

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



UNIVERSITE HADJ LAKHDAR BATNA

Faculté de technologie

THESE

Préparée au
Département d'Electrotechnique



Présentée par Mr.

MAZOUZ AZEDDINE

Pour l'obtention du titre de

Docteur en sciences

Spécialité : Electrotechnique

**Contribution à L'étude des Moteurs Linéaires Tubulaires à
Oscillation**

Soutenue le : 19/10/2014

Devant le Jury composé de :

<i>Abdessemed Rachid</i>	<i>Président</i>	<i>Professeur</i>	<i>Université de Batna</i>
<i>Hedjazi Djemai</i>	<i>Rapporteur</i>	<i>Maitre de conférences</i>	<i>Université de Batna</i>
<i>Harbouche Youcef</i>	<i>Examineur</i>	<i>Maitre de conférences</i>	<i>Université de Batna</i>
<i>Menacer Arezki</i>	<i>Examineur</i>	<i>Professeur</i>	<i>Université de Biskra</i>
<i>Saad Salah</i>	<i>Examineur</i>	<i>Professeur</i>	<i>Université d'Annaba</i>
<i>Belhamra Ali</i>	<i>Examineur</i>	<i>Maitre de conférences</i>	<i>Université d'Annaba</i>

Année 2013/2014

Remerciements

JE REMERCIE MON ENCADREUR LE DOCTEUR HEDJAZI DJEMAI DE M'AVOIR HONORÉ DE DIRIGER CE TRAVAIL ET POUR SES CONSEILS ET ENCOURAGEMENTS.

JE REMERCIE LE PROFESSEUR, ADESSEMED RACHID POUR L'HONNEUR QU'IL ME FAIT EN ACCEPTANT DE PRÉSIDER LE JURY.

J'ADRESSE AUSSI MES REMERCIEMENTS À TOUS LES MEMBRES DU JURY POUR AVOIR ACCEPTÉ DE JUGER CE TRAVAIL.

J'ADRESSE MES PLUS VIFS REMERCIEMENTS À TOUTE L'ÉQUIPE ADMINISTRATIVE DE LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'INGÉNIEUR POUR TOUTE L'AIDE QU'ILS M'ONT DONNÉE POUR FAIRE ABOUTIR CE TRAVAIL.

QUE TOUS CEUX QUI M'ONT AIDÉ DE PRÈS OU DE LOIN DANS L'ACCOMPLISSEMENT DE CETTE THÈSE TROUVENT ICI L'EXPRESSION DE MA PROFONDE GRATITUDE..

A. MAZOUZ

Dédicaces

- A la mémoire de mes parents,
- A mon frère et mes sœurs
- A ma famille et à mes enfants

Sommaire

Introduction générale	7
Chapitre I Etat de l'art des moteurs linéaires tubulaire	
I.1. Introduction	10
I.2. Moteur linéaire pas à pas	12
I.2.1. le moteur à réluctance variable	12
I.2.2. le moteur à aimants permanents	13
I.2.3. le moteur hybride	14
I.3. Moteur linéaire tubulaire	16
I.3.1. Moteur linéaire tubulaire asynchrone triphasé	17
I.3.2. Moteur linéaire tubulaire synchrone monophasé à bobine mobile	19
I.4. Moteur à mouvement oscillatoire	20
I.4.1 Moteurs oscillants réluctant	20
I.4.1.1. La forme arquée	20
I.4.1.2. Forme linéaire	21
I.5. Moteur linéaire tubulaire oscillatoire (M.L.T.O)	22
I.5.1. M.L.T.O à Bobine Mobile	22
I.5.2. M.L.T.O à noyau mobile	23
I.6. Conclusion	26
Chapitre II Etude de la bobine à noyau de fer et phénomène de ferroresonance	
II.1. Introduction	27
II.2 Bobine parfaite	27
II.2.1 Inductances d'une bobine parfaite	28
II.2.2. Equation et schéma équivalent	29
II.3. Bobine réelle	32
II.3.1. Bobine sans pertes par courants de Foucault	32
II.3.2. Bobine alimentée par une tension sinusoïdale	32
II.3.3. Bobine alimentée par un courant sinusoïdale	34
II.3.4. Schéma équivalent	36
II.4. Bobine avec pertes par courants de Foucault	40
II.4.1. Influence des courants de Foucault	40
II.4.2. Schéma équivalent	41
II.4.3. Pertes fer	42
II.4.4. Evolution des pertes en fonction de la fréquence	43
II.5. Illustration du phénomène de Ferro résonance	45
II.6. Aspects théoriques de la Ferro résonance	49
II.7. Condition de Ferro résonance	50
II.8. Comportements quasi-périodiques et subharmoniques	53
II.9. Cycle de Ferro résonance	57
II.10. Champ magnétique d'un solénoïde	61
II.11. Dimensionnement du MLTO	64
II.12. Conclusion	65
Chapitre III Modélisation du MLTO	
III.1. Introduction	66
III.1. Développement des équations des inductances	66
III.2.1. Inductance propre du stator (bobine)	66
III.2.2. Inductance du rotor	67
III.2.3. Inductance mutuelle	67
III.2.4. Inductance totale du M.L.T.O	68
III.3. Mise en équation du M.L.T.O	69

III.3.1. Equations électriques	69
III.3.2. Equation du mouvement du MLTO	71
III.4. Circuit du moteur en régime dynamique et transitoire	73
III.5. Circuit du M.L.T.O en régime permanent	74
III.6. Conclusion	78
Chapitre IV Modélisation et Simulation Du Moteur linéaire Oscillant	
IV.1 Introduction	79
IV.2. Calcul de l'inductance de la bobine à noyau de fer (noyau centre)	79
IV.3. Calcul et visualisation des inductances en fonction de la position du	81
IV.4. Simulation du M.L.T.O	89
IV.5. Interprétation des courbes	100
IV.6. Conclusion	101
Conclusion générale et perspectives	102
ANNEXES	
BIBLIOGRAPHIE	

Liste des symboles

u	Tension d'alimentation instantanée
U_R	Tension instantanée de la résistance.
U_L	Tension instantanée de l'inductance.
U_C	Tension instantanée du condensateur.
U_{eff}	Tension efficace.
U_m	Tension maximale.
l	Longueur du solénoïde
l_f	Longueur du fer a l'intérieur de la bobine.
l_0	Longueur de l'air a l'intérieur de la bobine.
L	Inductance de la bobine.
L_0	Inductance propre de la bobine sans noyau.
L_f	Inductance du noyau.
M.L.T.O	Moteur linéaire tubulaire oscillatoire.
m	Masse de la partie mobile
K_f	Coefficient de frottement
i	Courant instantané circulant dans l'inducteur
$L(x)$	L'inductance en fonction du déplacement.
ω	Pulsation propre de la source.
ω_r	Pulsation critique de la résonance.
ω_m	Pulsation propre mécanique de l'oscillation du noyau.
R_b	Résistance interne de la bobine.
R_N	Résistance de l'induit (du noyau).
C	Capacité du condensateur.
φ	Angle de déphasage entre la tension et le courant.
Z	Impédance totale du circuit :
X	Réactance totale du circuit.
E_2	F.e.m de l'induit.
Φ	Flux magnétique.
\vec{T}_1 et \vec{T}_2	Forces d'attraction appliquées sur le noyau.
\vec{R}	Réaction du plan.
x	Déplacement du noyau.

$v = \frac{dx}{dt}$	Vitesse linéaire du noyau.
x_r	Position du noyau correspondant à la Ferro résonance.
f	Fréquence de la source.
f_r	Fréquence critique de la résonance.
f_g	Force de gravitation.
g	Pesanteur.
F_m	Force magnétique s'exerçant sur le noyau.
y	Flux magnétique totale.
i_R	Courant instantané de la résistance.
i_L	Courant instantané de l'inductance.
i_C	Courant instantané du condensateur.
I_{eff}	Courant efficace.
I_m	Courant efficace max.
W_m	L'énergie du champ magnétique.
P_W	La puissance dépensée pour la variation de l'énergie du champ magnétique.
K	Raideur du ressort.
B	Induction magnétique
U_{ind}	F.E.M induite par la variation de flux
Φ_f	Flux des fuites magnétiques
h	Champ magnétique instantané
K_H	Constant d'hystérésis
Q_q	Facteur de qualité
b	Induction magnétique instantanée
P_H	Pertes par hystérésis
P_F	Pertes par courant de FAUCAULT

INTRODUCTION GENERALE

INTRODUCTION GENERALE

Le domaine des machines électriques est constamment en développement depuis leur apparition. Les machines linéaires trouvent une grande part dans cette évolution car elles sont utilisées dans plusieurs domaines particulièrement dans l'industrie, d'où la nécessité de leurs modélisations afin d'améliorer leurs performances.

La modélisation des moteurs linéaires réside principalement dans l'évaluation de leurs forces électromagnétiques. La force engendrée dans de tels dispositifs provient de l'interaction du champ magnétique créé par les bobines inductrices de l'inducteur traversées par le courant de l'alimentation et le courant induit dans la couche conductrice ou aimants permanents de l'induit.

Les progrès en électrotechnique permettent désormais de développer des moteurs électriques, attractifs par leur prix et leur facilité de commande. Associés à des organes de transmissions mécaniques performants, ils présentent aussi la possibilité de combiner un effort important et une vitesse élevée [1], [2], [3], [4].

Le premier moteur électrique linéaire est émergé en 1838, c'était un moteur alternatif entraîné électro magnétiquement et rappelle à un moteur à vapeur. Il est composé de deux enroulements à deux noyaux de fer; similaire à deux pistons cylindriques dans les moteurs à vapeur où les enroulements sont alimentés alternativement. De nos jours, ce type de moteur serait classifié comme des moteurs linéaires oscillatoires à réluctance [1], [2].

Un moteur linéaire est essentiellement un moteur asynchrone dont le rotor « a été déroulé » de sorte qu'au lieu de produire un mouvement de rotation, par un champ électromagnétique tournant, il produise un mouvement linéaire sur sa longueur en installant un champ électromagnétique de déplacement. Le principe du moteur linéaire est le même que celui du moteur rotatif de même nom. Imaginons un moteur asynchrone dont le rotor est constitué d'une cage d'écureuil ou d'une enveloppe cylindrique aluminium."Fendons" longitudinalement ce moteur et déplions-le de façon à l'étaler sur un plan. La cage prend alors la forme d'un plat ou d'une échelle dont les barreaux sont noyés dans le circuit magnétique; c'est l'induit. L'inducteur plan crée un champ glissant qui induit l'échelle. Nous retrouverons donc dans l'induit, des courants induits qui s'opposent à la cause qui leur a donné naissance (Lenz). Cette opposition va se traduire par une force entraînant un mouvement relatif entre

inducteur et induit de manière à "rattraper" le champ glissant. Puis que le moteur linéaire asynchrone suit le même principe que le moteur rotatif, nous retrouvons aussi les mêmes caractéristiques. Il y a cependant quelques petites différences. Le couple devient une poussée linéaire et la vitesse de rotation devient une vitesse linéaire.

. Les moteurs paramétriques oscillants comportent une classe spéciale des machines qui expose certaines caractéristiques communes. Plusieurs de ces caractéristiques ressemblent fortement à certaines des caractéristiques des éléments d'un autre groupe du circuit électronique paramétrique : oscillateur, inverseur, et amplificateur. Le processus de conversion de l'énergie dans les deux classes des dispositifs est semblable en permettant à un certain type (paramétrique) à liaison asynchrone de connecter une source d'énergie à une fréquence avec un appareil de sortie fonctionnant par d'autre fréquence. La liaison asynchrone est responsable à la conversion de l'énergie dans les machines à induction et peut exister même si les paramètres de telles machines demeureraient constants dans le fonctionnement à l'état d'équilibre. D'autre part, la liaison paramétrique qui est également asynchrone est associée à la modulation de la réactance par l'intermédiaire du mouvement mécanique. La conversion de puissance est due directement ici aux changements réguliers des paramètres, et c'est l'origine du terme paramétrique.

Les lanceurs électromagnétiques linéaires tubulaires [5], [6] peuvent être classés aussi comme accélérateurs électromagnétiques où la précision de la vitesse ainsi que de la position sont des paramètres importants, les performances de tels systèmes permettent d'atteindre des vitesses de déplacement très importantes. Leur domaine d'application est vaste, ils peuvent être utilisés dans le domaine spatial, la métallurgie, le domaine de l'environnement [6] ainsi que dans le domaine militaire.

Problématique :

La connaissance de l'inductance de la bobine à noyau de fer est un énorme achèvement vu l'importance de cette dernière dans la modélisation mathématique de la bobine. Sachant que le calcul et la visualisation de l'inductance par les méthodes classiques est impossible parce que la bobine présente un circuit non linéaire (saturé). Et d'autre part la bobine présente les inconvénients suivants :

- Les lignes du champ magnétique d'une bobine à noyau de fer à circuit ouvert se referment à travers l'air ce qui influe sur les dispositifs à proximité.

- L'échauffement excessif du noyau.
- Le phénomène de Ferro-résonance entraîne un fort courant et une surtension.

Objectif :

L'objectif de cette thèse est de donner une contribution à l'étude des moteurs linéaires tubulaires à oscillations MLTO, et cela par une mise en œuvre d'un programme sous MATLAB afin de calculer et visualiser les différentes inductances du MLTO, ainsi de mettre la modélisation mathématique du MLTO sous un simulateur et faire une comparaison avec les résultats des différents modèles étudiés auparavant.

Ce présent travail est l'objet donc de l'étude et de modélisation ainsi que de simulation du moteur linéaire tubulaire à oscillations appelé simplement MLTO. Il est présenté en quatre chapitres, selon l'ordre suivant :

- Le premier chapitre sera consacré à l'état de l'art sur les différentes conceptions des moteurs linéaires, et oscillatoires.
- Le deuxième chapitre présente une étude de la bobine à noyau de fer et le phénomène de Ferro-résonance.
- Le troisième chapitre portera sur la modélisation du MLTO par des équations électrodynamiques.
- Le quatrième chapitre est consacré à l'exploitation des résultats obtenues par l'utilisation d'un programme MATLAB et le simulateur SIGMA PLOT

Enfin, Ce travail sera clôturé par une conclusion générale.

CHAPITRE I

I.1. Introduction

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

Le moteur linéaire à induction (MLI) est un type particulier de moteur asynchrone, il peut être obtenu par une simple transformation topologique qui consiste en un développement sur le plan du moteur asynchrone qu'on aurait de coupe suivant un plan passant par l'axe de rotation de l'induit.

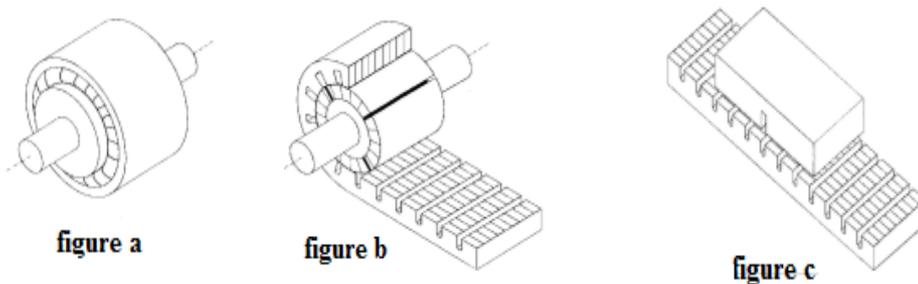


Figure (I.1 a, b et c) : Passage du moteur rotatif au moteur linéaire plat

Donc il se compose d'un rail fixe et d'un inducteur mobile, le rôle de ces composantes peut être inversé. Donc l'une de ces composantes peut se déplacer sous l'effet de la force d'interaction des champs (inducteur – induit) en maintenant l'autre à l'état bloqué, et ainsi dérive deux principaux types de MLI :

- Induit long, inducteur court.
- Induit court, inducteur long.

Il existe trois principaux dispositifs :

- Inducteur simple.
- Inducteur double.
- Inducteur tubulaire (à flux axial).

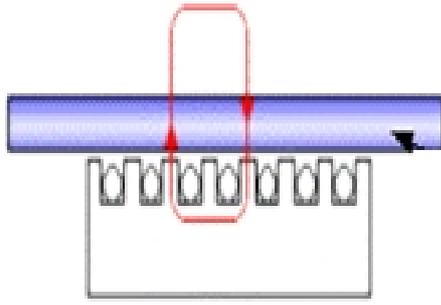


Figure (I.2) : Inducteur simple

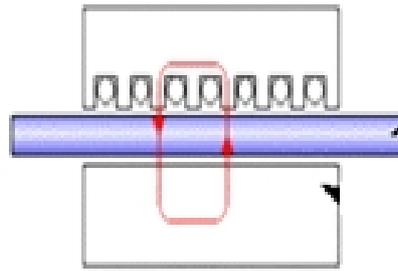


Figure (I.3) : Inducteur double

Les moteurs électriques à flux axial appartiennent à la famille des moteurs synchrones à entraînement direct. Grâce à l'apport d'aimants permanents dopés par des alliages à base de terres rares, ces moteurs compacts développent un couple très élevé. L'entraînement direct élimine le besoin de boîte de vitesses et réduit encore les pertes énergétiques dans la chaîne de traction du véhicule. Enfin, à l'inverse des moteurs à flux radial, le ratio longueur de rotor/diamètre des moteurs à flux axial est faible, d'où une capacité encore plus importante. Mais le concept est encore jeune. A présent, les chercheurs allemands développent ainsi des méthodes de production adaptées. En particulier, ces travaux portent sur le moulage par injection de différents éléments fixes sur le stator, à l'aide de plastiques thermodurcissables adéquats. De quoi automatiser un assemblage [7].

Le moteur à flux axial est caractérisé par un flux magnétique qui se situe dans la même direction que l'axe de rotation du moteur.

Un MLI est caractérisé par les propriétés suivantes :

- Production directe d'un mouvement de translation entre le primaire et le secondaire, sans passer par aucun organe de transmission mécanique assurant la conversion d'un mouvement de rotation en un mouvement de translation.
- Suppression complète de tout problème d'adhérence mécanique entre le primaire et le secondaire.
- Non polluant.

Les domaines d'application du MLI sont :

- Les portes coulissantes ;
- Les couloirs roulants ;
- Le transport.

Plusieurs configurations de moteurs linéaires existent [8].

La Figure (I.4) présente le classement des moteurs linéaires selon leur géométrie [9]. Il y a deux grandes familles du moteur linéaires : le moteur linéaire à géométrie plate et à géométrie tubulaire. Ils peuvent être divisés encore en deux parties selon la géométrie du primaire : long ou court. Les moteurs linéaires à géométrie plate peuvent être encore sous divisés selon le nombre de primaire : à primaire double et à primaire simple.

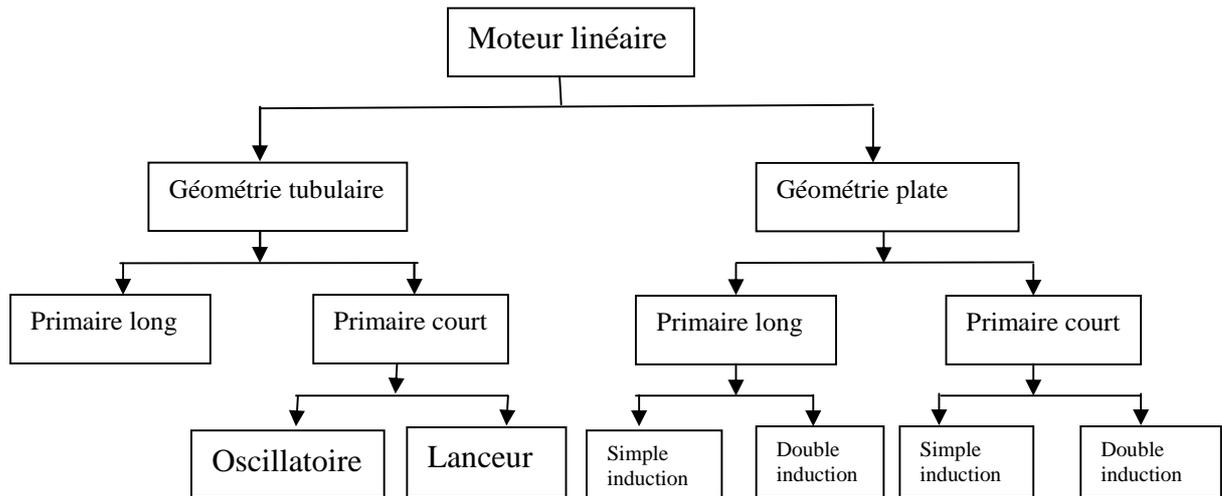


Figure I.4 Classement des moteurs linéaires selon leurs géométries.

I.2. Moteur linéaire pas à pas

Toutes les structures des moteurs pas à pas traditionnelles [10] peuvent à nouveau être considérées comme un moteur pas à pas linéaire [11].

Un moteur pas à pas permet de transformer une impulsion électrique en un mouvement angulaire.

On trouve trois types de moteurs pas à pas :

I.2.1. le moteur à réluctance variable

Ce type de moteur est caractérisé par une structure dentée aux niveaux du stator et de la partie mobile. Le circuit magnétique est généralement assemblé à partir de tôles magnétiques de forte perméabilité. Toutefois, les machines destinées au positionnement ou à une translation lente, peuvent être réalisées avec des pièces massives. Les enroulements du circuit électrique sont généralement concentrés autour

des plots du stator et donc faciles à réaliser. La figure (I.5) présente une structure linéaire à réluctance variable à deux modules statorique, chaque module comporte deux plots autour desquels sont enroulés les bobines. Chaque phase de la machine est formée par la mise en série des deux bobines d'un même module. Des séparations magnétiques sont nécessaires entre les différents modules statoriques afin d'imposer un décalage.

Les moteurs à réluctance variable (moteurs MRV) Figure (I.5) doivent leur nom au fait que le circuit magnétique qui les compose s'oppose de façon variable à sa pénétration par un champ magnétique [7].

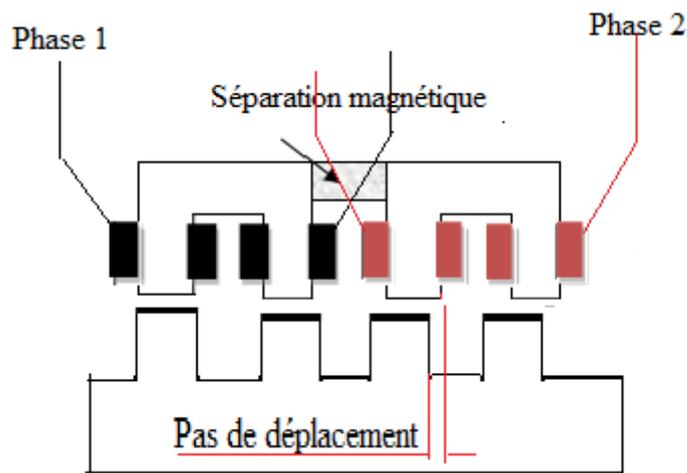


Figure (I.5) moteur pas à pas, type MRV biphasé

Ces moteurs sont composés d'un barreau de fer doux et d'un certain nombre de bobines. Lorsqu'on alimente une bobine, elle devient un électroaimant et le barreau de fer cherche naturellement à s'orienter suivant le champ magnétique. On alimente la phase 1, puis la phase 2. Si nous souhaitons changer le sens du moteur, il suffit de changer l'ordre d'alimentation des bobines. La fabrication est assez délicate, les entrefers doivent être très faibles.

I.2.2. le moteur à aimants permanents

C'est le modèle dont le fonctionnement est le plus simple. Le rotor est constitué d'un aimant permanent, et le stator comporte deux paires de bobines. En

agissant sur les bobines alimentées, et le sens des courants, on fait varier le champ créé par le stator.

Comme le rotor est aimanté, lorsque le moteur n'est pas alimenté le flux magnétique du à l'aimant permanent crée un couple résiduel en se plaçant dans l'axe de l'une des bobines [41].

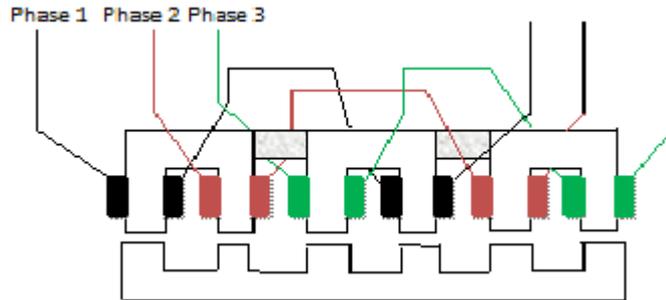


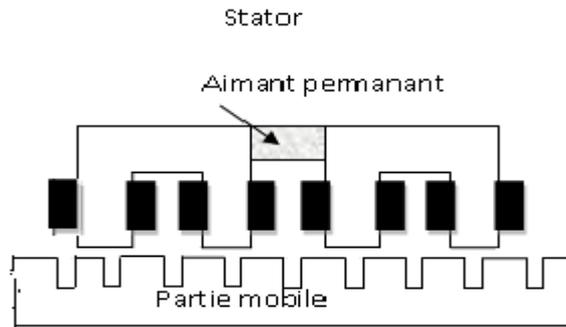
Figure (I.6) Moteur pas à pas à aimants permanents

Pour augmenter le nombre de positions stables et donc de pas du moteur à aimant permanent, on peut alimenter successivement une puis deux paires de bobines : c'est le mode « demi-pas ». La commande de ses moteurs pas à pas nécessite de contrôler le sens du courant dans chaque bobine.

I.2.3. le moteur hybride

Les moteurs pas à pas hybrides sont généralement constitués d'un rotor denté muni d'aimants permanents. Le mouvement des moteurs hybrides résulte de la superposition de la force développée par l'effet réductant des dents et de la force créée par l'aimant permanent. La contribution des amplitudes et des périodes géométriques des ces forces permet de réaliser des caractéristiques statiques très diversifiées. En effet, l'aimant, placé dans la structure hybride, assure une certaine distribution des lignes du champ. L'alimentation des bobines produit un phénomène d'aiguillage des lignes de champ plus ou moins important suivant l'intensité du courant d'alimentation. En jouant sur l'orientation des lignes du champ, il est possible de maîtriser la variation de la force résultante.

La figure (I.7) représente un moteur linéaire réductant polarisé bipolaire où l'aimant et les bobines sont placés sur le même support fixe [7].



Figure(I.7) Moteur pas à pas hybride biphasé.

Comme tous les transducteurs électromécaniques, les moteurs pas à pas assurent une conversion d'information [4]. La particularité de ces moteurs est d'assurer un mouvement mécanique incrémental continu. Le développement de tel moteur est lié à trois fonctions principales :

- l'affichage
- le réglage
- la commande

Bien que le développement des premiers moteurs pas à pas remonte au début des années trente, ce n'est que depuis le début des années soixante que ce type de moteur s'est véritablement développé. La cause principale de cette extension a été l'apparition de l'ordinateur, puis des mini-ordinateurs et enfin des microprocesseurs, le moteur pas à pas est devenu alors le principal élément de communication entre les systèmes de traitement de l'information et le monde extérieur [4]. Il permet de matérialiser des résultats sous forme écrite et graphique ou de transformer des ordres et d'assurer un réglage.

Le moteur 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 (rotation ou translation) constante, dite pas. Un nombre déterminé d'impulsions entraîne un nombre correspondant de pas. De plus, la succession d'impulsions à une fréquence déterminée permet d'imposer une vitesse de rotation (ou de translation) pratiquement constante.

C'est le contrôle de ces deux fonctions position et vitesse, qui permet d'assurer une conversion d'information. Le moteur pas à pas assure cette conversion sans introduire d'erreurs cumulatives. Elle peut être réalisée sans asservissement.

Un moteur pas à pas est un transducteur permettant une conversion d'énergie et d'information de caractère électromécanique. Son alimentation est de type électrique digital ou impulsif. Son mouvement, rotatif ou de translation, est de type incrémental continu.

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

L'avance d'un pas est assurée par l'alternance alimentation, coupure du bobinage. Le rôle de l'alimentation est d'assurer une amplification de la commande de façon à appliquer la tension successivement aux différentes phases. Le couple étant proportionnel au carré du courant, cette alimentation devra s'approcher le plus possible d'une source de courant. L'alimentation est constituée généralement de transistors fonctionnant alternativement en régime saturé ou bloqué. Pour éviter les surtensions de coupure, l'alimentation doit également assurer la décroissance progressive, l'alimentation permet d'agir sur certaines performances limites du moteur. Par ailleurs, le rendement de cette alimentation doit parfois obéir à des conditions de qualité en raison d'aspects énergétiques et thermiques.

I.3. Moteur linéaire tubulaire

Ce type de moteur comprend essentiellement :

- un barreau magnétique d'une longueur appropriée à la course utile se comportant comme le stator du moteur.

Il se compose de tranches d'aimants permanents, agencés dans un ordre particulier à l'intérieur d'un tube en acier inoxydable. Contrairement aux autres types de moteurs linéaires, la conception tubulaire permet d'optimiser les champs et de ne générer des efforts que dans la direction du déplacement.

- un bloc mobile se déplaçant sur le barreau magnétique et exerçant la force de poussée sur la charge à déplacer.

C'est un simple solénoïde, enfilé sur le barreau magnétique et comprenant uniquement trois enroulements. Il n'y a pas de contact entre le bloc mobile et le barreau, le centrage de l'un par rapport à l'autre étant assuré par un guidage extérieur (1,7 mm de jeu admissible au diamètre).

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

Les signaux de retour nécessaires au contrôle de position et de vitesse du bloc mobile sont fournis par un codeur linéaire s'étendant sur toute la longueur de déplacement du barreau magnétique connecté directement au servocontrôleur.

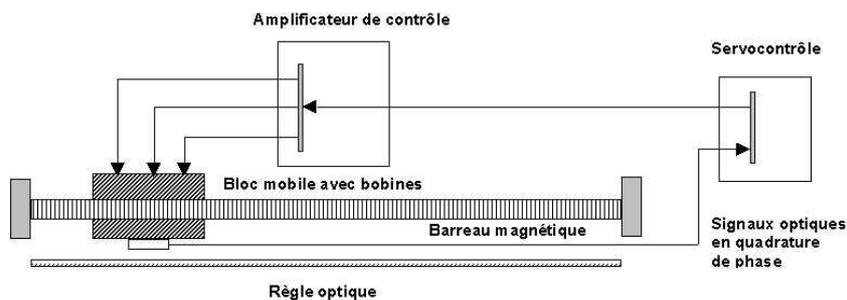


Figure (I.8) Moteur linéaire tubulaire

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

I.3.1. Moteur linéaire tubulaire asynchrone triphasé

On peut donner aux moteurs linéaires à induction une forme tubulaire, dans laquelle l'induit et l'inducteur sont cylindriques, et le champ glissant est dirigé le long de l'axe. Ces moteurs sont alors appelés linéaires à flux axial. [13]. Une façon de

créer le champ glissant axial consiste à faire circuler des courants triphasés dans des bobines disposées comme le montre la Figure (I.9).

Si on désigne par $\frac{l}{2}$ (demi-longueur d'onde) l'intervalle entre deux bobines successives d'une même phase bobinée en sens inverse.

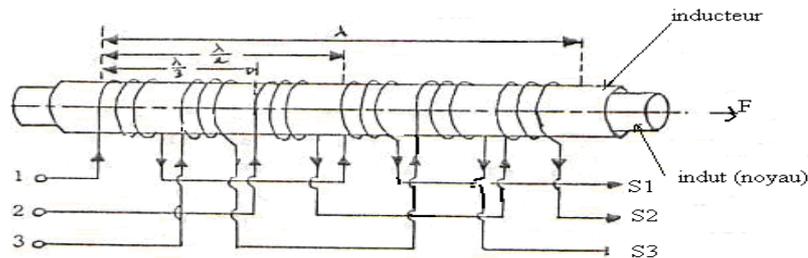


Figure (I.9) : Moteur linéaire tubulaire triphasé asynchrone

Le Servotube est un moteur linéaire triphasé, avec ses aimants rangés en forme de tige ronde, offrant un fonctionnement sans force latérale.

Un système de mesure intégré de capteurs Hall fournit des données de positionnement fiables même dans les atmosphères les plus rudes. Le moteur linéaire convient parfaitement dans une large gamme de vitesse pour des accélérations élevées. Il ne nécessite aucune maintenance, ne présente pas de jeu, et est caractérisé par une précision et une résistance des plus élevées. Les moteurs linéaires Rodriguez consomment peu de courant, ne nécessitent pas de refroidissement additionnel et garantissent un fonctionnement fluide. Ils peuvent fonctionner avec tous les systèmes d'asservissement courants et sont disponibles comme modules uniques et systèmes complets. Si nécessaire, plusieurs moteurs peuvent être montés sur un axe.

Le Servo Tube de Copley Controls [14], est le premier moteur linéaire triphasé, conçu comme un actionneur. Ayant la vitesse et la robustesse d'un vérin pneumatique, la souplesse d'une vis à billes et la fiabilité intrinsèque, propre aux moteurs linéaires à entraînement direct, le Servo Tube est un actionneur bidirectionnel puissant et bon marché.

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

I.3. 2. Moteur linéaire tubulaire synchrone monophasé à bobine mobile

L'utilisation d'une bobine mobile plutôt que d'un aimant mobile se justifie lorsque la masse en mouvement doit être la plus faible possible pour des raisons dynamiques.

En faisant l'hypothèse que le champ d'induction magnétique produit par les aimants est perpendiculaire à la surface de ces derniers et uniformément réparti sous les aimants, ceci sans effet de bord. [15]

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

La force réluctance est une force produite par le courant circulant dans la bobine sur lui-même, cette force existe sans aimant. L'asymétrie du circuit provoque une force dont la direction est indépendante du signe du courant Figure (I.9). En effet une inversion du courant provoque une inversion du champ magnétique dans l'entrefer et donc une force dont le sens reste le même.

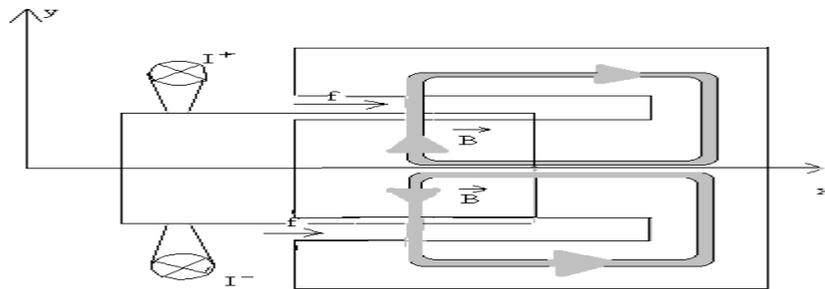


Figure (I.10) : Moteur linéaire à bobine mobile

Ce type de moteur Figure (I.10) comprend essentiellement :

- Un barreau magnétique d'une longueur appropriée à la course utile se comportant comme stator du moteur. Il se compose de tranches d'aimant permanent, montés dans un ordre particulier à l'intérieur d'un tube en acier inoxydable [16]. La conception tubulaire permet d'optimiser les champs et de ne générer les efforts que dans la direction du déplacement.

- Un bloc mobile se déplaçant sur le barreau magnétique et exerçant la force de poussée sur la charge à déplacer. C'est un simple solénoïde, enfilé sur le barreau magnétique et comprenant uniquement trois enroulements. Il n'y a pas de

contact entre le bloc mobile et le barreau, le centrage de l'un par rapport à l'autre étant assuré par un guidage extérieur (1.7 mm de jeu admissible au diamètre).

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

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

I.4. Moteur à mouvement oscillatoire

Vu la particularité de ce mouvement deux types de conception sont envisagés, le premier est à base de ressorts de rappel et le second est à la base d'un circuit R.L.C. il est intéressant de donner un aperçu sur les différents modèles existants de ce genre de moteur.

I.4.1. Moteurs oscillants réluctant

Le moteur oscillant à induction a d'excellentes performances par rapport à son homologue monophasé, puisqu'il utilise des oscillations paramétriques qui se présentent comme une rotation directe inverse, ou bien un mouvement de translation direct inverse. Ce comportement de la machine nécessite une étude approfondie, dans le but de les intégrer dans des applications futures. [5], il existe trois variantes, la forme arquée, linéaire et circulaire.

I.4.1.1. La forme arquée

La Figure (I.11) représente un moteur oscillant à mouvement angulaire. La position d'équilibre sans courant est définie par un système de ressorts. L'excitation du bobinage provoque un centrage de l'armature mobile. Pour que le système s'amorce, il faut que la fréquence propre mécanique soit proche du double de la fréquence d'excitation (force proportionnelle au carré du courant) [5].

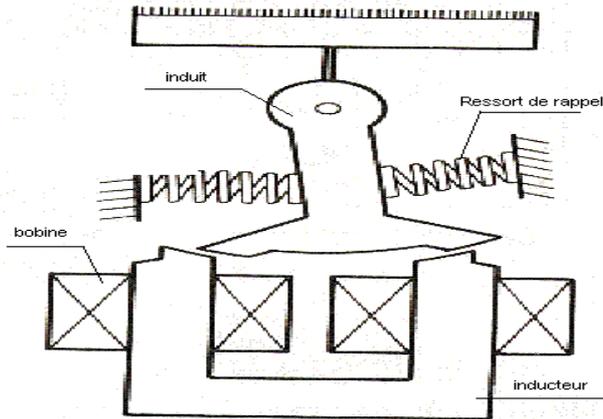


Figure (I.11) : Moteur pour l'entraînement de la tête de coupe d'un rasoir.

La Figure (I.12) montre une autre disposition relative appliquée à une sonnerie. Le mouvement de la partie mobile assure l'ouverture et la fermeture des contacts assurant l'inversion du sens du courant dans le bobinage d'excitation. Il s'agit donc d'un système d'alimentation asservi en position. Les moteurs oscillants sont généralement appliqués à des systèmes de tri, à des mélangeurs et à des petits compresseurs.

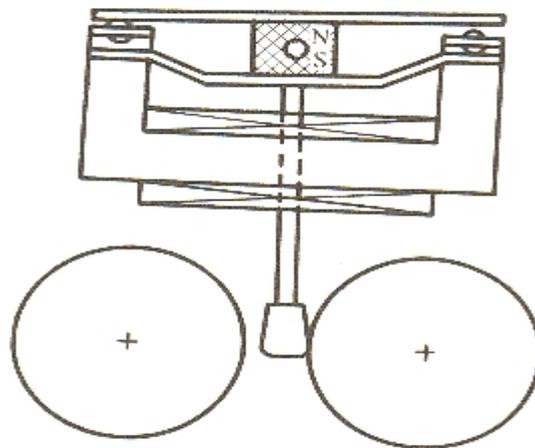


Figure (I.12) moteur oscillant d'une sonnerie.

I.4.1.2. Forme linéaire

Ce moteur est un dispositif ne comprenant pas d'aimant permanent et ne présente pas de terme de couple du à l'interaction mutuelle entre partie fixe et partie mobile.

Le couple ou la force résulte de la variation des inductances propres seules. Il est donc associé à une déformation du circuit magnétique. La Figure (I.13) montre un type de moteur oscillant réductant linéaire avec ressorts d'équilibre.

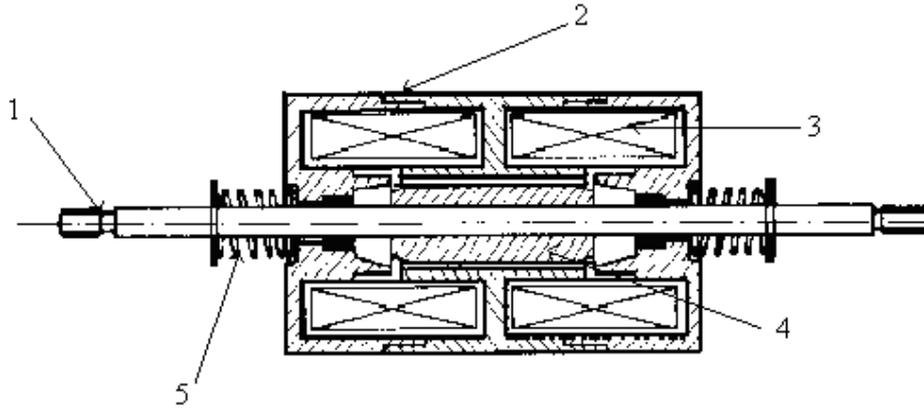


Figure (I.13) : Moteur oscillant réluctant linéaire avec ressorts d'équilibre

Le système comporte deux bobines (3) dont l'excitation de l'une provoque le déplacement du noyau (1) assemblé à une pièce ferromagnétique (4) dans un sens. La position médiane est assurée par une cause extérieure qui est le ressort (5).

Il est possible d'obtenir une force d'attraction unilatérale au moyen d'une source de tension alternative appliquée à un électroaimant. En effet pour un courant sinusoïdal, la force présente une composante moyenne non nulle pulsant à une fréquence double de celle d'alimentation. Lors de l'enclenchement de l'électroaimant l'entrefer passe d'une valeur de réluctance minimale à une valeur maximale. A chacune de ces positions on fait correspondre une inductance, il s'ensuit une diminution du courant lorsque l'entrefer diminue.

I.5. Moteur linéaire tubulaire oscillatoire (M.L.T.O)

Comme toute autre machine électrique ce moteur est réversible en mouvement, il peut être à bobine mobile noyau fixe ou inversement. Deux types sont envisagés.

I.5.1. M.L.T.O à Bobine Mobile

La Figure (I.14) illustre un M.L.T.O à bobine mobile [15]. Ce moteur présente une force non linéaire en fonction de la position et du courant. La non linéarité est due d'une part à la symétrie et d'autre part à la saturation du circuit magnétique. En pratique on utilise ce type de moteur pour des déplacements à faible course (<80mm). L'utilisation de la bobine mobile plutôt qu'un aimant mobile se justifie lorsque la masse en mouvement doit être la plus faible possible pour des raisons dynamiques. L'inconvénient majeur est la très mauvaise dissipation de la chaleur. Le

couple (ou la force) est proportionnel au courant de la bobine dont le changement du signe de ce dernier provoque un changement du sens du couple ou de la force. Cette solution se prête bien à la génération d'un mouvement oscillant ou de va et vient. Ce transducteur est donc linéaire dans sa conversion électromécanique, il se prête bien à des fonctions de mesure comme capteur, affichage, ou conversion acoustique de réglage ou de transformation analogique [4].

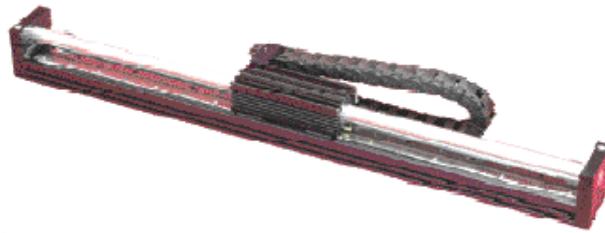


Figure (I.14) : M.L.T.O à bobine mobile

I.5.2. M.L.T.O à noyau mobile

L'exemple type de ce moteur est le lanceur électromagnétique qui est composé d'une source pulsatoire, d'un interrupteur de démarrage, d'une bobine et d'un projectile comme l'indique la Figure (I.15). La batterie de condensateur remplace la source pulsatoire. Après la charge du condensateur, l'interrupteur se ferme, pour alimenter la bobine. Le circuit du lanceur est essentiellement un circuit RLC [25].

Il existe trois types de lanceurs électromagnétiques, à induits, à bobines et à reconnexion.

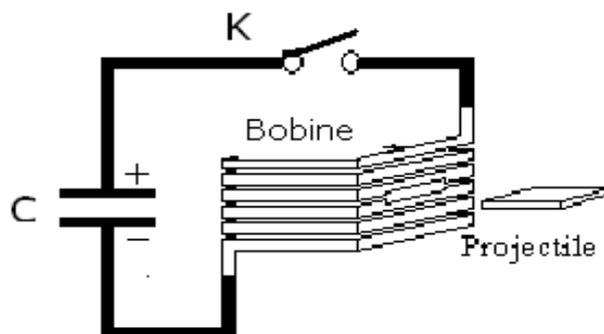


Figure (I.15) : Schéma de principe d'un lanceur électromagnétique.

Les technologies actuelles, permettent l'application des lanceurs électriques à l'armement, au lancement de missiles, au lancement d'objets vers l'espace ou d'une manière générale, au remplacement des systèmes hydropneumatiques.

Les lanceurs électriques présentent de nombreux avantages par rapport aux canons à poudres, l'avantage essentiel réside dans la possibilité d'accroître sensiblement les vitesses des projectiles. Actuellement l'utilisation des lanceurs électriques est envisagée pour les applications qui requièrent une vitesse initiale du projectile plus élevée ; accélérations de petits projectiles (1g) à des vitesses très élevées afin d'étudier les équations d'état des matériaux à ultra haute pression.

Accélération de particules envisagée pour la mise sur orbite terrestre d'objets tels que les petits satellites.

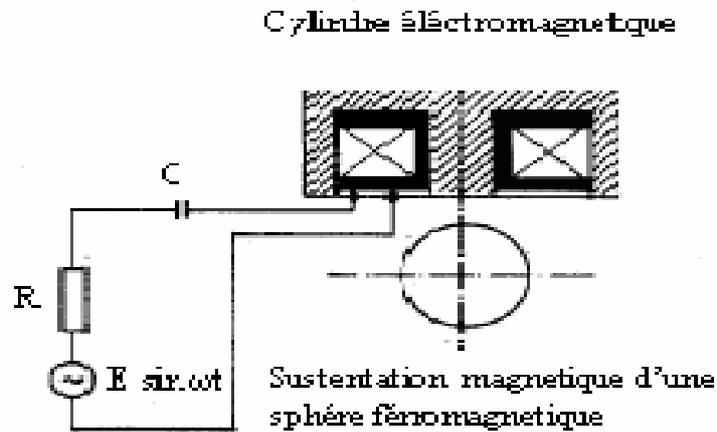


Figure (I.16) : Lévitacion magnétique

Le M.L.T.O a induit Mobile existe en deux dispositions, verticale et horizontale ou [12], [13] les éléments essentiels sont indiqués sur les Figures (I.17) et (I.18) pour les deux positions de fonctionnement.

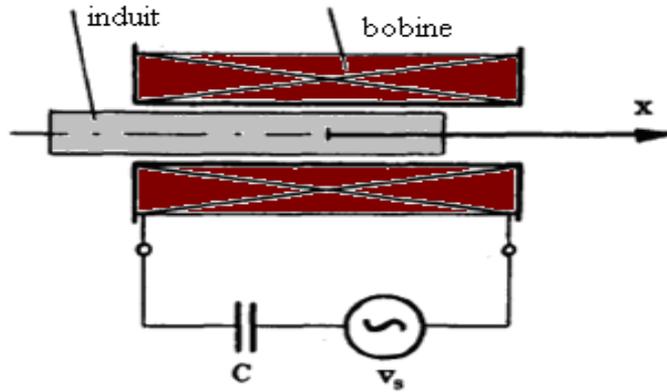


Figure (I.17) : M.L.T.O à disposition horizontale

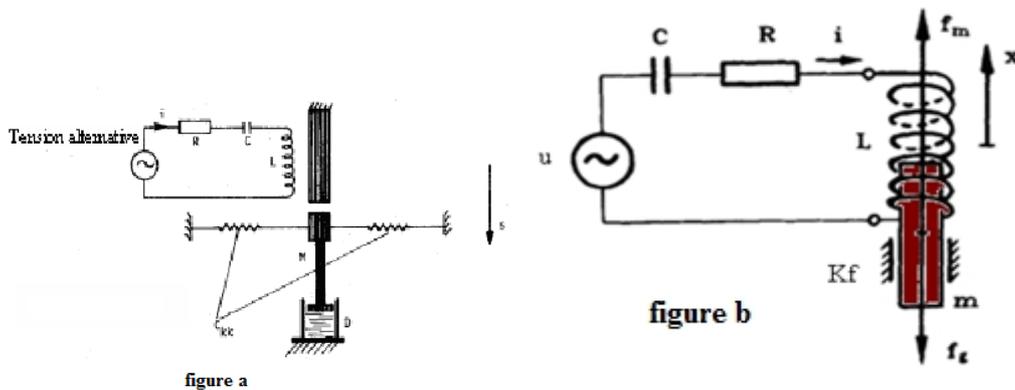


Figure (I.18 a,b) : M.L.T.O à disposition verticale

La partie stationnaire consiste en un solénoïde qui forme une partie du circuit résonnant RLC. Le cylindre ferromagnétique inséré dans le solénoïde constitue la partie mobile. Les éléments paramétriques électromécaniques, comprenant une classe de machine unique qui présente certaines caractéristiques communes [28] et [29]. Le processus de conversion d'énergie est similaire à un certain type de moteur asynchrone [30]. La conversion de puissance est due à un changement régulier des paramètres, c'est pour cela qu'on les appelle aussi machines paramétriques. Le fonctionnement de ce type de machine est basé sur l'application des oscillations électromécaniques. [29] et [21].

Un système similaire à la lévitation peut être considéré comme une machine paramétrique à réluctance. Le membre vibratoire de cette machine, présente un mouvement oscillatoire dans la position verticale. La fréquence d'oscillations dépend parmi d'autres paramètres de la constante de raideur du ressort [31].

Après avoir présenté les différentes structures possibles pour les moteurs linéaires nous allons maintenant nous intéresser au moteur linéaire tubulaire à oscillation horizontal.

I.6. Conclusion

Dans ce premier chapitre nous avons procédé à une description générale des moteurs linéaires, et leurs différents types, leurs classifications.

Grâce à ce chapitre, nous avons été en mesure de prendre connaissance de différentes structures et type de moteurs linéaires à mouvement continu et les moteurs rotatifs à oscillation.

Comme notre objectif était la contribution à l'étude des moteurs linéaires à oscillations alors on s'est penché sur les MLTO. Qui présentent des difficultés de démarrage et d'arrêt ; au démarrage l'induit nécessite une impulsion manuelle tandis qu'à l'arrêt l'induit s'éjecte vers l'extérieur sous forme d'un projectile. Pour cela nous avons cherché à étudier plus en détail ses caractéristiques pour mieux comprendre son fonctionnement et à améliorer ses caractéristiques et de permettre une meilleure modélisation.

CHAPITRE II

II.1 Introduction :

Le moteur linéaire tubulaire à oscillation est conçu spécialement d'un circuit RLC dont l'élément principal est la bobine à noyau de fer avec un degré de liberté (mobile linéairement) considéré comme rotor, donc il est plus intéressant de passer par l'étude d'une bobine à noyau de fer, ainsi que les phénomènes pouvant se passer dans un circuit RLC série non linéaire, puisque ce type de moteur s'amorce lors de la Ferro-résonnance qui s'enclenche en deux points symétriques de la bobine.

L'étude de la bobine passe par la mise en équation de l'ensemble des phénomènes dont elle est le siège. Or, dans le cas d'une bobine à noyau de fer, la tension à ses bornes et le courant qui la traverse ne peuvent pas être simultanément sinusoïdaux. Donc, il n'est pas possible d'appliquer les résolutions classiques ; aussi, pour analyser le comportement de la bobine, deux méthodes sont envisageables :

La première méthode consiste à linéariser le problème et à remplacer la bobine réelle par une bobine équivalente où toutes les grandeurs sont sinusoïdales ; et on peut, alors, utiliser les outils de calcul classiques.

La deuxième méthode consiste à prendre en compte les phénomènes non linéaires ; les équations obtenues sont alors traitées par ordinateur.

Le choix entre l'une ou l'autre des méthodes dépend de la précision souhaitée et des moyens de calculs dont on dispose. Ce choix n'est pas exclusif. On peut, dans un premier temps, obtenir un comportement approché à partir du schéma équivalent et affiner ensuite les résultats grâce à l'outil informatique qui constitue en outre un moyen d'analyse et de développement très bien adapté aux phases de mise au point de circuits comportant des bobines à noyau de fer.

II.2 Bobine parfaite

Nous appellerons bobine parfaite une bobine où les phénomènes d'hystérésis, la saturation et les courants de Foucault peuvent être négligés. Il s'agit, par exemple, d'une bobine sans noyau de fer ou d'une bobine réalisée à partir de tôles isolées dont la caractéristique magnétique $B(H)$ est linéaire.

L'importance de l'étude de la bobine à noyau de fer en régime variable est considérable. Les bobines sont d'usage fréquent en électrotechnique et elles constituent la base de toutes les machines électriques (transformateurs, alternateurs, machines asynchrones et machines à courant continu).

II.2.1 Inductances d'une bobine parfaite

Considérons une bobine alimentée par une tension u (Figure. II.1.a) comportant N spires parcourues par un courant instantané d'intensité i , qui crée, dans chaque spire, un flux magnétique j , [27] :

- une partie des lignes d'induction, correspondant à un flux j , est entièrement canalisée par le circuit magnétique ;
- l'autre partie, correspondant au flux de fuites j_f , présente un trajet partiellement en dehors du circuit magnétique.

Remarque :

- Le circuit magnétique est un circuit fermé pouvant être constitué de matériaux de natures différentes [matériaux ferromagnétiques ou non (entrefers)].
- Il est difficile de déterminer avec précision le trajet des lignes de champ associé au flux de fuite. On suppose, pour simplifier l'étude, que les fuites sont localisées uniquement au niveau de l'enroulement [27].

Les inductances sont définies par les formules suivantes (Figure. II.2.b).

L'inductance propre L de la bobine par :

$$L = \frac{Nj}{i} \quad (\text{II.1})$$

L'inductance principale L_p par :

$$L_p = \frac{Nj}{i} = \frac{N^2}{\mathfrak{R}} \quad (\text{II.2})$$

Où \mathfrak{R} représente la réluctance du circuit magnétique.

L'inductance de fuites L_f par :

$$L_f = \frac{Nj_f}{i} = \frac{N^2}{\mathfrak{R}_f} \quad (\text{II.3})$$

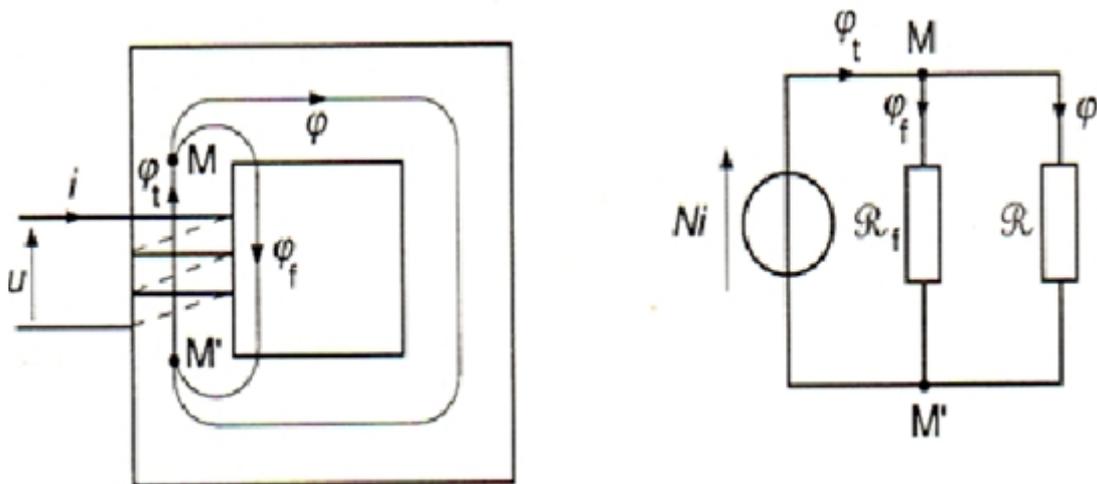
Où \mathfrak{R}_f représente la réluctance du trajet du flux de fuites.

La loi des nœuds appliquée au point M s'écrit (Figure. I.7) :

$$j_t = j + j_f \quad (\text{II.4})$$

L'inductance propre est donc la somme des inductances principales et de fuites :

$$L = L_p + L_f \quad (\text{II.5})$$



a) répartition du flux

b) schéma magnétique

Figure (II.1) Bobine parfaite.

II.2.2. Equation et schéma équivalent

Supposons que la bobine (Figure. II.1) est, maintenant, alimentée par une tension sinusoïdale d'expression:

$$u = U_{\max} \sin(\omega t) \quad (\text{II.6})$$

Avec ω pulsation de u .

Chaque spire est le siège d'une f.é.m (force électromotrice) auto induite

$$e_a = -\frac{dj_t}{dt} \quad (\text{II.7})$$

Ce qui correspond, pour l'ensemble du bobinage, à une f.é.m

$$e_t = Ne_a \quad (\text{II.8})$$

En utilisant la convention réceptrice, la tension s'écrit :

$$u = ri - e_t = ri + N\frac{dj_t}{dt} = ri + L\frac{di}{dt} \quad (\text{II.9})$$

Avec r résistance du bobinage.

Compte tenu de (II.4), la relation (II. 9) devient

$$u = ri + N\frac{dj_f}{dt} + N\frac{dj}{dt} \quad (\text{II.10})$$

Ou encore

$$u = ri + L_f\frac{di}{dt} + N\frac{dj}{dt} \quad (\text{II.11})$$

Pour un circuit non saturable, dans le cas d'une alimentation par une tension sinusoïdale, le flux j et le courant i absorbé sont sinusoïdaux. On peut donc utiliser la notation complexe, ce qui conduit à :

$$\underline{U} = r\underline{I} + jL_f w\underline{I} + jNw\underline{\Phi} \quad (\text{II.12})$$

Où :

$$\underline{I} = [I; -y]$$

Avec :

$$I = \frac{U}{\sqrt{r^2 + (LW)^2}} \text{ et } y = \arctan \frac{LW}{r} \quad (\text{II.13})$$

Et où :

$$\underline{E} = -jNw\underline{\Phi} \quad (\text{II.14})$$

La relation (II.12) permet de tracer le diagramme de Fresnel (Figure. II.2) et d'en déduire le schéma équivalent de la bobine (Figure. II.3).

La Figure (Figure. II.3) montre que la bobine parfaite est équivalente à une inductance pure L_p en série avec un circuit de résistance r , traduisant les pertes par effet Joule, et d'inductance L_f , traduisant les fuites de cette bobine.

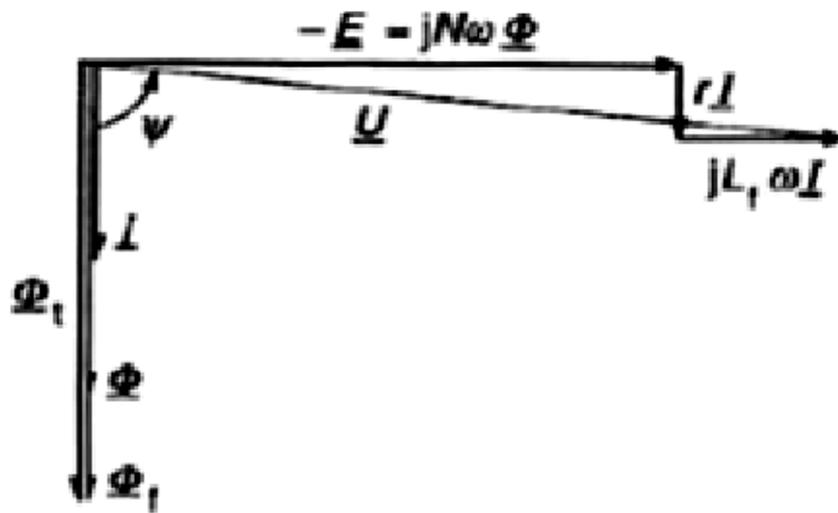


Figure (II.2) Bobine parfaite : diagramme de Fresnel.

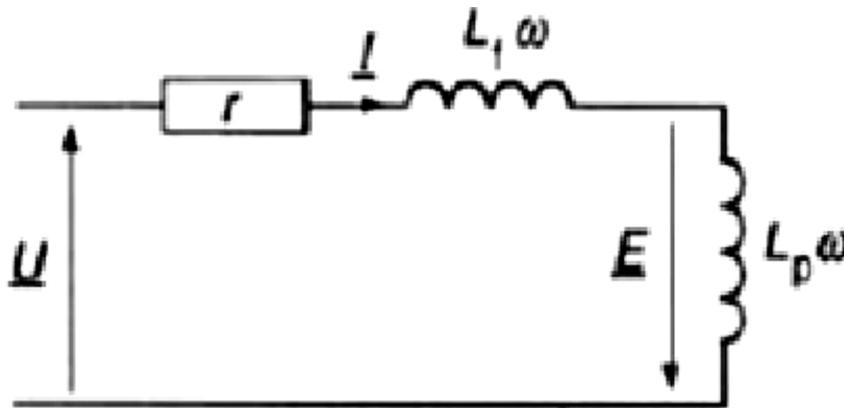


Figure (II.3) Bobine parfaite : schéma équivalent

$$-\underline{E} = jN\omega\underline{\Phi} = jL_p\omega\underline{I} \quad (II.15)$$

II.3. Bobine réelle

La bobine réelle est le siège de phénomènes non linéaires qui compliquent énormément les calculs. Il existe, en particulier, des pertes dans le circuit magnétique que l'on décompose en deux types :

- pertes par hystérésis
- pertes par courants de Foucault

Nous supposerons, dans un premier temps, que les pertes par courants de Foucault sont négligeables (§ II.3.1) ; nous étudierons, dans un deuxième temps, l'influence de ces pertes dans le cas d'une alimentation respectivement par une tension (§ II.3.2) ou par un courant (§ I. 3.3). Il faut noter que les deux types de pertes existent toujours simultanément, mais cette séparation artificielle présente l'avantage, qu'on peut montrer les paramètres influant sur chaque type de pertes [27].

II.3.1. Bobine sans pertes par courants de Foucault

L'équation (II.11), établie au paragraphe (§ II.2.2), reste valable. Dans le cas d'un circuit magnétique réel, φ_t et i ne sont plus proportionnels. Il est toujours possible de définir l'inductance propre et l'inductance principale de la bobine, mais ces grandeurs ne sont plus des constantes. Contrairement à la bobine parfaite, si u (ou i) varie sinusoidalement, il n'en est pas de même pour i (ou u). Nous allons nous intéresser aux deux possibilités d'alimentation :

- alimentation par une tension sinusoidale.
- alimentation par un courant sinusoidal.

II.3.2. Bobine alimentée par une tension sinusoidale

La tension est de la forme :

$$u = U_{\max} \sin(\omega t)$$

—Bobine réelle avec résistance et inductance de fuites négligeables

Pour simplifier l'étude, nous supposons d'abord que r et L_f sont négligeables. Dans ces conditions, l'équation (II.11) devient :

$$u = U_{\max} \sin \omega t = N \frac{dj}{dt} = NS_{CM} \frac{db}{dt} \quad (\text{II.16})$$

S_{CM} : section du circuit magnétique.

Où b représente la valeur instantanée de l'induction magnétique.

En intégrant (II.15), il devient :

$$b = -\frac{U_{\max}}{NS_{CM}\omega} \cos \omega t$$

L'induction magnétique est donc également sinusoïdale.

Pour obtenir l'allure de $i(t)$, il faut connaître la caractéristique $b(h)$ du matériau utilisé. Cette courbe Figure (II.9) met en évidence deux phénomènes :

- la saturation : b augmente moins rapidement que h ;
- l'hystérésis : on n'obtient pas la même valeur de h pour b croissant ou b décroissant.

Le théorème d'Ampère s'écrit $h.l_{CM} = Ni$ avec l_{CM} : longueur du circuit magnétique

Le champ h est donc proportionnel au courant i absorbé par la bobine. On obtient $i(t)$ par construction graphique Figure. (II.4) :

- tout d'abord, b s'obtient par intégration de la tension u [relation (II.16)] ;
- puis, la courbe $b(h)$ permet de calculer h
- enfin, le passage de h à i s'effectue par simple changement d'échelle puisque les deux grandeurs sont proportionnelles. Le courant $i(t)$ absorbé par une bobine à noyau de fer alimentée par une tension sinusoïdale n'est pas sinusoïdal. C'est une fonction périodique de même fréquence que la tension $u(t)$ et le courant $i(t)$ contient, outre le fondamental, les harmoniques de rang 3, 5, 7... La valeur de ces harmoniques est d'autant plus grande que la saturation du circuit magnétique est importante [27].

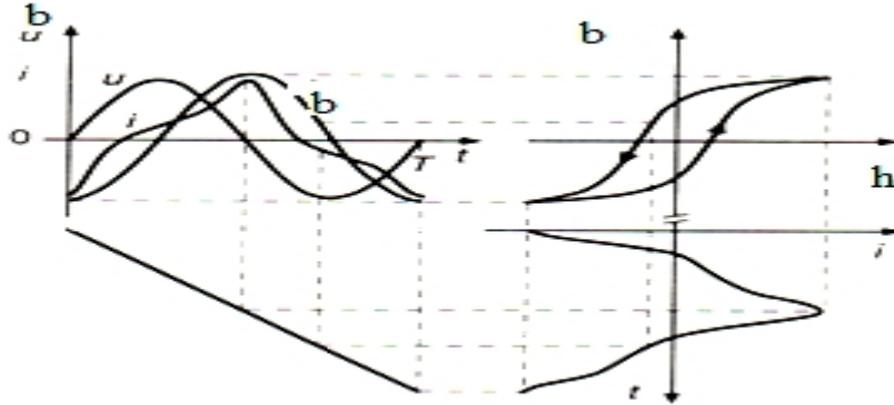


Figure (II.4) construction du courant absorbé par une bobine réelle à noyau de fer alimentée par une tension sinusoïdale

—Influence de la résistance et de l'inductance de fuites

Il n'est pas possible de construire directement $b(t)$ et donc de déterminer graphiquement le courant $i(t)$ car il faut retrancher, à la tension d'alimentation, la chute de tension dans r et L_f .

$$NS_{CM} \frac{db}{dt} = U_{\max} \sin \omega t - ri - L_f \frac{di}{dt} \tag{II.17}$$

La méthode consiste à calculer, dans un premier temps, $ri + L_f \frac{di}{dt}$ à partir de la courbe $i(t)$ précédente (Figure. II.4), puis à tracer $b(t)$ et la nouvelle courbe $i(t)$ qui s'en déduit. On répète ainsi plusieurs fois l'opération jusqu'à obtenir la convergence de $i(t)$.

Un exemple est donné sur la Figure (Figure. II.4); on constate que l'induction magnétique $b(t)$ n'est pas sinusoïdale [27].

II.3.3. Bobine alimentée par un courant sinusoïdale

Le courant est de la forme :

$$i = I_{\max} \sin \omega t \tag{II.18}$$

Dans ce cas, il est possible de tenir compte directement de la chute de tension dans la résistance r et dans l'inductance de fuites L_f . La variation de $b(t)$ est déduite de $i(t)$

et de la courbe $b(h)$ (Figure. II.6). On constate que, dans le cas d'une alimentation par courant sinusoïdal, l'induction $b(t)$ n'est pas sinusoïdale [27].

La tension aux bornes de la bobine :

$$u = ri + L_f \frac{di}{dt} + NS_{CM} \frac{db}{dt} \quad (\text{II.19})$$

n'est évidemment pas sinusoïdale. C'est une fonction périodique de même fréquence que le courant d'alimentation. La tension $u(t)$ comporte, outre la fondamental, les harmoniques de rang 3, 5, 7 ...

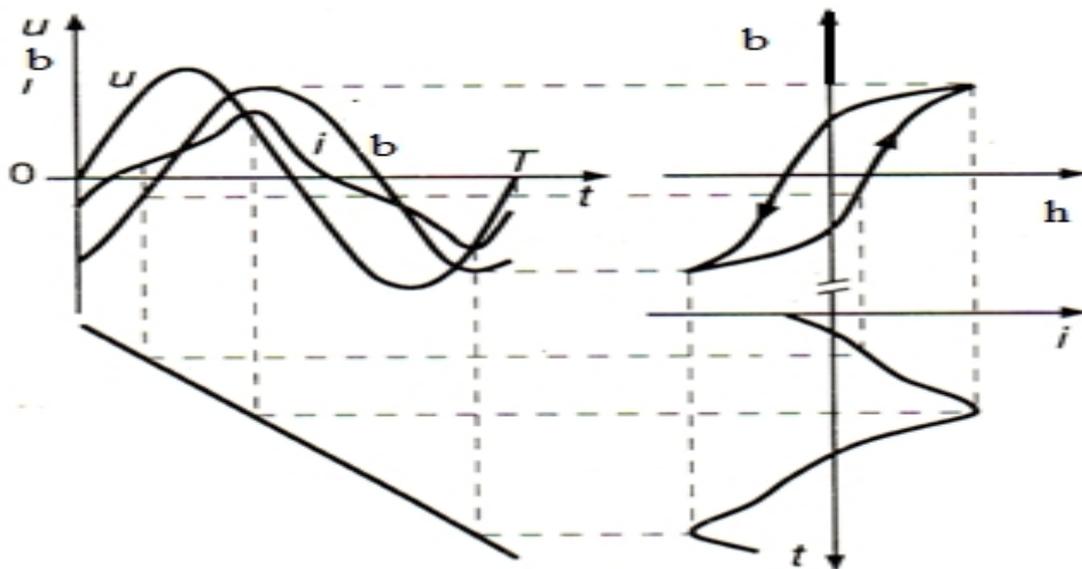


Figure (II.5) — Courant absorbé par une bobine réelle à noyau de fer alimentée par une tension sinusoïdale

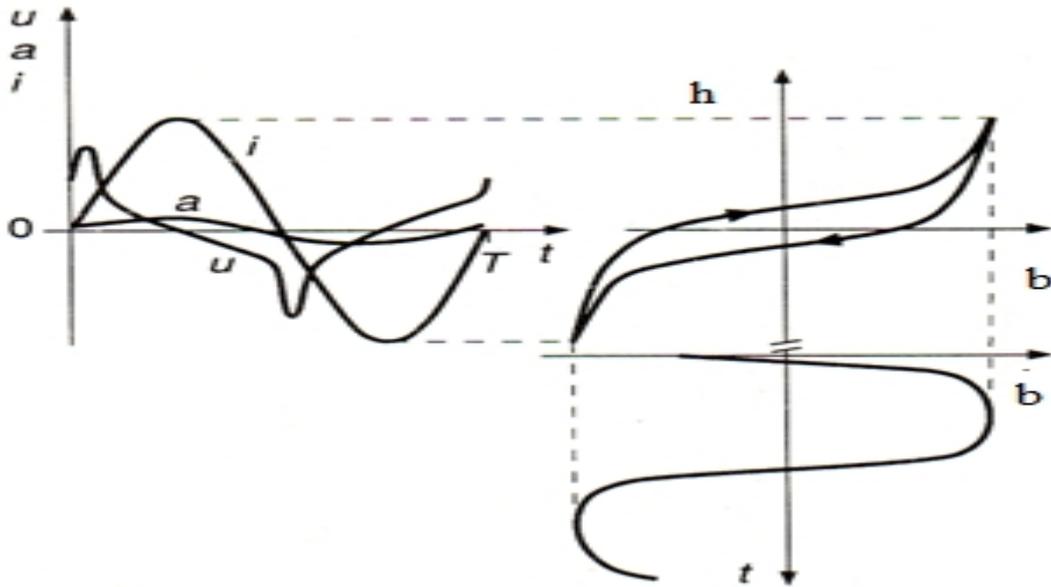


Figure (II.6) — Tension aux bornes d'une bobine réelle à noyau de fer alimentée par un courant sinusoïdale

II.3.4. Schéma équivalent

Dans une bobine à noyau de fer saturable, le courant et la tension ne peuvent pas être simultanément sinusoïdaux. Dans ces conditions, il n'est plus possible d'utiliser la notation complexe, ni le diagramme de Fresnel. L'étude des circuits comportant des bobines à noyau de fer est donc difficile. On peut définir le schéma équivalent de la figure (II.7) à partir de l'équation (II.11), mais l'étude reste délicate à cause de la présence de l'élément non linéaire L_p . Or, les bobines à noyau de fer se rencontrent dans pratiquement toutes les machines électriques. On a donc cherché à définir un schéma équivalent où toutes les grandeurs sont sinusoïdales afin de faciliter les calculs [27].

La méthode consiste à remplacer l'inductance non linéaire L_p par un dipôle linéaire absorbant un courant sinusoïdal fictif appelé courant sinusoïdal équivalent. Le courant sinusoïdal équivalent doit vérifier les propriétés suivantes :

— sa valeur efficace I_{eq} est égale à celle du courant réel, c'est-à-dire :

$$I_{eq} = \sqrt{I_1^2 + I_3^2 + I_5^2 + \dots} \quad (\text{II.20})$$

Où I_1, I_3, I_5, \dots représentent les valeurs efficaces des harmoniques de $i(t)$.

— la puissance absorbée par le dipôle linéaire doit être égale aux pertes par hystérésis P_H .

Toutes les grandeurs sont maintenant sinusoïdales. Le courant sinusoïdal équivalent est donc déphasé en arrière par rapport à $-E_{eq}$:

$$-E_{eq} = U - rI_{eq} - jL_f \omega I_{eq} \quad (II.21)$$

D'un angle γ_1 légèrement inférieur à $\frac{\pi}{2}$, tel que

$$E_{eq} I_{eq} \cos \gamma_1 = P_H \quad (II.22)$$

Le dipôle linéaire est constitué d'une inductance constante L_H associée à une résistance R_H traduisant les pertes par hystérésis. Théoriquement, les deux associations (série, parallèle) sont possibles. On préfère toutefois la représentation parallèle de la figure (II.8.a) qui présente l'avantage de bien montrer la proportionnalité des pertes par hystérésis au carré de la tension. On a donc :

$$R_H = \frac{E_{eq}^2}{P_H} \quad (II.23)$$

L'inductance L_H est le siège d'un flux sinusoïdal j_{eq} tel que

$$E_{eq} = -jN\omega\Phi_{eq} \quad (II.24)$$

Et

$$L_H = \frac{E_{eq}}{I_{eq} \omega \cos \alpha_H} \quad (II.25)$$

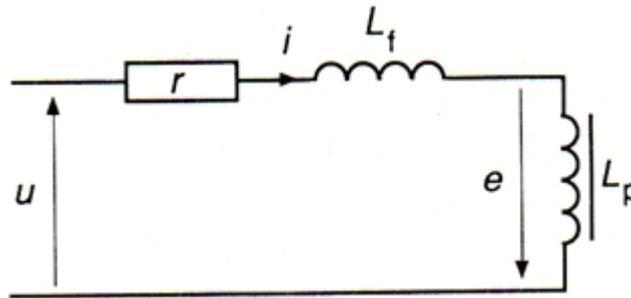


Figure (II.7) Bobine à noyau de fer saturable : schéma équivalent

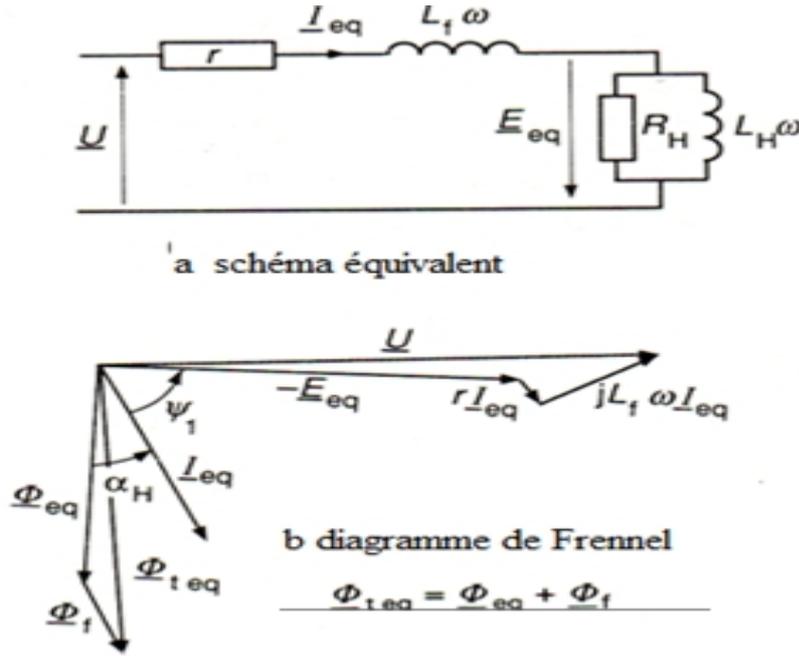


Figure (II.8. a),(II.8. b) Approximation du courant sinusoïdale équivalent.

Le diagramme de Fresnel figure (II.8.b) traduit les différentes relations.

L'angle $\alpha_H = \frac{p}{2} - y_1$ Entre Φ_{eq} et I_{eq} est appelé angle d'avance hystérésis.

Nous allons maintenant tracer le cycle B(H) du dipôle équivalent. Supposons que la f.é.m. ait pour expression :

$$e_{eq} = -E_{eq} \sqrt{2} \sin \omega t \quad (II.26)$$

L'induction s'exprime donc par :

$$b_{eq} = -\frac{E_{eq} \sqrt{2}}{NS_{SM} \omega} \cos \omega t = -B_{eq \max} \cos \omega t \quad (II.27)$$

Le courant équivalent a pour expression :

$$i_{eq} = I_{eq} \sqrt{2} \sin(\omega t - y_1) \quad (II.28)$$

et le champ correspondant s'écrit donc

$$h_{eq} = \frac{N I_{eq}}{l_{CM}} = H_{eq \max} \sin(\omega t - y_1) \quad (II.29)$$

En éliminant t entre (II.28) et (II.29), on obtient l'équation cartésienne d'une ellipse figure(II.9):

$$\left(\frac{b_{eq}}{B_{eq\max}}\right)^2 + \left(\frac{h_{eq}}{H_{eq\max}}\right)^2 - \frac{2h_{eq}b_{eq}}{H_{eq\max}B_{eq\max}} \sin y_1 - \cos^2 y_1 = 0 \quad (\text{II.30})$$

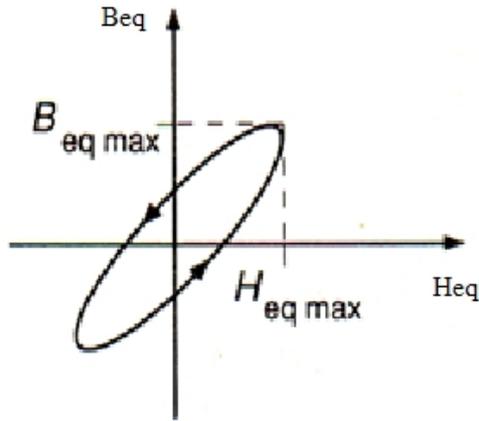


Figure. II.9 — Cycle d'hystérésis de la bobine équivalente

Les pertes par hystérésis de cette bobine valent donc :

$$P_H = V_{CM} f p H_{eq\max} B_{eq\max} \cos y_1 \quad (\text{II.31})$$

Avec :

$$f = \frac{\omega}{2p} \quad (\text{II.32})$$

L'angle d'avance hystérésis α_H vérifie

$$\sin \alpha_H = \cos y_1 = \frac{P_H}{V_{CM} f p H_{eq\max} B_{eq\max}} \quad (\text{II.33})$$

Or, la formule de Steinmetz donne une expression approchée des pertes par hystérésis:

$$P_H = K_H V_{CM} f (B_{eq\max})^h \quad (\text{II.34})$$

Où h est un coefficient dépendant du matériau ($1.3 \leq h \leq 2.2$).

Il s'ensuit que :

$$\sin a_H = \frac{K_H B^{h-1}_{eq\ max}}{pH_{eq\ max}} \quad (II.35)$$

II.4. Bobine avec pertes par courants de Foucault

II.4.1. Influence des courants de Foucault

Nous avons, dans le paragraphe précédent, négligé les courants de Foucault. Il s'agit de courants induits par variation de flux dans les tôles du circuit magnétique. Leur direction est normale à la direction des lignes d'induction. Ils se ferment dans les tôles et provoquent une dissipation d'énergie par effet Joule, donc une élévation de la température du circuit magnétique.

Un modèle consiste à assimiler les tôles parcourues par les courants de Foucault à des spires en court-circuit couplées au bobinage principal figure (II.10). En appelant r_F la résistance de l'ensemble des tôles pour le trajet des courants de Foucault, L_F l'inductance de fuites par rapport à l'enroulement principal, N_F le nombre de spires en court-circuit et i_F la valeur instantanée des courants de Foucault, on peut écrire [27] :

$$0 = r_F i_F + L_F \frac{di_F}{dt} + N_F \frac{dj}{dt} \quad (II.36)$$

Et, pour l'enroulement principal, on a toujours l'équation (II.11)

$$u = ri + L_f \frac{di}{dt} + N \frac{dj}{dt} \quad (II.37)$$

A ces équations, il faut ajouter l'équation de couplage obtenue en écrivant le théorème d'Ampère :

$$N_F i_F + Ni = hl_{CM} \quad (II.38)$$

Les spires en court-circuit couplées au bobinage principal et modélisant les courants de Foucault ont pour effet d'accroître les puissances active et réactive consommées par la bobine.

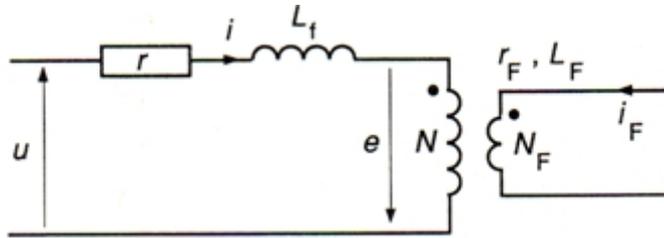
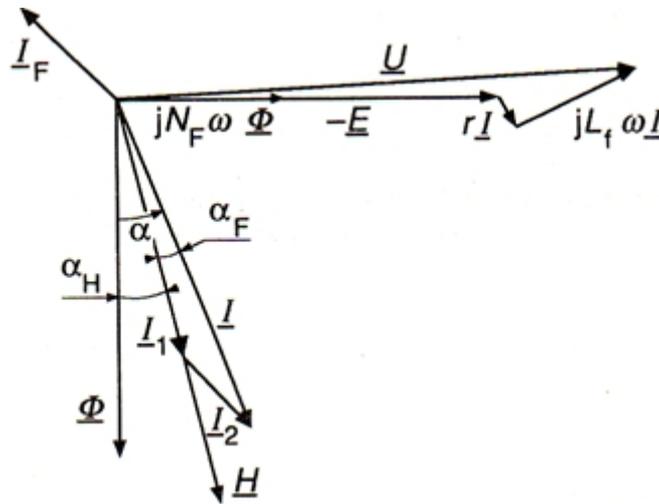


Figure (II.10) bobine avec pertes par courants de Foucault



**Figure (II.11) — Bobine avec pertes par courant de Foucault :
Diagramme de Fresnel.**

II.4.2. Schéma équivalent

Pour obtenir le schéma équivalent de la bobine, nous supposons que toutes les grandeurs sont sinusoïdales. Nous allons donc repartir de l'équation (II.12) à laquelle nous ajoutons la transcription des équations (II.36) et (II.37) caractérisant les courants de Foucault :

$$\underline{U} = r\underline{I} + jL_f \omega \underline{I} + jN\omega \underline{\Phi} \tag{II.39}$$

$$0 = r_F \underline{I}_F + jL_F w \underline{I}_F + jN_F w \underline{\Phi} \quad (\text{II.40})$$

$$N_F \underline{I}_F + N \underline{I} = \underline{H} l_{CM} \quad (\text{II.41})$$

On trace le diagramme de Fresnel figure(II.11) correspondant à ces équations en commençant par le flux $\underline{\Phi}$, puis en portant

$$-\underline{E} = jN_F w \underline{\Phi} \quad \text{Et} \quad jN_F w \underline{\Phi} \quad (\text{II.42})$$

On trace ensuite

$$\underline{I}_F = \frac{-jN_F w \underline{\Phi}}{r_F + jL_F w} \quad (\text{II.43})$$

Le champ \underline{H} est en avance sur $\underline{\Phi}$ de α_H (angle d'avance hystérétique), ce qui nous permet de construire le courant \underline{I} et la tension \underline{U} .

$$\underline{I} = \frac{\underline{H} l_{CM} - N_F \underline{I}_F}{N} \quad (\text{II.44})$$

Les courants de Foucault ont pour effet d'accroître l'avance de courant sur le flux et augmenter le module de courant. L'angle α_H représente l'avance due aux courants de Foucault [27].

II.4.3. Pertes fer

Généralement, on regroupe les pertes par hystérésis P_H et par courants de Foucault P_F . Leur somme s'appelle pertes fer P_{fer} et on modélise l'ensemble par un dipôle linéaire R_m et L_m , de valeurs plus faibles que R_H et L_H [27].

$$R_m = \frac{E^2}{P_H + P_F} \quad (\text{II.45})$$

$$L_m = \frac{E}{Iw \cos a} \quad (\text{II.46})$$

Avec :

$$a = a_H + a_F \quad (\text{II.47})$$

II.4.4. Evolution des pertes en fonction de la fréquence

On obtient alors le schéma équivalent figure(II.8). Comme précédemment (§ II.3.4), il est possible de tenir compte des pertes par courants de Foucault en plaçant une résistance en série, mais on préfère utiliser la représentation parallèle qui traduit bien la proportionnalité des pertes au carré de la tension.

Il n'existe pas de théorie permettant de donner la valeur exacte des pertes. Les électrotechniciens ont cherché des formulations empiriques valables pour certaines applications [27].

L'évolution des pertes par courants de Foucault est bien traduite par la formule:

$$P_F = K'_F V_{CM} (e_T)^2 f^2 B_{\max}^2 = K_F V_{CM} f^2 B_{\max}^2 \quad (\text{II.48})$$

Avec K'_F et K_F coefficients dépendent du matériau, e_T épaisseur des tôles.

Il faut noter que ces pertes ne dépendent pas, en première approximation, de la forme du noyau, mais seulement de l'épaisseur des tôles qui le constituent [27].

Pour les pertes par hystérésis, on distingue deux cas suivant la valeur de B_{\max} .

- Pour les valeurs de champs faibles ($B_{\max} < 0.2T$), on retient la représentation de Rayleigh qui conduit à la formulation :

$$P_H = K_R V_{CM} f H_{\max}^3 \quad (\text{II.49})$$

Avec K_R coefficient caractérisant le matériau.

H_{\max} valeur maximale du champ.

- Pour les inductions moyennes et fortes ($0.2 < B_{\max} < 1.5T$), on calcul

les pertes par hystérésis par la formule de Steinmetz [relation (II.34)] :

$$P_H = K_H V_{CM} f (B_{eq \max})^h \quad (II.50)$$

V_{CM} : volume du circuit magnétique

Pour identifier les coefficients K_F et K_H , on mesure les pertes fer au moyen de l'appareil d'Epstein. On trace $\frac{P_H + P_F}{V_{CM}}$ en fonction de f figure(II.13). Le tracé de cette caractéristique permet de vérifier la validité des formulations (II.34) et (II.48). La courbe montre toutefois que le modèle n'est plus applicable au-delà d'une certaine fréquence (environ 300 Hz). Si on souhaite que le schéma équivalent figure(II.12) rende compte de l'évolution des pertes avec la fréquence, il est nécessaire d'adopter pour R_m une valeur dépendant de f et de B_{\max} . En effet, dans le modèle du paragraphe (§ II.4.3), on a :

$$P_H + P_F = \frac{E^2}{R_m} \quad (II.51)$$

Si on travaille à B_{\max} constant, E augmente proportionnellement à f et donc:

$$P_{fer} = P_H + P_F = \frac{K^2 B_{\max}^2 f^2}{R_m} \quad (II.52)$$

$$K = \frac{E}{B_{\max} f} \quad (II.53)$$

Si on choisit pour R_m une valeur constante, les pertes seront proportionnelles au carré de la fréquence, ce qui ne traduit pas exactement l'évolution de ces pertes.

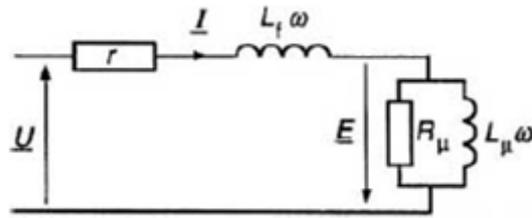


Figure. II.12— bobine avec pertes fer : schéma équivalent.

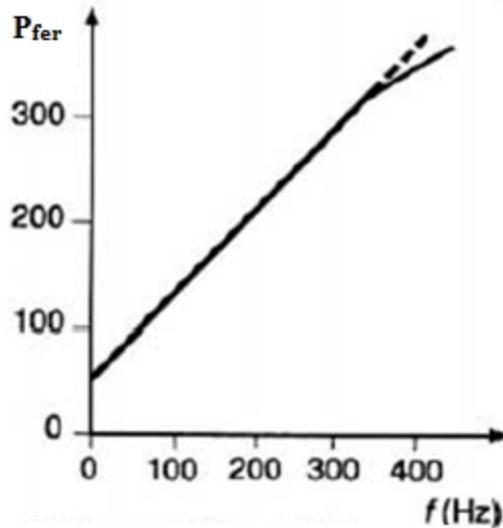


Figure. II.13 évolution des pertes fer en fonction de la fréquence

----- courbe donnée par le modèle, ——— courbe réelle, Tôles au silicium OW/6, $e_T=35/100\text{mm}$, $B_{\max}=1\text{T}$,

II.5. Illustration du phénomène de Ferro résonance

La ferro-résonance est un phénomène de résonance non linéaire qui peut affecter les réseaux électriques ou les moteurs linéaires. Les taux d'harmoniques anormaux, les surtensions ou les surintensités transitoires ou permanentes qu'elle provoque sont souvent dangereux pour le matériel électrique. Parmi les avaries mal élucidées, certaines sont dues à ce phénomène rare et non-linéaire.

Apparu pour la première fois dans la littérature en 1920, le mot Ferro-résonance désigne tous phénomènes oscillatoires qui apparaissent dans un circuit électrique qui comprend au moins :

- une inductance non linéaire (ferromagnétique saturable),
- un condensateur,
- une source de tension (généralement sinusoïdale),
- de faibles pertes.

Les réseaux électriques comportent de nombreuses inductances saturables (transformateurs de puissance, transformateurs inductifs de mesure de tension (TT), réactances shunts), ainsi que des condensateurs (câbles, lignes longues, transformateurs capacitifs de tension, condensateurs de compensation série ou shunt, condensateurs de répartition de tension entre les chambres de coupure de disjoncteurs, postes blindés). Ils sont donc susceptibles de présenter des configurations propices à l'existence de la ferro-résonance. La principale caractéristique de ce phénomène est de présenter au moins deux régimes permanents stables. Il apparaît à la suite d'un transitoire, lors de surtensions atmosphériques, enclenchement ou déclenchement de transformateurs ou de charges, apparition ou élimination de défaut, travaux sous tension... Il y a possibilité de transition brutale d'un état stable normal (sinusoïdal à la même fréquence que la source) à un autre état stable ferro-résonant caractérisé par de fortes surtensions et par des taux d'harmoniques importants dangereux pour le matériel. Un exemple pratique de ce comportement (surprenant pour la personne non avertie) est celui de la mise hors tension d'un transformateur de tension par ouverture d'un disjoncteur. Le transformateur restant alimenté par la capacité des chambres de coupure du disjoncteur, la manœuvre peut conduire soit à une tension nulle aux bornes du transformateur soit à une tension permanente très distordue et d'amplitude très supérieure à la tension normale. Pour éviter les conséquences de la ferorrésonance (déclenchement intempestif de protection, destruction de matériels tels que transformateurs de puissance ou de mesure de tension, pertes de production ...) il faut:

- comprendre le phénomène,
- le prédire,
- savoir l'identifier
- l'éviter ou le supprimer.

Ce phénomène complexe est mal connu parce qu'il est rare et qu'il ne peut pas être analysé ou prédit par les méthodes de calculs (basées sur l'approximation linéaire) habituellement utilisées par les électriciens. Étant mal connu, des destructions de matériels ou des dysfonctionnements mal élucidés lui sont attribués.

Une distinction entre résonance et ferro-résonance permet de mettre en évidence les caractéristiques particulières et parfois déroutantes du phénomène de ferro-résonance. Des exemples pratiques de configurations de réseaux d'énergie électrique à risque d'existence de ferro-résonance permettent d'identifier et de mettre en évidence la variété des configurations potentiellement dangereuses. Le caractère saturable d'un transformateur de tension bobiné peut produire de la ferro-résonance dans certains cas notamment lorsqu'il s'agit de réaliser du ré-enclenchement rapide. Il y a des risques d'inversion de polarité par la présence d'une capacité phase terre qui est susceptible de maintenir l'excitation du primaire du TT après l'ouverture du disjoncteur. On se trouve alors avec un circuit parallèle LC couplé à la source par une capacité également parasite C' . Les points de résonance du système ainsi créé se font sur la fréquence fondamentale ou sur ses harmoniques et sous harmoniques. Lorsque les risques ont été identifiés, on peut utiliser trois TT disposant chacun d'un enroulement de compensation couplés en triangle et refermés sur une résistance permettant de créer suffisamment de pertes actives pour atténuer les risques de ferro-résonance. Les valeurs généralement retenues sont comprises entre 1000 et 2000 ohms. Il faut noter que ce phénomène peut se produire également lorsque l'on met sous tension une ligne longue terminée par un ou plusieurs transformateurs à vide.

Le concepteur de réseaux avisé évite de se placer dans les situations à risques. Si des doutes subsistent concernant des configurations limites et inévitables, une étude prédictive doit être entreprise par des spécialistes. Des outils d'analyse numérique adaptés permettent de prévoir et d'expertiser les possibilités de ferro-résonance dans un réseau pour l'ensemble des valeurs possibles des paramètres de ce réseau en condition d'exploitation normale ou dégradée. Des solutions pratiques existent pour éviter la ferro-résonance ou pour s'en protéger [27].

Le terme de Ferro résonance existe dans la littérature scientifique depuis les années 1920 et désigne des régimes oscillatoires très particuliers dus à la coïncidence dans un circuit d'une inductance saturable, d'un condensateur et d'un faible amortissement.

La Ferro résonance, est un phénomène non linéaire spectaculaire responsable de surtensions et pics de courants remarquables, notamment sur les lignes de distribution électriques.

Les particularités de la Ferro résonance sont les suivantes [32], [33], [34] :

- Résonance pour une large gamme de valeurs des paramètres du circuit concerné.
- Présence de pics de courants et de surtensions très importantes pouvant détériorer le circuit électrique.
- Existence d'au moins deux régimes permanents stables différents.
- Existence d'un phénomène de saut entre les différents régimes, voir un comportement chaotique.

Pour illustrer le côté spectaculaire de la Ferro résonance, une manipulation très simple peut être mise en œuvre, sur un circuit RLC série alimenté par une tension sinusoïdale variable, comme le représente la figure (II.14).

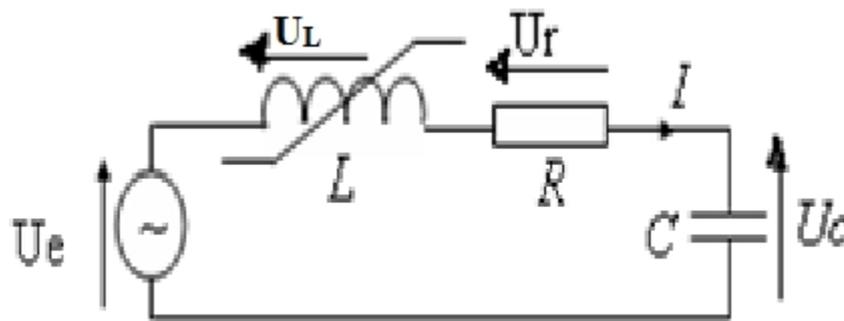


Figure (II.14) : circuit résonant non linéaire

On parle dans ce cas de Ferro résonance série. L'inductance non linéaire L peut être primaire d'un transformateur à vide.

La ferro-résonance est un phénomène qui apparaît dans un circuit RLC où la bobine est à noyau de fer. Donc le circuit devient non linéaire. Il est connu que le courant dans un circuit comprenant la bobine à noyau de fer est périodique non sinusoïdal où le troisième harmonique se distingue parmi les autres harmoniques. On peut réaliser une égalité entre la chute de tension du premier harmonique aux bornes de la bobine et la chute de la tension du premier harmonique aux bornes de la capacité. L'inductance non linéaire de la bobine dépend du courant, par conséquent en variant la tension appliquée on peut varier la valeur du courant et de l'inductance.

Pour une certaine valeur de la tension appliquée, la valeur de la réactance inductive pour le premier harmonique de la bobine peut devenir égale à la réactance capacitive pour le même harmonique. Dans ce cas, on dit, qu'une ferro-résonance de tensions a eu lieu dans le circuit.

Les courbes tensions-courants de l'inductance non linéaire et de la capacité sont présentées sur la figure (II.15). Les caractéristiques tensions-courants de la capacité et de l'inductance sont construites en tenant compte de leurs signes. Pour le courant I_{res} , $U_L(I) = U_C(I)$ théoriquement la réactance du circuit s'annule, et le courant du premier harmonique augmente.

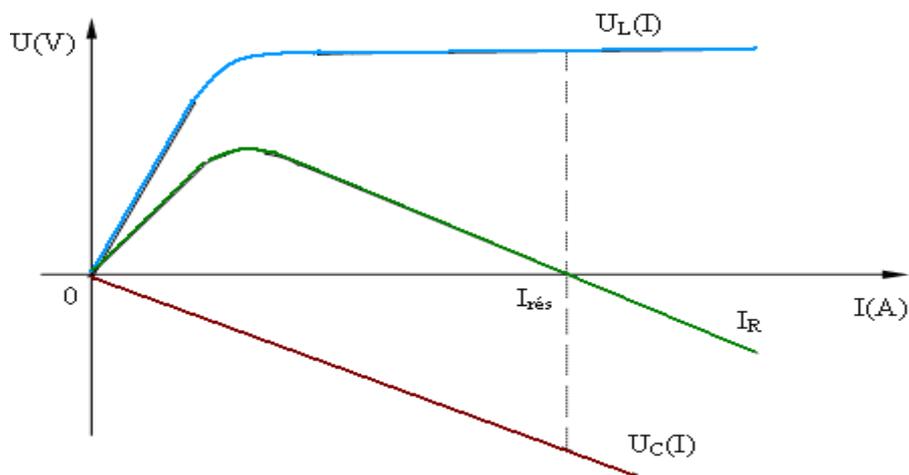


Figure (II.15) : Tension en fonction du courant

II.6. Aspects théoriques de la Ferro résonance

Du raisonnement de type "premier harmonique" jusqu'à la théorie du chaos, les phénomènes non linéaires comme la ferro-résonance font l'objet de travaux mathématiques très divers. Il est intéressant de dégager de la littérature les grandes lignes des différents types de raisonnement.

II.7. Condition de Ferro résonance

En négligeant la présence des harmoniques du courant I, et en supposant connue l'évolution de la tension $U_L=f(I)$ du circuit voir figure (II.15), on peut analyser le fonctionnement du circuit par une méthode graphique [36].

L'équation générale du circuit RLC peut s'écrire :

$$V_e(t) = R.i(t) + \frac{d}{dt}(Li) + \frac{1}{C} \int i.dt \quad (II.54)$$

En passant aux valeurs efficaces, l'équation devient :

$$V_E^2 = (R.I)^2 + \left(V_L - \frac{I}{C\omega}\right)^2 \quad (II.55)$$

$$\sqrt{V_E^2 - (RI)^2} = \left|V_L - \frac{I}{C\omega}\right| \quad (II.56)$$

C'est à dire :

Le graphique de la figure (II.16) représente, dans un repère Tensions/Courants, les différentes grandeurs du second membre de cette équation.

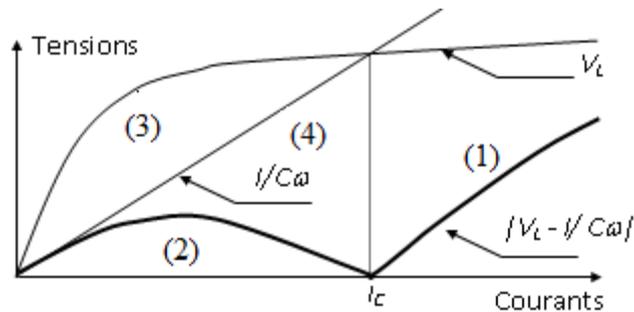


Figure (II.16) : Caractéristique Tension-Courant

Le premier membre de l'équation a pour représentation graphique un arc d'ellipse (2) de demi grand axe V_E/R et de demi petit axe V_E , représenté sur la figure (II.17).

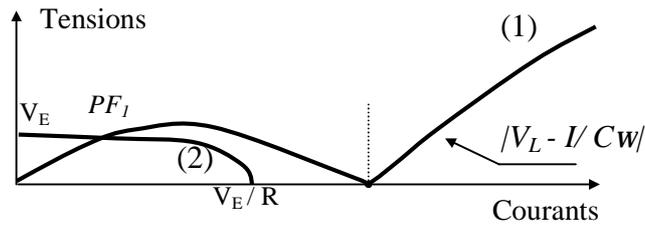


Figure (II.17) : Caractéristique Tension Courant

Dans le cas de la figure (II.17), le seul point de fonctionnement possible est celui noté PF_1 et qui correspond à des valeurs basses de courant. En revanche, dès que V_E/R dépasse en abscisse l'intersection des courbes (3) et (4), le système présente trois points de fonctionnement dont deux stables comme le montre la figure (II.18).

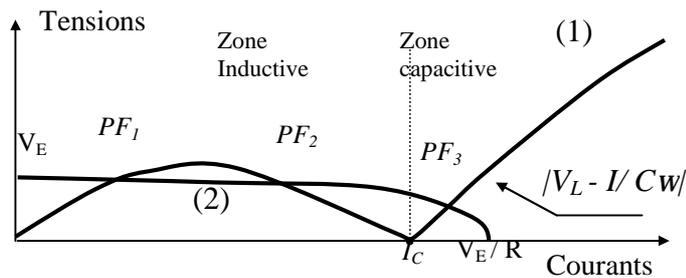


Figure (II.18) : Caractéristique Tension Courant

Le second point de fonctionnement stable (PF_3), est celui de la Ferro résonance est présenté par des valeurs de courant beaucoup plus élevées qu'avant le saut de mode. On notera également le passage brutal d'un comportement de type inductif à un comportement de type capacitif, chose que l'on retrouve parfaitement dans la pratique.

Les conditions de ferro-résonance sont donc :

- § la caractéristique $V_C=I/C\omega$ coupe $V_L(I)$
- § R soit suffisamment petit pour que $E/R > I_c$

On représente ainsi sur la figure (II.19) un exemple de circuit sans risque de Ferro résonance, en tout cas en ce qui concerne l'étude du premier harmonique des courants et tensions.

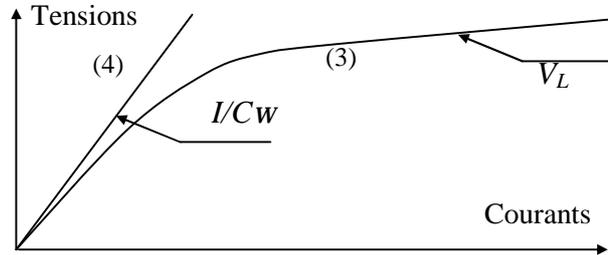


Figure (II.19) : Caractéristique Tension Courant

Il apparaît alors, pour une inductance saturable donnée, une valeur de capacité C critique en dessous de laquelle il n'y a pas de Ferro résonance. Le graphe de la figure (II.20) présente le relevé des tensions de seuil V_H et V_L en fonction de la valeur de la capacité C .

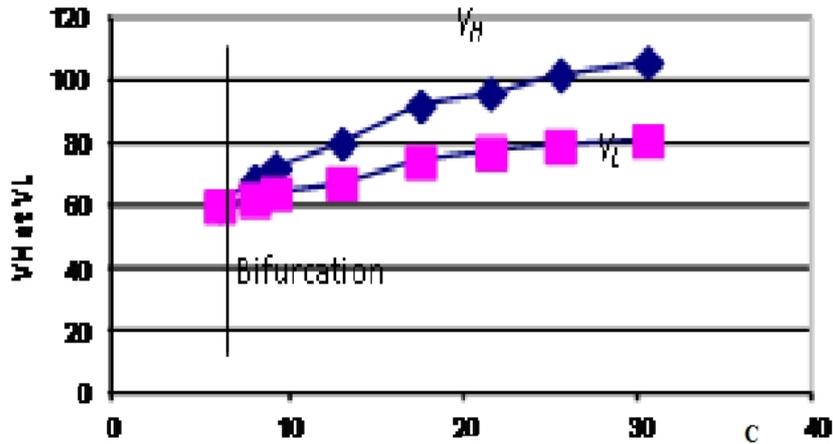


Figure (II.20): V_H et V_L en fonction de C

Ce type de tracé fait particulièrement penser à un "graphe de bifurcation" qui est défini comme le tracé d'une variable d'état d'un système dont l'évolution, en fonction d'un paramètre, décrit une branche différente pour chaque solution en régime permanent.

La figure (II.20) reflète bien, à partir d'une certaine valeur de la capacité C , ici $6\mu\text{F}$, l'existence de deux régimes permanents différents, c'est à dire de deux branches distinctes.

II.8. Comportements quasi-périodiques et subharmoniques

La littérature concernant la ferro-résonance met en évidence la propension de certains circuits à évoluer de façon subharmonique, quasi-périodique, voire chaotique [32]. Si la présence de bifurcations comportementales dans la ferro-résonance rend l'aspect "chaotique" peu surprenant en théorie, il est assez difficile, en revanche, de le faire s'exprimer en pratique.

Le régime chaotique est un régime irrégulier, Il se présente avec un spectre de fréquences continu ; il y a bien des fréquences privilégiées, mais le spectre ne s'annule sur aucune plage de fréquences .En stroboscopie, les points de l'image se répartissent sur tout l'écran, ou plus exactement dans un sous-ensemble de l'écran appelé attracteur étrange.

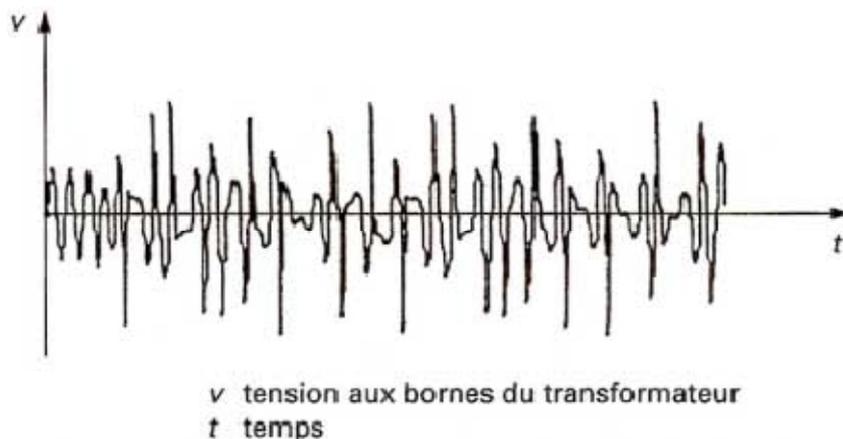


Figure (II.21): Enregistrement d'un régime chaotique

Le montage monophasé étant assez limité sur ce point, il est apparu intéressant de visualiser les effets de la non linéarité de l'inductance en triphasé. D'après la littérature [36], l'apparition de comportements étranges semble possible grâce au montage de la figure (II.22) qui représente un tronçon de réseau d'alimentation, avec transformateur à vide et capacités parasites. Pour engager le régime "étrange", une des phases subit une sorte de "faux contact", ici un contact intermittent réalisé grâce à un interrupteur.

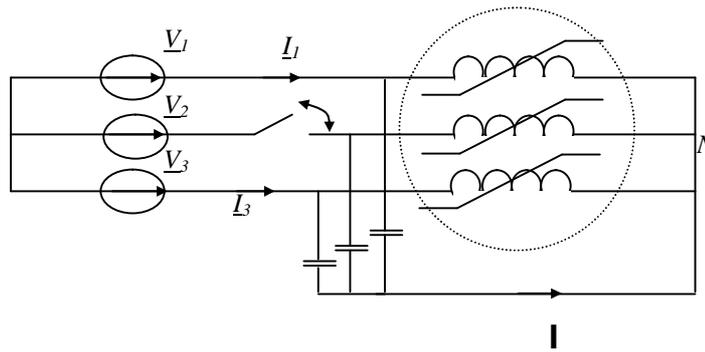


Figure (II.22) : Circuit triphasé avec "faux contact" sur phase2

Lors de l'action sur l'interrupteur, des transitoires singuliers apparaissent. En insistant, un régime permanent peut apparaître. A l'échelle de la période, le courant $I(t)$ semble chaotique. Les courants de lignes, eux, semblent très bruités.

Les caractéristiques tensions -courants pour différentes valeurs de la résistance du circuit sont représentées sur la figure (II.23). $R_1 < R_2 < R_3 < R_4$ on peut constater que la tension correspondante à la Ferro-résonance augmente avec l'augmentation de la résistance du circuit.

Donc quand la résistance du circuit devient importante, le risque de court-circuit est éloigné.

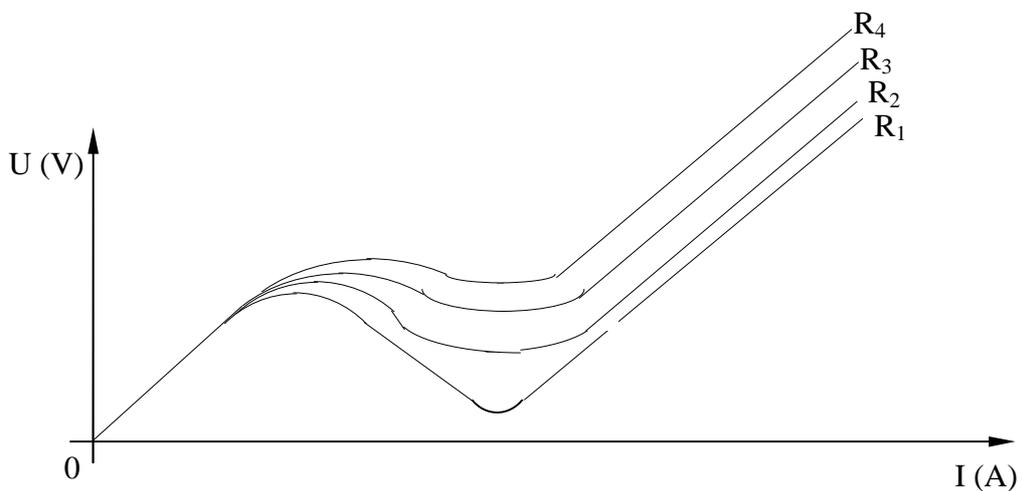


Figure (II.23) : caractéristique tension – courant pour différentes valeurs de la résistance

Le noyau magnétique de l'inductance est soumis à une induction variable lorsque la tension d'entrée U_e change de valeur. Il s'ensuit bien entendu une variation de l'inductance L et du courant total I . figure (II.24).

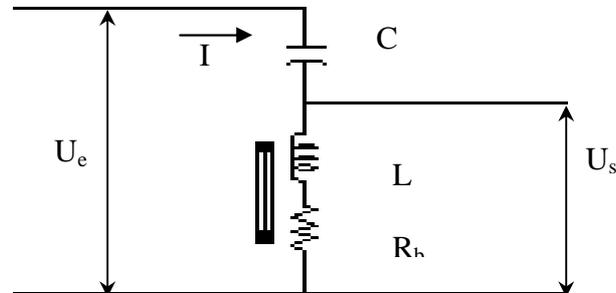


Figure (II.24) : Schéma théorique du montage mettant en évidence le cycle de Ferro résonance

Or, si l'on choisit un condensateur de valeur tel qu'il s'accorde avec une grandeur donnée de l'inductance à la fréquence de secteur et pour une certaine tension d'entrée U_e il se produira un phénomène irréversible de résonance.

Mais considérons tout d'abord la forme particulière de la loi de variation de la courbe courant – tension. En se reportant à la figure (II.26), nous pouvons remarquer que la courbe A représente tout d'abord une montée OA régulière de faible pente ; ensuite dans la zone AB le phénomène se modifie complètement, on assiste à une très rapide montée du courant. Cette zone correspond à la résonance série de L et C , le courant devenant proportionnel uniquement aux pertes matérialisées par la résistance série R_b . [35]

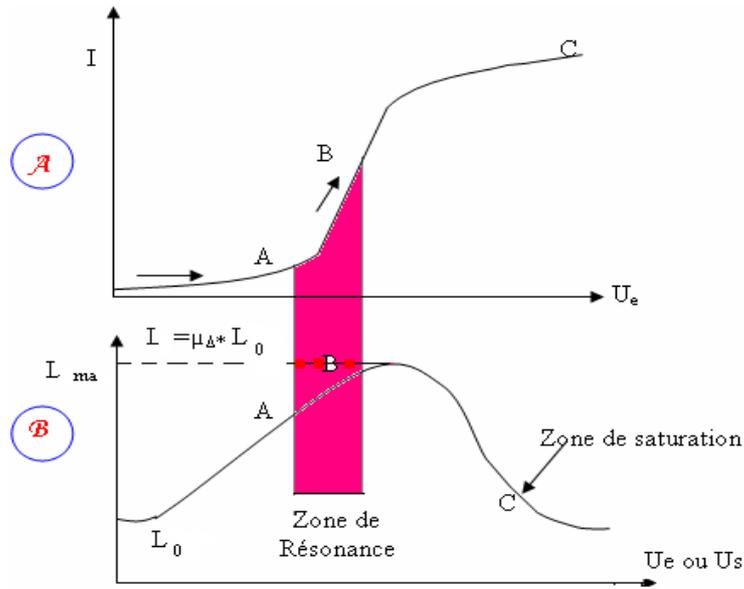


Figure (II. 25) : Comparaison du cycle d'aller avec la variation apparente de l'inductance de fer

Lorsque U_e croît L varie encore (zone BC), mais tend très rapidement vers zéro puisque le circuit magnétique du bobinage se trouve soumis à un régime d'intense saturation. En effet, il faut souligner que l'inductance à noyau de fer :

$L = \mu \cdot L_0$, or, pour $\mu = 0$ (courbe B) le courant augmente progressivement après la résonance [37].

Au voisinage de la résonance, l'impédance du circuit est donnée par l'expression :

$$Z_t = R_b + j \cdot \left(L\omega - \frac{1}{C\omega} \right) \tag{II.57}$$

Avec L la variable lorsque : $L\omega = \frac{1}{C\omega} \quad Z_t = R_b$

Ensuite, pour $L\omega < \frac{1}{C\omega}$ c'est à dire lorsque la tension alternative U_e croît encore, on peut considérer que $L\omega$ est tout à fait négligeable devant $\frac{1}{C\omega}$ et qu'il reste pour l'impédance :

$$Z_t = R + \frac{1}{jC\omega} = \text{constante} \tag{II.58}$$

En réalité il convient également de noter que la résistance série R_b n'est pas constante et qu'elle croît à mesure que les pertes dans le fer augmentent lors de la saturation. C'est une raison supplémentaire pour limiter l'accroissement de « I ».

II.9. Cycle de Ferro résonance

Si la forme particulière de la courbe I/U_e peut être expliquée assez clairement, il convient de souligner deux aspects frappants de ce phénomène :

- 1- Tout d'abord la montée est très abrupte, ce qui sous-entend l'existence d'un phénomène cumulatif en plus du phénomène simple de résonance.
- 2- En effectuant des mesures du courant I pris par l'impédance complexe avec des valeurs croissantes de tension U_e et, ensuite, avec des valeurs décroissantes, la courbe ainsi constituée ne passe pas par les mêmes points à « l'aller » et au « retour ». voir figure (II.26).

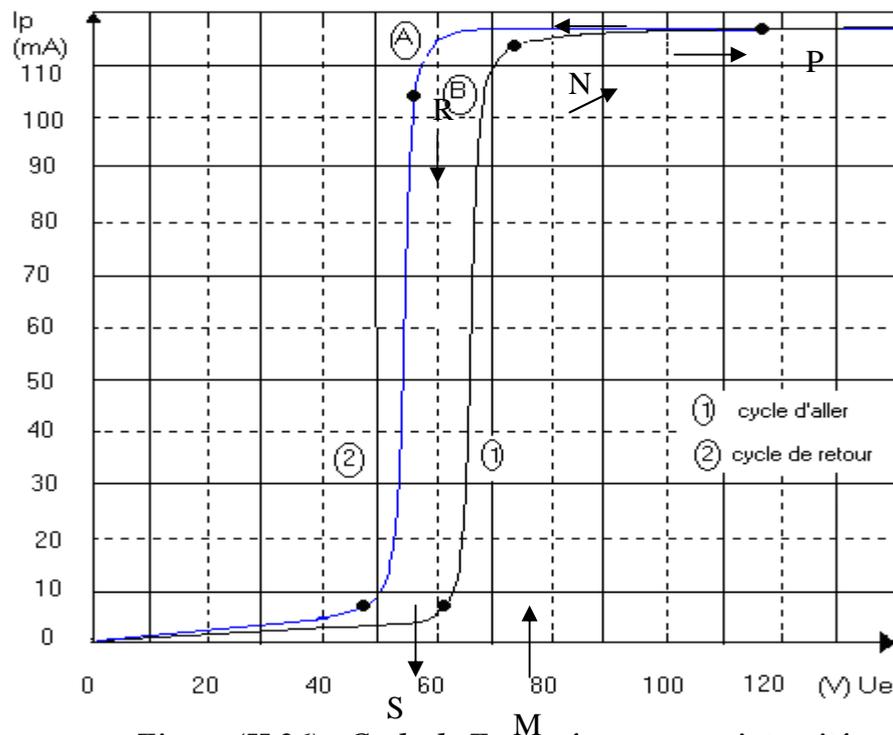


Figure (II.26) : Cycle de Ferro résonance en intensité

Lorsque l'inductance présente une valeur telle que l'on soit au voisinage de la résonance, la tension aux bornes de l'inductance est liée à la tension globale par la relation :

$$U_L = Q_L \cdot U_e \quad (\text{II.59})$$

Ainsi la tension « U_L » s'apparente à une surtension, le facteur « Q_L » étant fonction de l'inductance « L » :

$$Q_L = \frac{1 + jg}{1 + jg \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right)} \quad (\text{II.60})$$

$$g = \frac{L\omega}{R_b} \quad (\text{II.61})$$

La tension n'est pas sinusoïdale lorsque le fer de l'inductance est saturé. « g » étant la surtension théorique.

A la résonance exacte, on sait que le facteur de surtension se limite à :

$$Q_{0L} = 1 + jg_0 \quad (\text{II.62})$$

Ce qui fait en valeur réelle :

$$U_{0L} = \sqrt{1 + g_0^2} \cdot U_e \quad (\text{II.63})$$

Le problème se résume donc à l'étude de la surtension « g » dont la composition est faite de « L », qui croît pour des tensions faibles ou qui décroît la saturation du fer étant atteint, et de « R_b » qui augmente sans cesse avec « U_e ».

La connaissance exacte du matériau utilisé pour le circuit magnétique permettrait de calculer « L » et « R_b » et, de ce fait, la détermination théorique de « U_{0L} » semble possible.

Toutefois il est facile de voir que la résolution est loin d'être, commode, aussi on se limitera, ici, à une explication physique du problème.

Au voisinage de la résonance, l'inductance à fer voit sa valeur croître à mesure que la tension augmente à ses bornes ; ce phénomène est dû au fait que nous sommes dans la zone décroissante de la perméabilité, cette dernière augmentant avec l'induction et, par suite, avec la tension. Mais, si l'on augmente la tension globale « U_e » puisque « L » croît, on se rapproche encore davantage de la résonance et, la surtension s'élève [38].

Si la surtension se rapproche de sa valeur maximum, cette cause a pour effet d'augmenter encore l'inductance « L » ce qui accroît également la surtension aux bornes. Il se produit donc, un phénomène cumulatif qui a pour tendance d'accélérer encore la modification d'état de fonctionnement du système. Ceci explique la pente abrupte en B de la courbe -1- figure (II.26). La zone MN est en effet pratiquement verticale. Arrivé en N, le courant atteint une valeur qui n'est limitée uniquement que par les pertes du circuit série. Mais à mesure que le courant augmente, les tôles de l'inductance à fer sont soumises à une induction de plus en plus grande.

Il arrive donc un moment où ces tôles se trouvent saturées et cet effet se produit avec la même rapidité que la montée de l'intensité.

Dés lors, l'inductance L disparaît très vite et l'impédance résiduelle du circuit série se limite à :

$$Z_{\text{série}} = R_b - j \frac{1}{C \omega} \quad (\text{II.64})$$

Comme il a été démontré plus haut.

Cette impédance est sensiblement constante et si « U_e » augmente encore, comme :

$$I = \frac{U_e}{Z_{\text{série}}}$$

I croît progressivement c'est la zone NP de la courbe -1- figure (II.26)

Maintenant considérons la courbe 2 de la figure (II.25), il est facile de voir que :

- a) La pente de la courbe est modifiée dès le point P pour des tensions effectivement décroissantes.

- b) La zone de « basculement » a lieu en A, pour une tension bien inférieure au cas des tensions croissantes
- c) La pente de la zone de modification d'état paraît légèrement moins abrupte qu'en B.

Ces constatations résultent d'un phénomène propre à la résonance d'un condensateur avec une bobine à noyau de fer progressivement saturable. Les effets de la résonance électrique alliés à ceux du ferromagnétisme déterminent le « cycle de ferro-résonance ». Lorsque la tension globale U_e décroît, au voisinage du point P, l'inductance est saturée. Nous nous trouvons sur le flanc décroissant de l'inductance L figure (II.25.B) zone BC, il en résulte qu'une diminution de tension globale « U_e » entraîne une augmentation de l'inductance L. La saturation du fer du circuit magnétique diminue au contraire la résistance de la bobine R_b diminue également. Il s'ensuit que la qualité du circuit série s'améliore. Mais si le facteur Q_L augmente, la surtension aux bornes de l'inductance s'élève aussi et ce phénomène est en opposition avec la diminution provoquée par U_e .

Nous nous trouverons donc en présence de deux effets antagonistes qui déterminent le fonctionnement suivant :

$$U_e \text{ diminue} \\ U_L = Q_L \cdot U_e \quad (\text{II.65})$$

Avec :

Q_L croît.

U_L : sensiblement constante.

Or, si la tension U_L ne bouge pratiquement pas il en résulte que :

- a) L'intensité I varie peu lorsqu'on modifie la tension U_e
- b) La tension globale créant au retour le « basculement » est nécessairement plus faible.

Il arrive naturellement un moment où l'augmentation de l'inductance L cesse, on atteint alors la valeur maximale. L'effet antagoniste à la diminution de U_e décroît donc progressivement à mesure que la saturation disparaît. Enfin, en abordant le flanc de montée de l'inductance, le phénomène s'inverse et il s'ensuit que toute diminution de

« U_e » entraîne une diminution de « L » figure (II.25.B) zone AB. En ce qui concerne la courbe figure (II.26) zone RP, Lorsque U_e décroît, l'inductance dans les tôles doit en principe baisser, d'où une baisse des pertes et de résistance de la bobine R_b .

Toutefois si l'on se reportait à la technologie des transformateurs à haute induction, on pourrait voir que la croissance des pertes dans le fer est beaucoup moins grande pour les inductions faibles que pour les fortes. Dans ces conditions R_b diminue donc beaucoup plus vite.

Les deux constatations précédentes conduisent maintenant à une diminution notable de « Q_L », lorsque la surtension donne une tension « U_L » décroissante aux bornes de la bobine à fer. En résumé, si l'on remarque bien, « U_L » varie donc bien dans le même sens que « U_e ».

Lorsque la tension « U_e » sera assez faible pour que la tension de surtension « U_L » décroisse suffisamment l'inductance « L » aura diminué d'autant et l'on se rapprochera à nouveau de la résonance.

Il faut bien, que la tension d'alimentation soit plus faible pour que :

$$L.w = \frac{1}{Cw} \quad (\text{II.66})$$

Ceci explique, en effet, que la tension de « basculement » soit, au « retour », plus faible que pour « l'aller » :

$$m_{eA} < m_{eB}$$

Arrivé au voisinage de la résonance le même phénomène se produit : une diminution de la tension globale « U_e » occasionne une décroissance de la surtension « U_L » qui abaisse de ce fait la valeur de l'inductance L ce qui diminue le coefficient de qualité Q_L donc la surtension ...etc. Il s'agit bien d'un phénomène cumulatif qui ramène le fonctionnement à son état initial, zone O S, figure (II.26).

II.10. Champ magnétique d'un solénoïde

Le solénoïde est une bobine cylindrique de longueur l et de rayon R , figure (II.27), le champ magnétique du solénoïde parcouru par un courant I dans un point M situé sur son axe, est donné par la relation suivante :

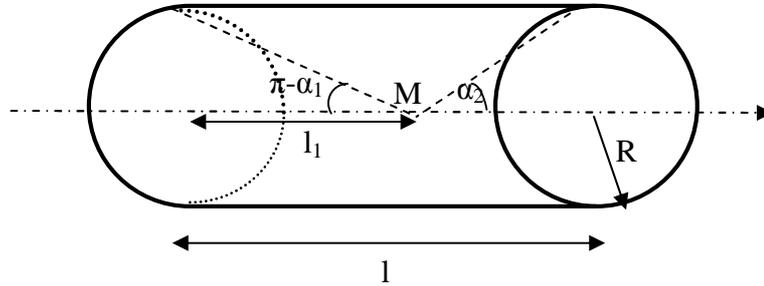


Figure (II.27). Bobine cylindrique (solénoïde)

$$B = \frac{\mu_0 nI(\cos\alpha_2 - \cos\alpha_1)}{2} \tag{II.67}$$

Où $n=N/l$ nombre de spire par unité de longueur

$$B = \frac{\mu_0 nI}{2} \left(\frac{l-l_1}{\sqrt{R^2+(l-l_1)^2}} + \frac{l_1}{\sqrt{R^2+l_1^2}} \right) \tag{II.68}$$

l_1 c'est la distance du point para port à l'extrémité de la bobine

Au milieu de la spire le champ magnétique est maximal

$$B_{max} = \frac{\mu_0 nIl}{\sqrt{4R^2+l^2}} \tag{II.69}$$

Si le solénoïde est composé de n_1 couches par unité de longueur $n_1=N_1/l$ le champ magnétique est de la forme :

$$B = \frac{\mu_0 n n_1 I}{2} \left(\frac{l-l_1}{\sqrt{R^2+(l-l_1)^2}} + \frac{l_1}{\sqrt{R^2+l_1^2}} \right) \tag{II.70}$$

Si la bobine est traversée par un courant alternatif, une tension y sera, en plus de celle qui est appliquée aux bornes du circuit, dont le signe est opposé à celle-ci : c'est la tension induite U_{ind} et on peut écrire que.

$$U+U_{ind}=0 \tag{II.71}$$

Cette tension induite est due à la variation du flux dans la bobine.

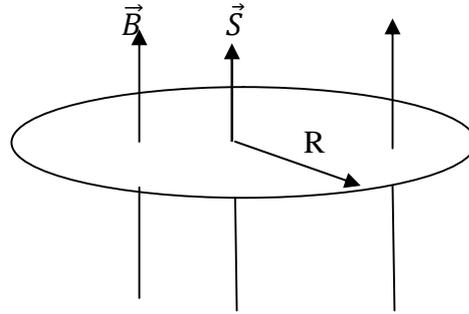


Figure (II .28) Spire traversée par un champ magnétique \vec{B}

Considérons le schéma ci-dessus, il représente une spire de la bobine, \vec{B} est le champ magnétique qui traverse la spire et \vec{S} et le vecteur surface de la spire. On définit le flux par :

$$\phi = \iint \vec{B} \cdot d\vec{S}$$

$$\text{Donc } U_{ind} = -\frac{d\phi}{dt} = -\frac{d\vec{B} \cdot \vec{S}}{dt} = -\frac{dLI}{dt}$$

$$U_{ind} = -\frac{d\phi}{dt} = -\frac{d\vec{B} \cdot \vec{S}}{dt} = -\frac{dB\pi R^2}{dt} \quad (\text{II.72})$$

L est l'inductance

$$U_{ind}(t) = -\frac{Ld(I_0 \sin \omega t)}{dt} = -L\omega I_0 \cos \omega t \quad (\text{II.73})$$

L'amplitude de cette fonction sinusoïdale est $LI_0\omega$

Pour ce qui est de l'induction magnétique B on peut l'écrire aussi de la forme suivante :

$$B = \frac{\mu_0 n n_1 I}{2} \left(\frac{l-l_1}{\sqrt{R^2+(l-l_1)^2}} + \frac{l_1}{\sqrt{R^2+l_1^2}} \right) = f(x)I(t) \quad (\text{II.74})$$

$$U_{ind} = -\frac{d\phi}{dt} = -\frac{d\vec{B} \cdot \vec{S}}{dt} = -f(x)\pi R^2 \frac{dI}{dt} = -f(x)\pi R^2 \omega I_0 \cos \omega t \quad (\text{II.75})$$

On compare les deux équations (II.42) et (II.40) nous obtenons

$$L = \frac{\mu_0 n n_1 \pi R^2}{2} \left(\frac{l-l_1}{\sqrt{R^2+(l-l_1)^2}} + \frac{l_1}{\sqrt{R^2+l_1^2}} \right) \quad (\text{II.76})$$

II.11. Dimensionnement du MLTO.

On considère que la bobine est constituée de N_1 couches de spires et de N spires et possède une longueur l et un rayon R , avec un noyau de fer métallique (une masse pleine). Donc nous avons un moteur linéaire tubulaire à oscillation (MLTO) et qui est l'objet de notre étude figure (II.29).

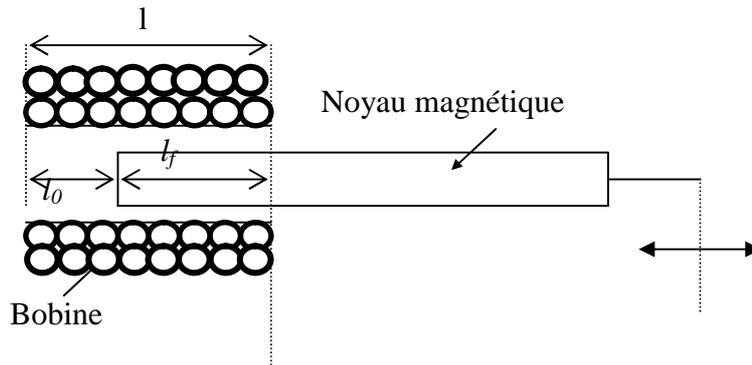


Figure (II.29). Schéma de principe d'une bobine à noyau plongeur

$l=l_0+l_f$ tel que l_0 c'est la longueur du vide et l_f la longueur du fer c'est-à-dire la longueur du rotor (noyau)

$$L = \frac{\mu_0 N N_1 \pi R^2}{2l^2} \left(\frac{l_0}{\sqrt{R^2+l_0^2}} + \frac{l_f}{\sqrt{R^2+l_f^2}} \right) \quad (\text{II.77})$$

Si le solénoïde est suffisamment long le champ magnétique sera :

$$B = \frac{\mu_0 N N_1 I}{l} \quad (\text{II.78})$$

Dans ce cas l'inductance devient [2].

$$L = \frac{\mu_0 N N_1 \pi R^2}{l} \quad (\text{II.79})$$

On sait qu'en présence d'un noyau à l'intérieur de la bobine l'inductance s'écrit sous la forme

$$L=L_0+L_f+2M \quad (\text{II.80})$$

Tel que L_0 est l'inductance propre de la bobine (stator), L_f l'inductance propre du noyau (rotor) et M est l'inductance mutuelle.

II.12. CONCLUSION

On a présenté dans ce chapitre un aspect théorique de l'étude de la bobine qui passe par la mise en équation de l'ensemble des phénomènes dont elle est le siège. Or, dans le cas d'une bobine à noyau de fer, la tension à ses bornes et le courant qui la traverse ne peuvent pas être simultanément sinusoïdaux. Donc, il n'est pas possible d'appliquer les résolutions classiques. Et pour analyser le comportement de la bobine, Une méthode est envisagée, elle consiste à prendre en considération les phénomènes non linéaires; et les équations obtenues seront alors traitées par l'application des méthodes de calculs mathématiques où par l'utilisation de l'outil informatique. Autre phénomène qui surgit dans une bobine à noyau de fer c'est la ferro-résonance. Le risque de Ferro-résonance est à prendre en compte dès le début d'une conception ou d'une installation électrique ou d'une modélisation.

La nature de résonance électromécanique dépend de la présence sur les deux contours oscillants, contour LC avec des oscillations électriques et le noyau avec des oscillations mécaniques qui sont dues à l'action électromécanique appliquées sur ce noyau, qui est semblable à l'action d'un ressort. L'échange d'énergie entre deux contours est effectué par la variation périodique de l'inductance.

CHAPITRE III

III.1.INTRODUCTION.

L'équation électrique du moteur linéaire tubulaire à oscillation est une équation d'un circuit RLC série avec une bobine à noyau de fer.

Le moteur tubulaire oscillant est composé d'une bobine et d'un noyau qui peut glisser à l'intérieur de celle-ci. En connectant la bobine à une source de tension monophasée par l'intermédiaire d'un condensateur et une résistance variable, et dans les conditions de résonance électromécanique, il est alors possible d'obtenir un mouvement de translation de ce dernier. La vitesse d'oscillation peut être contrôlée par variation de la capacité ou de résistance.

III.2. Développement des équations des inductances.

Dans le chapitre II nous sommes aboutis à l'équation (II.77) qui représente l'inductance de la bobine de longueur l qui varie en fonction du déplacement du noyau de longueur l_f . Le développement de cette équation permet de modéliser le moteur linéaire à oscillations (MLTO).

III.2.1. Inductance propre du stator (bobine).

$$\text{-----} \tag{III.1}$$

On peut supposer que pour un solénoïde de longueur très long par rapport à son diamètre l'inductance $L = \frac{\mu_0 N^2 l}{2}$

$$\frac{\mu_0 N^2 l}{2} \tag{III.2}$$

Avec $l = l_0 + l_f$

Donc $l_0 = l - l_f = \square -$

$$\text{-----} \tag{III.3}$$

$$\frac{\mu_0 N^2 (l - l_f)}{2} \tag{III.4}$$

Et puisque la longueur du fer est une fonction du déplacement x , qui sera déterminée ultérieurement.

On pose :

$$\infty \text{ et } \frac{\infty}{\infty}$$

Donc :

III.2.2. Inductance du rotor.

Avec R_s et R_f les rayons du stator et le rotor respectivement, et on pose donc S_s et S_r comme étant les surfaces du stator et rotor.

$$\frac{\infty}{\infty} \quad \square \quad - \tag{III.5}$$

$$\frac{\infty}{\infty} \quad \square \quad - \tag{III.6}$$

D'où :

$$\frac{\infty}{\infty} \quad \square \quad - \tag{III.7}$$

$$\frac{\infty}{\infty} \quad \infty \frac{\infty}{\infty} \quad \square \tag{III.8}$$

En posant :

$$- \quad \square$$

Et en remplaçant par la constante (b) on a :

III.2.3. Inductance mutuelle.

On remplaçant par les expressions (III.4) et (III.8) dans l'équation $\frac{\infty}{\infty}$ on aura :

$$\frac{\infty}{\infty} \quad \frac{\infty}{\infty} \quad \square \tag{III.9}$$

k : facteur de couplage magnétique

$$\square \quad \square \quad [2]$$

En posant :

$$\square$$

Et en remplaçant par la constante (b) on a :

$$- \quad \frac{\infty}{\infty} \tag{III.10}$$

III.2.4. Inductance totale du M.L.T.O.

L'inductance totale du MLTO est déterminée en tenant compte des expressions des équations (III.4), (III.8) et (III.10):

$$L=L_0+L_f+2M$$

$$\infty \square - \frac{\infty}{\infty} \square \square \quad (III.11)$$

Et en remplaçant par les constantes (a, b, c, d) on aura :

$$\frac{\dots}{\dots} \quad (III.12)$$

- **Détermination de la longueur du fer, en fonction du déplacement.**

Les expressions (III.1), (III.7),(III,9), (III.11), de ce chapitre, sont fonction des longueurs (l_0 et l_f à l'intérieur de la bobine) eux aussi sont fonction de x .

La superposition des deux courbes de $l_f=f(x)$ et $l_0=g(x)$ présentée par la figure (III.1), montre l'évolution de la pénétration progressive du noyau dans la bobine en pourchassant l'air de celle-ci.

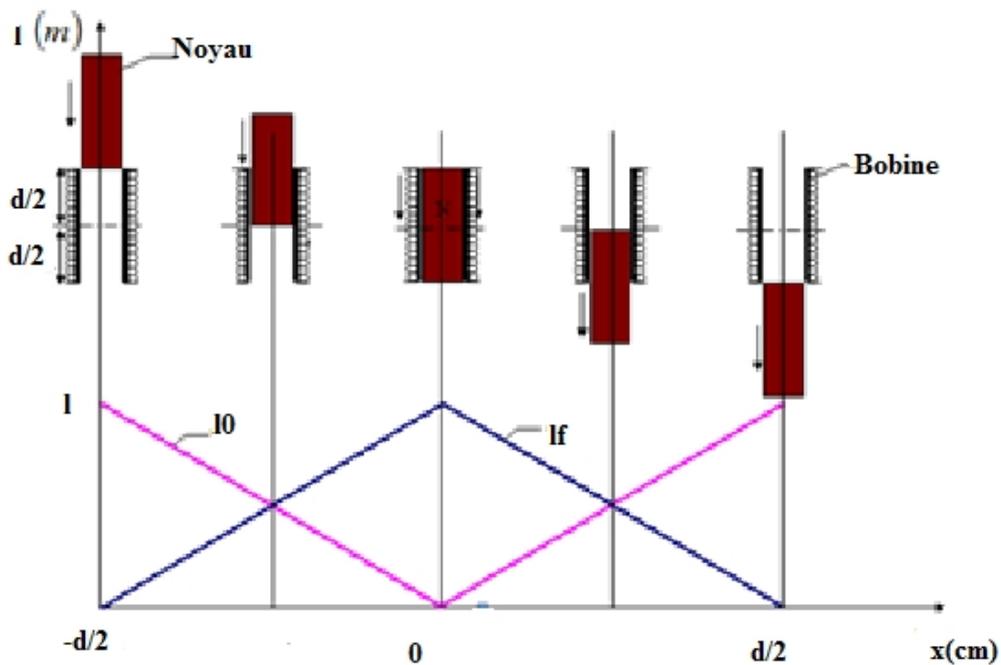


Figure III.1. Evolution progressive du noyau.

Les expressions mathématiques de ces deux fonctions sont déterminées par interpolation en utilisant un logiciel de mathématique donnant ainsi les résultats suivants voir annexe.

$$\boxed{\ddot{y}} \quad (III.13)$$

et

$$\boxed{\ddot{y}} \quad (III.14)$$

A partir, des équations régissant le comportement de la bobine avec et sans noyau, un programme sous MATLAB a été conçu, pour le calcul des inductances $\ddot{W}_{\ddot{w}}$, en fonction des dimensions de la bobine et du noyau tenant compte de la variation de la position du noyau dans la bobine.

Les résultats de ce calcul sont représentés dans le chapitre (VI), et seront exploités pour la simulation du MLTO, dans le système(x, y).

La position du noyau est linéaire et en régime d'oscillation suivant l'axe des (x). L'axe des (y) est exclu.

III.3. Mise en équation du M.L.T.O.

Le schéma équivalent du MLTO est de la forme indiquée sur la figure III.2.

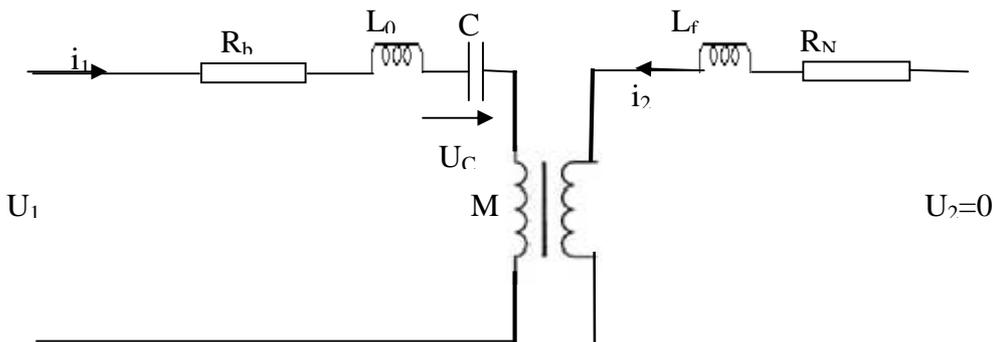
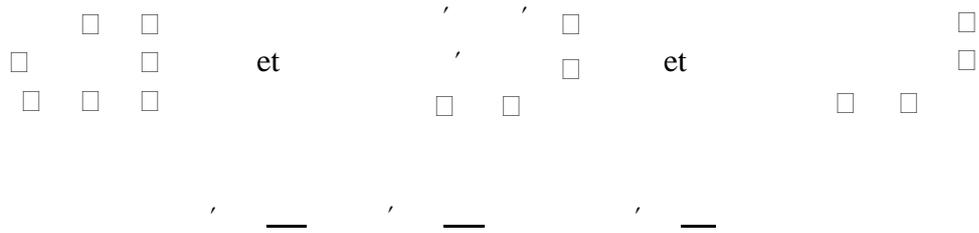


Figure (III.2). Schéma équivalent du MLTO

III.3.1. Equations électriques.

Appliquant la première loi de KHIRCHOFF au circuit primaire et secondaire on a :

Avec :



$$k_m = 0.8$$

Avec :

L : est une fonction de déplacement du noyau dans la bobine.

x : distance occupée par le noyau (intérieur de la bobine).

— : La vitesse linéaire d'oscillation ;

— : La f.e.m statique de la bobine.

— : La f.e.m dynamique de la bobine

III.3.2. Equation du mouvement du MLTO.

Le moteur paramétrique oscillant est assimilable à un système mécanique oscillant figure (III.3).

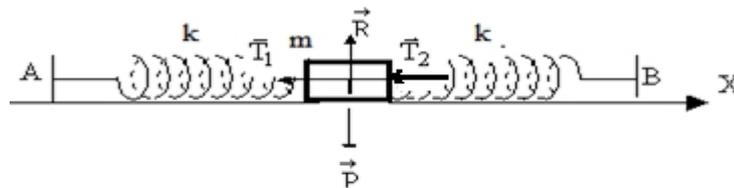


Figure (III.3). Système mécanique oscillant non amorti.

L'oscillateur mécanique est constitué de deux ressorts identiques (même longueur à vide et même constante de raideur k) et il est composé d'une masse (m) accrochée à deux ressorts identiques) dont les extrémités libres attachées à un mur; on suppose que les frottements entre la masse et le plan sont négligeables. Appliquons la deuxième loi de la dynamique :

$$\epsilon \quad \epsilon \quad \epsilon \quad \epsilon \quad \epsilon \quad \Theta \quad (III.20)$$

— □ $\frac{\square}{\square}$: accélération

Soumis à l'action d'un champ extérieur variable, est a oscillations Forcée.
L'équation mécanique de ce système est définie comme suit:

$$\frac{m}{2} \quad - \quad (III.21)$$

Et l'équation électrique qui est de la forme :

$$\frac{d^2 \phi}{dt^2} \quad - \quad \text{---} \quad (III.22)$$

Où :

$f_g = m \cdot g$: force de gravitation.

m : masse de l'induit.

: coefficient de frottement.

g : pesanteur.

f_m : force magnétique s'exerçant sur le noyau.

ϕ : flux magnétique totale.

i : courant et U la tension d'alimentation.

Cependant la force magnétique f_m peut être déterminée en utilisant l'expression

suivante :

$$\text{---}^2 \quad (III.23)$$

Puisque l'inductance de la bobine est fonction de la position du noyau, la dérivée du flux magnétique devient :

$$\frac{d\phi}{dt} \quad \text{---} \quad - \quad (III.24)$$

En substituant pour le flux dans l'équation (III.21) on obtient :

$$\text{---} \quad \text{---} \quad - \quad \text{---} \quad (III.25)$$

Afin d'éviter l'intégration dans l'équation (III.24), les deux membres de cette expression doivent être différencié par rapport au temps, donnant ainsi l'équation :

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{\omega} \frac{d\omega}{dt} \right) - \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{\omega} \right) = \dots \quad (III.26)$$

Pour une tension d'alimentation sinusoïdale le membre de droite de l'équation (III.25) devient:

$$\dots = \omega \sin(\omega t) \quad (III.27)$$

Où : $\omega = 2\pi f$

Par conséquent, un ensemble d'équations d'équilibre qui convient à un calcul numérique pour les deux systèmes mécanique et électrique peut être obtenu comme suit :

$$\dots = \dots \quad (III.28)$$

$$\dots = \dots \quad (III.29)$$

$$\text{Où : } \dots = \dots \quad (III.30)$$

et :

$$\dots = \frac{\dots^2}{2} \quad (III.31)$$

Quand le moteur fonctionne en position horizontale, la force de gravitation fg est égale à zéro.

III.4. Circuit du moteur en régime dynamique et transitoire.

Afin de réduire les pertes d'énergie dans le noyau qui sont dues aux courants de Foucault et hystérésis, le noyau a été fabriqué en utilisant un matériau de fer doux de grande résistivité.

L'inductance du noyau peut être déterminée en utilisant l'expression suivante [26] :

$$— \quad \Lambda \Lambda \quad \square \quad (III.32)$$

Le facteur de proportionnalité, —

Il est évident que l'inductance L varie avec la position du noyau. Et son amplitude dépend de la perméabilité relative du noyau. Cette perméabilité dépend de la densité du flux magnétique du noyau, qui change avec la tension appliquée à la bobine, et la position du noyau.

III.5. Circuit du M.L.T.O en régime permanent.

L'objectif est de prédire les performances du moteur pour différentes charges et différentes conditions d'alimentation, cette analyse donne des idées importantes du comportement du moteur qui sont utiles pour sa conception finale. Le comportement de ce type de moteur peut être déterminé avec l'aide de l'outil informatique.

En régime permanent, quand le moteur est alimenté a partir d'une source de tension sinusoïdale l'équation (III.22) devient :

$$\begin{matrix} \underline{\mathcal{E}} & \underline{\mathcal{E}} & \underline{\mathcal{E}} & — & \underline{\mathcal{E}} \\ ' & \underline{\mathcal{E}} & & & \end{matrix} \quad (III.33)$$

Et on utilise la notation complexe :

$$— \quad ' \quad — \quad — \quad (III.34)$$

Où :

n : Vitesse du noyau.

Le fonctionnement du système mécanique dans la position horizontale avec une vitesse constante n , la force de gravitation $f_g = 0$. On aura :

$$\frac{^2}{_2} \quad — \quad (III.35)$$

Devient

$$(III.36)$$

La relation entre le circuit électrique et le système mécanique peut être déterminée en considérant le transfert de puissance dans les deux systèmes, la puissance mécanique p_m transmise du circuit électrique au système mécanique est :

$$\dot{y} \dot{y} \quad (III.41)$$

Dans laquelle

$$n = \frac{dx}{dt} : \text{Vitesse de noyau}$$

$$a = \frac{d^2x}{dt^2} : \text{Accélération.}$$

La puissance se compose de deux composantes, où la première représente les pertes mécaniques :

$$\dot{y} \dot{y} \quad (III.42)$$

Par contre la seconde représente la puissance p_k nécessaire pour la masse du noyau afin d'augmenter son énergie cinétique :

$$\dot{y} \dot{y} \quad (III.43)$$

En tenant compte de l'équation (III.22), la puissance électrique du circuit p_{in} est :

$$P_{in} = u.i = R.i^2 + L.\frac{di}{dt}.i + \frac{1}{2}L'n.i^2 + i.\frac{1}{C}\int i.dt + \frac{1}{2}L'n.i^2 \quad (III.44)$$

-les pertes de puissances dans la résistance de la bobine sont exprimées par :

$$\Delta P_{el} = R.i^2 \quad (III.45)$$

-la puissance p_2 emmagasinée dans le champ magnétique de la bobine est:

$$\frac{L}{2} i^2 \quad (III.46)$$

-La puissance électrique p_e emmagasinée dans la capacité est :

$$\dot{y} = \dot{\xi} \quad (\text{III.47})$$

-la puissance mécanique de l'induit est donnée par :

$$P_m = \frac{1}{2} L' n i^2 = \frac{1}{2} \frac{\partial L}{\partial x} \frac{dx}{dt} i^2 = \frac{1}{2} \cdot \frac{dL}{dt} i^2 \quad (\text{III.48})$$

Equations mécaniques.

L'équation du mouvement correspondant est donnée par la relation (III.35)

Avec :

$$f(t) = F_0 \cdot \cos w_m \cdot t \quad (\text{III.49})$$

A condition que :

$$w_0 = \sqrt{k/m} \neq w_m \quad (\text{III.50})$$

La solution de l'équation est donnée par :

$$x = c_1 \cos w_0 t + c_2 \sin w_0 t + \frac{F_0}{m(w_0^2 - w_m^2)} \cdot \cos w_m t \quad (\text{III.51})$$

Les constantes c_1 et c_2 sont définies à partir des conditions initiales.

Le mouvement résultant est la somme de deux oscillations périodiques de pulsation (w_m , w_0) et d'amplitudes différentes.

Supposons que la masse initialement est stable [15] c'est à dire que $\dot{x} = 0$ et $x = x_r = 0.055$:

$$c_1 = -\frac{F_0}{m(w_0^2 - w_m^2)} + x_r \quad (\text{III.52})$$

$$c_2 = 0 \quad (\text{III.53})$$

$$x = \frac{F_0}{m(w_0^2 - w_m^2)} (\cos w_m t - w_0 t) + 0.055 \cos w_0 t \quad (\text{III.54})$$

Et l'équation (III.54) prend la forme suivante :

$$x = \left[\frac{2F_0}{m(\omega_0^2 - \omega_m^2)} - x_r \right] \sin \frac{(\omega_0 - \omega_m)t}{2} \sin \frac{(\omega_0 + \omega_m)t}{2} + x_r \cdot \cos \frac{(\omega_0 + \omega_m)t}{2} \cdot \cos \frac{(\omega_0 - \omega_m)t}{2} \quad (\text{III.55})$$

Les fonctions des inductances L , L_f , L_0 , et M sont fonction de x sont obtenues par interpolation des résultats obtenus au chapitre (§ III.3) en exploitant un logiciel de mathématique (sigma plot9).

III.6. Conclusion

Ce chapitre nous a permis de déterminer l'inductance du moteur en fonction du déplacement du noyau, ainsi que l'étude détaillée du modèle électrique et mécanique sous différents régimes cela d'une part. Et d'autre part la formulation des équations électriques et mécaniques de fonctionnement qui sera exploitée dans la programmation ou la simulation présentée au quatrième chapitre.

CHAPITRE IV

IV.1. Introduction

L'étude de notre système par simulation nécessite la connaissance des paramètres qui le régissent, entre autres celle de la partie principale qui est la bobine. Le phénomène de Ferro-résonance étant très sensible aux valeurs des paramètres et aux conditions initiales qui sont peut connues en pratique, il faut faire une étude pour chaque combinaison possible, ce qui n'est pas réalisable pour aboutir à des solutions. Différentes méthodes mathématiques sont utilisées. Notre cas est de traiter le problème par simulation en utilisant le logiciel MATLAB.

Dans ce chapitre un modèle mathématique a été conçu et complètement examiné permet la modélisation du moteur par des équations électrodynamiques. Comme toute machine classique, notre moteur est composé de deux parties :

- Partie électrique fixe constitue le stator, représentée par une résistance R_b , une inductance L_0 alimentée par une tension sinusoïdale U_1 à travers une capacité C .
- Partie mécanique mobile constitue le rotor, représentée par le noyau de la bobine avec les paramètres (L_f, R_N) et alimentée par une tension U_2 .

Ce modèle est formulé dans l'approche ci-dessous.

IV.2. Calcul de l'inductance de la bobine à noyau de fer (noyau centré)

A partir, des équations régissant le comportement de la bobine avec et sans noyau, un programme sous MATLAB (voir annexe) a été conçu, pour le calcul des inductances L_0 , L_F , et M en fonction des dimensions de la bobine et du noyau tenant compte de la variation du déplacement du noyau dans la bobine.

Le déplacement du noyau est linéaire et en régime d'oscillation suivant l'axe des (x) . L'axe des (y) est exclu.

L'analyse du comportement du moteur a été testée pour un moteur aux dimensions suivantes [40]:

- la longueur de la bobine, est $l=0.26m$
- la longueur du noyau est $l_n=0.22m$
- la masse de la barre. $m = 0.67 \text{ kg}$
- le diamètre de barre, $d_f= 29 \text{ mm}$

- le diamètre de la bobine $d_0=30\text{mm}$
- Inductance propre sans noyau $L_0=0.04\text{ H}$
- Inductance propre avec noyau $L=1.1\text{ H}$

Une inductance à noyau de fer est constituée par une bobine et un noyau droit, Figure (IV.1). La bobine possède N (3000) spires avec une résistance négligeable et une longueur l .

Le noyau est constitué de tôles de très bonne qualité avec un coefficient d'utilisation égal à 0.9, est qui a une longueur l_n .

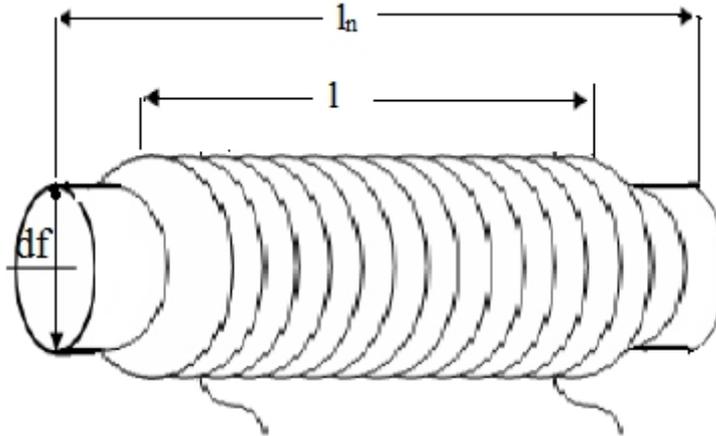


Figure (IV.1) bobine à noyau de fer

La section du noyau est donnée par :

$$s_f = \frac{p d_f^2}{4} \quad (\text{IV.1})$$

La section du fer utile est:

$$S_{uti} = S_f \cdot k_{uti} \quad (\text{IV.2})$$

L'induction B est déterminée par la formule de Kapp :

$$B = \frac{U_{ef}}{4,4 \cdot N \cdot f \cdot S_{uti}} \quad (\text{IV.3})$$

Et qui peut être aussi calculée par la formule d'Hopkinson.

La longueur fictive de l'entrefer est :

$$e = 0.28 \cdot \sqrt{\frac{S_{uti} \cdot l}{l_n}} \quad (\text{IV.4})$$

Le volume d'air à aimanter :

$$V = e \cdot S_{uti} \quad (\text{IV.5})$$

La puissance réactive nécessaire pour l'entrefer :

$$Q = \frac{B^2 \cdot wV}{2,5} \cdot 10^6 \quad (\text{IV.6})$$

La puissance active est faible car f et B sont faibles.

Le courant fictif absorbé est:

$$I_r = \frac{Q}{U_{ef}} \quad (\text{IV.7})$$

qui est considéré comme courant total, qui peut aussi être déterminé en appliquant la formule d'HOPKINSON :

On a :

$$N \cdot I_{ef} = \Re \cdot f$$

Donc :

$$I_{ef} = \frac{\Re \cdot f_m}{N \cdot \sqrt{2}} = \frac{1}{s} \left(\frac{l_n}{m_0 \cdot m_r} + \frac{e}{m_0} \right) \cdot \frac{f_m}{N \cdot \sqrt{2}} \quad (\text{IV.8})$$

Avec :

$$\frac{l}{u_0 \cdot u_r} \approx 0$$

L'impédance du circuit est :

$$Z = L \cdot w = \frac{U_{ef}}{I_{ef}} \quad (\text{IV.9})$$

D'où l'inductance de la bobine :

$$L = \frac{Z}{w} \quad (\text{IV.10})$$

Un programme sous MATLAB a été conçu pour effectuer les calculs de l'inductance pour une bobine à noyau centré, voir annexe (calcul et visualisation des inductances en fonction du position du noyau).

IV.3. Calcul et visualisation des inductances en fonction de la position du noyau.

Les paramètres de la matrice L sont en fonction de la position du noyau, qui est enfoncé d'une longueur l_f variable dans la bobine comportant N spires de fils

régulièrement réparties sur une longueur l (Figure. IV.1). Les expressions des inductances propres L , L_f voir (§ III.1) du chapitre précédent sont :

$$L = \frac{\mu_0 N N_1 \pi R^2}{l}$$

$$L_f = \frac{\mu_0 N N_1}{l} [\pi R_s^2 + (\mu_f - 1) \pi R_f^2] \frac{l_f}{l}$$

Les résultats des inductances L_0 , L_f , M et L en fonction du déplacement (x) du noyau effectués sous programme MATLAB sont donnés par les Figures suivantes :

La courbe (IV.2) représente la variation de la longueur de la bobine en fonction du déplacement. On remarque que lors de la pénétration du fer dans la bobine pourchassant ainsi l'air, la longueur de celui-ci augmente progressivement jusqu'à sa valeur maximale qui correspond à l'occupation totale, puis une régression de la courbe qui correspond au retrait progressif du noyau, sachant que la longueur de la bobine $l = l_0 + l_f$.

La courbe de l'évolution de l'air à l'intérieur de la bobine est représentée par la Figure (IV.3) et la figure (IV.4) sont superposées les deux courbes l_0 et l_f , on peut bien remarquer la concordance de cette courbe avec celle de la figure (III.1), (§III.1.4).

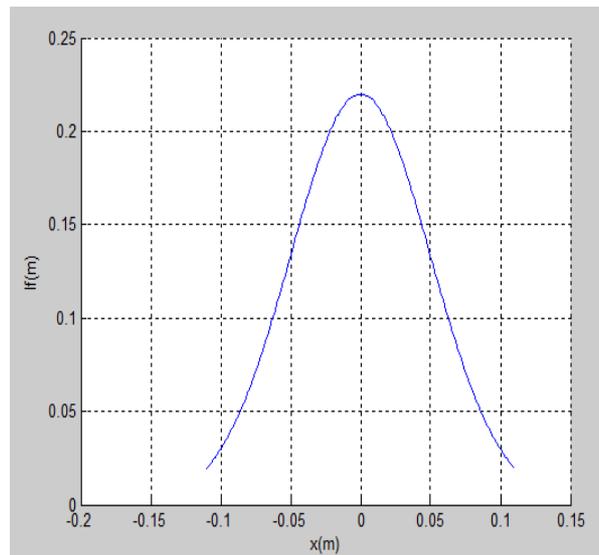


Figure (IV.2) courbe de variation de la longueur du noyau l_f en fonction de x .

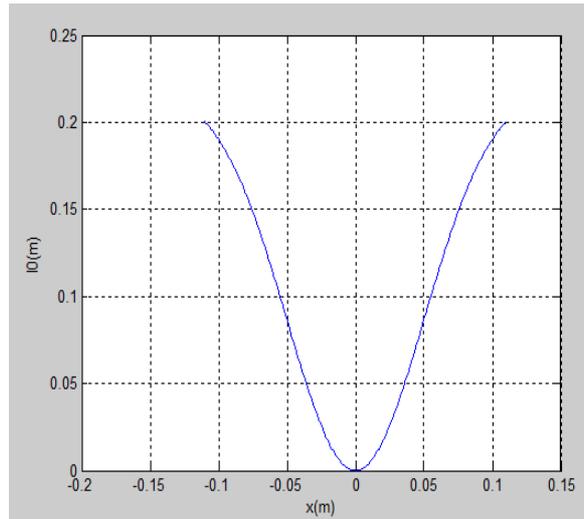


Figure (IV.3) courbe de variation de la longueur de la bobine l_0 en fonction de x .

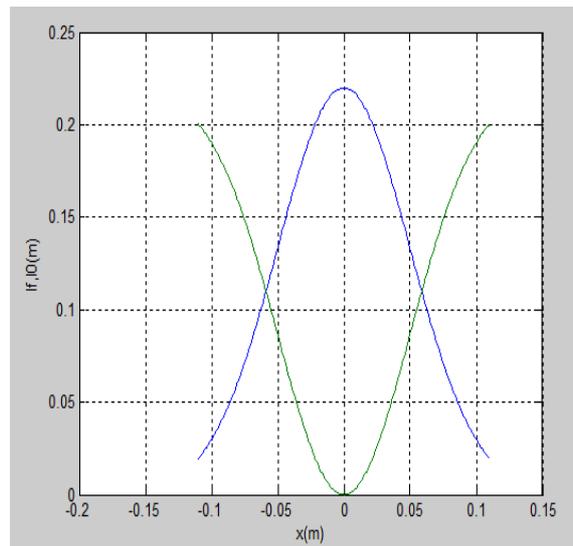


Figure (IV.4) superposition de $l_0=f(x)$ et $l_f=g(x)$.

La Figure (IV.5) représente l'inductance du fer en fonction de la position du noyau. Elle prend des valeurs minimales en dehors de la bobine et une valeur maximale lorsque le noyau est au centre de la bobine.

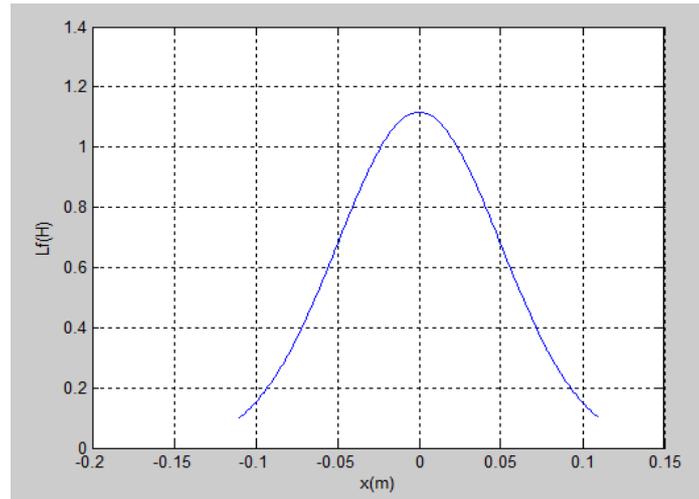


Figure (IV.5) l'inductance du noyau L_f en fonction du déplacement x .

La Figure (IV.6) représente l'inductance de la bobine en fonction de la position du noyau à l'intérieur de la bobine. Quant le noyau est au centre, l'inductance L_0 passe par son minimum, et elle prend une valeur maximale lorsque celui-ci est complètement dégagé en dehors de la bobine.

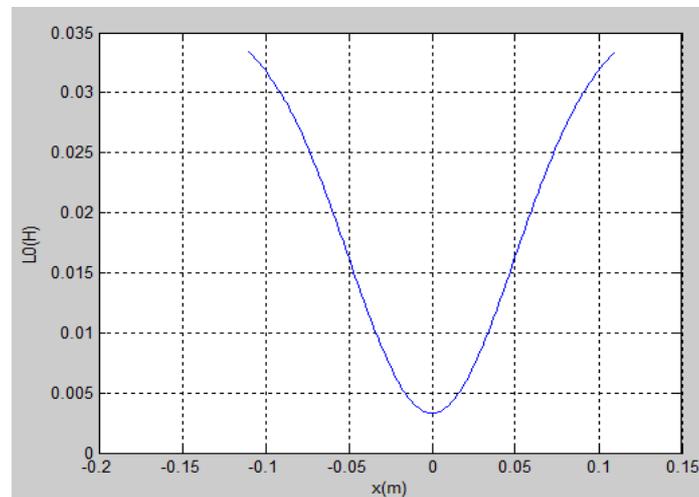


Figure (IV.6) l'inductance de la bobine sans noyau L_0 en fonction du déplacement x .

L'inductance totale de la bobine est représentée par la courbe de la Figure (IV.7), on remarque bien qu'elle est affectée par la présence du noyau et elle prend une valeur maximale égale à 1.2H.

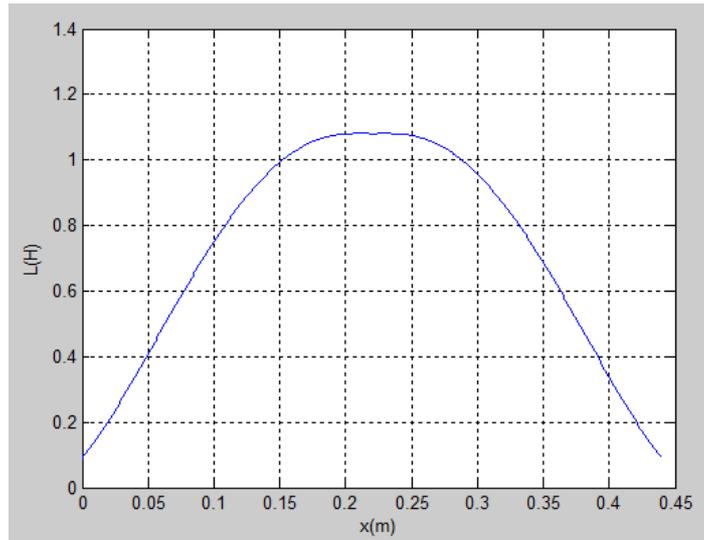


Figure (IV.7) l'inductance totale L en fonction du déplacement du noyau.

La Figure (IV.8) montre la variation de l'inductance mutuelle en fonction de sa position à l'intérieur de la bobine et prend des valeurs très importantes presque à celles de l'inductance totale de la bobine.

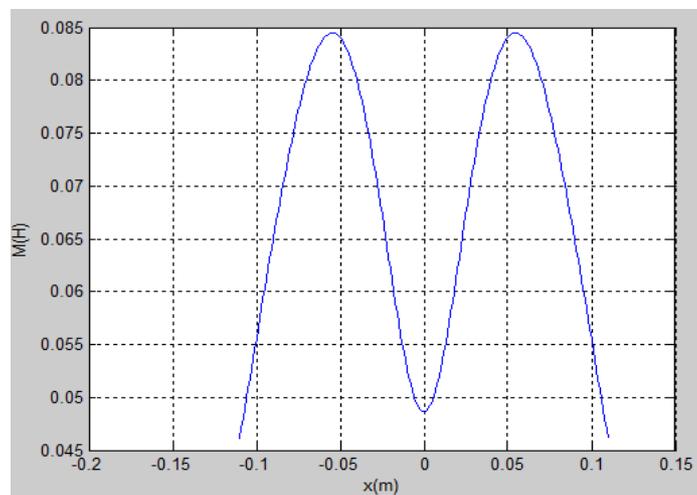


Figure (IV.8) la mutuelle M en fonction du déplacement du noyau.

Les courbes des Figures (IV.9),(IV.10), (IV.11) et (IV.12) représentent les courbes des dérivées des inductances de la bobine et du noyau et la dérivé de la mutuelle en fonction du déplacement du noyau ainsi que le dérivé de l'inductance

totale de la bobine, qui est nécessaire pour la détermination de la force électromagnétique par la suite.

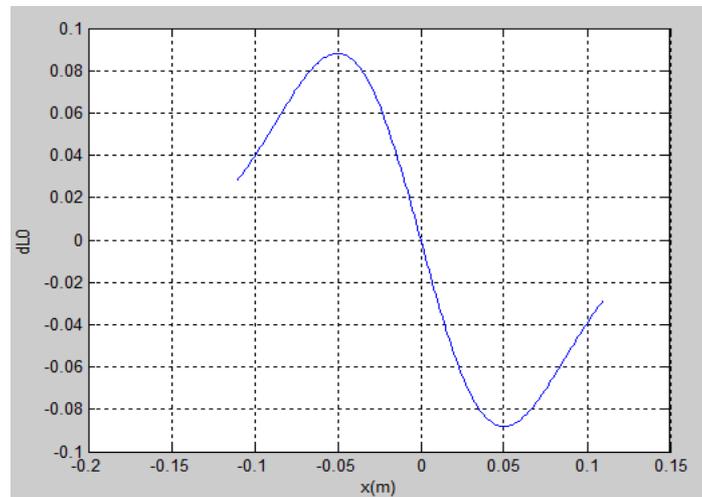


Figure (IV.9) la dérivé de l'inductance propre dL_0 de la bobine sans noyau en fonction du déplacement du noyau.

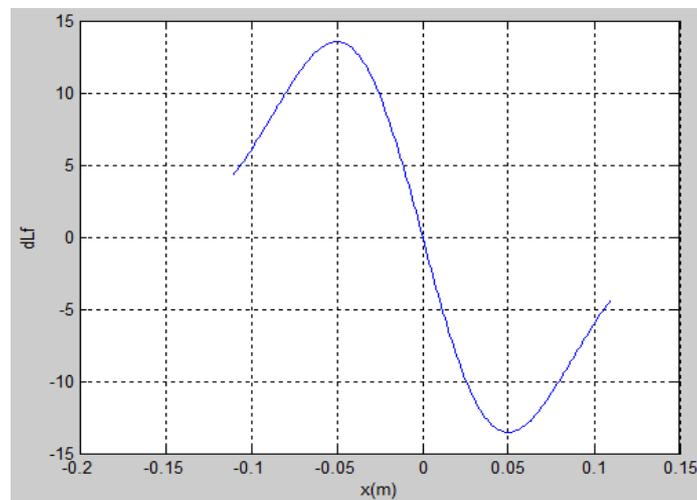


Figure (IV.10) la dérivé de l'inductance du noyau dL_f en fonction du déplacement x .

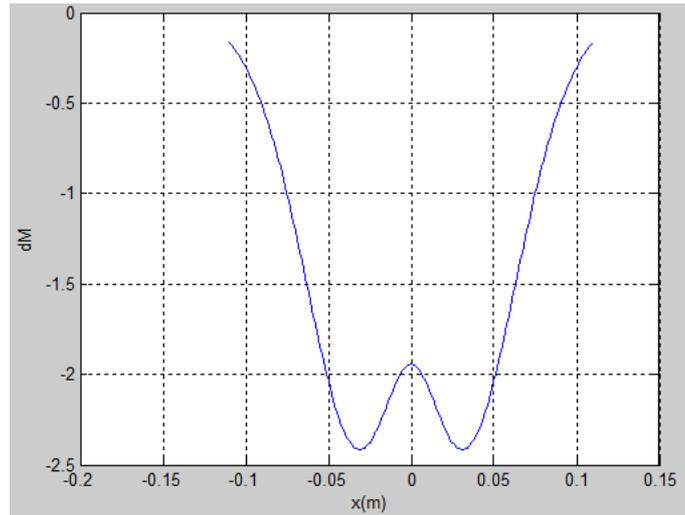


Figure (IV.11) la dérivé de la mutuelle en fonction du déplacement du noyau.

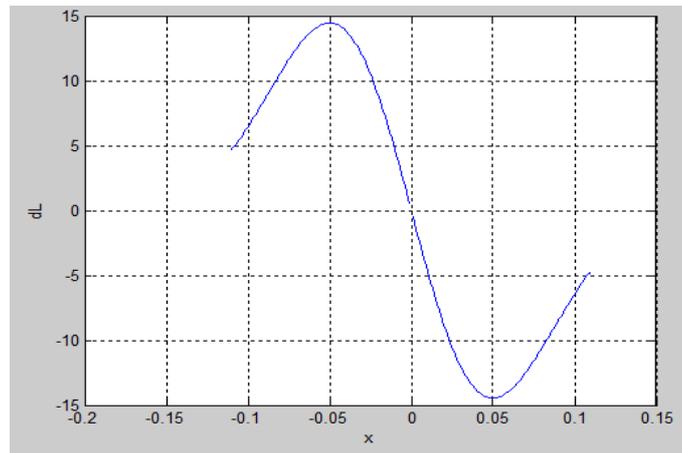


Figure (IV.12) la dérivé de l'inductance totale dL en fonction du déplacement du noyau.

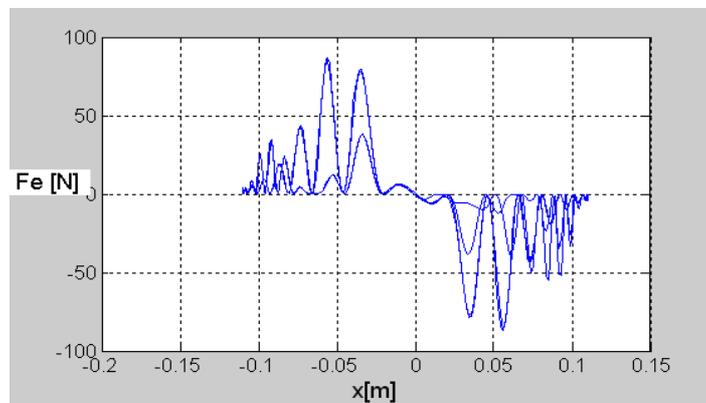


Figure (IV.12) courbe de variation de la force magnétique en fonction du déplacement du noyau.

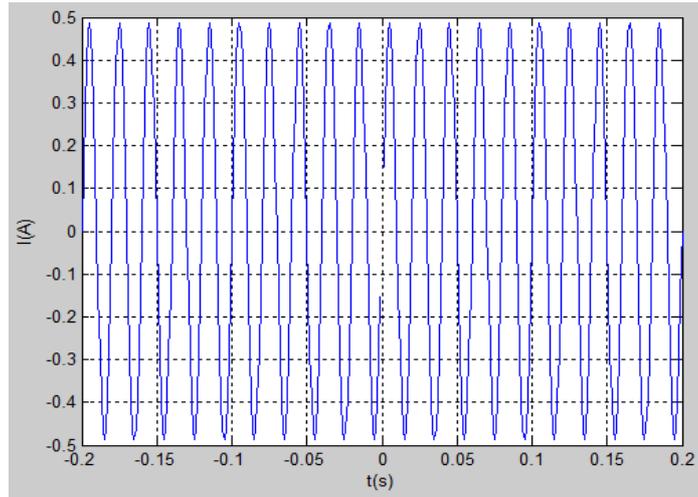


Figure (IV.13) le courant I en fonction du déplacement du noyau x .

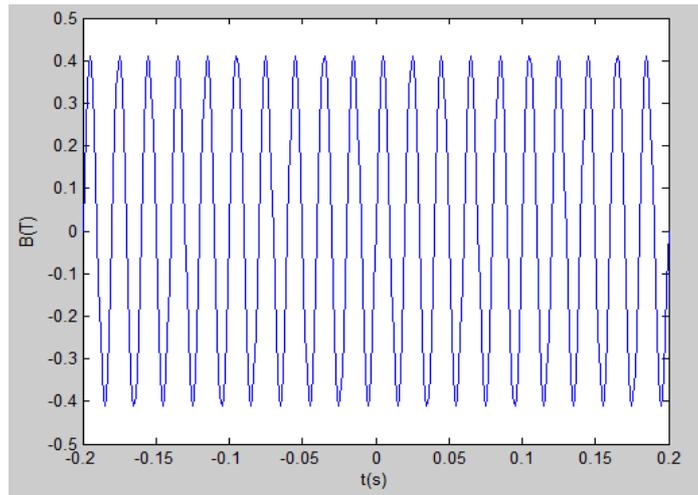


Figure (IV.14) l'induction magnétique B en fonction du temps t .

La Figure (IV.15) décrit le déplacement du noyau à l'intérieur de la bobine en fonction du temps, où la valeur extrême correspond à l'occupation totale de la bobine par le noyau dans les deux sens du mouvement [-11cm,+11cm] donc la longueur totale de la bobine.

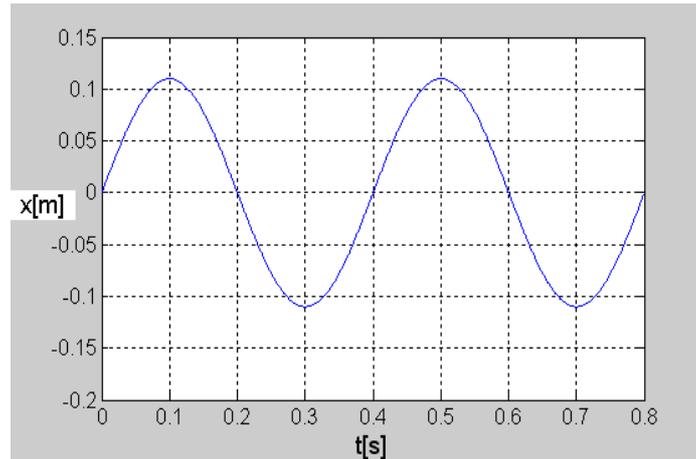


Figure (IV.15) le déplacement du noyau en fonction du temps t .

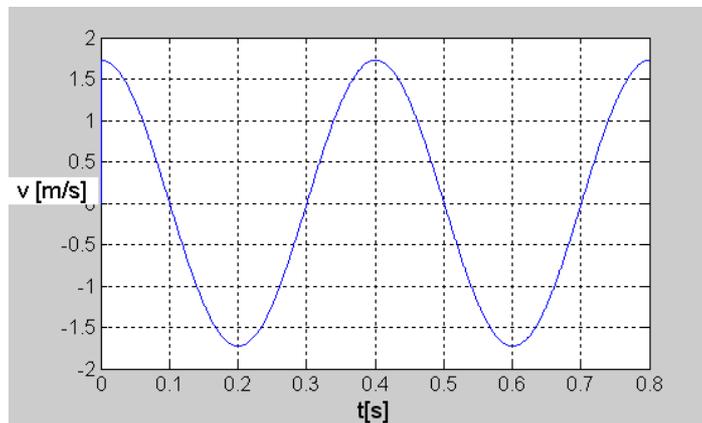


Figure (IV.16) la vitesse du déplacement du noyau en fonction du temps t .

IV.4. Simulation du M.L.T.O.

Nous avons réalisé le schéma synoptique sous un simulateur (SIGMALOT) représenté sur la Figure (IV.16) pour résoudre le système d'équations qui traduit le fonctionnement du moteur paramétrique oscillant.

Le schéma bloc réalisé pour ce modèle est assez volumineux ; il est composé d'une partie concernant la visualisation des résultats, une partie électrique et une partie mécanique comme le montre les Figures (IV.32), (IV.33), (IV.34) et (IV.35).

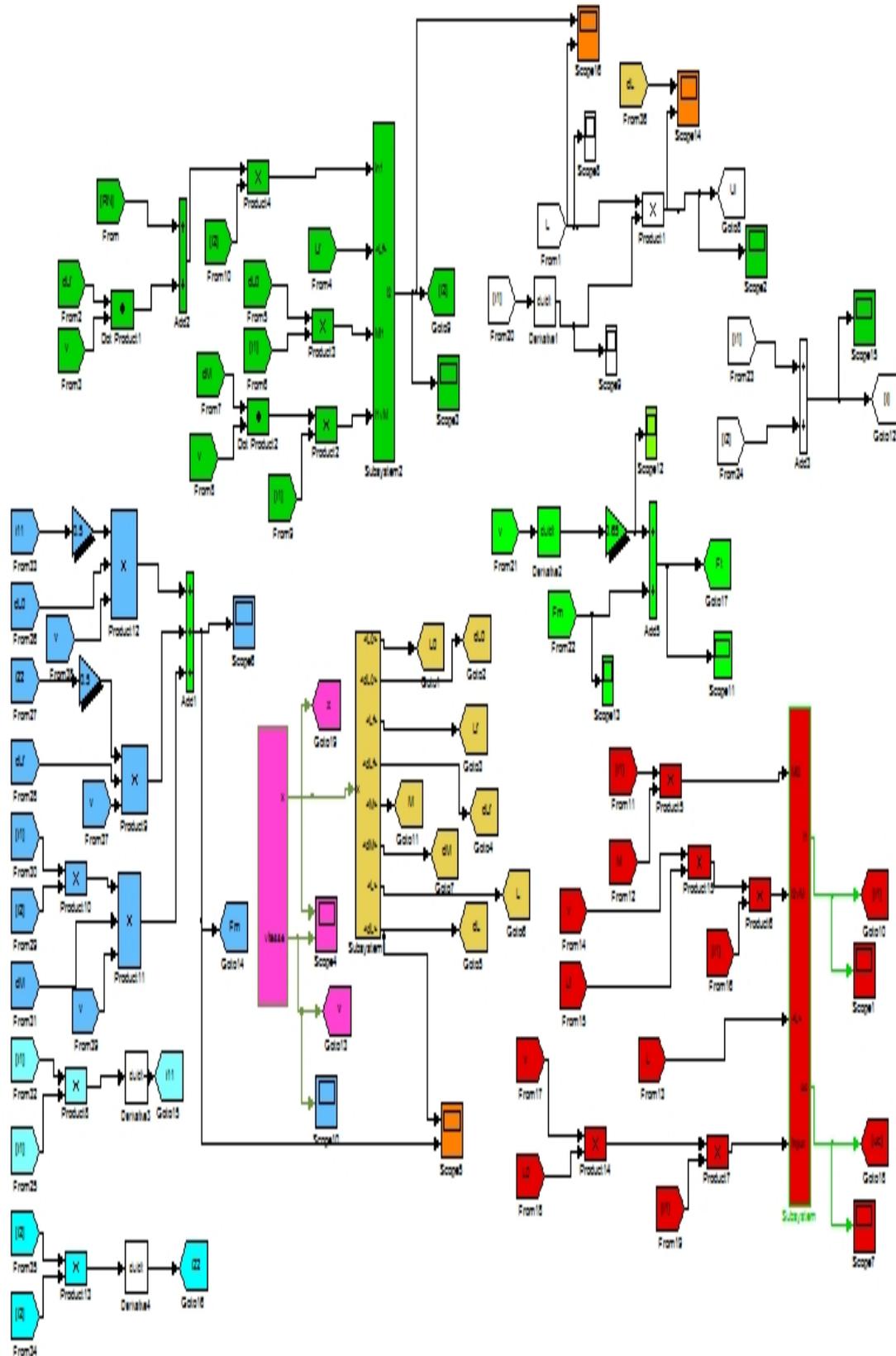


Figure (IV.16) schéma synoptique de simulation d'un M.L.T.O

Les résultats obtenus à partir du schéma synoptique sont représentés sous forme de courbes en fonction du temps par les Figures suivantes :

Les courbes des Figure (IV.17), (IV.18), (IV.19), (IV.20) représentent les variations de l'inductance totale L , l'inductance du noyau L_f , l'inductance propre de la bobine sans noyau L_0 et la mutuelle M en fonction du temps, et on remarque que l'inductance totale atteint la valeur 1.1H valeur confirmée par les résultats obtenues par programmation par MATLAB ainsi que toutes les formes de courbes obtenues par simulation conviennent avec ceux acquis grâce à la programmation voir Figures (IV.5), (IV.6), (IV.7) et (IV.8).

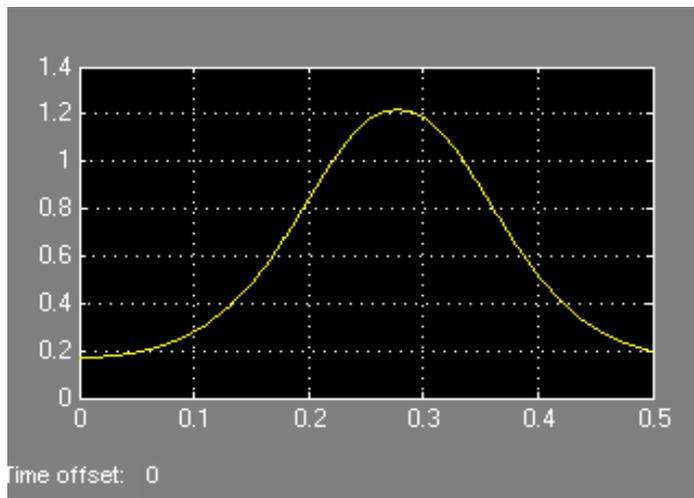


Figure (IV.17) courbe de variation de l'inductance totale L .

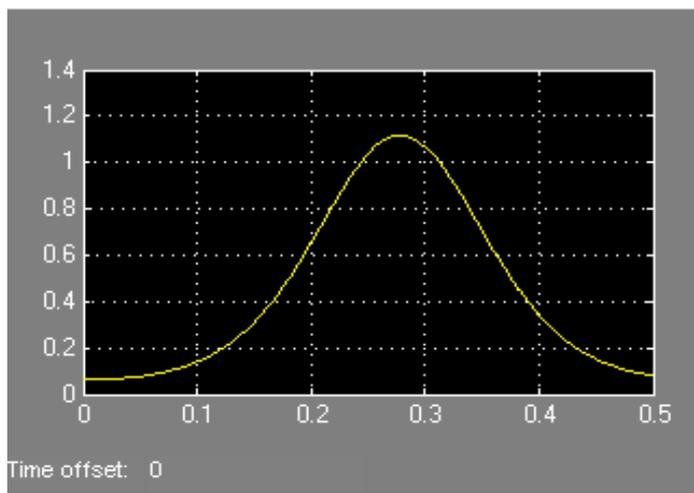


Figure (IV.18) courbe de variation de l'inductance du noyau L_f .

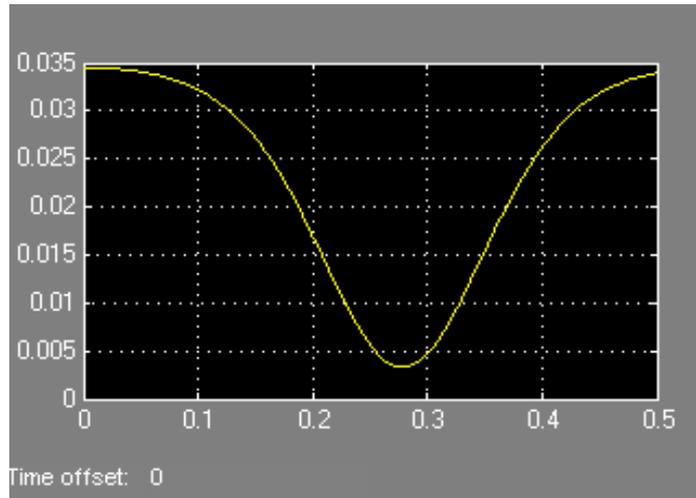


Figure (IV.19) courbe de variation de l'inductance de la bobine sans noyau de fer L_0 .

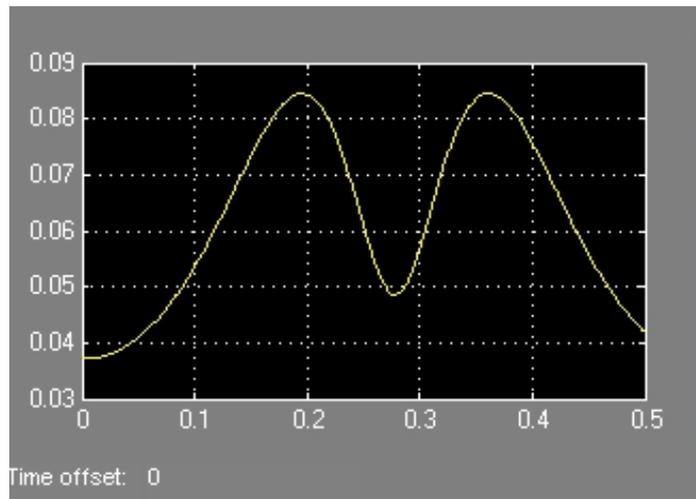


Figure (IV.20) courbe de variation de la mutuelle M.

Aussi on peut visualiser les courbes des dérivées des inductances Figures (IV.21), (IV.22), (IV.23) et (IV.24) pour les comparer avec ceux obtenues par l'utilisation du programme MATLAB voir Figures (IV.9), (IV.10), (IV.11) et (IV.12). La dérivée de l'inductance totale en fonction de la position et du temps Figure (IV.21) met en évidence la position et l'instant du déclenchement du phénomène de Ferro résonance, qui se produit aux deux extremums de la courbe.

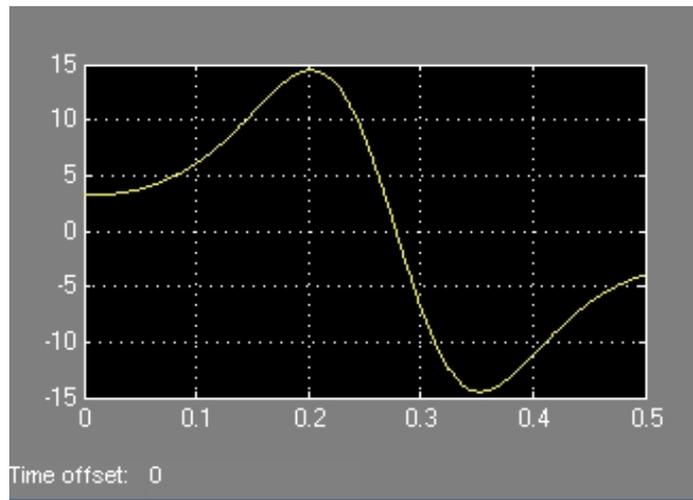


Figure (IV.21) courbe de variation du dérivé de l'inductance totale L .

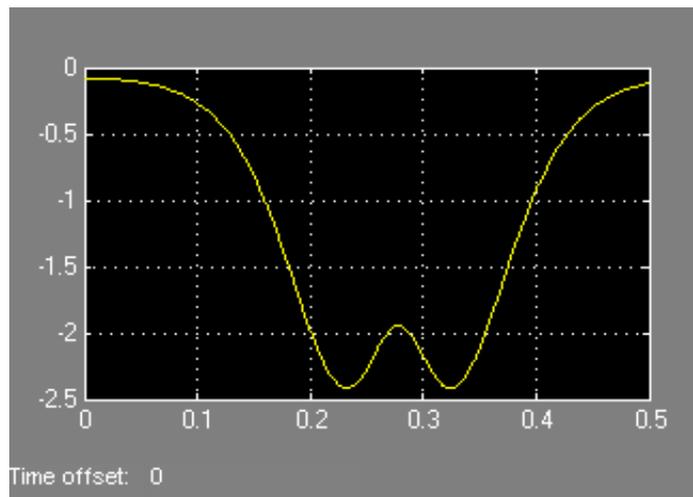


Figure (IV.22) courbe de variation du dérivé de la mutuelle M .

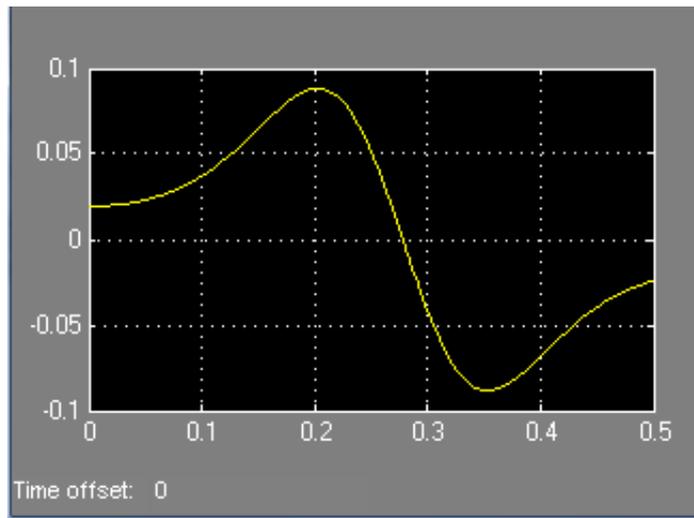


Figure (IV.23) courbe de variation du dérivé de l'inductance propre L_0 de la bobine sans noyau.

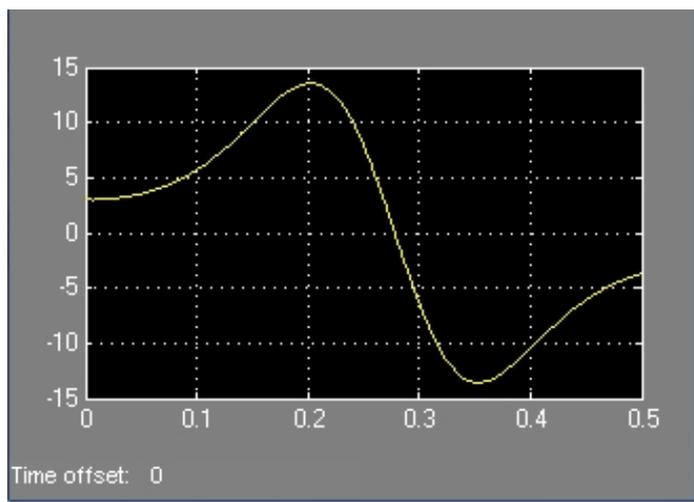


Figure (IV.24) courbe de variation du dérivé de l'inductance du noyau L_f .

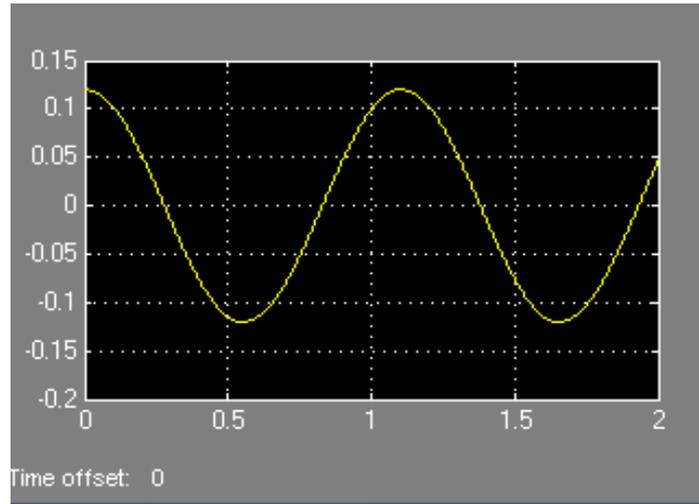


Figure (IV.25) courbe de variation du déplacement du noyau.

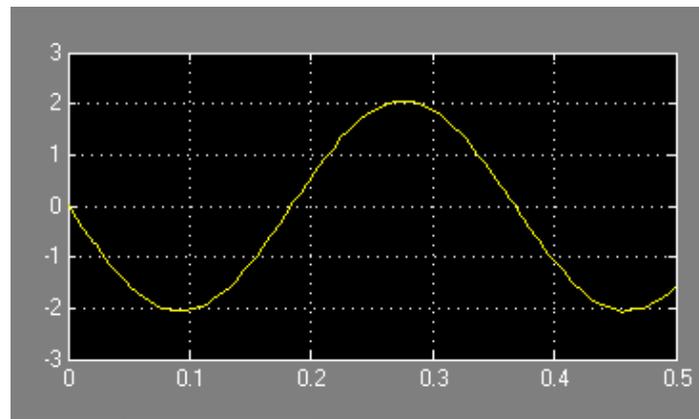


Figure (IV.26) courbe de variation de la vitesse d'oscillation du temps.

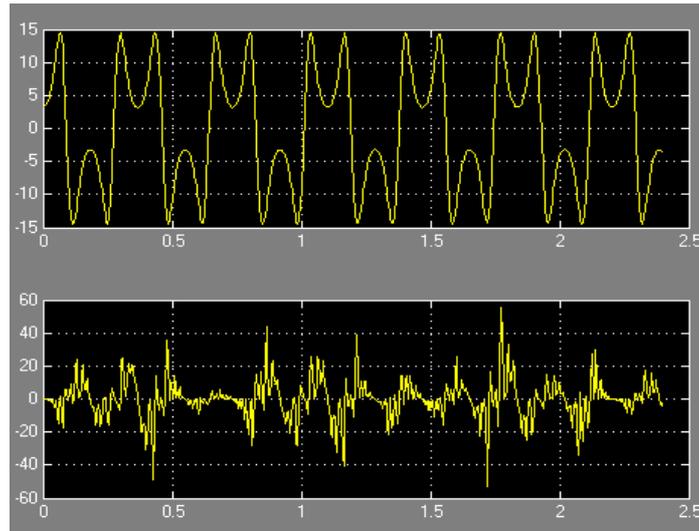


Figure (IV.27) courbe de variation du dérivé de l'inductance totale dL simultanément avec la force F_m en fonction du temps.

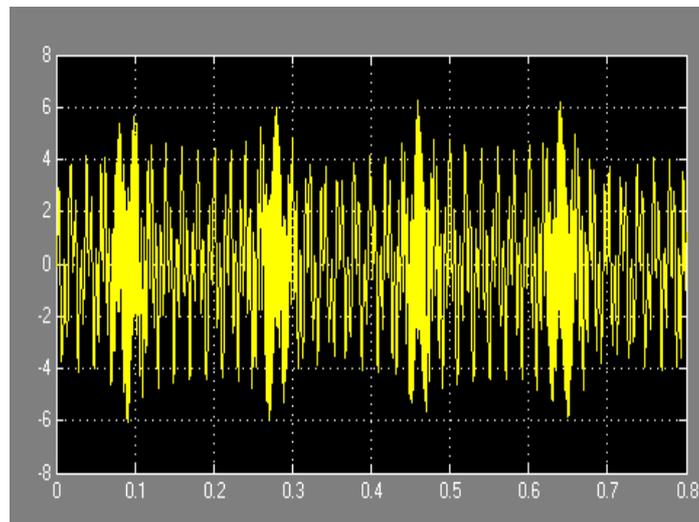


Figure (IV.28) courbe de variation du courant I_1 en fonction du temps.

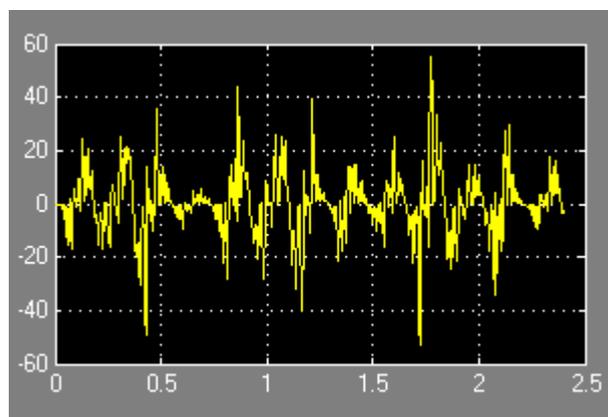


Figure (IV.29) courbe de variation de la force magnétique en fonction du temps.

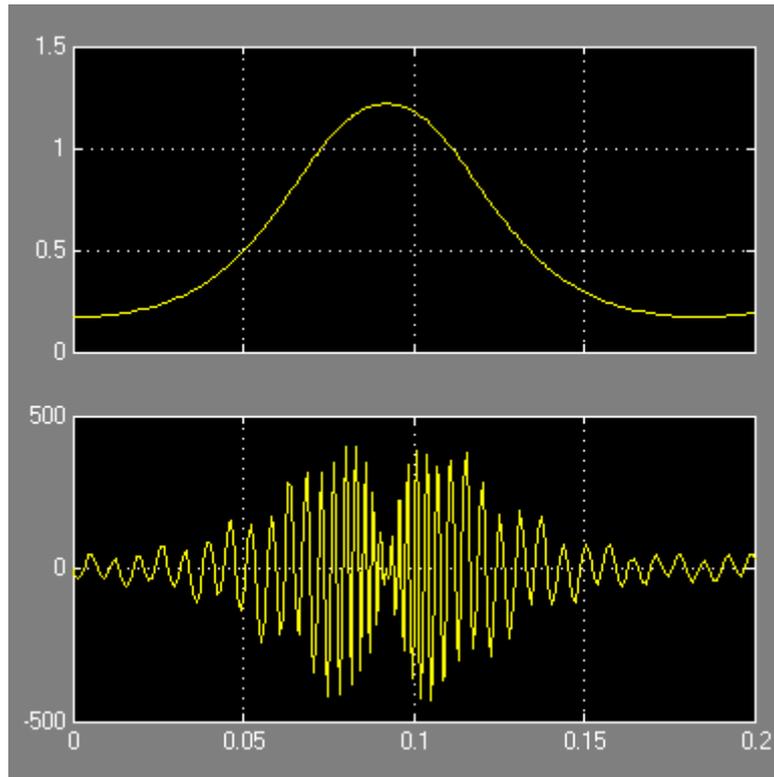


Figure (IV.30) courbe de variation de l'inductance totale L simultanément avec la courbe de la tension U_L en fonction du temps.

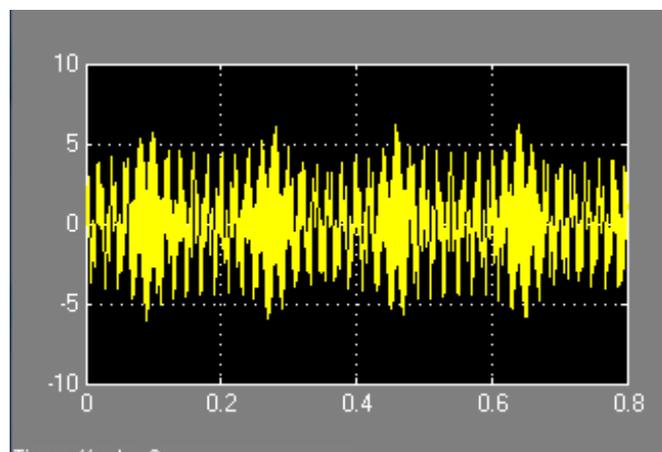


Figure (IV.31) courbe de variation courant total ($I=I_1+I_2$) en fonction du temps.

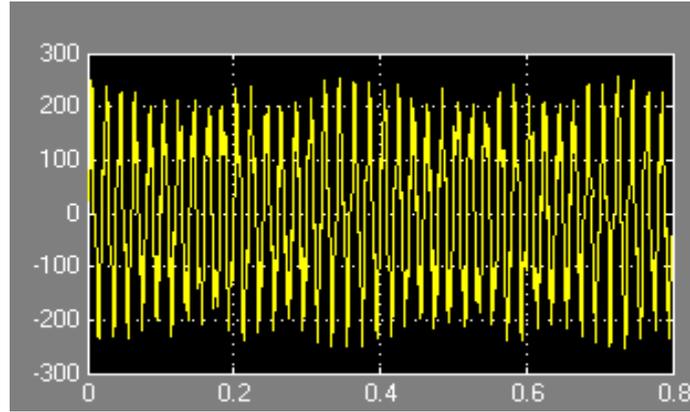


Figure (IV.32) courbe de variation de la tension U_c en fonction du temps.

On remarque que l'allure de la courbe de force magnétique F_m simultanément avec la dérivé de l'inductance total dL , et l'allure de la courbe de la tension inductive U_L représenté simultanément avec celle de l'inductance totale L , figures(IV.27) et figure (IV.30), prennent des pics qui correspondent aux points de résonance et qui s'atténuent lors du passage du noyau par le centre de la bobine, où l'impédance totale du circuit devient importante. L'allure du courant figure (IV.28) tend vers zéro, les tensions aux bornes de l'inductance et de la capacité reprennent leurs valeurs initiales et la force s'annule. Ce phénomène se répète périodiquement ce qui implique que le régime de fonctionnement de ce type de moteur est oscillatoire.

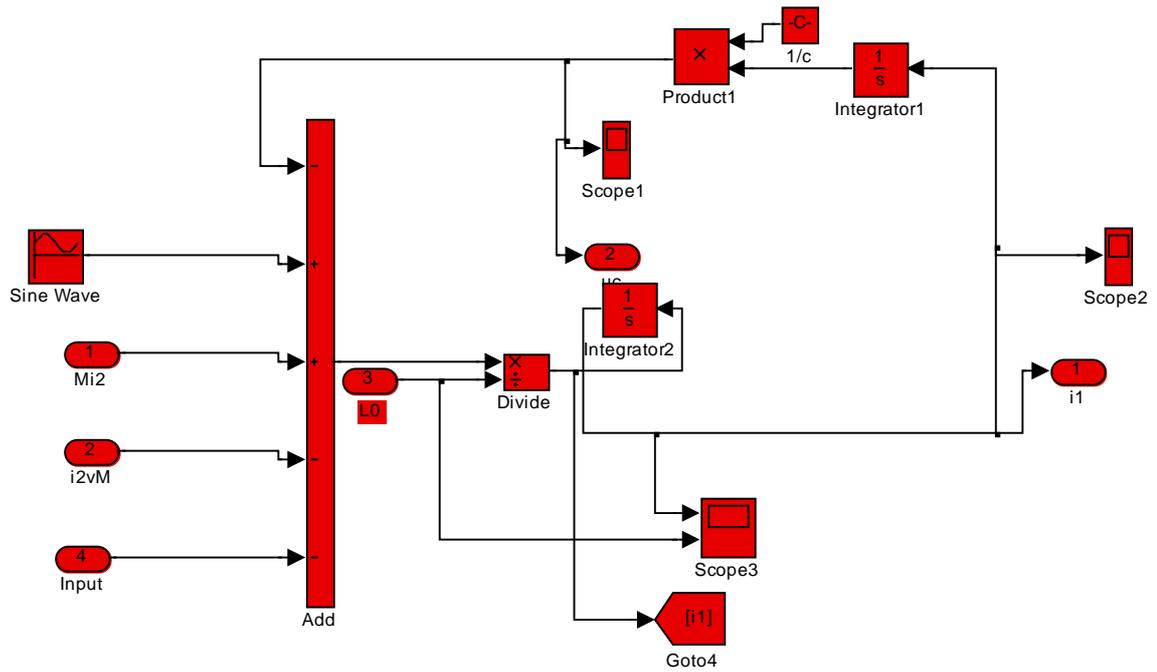


Figure (IV.32) SUB-SYSTEM de la partie électrique.

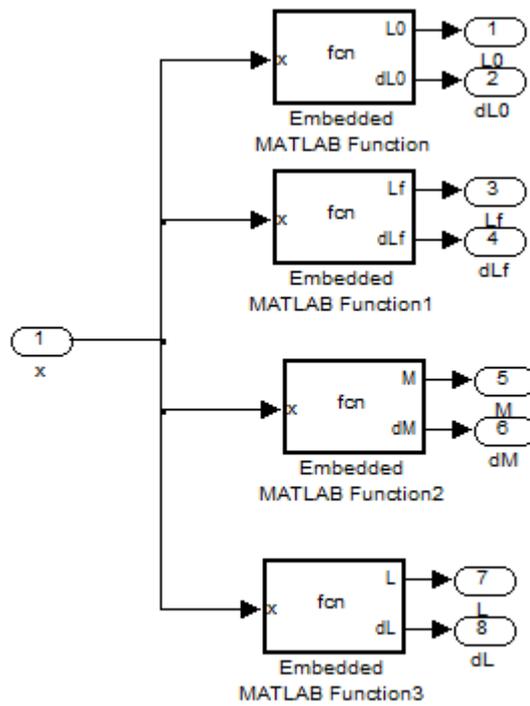


Figure (IV.33) SUB-SYSTEM calcul des inductances.

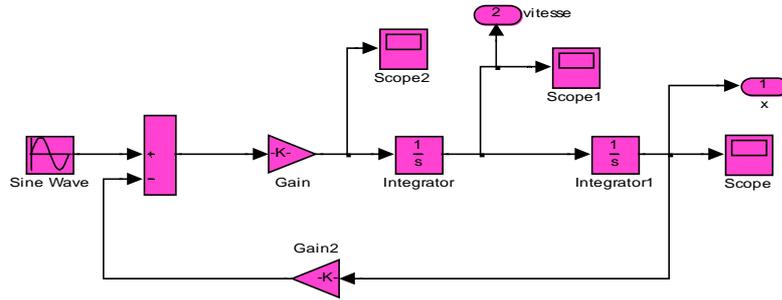


Figure (IV.34) SUB-SYSTEM de la partie mécanique.

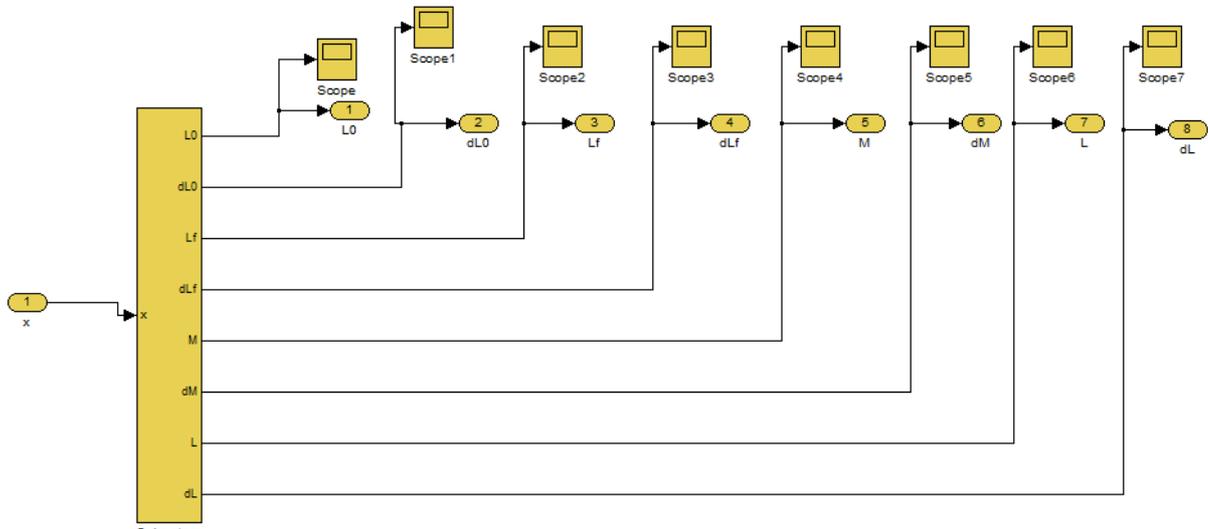


Figure (IV.35) SUB-SYSTEM visualisation des inductances

IV.5. Interprétation des courbes

Si on traite soigneusement les courbes que ce soit ceux obtenues sous programme MATLAB figures (IV.5), (IV.6), (IV.7), (IV.8), ou par simulation, figures (IV.17), (IV.18), (IV.19) d'une part, on remarque d'abord qu'elles sont cohérentes, et semblables soit en forme ou en valeur. D'autre part, la valeur maximale de l'inductance totale du moteur linéaire tubulaire à oscillation $L \cong 1.1 \text{ H}$, et l'inductance de la bobine sans noyau de fer $L_0 \cong 0.04 \text{ H}$, ce qui correspondent à celles marquées sur la plaque signalétique de la bobine (§ IV.1). La vitesse d'oscillation $V \cong 2 \text{ m/s}$.

On outre, il est bien clair que le phénomène de ferrorésonance apparait manifestement sur deux points géométriques symétriques du MLTO, le premier point se situe à une distance $l/4$ de l'extrémité gauche du MLTO et l'autre point se trouve aussi à une distance $l/4$ de l'extrémité droite. Sur ces deux points l'allure de la dérivée de l'inductance totale dL figures (IV.12) et (IV.21) prends des valeurs maximales en valeur absolue ce qui conduit à des valeurs importantes de la force magnétique dans ces deux points figure (IV.27). L'allure de la force magnétique figure (IV.27) résume l'aspect oscillatoire du MLTO. Ainsi qu'il est très claire que l'inconvénient du démarrage du moteur apparait sur cette courbe, donc la nécessité d'une impulsion manuelle pour le démarrage.

On peut observer le phénomène de ferrorésonance sur les courbes de courant et tension, elles prennent des valeurs élevées dans les points cités ci-dessus, et surtout la tension inductive U_L qui peut atteindre une valeur de 400 volts.

Finalement les battements représentés par les courbes figures (IV.30) et (IV.31) permettent de connaître l'aspect oscillatoire du MLTO.

IV.6. Conclusion

Après une minutieuse constatation des courbes obtenues que ce soit par l'utilisation du programme MATLAB (calcul\visualisation.m) où par l'utilisation du simulateur on peut conclure que les résultats sont similaires. Aussi les résultats obtenus par simulation de notre modèle sont semblables et même conformes à ceux obtenues par l'étude faite sur le même type de moteur par MONDRELA [28] et l'étude pratique sur le même modèle faite par HEDJAZI [41].

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES

Comme il à été signalé dans l'introduction générale en paragraphe problématique, les éléments abordés nous ont permis d'étudier et même de modéliser le moteur linéaire tubulaire à oscillation.

Une vue approfondie dans le deuxième chapitre sur l'étude des bobines à noyau de fer nous a permis de voir que la production des F.E.M importantes de courte durée et des courants forts provoque un problème majeur qui apparait comme un effet indésirable comme étant la saturation pour aboutir à la non linéarité des équations qui régissent le fonctionnement du MLTO qui rendent la modélisation du phénomène de ferro-résonance très délicate et incomplète dans les différentes approches établies dans la littérature. Une modélisation mathématique afin de rendre le système linéaire du moteur linéaire tubulaire à oscillation (MLTO), est indispensable afin de simuler son comportement en régime permanent. Le MLTO n'est qu'une bobine à noyau de fer d'où la nécessité de calculer son inductance, en effet un programme sous MATLAB est réalisé ainsi qu'une simulation est mise en œuvre pour modéliser et donner les performances du MLTO.

Suite à une comparaison entre courbes obtenues par le programme sous MATLAB est celles obtenues par le bloc de simulateur, nous pouvons conclure que notre modeste contribution à une telle étude, pouvant donner des perspectives à l'amélioration des MLTO. Et à l'égard des difficultés rencontrées, Aussi nous pouvons proposer à soumettre en perspective d'étudier d'autres configurations qui représentent les mêmes caractéristiques telles que les lanceurs (canon magnétique) qui permettent, par l'optimisation de leurs circuits magnétique, de contribuer à l'amélioration du moteur M.L.T.O.

ANNEXE

ANNEXE

Calcul et visualisation des inductances en fonction de la position du noyau.

```
Uef=115;
f=50;
w=2*pi*f;
Um=Uef*sqrt(2)
t=-0.2:0.001:0.2;
u=Um*sin(w*t);
Rb=10;
ln=0.26;
l=0.22
Kuti=0.9;
u0=4*pi*1e-7;
N=3000 ;
d0=0.030;
df=0.029;
s0=pi*(d0*d0)/4
km=0.8;
sf=pi*(df*df)/4
Suti=sf*Kuti
e=0.28*sqrt((Suti*l)/ln)
B=u./(4.44*N*f*Suti)
V=e*Suti
B1=B.*B
B2=w*V./2.5*1e6
Q=[B1].*B2
Ir=Q./u
I=e.*B/(u0*N*sqrt(2))
Rair=e./(Suti*u0)
Rt=N*Ir*sqrt(2)./(B*Suti)
Rfer=Rt-Rair
ur=ln./(u0*Rfer*Suti)
z=u./I
z1=z.*z
R1=Rb.*Rb
w1=w.*w
L3=sqrt((z1-R1)/w1)
L4=u./(Ir*w)
uf=(u0.*ur)
```

% résultats de calcul des paramètres d'une bobine a noyau centré.

%

```
Linf=u0.*N.*N.*s0./l
a=Linf
b=a./l
ur1=40;
x=-0.11:0.001:0.11
```

ANNEXE

```

lf=0.2.*exp(-200.*x.^2)
l0=0.22-lf
a = u0*(N^2)*s0/l;
b = a/l;
s0 = 7.0686e-004;
sf = 5.9447e-004;
c = b*sf*(40-1)/s0;
d = s0*(s0+(40-1)*sf);
%c=(b./s0)*(sf*(ur1-1))
%d=s0*[s0+sf*(ur1-1)]
% c=4.7939
% d =468.8509

% détermination de lf en fonction de x
%Lf =4.96.*(0.0064+0.5584.*x+10.9120.*x.^2-
55.3171.*x.^3+62.7818.*x.^4+0.0538.*x.^5+1.156e-5.*x.^6)
%figure(1),plot(x,lf,'-');grid,xlabel('x'),ylabel('lf,')
Hold on,grid
%Figure (1), plot(x,lf,'-');grid,xlabel('x'),ylabel('lf'),
%-détermination de l0 en fonction de x
%l0=0.2136-0.5584.*x-10.9120.*x.^2+55.3171.*x.^3-62.7818.*x.^4-0.0538.*x.^5-
1.156e-5.*x.^6
%figure(1),plot(x,l0,'-');grid,xlabel('x'),ylabel('l0,')
Hold on,grid
%Figure(2),plot(x,l0,'-');grid,xlabel('x'),ylabel('l0'),
%Figure (1), plot(x,lf,'-');grid,xlabel('x'),ylabel('lf'),
Hold on,grid
%Plot(x, l0,'-');grid,xlabel('x'),ylabel('l0'),
Hold on
% c1=b*a1
% c2=b*a2
% c3=b*a3
% c4=b*a4
% c5=b*a5
% c6=b*a6
% c7=b*a7
% c8=a-c1
% g=b+c
% %Détermination de Lf en fonction de x.
% g1=g*a1
% g2=g*a2
% g3=g*a3
% g4=g*a4
% g5=g*a5
% g6=g*a6
% g7=g*a7
%Lf=g1+g2.*x+g3.*x.^2+g4.*x.^3+g5.*x.^4+g6.*x.^5+g7.*x.^6
%figure(1),plot(x,lf,'-');grid,xlabel('x'),ylabel('Lf,')
Hold on,grid
%Figure(4),plot(x,Lf,'-');grid,xlabel('x'),ylabel('Lf'),
% détermination de L0 en fonction de x

```

ANNEXE

```

L0=a-b.*lf
g=b+c
Lf=g.*lf
%L0f=L0.*Lf
% figure(5),plot(x,L0,'-');grid,xlabel('x'),ylabel('L0'),
Hold on,grid
% L=a+c.*lf+(b./s0).^2.*km.*sqrt(d.*(1.*lf-lf.^2))
% sqrt(L0f)
M=(km/s0)*b.*sqrt(d*(1-lf).*lf);
%M=km.*sqrt(L0.*Lf)
%M=km.*sqrt(L0f)
% km=M./sqrt(L01.*Lf1)
%
% developpement de L0,Lf,M et L.
% M=0.8.*sqrt(L0.*Lf)
%L=a+c.*lf+(b./s0).^2.*km.*sqrt(d.*(1.*lf-lf.^2))
%L=L0+Lf+2.*M
dL0 = -80*b*1.*x.*exp(-200.*x.^2);
dLf =(b+c)*80.*x.*exp(-200.*x.^2);
dM = ((km/s0)*b).*(d*16.*exp(-40.*x.^2)-80.*exp(-200.*x.^2))/2.*...
sqrt(d.*(1-lf).*lf)
L=a+c.*lf+(2*km/s0)*b*sqrt(d.*(1-lf).*lf);
dL = -c*1.*(-400.*x.*exp(-200.*x.^2))+b*sqrt(d)*1.*(((1/2).*(-200.*x.*exp(-
200.*x.^2))+...
400.*x.*exp(-400.*x.^2))./sqrt(exp(-200.*x.^2)-exp(-400.*x.^2)));
%dL=dL0+dLf+2.*dM;
% simplification de L
% *****
figure(1),plot(x,lf,'-');grid,xlabel('x'),ylabel('lf(m)')
Hold on
plot(x,lf,'-');grid,xlabel('x'),ylabel('lf(m)')
Hold on
figure(2),plot(x,l0,'-');grid,xlabel('x'),ylabel('l0,')
Hold on,grid
plot(x,l0,'-');grid,xlabel('x'),ylabel('l0(m)')
Hold on
figure(3),plot(x,lf,'-');plot(x,l0,'-');grid,xlabel('x'),ylabel('lf,l0'),
Hold on,grid
plot(x,lf,x,l0,'-');grid,xlabel('x'),ylabel('lf,l0(m)')
Hold on
figure(4),plot(x,L0,'-');grid,xlabel('x'),ylabel('L0(H)')
Hold on,grid
plot(x,L0,'-');grid,xlabel('x'),ylabel('L0(H)')
hold on
figure(6),plot(x,Lf,'-');grid,xlabel('x'),ylabel('Lf'),
Hold on,grid
plot(x,Lf,'-');grid,xlabel('x'),ylabel('Lf(H)')
hold on
figure(7),plot(x,L,'-');grid,xlabel('x'),ylabel('L'),
hold on,grid

```

ANNEXE

```

    plot(x,L,'-') ;grid,xlabel('x'),ylabel('L(H)')
        hold on
figure(8),plot(x,M,'-');grid,xlabel('x'),ylabel('M(H)')
        Hold on,grid
    plot(x,M,'-') ;grid,xlabel('x'),ylabel('M(H)')
        hold on,grid
% figure(10),plot(x,lf,'-');grid,xlabel('x'),ylabel('lf'),
        hold on,grid
% plot(x,l0,'-',x,lf,'-');grid,xlabel('x'),ylabel('l0,lf'),
        hold on
% figure(11),plot(x,lf,'-');grid,xlabel('x'),ylabel('lf'),
% dérivés des inductances
        % dx=diff(x)
        % dL0=diff(L0)
        % dL0_dx=dL0./dx
        % L00=dL0_dx
        % L00=dL0
figure(9),plot(x,dL0,'-');grid,xlabel('x'),ylabel('dL0'),
    plot(x,dL0,'-') ;grid,xlabel('x'),ylabel('dL0')
        hold on
        % dx=diff(x)
        % dLf=diff(Lf)
        % dLf_dx=dLf./dx
        % Lff=dLf_dx
        % Lff=dLf
figure(10),plot(x,dLf,'-');grid,xlabel('x'),ylabel('dLf'),
    plot(x,dLf,'-') ;grid,xlabel('x'),ylabel('dLf')
        hold on
        % dx=diff(x)
        % dM=diff(M)
        % dM_dx=dM./dx
        % Mm=dM_dx
        % Mm=dM
figure(11),plot(x,dM,'-');grid,xlabel('x'),ylabel('dM'),

        % dx=diff(x)
        % dL=diff(L)
        % dL_dx=dL./dx
        % L11=dL_dx
        % L11=dL
% figure(18),plot(t,x,'-');grid,xlabel('t'),ylabel('x'),
% L11=L00+Lff+2*Mm
figure(12),plot(x,dL,'-');grid,xlabel('x'),ylabel('dL'),
    figure(17),plot(t,lr,'-');grid,xlabel('t'),ylabel('lr'),
% figure(20),plot(t,Fm,'-');grid,xlabel('t'),ylabel('Fm(N)')
        % dx=diff(x)
        % dL11=diff(L11)
        % dL11_dx=dL11./d
        % L2=dL11_dx
        x=-0.11:0.001:0.11

```

ANNEXE

```

%I1=(1/2)*Ir.^2
% Fm=I1
%Fmm=Fm*I1
% Fe=0.5.*dL(x,20).*Ir(x).^2;
%plot(x,L2,'-');grid,xlabel('x'),ylabel('L2')
%hold on

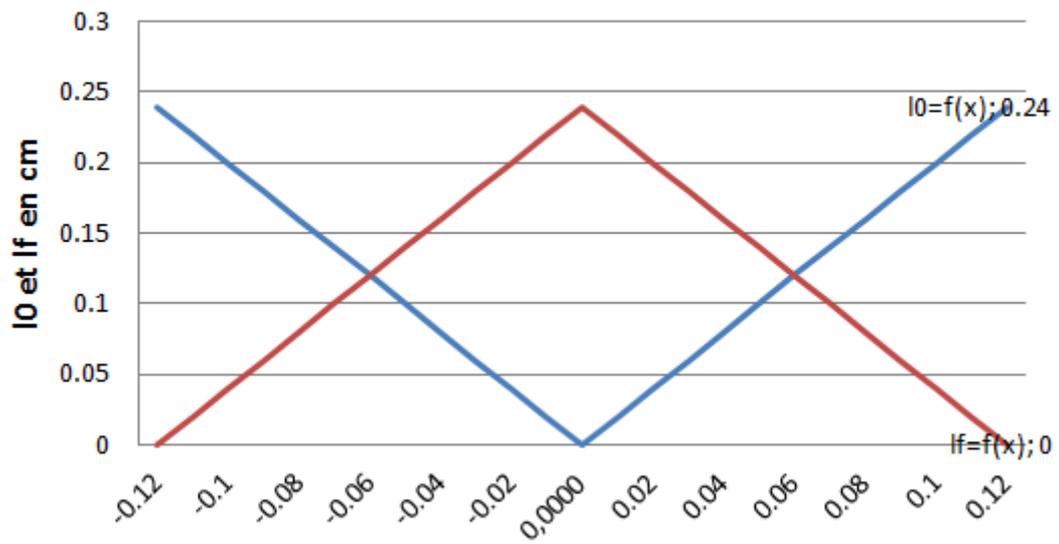
% figure(14),plot(t,u,'-');grid,xlabel('t'),ylabel('u'),
figure(15),plot(t,B,'-');grid,xlabel('t'),ylabel('B(t)'),
%figure(16),plot(Fm,'-');grid,xlabel('x'),ylabel('Fm(N)'),
%figure(16),plot(x,Fe,'-');grid,xlabel('x'),ylabel('Fe(N)')
Hold on,grid
% figure(17),plot(t,I,'-');grid,xlabel('t'),ylabel('I'),
%figure(20),plot(t,Fm,'-');grid,xlabel('t'),ylabel('Fm(N)')
%plot(t,Fm,'-');grid,xlabel('t'),ylabel('Fm(N)')
hold on

```

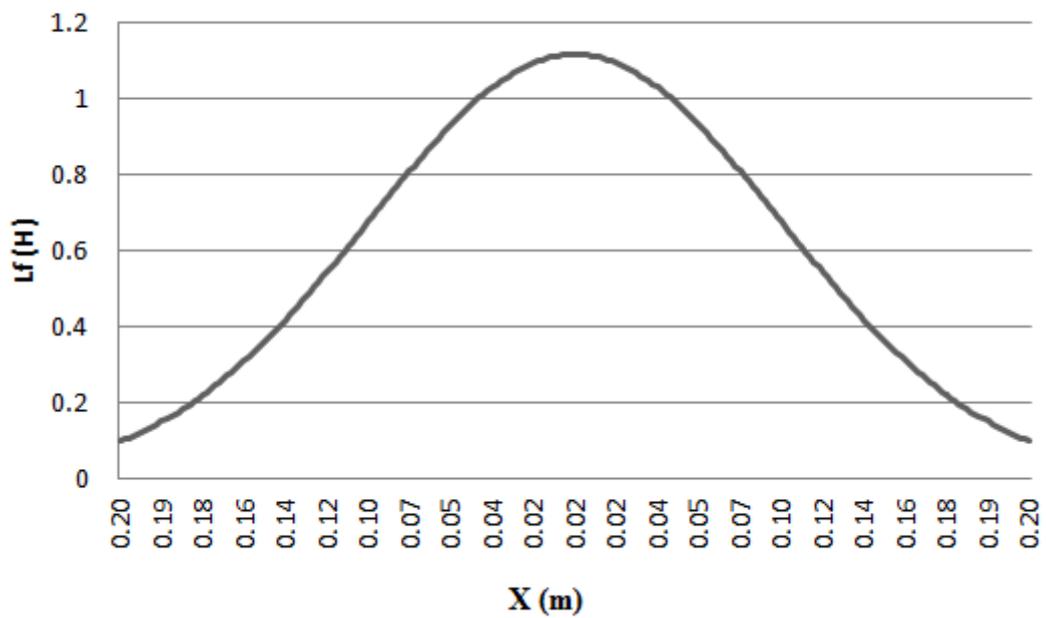
Tableau des résultats des longueurs de la bobine et du noyau en fonction du déplacement.

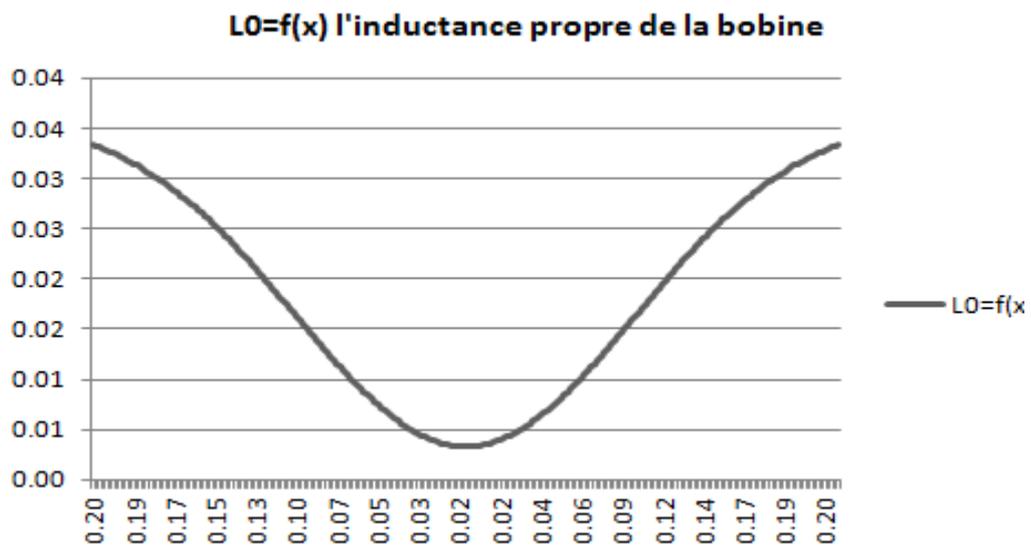
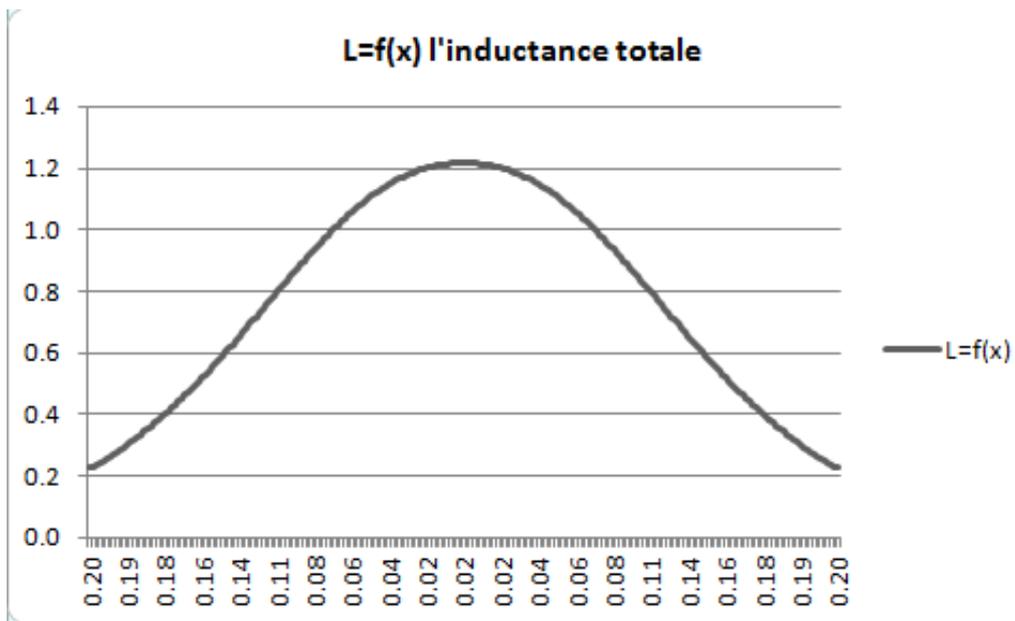
x	l_0	l_f
-0.12	0.24	0,0000
-0.11	0.22	0.02
-0.1	0.2	0.04
-0.09	0.18	0.06
-0.08	0.16	0.08
-0.07	0.14	0.1
-0.06	0.12	0.12
-0.05	0.1	0.14
-0.04	0.08	0.16
-0.03	0.06	0.18
-0.02	0.04	0.2
-0.01	0.02	0.22
0,0000	0,0000	0.24
0.01	0.02	0.22
0.02	0.04	0.2
0.03	0.06	0.18
0.04	0.08	0.16
0.05	0.1	0.14
0.06	0.12	0.12
0.07	0.14	0.1
0.08	0.16	0.08
0.09	0.18	0.06
0.1	0.2	0.04
0.11	0.22	0.02

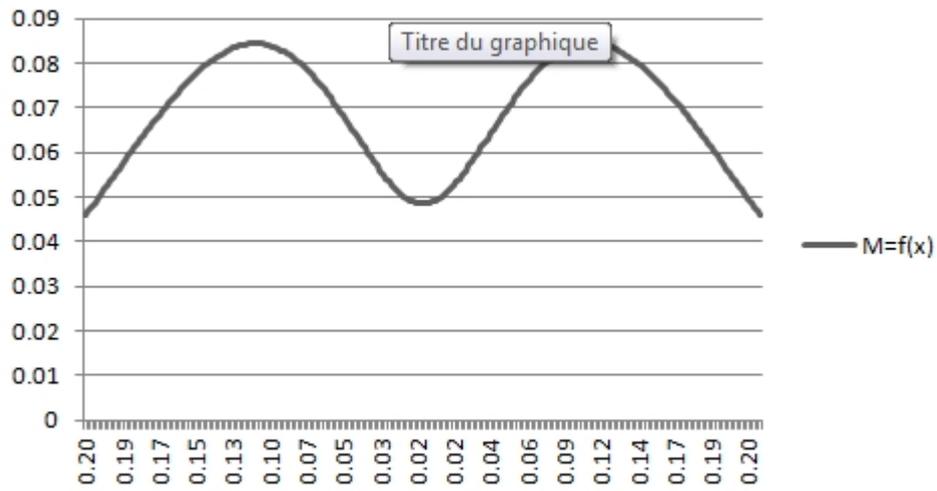
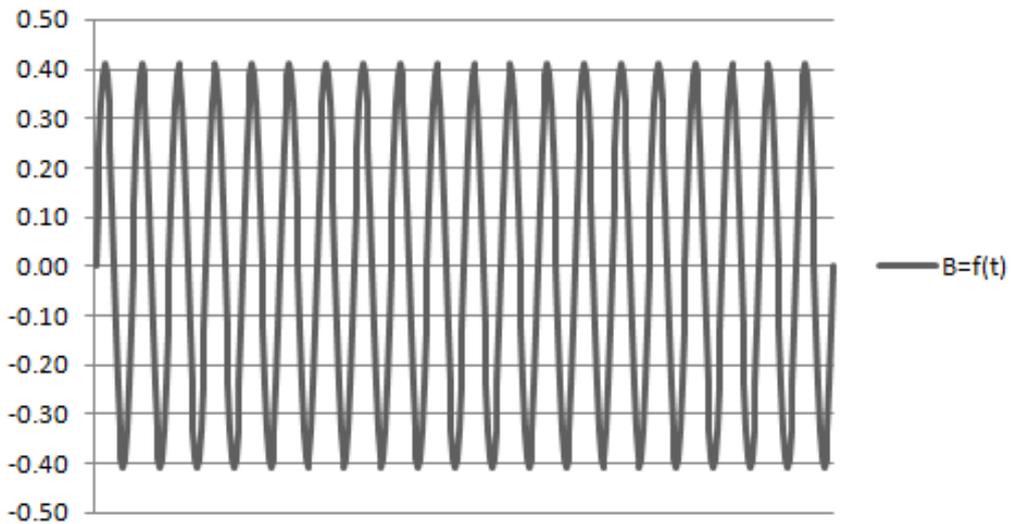
Superposition des courbes I_0 et I_f

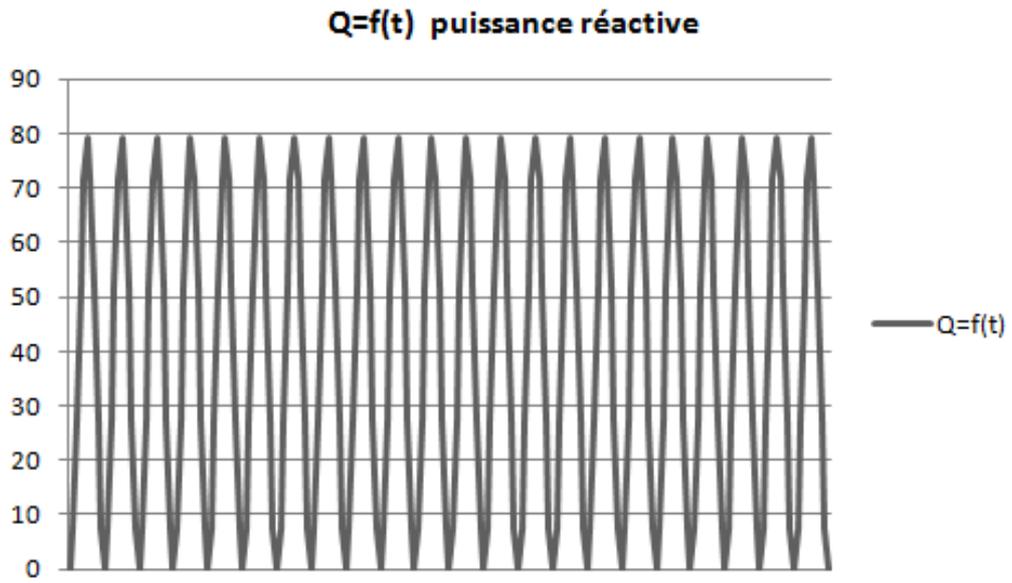


l'inductance du noyau L_f en fonction de x





M=f(x) l'inductance mutuelle en fonction de x**B=f(t) l'induction magnétique**



BIBLIOGRAPHIE

BIBLIOGRAPHIE

- [1] J. F. Eastham, R. Akmes, D. Rodger, R. J Hill-Cottingham, «Prediction of thrust force in tubular induction machines », IEEE transactions on magnetic, vol.28, No.2, March 1992, pp 1375-1377.
- [2] L. Mokrani, « Contribution à la CAO optimisée des machines électriques, Application au moteur linéaire à induction », Thèse de doctorat soutenue le 03/12/2005 Université de Batna
- [3] A. Zaoui, M. Abdellah, « Analyse par éléments finis d'un moteur tubulaire à induction » International Conférence on Electrotechnics, ICEL'2000, November 13-15, 2000, U.S.TOran ' M.B', Algeria, pp 91-63
- [4] K. Adamiak, J. Mizia, G. E. Dawson, A. R. Eastham, «Finit Element Force Calculation in Linear Induction Machines », IEEE transaction on magnetics, vol. MAG- 23, NO. 5, September 1987, pp 3005-3007
- [5] Théodore Wildi, Gilbert Sybille, « Electrotechnique», 4^{ème} Edition, Edition De Boeck et Larcier, 2005.
- [6] Olivier Liebfried, « The Investigation of electromagnetic processes launchers using colossal magneto-resistance sensors», Thèse de Doctorat, Vilinius Gediminas Technical University, State Research Institute, Center for Physical Sciences and Technology, 2011.
- [7] Leila EL AMRAOUI « Conception Electromécanique d'une gamme d'actionneurs linéaires tubulaires à réluctance variable » Thèse de doctorat soutenue le 18/12/2002 Ecole Centrale de Lille.
- [8] O. Masamitsu et al «high speed and high accuracy x,y stage for electronic assembly» 4 th IEEE/CHMT/EIEMT symp 1988.

- [9] S. Chevailler, « Comparative Study and Selection Criteria of Linear Motors»,
Thèse de L'École 1 Polytechnique Fédérale de Lausanne, Switherland, 2006.
- [10] M. Jufer, électromécanique, traité d'électricité, vol. IX, EPFL, Lausanne, Suisse,
1995.
- [11] A. Cassat, «moteurs linéaires pas à pas, symp. sur les moteurs électriques
linéaires», Ecole centrale de Lyon, France, 1974.
- [12] S. Kikuchi and K. Ishikawa « A New Type 4-Legged Linear Parametric Motor
with Excellent Performance» IEEE Transactions on magnetics, vol. 33, No. 5,
September 1997.
- [13] K. Ishikawa, M. Ishizuka and S. Kikuchi, « Performance Characteristics of A
New Type of Linear Parametric Motor With Double Driving Surfaces» IEEE
Transactions on magnetics, vol. 34, No 4 , July 1998.
- [14] Copley Motion Systems LLC. Press Release, Edition 05 mars 2006.
- [15] A.Delay, M. Correvo, « Modélisation d'un moteur linéaire a bobine mobile»
- [16] Linear drives: <http://edmond.peulot.pagesperso-orange.fr/MOTEUR.HTM>
- [17]Y. Sakamoto, M. Natusaka and K. Murakami, « Anomalous phenomena in the
performance of parametric motor» IEEE Transaction on magnetics, Vol.26, N°5
September 1990.
- [18] W.Z.Fam, « Parametric Motor» U.S.patent No.3, 716, 734, February 1973.
- [19] Y.Sakamoto, M.Natusaka and K.Murakami« A Low Noise Slotless parametric
motor Suited for Use in Quiet Environment» IEEE Transaction on magnetics, 28, pp.
3000-3002, 1992.

[20] R. Abdessamed, D. Hedjazi, « Single phase induction linear parametric tubular motor » CMGE'01, Constantine 2001.

[21] K. Ishikawa and S. Kikuchi, « Improvement of the Performance characteristics of a linear parametric motor with Open Magnetic Circuit » IEEE Transactions on magnetics, vol. 35, No. 5, September 1999.

[22] K. Ishikawa, S. Kikuchi, O. Ichinokura, T. Watanabe and K. Murakami « Some Consideration on the Directional Control of a linear Parametric Motor » IEEE Transactions on magnetics, vol. 9, No. 6 pp. 127-131, November / December 1994 (JMS of Jpn), vol. 18, No. 2pp, 547-550, April 1994.

[23] Marcel Jufer, « Transducteurs électromécaniques » Volume IX, Edition 1979 Georgi Suisse.

[24] A. Zehden, Elektrische Beförderungsanlage, Brevet Nr.26847, Charlottenburg, Jun 1902.

[25] B. Saint-jean, « Electrotechnique et machines électriques » Edition Paris 1977.

[26] Cheng Shukang, Li Xiaoping, Li Liyi, Gao Hanying and Hu Yusheng « Reconnection Electromagnetic Launcher (RCEML) and its Application » 2003 IEEE.

[27] Philippe FERRACCI Cahier Technique Schneider n°190 / p.2 CT 190 édition octobre 1997

[28] E.A.Mendrela, Z.J.Pudlowski « Transients and Dynamics in a Linear Reluctance Self Oscillating Motor » IEEE Transactions on Energy Conversion, vol. 7, No. 1, March 1992.

[29] B.Z.Kaplan, « Analysis of a method for magnetic Levitation » Proc.Inst. Elec.Eng. vol.114, pp.1801-1804, 1967.

- [30] B.Z.Kaplan, “« A note on parametric machines » Proc. IEEE, vol.54, p. 898, 1966.
- [31] E. Levi and M. Panzer, “« Electromechanical Power Conversion, New York: McGraw-Hill, 1966, p.9.
- [32] E.R.Laithwaite, « Electromagnetic Levitation, » Proc.Inst.Elec.Eng.vol.112, pp.2361-2375, 1965.
- [33] J.C. Gianduzzo, Stéphane Ygorra, Luc Lasne, « La ferrorésonance, expérimentation et modélisation non linéaire» Université de Bordeaux 1, Centre de Ressources en EEA
351, Cours de la Libération 33400 Talence, France
- [34] Jean Fallou, « Leçons d'électrotechnique » Chez Gauthier-Villars. Vol II. 1949.
- [35] François Cohen, « Électrotechnique Tome 2 » Gauthier, Villars et Cie .
- [36] George Asch, « les capteurs en instrumentation industrielle» DUNOD Edition 1987 .
- [37] J.C. Gianduzzo, Stéphane Ygorra, Luc Lasne, « La ferro résonance, expérimentale et modélisation non linéaire» Université de Bordeaux1, Centre de ressources en EEA.351, Cours de la libération 33400Talence, France.
- [38] G. KIENY, G. LE ROY, A. SBAI, IEEE PWD «Ferroresonance study using Galerkin Method with pseudo-arclength continuation method», Vol. 6, No.4, October 1991.
- [39] R-CH.houte « Les régulateurs ferromagnétiques » Cahier XIII de l'agent technique radio –tv.Edition 1968.
- [40] Hubert Lumbrozo « Electromagnétisme » tome 1 régimes stationnaires Edition McGRAW- HILL 1981.

[41] D.Hedjazi « Contribution à L'amélioration des Performances d'un Moteur Linéaire» , Thèse de doctorat soutenue le 02/05/2007 Université de Batna

ملخص

المحرك الخطي يتميز بلا منازع بفوائد عديدة (بساطة التصميم و الصيانة, تكلفة منخفضة, إنتاج حركة متعددة مباشرة بين الابتدائي والثانوي دون المرور بأي عضو ميكانيكي الذي يحول الحركة الدورانية الى حركة انتقالية). وبالتالي استخداماته في نطاقات واسعة وفي جميع المجالات. من بين أنواع المحركات الخطية، المحرك الخطي الأنبوبي الاهتزازي MLTO، والذي يتشكل من ملف لولبي بداخله قلب من حديد. معرفة حث اللفائف أمر ضروري لأية دراسة. و من المستحيل تحديد حث اللفائف ذات قلب حديدي بالطرق التقليدية وذلك بسبب تشبع النظام. هذا يتطلب إذا جعل المعادلات التي تتحكم في تشغيل الـ MLTO خطية. ومن ثم استخدام موارد تكنولوجية المعلومات لتبسيط حل هذه المعادلات.

Résumé

Le moteur linéaire présente des avantages incontestés (simplicité de conception et d'entretien, faible coût, et Production directe d'un mouvement de translation entre le primaire et le secondaire, sans passer par aucun organe de transmission mécanique assurant la conversion d'un mouvement de rotation en un mouvement de translation). D'où sa vaste utilisation dans tous les domaines. Parmi les types des moteurs linéaires, le moteur linéaire tubulaire à oscillation MLTO, qui est constitué d'une bobine à noyau de fer. La connaissance de l'inductance de la bobine est primordiale pour toute étude. Mais il est impossible de déterminer l'inductance d'une bobine à noyau de fer par les méthodes classiques, à cause de la saturation du système. Cela donc nécessite une linéarisation des équations qui régissent le fonctionnement du MLTO. Et par la suite utiliser les moyens informatiques pour simplifier la résolution des équations.

Abstract

The linear motor present undisputed benefit (simplicity of design and maintenance low-cost, and production direct translational movement between the primary and secondary without passing through any mechanical transmission which converts movement rotational translational movement). Hence its wide use in all areas. Among the types of linear motors. The oscillating tubular linear motor MLTO, which is constituted by a coil iron nucleus. Knowledge the inductance of the coil is essential for any study. But it is impossible to determine the inductance of a coil iron nucleus by conventional methods, because the saturation of the system. This requires a linearization of the equations that govern the operation of MLTO. And then use IT resources to simplify solving equations.

Mots clefs: moteur linéaire tubulaire, inductance, noyau, bobine, Ferro-résonance.

LISTE DES PUBLICATIONS

- [1] Azeddine MAZOUZ, Djemai HEDJAZI, Abdelaaziz CHAGHI ” Calculation and visualization of inductances and magnetic force of a coil iron nucleus” IOSR- JEEE e-ISSN: 2278-1676, p-ISSN: 2320-3331, Volume 9, Issue 1 Ver. I (Jan. 2014), PP 83-91.
- [2] Azeddine MAZOUZ, Djemai HEDJAZI ”Comparative study between two models of a linear oscillating tubular motor” IOSR-JEEE e-ISSN: 2278-1676,p-ISSN: 2320- 3331, Volume 9, Issue 1 Ver. IV (Jan. 2014), PP 77-83.
- [3] Azeddine Mazouz, Djamai Hedjazi, Abdelaaziz Chaghi “Determination the Inductance of Coil Cylindrical Iron Nucleus” Vol 4, No 2: April 2014 IJECE.