

RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université Mouloud Mammeri de Tizi-ouzou



Faculté de génie électrique et d'informatique
Département d'électrotechnique
Master: entraînements électriques

Mémoire

De fin d'étude

En vue de l'obtention du diplôme de master
En entraînements électriques

Thème

**Modélisation par Éléments Finis d'une
Machine Linéaire Tubulaire et
Réalisation de Prototype**

Proposé par :

M^r : MOHELLEBI Hassane

Réalisé par :

M^r : AHCENE Aziz

Dirigé par:

M^r : MOHELLEBI Hassane

M^r : HOCINI Farid

Promotion 2011/2012

Au terme de ce mémoire, je remercie le dieu le miséricordieux de m'avoir donné le courage et la patience pour mener à bout ce modeste travail

Egalement je tiens à exprimer mes vifs remerciements à mon promoteur M^r H.MOHELLEBI, professeur à l'université Mouloud MAMMERY de tizi ousou, qui m'a fait l'honneur de me prendre sous sa responsabilité, ainsi que pour ces orientations et précieux conseils, qu'il trouve ici toutes les expressions de mon respect et gratitude.

Je ne manquerais pas de remercier chaleureusement M^r .F. HOUCINI, enseignant à l'université Mouloud MAMMERY de Tizi-Ouzou qui m'a orienté et conseillé durant la réalisation de ce travail, qui je n'aurais certainement pas réussi sans sa large contribution, son sérieux, son efficacité et sa rigueur.

Mes remerciements s'adressent également aux enseignants qui ont contribué à ma formation, ainsi que les membres de jury qui e feront l'honneur de juger ce travail.

Je voudrais aussi remercier du fond du cœur mes parents ainsi que mes frères pour m'avoir toujours soutenu et encourager dans mes études. Que ce mémoire soit pour vous une preuve de ma plus profonde et sincère reconnaissance.

Enfin, je ne saurais exprimer en quelques mots tout ce que je dois à ma femme Sonia pour le soutien et les encouragements constants qu'elle m'a apporté tout au long de ce travail.

Je dédie ce modeste travail à :

- Mes parents avec lesquels j'ai le plaisir de partager ces moments, et je les remercie pour m'avoir guidé tout ce chemin ;
- Mes sœurs et mes frères ;
- Mes oncles et tantes ;
- Ma femme et sa famille ;
- Tous mes amis(es) ;
- A tous les enseignants qui ont contribué à ma formation, tous cycles confondus, chacun à son nom.

I. Introduction générale.....1

Chapitre I : Généralités sur les machines linéaires

I.1 Introduction.....	2
I.2.Entrainement indirect.....	2
I.3.Entrainement direct.....	3
I.4. Différence essentielles entre les moteurs linéaires et Tournants.....	3
I.5. Description du moteur linéaire.....	3
I.5.1.Moteur linéaire simple induction (M.L.I)	4
I.5.2. Moteur linéaire double inducteur (M.L.D.I).....	5
I.5.3. Moteur linéaire pas à pas.....	6
I.5.4. Moteur linéaire à courant continu.....	7
I.5.5. Moteur linéaire tubulaire.....	7
I.5.5.1. Moteur linéaire tubulaire asynchrone triphasé.....	7
I.5.5.2. Moteur linéaire tubulaire synchrone monophasé à bobine mobil.....	8
I.6. Caractères spécifiques aux moteurs linéaires.....	10
I.7. Le schéma électrique équivalent d'une machine linéaire.....	11
I.8. Les avantages et les inconvénients des machines linéaires.....	12
a- Les avantage.....	12
b- Les inconvénients.....	12
I.9. Matériaux ferromagnétiques utilisés.....	13
I.9.1. Définition.....	13
I.9.2. Loi comportementale des milieux ferromagnétiques.....	13
a-Courbe de première aimantation.....	13
b- Cycle d'hystérésis.....	14
I.9.3. Classification des matériaux ferromagnétiques	15
a-Matériaux durs.....	15

b-Matériaux doux.....	16
I.9.4. Le Fer et ces alliages magnétiques.....	16
I.9.4.1. Les alliages Fe-Ni.....	17
I.9.4.2. Les alliages Fe-Co	17
I.9.4.3. Les alliages Fe-Si.....	17
I.9.5. Les tôles magnétiques.....	18
I.9.5.1. Les tôles magnétiques à grains non orientés.....	18
I.9.5.2. Les tôles magnétiques à grains orientés.....	18
I.9.6. Pertes dans la matière.....	19
I.9.6.1. Energie magnétisante.....	19
I.9.6.2. Pertes par hystérésis.....	20
I.9.6.3. Pertes par courants de Foucault.....	21
I.10. Conclusion.....	22

Chapitre II : Modélisation de la machine linéaire

II.1.Introduction.....	23
II. 2. Etude de l'exemple numérique	23
a) Circuit équivalent par phase	23
b) La géométrie de la machine étudiée.....	24
II. 3. Les différents paramètres de la machine linéaire	25
II. 4. Calcul empirique et construction	26
II . 4.1. Les dimensions de l'encoche	26
II. 4.2. Les démentions de la dent	26
II. 4.3. Le nombre d'encoches Z	26
II. 4.4. La surface de l'encoche	26
II. 4.5. Le diamètre du conducteur avec isolation	26

II. 4.6. Le nombre de conducteur par encoche	26
II. 4.7. La section du cuivre dans l'encoche	27
II. 4.8. Le pas dentaire	27
II. 4.9. Le pas polaire	27
II. 4.10. Nombre d'encoches par pôle et par phase	27
II. 4.11. Le nombre de spires d'une voie parallèle	27
II. 4.12. Le flux magnétique	27
II. 4.13. Calcul de l'induction magnétique dans l'entrfer	28
II. 4.14. Calcul de l'induction magnétique dans les dents.....	28
II. 4.15. Calcul de l'induction magnétique dans le dos	29
II. 4.16. Les résultats du calcul empirique	29
II. 5. Expressions des impédances du schéma équivalent	30
II. 5.1. Résistance du primaire	30
II. 5.2. Résistivité	30
II. 5.3. Réactance du primaire	30
II. 5.4. Impédance du secondaire ramenée au primaire	31
II. 5.5. L'impédance ferromagnétique du secondaire	31
II. 5.6. L'impédance de la couche conductrice en Al	32
II. 5.7. Expression des courants du schéma équivalent	33
Courant nominal absorbé	33
Le courant du primaire	33
Le courant du secondaire	33
II.5.8. Expression et calculs des puissances et les pertes du schéma équivalent.....	33
a) Glissement.....	33
b) vitesse synchrone linéaire.....	34
c) La force de poussée	34
d) Bilan des puissances.....	34
Puissance transmise au rotor	35

Puissance utile.....	35
Pertes joules statoriques.....	35
La puissance absorbée.....	35
II.5.9. Les résultats du calcul des puissances et les pertes du schéma équivalent.....	35
II.5.10. Influence de la densité du courant	36
II.5.10.1 Sur La force de poussée	36
II.5.10.2 Sur la puissance transmise à l'induit..... ;;	36
II.5.10.3 Sur les pertes joule induit	37
II.5.10.4 Sur la puissance utile.....	37
II.5.10.5 Sur le rendement	38
II.5.11. Influence de glissement.....	38
II.5.11.1 Sur La force de poussée	38
II.5.11.2 Sur la puissance transmise à l'induit..... ;;	39
II.5.11.4 Sur la puissance utile.....	39
II.5.11.4 Sur le rendement	40
II.5.11. Interprétation des courbes.....	40
Conclusion.....	41

Chapitre III: Modèles électromagnétiques et méthode des éléments finis

III-1- Introduction.....	43
III-2-Définition de différentes grandeurs fondamentales.....	44
III-2-1- le champ électrique.....	44
III-2-2-Le champ magnétique	44
III-2-3-Le champ d'induction magnétique	44
III-2-4-Flux magnétique	45
III-2-5-Densité de charge électrique.....	45
III-2-6-Densité de courant	45
III-3-Equations de MAXWELL	46
a).Première équation	46
b).Deuxième équation de Maxwell	47
c).Troisième équation de Maxwell	48
d).Quatrième équation de Maxwell	48
III-4-Loi d'Ohm	49
III-5-Relations du milieu	49

a).Cas d'un milieu magnétique linéaire	50
b).Cas d'un milieu diélectrique linéaire	50
c). Pour un aimant permanent	50
III-6- Méthode des éléments finis	51
III-6-1 Introduction.....	51
III.6.2. Principe de la méthode des éléments finis	51
III.6.3. Les principales équations de la physique mathématique	51
III.6.3.1 Equations de type elliptique	51
III.6.3.2 Equations de type parabolique	52
III.6.3.3 Equations de type hyperbolique	52
III.6.4 Les conditions aux limites	52
a).Condition de DIRICHLET.....	52
b).Condition de NEWMANN.....	52
c).Condition mixte DIRICHLET et NEWMANN	53
III.6.5. Formulation éléments finis des équations électromagnétiques	53
III.6.5.1. Formulation variationnelle	53
III.6.5.2.formulation résidus pondérés	54
III.6.6. Discrétisation du domaine d'étude	55
a-Eléments de références	55
a-1-Elément à une dimension	56
a-2-Elément à deux dimensions	56
a-3-Elément à trois dimensions	56
b-Fonctions d'interpolations	57
b-1- Principe de l'état complet	57
b-2- Principe de compatibilité	57
c- Fonction d'approximation sur un élément	58
III-7-Méthode de Galerkin	58
a-Modèle magnétostatique 2D.....	58
- Cas cartésien	58

- Cas axisymétrique.....	61
b-Modèle magnétodynamique	61
b-1-Modèle linéaire	61
b-2 - Modèles non linéaires	64
III-8- Avantages et inconvénients de la méthode des éléments finis	61
a- Les avantages.....	61
b- Les inconvénients	61
III-9-force magnétique	65
III-9-1-la force déduite à partir de la méthode de l'énergie magnétique totale.....	65
III-9-2-la force déduite à partir de la méthode de la Co-énergie.....	65
III-9-3-la force déduite à partir de la méthode des travaux virtuels.....	65
III-9-4-la force déduite à partir de la méthode du tenseur de Maxwell.....	66
III-9-5-la force déduite à partir de la méthode de LORENTZ	66
Conclusion.....	68

Chapitre VI : Application et Résultats

IV.1.Introduction.....	69
IV.2. Description du dispositif à étudier.....	69
IV.2.1. Caractéristiques physiques.....	70
a- Air.....	70
b- Inducteur	70
c- Induit	70
d- La culasse	70
IV.2.2. Dimensions géométriques	71
IV.3. Domaine de résolution et conditions aux limites.....	71
IV.3.1. Condition aux limites.....	71

IV.3.2.Maillage du domaine de résolution.....	72
IV.4. Formes différentielles associées aux différentes régions du domaine d'étude.....	72
a- L'air.....	74
b- Inducteur.....	74
c- L'induit.....	74
d- La culasse	75
IV.5. Résultats et interprétations	75
IV.5.1.Répartition du potentiel vecteur magnétique.....	75
IV.5.2. Déplacement en fonction de temps.....	76
IV.5.3. La force en fonction de déplacement.....	76
IV.5.4. La vitesse en fonction de temps.....	77
IV.5.5. Interprétation des courbes.....	77
IV.5.6.Influence de la longueur de la pièce.....	78
IV.5.6.1. Sur le déplacement.....	78
IV.5.6.2. Sur la force.....	79
IV.5.6.3. Sur la vitesse.....	79
IV.6 .Processus de fabrication.....	80
IV.6.1.Matériaux utilisés pour la construction de la machine	80
a-les cornes au ferromagnétique.....	80
b- Le tube d'aluminium	80
c-Fils de cuivre	80
d-Le gabarit de bois	80
IV.6.2. Le bobinage.....	80
IV.6.3. L'assemblage.....	80
IV.7.Représentation de la machine réalisé.....	80
IV.8.Alimentation de la machine	81

V. Conclusion Générale81

1.1 Introduction

Les entraînements directs avec moteurs linéaires augmentent considérablement les performances du système puisque les limitations mécaniques sont supprimées. Ils sont caractérisés par une plus grande précision, une plus grande accélération et une plus grande vitesse. [1]

Le moteur linéaire est un type particulier de son homologue rotatif. Cette nouvelle configuration est en principe envisageable pour tous les types de moteurs rotatifs, il est donc possible de concevoir des prototypes linéaires synchrone, asynchrone, à courant continu, pas à pas et oscillatoire, avec une réversibilité en exploitation et en mouvement, c'est-à-dire à induit fixe inducteur mobile et vice versa. Il est initialement conçu à la moitié du XIXe siècle dont les performances atteignent rarement celle des variantes rotatives. Vu les caractères spécifiques de leurs mouvements en translation le moteur linéaire constitue par lui-même un entraînement direct, remplaçant ainsi les systèmes conventionnels complexes associés au moteur rotatif assurant un mouvement rectiligne. [2]

1.2. Entraînement indirect

C'est le système le plus employé de nos jours, il est basé essentiellement sur les machines tournantes classiques et des organes de transmissions et de conversion du mouvement entre l'actionneur rotatif et la charge, le mouvement rotatif des machines tournantes est transformé en mouvement de translation (linéaire) à l'aide d'engrenages, de crémaillères, de croies ou de vis à billes.

L'ensemble machines tournantes, organes de transmission et de conversion peut développer des efforts qui peuvent atteindre facilement 10KN, et des vitesses de déplacements d'une dizaine de millimètres par seconde.

Ce mode d'entraînement offre l'avantage d'utiliser des machines standards, et de permettre un éventuel éloignement du dispositif par rapport à la charge entraînée, avec un faible coût, mais ce type d'entraînement présente des inconvénients qui se traduisent par une limitation en terme de dynamique, qui est le résultat d'une accélération limitée par les différents moments d'inertie (axe, moteur et couplage), une force qui n'est pas directement appliquée à la charge et une précision réduite du positionnement, et il s'ajoute à cela un mauvais rendement et une nuisance sonore. [9,16]

1.3. Entraînement direct

Dans ce type d'entraînement, il s'agit de concevoir des dispositifs électromagnétiques adaptatifs appelés moteurs linéaires, ce mode est dispensé d'organes de conversion rotation-translation, le mouvement linéaire n'est pas une conversion d'un mouvement d'une autre nature.

Donc le mouvement et l'effort sont directement appliqués à la charge, alors moins de pièces en mouvement, donc moins d'inertie et une réduction de la taille du dispositif, ajouté à cela une bonne précision du positionnement et une propreté inégalé.

Lorsque l'accélération, la taille, la précision du positionnement et la propreté présentent un intérêt privilégié l'entraînement directe s'impose. [9,16]

1.4. Différence essentielles entre les moteurs linéaires et Tournants [1]

Le moteur linéaire diffère du moteur rotatif par les points fondamentaux suivants :

- circuit magnétique (inducteur) 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.
- entrefer important et occupé, dans sa majeure partie, par l'induit.

1.5. Description du moteur linéaire

Un moteur linéaire est essentiellement un moteur électrique qui a été déroulé de sorte qu'au lieu de produire un couple (rotation), il produit une force linéaire.

Il se compose de deux parties essentielles, l'inducteur et l'induit. L'une de ces parties peut se déplacer sous l'effet de la force d'interaction des champs magnétiques (inducteur-induit) tandis que l'autre reste bloquée. [2]

De cela on définit deux principaux types de moteur linéaire :

- à induit long inducteur court.
- à inducteur court induit long.

La Figure(I.1) présente le passage d'un moteur rotatif à un moteur linéaire.

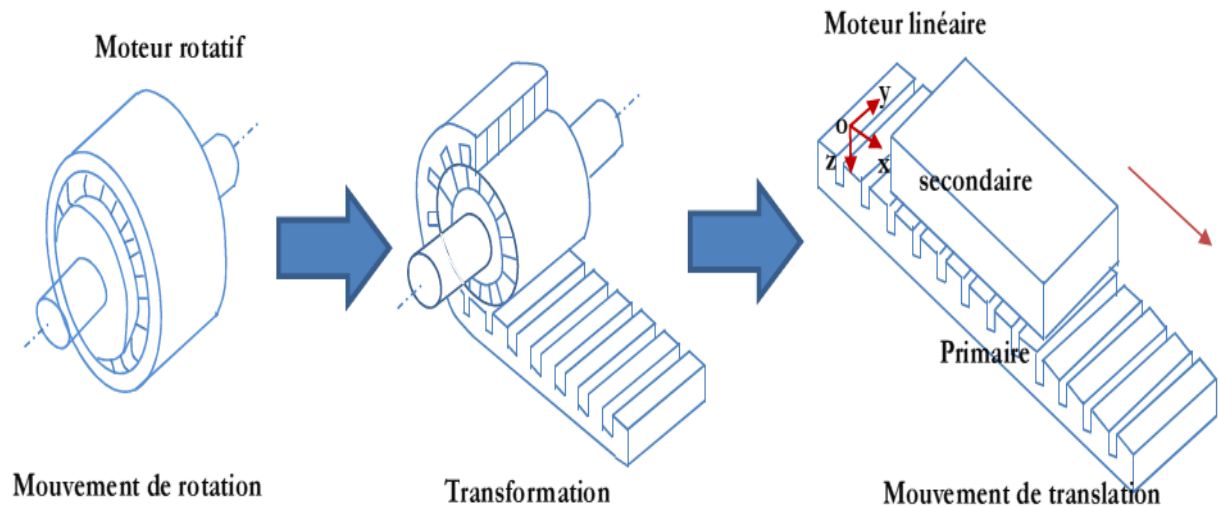


Figure I.1 : Transformation d'un moteur rotatif en moteur linéaire

La Figure (I.1) présente un moteur linéaire à induction avec un seul primaire. Selon la Figure (I.1), les enroulements sont placés suivant l'axe transversal \overline{OY} . Ainsi, les courants créent un champ d'induction magnétique, dirigé suivant l'axe \overline{OZ} . Si les enroulements sont convenablement répartis et alimentés par une source électrique polyphasée de pulsation ω , le champ magnétique se propage sous la forme d'une onde glissante selon la direction \overline{OX} .

$B = B_{\max} \cos\left(\frac{\pi x}{\tau} - \omega t\right)$ où t représente le pas polaire du moteur. En réaction, les courants induits créent le flux magnétique au secondaire. Une force de translation apparaît due à l'interaction entre le primaire et le secondaire. Le principe est identique à celui du moteur rotatif à induction, mais au lieu de créer un champ magnétique tournant, c'est un champ magnétique de translation qui est créé. Tous les types de moteur rotatif peuvent être réalisés en moteur linéaire. [3]

1.5.1. Moteur linéaire simple induction (M.L.I)

Le M.L.I illustré par la figure (I.2) se circuit de fermeture des lignes de champ magnétique (induit) qui n'est qu'un assemblage d'une couche d'aluminium (4) et d'une plaque d'acier (1).

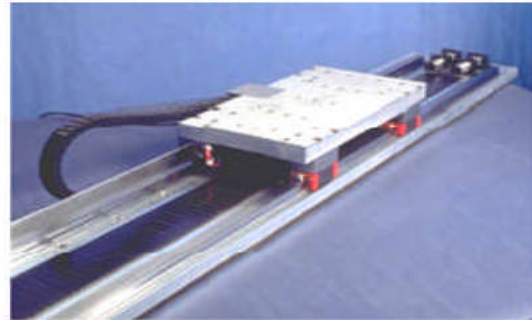
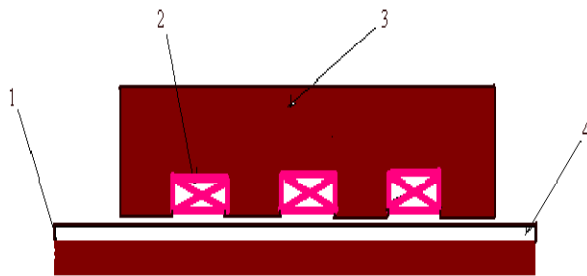


Figure (I.2) : Moteur linéaire simple induction

Cette variante est la plus courante, car elle s'intègre plus facilement dans la plupart des applications. Elle présente une force d'attraction importante entre l'inducteur et l'induit. [1,2]

1.5.2. Moteur linéaire double inducteur (M.L.D.I)

Cette structure figure (I.3) permet d'obtenir des poussées spécifiques plus élevées et une résultante de force d'attraction entre les armatures statoriques presque nulle.

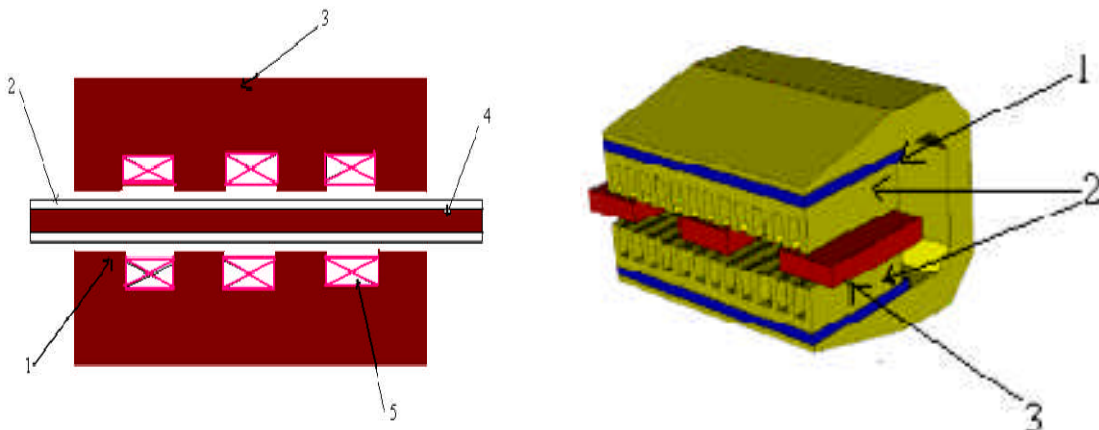


Figure (I.3) : Moteur linéaire double induction

Le M.L.D.I n'est qu'un assemblage de deux moteurs simple induction composée de deux stators (3) symétriques par rapport à l'induit. (4) circuit de fermeture des lignes de champ, couvert de part et d'autre d'une couche d'aluminium (2) afin d'améliorer les propriétés énergétiques. (1) la denture et (5) le bobinage. [1,2]

I.5.3. Moteur linéaire pas à pas

Comme tous les transducteurs électromécaniques, les moteurs pas à pas assurent une conversion d'information. La particularité de ces moteurs est d'assurer un mouvement mécanique incrémental continu.

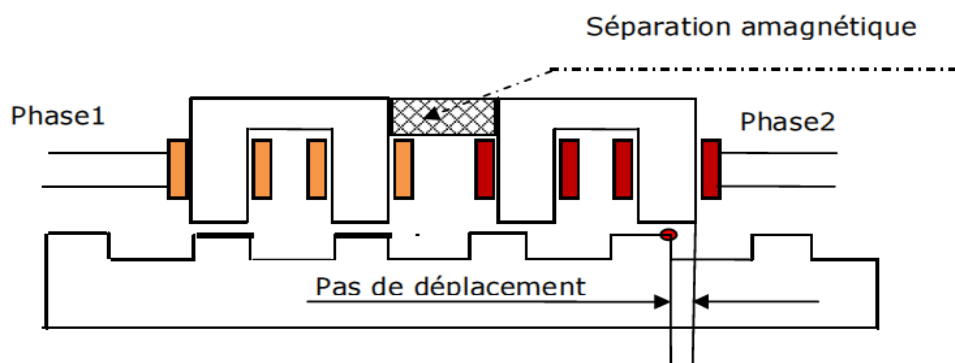


Figure (I.4) : Moteur pas à pas linéaire à réluctance variable.

L'alimentation d'une bobine ou d'un groupe de bobines associée à un moteur pas à pas conduit le rotor à une position d'équilibre déterminée. Pour assurer le déplacement d'un pas supplémentaire, il est nécessaire d'alimenter une bobine ou un groupe de bobines différentes ; Ceci permet de créer une nouvelle position d'équilibre. En conséquence, un moteur pas à pas doit, dans la règle, comprendre plusieurs bobines ou groupes de bobines. Il s'agit des phases d'un moteur. Un moteur pas à pas comprend usuellement 2, 3, 4,5 ou 8 phases. Le nombre de phases est fonction du nombre de pas par tour, de la disposition constructive du moteur et des performances attendues (couple ou fréquence élevée). Néanmoins, il est possible de réaliser des moteurs pas à pas monophasés. Ils sont obligatoirement de type électromagnétique ou réluctant polarisé.

L'avance d'un pas est assurée par l'alternance alimentation, coupure du bobinage.

Le rôle de l'alimentation est d'assurer une amplification de la commande de façon à appliquer la tension successivement aux différentes phases. Le couple étant proportionnel au carré du courant, cette alimentation devra s'approcher le plus possible d'une source de courant.

L'alimentation est constituée généralement de transistors fonctionnant alternativement en régime saturé ou bloqué.

Pour éviter les surtensions de coupure, l'alimentation doit également assurer la décroissance progressive, l'alimentation permet d'agir sur certaines performances limites du moteur. Par ailleurs, le rendement de cette alimentation doit parfois obéir à des conditions de qualité en raison d'aspects énergétiques u thermiques.

1.5.4. Moteur linéaire à courant continu

Pour les excursions longues et nécessitantes de fortes puissances, le moteur linéaire à courant continu homopolaire plan avec une commutation électrique est le plus adapté, ce type de moteur est à guide actif, la commutation électrique lui procure des propriétés semblables à celle des moteurs synchrones. [9,12]

Il est utilisé principalement dans le domaine du transport et de traction ferroviaire.

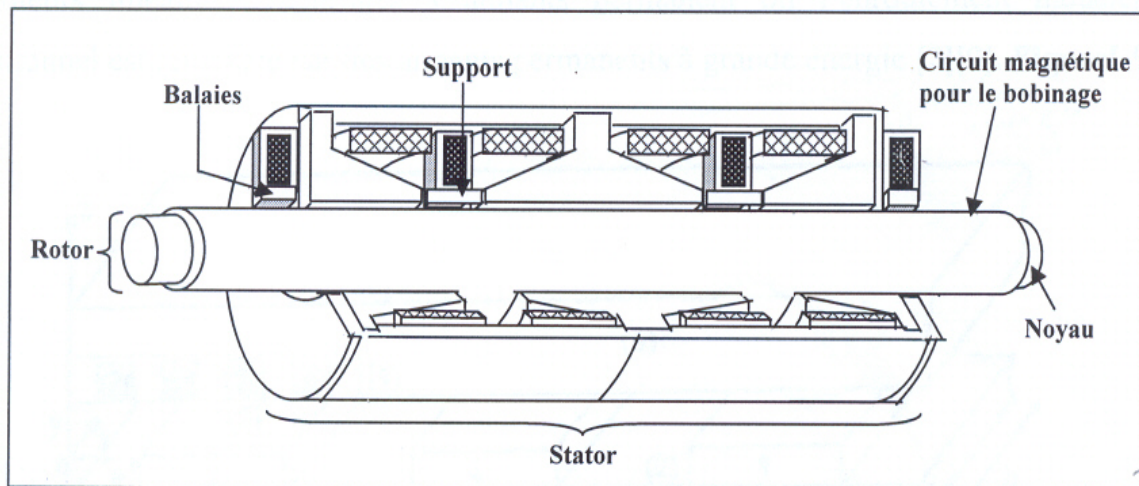


Figure (I.5) :Schéma simplifié d'un moteur linéaire à courant continu

1.5.5. Moteur linéaire tubulaire [1,2]

Dans cette gamme il existe deux types de moteurs, triphasé et monophasé.

1.5.5.1. Moteur linéaire tubulaire asynchrone triphasé

On peut donner aux moteurs linéaires à induction une forme tubulaire, dans laquelle l'induit et l'inducteur sont cylindriques, et le champ glissant est dirigé le long de l'axe. Ces moteurs sont alors appelés linéaires à flux axial.

Une façon de créer le champ glissant axial consiste à faire circuler des courants triphasés dans des bobines disposées comme le montre la figure (I.6). Si on désigne par $\frac{\lambda}{2}$ (demi-longueur d'onde) l'intervalle entre deux bobines successives d'une même phase bobinée en sens inverse.

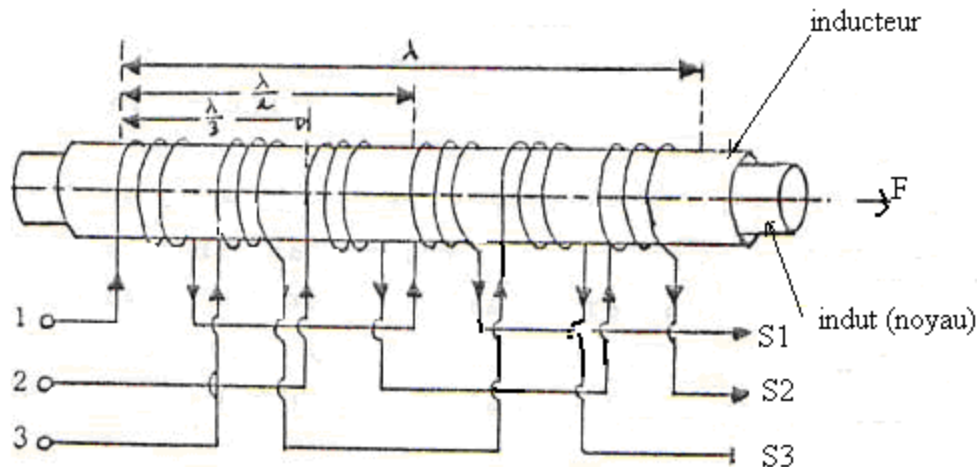


Figure (I.6) : Moteur linéaire tubulaire triphasé asynchrone

Le Servo Tube de Copley Controls, est le premier moteur linéaire triphasé, conçu comme un actionneur. Ayant la vitesse et la robustesse d'un vérin pneumatique, la souplesse d'une vis à billes et la fiabilité intrinsèque, propre aux moteurs linéaires à entraînement direct, le Servo Tube est un actionneur bidirectionnel puissant et bon marché.

Il est particulièrement adapté pour les applications d'empilage, de découpe, de traitement de surface, de remplissage et toute autre manipulation intéressante particulièrement l'industrie de l'agro-alimentaire et de l'emballage.

1.5.5.2. Moteur linéaire tubulaire synchrone monophasé à bobine mobile

L'utilisation d'une bobine mobile plutôt que d'un aimant mobile se justifie lorsque la masse en mouvement doit être la plus faible possible pour des raisons dynamiques. En faisant l'hypothèse que le champ d'induction magnétique produit par les aimants est perpendiculaire à la surface de ces derniers et uniformément réparti sous les aimants, ceci sans effet de bord.

La force de Laplace est proportionnelle au courant et indépendante de la position de la bobine pour autant que cette dernière couvre entièrement la longueur des aimants et que le circuit magnétique ne présente pas de variations de réluctance.

La force réluctance est une force produite par le courant circulant dans la bobine sur lui-même, cette force existe sans aimant. L'asymétrie du circuit provoque une force dont la direction est indépendante du signe du courant figure (I.7). En effet une inversion du courant provoque une inversion du champ magnétique dans l'entrefer et donc une force dont le sens reste le même.

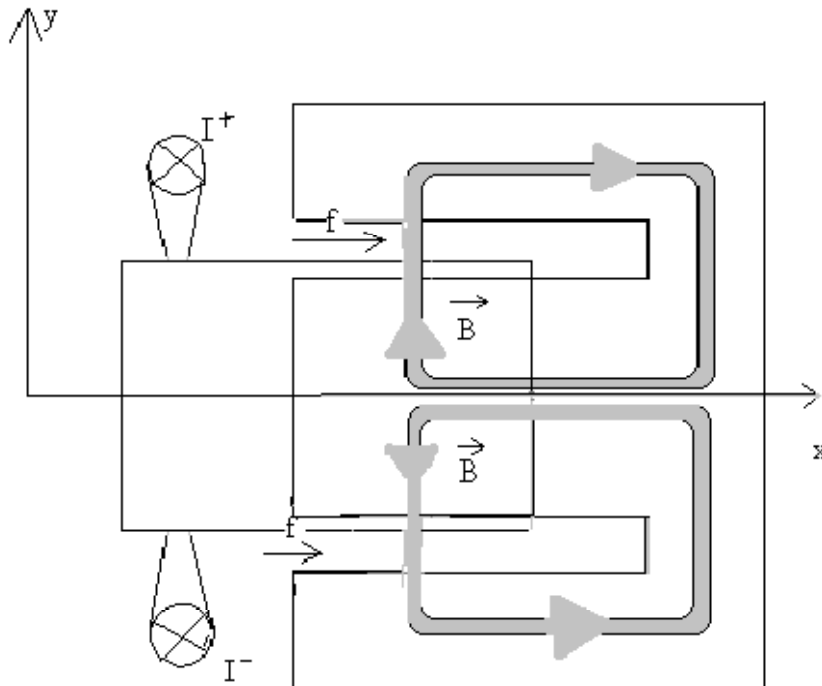


Figure (I.7) : Moteur linéaire a bobine mobile

Ce type de moteur figure (I.8) comprend essentiellement :

a- Un barreau magnétique d'une longueur appropriée à la course utile se comportant comme stator du moteur. Il se compose de tranches d'aimant permanent, montés dans un ordre particulier à l'intérieur d'un tube en acier particulier à l'intérieur d'un tube en acier. La conception tubulaire permet d'optimiser les champs et de ne générer les efforts que dans la direction du déplacement.

b- Un bloc mobile se déplaçant sur le barreau magnétique et exerçant la force de poussée sur la charge à déplacer. C'est un simple solénoïde, enfilé sur le barreau magnétique et comprenant uniquement trois enroulements. Il n'y a pas de contact entre le bloc mobile et le barreau, le centrage de l'un par rapport à l'autre étant assuré par un guidage extérieur (1.7 mm de jeu admissible au diamètre).

c- Un amplificateur de puissance permet de fournir le courant nécessaire aux bobines du bloc mobile. Les amplificateurs du constructeur se pilotent à partir d'un signal de consigne ± 10 V en mode couple, fourni par le servo contrôleur de l'utilisateur.

d- Les signaux de retour nécessaires aux contrôles de position et de vitesse du bloc mobile sont fournis par un codeur linéaire s'étendant sur toute la longueur de déplacement du barreau magnétique connecté directement au servo contrôleur.

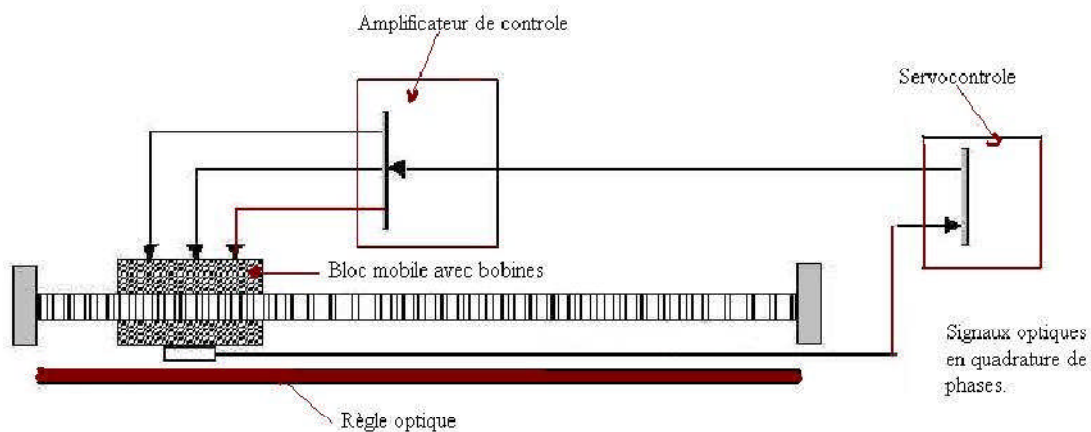


Figure (I.8) : Moteur linéaire tubulaire synchrone (d'après lineardrives)

1.6. Caractères spécifiques aux moteurs linéaires [4]

Un moteur linéaire génère directement une force de déplacement et un mouvement de translation contrairement aux moteurs rotatifs qui pour y arriver nécessitent l'utilisation d'organes spécifiques de transmission afin d'assurer la conversion du mouvement rotatif en linéaire.

L'attrait pour l'entraînement linéaire provient directement des avantages intrinsèques de l'entraînement direct qui sont : une grande dynamique du mouvement, une bonne précision de positionnement, une durée de vie importante, une grande fiabilité, la réduction du nombre de composants pour réaliser un axe motorisé, la flexibilité et la souplesse.

Toutefois, ces moteurs linéaires, présentent des spécificités, dues à la disposition de leurs parties mobiles par rapport à leurs parties fixes, notamment des systèmes de guidage particuliers, entraînant de nouvelles contraintes au niveau de l'entrefer magnétique. De plus, de part leur structure géométrique, les moteurs linéaires présentent des effets d'extrémités.

Ces différences technologiques par rapport aux moteurs rotatifs doivent être prises en compte au moment de la conception et de la réalisation pratique.

I.7. Le schéma électrique équivalent d'une machine linéaire

Dans le moteur linéaire, en négligeant l'effet d'extrémité, le champ d'induction résultant serait sensiblement équivalent au champ tournant des machines rotatives et aurait comme expression :

$$B = B_{ma} e^{j(\omega t - kx)}$$

Il est possible de tenir compte des effets spéciaux sur le schéma équivalent monophasé du moteur linéaire, qui est représenté sur la figure (I.16).

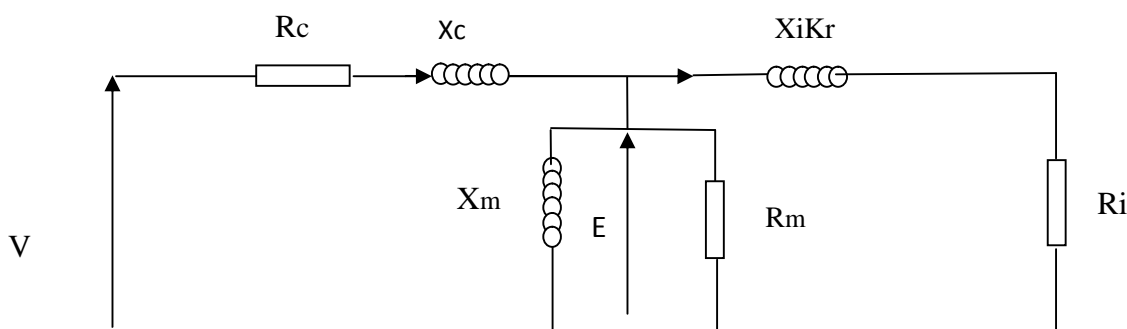


Figure I.9 : Schéma équivalent relatif à une phase d'une machine linéaire

R_c et X_c : Représentent respectivement la résistance et la réactance de fuites des enroulements inducteurs.

R_i et X_i : Représentent respectivement la résistance et la réactance de fuite de l'induit.

X_m : La réactance de couplage magnétique entre l'inducteur et l'induit.

R_m : La résistance représentant les pertes électromagnétique.

K_r : Coefficient multiplicateur de X_i introduit par sa partie imaginaire, l'augmentation des fuites magnétiques.

Les propriétés du moteur linéaire sont identiques à celles du moteur asynchrone. Par conséquent, les expressions pour le glissement, la force de traction, la puissance et sont similaires. [9,13]

1.8. Les avantages et les inconvénients des machines linéaires

a- Les avantages [9, 13,14]

Les avantages essentiels des moteurs linéaires sont leurs faibles réactances de magnétisation, leur faible inertie mécanique et leur excellente capacité thermique, ce qui augmente leur champ d'application; c'est dans les domaines de transport, fabrication et l'automatisation, traitements des matières, soins médicaux, où de telles propriétés présente un avantage majeur, c'est dans ces cas que les moteurs peuvent trouver d'intéressantes applications, d'autant plus qu'ils peuvent se substituer à des dispositifs électromécaniques très complexes donc peut intégré des systèmes particulier nécessitant peu d'espace.

C'est dans les installations de traction électrique, les organes d'asservissement, des chaînes de montage et d'outillages que l'avenir du moteur linéaire paraît le plus prometteur.

Comme la charge est directement reliée au moteur ceci lui procure une dynamique plus vive, il permet d'avoir des accélérations très importantes, et une précision de positionnement assez élevé, ce que ne peut procurer un système classique.

Le moteur linéaire est apprécié encore pour sa fiabilité dans divers situations, et sa durée de vie qui est dix fois plus qu'un système de transmission moteur rotatif-vis à bille.

D'autres parts, il ne nécessite que peu de maintenance, une propreté inégalée et une insonorisation qu'un système classique ne peut procurer.

b- Les inconvénients [9, 13,14]

Malgré que les moteurs linéaires aient beaucoup d'avantages, ils possèdent aussi des inconvénients, parmi ces inconvénients on trouve les suivants :

L'entrefer très important du moteur à induction exige une énergie considérable pour obtenir une poussé convenable.

La conception de l'enroulement doit supporter de grandes densités du courants.

La surface d l'inducteur conduit alors à des encoches très profondes, ce qui demande une quantité importante de cuivre.

Le circuit des inducteurs doivent être complété par certains nombres d'écrans magnétiques.

La géométrie très particulière du la machine impose une poussé spécifique inferieur à celle de la machine rotatif.

I.9. Matériaux ferromagnétiques utilisés

I.9.1. Définition

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. Ils sont caractérisés par une perméabilité μf nettement plus élevée que celle du vide :

$$\mu f \gg \mu 0$$

La perméabilité relative $\mu r = \mu f / \mu 0$ varie de 10 à 10 000, selon les matériaux et le niveau de saturation.[1]

I.9.2. Loi comportementale des milieux ferromagnétiques [1, 7,9]

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.

- a. **Courbe de première aimantation** : courbe $B = f(H)$ lorsque le corps ferromagnétique ne possède aucune aimantation.

La figure (I.10) présente la caractéristique de la première aimantation du matériau ferromagnétique utilisé.

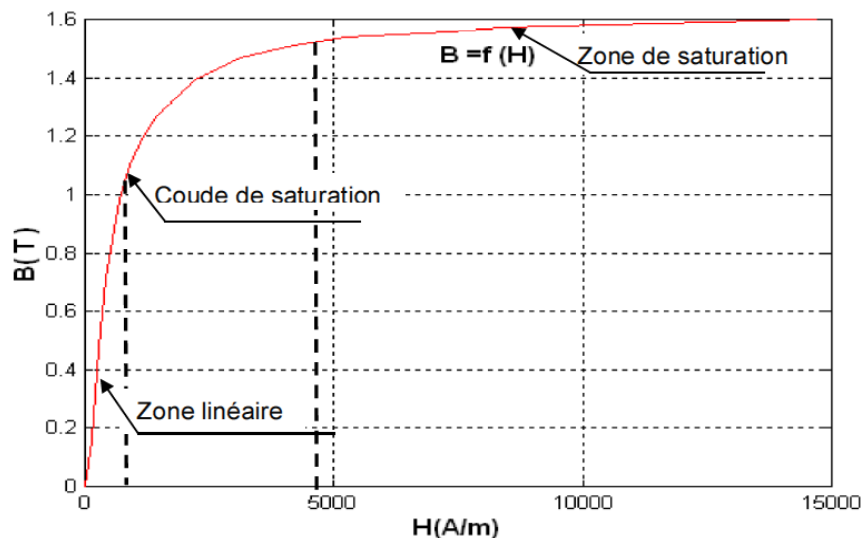


Figure (I.10) : Courbe de première aimantation du matériau ferromagnétique utilisé.

b. Cycle d'hystérésis : courbe $B = f(H)$ lorsque le corps ferromagnétique possède déjà une aimantation.

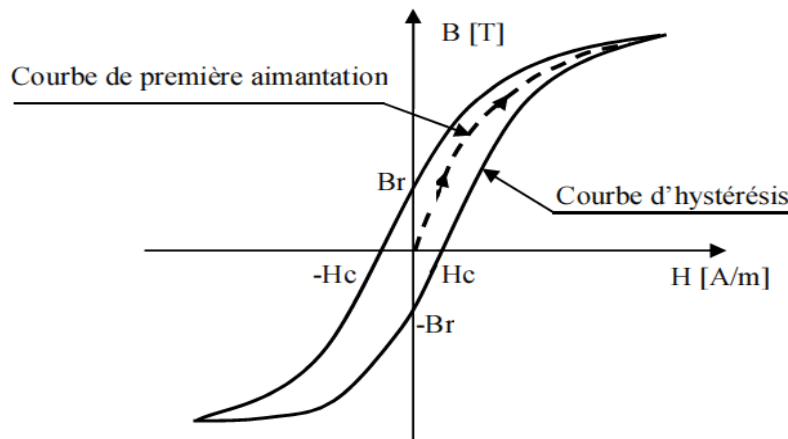


Figure (I.11) : Caractéristique de matériau ferromagnétique.

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 $B = \mu.H$, mais μ n'est plus constant (« il s'écroule »). 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.

Hystérésis : C'est le dédoublement de la caractéristique $B(H)$ du matériau magnétique. Donc B dépend non seulement de H , mais aussi de l'aimantation antérieure. Les substances ferromagnétiques sont donc douées de mémoire. Le cycle d'hystérésis a pour conséquence qu'il subsiste une induction rémanente B_r lorsque l'on annule l'excitation. Si l'on souhaite annuler B , il faut inverser le champ d'excitation H , on appelle la valeur de ce champ le champ coercitif H_c .

Un matériau ferromagnétique est caractérisé par des propriétés de saturation (diminution de la perméabilité avec le niveau d'induction) et d'hystérésis. Celles-ci sont représentées par un cycle d'hystérésis.

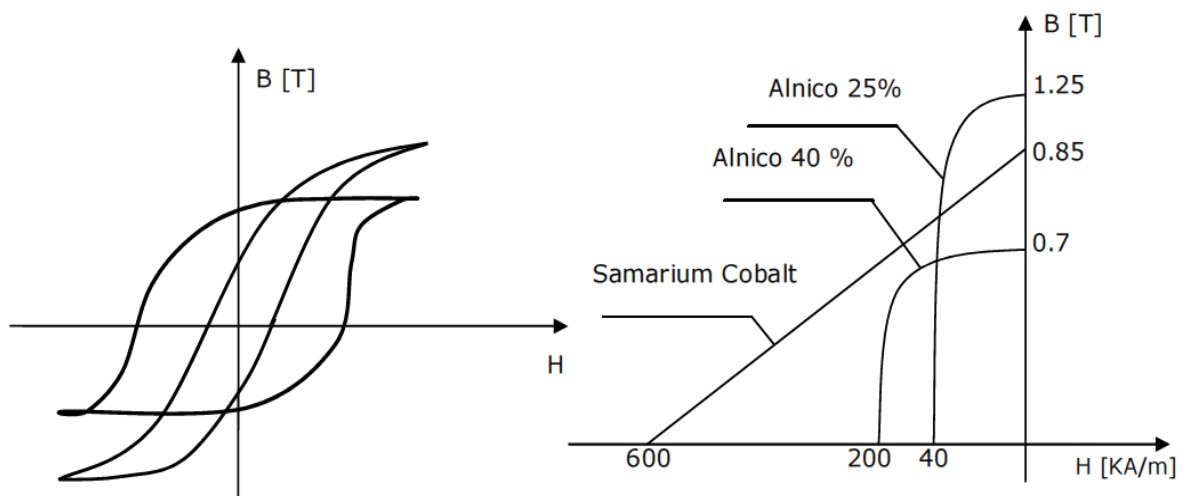
Les propriétés des matériaux ferromagnétiques sont utilisées dans la conception et la construction des transformateurs et des moteurs.

I.9.3. Classification des matériaux ferromagnétiques [1, 15]

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

a. 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 ($10^4 \text{ A/m} < H_C < 10^6 \text{ A/m}$). 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.



Caractéristiques d'aimants.

Figure(I.12) : Caractéristiques magnétiques $B(H)$.

b. 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 10^4).

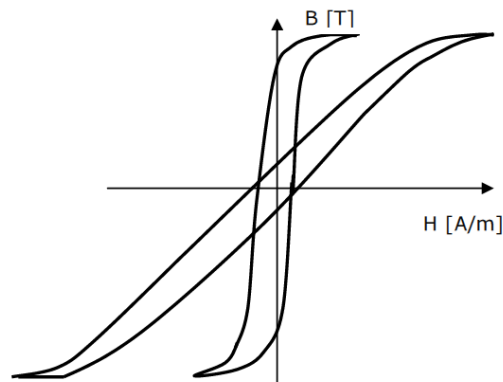


Figure (I.13) : Matériaux doux.

I.9.4. Le Fer et ces alliages magnétiques [9,17]

La quasi-totalité des matériaux magnétiques utilisés en électrotechnique sont à base de Fer, c'est pour ces propriétés magnétiques exceptionnelles que son utilisation est indispensables dans divers domaines.

Mais le Fer a lui seule présente beaucoup d'inconvénients, chose qui impose l'ajout d'autre matériaux en vu d'améliorer ces propriétés magnétiques et physiques et surtout métallurgiques.

1.9.4.1. Les alliages Fe-Ni

Ils constituent une grande famille des alliages magnétiques doux, grâce à leurs constantes électromagnétiques ($K_1, \lambda_{100}, \lambda_{111}$) favorable à de multiples applications dans le domaine électromagnétique où le rendement est primordial sur les autres valeurs d'usages.

Ces alliages doivent leurs performances élevées à leurs structures cubiques à faces centrées (cfc) qui apparaissent dès l'ajout de 25-30% de Ni, cette configuration reste stable dans toute la gamme classique de traitement thermique et elle est plus facile à laminier jusqu'à de très faible épaisseur (25 μ m).

Ses applications sont très variées allant de l'électrotechnique miniature aux transformateurs de signaux en passant par les relais haute sensibilité et les blindages à fortes atténuations.

1.9.4.2. Les alliages Fe-Co

La miniaturisation et la diminution de l'encombrement dans les systèmes électromagnétiques demeure plus que jamais d'actualité, en effet dans de nombreux domaines comme l'aéronautique, le spatial, le ferroviaire.

La diminution du volume ainsi que la masse des systèmes embarqués présente toujours une priorité, vu que la diminution du poids des dispositifs a un impact direct sur la réduction de l'énergie stockée et une augmentation de l'autonomie d'énergie.

Les performances acquises lors de l'ajout du cobalt sont multiples, on peut citer :

- L'augmentation de l'aimantation à saturation, elle atteint 2,4 T à 20°C.
- Pour 35% en poids de Co permet une réduction considérable dans le volume et le poids des machines électriques.
- Une température de Curie très élevée, qui avoisine 1040°C avec 94% de Co ce qui permet une utilisation dans les milieux à très haute température.
- Une croissance significative de magnétostriction apparente à saturation exploitée dans un fonctionnement en capteur.

1.9.4.3. Les alliages Fe-Si

Les alliages du Fer enrichis en silicium présentent une multitude de propriétés requises par rapport au fer technique (pur), ces propriétés varient avec la variation de la teneur en silicium dans le fer.

- L'augmentation de la résistivité électrique et par conséquent la diminution des pertes par courants de Foucault.
- Une augmentation de la perméabilité magnétique.
- Une diminution du champ coercitif ce qu'induit une diminution des pertes par hystérésis.
- L'adaptation pour l'utilisation en hautes fréquences.

Mais il existe tout de même des inconvénients par l'ajout du silicium à savoir :

- Une induction a saturation qui chute légèrement, ainsi que pour la température de Curie.
- Une présentation sous forme de tôles aussi mince que possible et isolé électriquement les unes des autres pour une réduction des pertes d'énergie en régime alternatif.

1.9.5. Les tôles magnétiques [9,17]

Les tôles magnétiques sont regrouper en deux grandes familles différentes à savoir ; les tôles magnétiques a grains non orientés et les tôles magnétiques à grains orientés.

Elles se diffèrent essentiellement entre elles par la teneur en Silicium et par leurs procédés de fabrication.

1.9.5.1. Les tôles magnétiques à grains non orientés (GNO)

Elles possèdent une teneur en Silicium de 0,1 à 3,2 %, elles sont fabriqués par laminage à froid, leurs épaisseur varie entre 1mm pour les tôles bas de gamme à 0,35mm pour les tôles de bonne qualité, et isolé entre elles par des couches d'isolant très mince organique ou minérale.

Ces tôles peuvent aussi avoir un taux d'aluminium voisin de 0,3 %, elles sont utilisées principalement dans les circuits magnétiques des machines tournantes (moteur, alternateur, dynamo,...).

1.9.5.2. Les tôles magnétiques à grains orientés (GO)

Les tôles magnétiques à grains orientés sont basés sur une texture en grains fortement orientés (texture de Gauss) qui est obtenu par la recristallisation secondaire, leurs teneur en Silicium est toujours voisin de 3 %.

Ces tôles sont reparties en deux catégories selon leurs couts et mode de fabrication et leurs épaisseurs ; des tôles conventionnelles et des tôles a haute perméabilité.

Elles sont utilisées dans les circuits magnétiques des transformateurs.

1.9.6. Pertes dans la matière

Toute variation d'induction dans une matière magnétique génère des pertes sous forme d'échauffement. On distingue les pertes par hystérésis, par courant de Foucault et des pertes résiduelles ou par traînage dues au retard du champ d'induction magnétique (B) par rapport au champ magnétique (H).

Les pertes par hystérésis sont proportionnelles à la surface du cycle et donc à la fréquence de parcours, pour une valeur B max donnée.

Les pertes par courants de Foucault résultent des courants créés dans la matière conductrice par un flux variable dans le temps. Pour réduire les pertes par hystérésis, il faut agir sur la composition des alliages et le contrôle des impuretés, tout en procédant parfois à des traitements thermiques appropriés. On vise un cycle le plus étroit possible et une perméabilité maximum si l'on veut conduire le flux sur un parcours donné avec un rendement maximum. Le fer ordinaire ou fer doux a des propriétés moyennes dans ce domaine, en raison des impuretés qu'il contient ($\mu_{rmax} = 5000$, pertes 10 à 12 W/Kg à 1.5T et 50Hz). Sa purification (fer pur Armco), associée à un traitement coûteux, à haute température en atmosphère d'hydrogène, apporte des améliorations spectaculaires ($\mu_{rmax} > 105$) tout en réduisant les caractéristiques mécaniques.

La perméabilité relative μ_r peut être augmentée par adjonction de quelques % de silicium. Le champ coercitif H c diminue considérablement et la résistivité augmente.

La baisse de 10% à 20% de l'induction de saturation est largement compensée par la diminution des pertes. Il existe toute une série d'alliages de FeSNi présentant, selon le taux de Ni (env. 30% à 80%), les traitements thermiques et mécaniques appliqués, des perméabilités relatives μ_r très élevées, des champs coercitifs minimum, etc ... On pense notamment à des alliages spéciaux à base de Cobalt, aux ferrites à haute perméabilité et à faibles pertes à haute fréquence utilisées en électronique. Dans d'autres applications ou types de moteurs, on a à faire à des flux constants. Le problème des pertes est alors tout différent et on peut employer un matériau magnétique massif ; c'est le cas pour certains moteurs à courant continu.

1.9.6.1. Energie magnétisante

Pour obtenir un champ magnétique au sein d'un matériau, cela nécessite l'apport d'une énergie W dite magnétisante. Elle est proportionnelle au volume du matériau :

$$\frac{\partial W}{\partial v} = \int_0^B H \cdot dB \quad \text{en : [J/m}^3\text{]} \quad (\text{I.1})$$

L'énergie stockable dans un milieu de perméabilité μ (caractéristique linéaire) est:

$$\frac{\partial W}{\partial v} = \frac{1}{2\mu} B^2 = \frac{1}{2} B.H \quad (\text{I.2})$$

Ainsi dans le cas d'un circuit avec un entrefer, l'essentiel de l'énergie viendra se placer dans celui-ci. Les matériaux magnétiques ont un rôle essentiellement de circuit de transit. Un transformateur n'aura pas d'entrefer, alors qu'une inductance de lissage aura très certainement un entrefer pour faire office de stockage d'énergie afin de ne pas saturer le circuit.

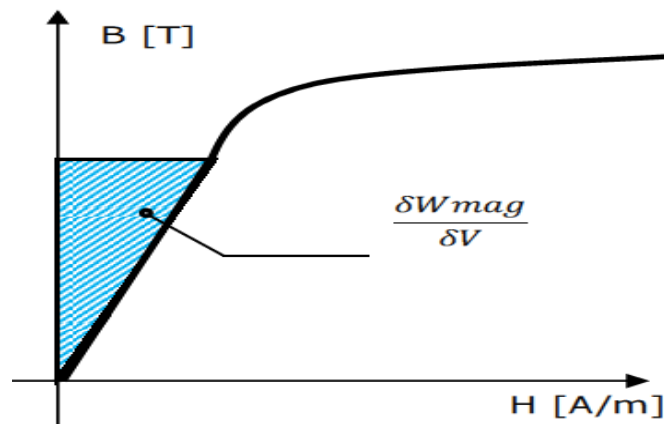


Figure (I.14) : Energie magnétique emmagasinée dans un matériau.

1.9.6.2. Pertes par hystérésis

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. Les pertes par hystérésis sont donc proportionnelles à la fréquence et sont liées à la structure du matériau.

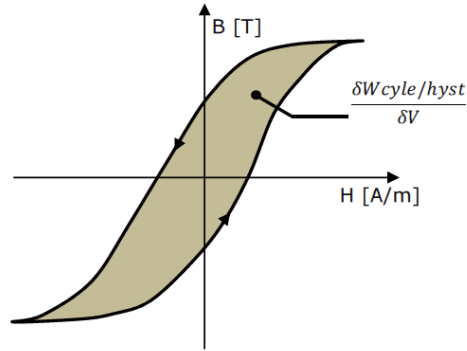
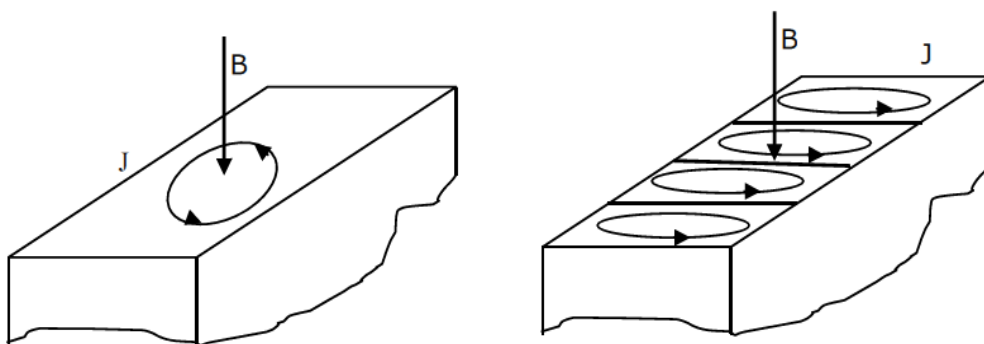


Figure (I.15) : Pertes par hystérésis.

I.9.6.3. Pertes par courants de Foucault

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. Cette fois ci ces pertes sont proportionnelles au carré de la fréquence.

$$P_f = B \cdot B_m^2 \cdot f^2 \quad (I.3)$$



Figure(I.16) : Pertes par courants de Foucault

I.10. Conclusion

Aujourd'hui, les moteurs linéaires sont largement utilisés dans l'industrie, dans ce premier chapitre on a procédé à une description générale des moteurs linéaires, leurs principes de fonctionnement, leurs différents types, leurs avantages et les inconvénients.

Nous avons terminé le chapitre par la présentation des différents matériaux ferromagnétiques utilisés dans la construction de ces machines.

II.1. Introduction

Ce chapitre sera consacré à l'étude des différents paramètres et le bilan des puissances sur un exemple de machine linéaire à induction.

Après avoir choisit le circuit équivalent de la machine linéaire à induction, on procédera à l'identification des équations régissant ce dernier, et à l'aide du logiciel Matlab, nous allons appliques ces équations sur l'exemple cité ci-dessus.

Matlab est un outil de calcul informatique où toutes les variables sont traitées comme des matrices, il est un logiciel qui permet de façon interactive, graphique et intuitive de modéliser et simuler des systèmes très complexes.

II.2. Etude de l'exemple numérique

Pour pouvoir réaliser notre étude, on prendra un exemple réel de machine dont le circuit équivalent et les différents paramètres seront exposés ci-dessous.

a) Circuit équivalent par phase

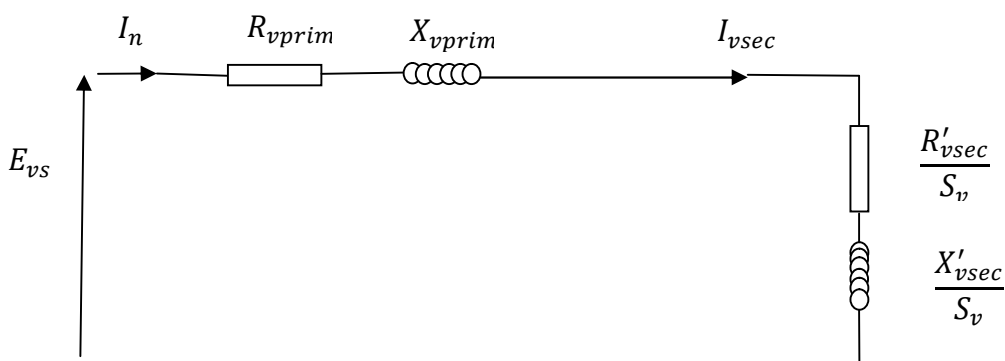


Figure II.1 : Circuit équivalent du moteur linéaire

Avec

E_{vs} : La f.e.m induite dans une phase du primaire.

I_n : Courant nominal absorbé.

R_{vprim} : Résistance du primaire.

X_{vprim} : Réactance du primaire.

I_{vsec} : Le courant du secondaire.

R'_{vsec} : La résistance du secondaire.

X'_{vsec} : La réactance du secondaire.

S_v = le glissement.

b) La géométrie de la machine étudiée

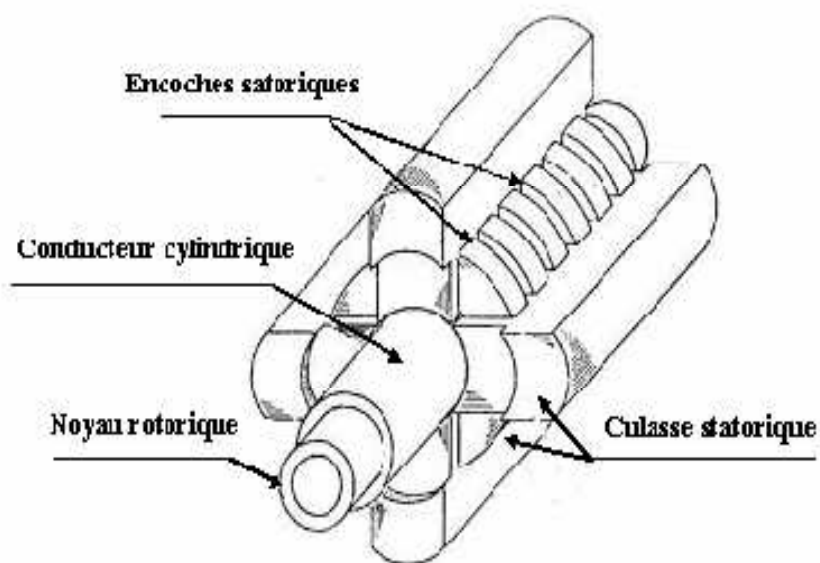


Figure II.2 : La géométrie d'un moteur linéaire tubulaire

II.3. Les différents paramètres de la machine linéaire

Dans le tableau ci-dessous, nous citerons les différentes valeurs numériques des paramètres du moteur étudié

Paramètres	MLSI
Nombre de phase, m	3
Nombre de paire de pôles, P	2
Valeur efficace du courant primaire nominal, I (A)	20
Nombre de brins en parallèle par spire, Nb	2
Diamètre d'un brin, Db (mm)	1.15
Longueur transversale d'une phase, Lf (mm)	63
Entrefer, e (mm)	1
Ouverture de l'encoche du primaire, Oe (mm)	7
Epaisseur de la plaque en aluminium, Dal (mm)	2
Longueur transversale du secondaire, W (mm)	293
Hauteur primaire, hp (mm)	22,77
Pas de l'enroulement du primaire, wc (mm)	20
Fréquence nominale, f (Hz)	50
Longueur d'une phase, L (mm)	234
Dimensions latérale de la couche en aluminium, h_{0v}, t_{0v}	33,9 ; 9,5
Conductivité de l'acier à 20 °C, $\sigma_{Fe} (\Omega.m)^{-1}$	$4,46 \cdot 10^6$
Conductivité de l'aluminium à 20°C, $\sigma_{Al} (\Omega.m)^{-1}$	$32,3 \cdot 10^6$
Conductivité du cuivre à 20°C, $\sigma_{Cu} (\Omega.m)^{-1}$	$58,41 \cdot 10^6$
Masse volumique de l'aluminium, $\rho_{Al} (Kg/m^3)$	2700
Glissement g	0.05

Tableau II.1 paramètres de la machine linéaire

II.4. Calcul empirique et construction [9]**II.4.1. Les dimensions de l'encoche**

La longueur de l'encoche : $L_{en} = 7\text{mm}$

La hauteur de l'encoche : $h_{en} = 10\text{mm}$

II.4.2. Les dimensions de la dent

La longueur de la dent : $L_z = 4,5\text{mm}$

La hauteur de la dent $h_z = 10\text{ mm}$

II.4.3. Le nombre d'encoches Z

Le nombre d'encoches peut se calculer à partir de la longueur de la machine divisé sur le pas dentaire.

Le pas dentaire est égale à $L_z + L_{en}$

Le nombre d'encoche est donc :

$$Z = L/t \quad (\text{II-1})$$

II.4.4. La surface de l'encoche

$$S_{en} = L_{en} * h_{en} \quad (\text{II-2})$$

II.4.5. Le diamètre du conducteur avec isolation

La section du conducteur utilisé est :

$$d_{con} = 1\text{ mm}$$

II.4.6. Le nombre de conducteur par encoche U_{en}

Le nombre de conducteurs peut se calculer :

Selon la hauteur on aura :

$$N_1 = h_{en} / d_{con} \quad (\text{II-3})$$

Sur la largeur :

$$N_2 = \text{Len} / d_{\text{con}} \quad (\text{II-4})$$

$$U_{\text{en}} = N_1 * N_2 \quad (\text{II-5})$$

II.4.7. La section du cuivre dans l'encoche

$$S_{\text{cui}} = S_{\text{nu}} * U_{\text{en}} \quad (\text{II-6})$$

S_{nu} : section d'un conducteur nu.

II.4.8. Le pas dentaire

$$t = \frac{\pi * D}{Z} \approx \frac{L}{Z} \quad (\text{II-7})$$

II.4.9. Le pas polaire

$$\tau = \frac{Z}{2p} \quad (\text{II-8})$$

II.4.10. Nombre d'encoches par pôle et par phase

$$q_1 = \frac{Z_1}{2p * m} \quad (\text{II-9})$$

II.4.11. Le nombre de spires d'une voie parallèle

$$W_1 = \frac{P \cdot q_1 \cdot U_{\text{en1}}}{a_1} \quad (\text{II-10})$$

II.4.12. Le flux magnétique

$$\Phi = \frac{E_1}{4 \cdot k_f \cdot f_1 \cdot W_1 \cdot K_{\text{en1}}} \quad (\text{II-11})$$

K_{d1} : Coefficient de distribution

$$K_{dn} = \frac{\sin\left(n \frac{\alpha}{2}\right)}{q_1 \sin\left(n \frac{\alpha}{2q_1}\right)} \Rightarrow K_{d1} = \frac{\sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)}{q_1 \sin\left(\frac{\alpha}{2q_1}\right)} \quad (\text{II-12})$$

α : Zone de phase (angle mécanique)

$$\alpha = q_1 \cdot \gamma \quad (\text{II-13})$$

γ : Angle électrique

$$\gamma = p \frac{360}{Z_1} \quad (\text{II-14})$$

$$K_{d1} = \frac{\sin\left(\frac{30}{2}\right)}{2 \sin\left(\frac{30}{4}\right)} \quad (\text{II-15})$$

$$y_1 = \frac{Z_1}{2p} \pm \varepsilon \quad (\text{II-16})$$

τ : Pas polaire

$$\tau = \frac{Z_1}{2p} \quad (\text{II-17})$$

II.4.13. Calcul de l'induction magnétique dans l'entrefer

Le calcul de l'induction magnétique se fait par l'équation suivante :

$$B = \Phi/S \quad (\text{II-18})$$

II.4.14. Calcul de l'induction magnétique dans les dents

L'induction magnétique se calcul par la relation suivante :

$$B_z = \frac{B_\delta * t_1}{K_{fer} * b_z} \quad (\text{II-19})$$

II.4.15. Calcul de l'induction magnétique dans le dos

Le champ magnétique se calcul par la relation suivante :

$$B_c = \frac{0,5 \cdot \alpha_i \cdot \tau \cdot t_1}{K_{fer} \cdot h_c} \quad (\text{II-20})$$

Avec :

$\alpha_i = 0,64$: est le coefficient de recouvrement virtuelle.

τ : est le pas polaire en encoche par phase.

t_1 : est le pas dentaire.

h_c : est la hauteur du dos statorique.

K_{fer} : est le coefficient de remplissage du noyau du stator.

II.4.16. Les résultats du calcul empirique

La force électromotrice de l'inducteur $E = 32 \text{ V}$

Le nombre d'encoches $Z = 24$.

Le pas dentaire $L_d = 12 \text{ mm}$.

La surface d'une encoche $S_{en} = 70 \text{ mm}^2$.

Le nombre de conducteur par encoche 35.

La section du cuivre dans l'encoche 35 mm^2 .

Le pas polaire $\tau = 75 \text{ mm}$.

Le nombre d'encoche par pôle et par phase $q = 2$.

Le nombre de spire par voie parallèle $W = 280$.

Le flux sous un pôle $\Phi = 5,36 \cdot 10^{-4} \text{ Wb}$.

Le coefficient de distribution $K_{en1} = 0,96$.

L'induction dans l'entrefer $B_\delta = 0,07 \text{ T}$.

L'induction dans le dos de la machine $B_c = 1,31 \text{ T}$

L'induction dans une dent de la machine $B_z = 0,51 \text{ T}$

II.5. Expressions des impédances du schéma équivalent [20]

II.5.1. Résistance du primaire R_{vprim}

$$R_{vprim} = \rho_{cu} * \frac{2(L+L_f)}{N_b * \frac{\pi D_b}{4}} * N \quad (\text{II-21})$$

Avec :

L : Longueur d'une phase.

L_f : Longueur transversale d'une phase.

N_b : Nombre de brins en parallèle par spire.

N : Nombre de spire en série par phase.

D_b : Diamètre d'un brin.

II.5.2. Résistivité ρ_{cu}

$$\rho_{cu} = \frac{1}{\sigma_{cu}} \quad (\text{II-22})$$

Avec :

σ_{cu} : Conductivité du cuivre.

II.5.3. Réactance du primaire

$$X_{vprim} = \omega_v \left\{ \left(\frac{N^2}{3} \right) \frac{\mu_0 L h_e}{o_e} + \frac{N^2 \mu_0 w_c}{8} \ln \left(\frac{\pi w_c^2}{4 h_e o_e} \right) \right\} \quad (\text{II-23})$$

Avec :

N : Nombre de spire en série par phase.

L : Longueur transversale du primaire.

μ_0 : Perméabilité du vide. $4\pi 10^{-7}$ H/m

h_e : Profondeur ou hauteur d'une encoche.

o_e : Ouverture de l'encoche du primaire.

w_c : Pas de l'enroulement du primaire.

ω_v : La pulsation.

II.5.4. Impédance du secondaire ramenée au primaire

$$Z'_{vsec} = \frac{R'_{vsec}}{g} + j \frac{X'_{vsec}}{g} = \frac{Z'_{v1} Z_{v2}}{Z'_{v1} + Z_{v2}} \frac{1}{g} K_{trv} v \frac{L}{\tau} \quad (\text{II-24})$$

Z'_{vsec} : Impédance équivalente du secondaire du schéma équivalent ramenée au Primaire

II.5.5. L'impédance ferromagnétique du secondaire

$$Z'_{v1} = - \frac{j \omega v \mu_0 \mu_{re}}{K_{v1} (K_{v1} D_{ir})} K_{zv} \quad (\text{II-25})$$

K_{zv} : Facteur de l'effet de bords.

μ_0 : Perméabilité du vide

μ_{re} : Perméabilité relative du rotor (secondaire)

μ_{re} : Perméabilité magnétique relative équivalente de l'acier du secondaire.

D_{ir} : Épaisseur de l'acier

$$K_{zv} = 1 - \frac{g}{vl} + \frac{2}{v\pi} \frac{\tau}{W} [1 - \exp(-v \frac{\pi W}{2L})] \quad (\text{II-26})$$

L : longueur transversale du secondaire.

W : longueur transversale du secondaire

$$K_{v1} = \sqrt{\alpha_v^2 + \beta_{v1}^2} \text{ et } \alpha_{v1} = \sqrt{j \omega v \mu_0 \mu_{rs} \sigma_{Fe}} \quad (\text{II-27})$$

σ_{Fe} : La conductivité de l'acier.

μ_{rs} : Perméabilité relative à la surface de l'acier du primaire.

$$\beta_v = \frac{v\pi}{\tau} \quad (\text{II-28})$$

II.5.6. L'impédance de la couche conductrice en Al :

$$Z_{v2} = -\frac{jw_v \tanh \mu_0}{K_{v2} \tanh(K_{v2} D_{al})} \quad (\text{II-29})$$

$$K_{v1} = \sqrt{\alpha_{v2}^2 + \beta_{v1}^2} \text{ et } \alpha_{v2} = \sqrt{jw_v \mu_0 \sigma'_{Al}} \quad (\text{II-30})$$

σ'_{Al} : C'est la conductivité électrique de la couche conductrice en Aluminium du secondaire

$$\sigma'_{Al} = K_{RNv} \sigma_{AL}$$

$$K_{RNv} = 1 - \frac{\tanh(\beta_v \frac{W}{2})}{\beta_v \frac{W}{2} [1 - \tanh(\beta_v \frac{W}{2}) \tanh(\beta_v h_{0v})]} \quad (\text{II-31})$$

K_{RNv} : Facteur correcteur de la conductivité de la couche conductrice en Aluminium du secondaire

σ_{AL} : conductivité d'Aluminium

h_{0v} : dimension latérale de la couche en Aluminium

II.5.7. Expression des courants du schéma équivalent

➤ **Courant nominal absorbé** $\ll I_n \gg$.

$$I_n = 20 \text{ A}$$

➤ **Le courant du primaire** $\ll I_{vprim} \gg$

$$I_{vprim} = \frac{E_{vs}}{Z_{vprim} + Z'_{vsec}} \quad (\text{II-32})$$

➤ **La densité de courant**

$$J = \frac{N * I_{vprim}}{S} \quad (\text{II-33})$$

➤ **Le courant du secondaire** $\ll I_{vsec} \gg$

$$I_{vsec} = I_{vprim}$$

II.5.8. Expression et calculs des puissances et les pertes du schéma équivalent

a) Glissement

La vitesse de glissement V_g d'un moteur linéaire à induction est simplement la différence entre la vitesse synchrone linéaire et la vitesse linéaire du rotor.

$$V_g = V_s - V \quad (\text{II-34})$$

Par ailleurs, le glissement $\ll g \gg$ d'un moteur linéaire est la différence entre la vitesse synchrone linéaire, et celle du rotor exprimée relativement à la vitesse synchrone. On peut donc écrire

$$g = \frac{V_s - V}{V_s} = \frac{V_g}{V_s} \quad (\text{II-35})$$

g = le glissement.

V_s = vitesse synchrone linéaire [m/s].

V = vitesse linéaire du rotor [m/s].

V_g = vitesse de glissement

b) Vitesse synchrone linéaire

$$V_s = 2 \cdot \tau \cdot P \cdot f \quad (\text{II-36})$$

c) La force de poussée :

Le moteur linéaire à induction développe une force de propulsion appelée force de poussée donnée par la formule suivante.

$$F_{vx} = \frac{m (I_{vsec})^2 R'_{vsec}}{g V_s} \quad (\text{II-37})$$

m = Nombre de phase.

I_{vsec} = Le courant secondaire.

R'_{vsec} = La résistance du secondaire.

S_v = Le glissement.

V_s = La vitesse synchrone linéaire.

d) Bilan des puissances

Les tensions et les courants d'un moteur linéaire à induction permettent de comprendre son fonctionnement détaillé.

Cependant, on peut comprendre mieux ces énergies en suivant le cheminement des puissances.

➤ Puissance transmise à l'induit

On détermine la puissance transmise au rotor comme suite

$$P_{tr} = \frac{3 * R'_{vsec} * I_{vsec}^2}{g} \quad (\text{II-38})$$

Cette puissance perdue dans le rotor par effet joule elle est donnée par

$$P_{jr} = P_{tr} * g \quad (\text{II-39})$$

➤ Puissance utile

Au bout, on récupère la puissance utile P_u . parfois on dit que cette puissance est fournie par le moteur à la charge.

$$P_u = P_{tr} * (1 - g) \quad (\text{II-40})$$

➤ Pertes joules statoriques

Les pertes joules statoriques sont la puissance perdue par effet joule dans l'enroulement statorique et elles sont données par la formule suivante :

$$P_{js} = 3 R_{vprim} I_{vprim}^2 \quad (\text{II-41})$$

➤ **La puissance absorbée**

La puissance absorbée traverse un moteur linéaire de la même façon que dans un moteur rotatif, elle est déterminée par la formule suivante :

$$P_{abs} = P_{tr} + P_{js} + \Delta P_{fev} \quad (\text{II-42})$$

Le rendement

C'est le rapport entre la puissance utile P_u et la puissance électrique absorbée par le moteur P_{abs} .

$$\eta = \frac{P_u}{P_{abs}} \quad (\text{II-43})$$

II.4.16. Les résultats du calcul des puissances et les pertes du schéma équivalent

Résistance du primaire $R_{vprim} = 1,48 \Omega$

Résistivité $\rho_{cu} = 1.71 * 10^{-8} (\Omega.m)$

Réactance du primaire $X_{vprim} = 4.09 \Omega$

Le courant du primaire $I_{vprim} = 19 \text{ A}$

vitesse synchrone linéaire $V_s = 15,08 (\text{ m/s})$

La force de poussée $F_{vx} = 9,56 (\text{ J/m})$

Puissance transmise au rotor $P_{tr} = 144,25 \text{ W}$

Pertes joules rotorique $P_{jr} = 7,21 \text{ W}$

Puissance utile $P_u = 137,04 \text{ W}$

Pertes joules statoriques $P_{js} = 84,49 \text{ W}$

La puissance absorbée $P_{abs} = 228,75 \text{ W}$

Le rendement $\eta = 60 \%$

II.4.17. Influence de la densité du courant

II.4.17.1. Sur la force de poussé

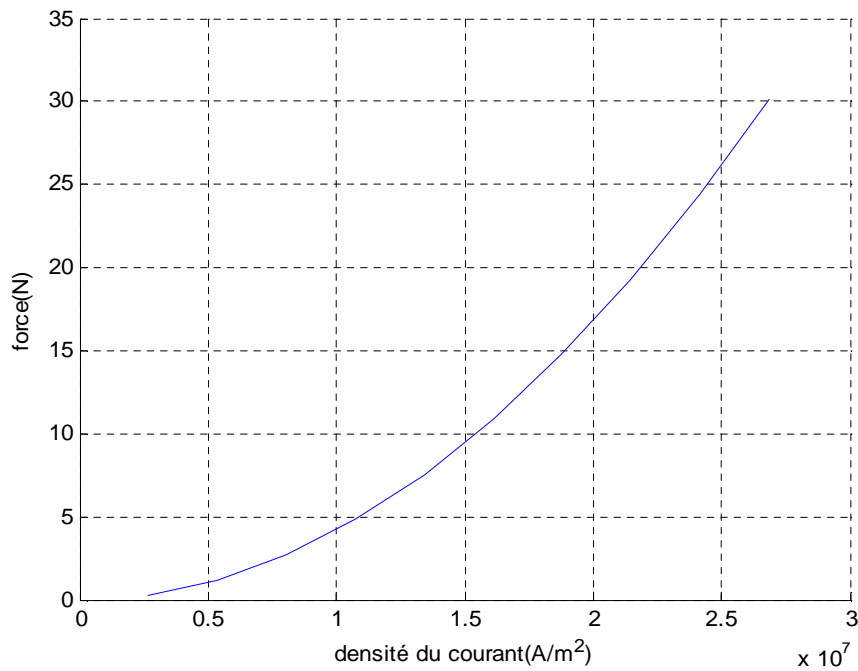


Figure II.3: La force magnétique en fonction de la densité de courant

II.4.17.2. Sur la Puissance transmise au rotor

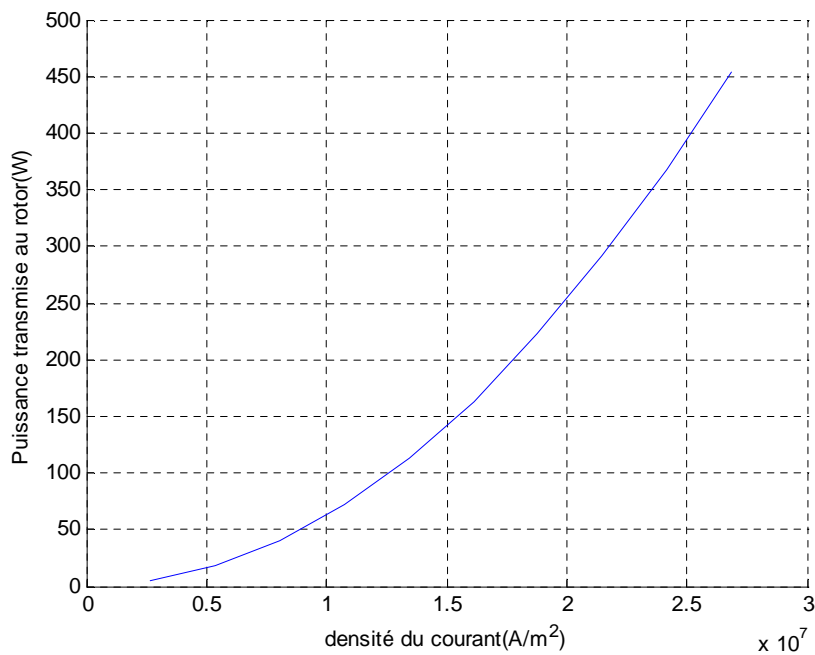


Figure II.4 : La Puissance transmise à l'induit en fonction de la densité de courant

II.4.17.3 .Sur Les pertes joule rotorique

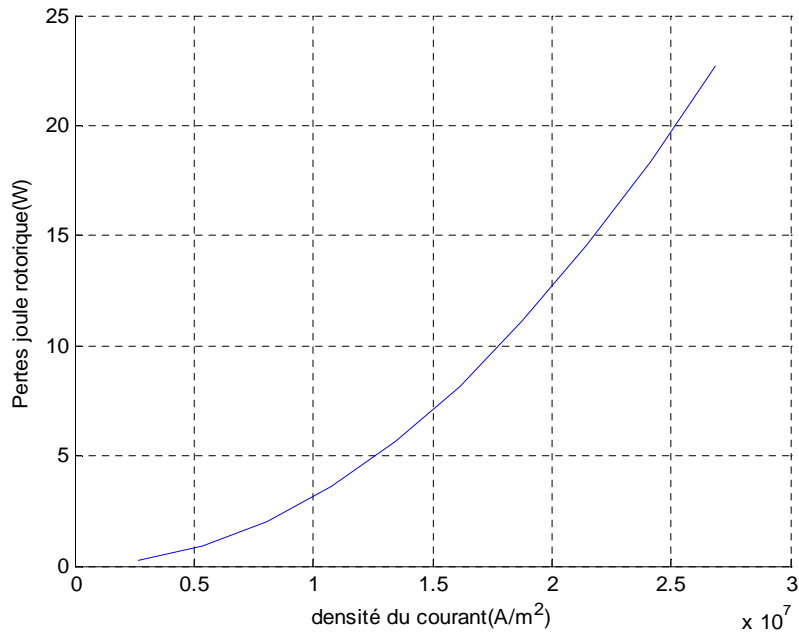


Figure II.5 : Les pertes joule rotorique en fonction de la densité de courant

II.4.17.4 .Sur la Puissance utile

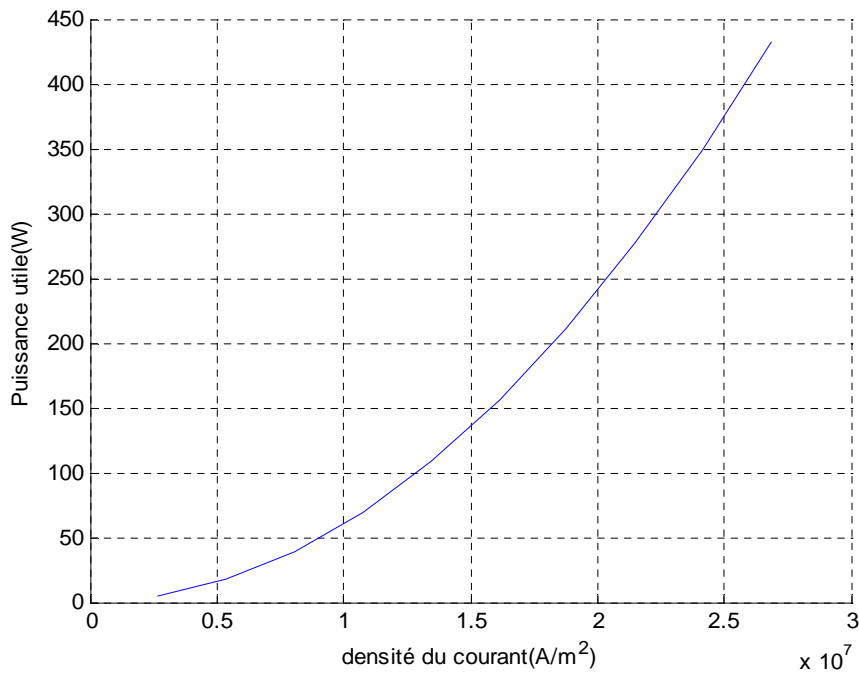


Figure II.6: la puissance utile en fonction de la densité de courant

II.4.17.5. Sur Le Rendement

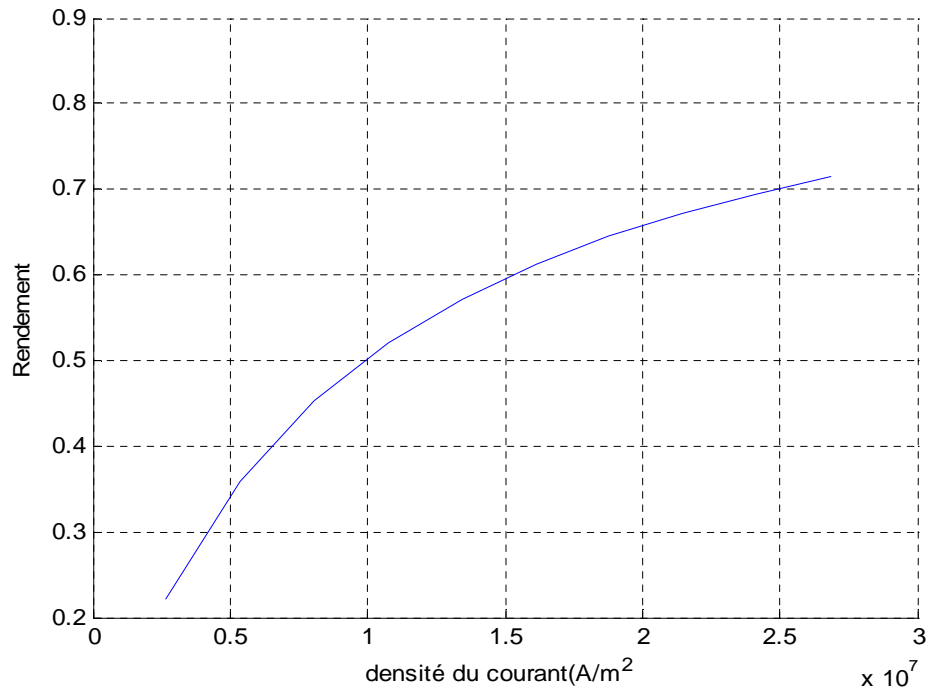


Figure II.7: Le Rendement en fonction de la densité de courant

II.4.18. Influence de glissement

II.4.18.1. Sur la force de poussé

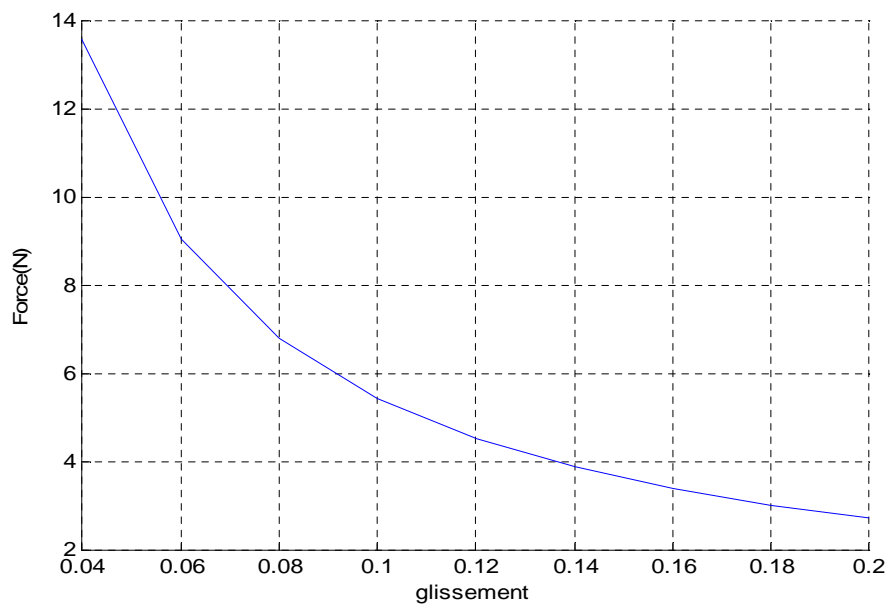


Figure II.8 :La force magnétique en fonction de Glissement

II.4.18.2 .Sur la Puissance transmise au rotor

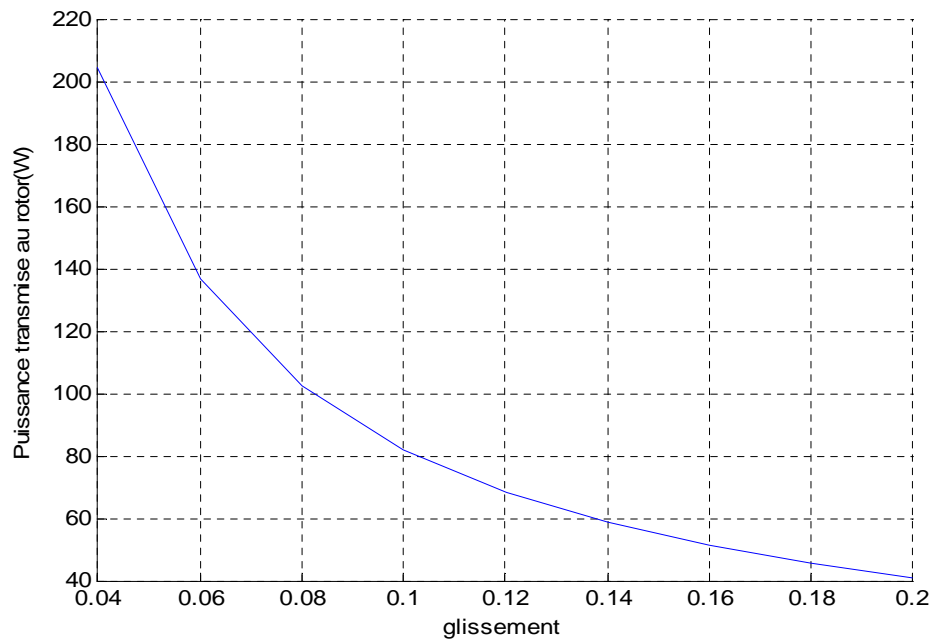


Figure II.9 : La Puissance transmise au rotor en fonction de Glissement

II.4.18.3 .Sur la Puissance utile

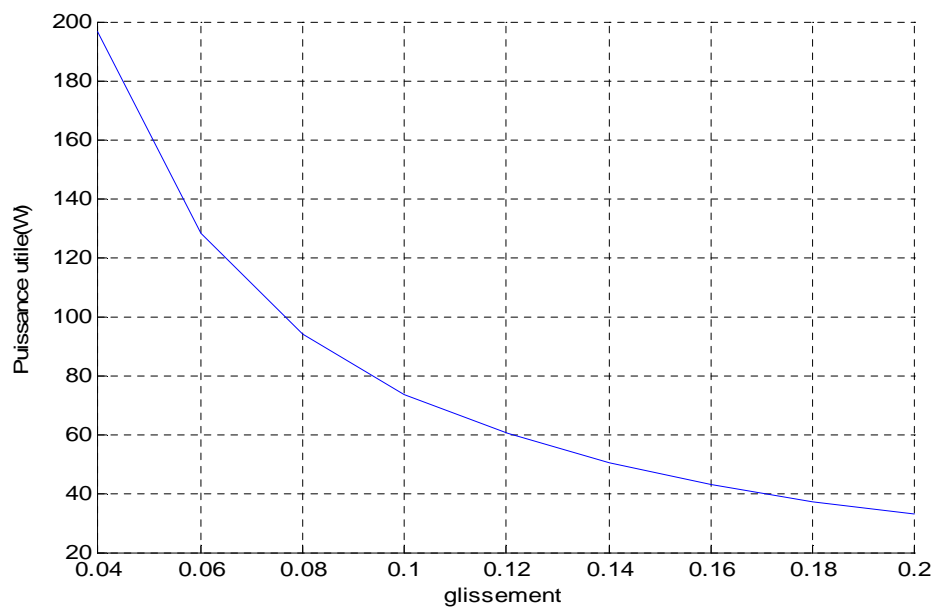


Figure II.10 : La Puissance utile en fonction de Glissement

II.4.17.4. Sur Le Rendement

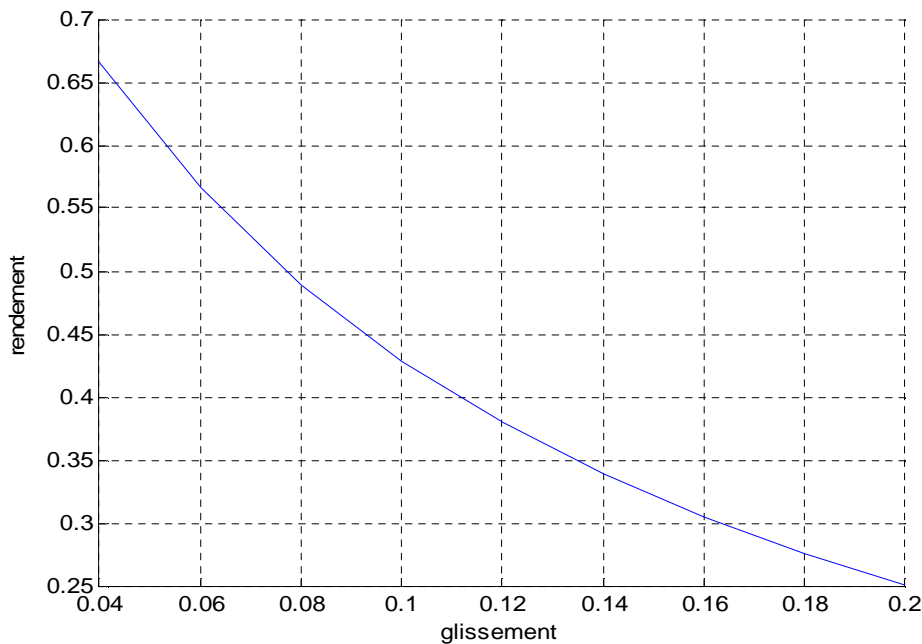


Figure II.11 : Le Rendement en fonction de Glissement

II.4.17 Interprétation des courbes

Les figures (II.3), (II.4), (II.5), (II.6) représentent l'influence de la densité de courant sur la force de poussé et les différentes puissances du moteur, on remarque que les courbes se composent de deux parties :

-[0, $1.5 \cdot 10^7$] : La variation des courbes en fonction de la densité du courant n'est linéaire.

-[$1.5 \cdot 10^7$, $3 \cdot 10^7$] : dans cette partie la variation des courbes devient linéaire.

Dans la première partie la variation est moins importante que dans la 2^{ème} partie.

La figure (II.7) représente l'influence de la densité du courant sur le rendement, on note une augmentation rapide de celui-ci à partir du début jusqu'à la densité de $1.5 \cdot 10^7$ A/m² puis il se stabilise et devient linéaire.

Les figures (II.8), (II.9), (II.10), (II.11) représentent l'influence du glissement sur la force de poussé et les différentes puissances du moteur, pour des faibles glissements ($g \leq 0.06$) les grandeurs citées précédemment ont des valeurs importantes, mais pour des grandes valeurs de glissement, la puissance transmise à l'induit diminue considérablement comme le montre la figure (II.9) et sa, à cause de l'augmentation des pertes.

Conclusion

L'objectif principal de ce chapitre est l'étude des comportements de la machine linéaire à induction, à savoir constater l'influence des différents paramètres tels que, le glissement et la densité du courant sur les puissances, les pertes, le rendement et la force de poussée.

A l'aide du logiciel Matlab, nous avons obtenus les allures de ces grandeurs. Les résultats obtenus nous ont permis de constater la fluence du glissement et la densité du courant sur les pertes Joule statoriques, la force, le rendement et la puissance transmise au rotor.

III.1. Introduction

Des prémices à aujourd'hui, deux problèmes majeurs se sont posés aux ingénieurs et chercheurs: celui de l'analyse et celui de la conception de systèmes électromagnétiques. Le premier consiste à déterminer les performances d'une structure donnée, alors que le second a pour mission de trouver la structure répondant à un besoin donné.

De nombreuses méthodes empiriques et analytiques ont été développées. Ces dernières basée sur des modèles simplificateurs deviennent insuffisantes, dès que la complexité de la géométrie s'accroît et que certains matériaux possèdent des caractéristiques non linéaires. La résolution de tels problèmes nécessite de recourir à des méthodes numériques.

L'approche numérique, offre une modélisation fine des phénomènes physiques en accédant aux variables locales et aux variations spatio-temporelles des différentes grandeurs. Depuis les années 70, des progrès considérables ont été réalisés dans le domaine de la modélisation numérique. De nombreuses méthodes virent le jour (éléments finis, méthode des moments, intégrales de frontières, ...) et ont été améliorées depuis. La méthode des éléments finis est une méthode de référence qui s'est imposée par la précision des résultats qu'elle fournit. Elle est très utilisée pour la résolution des divers problèmes rencontrés en pratique : stationnaires ou non, linéaires ou non, définis dans un domaine géométrique quelconque à une, deux ou trois dimensions [7,19].

III.2. Définition de différentes grandeurs fondamentales

III.2.1. le champ électrique

On parle de l'existence d'un champ électrique \vec{E} dans un point donné de l'espace, s'il existe une force \vec{F} d'origine électrostatique qui s'exerce sur une charge ponctuelle q placé en ce point. [9,10]

La relation entre ces grandeurs (\vec{E}, \vec{F}, q) est donnée par la formule suivante :

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q} \quad (\text{III-1})$$

Avec : \vec{F} : Force électrique en Newtons [N].

\vec{E} : Champ électrique en [N/C].

q : Charge en Colomb [C].

III.2.2. Le champ magnétique

L'intensité du champ magnétique H présente les mêmes caractéristiques que le champ électrique E .

Par analogie au champ électrique E , nous constatons que lors de leur déplacement, les charges électrostatiques Q provoquent une force électromagnétique F capable d'attirer les aiguilles d'une boussole. [9,10]

Avec :

H : champ magnétique en [A/m]

III.2.3. Le champ d'induction magnétique

Soit une charge ou une distribution de charges électriques en mouvement, ces dernières créent dans l'espace avoisinant un champ dit champ d'induction magnétique \vec{B} .

Ce champ de l'induction magnétique exerce sur une particule en mouvement de charge q une force \vec{F} perpendiculaire à sa vitesse \vec{V} sans changer sa valeur. [9,10]

L'expression de la force \vec{F} est donnée par la formule suivante :

$$\vec{F} = q\vec{V} \wedge \vec{B} \quad (\text{III-2})$$

\vec{B} : Induction magnétique [T]

III.2.4. Flux magnétique

Le flux magnétique Φ quantifie le nombre de lignes de force d'un champ d'induction B , traversant l'aire S d'une matière.

Le flux d'induction magnétique Φ représente le produit de l'induction magnétique B pour une aire S bien délimitée. Cette aire peut être oblique ou perpendiculaire au champ d'induction.[9]

$$\Phi = B.S.\cos \alpha \quad [\text{Wb}] \quad (\text{III-3})$$

Avec :

B : Induction magnétique [T]

S : Aire de l'aimant [m²]

α : Angle d'inclinaison [°]

III.2.4. Densité de charge électrique

Dans l'étude des phénomènes électrique on ne trouve pas seulement des charges ponctuelles, mais également des distributions continues de charges qui sont caractérisées par trois types de densités différentes :

δ_v : Densité volumique de charge [C/m³]

δ_s : Densité surfacique de charge [C/m²]

δ_l : Densité linéaire de charge [C/m]

III.2.5. Densité de courant

L'application d'un champ électrique dans un milieu contenant des charges libres produit une force sur chacune de ces charges.

Par l'action de ce champ, les charges se déplacent dans la direction de ce dernier, ce qui produit un courant électrique circulant dans le volume du milieu considéré. [8,9]

La densité de ce courant est donnée par :

$$J = \sum_i \delta_i V_i \quad [\text{A/m}^2]. \quad (\text{III-4})$$

δ_i : Densité volumique [C/m³]

V_i : Vitesse de déplacement des charges électrique [m/s].

III.3. Equations de MAXWELL

En démarrant des relations fondamentales de l'électricité et de magnétisme, Maxwell est arrivé à mettre en place quatre équations qui regroupent les deux domaines, c'est l'électromagnétisme. Ces quatre équations gouvernent d'une manière très efficace avec les relations relatives à la constitution des milieux du dispositif à étudier et la loi d'Ohm généralisée tous les phénomènes électromagnétiques du moment qu'elles sont utiles de toute analyse de ce genre. Les équations de Maxwell, les relations des milieux et la loi d'Ohm s'écrivent comme suit :

a). Première équation

C'est la généralisation sous la forme différentielle du théorème de Gauss, qui décrit la relation qui existe entre le champ électrique à travers une surface fermée S et la charge totale Q_i contenue dans un volume V. [7,8]

D'après cette équation :

$$\oiint_S E \cdot ds = \sum_{i=1}^n \frac{Q_i}{\epsilon_0} \quad (\text{III-5})$$

$$\oiint_S D \cdot ds = \sum_{i=1}^n Q_i \quad (\text{III-6})$$

Et d'autre part on a :

$$\sum_{i=1}^n Q_i = \iiint_V \rho \cdot dv \quad (\text{III-7})$$

Donc :

$$\oiint_S D \cdot ds = \iiint_V \rho \cdot dv \quad (\text{III-8})$$

En appliquant le théorème d'Ostrogradski à l'intégrale de gauche on aura :

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

D'ou on aboutira à l'expression de la première équation de Maxwell

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho \quad (\text{III-10})$$

Avec :

\vec{E} : Vecteur champ électrique [V/m].

\vec{D} : Vecteur déplacement électrique [C/m²].

$\sum_{i=1}^n Q_i$: La charge totale contenue dans le volume [C].

dv : Élément du volume [m³].

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

ds : Élément de surface [m²].

ϵ_0 : Permittivité électrique du vide $\epsilon_0 = \frac{1}{36\pi} 10^{-9}$ [F/m].

b).Deuxième équation de Maxwell

C'est la forme différentielle de la loi d'induction, elle stipule que la variation du champ magnétique produit un champ électrique.[7,8]

$$e = -\frac{d\Phi}{dt} = \oint \vec{E} \cdot d\vec{l} \quad (\text{III-11})$$

Sachant que :

$$\Phi = \iint_s \vec{B} \cdot d\vec{s} \quad (\text{III-12})$$

Donc:

$$e = -\frac{d}{dt} \left(\iint_s \vec{B} \cdot d\vec{s} \right) = \iint_s -\frac{d\vec{B}}{dt} \cdot d\vec{s} = \oint \vec{E} \cdot d\vec{l} \quad (\text{III-13})$$

D'après le théorème de Stokes ; on aura :

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{l} = \iint_s (\vec{\nabla} \wedge \vec{E}) \cdot d\vec{s} \quad (\text{III-14})$$

D'où l'expression de la deuxième équation de Maxwell est sous forme :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{III-15})$$

Avec :

\vec{B} : Vecteur induction magnétique [T].

Φ : flux magnétique [wb]

t : Variable temporelle [s].

c).Troisième équation de Maxwell

Cette loi met en évidence le principe de la conservation du flux magnétique.

D'après la 2^{ème} équation de Maxwell :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{III-16})$$

En appliquant la divergence aux deux cotés de cette équation :

On aura alors la relation suivante:

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \wedge \vec{E}) = \vec{\nabla} \cdot \left(-\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}\right) \quad (\text{III-17})$$

On sait que :

$$\begin{cases} \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \wedge \vec{E}) = 0 & (\text{III-18}) \\ \vec{\nabla} \cdot \left(-\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}\right) = 0 & (\text{III-19}) \end{cases}$$

$$\Rightarrow \frac{\partial}{\partial t} (\vec{\nabla} \cdot \vec{B}) = 0 \quad (\text{III-20})$$

D'ou on aboutira à l'expression de la troisième équation de Maxwell :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{III-21})$$

d). Quatrième équation de Maxwell

C'est la généralisation du théorème d'Ampère, qui énonce que tout courant i circulant dans un conducteur engendra un champ magnétique H autour de ce conducteur, tel que l'intégrale de ligne soit égale à i , pourvu que le parcours d'intégration englobe le conducteur et que ce parcours soit fermé, Mathématiquement. [9]

$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = \sum i \quad (\text{III-22})$$

Avec :

i : L'intensité des courants de conduction enlacés par le contour.

La relation entre l'intensité de courant est la densité de courant est donnée par :

$$\sum I = \iint_s \vec{J} \cdot d\vec{s} \quad (\text{III-23})$$

En appliquant le théorème de Stokes à l'intégrale de gauche de l'équation (III-24)

On obtient la formule suivante :

$$\oint_c \vec{H} \cdot d\vec{l} = \iint_s (\vec{\nabla} \wedge \vec{H}) \cdot d\vec{s} \quad (\text{III-25})$$

$$\Rightarrow \iint_s \vec{J} \cdot d\vec{s} = \iint_s (\vec{\nabla} \wedge \vec{H}) \cdot d\vec{s} \quad (\text{III-26})$$

$$\text{D'où :} \quad \vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \vec{J} \quad (\text{III-27})$$

Avec :

$$\vec{J} = \vec{J}_c + \vec{J}_d \quad (\text{III-28})$$

$$\vec{J}_d = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{III-29})$$

Donc on aboutira à l'expression de la quatrième équation de Maxwell :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \vec{J}_c + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{III-30})$$

Avec :

\vec{H} : Vecteur champ magnétique [A/m].

\vec{J}_c : Densité du courant de conduction [A/m²].

\vec{J}_d : Densité du courant de déplacement [A/m²].

III.4. Loi d'Ohm

Elle interprète la relation entre le champ électrique H et la densité de courant J par l'intermédiaire de la conductivité électrique σ . [9]

La loi d'Ohm généralisée s'écrit sous la forme suivante :

$$\vec{J} = \sigma \vec{E}_t = \vec{J}_s + \vec{J}_{ind} \quad (\text{III-31})$$

Avec :

σ : La conductivité électrique.

\vec{J}_s : La densité de courant de source.

\vec{J}_{ind} : La densité de courant induit.

\vec{E}_t : Le champ électrique qui règne dans le milieu considéré.

et :

$$\vec{E}_t = \vec{E} + \vec{E}' = (\vec{E}_s + \vec{E}_{ind}) + \vec{E}'$$

Avec :

\vec{E}_s : Le champ électrique de source.

\vec{E}' : Électromoteur.

\vec{E}_{ind} : Le champ électrique induit.

Et on a encore :

$$\vec{E}' = \vec{v} \wedge \vec{B}$$

Avec :

\vec{v} : La vitesse de déplacement des pièces en mouvement, dans un champ de d'induction B.

III-5-Relations du milieu

Les équations de Maxwell traduisant généralement les interactions, qui existe entre le champ magnétique \vec{H} et l'induction magnétique \vec{B} , en fonction de la perméabilité magnétique μ , ainsi que celui existant entre l'induction électrique \vec{D} (vecteur déplacement) et le champ électrique \vec{E} , en fonction de la permittivité électrique ϵ . [10,13]

a) .Cas d'un milieu magnétique linéaire

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (\text{III-32})$$

Avec : $\mu = \mu_0 \mu_r$

μ : Perméabilité magnétique absolue [H/m].

μ_0 : Perméabilité magnétique du vide $\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$ [H/m].

μ_r : Perméabilité magnétique relative du milieu considéré.

b) .Cas d'un milieu diélectrique linéaire

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad (\text{III-33})$$

Avec : $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$

ϵ : Permittivité électrique absolu [F/m].

ϵ_r : Permittivité relative du milieu considéré.

Dans le cas ou le milieu considéré est à comportement non linéaire, les relations (III-32) et (III-33) devient respectivement :

$$\vec{B} = \mu(\|\vec{H}\|) \times \vec{H} \quad (\text{III-34})$$

$$\vec{D} = \epsilon(\|\vec{E}\|) \times \vec{E} \quad (\text{III-35})$$

c). Pour un aimant permanent

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{M} \quad (\text{III-36})$$

\vec{M} : Le vecteur aimantation du milieu magnétique considéré.

III.6. Méthode des éléments finis

III.6.1. Introduction

La méthode des éléments finis est une méthode numérique de résolution des équations différentielles aux dérivées partielles et de leurs conditions aux limites. Cette méthode a été utilisée initialement pour l'analyse des structures (mécanique, génie civil). Elle fût introduite pour la première fois en électromagnétisme par P. SILVESTER et M.V.K CHARI en 1970.[7,8]

Cette méthode est utilisée pour le traitement des problèmes à géométries complexes, et les matériaux dont les propriétés physiques peuvent être non linéaires.[9]

Dans la plupart des cas, cette méthode s'intègre à des logiciels C.A.O (conception assistée par ordinateur), ce qui constitue un avantage de taille pour l'ingénieur appelé à concevoir les systèmes physiques désirés.[7,8]

III.6.2. Principe de la méthode des éléments finis

La méthode des éléments finis est un outil numérique de résolution des équations aux dérivées partielles de la physique mathématique.[7]

III.6.3. Les principales équations de la physique mathématique [7, 8]

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

III.6.3.1 Equations de type elliptique :

Ce type d'équations traite les problèmes stationnaires (indépendant du temps), en coordonnées cartésiennes, l'équation peut être représentée sous la forme suivante :

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0 \quad (\text{III-37})$$

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

III.6.3.2 Equations de type parabolique :

Ce type d'équations est lié à l'étude des régimes transitoires comme l'équation de la pénétration des courants induits ou la diffusion de la chaleur en thermique, elles sont présentées en coordonnées cartésiennes sous la forme suivante :

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} - \frac{\partial \varphi}{\partial t} = 0 \quad (\text{III-38})$$

III.6.3.3 Equations de type hyperbolique :

Ce type d'équations traite les problèmes de propagation d'onde et il est régi par l'équation suivante :

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} - \frac{\partial \varphi}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{III-39})$$

III.6.4 Les conditions aux limites [10,12]

a) Condition de DIRICHLET

Cette condition nous informe sur la valeur de l'inconnue sur la frontière du domaine de résolution. Elle apparaît souvent sur les axes de symétrie du domaine de l'étude.

$$U = g_0 \quad (\text{III-40})$$

U : fonction inconnue.

g_0 : constante.

b) Condition de NEWMANN

Elle nous renseigne sur la valeur de la composante normale de l'inconnue sur la limite du domaine à étudier. Elle apparaît aussi souvent sur les plans de symétrie.

$$\frac{\partial U}{\partial n} = g_0 \quad (\text{III-41})$$

c) Condition mixte DIRICHLET et NEWMANN

C'est une combinaison de deux conditions aux limites de type DIRICHLET et NEWMANN, elle s'exprime comme suit :

$$a.U + b.\frac{\partial U}{\partial n} = g \quad (\text{III-42})$$

g: valeur de l'inconnue sur les frontières.

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

U : fonction inconnue.

III.6.5. Formulation éléments finis des équations électromagnétiques

Le principe de la méthode des éléments finis est basé sur la substitution à la forme différentielle que représentent les équations aux dérivées partielles et aux conditions aux limites associées à une formulation intégrale du phénomène à étudier. [9]

Cette formulation intégrale peut être de deux types :

- Formulation variationnelle.
- Formulation projective (résidus pondérés).

III.6.5.1. Formulation variationnelle

Cette formulation nécessite la connaissance au préalable de la fonction d'énergie du système à étudier.

Cette fonctionnelle est déterminée à partir du principe de l'action Hamiltonienne qui stipule l'existence d'une fonctionnelle de type intégrale. [9,10]

Elle est définie par :

$$F(A) = \int_{\Omega} L.d\Omega \quad (\text{III-43})$$

Avec :

Ω : Domaine d'étude.

L : Fonction de Lagrange déduite de la différence entre l'énergie cinétique et l'énergie potentielle du système.

Cas d'un problème électromagnétique

Dans ce cas la fonction L est donnée par l'expression :

$$L = \int_0^B vBdB - JA \quad (\text{III-44})$$

Avec :

L : Fonction de Lagrange.

A : Potentiel vecteur magnétique [T. m].

J : Densité de courant [A/m^2]

ν : Réactivité magnétique [H/m]⁻¹

B : Induction magnétique [T].

L'expression de la fonctionnelle d'énergie est donnée comme suit :

$$F(A) = \int_{\Omega} \left[\int_0^B \nu B dB - JA \right] d\Omega \quad (\text{III-45})$$

La résolution du problème variationnelle défini par la fonctionnelle d'énergie F(A) revient à minimiser cette fonctionnelle ; la minimisation est effectuée en utilisant le principe de Rayleigh-Ritz. [9,10]

Qui s'énonce comme suit :

$$\frac{\partial F(A)}{\partial A_i} = 0 \quad (\text{III-46})$$

Et $i=1,2,3,\dots,n$

Ou :

$$\frac{\partial F(A)}{\partial A_1} = \frac{\partial F(A)}{\partial A_2} = \dots = \frac{\partial F(A)}{\partial A_n} = 0 \quad (\text{III-47})$$

Avec :

n : nombre de nœuds du domaine d'étude.

A_i : est l'inconnu aux nœuds i du domaine.

III.6.5.2. formulation résidus pondérés

La méthode des résidus pondérés, appelée aussi méthode projective consiste à choisir des fonctions de projections Φ_i de façon à minimiser l'intégrale du résidu dans l'équation suivante :

$$\int_{\Omega} R \phi_i d\Omega = 0 \quad (\text{III-48})$$

$$R = L(A) - F \quad (\text{III-49})$$

Avec :

- R : représente le résidu de l'approximation.
- $L(A)$: Opérateur différentiel.
- F : fonction définie sur le domaine d'étude Ω .
- A : L'inconnue du problème.
- Φ_i : fonction de projection.

Les valeurs de A permettent d'annuler l'intégrale représentent la solution du système algébrique obtenu.

Le choix des fonctions de projection permet de définir plusieurs méthodes, parmi celle-ci, on cite les méthodes suivantes :

- Méthode de collocation par points.
- Méthode des moindres carrés.
- Méthode de GALERKINE.

La méthode de collocation par points utilise les fonctions de DIRAC comme fonction de pondération (projection). [9,10]

La méthode des moindres carrés utilise la minimisation de la norme quadratique de l'erreur sur l'équation et les conditions aux limites. [9,10]

Dans ce qui suit, on s'intéressera particulièrement à la méthode projection de Galerkin, qui y est la plus utilisée en Electrotechnique, puisque elle conduit à un système matriciel symétrique.

III.6.6. Discrétisation du domaine d'étude

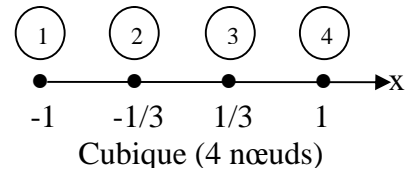
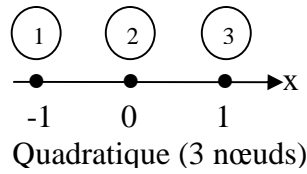
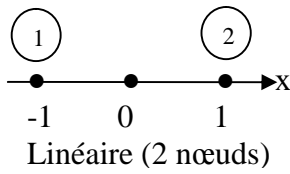
Quand l'équation aux dérivées partielles est transformée en une forme intégrale, on passe à l'étape de discrétisation, qui consiste en la subdivision du domaine en un nombre fini de sous domaines appelés «éléments », dont la géométrie est préalablement choisie.

L'approximation de l'inconnu se fait en chaque élément par des fonctions d'interpolation, qui se déterminent en fonction des valeurs de l'inconnu aux nœuds de cet élément. C'est ce qu'on définit par l'interpolation nodale, ce qui est très important dans l'analyse par élément finis.

a-Eléments de références

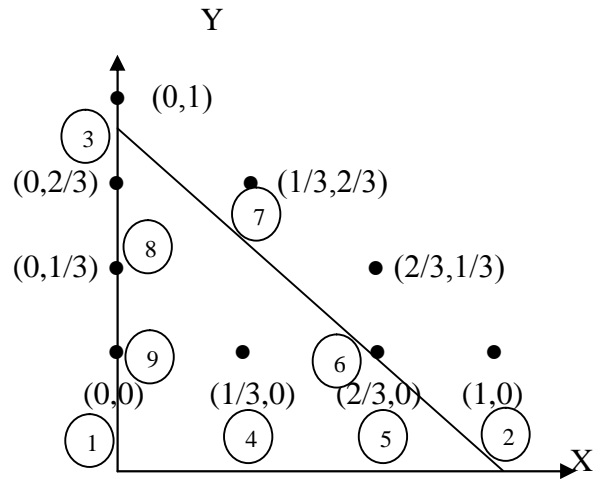
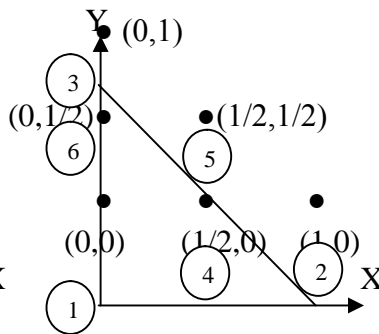
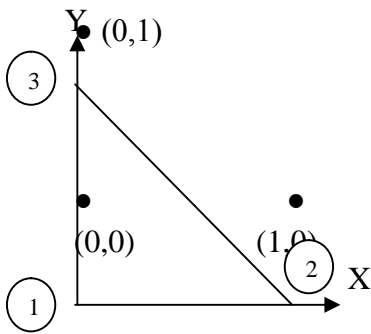
On utilise des éléments de références de manière à simplifier la définition analytique des éléments de forme complexe, et les éléments les plus simple sont : le triangle, le rectangle, le tétraèdre et le parallélépipède, aux quels on associe un système de coordonnées normées.[8,9]

a-1-Elément à une dimension

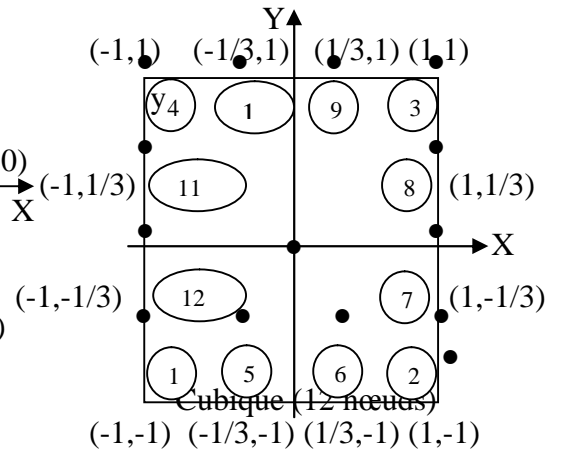
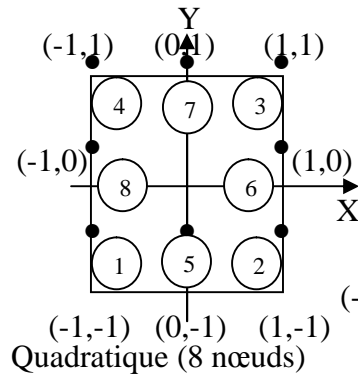
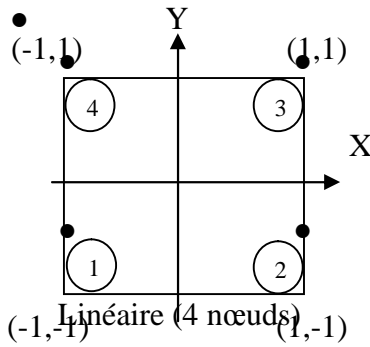


a-2-Elément à deux dimensions

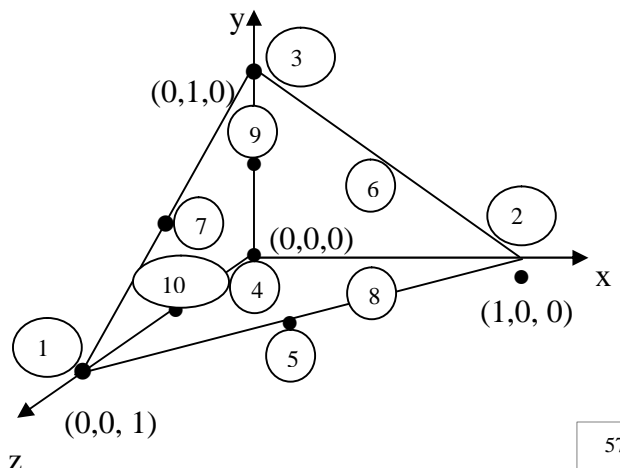
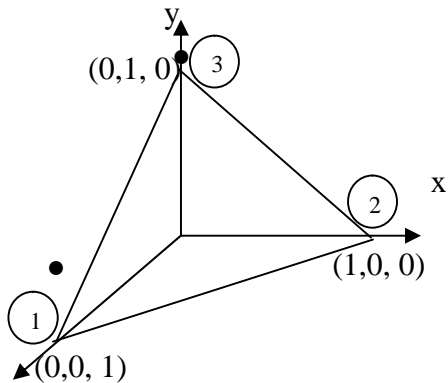
Eléments triangulaires



Eléments carrés



a-3-Elément à trois dimensions



b-Fonctions d'interpolations

Les fonctions d'interpolations sont obtenues à partir du triangle de PACSAL, donné ci-dessous :

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

Triangle de PACSAL

La construction de ces fonctions doit vérifier les conditions suivantes :

b-1- Principe de l'état complet

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

b-2- Principe de compatibilité

- La fonction doit être continue (c'est-à-dire la première dérivée existe).
- On peut citer un exemple d'une fonction d'interpolation :

$$A(U, V) = a + bU + cV + dUV + eU^2 + fV^2 \quad (\text{III-50})$$

La base polynomiale sera donc :

$$P = \begin{bmatrix} 1 & U & V & UV & U^2 & V^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a \\ b \\ c \\ d \\ e \\ f \end{bmatrix} \quad (\text{III-51})$$

c- Fonction d'approximation sur un élément

La construction d'une fonction approchée $U^e(x)$, avec (e) comme indice relatif à l'élément étudié, différente sur chaque élément par la méthode d'approximation nodale.

Donc la fonction d'approximation aura la forme suivant :

$$U(x) = [\Phi_1 \ \Phi_2 \ \dots \ \Phi_n] \cdot \begin{bmatrix} U_1 \\ U_2 \\ \cdot \\ \cdot \\ U_n \end{bmatrix} = \Phi \cdot U \quad (\text{III-52})$$

Avec :

$U(x)$: c'est la fonction d'approximation qui s'identifie à la fonction exacte.

$\Phi_1, \Phi_2, \dots, \Phi_n$: les fonction de forme de l'élément.

U_1, U_2, \dots, U_n : les variables associées aux nœuds du domaine.

III.7.Méthode de Galerkin

Cette méthode consiste à choisir des fonctions de pondérations identiques aux fonctions de forme. On utilise cette méthode dans des problèmes magnétostatique et magnétodynamique avec l'existence d'une source du courant, formulés en terme de potentiel vecteur \vec{A} .

a- Modèle magnétostatique 2D

- Cas cartésien

On a l'équation magnétostatique suivante :

$$\vec{\nabla} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{A}) = \vec{J}_s \quad (\text{III-53})$$

D'Ou :

$$\left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\nu \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) \right] = -J_{sz} \quad (\text{III-54})$$

Avec :

$\nu = \frac{1}{\mu}$: Réductivité magnétique du milieu [H/m].

\vec{A} : Potentiel vecteur magnétique [T.m].

\vec{J}_{sz} : Vecteur de densité source [A/m^2].

En utilisant la méthode de Galerkin sur l'équation (III-54), on aura :

$$\int R_i \Psi_i d\Omega = 0 \quad (\text{III-55})$$

Ou :

$$R_i = \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\nu \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) \right] + J_{sz} \quad (\text{III-56})$$

On aura :

$$\iint_{\Omega} \Psi_i \left[-\frac{\partial}{\partial x} \left(\nu \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) \right] dx dy = \iint_{\Omega} \Psi_i J_{sz} dx dy \quad (\text{III-57})$$

En appliquant le théorème de Green nous obtenons :

$$\begin{aligned} & \iint_{\Omega} \Psi_i \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) \right\} dx dy = C \\ C = & -\iint_{\Omega} \nu \left(\frac{\partial \Psi_i}{\partial x} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial x} + \frac{\partial \Psi_i}{\partial y} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) dx dy + \int \left(\nu \frac{\partial A_z}{\partial n} \Psi_i \right) d\Gamma \end{aligned} \quad (\text{III-58})$$

Avec :

Ψ_i : Fonction de forme.

Γ : La frontière du domaine Ω .

En introduisant(III-58) dans (III-57) on aura :

$$-\iint_{\Omega} \nu \left(\frac{\partial \Psi_i}{\partial x} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial x} + \frac{\partial \Psi_i}{\partial y} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) dx dy + \int \left(\nu \frac{\partial A_z}{\partial n} \Psi_i \right) d\Gamma = -\iint_{\Omega} J_{sz} \Psi_i dx dy \quad (\text{III-59})$$

$$\Rightarrow \iint_{\Omega} \nu \left(\frac{\partial \Psi_i}{\partial x} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial x} + \frac{\partial \Psi_i}{\partial y} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) dx dy - \int \left(\nu \frac{\partial A_z}{\partial n} \Psi_i \right) d\Gamma = \iint_{\Omega} J_{sz} \Psi_i dx dy \quad (\text{III-60})$$

Lorsque le problème présente une condition aux limite de type Dirichlet ou Neumann homogène, le terme sur la frontière sera nul.

$$\int \frac{\partial A_z}{\partial n} \phi_i \cdot d\Gamma = 0$$

Avec :

$$\frac{\partial A_z}{\partial n} = 0$$

D'où l'équation (III-60) devient:

$$\iint_{\Omega} v \left(\frac{\partial \psi_i}{\partial x} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial x} + \frac{\partial \psi_i}{\partial y} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) dx dy = \iint_{\Omega} J_{sz} \psi_i dx dy \quad (\text{III-61})$$

en écriture condensée de (III-57), on aura :

$$\iint_{\Omega} \vec{\nabla} \psi_i \cdot \vec{\nabla} A_z dx dy = \iint_{\Omega} \mu J_{sz} \psi_i dx dy \quad (\text{III-62})$$

Avec :

$$v = 1 / \mu$$

Sachant que :

$$A_z(x, y) = \Phi \quad A_z = A_z^T \Phi^T$$

Donc :

$$\vec{\nabla} A_z = A_z^T \vec{\nabla} \Phi^T$$

Donc l'équation (III-62) devient :

on aura :

$$A_z^T \iint_{\Omega} v \vec{\nabla} \phi^T \cdot \vec{\nabla} \psi_i dx dy = \iint_{\Omega} J_{sz} \psi_i dx dy \quad (\text{III-63})$$

La méthode de Galerkin $\implies \Psi_i = \Phi_i$

Et on pose : $\Phi_i = \Phi^T$

Donc : $\Psi_i = \Phi_j = \Phi$

Avec :

Φ : fonction de forme

Ψ : fonction de projection

Donc l'équation (III-63) devient :

$$[M][A_z^T] = [K] \quad (\text{III-64})$$

Avec :

$$M_{i,j} = \iint_{\Omega} v \vec{\nabla} \phi_i \cdot \vec{\nabla} \phi_j dx dy$$

$$K_j = \iint_{\Omega} J_{sz} \phi_j dx dy$$

$[A_z^T] = [A_1, A_2, \dots]^T$. Vecteur des inconnues du domaine d'étude.

Pour la résolution de ce système, on utilise la méthode de Gauss-Cholesky quand μ dépend du champ magnétique.

- Cas axisymétrique

L'équation magnétostatique 2D s'écrit comme suit :

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\nu}{r} \cdot \frac{\partial(rA_\varphi)}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\nu}{r} \frac{\partial(rA_\varphi)}{\partial z} \right) = -J_{s\varphi} \quad (\text{III-65})$$

En considérant $A = rA_\varphi$, l'équation (III-65) devient :

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\nu}{r} \cdot \frac{\partial A}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\nu}{r} \frac{\partial A}{\partial z} \right) = -J_{s\varphi} \quad (\text{III-66})$$

La formulation intégrale de (III-66) donne :

$$\iint_{\Omega} \left[\psi_i \left(\frac{\nu}{r} \frac{\partial A}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\nu}{r} \frac{\partial A}{\partial z} \right) \right] dr \cdot dz = - \iint_{\Omega} \psi_i \cdot J_{s\varphi} \cdot dr \cdot dz \quad (\text{III-67})$$

Appliquant le théorème de Green au premier terme de l'équation (III-67), on obtient :

$$\iint_{\Omega} \psi_i \frac{\nu}{r} \left(\frac{\partial^2 A}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} \right) dr \cdot dz = - \int_{\Gamma} \frac{\nu}{r} \cdot \overrightarrow{\nabla A} \cdot \overrightarrow{\nabla \psi_i} dr dz + \int_{\Gamma} \frac{\nu}{r} \frac{\partial A}{\partial n} \psi_i d\Gamma \quad (\text{III-68})$$

On introduit (III-68) dans (III-67) on aura :

$$\iint_{\Omega} \frac{\nu}{r} \cdot \overrightarrow{\nabla \psi_i} \cdot \overrightarrow{\nabla A} \cdot dr \cdot dz - \int_{\Gamma} \frac{\nu}{r} \frac{\partial A}{\partial n} \psi_i \cdot d\Gamma = \iint_{\Omega} \psi_i \cdot J_{s\varphi} \cdot dr \cdot dz \quad (\text{III-69})$$

Dans le cas de condition aux limites types Dirichlet ou Neumann homogènes qui annule le terme sur la frontière.

On aura :

$$\frac{\partial A}{\partial n} = 0$$

$$\iint_{\Omega} \frac{\nu}{r} \cdot \overrightarrow{\nabla \psi_i} \cdot \overrightarrow{\nabla A} \cdot dr \cdot dz = \iint_{\Omega} \psi_i \cdot J_{s\varphi} \cdot dr \cdot dz \quad (\text{III-70})$$

Après la transformation de l'équation (III-70), on obtient :

$$A^T \iint_{\Omega} \frac{\nu}{r} \cdot \nabla \vec{\phi}_i \cdot \nabla \vec{\phi}_j \cdot dr \cdot dz = \iint_{\Omega} \phi_i \cdot J_{s\varphi} \cdot dr \cdot dz \quad (\text{III-71})$$

Donc finalement (III-71) s'écrit sous la forme matricielle suivante :

$$[M][A^T] = [K] \quad (\text{III-72})$$

Avec :

$$M_{i,j} = \iint_{\Omega} \frac{\nu}{r} \cdot \nabla \vec{\phi}_i \cdot \nabla \vec{\phi}_j \cdot dr \cdot dz.$$

$$K_j = \iint_{\Omega} \phi_j J_{s\varphi} \cdot dr \cdot dz.$$

$$[A] = [A_1, A_{21}, \dots, A_n]^T$$

b-Modèle magnétodynamique

L'équation obtenue à partir des équations de Maxwell permettent l'interprétation des problèmes magnétodynamiques avec le terme source :

$$\vec{\nabla} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{A}) + \sigma \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = \vec{J}_s \quad (\text{III-73})$$

En tenant compte de la condition de la jauge de Colomb $\vec{\nabla} \wedge \vec{A} = 0$ qui assure l'unicité de la solution, la nature des caractéristiques magnétique et électrique permettent de définir deux types de modèle magnétodynamiques : [9,18]

- Modèle linéaire.
- Modèle non linéaire.

b-1-Modèle linéaire

Si la réductivité magnétique ν est indépendante du champ \vec{H} , et que la conductivité électrique σ ne dépend pas de la température (c'est qu'une approximation en réalité), le modèle ainsi défini est linéaire, l'équation magnétodynamique (III-73) devient :

$$\vec{\nabla} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{A}) + \sigma \mu \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = \mu \cdot \vec{J}_s \quad (\text{III-74})$$

- Cas cartésien

L'équation magnétodynamique dans le cas comportant une source est donnée sous l'écriture suivante :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\nu \frac{\partial A_z}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\nu \frac{\partial A_z}{\partial y} \right] - j\omega\sigma A_z = -J_{sz} \quad (\text{III-75})$$

La formulation intégrale de (III-75) est sous la forme suivante :

$$\iint_{\Omega} \left(\frac{\partial}{\partial x} \left(\nu \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) - j\omega\sigma A_z \right) \psi_i dx dy = \iint_{\Omega} J_{sz} \psi_i dx dy \quad (\text{III-76})$$

En appliquant le théorème de Green ,qui nous permet d'écrire :

$$\iint_{\Omega} \left(\frac{\partial}{\partial x} \left(\nu \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) \right) \psi_i dx dy = - \iint_{\Omega} \overrightarrow{\nabla A_z} \cdot \overrightarrow{\nabla \psi_i} dx dy + \int_{\Gamma} \nu \frac{\partial A_z}{\partial n} \psi_i d\Gamma \quad (\text{III-77})$$

En remplaçant (III-76) dans (III-75) on aura :

$$\iint_{\Omega} \overrightarrow{\nabla A_z} \cdot \overrightarrow{\nabla \psi_i} dx dy - \int_{\Gamma} \nu \frac{\partial A_z}{\partial n} \psi_i d\Gamma + j\omega \iint_{\Omega} \sigma A_z \psi_i dx dy = - \iint_{\Omega} J_{sz} \psi_i dx dy \quad (\text{III-78})$$

Dans le cas des conditions aux limites de types Dirichlet ou Neumann homogènes, le terme sur la frontière est nul.

$$\text{On aura : } \frac{\partial A}{\partial n} = 0$$

Donc l'équation (III-77) devient :

$$\iint_{\Omega} \overrightarrow{\nabla A_z} \cdot \overrightarrow{\nabla \psi_i} dx dy + j\omega \iint_{\Omega} \sigma A_z \psi_i dx dy = - \iint_{\Omega} J_{sz} \psi_i dx dy \quad (\text{III-79})$$

Après la transformation cette équation devient :

$$A_z^T \iint_{\Omega} \overrightarrow{\nabla \phi_i} \cdot \overrightarrow{\nabla \phi_j} dx dy + j\omega A_z^T \iint_{\Omega} \sigma \phi_i \phi_j dx dy = - \iint_{\Omega} J_{sz} \phi_j dx dy \quad (\text{III-80})$$

Sous la forme matricielle elle devient:

$$[A_z^T] [M] + j\omega[A_z^T] [L] = [N] \quad (\text{III-81})$$

Avec :

$$M_{ij} = \iint_{\Omega} \nu \left(\frac{\partial \phi_i}{\partial x} \cdot \frac{\partial \phi_j}{\partial x} + \frac{\partial \phi_i}{\partial y} \cdot \frac{\partial \phi_j}{\partial y} \right) dx dy = \iint_{\Omega} \nu \overrightarrow{\nabla \phi_i} \cdot \overrightarrow{\nabla \phi_j} dx dy$$

$$L_{ij} = \iint_{\Omega} \sigma \phi_i \phi_j dx dy.$$

$$N_{ij} = \iint_{\Omega} J_z \phi_j dx dy.$$

$$A = A_r + j A_i$$

Ou :

A_r : est la partie réelle de A.

A_i : est la partie imaginaire.

- Cas axisymétrique

Dans ce cas la formulation intégrale est donnée sous forme suivante :

$$\iint_{\Omega} \left(\frac{\partial}{\partial r} \frac{\partial A}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z} \frac{\partial A}{\partial z} \right) \frac{\nu}{r} \psi_i dr dz - j\omega \iint_{\Omega} \sigma A \psi_i \frac{dr dz}{r} = - \iint_{\Omega} \psi_i \cdot J_{s\varphi} dr dz \quad (\text{III-82})$$

$$\text{Avec : } A = r A_{\varphi}$$

L'application du théorème de Green donne :

$$\iint_{\Omega} \overrightarrow{\nabla A} \cdot \overrightarrow{\nabla \psi_i} \frac{\nu}{r} dr dz - \int_{\Gamma} \frac{\nu}{r} \frac{\partial A}{\partial n} \psi_i d\Gamma + j\omega \iint_{\Omega} \sigma A \psi_i \frac{dr dz}{r} = \iint_{\Omega} \psi_i \cdot J_{s\varphi} dr dz \quad (\text{III-83})$$

Dans le cas des conditions aux limites de types Dirichlet ou Neumann homogènes, le terme sur la frontière est nul.

$$\text{On aura : } \frac{\partial A}{\partial n} = 0$$

Donc l'équation (III-82) devient :

$$A^T \iint_{\Omega} \overrightarrow{\nabla \phi_i} \cdot \overrightarrow{\nabla \phi_j} \frac{\nu}{r} dr dz + j\omega A^T \iint_{\Omega} \sigma \phi_i \phi_j \frac{dr dz}{r} = \iint_{\Omega} \psi_i \cdot J_{s\varphi} dr dz \quad (\text{III-84})$$

L'écriture sous forme matricielle est la suivante :

$$[A^T].[M] + j\omega[A^T].[L] = [N] \quad (\text{III-85})$$

Avec :

$$M_{i,j} = \iint_{\Omega} \nu \left(\frac{\partial \phi_i}{\partial x} \cdot \frac{\partial \phi_j}{\partial x} + \frac{\partial \phi_i}{\partial y} \cdot \frac{\partial \phi_j}{\partial y} \right) dx dy = \iint_{\Omega} \nu \overrightarrow{\nabla \phi_i} \cdot \overrightarrow{\nabla \phi_j} dx dy$$

$$L_{i,j} = \iint_{\Omega} \sigma \phi_i \phi_j \frac{dr \cdot dz}{r}$$

$$N_j = \iint_{\Omega} J_{s\phi} \phi_j dr \cdot dz$$

$$A = A_r + j A_i$$

Ou :

A_r : est la partie réelle de A.

A_i : est la partie imaginaire.

b-2 - Modèles non linéaires

Dans le cas où la réductivité magnétique ν dépend de l'induction magnétique \vec{B} , et la conductivité σ dépend de la température alors l'équation magnétodynamique (III-77) est non linéaire et l'équation à résoudre sera :

$$\vec{\nabla} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{A}) + \sigma \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = \vec{J}_s \quad (\text{III-86})$$

Pour résoudre numériquement cette équation non linéaire, il est nécessaire d'utiliser une discrétisation temporelle par la méthode d'Euler implicite.[23]

III.8. Avantages et inconvénients de la méthode des éléments finis

a- Les avantages

- Adaptation aux géométries complexes.
- Prise en compte des non linéarités.
- Temps de calcul relativement avantageux.

b- Les inconvénients

- La non-prise en considération des domaines infinis.
- Impuissante en présence de singularités dans le domaine d'étude.

III.9. force magnétique

C'est la force électromagnétique et le travail mécanique que cette force exerce sur le dispositif, en termes de déplacement ou de déformation.

Pour calculer la force magnétique on peut utiliser les quatre méthodes suivantes :

- La méthode de la force de Lorentz.
- La méthode du tenseur de Maxwell.
- La méthode des travaux virtuels.
- La méthode de la variation de la co-énergie ou de l'énergie magnétique.

IV.9.1. la force déduite à partir de la méthode de l'énergie magnétique totale

Elle est parmi les méthodes les plus utilisées pour le calcul de la force, basée sur la variation de l'énergie provoquée par un déplacement, en maintenant le courant constant.

Elle est déterminée par la formule suivante:

$$F_m = \frac{\partial}{\partial x} \left[\int_{\Omega} \left(\int_0^B H dB \right) d\Omega \right] \quad (\text{III-87})$$

Avec :

x: la variation spatiale de la coordonnée.

III.9.2. la force déduite à partir de la méthode de la Co-énergie

Pour obtenir la force magnétique par cette méthode, on calcul la dérivée de la co-énergie magnétique par rapport au déplacement, en maintenant le flux constant.

Elle est déterminée par l'expression suivante :

$$F_{co} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\int_{\Omega} \left(\int_0^H B dH \right) d\Omega \right] \quad (\text{III-88})$$

III.9.3. La force déduite à partir de la méthode des travaux virtuels

Le principe de calcul de la force dans cette méthode consiste à l'utilisation de la méthode des éléments finis.

Un domaine Ω_d déformé est subdivisé en sous-domaines Ω_e , sur lesquels toutes les intégrales effectuées par rapport à un système de coordonnées locales (u,v,w). [2,22]

Elle est déterminée par l'expression suivante :

$$F = \frac{\partial}{\partial x} \left[\int_v \left(\int_0^H B dH \right) dv \right] \quad (\text{III-89})$$

$$F = \frac{\partial}{\partial x} \left[\int_{\Omega_e} \left(\int_0^H B dH \right) d\Omega_e \right] \quad (\text{III-90})$$

x: représente la coordonnée liée au déplacement.

Cette méthode présente un avantage, elle s'adapte à la MEF et fournit une bonne précision. [2,22]

III.9.4. La force déduite à partir de la méthode du tenseur de Maxwell

Dans des milieux non parcourus par des courants, les forces et les couples pouvant être calculés par l'application de cette méthode, alors que la méthode des travaux virtuels est basée sur la variation de l'énergie, le tenseur de Maxwell définit les forces directement en terme de champ magnétique.

Elle est déterminée par l'expression suivante :

$$F = \oiint_s \left[\left(\vec{B}_n \vec{H}_t \right) \vec{t} + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2\mu_0} B_n^2 - \mu_0 H_t^2 \right) \vec{n} \right] ds \quad (\text{III-91})$$

Avec : \vec{B}_n : La composante normale de l'induction magnétique.

\vec{H}_t : La composante tangentielle du champ magnétique.

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

\vec{t} : Le vecteur unitaire tangent à la surface d'intégration.

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

III.9.5. La force déduite à partir de la méthode de LORENTZ

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

L'expression de cette force est la suivante :

$$F = \iiint_v (\vec{J} \wedge \vec{B}) dv \quad (\text{III-92})$$

$(\vec{J} \wedge \vec{B})$: Densité de force magnétique, qui est souvent utilisée à la place de la force magnétique.

La force de Lorentz dans le cas axisymétrique 2D :

$$F_r = 2\pi \iint_s J_\varphi B_z r \cdot dr dz \quad (\text{III-93})$$

$$F_z = 2\pi \iint_s J_\varphi B_r r \cdot dr dz \quad (\text{III-94})$$

Pour $A = (0, A_\varphi, 0)$

$$B_r = -\frac{1}{r} \frac{\partial(rA_\varphi)}{\partial z} \quad (\text{III-95})$$

$$J_\varphi = -\frac{\sigma}{r} \frac{\partial(rA_\varphi)}{\partial t} \quad (\text{III-96})$$

$$B_z = \frac{1}{r} \frac{\partial(\sigma A_\varphi)}{\partial r} \quad (\text{III-97})$$

La force de Lorentz dans le cas cartésienne 2D :

$$F_x = \iint_s J_z B_y \cdot dx dy \quad (\text{III-98})$$

$$F_y = -\iint_s J_z B_x \cdot dx dy \quad (\text{III-99})$$

$$\text{Avec : } B_z = \frac{\partial A_z}{\partial y} \quad (\text{III-100})$$

$$B_x = -\frac{\partial A_z}{\partial x} \quad (\text{III-101})$$

$$J_z = -\sigma \frac{\partial A_z}{\partial t} \quad (\text{III-102})$$

III.10. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les lois fondamentales de l'électromagnétisme et les modèles mathématiques des phénomènes magnétiques qui vont nous permettre la modélisation de la machine, basés sur la méthode des éléments finis.

Par La suite nous avons donnée les différentes méthodes de calcul des forces magnétiques dans les dispositifs électromagnétiques qui sera l'objectif de notre application.

IV.1.Introduction

Dans ce chapitre on se propose d'étudier un moteur linéaire à induction ; L'étude concernera une modélisation qui réside principalement dans l'évaluation de la force électromagnétique sous différentes conditions.

Pour calculer la force engendrée par le moteur, qui un dispositif dont la géométrie est simple, nous avons opté pour la méthode de Lorentz, qui est choisie parmi plusieurs méthodes, celle-ci est évaluée dans l'induit en fonction de plusieurs paramètres principalement le nombre d'encoches par pôle et par phase, le choix du matériau constituant l'induit, la fréquence d'alimentation, ainsi que la perméabilité magnétique du matériau ferromagnétique.

Pour un calcul de précision, il est nécessaire d'avoir un outil informatique très performant qui diminue le temps de calcul et qui assure une précision maximal.

Le logiciel MATLAB est un outil informatique qui assure les exigences précitées car il offre la possibilité de traiter un très grand nombre d'instructions et d'informations au même temps.

IV.2. Description du dispositif à étudier

La machine réalisée se compose d'un inducteur qui est fabriqué par un compactage de tôles magnétiques à grains non orientés en fer-silicium, et un induit sous forme d'une tôle en aluminium.

La géométrie de cette machine est représentée sur la figure suivante :

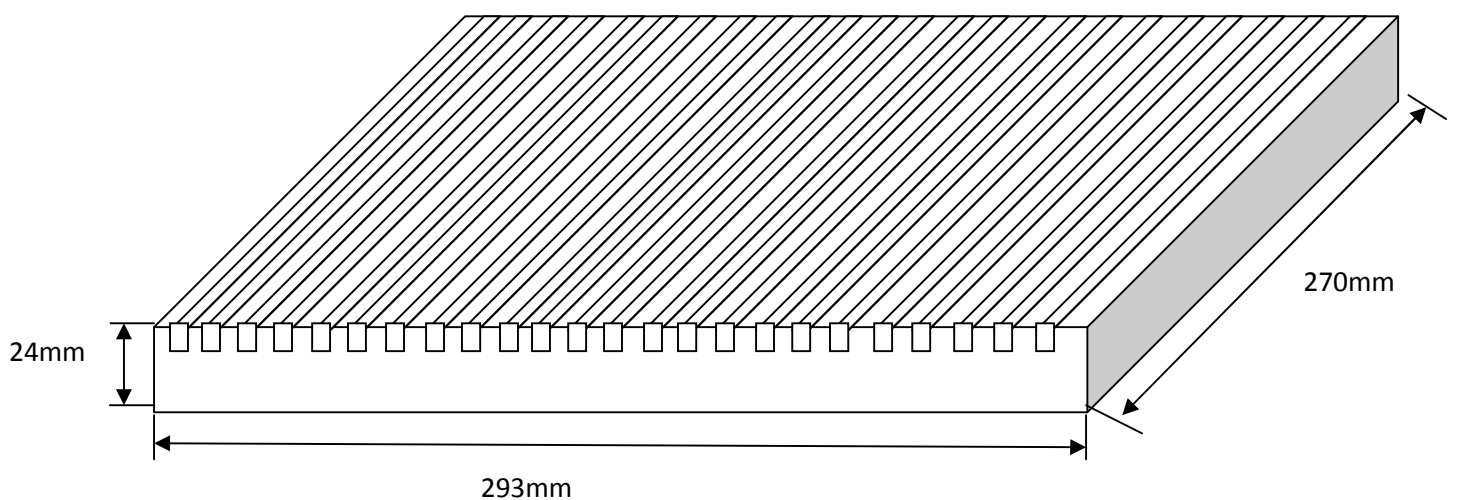


Figure IV.1 : La géométrie de la machine

IV.2.1. Caractéristiques physiques

a- Air:

Conductivité électrique: $\sigma = 0$

Perméabilité magnétique relative : $\mu_r=1$

La densité du courant : $J_m = 0$

b-Inducteur (Cuivre) :

Conductivité électrique: $\sigma = 5 \cdot 10^7 [\Omega \cdot m]^{-1}$

Perméabilité magnétique relative : $\mu_r=1$

La densité du courant : $J_m = 6 \cdot 10^6$

c-Induit (Aluminium) :

Conductivité électrique: $\sigma = 3,5 \cdot 10^7 [\Omega \cdot m]^{-1}$

Perméabilité magnétique relative : $\mu_r=1$

La densité du courant : $J_m = 0$

d-La culasse (Ferromagnétique)

Conductivité électrique: $\sigma = 3,5 \cdot 10^7 [\Omega \cdot m]^{-1}$

Perméabilité magnétique relative : $\mu_r=100$

La densité du courant : $J_m = 0$

IV.2.2. Dimensions géométriques

Le pas dentaire : 0,012 [m]

Le pas polaire : 0,075 [m]

Le nombre de pole : $2p = 4$

Epaisseur de l'entrefer : 0,001 [m]

Nombre de spires par phase : $N = 280$

L'épaisseur de l'induit : 0,003 [m]

Epaisseur de l'encoche : $b_{en} = 0,007$ [m]

Profondeur de l'encoche : $h_{en} = 0,01$ [m]

Epaisseur de la dent : $b_z = 0,005$ [m]

Longueur de la machine : $L = 0,293$ [m]

Hauteur de la culasse : $H=0.024$ [m]

Diamètre du conducteur (cuivre) : $d = 0,001$ [m]

IV.3. Domaine de résolution et conditions aux limites

IV.3.1. Condition aux limites

On impose sur toutes les frontières du domaine de résolution concernant le dispositif étudié des conditions aux limites de type Dirichlet, comme le montre la figure(IV.2).

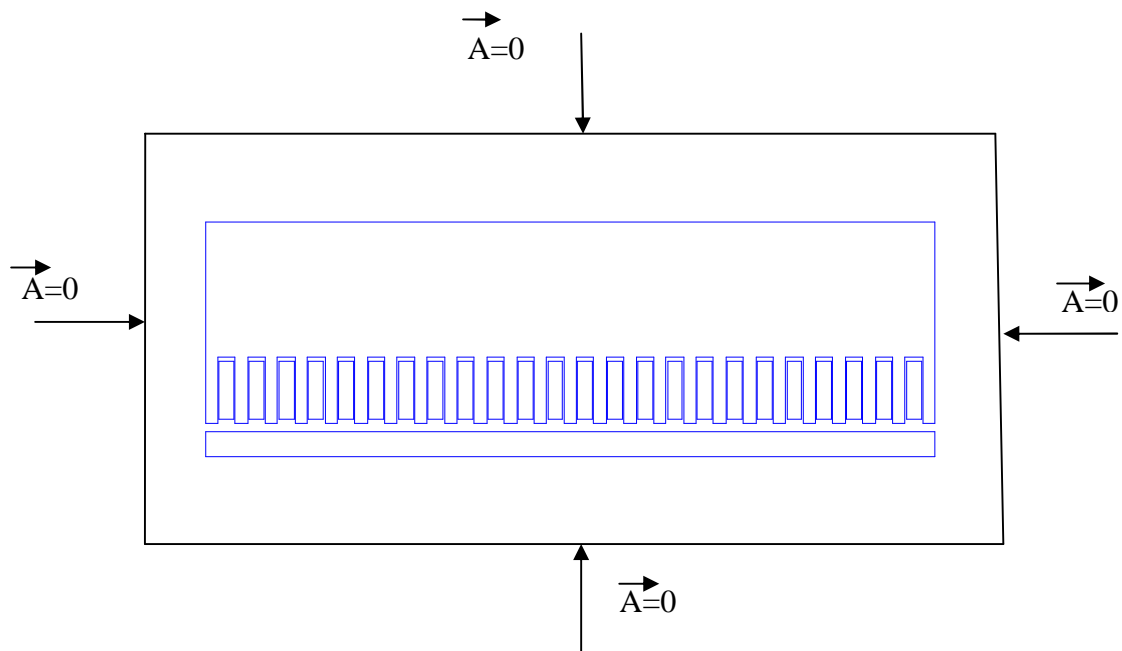


Figure IV.2 : Domaine de résolution et condition aux limites

IV.3.2. Maillage du domaine de résolution

Le maillage élément finis du domaine en éléments triangulaires du premier ordre utilisé afin de résoudre un problème électromagnétique 2D en régime magnétostatique dans le plan $[x, y]$ est illustré par la figure IV.3 ci-dessous :

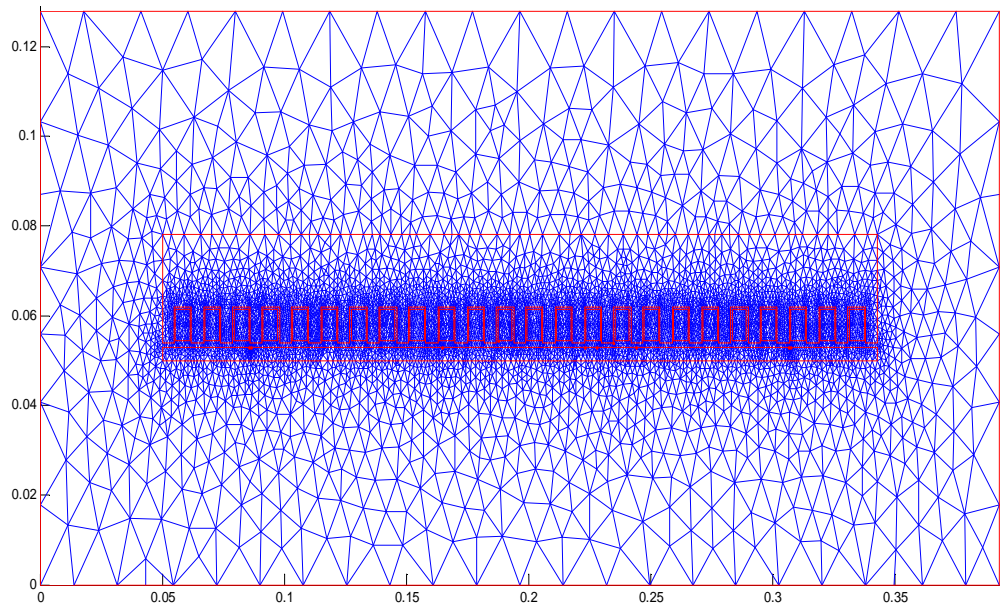


Figure IV.3 : Maillage éléments finis du domaine d'étude

-Nombre d'éléments 102352

-Nombre de nœuds 51245

IV.4. Formes différentielles associées aux différentes régions du domaine d'étude[10,11]

Chacune des régions du domaine à étudier est régit par une équation aux dérivées partielles que nous citerons ci-dessous :

a- L'air :

$$\left[\frac{\partial}{\partial x} \left(v_{air} \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(v_{air} \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) \right] = 0$$

b- Inducteur :

$$\left[\frac{\partial}{\partial x} \left(v_i \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(v_i \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) \right] - j\omega\sigma A_z = -J_{sz}$$

c- L'induit :

$$\left[\frac{\partial}{\partial x} \left(v_a \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(v_a \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) \right] - j\omega\sigma A_z = 0$$

d- La culasse :

$$\left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_f \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_f \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) \right] - j\omega\sigma A_z = 0$$

Avec :

$\nu = \frac{1}{\mu}$: Réductivité magnétique du milieu [H/m]⁻¹.

ν_{air} : Réductivité magnétique de l'air [H/m]⁻¹.

ν_i : Réductivité magnétique de l'inducteur [H/m]⁻¹.

ν_a : Réductivité magnétique de l'induit [H/m]⁻¹.

ν_f : Réductivité magnétique de la culasse [H/m]⁻¹.

A_z : Potentiel vecteur magnétique [T.m].

J_{sz} : Vecteur de densité source [A/m²].

IV.5. Résultats et interprétations

IV.5.1. Répartition des lignes de champ magnétique

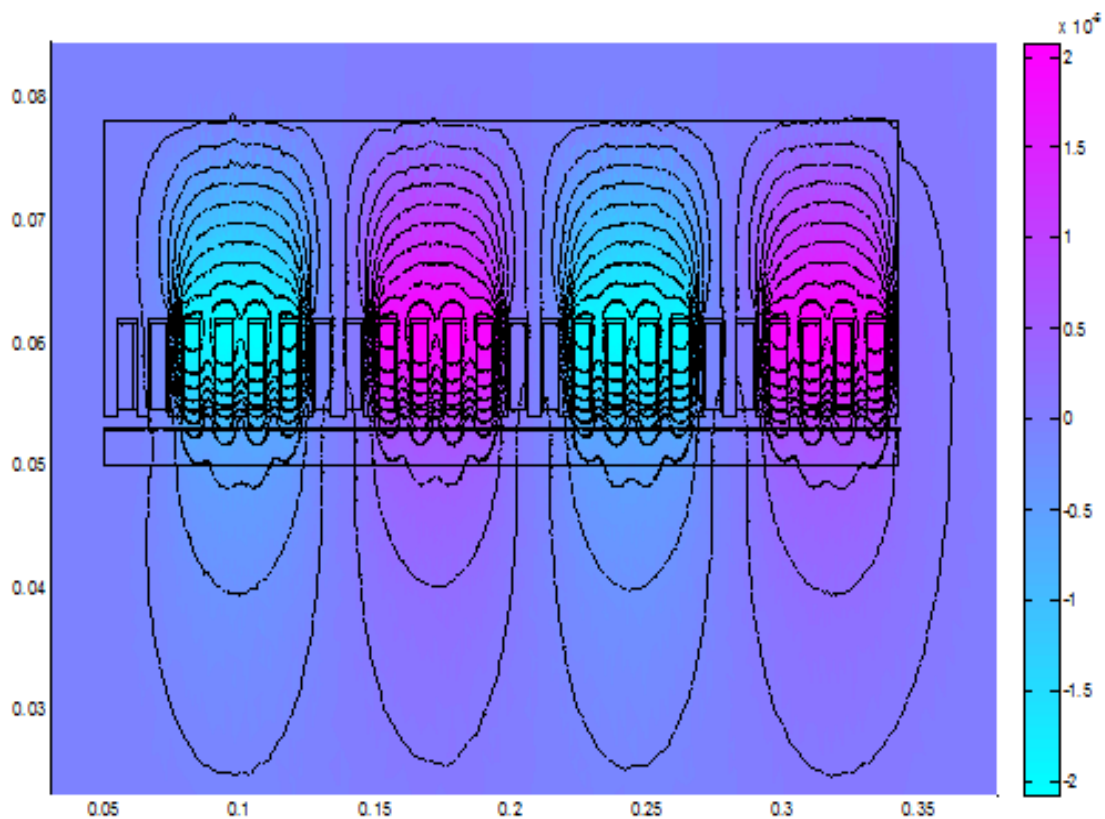


Figure IV.3. Répartition des lignes de champ magnétique

IV.5.2. Déplacements en fonction de temps

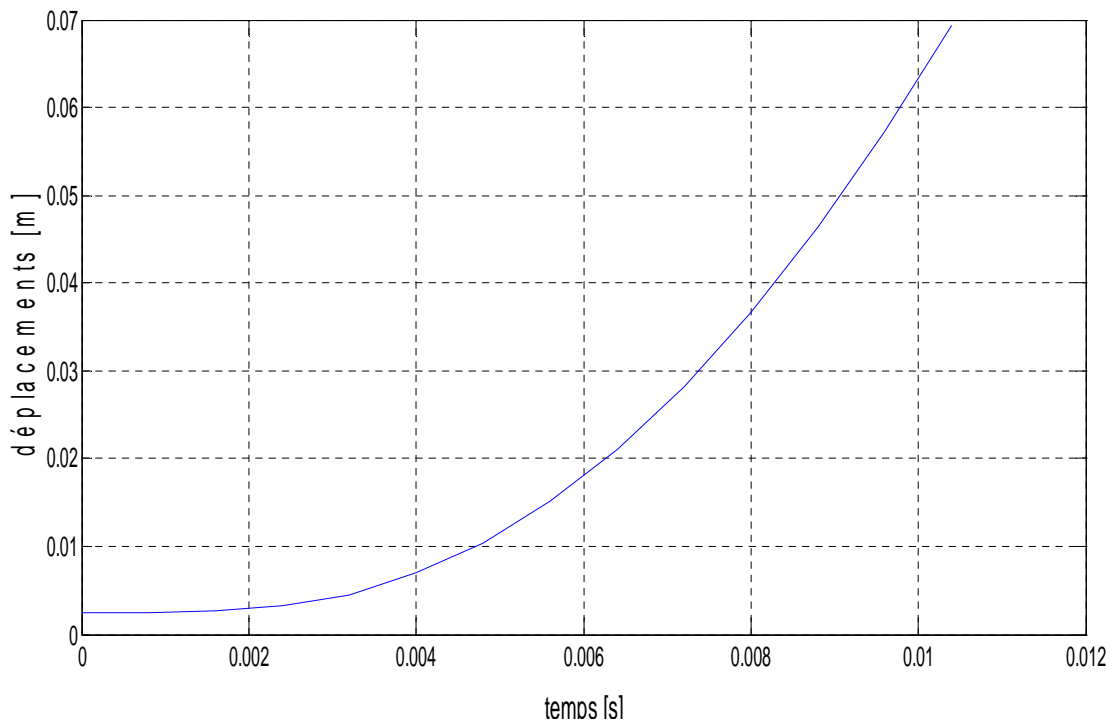


Figure IV.4 : Le déplacement en fonction du temps

IV.5.3. La force en fonction de déplacements

:

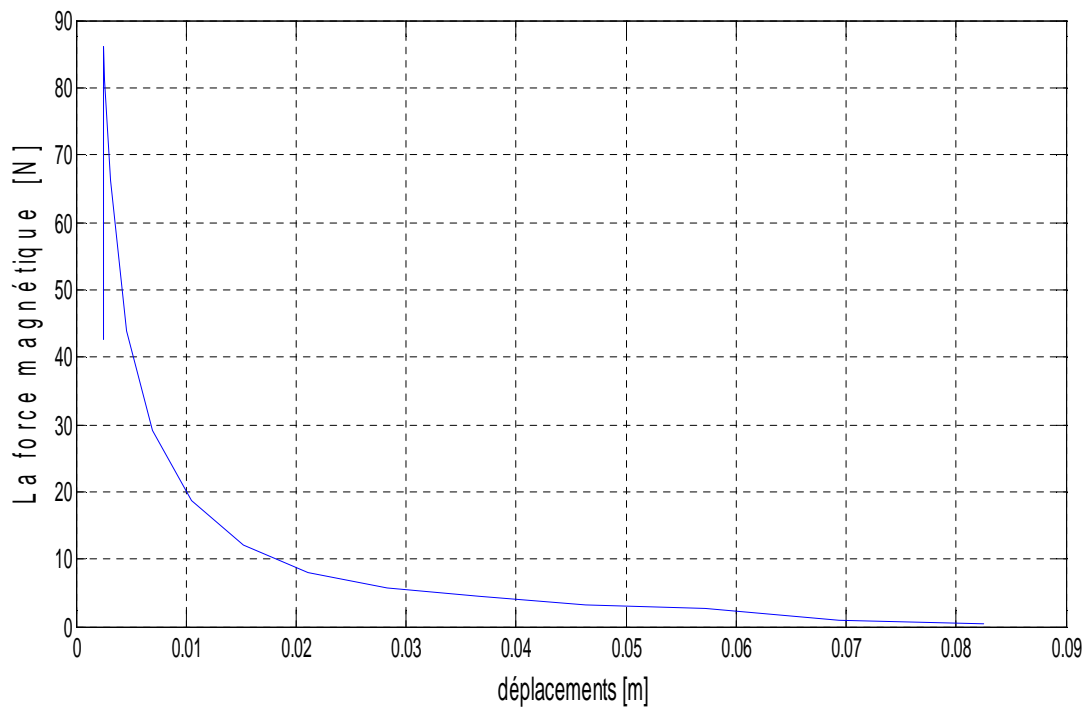


Figure IV.5 : La force en fonction de déplacement

IV.5.4. La vitesse en fonction de temps

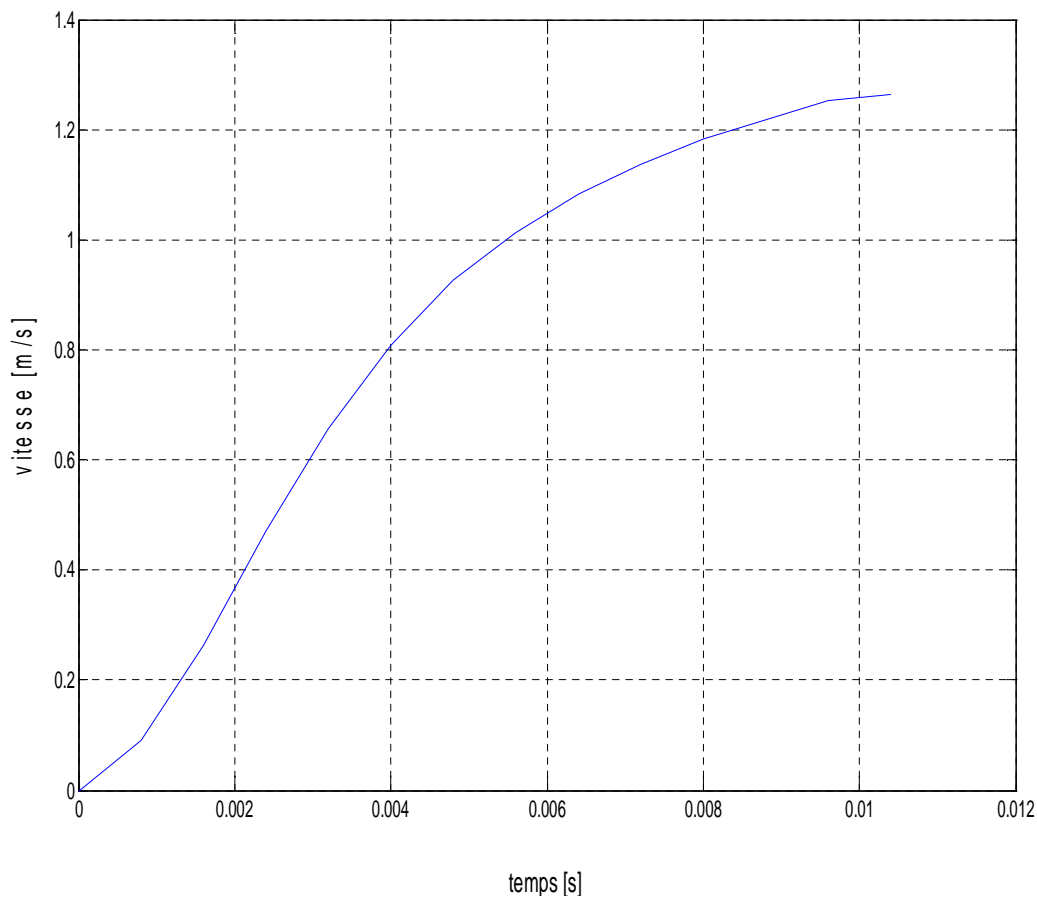


Figure IV.6 : Vitesse en fonction de temps

Interprétation des courbes :

La figure IV.4 représente l'allure de la variation de déplacement (m) en fonction du temps (s), au début ($t < 0.002$ s) le déplacement de la pièce restera constant, à partir de ce point il augmentera de façon non linéaire jusqu'à l'instant ($t = 0.006$ s) où la variation devient linéaire en fonction du temps.

La figure (IV.5) représente l'allure de la force électromagnétique en fonction de déplacement, on remarque que la force atteint son maximum lorsque l'induit est sous la zone d'influence des bobines conductrices qui engendre une force de poussée importante, cette force diminue au fur et à mesure que la charge quitte cette zone et elle s'annule une fois l'induit est complètement à l'extérieur.

La figure IV.6 représente l'allure de la variation de la vitesse en fonction de temps, pour ($t < 0.004$) la vitesse augmente de façon linéaire en fonction de temps. Mais à partir de cet instant, cette variation devient non linéaire, donc la diminution de l'accélération de projectile.

IV.5.5. Influence de la longueur de la pièce sur les performances du moteur

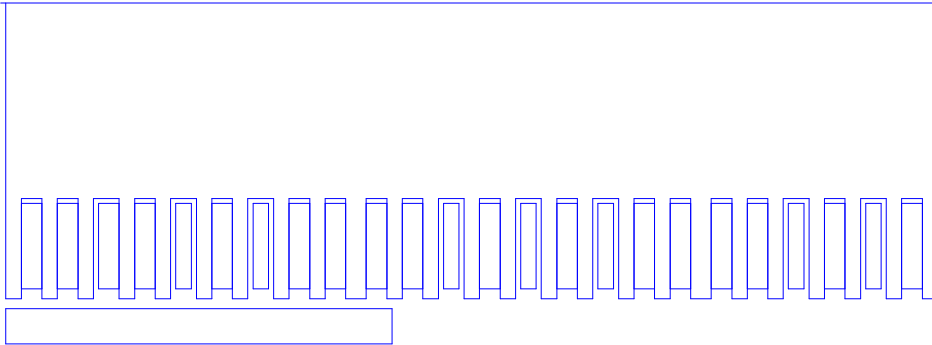


Figure IV.7 : domaine d'étude de dispositif pour un inducteur court

IV.5.5.1. Sur le déplacement

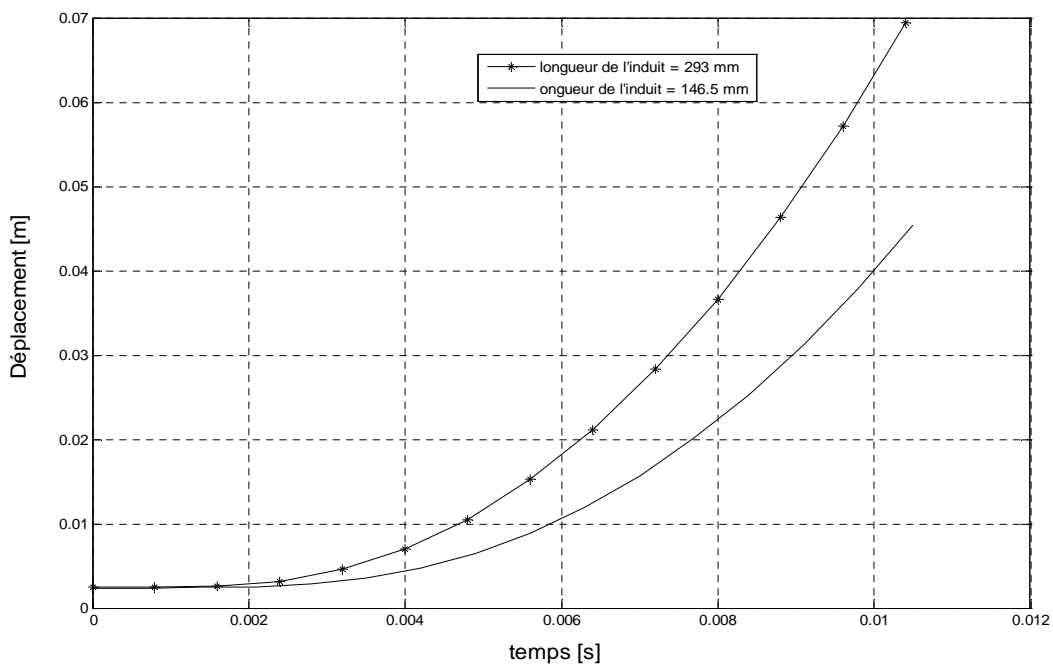


Figure IV.8 : Le déplacement en fonction du temps

IV.5.5.2. Sur la force

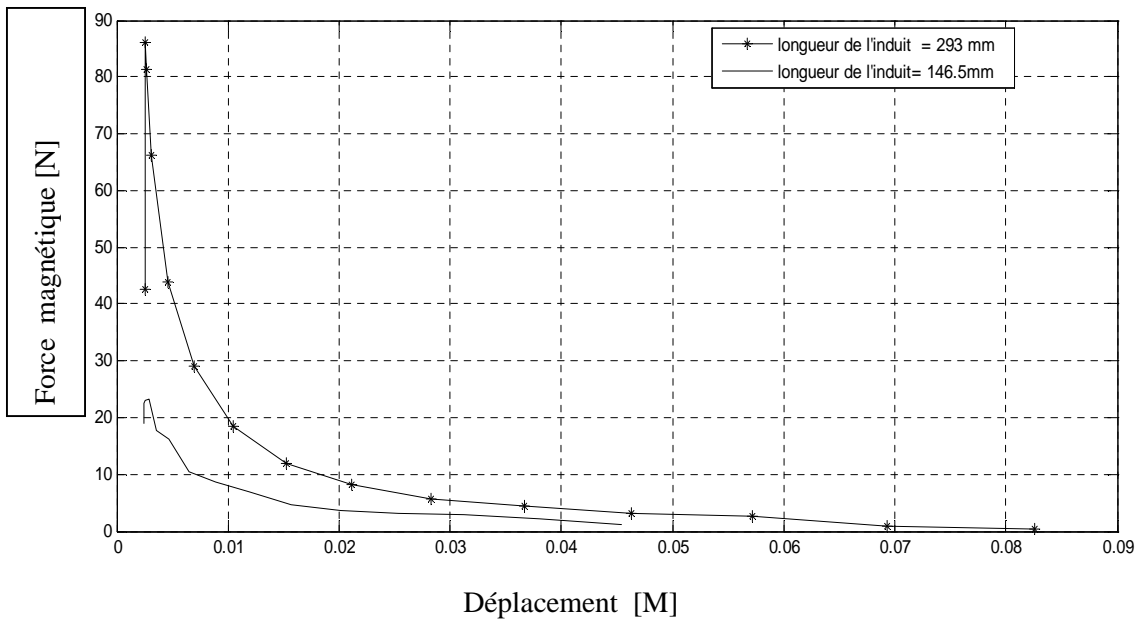


Figure IV.9 : La force magnétique en fonction de déplacement

IV.5.5 ;3. Sur la vitesse

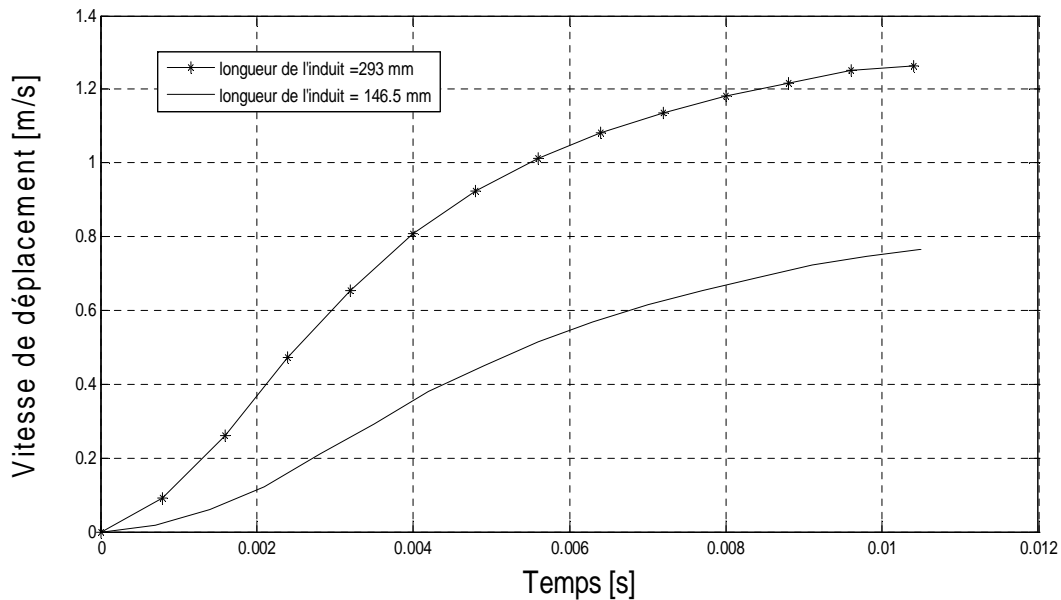


Figure IV.10 : La vitesse en fonction de temps

Une comparaison des performances du projectif sont illustrés dans les figures (IV.8, IV.9, IV.10), nous constatons que la force est plus importante lorsque nous avons un induit égal a la longueur de l'inducteur, ce qui n'est pas le cas lorsqu'on prend un induit court.

IV.6. Processus de fabrication

IV.6.1. Matériaux utilisés pour la construction de la machine :

- a- **les cornes au ferromagnétique** : Les deux cornes utilisées sont disponibles au laboratoire Q/ETH, ces cornes ont un même diamètre extérieur de 110mm, même épaisseur $e=0,5\text{mm}$ et des diamètres intérieurs différents, une est de 84,45mm et l'autre est de 64,45mm.
- b- **Le tube d'aluminium** : Il est fait a Hall technologie de génie mécanique a Oued Aissi, il est de 175mm de longueur, de diamètre intérieur 620mm.
- c- **Fils de cuivre** : Sont disponible au laboratoire Q/ETH de diamètre 1,15mm avec l'isolation.
- d- **Le gabarit de bois** : Il est de 500mm de longueur.

IV.6.2. Le bobinage

La machine linéaire tubulaire est constitué d'un enroulement triphasé logé dans 24 encoches de telle sorte à avoir deux encoches par pole et par phase, qui forme une paire de pole, cet enroulement se compose de quatre bobines en série de 35 spires chacune, cette étape a été réalisé au niveau du laboratoire d'électrotechnique Q/ETH.

IV.6.3. L'assemblage

En fin, toutes les parties (tôles et bobines) ont été assemblées au sein du laboratoire d'électrotechnique Q/ETH pour constitué la machine linéaire tubulaire

IV.7. Représentation la machine linéaire tubulaire réalisée

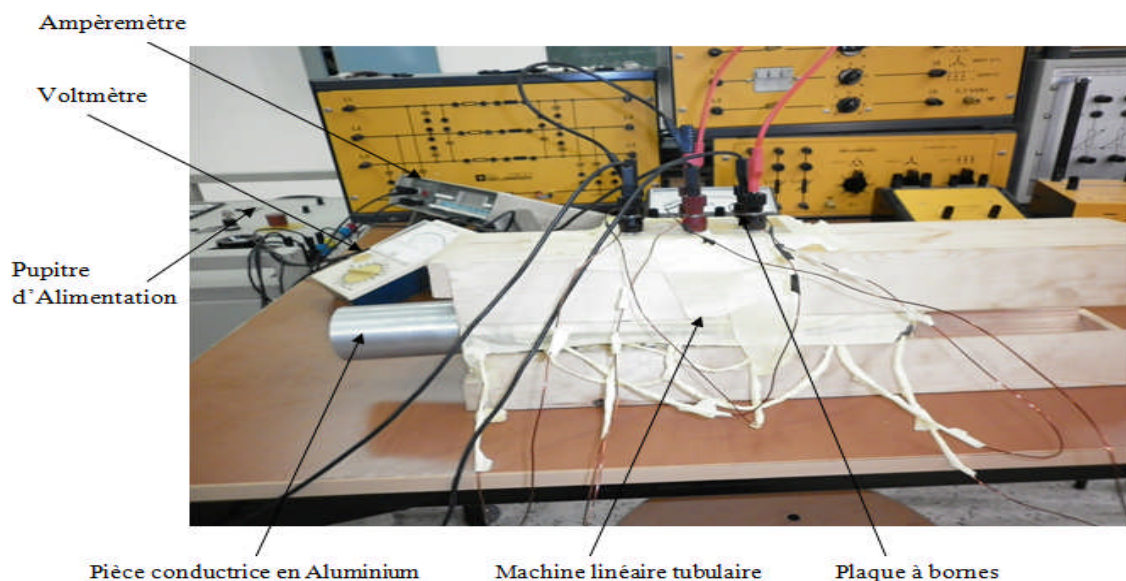


Figure IV.7 : Essai de la machine linéaire tubulaire réalisée au niveau du laboratoire Q/ETH

IV.7. Alimentation de la machine

L'alimentation de la machine est assurée par une source de tensions triphasées variables couplées en étoile.

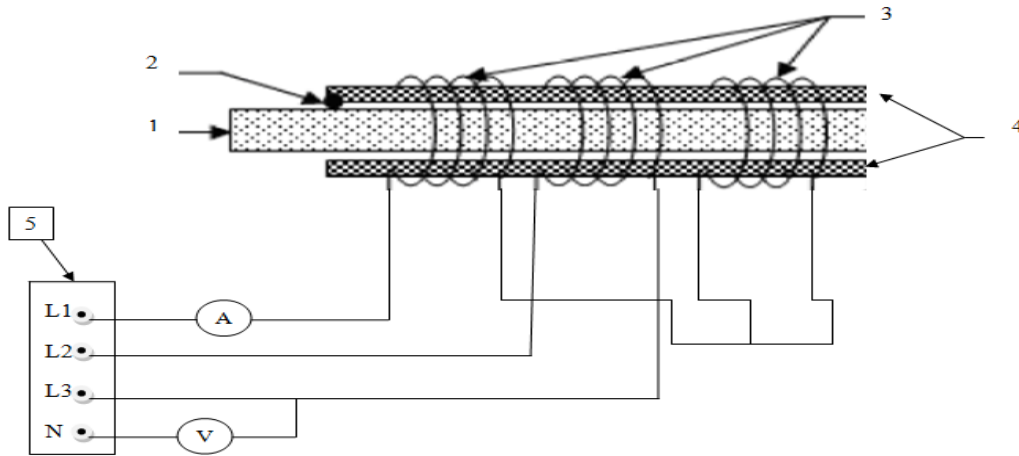


Figure IV.12 : Schéma d'alimentation du moteur

Avec

- 1 : Pièce conductrice en aluminium
- 2 : Entrefer
- 3 : Bobine
- 4 : Isolant
- 5 : Source d'alimentation alternative
- A : Ampèremètre
- V : Voltmètre

IV.8. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons représenté les différentes étapes à suivre pour la modélisation de la machine tubulaire par éléments finis, les courbes obtenues montrent le mouvement de la charge.

On a terminé ce chapitre avec les différentes étapes de la réalisation de la machine et son alimentation.

L'objectif de ce travail est d'évaluer la force de poussé d'un moteur linéaire tubulaire par la méthode des éléments finis et la réalisation de prototype.

Pour parvenir à réussir la modélisation de la machine, on a suivi la méthode scientifique en commençant par la recherche bibliographique, l'étude des documents et l'assimilation des informations sur la modélisation de la machine linéaire tubulaire par éléments finis. Puis on a introduit la méthode de calcul basée sur les formules analytique-empirique et on a choisi un exemple de calcul et on détermine les caractéristiques géométriques de la machine.

On a appliqué la méthode des éléments finis pour évaluer l'induction, le flux et la force produites par la machine à l'aide d'un programme sur MATLAB.

Après avoir modélisé le dispositif adéquat sa réalisation devient une étape inévitable pour mettre à nu d'éventuelles défaillances. La réalisation du prototype correspondant nous permet de confirmer et de vérifier les résultats obtenus par la simulation.

La réussite du prototype élaboré au sein du laboratoire d'Electrotechnique Q-ETH a été une bonne base de données, qui confirme les résultats obtenus en simulant un dispositif électromagnétique équivalent en mettant en évidence l'effet de différentes grandeurs telles que la géométrie de l'induit, la force magnétomotrice et l'induction dans l'entrefer sur les performances de ce type de machines électriques qui reste un domaine de recherche d'actualité.

D'après les résultats obtenus des essais effectués sur la machine linéaire tubulaire que nous avons réalisée, on peut conclure sur l'aptitude de l'application (conception) vis à vis de la modélisation par éléments finis, et le nombre d'essais effectués appuis et conforte d'avantage cette approche.

- [1] A.Miloud «Contribution a l'étude d'un moteur synchrone linéaire à aimants permanents» Thèse Magistère, Université de Batna,2011.
- [2] H.Djemai «Contribution à L'amélioration des Performances d'un Moteur Linéaire» Thèse Docteur d'Etat, Université de Batna,2007.
- [3] G.Jinlin «Modélisation et Conception Optimale d'un Moteur Linéaire à Induction Pour Système de Traction Ferroviaire» Thèse Docteur d'Etat, Ecole Centrale deLille, 2011.
- [4] L.El amiraoui «Conception Electromécanique d'une gamme d'actionneurs linéaires Tubulaires à Réductance Variable» Thèse Docteur d'Etat, Ecole Centrale de Lille, 2002.
- [5] B.Mimi «Etude des machines électriques par CAO» Thèse Docteur d'Etat, Université de Mentouri Constantine, 2009
- [6] H.Bahya « Etude des caractéristiques électromagnétiques d'une machine linéaire à aimants permanents intégrant le modèle d'hystérésis de Jiles-Atherton» Thèse Magistère, Université Mouloud Mammeri de Tizi ousou,2007
- [7] O.Samy Hassani « Intégration de l'hystérésis magnétique dans un calcul éléments finis en vue de l'estimation des pertes dans les toles des machines électriques» Thèse Docteur d'Etat, Université de Mouloud Mammeri de Tizi ousou,2010
- [8] H.Mohellebi « Modélisation numérique des systèmes d'entraînements électrique» Cours Master II (Entraînements Electrique), Université de Mouloud Mammeri de Tizi ousou,2010
- [9] L.Hamoudi, M. Kaoudji « Etude Théorique et expérimentale d'une machine linéaire à induit conducteur» Mémoire d'ingénieur d'Etat, Université Mouloud Mammeri de Tizi ousou,2009
- [10] S.Cheriguene « Etude par la méthode des éléments finis de l'effet d'une couche ferromagnétique d'induit sur les performances en régime dynamique d'une machine linéaire» Mémoire d'ingénieur d'Etat, Université Mouloud Mammeri de Tizi ousou,2009
- [11] K.Fekrachf,H.Mentouche «Modélisation par éléments finis d'une structure de la machine linéaire à aimant permanente et simulation du mouvement par la technique MACRO élément»Mémoire d'ingénieur d'état 2001, Université Mouloud Mammeri de Tizi ousou.

[12] R.Amimer, N.Belhanafi « Prise en compte de l'aimantation magnétique dans la modalisation par éléments finis en régime dynamique d'une machine synchrone linéaire à aimants permanents ». Mémoire d'ingénieur d'état 2002, Université Mouloud Mammeri de Tizi ousou.

[13] O.Kana, B.Adi « Etude et réalisation d'un circuit magnétique destiné à la propulsion électromagnétique ». Mémoire d'ingénieur d'état 2008, Université Mouloud Mammeri de Tizi ousou.

[14] B.Hallou : « Etude des caractéristiques d'une machine linéaire à aimants permanents en intégrant le modèle d'hystérésis de Jiles- Atherk ». Mémoire d'ingénieur d'état 2007, Université Mouloud Mammeri de Tizi ousou.

[15] Electromagnétisme et matériaux magnétiques pour le Génie Electrique AFEF Kedous-Lebouc, ENSIEG – 2ème NRJ – 2005 / 2006

[16] H.Ben ahmed : « Généralités sur les actionneurs linéaires ». SATIE-Satie E.NS-Cachan 2002, France.

[17] Matériaux et propriétés magnétiques, Electrotechnique, Editions de la Dunanche /septembre 2000.

[18] K.Fekrachf, H.Mentouche : «modélisation par éléments finis d'une structure de la machine linéaire à aimant permanente et simulation du mouvement par la technique MACRO élément ». Mémoire d'ingénieur d'état 2001, Université Mouloud Mammeri de Tizi ousou

[19] O.Mohammed «Elaboration d'un modèle d'étude en régime dynamique d'une machine à aimants permanents» Thèse Magistère 2011, Université Mouloud Mammeri de Tizi ousou.

[20] M. Mokhtari, K. Dekkiche «Calcul des pertes sur une machine linéaire à induction» Mémoire DEUA 2008, Université Mouloud Mammeri de Tizi ousou.

Mots clés

Mots clés

Moteur linéaire, Eléments finis, Modélisation, Force magnétique

Notre travail consiste à évaluer cette force de poussée créée à la surface de l'induit ainsi que l'induction magnétique dans l'entrefer en simulant plusieurs dispositifs capables de lever le voile sur l'effet engendré par plusieurs paramètres qui contribuent à la création de cette force électromagnétique.

La réussite du prototype élaboré au sein du laboratoire d'Electrotechnique Q-ETH a été une bonne base de données, qui confirme les résultats obtenus en simulant un dispositif électromagnétique équivalent en mettant en évidence l'effet de différentes grandeurs telles que la géométrie de l'induit, la force magnétomotrice et l'induction dans l'entrefer sur les performances de ce type de machines électriques qui reste un domaine de recherche d'actualité.

D'après les résultats obtenus des essais effectués sur la machine linéaire tubulaire que nous avons réalisée, on peut conclure sur l'aptitude de l'application (conception) vis à vis de la modélisation par éléments finis, et le nombre d'essais effectués appuie et conforte d'avantage cette approche.

