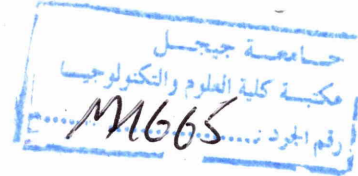


République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université de JIJEL
Faculté des Sciences et de la Technologie
Département d'Electrotechnique



Mémoire de Fin d'Etudes pour l'Obtention du Diplôme Master
en Electrotechnique

Option : Machine électrique



Thème

Etude des Performances des Actionneurs Electriques

Encadré par :

M^r : H. Allag

Réalisé par :

M^r : Deghab Brahim

Promotion Juin 2014

DEDICACES

Pour l'amour de mon dieu, je dédie ce modeste travail

A ma mère qui n'a cessé de m'encourager durant toute ces années.

A mon père qui m'a fait bénéficier de sa générosité et de son soutien à tout moment.

A mes frères .A mes sœurs.

A mes très chères amis, pour leur qualités humaines, leur optimismes,

Leurs amitiés et leur soutiens inestimables au cour de ces années.

... et à toute ma famille.

Deghab Brahim

REMERCIEMENTS

*Je voudrais très sincèrement remercier messieur **Mr. Allag Hichem** pour avoir assuré l'encadrement de ce travail, sa disponibilité, son expérience, son savoir scientifique et sa qualité humaine, qui ont été déterminant dans l'aboutissement de ce travail.*

Je remercie également :

Messieurs les membres du jury pour l'intérêt qu'ils ont apporté pour ce travail.

Tous ceux qui ont aidé de près ou de loin.

Je voudrais terminer en saluant la promotion d'électrotechnique 2014.

Deghab Brahim

Sommaire

Sommaire

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

Chapitre I : Conversion électromécanique d'énergie

I-1 Introduction	2
I-2 Rôle de l'énergie électrique	2
I-3 Propriétés générales de la conversion électromécanique	3
I-4 Caractères de la conversion électromécanique	3
I-5 Calcul des forces et des couples	4
I-6 Détermination de l'énergie magnétique	4
I-6-1 Systèmes sans mouvement	4
I-6-2 Système avec mouvement	6
I-6-2-1 A flux constant	7
I-6-2-2 A Courant constant	8
I-7 Conclusion	9

Chapitre II : Principe des réseaux de perméances ou de reluctances

II-1 Introduction	10
II-2 Les équations de Maxwell	10
II-3 Circuits électriques	11
II-3-1 Lois locales spécifiques	11
II-3-2 Loi de la tension induite	11
II-3-3 Flux totalisé	11
II-4 Circuits magnétiques	13
II-4-1 Tube d'induction magnétique	13
II-4-2 Définition du potentiel magnétique scalaire	13
II-4-3 Réductance magnétique	14
II-4-4 Perméance magnétique	15
II-4-5 Propriétés des réductances et des perméances	15
II-4-6 Flux de champ principal et de flux de fuite	16

II-5 Analogie entre les circuits électriques et magnétiques	17
II-6 Exemples et applications	18
II-6-1 Circuits électromagnétiques avec des entrefers	18
II-6-1-1 Schéma magnétique	18
II -6-1-2 Flux et inductions	22
II-6-2 Relais polarisé	23
II-6-3 Électro-aimants	24
II -6-3-1 Les électro-aimants en forme de U	25
II-6-3-2 Les électro-aimants en forme de E	25
II-6-3-3 Les électro-aimants cylindriques	26
II-7 Conclusion.....	27

Chapitre III : Etude du système électromécanique de train lévitation

III-1 Introduction	28
III-2 Etude d'un rail de train	28
III-3 Modèles Mathématique	29
III-3-a Modèle analytique	30
III-4 Prototype à étudier	32
III-4-1 Rail plat	32
III-4-2 Rail sous forme de U	36
III-5 Etude d'un système de sustentation magnétique (inducteur sous forme de U)	38
III.5-1 Modélisation analytique des forces par la méthode de la dérivée de l'énergie magnétique	40
III-5-1-1 Equations électriques	40
III-5-1-2 Equations mécaniques	42
III-5-1-3 Vers un système d'état global couplé	44
III-6 Simulation et interprétation	44
III-7 Conclusion	46

Chapitre IV : Etudes des performances de quelques électromécaniques

IV-1 Introduction	47
IV-2 Electroaimant cylindrique à une seule bobine inductrice	47
IV-2-1 Electroaimant à Induit sous forme de V	47

IV-2-2 Induit plat en bas	50
IV-2-3 Epanouissement de l'armature sous forme de U	52
IV-3 Electroaimant cylindrique à deux bobines	55
IV-3-a Sans aimant permanent	55
IV-3-b Avec aimant permanent	56
IV-4 Autres actionneurs à aimant (électroaimant de forme de E)	57
IV-5 Moteur oscillant	58
IV-6 Conclusion	60
Conclusion générale	61

Introduction générale

Introduction générale

L'électromécanique traite l'ensemble des problèmes associés à la conversion électrique-mécanique ou mécanique-électrique. Depuis, le fabricant cherche à fournir des dispositifs assurant ce type de motorisation, soit à travers des mouvements rotatifs ou des déplacements linéaires. Les mouvements en rotation, sont réalisés généralement par la fabrication des machines électriques sous leurs différentes formes et topologies, par contre les mouvements linéaires sont vraiment assurés par des actionneurs électro-mécaniques.

Dans ce travail, nous allons étudier que les actionneurs linéaires, pour but de démontrer leurs rôles et leurs performances en industrie. L'étude concerne les grandeurs électriques, magnétiques et surtout mécaniques traduites par les forces développées pour des inducteurs à bobinages ou à aimant permanents.

Au premier chapitre, le rôle, l'importance et la manière de prédire la théorie de la conversion électromécanique seront discutés avec des détails, en se basant sur les conservations et les échanges d'énergies.

La plupart des expressions des énergies magnétiques et mécaniques peuvent être exprimées, soit par des reluctances ou bien par des perméances. D'où l'intérêt de démontrer comment les perméances sont une façon efficace et commode d'étudier les circuits électromagnétiques. Tout cela fera l'objet du deuxième chapitre.

La partie des résultats commence dès le troisième chapitre avec une étude très détaillée d'un système de lévitation des trains électromagnétiques. Avec plus d'exemple, le 4^{ème} chapitre est le fruit incontournable de notre étude.

Enfin, on terminera ce travail par une conclusion et des perspectives.



Chapitre I

Conversion électromécanique d'énergie

I-1 Introduction

Ce chapitre est dédié aux principes de conversion d'énergie électrique en mécanique, appelée souvent la conversion électromécanique. Cette dernière, ne pourra jamais être réalisée sans le passage par l'énergie magnétique qui se développe le plus couramment dans les entrefers des dispositifs. Les étapes que constitue cette partie, seront les détails nécessaires qui puissent décrire physiquement et mathématiquement les grandeurs électriques, magnétiques et mécaniques.

I-2 Rôle de l'énergie électrique

L'énergie électrique est une forme secondaire d'énergie, qui ne présente que peu d'utilisations directes. En revanche, elle est une forme intermédiaire très intéressante par sa facilité de transport, sa souplesse et ses possibilités de conversion. Parmi toutes les possibilités de transformation, la forme électromécanique joue un rôle particulièrement important (Figure. I. 1). D'une part, plus de 99% de la production d'énergie électrique résulte d'une conversion mécanique-électrique. D'autre part, la conversion électromécanique joue un rôle important dans des domaines aussi variés que la traction ferroviaire ou urbaine, les machines-outils, les appareils électroménagers, etc. Ce sont principalement les qualités de rendement de conversion, de souplesse et l'absence de pollution qui en font un produit technique très répandu [1].

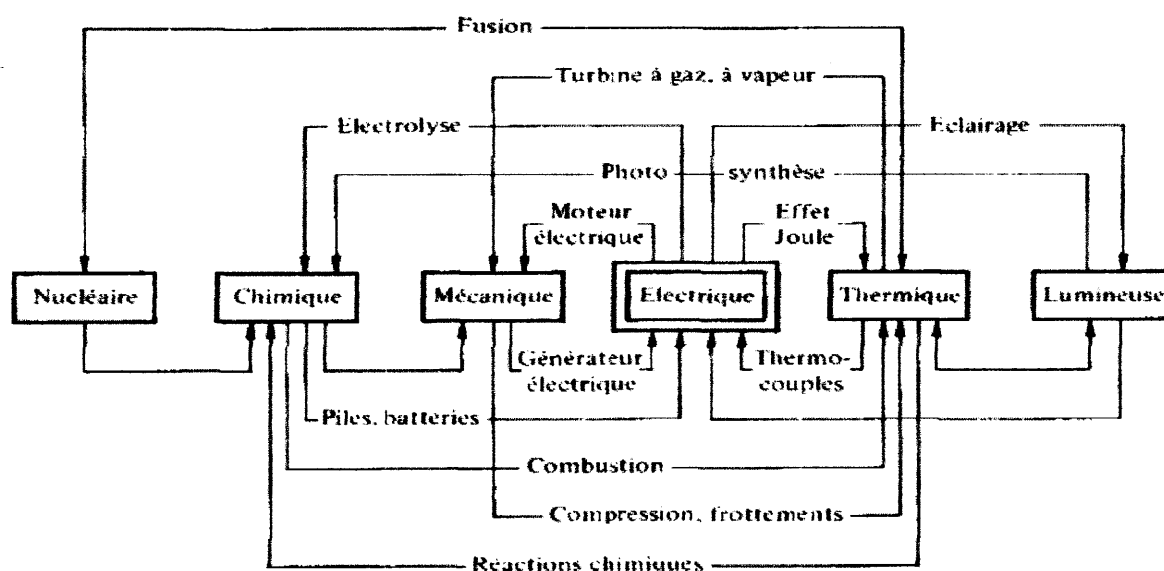


Figure. I. 1. Conversion des énergies

I-3 Propriétés générales de la conversion électromécanique

La conversion électromécanique présente des caractères communs à la plupart de ses applications. Parmi celles-ci, on peut relever :

- le rendement énergétique généralement élevé;
- la réversibilité. Le même système permet aussi bien une conversion électromécanique qu'une transformation en sens inverse;
- l'absence de nuisances;
- la fiabilité et la durée de vie ;
- la gamme étendue des puissances allant de quelques μW à plus d'un GW ;
- la possibilité d'assurer, en plus d'une conversion d'énergie, une conversion d'information.

Certaines contraintes limitent cependant l'emploi de ce mode de conversion. On peut citer :

- la dépendance d'un réseau d'alimentation. Il n'est que rarement possible de transporter la source d'énergie électrique (générateur, batterie d'accumulateurs, etc.) de façon indépendante, pour des systèmes de puissance importante;
- la puissance par unité de volume ou de masse est moins élevée que pour certains systèmes hydro-pneumatiques, mécaniques ou thermiques;
- les systèmes électriques présentent un danger d'électrocution pour l'homme

I-4 Caractères de la conversion électromécanique

L'étude de la conversion électromécanique est basée sur le principe de conservation de l'énergie. Celui-ci fait appel à une forme intermédiaire d'énergie. Il s'agit de l'énergie électromagnétique ou de sa forme homologue, la co-énergie magnétique. Une force électromécanique résulte de trois formes possibles d'interaction [2] :

- l'interaction entre deux courants;
- l'interaction entre un courant et un circuit ferromagnétique;
- l'interaction entre un aimant permanent et un courant ou un circuit ferromagnétique.

Les diverses grandeurs associées aux systèmes électromécaniques peuvent être exprimées dans deux modèles différents :

- le tenseur de Maxwell au niveau local;
- la dérivée de l'énergie au niveau des circuits électriques.

I-5 Calcul des forces et des couples

En général, pour étudier ou analyser les systèmes électromécaniques, l'approche adoptée est basée sur la relation force énergie [3] :

$$f \cdot \Delta x = \Delta W_{méc} \quad (I-1)$$

Où la forme intégrale

$$W_{méc} = \int f \cdot dx \quad (I-2)$$

$\Delta W_{méc}$ est l'énergie mécanique correspondante quand la force f cause un déplacement Δx lorsque l'énergie mécanique est fonction d'un seul déplacement x , l'équation précédente peut être obtenue sous la forme différentielle :

$$f = \frac{dW_{méc}}{dx} \quad (I-3)$$

En générale l'énergie mécanique est issue de l'énergie magnétique développée dans les entrefers des systèmes électromagnétiques.

I-6 Détermination de l'énergie magnétique

I-6-1 Systèmes sans mouvement

Dans la plupart des systèmes, la variation de l'énergie qui provient de la source ΔW_e contribue à la variation de l'énergie magnétique [4]

$$\Delta W_m = \Delta W_e \quad (I-4)$$

Si l'énergie de source est connue, on pourra déterminer l'énergie magnétique correspondante. Dans le cas où une bobine est alimentée par une source de tension e , un courant i parcourt cette bobine pendant un instant dt . La variation de l'énergie de la source est :

$$\Delta W_e = e i \Delta t \quad (I-5)$$

En tout instant :

$$e = N \frac{d\Phi}{dt} \quad (I-6)$$

Donc en forme différentielle, nous aurons :

$$dW_e = N \frac{d\Phi}{dt} i dt = N i d\Phi \quad (\text{I-7})$$

En notant la FMM ainsi :

$$F = Ni \quad (\text{I-8})$$

A partir de l'équation (I-4), nous obtenons :

$$dW_m = F d\Phi \quad (\text{I-9})$$

Après intégration, l'énergie magnétique totale emmagasinée sera :

$$W_m = \int_0^{\Phi} F(\Phi) d\Phi \quad (\text{I-10})$$

Cette forme intégrale de l'énergie magnétique, définit la surface supérieure de la courbe d'aimantation Figure. I. 2.

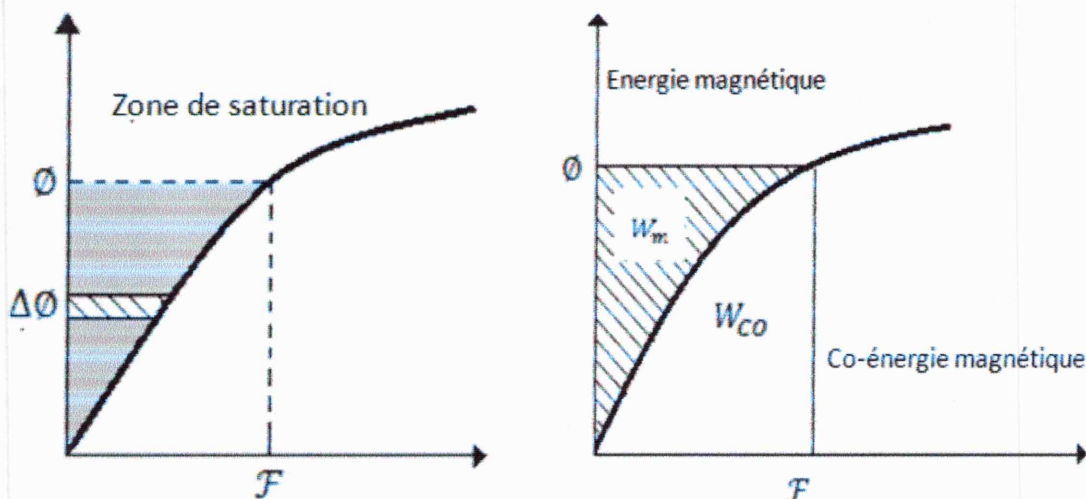


Figure. I. 2. Localisation de l'énergie magnétique.

La surface inférieure représente la co-énergie, elle peut être écrite ainsi :

$$W_{co} = \int_0^F \Phi(F) dF \quad (\text{I-11})$$

Approximativement, avant la zone de saturation, on peut considérer la représentation linéaire, Figure I.3.

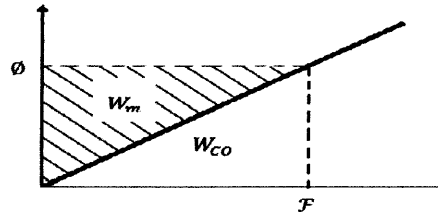


Figure. I. 3. Courbe d'aimantation linéaire

Quand la courbe d'aimantation est considérée linéaire, on aura toujours :

$$W_{CO} = W_m \quad (\text{I-12})$$

- La co-énergie et l'énergie sont égales uniquement en considération linéaire ;
- La co-énergie n'a aucune signification physique ;
- La co-énergie a des avantages lors de l'exploitation théorique.

Dans ce cas, l'énergie peut être exprimée sous différentes formes:

$$W_m = \frac{1}{2} F \Phi \quad (\text{I-13})$$

Pour $F = \mathfrak{R} \Phi$

\mathfrak{R} : réluctances

$$W_m = \frac{1}{2} \Phi^2 \mathfrak{R} \quad (\text{I-14})$$

P : La perméance

Pour $\Phi = F P$

$$W_m = \frac{1}{2} F^2 P \quad (\text{I-15})$$

Pour $F = Ni$

$$W_m = \frac{1}{2} Ni \Phi \quad (\text{I-16})$$

Et aussi pour $L = \frac{N\Phi}{i}$

$$W_m = \frac{1}{2} Li^2 \quad (\text{I-17})$$

I-6-2 Système avec mouvement

En considérant le mouvement et la variation d'énergie mécanique, la relation générale

$$\Delta W_e = \Delta W_m + \Delta W_{méc} \quad (\text{I-18})$$

Il y a deux manières à considérer les forces :

- A flux constant
- A courant constant

I-6-2-1 A flux constant

Dans de tels systèmes, on laisse la liberté pour la partie mobile tout en maintenant le flux constant en agissant sur les courants d'excitation.

Du point de vue énergie et d'après l'équation (I-5)

$$\Delta W_e = 0 \quad (\text{I-19})$$

Donc l'équation (I-18) devienne :

$$\Delta W_{méc} = -\Delta W_m \quad (\text{I-20})$$

Finalement de (I-1), nous aurons

$$f \cdot \Delta x = -\Delta W_m \quad (\text{I-21})$$

La forme différentielle donne

$$f = -\frac{dW_m}{dx} \quad (\text{I-22})$$

D'après les équations de l'énergie (I-13 à I-14), nous pouvons exprimer la force sous différentes formes :

$$f = -\frac{1}{2} \Phi \frac{dF}{dx} \quad (\text{I-23})$$

$$f = -\frac{1}{2} \Phi^2 \frac{d\mathfrak{R}}{dx} \quad (\text{I-24})$$

La dernière relation est très importante lors de l'analyse des circuits par les réseaux de reluctances.

I-6-2-2 A Courant constant

Il suffit de garder le courant constant pour ces systèmes. Dans ce cas l'énergie délivrée par la source n'est pas nulle

$$\Delta W_e = \int_{\Phi}^{\Phi+\Delta\Phi} F(\Phi) d\Phi \quad (\text{I-25})$$

D'après (I-18), (I-25), l'énergie mécanique sera :

$$\Delta W_{méc} = \int_{\Phi}^{\Phi+\Delta\Phi} F(\Phi) d\Phi - \left(\int_0^{\Phi+\Delta\Phi} F(\Phi) d\Phi - \int_0^{\Phi} F(\Phi) d\Phi \right) \quad (\text{I-26})$$

L'énergie magnétique, exprimée en co-énergie

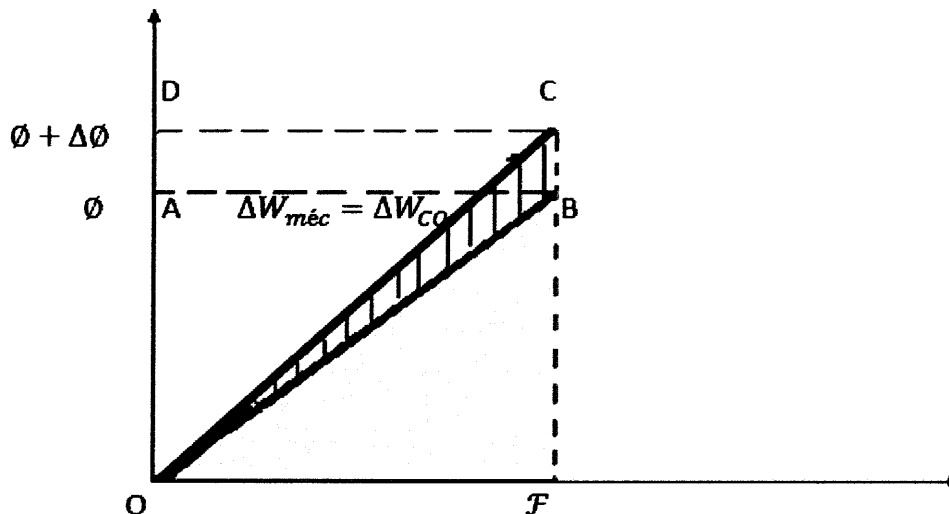


Figure I. 4. Courbe d'aimantation linéaire

Ce résultat se réduit à la Co-énergie dont la force est

$$f = \frac{dW_{co}}{dx} \quad (\text{I-27})$$

Pour donner la souplesse au calcul, nous pouvons exprimer cette force comme on l'a déjà fait pour l'énergie, comme suit :

$$f = \frac{1}{2} F \frac{d\Phi}{dx} \quad (\text{I-28})$$

$$f = \frac{1}{2} F^2 \frac{dP}{dx} \quad (\text{I-29})$$

$$f = \frac{1}{2} i^2 \frac{dL}{dx} \quad (\text{I-30})$$

I-7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons vu les principes de la conversion électromécanique et comment obligatoirement passer par l'énergie magnétique. Ce passage intermédiaire, nous a forcé à considérer les deux techniques à flux et à courant constant afin d'évaluer les forces mécaniques mises en jeu. D'après les deux techniques, nous avons heurté les deux notions d'énergie et de co-énergie magnétiques, la première a une signification physique par contre la deuxième elle ne l'a pas. Dans les expressions finales de forces, un avantage est apparu et il s'agit bien de la dépendance des perméances ou de réluctances qui permettrons de calculer de façon simple les grandeurs magnétiques dans les dispositifs.

Dans la suite, pour but d'approfondir dans ce sens, nous traiterons les réseaux de perméances ou de réluctances dans le prochain chapitre.

Chapitre II

Principe des réseaux de perméances ou de reluctances

II-1 Introduction

L'étude des systèmes électromécaniques fait appel principalement à l'analyse des circuits électriques et magnétiques (réseaux de perméances ou de reluctances) et à celle de la conversion électromécanique. D'emblée, ces aspects seront traités dans un domaine macroscopique que l'on peut caractériser par l'ensemble des équations de Maxwell.

II-2 Les équations de Maxwell

Les équations de Maxwell définissent les propriétés macroscopiques locales associées aux grandeurs électrique et magnétique vectorielles. Il s'agit du champ électrique E , du champ magnétique H , du déplacement électrique D et de l'inductance magnétique B . Ces équations sont données ainsi :

$$\text{rot } \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{II-1})$$

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{II-2})$$

$$\text{div } \vec{B} = 0 \quad (\text{II-3})$$

$$\text{div } \vec{D} = \rho q \quad (\text{II-4})$$

Elles sont complétées par des relations spécifiques aux matériaux :

$$\vec{B} = \mu_0 \mu_r \vec{H} \quad (\text{II-5})$$

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E} \quad (\text{II-6})$$

$$\vec{E} = \rho J \quad (\text{II-7})$$

Dans le cadre de l'étude des phénomènes associés à la conversion électromécanique, les relations de Maxwell peuvent être simplifiées. Les fréquences mises en jeu sont relativement faibles, elles ne dépassent pratiquement jamais quelques dizaines de KHz. Dans ces conditions, la dérivée du vecteur déplacement électrique $\frac{\partial D}{\partial t}$, de l'équation (II-1), est négligeable eu égard à la densité du courant J . Cette équation devient alors :

$$\text{rot } \vec{H} = \vec{J}_{\text{tot}} \quad (\text{II-8})$$

II-3 Circuits électriques

II-3-1 Lois locales spécifiques

De la première équation de Maxwell (II-8), on peut tirer :

$$\text{div } \vec{J} = \text{div } \text{rot } \vec{H} = 0 \quad (\text{II-9})$$

Par le théorème de la divergence, la densité de courant est conservatrice de flux :

$$\Phi = \int_{\varepsilon} J \cdot dS \quad (\text{II-10})$$

II-3-2 Loi de la tension induite

La loi de la tension induite caractérise la relation entre tension et courant associés à un circuit électrique :

$$u = Ri + \frac{d(N\Phi)}{dt} \quad (\text{II-11})$$

Le flux d'induction magnétique Φ est défini comme suit :

$$\Phi = \int_s B \cdot dS \quad (\text{II-12})$$

Le contour de la surface S est défini, dans le cas particulier, par le circuit électrique lui-même, donc par le conducteur qui lui est associé.

II-3-3 Flux totalisé

Dans le cas d'un circuit magnétique associé à un circuit électrique (Figure. II. 1), deux notions distinctes de flux d'induction magnétique peuvent être mises en évidence :

Le flux traversant le circuit magnétique ou une spire concentrique à celui-ci :

$$\Phi = \int_{sm} B \cdot dS \quad (\text{II-13})$$

La section S_m est celle du circuit magnétique ;

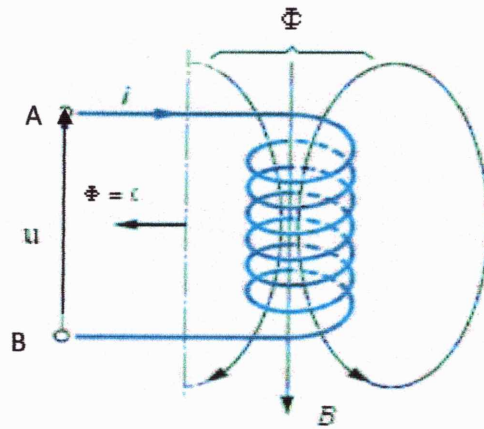


Figure. II. 1. Tension induite dans un bobinage

Le flux traversant le circuit électrique, formé de N spires :

$$\Psi = \int_{S_e} B \cdot dS \quad (\text{II-14})$$

La surface S_e , est celle définie par le circuit électrique, elle est délimitée par le conducteur correspondant. Le flux totalisé est le flux d'induction magnétique associé un circuit électrique et délimité par celui-ci.

Pour un circuit électrique formé de N spires concentriques au circuit magnétique, le flux totalisé est lié au flux d'induction magnétique par la relation suivante :

$$\Psi = N \cdot \Phi \quad (\text{II-15})$$

L'équation de la tension induite s'écrit alors :

$$u = Ri + \frac{d\Psi}{dt} \quad (\text{II-16})$$

II-4 Circuits magnétiques

II-4-1 Tube d'induction magnétique

Un tube d'induction magnétique est défini par l'ensemble des lignes d'induction qui s'appuient sur un contour fermé C (Figure. II. 2). Par le théorème de conservation du flux, un tel tube est fermé sur lui-même. Il est caractérisé par la propriété suivante [1] :

$$\Psi = \int_{S_e} B \cdot dS = \text{const} \quad (\text{II-17})$$

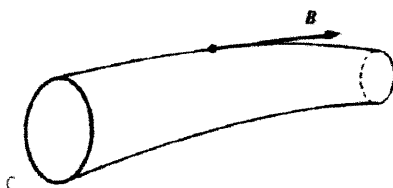


Figure. II. 2. Tube d'induction magnétique

II-4-2 Définition du potentiel magnétique scalaire

La différence de potentiel magnétique ε_{AB} entre les deux surfaces s'obtient par intégration de la circulation du champ magnétique H sur une ligne joignant un point de la surface S_A à un point de la surface S_B (Figure. II.3) elle est alors donnée par :

$$\varepsilon_{AB} = \varepsilon_B - \varepsilon_A = \int_A^B H \cdot dl \quad (\text{II-18})$$

ε_A et ε_B étant les potentiels magnétiques des surfaces S_A et S_B dits aussi solénations, ils représentent les courants résultants créant le champ magnétique en A et B. En considérant N spires traversées par une densité surfacique de courant J , concentriques au circuit magnétique, le théorème de Stocks appliqué à l'équation de Maxwell liant le vecteur champ magnétique à la densité de courant dans un domaine quasi statique est donné par l'équation (II-8).

Le potentiel magnétique peut ainsi être écrit sous la forme suivante :

$$\varepsilon = \oint_c H \cdot dl = N \int_{S_c} J \cdot dS = Ni \quad (\text{II-19})$$

C étant un contour fermé décrit par une ligne de champ, S_c la section d'un conducteur et Ni représente les Ampères-tours d'alimentation.

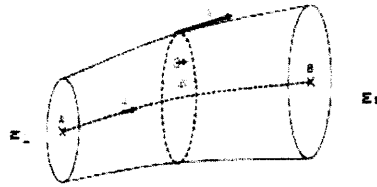


Figure. II. 3. Flux et potentiel magnétique

II-4-3 Réductance magnétique

La réductance d'un tube de flux - limité par les surfaces S_A et S_B - est la quantité positive définie par :

$$\mathfrak{R} = \frac{\varepsilon_B - \varepsilon_A}{\Phi} \quad (\text{II-20})$$

En supposant les diverses orientations choisies pour donner directement une quantité positive, l'expression (II-20) devient :

$$\mathfrak{R} = \frac{\int_A^B \vec{H} \cdot d\vec{l}}{\int_S \vec{B} \cdot d\vec{S}} \quad (\text{II-21})$$

Le flux d'induction à travers la section S du tube de flux peut être exprimé à partir de l'induction moyenne \bar{B} par :

$$\Phi = \int_S \bar{B} \cdot dS = \bar{B} \cdot S \quad (\text{II-22})$$

De plus pour une section S supposée petite, H peut être assimilé à un champ moyen, de ce fait son module est lié à l'induction magnétique moyenne \bar{B} par :

$$\bar{B} = \mu \cdot \bar{H} \quad (\text{II-23})$$

μ étant la perméabilité magnétique moyenne du tube de champ.

D'après les équations (II-21), (II-22) et (II-23) l'expression de la réluctance devint :

$$\mathfrak{R} = \int_A^B \frac{dl}{\mu \cdot S} \quad (\text{II-24})$$

Où μ et S peuvent dépendre de l'abscisse curviligne \vec{dl} sur AB .

La réluctance du tube de flux, exprimée en Henry⁻¹, ne dépend donc que de la géométrie du circuit magnétique et de sa perméabilité. Par ailleurs, il est clair que le calcul de la réluctance est plus aisé si la perméabilité magnétique est constante ce qui est le cas des milieux linéaires tels que les entrefers des machines.

Par les relations (II-18), (II-22), (II-23) et (II-24), on peut écrire :

$$\varepsilon_{AB} = \Phi \cdot \mathfrak{R} \quad (\text{II-25})$$

II-4-4 Perméance magnétique

La perméance magnétique et l'inverse de la réluctance, elle est caractérisée par le symbole P :

$$P = \frac{1}{\mathfrak{R}} \quad (\text{II-26})$$

II-4-5 Propriétés des réluctances et des perméances

Deux réluctances partielles sont en série lorsqu'elles sont traversées par le même flux :

$$\varepsilon_1 = \Phi \cdot \mathfrak{R}_1 \quad (\text{II-27})$$

$$\varepsilon_2 = \Phi \cdot \mathfrak{R}_2 \quad (\text{II-28})$$

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 = \Phi(\mathfrak{R}_1 + \mathfrak{R}_2) = \Phi \cdot \mathfrak{R}_{eq} \quad (\text{II-29})$$

La réluctance équivalente à plusieurs réluctances en série est la somme des réluctances partielles :

$$\mathfrak{R}_{eq} = \sum_K \mathfrak{R}_K \quad (\text{II-30})$$

Deux perméances sont en parallèle, lorsqu'elles sont associées au même potentiel magnétique, soit :

$$\Phi = \varepsilon(P_1 + P_2) \quad (\text{II-31})$$

$$\Phi_1 = \varepsilon.P_1 \quad (\text{II-32})$$

$$\Phi_2 = \varepsilon.P_2 \quad (\text{II-33})$$

$$\Phi = \varepsilon(P_1 + P_2) \quad (\text{II-34})$$

La perméance équivalente à plusieurs perméances en parallèle est la somme des perméances partielles :

$$P_{eq} = \sum_K P_K \quad (\text{II-35})$$

Par (II.26), on peut également exprimer, pour des perméances placées en série :

$$P_{eq} = \frac{1}{\sum_K 1/P_K} \quad (\text{II-36})$$

De même pour des réluctances mises en parallèle :

$$\mathfrak{R}_{eq} = \frac{1}{\sum_K 1/\mathfrak{R}_K} \quad (\text{II-37})$$

II-4-6 Flux de champ principal et de flux de fuite

Lorsque deux circuits électriques couplés magnétiquement, on pourra avoir trois tubes d'induction (Figure. II. 4).

- le tube d'induction commun aux deux circuits. Le flux qui le traverse est le flux de champ principal, il est caractérisé par l'indice h ;

- les deux tubes d'induction appartenant à un seul des circuits. Les flux associés sont les flux de fuite respectifs des deux circuits, ils sont caractérisés par l'indice σ :

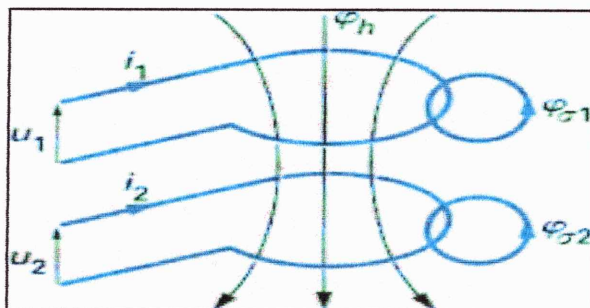


Figure. II. 4. Bobines couplée

$$\Phi_1 = \Phi_h + \Phi_{\sigma 1} \quad (\text{II.38})$$

$$\Phi_2 = \Phi_h + \Phi_{\sigma 2} \quad (\text{II.39})$$

II-5 Analogie entre les circuits électriques et magnétiques

L'analogie entre ces deux circuits est la base de l'analyse par réseaux de perméances qui consiste à décomposer un circuit magnétique en sous éléments (ré reluctances ou source de potentiel) puis à résoudre ce circuit comme un circuit électrique en utilisant les lois de Kirchhoff pour trouver les flux dans les différentes branches du circuit. Le tableau II.1 donne les équivalences entre les grandeurs électriques et magnétiques :

Circuit électrique :	Circuit magnétique :
<ul style="list-style-type: none"> • Champ électrique E. • Densité de courant J • Conductivité σ • courant I • potentiel électrique u • résistance électrique $R = \int_A^B \frac{dl}{\sigma S}$ • loi d'Ohm $u = Ri$ 	<ul style="list-style-type: none"> • Champ magnétique H. • Induction magnétique B. • Perméabilité μ. • Flux magnétique Φ • Potentiel magnétique $\varepsilon = \oint_c H \cdot dl$ • Ré reluctance $\mathfrak{R} = \int_A^B \frac{dl}{\mu S}$ • Loi d'Ohm $\varepsilon = \Phi \cdot \mathfrak{R}$

Tab . II.1. Analogie entre grandeur magnétique et électrique

II-6 Exemples et applications

II-6-1 Circuits électromagnétiques avec des entrefers

Un électro-aimant présentant deux entrefers (Figure. II. 5). Est excité par un bobinage concentrique à la colonne centrale. Le fer a une perméabilité relative est μ_r égale à 500. Le but de l'étude est de déterminer l'induction dans chacun des entrefers pour un courant I circulant dans un bobinage de N spires ($NI = 1\ 200\text{ A}$).

Dans l'exemple de la Figure. II. 5, on a.

La démarche proposée est basée sur les hypothèses suivantes :

- la distribution de l'induction est uniforme dans chacune des sections perpendiculaires aux lignes de champ.
- les lignes de champ forment des angles droits dans les coudes du circuit magnétique.
- les effets de frange dans les zones d'entrefer sont négligés.
- la perméabilité du fer est supposée constante.

La marche à suivre consiste à remplacer le système par un circuit magnétique équivalent. Pour cela, les ré reluctances relatives à chaque tronçon de section constante sont déterminées. Il est ensuite possible de calculer les différents flux intervenant dans le schéma et d'en déduire les inductions correspondantes.

II-6-1-1 Schéma magnétique

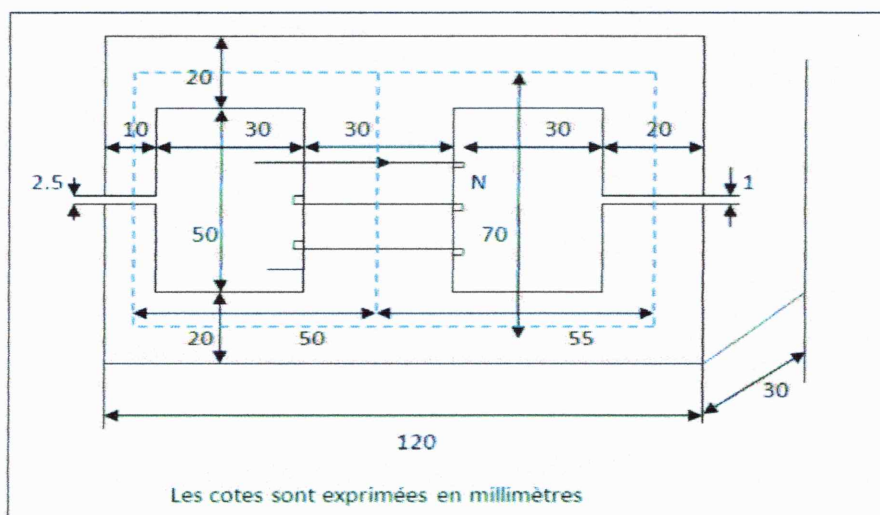


Figure. II. 5. Circuit magnétique à deux entrefers

Les Figure. II.6 et Figure. II.7, donnent la représentation du schéma magnétique équivalent. Il est toujours avantageux de représenter le schéma équivalent selon une disposition correspondant à la géométrie du système.

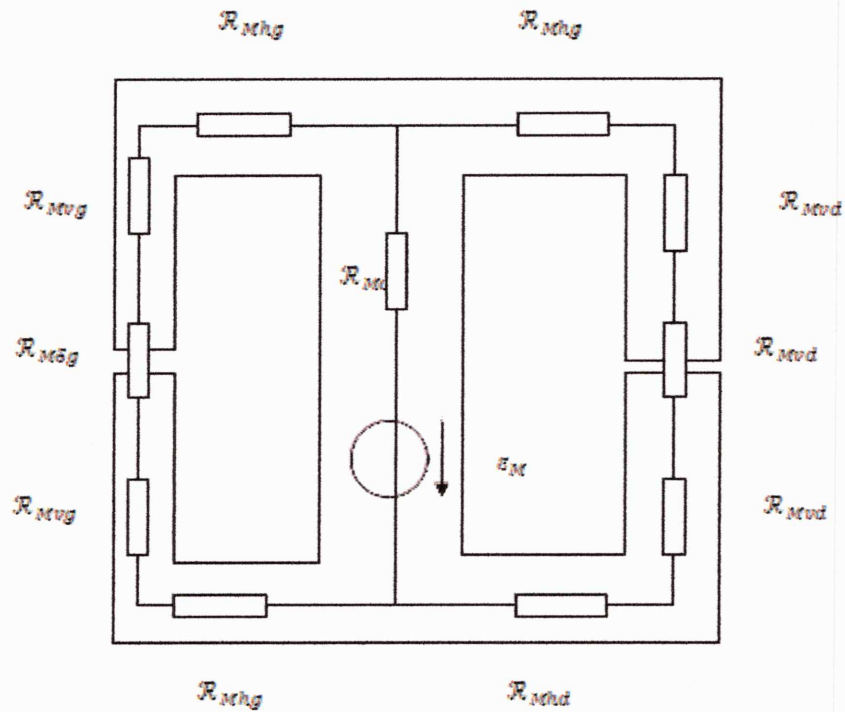


Figure. II. 6. Schéma magnétique équivalent du dispositif

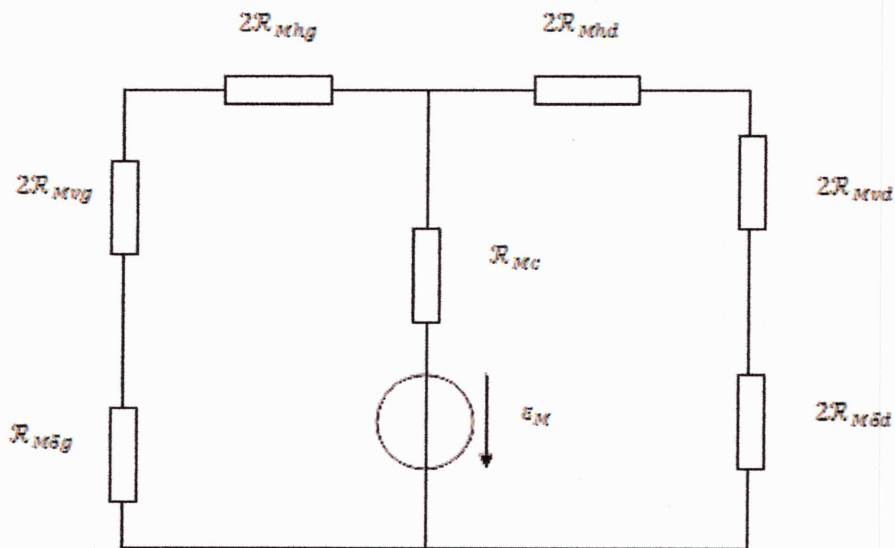


Figure. II. 7. Schéma équivalent à ré reluctances

Il est a priori indifférent de recourir à des réductances ou à des perméances. Dans le cas particulier présenté, les éléments en série sont plus nombreux que ceux en parallèle. Il est donc plus avantageux de passer par les réductances magnétiques. Celles-ci peuvent être déterminées en recourant à la relation (II-25). Pour une distribution uniforme de l'induction, il vient donc [1] :

$$\mathfrak{R} = \frac{l}{\mu \cdot S} \quad (\text{II-40})$$

Pour l'exemple, on obtient donc :

$$\mathfrak{R}_{Mc} = \frac{0.07}{500 \cdot \mu_0 \cdot 0,03 \cdot 0,03} = 1,238 \cdot 10^5 H^{-1}$$

$$\mathfrak{R}_{Mhd} = \frac{0.055}{500 \cdot \mu_0 \cdot 0,03 \cdot 0,02} = 1,459 \cdot 10^5 H^{-1}$$

$$\mathfrak{R}_{Mhg} = \frac{0.05}{500 \cdot \mu_0 \cdot 0,03 \cdot 0,02} = 1,326 \cdot 10^5 H^{-1}$$

$$\mathfrak{R}_{Mvd} = \frac{0.345}{500 \cdot \mu_0 \cdot 0,03 \cdot 0,02} = 0.915 \cdot 10^5 H^{-1}$$

$$\mathfrak{R}_{Mvg} = \frac{0.03375}{500 \cdot \mu_0 \cdot 0,03 \cdot 0,01} = 1,790 \cdot 10^5 H^{-1}$$

$$\mathfrak{R}_{M\delta de} = \frac{0,001}{\mu_0 \cdot 0,03 \cdot 0,02} = 13,263 \cdot 10^5 H^{-1}$$

$$\mathfrak{R}_{M\delta ge} = \frac{0.0025}{\mu_0 \cdot 0,03 \cdot 0,01} = 66,315 \cdot 10^5 H^{-1}$$

Le schéma magnétique équivalent peut se transformer en un schéma magnétique simplifié selon la Figure. II. 8, avec:

$$\mathfrak{R}_{Md} = 2\mathfrak{R}_{Mhd} + 2\mathfrak{R}_{Mvd} + \mathfrak{R}_{M\delta d} = 18,011 \cdot 10^5 H^{-1}$$

$$\mathfrak{R}_{Mg} = 2\mathfrak{R}_{Mhg} + 2\mathfrak{R}_{Mvg} + \mathfrak{R}_{M\delta g} = 72,548 \cdot 10^5 H^{-1}$$

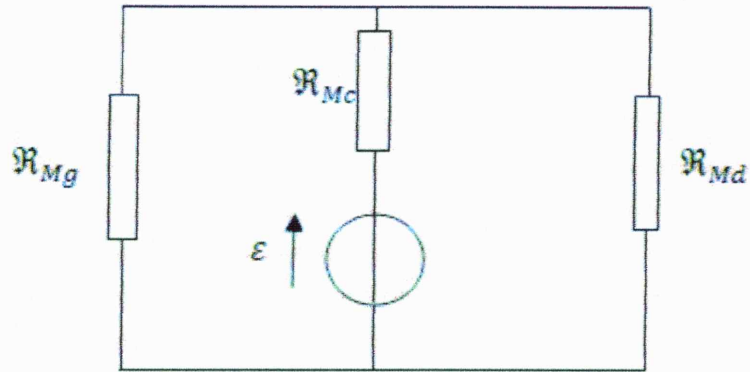


Figure. II. 8. Schéma magnétique simplifié

Les réluctances \mathcal{R}_{Md} et \mathcal{R}_{Mg} sont en parallèle. On peut ainsi déterminer une réluctance équivalente \mathcal{R}_{Mgd} (Figure. II.9) :

$$\mathcal{R}_{Mgd} = \frac{1}{(1/\mathcal{R}_{Md}) + (1/\mathcal{R}_{Mg})} = 14,429 \cdot 10^5 H^{-1}$$

La réluctance \mathcal{R}_{Meq} équivalente aux \mathcal{R}_{Mgd} et \mathcal{R}_{Mc} :

$$\mathcal{R}_{Meq} = \mathcal{R}_{Mgd} + \mathcal{R}_{Mc} = 15,667 \cdot 10^5 H^{-1}$$

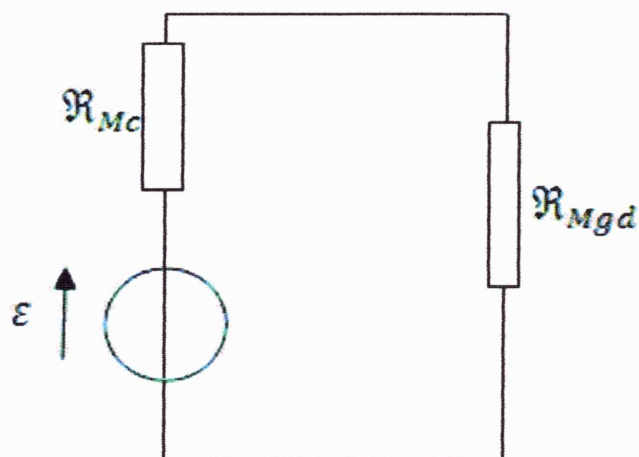


Figure. II. 9. La réluctance équivalente finale

II -6-1-2 Flux et inductions

D'après les relations (II-20) et (II-25), on peut calculer le flux magnétique Φ_c dans la colonne centrale [1]:

$$\varepsilon = \mathfrak{R}_{Meq} \cdot \Phi_c \quad (\text{II-41})$$

Avec ε : le potentiel magnétique Soit

$$\Phi_c = \frac{\varepsilon}{\mathfrak{R}_{Meq}} = 7,660.10^{-4} \text{ web}$$

La chute de potentiel magnétique dans la réluctance \mathfrak{R}_{Mc} vaut :

D'où le potentiel ε_{gd} :

$$\varepsilon_{gd} = \varepsilon - \varepsilon_c = 1105,18 \text{ A}$$

Par la relation (II-25), on peut déterminer les flux Φ_g et Φ_d :

$$\Phi_d = \frac{\varepsilon_{gd}}{\mathfrak{R}_{Md}} = 6,136.10^{-4} \text{ web}$$

$$\Phi_g = \frac{\varepsilon_{gd}}{\mathfrak{R}_{Mg}} = 1,523.10^{-4} \text{ web}$$

On peut vérifier la loi de Kirchhoff pour les flux :

$$\Phi_c = \Phi_g + \Phi_d \quad (\text{II-42})$$

Il est maintenant possible de déterminer les inductions :

$$B_d = \frac{\Phi_d}{S_d} = \frac{6,136.10^{-4}}{0,02.0,03} = 1,023 \text{ T}$$

$$B_g = \frac{\Phi_g}{S_g} = \frac{1,523.10^{-4}}{0,01.0,03} = 0,508 \text{ T}$$

II-6-2 Relais polarisé

Le relais polarisé représenté à la Figure. II. 10 permet de commuter un contact double, tout en maintenant la position acquise, sans courant. Le système comprend deux aimants et une bobine. Pour la position particulière dessinée, la distribution respective des lignes d'induction des aimants et de la bobine est représentée. On constate que, pour le cas particulier, le flux créé par la bobine affaiblit le flux de l'entrefer de gauche, favorisant ainsi le basculement de l'élément mobile.

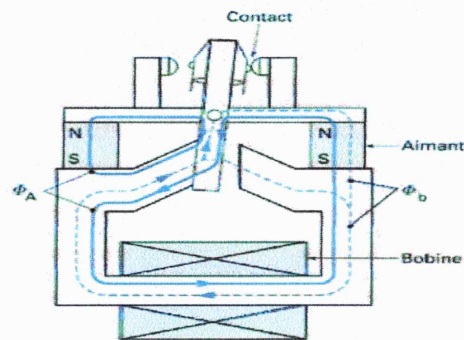


Figure. II. 10. Structure d'un relais polarisé

La Figure. II. 11, présente le schéma équivalent du relais de la Figure. II. 10. Les perméances de fer sont considérées infinies, à l'exception de celle de la partie mobile. Les fuites des aimants permanents sont prises en considération[1].

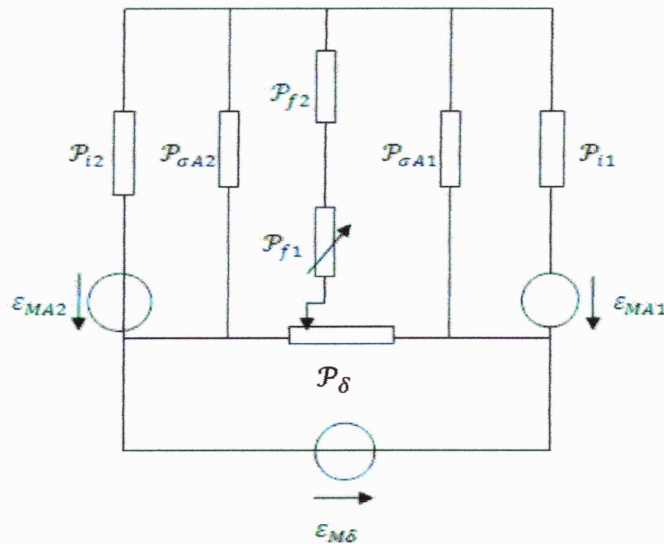


Figure. II. 11. Schéma équivalent d'un relais polarisé

Avec :

$P_δ$: Perméance d'entrefer.

P_i : Perméance interne.

P_f : Perméance du fer.

P_σ : Perméance de fuite.

Les différentes perméances peuvent être déduites du schéma équivalent. À titre d'exemple, on a les perméances suivantes:

La perméance de la bobine (associée à la source ε_{Mb}) est, pour les potentiels ε_{MA1} et ε_{MA2} nuls :

$$P_b = \frac{\Phi_b}{(\varepsilon_{Mb})} \quad (\text{II-43})$$

La perméance de l'aimant (associée à la source ε_{MA1} est, pour les potentiels ε_{MA2} et ε_{Mb} nuls :

$$P_{A1} = \Phi_{bA1} / (\varepsilon_{MA1}) \quad (\text{II-44})$$

La perméance mutuelle aimant-bobine est, pour la source ε_{MA1} non nulle avec ε_{MA2} et ε_{Mb} nuls

$$P_{A1b} = \Phi_{bA1} / (\varepsilon_{MA1}) \quad (\text{II-45})$$

II-6-3 Électro-aimants

L'électro-aimant peut être défini comme un système générateur d'un champ d'induction magnétique ou d'une force unilatérale d'attraction, créée par un bobinage fixe, associé à un circuit ferromagnétique. Dans le cas de la création d'une force, il s'agit d'un système réductant. L'électro-aimant est souvent un composant d'un système tel que relais, contacteur,...etc. Il peut se composer d'un seul système ouvert d'attraction (Figure. II. 12. a) ou comprendre également des éléments ferromagnétiques mobiles Figure. II.12.b)[5].

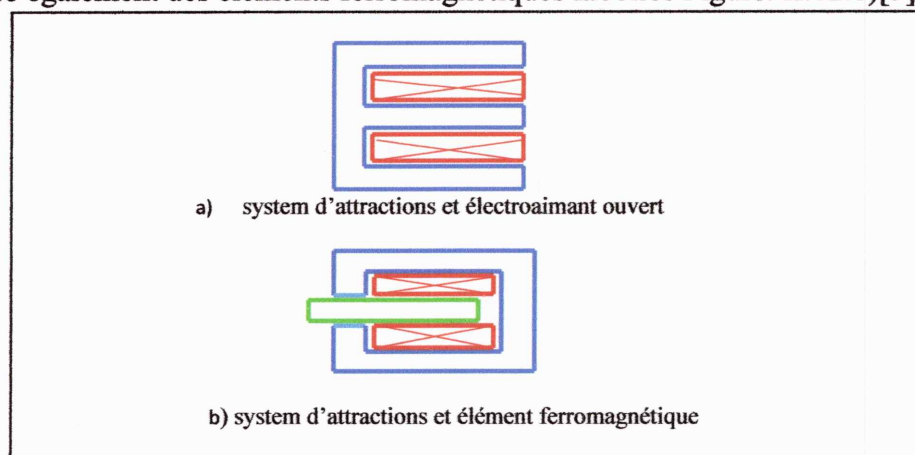


Figure. II. 12. Structures d'un électro-aimant

Trois dispositions géométriques sont envisageables :

- un noyau en forme de U ;
- un noyau en forme de E ;
- un noyau cylindrique.

II -6-3-1 Les électro-aimants en forme de U

Pour ces types d'actionneurs, quatre dispositions de principe existent Figure. II. 13 :

- (a) armature plate ;
- (b) armature à clapet ;
- (c) armature plongeante ;
- (d) armature tournante ;

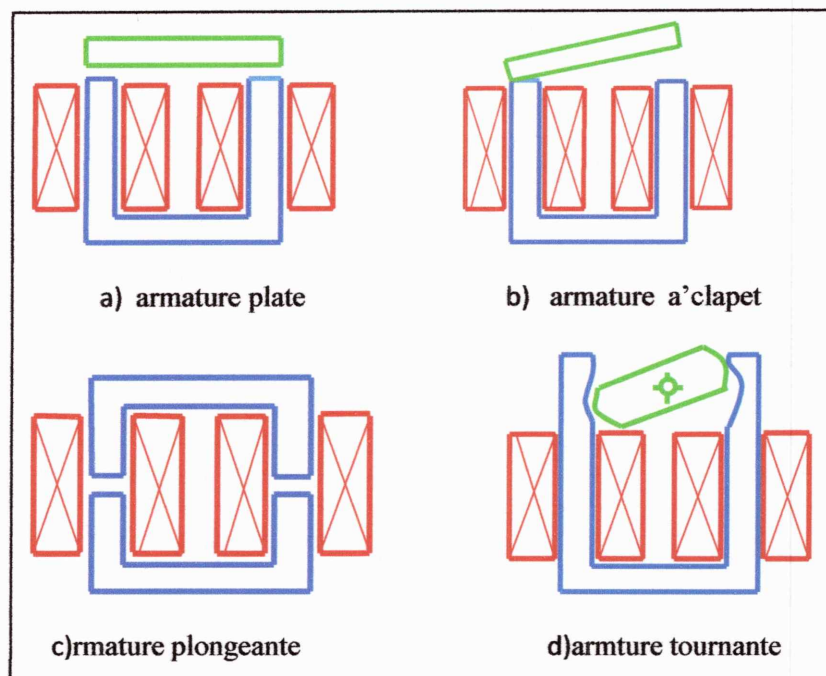


Figure II. 13. Électro-aimants en forme de U

Ce sont essentiellement des considérations d'intégration ou d'efficacité qui font adopter l'une ou l'autre de ces solutions.

II-6-3-2 Les électro-aimants en forme de E

On a également quatre dispositions principales, à savoir Figure. II. 14 :

- (a) armature plate ;
- (b) armature plongeante ;
- (c) noyau plongeant ;

(d) armature tournante

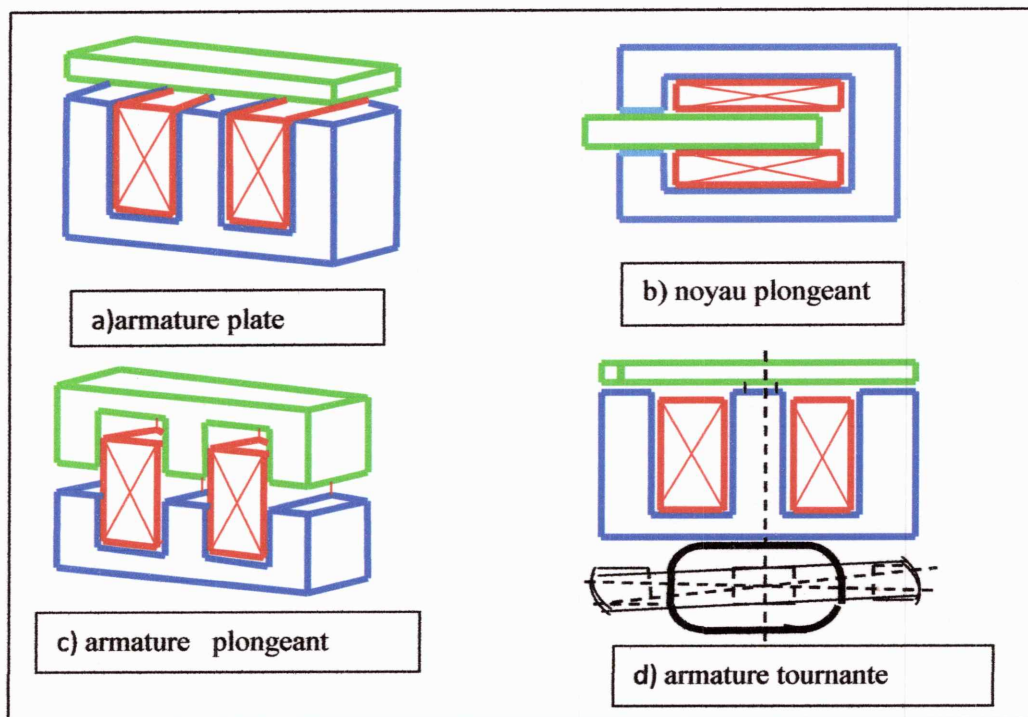


Figure. II. 14. Électro-aimants en forme de E

Cette technique conduit à une meilleure protection mécanique et magnétique (flux de fuite) du bobinage.

II-6-3-3 Les électro-aimants cylindriques

Réalisés de deux façons différentes Figure. II. 15:

(a) armature plate ;

(b) armature plongeant

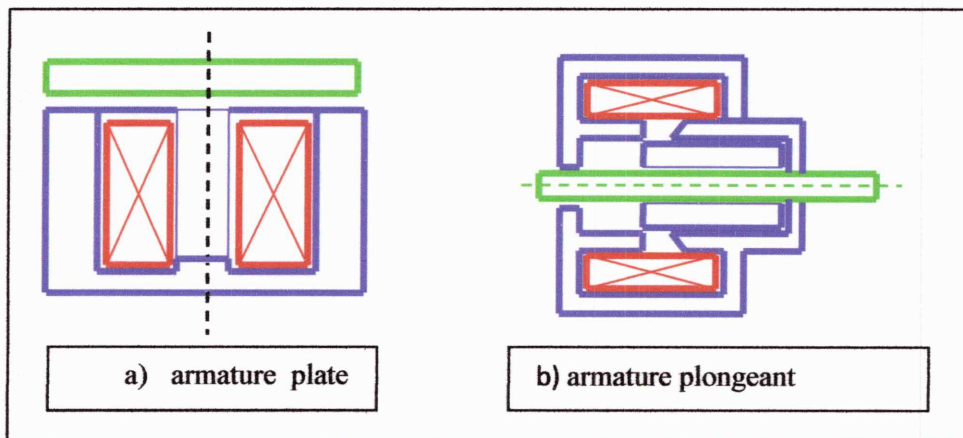


Figure. II.15. Electro-aimants cylindriques

II-7 Conclusion

Nous avons vu dans ce chapitre, que les circuits magnétiques peuvent être décrits par analogie avec les circuits électriques. La principale difficulté réside dans la détermination des différentes perméances ou réluctances. Celles-ci impliquent en effet la connaissance de la distribution des lignes de champ ou les tubes de flux magnétiques. Les exemples présentés – notamment les actionneurs sous leurs différentes formes- illustrent la méthodologie de concevoir les modèles à base des réluctances.

Au troisième chapitre, on va se concentrer à l'étude d'un système de lévitation magnétique en s'appuyant sur ces méthodes pour pouvoir observer son comportement électromécanique puis nous validons avec des approches numériques utilisant Flux2D.

Chapitre III

Etude des systèmes électromécanique de train à lévitation

III-1 Introduction

Dans ce chapitre, nous allons essayer d'appliquer les principes des calculs indiqués aux chapitres précédents. Il s'agit d'étudier un système électromagnétique connu d'être utilisé dans les trains à lévitation magnétique. Ce dernier système, sera traité en détail par les réseaux de perméances et par les éléments finis, pour but de prédire les forces mises en jeu et qui permettent de connaître le vrai fonctionnement. Un autre système de sustentation, semblable à un cas d'étude de la première partie, sera étudié de façon dynamique pour pouvoir suivre même la variation des grandeurs lors des déplacements en considérant les lois des mouvements en physique.

III-2 Etude d'un rail de train

Les systèmes à lévitation électromagnétiques guidés sont couramment utilisés dans le domaine du transport, les véhicules particuliers, les paliers ...etc. Dans le cas des faibles vitesses, la lévitation électromagnétique (trains) offre l'avantage d'un mouvement très silencieux avec moins d'entretien. Dans le monde il ya en fait deux systèmes de lévitation à faible vitesse : l' HSST japonais [6], [7] et l'anglais BAMS (Birmingham système de lévitation magnétique aéroport [8]).

Dans ces deux trains à lévitation magnétique la force d'orientation nécessaire pour maintenir les véhicules sur les rails est obtenue grâce à des formes particulières de rails et d'un placement intelligent des électro-aimants par rapport aux rails [9].

Dans ce qui suit, on présentera un modèle magnétique simple pour l'étude des forces de lévitation et d'orientation produit par un électro-aimant couplé avec un rail de fer. Les formes prises en considération peuvent mieux se référer à la HSST japonais que le BAMS anglais. Nous traitons également l'étude de la force d'orientation dans le cas d'un déplacement horizontale. La forme du rail est important, tout d'abord et afin d'obtenir la force de lévitation et de guidage, nous devons présenter les modèles de rails différents mais tout en gardant le même électro-aimant.

Dans le cas d'un rail plat plus grand que l'électroaimant, il y aura seulement une force de lévitation. Le modèle est montré en Figure. III. 1.

La force de guidage aura sa parole, si les rails sont étroits comme le montre la Figure. III. 2.

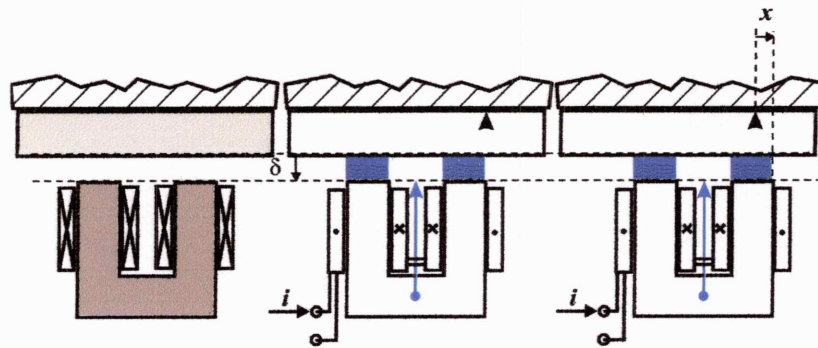


Figure. III. 1. Configuration avec un rail plat et large.

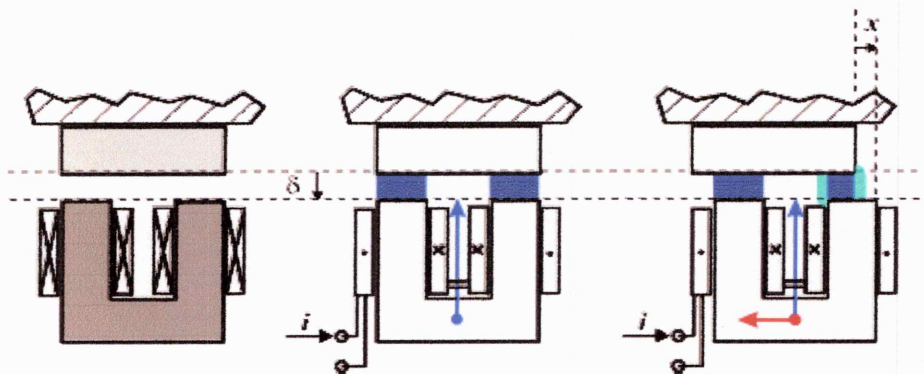


Figure. III. 2. Configuration avec un rail plat et étroit.

Autres formes particulières à traiter, c'est la forme de U, comme le montre la figure 3.

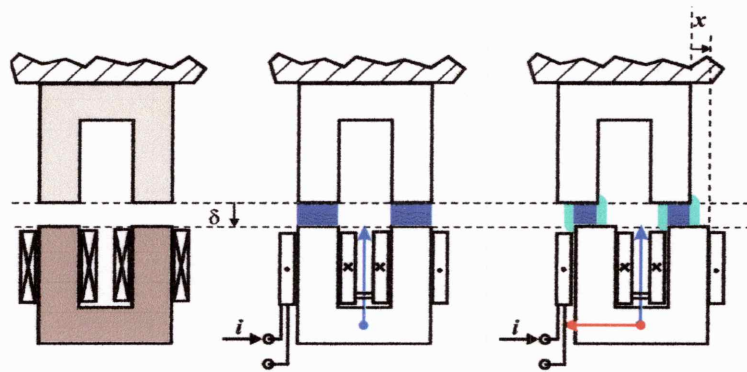


Figure. III. 3. Configuration avec un rail de forme de U.

III-3 Modèles Mathématique

Ce qui nous intéresse vraiment est d'aboutir à un modèle mathématique qui nous donne une relation entre les variables important, qui doivent être [10]:

- i : le courant circulant dans les bobines
- x : la position latérale de l'électro-aimant
- δ : l'entrefer entre l'électro-aimant et le rail

- F_{LEV} : la force de lévitation
- F_{GUID} : la force d'orientation

Pour que le modèle soit complet, il nous faut prendre en considération les flux de fuite, de dispersion et les effets de Frange. Une chose qui sera vraiment très dur par les réseaux de perméances mais facilement réalisable en éléments finis. Pour cette raison nous commençant par un modèle analytique en se basant sur le calcul des forces et des perméances et après nous traitons le même problème par éléments finis.

Dans une première étape, le problème sera considérablement simplifié. Par la suite, les principales hypothèses seront levées, de façon à mettre en évidence leur influence.

Pour tous les cas, les hypothèses suivantes seront toujours adoptées :

- La force électromagnétique d'attraction est appliquée au centre de gravité de l'inducteur.
- La résistivité de fer (électro-aimant et plaque) est infinie ;
- L'effet de l'hystérésis est négligeable ;
- On néglige le phénomène de saturation du fer.
- Les caractéristiques magnétiques de l'électro-aimant et de la plaque sont admises identique.

III-3-a Modèle analytique

Nous tenons à créer un modèle magnétique simple, afin de simplifier les calculs de forces statiques et les simulations dynamiques. Dans ce dernier, la perméance de l'entrefer dépendra des déplacements, dans notre cas :

$$P_{AIRGAB} = P_{AIRGAB}(\delta, x) \quad (III-1)$$

L'énergie magnétique du circuit sera une fonction de deux coordonnées et du courant circulant dans les bobines :

$$L(\delta, x) = N^2 P_{AIRGAB}(\delta, x) \iff L(\delta, x) \rightarrow e(x, \delta) = \frac{1}{2} L(\delta, x) i^2 \quad (III-2)$$

$L(x, \delta)$: Inductance .

Donc, nous pouvons calculer la lévitation verticale et la force de guidage horizontale, avec la considération des courants constants:

$$f_{LEF}(i, \delta, x) = \frac{1}{2} \left[\frac{\partial}{\partial \delta} L(\delta, x) \right] i^2 \quad (III-3)$$

$$f_{GUID}(i, \delta, x) = \frac{1}{2} \left[\frac{\partial}{\partial x} L(\delta, x) \right] i^2 \quad (\text{III-4})$$

Comme nous avons déjà évoqué, un modèle simple été pris en compte pour le calcul des forces. Nous négligeons tous types de flux de fuites. Nous assumons que le flux magnétique dans l'entrefer est à distribution constante. Les variations, sont considérées uniquement pour les déplacements verticaux ou horizontaux Figure. III. 4.

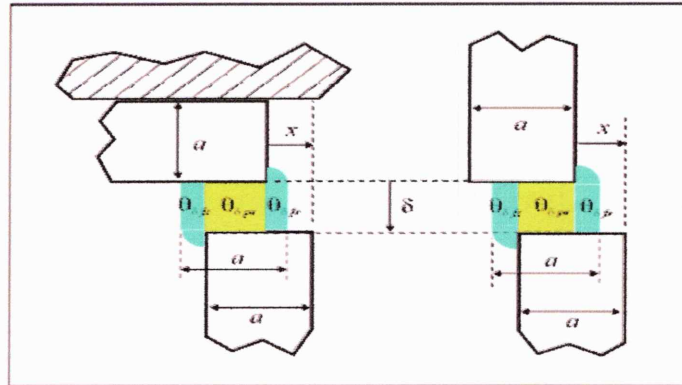


Figure. III. 4. Représentation des zones de calcul de perméances

Comme montré en Figure. III. 4, dans le cas des rails large, seulement un changement d'entrefer est considéré. Par contre, dans les formes en U, les changements sont sur les deux épanouissements des pièces ferromagnétiques, qui permettront d'avoir des forces de guidage plus importantes.

En premier lieu, nous écrivons les expressions des perméances pour un système à rail plat ainsi [5] :

$$P_{ED}(x, \delta) = \mu_0 \left[\frac{a-x}{\delta} + \frac{4}{\pi} \ln \left(1 + \frac{\pi x}{4\delta} \right) \right] l \quad (\text{III-5})$$

$$P_{ED}(x, \delta) = \mu_0 \frac{al}{\delta} \quad x \geq 0 \quad (\text{III-6})$$

Par contre les expressions des perméances concernant la forme en U, sont :

$$P(x, \delta) = \mu_0 \left[\frac{a-x}{\delta} + \frac{4}{\pi} \ln \left(1 + \frac{\pi x}{4\delta} \right) \right] l \quad x \geq 0 \quad (\text{III-7})$$

À cause de la symétrie des deux entrefers, le calcul des inductances, de l'énergie et des forces est simple. Don écrivant les expressions des inductances, nous aurons :

$$L(x, \delta) = N^2 \frac{1}{2} \mu_0 \left[\frac{a-x}{\delta} + \frac{4}{\pi} \ln\left(1 + \frac{\pi x}{4\delta}\right) \right] l \quad (\text{III-8})$$

Donc les valeurs de forces seront données comme suit :

$$f_{LEV}(x, \delta, i) = \frac{1}{4} N^2 \mu_0 \left[-\frac{(a-x)}{\delta^2} - \frac{4x}{4\delta^2 + \pi\delta x} \right] l i^2 \quad (\text{III-9})$$

$$f_{GUID}(x, \delta, i) = \frac{1}{4} N \mu_0 \left[-\frac{1}{\delta} + \frac{4x}{4\delta + \pi x} \right] l i^2 \quad (\text{III-10})$$

Il est facile de vérifier que, dans le cas où $x = 0$, la force de lévitation est la même pour les deux topologies (plat et en forme de U) aussi la force de guidage est nulle.

III-4 Prototype à étudier

III-4-1 Rail plat

Le prototype à étudier est composé d'un noyau de fer avec deux enroulements de 187 spires connectés en série. Cet électro-aimant a un poids total de 80 kg et le rail (partie induite) est de 160 kg. Dans ces conditions, l'alimentation des bobines doit être assurée par un courant nominal d'environ 40 A. L'électro-aimant doit dans ce cas garder la force de lévitation nominale qui peut supporter des poids d'environ 240 kg. Les dimensions sont données en Figure. II. 5.

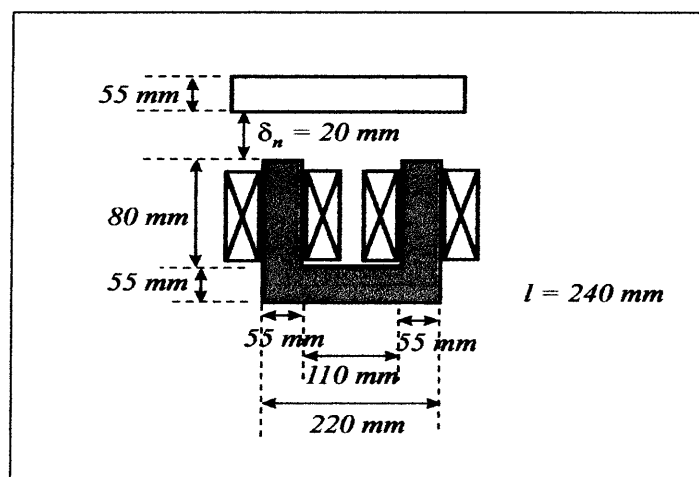


Figure. III. 5. Système d'études

Par le biais des expressions analytiques, notamment celle de l'inductance. Nous pourrions tracer l'inductance suivant des déplacements horizontaux dans le plan XY. Ce calcul a pour but d'être comparé à la référence [10]

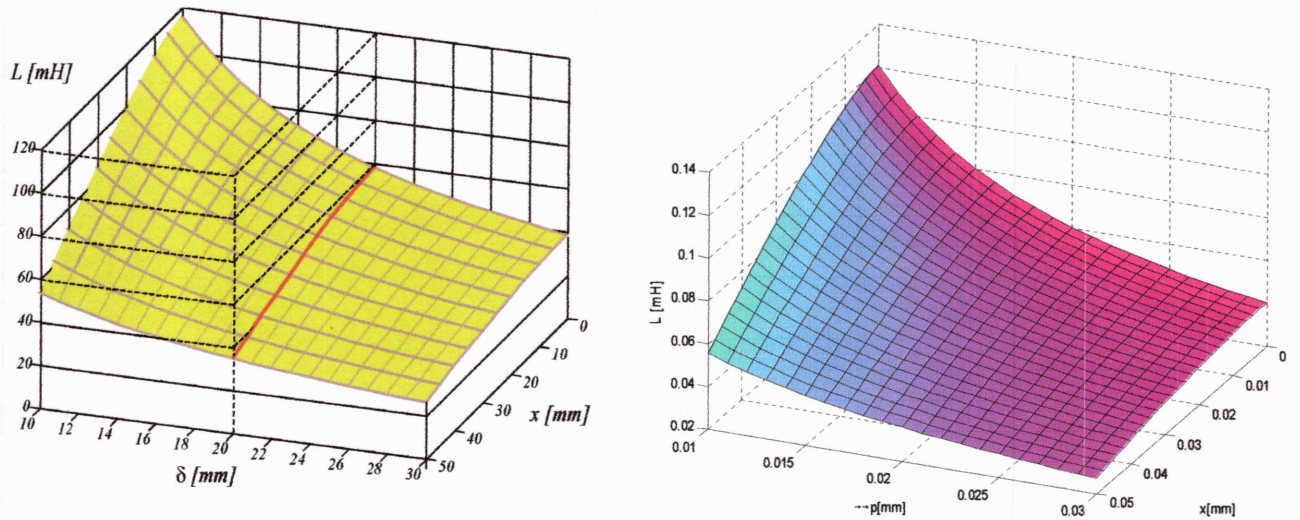


Figure. III. 6. Traçage de l'inductance

Les résultats obtenus, sont réalisés totalement sous le logiciel Flux de CEDRAT. Nous avons appris les étapes de la création de la géométrie, du maillage et d'affectation des propriétés physiques. Le premier résultat concerne les lignes de l'induction et du potentiel vecteur magnétique sur toutes les régions dont les valeurs maximales est d'environ 345×10^{-6} (Figure. III. 7).

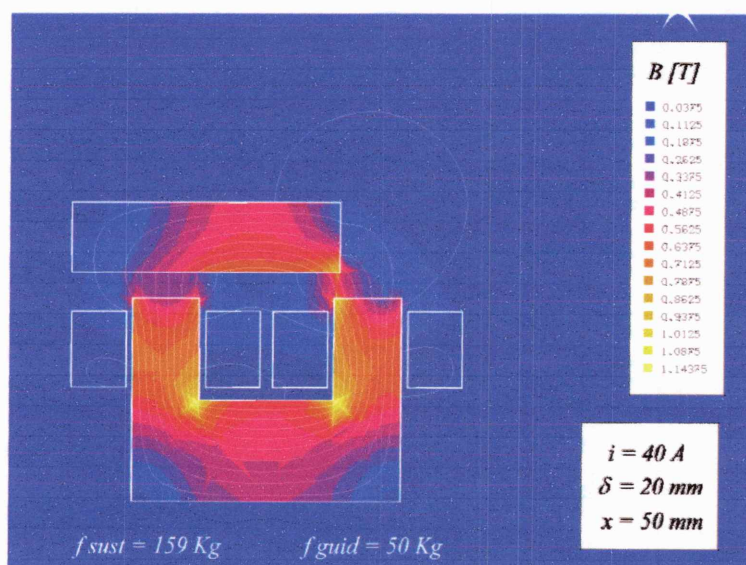


Figure. III. 7. Lignes d'Induction B

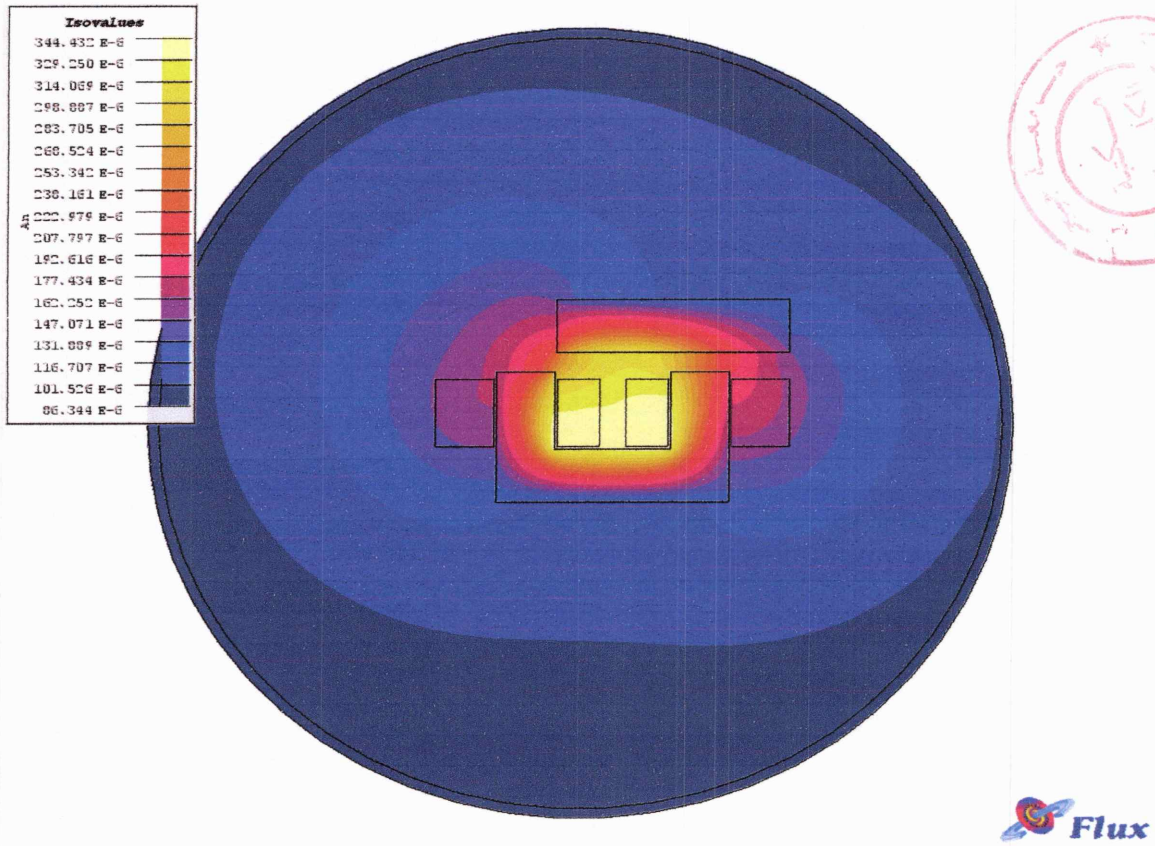


Figure. III. 8. Lignes de potentiel vecteur A

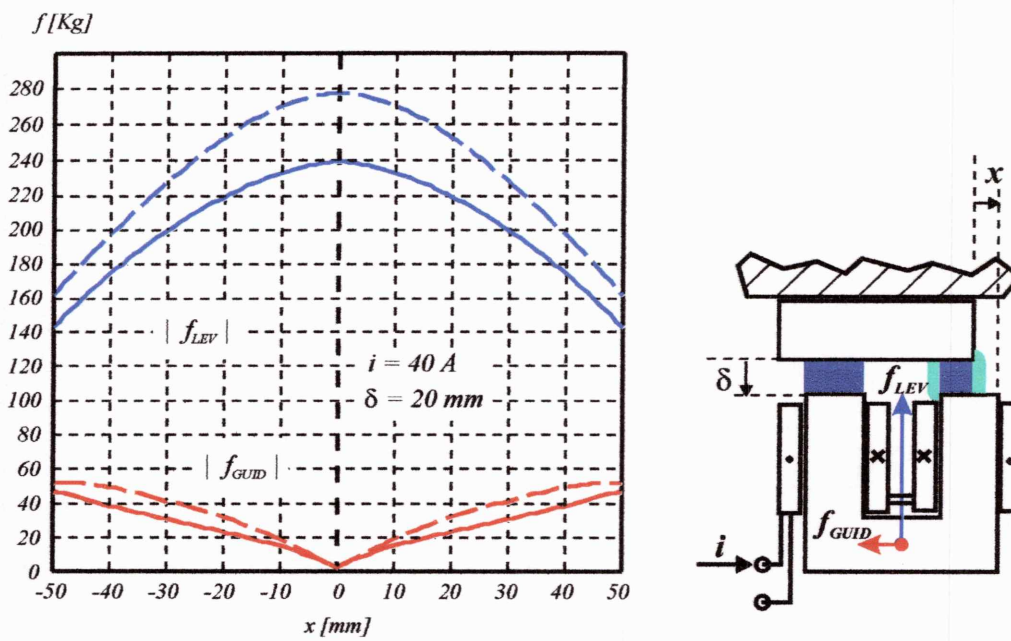


Figure. III. 9. Calcul des forces pour un déplacement horizontale [10]

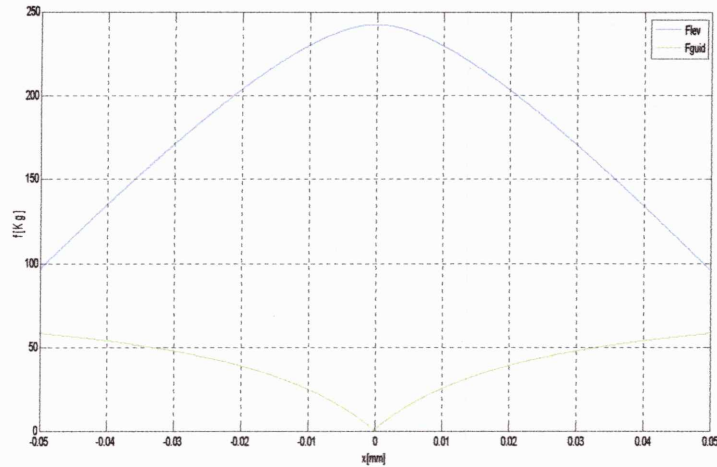


Figure. III. 10. Calcul des forces pour un déplacement horizontal

Les premiers résultats de calcul de forces sont faits pour des déplacements horizontaux de la partie mobile. Les forces de lévitation et de guidage sont tracées en modules, la force de lévitation est maximale au centre tandis que les forces latérales sont nulles au centre et augmentent en s'éloignant Figure. III. 10.

Une autre manière d'observer les performances du système est de maintenir la force de lévitation constante, dans ces conditions, il y aura une influence majeure des paramètres physiques et géométriques. Les courants eux aussi augmentent, avec également les forces de rappels F_{GUID} .

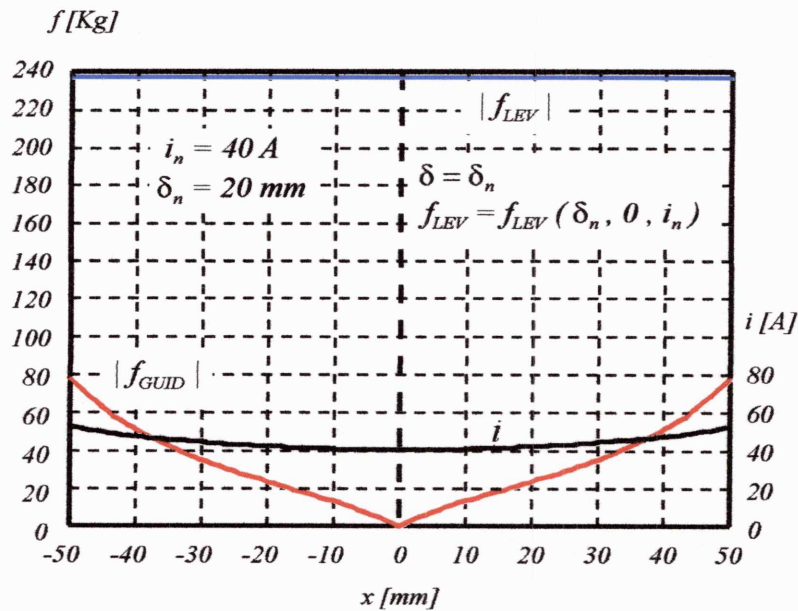


Figure. III. 11. Force en fonction du déplacement pour un courant constant [5]

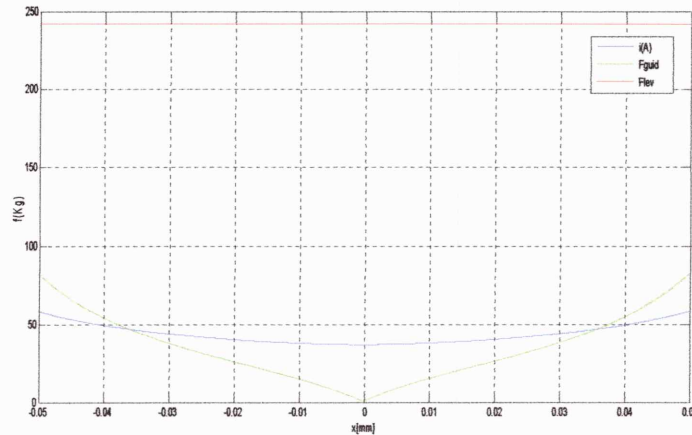


Figure. III. 12. Force en fonction du déplacement pour un courant constant

NB : Dans toutes les courbes mentionnées, les forces sont exprimées en Kg au lieu du Newton. Il s'agit des poids à soulever (multiplication par 10 (la gravité))

III-4-2 Rail sous forme de U

Dans cette deuxième application, on change la forme de rail en U. les mêmes calculs seront faites en magnétostatique permettant de tracer l'induction magnétique

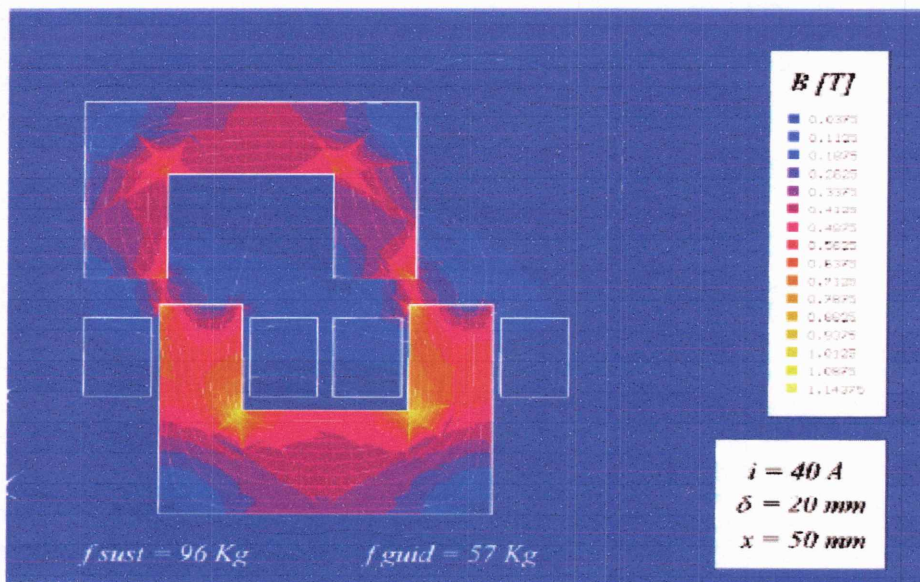


Figure. III. 13. Induction magnétique B

La même chose pour le calcul des forces en fixant la valeur du courant à 40 A. les allures des forces sont semblables mais ils sont un peu différents, car les forces de guidage pour les formes en U sont plus importantes

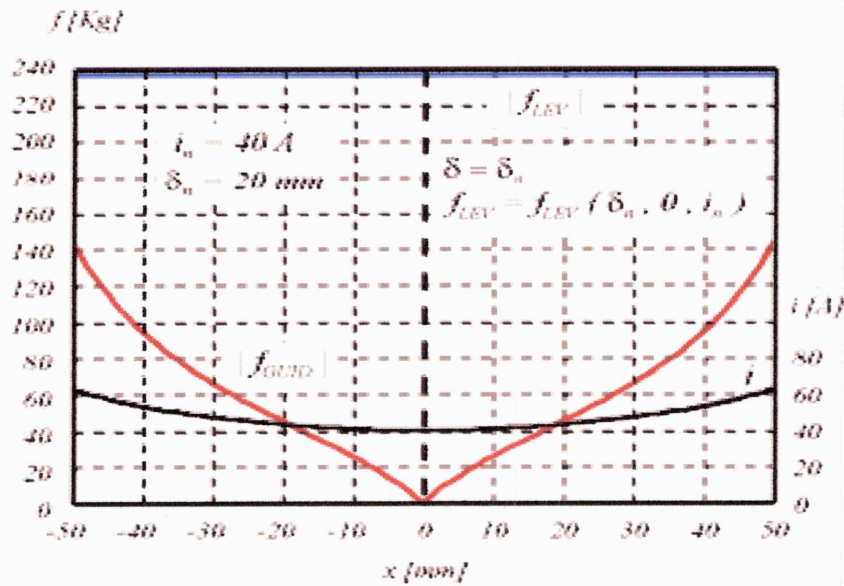


Figure. III. 14. Force en fonction du déplacement pour un courant constant (Forme U [10])

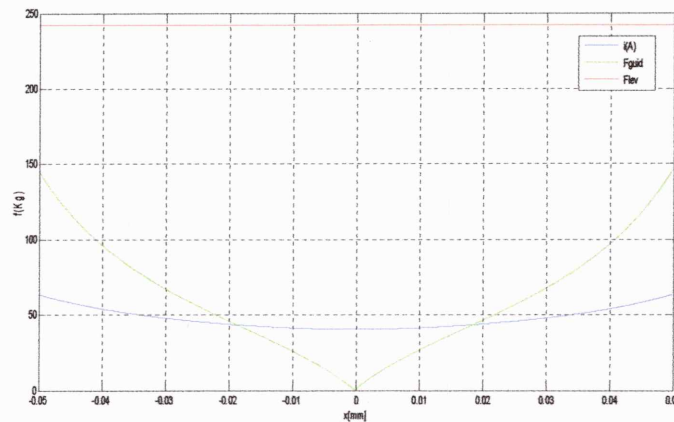


Figure. III. 15. Force en fonction du déplacement pour un courant constant forme de U

En jouant sur différentes valeurs d'entrefer, nous pouvons constater des écarts pour les forces de rappel ou de guidage. Une chose évidente car pour des entrefers importants les forces sont moins importantes et nécessitent des systèmes de commande fiables pour réussir la stabilité. Encore, pour but de valider nos résultats nous comparons toujours à la même référence [10].

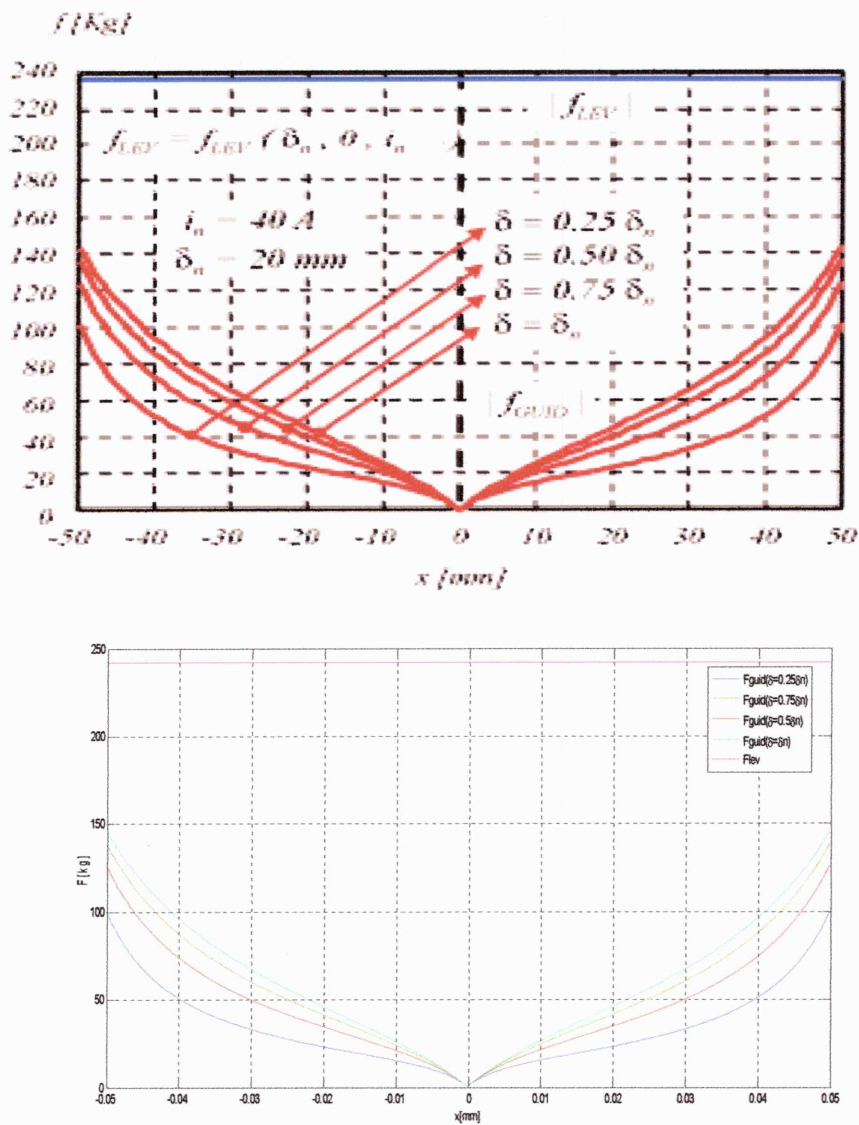


Figure. III. 16. Module de la force d'orientation pour différentes valeurs d'entrefer

a- Résultats de la référence [10]

b- Nos résultats

III-5 Etude d'un système de sustentation magnétique (inducteur sous forme de U)

Le système est semblable à ceux étudiés en première partie, sauf que l'inducteur est de forme de U. En réalité c'est prototype de lévitation réalisé à l'EPFL de Lausanne par [11], Figure. III. 17.

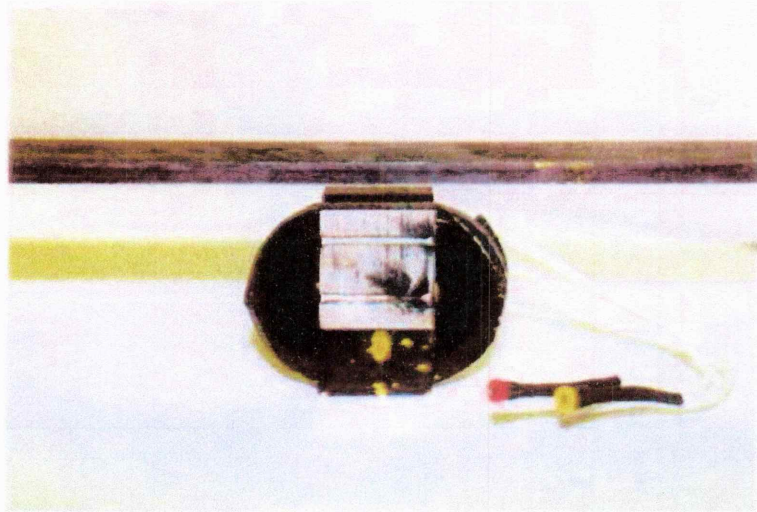


Figure. III. 17. Inducteur de sustentation magnétique en forme de U

[6] dans son travail, a représenté les irrégularités du rail par la variation x_r de référentiel absolu qui sera prise en compte comme une perturbation lors de la modélisation

Une autre perturbation agit sur l'inducteur. Il s'agit d'une force externe dont l'origine dépend de l'environnement dans lequel se trouve l'inducteur. Cette perturbation peut être de nature aérodynamique dans le cas d'un véhicule en sustentation magnétique Figure. III. 18. a .

La Figure. III. 18. b, montre une vue de face de l'inducteur dans le cas où la force de perturbation agit latéralement. Il en résulte un décalage par rapport au rail qui doit être aussi pris en compte lors de la modélisation.

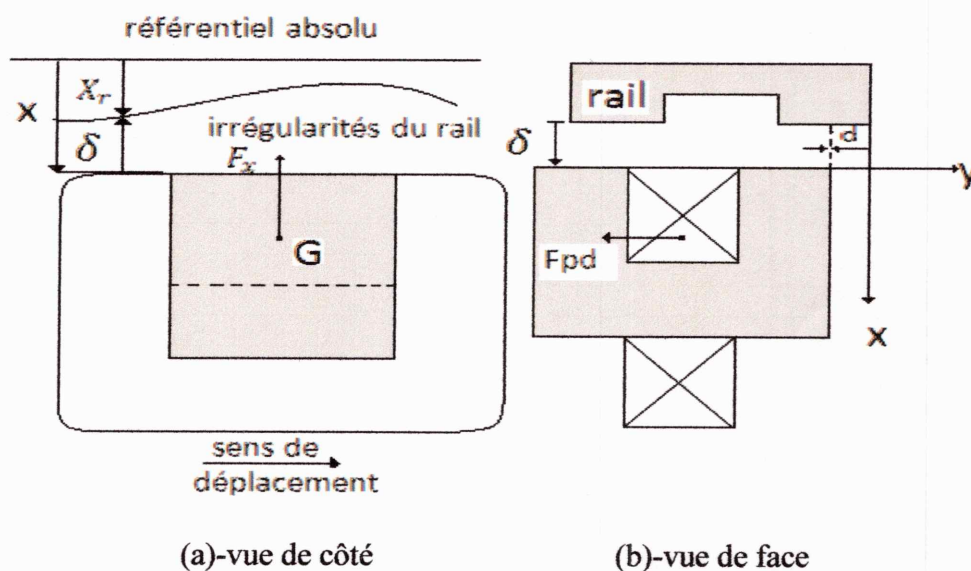


Figure. III. 18. Inducteur de sustentation magnétique, référentiels et notations.

III-5-1 Modélisation analytique des forces par la méthode de la dérivée de l'énergie magnétique

La modélisation par la méthode de la dérivée de l'énergie magnétique nécessite l'établissement d'un schéma magnétique équivalent de l'inducteur. Ceci se fait aisément par la décomposition du circuit magnétique en plusieurs perméances montées en série ou en parallèle (voir le premier et le deuxième chapitre).

Compte tenue de ces hypothèses évoquées au début de chapitre, on obtient le schéma magnétique équivalent simplifié de la Figure. III. 19.

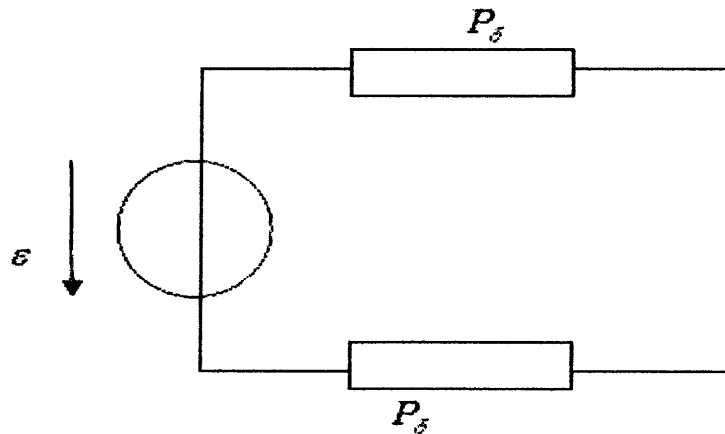


Figure. III. 19. Schéma magnétique équivalent dans le cas simplifié

La perméance $P(\delta)$ pour expression :

$$P(\delta) = \frac{\mu_0 a l_i}{\delta} \quad (\text{III-11})$$

- δ : l'entrefer.
- P : la perméance.
- μ_0 : la perméabilité du vide ($4\pi 10^{-7} \text{ Vs} / \text{Am}$)
- a : la largeur d'un pôle de l'inducteur.
- l_i : la longueur de l'inducteur

III-5-1-1 Equations électriques

Le bobinage de l'inducteur se caractérise par une résistance R et par une inductance dont la valeur dépend de l'entrefer δ . On a donc le schéma électrique de la Figure. III. 20.

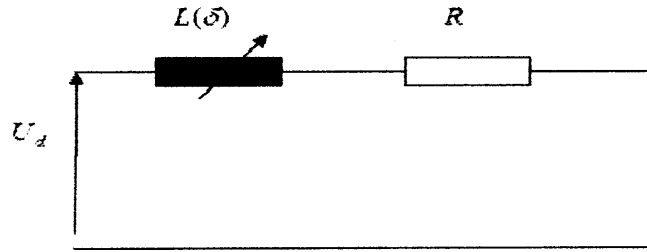


Figure. III. 20. Schéma électrique de l'inducteur

L'inductance de bobinage dépend de l'entrefer selon la relation suivante :

$$L(\delta) = \frac{1}{2} N^2 P(\delta) \tag{III-12}$$

- N : le nombre de spire de la bobine.

L'inductance de la bobine au point de fonctionnement nominal est donnée par

$$L_n = \frac{N^2 \mu_0 a l_i}{2 \delta_n} \tag{III-13}$$

Où δ_n est l'entrefer nominal. Les relations (III-12) à (III-13) permettent d'établir l'expression de l'inductance en fonction de l'entrefer.

$$L(\delta) = L_n \left(\frac{\delta_n}{\delta} \right) \tag{III-14}$$

Si l'on tient compte d'un décalage entre le rail et l'inducteur, il faut remplacer dans l'équation (III-11) par $(a - |d|)$ qui représente la surface efficace entre le pôle de l'inducteur et le rail. L'inductance de la bobine s'écrira alors :

$$L(\delta, d) = L_n \left(\frac{\delta_n}{\delta} \right) \left(1 - \frac{d}{a} \right) \tag{III-15}$$

L'équation de tension est donnée par :

$$U_d = Ri + \frac{d}{dt} [L(\delta, d)i] \tag{III-16}$$

$$U_d = Ri + L(\delta, d) \frac{di}{dt} + i \left(\frac{\partial L(\delta, d)}{\partial \delta} \frac{\partial \delta}{dt} + \frac{\partial L(\delta, d)}{\partial d} \frac{\partial d}{dt} \right) \tag{III-17}$$

Pour un décalage : $d = 0$

On obtient :

$$U_d = Ri + \frac{d}{dt}[L(\delta)i] \quad (\text{III-18})$$

$$U_d = Ri + L(\delta)\frac{di}{dt} + i\left(\frac{\partial L(\delta)}{\partial \delta}\frac{\partial \delta}{dt}\right) \quad (\text{III-19})$$

$$\frac{di}{dt} = \frac{U_d - Ri}{L_n} \frac{\delta}{\delta_n} + \frac{i}{\delta} \frac{d\delta}{dt} \quad (\text{III-20})$$

La tension aux bornes du circuit électrique se décompose en trois termes caractéristiques :

- Ri : la chute de tension Ohmique.
- $L(\delta)\frac{di}{dt}$: la tension induite associée à la variation de courant dans les différents circuits, ou tension de transformation.
- $i\left(\frac{\partial L(\delta)}{\partial \delta}\frac{\partial \delta}{dt}\right)$: la tension induite de mouvement.

III-5-1-2 Equations mécaniques

Dans un cadre de prédimensionnement, la modélisation du domaine mécanique des actionneurs électromagnétiques ne demande pas d'effort particulier. Nous écrivons simplement les équations de la mécanique classique, on obtient selon la définition des référentiels à la Figure. III. 2. a l'équation de mouvement qui est donnée par :

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = -F_x + mg \quad (\text{III-21})$$

Où x est l'axe de déplacement selon lequel la force électromagnétique est appliquée.

- F_x : la force électromagnétique verticale.

La force électromagnétique se calcule par la dérivée de l'énergie magnétique selon la relation générale suivante :

$$F_{el} = \frac{1}{2} \frac{dL}{dx} i^2 \quad (\text{III-22})$$

En remplaçant L dans (III-22) par l'expression (III-14), on obtient respectivement pour les forces latérale et verticale, les expressions suivantes :

$$F_y = -\text{sign}(d) \frac{1}{2} \frac{L_n}{a} \frac{\delta_n}{\delta} i^2 \quad (\text{III-23})$$

La force latérale F_y est constante pour un entrefer donné et s'oppose au décalage. C'est ce qu'on appelle la force de guidage naturelle, qui a pour effet de centrer l'inducteur sur le rail. En réalité la force de guidage naturelle dépend du décalage d ceci est dû aux hypothèses restrictives de départ où les flux de franges sont négligés.

$$F_x = -\frac{1}{2} L_n \delta_n \left(1 - \frac{|d|}{a}\right) \left(\frac{i}{\delta}\right)^2 \quad (\text{III-24})$$

Pour $d = 0$

$$F_x = -\frac{1}{2} L_n \delta_n \left(\frac{i}{\delta}\right)^2 \quad (\text{III-25})$$

En remplaçant F_x dans l'équation précédente on obtient :

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\frac{1}{2m} L_n \delta_n \left(\frac{i}{\delta}\right)^2 + g \quad (\text{III-26})$$

Où :

- m : la masse de l'inducteur.
- g : l'accélération terrestre.
- F_{el} : la force électromagnétique de caractère réductant créée par l'interaction entre l'électro-aimant et la plaque.

Le rail n'est généralement pas une structure parfaitement lisse, mais présente certaines irrégularités. De la relation (III-20), on constate que la perturbation due à la dérivation du rail agit par rapport à sa dérivée sur le système si l'on note cette déviation par x_r (voire la Figure. III. 2. a), on aura :

$$\frac{d\delta}{dt} = \frac{dx}{dt} - \frac{dx_r}{dt} \quad (\text{III-27})$$

Où δ est l'entrefer, x est la distance entre l'inducteur et la référentiel absolu.

III-5-1-3 Vers un système d'état global couplé

Si l'on regroupe maintenant les équations (III-20), (III-26) et (III-27) on obtient alors, dans le Cas d'un mouvement de translation, le système d'état global de notre système :

$$\frac{di}{dt} = \frac{U_d - Ri}{L_n} \frac{\delta}{\delta_n} + \frac{i}{\delta} \frac{d\delta}{dt} \quad (\text{III-28})$$

$$\frac{d\delta}{dt} = \frac{dx}{dt} - \frac{dx_r}{dt} \quad (\text{III-29})$$

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\frac{1}{2m} L_n \delta_n \left(\frac{i}{\delta} \right)^2 + g \quad (\text{III-30})$$

Pour l'intégration, les conditions initiales correspondent à un courant nul, à une vitesse nulle, à une position de référence nulle (convention) et à une tension constante U. Il est à remarquer que la force verticale devient infinie lorsque la plaque est collée contre l'électro-aimant. Ceci est lié à la supposition d'une perméabilité du fer infinie. Pour ne pas aboutir à un paradoxe, on maintiendra un faible entrefer au collage. Lorsque cet entrefer limite est atteint, seule l'équation de tension induite subsiste :

$$U = Ri + L \frac{di}{dt} \quad (\text{III-31})$$

III-6 Simulation et interprétation

Pour la validation du modèle adopté pour l'électro-aimant, une simulation numérique a été effectuée à l'aide de MATLAB/SIMULINK (voir Annexe).

On remarque qu'à l'instant $t=0$, l'inducteur de sustentation magnétique est posé au sol à 1mm du rail. Le courant augmente dans le bobinage jusqu'au moment où la force électromagnétique est suffisante pour mettre l'inducteur en mouvement.

Les résultats sont comparés avec la référence [3] et ils sont représentés en Figure.III.21 jusqu'à Figure. III. 23

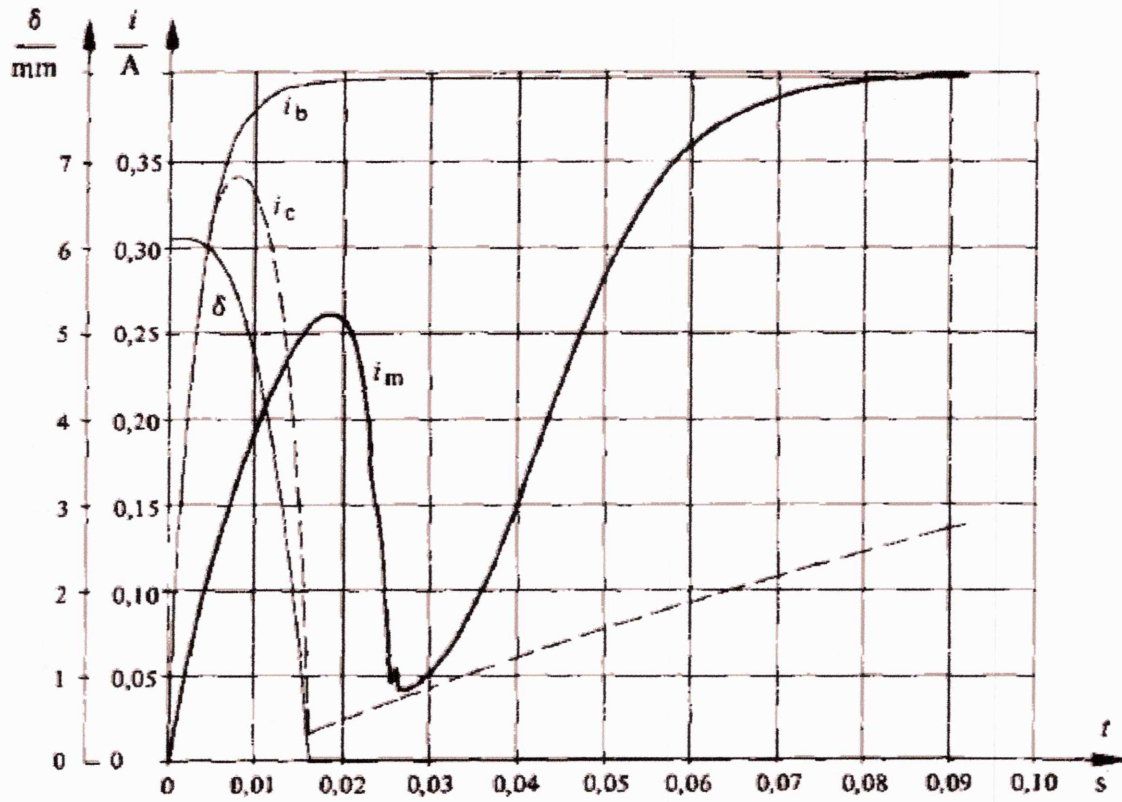


Figure. III. 21. (I_c = courant dynamique calculé; I_b = courant avec plaque bloquée; I_m = courant dynamique mesuré).

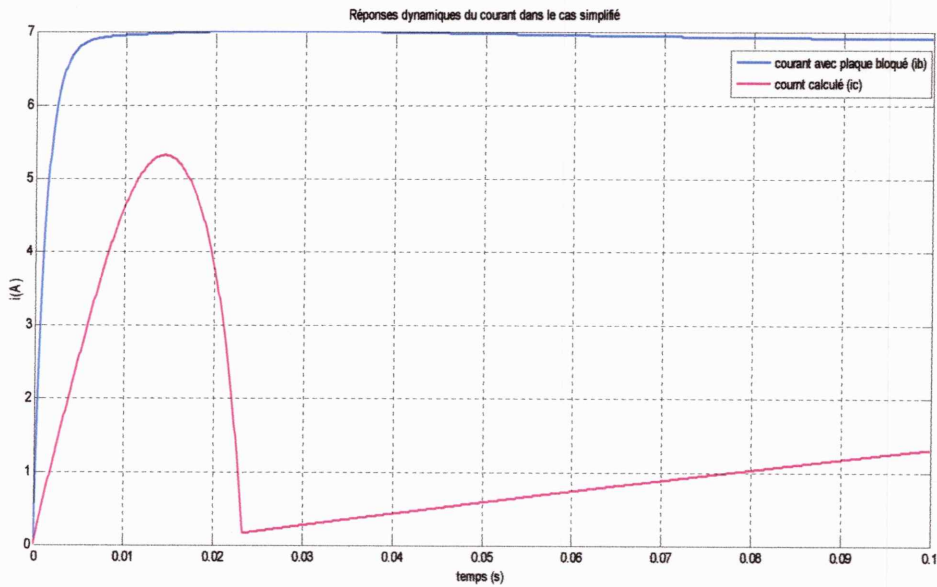


Figure. III. 22. Courants tracés sous Matlab: I_c = courant dynamique calculé; I_b = courant avec plaque bloquée;

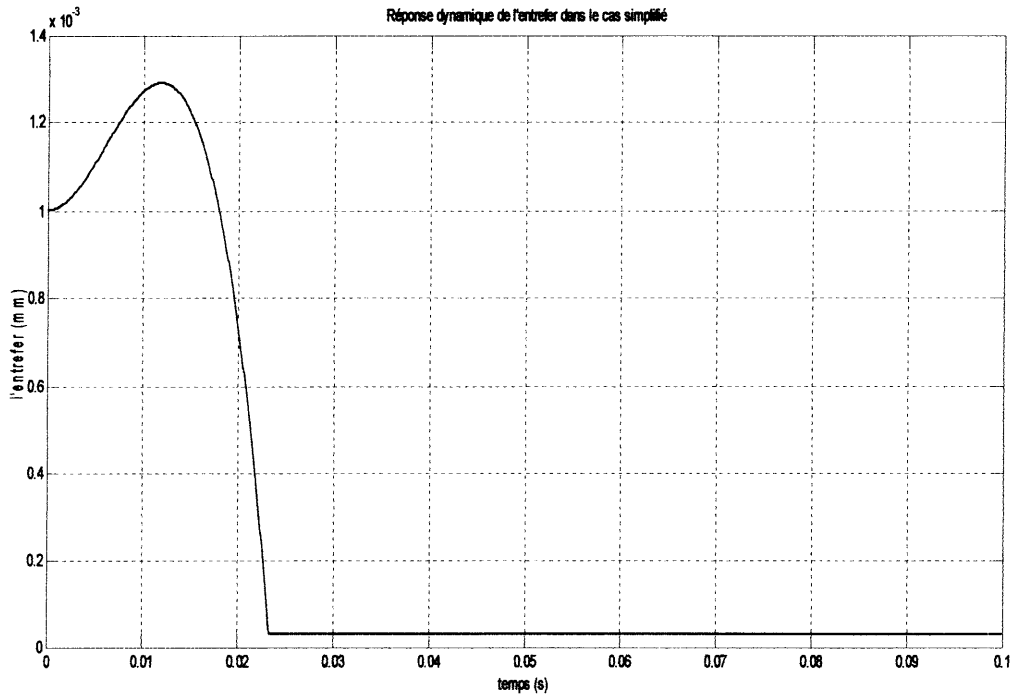


Fig. III. 23. Valeurs de l'entrefer lors du mouvement

III-7 Conclusion

Dans ce chapitre, des simulations ont été réalisées sur des électro-aimants utilisés pour les lévitations magnétiques et de guidage des trains. A la première partie, l'étude était menée en statique pour juger les performances traduites par les valeurs de forces de lévitation et de rappel, les résultats sont comparés avec des travaux réalisés en Suisse par D'arrigo [5] prouvant la bonne application des modèles soit par les réseaux de perméances ou par éléments finis.

Dans la deuxième partie, on a voulu simuler le mouvement dynamique de la partie mobile mais sans contrôle ou commande. Il s'agissait d'un collage de la partie mobile à l'inducteur après application de forces suffisantes. Ici même tous nos résultats étaient comparables à ceux de Jufer [3].

Dans le prochain chapitre, nous essayons d'élargir nos calculs sur différents électroaimants et discuter leurs performances.

Chapitre IV

*Etudes des performances de
quelques dispositifs
électromécaniques*

IV-1 Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons vu comment peut-on calculer les forces mises en jeu pour un système électromagnétique de lévitation. Ces forces étaient calculées par des approches analytiques et numériques.

Dans ce qui suit, nous allons considérer que l'approche numérique utilisant Flux 2D, mais ce qui nous intéresse vraiment est de comparer les performances de différent dispositifs largement utilisé en électrotechnique. Ce qui est à noter, c'est que les dispositifs à étudier sont en majorité de la référence [2]. Mais le problème principal, est vraiment les dimensions qui sont rares à acquérir. Donc, nous essayerons par la suite d'assurer des valeurs logiques en comparant à des prototypes connu ou bien de d'affecter des dimensions acceptables à d'autres.

IV-2 Electroaimant cylindrique à une seule bobine inductrice

Généralement ces types d'actionneurs sont appelés électro-aimants à noyaux plongeants. Dans ces derniers on recourt fréquemment à des circuits magnétiques de géométrie très étudiée. Le but est de réaliser une caractéristique de force en fonction de la position adaptée à l'application. Il s'agit également d'accroître la force résultante dans un volume donné. Dans la suite, nous verrons des formes différentes noyaux induits, surtout dans les zones de contact au niveau des entrefers (forme de V, formes plats....etc.)[2].

IV-2-1 Electroaimant à Induit sous forme de V

La forme de ce dernier est présentée en Figure. IV. 1, il est constitué d'une bobine et d'armature en fer. L'induit cylindrique est déformé de telle sorte qu'il forme un V avec l'armature.

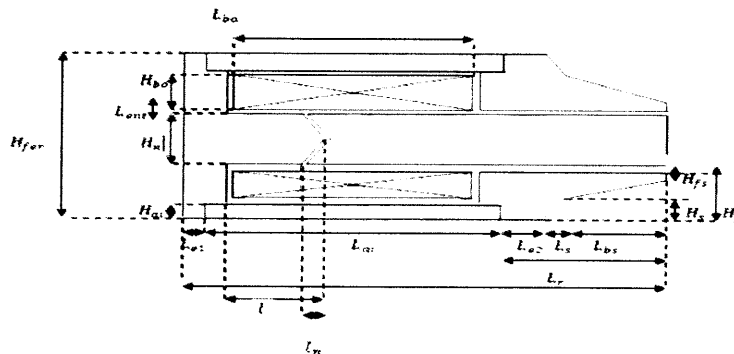


Figure. IV.1. Electroaimant à induit sous forme de V

Les paramètres géométriques ont les dimensions suivantes :

$$\begin{array}{llll}
 l = 30\text{mm} & l_s = 14\text{mm} & l_{ent} = 3\text{mm} & H_{bo} = 16\text{mm} \\
 l_{fer} = 200\text{mm} & l_{bs} = 40\text{mm} & H_n = 28\text{mm} & H_s = 18\text{mm} \\
 l_{bo} = 100\text{mm} & l_{e1} = 10\text{mm} & H_{fer} = 100\text{mm} & H_f = 33\text{mm} \\
 l_{ai} = 126\text{mm} & l_{e2} = l_{e1} & H_{ai} = 14\text{mm} & H_{fs} = 5\text{mm} \\
 l_n = 10\text{mm} & & &
 \end{array}$$

Lors du calcul, nous utilisons les étapes préliminaires et classiques des éléments finis. Commenant par les formulations qui sont les formulations en potentiel vecteur magnétostatique, puis nous traçons la géométrie en 2D avec une boîte d'air cylindrique. La troisième étape concernant la création du maillage que nous pouvons le faire avec un affinage maîtrisé sous le logiciel Flux2D.

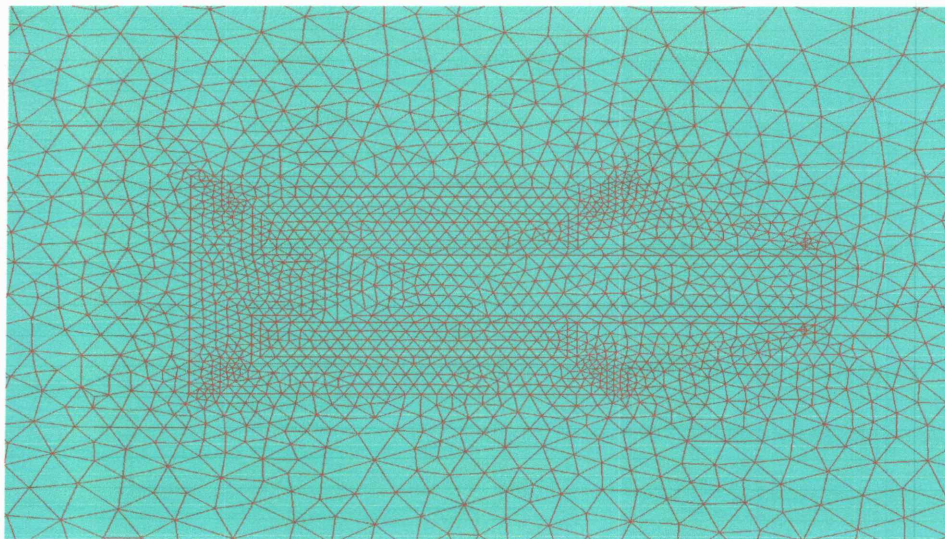


Figure. IV. 2. Maillage du dispositif

Après création du maillage, le logiciel nous a fourni les informations suivantes :

- Nombre d'éléments non évalués : 0 %
- Nombre d'éléments d'excellente qualité : 99.39 %
- Nombre d'éléments de bonne qualité : 0.54 %
- Nombre d'éléments de qualité moyenne : 0.07 %
- Nombre d'éléments de qualité médiocre : 0 %
- Nombre d'éléments anormaux : 0 %

Nous jugeons d'après ces détails du maillage que nous pouvons poursuivre les calculs en associant les propriétés physiques, tel que les perméabilités ($\mu_r \cong 2700$) et les densités de courant équivalent à des courants de (5 à 6 A). Le premier résultat concerne le potentiel vecteur tracé dans toutes les régions Figure. IV.3 et l'induction magnétique Figure. IV.4.

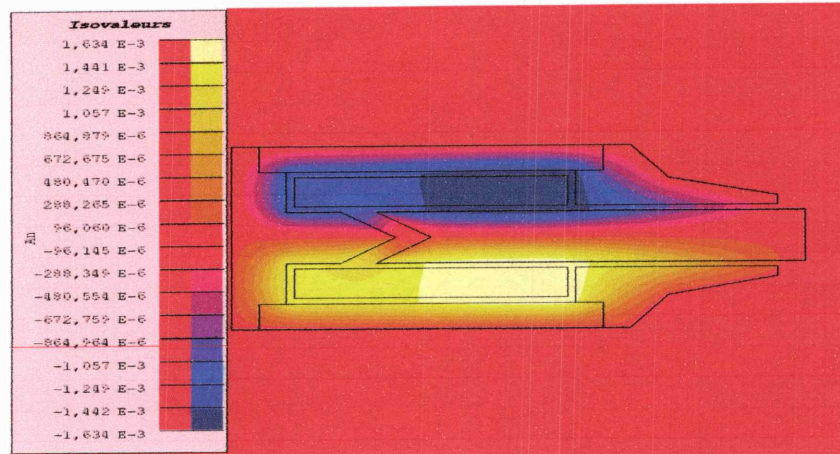


Figure. IV.3. lignes du potentiel vecteur magnétique

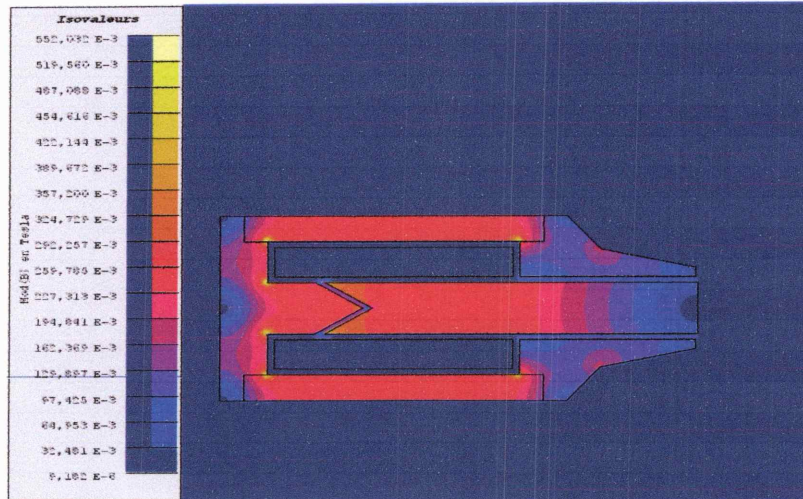
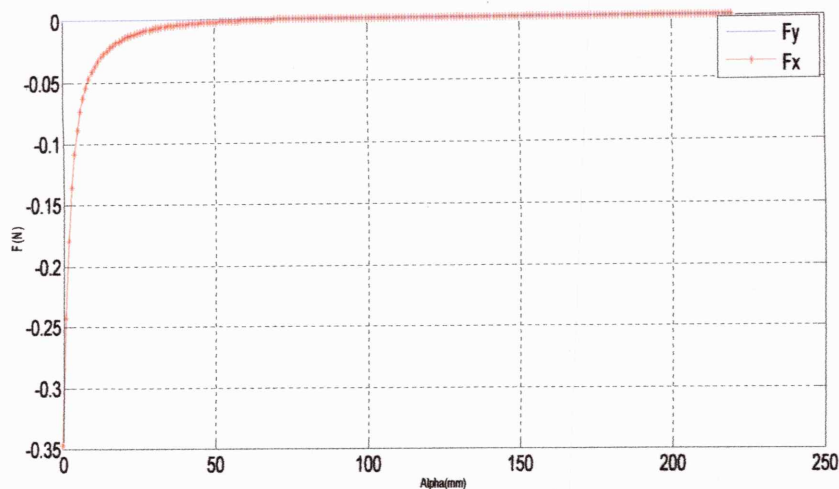


Figure. IV.4. lignes d'induction magnétique

Pour les considérations mécaniques nous avons besoin des forces qui agissent sur les parties mobiles uniquement. Les premiers résultats, montrent que la première composante de force F_x varie en éloignant la partie mobile et elle deviendra nulle dès que la partie mobile est complètement hors circuit magnétique Figure. IV. 5. Résultats logiques car l'entrefer devient énorme et le dispositif ne sentira pas la présence du noyau mobile. La force F_y à son tour est totalement nulle à cause de la symétrie du dispositif.

Figure. IV.5. forces F_x et F_y exercées sur la partie mobile.

F_x : (Valeur min= $-347.95e-3$, Valeur max= $-63.44e-12$)

F_y : (Valeur min= $-39.54e-6$, Valeur max= $35.96e-6$)

NB. Les valeurs de forces sont négative parce qu'elles sont en direction opposées aux axes de calculs. De cela les valeurs minimales sont les plus significantes, ou simplement nous pouvons considérer les valeurs absolues. Par exemple au collage (entrefer nul), la valeur de F_x est $347.95e-3$ N)

IV-2-2 Induit plat en bas

Le dispositif à induit plat est présenté en Figure. IV. 6.

L_{bc}

La différence par rapport au premier, est uniquement en bas du noyau où maintenant la forme est aplatie. Les dimensions sont globalement les mêmes. Le potentiel vecteur et l'induction magnétique sont tracés en Figure. IV.7 et IV.8.

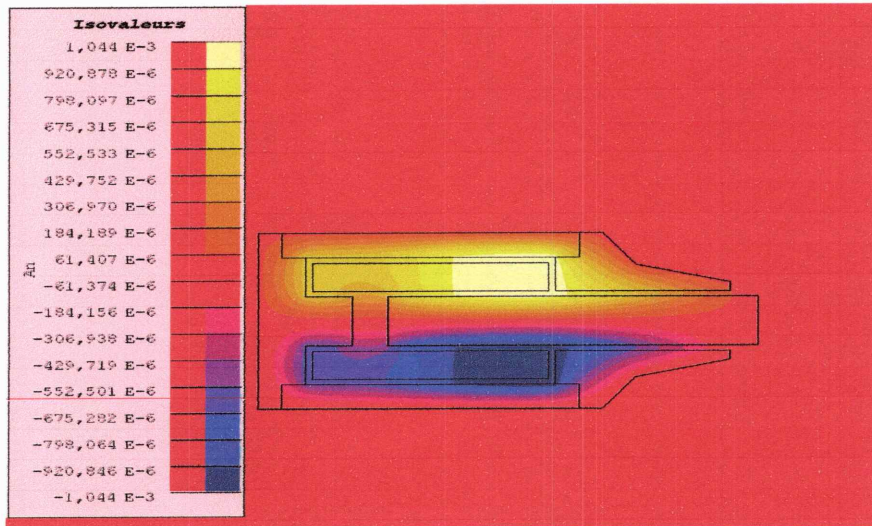


Figure. IV. 7. Potentiel vecteur magnétique

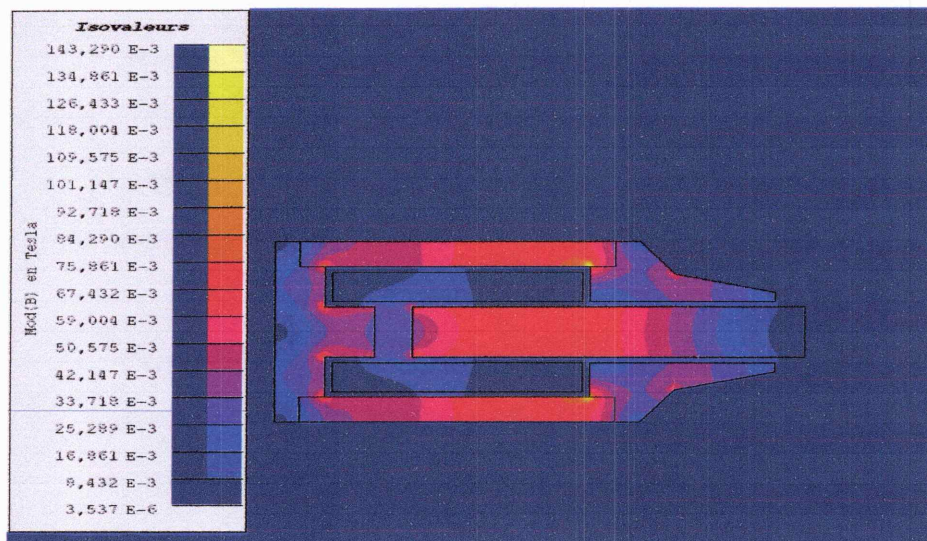


Figure. IV. 8. Induction magnétique

Pour les forces tracées, nous préférons uniquement les forces exercées sur la partie mobile Figure. IV. 9. La force F_x est toujours inversement proportionnelle à l'entrefer, mais sa valeur maximale en absolue est inférieure par rapport à celle du dispositif précédent (induit en V) ($|F_x| = 347.95e-3N$ pour la forme en V et $|F_x| = 200.75e-3N$ pour la forme aplatie). Cette différence est due à la surface d'échange qui est inférieure dans ce cas.

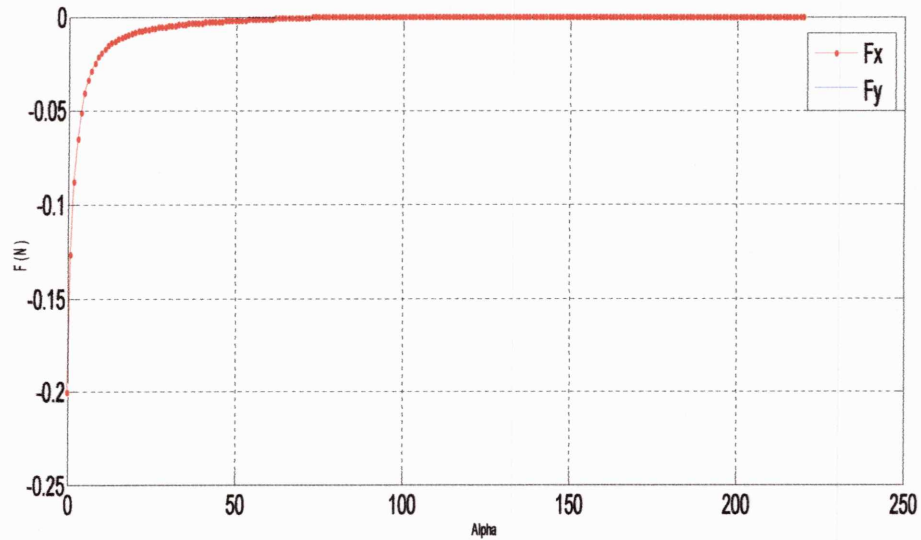


Figure. IV. 9. Courbes de forces sur la partie mobile

Fx: (Valeur min=-200.75e-3, Valeur max=-42.72e-12)

Fy: (Valeur min=-304.95e-6 , Valeur max=241.4e-6)

IV-2-3 Epanouissement de l'armature sous forme de U

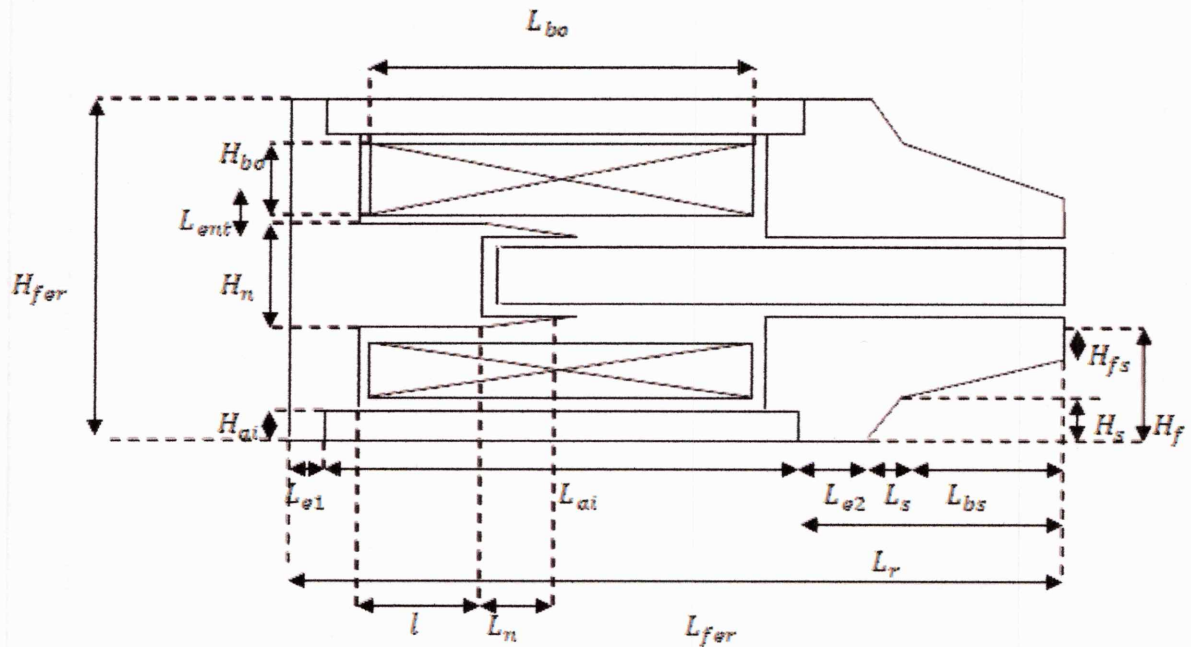


Figure. IV. 10. Dispositif à Epanouissement sous forme de U Ln=15mm

Pour pouvoir y arriver aux conclusions de façon douce, nous préférons montrer directement les courbes de forces sur la partie mobile Figure. IV. 11.

Ici encore la force F_x diminue en fonction du déplacement, mais en région à petit entrefer on voit un palier de valeurs presque fixes pour la force à cause de l'épanouissement de l'armature à cet endroit. En augmentant le creux de l'armature Figure. IV. 12 caractérisé par $L_n=15\text{mm}$, nous aurons un palier plus large de la force de rappel F_x au niveau de petit entrefer Figure. IV.13.

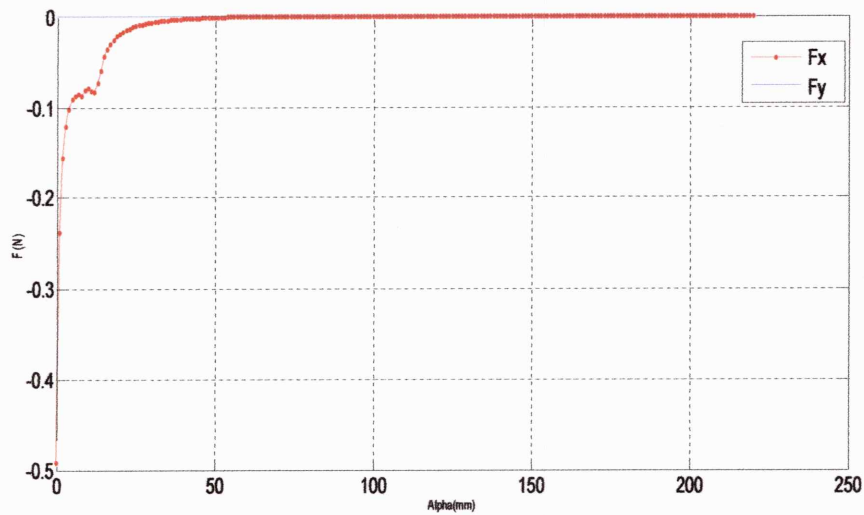


Figure. IV. 11. Force F_x et F_y pour $L_n=5\text{mm}$

F_x :(Valeur min= $-492.8\text{e-}3$, Valeur max= $-128.4\text{e-}12$)

F_y :(Valeur min= $-505.3\text{e-}6$, Valeur max= $2.6\text{e-}3$)

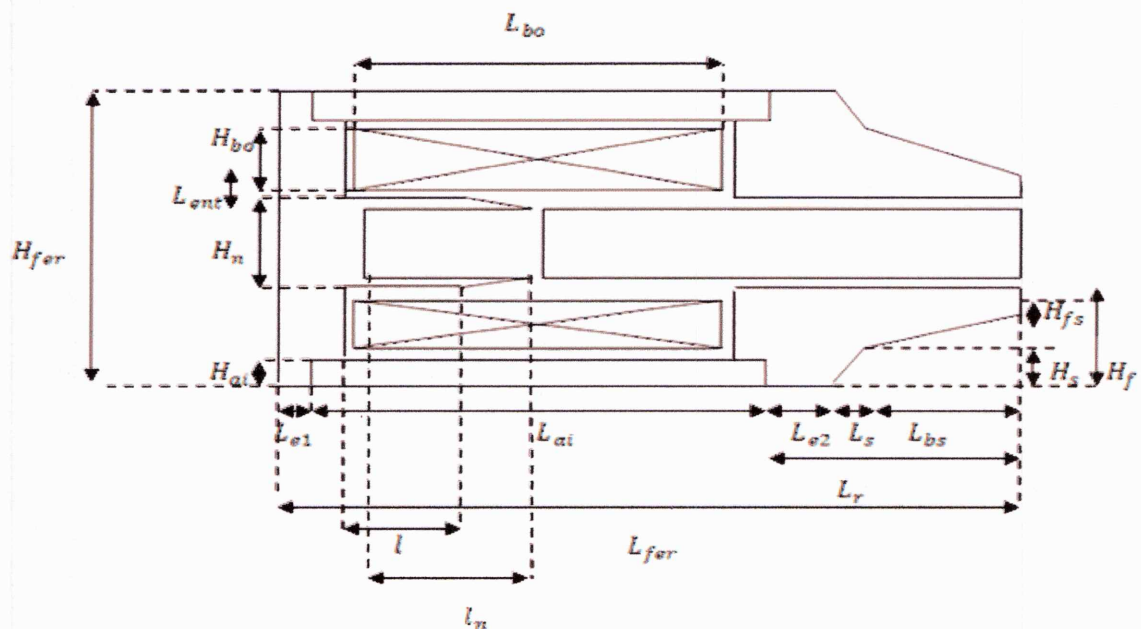


Figure. IV. 12. Dispositif à Epanouissement sous forme de U $L_n=22\text{mm}$

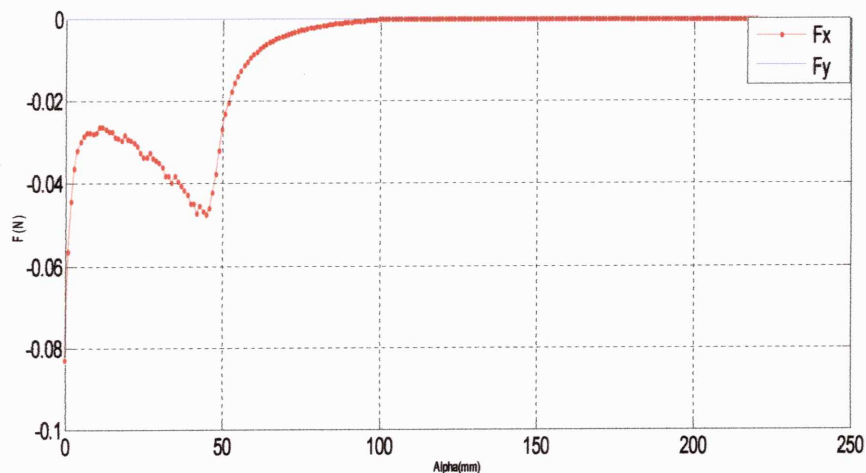


Figure. IV. 13. Force F_x et F_y pour un épanouissement important $L_n=22\text{mm}$

F_x : (Valeur min= $-82.87\text{e-}3$, Valeur max= $-296.99\text{e-}12$)

F_y : (Valeur min= $-761.9\text{e-}6$, Valeur max= $508.7\text{e-}6$)

Même si on perd un peu en force maximale qui représente la force de collage uniquement (l'induit sera directement collé à l'inducteur), le plus important est de garder des valeurs de forces importantes sur une plage de déplacements d'induits car dans la majorité des applications (relais, électrovanne...etc.) la position au repos est réalisée pour que le noyau mobile soit un peu éloigné de la partie intérieure de l'armature. Mais en attaquant les bobines par des courants, il faut que les forces de rappel soient suffisantes à ces entrefers conséquents. Dans ce cas, nous pensons que les formes en U de l'armature sont les plus adaptés. La comparaison est faite en regroupant tous les résultats précédents en une seule figure (Figure. IV.14), (sous forme de Zoom).

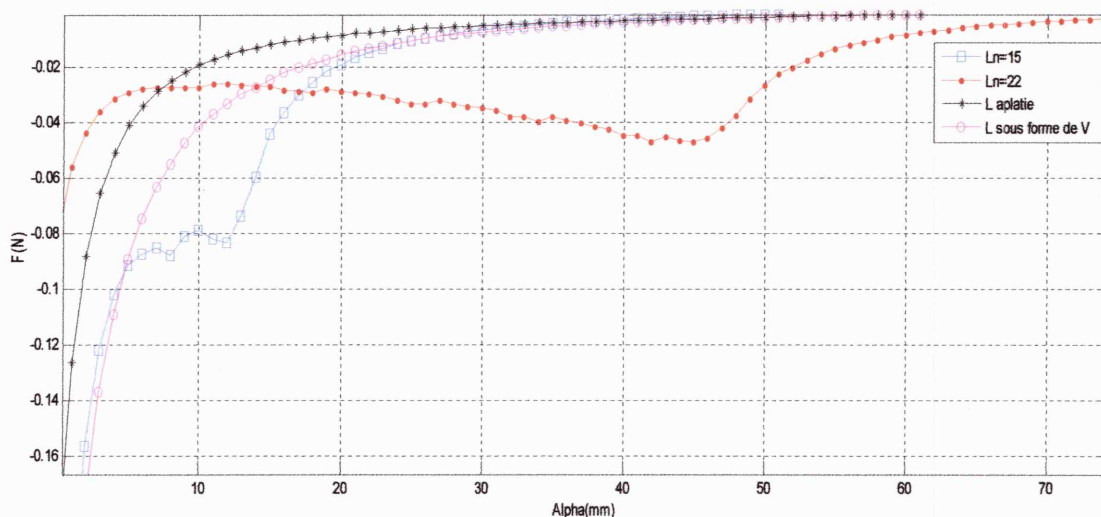


Figure. IV. 14. Zoom sur toutes les forces issues des configurations étudiées

IV-3 Electroaimant cylindrique à deux bobines

IV-3-a Sans aimant permanent

L'actionneur à deux bobines est tel qu'il est représenté en Figure. IV. 15. Il est clair que dans ce dernier les champs délivrés sont intenses et les forces resteront toujours attractives [4]. Figure. IV. 16

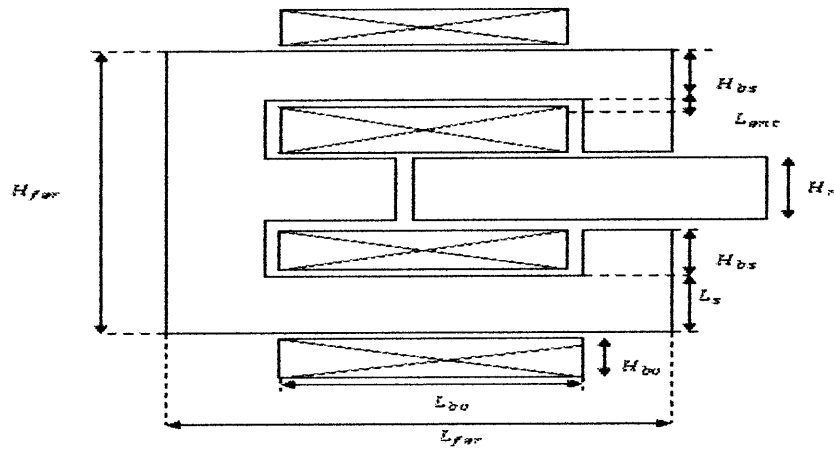


Figure. IV. 15. Actionneur à deux bobines

Les dimensions sont :

$H_n = 25mm$

$L_s = 20mm$

$L_{ent} = H_{ent}$

$H_{bo} = 8mm$

$L_n = 22mm$

$H_{bs} = 10.5mm$

$L_{bo} = 56mm$

$H_{fer} = 100mm$

$L_{fer} = 100mm$

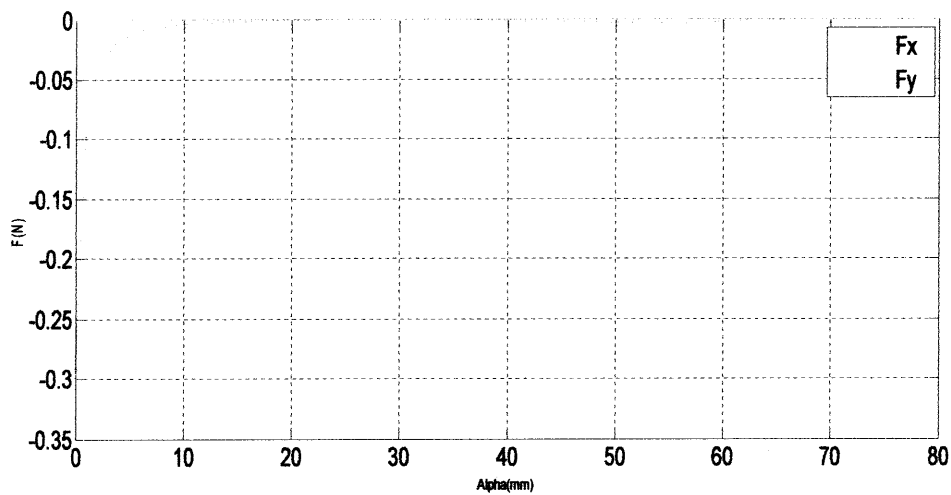


Figure. IV. 16. forces en fonction de déplacement pour l'actionneur à de bobine

F_x : (Valeur min=-296.09e-3, Valeur max=-192.05e-6)

F_y : (Valeur min=-46.47e-3, Valeur max=650.22e-6)

IV-3-b Avec aimant permanent

On a gardé la même configuration sauf qu'une partie du fer est remplacée par un aimant de 1tesla pour augmenter la valeur des forces de rappel. Une chose évidente (Figure. IV.18),d'où la valeur maximale est de (7.47 N) au lieu pour la configuration de 0.296N sans aimant (Figure. IV.16).

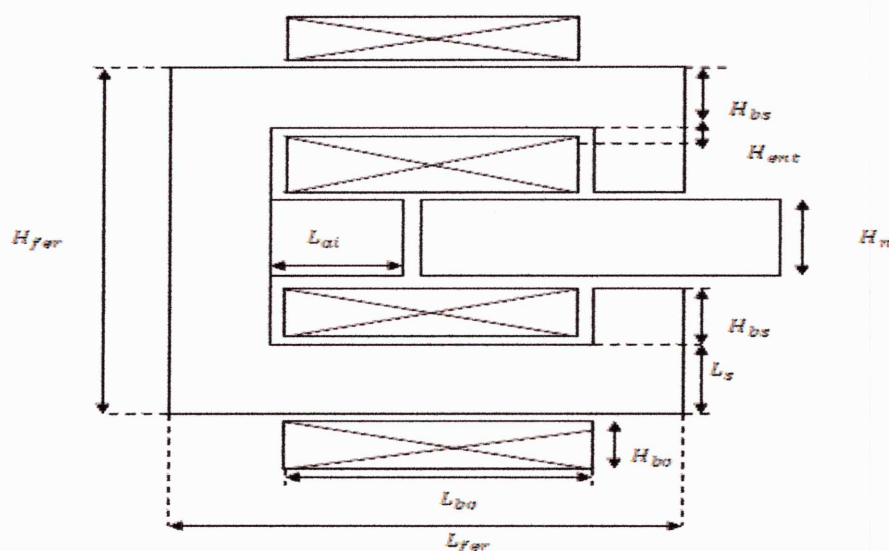


Figure. IV. 17. Actionneur à deux bobines et à aimant

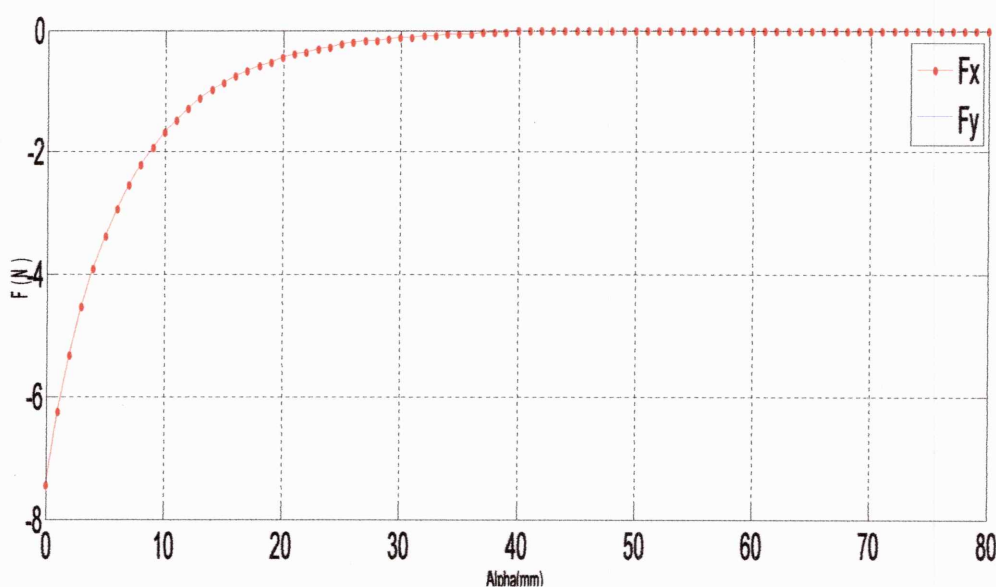


Figure. IV.18. Force tracer pour l'actionneur munie d'aimant

Fx : (Valeur min=-7.46 e0, Valeur max=-14.48e-6)

Fy: (Valeur min=-10.78e-3, Valeur max=10.39e-3)

IV-4 Autres actionneurs à aimant (électroaimant de forme de E)

L'exemple consiste en un électro-aimant en forme de E, excité par une bobine alimentée par une source de tension continue. Cet électro-aimant agit verticalement sur une plaque d'acier. Les principales caractéristiques sont définies par la Figure. IV. 19.

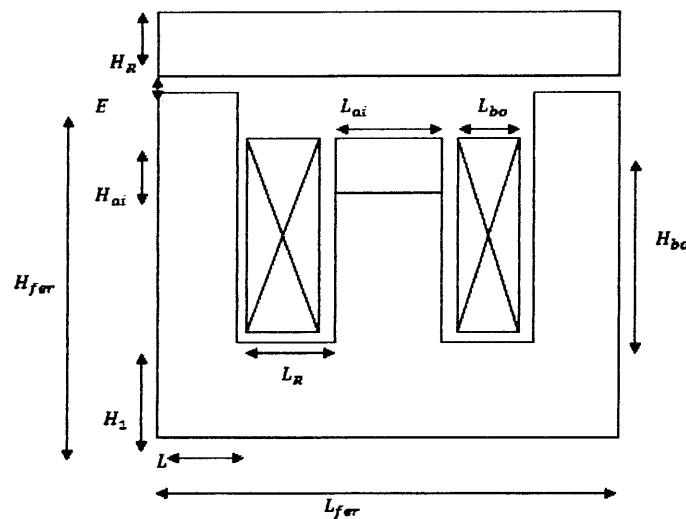


Figure. IV.19. Actionneur à aimant (contacteur)

Les dimensions sont :

$$L_{fer} = 100mm$$

$$H_{fer} = 80mm$$

$$L_R = 15mm$$

$$H_1 = L$$

$$L = 20mm$$

$$H_{ai} = 20mm$$

$$L_{ai} = 80mm$$

$$E = 4mm$$

$$L_{bo} = 10mm$$

Nous avons proposé des déplacements horizontales pour les parties mobiles afin d'avoir les deux formes de force en Fx et Fy (résultats de la Figure. IV. 20). Dans cette dernière la force suivant Fy était maximale à l'origine et diminue en fonction du déplacement, contrairement la force Fx qui commence de la valeur nulle et augmente au fur et à mesure que le déplacement le soit aussi. Enfin, si les déplacements sont importants les deux forces seront totalement nulles

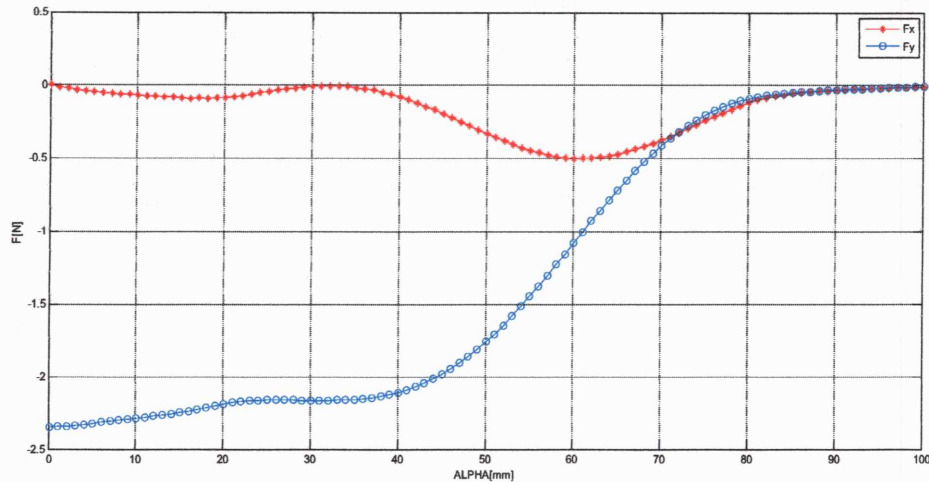


Figure. IV. 20. Force en fonction du déplacement horizontale

Fx :(Valeur min=-505.18e-3, Valeur max=26.12e-6)

Fy: (Valeur min=-2.34e0, Valeur max=-9.26e-3)

IV-5 Moteur oscillant

Notre dernière application est un moteur oscillant. Il existe des structures de moteur, dans lesquelles les aimants permanents sont placés dans la partie mobile, mais dans celle que nous avons choisi les aimants ont été remplacés par des bobinages Figure. IV. 21. En excitant ceux-ci par un courant continu, ils joueront un rôle comparable à celui des aimants. On obtient ainsi un moteur oscillant synchrone, dont le principe est le même que celui des alternateurs classiques [13].

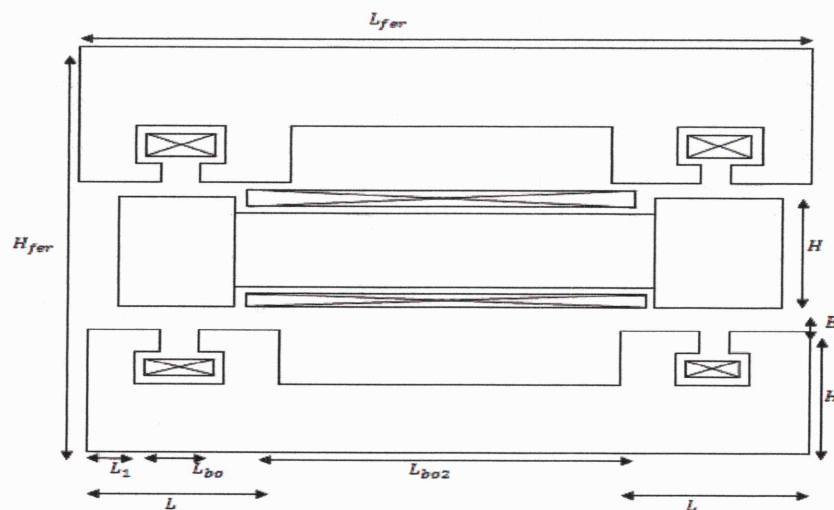


Figure. IV. 21. Actionneur (Moteur oscillant)

Les dimensions sont :

$$L_{fer} = 90mm$$

$$H_{fer} = 96mm$$

$$L = 30mm$$

$$H = 30mm$$

$$L_{bo2} = 40mm$$

$$E = 4mm$$

Le potentiel vecteur A est tracé pour des valeurs courant de bobinage de la partie mobile très supérieur à celle de l'inducteur, (Dominance des lignes de champs issus de l'induit).

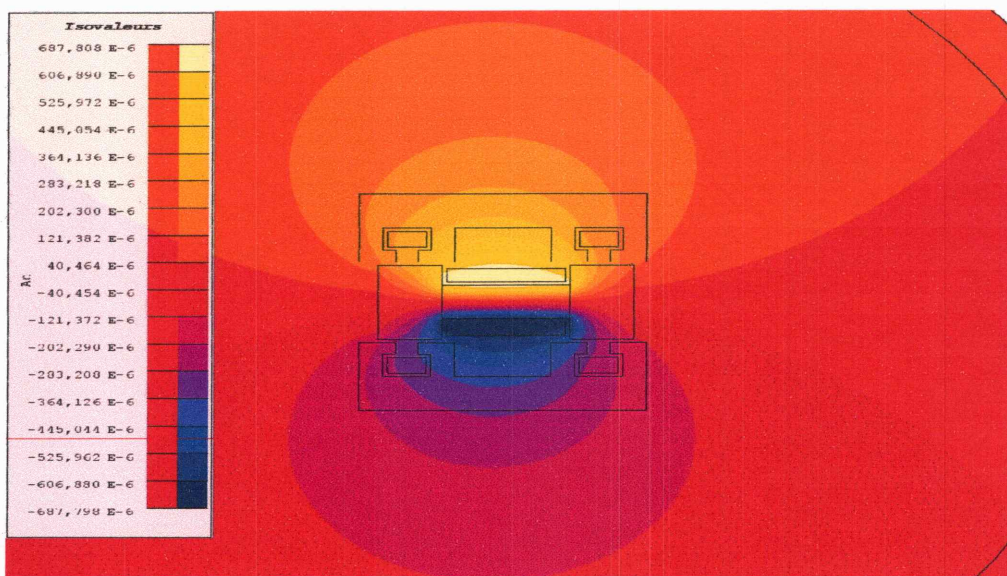


Figure. IV. 22. Potentiel vecteur A

Les forces aussi sont calculées sous le logiciel Flux2D Figure. IV. 23, permettant d'observer les variations en fonction du déplacement, l'avantage du bobinage induit est de maintenir la force même au grande déplacement et permettent aussi avec l'inducteur de réussir un bon réglage dans de nombreuses application.

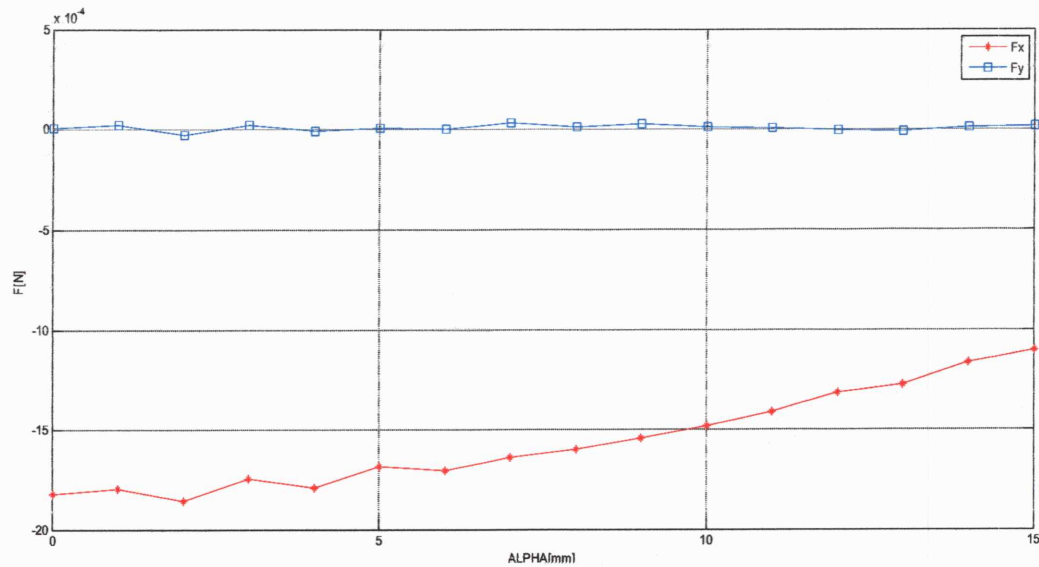


Figure. IV. 23. Forces en fonction de déplacement pour un moteur oscillant

Fx : (Valeur min=-1.85e-3, Valeur max=-1.099e-5)

Fy: (Valeur min=-30.25e-6, Valeur max=31.3e-6)

IV-6 Conclusion

Le travail fourni dans ce chapitre, représente une légère introduction aux performances mécanique de quelques dispositifs très utilisés en électrotechniques.

L'idée été d'exploiter un logiciel très réputé dans le domaine afin qu'on puisse définir avec précision les moindres changements paramétriques. Nos changements proposés étaient les formes géométriques au niveau des zones de contacts pour lesquelles les forces doivent être significantes. D'après les résultats, nous avons eu l'idée des formes les plus adéquates et qui peuvent être les sujets d'optimisation pour avoir les meilleures configurations.

D'autres prototypes ont été étudiés, soient à aimants ou à plusieurs bobinages, selon les types d'applications. Dans ce cas aussi, nous avons observé les performances par le biais des variations de forces calculées en fonction des déplacements.



Conclusion générale

Conclusion général

L'étude menée dans ce travail, était en sa grande partie, l'objet d'évaluation des grandeurs mécaniques (grandeur de sorties) à travers la connaissance des grandeurs électriques (grandeurs d'entrée) pour des dispositifs électromécaniques. Tout cela n'était pas possible sans connaître l'énergie magnétique qui est responsable de cette conversion.

L'idée du travail au départ, était de comprendre cet échange d'énergie, que nous l'avons jugé difficile car il comprenait une seule équation à trois variables dont deux sont totalement inconnues et dépendantes (magnétique et mécanique). Les notions, que nous avons trouvées en littérature et qu'ils s'agissaient d'études à flux ou à courant constants, nous ont vraiment été le refuge pour pouvoir déterminer les forces mécaniques mises en jeu. Ces dernières exprimées en fonction des reluctances ou de perméances ont rendu l'exploitation des modèles analytiques, simple et efficace dans certaines configurations et avec des propriétés physiques linéaires. Par contre, si les dispositifs sont plus complexes d'où la nécessité de prendre en compte les effets des flux de fuites ou de dispersions par exemple, les modèles analytiques laissent la place à d'autres numériques plus puissants.

Dans ce qui est dit plus haut, nos dispositifs d'études -surtout ceux des trains- étaient initialement modélisés analytiquement, car ils comprenaient des géométries simples. Mais au quatrième chapitre, il était totalement difficile de caractériser les formes géométriques des actionneurs (forme en V, en U...été). Dieu merci que le logiciel Flux 2D était à notre portée pour parvenir à nos résultats.

Finalement, on pourra dire que le travail fourni représente une bonne contribution surtout au niveau de la détermination des forces que fournissent les actionneurs. Il pourra être aussi question de l'exploitation de l'optimisation ou d'étudier les effets de la non-linéarité des matériaux, une chose qui pourra être menée au futur.

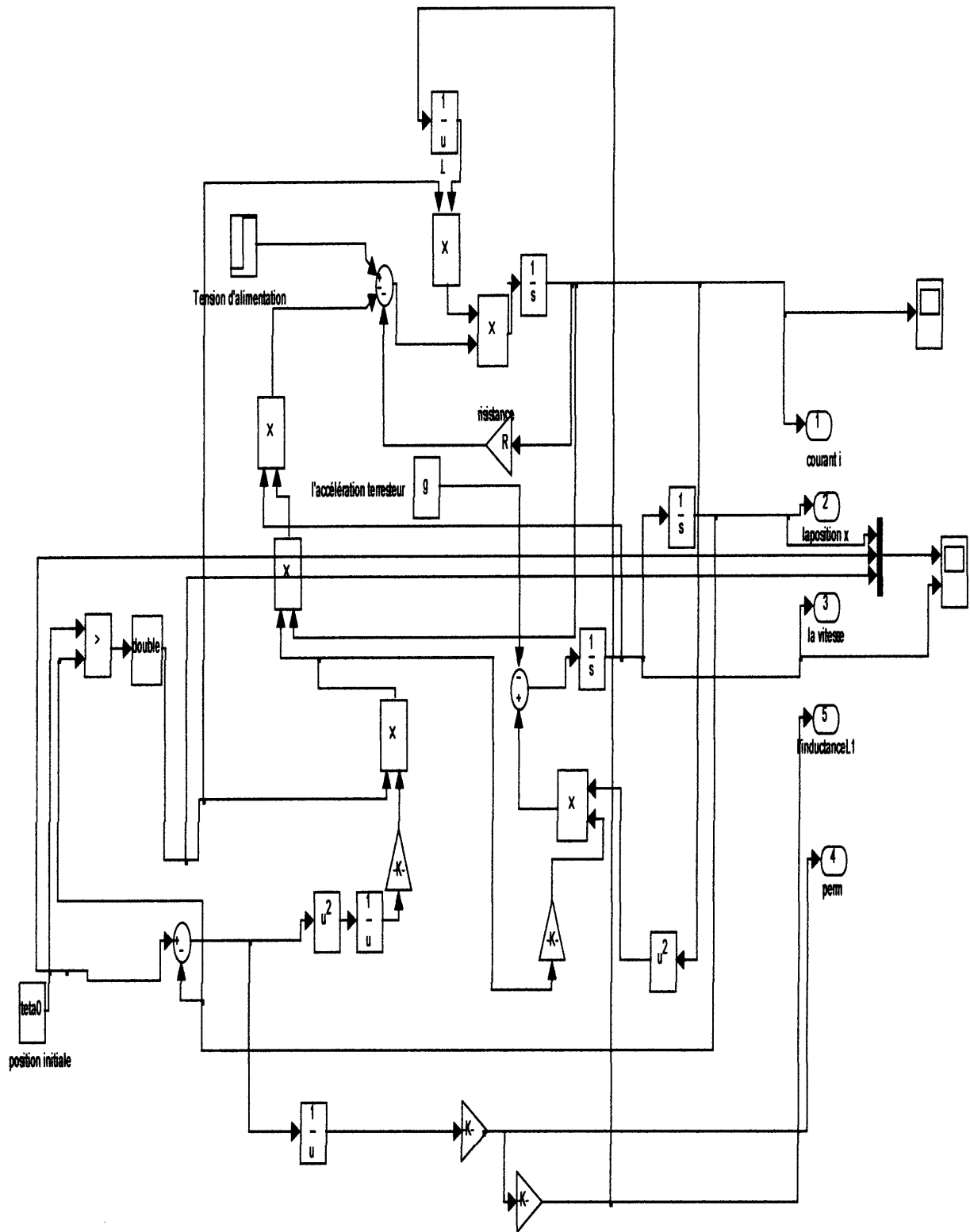


Figure fonctionnement de peloqe simulink.

Bibliographie

Bibliographie

- [1] Macel Jufer "Electromécanique". Traité d'électricité. EPFL. Suisse. 1995.
- [2] SYED.A.NASAR, "Theory and Problems of Electric machines and Electromechanics"
- [3] EDWARD N.WALSH, "Energy conversion Electromechanical, Direct, Nuclear" The Ronald press company. New York, USA. 1967.
- [4] Jean-luis Coulomb et J.C Sabbonadiere, "C.A.O en Electrotechnique." Publishing. 1985
- [5] R. Bernard, « Pré-étude mécanique du rotor d'un prototype de machine électrique à aimants permanents pour application éolienne », Rapport technique, Novelté Systèmes, 2009.
- [6] Seki, Tomohiro. The development of HSST-100L, Proceeding MAGLEV'95, pp51-55.
- [7] Massaki Fujino, Takeshi Mizuma. Total test operation of HSST-100 and planing project in Nagoya, proceedings MAGLEV'95, pp 129-133.
- [8] V.Nenadovic, E. E. Riches. Maglev at Birmingham Airport : from system concept to successful operation, GEC Review, Vol 1, No 1, 1985, pp 3-17.
- [9] R. D Fruechte, R. H Nelson, T. A. Radomski. Power conditioning system for a magnetically levitated test vehicle, IEEE transaction on vehicular technology, Vol VT-29, No1, Feb 1980, pp 50-60.
- [11] M. Zayadine. Etude de réglage de position de la sustentation magnétique par attraction, Thèse EPFL n1508, EPFL-LEI, Lausanne, 1996.
- [10] D'aggrio Aldo, Rufer Alfred. Design of an integrated electromagnetic levitation and guidance system for SwissMetro. EPE-Lausane 1999.
- [12] Cristoph BESSON "Cours d'Electromécanique Institut d'Energie et système électrique Heigvd Suisse. 2006. Scteannés Outhines ,Second Edition. MCGraw-Hill-1997
- [13] P. Brutsaert, D. Laloy, P. Robert, D. Verbeke, « Construction des machines tournantes. Machines à courant alternatif», Techniques ingénieur, D 3572, 2006.