

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE MOULOUD MAMMARI DE TIZIOUZOU
FACULTE DE GENIE ELECTRIQUE ET DE L'INFORMATIQUE
DEPARTEMENT D'ELECTROTECHNIQUE



**Mémoire de Fin d'Etudes
De MASTER ACADEMIQUE**

Domaine : Sciences et Technologies

Filière : Génie Electrique

Spécialité : Entraînements Electriques

THEME

**Modélisation de machines linéaires à induction en
utilisant le logiciel ANSYS Maxwell**

Réalisé par : **SIDI AHMED Zaina**

AMRANI Chabha

Mr Hassane MOHELLEBI Professeur, UMMTO, Président

Mr Farid HOCINI Maitre de conférence classe B UMMTO, Promoteur

Mr Meziane HAMEL Doctorant UMMTO, Co-promoteur

Mr S.H. OULD OUALI Maitre de conférence classe B UMMTO, Examineur

M^m Zehour OUDNI Maitre-assistant classe B UMMTO, Examineur

Mémoire soutenu publiquement le 06/09/2016

❧ Remerciements ❧

Nous remercions le bon dieu pour le courage, la patience qui nous ont été utiles tout au long de notre parcours.

Nous tenons à témoigner notre profonde gratitude et nos remerciements les plus sincères à M^{er} F.HOCINI pour avoir dirigé notre travail pour son soutien et pour tout le temps qu'elle a consacré au bon déroulement de ce travail.

*Nous tenons aussi à remercier les membres du jury, pour avoir accepté
De juger ce modeste travail.*

Ces remerciement ne serait pas complets si on n'a pas pensé à les destiner, avec notre profonde reconnaissance, à nos parents qui nous ont offert un environnement favorable mener à terme notre travail.

Un grand merci pour tous ceux qui, d'une manière ou d'une autre, nous ont aidé et encouragé à la réalisation de ce modeste travail.

Dédicaces

∞ Dédicaces ∞

Je dédie ce modeste travail à mes chères parents qui sont ce que j'ai plus cher et qui ont toujours été là pour moi sans jamais se plaindre. A mes chères sœurs et frères

A toute ma famille sans exception.

Ainsi qu'à tous mes amis particulièrement

A toute personne qui me connaît.

Du fond du cœur, je vous dis tous merci pour votre soutien et pour tout ce que vous avez fait pour moi.

∞ ZAINA ∞

❧ Dédicaces ❧

Je dédie ce modeste travail :

A la mémoire :

- *De mon père avec lequel je n'aurais pas le plaisir de partagé cet événement, mais qui est et qui demeurera dans mon cœur et à jamais. J'espère que saurai à la hauteur des valeurs que vous avez semées en nous je t'aime PAPA.*
- *De ma chère MAMAN.*
- *De mes frères et ma sœur (Ouardia, Arezki, Hamid, Said , Amirouche) et toute ma famille.*
- *De tout mes ami(e)s en particulier ma chère amie Zaina.*

❧ CHABHA ❧

Introduction	1
CHAPITRE I : Généralités sur les machines linéaires.	
I.1.introduction	2
I.2.Historique.....	2
I.3.Architecture des machines linéaires	5
I.4.Structure et topologie des machines électriques linéaires	6
I.4.1.La machine linéaire a inducteur simple (stator unique).....	7
I.4.2.La machine linéaire a inducteur double (double stator).....	7
I.4.3.La machine linéaire tubulaire.....	7
I.4.4.La machine linéaire pas à pas	8
I.4.5. Moteur linéaire synchrone	11
I.4.6. Moteur linéaire à induction	12
I.4.7.Moteur linéaire à courant continu	13
I.4.8. Moteur piézo-électrique	13
I.5. Principe de fonctionnement des machines linéaires	13
I.6.Différences entre un moteur linéaire et un moteur rotatif.....	15
I.7. Frein linéaire	16
I.8.Les avantages et les inconvénients des machines linéaires.....	17
I.8.1. Les avantages	17
I.8.2. Les inconvénients.....	17
I.9. Domaine d'application.....	18
1. Le transport	18
2. Traction routière	18
3. Ascenseurs.....	18
4. Fermetures de rideaux	19
Conclusion.....	19
CHAPITRE II : Généralités sur les matériaux magnétiques	
II.1. Introduction	20
II.2.Magnétisme à l'échelle atomique	20
II.3.Origine du magnétisme.....	20
II.4.Moment magnétique atomique	20
II.5.Définition des grandeurs fondamentales	21

II.5.1. Notion de champ.....	21
II.5.2.Champ électrique.....	21
II.5.3.Densité de charges.....	22
II.5.4.Densité de courant J.....	22
II.5.5.Induction magnétique B.....	22
II.5.6.Aimantation et polarisation magnétique.....	23
1. Aimantation.....	23
2. Polarisation.....	23
II.5.7. Susceptibilité et perméabilité magnétique.....	23
1. Susceptibilité magnétique.....	23
2. Perméabilité magnétique.....	24
II.6.Classification des matériaux d'un point de vu magnétique.....	24
II.6.1.Diamagnétisme.....	24
II.6.2.Le paramagnétisme.....	25
II.6.3.Ferromagnétisme.....	26
II.6.4.Ferrimagnétisme.....	27
II.7.1.Le ferromagnétisme et matériaux ferromagnétiques.....	27
II.7.2.Théorie des domaines magnétiques.....	27
II.8.Bilan énergétique d'un cristal ferromagnétique.....	28
II.8.1.Energie d'échange.....	28
II.8.2.Energie magnétostatique.....	29
II.8.3.Energie d'anisotropie magnéto cristalline.....	29
II.8.4.Energie magnétostrictive.....	29
II.9.Expression de l'énergie d'anisotropie magnéto cristalline.....	30
a. Cas des systèmes cubiques.....	30
b. Cas des systèmes de basse symétrie.....	30
II.11.Aimantation des matériaux ferromagnétique et cycle d'hystérésis.....	30
II.12.Classification des matériaux ferromagnétiques.....	34
1. Matériaux magnétiques doux.....	34
2. Matériaux magnétiques durs.....	34
II.13. Les alliages dans les aciers.....	34
II.13.1. Les alliages fer-nickel.....	34
II.13.2. Les alliages fer-cobalt.....	35
II.13.3.Les alliages fer-silicium, aluminium.....	35

II.14.Domaine d'utilisation	35
II.14.1.Les transformateurs	36
II.14.2.Les machines tournantes 'moteur, générateur'	36
II.15.Les tôles magnétiques	36
II.15.1.Les tôle en fer et fer silicium à grains non orientés.....	36
II.15.2. Les tôle fer-silicium à grain orientés	36
II.16.Pertes dans les matériaux magnétiques.....	36
II.16.1.Pertes par hystérésis.....	36
II.16.2.Pertes par courants de Foucault	36
II.16.3.Les pertes supplémentaires ou par excès	36
Conclusion.....	37

CHAPITRE III : Les équations de l'électromagnétisme et les éléments finis

III.1.Introduction	38
III.2.L'électromagnétisme	38
III.2.1. Equations générales de MAXWELL.....	38
III.2.2. Forme différentielle des équations de Maxwell	38
III.2.3. Forme intégrale des équations de maxwell	75
III.2.3. Tableau récapitulatif des équations de Maxwell	40
III.3.Loi d'Ohm	41
III.4.Relations du milieu.....	42
a. Cas d'un milieu magnétique linéaire.....	42
b. Cas d'un milieu diélectrique linéaire.....	42
c. Pour un aimant permanent	43
III.5.Méthodes numériques	43
III.5.1. Méthode des différences finies.....	43
III.5.2. Méthode des intégrales de frontières.....	44
III.5.3 Méthode des éléments finis	44
III.5.3.1.Principe de la méthode des éléments.....	45
III.5.3.2.Les principales équation de la physique mathématique	45
III.5.3.2.1.Equations de type elliptique	45
III.5.3.2.2 Equations de type parabolique	45
III.5.3. 2.3.Equations de type hyperbolique	45
III.5.4.Les conditions aux limites.....	45

a-Condition de Dirichlet.....	46
b .Condition de Neumann.....	46
c. Condition Dirichlet et Neumann	46
d. Condition de périodicité et d’anti-périodicité	46
III.5.5.Formulation élément finis des équations électromagnétiques.....	46
III.5.5.1.Formulation variationnelle	47
III.5.5.1. Formulation résidus pondérés	47
III.5.6.Discrétisation du domaine d’étude	48
a-Eléments de références.....	48
a.1.Eléments à une dimension (1D)	49
a.2.Eléments à deux dimensions (2D).....	49
a.3.Eléments à trois dimensions (3D)	50
b. Fonctions d’interpolations.....	50
b.1.Principe de l’état complet.....	50
b.2.Principe de compatibilité.....	51
c. Fonction d’approximation sur un élément.....	51
III.6.Méthode de Galerkin	51
a. Modèle magnétostatique 2D.....	52
b. Modèle magnétodynamique	55
b.1. Modèle linéaire.....	56
b.2. Modèle non linéaire.....	58
III.7.Avantage set inconvénients de la méthode des éléments finis.....	59
a. Avantages	59
b. Inconvénients	59
III.8.Force magnétique	59
III.8.1.Force déduite à partir de la méthode de l’énergie magnétique totale	59
III.8.2.Force déduite à partir de la méthode de Co-énergie	59
III.8.3. Force déduite à partir du travail virtuel	59
III.8.4.Force magnétique déduite à partir de la méthode du tenseur de Maxwell.....	60
III.8.5.Force déduite à partir de la méthode de LORENZ.....	60
Conclusion.....	61
CHAPITRE IV : Application et résultats	
IV.1.Introduction.....	62
IV.2.Description du dispositif	63

IV.2.1. Organigramme de travail sur logiciel ANSYS Maxwell	64
IV.2.2. Définition du problème	65
IV.2.3. Caractéristiques géométriques	65
IV.2.4. Caractéristiques physique pour les différentes régions.....	65
IV.2.5. Equation électromagnétique.....	66
IV.3. Première application	66
IV.3.1. La géométrie	67
IV.3.2. Le maillage.....	67
IV.3.3. Le bobinage.....	68
IV.3.4. Le potentiel vecteur magnétique	68
IV.3.5. Les courbes	69
IV.3.6. Tableau de force	71
IV.4. Deuxième application	74
IV.4.1. La géométrie	74
IV.4.2. Le maillage.....	75
IV.4.3. Le potentiel vecteur magnétique.....	75
IV.4.4. Les courbes	76
IV.4.5. Tableau de force	79
IV.4.6. Interprétation de résultats des deux applications (inducteur à un seul stator et inducteur à double stator)	80
IV.5. Troisième application.....	81
IV.5.1. La géométrie	81
IV.5.2. Le maillage	81
IV.5.3. Le bobinage	82
IV.5.4. Le potentiel vecteur magnétique.....	84
IV.5.5. Les courbes	84
IV.5.6. Les tableau de force	86
IV.6. Quatrième application.....	87
IV.6.1. La géométrie	87
IV.6.2. Le maillage	87
IV.6.3. Le potentiel vecteur magnétique.....	88
IV.6.4. Les courbes	89
IV.6.5. Tableau de force.....	91
IV.7. Cinquième application	91

IV.7.1. Le maillage	91
IV.7.2. Le bobinage	92
IV.7.3. Le potentiel vecteur magnétique.....	93
IV.7.4. Les courbes	94
IV.7.5. Les Tableau de force	96
IV.8. Sixième application	97
IV.8.1. Le géométrie	97
IV.8.2. Le maillage	97
IV.8.3. Le potentiel vecteur magnétique.....	98
IV.8.4. Les courbes	98
IV.8.5. Tableau de force	100
IV.8.6. Interprétation de résultats des deux applications (inducteur à 24 encoches un seul stator et à double stator)	100
Septième application	
IV.1. Description du dispositif	101
IV.1.2. Définition du problème	101
Conclusion Générale	104

Résumé du mémoire

Notre mémoire est divisé en deux parties, la première partie c'est la théorie qui est faite en trois chapitres :

-Le premier chapitre : Généralités sur les machines linéaires.

-Le deuxième chapitre : Généralités sur les matériaux magnétiques.

-Le troisième chapitre : Les équations de Maxwell et la méthode des éléments finis.

La seconde partie c'est la partie application dont on a introduit un logiciel de simulation ANSYS MAXWELL.

Le travail concerné est l'évolution de la force électromagnétique en fonction du déplacement pour plusieurs cas, tous d'abord on a commencé par une machine linéaire à six encoches pour $2p=2$, une machine linéaire à six encoches à double stator aussi pour $2p=2$, puis une machine linéaire à 24 encoches un seul stator pour $2p=2$ et $2p=4$, on a étudié aussi une machine linéaire à 24 encoches double stator pour $2p=2$ et $2p=4$ on a terminé par une géométrie 3D six encoches.

On a comparé les résultats pour avoir le cas où la force est suffisante pour faire déplacer des objets lourds.

Mots clés :

Entrainement électrique, Logiciel ANSYS Maxwell, Force magnétique, Élément finis

Les entraînements électriques pénètrent progressivement, depuis plusieurs années dans tous les domaines de la société, dans un nombre croissant d'applications et pour divers raisons, on souhaite de transmettre directement les efforts à la charge mécanique, on parle alors des entraînements directs.

De nos jours, la conception des dispositifs électromagnétiques tels que les machines électriques, les appareils de coupure, les appareils à haute tension. Les machines linéaires nécessitent la modélisation des différents phénomènes physiques, de tels systèmes font l'interaction entre deux domaines:

L'électromagnétisme et la mécanique par l'intermédiaire des forces.

Grace à la révolution informatique et au développement qu'a connu les méthodes de calculs numériques (mathématiques appliquées), l'entraînement électrique a pu pénétrer dans plusieurs applications industrielles, ménagères et urbaines.

Un entraînement électrique est constitué de plusieurs parties, dont les actionneurs, ces derniers peuvent être rotatifs ou linéaires. Les moteurs linéaires présentent plusieurs avantages, notamment celui d'arriver à consoler le dilemme d'asservissement rapidité et précision.

L'objectif principal qu'on s'est fixé est l'évaluation de la force électromagnétique dans l'induit d'une machine linéaire à induction d'une forme plate par la méthode de Lorentz en fonction de plusieurs paramètres. La simulation est effectuée en exploitant le logiciel ANSYS Maxwell.

Notre travail est structuré en quatre chapitres :

- Le premier chapitre est consacré pour la recherche bibliographique portant sur quelques généralités de la technologie des moteurs linéaires, leurs types, et leurs domaines d'application.
- Dans le deuxième chapitre on a donné quelques généralités sur les matériaux magnétiques utilisés dans les moteurs linéaires, quelques notions de l'électromagnétisme.
- Ce qui concerne le troisième chapitre, il est composé de deux parties la première est consacrée pour un petit rappel des équations de Maxwell, et l'autre partie c'est une définition de la méthode des éléments finis qui est utilisée pour la modélisation de notre dispositif afin de calculer la force magnétique.

- Et le dernier chapitre c'est une présentation du logiciel ANSYS Maxwell, en suite nous présentons les résultats obtenus lors de la simulation sur le logiciel. Et enfin nous terminerons par une conclusion générale.

I.1.introduction

Dans le domaine de la conversion électromécanique d'énergie, il existe deux types d'entraînement. Le premier est l'entraînement indirect, il est très utilisé actuellement et nécessite un organe mécanique (organe de transmission) entre le moteur et sa charge. Le deuxième mode est l'entraînement direct qui représente une simplification ultime des systèmes de conversion électromécanique d'énergie puisqu'il permet de supprimer les organes de transmissions mécaniques (c'est-à-dire qu'il n'y a aucune pièce pour convertir un mouvement d'une autre nature (rotatif par exemple) en mouvement linéaire: réducteurs, multiplicateurs, différentiels, joints de cardan, vis à billes... Le mouvement et l'effort sont directement appliqués au niveau de la charge).

En particulier pour ce dernier, une volonté de production de fortes poussées spécifiques constitue l'objet des développements actuels.

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

Une machine électrique est un dispositif permettant la conversion d'énergie électrique en travail ou énergie mécanique, produit d'un couple par un déplacement angulaire pour les moteurs rotatifs, ou bien d'une force par un déplacement linéaire pour les moteurs linéaires.

I.2.Historique

La première apparition de moteur linéaire pour la traction ferroviaire débute en 1905 grâce à l'idée de Zehen [ZEH_1902]. C'est un moteur linéaire polyphasé qui serre une plaque disposée verticalement entre les deux rails. La Figure I-1 présente le brevet [1]. Bien que ce brevet contienne peu d'informations sur la technologie des machines linéaires, l'auteur du brevet exprime le choix des moteurs linéaires asynchrones pour les applications ferroviaires[2].

Devant les difficultés de contrôle et de réglage de la vitesse, les moteurs électriques linéaires ont été quasiment oubliées de 1905 jusqu'à 1945. L'intérêt est reconnu avec les applications militaires et notamment aux Etats Unis où Westinghouse met au point en 1946 des chariots pour des pistes de longueur limitée tels que les ponts de porte-avions. Ces chariots sont pourvus de moteurs linéaires avec un secondaire court et plat roulant sur rails, puis d'un primaire fixe et long implanté sur une voie de 420m pouvant développer une

accélération de 100m/s^2 et une vitesse maximale de 250km/h . La Figure I-2 présente cette application [1].

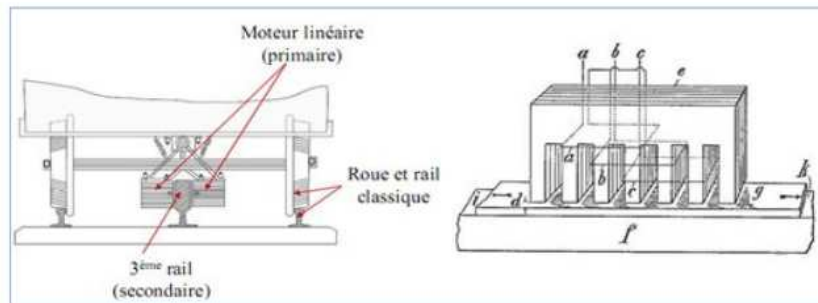


Figure I.1: Brevetée de Zehen en 1902 sur rails [ZEH_1902]

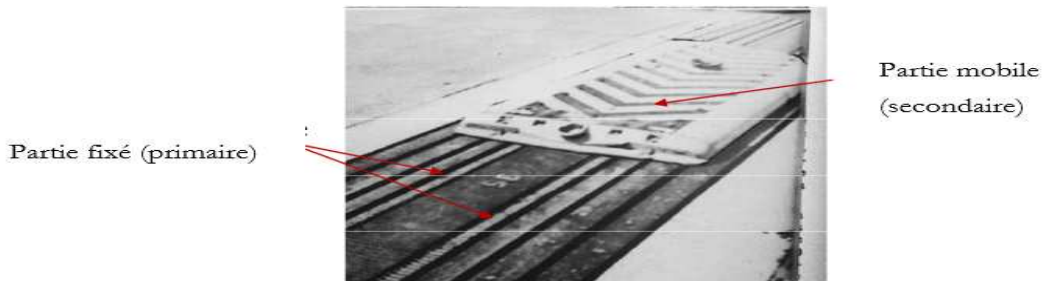
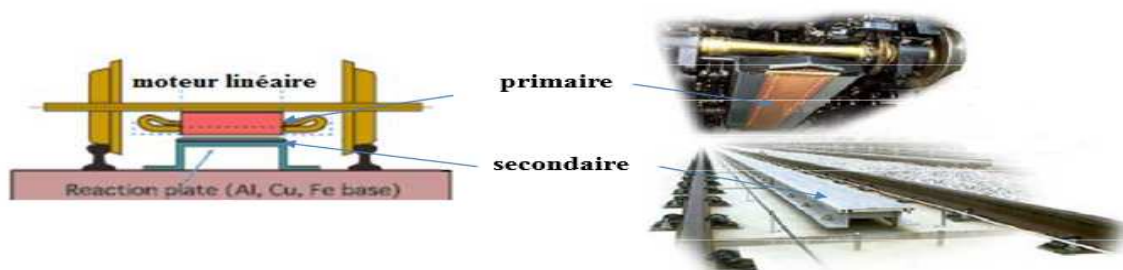


Figure I.2: Propulseur de lancement linéaire Westinghouse

C'est dans le domaine des transports que les expériences les plus audacieuses sont menées. L'une d'elles était la construction à partir de 1969 en France de l'aérotrain suburbain S44 Figure .I.3. Il était alimenté et guidé par des coussins d'airs horizontaux et verticaux de la société Bertin, il glissait sur une voie en béton ayant la forme d'un T inversé. Il a été propulsé par un moteur linéaire à induction, construit par la société Le Moteur Linéaire (LML) du groupe Merlin Gerin. La difficulté de mise en place de système de captation de courant d'alimentation et le fait que le moteur chauffait énormément ont été les principaux problèmes à résoudre par les ingénieurs qui travaillaient sur ce projet.



Figure I.3:Image synthétique d'aérotrain suburbain le S44.



(a) Structure [HITACHI]

(b) Montage du moteur linéaire sur un train

Figure I.4 : Application du moteur linéaire avec des roues

Le S44 était un prototype expérimental, il était destiné à assurer les liaisons Orly-Roissy et la Défense-Cergy deux lignes de réseau ferroviaire (RATP) dans la région Ile-de-France. Cette expérimentation a duré de 1969 à 1972, pour que le S44 atteigne une vitesse de 170km/h sur une voie d'essais de 3km. D'autres projets ont suivi notamment celui qu'était mené par l'entreprise de Jeumont Schneider. La version commerciale était lancée en 1974, en Mai de cette année un protocole d'exploitation de ce train est ratifié. Pour qu'il soit homologué en juillet de la même année, les pouvoirs publics français décident d'arrêter les essais à base de moteurs linéaire au profit des trains à grand vitesse TGV.

C'est seulement à partir des années quatre-vingts, que le moteur linéaire a été introduit dans les autres domaines d'applications. Actuellement le moteur connaît une croissance annuelle de 20%. Son marché représente 130 milliards d'euro en Europe. Toutefois il n'existe pas un marché de masse des machines linéaires, néanmoins c'est une technologie qui se base sur l'innovation et la création. [2]

I.3. Architecture des machines linéaires

Un moteur linéaire, utilisé comme convertisseur d'énergie électrique en énergie mécanique, nous pouvons préciser qu'il est essentiellement composé de deux parties :

- **Une fixe** : composée d'une série d'aimants permanents à polarités alternées ou d'un enroulement polyphasé (en générale triphasé), c'est le stator.
- **Une mobile** : constitué d'une série d'aimants supraconducteurs ou d'aimants permanents, c'est le translateur (équivalent du rotor dans les moteurs rotatifs). [3]

Pour les moteurs linéaires nous rencontrons fréquemment trois topologies:

- ✓ Inducteur solidaire du rail, donc fixe Figure I.5 et induit mobile dont l'alimentation peut s'effectuer par un câble souple (mouvement limité) ou par transmission d'énergie sans contact, l'énergie peut être également être embarquée.

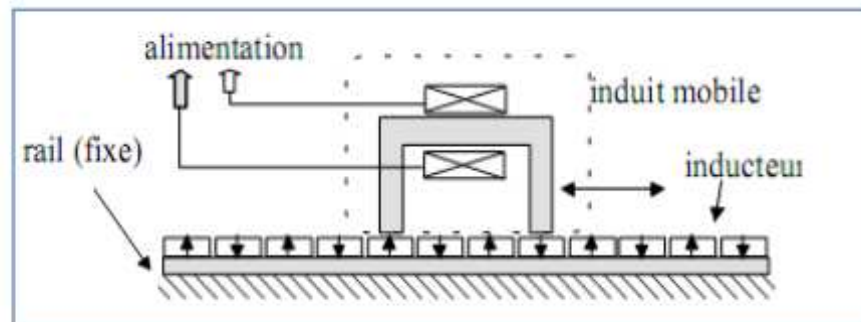


Figure I.5: machines linéaires à induit mobile et inducteur fixe

- ✓ Inducteur solidaire du rail, (ex. table de machine outil) mobile et induit fixe localisé (alimentation facilitée), (Figure I.6)

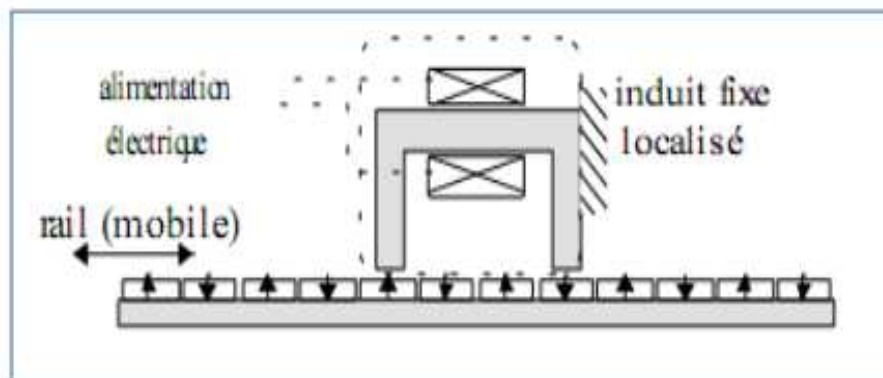


Figure I.6: machines linéaires à induit fixe et inducteur mobile

- ✓ Induit fixe (figure I.7) et distribué sur la longueur du rail (voie active dans le cas des trains), la partie mobile supporte uniquement l'inducteur. Dans ce cas, l'énergie est

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

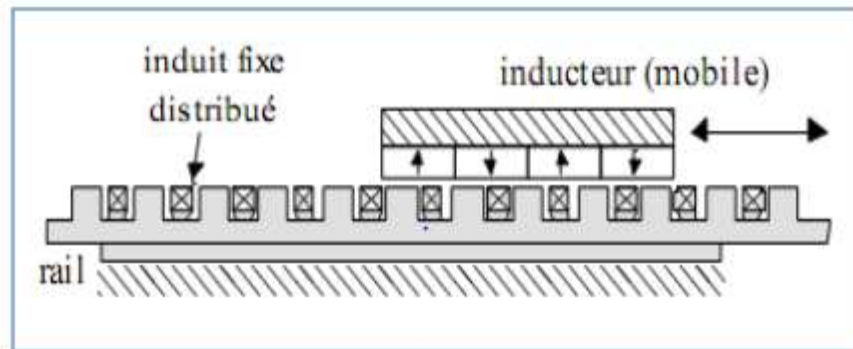


Figure I.7: machines linéaires à induit fixe et inducteur mobile.

Si la surface active d'entrefer est plane et unique, les efforts normaux (non productifs du mouvement attendu) sont loin d'être négligeables et créent des contraintes très fortes sur les guidages (figure I.8 (a)). Lorsque cela est possible, on essaie de réduire ces efforts en adoptant des structures symétriques, par exemple, avec des stators en forme de (figure I.8(b)) ou encore tubulaires (figure.8(c)). Les efforts normaux ont alors une résultante nulle si le centrage est parfait (comme dans les machines tournantes cylindriques), mais l'équilibre obtenu est instable et il subsiste toujours un effort résiduel de décentrement. Il est donc nécessaire de réaliser un guidage mécanique très précis. Généralement, celui-ci est déporté et lié à la charge entraînée. Ce guidage devra avoir un coefficient de frottement aussi faible que possible, surtout dans les applications où la masse embarquée est grande [3]

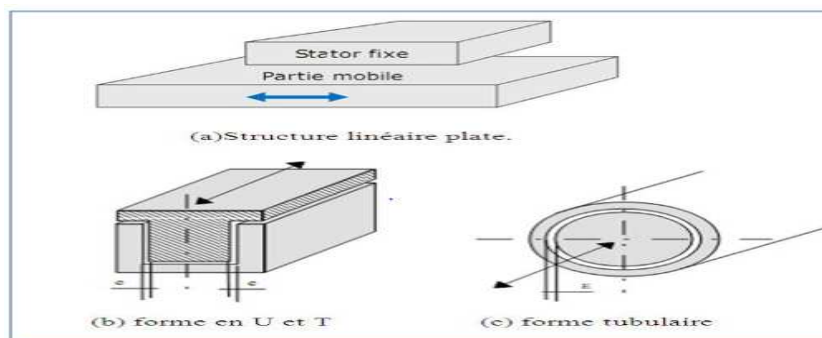


Figure I.8: Différentes architectures des machines linéaires en fonction des formes de surface d'entrefer

I.4. Structure et topologie des machines électriques linéaires

La machine électrique linéaire est un type particulier de son homologue rotatif. Cette nouvelle configuration est en principe envisageable pour tous les types de machines rotatives,

il est donc possible de concevoir des prototypes linéaires synchrones, asynchrones, à courants continus, pas à pas et oscillatoires, avec une réversibilité en exploitation et en mouvement, c'est-à-dire à induit fixe, inducteur mobile et vice versa.

Vu les caractères spécifiques de leurs mouvements en translation les machines linéaires constituent par elles mêmes un entraînement direct, remplaçant ainsi les systèmes conventionnelles complexes destinés aux machines rotatives assurant un mouvement rectiligne. Pour les principaux types de ces machines on peut citer :

- **La machine linéaire à inducteur simple (stator unique)**

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.

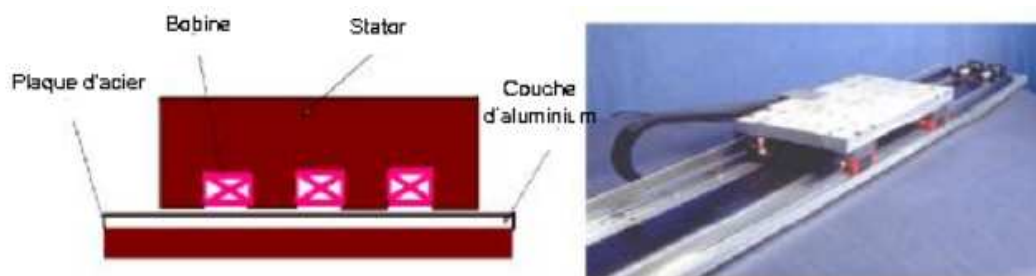


Figure I.9: Machine linéaire à simple inducteur (stator unique)

- **La machine linéaire à inducteur double (double stator)**

Cette structure permet d'obtenir des poussées spécifiques plus élevées. Dans la mesure où l'induit est centré, la résultante des forces d'attraction est nulle.

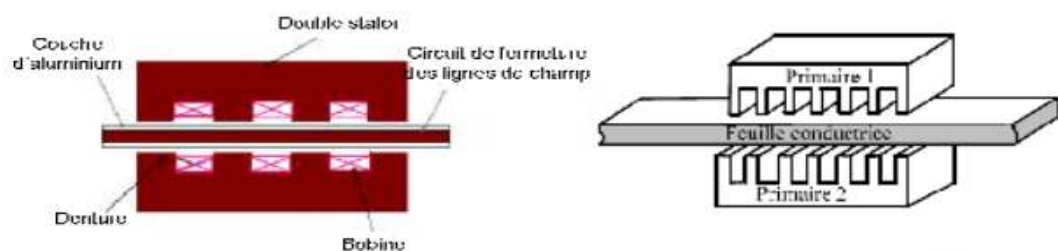


Figure I.10: machine linéaire à double inducteur (stator double)

- **La machine linéaire tubulaire**

C'est une solution qui permet une meilleure utilisation du volume disponible et du cuivre. Pour une structure bien centrée, la résultante des forces d'attraction est nulle.

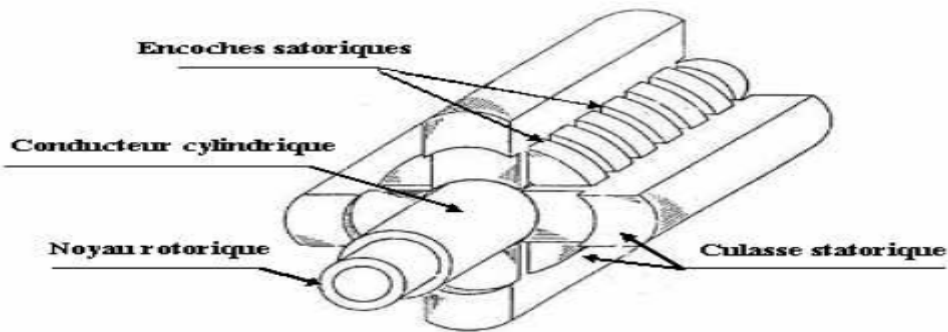


Figure I.11: machine linéaire tubulaire

- **La machine linéaire pas à pas**

Cette machine assure une conversion d'énergie. Sa particularité est de produire un mouvement mécanique incrémental continu. La machine pas à pas doit être de caractère synchrone afin de satisfaire les impératifs d'une conversion d'informations fiables. En d'autres termes, à toute impulsion d'alimentation doit correspondre une avance élémentaire (translation) constante, dite pas. Un nombre déterminé d'impulsions entraîne un nombre correspondant de pas. De plus, la succession d'impulsion à une fréquence déterminée permet d'imposer une vitesse de translation pratiquement constante. C'est le contrôle de ces deux fonctions position et vitesse, qui permet d'assurer une conversion d'information.

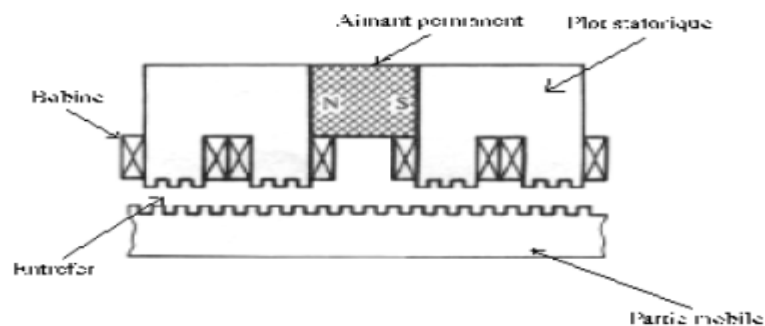


Figure I.12: machine linéaire pas à pas

Sachant que les machines électriques linéaires recouvrent une très grande variété de système, nous terminerons par donner quelques figures représentant d'autres types de machines linéaires un peu plus spécial que celle citée ci-dessus telles que , la machine linéaire oscillatoire , la machine linéaire à flux transversale , la machine linéaire hybride vernier et en fin la machine linéaire multi-tiges.

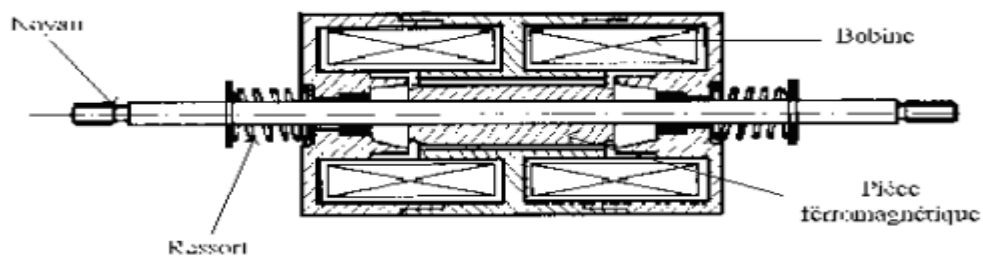


Figure I.13: machine linéaire oscillante avec ressort d'équilibre

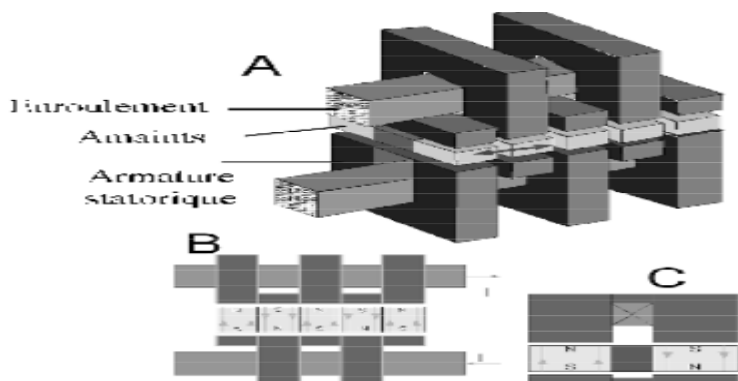


Figure I.14: machine linéaire à flux transversal

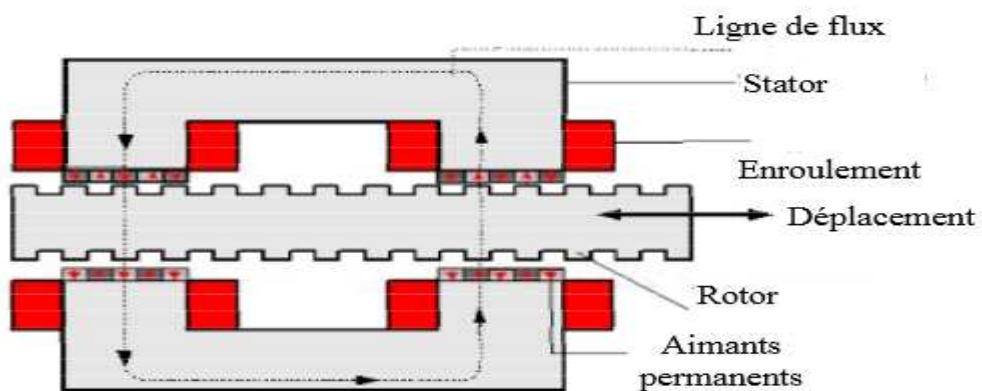


Figure I.15: Machine linéaire hybride vernier

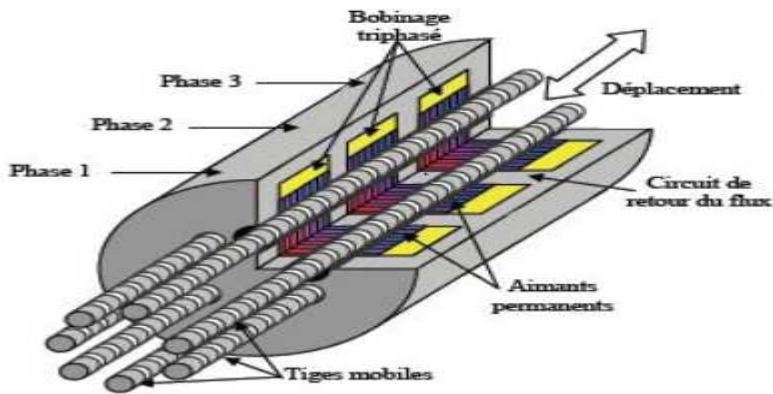


Figure I.16: Machine linéaire à multi-tige

Généralement, les machines linéaires peuvent être classées suivant leur géométrie

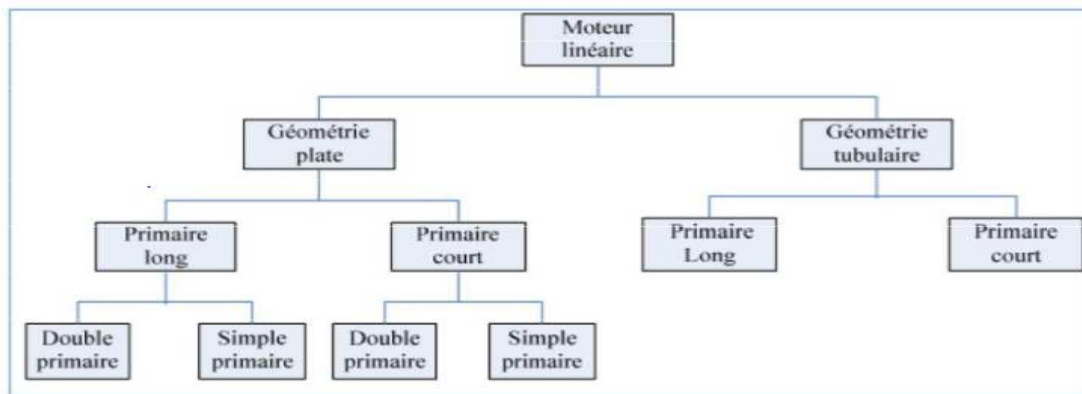


Figure I.17 : classification des machines linéaires selon leur géométrie



Figure I.18: structure tubulaire d'une machine linéaire

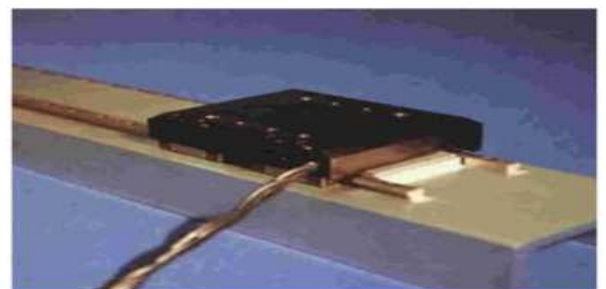


Figure I.19: structure plate d'une machine linéaire

Il existe un autre classement relatif au principe de fonctionnement du moteur (topologies). Celui-ci est présenté par la figure suivante :

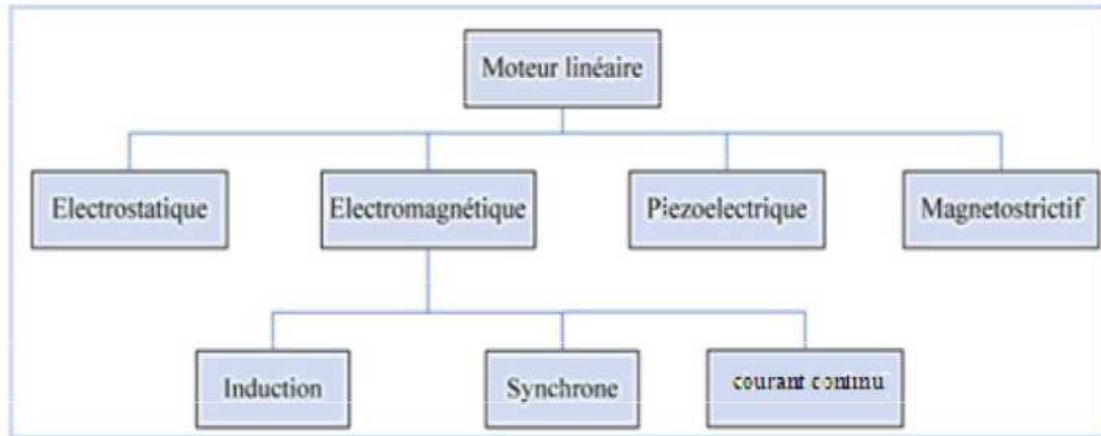


Figure I.20: schéma de classification des machines linéaire selon leur mode de fonctionnement

- **Moteur linéaire synchrone**

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

En plus des moteurs linéaires synchrones de grande et moyenne puissance, il existe des moteurs linéaires synchrones à aimants permanents où l'enroulement inducteur conventionnel est remplacé par des aimants permanents à grande énergie.

Pour obtenir cette énergie, l'utilisation des aimants de terre rare serait idéale. Mais les aimants permanents moins coûteux peuvent être utilisés si on applique des systèmes de concentration de flux, pour pouvoir le concentrer dans l'entrefer.

Généralement, les aimants utilisés dans les moteurs linéaires synchrones à aimants permanents sont du type Néodyme Fer Bore.

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

Le principe de fonctionnement du moteur linéaire à aimant permanent

est assuré par l'action d'un champ électromagnétique de l'inducteur sur l'induit composé d'aimants permanents. Les enroulements sont bobinés sur les dents régulièrement réparties dans l'inducteur. [3]

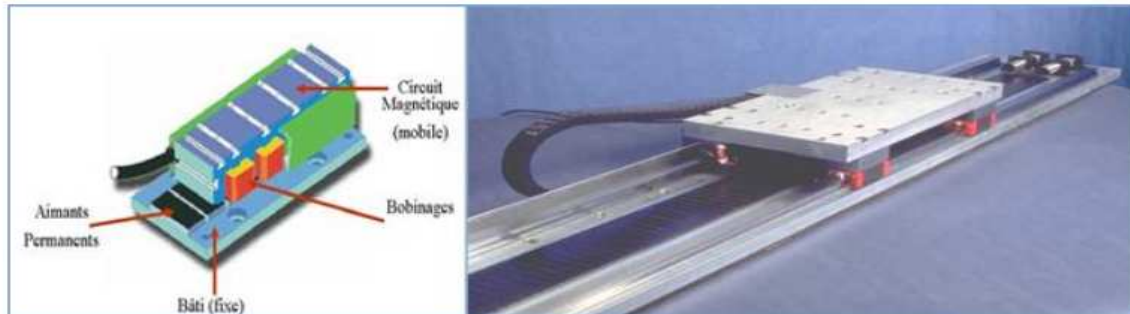


Figure I.21 : Représentation simplifiée et photographie d'une machine outil

- **Moteur linéaire à induction :**

Le principe de fonctionnement d'un moteur linéaire à induction est similaire à celui d'équivalent rotatif, l'enroulement polyphasé statorique produit un champ glissant. Aux deux extrémités se produit un phénomène appelé effet d'extrémité, dû aux courants supplémentaires qui sont induits, dans l'armature (partie mobile), à cause de la variation rapide des champs magnétique de primaire dans ces zones. Cela occasionne:

- Force de tirée longitudinale supplémentaire.
- Perte Joule supplémentaire.
- Distorsion (déformation) de la distribution longitudinale de la densité du flux.
- Réduction du facteur de puissance ainsi que le rendement.

Les moteurs linéaires à induction de structures planes et tubulaires appartiennent à la classe des moteurs dans lesquels le flux magnétique reste dans le plan du mouvement



Figure I.22 : Machine linéaire à induction

- **Moteur linéaire à courant continu :**

La simplification de l'électronique de contrôle est un atout majeur des moteurs linéaires à courant continu. La structure de la machine linéaire est identique à celle d'un moteur à courant continu rotatif classique, modifiée pour le cas particulier. Bien que le moteur linéaire à collecteur soit une solution performante, son problème principal est le collecteur qui souffre d'une durée de vie réduite lorsque la dynamique est élevée. Ces derniers points limitent le nombre d'applications potentielles de la technologie et la coïncidence entre ces inconvénients (faible dynamique, durée de vie limitée) et les avantages des entraînements directs (dynamique, longue durée de vie) hypothèquent le nombre d'applications envisageables [3]

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

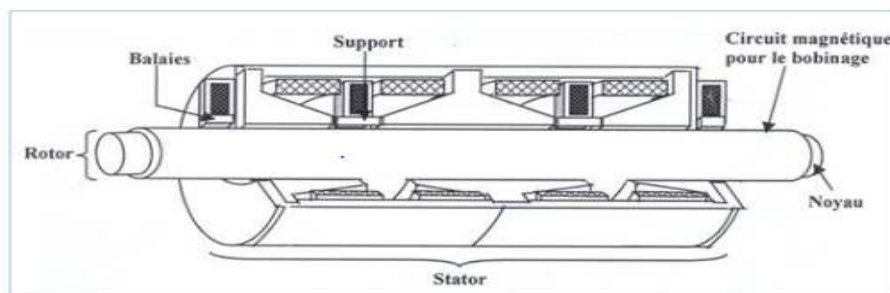


Figure I.23: Moteurs linéaires à commutateurs à courant continu

- **Moteur piézo-électrique :**

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

I.5.Principe de fonctionnement des machines linéaires

D'après un modèle simplifié on peut considérer que le courant électrique est constitué d'innombrables électrons qui se déplacent tous avec la même vitesse v dans le sens opposé au sens conventionnel du courant.

Ces électrons se déplacent donc dans un champ magnétique d'induction B perpendiculaire au vecteur de la vitesse v , de sorte que chaque électron est soumis à une même force de Lorentz. Comme les électrons sont retenus par les atomes du réseau cristallin constituant le conducteur, c'est finalement le conducteur tout entier qui se déplace par une force appelée force électromagnétique de Laplace. Cette force est égale à la résultante de

toutes les innombrables forces de Lorentz qui s'exercent sur les électrons qui constituent le courant électrique. C'est ce principe qui explique le fonctionnement de la machine. On considère un conducteur rectiligne de longueur L , parcouru par un courant électrique d'intensité I et placé dans un champ magnétique d'induction B perpendiculaire à L . Les N électrons libres contenus dans ce conducteur et constituant le courant, de charge $q = e$, se déplacent avec une certaine vitesse v à travers B . Ils subissent donc tous une force de Lorentz:

$$\vec{F} = q (\vec{v} \times \vec{B})$$

q : charge libre dans un conducteur.

v : la vitesse de déplacement des charges.

B : induction de champs magnétique dans lequel le conducteur est placé.

La résultante F des N forces de Lorentz constitue la force électromagnétique de Laplace S s'exerçant sur le conducteur tout entier.

Afin de déterminer F , nous raisonnons sur le modèle simplifié du courant électrique où les N électrons libres se déplacent à la même vitesse constante v . Dans ces conditions, les N électrons subissent la même force de Lorentz F_m .

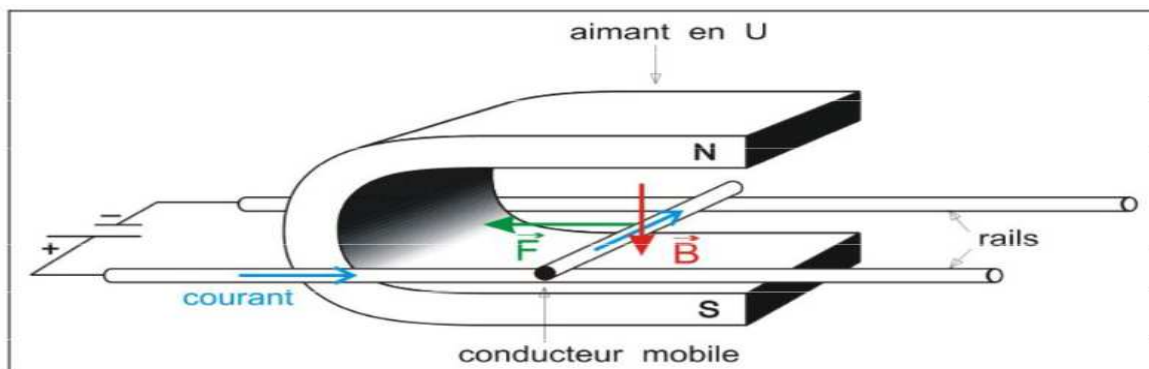


Figure I.24: illustration des forces de Lorentz

- Dans le cas des machines linéaires à induction ces forces se manifestent comme suit :

L'alimentation du stator par une source de courant ou de tension, crée un flux magnétique qui traverse l'entrefer, provoquant la création d'un courant dans l'induit (Ou des F. E. M. Forces électromotrices). Le flux créé par ces courants se déplace linéairement par rapport à l'induit et à l'inducteur, mais, reste immobile par rapport au flux principal. La réaction réciproque de ces deux flux, provoque une poussée linéaire qui est motrice lorsque la vitesse de l'induit V est inférieure à la vitesse du champ principal V_c . [2]

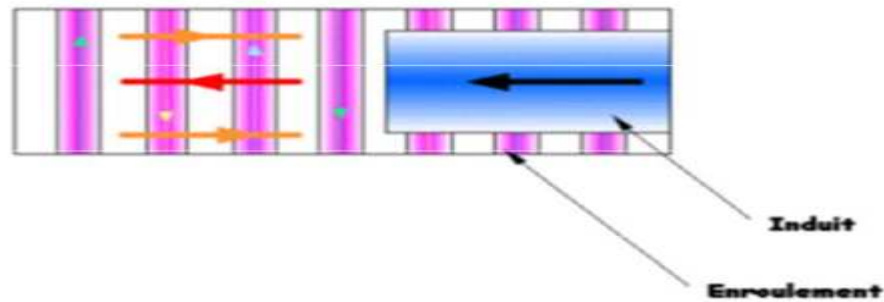


Figure I.25: Schéma illustrant le principe de fonctionnement d'une machine linéaire

I.6. Différences entre un moteur linéaire et un moteur rotatif

1. Un moteur rotatif n'a qu'un seul stator (inducteur), le moteur linéaire peut avoir deux inducteurs qui se font face. Cette disposition a comme avantages d'une part de faciliter la fermeture du flux dans le circuit magnétique d'autre part d'augmenter l'induction dans l'entrefer.

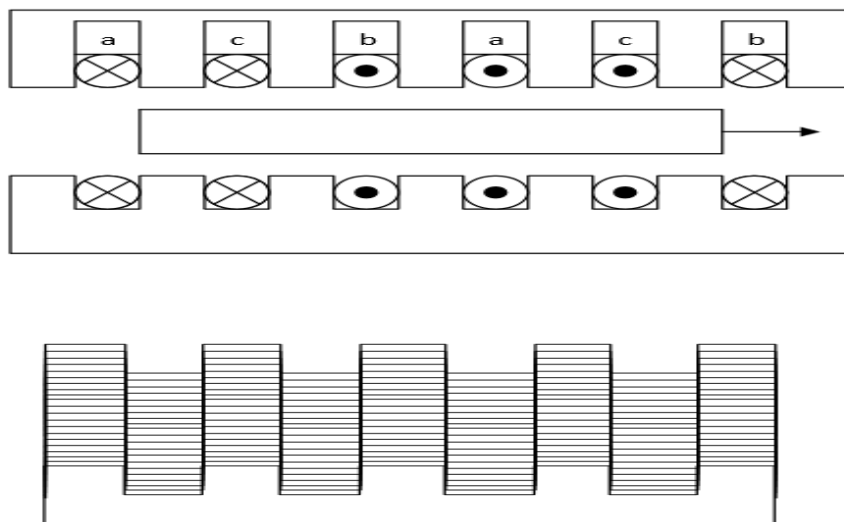


Figure I.26 : Circuit magnétique d'une machine linéaire

2. Alors qu'un moteur rotatif a un stator fixe et un rotor mobile le moteur linéaire peut avoir l'une ou l'autre des deux dispositions suivantes :

- inducteur fixe et induit mobile
- induit fixe et inducteur mobile

3. Alors que le rotor d'une machine tournante est constitué de conducteurs (rotor bobiné ou à cage) l'induit d'une machine linéaire est constitué d'une simple plaque conductrice, les courants induits circulant dans la masse même de la plaque.

4. L'inducteur d'un moteur rotatif est fermé sur lui-même. Il assure donc la continuité du champ contrairement au moteur linéaire caractérisé par une discontinuité à ces extrémités. Cette discontinuité crée des différences de trajets pour les lignes de champ circulant dans le circuit magnétique (lignes de fuite inducteur et ligne de fuite inducteur) Figure I.27 effets d'extrémités dans les machines linéaires.

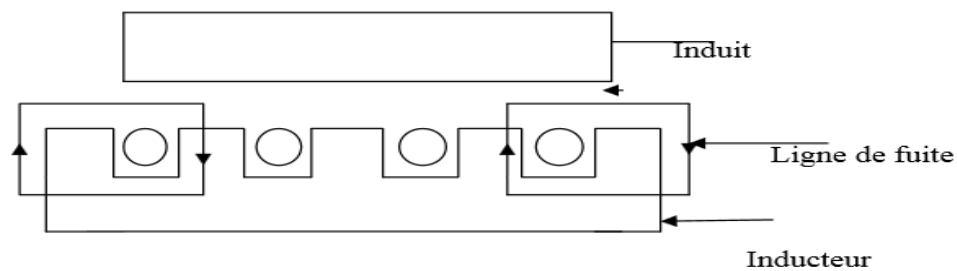


Figure I.27 : effets d'extrémités dans les machines linéaire

5. Le moteur linéaire est ouvert aux extrémités ce qui donne la possibilité d'y ménager soit un nombre pair, soit un nombre impair de pôles dans l'inducteur ou l'induit [5].

I.7. Frein linéaire

Il existe deux façons de générer une force de freinage :

- La première peut être réalisée grâce à un moteur linéaire alimenté en sens inverse. Le moteur linéaire peut facilement se transformer en frein.
- La deuxième consiste à alimenter le primaire par une source de courant continu qui crée un champ magnétique fixe. L'interaction entre les courants induits dans le rail et le champ magnétique du primaire fixe engendre une force de freinage. Toutefois cette force dépend de la vitesse du véhicule qui se déplace et devient très faible à basse vitesse.

La figure présente une application typique du frein linéaire à induction dans un système ferroviaire. [2].

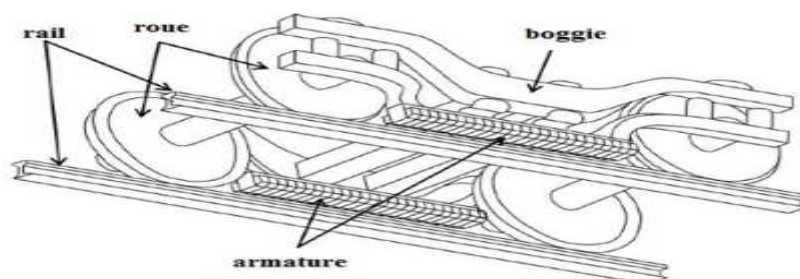


Figure I.28 : Frein linéaire à induction.

I.8. Les avantages et les inconvénients des machines linéaires

I.8.1. Les avantages

Caractérisées par leurs faibles réactances de magnétisation, leurs faibles inerties mécaniques (une poussée directe) et leurs excellentes capacités thermiques. Ces propriétés leurs procurent les avantages qui suivent :

- Excellentes performances dynamiques. Il permet d'avoir des accélérations très importantes, une grande force de déplacement. et une large gamme force / vitesse.
- Une précision de positionnement assez élevée.
- durée de vie qui est dix fois plus qu'un système de transmission moteur rotatif-vis à bille.
- Une bonne maintenabilité libre accès au moteur pour effectuer la maintenance (pas de pièces internes en mouvement), en plus il ne nécessite que peu de maintenance, et un coût d'utilisation réduits
- Aménagement mécanique simple et un nombre minimum de pièces en mouvement [2]

I.8.2. Les inconvénients

Techniquement toujours, les principaux inconvénients sont les suivants :

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

I.9. Domaine d'application

1. Le transport

Comme est indiqué dans la partie historique les transports étaient le premier domaine où les machines linéaires étaient utilisées.

En particulier pour la propulsion des voitures de transport ferroviaires, comme des trains traditionnels avec roue, trains à lévitation magnétique (MAGLEV).

Les transports ferroviaires ne détiennent pas l'exclusivité de leur application puisque elles sont utilisées aussi dans la Propulsion naval, utilisé dans les porte-avions comme propulseurs au décollage des avions chasseurs, dans ce cas on utilise des moteurs linéaires à grande poussée et à grande vitesse. Comme on les trouve aussi dans des applications liées aux équipements automobiles. C'est le cas des amortisseurs électromagnétique.[2]

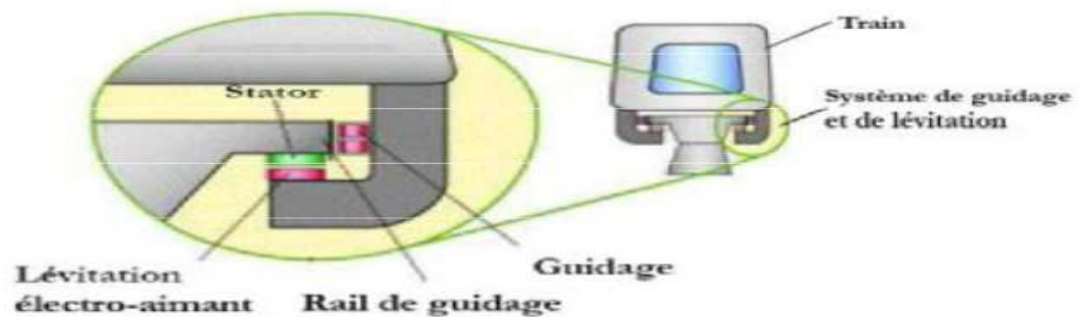


Figure I.29 : Système de Maglev.

2. Traction routière

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

3. Ascenseurs

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

- l'ascenseur est un véhicule avec des roues qui se déplace dans un couloir vertical (Schindler).
- un moteur linéaire propulse la cabine (Otis au Japon). Dans une motorisation linéaire asynchrone conçue pour le transport de 30 personnes (2 tonnes utiles et autant pour la

cabine) à 7 m/s, une force de 58 kN et une puissance de plus de 400 kW sont nécessaires. La masse embarquée du moteur représente une part non négligeable et il est nécessaire d'optimiser le système complet.

Des entraînements directs se rencontrent également dans des systèmes à câbles :

Lorsque l'on recherche des grandes vitesses (de 2,5 à 10 m/s, Otis), le moteur est accouplé directement à l'enrouleur, il peut s'agir de moteurs à courant continu (solutions anciennes) ou de moteurs Asynchrones.

4. Fermetures de rideaux

Dans le domaine de la domotique, une application des moteurs linéaires est à signaler, il s'agit des tringles de rideaux. L'intégration dans des tringles standards (par exemple 24 sur 16 mm de section) ainsi que la discrétion acoustique (pas de système mécanique de conversion rotation translation) a conduit à la réalisation de moteurs linéaires spéciaux tirant actionnant directement les rideaux. Les ordres de grandeurs des caractéristiques sont quelques 10 N pour des vitesses de moins de 1 m/s (puissance utile de l'ordre de 10 W) et pour des fonctionnements de courte durée (moins d'une minute). [3]

Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté d'une manière générale les différents types de machines électriques linéaires, leurs principes de fonctionnement, ainsi que leurs avantages tout en montrant l'intérêt qu'ils ont apporté dans le domaine industriel. Les caractéristiques intéressantes de ces machines à savoir leurs géométries et leurs modes opératoires, font d'elles l'objet d'un champ d'investigation très vaste et novateur où les chercheurs œuvrent quotidiennement pour élargir leur domaine d'application tout en améliorant leurs performances.

II. Introduction

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

II.2. Magnétisme à l'échelle atomique

Soumis à une induction magnétique certaines substances se mettent à produire elles-mêmes, dans un volume qu'elles occupent et à l'extérieure une induction magnétique. On dit qu'elles s'aimantent ou se polarisent magnétiquement. Cette propriété se manifeste très visiblement dans certains matériaux appelés « matériaux magnétiques » [6]

II.3. Origine du magnétisme

Le moment magnétique atomique est la résultante d'une contribution électronique, et d'une contribution nucléaire beaucoup plus faible. Le moment magnétique électronique est lui-même composé d'un moment magnétique orbital, associé au mouvement de l'électron sur son orbite autour du noyau et d'un moment magnétique de spin, lié au moment cinétique de spin de l'électron. Il est intéressant d'introduire une notion importante par la suite : **le couplage spin-orbite**. Ce couplage résulte de l'interaction entre les moments cinétiques de spin et d'orbite et par conséquent, entre les moments magnétiques associés. [7]

II.4. Moment magnétique atomique

Un matériau magnétique est composé d'un ensemble de cristaux. Chaque cristal est une structure spatiale périodique d'ions d'éléments simples. Chacun de ces ions étant formé d'un noyau et d'un nuage d'électrons.

Considérons à l'intérieur d'un atome, un électron qui tourne autour du noyau (Figure II.1). Ceci conduit à définir deux notions élémentaires qui sont : **le moment orbital** et **le moment de spin**.

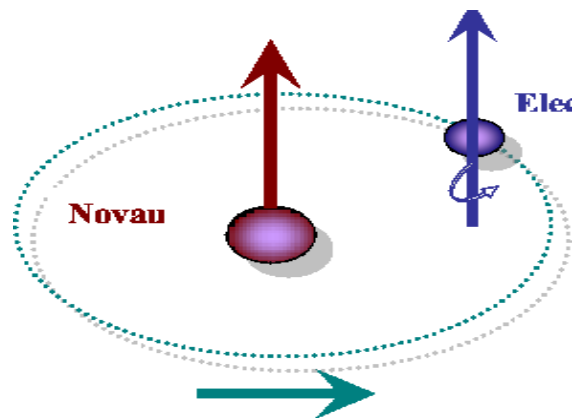


Figure II. 1 : Mouvement de l'électron.

En physique l'électron décrit une orbite dont le déplacement de charge est équivalent à un courant. D'après la loi d'Ampère, ce courant crée un moment magnétique appelé «**moment orbital**».

En parallèle, on décrit improprement le spin de l'électron, comme la rotation de l'électron sur lui-même qui donne un moment magnétique dit «**moment de spin**». [8]

II.5. Définition des grandeurs fondamentales

II.5.1. Notion de champ

Chaque particule de l'univers est soumise à l'influence combinée de toutes les autres, qui se manifeste par des forces d'origine gravitationnelle (mécanique), électromagnétique ou encore nucléaire. Pour déterminer le mouvement d'une particule, il faudrait en principe connaître les forces produites par toutes les autres. Il est nécessaire de limiter l'étude à la détermination de l'effet global, en un point de l'espace, pour chaque type d'interaction (on considère ici les influences électriques et magnétiques seulement).

En plaçant une particule de propriétés connues en un point de l'espace et en mesurant les forces qui s'exercent sur elle, on peut déterminer les propriétés locales de l'espace en ce point, que l'on appelle du nom de champs.

II.5.2. Champ électrique

L'ensemble des charges électriques exerce sur une charge immobile q (Coulomb) une force F_e (newton). Cette force étant proportionnelle à la charge, il en résulte que le rapport F_e/q est un invariant, qui représente une propriété locale de l'espace: on l'appelle le champ électrique défini par :

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}_e}{q} \quad (\text{II.1})$$

[V/m] : l'unité du champ électrique.

II.5.3. Densité de charges

L'étude des phénomènes électriques ne considère pas seulement des charges ponctuelles, mais également des distributions continues de charge sur 1, 2 ou 3 dimensions. Ces distributions : sont définies par les trois types suivants de densités:

- ρ : densité de charge volumique, C/m^3 .
- ρ_s : densité de charge surfacique, C/m^2 .
- ρ_l : densité de charge linéique, C/m .

Les densités de charge sont définies par la valeur limite que prend le rapport entre la charge contenue dans un volume (sur une surface, sur une ligne) et ce volume (surface, longueur de ligne) lorsque ces éléments deviennent très petits (mais restent néanmoins suffisamment grands par rapport aux dimensions atomiques pour que l'électromagnétisme classique soit encore valable).

II.5.4. Densité de courant \vec{J}

Dans tous les milieux contenant des charges libres, l'application d'un champ électrique produit une force sur chacune des charges. Par conséquent, celles-ci se déplacent dans la direction du champ, ce qui produit un courant électrique circulant dans le volume du milieu considéré. La densité de courant est définie par:

$$\vec{J} = \sum_i \rho_i \vec{v}_i \quad (\text{II.2})$$

[A/m^2]: l'unité de la densité de courant.

La sommation porte sur tous les types de charges libres présents dans le milieu, la charge de type i étant caractérisée par une densité volumique ρ_i et une vitesse moyenne v_i . Comme cette dernière est proportionnelle au champ électrique et que les densités de charge sont une propriété du milieu considéré, nous pouvons alors écrire :

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (\text{II.3})$$

Cette relation est connue sous le nom de loi d'Ohm. Le facteur de proportionnalité est la conductivité.

II.5.5. Induction magnétique \vec{B}

Une particule chargée en mouvement subit, en plus des forces d'origine électrique, gravitationnelle et nucléaire, une force d'origine magnétique \vec{F}_m qui est proportionnelle à la charge q , au module de la vitesse \vec{v} de la particule et qui s'exerce perpendiculairement à cette dernière. Cette force est proportionnelle et perpendiculaire à l'induction \vec{B} existant en ce point de l'espace, satisfaisant à la relation :

$$\vec{F}_m = q(\vec{v} \wedge \vec{B}) \quad (\text{II.4})$$

L'unité du champ d'induction est le tesla [T].

L'induction magnétique \vec{B} à l'intérieur du matériau s'exprime de la façon suivante:

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{J} \quad (\text{II.5})$$

On sait que :

$$\vec{J} = \mu_0 \vec{M}$$

Donc :

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) \quad (\text{II.6})$$

On a :

$$\vec{M} = \chi \vec{H}$$

Donc :

$$\vec{B} = \mu_0 (1 + \chi) \vec{H} \quad (\text{II.7})$$

D'où:

$$\vec{B} = \mu_0 \mu_r \vec{H} \quad (\text{II.8})$$

Avec : $\mu_r = 1 + \chi$

μ_r : perméabilité magnétique relative.[2]

II.5.6. Aimantation et polarisation magnétique

1. Aimantation

On appelle aimantation la densité volumique de moment magnétique orbital.

$$\vec{M} = \frac{\partial \vec{m}}{\partial v} [\text{A/m}] \quad (\text{II.9})$$

2. Polarisation

La polarisation \vec{J} mesure l'induction de la densité volumique de moment magnétique atomique.

$$\vec{J} = \mu_0 \vec{M} \quad (\text{II.10})$$

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

II.5.7. Susceptibilité et perméabilité magnétique

1. Susceptibilité magnétique

Quand une substance magnétique est plongée dans un champ magnétique \vec{H} , celle-ci acquiert une certaine aimantation \vec{M} tel que : $\vec{M} = \chi \vec{H}$

χ : s'appelle la susceptibilité magnétique de la substance considérée. [5]

2. Perméabilité magnétique

On appelle perméabilité magnétique absolue μ la grandeur :

$$\mu = \mu_0 + \chi = \mu_0(1 + \chi_r) \quad (\text{II.11})$$

La perméabilité magnétique relative μ_r est définie par :

$$\mu_r = \mu / \mu_0 \quad (\text{II.12})$$

II.6. Classification des matériaux d'un point de vu magnétique

Les matériaux sont classés selon quatre types sur la base de leur comportement en présence d'un champ magnétique d'excitation. Cette réaction est mesurée par l'induction qui est la quantité de flux magnétique par unité de surface. L'équation permettant de relier l'induction au champ magnétique est

$$\vec{B} = \mu_0(1 + \chi)\vec{H} \quad (\text{II.13})$$

La relation (II-13) permet de remarquer que l'induction pour un champ magnétique donné est d'autant plus grande que la susceptibilité est élevée. Cette propriété est recherchée et exploitée lors de la réalisation du circuit magnétique d'une machine électrique. La susceptibilité magnétique est en réalité un tenseur mais dans cette partie, on la considère comme une grandeur scalaire car on ne s'intéresse pas à sa variation en fonction de la direction de propagation du flux magnétique.

Sur la base du comportement en présence d'un champ magnétique d'excitation, il existe quatre principaux types de matériaux:[9]

II.6.1 Diamagnétisme

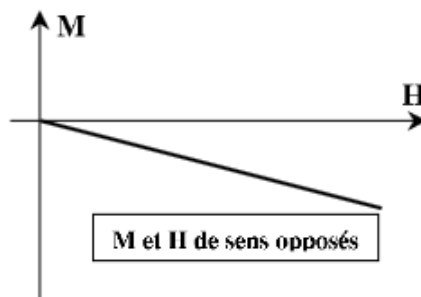
Les matériaux diamagnétiques sont des matériaux ne comportant pas de moments magnétiques en absence de champ magnétique appliqué. Lors de l'application d'un champ, ils acquièrent une polarisation magnétique de sens opposé à la direction du champ. L'origine de ce phénomène provient d'une déformation des orbitales atomiques et cela peut se décrire par application de la loi de Lenz. Un matériau diamagnétique isotrope est donc caractérisé par une susceptibilité magnétique négative. En réalité, tout corps présente une réponse diamagnétique, cependant, cette dernière est souvent négligeable devant les autres formes de magnétisme. Le bismuth, le mercure et l'argent sont des exemples de matériaux diamagnétiques. [12]

Le tableau (II.1) donne les susceptibilités de quelques matériaux diamagnétiques, dont la loi de comportement est linéaire (Figure II.2)

TAB II.1: Susceptibilités de matériaux diamagnétiques à température ambiante.

Matériaux	Susceptibilité χ
Silicium	$-1,2 \cdot 10^{-6}$
Cuivre	$-1,08 \cdot 10^{-6}$
Plomb	$-1,4 \cdot 10^{-6}$

Ainsi, la susceptibilité étant très faible ($|\chi| \ll 1$), nous pouvons assimiler la loi de comportement de ce type de matériaux à celle du vide $B = \mu_0 H$ dans le cadre de l'étude des machines électriques.

**Figure II.2 : Comportement diamagnétique.**

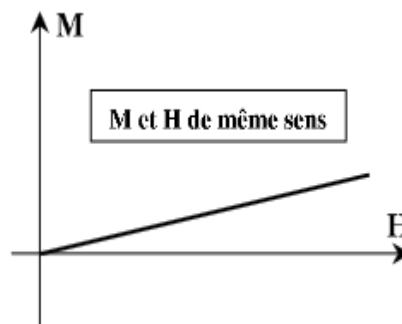
II.6.2 Le paramagnétisme

Le paramagnétisme est lié à l'existence d'un moment magnétique permanent que peuvent éventuellement porter les atomes ou les molécules. Ainsi, dans les matériaux paramagnétiques, les vecteurs champs et aimantation sont de même sens et, si le champ extérieur disparaît, on observe une aimantation nulle.

On donne dans le tableau (II. 2) les valeurs de susceptibilités pour quelque matériaux paramagnétiques. De la même manière que pour les matériaux diamagnétiques, la loi de comportement de tels matériaux est linéaire (figure II.3) et nous pouvons utiliser la loi $B = \mu_0 H$ en calcul de champ.

TAB(II.2) : Susceptibilités de matériaux paramagnétiques à température ambiante.

<u>Matériau</u>	<u>Susceptibilité X</u>
Aluminium	$7,7.10^{-6}$
Tungstène	$3,5.10^{-6}$
Platine	$1,2.10^{-5}$

**Figure II.3 : Comportement paramagnétique.**

Comme cela a été précédemment décrit, les propriétés macroscopiques sont le résultat d'un comportement collectif au niveau microscopique. Nous allons donc nous intéresser à la description du paramagnétisme à l'échelle atomique. [10]

II.6.3 Ferromagnétisme

Avec le ferromagnétisme débute l'étude des comportements associés aux matériaux magnétiquement ordonnés, caractéristique que l'on rencontre dans les matériaux où les distances entre atomes magnétiques sont suffisamment petites (de l'ordre de l'Å) pour qu'ils interagissent.

Les ferromagnétiques présentent une polarisation magnétique même en champ nul, polarisation qualifiée pour cela de spontanée. Celle-ci est due au fait que les moments magnétiques ont tendance à s'aligner spontanément parallèlement les uns aux autres, réalisant une mise en ordre que l'on peut comparer à la mise en ordre géométrique (cristallisation) caractéristique elle aussi de l'état solide.

Une augmentation de température conduit à la destruction progressive de l'ordre directionnel. A la température de Curie T_c la polarisation spontanée disparaît totalement. Au-delà de T_c on observe un comportement de type paramagnétique, avec une susceptibilité inversement proportionnelle à $T - T_c$. On parle alors de paramagnétisme de Curie-Weiss.

II.6.4.Ferrimagnétisme

Le terme ferrite est utilisé pour désigner les matériaux ferrimagnétiques. Ces derniers et les alliages magnétiques sont comparables. En pratique, les deux possèdent des domaines magnétiques et présentent des phénomènes de saturation et d'hystérésis. Les ferrites sont des céramiques ferromagnétiques à base d'oxydes de fer. Ils sont donc dur, cassant et mauvais conducteurs de l'électricité. Leurs inductions à la saturation et le champ coercitif sont très faibles, ces types de matériaux sont souvent utilisés :

- ✓ En électronique de puissance, particulièrement dans les alimentations à découpage où les fréquences de fonctionnement sont très élevées $f > 100(\text{kHz})$.
- ✓ Filtres haute fréquence.
- ✓ Application où le champ magnétique est faible, cas des capteurs destinés pour le CND par CF. [11]

II.7.1.Le ferromagnétisme et matériaux ferromagnétiques

A la différence du paramagnétisme et du diamagnétisme qui sont les propriétés individuelles des atomes, les propriétés ferromagnétiques sont liées aux particularité des structures cristallines de ces substances ,le ferromagnétisme se définit comme étant la propriété du fer cristallin qui est une structure dont les atomes forment des arrangements réguliers et périodiques ;il est une propriété manifesté par le moment magnétique de spin qui résulte des électrons libres(non couplés)dans les sous couches électroniques incomplètes comme la 3d pour les éléments de transition (Fe, Ni, Co,...) et la 4f pour les terres rares tel (Sm , Pr, Nd....).[6]

II.7.2.Théorie des domaines magnétiques

La théorie des domaines magnétiques permet d'expliquer les mécanismes responsables de l'aimantation des matériaux ferromagnétiques usuels. Elle a été élaborée par Pierre Weiss et présentée dans deux articles datant de 1906 et 1907. Cette théorie stipule que le matériau est constitué de domaines où l'aimantation interne est alignée selon une direction unique. Cette aimantation à l'intérieur des domaines est appelée aimantation spontanée. Les domaines sont séparés par des parois dont l'épaisseur est, dans les matériaux usuels, beaucoup plus petite que la taille des domaines. Ces parois portent le nom de parois de Bloch et représentent des régions où l'orientation de l'aimantation varie rapidement.

La formation des domaines magnétiques peut être expliquée par la minimisation de la somme de trois formes d'énergie qui sont : l'énergie d'anisotropie, l'énergie magnétique emmagasinée et l'énergie d'échange. L'énergie d'anisotropie magnéto-cristalline favorise l'alignement des moments magnétiques des atomes avec certains axes cristallographiques du matériau.

L'énergie magnétique emmagasinée favorise le désalignement des moments magnétiques. L'énergie d'échange est responsable de l'ordre ferromagnétique et cherche à maintenir alignés les moments magnétiques à l'intérieur d'un domaine. L'équilibre de ces trois formes d'énergie donne naissance aux domaines magnétiques et dicte leur taille à l'état désaimanté. [9].

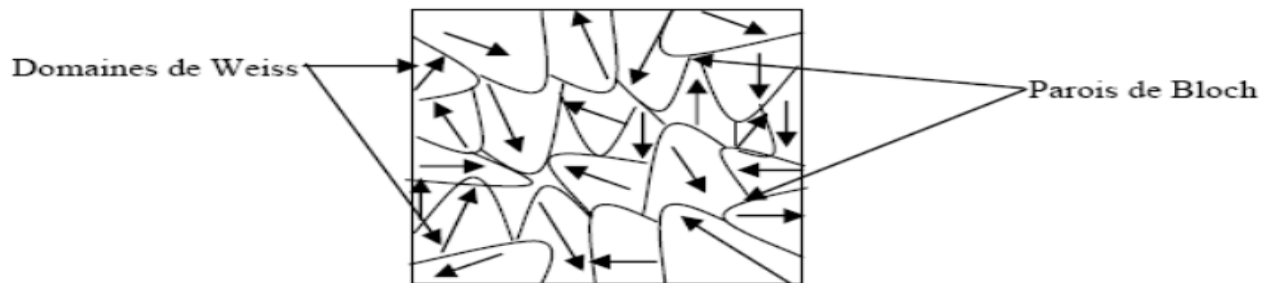


Figure II.4 : Aspect de la répartition des domaines dans un cristal ferromagnétique.

II.8. Bilan énergétique d'un cristal ferromagnétique

Lorsqu'un corps ferromagnétique est soumis à l'action d'un champ magnétique extérieur, il doit son énergie à l'action collective de champ appliqué et son propre champ auquel peut s'ajouter à des contraintes physiques ou mécanique, la configuration énergétique des domaines est alors déterminée par l'énergie totale du corps qui correspond aux énergies suivantes :

II.8.1.L'énergie d'échange

L'énergie d'échange résulte de l'interaction entre deux moments magnétiques liée à des spins électroniques. Cette interaction est purement de nature quantique. Dans le modèle simple d'Heisenberg, cette interaction entre spins électroniques peut être décrite par une énergie

$E = -\sum_{i,j} J \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j$, où i et j sont des spins d'atome plus proches voisins. Lorsque $J > 0$, le matériau est ferromagnétique et les spins voisins sont parallèles, ce qui minimise l'énergie magnétique. Lorsque $J < 0$, le matériau est antiferromagnétique et les spins voisins sont antiparallèles. Cette énergie d'échange magnétique d'origine quantique est extrêmement

élevée dans les matériaux 3d (Fe, Co, Ni) et définit l'ordre magnétique dans les matériaux. [13]

II.8.2.L'énergie magnétostatique

Elle résulte des interactions entre chaque moment atomique le champ \vec{B}_i créée \rightarrow par les atomes voisins, où est plongé un moment m_i , l'expression de son énergie potentielle magnétostatique est donnée par la loi d'aimantation statique : [6]

$$U_i = -\vec{m}_i \cdot \vec{B}_i \quad (II.14)$$

II.8.3 Energie d'anisotropie magnéto cristalline

L'énergie interne du cristal varie avec l'orientation de la polarisation \vec{J} . En d'autres termes, il existe des directions cristallographiques privilégiées, dans lesquelles les moments s'orientent de préférence, les arêtes de la maille cubique par exemple dans le cas du fer. On les appelle des directions de facile aimantation. Pour amener l'aimantation dans une autre direction moins favorable, il faut fournir au cristal une énergie supplémentaire apportée par le champ magnétique extérieur appliqué, et qui sert à vaincre les forces internes dues à l'anisotropie magnéto cristalline.

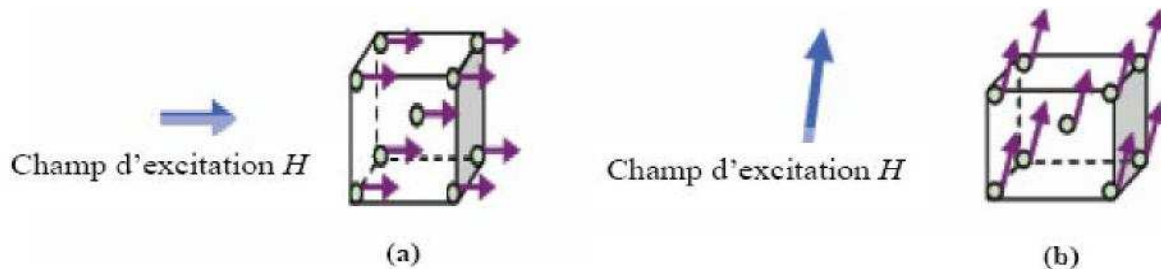


Figure II.5 : le champ d'excitation H

Dans le cas de la Figure (II.5.a), l'énergie à fournir est la plus faible car la direction du champ d'excitation est la même que celle de l'axe de facile aimantation.

Dans le cas de la Figure (II.5.b), l'énergie à fournir est plus importante car la direction du champ d'excitation est quelconque. [5]

II.8.4. Energie magnétostrictive

Le processus d'aimantation induit des déformations dans la structure du matériau .il agit souvent de déformations très faibles, mais qu'on ne peut pas ignorer.

Il s'agit d'un effet très anciennement connu. Dès 1842, le physicien anglais Joule a montré, qu'un barreau de fer soumis à un champ d'excitation croissant commençait par s'allonger spontanément et ensuite raccourcissait progressivement. [2]

II.9. Expression de l'énergie d'anisotropie magnéto cristalline

Toutes les directions équivalentes d'un cristal doivent avoir la même énergie interne. Aussi les expressions analytiques rendant compte de l'énergie d'anisotropie dépendent nécessairement du système cristallin auquel appartient le matériau magnétique considéré.

a) Cas des systèmes cubiques

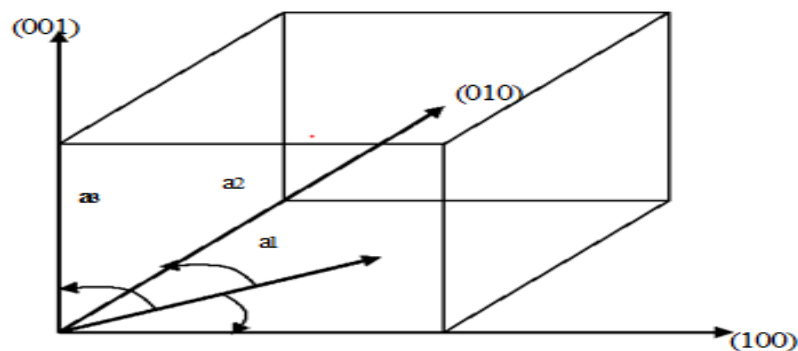


Figure II.6 : Principaux axes cristallographiques d'une structure cubique

a_1, a_2, a_3 sont les angles que fait le vecteur de polarisation spontanée avec les axes cristallographiques.

L'énergie d'anisotropie est donnée par :

$$U_k = K_1(a_1^2 a_2^2 + a_2^2 a_3^2 + a_3^2 a_1^2) + K_2 a_1^2 a_2^2 a_3^2 + \dots \quad (\text{II.15})$$

a_1, a_2, a_3 sont appelés les cosinus directeurs de la polarisation J

K_1, K_2 sont des coefficients appelés constantes d'anisotropie variable avec la température.

Si K_1 est positif, les directions faciles sont les arêtes (cas du fer), alors que pour K_1 négatif, les directions faciles sont les grandes diagonales (cas nickel).

b) Cas des systèmes de basse symétrie

Dans le cas de systèmes à plus basse symétrie (cas du cobalt par exemple qui cristallise dans le système hexagonal compact), on a alors un axe privilégié et l'énergie d'anisotropie est donnée par :

$$U_k = K_1 \sin^2 \theta + k_2 \sin^4 \theta + \dots \quad (\text{II.16})$$

Où θ représente l'angle entre la direction d'aimantation et l'axe principal. [5]

II.11 .Aimantation des matériaux ferromagnétique et cycle d'hystérésis

En appliquant à un matériau ferromagnétique un champ magnétique, la variation de l'aimantation d'un échantillon ferromagnétique est due au déplacement de Ces défauts augmentent l'énergie nécessaire pour la magnétisation du matériau. En prenant un matériau magnétique qui n'a jamais été soumis à l'action d'un champ magnétique, l'aimantation en fonction de l'intensité du champ magnétique appliqué passe par trois étapes :

Etape 1: Au fur à mesure que le champ augmente, les parois de blocs ont d'abord un mouvement dit élastique réversible. L'énergie est insuffisante pour franchir la barrière de potentiel créée par le défaut où est ancrée la paroi .Le matériau peut donc retourner à son état magnétique initial si le champ appliqué est nulles (Figure I.8)

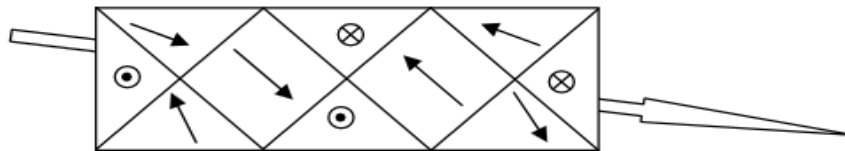


Figure II.8 : Début d'aimantation d'un matériau ferromagnétique (aimantation réversible)

- **Etape 2 :**

Lorsque l'énergie du système devient suffisante pour franchir la première barrière de potentiel, le mouvement des parois devient irréversible, c'est-à-dire que le matériau ne peut pas retourner a son état magnétique initial et ce même si on annule le champ appliqué. L'aimantation résiduelle est dite aimantation rémanente, due au faite que les domaines ne peuvent revenir à leurs positions initiales. Pour annuler cette aimantation, il faudrait donc fournir une énergie pour forcer les domaines à revenir à leurs positions initiales et cela en appliquant un champ magnétique de sens inverse à celui qui a Engendré l'aimantation rémanente, ce champ est dit champ coercitif (figure II.9)

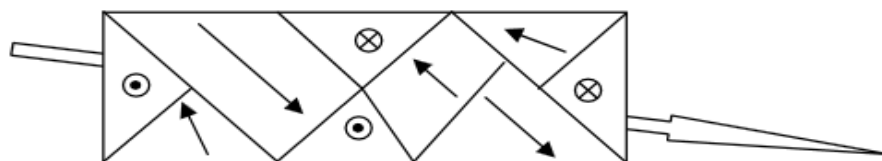


Figure II.9: Début de l'aimantation irréversible

- **Etape 3 :**

Tous les moments spontanés de tous les domaines sont orientés dans le même Sens, comme si le matériau n'est qu'un même domaine. Cependant l'aimantation Globale du matériau n'est pas colinéaire avec le champ appliqué (figure II.10)

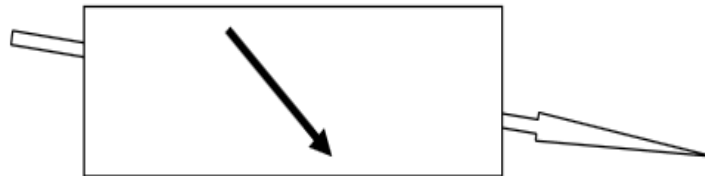


Figure II.10 : Aimantation de tout le matériau

- **Etape 4 :**

Aussi l'augmentation de l'intensité de champ appliqué engendra la rotation de l'aimantation pour s'aligner sur le champ. on parle alors d'aimantation à saturation (figure II.11)

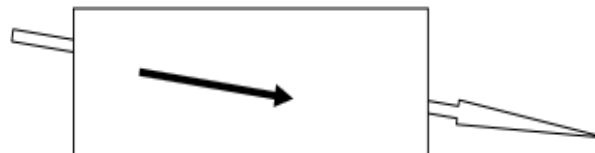


Figure II.11 : Alignement, par rotation, de tous les moments des domaines du matériau sur le champ externe.

Compte tenu de ces données, la réponse du matériau en induction à l'application d'un champ sinusoïdale de faible fréquence et d'amplitude capable de saturer l'échantillon est donné qualitativement à la figure (II.12)

OA : le mouvement des parois est réversible.

AB : le mouvement des parois est irréversible.

BC : rotation de l'aimantation pour s'aligner sur le champ magnétique appliqué.

CD : En annulant le champ appliqué, il reste une aimantation résiduelle dite aimantation rémanente

DE : pour annuler cette aimantation il faudrait donc fournir une énergie en appliquant un champ magnétique de sens inverse de celui qui a engendré l'aimantation rémanente, le champ capable d'annuler cette aimantation est dit champ coercitif.

La partie EF et similaire à la partie HC avec une polarisation inverse.

La partie FGH et similaire à la partie CDE avec une polarisation inverse.

La partie OABC est dite courbe de première aimantation.

La partie CDEFGHC est dite cycle majeur d'hystérésis.

La partie CDEF est dite branche descendante du cycle majeur d'hystérésis.

La partie FGHC est dite branche ascendante du cycle majeur d'hystérésis.

Si le champ maximal, H_{\max} , appliqué n'est pas suffisant pour saturer le matériau, Le cycle d'hystérésis engendré est dite cycle mineur centré. [14]

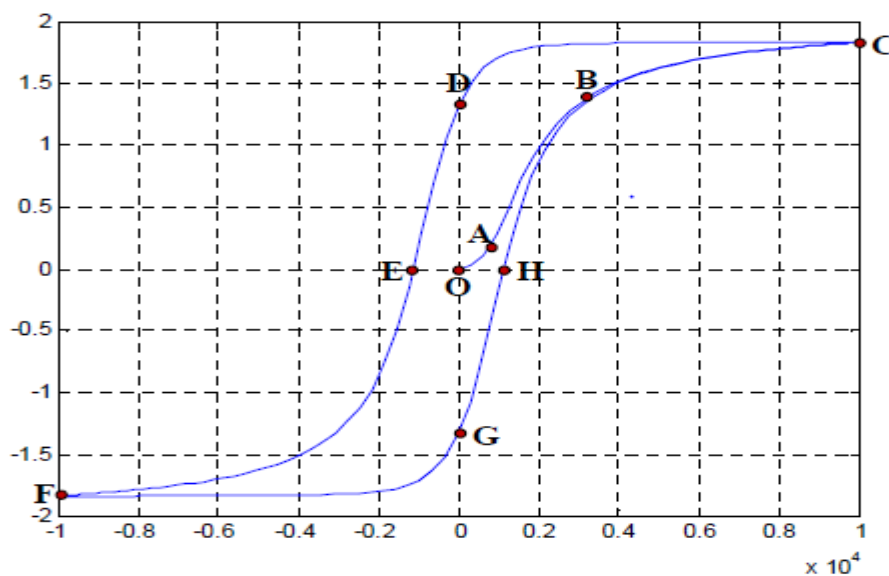


Figure II.12 : différents étapes d'un cycle d'hystérésis magnétique

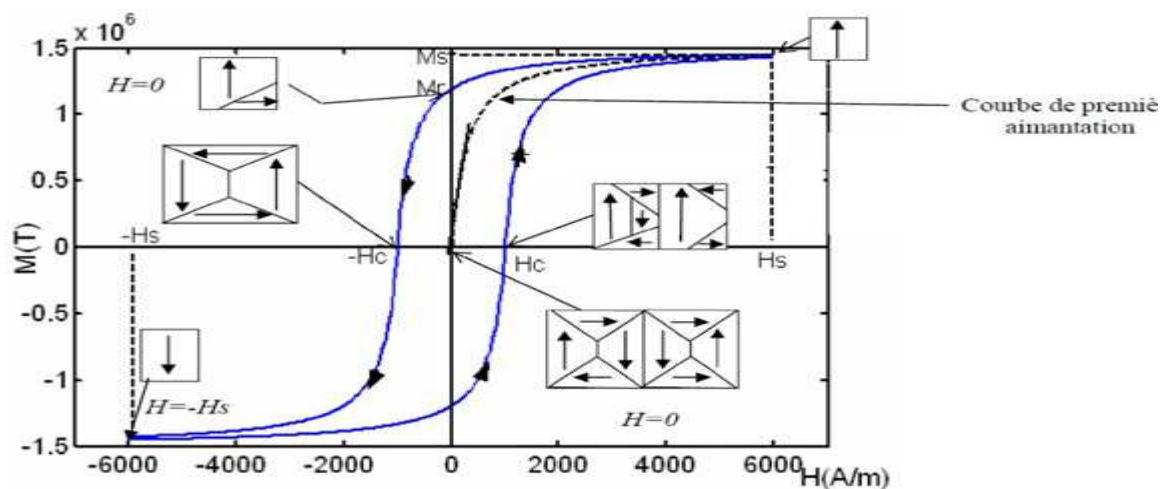


Figure II.13 : Cycle d'hystérésis d'un matériau aimanté

II.12. Classification des matériaux ferromagnétiques

1. Matériaux magnétiques doux

Un matériau ferromagnétique doux est caractérisé par une perméabilité relative élevée et un champ coercitif faible et il présente un cycle d'hystérésis étroit. On l'utilise notamment comme conducteur de flux pour transmettre une information ou convertir de l'énergie. Matériaux (ex: Fer) qui possèdent une aimantation rémanente facile à annuler (H_c est petit) leur aimantation peut donc être facilement modifiée ce qui diminue d'autant les pertes par hystérésis. Ces matériaux sont donc utilisés dans les nombreux appareils où le champ magnétique varie (transfo, électro-aimant, ...). [5]

2. Matériaux magnétiques durs

Les matériaux durs sont des matériaux qui présentent une forte aimantation rémanente et difficile à annuler (H_C est grand). Ils sont utilisés pour faire des aimants permanents (ex : acier). Ce sont des matériaux qui présentent un cycle d'hystérésis très large ($104 \text{ A/m} < H_C < 106 \text{ A/m}$). Ils sont utilisés en général comme aimant. On les utilise dans le 2^{ème} quadrant ($B > 0$ et $H < 0$). H_C devient alors le champ démagnétisant à ne pas dépasser. [15]

II.13. Les alliages dans les aciers

Bien que le fer soit un élément fondamental pour son moment magnétique intrinsèque, il n'est pratiquement jamais utilisé pur en construction électrique, mais la plupart du temps en association avec d'autres éléments d'alliage couramment utilisés. Il s'agit essentiellement du silicium, associé éventuellement à un peu d'aluminium.

II.13.1. Les alliages fer-nickel

Les alliages Fe Ni (plus additions éventuelles) doivent leurs performances élevées à la structure cfc (cubique à face centrée) qui apparaît dès 25-30% Ni qui reste stable lors du traitement thermique. Cette structure est de plus facile à laminier jusqu'à de très faibles épaisseurs (25 μm).

Une anisotropie magnéto cristalline bien modeste caractérise ces alliages. 40 à 50 fois plus faible que celle du fer, et surtout elle s'annule pour une composition voisine de 75% de nickel. Il s'agit là d'une propriété exceptionnelle, aux conséquences pratiques considérables pour la mise au point des alliages à très grande perméabilité.

Les applications sont alors très variées allant de l'électrotechnique miniature au transformateur de signaux en passant par les relais haute sensibilité et les tores de détection de défaut électrique.

II.13.2. Les alliages fer-cobalt

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

On note aussi que l'anisotropie de l'alliage à 50% de cobalt est bien inférieure à celle du fer pur. Ces caractéristiques favorables laissent espérer des performances exceptionnelles au sein des matériaux magnétiques destinés à la construction électrique. Ces alliages révèlent malheureusement d'une métallurgie si compliquée.

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

II.13.3. Les alliages fer-silicium, aluminium

Le premier avantage des alliages fer-silicium réside dans leur conductibilité électrique considérablement réduite. Or, on sait que ce sont les courants induits qui freinent les déplacements des parois dans tous le processus d'aimantation. L'expérience montre que les éléments d'addition silicium et aluminium sont effectivement les plus efficaces pour obtenir une augmentation de la résistivité électrique du métal.

Le fer pur a un comportement cristallographique compliqué, puisqu'il change de structure cristalline entre 910 et 1400°C. Il passe de l'état cubique centré (ferrite ou Fe α) à l'état cubique à faces centrées (austénite ou Fe γ). L'addition de silicium et d'aluminium augmente la stabilité de la phase α . Le fait que le métal conserve sa structure (α) quelle que soit la température facilite les traitements thermiques de l'alliage.

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

L'addition de silicium entraîne une diminution sensible de l'anisotropie magnéto cristalline du fer. La rotation des moments s'en trouve donc facilitée.[3]

II.14. Domaine d'utilisation

Le fer-silicium est comme un circuit magnétique dans un régime alternatif sous forme de circuit feuillète. A cette effet, il faut assurer une bonne isolation entre les tôles et un bon facteur de remplissage, Les deux principales utilisation des tôles Fe-Si sont :

II.14.1. Les transformateurs

La direction de l'induction B dans les transformateurs est fixe en chaque point sauf au niveau des coins où elle est tournante. Sa variation temporelle est de type sinusoïdal. Les tôles à grain orientés (GO) sont les mieux adaptées pour la construction des transformateurs.

II.14.2. Les machines tournantes « moteur, générateur »

Les tôles Fe-Si à grain orienté ne représentent aucun intérêt pour les moteurs, puisque l'induction est tournante dans les machines, c'est-à-dire que l'induction dans le fonctionnement de la machine occupe en effet toutes les directions. Dans ces cas, ce sont les tôles à grains non orientés (GNO) qui sont les plus adaptées lors de la construction de ces machines. [6]

II.15. Les tôles magnétiques

II.15.1. Les tôles en fer et fer silicium à grains non orientés

Ces tôles sont utilisées pour la construction de tous les circuits magnétiques feuilletés, fonctionnant en régime d'induction variable (à l'exclusion des noyaux des transformateurs, pour lesquels on utilise des tôles à grains orientés).

II.15.2. Les tôles fer-silicium à grain orientés

Il s'agit de tôles généralement obtenues par laminage à froid jusqu'à l'épaisseur souhaitée. Elles sont utilisées pour les circuits magnétiques des transformateurs, cette tôle acquiert très facilement une aimantation importante parallèlement à sa direction de laminage. [2]

II.6. Pertes dans les matériaux magnétiques

II.16.1. Pertes par hystérésis

Les pertes par hystérésis sont la conséquence des mouvements des parois de Bloch. En fait, à chaque cycle complet d'hystérésis, il se produit une perte d'énergie due au travail des forces de freinage agissant sur les parois de Bloch en mouvement. La quantité d'énergie dissipée par mètre cube est égale à la surface du cycle d'hystérésis.

II.16.2. Pertes par courants de Foucault

On appelle pertes par courant de Foucault, les pertes par effet Joule résultant des courants créés dans toute la matière conductrice, par un flux variable. [5]

II.16.3. Les pertes supplémentaires ou par excès

Les pertes supplémentaires peuvent être considérées comme des pertes résiduelles ou anormales dues au non sinusoidalité de l'induction B , plus des pertes par trainage dues au retard de l'induction par rapport au champ appliqué. Les pertes supplémentaires sont obtenues par la différence entre les pertes dynamiques et les pertes par courant de Foucault : [6]

$$P_{dy} = P_{fer} - P_h \quad [II.17]$$

Conclusion

Le but de ce chapitre était tout d'abord de présenter différentes notions fondamentales de la physique des matériaux magnétiques, leurs classifications, leurs différents alliages et des pertes.

Dans le cas des machines électriques c'est les matériaux ferromagnétiques sont les plus utilisés.

Les matériaux magnétiques sont incontournables dans la réalisation des dispositifs électromagnétiques, si l'on veut obtenir des performances appréciables.

Le chapitre suivant portera sur les équations qui régissent les phénomènes électromagnétiques

III.1.Introduction

Le mot « électricité » provient du mot grec « elektron » qui signifie ambre. Selon l'histoire des sciences, le premier scientifique à s'être intéressé aux phénomènes électriques et magnétiques fut le grand philosophe Thalès de Milet né en Ionie (Côté Ouest de la Turquie actuelle). Ses réflexions portèrent sur des expériences réalisées avec de l'ambre (phénomènes électriques) et sur la magnétite (phénomènes magnétiques). Avant le génie James Clerk Maxwell (1831-1879), physicien et scientifique écossais, les phénomènes électriques et magnétiques étaient séparés et décrits par des phénomènes distinctes.

Maxwell, à travers quatre équations fondamentales dites « les équations de Maxwell », réunit sous une même théorie l'ensemble de ces types de phénomènes, aboutissant ainsi à l'unification des phénomènes électriques et magnétiques. Depuis ce jour l'électromagnétisme est né. [16]

III.2.L'électromagnétisme

III.2.1. Equations générales de MAXWELL

Les équations de MAXWELL sont la formulation mathématique complète qui régit tous les phénomènes électromagnétiques de tous dispositifs. Ces équations sont généralement interdépendantes de fait car que les phénomènes magnétiques et électriques sont couplés.

Ainsi qu'elles sont valables dans les différents milieux (air, milieu non homogènes, non linéaires et anisotropes...). Ces équations s'écrivent sous deux formes équivalentes qui sont :

III.2.2. Forme différentielle des équations de Maxwell

- Equation de Maxwell-Gauss :

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

- Equation de Maxwell-Faraday :

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

- Equation de conservation du flux magnétique :

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

- Equation de Maxwell-Ampère :

$$\left. \begin{array}{l} \overrightarrow{\text{Rot}} \vec{H} = \vec{J}_{total} \\ \vec{J}_{total} = \vec{J}_c + \vec{J}_D \end{array} \right\} \quad \overrightarrow{\text{Rot}} \vec{H} = \vec{J}_c + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{III.4})$$

Lois constitutives des milieux $B = \mu(H).H$ ou $H = \nu(B) . B$

$\vec{D} = \epsilon \vec{E}$ où, $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$

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

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

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

\vec{D} : Vecteur induction électrique (vecteur déplacement électrique [C/m²])

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

\vec{J}_c : Vecteur densité du courant électrique de conduction [A/m²]

\vec{J}_D : Vecteur densité du courant électrique de déplacement [A/m²]

ϵ : Permittivité électrique [F/m]

μ : Perméabilité magnétique [H/m]

σ : Conductivité électrique [S / m]

ν : Réductivité magnétique [m/H]

À ces équations doit être associé la loi d'ohm généralisée :

Avec :
$$\vec{J}_c = \vec{J}_{ex} + \sigma \vec{E} + \sigma(\vec{u} \wedge \vec{B}) \quad (\text{III.5})$$

\vec{u} : Vecteur vitesse des pièces conductrices susceptible de se déplacer [m /s]

σ : Conductivité électrique [s/m]

\vec{J}_{ex} : Densité du courant d'excitation (source) [A/m²]

$\sigma \vec{E}$: Densité des courants induits du champ électrique E [A/m²]

$\sigma(\vec{u} \wedge \vec{B})$: Densité des courants induits par mouvement [A/m²] [17]

III.2.3. Forme intégrale des équations de maxwell :

La première équation de maxwell est la génération du théorème de Gauss d'après ce dernier nous avons :

$$\iint_s \vec{D} \cdot \vec{ds} = \iiint_V \rho dV \quad (\text{III.6})$$

Aussi :

$$\iiint_V (\vec{\nabla} \cdot \vec{D}) \cdot d\vec{v} = \iiint_V \rho \cdot d\vec{v} \quad (\text{III.7})$$

$d\vec{V}$: Élément du volume m^3 .

ρ : La densité de charge volumique C/m^3 .

$d\vec{s}$: Élément de surface m^2 .

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

$$\int_c E \cdot d\vec{l} = - \frac{\partial}{\partial t} \left(\iint_s \vec{B} \cdot d\vec{s} \right) \quad (\text{III.8})$$

Avec :

$$\Phi = \iint_s \vec{B} \cdot d\vec{s} \quad (\text{III.9})$$

Φ : Flux magnétique traversant la section s .

$d\vec{l}$: Élément de longueur m .

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

$$\iint_s \vec{B} \cdot d\vec{s} = 0 \quad (\text{III.10})$$

La quatrième équation de maxwell est la généralisation de la loi d'ampère pour les champs dynamiques

D'après le théorème d'ampère on a :

$$\oint_c \vec{H} \cdot d\vec{l} = \iint_s \left(\vec{J}_c + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) \cdot d\vec{s} \quad (\text{III.11})$$

III.2.3. Tableau récapitulatif des équations de Maxwell

Ce tableau est une récapitulation des différentes équations de l'électromagnétisme (équations de Maxwell) : [6]

Equations	Forme locale	Forme intégrale
Première équation	$\text{Div } \vec{D} = \rho$	$\iint_s \vec{D} \cdot \vec{ds} = \iiint_v \rho dV$
Deuxième équation	$\overrightarrow{\text{Rot}} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$	$\int_c \vec{E} \cdot d\vec{l} = -\frac{\partial}{\partial t} (\iint_s \vec{B} \cdot \vec{ds})$
Troisième équation	$\text{Div } \vec{B} = 0$	$\iint_s \vec{B} \cdot \vec{ds} = 0$
Quatrième équation	$\overrightarrow{\text{Rot}} \vec{H} = \vec{J}_c + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$	$\oint_c \vec{H} \cdot d\vec{l} = \iint_s (\vec{J}_c + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}) \cdot \vec{ds}$

Ces équations ne suffisent pas pour résoudre les problèmes électromagnétiques, il faut associer les relations qui définissent le comportement des milieux à étudier [2]

III.3.Loi d'Ohm

D'après la loi d'Ohm, appliquée à un conducteur parcouru par un courant I, la tension à ses bornes s'écrit :

$$\mathbf{V} = \mathbf{R} \cdot \mathbf{I} \quad (\text{III.12})$$

\mathbf{V} = potentiel électrique [V].

\mathbf{R} = résistance [Ω].

$$R = \frac{L}{\sigma \cdot S} \Rightarrow V = \frac{L}{\sigma \cdot S} \cdot I \Rightarrow \frac{V}{L} = \frac{I}{\sigma \cdot S} \quad (\text{III.13})$$

\mathbf{I} = courant [A].

$\frac{I}{S}$ = la densité de courant [A/m].

$\frac{V}{L}$ = champ électrique.

σ = conductivité électrique.

L = longueur du conducteur.

S = section du conducteur.

$$\Rightarrow \vec{E} = \frac{\vec{J}}{\sigma} \quad \Rightarrow \quad \vec{J} = \sigma \vec{E}$$

Avec courant source :

$$\vec{J} = \sigma \cdot \vec{E} + \vec{J}_s \quad (\text{III.14})$$

■ Un vecteur peut être un rotationnel si sa divergence est nulle, c'est le cas pour l'induction magnétique. D'après l'équation (III.3) qui traduit la conservation du flux magnétique, on a :

$$\text{div } \vec{B} = 0 \Rightarrow \exists \vec{A} / \vec{B} = \text{rot } \vec{A} \quad (\text{III.15})$$

A = potentiel vecteur magnétique [T.m].

■ Un vecteur peut être un gradient si son **rotationnel est nul**, en électrostatique en posant $\frac{\partial}{\partial t} = 0$ l'équation (III.2) s'écrit comme suite :

$$\text{rot } \vec{E} = 0 \Rightarrow \exists V / \vec{E} = -\text{grad } V$$

V = potentiel électrique scalaire [V]. [18]

III.4. 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 .

a). Cas d'un milieu magnétique linéaire

avec :

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (\text{III.16})$$

$$\mu = \mu_0 \mu_r$$

μ : Perméabilité magnétique absolue [H/m].

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

μ_r : Perméabilité magnétique relative du milieu considéré.

b). Cas d'un milieu diélectrique linéaire :

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad (\text{III.17})$$

Avec : $\epsilon = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r$

ϵ : Permittivité électrique absolu [F/m].

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

ϵ_r : Permittivité relative du milieu considéré.

Dans le cas où le milieu considéré est à comportement non linéaire, les relations (III.16) et (III.17) devient respectivement :

$$\vec{B} = \mu(\|\vec{H}\|) \times \vec{H} \quad (\text{III.18})$$

$$\vec{D} = \epsilon(\|\vec{E}\|) \times \vec{E} \quad (\text{III.19})$$

c). Pour un aimant permanent [16]

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{M} \quad (\text{III.20})$$

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

III.5. Méthodes numériques

Les méthodes numériques ont pris un essor considérable avec l'avènement des moyens informatiques, dans les années 50. Celles ci sont d'autant plus utilisées que les configurations à traiter sont complexes. Parmi ces méthodes on trouve la méthode des différences finies, la méthode des éléments finies et la méthode des intégrales de frontières.

III.5.1. Méthode des différences finies

La méthode des différences finies est la plus simple et historiquement la première [2], elle permet d'obtenir une approximation d'une dérivée [31] par une différence de valeurs de

l'inconnue à déterminer en un certain nombre de points du domaine de résolution.

Si $f(p)$ est une fonction du paramètre scalaire p , une approximation de sa dérivée première s'obtient par :

$$\frac{df}{dp} \approx \frac{\Delta f}{\Delta p} = \frac{f(p + \Delta p) - f(p)}{\Delta p} \quad (\text{III.21})$$

Cette approximation est simple et générale, cela revient à considérer une combinaison linéaire des valeurs de l'inconnue au point considéré et au point environnant. Ceci mène à un système linéaire ou non linéaire d'équations qui peut être résolu. Cette méthode est rarement utilisée à cause de son maillage qui s'adapte mal aux géométries à frontières complexes et à cause de l'importance de la taille des systèmes algébriques, ce qui induit un temps de résolution important et une précision des calculs coûteuse [32].

III.5.2. Méthode des intégrales de frontières

La méthode des intégrales de frontières a été utilisée dans le domaine numérique pour la résolution des équations de Maxwell par C.W Trowbridge et son groupe. Elle permet la détermination des grandeurs inconnues sur la frontière du domaine et ne s'applique que dans

le cas où le milieu considéré est linéaire. Cette méthode trouve son application lorsque les fréquences de travail sont très importantes car la profondeur de pénétration devient très faible vis-à-vis des autres dimensions géométriques du dispositif étudié et une discrétisation en éléments finis ferait aboutir à des difficultés insurmontables à cause du grand nombre d'éléments nécessaires à cette discrétisation. Cette méthode présente l'avantage de prendre en compte des domaines infinis, une taille de systèmes algébriques réduite et donc un temps de calcul minime. Comme elle présente l'inconvénient de ne résoudre que les problèmes linéaires et une imprécision due à la considération des courants surfaciques.

III.5.3. Méthode des éléments finis

Dès les années 1960, la méthode des éléments finis est devenue, par sa souplesse d'emplois et sa très grande généralité, une méthode numérique indispensable pour la résolution des problèmes aux dérivées partielles en électromagnétisme. Le développement de

cette méthode permet actuellement de traiter différents types de problème couplé : magnétothermique, électrique magnétique, électromagnétique-mécanique et magnétohydrodynamique [19]

III.5.3.1.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. [15]

III.5.3.2.Les principales équations de la physique mathématique

Les différentes équations aux dérivées partielles régissant la plupart des phénomènes physiques sont de trois types [2]

III.5.3.2.1 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 :

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0 \quad (\text{III.22})$$

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

III.5.3.2.2. 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 :

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} - \frac{\partial \varphi}{\partial t} = 0 \quad (\text{III.23})$$

III.5.3.2.3.Equations de type hyperbolique

Ce type d'équations traite les problèmes de propagation d'onde et il est régi par l'équation suivante :[15]

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

III.5.4.Les conditions aux limites

Pour la résolution des équations aux dérivées partielles électromagnétiques, il est inévitable d'associer les conditions aux limites du domaine d'étude à ces équations.

En électromagnétisme on a quatre types de conditions :

a. Condition de Dirichlet

Elle impose les valeurs du potentiel vecteur magnétique (A) aux bords du domaine d'étude, ces valeurs sont prises nulles par la considération de l'infini.

b .Condition de Neumann

Elle est utilisée dans le cas où le système à étudier présente des plans de symétrie. le problème impose les valeurs de A aux bords du domaine et celle de $\partial A/\partial n$ aux niveaux des plans de symétrie (plan de coupe) ou \mathbf{n} représente la normale au plan de coupe.[17]

c. Condition Dirichlet et Neumann

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

$$\text{Où :} \quad \alpha A + \beta \frac{\partial A}{\partial n} = \gamma \quad (\text{III.25})$$

α , β et γ sont des constantes.

A : l'inconnu du problème.

d. Condition de périodicité et d'anti-périodicité

Appliquée surtout dans le cas des machines tournantes et linéaires, du faite de la périodicité de la distribution du champ magnétique.

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

Elle s'exprime comme suit :

$$A|_{\Gamma} = K \cdot A|_{\Gamma+d\Gamma} \quad (\text{III.26})$$

A :Fonction inconnue.

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

Si: $K=1$, Condition périodique.

Si: $K=-1$, Condition anti-périodique.[3]

III.5.5.Formulation élément finis des équations électromagnétiques

Le principe de cette méthode est basé sur une formulation intégrale du problème aux dérivées partielles et de leurs conditions aux limites. Cette formulation peut être de type variationnelle ou résidus pondérés.

III.5.5.1. Formulation variationnelle

La formulation variationnelle nécessite la connaissance à priori de la fonctionnelle d'énergie du système à étudier. celle-ci est déterminée à partir de l'action Hamiltonienne qui stipule l'existence d'une fonctionnelle de type intégrale définie par:

$$F(A) = \int_{\Omega} L d\Omega \quad (\text{III.27})$$

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

Ω : est le domaine d'étude

Avec :

$$L = WC - WP \quad (\text{III.28})$$

WC: énergie de type cinétique.

WP : énergie de type potentiel.

III.5.5.2. Formulation résidus pondérés

Cette formulation est basée sur un théorème de l'espace de « Hilbert » qui stipule que seul le vecteur nul est orthogonal à tous vecteurs de l'espace. cette méthode est basée sur la détermination du résidu par :

$$R = L(a) - f \quad (\text{III.29})$$

R : est le résidu de l'approximation.

L (a) : opérateur différentiel.

f : fonction définie sur le domaine d'étude Ω .

a : inconnue.

A l'aide de fonctions de pondérations bien choisies, on impose à l'intégrale du résidu de s'annuler en n points du domaine Ω .

ϕ_i : Fonction de pondération ou de projection.

Les valeurs de a qui permettent d'annuler l'intégrale sont solution du système algébrique obtenu. [19]

III.5.6. Discrétisation du domaine d'étude

La méthode des éléments finis consiste à subdiviser le domaine étudié en éléments simples, appelés éléments finis, et à approximer l'inconnu sur chaque élément par les fonctions d'interpolation. Ces fonctions sont généralement des polynômes de Lagrange de degré un ou deux.

En général la subdivision est triangulaire et de premier ordre (figure III.1), cette subdivision a l'avantage de s'adapter à toute configuration géométrique et permet de traiter des expressions simples.

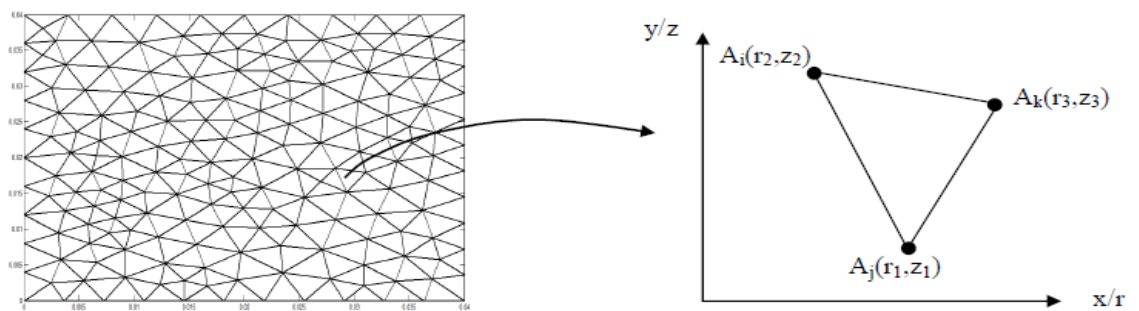


Figure III.1 : Discrétisation du domaine

L'approximation polynomiale de l'inconnu dans le cas cartésien et axisymétrique, est donnée comme suit :

$$A = \begin{cases} A_z(x,y) = a + bx + cy & \text{Coordonnées cartésiennes} \\ A_\phi(r, z) = a + br + cz & \text{Coordonnées cylindriques. [20]} \end{cases} \quad (III.30)$$

a. Éléments de références

Le maillage consiste à discrétiser le domaine de l'objet analysé, qui peut être à une, deux ou trois dimensions, en un ensemble d'éléments finis de forme simple. Ces éléments peuvent être des segments, des triangles, des quadrilatères, des parallélépipèdes, des prismes... etc..., selon le domaine à discrétiser [2]

a.1.Éléments à une dimension (1D)

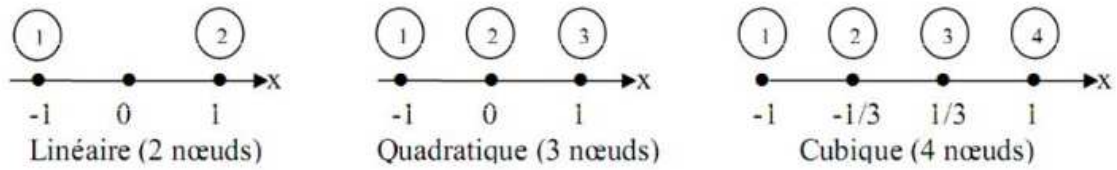


Figure III.2 : différents éléments 1D

a.2.Éléments à deux dimensions (2D)

➤ Éléments triangulaires

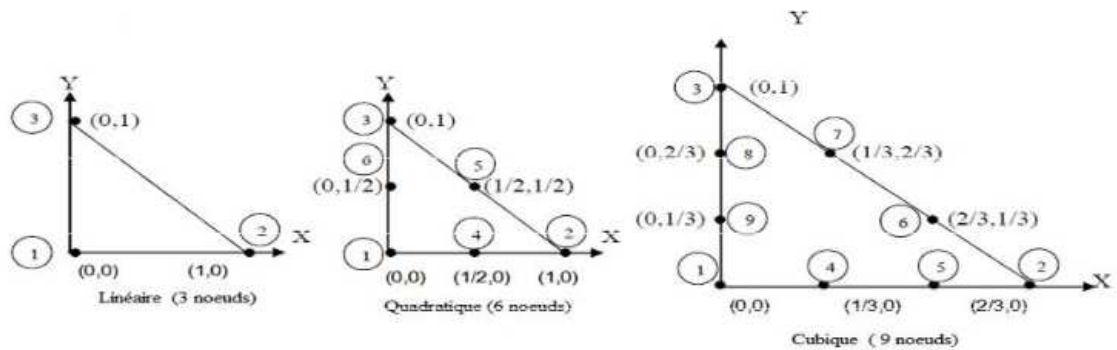


Figure III.3 : différents éléments 2D triangulaires

➤ Éléments carrés

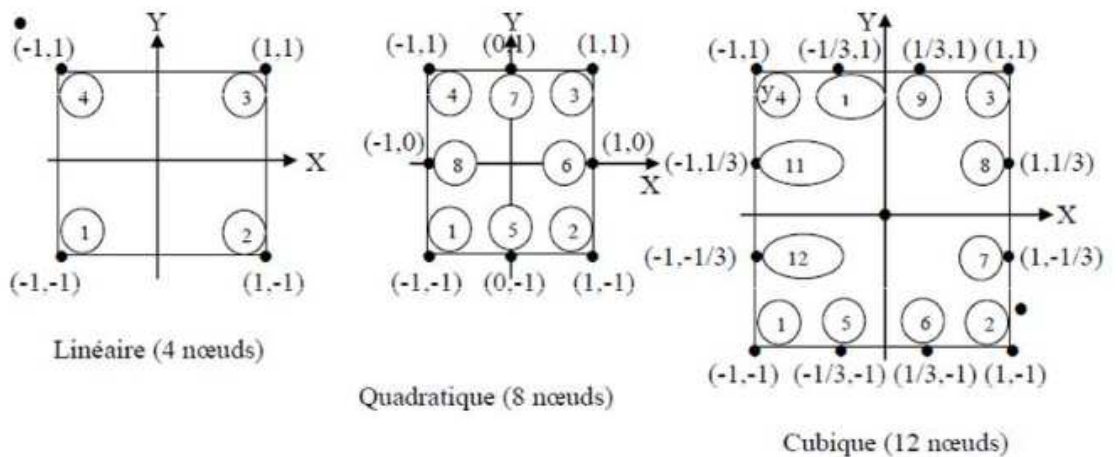


Figure III.4 : Différents éléments 2D carrés

a.3.Éléments à trois dimensions (3D)

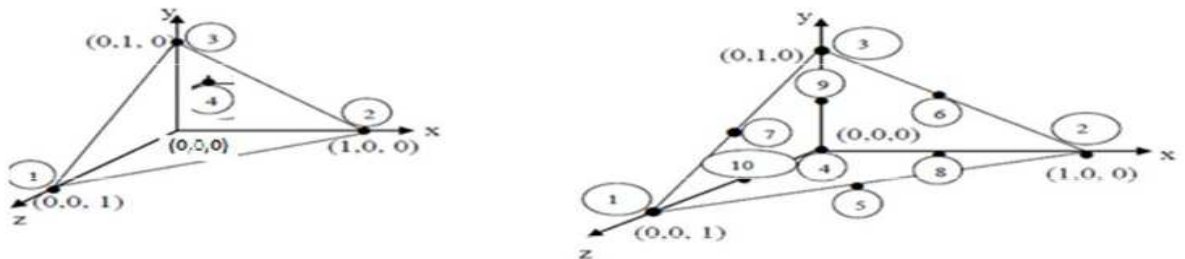


Figure III.5: Différents éléments 3D

b. Fonctions d'interpolations

Les fonctions d'interpolation sont obtenues à partir du triangle de PASCAL, donné ci-dessus:

$$\begin{aligned}
 &1 \text{ ————— Ordre 0} \\
 &U \ V \text{ ————— Ordre 1} \\
 &U^2 \ UV \text{ ————— Ordre 2} \\
 &U^3 \ U^2V \ UV^2 \ V^3 \text{ ————— Ordre 3}
 \end{aligned}$$

Figure III.6 : Triangle de PASCAL

La construction de ces fonctions doit vérifier les conditions suivantes:

- Principe de l'état complet
- Principe de compatibilité.

b.1.Principe de l'état complet

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

[21]

b.2.Principe de compatibilité

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

$$A(U,V) = a + bU + cV + dUV + eU^2 + fV^2 \tag{III.31}$$

La base polynomiale sera alors :

$$P = [1 \ U \ V \ UV \ U^2 \ V^2] \begin{pmatrix} a \\ b \\ c \\ d \\ e \\ f \end{pmatrix}$$

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 suivante :

$$U(x) = [\Phi_1 \ \Phi_2 \ \dots \ \Phi_n] \cdot \begin{pmatrix} U_1 \\ U_2 \\ \cdot \\ \cdot \\ U_n \end{pmatrix} = \Phi \cdot U \tag{III.32}$$

Avec :

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

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

$U_1 \ U_2 \ \dots \ U_n$: les variables associées aux nœuds du domaine. [15]

III.6.Méthode de Galerkin

Cette méthode consiste à choisir des fonctions de pondérations identiques aux fonctions de forme. On utilise cette méthode dans des problèmes magnéto-statique et magnéto-dynamique avec l'existence d'une source de courant, formulés en terme de potentiel vecteur \vec{A} . [2]

a. Modèle magnétostatique 2D

$$\vec{\nabla} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{A}) = \vec{J}_s \quad (\text{III.33})$$

➤ **Cas cartésien:** On a l'équation magnétostatique suivante:

$$\text{D'où : } \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\nu \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) \right] = -J_{sz} \quad (\text{III.34})$$

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

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

\vec{J}_{sz} : Vecteur de densité source A/m².

En utilisant la méthode de Galerkin on aura :

$$\int R_i \Psi_i d\Omega = 0 \quad (\text{III.35})$$

$$R_i = \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\nu \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) \right] + J_{sz} \quad (\text{III.36})$$

On aura :

$$\iint_{\Omega} \Psi_i \left[-\frac{\partial}{\partial x} \left(\nu \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) \right] dx dy = \iint_{\Omega} \Psi_i J_{sz} dx dy \quad (\text{III.37})$$

En appliquant le théorème de Green nous obtenons :

$$\iint_{\Omega} \Psi_i \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) \right\} dx dy = C$$

$$C = -\iint \nu \left(\frac{\partial \Psi_i}{\partial x} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial x} + \frac{\partial \Psi_i}{\partial y} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) dx dy + \int \left(\nu \frac{\partial A_z}{\partial n} \Psi_i \right) d\Gamma \quad (\text{III.38})$$

Avec :

Ψ_i : Fonction de forme

Γ : La frontière du domaine Ω .

En introduisant (III.35) dans (III.34) on aura :

$$-\iint \nu \left(\frac{\partial \Psi_i}{\partial x} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial x} + \frac{\partial \Psi_i}{\partial y} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) dx dy + \int \left(\nu \frac{\partial A_z}{\partial n} \Psi_i \right) d\Gamma = -\iint_{\Omega} J_{sz} \Psi_i dx dy \quad (\text{III.39})$$

$$\iint \nu \left(\frac{\partial \psi_i}{\partial x} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial x} + \frac{\partial \psi_i}{\partial y} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) dx dy - \int \left(\nu \frac{\partial A_z}{\partial n} \psi_i \right) d\Gamma = \iint_{\Omega} J_{sz} \psi_i dx dy \quad (\text{III.40})$$

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.37) devient:

$$\iint \nu \left(\frac{\partial \psi_i}{\partial x} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial x} + \frac{\partial \psi_i}{\partial y} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) dx dy = \iint_{\Omega} J_{sz} \psi_i dx dy \quad (\text{III.41})$$

En écriture condensée de (III.38), on aura :

$$\iint_{\Omega} \nabla \vec{\psi}_i \cdot \nabla \vec{A}_z dx dy = \iint_{\Omega} \mu J_{sz} \psi_i dx dy \quad (\text{III.42})$$

Avec : $\nu = \frac{1}{\mu}$

Sachant que :

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

Donc :

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

Donc l'équation devient :

$$A_z^T \iint_{\Omega} \nu \overline{\nabla \phi^T} \cdot \overline{\nabla \psi_i} dx dy = \iint_{\Omega} J_{sz} \psi_i dx dy \quad (\text{III.43})$$

La méthode de Galerkin implique :

$$\psi_i = \Phi_i$$

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.40) devient :

$$[M][A_z^T] = [K] \quad (\text{III.44})$$

Avec :

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

$$K_j = \iint_{\Omega} J_{S_z} \cdot \phi_j \, dx \cdot dy$$

$$[A_z^T] = [A_1, A_2, \dots]^T$$

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 :

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\nu}{r} \frac{\partial (rA_\phi)}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\nu}{r} \frac{\partial (rA_\phi)}{\partial z} \right) = -J_{S_\phi} \quad (\text{III.45})$$

En considérant $A = rA_\phi$, l'équation (III.42) devient :

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\nu}{r} \frac{\partial A}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\nu}{r} \frac{\partial A}{\partial z} \right) = -J_{S_\phi} \quad (\text{III.46})$$

La formulation intégrale de (III.43) donne :

$$\iint_{\Omega} \left[\psi_i \left(\frac{\nu}{r} \frac{\partial A}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\nu}{r} \frac{\partial A}{\partial z} \right) \right] dr \cdot dz = - \iint_{\Omega} \psi_i \cdot J_{S_\phi} \cdot dr \cdot dz \quad (\text{III.47})$$

Appliquant le théorème de Green au premier terme de l'équation (III.44), on obtient:

$$\iint_{\Omega} \psi_i \frac{v}{r} \left(\frac{\partial^2 A}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} \right) dr \cdot dz = - \int_{\Gamma} \frac{v}{r} \overrightarrow{\nabla A} \cdot \overrightarrow{\nabla \psi_i} dr \cdot dz + \int_{\Gamma} \frac{v}{r} \frac{\partial A}{\partial n} \psi_i d\Gamma \quad (\text{III.48})$$

On introduit (III.45) dans (III.44) on aura :

$$\iint_{\Omega} \frac{v}{r} \cdot \overrightarrow{\nabla \psi_i} \cdot \overrightarrow{\nabla A} \cdot dr \cdot dz - \int_{\Gamma} \frac{v}{r} \frac{\partial A}{\partial n} \cdot \psi_i \cdot d\Gamma = \iint_{\Omega} \psi_i \cdot J_{s\phi} \cdot dr \cdot dz \quad (\text{III.49})$$

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

On aura :

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

$$\iint_{\Omega} \frac{v}{r} \cdot \overrightarrow{\nabla \psi_i} \cdot \overrightarrow{\nabla A} \cdot dr \cdot dz = \iint_{\Omega} \psi_i \cdot J_{s\phi} \cdot dr \cdot dz \quad (\text{III.50})$$

Donc finale $A^T \iint_{\Omega} \frac{v}{r} \cdot \overrightarrow{\nabla \phi_i} \cdot \overrightarrow{\nabla \phi_j} \cdot dr \cdot dz = \iint_{\Omega} \phi_i \cdot J_{s\phi} \cdot dr \cdot dz \quad (\text{III.51})$

$$[M][A^T] = [K] \quad (\text{III.52})$$

Avec :

$$M_{i,j} = \iint_{\Omega} \frac{v}{r} \cdot \overrightarrow{\nabla \phi_i} \cdot \overrightarrow{\nabla \phi_j} \cdot dr \cdot dz$$

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

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

b. Modèle magnétodynamique

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

$$\overrightarrow{\nabla} \wedge (\overrightarrow{\nabla} \wedge \vec{A}) + \sigma \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = \vec{J}_s \quad (\text{III.53})$$

En tenant compte de la condition de la jauge de Coulomb $\overrightarrow{\nabla} \wedge \vec{A} = 0$

qui assure l'unicité de la solution, la nature des caractéristiques magnétique et électrique permettent de définir deux types de modèle magnétodynamique

- Modèle linéaire.
- Modèle non linéaire.

b.1. Modèle linéaire

Si la réductivité magnétique ν est indépendante du champ $\vec{\mathbf{H}}$, 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.50) devient :

$$\vec{\nabla} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{A}) + \sigma \mu \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = \mu \vec{J}_S \quad (\text{III.54})$$

➤ Cas cartésien

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

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\nu \frac{\partial A_z}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\nu \frac{\partial A_z}{\partial y} \right] - j\omega \sigma A_z = -J_{S_z} \quad (\text{III.55})$$

La formulation intégrale de (III.52) est sous la forme suivante :

$$\iint_{\Omega} \left(\frac{\partial}{\partial x} \left(\nu \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) - j\omega \sigma A_z \right) \psi_i dx dy = \iint_{\Omega} J_{S_z} \psi_i dx dy \quad (\text{III.56})$$

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

$$\iint_{\Omega} \left(\frac{\partial}{\partial x} \left(\nu \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu \frac{\partial A_z}{\partial y} \right) \right) \psi_i dx dy = - \iint_{\Omega} \nu \overrightarrow{\nabla A_z} \cdot \overrightarrow{\nabla \psi_i} dx dy + \int_{\Gamma} \nu \frac{\partial A_z}{\partial n} \psi_i d\Gamma \quad (\text{III.57})$$

En remplaçant (III.54) dans (III.53) on aura :

$$\iint_{\Omega} \nu \overrightarrow{\nabla A_z} \cdot \overrightarrow{\nabla \psi_i} dx dy - \int_{\Gamma} \nu \frac{\partial A_z}{\partial n} \psi_i d\Gamma + j\omega \iint_{\Omega} \sigma A_z \psi_i dx dy = - \iint_{\Omega} J_{S_z} \psi_i dx dy \quad (\text{III.58})$$

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

On aura :

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

Donc l'équation (III.55) devient :

$$\iint_{\Omega} \nu \overrightarrow{\nabla A_z} \overrightarrow{\nabla \psi_i} dx dy + j\omega \iint_{\Omega} \sigma A_z \psi_i dx dy = - \iint_{\Omega} J_{S_z} \psi_i dx dy \quad (\text{III.59})$$

$$A_z^T \iint_{\Omega} \nu \overrightarrow{\nabla \phi_i} \overrightarrow{\nabla \phi_j} dx dy + j\omega A_z^T \iint_{\Omega} \sigma \phi_i \phi_j dx dy = - \iint_{\Omega} J_{S_z} \phi_j dx dy \quad (\text{III.60})$$

Sous la forme matricielle elle devient :

$$[A_z^T] [M] + j\omega [A_z^T] [L] = [N] \quad (\text{III.61})$$

Avec :

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

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

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

Ou :

$$A = A_r + j A_i$$

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

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

$$A = A_r + j A_i$$

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:

$$\iint_{\Omega} \left(\frac{\partial}{\partial r} \frac{\partial A}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z} \frac{\partial A}{\partial z} \right) \frac{v}{r} \psi_i dr dz - j\omega \iint_{\Omega} \sigma A \psi_i \frac{dr \cdot dz}{r} = - \iint_{\Omega} \psi_i \cdot J_{s\phi} dr \cdot dz \quad (\text{III.62})$$

Avec: $\Lambda = \frac{1}{r} \nabla \psi$

L'application du théorème de Green donne :

$$\iint_{\Omega} \overline{\nabla A} \cdot \overline{\nabla \psi_i} \frac{v}{r} dr dz - \int_{\Gamma} \frac{v}{r} \frac{\partial A}{\partial n} \psi_i d\Gamma + j\omega \iint_{\Omega} \sigma A \psi_i \frac{dr \cdot dz}{r} = \iint_{\Omega} \psi_i \cdot J_{s\phi} dr \cdot dz \quad (\text{III.63})$$

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

On aura:

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

Donc l'équation (III.60) devient:

$$A^T \iint_{\Omega} \overline{\nabla \phi_i} \cdot \overline{\nabla \phi_j} \frac{v}{r} dr dz + j\omega A^T \iint_{\Omega} \sigma \phi_i \phi_j \frac{dr \cdot dz}{r} = \iint_{\Omega} \psi_i \cdot J_{s\phi} dr \cdot dz \quad (\text{III.64})$$

L'écriture sous forme matricielle est la suivante:

$$[A^T] \cdot [M] + j\omega [A^T] \cdot [L] = [N] \quad (\text{III.65})$$

Avec :

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

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

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

$$A = A_r + jA_i$$

Ou :

A_r : est la partie réelle de A.

A_i : est la partie imaginaire.

b.2. Modèle non linéaire

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 est non linéaire et l'équation à

$$\vec{\nabla} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{A}) + \sigma \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = \vec{J}_s \quad (\text{III.66})$$

Pour résoudre numériquement cette équation non linéaire, il est nécessaire d'utiliser une discrétisation temporelle par la méthode d'Euler implicite. [2][18]

III.7. Avantages et inconvénients de la méthode des éléments finis

a. Avantages

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

b. Inconvénients

- Mise en œuvre relativement difficile.
- Prise en considération des domaines infinis.
- Présence des singularités dans le domaine d'études.

III.8. Force magnétique

III.8.1. 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 déterminée par la formule suivante :

$$F_m = \frac{\partial}{\partial x} \left[\int_{\Omega} \left(\int_0^B H dB \right) d\Omega \right] \quad (\text{III.67})$$

Avec :

x : la variation spatiale de la coordonnée. [16]

III.8.2. Force déduite à partir de la méthode de co-énergie

La force magnétique dans ce cas est obtenue par le calcul de la dérivée de la co-énergie magnétique par rapport au déplacement, tout en maintenant le flux constant, elle est donnée par l'expression suivante :

$$F_{co} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\int_{\Omega} \left(\int_0^H B \cdot dH \right) d\Omega \right) \quad (\text{III.68})$$

III.8.3. Force déduite à partir du travail virtuel

Cette méthode est basée sur le principe de conservation de l'énergie. Cependant la somme des énergies électriques et mécaniques introduites dans le système est égale à la variation des énergies mécaniques, électriques et magnétiques emmagasinées plus les pertes. Dans le cas du modèle à éléments finis les énergies mécaniques et électriques ne varient pas.

En négligeant les pertes par hystérésis et par courants de Foucault, l'énergie magnétique W_e emmagasinée est une fonction du flux du champ et de la position, la co-énergie W_c est une fonction du courant et de la position.

Le travail dû au mouvement de la machine est donc égal à la variation de la co-énergie. Par conséquent, la variation de la co-énergie par rapport à la variation de la position angulaire θ est égale au couple électromagnétique (C_e) développé par la machine, tel que :

$$C_e = \frac{\Delta W_c}{\Delta \theta} \quad (\text{III. 69})$$

cette méthode nécessite deux solutions du champ magnétique correspondant à deux positions du rotor et cela augmente le temps de calcul.

III.8.4. Force magnétique déduite à partir de la méthode du tenseur de Maxwell

Cette méthode permet de calculer directement la force ou le couple à partir de la distribution du champ électromagnétique.

Dans le cas d'un système à deux dimensions, la force et le couple sont évalués par intégration du tenseur de Maxwell (densité de force) sur un contour qui délimite la partie en mouvement.

Pour une distribution de l'induction magnétique B connue et un contour l englobant la partie mobile, les expressions de la force F_t et du couple C_e agissant sur cette partie sont :

$$F_t = \int_c \left[\frac{1}{\mu_0} B(B \cdot n) - \frac{1}{2\mu_0} B^2 \cdot n \right] dl \quad (\text{III.70})$$

Et

$$C_e = \mathbf{r} \times F_t \quad (\text{III.71})$$

Cette méthode est directe, elle nécessite qu'une seule solution du champ pour calculer le couple pour une position donnée du rotor. En effet, le temps de calcul par cette méthode est plus faible que la méthode du travail virtuel. [22]

III.8.5. Force déduite à partir de la méthode de LORENZ

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

$$\vec{F} = \iiint_{\mathcal{V}} \vec{J} \wedge \vec{B} \, d\mathcal{V} \quad (\text{III.72})$$

\vec{J} : Densité de courant [A/m²].

Le terme $\vec{J} \wedge \vec{B}$ représente la densité de la force magnétique qui est souvent utilisée à la place de la force magnétique. [3]

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les différentes méthodes de résolutions des Équations aux dérivées partielles ainsi les différentes formulations électromagnétiques qui résolvent les équations de la magnétodynamiques et magnétostatiques

Ensuite, nous avons passé à la présentation de divers moyens qui nous permettent de calculer la force électromagnétique

IV.1.Introduction :

Le moteur linéaire est de plus en plus populaire. On le retrouve dans de nombreuses applications industrielles, mais également dans les systèmes de transport. En effet, les moteurs linéaires sont utilisés pour les transports urbains depuis de nombreuses années d'où la nécessité de leurs modélisation afin d'améliorer leurs performances. [3]

Pour une bonne précision de calcul, il est nécessaire d'avoir un outil d'informatique très performant diminuant le temps de calcul et donnant une grande précision. Le logiciel ANSYS Maxwell est un bon outil à utiliser pour répondre aux exigences souhaitées.

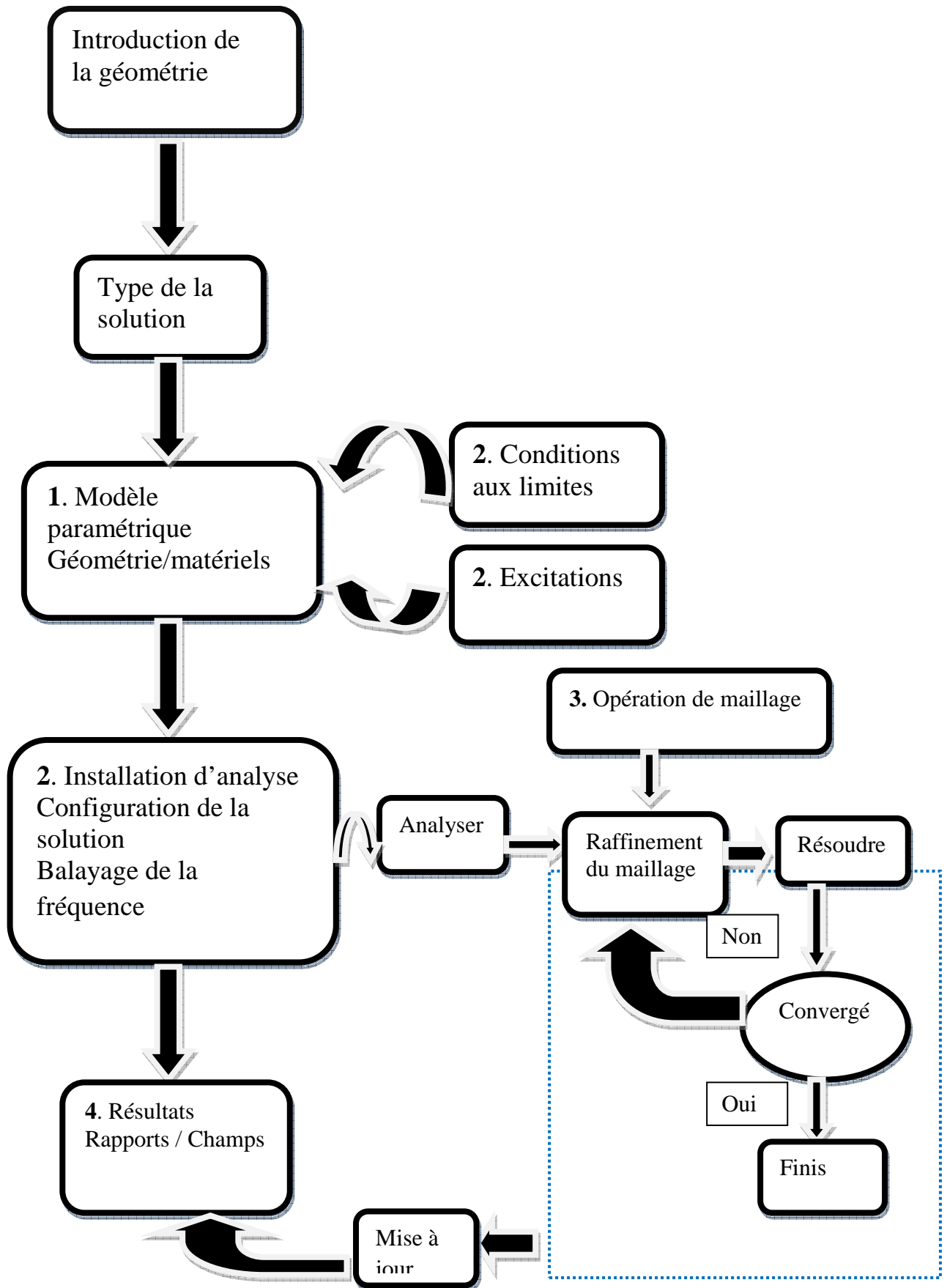
ANSYS Maxwell est le logiciel de simulation de basse fréquence premier de champ électromagnétique pour des ingénieurs chargés avec concevoir et analyser les 2-D et à trois dimensions dispositifs électromagnétiques et électromécaniques, y compris des moteurs, des déclencheurs, des transformateurs, des sondes et des enroulements.

Maxwell emploie la méthode précise d'élément fini pour résoudre la charge statique, le domaine fréquentiel, et les champs électromagnétiques et électriques variables dans le temps.

Notre travail consiste à étudier une machine linéaire dans le plan cartésien (xy) comme étant plusieurs applications qui sont les suivantes :

- Machine linéaire à six encoches à un seul stator.
- Machine linéaire à six encoches double stator :
 - Pour $2p=2$
- Machine linéaire à 24 encoches à un seul stator.
- Machine linéaire à 24 encoches double stator :
 - Pour $2p=2$
 - Pour $2p=4$
- Machine linéaire à six encoches à un seul stator en trois dimensions (3D)

IV.2.1. Organigramme de travail sur logiciel ANSYS Maxwell



IV.2.2. Définition du problème

Type de problème : plane.

Unité de longueur : mètre.

Fréquence : 50 Hz.

IV.2.3. Caractéristiques géométriques

Le pas dentaire : 0,025 [m]

Le pas polaire : 0,003 [m]

Le nombre de pole : $2p = 2$

L'épaisseur de l'entrefer : 0,001 [m]

L'épaisseur de l'induit : 0,003 [m]

L'épaisseur de l'encoche : $b_{en} = 0,020$ [m]

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

L'épaisseur de la dent : $b_z = 0,005$ [m]

IV.2.4. Caractéristiques physique pour les différentes régions**➤ l'air**

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

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

Conductivité électrique : $\sigma = 0$.

➤ Culasse (fer-silicium)

Perméabilité magnétique relative : $\mu_r = 1500$.

Conductivité électrique : $\sigma = 10^6$ [$\Omega \cdot m$]-1.

Permittivité électrique relative : $\epsilon_r = 0$

➤ Inducteur (cuivre)

Perméabilité magnétique relative : $\mu_r = 1$

Conductivité électrique : $\sigma = 59 * 10^6$.

Permittivité électrique relative : $\epsilon_r = 1$

➤ Induit (cuivre)

Perméabilité magnétique relative : $\mu_r = 1$

Permittivité électrique relative : $\epsilon_r=1$

Conductivité électrique : $\sigma = 5.7 * 10^7 [\Omega. m]^{-1}$.

IV.2.5. Equation électromagnétique

L'étude du problème électromagnétique dans le cas cartésien nécessite la résolution avec prise en compte du mouvement, de l'équation magnétodynamique en hypothèse 2D :

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

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

➤ **Air :**

$$\vec{\nabla} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{A}) = 0 \quad (\text{IV.2})$$

➤ **Inducteur :**

$$\vec{\nabla} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{A}) + \sigma \mu \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = \mu \cdot \vec{J}_s \quad (\text{IV.3})$$

➤ **Induit :**

$$\vec{\nabla} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{A}) + \sigma \mu \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = 0 \quad (\text{IV.4})$$

➤ **La culasse :**

$$\vec{\nabla} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{A}) + \sigma \mu \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = 0 \quad (\text{IV.5})$$

IV.3. Première application

Cas d'un inducteur a six encoches un seul stator

On a présenté la géométrie de la machine linéaire à un seul stator à six encoches sous le logiciel ANSYS MAXWELL :

IV.3.1. La géométrie :

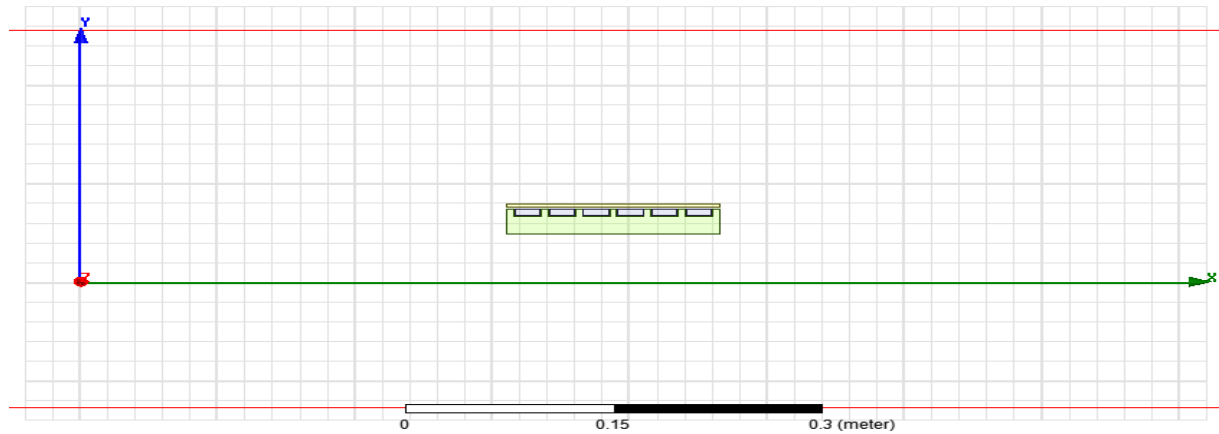


Figure IV.1 : Géométrie de la machine linéaire à 6 encoches

IV.3.2. Le maillage

La figure ci-dessous illustre le maillage élément finis de notre dispositif, qui est en éléments triangulaires :

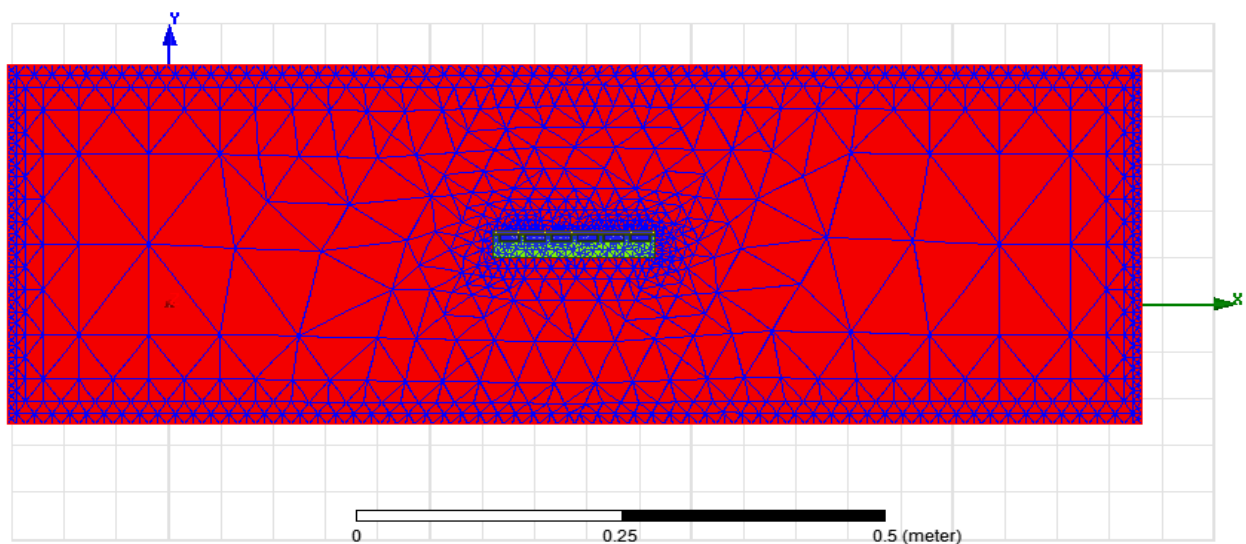


Figure IV.2 : Le maillage éléments finis du domaine de résolution.

- On est abouti à un maillage qui est composé de 2908 éléments.

On remarque que le maillage est plus concentré au niveau de notre machine qu'à l'air.

IV.3.3. Le bobinage

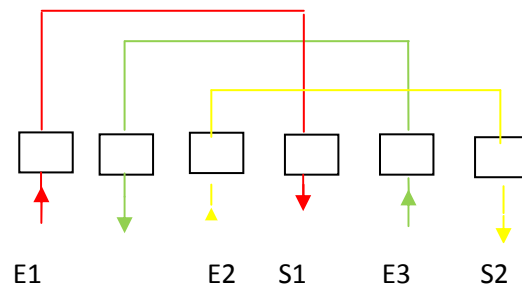


Figure IV.3 : schéma de connexion des bobines pour avoir un champ glissant.

Pour avoir un champ glissant il suffit de connecter les bobines correctement comme le montre la figure (VI.3).

IV.3.4. Le potentiel vecteur magnétique

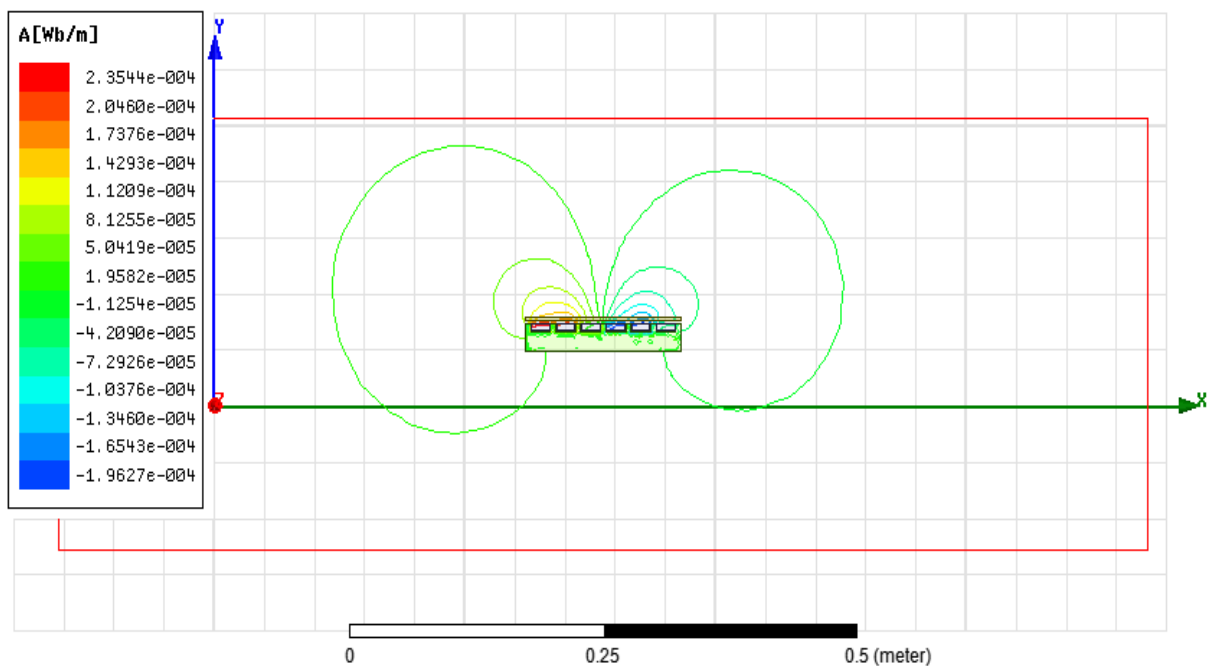


Figure IV.4 : La distribution des lignes de flux.

IV.3.5. Les courbes

- Pour un pas de déplacement de 0.01 m on a les courbes suivantes :

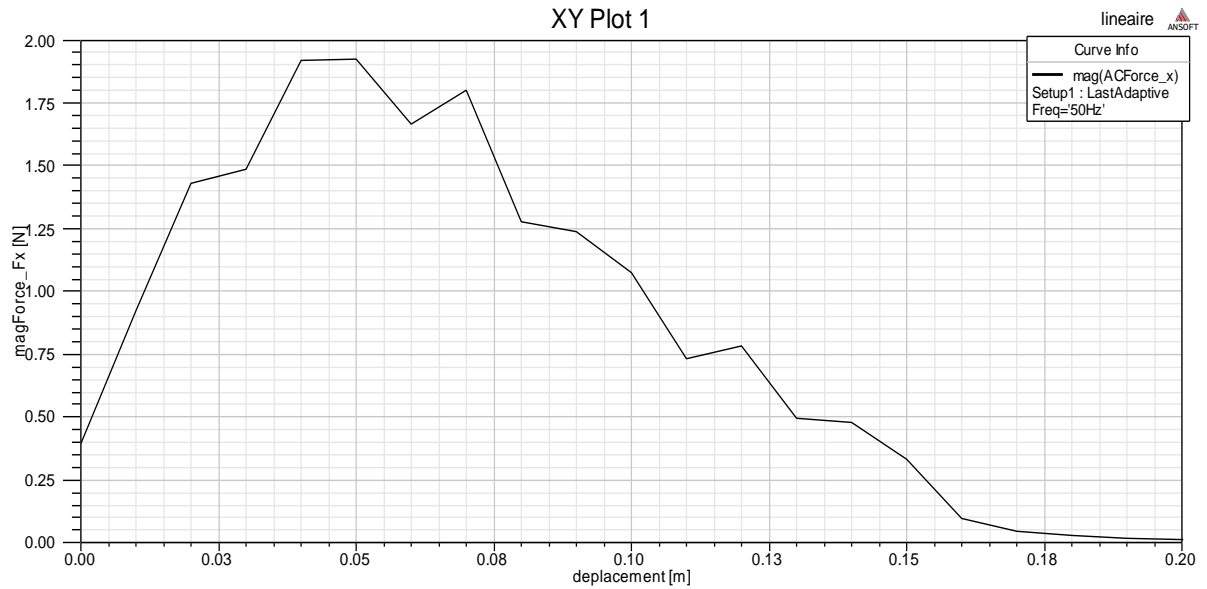


Figure IV.4 : La force magnétique (F_x) en fonction du déplacement.

La figure IV.4 présente l'amplitude de la force magnétique suivant l'axe x (F_x) en fonction du déplacement, on remarque que la force démarre d'une valeur non nulle (0.4N) elle augmente puis elle diminue jusqu'à ce qu'elle s'annule.

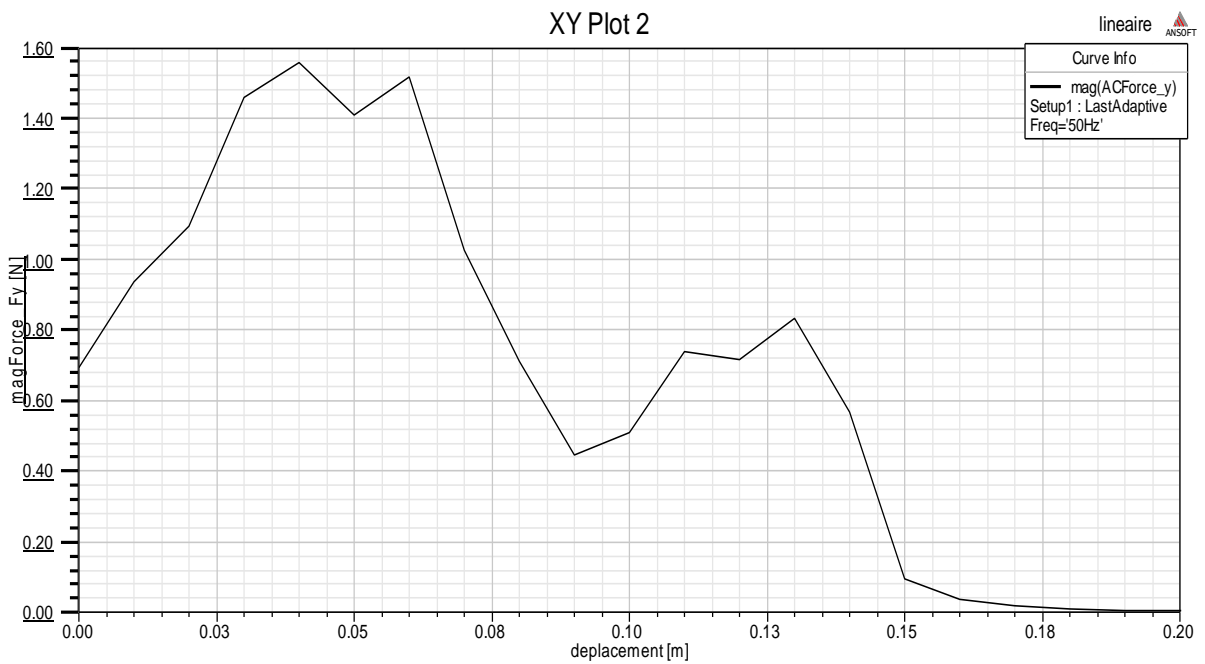


Figure IV.5 : La force magnétique (Fy) en fonction du déplacement.

La figure ci-dessus présente l’amplitude de la force magnétique suivant l’axe y (Fy) en fonction du déplacement.



Figure IV.6 : La superposition des deux forces magnétiques en fonction du déplacement.

La figure IV.6 montre la superposition de la force suivant l’axe x et suivant l’axe y, au début la valeur de la force (Fy) est plus importante que la force(Fx), après un petit déplacement de 0.012m la valeur de la force (Fx) est supérieure à celle de (Fy) au cours du déplacement.

Ces tableaux présente les résultats obtenus en prenant compte du déplacement de 0.01 avec $f=50\text{Hz}$:

IV.3.6. Tableaux de forces :

- Pour un courant Alternatif :

Force	F(x)Mag	F(x)Phase	F(y)Mag	F(y)Phase	Mag(F)
Total	0.39485	-9.3108	0.69412	72.605	0.79857

- La force magnétique est plus importante lorsqu'on applique un courant continu.

- Pour un pas de déplacement de 0.001m on a obtenu les courbes suivantes :



Figure IV.7 : La force magnétique (F_x) en fonction du déplacement.

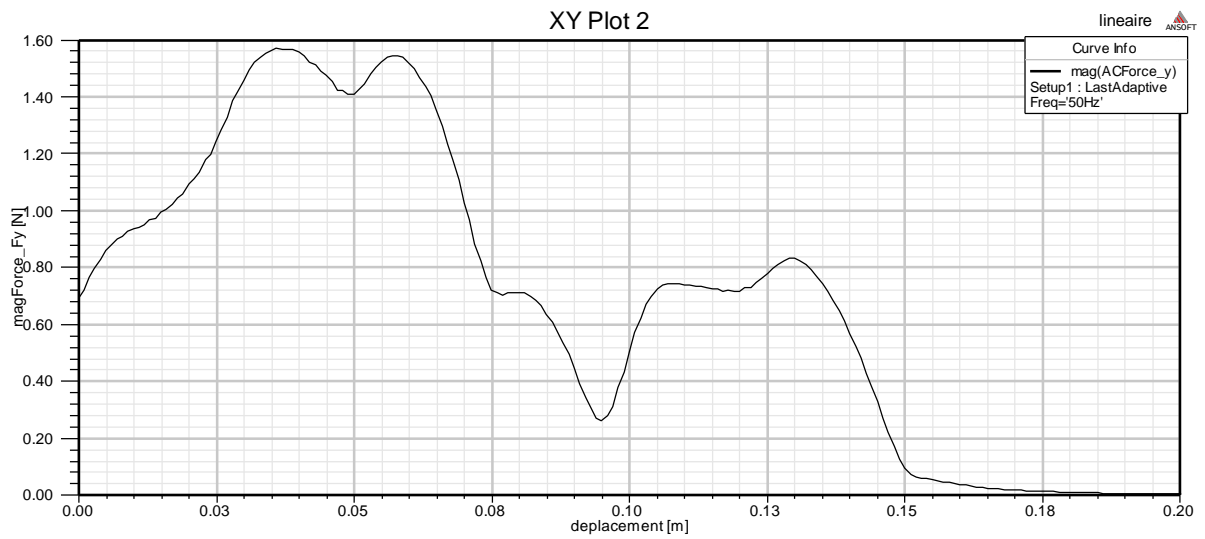


Figure IV.8 : La force magnétique (F_y) en fonction du déplacement.

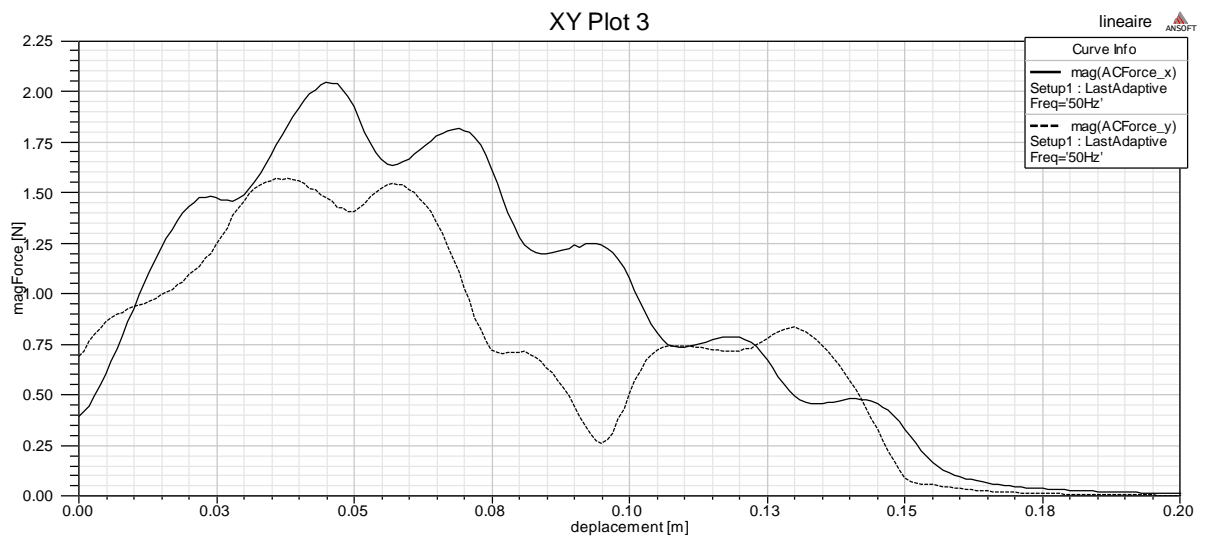


Figure IV.9 : La superposition des deux forces magnétiques en fonction du déplacement.

Les courbes sont plus significantes en diminuant le pas de déplacement a 0.001 :

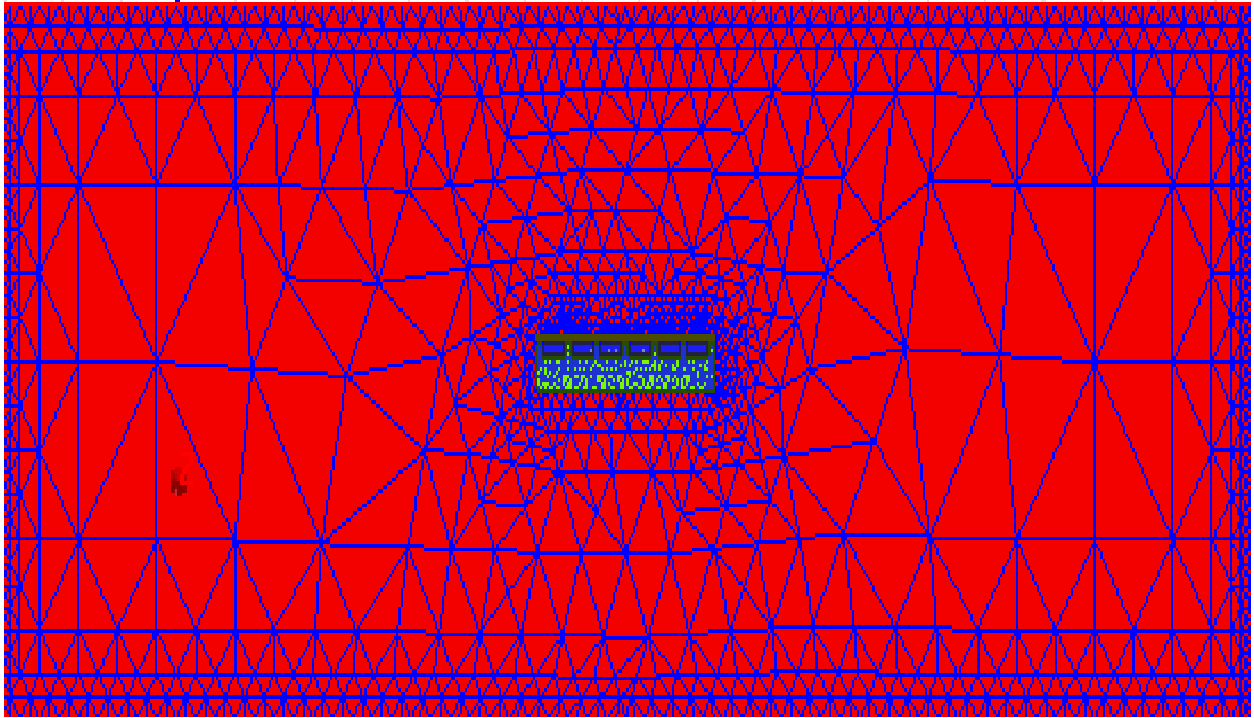


Figure IV.10 : Le maillage éléments finis du domaine de résolution.

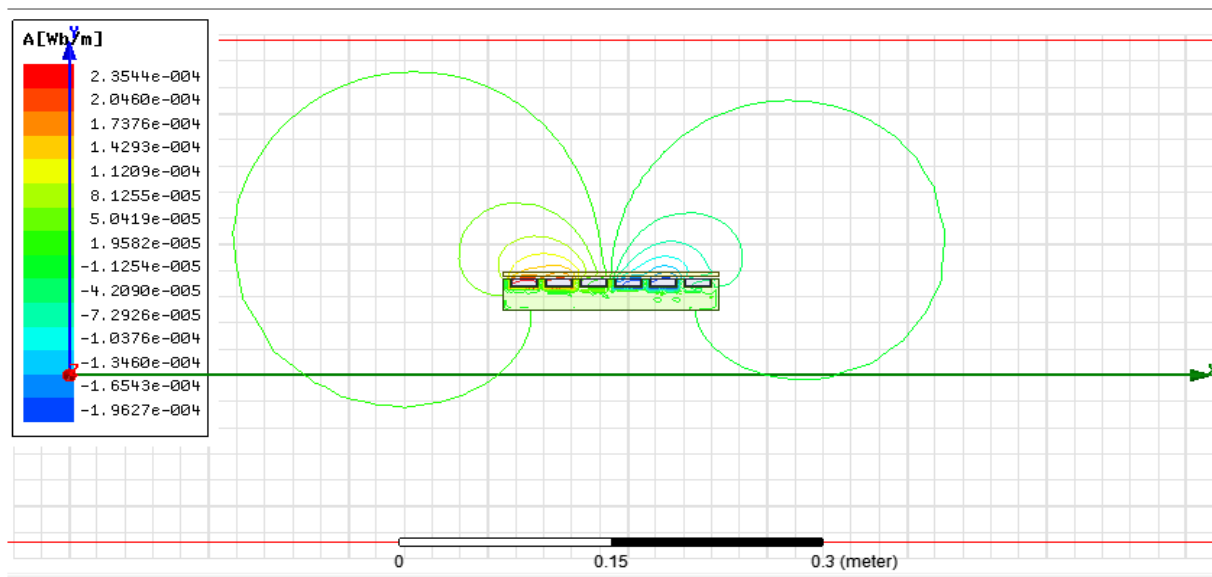


Figure IV.11 : La distribution des lignes de flux.

Ces tableaux présente les résultats obtenus prenant en compte un déplacement de 0.001 avec $f=50\text{Hz}$:

- Pour un courant Alternatif :

Force	F(x)Mag	F(x)Phase	F(y)Mag	F(y)Phase	Mag(F)
Total	0.39485N	-9.3108N	0.69412N	72.605N	0.79857N

IV.4.Deuxième application

Cas d'un inducteur à six encoches double stator

IV.4.1.La géométrie :

Dans cette application on a introduit une machine linéaire à six encoches double stator, la figure ci-dessous présente la géométrie de notre machine :

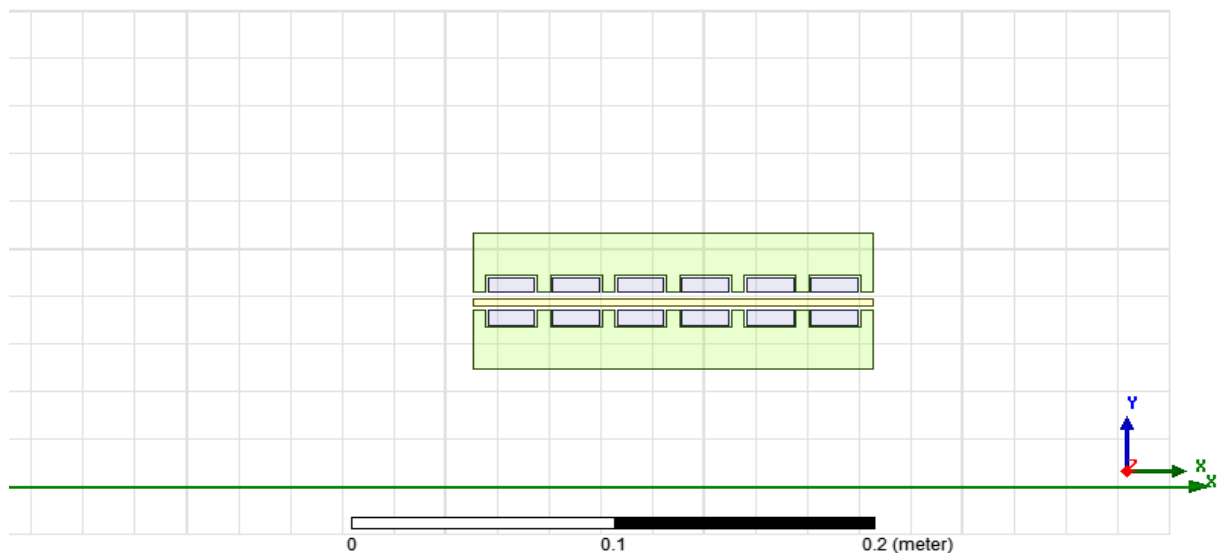


Figure IV.12 : Géométrie de la machine linéaire à double stator

IV.4.2.Le maillage :

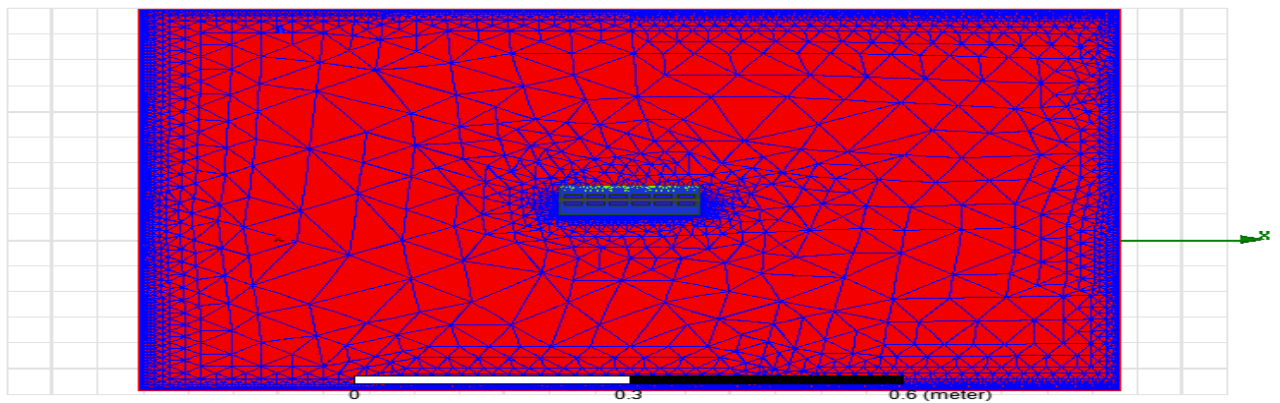


Figure IV.13 : Le maillage éléments finis du domaine de résolution.

- Le nombre total d'éléments de maillage est de 45524 éléments.

Remarque

Le bobinage est exactement comme le cas d'un seul stator, il se fait d'une manière à produire un champ glissant.

IV.4.3. La distribution des lignes de flux

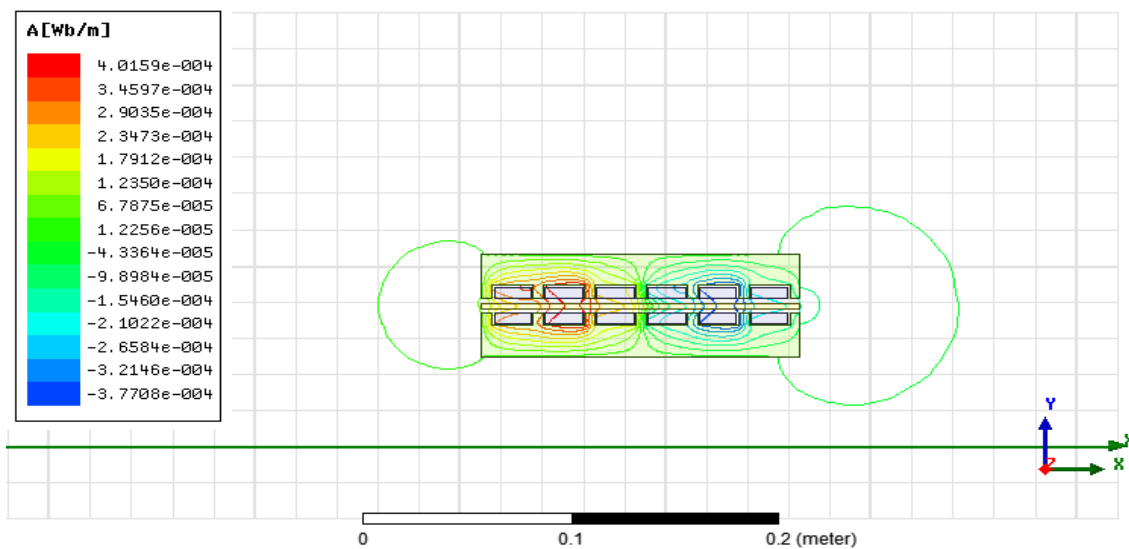


Figure IV.14 : La distribution des lignes de flux.

IV.4.4. Les courbes :

➤ Pour un pas de déplacement de 0.01 :

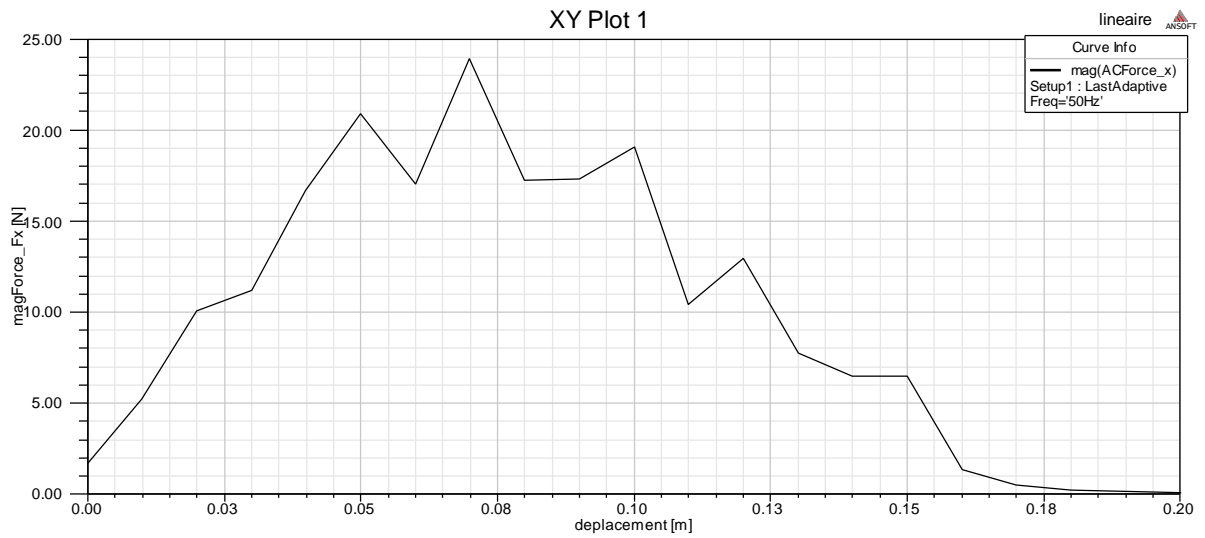


Figure IV.15 : La force magnétique (Fx) en fonction du déplacement.



Figure IV.16 : La force magnétique (Fy) en fonction du déplacement

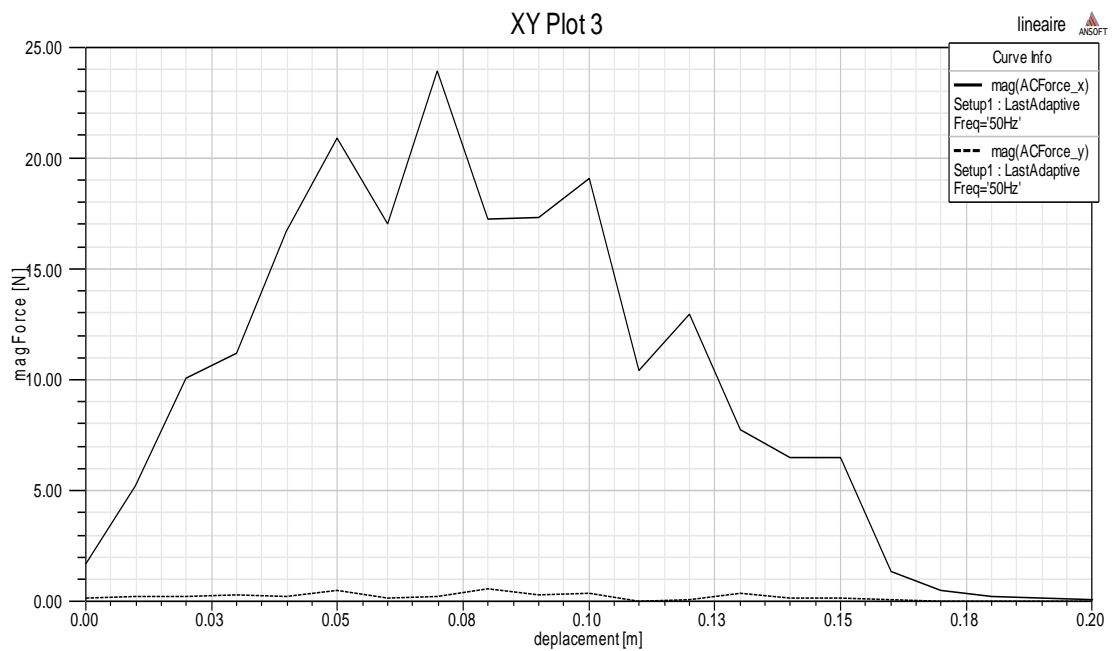


Figure IV.17 : La superposition des deux forces magnétiques en fonction du déplacement.

Les figures IV.15, IV.16, et IV.17 montrent l'allure de la force magnétique suivant les deux axes x, y en fonction du déplacement. On a utilisé pour un premier temps un pas de déplacement de 0.01 m.

- Pour un déplacement de pas=0.001 :

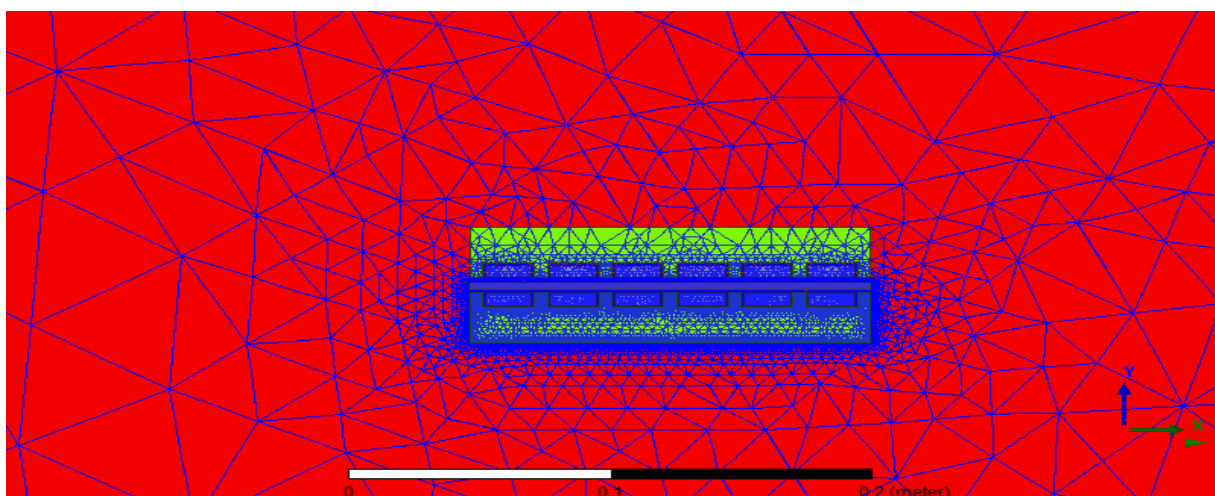


Figure IV.18 : Le maillage éléments finis du domaine de résolution.

-La figure ci-dessous présente la distribution des lignes de flux :

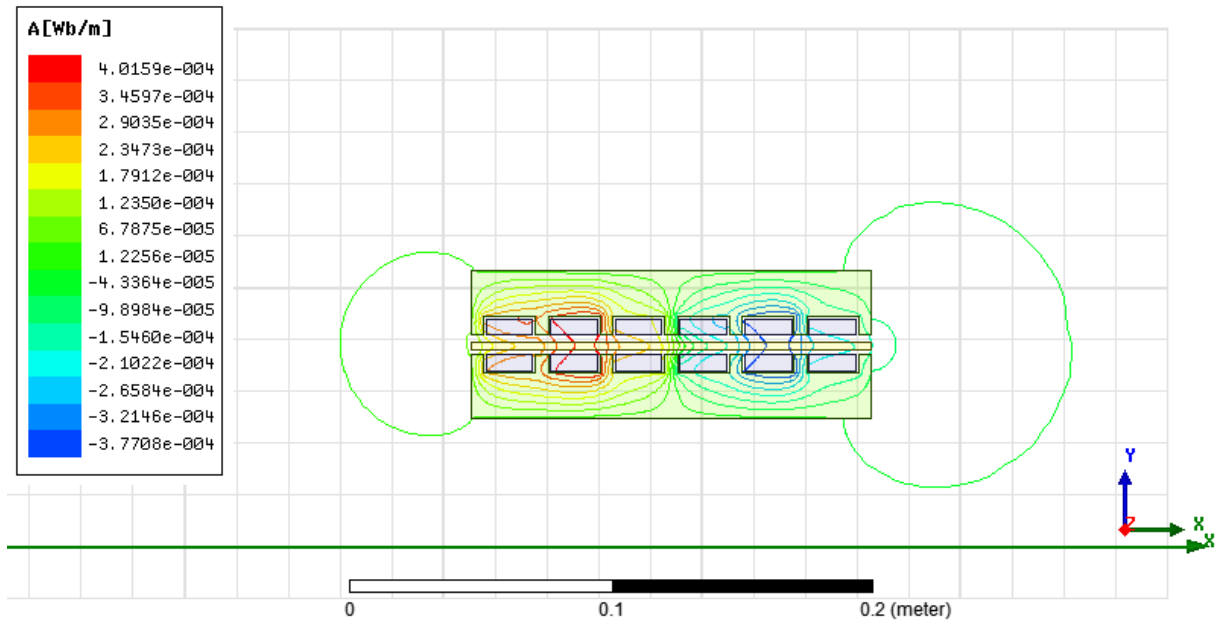


Figure IV.19 : La distribution des lignes de flux.

On a obtenu les résultats suivants :

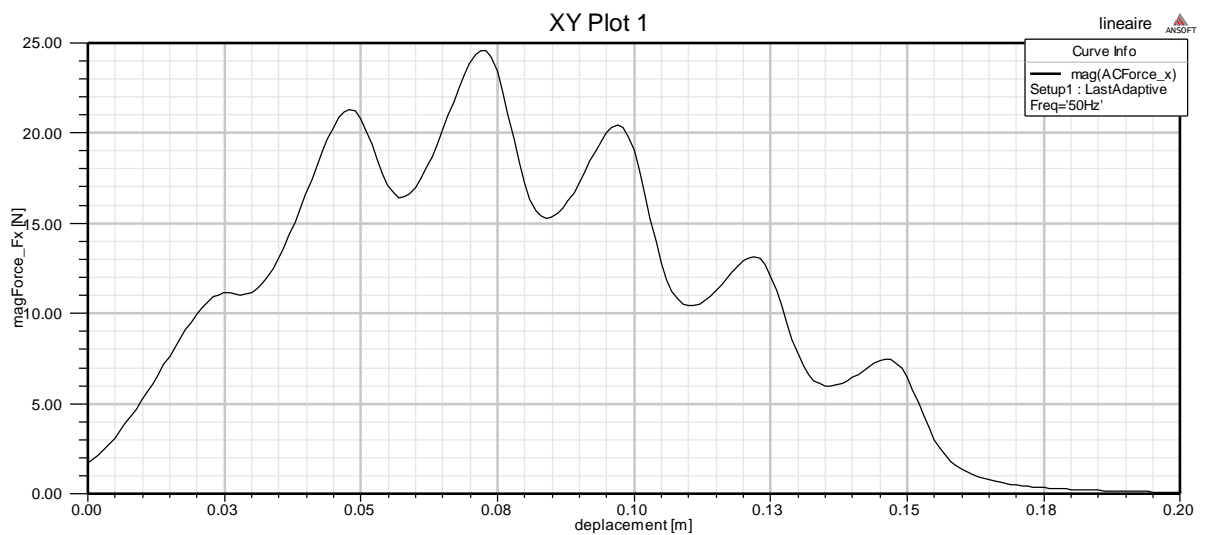


Figure IV.20 :L'allure de la force magnétique (F_x) en fonction du déplacement

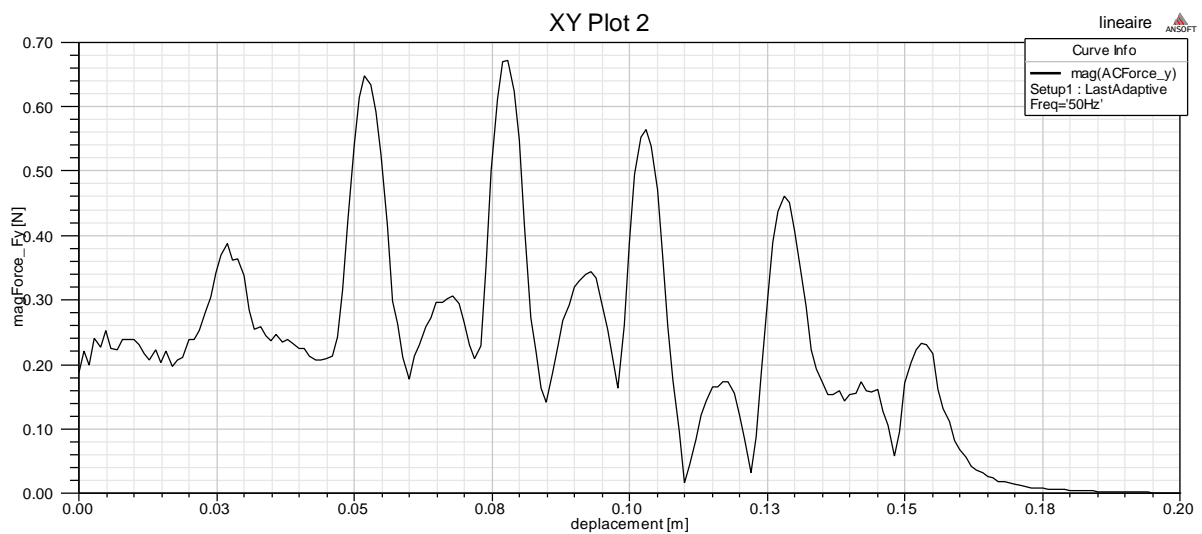


Figure IV.21 : L'allure force magnétique (F_y) en fonction du déplacement

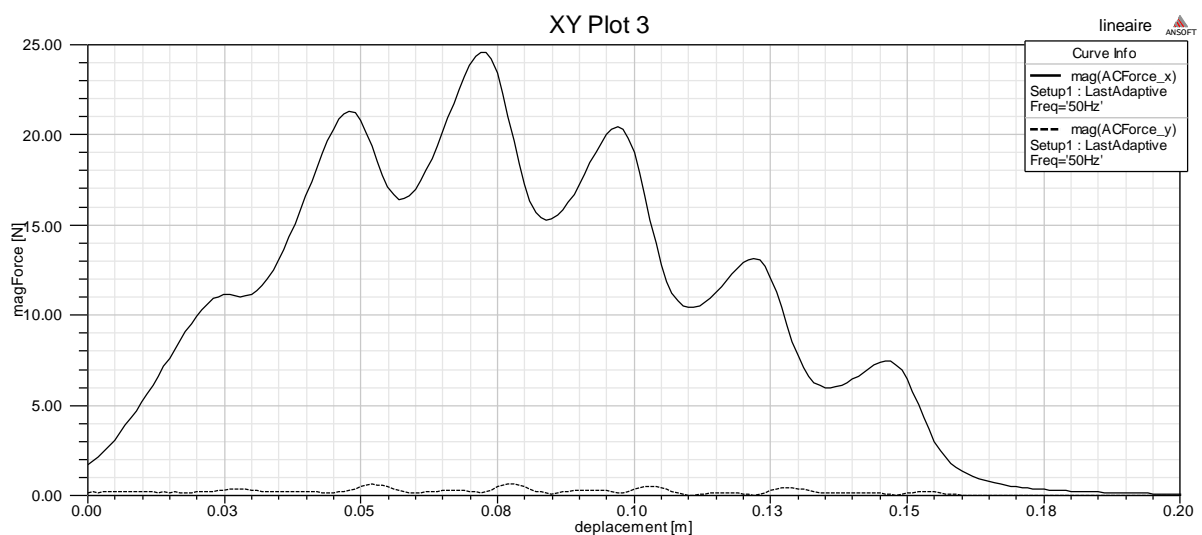


Figure IV.22 : La superposition des deux allures de forces magnétiques en fonction du déplacement.

Les figures IV.20 ; IV.21 ; IV.22 présentent les allures des forces en fonction du déplacement, on remarque que les courbes s'améliorent en diminuant le pas de déplacement, et ça résulte l'amélioration des résultats.

IV.4.5. Tableau de forces :

On a ces deux tableaux qui donnent la force maximale dans 2 cas

❖ Pour un courant Alternatif :

Force	F(x)Mag	F(x)Phase	F(y)Mag	F(y)Phase	Mag(F)
Total	1.7113N	-41.298N	0.188N	-62.371N	1.7216N

-La force est plus importante dans le cas d'un courant continu.

IV.4.6. Interprétation de résultats des deux applications (inducteur à un seul stator et inducteur à double stator)

- ✓ Le pas de déplacement joue un rôle important dans la précision des résultats obtenus.
- ✓ La force de déplacement s'augmente et s'améliore en doublant le stator, grâce à l'augmentation de l'interaction entre l'induit et le stator.
- ✓ Le pas 0.01m pour la première application est le pas idéal.

IV.5.Troisième application

Cas d'un inducteur à 24 encoches un seul stator $2p=2$

La figure (IV. 26) présente la géométrie d'une machine linéaire à 24 encoches un seul stator avec un seul pole $2p=2$ sous le logiciel ANSYS MAXWELL.

IV.5.1.La géométrie :

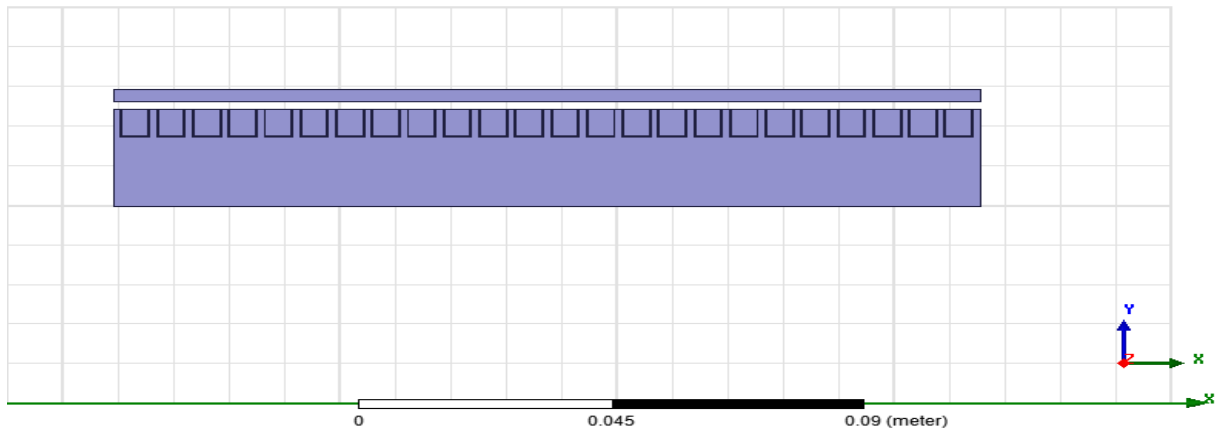


Figure IV.26 : Géométrie de la machine linéaire à 24 encoches

Le maillage éléments finis du domaine de résolution en éléments triangulaires de premier ordre est illustré par la figure IV.27 :

IV.5.2.Le maillage :

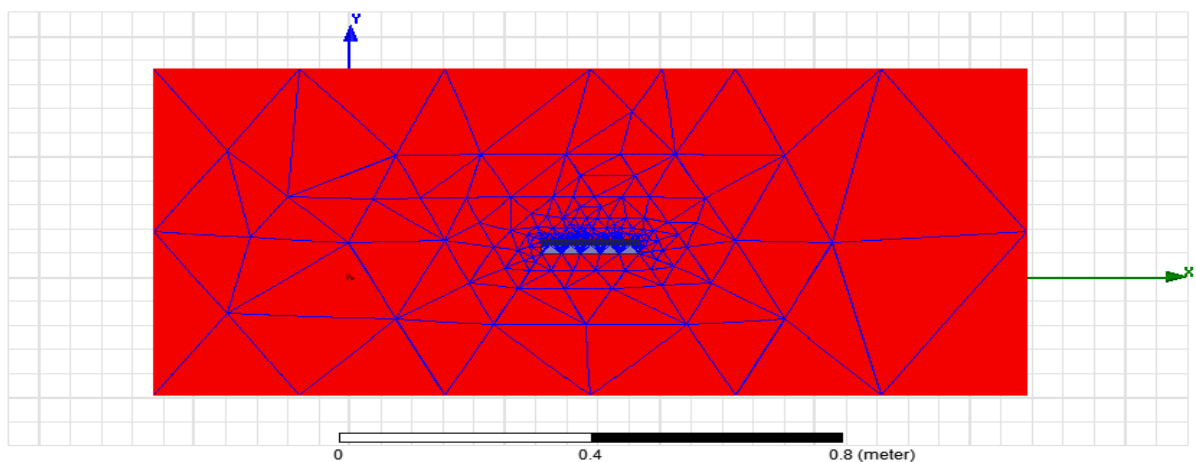
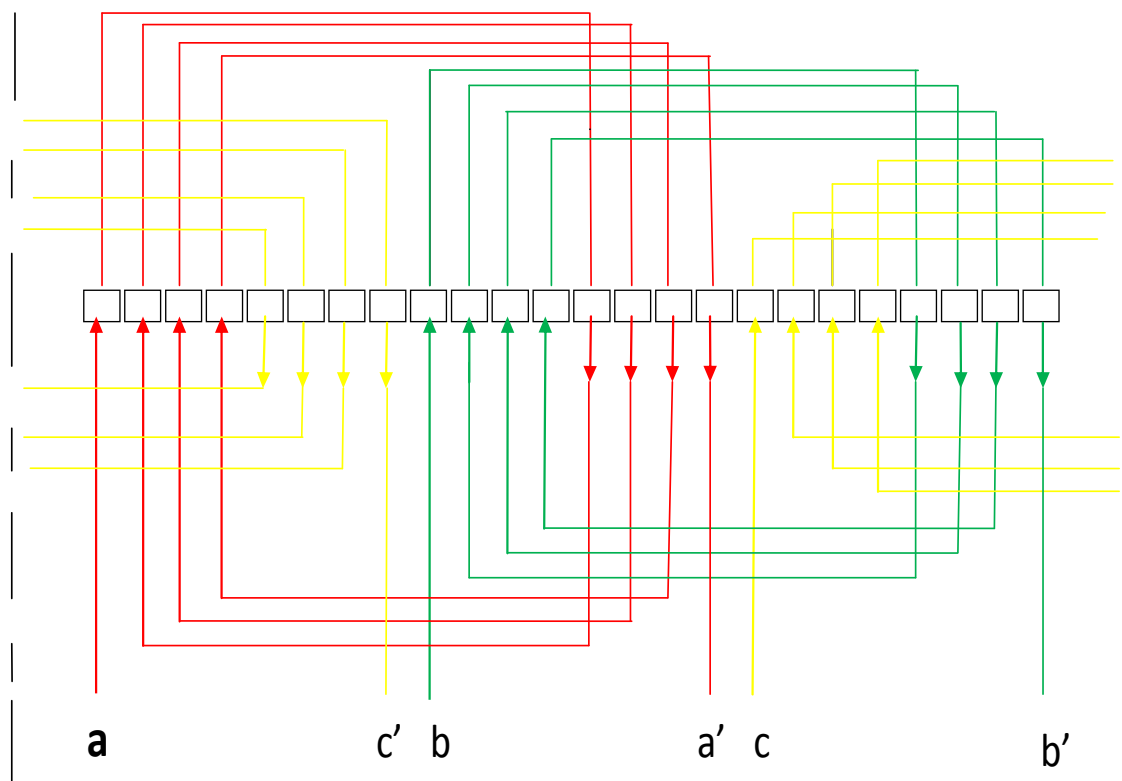


Figure IV.27 : Le maillage éléments finis du domaine de résolution

Le maillage est composé de 1091 éléments et beaucoup plus raffiné au niveau des matériaux constituant le moteur qu'au niveau de l'air

IV.5.3.Le bobinage :

Bobinage réalisé pour créer un champ glissant pour le modèle à 24 encoches avec $2p=2$:



Avec :

a : l'entrée de la premier phase.

b : l'entrée de la deuxième phase.

c : l'entrée de la troisième phase.

a' : la sortie de la premier phase.

b' : la sortie de la deuxième phase.

c' : la sortie de la troisième phase.

IV.5.4.Le potentiel vecteur magnétique

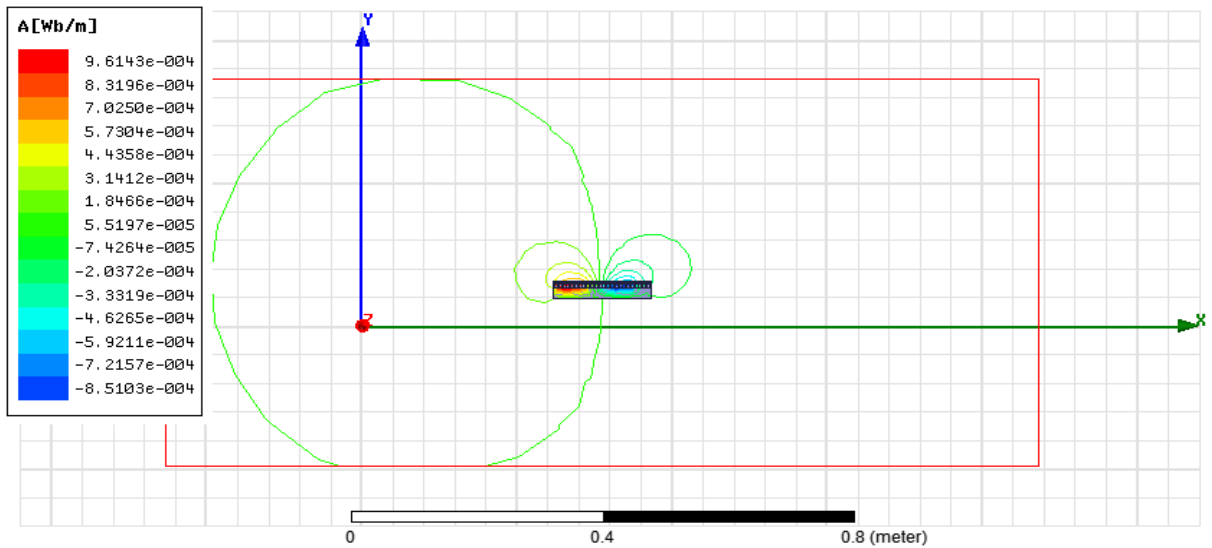


Figure IV.28 : La distribution des lignes de flux

IV.5.5.Les courbes :

Les figures obtenues pour le cas d’inducteur à 24 encoches, avec le pas de déplacement 0.01m :

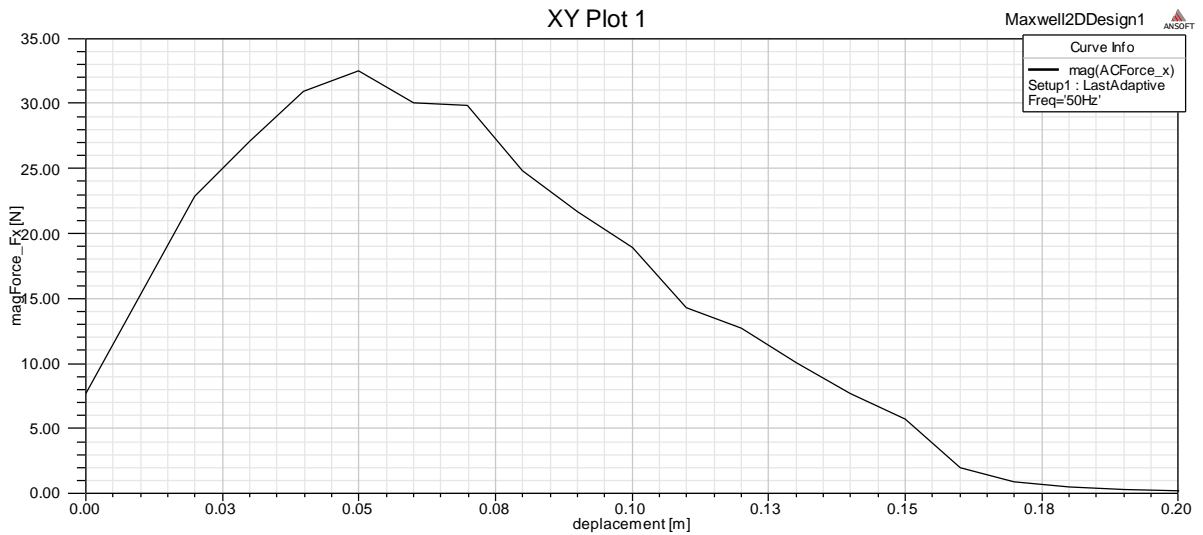


Figure IV.29: La force magnétique (Fx) en fonction du déplacement

La figure IV.29 Présente l’amplitude de la force magnétique (Fx) en fonction du déplacement, la force augmente jusqu’à une valeur de 33[N]qui corresponde a un déplacement de 0.05[m] puis elle diminue jusqu’à ce qu’elle s’annule.

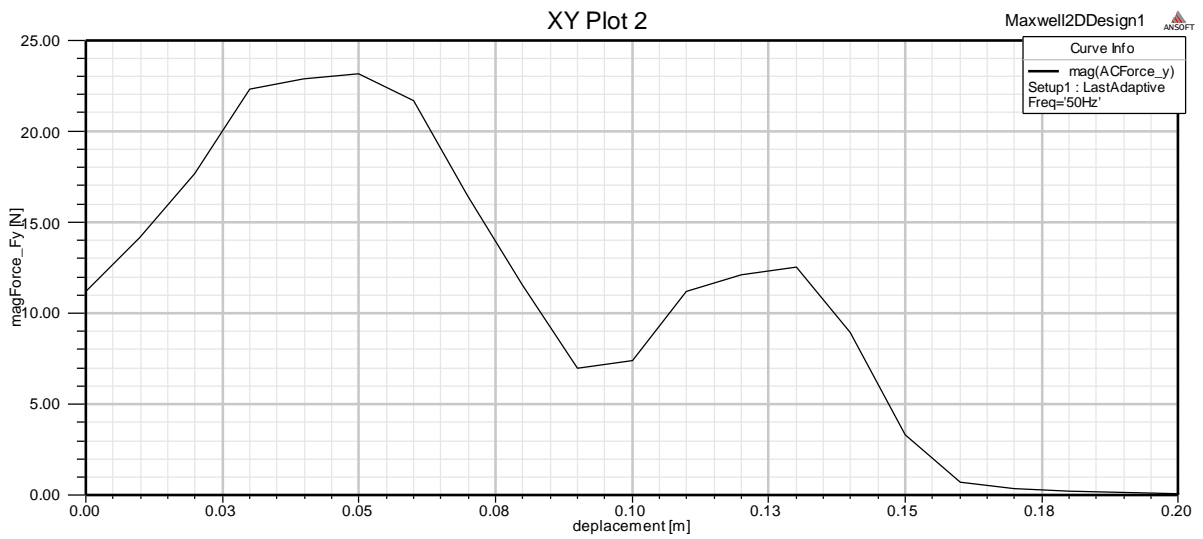


Figure IV.30 : La force magnétique (Fy) en fonction du déplacement.

La figure ci-dessus présente l’amplitude de la force magnétique (Fy) en fonction du déplacement.



Figure IV.31: La superposition des deux forces magnétiques en fonction du déplacement.

La figure IV.31 montre la superposition de la force Fx et Fy, au début la valeur de la force (Fx) est plus importante que la force(Fy), après un petit déplacement de 0.012m la valeur de la force (Fy) est supérieure à celle de (Fx) au cours du déplacement.

- Ces tableaux présente les résultats obtenus en prenant compte du déplacement de 0.01 avec $f=50\text{Hz}$:

IV.5.6. Les tableaux de forces :

- Pour un courant Alternatif :

Force	F(x)Mag	F(x)Phase	F(y)Mag	F(y)Phase	Mag(F)
Total	7.6902	3.7138	11.197	76.973	13.584

- La force magnétique est plus importante lorsqu'on applique un courant continu.

VI.6. Quatrième application

Cas d'un inducteur à 24 encoches double stator $2p=2$

Dans cette application on a introduit une machine linéaire à 24 encoches double stator $2p=2$, la figure ci-dessous présente la géométrie de notre machine :

IV.6.1. La géométrie

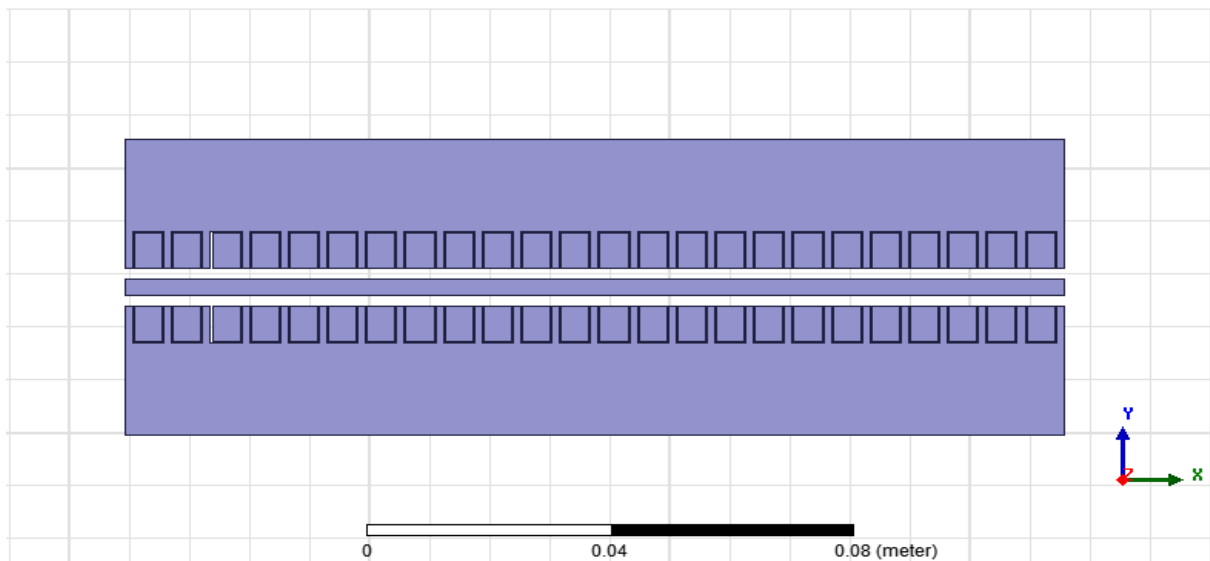


Figure IV.32 : Géométrie de la machine linéaire 24 encoches à double stator

VI.6.2. Le Maillage

Le maillage éléments finis du domaine de résolution en éléments triangulaires de premier ordre est illustré par la figure IV.33 :

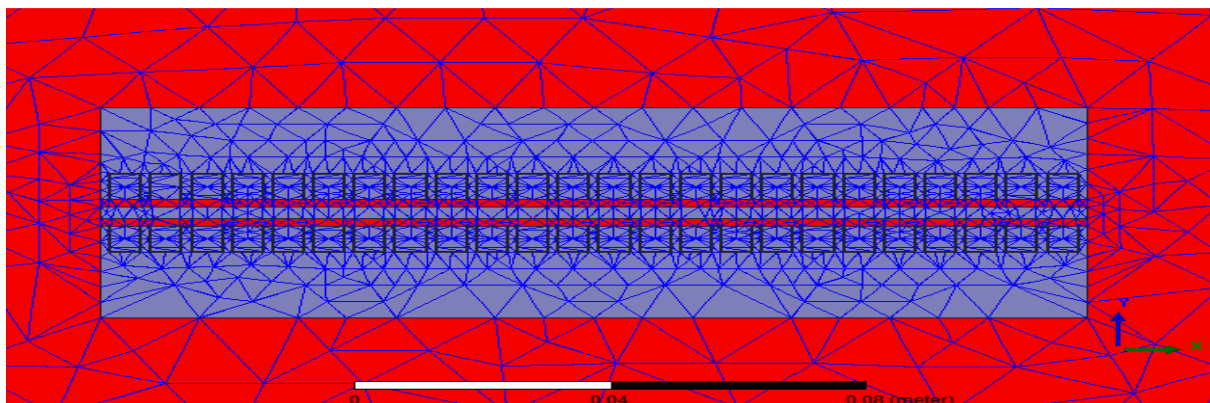


Figure IV.33 : Le maillage éléments finis du domaine de résolution.

On est abouti à un maillage qui est composé de 4068 éléments

Le maillage est beaucoup plus raffiné au niveau des matériaux constituant le moteur qu'au niveau de l'air.

IV.6.3. Le potentiel vecteur magnétique

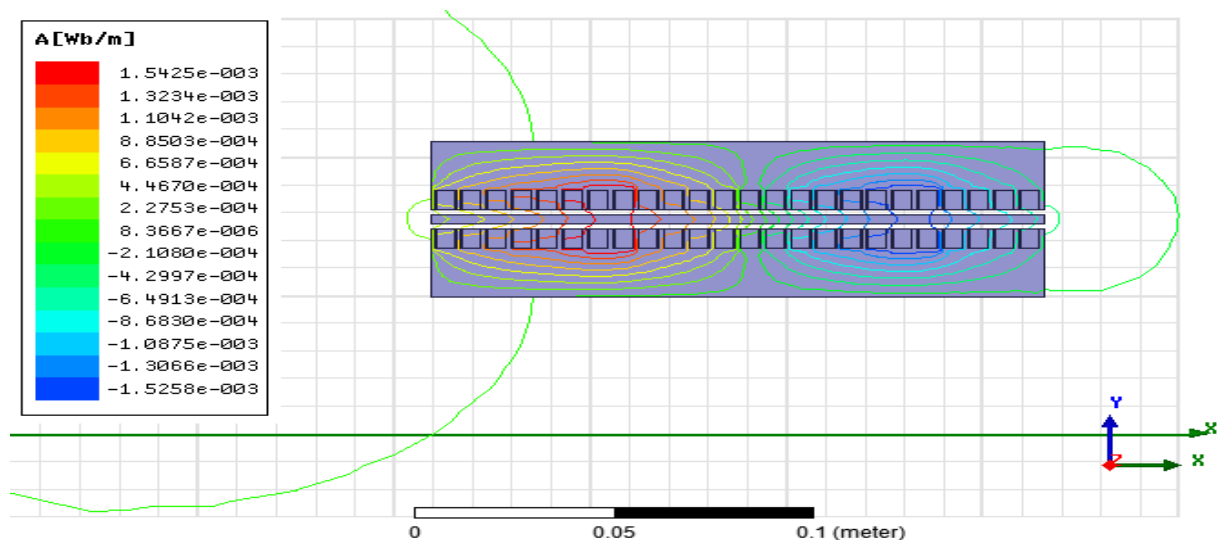


Figure IV.34 : La distribution des lignes de flux

Remarque

Le bobinage est exactement comme le cas d'un seul stator, il se fait d'une manière à produire un champ glissant.

IV.6.4. Les courbes :

Les figures obtenues pour le cas d'inducteur à 24 encoches double stator $2p=2$, avec le pas de déplacement 0.01m :

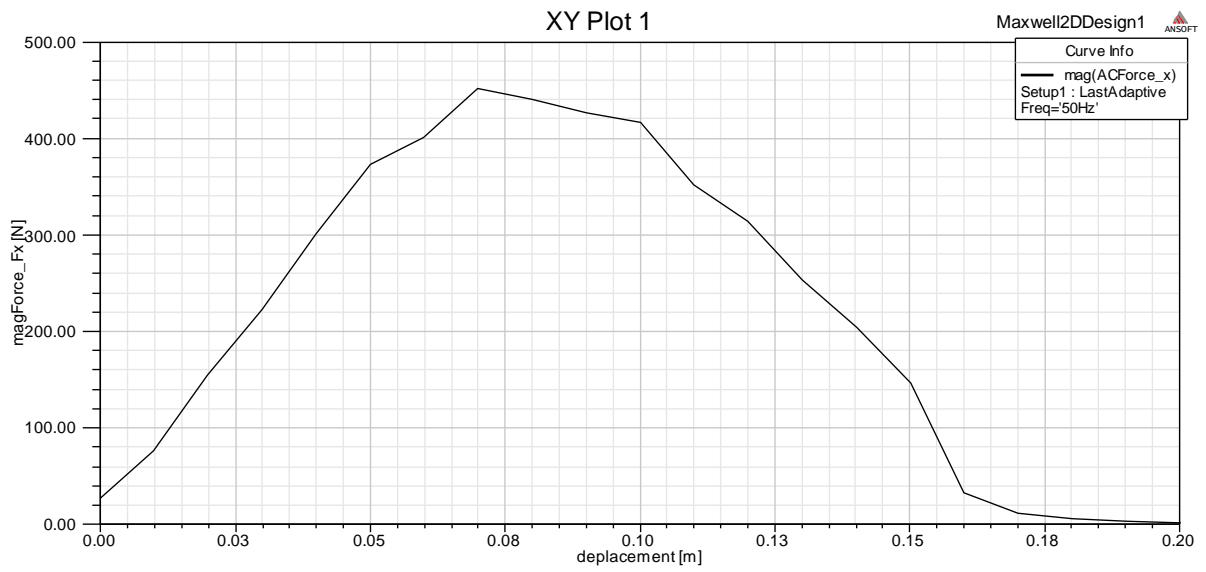


Figure IV.35 : La force magnétique (F_x) en fonction du déplacement.



Figure IV.36 : La force magnétique (F_y) en fonction du déplacement

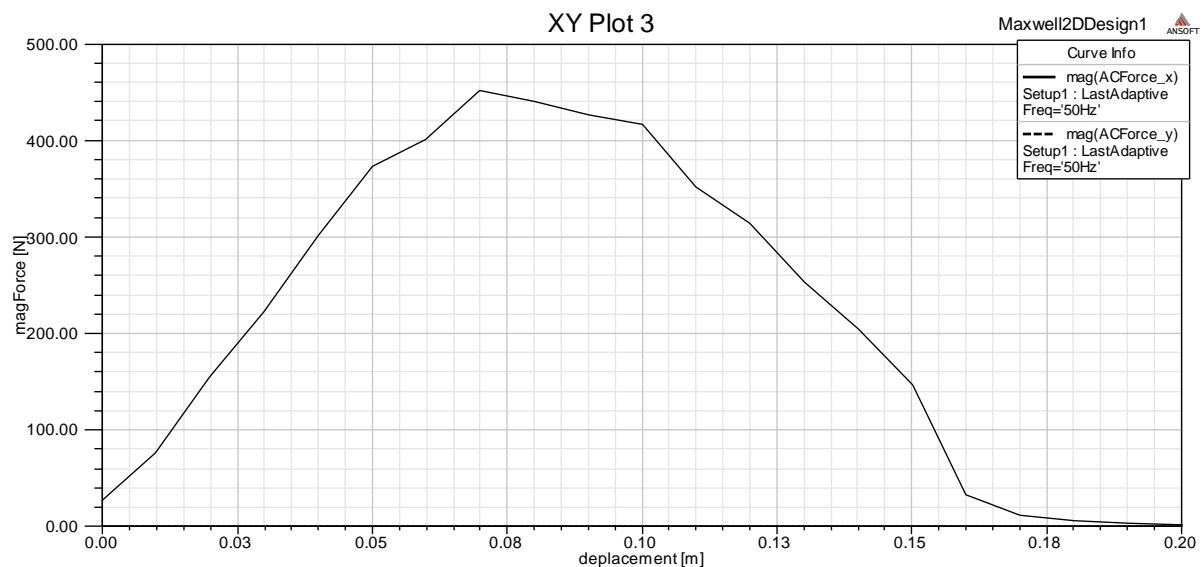


Figure IV.37 : La superposition des deux forces magnétiques en fonction du déplacement.

Les figures IV.35, IV.36, et IV.37 montrent l'allure de la force magnétique suivant les deux axes x , y en fonction du déplacement. On remarque que la force (F_y) est nulle devant la force (F_x) qu'elle est plus importante au cours du déplacement

- On a ces deux tableaux qui donnent la force maximale dans 2 cas :

IV.6.5. Tableau de force

- Pour un courant Alternatif :

Force	F(x)Mag	F(x)Phase	F(y)Mag	F(y) Phase	Mag(F)
Total	27.611N	-27.556N	0.080394N	-80.077N	27.611N

-Les résultats des deux tableaux montrent que l'amplitude de la force est plus importante dans le cas d'un courant continu.

IV.7.Cinquième application

Cas d'un inducteur à 24 encoches un seul stator $2p=4$

On utilise la même machine que l'application précédente (24 encoches un seul stator $2p=2$)

IV.7.1.Le maillage

Le maillage éléments finis du domaine de résolution en éléments triangulaires de premier ordre est illustré par la figure IV.38 :

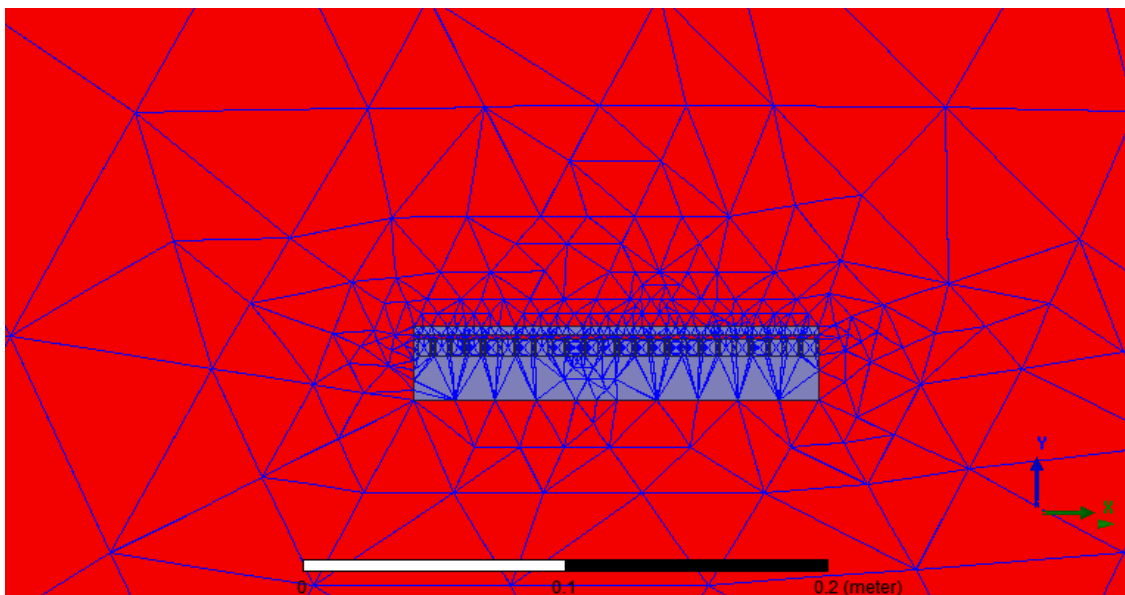


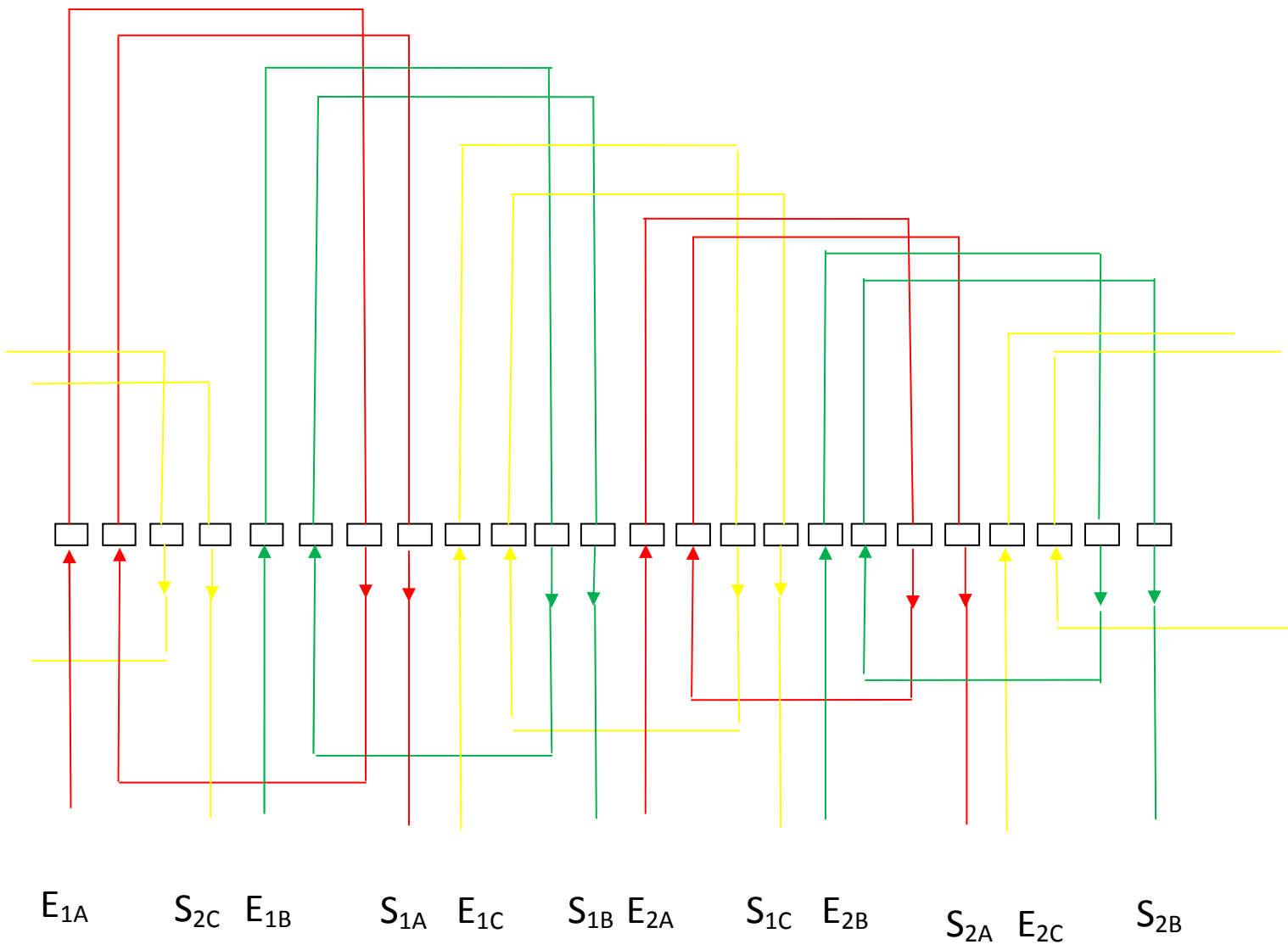
Figure IV.38 : Le maillage éléments finis du domaine de résolution

- On est abouti a un maillage qui est composé de 1101éléments.

On remarque que le maillage est plus concentré au niveau de notre machine qu'à l'air.

IV.7.2.Le bobinage :

Bobinage réalisé pour créer un champ glissant pour le modèle à 24 encoches avec $2p=4$:



IV.7.3. Le potentiel vecteur magnétique

La figure montre la distribution des lignes de flux :

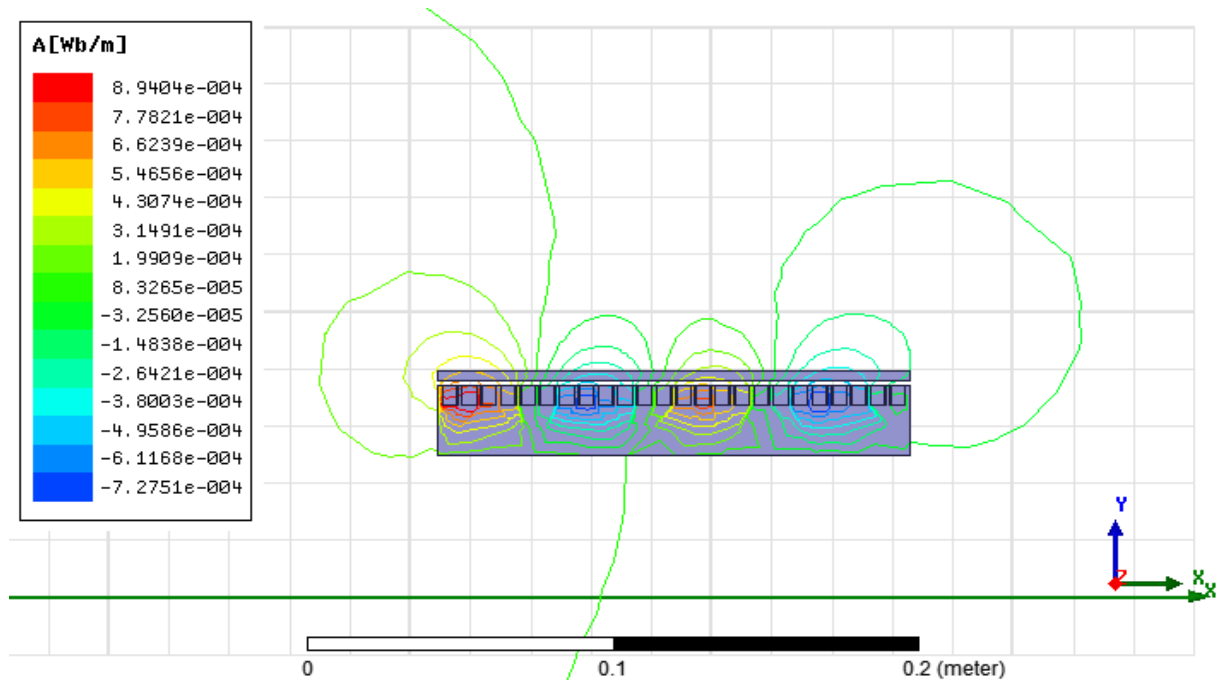


Figure IV.39 : La distribution des lignes de flux

IV.7.4. Les courbes :

Les figures obtenues pour le cas d'inducteur à 24 encoches un seul stator $2p=4$, avec le pas de déplacement 0.01m :

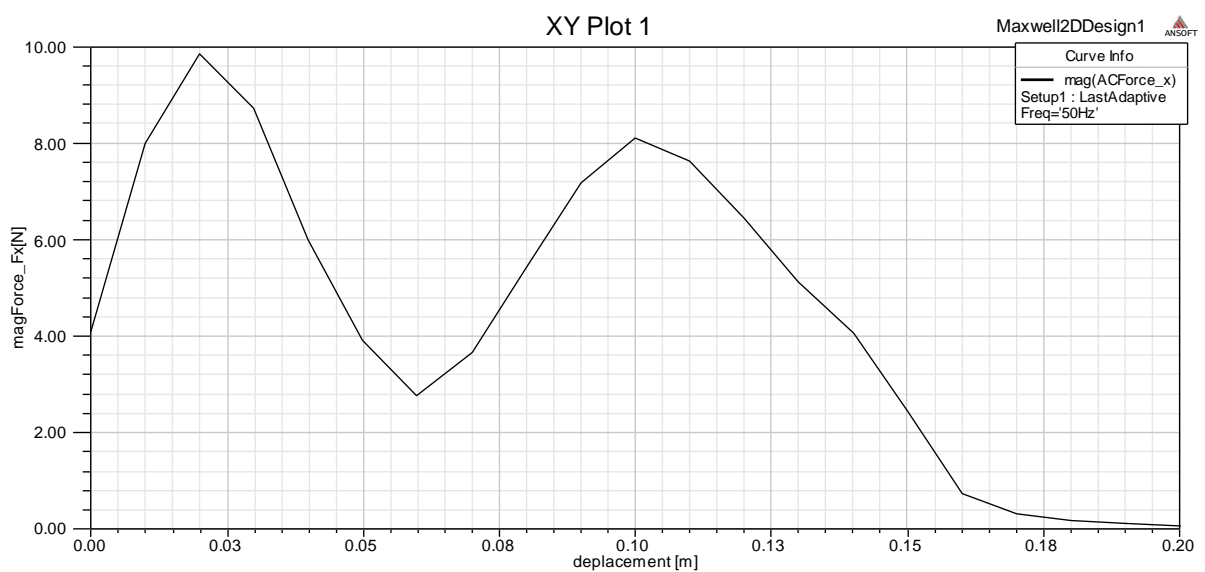


Figure IV.40: La force magnétique (F_x) en fonction du déplacement

La figure IV. 40 Présente l'amplitude de la force magnétique (F_x) en fonction du déplacement.



Figure IV.41 : La force magnétique (F_y) en fonction du déplacement.

La figure ci-dessus présente l'amplitude de la force magnétique (F_y) en fonction du déplacement.

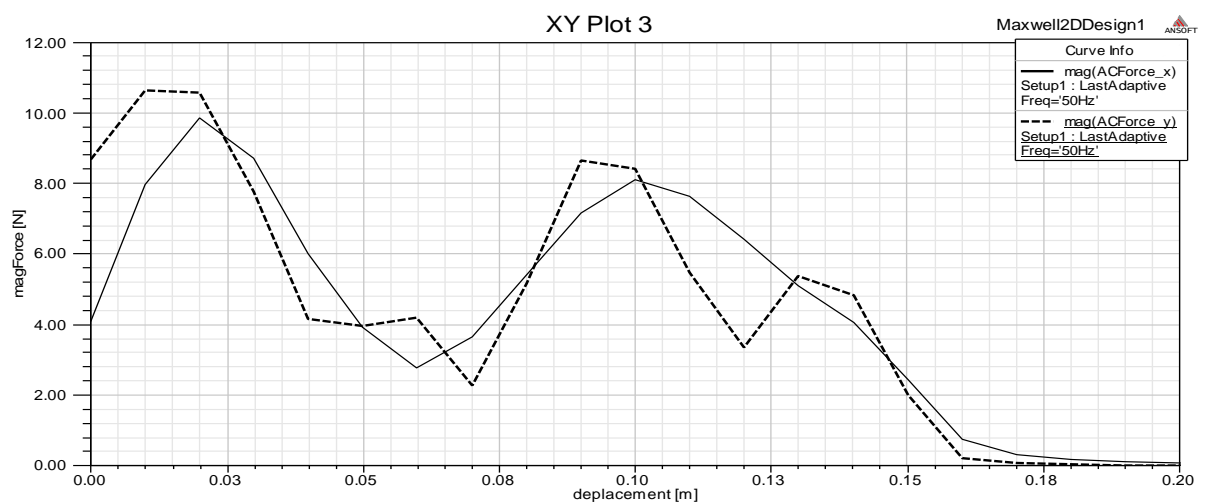


Figure IV.42: La superposition des deux forces magnétiques en fonction du déplacement.

La figure IV.42 montre la superposition de la force F_x et F_y en fonction du déplacement.

IV.7.5. Les Tableau de force

- Ces tableaux présente les résultats obtenus en prenant compte du déplacement de 0.01 avec une fréquence $f=50\text{Hz}$
 - Pour un courant Alternatif :

Force	F(x)Mag	F(x)Phase	F(y)Mag	F(y)Phase	Mag(F)
Total	4.0817	51.315	8.68	127.86	9.5918

IV.8. Sixième application

Cas d'un inducteur à 24 encoches double stator $2p=4$

IV.8.1. La géométrie :

Dans cette application on a introduit une machine linéaire à 24 encoches double stator $2p=4$, la figure ci-dessous présente la géométrie de notre machine :

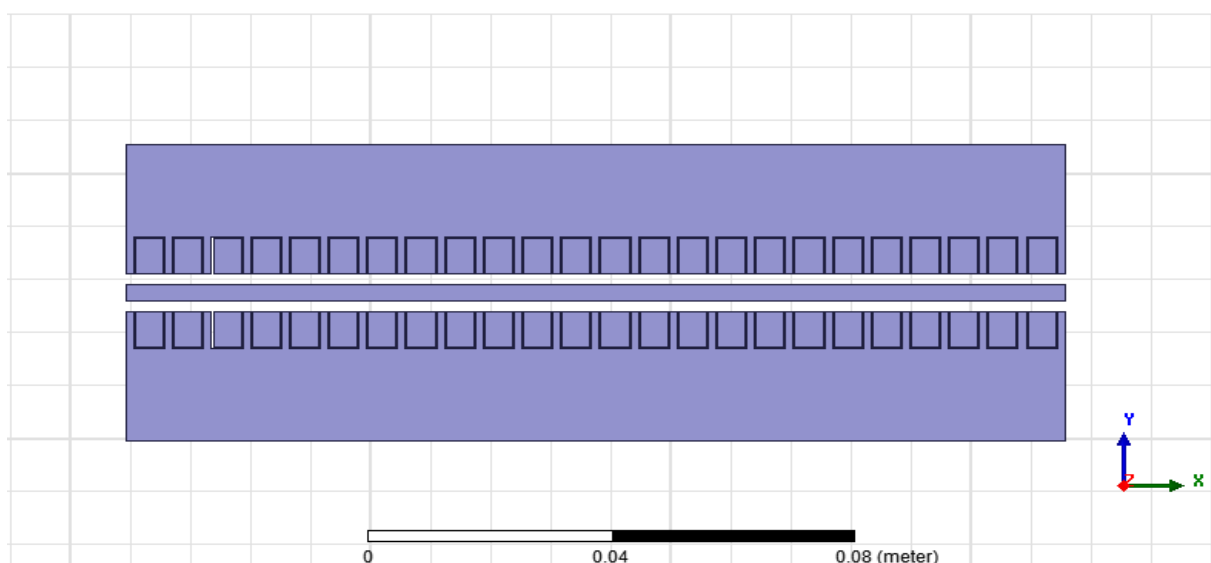


Figure IV.43 : Géométrie de la machine linéaire 24 encoches à double stator

IV.8.2. Le maillage

Le maillage éléments finis du domaine de résolution en éléments triangulaires de premier ordre est illustré par la figure VI.44

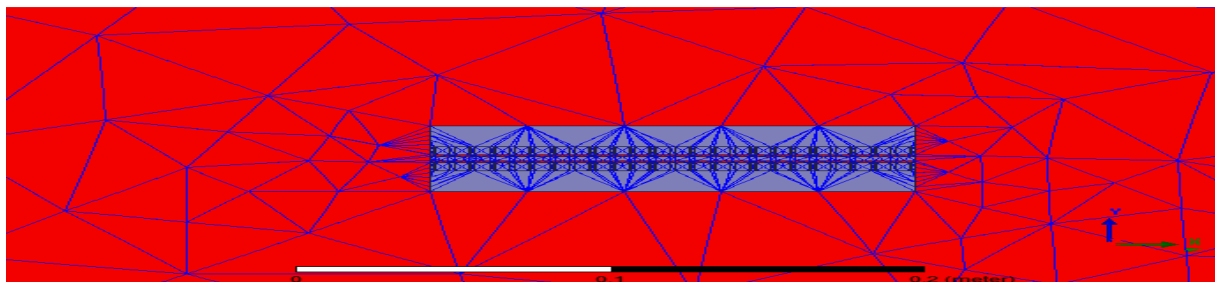


Figure IV.44 : Le maillage éléments finis du domaine de résolution.

- On est abouti à un maillage qui est composé de 1497 éléments.

IV.8.3. Le potentiel vecteur magnétique

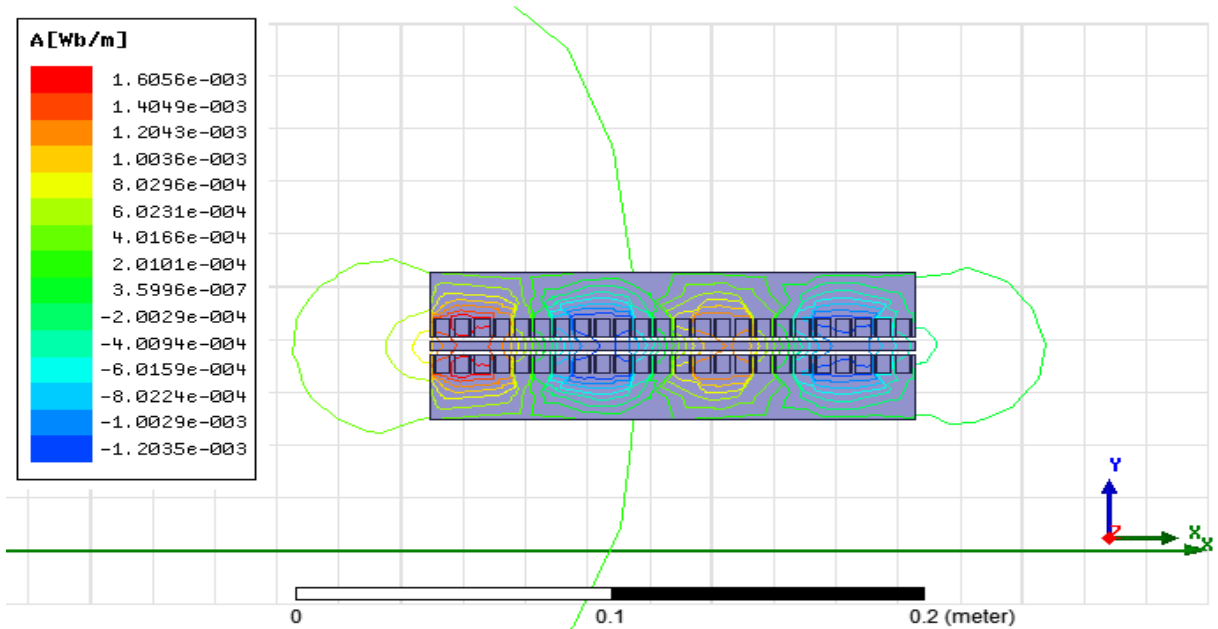


Figure IV.45 : La distribution des lignes de flux

Le bobinage est exactement comme le cas d'un seul stator, il se fait d'une manière à produire un champ glissant.

IV.8.4. Les courbes

Les figures obtenues pour le cas d'inducteur à 24 encoches double stator $2p=2$, avec le pas de déplacement 0.01m.

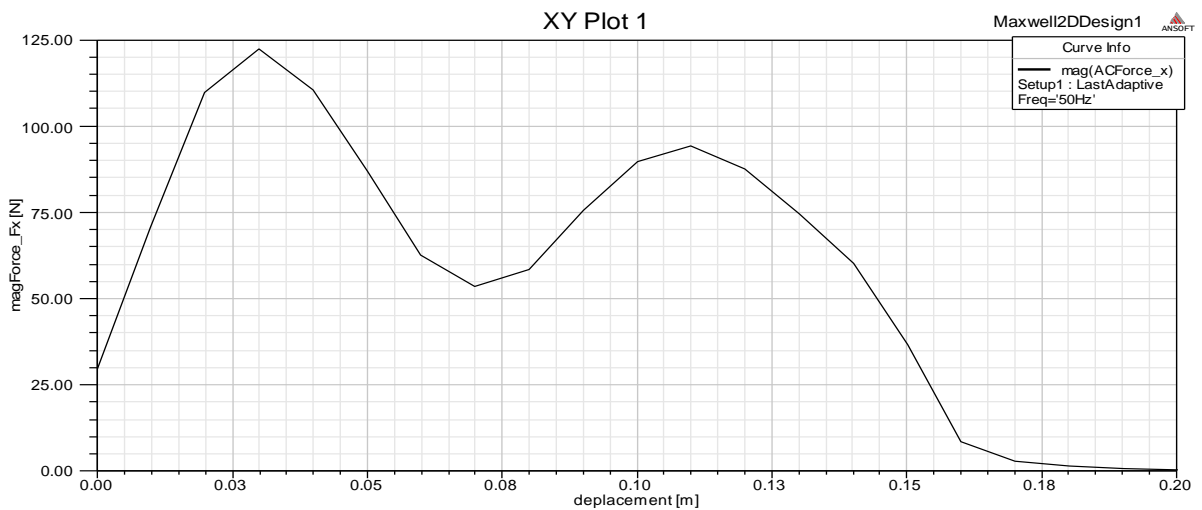


Figure IV.46 : La force magnétique (F_x) en fonction du déplacement



Figure IV.47 : La force magnétique (F_y) en fonction du déplacement

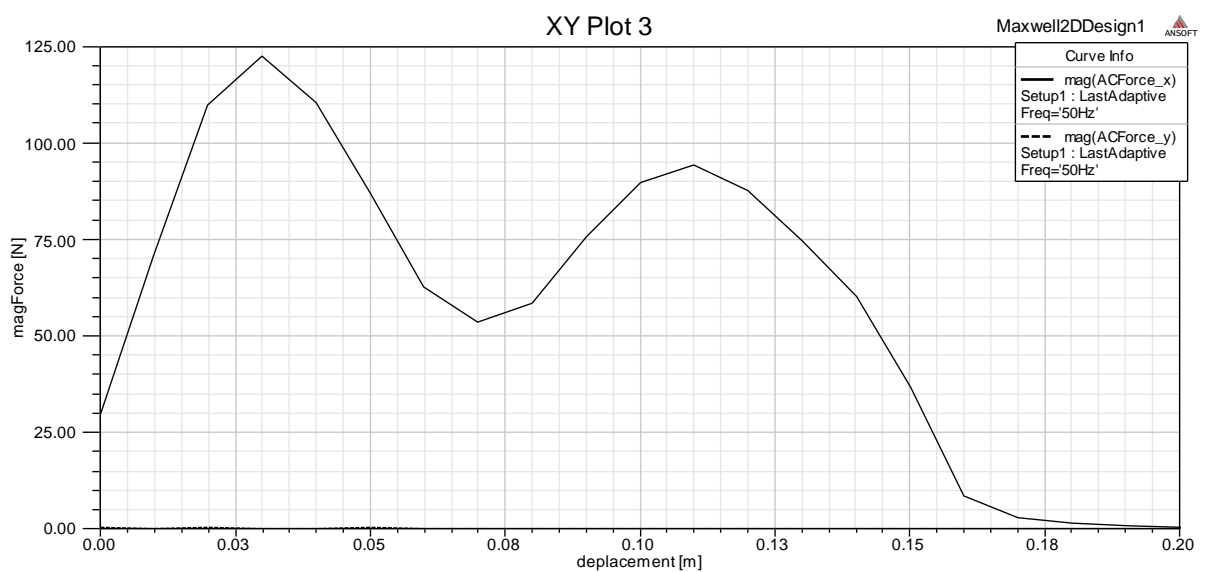


Figure IV.48 : La superposition des deux forces magnétiques en fonction du déplacement.

Les figures IV.46, IV.47, et IV.48 montrent l'allure de la force magnétique suivant les deux axes x, y en fonction du déplacement. On remarque que la force (F_y) est nulle devant la force (F_x) qu'elle est plus importante au cours du déplacement.

IV.8.5. Tableaux de force :

- On a ces deux tableaux qui donnent la force maximale dans 2 cas :
- Pour un courant Alternatif :

Force	F(x)Mag	F(x)Phase	F(y)Mag	F(y)Phase	Mag(F)
Total	29.574N	18.442N	0.49609N	178.71N	29.578N

Les résultats des deux tableaux montrent que l'amplitude de la force est plus important dans le cas d'un courant continu.

IV.8.6. Interprétation de résultats des deux applications (inducteur à 24 encoches un seul stator et à double stator)

- ✓ La force de déplacement s'augmente et s'améliore en doublant le stator, grâce à l'augmentation de l'interaction entre l'induit et le stator.
- ✓ Dans les deux cas on trouve que l'amplitude de la force est plus importante dans le cas d'un courant continu.
- ✓ La force (Fx) est plus importante que la force (Fy) dans les deux applications, (Fy) est négligeable devant la force (Fx) dans le cas double stator au cours du déplacement suivant l'axe (x) d'où l'induction (By).

Septième application

IV.1. Description du dispositif

Le système étudié est un moteur linéaire plane à induction dont le plan d'étude est en 3 dimensions (3D), le dispositif d'étude est constitué d'un inducteur fixe ou primaire qui est fabriqué par un compactage de tôles magnétiques à grain non orientés dans ce cas le circuit magnétique, le circuit électrique (conducteur) et l'induit sont en cuivre.

On a pris les mêmes dimensions géométriques que l'application 1 (6 encoches un seul stator), on a juste ajouté la 3^{ème} dimension ($Z=270\text{mm}$)

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

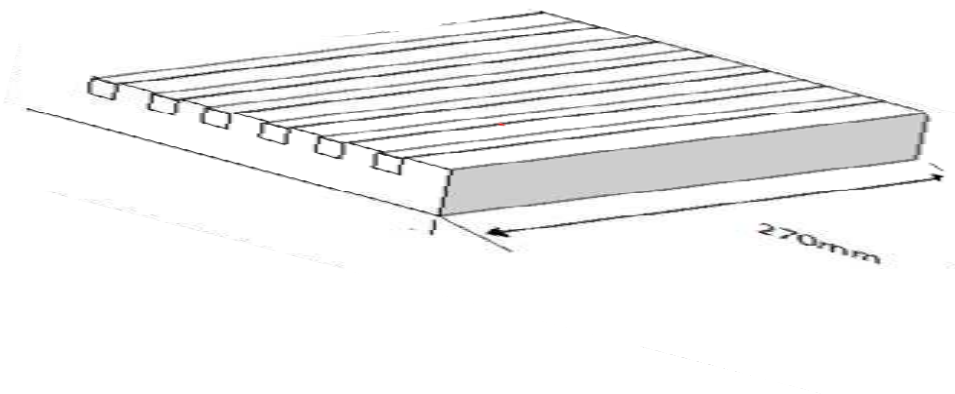


Figure IV.49 : La géométrie 3D

IV.1.2. Définition du problème

Type de problème : plane.

Unité de longueur : mètre.

Fréquence : 50 Hz.

Plan d'étude : 3 dimension (3D).

On a présenté la géométrie de la machine linéaire à un seul stator à six encoches (3D) en tenant compte de domaine d'étude sous le logiciel ANSYS MAXWELL :

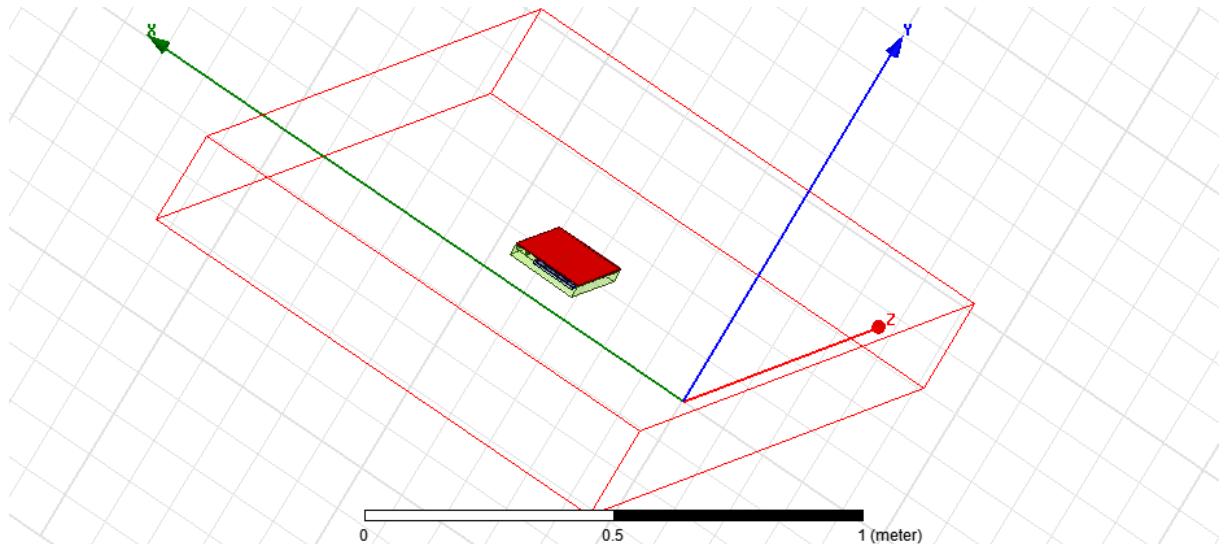


Figure IV.50: Domaine d'étude en 3D

On a introduit le même bobinage que la première application, on a alimenté juste une seule bobine. La figure ci-dessous représente la géométrie de la machine linéaire à six encoches 3D :

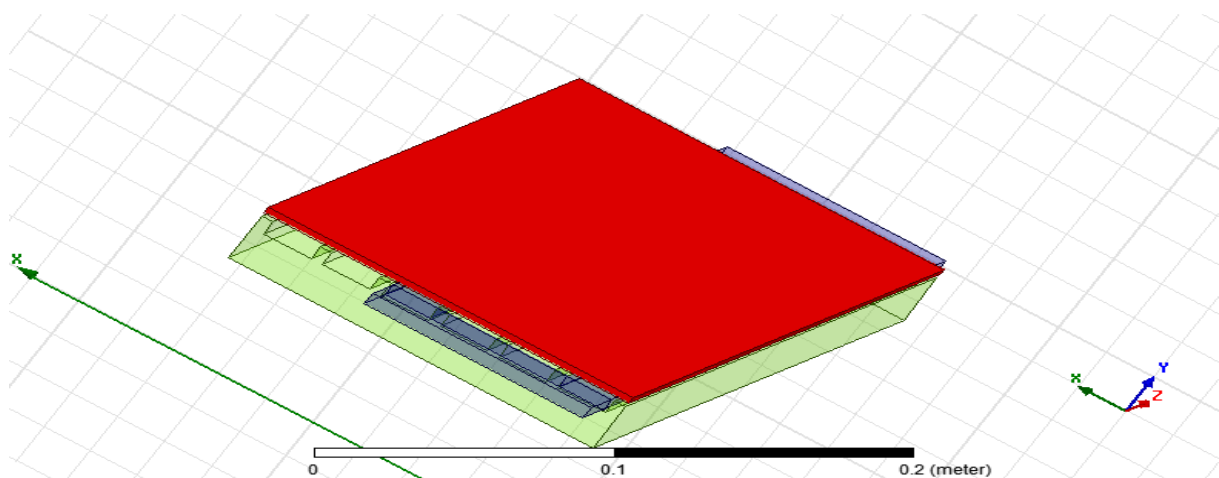


Figure IV.51 : Géométrie de la machine linéaire à 6 encoches 3D

Pour le pas de déplacement 0.001m :

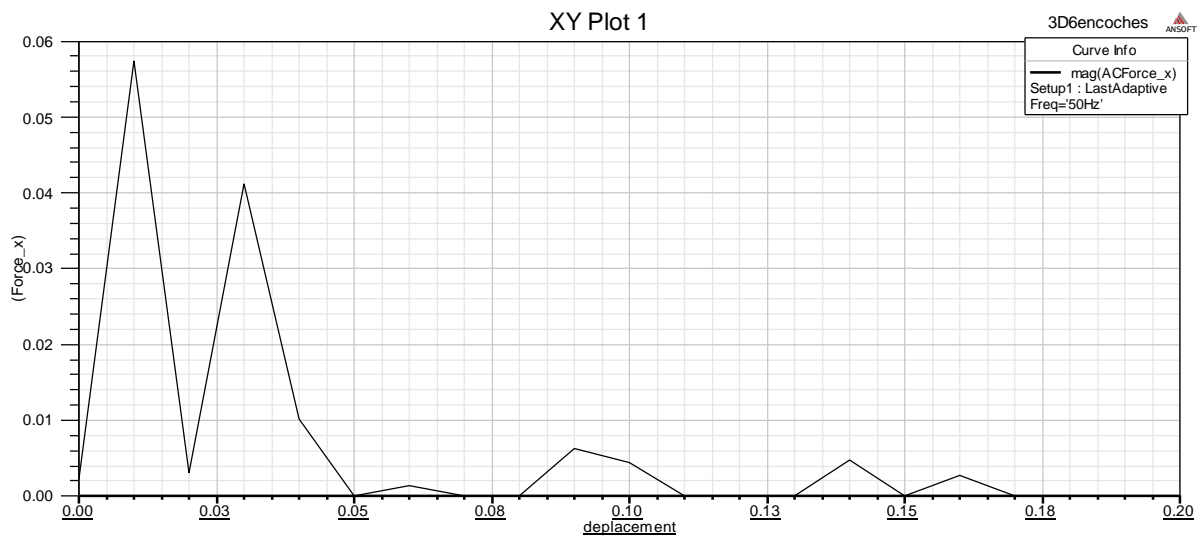


Figure IV.52 : La force magnétique (F_x) en fonction du déplacement

La figure ci-dessus représente la force magnétique (F_x) dans la machine linéaire à six encoches en 3D en fonction du déplacement

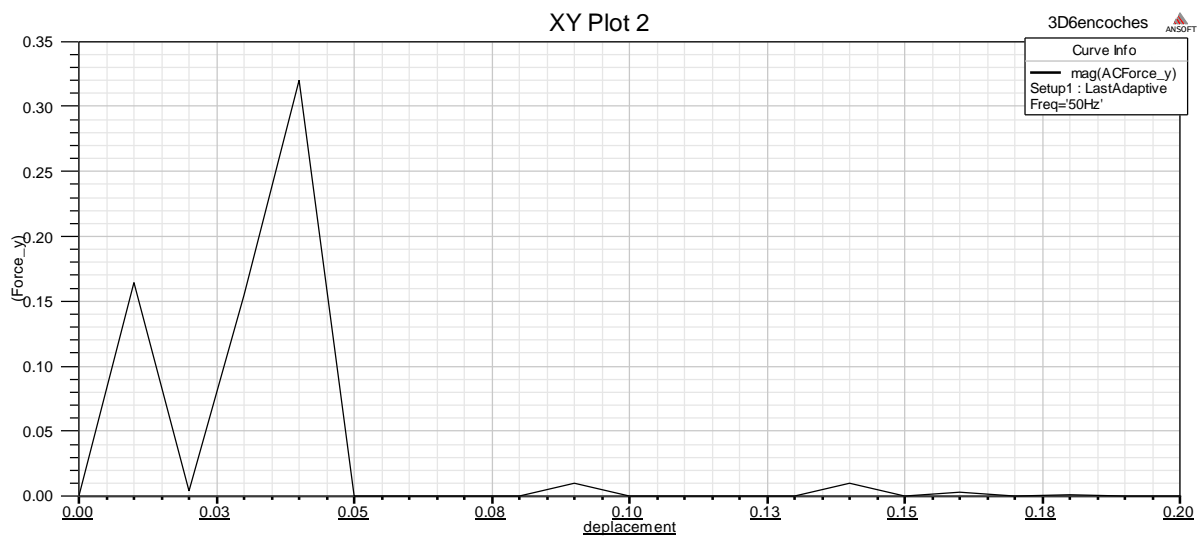


Figure IV.53 : La force magnétique (F_y) en fonction du déplacement

La figure ci-dessus représente la force magnétique (F_y) dans la machine linéaire à six encoches en 3D en fonction du déplacement.

L'objectif de ce travail consiste à évaluer et améliorer la force électromagnétique dans un moteur linéaire à induction. La méthode des éléments finis est utilisée pour le dimensionnement de l'inducteur pouvant produire une force capable de déplacer des poids lourds.

La simulation est effectuée avec le logiciel ANSYS Maxwell 2D. Plusieurs applications ont été considérées soit en changeant les grandeurs géométriques, la structure de la machine et nombres de paires de pôles.

Tout d'abord une simulation a été effectuée sur une machine linéaire à six encoches pour $2p=2$, puis on a doublé le stator pour avoir une machine linéaire à six encoches à double stator aussi pour $2p=2$. On a fini notre étude 2D par un modèle à vingt quatre encoches :

Une machine linéaire à 24 encoches un seul stator pour $2p=2$ et $2p=4$, une machine linéaire à 24 encoches double stator pour $2p=2$ et $2p=4$ on a terminé par une géométrie 3D six encoches.

L'étude consiste à voir l'évaluation de la force électromagnétique engendrée par les modèles qu'on a cités auparavant. L'influence de plusieurs paramètres sur la force électromagnétique ont été considérés.

Les résultats obtenus montrent que la force électromagnétique varie, elle augmente en doublant le stator. Elle est aussi plus importante dans le cas de $2p=2$ que $2p=4$, l'augmentation de nombres d'encoches fait augmenter la valeur de la force électromagnétique.

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

Le manque de temps ne nous a pas permis de terminer l'application 3D, nous avons juste introduit la géométrie puis alimenté une seule phase.

Comme perspectives futures, on peut envisager d'améliorer le même travail, en alimentant les trois phases du dispositif dans l'étude tridimensionnelle avec le logiciel ANSYS Maxwell 3D et nous souhaitons pouvoir réaliser des prototypes pour obtenir des performances plus importantes.

Bibliographie :

- [1] : GONG Jinlin « Modélisation et Conception Optimale d'un Moteur Linéaire à Induction Pour Système de Traction Ferroviaire » thèse de doctorat 2011, Ecole centrale de Lille.
- [2] : KESSI Mohamed « Amélioration des performances dynamique d'un moteur a induction linéaire » mémoire de master 2012, UMMTO
- [3] : KANA Ouzna « Conception d'un inducteur destiné à l'entraînement électrique d'un ascenseur » mémoire magister 2013, UMMTO
- [4] : MESSAOUDI Yacine «contribution à la modélisation multi-physique des générateurs électriques linéaires » mémoire magister 2012, UMMTO
- [5] : HAMEL Meziane « Impact de la découpe sur les caractéristiques des circuits magnétiques » mémoire d'ingénieur d'état 2009, UMMTO.
- [6] :R.TAKILT et A.ALLOUCHE « Modélisation par éléments finis d'une machine linéaire tubulaire et réalisation du prototype » mémoire de master 2013, UMMTO.
- [7] : DUBUGET Vincent « Elaboration et Caractérisation de Matériaux Ferromagnétiques Doux - Modélisation de Couches Magnétiques Inhomogènes » Thèse de doctorat 2010, Université François-Rabelais De Tours
- [8] : Fatima DJERFAF « caractérisation large bande diélectrique et magnétique de couches minces et de substrats » Thèse de doctorat 2012, Université Ferhat Abbas –Sétif- Ufas (Algérie)
- [9] : CYR Charles « modélisation et caractérisation des matériaux magnétiques composites doux utilisés dans les machines électriques » Thèse de doctorat en cotutelle présentée à la Faculté des études supérieures de l'Université Laval, Québec pour l'obtention du grade de Philosophiæ Doctor (Ph.D.) 2007.

- [10] : BENABOU Abdelkader « contribution à la caractérisation et à la modélisation de matériaux magnétiques en vue d'une implantation dans un code de calcul de champ » Université Lille I Ecole Doctorale Des Sciences Pour L'ingénieur ,doctorat génie électrique ,Soutenue le 16 Décembre 2002.
- [11] : BOUCHALA TAREK « Modélisation Semi-Analytique des Courants de Foucault. – Application au Contrôle Non Destructif par des Capteurs à Noyau de Ferrite –» Mémoire de Magister en Electrotechnique Faculté des sciences de l'ingénieur Département de l'électrotechnique Option , Matériaux Electrotechniques, Juin 2008.
- [12] : ORTIZ HERNANDEZ Guillermo « Elaboration et étude des propriétés physiques de couches minces monocristallines d'alliage de Heusler à faible amortissement magnétique pour composants hyperfréquences », soutenue le 12/02/2013.
- [13] : FANG Weiqing « Elaboration de matériaux composites nanofils magnétique /polymères pour la fabrication d'aimants permanents » Université Paris-Sud Xi Ecole Doctorale Chimie De Paris Sud Discipline :Physico-Chimie Soutenue le 29 Novembre 2013.
- [14] :OULD OUALI Samy Hassani « intégration de l'hystérésis magnétique dans un calcul éléments finis en vue de l'estimation des pertes dans les tôles des machines électrique », thèse de doctorat ,spécialité électrotechnique ,option machine électrique, soutenue le 26 /09/2010.UMMTO
- [15] :AHCENE Aziz «modélisation par éléments finis d'une machine linéaire tubulaire et réalisation de prototype » mémoire de master 2012, UMMTO.
- [16] : L. HAMOUDI et M .KAOUJJI « Etude théorique et expérimentale d'une machine linéaire à induit conducteur » Ingénieur d'état en électrotechnique, option machines électriques, 2009,UMMTO.

[17] : LABIOD Chouaib « Modélisation des phénomènes électromagnétiques dans une machine à reluctance variable », mémoire de Magister en électrotechnique, Université Mohamed Khider – Biskra Faculté des Sciences et de la technologie

[18] : FEKRACHE Karim et MEBTOUCHE Hafida « Modélisation par éléments finis d'une structure de machine linéaire à aimant permanent et simulation du mouvement par la technique du macro –élément » mémoire d'ingénieur d'état en électrotechnique 2001, UMMTO.

[19] : BOUALI Ferroudja « Utilisation d'une méthode semi-analytique pour l'étude du contrôle non destructif en régime pulsé » , Mémoire de Magister en électrotechnique,2010,UMMTO.

[20] :ZAOUIA Mustapha « Modélisation Numérique du Couplage Electromagnétique – Mécanique dans les Structures Linéaires Tubulaires» Magister de l'EMP d'Alger,2013,UMMTO.

[21] : H.MOHELLEBI « cours de modélisation numérique des systèmes d'entraînement électrique » cours master académique Entraînement Electrique 2016, UMMTO.

[22] :BOUKAIS Boussad : « Contribution a la modélisation des systèmes couples machines convertisseurs :application aux machines a aimants permanents (BDCM-PMSM) » thèse de Doctorat 2012,UMMTO.

[23] :O.KANA, B.ADI « Conception d'un inducteur destiné à l'entraînement électrique d'un ascenseur » .Mémoire magister 2013, UMMTO.