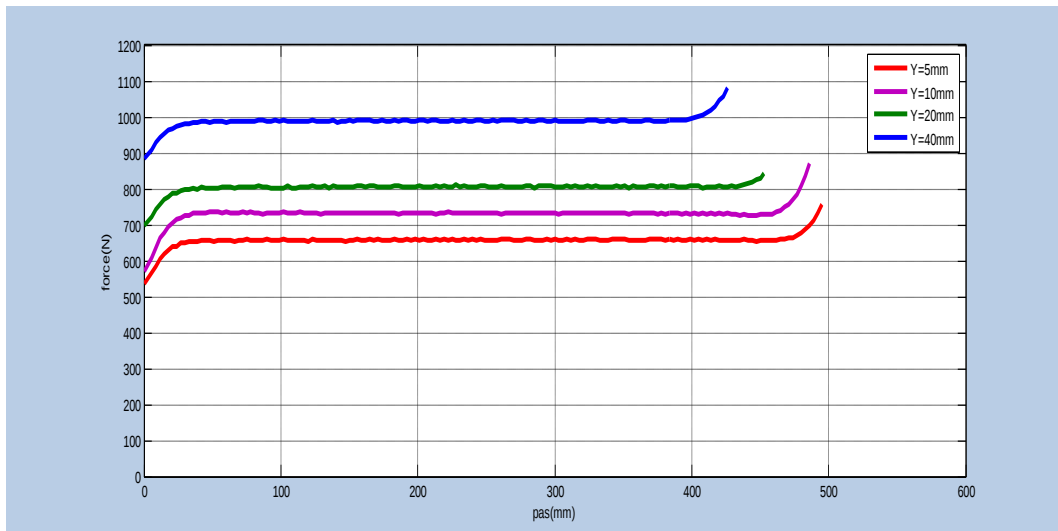


Figure IV.22 la Force en fonction du déplacement pour chaque distance entre les inducteurs.

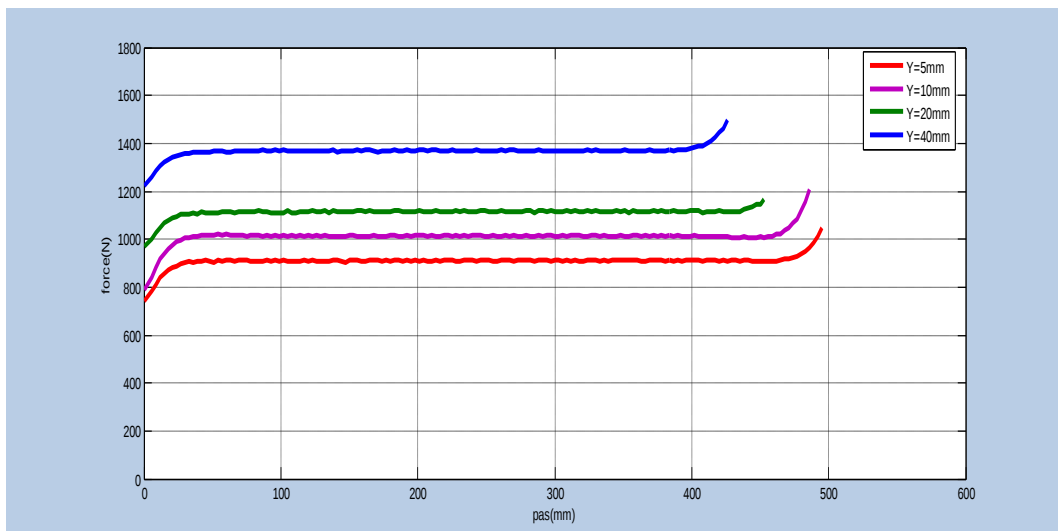


Figure IV.23 la Force en fonction du déplacement pour chaque distance entre les inducteurs.

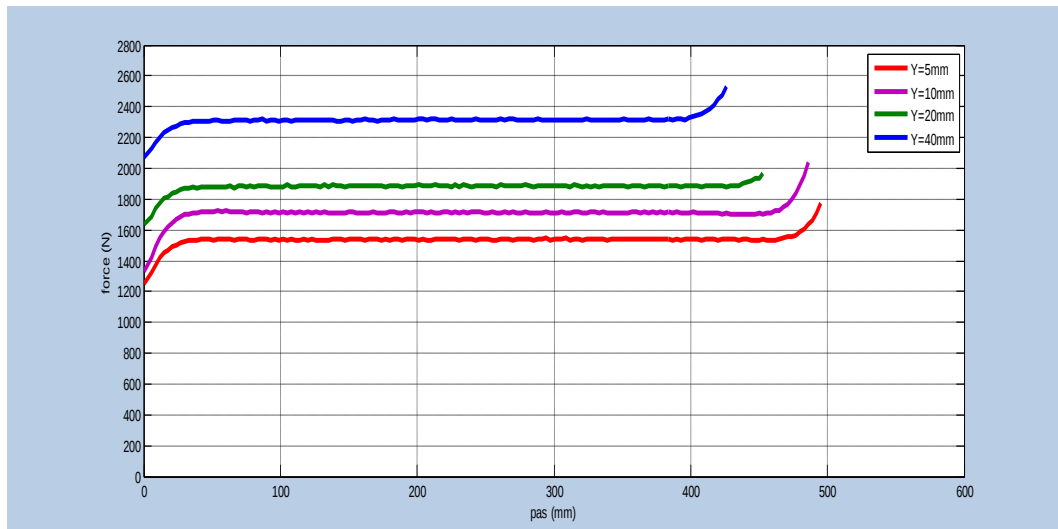


Figure IV.24 la Force en fonction du déplacement pour chaque distance entre les inducteurs.

g) L'influence de la perméabilité magnétique relative sur la force pour chaque distance entre les inducteurs

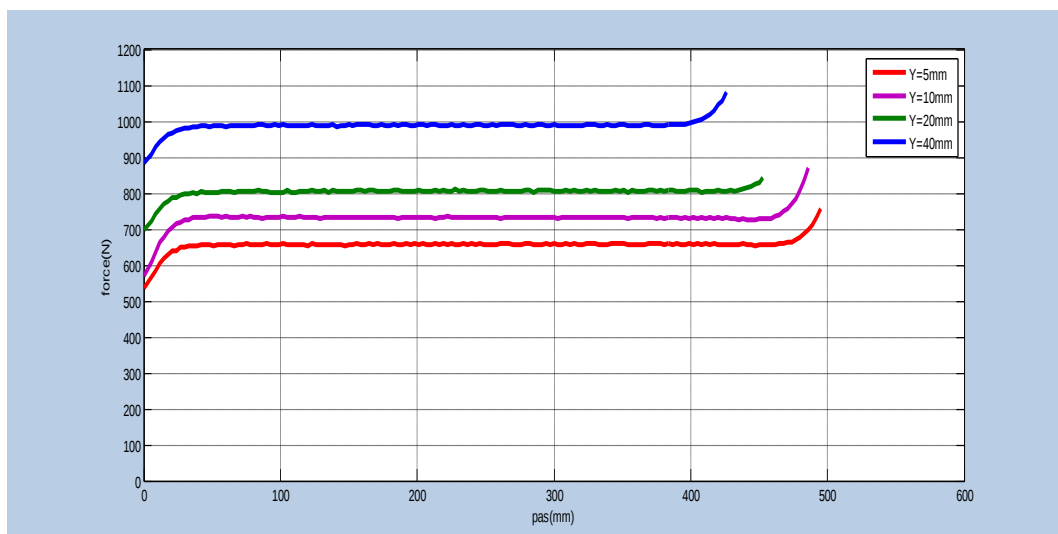


Figure IV.25 la Force en fonction du déplacement pour chaque distance entre les inducteurs.

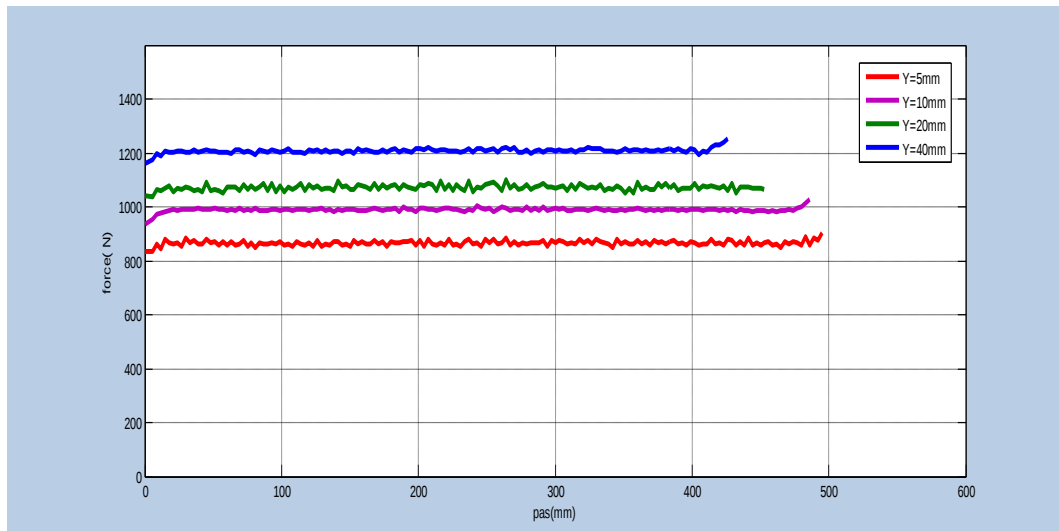


Figure IV.26 la Force en fonction du déplacement pour chaque distance entre les inducteurs.

Les figures IV.25 et IV.26 représentent l'influence de la perméabilité magnétique μ_r sur l'allure de la force en fonction du déplacement pour chaque distance entre les inducteurs, on remarque que pour $\mu_r = 1$ et $\mu_r = 4416$ une différence importante entre les deux courbes de la force en fonction du déplacement :

➤ Dans le cas où $Y=40\text{mm}$

Pour $\mu_r = 1$ et $\mu = 4416$ la différence entre les deux courbes de la force est de 16.66%.

➤ Dans le cas où $Y=20\text{mm}$

Pour $\mu_r = 1$ et $\mu = 4416$ la différence entre les deux courbes de la force est de 25.58%.

➤ Dans le cas où $Y=5\text{mm}$

Pour $\mu_r = 1$ et $\mu = 4416$ la différence entre les deux courbes de la force est de 25.71%.

h) L'influence de la profondeur d'encoches pour chaque distance entre les inducteurs

Les figures IV.27, IV.28, IV.29 nous donnent les courbes de la force en fonction du déplacement en variant la profondeur d'encoche pour chaque distance entre les inducteurs en utilisant une perméabilité magnétique relative de la culasse $\mu_r = 1$ et une densité du courant $J_s = 170\text{MA/m}^2$. Nous constatons que la variation de la profondeur d'encoche a un effet important sur la valeur de la force :

➤ Dans le cas où $Y=40\text{mm}$, $\mu_r = 1$, $J_s = 170\text{MA/m}^2$.

Pour l'encoche de type 1 et de type 2 la différence entre les deux courbes de la force est de 16.60%. Pour l'encoche de type 2 et de type 3 la différence entre les deux courbes de la force est de 20.75%.

- Dans le cas où $Y=20\text{mm}$, $\mu_r = 1$, $J_s=170\text{MA/m}^2$.

Pour l'encoche de type 1 et de type 2 la différence entre les deux courbes de la force est de 16.27%. Pour l'encoche de type 2 et de type 3 la différence entre les deux courbes de la force est de 20.27%.

- Dans le cas où $Y=5\text{mm}$, $\mu_r = 1$, $J_s=170\text{MA/m}^2$

Pour l'encoche de type 1 et de type 2 la différence entre les deux courbes de la force est de 13.89%. Pour l'encoche de type 2 et de type 3 la différence entre les deux courbes de la force est de 22.22%.

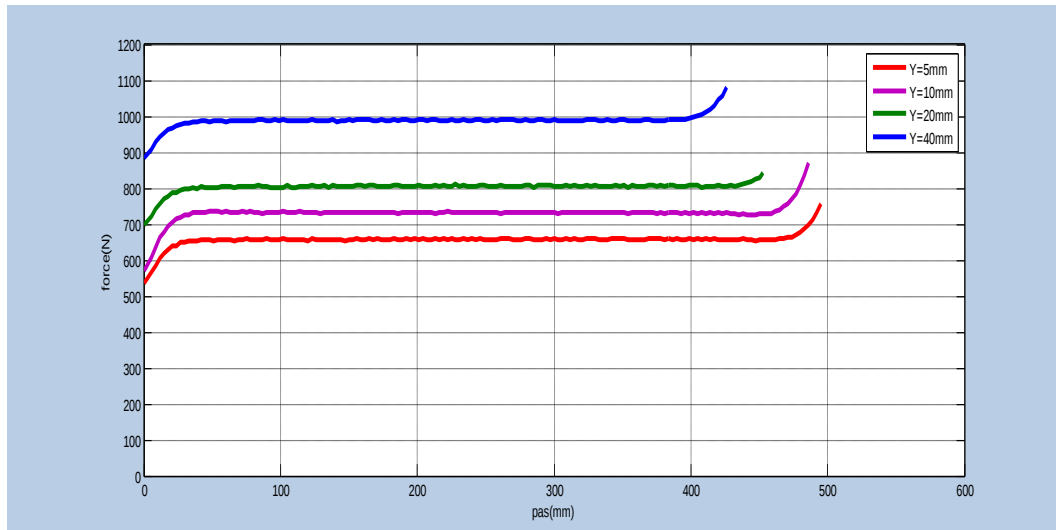


Figure IV.27 la Force en fonction du déplacement pour chaque distance entre les inducteurs

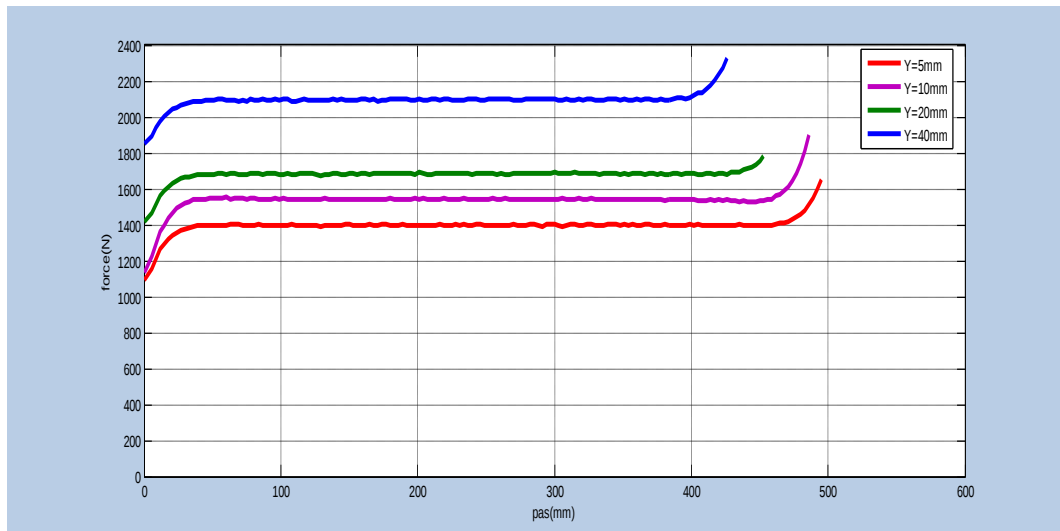


Figure IV.28 la Force en fonction du déplacement pour chaque distance entre les inducteurs.

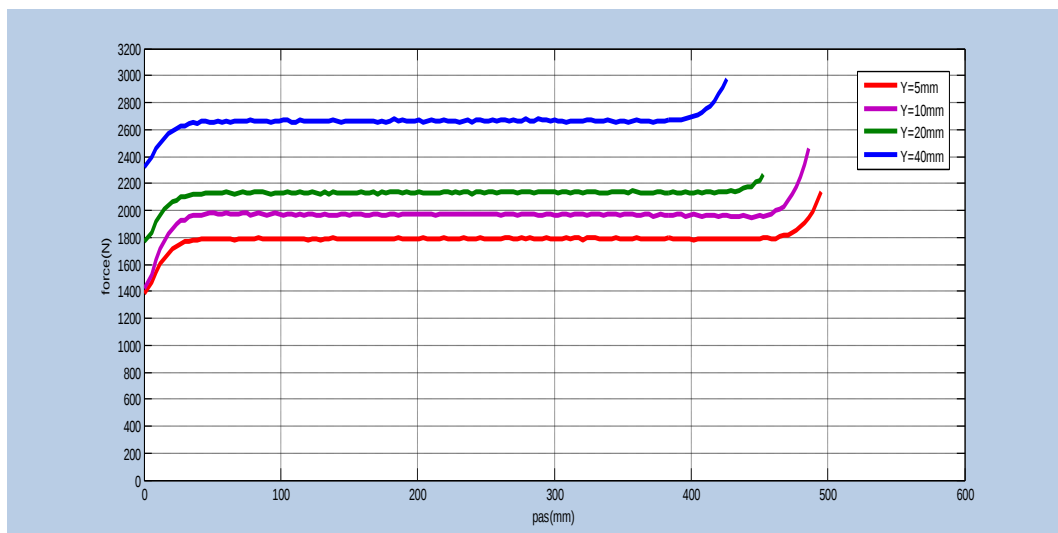


Figure IV.29 la Force en fonction du déplacement pour chaque distance entre les inducteurs.

i) **L'influence de la perméabilité magnétique relative sur la force pour chaque distance entre les inducteurs**

Les figures IV.30 et IV.31 représentent l'influence de la perméabilité magnétique μ_r sur l'allure de la force en fonction du déplacement pour chaque distance entre les inducteurs en utilisant l'encoche de type 2, on remarque que pour $\mu_r = 1$ et $\mu_r = 4416$ une différence importante entre les deux courbes de la force en fonction du déplacement :

- Dans le cas où $Y=40\text{mm}$, $J_s=170\text{MA/m}^2$

Pour $\mu_r = 1$ et $\mu = 4416$ la différence entre les deux courbes de la force est de 8.69%.

➤ Dans le cas où $Y=20\text{mm}$, $J_s=170\text{MA/m}^2$

Pour $\mu_r = 1$ et $\mu = 4416$ la différence entre les deux courbes de la force est de 19.04%.

➤ Dans le cas où $Y=5\text{mm}$, $J_s=170\text{MA/m}^2$

Pour $\mu_r = 1$ et $\mu = 4416$ la différence entre les deux courbes de la force est de 17.64%.

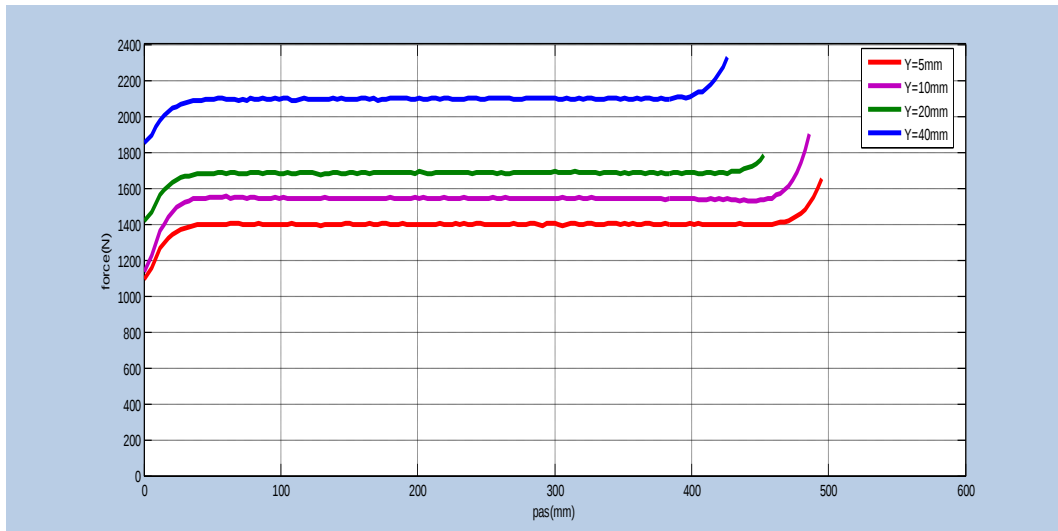


Figure IV.30 la Force en fonction de déplacement pour chaque distance entre les inducteurs.

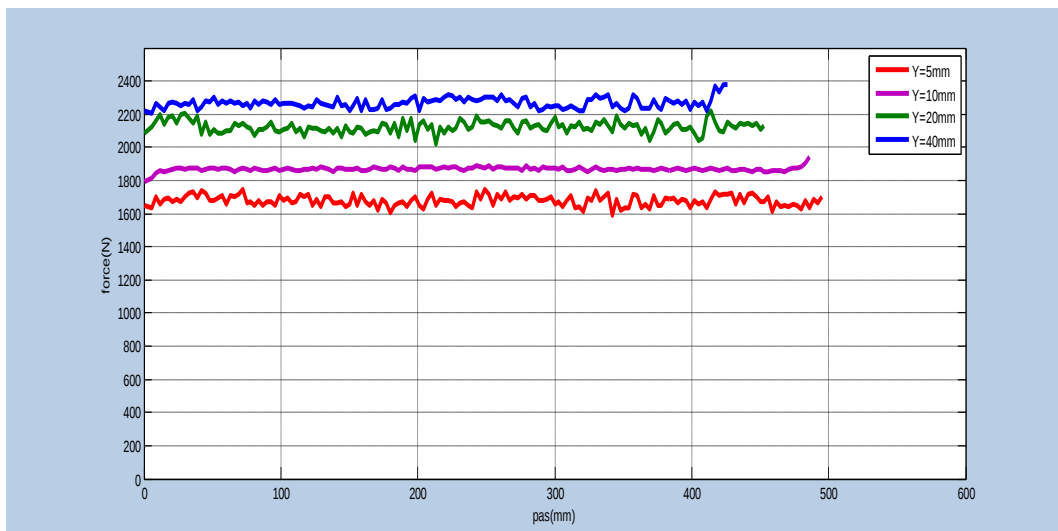


Figure IV.31 la Force en fonction de déplacement pour chaque distance entre les inducteurs.

IV.3.2. Choisir les valeurs optimales

D'après les résultats précédents de la force, nous avons optimisé les valeurs :

- Distance entre inducteurs : 40 mm
- Perméabilité magnétique : $\mu_r = 4416$
- Densité de Courant d'alimentation : $J = 170 \text{ MA/m}^2$
- Dans ce cas l'encoche est de type 2

En utilisant ces dernières, l'allure de la force en fonction de déplacement est illustrée par la figure IV.32 :

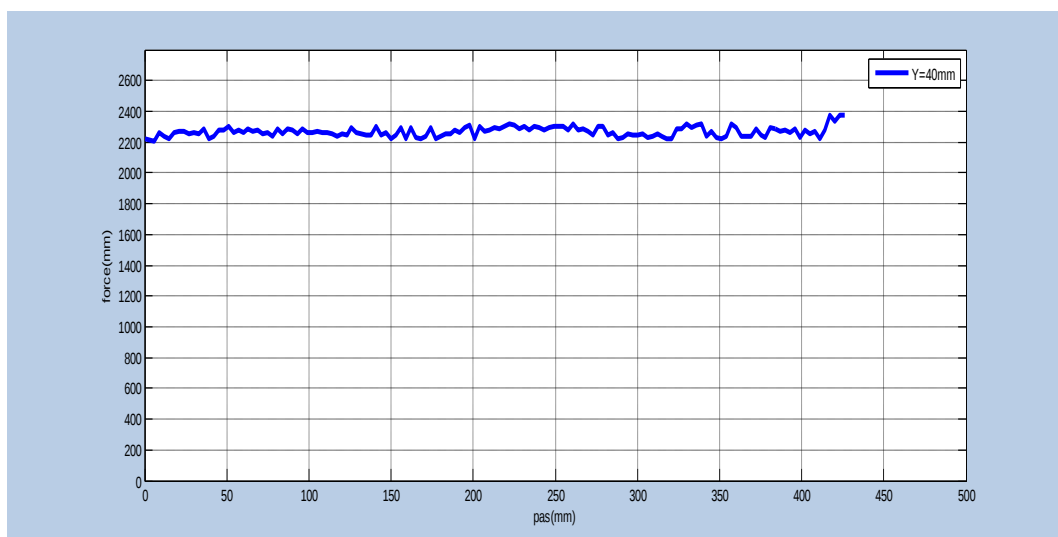


Figure IV.32 la Force en fonction de déplacement en utilisant les valeurs optimales.

IV.4 Troisième application

IV.4.1 Cas de 25 inducteurs

a) Caractéristiques géométriques

Les caractéristiques géométriques de chaque inducteur et celles de l'entrefer sont équivalentes à celles du 1^{ère} et 2^{ème} application.

Induit (aluminium)

Longueur : $L_{PC} = 4000 \text{ mm}$;

Largeur du secondaire : $l_s = 251.2 \text{ mm}$;

Epaisseur : $e = 5 \text{ mm}$.

b) Caractéristiques Physiques pour les différentes régions et la taille de leurs maillages

Les caractéristiques physiques et la taille de maillage des différentes régions sont les mêmes que celles de la première application.

En gardant la distance optimale entre les inducteurs et la perméabilité magnétique optimale obtenue précédemment, nous allons étudier un déplacement vertical de l'inducteur pour 197 itérations avec un pas de déplacement de 3 mm chacune.

a) L'influence de la densité du courant sur la force magnétique

Pour les différentes valeurs de la densité du courant de la source ($J_s=10\text{MA/m}$, $J_s=40\text{MA/m}$, $J_s=60\text{MA/m}$), l'allure de la force en fonction du déplacement est illustrée par la figure suivante (figure IV.33):

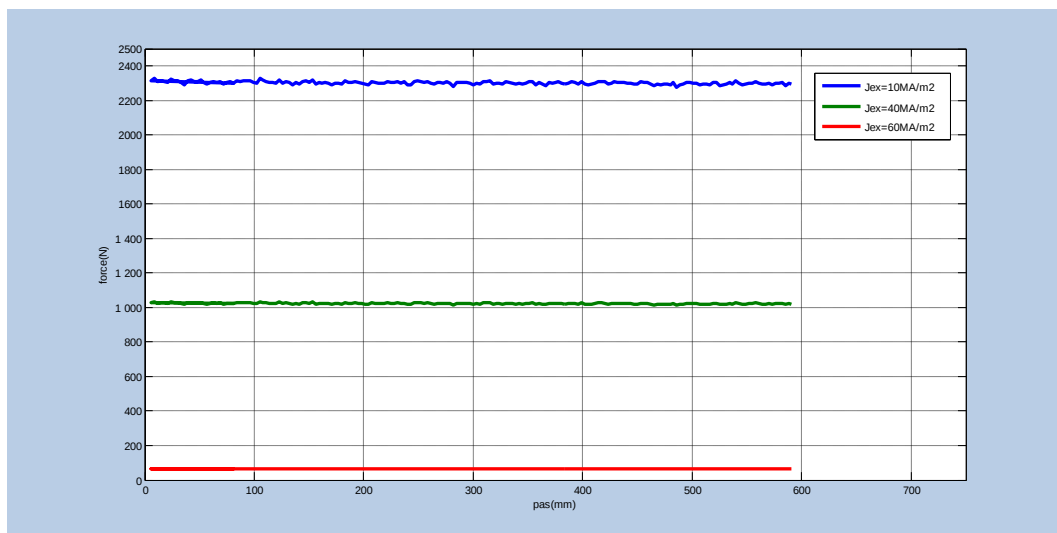


Figure IV.33 superpositions de la force en fonction du déplacement pour trois valeurs de la densité du courant.

La figure ci-dessus représente la superposition de l'allure de la force en fonction du déplacement pour diverses densités du courant. La figure montre une différence importante entre les trois courbes ; on remarque que pour $J_s= 10 \text{ MA/m}^2$ et $J_s= 40 \text{ MA/m}^2$ la différence entre les deux courbes de la force est de 53.26%. Pour $J_s=40\text{MA/m}^2$ et $J_s= 60\text{MA/m}^2$ on constate une différence de 55.08%.

b) L'influence de l'épaisseur de l'induit

Pour voir l'influence de l'épaisseur de l'induit sur la force magnétique nous avons effectué un test pour trois valeurs de cette dernière et nous avons obtenu le résultat suivant (figure IV.34) :

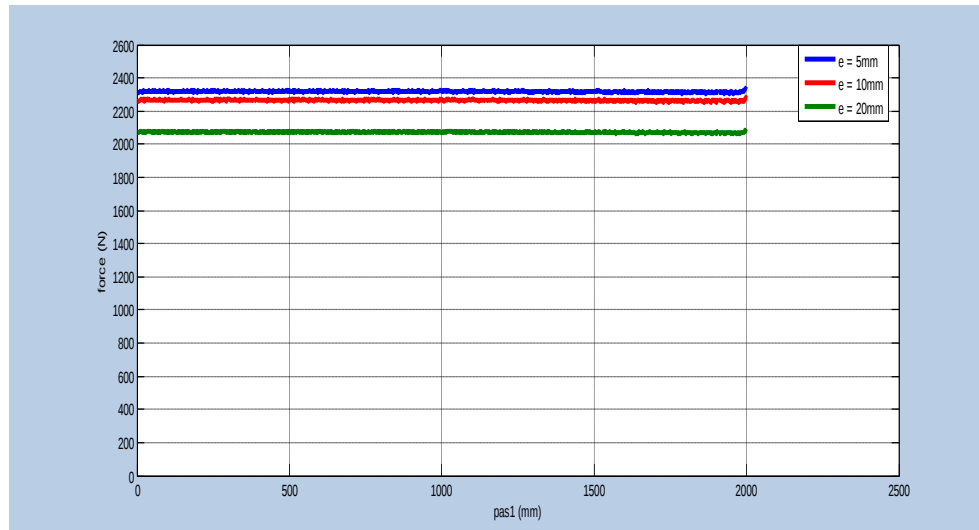


Figure IV.34 superpositions de la force en fonction du déplacement.

Les forces n'ont pas les mêmes valeurs pour chaque épaisseur de l'induit. La force est plus importante pour l'épaisseur $e=5\text{mm}$ que celle de $e=10\text{mm}$ et $e=20\text{mm}$. Il y a 3,19%, 8,51% de différence respective entre $e=5\text{mm}$ et $e=10\text{mm}$, et entre $e=10\text{mm}$ et $e=20\text{mm}$.

IV.5 Quatrième application

Vu l'insuffisance de la force obtenue en utilisant la géométrie précédente, dans ce qui suit on propose une autre qui nous permettra d'avoir une force plus grande pour faire déplacer le poids de deux personnes dans une cabine d'un ascenseur en utilisant une densité de courant $J_s=10\text{ MA/m}^2$.

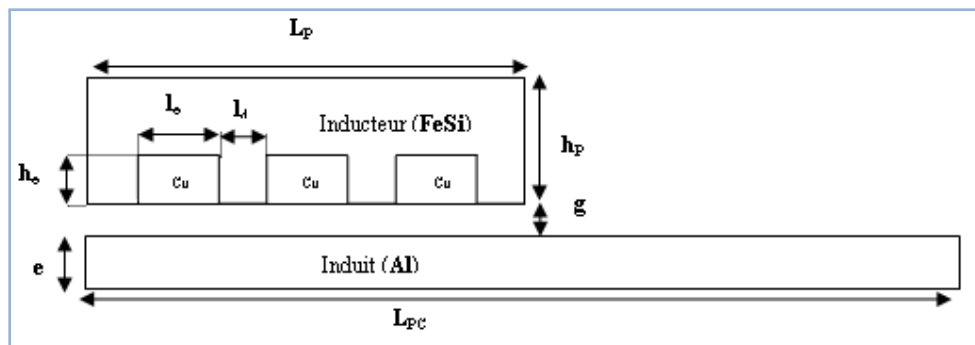


Figure IV.35 Modèle géométrique de la machine à étudier.

a) Caractéristiques géométriques**a- Inducteur (Fer-Silicium)**

Longueur : $L_p = 215 \text{ mm}$;

Largeur : $L = 251.2 \text{ mm}$;

Hauteur : $h_p = 30 \text{ mm}$;

Hauteur de l'encoche : $h_e = 25 \text{ mm}$;

Largeur de l'encoche : $l_e = 65 \text{ mm}$;

Largeur de la dent : $l_d = 5 \text{ mm}$;

b- Induit (aluminium)

Longueur : $L_{PC} = 4000 \text{ mm}$;

Epaisseur : $e = 5 \text{ mm}$.

c- Entrefer (air)

Epaisseur : $g = 2 \text{ mm}$.

b) Caractéristiques Physiques pour les différentes régions et la taille de leurs maillages

Les caractéristiques physiques et la taille de maillage des différentes régions sont les mêmes que celles de la première application.

Dans cette application un déplacement verticale de l'inducteur est étudié pour 197 itérations avec un pas de déplacement de 3 mm chacun.

Dans ce cas on utilise 8 inducteurs qui possèdent les mêmes paramètres optimaux. Pour une densité du courant $J_s = 10 \text{ MA/m}^2$, l'allure de la force en fonction du déplacement est illustrée par la figure IV.36:

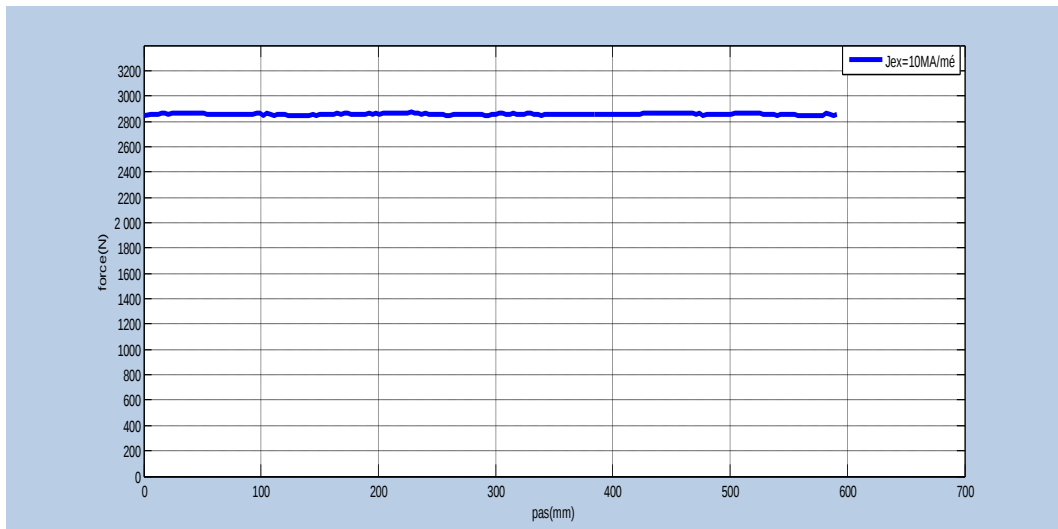


Figure IV.36 la force en fonction du déplacement.

a) L'influence de l'épaisseur de l'induit

Pour voir l'influence de l'épaisseur de l'induit sur la force magnétique nous avons effectué un test pour trois valeurs de cette dernière et nous avons obtenu le résultat suivant :

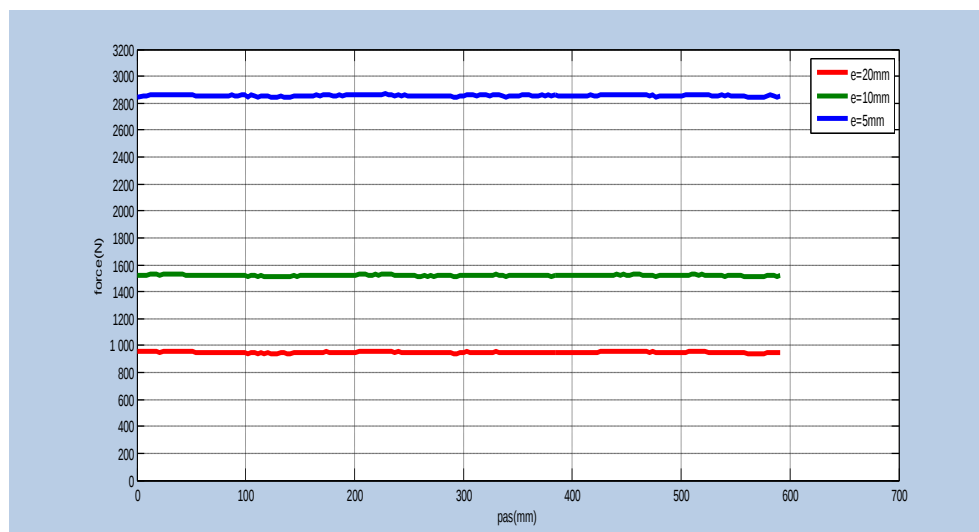


Figure IV.37 superpositions de la force en fonction du déplacement pour trois différentes épaisseurs de l'induit.

Les forces n'ont pas les mêmes valeurs pour chaque épaisseur de l'induit. La force est plus importante pour l'épaisseur $e=5\text{mm}$ que celle de $e=10\text{mm}$ et $e=20\text{mm}$. Il y a 45,21%, 20,86% de différence respective entre $e=5\text{mm}$ et $e=10\text{mm}$, et entre $e=10\text{mm}$ et $e=20\text{mm}$.

Conclusion

Cette partie a été principalement consacrée à l'évaluation de la force électromagnétique engendrée par un moteur linéaire à induction par la méthode des éléments finis en utilisant le logiciel FEMM. Le but de l'étude est d'évaluer aussi l'influence de quelques paramètres tels que la perméabilité magnétique, la densité du courant, la profondeur d'encoche et l'épaisseur de l'induit sur la force électromagnétique calculée par la méthode de Lorentz.

On constate que l'augmentation de la densité de courant, celle de la profondeur d'encoches ainsi que celle de la perméabilité relative engendre une force de poussée très importante, par contre l'augmentation de l'épaisseur de l'induit réduit la force.

***CONCLUSION
GENERALE***

Conclusion Générale

L'objectif de ce travail consiste à dimensionner un inducteur placé sur la cabine d'un ascenseur pouvant contenir une charge de 2000N. La méthode des éléments finis est utilisée pour le dimensionnement de l'inducteur pouvant produire une force capable de déplacer l'ascenseur.

La simulation est effectuée avec le logiciel FEMM (Finit Element Method Magnetic). Plusieurs applications ont été considérées soit en changeant les grandeurs géométriques soit les paramètres physiques de dispositif à étudier.

Dans un premier temps, on a considéré un dispositif à un seul inducteur de trois encoches ensuite un dispositif à trois inducteurs de trois encoches, L'étude a concernée l'évolution de la force électromagnétique engendrée par ces derniers. L'influence de plusieurs paramètres sur la force électromagnétique ont été considérés : la densité du courant, la perméabilité magnétique, la profondeur d'encoches, l'épaisseur de l'induit et la distance entre les inducteurs. En examinant les différents résultats qu'on a obtenus, on a constaté qu'ils sont très satisfaisants.

D'après les résultats obtenus, on a remarqué que la variation de la force électromagnétique en fonction du déplacement est proportionnelle à la variation de: la densité du courant, la perméabilité magnétique, la profondeur d'encoches et la distance entre les inducteurs. Et que la force magnétique diminue en augmentant l'épaisseur de l'induit. Ainsi pour avoir la force magnétique souhaitée on a optimisé les valeurs des paramètres précédents.

Dans un second temps, en gardant la distance optimale entre les inducteurs et la perméabilité magnétique optimale on a dimensionné 25 inducteurs distribués tout au long d'une cabine d'un ascenseur ainsi on a étudié leur déplacement et l'évaluation de la force électromagnétique en fonction de la densité du courant et l'épaisseur de l'induit.

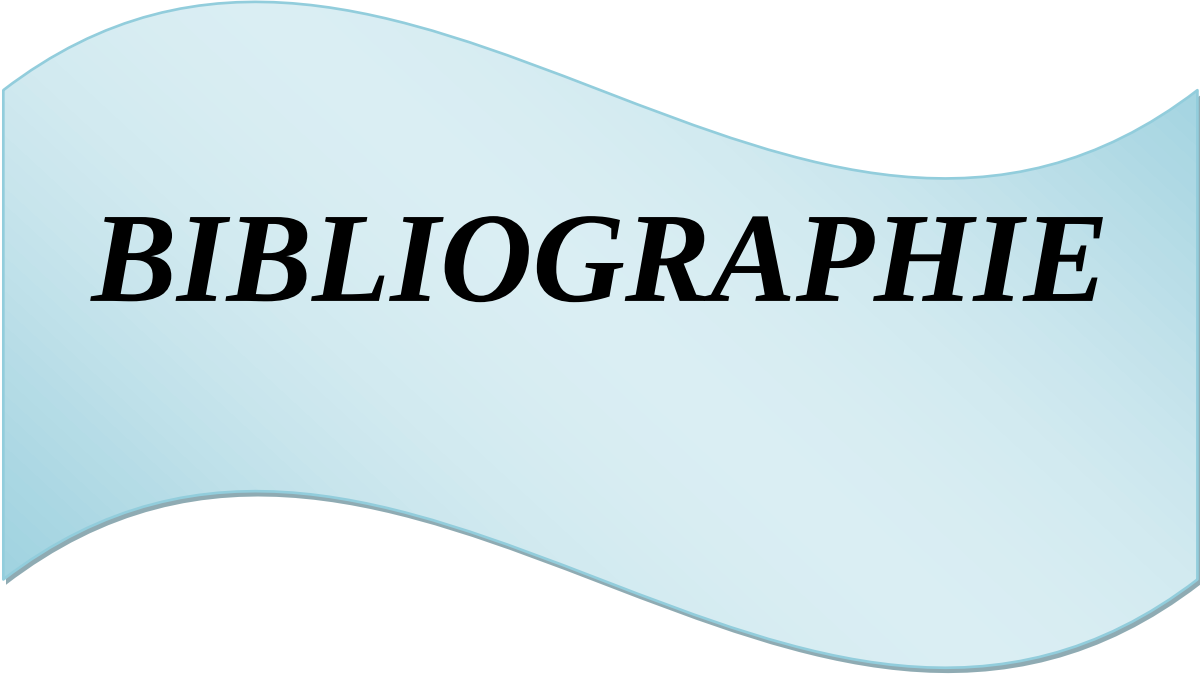
Finalement, vu l'insuffisance de la force obtenue en utilisant la géométrie précédente, on a proposé une autre géométrie qui nous a permit d'avoir une force plus grande pour faire déplacer le poids de 2000N dans une cabine d'un ascenseur en utilisant une densité du courant de 10MA/m^2 . En analysant les divers résultats qu'on a obtenus, on a remarqué qu'ils sont encourageants.

En termes de conclusion on constate que l'augmentation de la densité de courant, la profondeur d'encoches et la perméabilité relative engendre une force de poussée très importante, par contre l'augmentation de l'épaisseur de l'induit réduit la force.

Conclusion Générale

L'analyse des résultats montre que le bon choix de ces paramètres est d'une importance essentielle, si on veut assurer un meilleur fonctionnement du système.

Comme perspectives futures, on peut envisager de performer le même travail avec une étude tridimensionnelle et nous souhaitons de pouvoir réaliser des prototypes pour obtenir des performances plus importantes.



BIBLIOGRAPHIE

Bibliographie

- [1] B. Multon, l'énergie sur la terre : analyse des ressources et de la consommation. La place de l'énergie électrique, Revue 3E. I N° 13, 9p, Septembre 1998.
- [2] B. Multon, J. Bonal, Les entraînements électromécaniques directes : diversités, contraintes et solutions, colloque CEMD, ENS-Cachou-SEE, 4 février 1999.
- [3] H. Ben Ahmed, B. Multon, Les actionneurs électromagnétiques : quels choix pour la robotique ?, SATIE, ENS Cachan, Bretagne, UEB. Du 9 au 12 octobre 2007.
- [4] Lilia El Amraoui, conception électromagnétique d'une gamme d'actionneurs linéaires tubulaires à réluctance variable, Thèse De Doctorat, Université De Lille, 2002.
- [5] E. Isobe, Linear Metro Transport Systems For The 21st Century, Hitachi review Vol.48, No.3, 1999.
- [6] H. Ben Ahmed et AL, Généralités Sur Les Actionneurs Linéaire, SATIE ENS-Cachan, 2002.
- [7] H. Ben Ahmed, L. Prevond, B. Multon, B. Salamand, J. Lucidarme , Special Synchronous Linear Actuators Structures And Performances, Revue Electromotion n°5 p93 à 101, 1998.
- [8] S. Thiery, Modélisation et compensation de frottements dans un moteur linéaire, INPG-ESISAR, 1997.
- [9] A. Zehden, Elektrische Beförderungsanlage, Brevet Nr.26847, Charlottenburg, Jun 1902.
- [10] I. Boléa, A. Nacerc, linear electric actuators and generators, Cambridge University Press, 1997.
- [11] E. Laithwaite, induction machines for special purposes, George Newnes Limited, Tower House, London, UK, 1970.
- [12] F. Friedrich et al, propulsion and power spply system-transrapid vehicule-desing et test results, conference on Maglev transport 1985.
- [13] K. Na Kamura et al, LSM propulsion system of Mizayaki Maglev test track, conference on Maglev transport, 1985.

Bibliographie

- [14] M. Jufer, électromécanique, traité d'électricité, vol. IX, EPFL, Lausanne, Suisse, 1995.
- [15] A. Cassat, moteurs linéaires pas à pas, symp. sur les moteurs électriques linéaires, Ecole centrale de Lyon, France, 1974.
- [16] F. Brunner et Piaget, Principe et application des moteurs linéaires, l'automatisme N° 9, pp. 48-56, Mars-April 2000.
- [17] J. F. Gieras, Linear Induction Drives, Oxford Science Publications, 1994.
- [18] S. Chevailler, Comparative Study and Selection Criteria of Linear Motors, Thèse de L'École Polytechnique Fédérale de Lausanne, Switzerland, 2006.
- [19] M. Kant et R. Bonnefille, Moteur linéaire à induction, Techniques de l'Ingénieur, Electrotechnique N° 85, D 551, pp. 1-11.
- [20] G. W. McLean, Review of Recent progress in linear Motors, IEE Proceedings, Vol. 135, Pt. B, No.6, PP. 380-421, November 1988.
- [21] S. Nonaka and T. Higuchi, Elements of linear Induction Motor Design for Urban transit, IEEE transactions on Magnetics, Vol. Mag-23, No.5, pp. 3002-3004, Septembre 1987.
- [22] N. Wavre, cours d'entraînements électriques II moteurs linéaires, EPFL, Lausanne, Suisse, 1996.
- [23] R. Bonnefille et Michel Kant, Application de la théorie du champ électromagnétique aux machines linéaires à induction, Revue de physique appliquée. Tome 5, October 1970.
- [24] J. F. Eastham, A. Tenconi, F. Profumo, G. Gianolio, linear Drive in Industrial Application: State of the Art and open Problems, Proceedings of the International Conference on Electrical Machines (ICEM 02), proceedings CD-Rom, Bruges, Aug, 2002.
- [25] G. Brandenburg, S. Bruckl, J. Dormann, J. Heinzl, C. Schmidt, comparative investigation of rotary and linear motor feed drive systems for high precision machine tools, Advanced Motion, 2000, Proc of the 6th International workshop on, pp. 384-389, Apr. 2000.
- [26] S. Yaici, Modélisation électromagnétique et évaluation des performances d'une machine linéaire synchrone à aimant permanent, thèse de Magister, U.S. T. H. B, 1996.
- [27] T. Morizane et al, Direct linear drives for vertical transportation, EPE'95, Vol.3, pp98-103, 1995.

Bibliographie

- [28] J. F. Gieras, status of linear Motors in the United-States, Proceedings of the 4th International Symposium on Linear Drives for Industry Applications, LDIA2003, Birmingham, UK, 8-10 Sept 2003.
- [29] H. Lee, K. Kim and J. Lee, Review of Maglev Train Technologies, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 42, No. 7, July 2006.
- [30] T. AZUKIZAWA, Status of Linear Drives in Japan”, Proceedings of the 4th International Symposium on Linear Drives for Industry Applications, LDIA2003, Birmingham, UK, 8-10 Sept 2003.
- [31] P. Brissonneau, magnétisme et matériaux magnétiques pour l'électrotechnique, Edition HERMES, Paris, 1997.
- [32] K. Afef, matériaux magnétiques en génie électrique TOME1, Edition LAVOISIER, 2006.
- [33] F. Faure, Suspension magnétique pour volant d'inertie, Thèse de Doctorat, soutenue au LEG – INP Grenoble, 2003.
- [34] H. Mohellebi, Elaboration de Modèle 2D analytico-numérique pour l'étude de système électromagnétique comportant des pièces en mouvement, thèse de doctorat d'état, Université Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou, Janvier 2001.
- [35] J. E. Thomson, the magnetic proprieties of materials, Edition nownes Books, New York, 1968.
- [36] Christian Garing, Milieux magnétiques, Edition Marketing, Paris 1996.
- [37] Ph. Robert, Matériaux de l'électrotechnique, traité d'électricité, Presse Polytechniques Romandes, lieu, Troisième Edition, 1989.
- [38] A.K. Le Bouc, Matériaux magnétiques en génie électrique 1, Edition Lavoisier, 2006.
- [39] P.E. Cavarec, Calcul et minimisation des efforts normaux parasites dans les actionneurs synchrones a aimants permanents, JCGE Nancy, pp 83-88, novembre 2001.
- [40] P. Tixador, Les supraconducteurs, P 203 Hermès collection matériaux, Paris, 1995.

Bibliographie

- [41] M. V. Berry, The Levitron: an adiabatic trap for spins, Proc. Roy. Soc, Ser, A, vol. 452, no.1948, pp. 1207–1220, May 1996.
- [42] J. L. Duchateau, Superconducting magnets for thermonuclear fusion, note PEM 93-19, (chapitre 5 du project européen COMETT), 1993.
- [43] A.C. ROSE-INNES and E.H. Rhoderick, Introduction to superconductivity, Pergamon Press Ltd, 1978.
- [44]H. Kamerlingh Onnes, The Superconductivity Of Mercury, Communication From The Physical Laboratory Of The University Of Leiden, Vol. 120b, 122b, 124c, 1911.
- [45] M. D. Simon, L. O. Heflinger, S. L. Ridgway, Spin stabilized magnetic levitation, American Journal of Physics, vol. 65, no. 4, pp. 286–292, 1997.
- [46] W. Meissner and R. Oxhenfeld, Ein neus effect bei Eintritt der supraleifähigkeit, Die Naturwissenschaften, Vol. 21 (44), pp. 787-788, 1933.
- [47] François Gervais, « Les nouveaux supraconducteurs », technique de documentation Lavoisier 1991.
- [48] Joseph Baixeras , Les supraconducteurs », science et technique de l'ingénieur, édition Eyrolles (CNRS), 1998.
- [49] O. Bethoux, Les supraconducteurs à base de Nb, Revue de physique appliquée, Tome 5, Page 495, Juin 1970.
- [50] Y. Brunet, Supraconducteurs, Techniques de l'ingénieur, traité génie électrique, D2 700, 1989.
- [51] J. Etourneau, Les matériaux supraconducteurs : problèmes et perspectives d'utilisation. Nouvelles orientations des recherches, Revue phys. Appl.2. Classification physics Abstracts 74.70 P, Page 649-657, Novembre 1986.
- [52] K. Takenaka, K. Mizuhashi, H. Takag and S. Uchida, Interplane charge transport in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$: Spin-gap effect on inplane and out-of-plane resistivity, Phys-Rev.B, 50(9), P.6534-6537, 1994.
- [53] J. R. Clem, Two-dimensional vortices in a stade of thin superconducting films: a model for high-temperature superconducting multilayers, Phys. Rev. B 43, 7837 (1991).

Bibliographie

- [54] Y. B. Kim, C. F. Hempstead, A. R. Strnad, Critical persistent currents in hard superconductors, physical review letters, Volume N°9, N°7, pp 306-309, Octobre 1962.
- [55] M. K. Wu, J. R. A. Shburn, C. J. Torng, P. H. Hor et al, superconductivity at 93 K in a new mixed phas YBaCuO compound system at ambient pressure, Physical Review letters, Vol.58, No.9, PP. 908-910, 1987.
- [56] M. Boukellel, Conception et Réalisation d'un capteur de Micro et Nano-Force, Application des ovocytes, thèse de doctorat de l'université Franche-Comté, 2003.
- [57] S. Earnshaw, sur la nature des forces moléculaires qui règlent la constitution de l'éther, trans. Cambridge Philosophical Society-Vol-7-Part 1-PP. 97-112. 1939.
- [58] A. Chiba, A. Fuk, A. Ichik, M. Oshima, M. Takemoto and D. Dorrell, Magnetic Bearing and Bearingless Drives , Newnes, An imprint of Elsevier Linacre House, Jordan Hill, Oxford OX2 8DP 30 Corporate Drive, Burlington, MA 01803. 2005.
- [59] F. C. Moon, superconducting levitation, Application to Bearings and Magnetic transportation, WILEY-VCH Verlag GmbH et Co, KGaA, weinheim, Germany, 2004.
- [60] P. Tixador, Matériaux supraconducteurs, Lavoisier, Hermès Sciences publication, Paris 2003.
- [61] A.V. Filatov, O. L. Poluschenko, Sung-Chul. Shin, A new approach to the design of passive magnetic bearings high-Temperature superconductors, Cryogenics, Vol. 38, No. 6, pp. 595-600, 1998.
- [62] S. Shin, A. V. Filatov, High-temperature superconducting magnetic bearing, Germany Patent. 1964 1438, February 22, 2001.
- [63] S. Ho Tam Fou, A. Erraud and F. Bouillault, Numerical modeling of the association of magnetic and HTS superconductors, IEEE transactions on magnetic, Vol.36, No. 4, Juillet 2000.
- [64] Zun. Zheng, Honghai. Song, Jaisu. Wang, Suyu. Wang, Minxian. Liu Et Hua. Jing, Numerical Methods to the Excited High-Tc Superconducting levitation System Above the NdFeB, Guideway, IEEE Trans on Magnetics, Vol.42, Avril 2006.

Bibliographie

- [65] M. Majoros, L. Jansak, Transient Analysis of HTc Inductive Fault current Limiter, IEEE, Vol.7, No. 2, June 1997.
- [66] M. Victor, S. Vladimir, High-Tc superconducting inductive current limiter for 1kV/25A performance, IEEE. Vol .5, PP 1044-1046, June 1995.
- [67] G. Karady, Concept of a combined short circuit limiter and series compensators, IEEE Transactions on Power Delivery. Vol.16. No.3, July 1991.
- [68] S. Vladimir, M. Victor, Study of the quench conditions in superconducting current limiters, IEEE. Vol.1, PP 2110-2113, March 2001.
- [69] R. F. Gans, T. B. Jones, M. Washizu, Dynamics of the Levitron, Journal of Physics,D-Applied Physics, vol. 31, no. 6, pp. 671-679, 1998.
- [70] S.Gov, S. Shtrikman, H. thomas, On the dynamical stability of the hovering magnetic top, Physica D, vol. 126, no. 3-4, pp. 214-224, 1999.
- [71] B. Luc Quin et O. Pironneau, introduction au calcul scientifique, collections mathématiques appliquées pour la maitrise, Masson, Paris, 1996.
- [72] O. C. Zienkiewicz et R. L. Taylor, la méthode des éléments finis : Formulation de base et problèmes linéaires, Afnor, Paris, 1991.
- [73] N. Hulin et M. Hulin, Equations de Maxwell, ondes électromagnétiques, tome3, Edition Ediscienne, Paris, 1996.
- [74] E. Amzallag, N. Picolli, Electromagnétisme, Tome3, Edition Ediscienne, Paris, 1996.
- [75] J. C. Sabonnadière, J. L. Colomb, Calcul des champs électromagnétiques, Technique de l'ingénieur, D 3020, traité de génie électrique, 2003.
- [76] J. R Brauer, S. M Schaefer, Jin-Fa Lee, Raj Mittra, asymptotic Boundary condition for three dimensional magnetostatic finite elements, IEEE Trans. Mag, Vol. 27, No.6, PP 5013-5015, November 1991.
- [77] Matthew N.O. Sadiku, Numerical Technique in Electromagnetic, Copyright C 1992 by CRC Press Inc, ISBN 0-8493-4232-5, 1992.

Bibliographie

- [78] H .Mohellebi, modèle analytico-numérique de calcul des courants de Foucault dans des dispositifs axisymétriques, Mémoire de Magister, Université de Tizi-ouzou 1996.
- [79] R. Albanese, G. Rubinacci, numerical procedures for the solution of non linear electromagnetic problems; IEEE Transaction on magnetics, Vol. 28, No.2, PP 1228-1231, March 1992.
- [80] J.D. Lavers, Electromagnetic Field Computation Power Engineering, IEEE Transaction On Magnetics, Vol.29, No.6, pp.2347-2352, 1993.
- [81] F. Hocini, M. Abdellah, M. Zaouia, H.Mohellbi, Modèle De Couplage électromagnétique, CNEA 04, Sidi Bel-abbes, 24 et 25 Mai 2004.
- [82] K. Preis, O. Bino, Numerical Analysis Of 3D Magnétostatic Field, IEEE Transaction On Magnetic.Vol.27, No.5, P. 3798 – 3803, Septembre 1991.
- [83] P.P. Silvester and R. L. Ferrari, Finite Elements Method For Electrical Engineers, Cambridge University press, 2nd Edition, 1990, Reprinted 1991.
- [84] J. F. Eastham, R. Akmes, D. Rodger, R. Jhill-Cottingham, Prediction of thrust force in tubular induction machines, IEEE transactions on magnetics, vol.28, No.2, pp 1375-1377, March 1992.
- [85] k. Adamiak, J. Mizia, G. E. Dawson, A. R. Eastham, Finit Element Force Calculation in Linear Induction Machines, IEEE transaction on magnetics, vol. MAG- 23, No. 5, pp 3005-3007, September 1987.
- [86] M. Kant, Moteurs Electriques à Mouvement Linéaire Et Composé, Technique De L'ingénieur, D3700, Février 2004.
- [87] S. Nonaka and T.Higuchi, Element of Linear Induction Motor Design for Urban Transit, IEEE Transaction on Magnetics, Vol. Mag-23, No.5, pp3002-3004, september 1987.
- [88] A. Michel, Phénomène magnétique et structure, Presse en Belgique, 1966.
- [89] G. Snitchler, B. Gamble, and Swarn S. Kalsi, The performance of a 5 MW High Temperature Superconductor Ship Propulsion Motor, IEEE Transaction on Applied Superconductivity, Vol. 15, No. 2, June 2005.

Bibliographie

- [90] P. Kummeth, M. Frank, W. Nick, G. Nerowski, H.-W. Neumueller, Development of synchronous machines with HTS rotor, *Physica C* 426–431, 1358–1364, 2005.
- [91] G. Spinnler, conception des machines : principe et application, Tome1, Edition Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, Lausanne 1997.
- [92] G. Meunier, D. Shen, J.L. Coulombe, Modelisation of 2D Axisymmetric magnetodynamic domain by the finite element method, *IEEE Transactions on magnetics*, vol.24, N°1, January 1988.