

---

## *Systèmes électromécaniques*

---

### **Chapitre 03** *SYSTÈMES ÉLECTRODYNAMIQUES*

---





# T A B L E D E S M A T I E R E S

PAGE

<b>3. SYSTÈMES ELECTRODYNAMIQUES.....</b>	<b>1</b>
3.1 INTRODUCTION.....	1
3.1.1 Généralités .....	1
3.1.2 Bilan de puissance .....	2
3.1.3 Schéma équivalent électrique du transducteur électrodynamique idéal. ....	3
3.2 EXEMPLE THÉORIQUE : ACTUATEUR À BOBINE MOBILE.....	5
3.2.1 Le haut parleur .....	5
3.3 ACTUATEUR LINÉAIRE DE TYPE VOICE COIL .....	12
3.3.1 Circuit magnétique symétrique.....	12
3.3.2 Circuit magnétique asymétrique.....	15
3.3.3 Exemple de réalisation.....	18
3.4 ACTUATEUR SECTEUR.....	21
3.4.1 Application disques durs pour PC .....	21
3.4.2 Application industrielle .....	22
3.5 ACTUATEUR À AIMANTS MOBILES.....	23
3.6 MODÉLISATION DE LA PARTIE ACTUATEUR.....	25
3.6.1 Modélisation sous Simplorer.....	25
3.6.2 Modélisation sous Simulink .....	25
3.7 LES CARACTÉRISTIQUES FABRICANTS .....	26

Bibliographie



### 3. SYSTÈMES ELECTRODYNAMIQUES

#### 3.1 INTRODUCTION

##### 3.1.1 Généralités

Les systèmes électrodynamiques sont constitués d'un circuit ferromagnétique dans lequel se trouvent un ou plusieurs d'aimants permanents et une ou plusieurs bobines. Selon l'application ce sont soit les aimants qui sont mobiles et les bobines fixes ou vice versa. Les actionneurs présentés dans ce chapitre font appel à la forme générale de la force (couple) et de la tension induite de mouvement vu au chapitre précédent. Pour le calcul de la force (couple) due à l'interaction entre les aimants et les bobines, il est possible de réaliser, les calculs de deux manières différentes. La première passe par la dérivée de la coénergie, la seconde par la force de Laplace.

On rappelle ici la force générale de ces relations.

Pour la force :

$$\begin{aligned}
 F_{tot} &= \frac{1}{2} \sum_{n=1}^k \left( i_n \sum_{m=1}^k \frac{\partial \psi_{nm}}{\partial x} \right) = \frac{1}{2} \sum_{n=1}^k \frac{\partial \psi_{nn}}{\partial x} i_n + \sum_{n < m}^k \frac{\partial \psi_{nm}}{\partial x} i_n \\
 &= \frac{1}{2} \sum_{n=1}^k \frac{\partial \Lambda_{nn}}{\partial x} (N_n i_n)^2 + \sum_{n < m}^k \frac{\partial \Lambda_{nm}}{\partial x} N_n i_n N_m i_m
 \end{aligned} \tag{3.1}$$

Pour la tension aux bornes de la bobine n

$$\begin{aligned}
 u_n &= R_n i_n + \sum_{m=1}^k \frac{\partial \psi_{nm}(x, t)}{\partial t} \\
 &= R_n i_n + \sum_{m=1}^k \left( \frac{\partial \psi_{nm}(x, t)|_{x=cte}}{\partial t} \frac{\partial x}{\partial t} + \frac{\partial \psi_{nm}(x, t)|_{t=cte}}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial t} \right) \\
 &= R_n i_n + \sum_{m=1}^k \left( L_{nm} \frac{\partial i_m}{\partial t} + \frac{\partial \psi_{nm}(x, t)|_{t=cte}}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial t} \right) \\
 &= R_n i_n + L_{nn} \frac{\partial i_n}{\partial t} + \sum_{m \neq n}^k L_{nm} \frac{\partial i_m}{\partial t} + \frac{\partial \psi_{nm}(x, t)|_{t=cte}}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial t} \\
 &= R_n i_n + L_{nn} \frac{\partial i_n}{\partial t} + \sum_{m \neq n}^k L_{nm} \frac{\partial i_m}{\partial t} + \sum_{m=1}^k \frac{\partial \Lambda_{nm}}{\partial x} N_n N_m i_m v \\
 &= \underbrace{R_i}_1 + \underbrace{L_{nn} \frac{\partial i_n}{\partial t}}_2 + \underbrace{\sum_{m \neq n}^k L_{nm} \frac{\partial i_m}{\partial t}}_3 + \underbrace{\frac{\partial \Lambda_{nn}}{\partial x} N_n^2 i_n v}_4 + \underbrace{\sum_{m < n}^k \frac{\partial \Lambda_{nm}}{\partial x} N_n N_m i_m v}_5
 \end{aligned} \tag{3.2}$$

avec :

- 1 : Chute de tension ohmique (résistance de l'enroulement).
- 2 : Tension induite due à la variation du courant dans l'enroulement de la bobine considérée (inductance propre).

- 3 : Tension induite due à la variation des courants dans les enroulements couplés à la bobine considérée (inductance mutuelle).
- 4 : Tension induite par la variation de la perméance propre de la bobine considérée en fonction de la position.
- 5 : Tension induite par la variation des perméances mutuelles des bobines couplées à la bobine considérée en fonction de la position

Dans le cas particulier d'une seule bobine mobile en interaction avec k aimants ( $\theta_{am}=N_m i_m$ , potentiel magnétique de l'aimant m), on peut écrire

$$\begin{aligned}
 F_{tot} &= \frac{1}{2} \frac{\partial \psi_{bb}}{\partial x} i_b + \sum_{m=1}^k \frac{\partial \psi_{bam}}{\partial x} i_b + \frac{1}{2} \sum_{m=1}^k \frac{\partial \phi_{amam}}{\partial x} \theta_{am} + \sum_{n < m}^k \frac{\partial \phi_{anam}}{\partial x} \theta_{an} \\
 &= \underbrace{\frac{1}{2} \frac{\partial \Lambda_{bb}}{\partial x} (N_b i_b)^2 + \frac{1}{2} \sum_{m=1}^k \frac{\partial \Lambda_{amam}}{\partial x} \theta_{am}^2}_{\text{Forces réductantes}} + \underbrace{\sum_{m=1}^k \frac{\partial \Lambda_{bam}}{\partial x} \theta_{am} N_b i_b + \sum_{n < m}^k \frac{\partial \Lambda_{anam}}{\partial x} \theta_{am} \theta_{an}}_{\text{Forces électrodynamiques}}
 \end{aligned} \tag{3.3}$$

$$u_b = R_b i_b + L_b \frac{\partial i_b}{\partial t} + \underbrace{\frac{\partial \Lambda_{bb}}{\partial x} N_b^2 i_b v + \sum_{m=1}^k \frac{\partial \Lambda_{bam}}{\partial x} \theta_{am} N_b v}_{\text{Tension induite de mouvement } u_{b[mvt]}} \tag{3.4}$$

Dans la plupart des cas, le design de l'actuateur est réalisé de manière à ce que la perméance propre de la bobine  $\Lambda_{bb}$  et les perméances propres et mutuelles entre aimants  $\Lambda_{anam}$  ne varient pas (ou de façon négligeable) avec la position de la partie mobile. Idéalement, on obtient donc :

Pour la force :

$$F_{tot} = \sum_{m=1}^k \frac{\partial \psi_{bam}}{\partial x} i_b = \underbrace{\sum_{m=1}^k \frac{\partial \Lambda_{bam}}{\partial x} \theta_{am} N_b i_b}_{K_F} \tag{3.5}$$

Et pour la tension

$$u_b = R_b i_b + L_b \frac{\partial i_b}{\partial t} + \underbrace{\sum_{m=1}^k \frac{\partial \Lambda_{bam}}{\partial x} \theta_{am} N_b v}_{K_E} \tag{3.6}$$

Les relations 3.5 et 3.6 montrent que les coefficients de proportionnalités entre la force et le courant ( $K_F$ ), respectivement la tension induite de mouvement et la vitesse ( $K_E$ ), sont identiques

### 3.1.2 Bilan de puissance

Le bilan de puissance permet de mettre en évidence un point important. En effet, on est tenté de dire que la puissance mécanique est le produit de la tension induite de mouvement par le courant traversant la bobine. La relation 3.7 montre que c'est le cas seulement si la perméance propre de la bobine ( $\Lambda_{bb}(x)=cte$ ) et les perméances propres et mutuelles des aimants ( $\Lambda_{anam}(x)=cte$ ) sont indépendantes de la position de la partie mobile dans le circuit ferromagnétique.

$$\begin{aligned}
 u_{bi[mvt]}i_b &= \left( \frac{\partial \Lambda_{bb}}{\partial x} N_b^2 i_b + \sum_{m=1}^k \frac{\partial \Lambda_{bam}}{\partial x} \theta_{am} N_b \right) v i_b \\
 &= \left( \frac{1}{2} \frac{\partial \Lambda_{bb}}{\partial x} (N_b i_b)^2 + \sum_{m=1}^k \frac{\partial \Lambda_{bam}}{\partial x} \theta_{am} N_b i_b \right) v + \frac{1}{2} \frac{\partial \Lambda_{bb}}{\partial x} (N_b i_b)^2 v \\
 &= F_{tot} v + \frac{1}{2} \underbrace{\frac{\partial \Lambda_{bb}}{\partial x}}_{=0: \text{ par design}} (N_b i_b)^2 v = P_{mec} + \underbrace{P_{mag}}_{=0} = P_{el}
 \end{aligned} \tag{3.7}$$

### 3.1.2.1 Transformateur électromécanique idéal équivalent

Sachant que le flux totalisé propre de la bobine  $\psi_{bb}$  est indépendant de la position, le bilan de puissance devient :

$$\left. \begin{aligned}
 P_{el} &= u_{i[mvt]}i = (K_E v)i = K_E(vi) \\
 P_{mec} &= Fv = (K_F i)v = K_F(vi)
 \end{aligned} \right\} K_E = K_F \tag{3.8}$$

Les conditions qui permettent l'égalité des constantes de force et de tension induite de mouvement sont :

1. Le système est linéaire (caractéristiques  $B=f(H)$  ou  $\psi=f(i)$  sous forme de droites).
2. Pas d'effet réductant (perméance propre de la bobine et perméances propres et mutuelles entre aimants constantes).

Pour atteindre ces exigences, il faut un circuit magnétique symétrique et non déformable. Le degré de liberté du mouvement est donné par le déplacement de la partie mobile dans le circuit magnétique.

A partir de ces considérations, on peut définir un transformateur électromécanique idéal équivalent.

- Grandeurs primaires de nature électrique, la tension  $u_{i[mvt]}$  et le courant  $i$ .
- Grandeurs secondaires de nature mécanique, la force  $F$  et la vitesse  $v$ .
- Un rapport de transformation constant  $K=K_F=K_E$ .

### 3.1.3 Schéma équivalent électrique du transducteur électrodynamique idéal.

On admet ici un transducteur électrodynamique comportant une bobine mobile couplée à une partie mécanique. La masse de la partie mobile (bobine + partie mécanique) vaut  $m$ . Le frottement est de type visqueux du 1<sup>ère</sup> ordre, c'est à dire linéairement dépendant de la vitesse.

#### 3.1.3.1 Equations électromagnétiques du transducteur électrodynamique

Les équations électromagnétiques sont données par les relations 3.5 et 3.6

$$u_b = R_b i_b + L_b \frac{\partial i_b}{\partial t} + \underbrace{\sum_{m=1}^k \frac{\partial \Lambda_{bam}}{\partial x} \theta_{am} N_b}_{K=K_E} v = R_b i_b + L_b \frac{\partial i_b}{\partial t} + K v \tag{3.9}$$

$$F_{el} = \underbrace{\sum_{m=1}^k \frac{\partial \Lambda_{bam}}{\partial x} \theta_{am} N_b}_{K=K_F} i_b = K i_b \tag{3.10}$$

3.1.3.2 Equation dynamique de la partie mobile

Les équations de mouvement sont les suivantes :

$$\sum F = F_{el} - F_v = Ki_b - C_v v = m \frac{\partial v}{\partial t} \quad 3.11$$

3.1.3.3 Schéma électrique équivalent

Le schéma équivalent de ce transducteur électrodynamique idéal est illustré par la Figure 3-1.

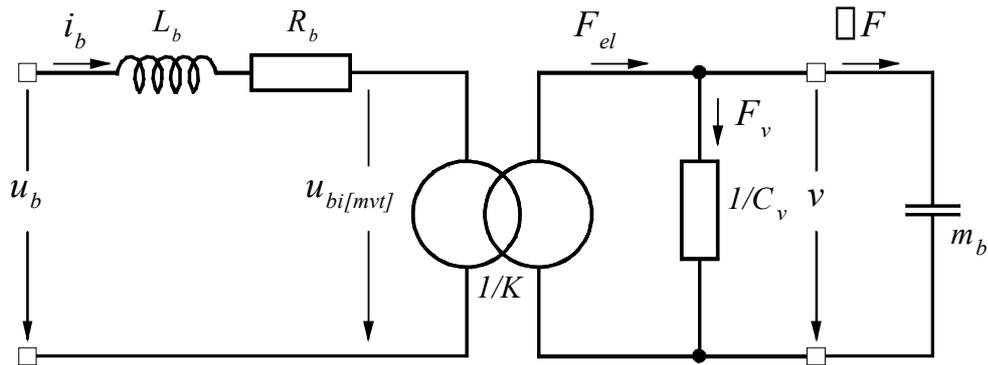


Figure 3-1 : Schéma équivalent électrique

### 3.2 EXEMPLE THÉORIQUE : ACTUATEUR À BOBINE MOBILE

#### 3.2.1 Le haut parleur

Le but de ce paragraphe est de montrer un moyen de faire varier le flux mutuel entre deux sources de forces magnétomotrices constituées l'une par un aimant et l'autre par une bobine. On peut parler ici de perméances, ou de flux mutuels. Selon la géométrie du circuit, la notion de flux mutuels semble la mieux adaptée à une compréhension simple du phénomène. L'analyse du circuit magnétique impose de la rigueur si l'on veut éviter des erreurs de signe sur la force résultante. A la Figure 3-2 on voit que, pour la partie supérieure du circuit magnétique les flux créés par l'aimant et par la bobine sont positifs dans l'entrefer. On a donc une superposition additive des flux.

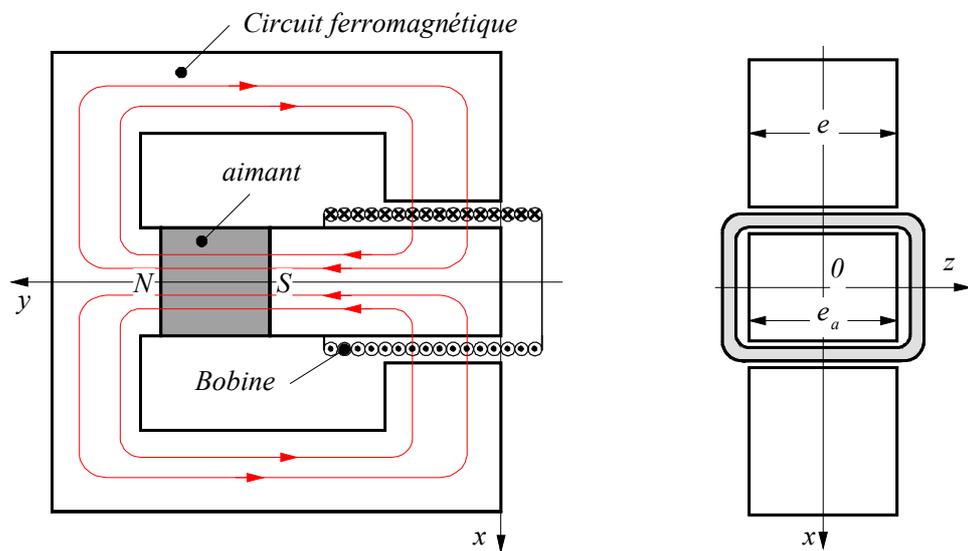


Figure 3-2 : Interaction mutuelle aimant - bobine

#### Hypothèses

1. La perméabilité relative du fer est très grande ( $\mu_r \gg 1$ ).
2. Les lignes de champs sont radiales dans l'entrefer.
3. Les effets de franges des lignes de champs sont négligeables.
4. Les extrémités de la bobine n'entrent pas dans l'entrefer.
5. Circuit magnétique linéaire  $\Rightarrow$  principe de superposition valable

#### Grandeurs caractéristiques

- $l_a$  : Longueur de l'aimant dans le sens de l'axe y
- $e_a$  : Largeur de l'aimant dans le sens de l'axe z
- $h_a$  : Hauteur de l'aimant dans le sens de l'axe x
- $S_a = e_a h_a$  : Surface de l'aimant dans le sens de la polarisation
- $\{B_a, H_a\}$  : Point de fonctionnement de l'aimant
- $\mu_a$  : Perméabilité de l'aimant
- $h$  : Largeur de l'entrefer dans le sens de l'axe y
- $\delta$  : Longueur de l'entrefer dans le sens de l'axe x
- $e$  : Profondeur de l'entrefer dans le sens de l'axe z

*La surface de l'entrefer est égale à la surface de la branche verticale du fer.  
 La surface de l'aimant est égale à la surface de la branche horizontale de l'entrefer.*

3.2.1.1 Flux propre à l'aimant ( $i=0$ )

On s'intéresse ici au parcours du flux crée par l'aimant.

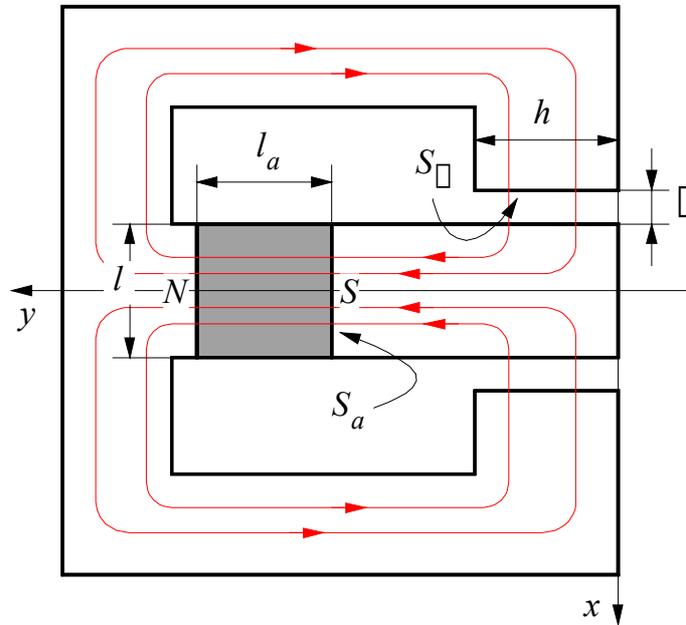


Figure 3-3 : Lignes de champ créées par l'aimant

Hypothèse :

- La réluctance de la partie fer est négligeable par rapport à celle de l'air (entrefer) et celle interne à l'aimant.

En prenant en compte seulement la moitié supérieure du circuit magnétique, on peut écrire pour la loi d'Ampère

$$0 = H_a l_a + H_\delta \delta \tag{3.12}$$

Puis grâce à la conservation du flux

$$B_a \frac{S_a}{2} = B_\delta S_\delta \tag{3.13}$$

La droite de retour de l'aimant permet de fixer le point de fonctionnement

$$B_a = B_0 + u_d H_a \tag{3.14}$$

Dans le vide, la relation entre champ d'induction magnétique B et champ magnétique H est donné par la relation

$$B_\delta = \mu_0 H_\delta \tag{3.15}$$

Des quatre relations précédentes et sachant que  $\Lambda_i = \frac{\mu_d S_a}{l_a}$  et  $\Lambda_\delta = \frac{\mu_0 S_\delta}{\delta}$  on peut écrire :

$$B_a = \frac{B_0}{1 + \frac{\mu_d S_a}{2l_a} \frac{\delta}{\mu_0 S_\delta}} = \frac{2\Lambda_\delta}{\Lambda_i + 2\Lambda_\delta} B_0 = \frac{2\Lambda_\delta}{\Lambda_i + 2\Lambda_\delta} \mu_d H_0 \tag{3.16}$$

Finalement, on peut en déduire le flux dans l'entrefer par 3.13 et 3.16.

$$\phi_\delta = B_\delta S_\delta = B_a \frac{S_a}{2} = \frac{2\Lambda_\delta}{\Lambda_i + 2\Lambda_\delta} \frac{\mu_d S_a}{2l_a} H_0 l_a = \frac{\Lambda_\delta \Lambda_i}{\Lambda_i + 2\Lambda_\delta} \theta_a \tag{3.17}$$

Par conséquent, le flux propre de l'aimant, en tenant compte du circuit magnétique complet, vaut

$$\phi_{aa} = 2\phi_\delta = \frac{2\Lambda_\delta \Lambda_i}{\Lambda_i + 2\Lambda_\delta} \theta_a = \Lambda_{aa} \theta_a \tag{3.18}$$

3.2.1.2 Flux crée par la bobine circulant dans l'aimant ( $\theta_a=0 \Rightarrow \{H_0=0 B_0=0\}$ )

On s'intéresse ici au parcours du flux crée par la bobine et circulant dans l'aimant.

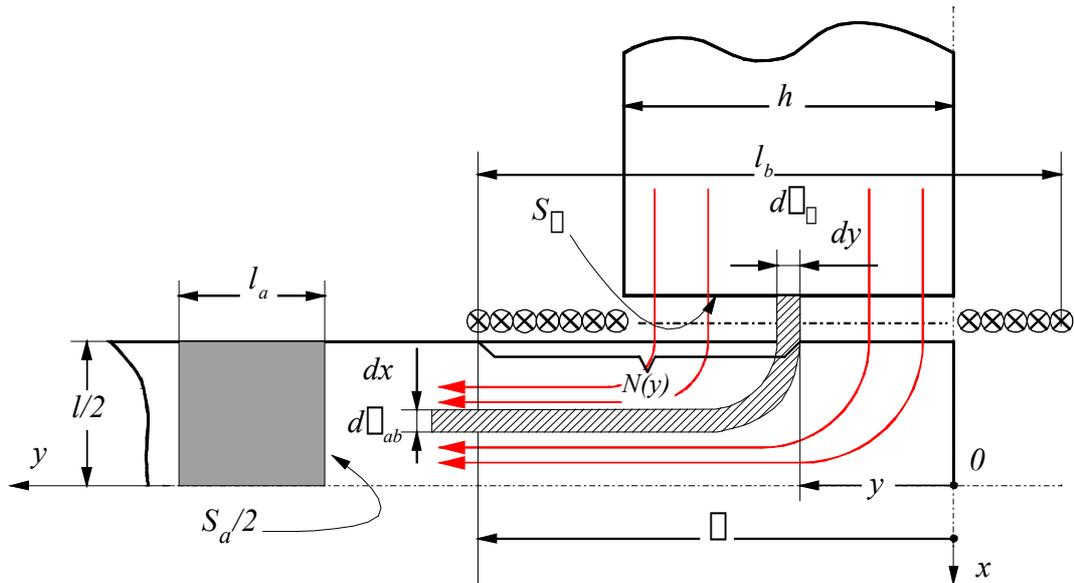


Figure 3-4 : Flux crée par la bobine circulant dans l'aimant

Hypothèse :

- La réluctance de la partie fer est négligeable par rapport à celle de l'air (entrefer) et celle interne à l'aimant.

En prenant en compte seulement la moitié supérieure du circuit magnétique, la loi d'Ampère donne :

$$\oint_C \mathbf{H}(\varepsilon) d\mathbf{l} = H_\delta(y)\delta + H_a(x)l_a = N(y)i = \frac{N}{l_b} (\varepsilon - y)l_b \tag{3.19}$$

En considérant le tube de flux  $d\phi$  et le principe de conservation de ce dernier, on peut écrire

$$\left. \begin{aligned} d\phi_\delta(y) &= B_\delta(y)edy \\ d\phi_{ab}(x) &= B_a(x)e_a dx \\ \frac{2dx}{l} &= \frac{dy}{h} \end{aligned} \right\} d\phi_\delta(y) = d\phi_{ab}(x) \Rightarrow B_a(x) = \frac{2S_\delta}{S_a} B_\delta(y) \quad 3.20$$

On obtient finalement la distribution du champ d'induction magnétique dans l'entrefer

$$\begin{aligned} B_\delta(y) &= \mu_0 H_\delta(y) = \frac{\mu_0}{\delta} \left( \frac{N}{l_b} (\varepsilon - y)i - \frac{B_a(x)}{\mu_d} l_a \right) \\ &= \frac{\mu_0}{\delta} \left( \frac{N}{l_b} (\varepsilon - y)i - \frac{B_\delta(y)}{\mu_d} \frac{2S_\delta}{S_a} l_a \right) \end{aligned} \quad 3.21$$

soit

$$\begin{aligned} B_\delta(y) &= \frac{\Lambda_i}{\Lambda_i + 2\Lambda_\delta} \frac{\mu_0}{\delta} \frac{\varepsilon - y}{l_b} Ni \\ &= \frac{\Lambda_i \Lambda_\delta}{\Lambda_i + 2\Lambda_\delta} \frac{1}{S_\delta} \frac{\varepsilon - y}{l_b} Ni \end{aligned} \quad 3.22$$

Flux crée par la bobine circulant dans l'aimant  $\phi_{ab}$

$$\begin{aligned} \phi_{ab} &= 2 \int_0^h B_\delta(y)edy = 2 \int_0^h \frac{\Lambda_i \Lambda_\delta}{\Lambda_i + 2\Lambda_\delta} \frac{1}{S_\delta} N \left( \frac{\varepsilon - y}{l_b} \right) iedy \\ &= 2 \frac{\Lambda_i \Lambda_\delta}{\Lambda_i + 2\Lambda_\delta} \frac{e}{S_\delta} \frac{N}{l_b} i \int_0^h (\varepsilon - y)dy = 2 \frac{\Lambda_i \Lambda_\delta}{\Lambda_i + 2\Lambda_\delta} \frac{eh}{S_\delta} \frac{N}{l_b} i \left( \varepsilon - \frac{1}{2}h \right) \\ &= \underbrace{\frac{2\Lambda_i \Lambda_\delta}{\Lambda_i + 2\Lambda_\delta}}_{S_\delta = eh} \frac{2\varepsilon - h}{2l_b} Ni \end{aligned} \quad 3.23$$

### 3.2.1.3 Flux créée par l'aimant circulant dans la bobine ( $Ni=0$ )

On s'intéresse ici au parcours du flux crée par l'aimant circulant dans la bobine.

*Hypothèse :*

- La réluctance de la partie fer est négligeable par rapport à celle de l'air (entrefer) et celle interne à l'aimant.

Le flux totalisé mutuel crée par l'aimant et circulant dans la bobine prend la forme suivante

$$\begin{aligned} \psi_{ba} &= 2 \int_0^h N(y) d\phi_\delta(y) = 2 \int_0^h \underbrace{\frac{N}{l_b}}_{N(y)} \underbrace{(\varepsilon - y) \frac{\phi_{aa}}{2h}}_{d\phi_\delta(y)} dy \\ &= N \frac{2\varepsilon - h}{l_b} \frac{\phi_{aa}}{2} = N \frac{2\varepsilon - h}{2l_b} \phi_{aa} = \frac{2\Lambda_\delta \Lambda_i}{\Lambda_i + 2\Lambda_\delta} N \underbrace{\frac{2\varepsilon - h}{2l_b}}_{N(\varepsilon)} \theta_a \end{aligned} \quad 3.24$$

Par définition on a  $\psi_{ba} = N\phi_{ba}$  par conséquent on a pour le flux crée par l'aimant circulant dans la bobine

$$\phi_{ba} = \frac{\psi_{ba}}{N} = \frac{2\Lambda_{\delta}\Lambda_i}{\Lambda_i + 2\Lambda_{\delta}} \frac{2\varepsilon - h}{2l_b} \theta_a \quad 3.25$$

3.2.1.4 Flux propre à la bobine ( $\theta_a=0 \Rightarrow \{H_0=0 B_0=0\}$ )

On s'intéresse ici au flux crée par la bobine.

Hypothèse :

- La réluctance de la partie fer est négligeable par rapport à celle de l'air (entrefer) et celle interne à l'aimant.

$$\psi_{bb} = 2 \int_0^h N(y) d\phi_{\delta}(y) = 2 \int_0^h \frac{N}{l_b} (\varepsilon - y) B_{\delta}(y) edy \quad 3.26$$

Le champ d'induction magnétique dans l'entrefer est donné par la relation 3.22

$$\begin{aligned} \psi_{bb} &= 2 \int_0^h N(y) d\phi_{\delta}(y) = 2 \frac{\Lambda_i \Lambda_{\delta}}{\Lambda_i + 2\Lambda_{\delta}} \frac{e}{S_{\delta}} N^2 i \int_0^h \left( \frac{\varepsilon - y}{l_b} \right)^2 dy \\ &= 2 \frac{\Lambda_i \Lambda_{\delta}}{\Lambda_i + 2\Lambda_{\delta}} \frac{eh}{S_{\delta}} N^2 i \frac{\varepsilon^2 - \varepsilon h + \frac{1}{3} h^2}{l_b^2} \\ &= 2 \frac{\Lambda_i \Lambda_{\delta}}{\Lambda_i + 2\Lambda_{\delta}} \frac{3\varepsilon(\varepsilon - h) + h^2}{3l_b^2} N^2 i \end{aligned} \quad 3.27$$

Le flux propre de la bobine prend la forme suivante

$$\phi_{bb} = \frac{\psi_{bb}}{N} = 2 \frac{\Lambda_i \Lambda_{\delta}}{\Lambda_i + 2\Lambda_{\delta}} N \frac{3\varepsilon(\varepsilon - h) + h^2}{3l_b^2} i \quad 3.28$$

3.2.1.5 Synthèse des résultats

Les flux propres et mutuels sont donc les suivants :

Flux propre de l'aimant	:	$\phi_{aa} = \frac{2\Lambda_{\delta}\Lambda_i}{\Lambda_i + 2\Lambda_{\delta}} \theta_a$
Flux mutuel aimant – bobine	:	$\phi_{ab} = \frac{2\Lambda_{\delta}\Lambda_i}{2\Lambda_{\delta} + \Lambda_i} \frac{2\varepsilon - h}{2l_b} Ni$
Flux mutuel bobine – aimant	:	$\phi_{ba} = \frac{2\Lambda_{\delta}\Lambda_i}{\Lambda_i + 2\Lambda_{\delta}} \frac{2\varepsilon - h}{2l_b} \theta_a$
Flux propre de la bobine	:	$\phi_{bb} = 2 \frac{\Lambda_i \Lambda_{\delta}}{\Lambda_i + 2\Lambda_{\delta}} N \frac{3\varepsilon(\varepsilon - h) + h^2}{3l_b^2} i$

3.2.1.6 Force totale

La force appliquée à la bobine lorsqu'un courant circule dans cette dernière est donnée par l'expression générale

$$F_{tot} = \frac{1}{2} \frac{\partial \phi_{aa}}{\partial \varepsilon} \theta_a + \frac{1}{2} \frac{\partial \psi_{bb}}{\partial \varepsilon} i + \frac{1}{2} \frac{\partial \psi_{ba}}{\partial \varepsilon} i + \frac{1}{2} \frac{\partial \phi_{ab}}{\partial \varepsilon} \theta_a \tag{3.29}$$

Après quelques calculs, on obtient pour la force totale :

$$F_{tot} = \frac{2\Lambda_\delta \Lambda_i}{2\Lambda_\delta + \Lambda_i} \frac{1}{l_b} \left( \frac{2\varepsilon - h}{2l_b} (Ni)^2 + \theta_a Ni \right) \tag{3.30}$$

La force totale est constituée d'une force réluctance due à la dépendance de la perméance propre de la bobine et d'une force électromagnétique, C'est cette dernière qui est intéressante car elle est directement proportionnelle au courant circulant dans la bobine.

3.2.1.7 Force de Laplace

La force électrodynamique peut être calculée par la force de Laplace. Dans ce cas, détermine le champ d'induction magnétique créée par l'aimant à la hauteur des spires de la bobine. Le calcul vectoriel donne le résultat suivant :

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_{el} &= \underbrace{N \frac{h}{l_b} i \mathbf{l}_1 \times \mathbf{B}_{\delta 1}}_{\substack{\text{nb de spires} \\ \text{actives} \\ \text{Partie supérieure}}} + \underbrace{N \frac{h}{l_b} i \mathbf{l}_2 \times \mathbf{B}_{\delta 1}}_{\substack{\text{nb de spires} \\ \text{actives} \\ \text{Partie inférieure}}} \\ &= N \frac{h}{l_b} i \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ e \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 0 \\ \mathbf{B}_\delta \\ 0 \end{pmatrix} + N \frac{h}{l_b} i \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ -e \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} -\mathbf{B}_\delta \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = 2N \frac{h}{l_b} i \begin{pmatrix} 0 \\ eB_\delta \\ 0 \end{pmatrix} \\ &= 2N \frac{h}{l_b} i \begin{pmatrix} 0 \\ e \frac{\Lambda_\delta \Lambda_i}{\Lambda_\delta + 2\Lambda_i} \frac{1}{S_\delta} \theta_a \\ 0 \end{pmatrix} \underset{S_\delta = h e}{=} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{2\Lambda_i \Lambda_\delta}{\Lambda_i + 2\Lambda_\delta} \frac{1}{l_b} \theta_a Ni \\ 0 \end{pmatrix} [N] \end{aligned} \tag{3.31}$$

On voit que la seule composante de force non nulle se trouve sur l'axe y et sa valeur est identique à celle calculée par la méthode de la dérivée de la co-énergie.

3.2.1.8 Tension induite de mouvement

Le mouvement de la bobine à l'intérieur du circuit magnétique provoque une variation du flux totalisé et par conséquent une tension induite de mouvement apparaît à ces bornes. En se référant à la relation 3.4, on peut écrire

$$u_{i[mvt]} = \left( \frac{\partial \psi_{bb}}{\partial \varepsilon} + \frac{\partial \psi_{ba}}{\partial \varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} \tag{3.32}$$

finalemant

$$u_{i[mvt]} = \frac{2\Lambda_\delta \Lambda_i}{2\Lambda_\delta + \Lambda_i} \frac{N}{l_b} \left( \frac{2\varepsilon - h}{2l_b} Ni + \theta_a \right) v \quad 3.33$$

Sans courant dans la bobine ( $i=0$ ), la tension induite est une fonction linéaire de la vitesse, le coefficient de proportionnalité est appelé constante de tension induite  $K_E$ . Cette grandeur est identique à la constante de couple  $K_F$  pour un circuit à caractéristique magnétique linéaire

$$K_E = \frac{u_{i[mvt]}|_{i=0}}{v} = K_F = \frac{F_{tot}}{i_b} = \frac{2\Lambda_\delta \Lambda_i}{2\Lambda_\delta + \Lambda_i} \frac{N}{l_b} \theta_a \quad [Vs / m] \quad 3.34$$

### 3.3 ACTUATEUR LINÉAIRE DE TYPE VOICE COIL

Il existe un grand nombre d'actuateurs linéaires à bobine mobile de géométries différentes. Néanmoins, à l'aide de deux géométries il est possible de mettre en évidence la production de force électrodynamique (force principale) et force réluctante (effet indésirable).

#### 3.3.1 Circuit magnétique symétrique

##### 3.3.1.1 Géométrie du circuit magnétique

En utilisant un circuit magnétique symétrique on peut éliminer les forces réluctantes. Il n'y a donc pas de force créée par variation de la perméance propre de la bobine en fonction de la position elle-même. Dans ce cas, si les aimants sont enlevés, le courant circulant dans la bobine ne produit aucune force et aucune tension induite de mouvement. La perméance propre de la bobine est constante. La Figure 3-5 illustre un tel actuateur.

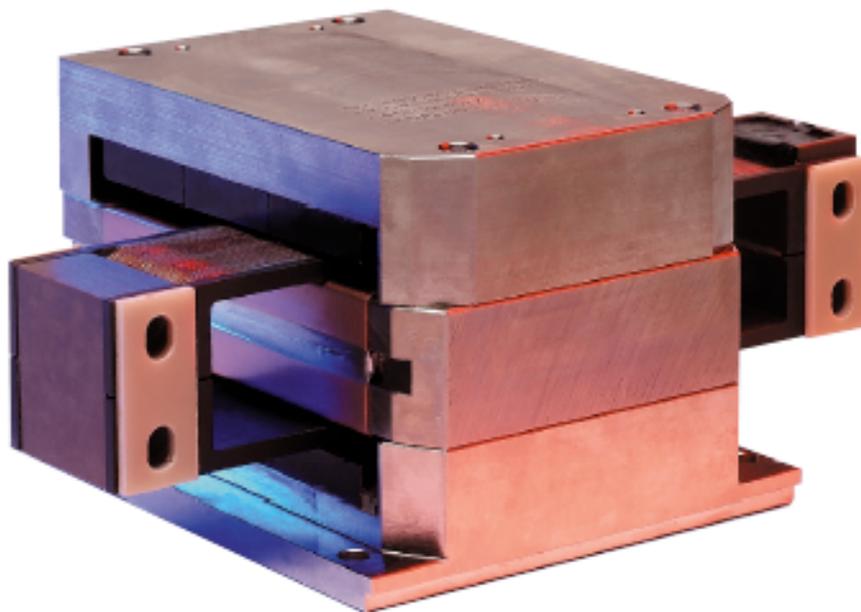


Figure 3-5 : Actuateur linéaire à circuit magnétique symétrique (BEI)

##### 3.3.1.2 Schéma de calcul

A partir de la géométrie du circuit, on peut dessiner le schéma magnétique de la Figure 3-6. On voit que le flux dans le circuit magnétique est nul en  $x=0$  et maximum aux deux extrémités. A partir de cette observation, on peut voir qu'il n'est pas possible d'augmenter indéfiniment la longueur du circuit magnétique sous peine de saturer ce dernier. Ce type d'actuateur est donc limité en course si l'on veut un encombrement raisonnable. La partie active de la bobine se trouve dans le circuit magnétique. La partie externe de la bobine n'est donc pas productrice de force. Par contre l'ouverture de la bobine de chaque côté du circuit magnétique permet un déplacement transversal de cette dernière, déplacement utilisé dans le cas d'une table X-Y par exemple.

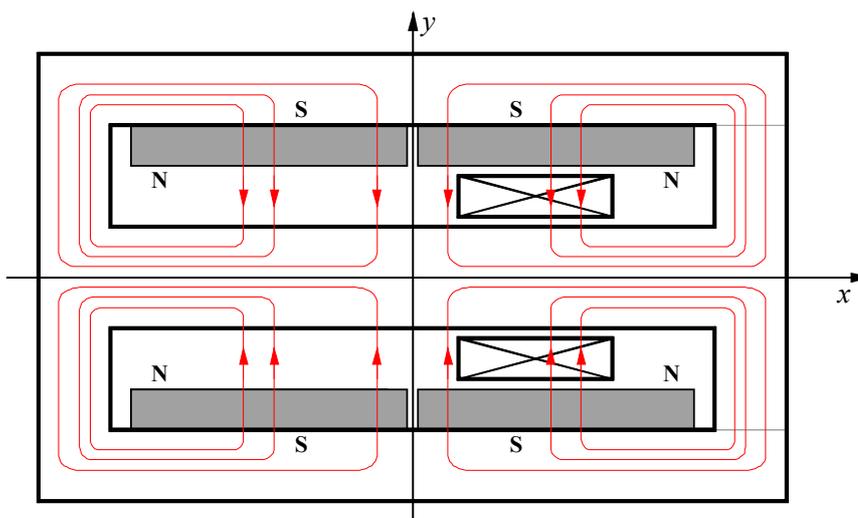


Figure 3-6 : Circuit magnétique de l'actuateur

Vu la symétrie du circuit, on peut donc réaliser un schéma de détail d'un quart du circuit. Un soin particulier doit être pris en ce qui concerne le signe de la force. Dans le cas présent, selon la Figure 3-7, la définition des axes  $x$  et  $y$  impose à l'axe  $z$  de sortir de la feuille. Le courant doit donc être considéré comme positif lorsqu'il sort de la feuille dans la partie supérieure de la bobine (un courant positif crée un flux positif).

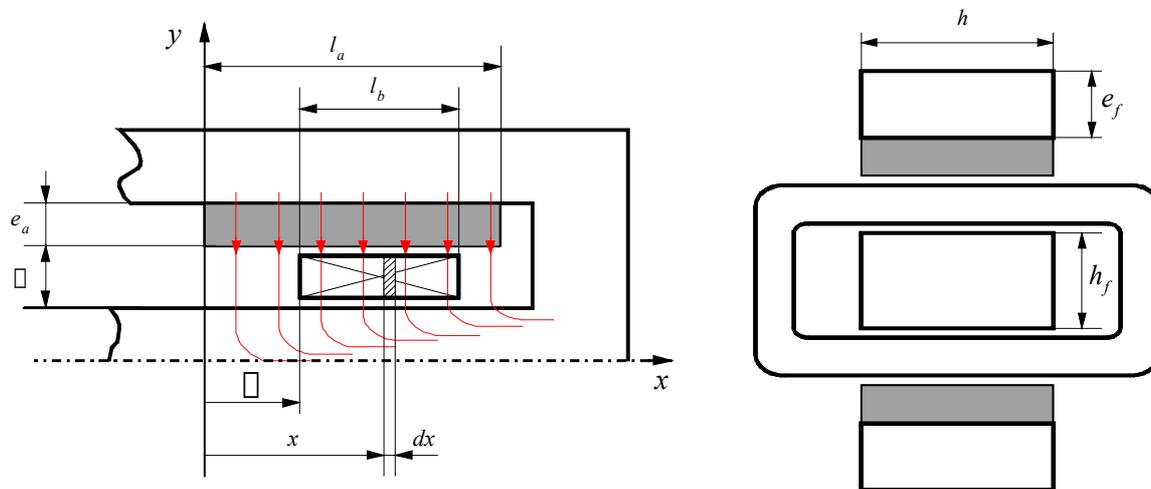


Figure 3-7 : Mise en évidence de la distribution du flux en fonction de la position

Pour pouvoir conduire les calculs, il est conseillé de faire quelques hypothèses. De plus on admet que les grandeurs suivantes sont connues

### 3.3.1.3 Calculs des flux

Hypothèses :

- La réluctance du fer est beaucoup plus petite que celle de l'entrefer et celle de interne à l'aimant.
- Les lignes de champs sont radiales dans l'entrefer.

- Le flux propre de la bobine circule principalement dans le fer.
- On admet une parfaite symétrie de la partie ferromagnétique, ceci implique que les lignes de champs de chaque aimant se referment dans la demi partie dans laquelle il est logé.

Après quelques calculs (voir exercice), les valeurs des flux propres et mutuelles entre la bobine et un aimant sont les suivantes :

$$\phi_{aa} = - \frac{\Lambda_i \Lambda_\delta}{\Lambda_i + \Lambda_\delta} \vartheta_a \quad 3.35$$

$$\phi_{ab} = \frac{\Lambda_\delta \Lambda_i}{\Lambda_\delta + \Lambda_i} N \frac{2\varepsilon + l_b}{2l_a} i \quad 3.36$$

$$\phi_{ba} = \frac{\Lambda_i \Lambda_\delta}{\Lambda_i + \Lambda_\delta} \frac{2\varepsilon + l_b}{2l_a} \vartheta_a \quad 3.37$$

$$\psi_{bb} = \Lambda_{fer\_equivalent} Ni \quad 3.38$$

Un flux négatif est un flux opposé au sens de l'axe correspondant (par exemple le flux créé par l'aimant descend alors que l'axe y est vers le haut)

En observant ces grandeurs, on voit immédiatement qu'il n'y a pas de force réluctante car les perméances propres sont indépendantes de la position de la bobine

#### 3.3.1.4 Force totale appliquée sur la bobine

La force totale exercée sur la bobine est donnée par la relation

$$F_{tot} = \frac{1}{2} \frac{\partial \psi_{bb}}{\partial \varepsilon} i + \frac{1}{2} \sum_{n=1}^4 \theta_{an} \sum_{m=1}^4 \frac{\partial \phi_{anam}}{\partial \varepsilon} + \sum_{m=1}^4 \frac{\partial \psi_{bam}}{\partial \varepsilon} i \quad 3.39$$

Les flux propres de la bobine  $\phi_{bb}$  et des aimants  $\phi_{anam}$  ainsi que les flux mutuels entre aimants  $\phi_{anam}$  sont indépendants de la position de la bobine et donc de  $\varepsilon$ .

$$F_{tot} = \sum_{m=1}^4 \frac{\partial \psi_{bam}}{\partial \varepsilon} i = 2 \frac{\partial \psi_{ba}}{\partial \varepsilon} i = 2 \frac{\Lambda_\delta \Lambda_i}{\Lambda_\delta + \Lambda_i} \frac{1}{l_a} \theta_a Ni \quad 3.40$$

La force électrodynamique est indépendante de la position pour  $\varepsilon > 0$ . C'est une fonction linéaire du courant, le coefficient de proportionnalité  $K_F$  est une grandeur fournie par le fabricant.

$$K_F = \frac{F_{tot}}{i_b} = 2N \frac{\Lambda_\delta \Lambda_i}{\Lambda_\delta + \Lambda_i} \frac{1}{l_a} \theta_a \quad [N / A] \quad 3.41$$

#### 3.3.1.5 Tension induite de mouvement

La tension induite de mouvement s'exprime dans ce cas particulier par la relation suivante

$$u_{i[mvt]} = \frac{\partial \psi_{bb}}{\partial t} + \sum_{m=1}^4 \frac{\partial \psi_{bam}}{\partial t} = \left( \frac{\partial \psi_{bb}}{\partial \varepsilon} + \sum_{m=1}^4 \frac{\partial \psi_{bam}}{\partial \varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} \quad 3.42$$

Le flux propre de la bobine  $\psi_{bb}$  est constant, on a donc, pour  $\varepsilon > 0$

$$u_{i[mvt]} = \left( \frac{\partial \psi_{ba3}}{\partial \varepsilon} + \frac{\partial \psi_{ba4}}{\partial \varepsilon} \right) v = 2 \frac{\partial \psi_{ba}}{\partial \varepsilon} v = 2 \frac{\partial \Lambda_{ba}}{\partial \varepsilon} N \theta_a v \quad 3.43$$

En utilisant la relation 3.37, on a

$$u_{i[mvt]} = 2N \frac{\Lambda_\delta \Lambda_i}{\Lambda_\delta + \Lambda_i} \frac{1}{l_a} \theta_a v \quad 3.44$$

La tension induite est une fonction linéaire de la vitesse, le coefficient de proportionnalité est identique à la constante de couple  $K_F$  pour un circuit à caractéristique magnétique linéaire

$$K_E = \frac{u_{i[mvt]}}{v} = K_F = \frac{F_{tot}}{i} = 2N \frac{\Lambda_\delta \Lambda_i}{\Lambda_\delta + \Lambda_i} \frac{1}{l_a} \theta_a \quad [Vs / m] \quad 3.45$$

### 3.3.2 Circuit magnétique asymétrique

Il existe des actuateurs linéaires à bobine mobile présentant un circuit magnétique asymétrique et une bobine pouvant sortir de ce dernier. Ces actuateurs sont utilisés par exemple pour la motorisation de pots vibrants, pour des machines liées à la microélectronique ou encore pour la réalisation d'optique adaptative sur les télescopes.

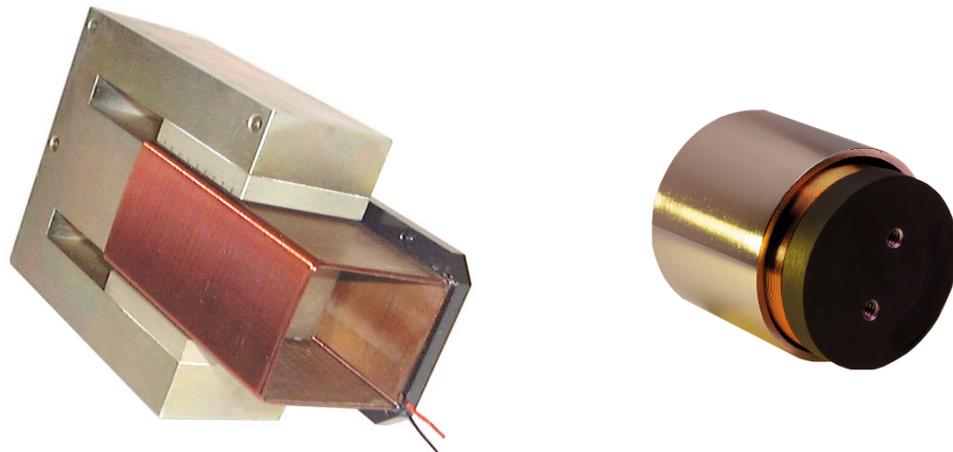


Figure 3-8 : Actuateurs à bobine mobile à circuit magnétique asymétrique (ETEL, BEI)

La dissymétrie du circuit magnétique engendre une force réluctante entraînant du même coup une relation non linéaire entre la force électromagnétique et le courant circulant dans la bobine. La Figure 3-8 illustre ce type d'actuateur.

#### 3.3.2.1 Calcul des flux propres et mutuelles

Le calcul des flux propres et mutuels se conduit comme pour le haut-parleur (voir §3.2.1). Pour des raisons de symétrie, on ne s'intéresse qu'à la moitié du circuit magnétique. Le système d'axes  $\{x, y, z\}$  est tel que les flux créés par l'aimant et la bobine sont positifs

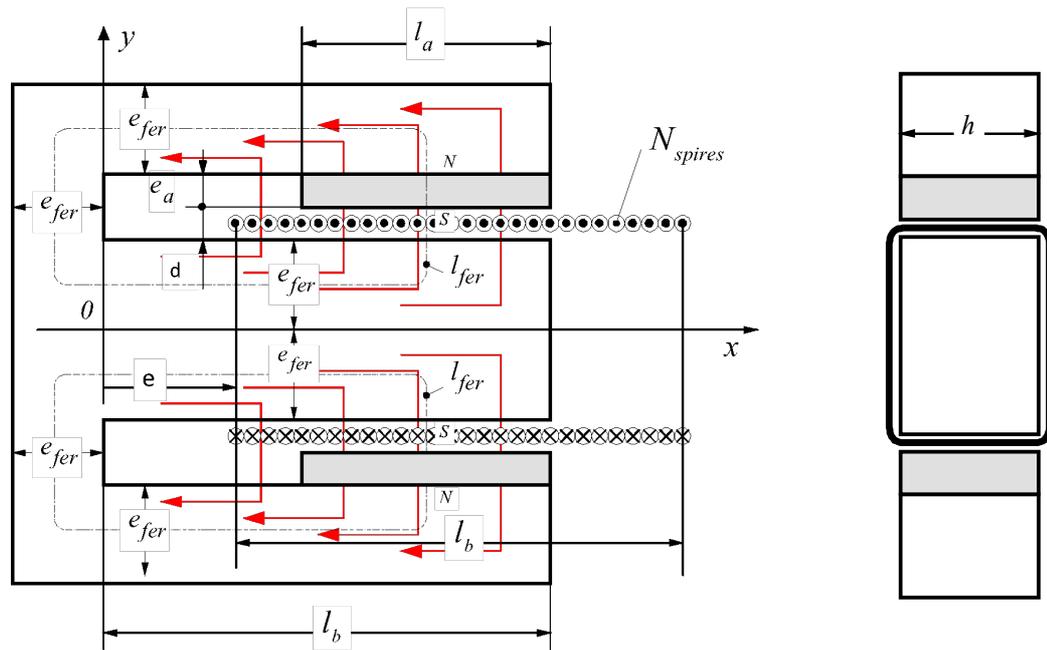


Figure 3-9 : Circuit magnétique de l'actuateur

Les valeurs des flux propres pour un aimant et la bobine et les flux mutuels entre un aimant et la bobine sont les suivantes (voir exercice) :

$$\phi_{aa} = \frac{\Lambda_i \Lambda_\delta}{\Lambda_i + \Lambda_\delta} \theta_a \quad 3.46$$

$$\phi_{ab}(\varepsilon) = \frac{\Lambda_i \Lambda_\delta}{\Lambda_i + \Lambda_\delta} \frac{2l_b - l_a - 2\varepsilon}{2l_b} Ni \quad 3.47$$

$$\phi_{ba}(\varepsilon) = \frac{\Lambda_i \Lambda_\delta}{\Lambda_i + \Lambda_\delta} \frac{2l_b - l_a - 2\varepsilon}{2l_b} \theta_a \quad 3.48$$

$$\phi_{bb}(\varepsilon) = \frac{2}{3} \frac{N}{l_b^2} ih \left( (l_b - l_a - \varepsilon)^3 \frac{\mu_0}{\delta + e_a} + \left( (l_b - \varepsilon)^3 - (l_b - l_a - \varepsilon)^3 \right) \frac{\Lambda_i \Lambda_\delta}{\Lambda_i + \Lambda_\delta} \frac{1}{S_\delta} \right) \quad 3.49$$

avec

1. Perméance interne d'un aimant

$$\Lambda_i = \frac{\mu_d S_a}{e_a} \quad 3.50$$

2. Perméance de l'entrefer

$$\Lambda_i = \frac{\mu_0 S_\delta}{\delta} \quad 3.51$$

Le flux propre de la bobine dépend de la position de cette dernière, il existe donc une force réluctante qui a pour effet de toujours pousser la bobine vers l'intérieur du circuit magnétique.

### 3.3.2.2 Force totale appliquée sur la bobine

La force réductante est donnée par la variation du flux propre de la bobine en fonction de la position de cette dernière.

$$\begin{aligned}
 F_{rel} &= \frac{1}{2} \frac{\partial \psi_{bb}(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} i = \\
 &= - \left( \frac{1}{l_b} \right)^2 (Ni)^2 h \left( (l_b - l_a - \varepsilon)^2 \frac{\mu_0}{\delta + e_a} + \left( (l_b - \varepsilon)^2 - (l_b - l_a - \varepsilon)^2 \right) \frac{\Lambda_i \Lambda_\delta}{\Lambda_i + \Lambda_\delta} \frac{1}{S_\delta} \right)
 \end{aligned} \tag{3.52}$$

La force électrodynamique est donnée par la variation des flux mutuels en fonction de la position de la bobine.

$$\begin{aligned}
 F_{el} &= \frac{1}{2} \frac{\partial \phi_{a1b}(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \theta_a + \frac{1}{2} \frac{\partial \psi_{ba1}(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} i + \frac{1}{2} \frac{\partial \phi_{a2b}(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \theta_a + \frac{1}{2} \frac{\partial \psi_{ba2}(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} i = \\
 &= -2 \frac{\Lambda_i \Lambda_\delta}{\Lambda_i + \Lambda_\delta} \frac{1}{l_b} \theta_a Ni
 \end{aligned} \tag{3.53}$$

Dans ce cas la constante de force vaut :

$$K_F = \frac{F_{el}}{i_b} = -2 \frac{\Lambda_i \Lambda_\delta}{\Lambda_i + \Lambda_\delta} \frac{1}{l_b} \theta_a N \quad [N / A] \tag{3.54}$$

### 3.3.2.3 Tension induite de mouvement

Pour la tension induite, on peut écrire pour un courant nulle dans la bobine

$$u_{i[mvt]} \Big|_{i_b=0} = \sum_{m=1}^2 \frac{\partial \psi_{bam}}{\partial t} = \sum_{m=1}^2 \frac{\partial \psi_{bam}}{\partial \varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} \tag{3.55}$$

soit

$$u_{i[mvt]} \Big|_{i_b=0} = -2 \frac{\Lambda_i \Lambda_\delta}{\Lambda_i + \Lambda_\delta} \frac{1}{l_a} N \theta_a v \tag{3.56}$$

A vide, c'est à dire sans courant dans la bobine, la tension induite est une fonction linéaire de la vitesse. Cette fonction est identique à celle liant la force électrodynamique au courant

$$K_E = \frac{u_{i[mvt]}}{v} \Big|_{i_b=0} = K_F = \frac{F_{el}}{i_b} = -2 \frac{\Lambda_i \Lambda_\delta}{\Lambda_i + \Lambda_\delta} \frac{1}{l_a} N \theta_a v \quad [Vs / m] \tag{3.57}$$

Le signe négatif indique simplement que la force appliquée à la bobine est de sens contraire à l'axe x, ou que la tension induite aux bornes de la bobine est négative lorsque la vitesse est définie comme positive (déplacement dans le sens de l'axe x).

### 3.3.2.4 Remarques

Dans la réalité les actionneurs à bobine mobile de ce type ont un circuit magnétique fortement saturé. Dans ce cas, le sens du courant provoque l'apparition d'un flux dans le matériau magnétique qui, selon le sens du courant, entraîne une augmentation de l'induction magnétique et par conséquent de la saturation ou d'un affaiblissement de l'induction

magnétique et donc une diminution de la saturation. La non linéarité du système se trouve donc renforcée.

La Figure 3-10 illustre l'affaiblissement ou le renforcement du niveau d'induction dans le fer selon le signe du courant.

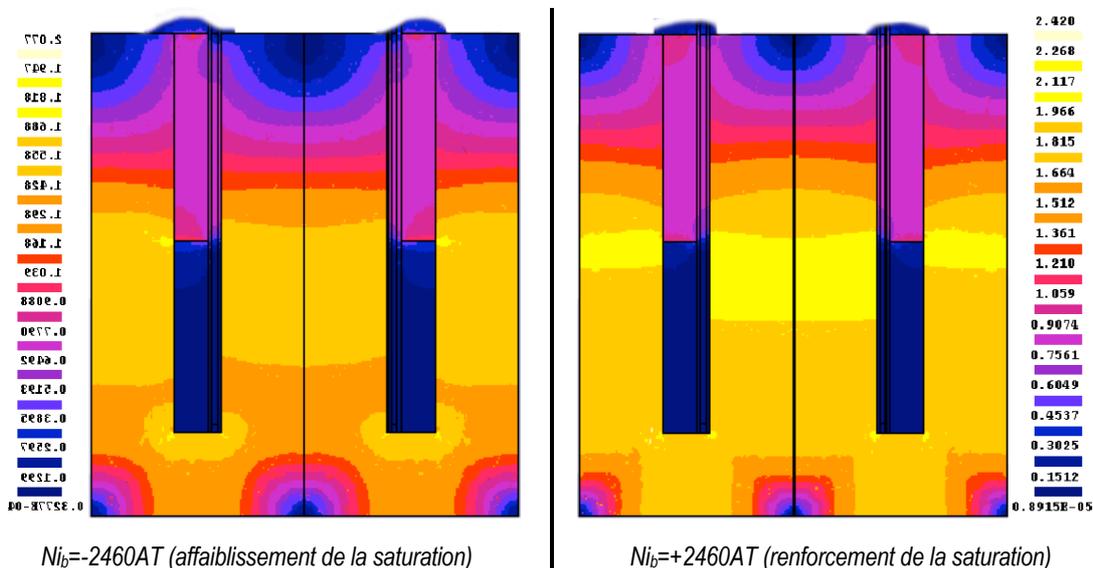


Figure 3-10 : Niveau d'induction dans le circuit magnétique en fonction des ampères tour dans la bobine

### 3.3.3 Exemple de réalisation

#### 3.3.3.1 Table X-Y à haute dynamique

La Figure 3-11 illustre un exemple typique de l'utilisation d'actuateurs linéaires à bobine mobile. L'entraînement direct des parties mobiles permet d'éviter l'introduction de non-linéarités provoquées par la transformation d'un mouvement rotatif en un mouvement linéaire au moyen d'une vis à bille par exemple. Les capteurs de mesure de position tels qu'ils sont montés permettent également une mesure directe. Un tel montage offre un mouvement à forte dynamique et haute précision.

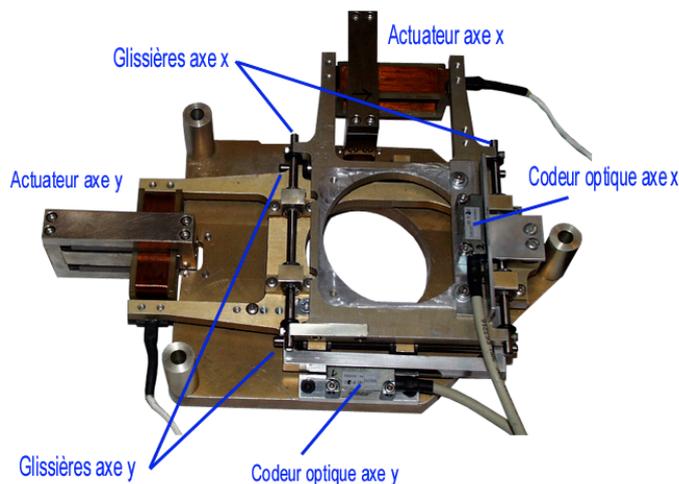


Figure 3-11 : Table X-Y à entraînement direct.

3.3.3.2 *Entraînement de la lentille de focalisation et suivi de piste d'un lecteur DC*

Les blocs optiques des lecteurs CDROM et DVD possèdent un actuateur permettant l'ajustement de la position de la lentille de focalisation du faisceau laser.

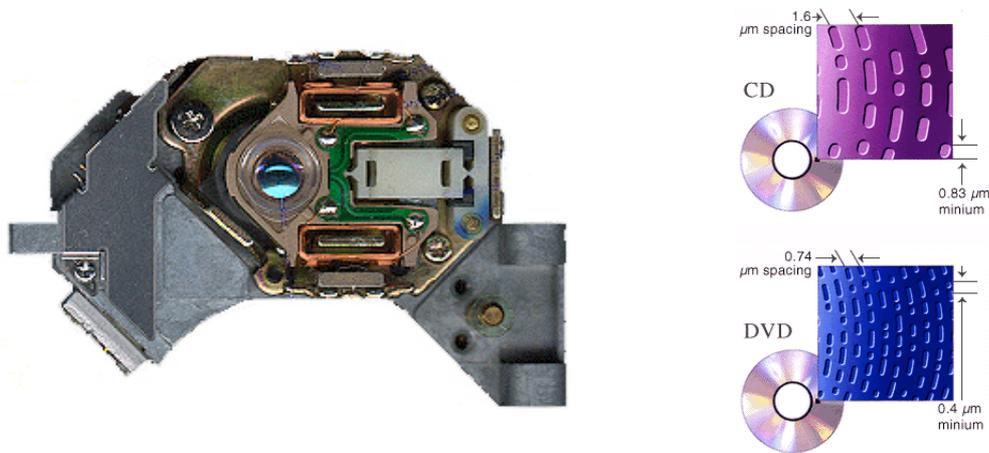


Figure 3-12 : Actuateur pour le mouvement de la lentille d'un lecteur CD

Six enroulements distincts sont intégrés dans le bloc optique. Deux de ces enroulements (les plus grands) permettent une translation linéaire verticale (axe optique) de la lentille et par conséquent la focalisation du faisceau laser. Les quatre autres enroulements permettent un mouvement de rotation provoquant une translation perpendiculaire à l'axe optique. Dans ce cas le faisceau laser est dévié, permettant ainsi un suivi de piste (tracking).

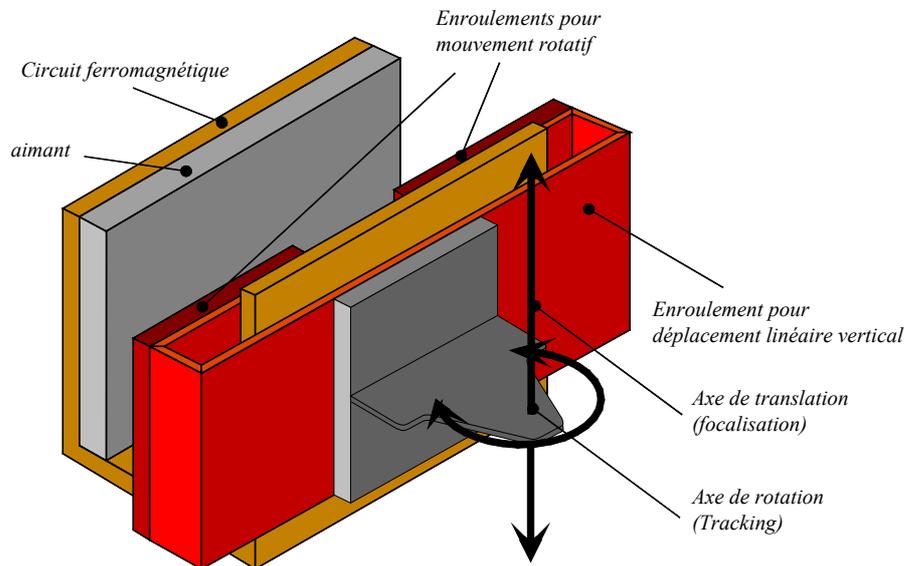


Figure 3-13 : Actuateur pour le mouvement de la lentille d'un lecteur CD (principe I)

La partie active des enroulements se limite à la surface projetée de l'aimant. Les enroulements les plus petits ont seulement une moitié des spires qui est active. Les forces ainsi créées produisent un mouvement circulaire autour de l'axe de rotation.

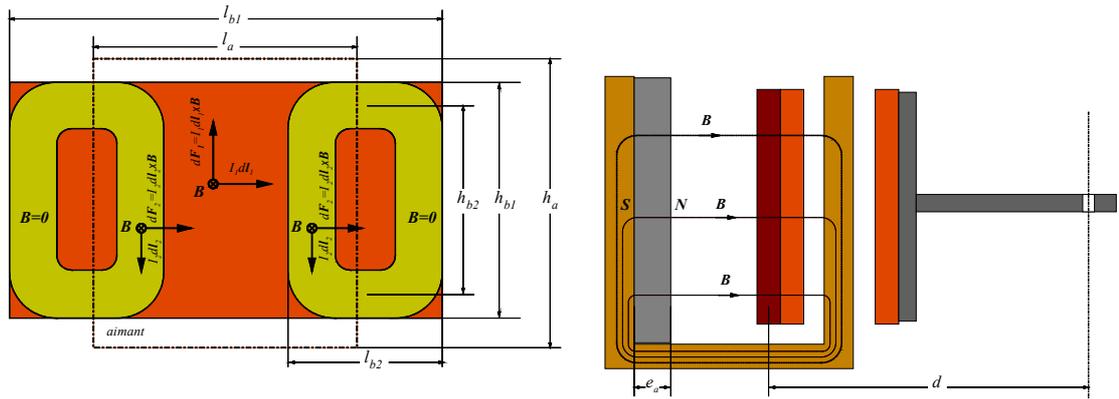


Figure 3-14 : Actuateur pour le mouvement de la lentille d'un lecteur CD (principe II)

Les déplacements verticaux maximums sont de l'ordre du millimètre alors que l'angle de rotation est limité à  $\pm 3^\circ$  environ. Grâce à cet actuateur, un léger voilage du CD est possible. De même le suivi de piste permet de translater le bloc optique à l'aide d'un mécanisme d'entraînement bon marché.

### 3.4 ACTUATEUR SECTEUR

#### 3.4.1 Application disques durs pour PC

Les actuateurs secteurs sont utilisés pour des mouvements angulaires de faibles amplitudes. Les disques durs d'ordinateur possèdent de tels actuateurs. En pratique la culasse du stator est saturée, les flux de fuite sont donc assez importants. Il faut relever au passage que l'information sur le disque est mémorisée par orientation de dipôles magnétiques, malgré les flux de fuites, la fiabilité de ce type de stockage de données n'est pas remise en cause.

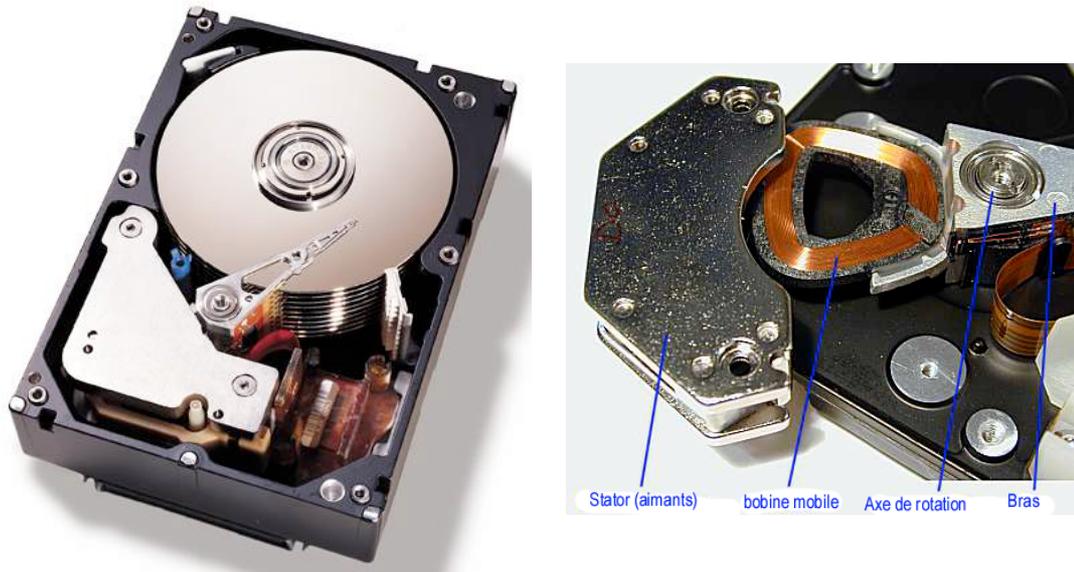


Figure 3-15 : Actuateur secteur pour applications dans les disques durs d'ordinateur

La Figure 3-16 montre la géométrie du actuateur.

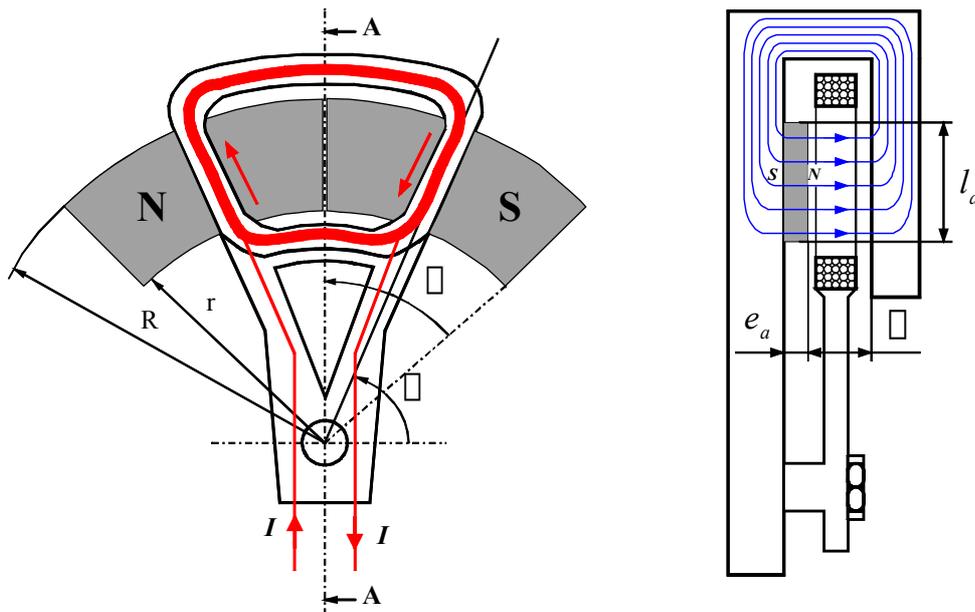


Figure 3-16 : Actuateur

Dans ce cas, il est facile de comprendre la nécessité d'avoir des aimants d'orientations différentes pour assurer une force non nulle lorsqu'un courant circule dans la bobine. La plage angulaire de travail est limitée par la géométrie. En maintenant le courant constant dans la bobine, on voit que la force s'annule lorsque les deux branches de la bobine se trouvent en face d'un même aimant.

### 3.4.2 Application industrielle

#### 3.4.2.1 Actuateur secteur à bobine mobile

Les actuateurs secteurs sont également utilisés dans des applications industrielles. La Figure 3-17 illustre un tel actuateur.



Figure 3-17 : Actuateur secteur (BEI)

Cet actuateur a une structure identique à l'actuateur linéaire à circuit magnétique symétrique vu au §3.3.1. L'angle utile comme la course utile, dans le cas de l'actuateur linéaire, est limité par la longueur du chemin magnétique servant à la fermeture du flux.

### 3.5 ACTUATEUR À AIMANTS MOBILES

Les actionneurs à bobine mobile présentent quelques inconvénients au niveau de la bobine. On citera les points suivants :

- mauvaise dissipation thermique car la bobine n'est en contact qu'avec de l'air.
- La bobine est auto portante, elle est donc plus difficile à fabriquer.
- Les fils d'alimentation de la bobine doivent se déplacer avec cette dernière.

Pour de petits actionneurs, il est possible de réaliser des constructions où la bobine est fixée dans le circuit magnétique (contact thermique) qui est immobile. Les aimants sont maintenus ensemble par un matériau aimantique et non conducteur électrique (en générale de l'époxy).

#### 3.5.1.1 Actuateur linéaire

La Figure 3-18 illustre le cas d'un actionneur à aimants mobiles classique. Le flux créé par la circulation d'un courant dans les bobines (même sens pour les deux) traverse l'entrefer dans lequel se trouvent des aimants de polarités inversées. La perméance propre de la bobine est pratiquement indépendante de la position des aimants ( $\mu_d \approx \mu_0$ ) et par conséquent peut être considérée comme constante. Pour de faibles courses la perméance vue par les aimants est également indépendante de la position, il n'y a par conséquent pas de force réluctante. On se trouve donc en présence d'un actionneur présentant une caractéristique linéaire de la force en fonction du courant dans la bobine. Ce type actionneur n'est utilisable que pour des courses limitées.

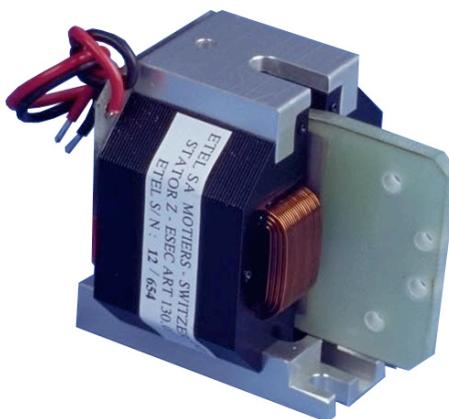


Figure 3-18 : Actuateur à aimants mobiles (ETEL)

#### 3.5.1.2 Actuateur secteur

Il existe également des actionneurs rotatifs donc le stator est un tore ferromagnétique comportant un enroulement (une seule phase). Ce type d'actionneur peut être unipolaire (une paire d'aimants au rotor) ou multipolaire (plusieurs paires d'aimants au rotor). L'enroulement toroïdal statorique est composé d'un bobinage segmenté, dont le nombre de segments est égal au nombre d'aimants au rotor. Le sens de l'enroulement change pour chaque segment successif. La variation du flux mutuel aimant – enroulement doit être la plus linéaire en fonction de la position angulaire relative rotor – stator (angle entre axes magnétiques statorique et rotorique). Dans ces conditions, le couple est constant sur un angle donné. La Figure 3-19 illustre le cas d'un actionneur rotatif à plage angulaire limitée comportant une paire d'aimants au rotor. Dans cette configuration, la plage angulaire est limitée à 180° (cas théorique).

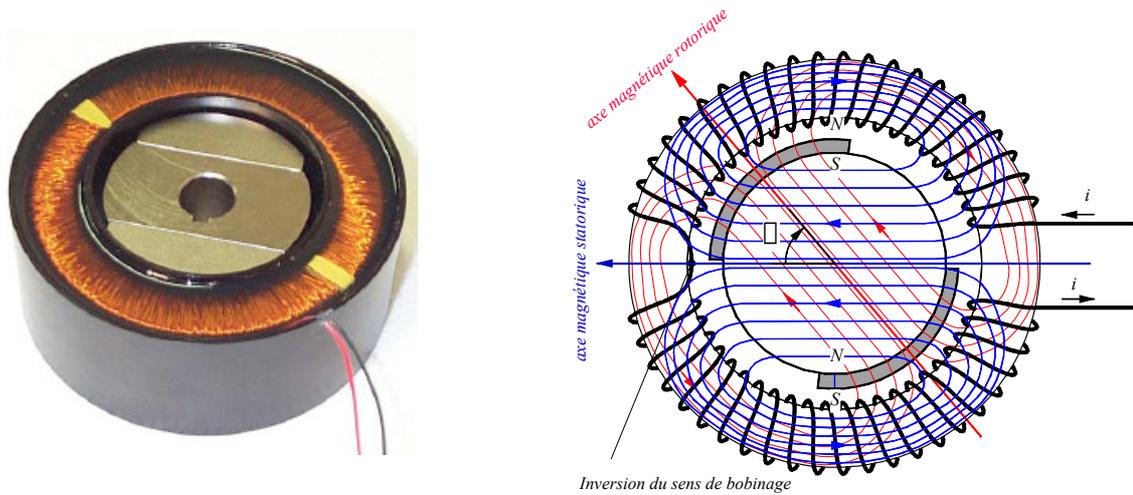
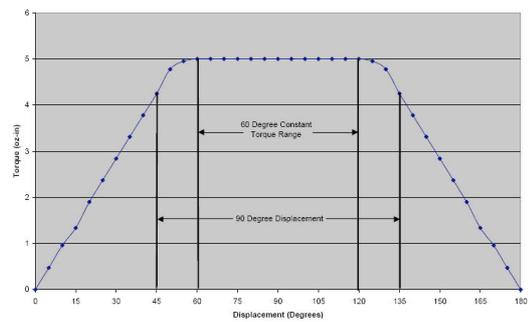
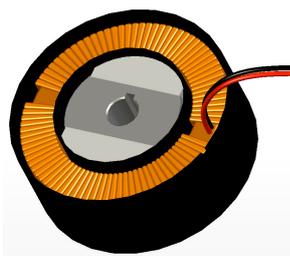
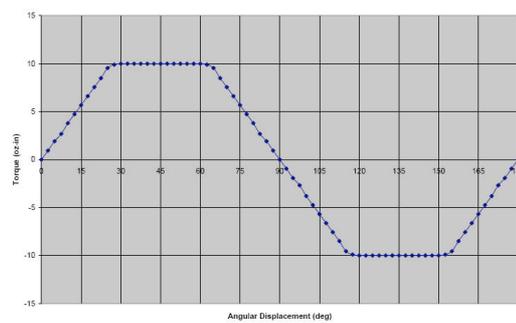
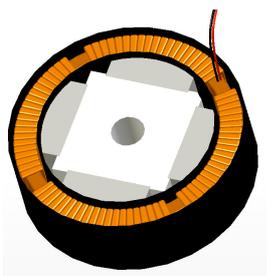


Figure 3-19 : Actuateur rotatif à plage angulaire limitée

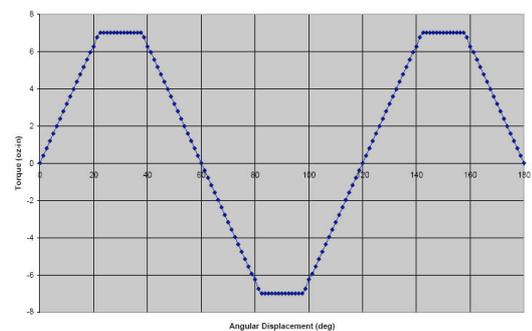
Ci-dessous quelques exemples d'actuateurs à plage angulaire limitée.



Une paire de pôle



Deux paires de pôles



Trois paires de pôles

Figure 3-20 : Actuateur rotatif à plage angulaire limitée

### 3.6 MODÉLISATION DE LA PARTIE ACTUATEUR

#### 3.6.1 Modélisation sous Simplorer.

La modélisation de la partie électrique est simple. En effet l'actuateur est constitué d'une bobine présentant une inductance propre  $L_{bb}(x)$  et dont la résistance vaut  $R_b$ . La tension induite de mouvement, constituée d'une source tension commandée.

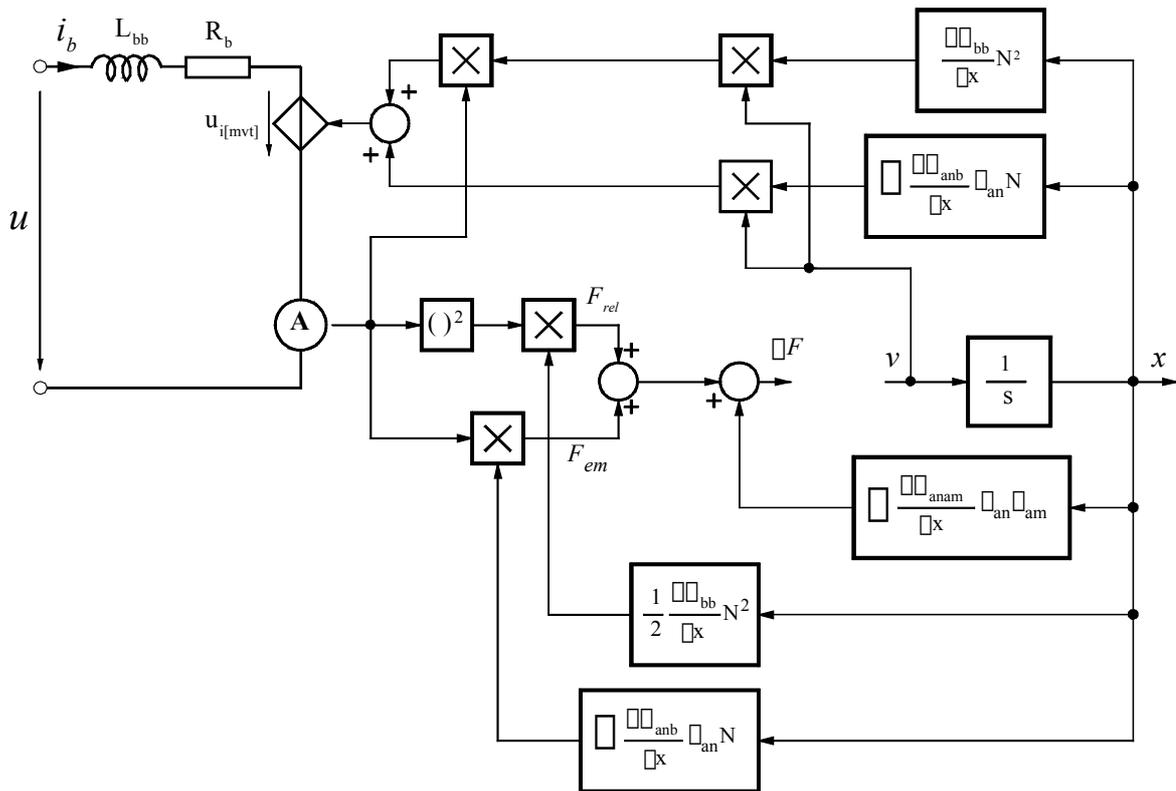


Figure 3-21 : Actuateur secteur : Modélisation sous Simplorer

Grâce au courant mesuré à l'aide de l'ampèremètre A, il est possible de déterminer les forces réluctante  $F_{rel}$  et électrodynamique  $F_{em}$  pour ensuite déterminer la vitesse et la position de la partie mobile. La position est ensuite utilisée pour définir la forme de la distribution des forces et des tensions induites de mouvement. La partie alimentation, non représentée sur la Figure 3-21 est constituée par un variateur de courant à pulsation bidirectionnel sous la forme de son modèle aux bornes. La commande des commutateurs est réalisée à l'aide d'un graphe d'état. On est donc ici en présence d'une modélisation mixte, soit un modèle aux bornes et un modèle pseudo-continu.

#### 3.6.2 Modélisation sous Simulink

La modélisation sous Simulink est assez semblable à celle de Simplorer. Seule la partie électrique change. En effet, le circuit électrique de l'actuateur est représenté par une fonction de transfert dans Laplace (modèle continu). La partie alimentation du variateur de courant à pulsation bidirectionnel est également représentée par son modèle pseudo-continu.

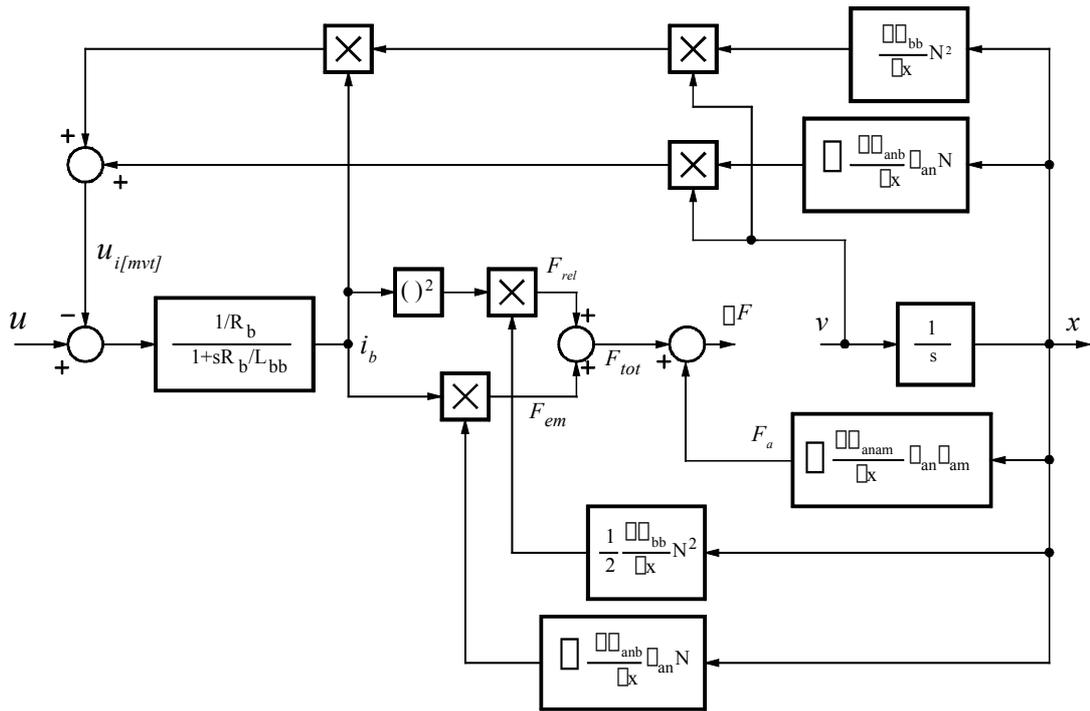


Figure 3-22 : Actuateur secteur : Modélisation sous Simulink

### 3.7 LES CARACTÉRISTIQUES FABRICANTS

Le tableau ci-dessous donne un exemple d'actuateur linéaire à circuit symétrique de la société BEI. On voit en observant les diverses valeurs proposées que la masse de la bobine est très faible mais par contre que sa résistance thermique est élevée.

Numéro d'identification	Force maximum	Force permanente à bobine bloquée	Course	Masse de la bobine	Constante de temps électrique	Résistance thermique	Résistance de la bobine	Constante de force
Part Number	Peak Force	Continuous Stall Force	Total Stroke	Coil mass	Electrical time constant	Thermal resistance	DC resistance	Force sensitivity
	[N] @ 10s	[N]	[mm]	[g]	[us]	[°C/W]	[Ohms]	[N/A]
LA14-24-000A	31.1	14.9	22.4	21.8	700	3.4	5	7.2

Tableau 3-1 : Caractéristique d'un actuateur linéaire à bobine mobile

En appliquant une force permanente de 14.9N, le courant doit être de 2A et par conséquent la température de la bobine sera 68°C plus élevée que la température ambiante. En appliquant la force maximum, l'augmentation de la température sera de 317°C !!! Le temps pendant lequel cette force maximum peut être appliquée est directement fonction de la constante de temps thermique de la bobine. En principe la température maximum de ce type de bobine est comprise entre 125°C et 160°C.

---

## Bibliographie

- [1] **TRAITE D 'ELECTRICITE**  
ELECTROMECHANIQUE  
Volume IX  
*Auteur : Prof. Marcel Jufer*  
ISBN 2-88074-285-4
  
- [2] **TRAITE D 'ELECTRICITE**  
ELECTROMAGNETISME  
Volume III  
*Auteur : Prof. Fred Gardiol*  
ISBN 2-604-00005-9
  
- [3] **MAGNA PHYSICS PUBLICATIONS – OXFORD SCIENCE PUBLICATION**  
**DESIGN OF BRUSHLESS PERMANENT – MAGNET MOTORS**  
*Auteurs : J.R. Hendershot Jr and Tje Miller*  
ISBN 1-881855-03-1
  
- [4] **OXFORD UNIVERSITY PRESS**  
**STEPPING MOTORS AND THEIR MICROPROCESSOR CONTROLS**  
*Auteurs : Takashi Kenjo and Akira Sugawara*  
ISBN 0-19-859385-6
  
- [5] **ECOLE POLYTECHNIQUE FEDERALE DE LAUSANNE**  
**ENTRAINEMENTS ELECTRIQUES II**  
*Auteur : Dr Nicolas Wavre*