

Modèle analytique 3D par réseau de réluctances d'un actionneur-couple pour vanne hydraulique

Marion RIBOUT^{1,2}, Carole HENAU³, Frédéric MESSINE¹, Jean-François LLIBRE¹ et Batoul ATTAR²

¹LAPLACE, Université de Toulouse, CNRS, INPT, UPS, Toulouse, France

²FACT, Fluid Actuation & Control Toulouse, L'Union, France

³IES, Université de Montpellier, Montpellier, France

RESUME – Ce papier présente le modèle analytique d'un actionneur dit « moteur-couple » à débattement limité souvent utilisé dans les vannes hydrauliques. Le modèle développé permet de déterminer les performances électromagnétiques de cet actionneur. Il s'appuie sur une modélisation 3D par réseau de réluctances où les fuites magnétiques et l'état de magnétisation des éléments ferromagnétiques sont considérés. Ce modèle permet de réduire le temps d'analyse de la performance d'environ 78% par rapport au temps de calcul par éléments finis 3D conventionnel, ce qui est intéressant en vue d'un processus de conception et d'optimisation de la géométrie de l'actionneur.

Mots-clés—Actionneur à débattement limité, Modèle analytique 3D, Réseau de réluctances, Flux de fuites, Etat magnétique

1. INTRODUCTION

L'objectif du travail présenté dans cet article est de définir un modèle analytique qui décrit fidèlement le comportement électromagnétique d'un moteur-couple, actionneur conventionnellement utilisé dans les vannes électro-hydrauliques. Ce modèle a pour vocation d'être intégré dans un processus de pré-dimensionnement. L'un des avantages de ce type de modèle analytique 3D par réseau de réluctances est qu'il permet d'analyser rapidement les performances de l'actionneur quel que soit la géométrie de celui-ci, contrairement à une simulation par éléments finis 3D consommatrice en temps de calcul. Cependant, la fiabilité des résultats de calcul, qu'il s'agisse des inductions ou des efforts générés, dépend fortement de la bonne prise en compte les fuites magnétiques et de la saturation des matériaux dans l'actionneur.

Pour ces deux problématiques, de nombreuses études ont été menées sur le moteur-couple. Sur la base d'un modèle assez simple développé par Merritt [1] représentatif du chemin principal du flux magnétique mais peu précis, Urata [2], Liu [3] et Zhang [4] ont intégré des chemins de fuites de flux ainsi que l'état de magnétisation du fer. Les modèles développés dans [2]–[4] introduisent de nouvelles réluctances de fuites permettant de représenter plus finement le comportement magnétique de l'actionneur. Celles-ci ne sont cependant pas calculées analytiquement. Elles sont déduites de simulations par éléments finis ou d'essais sur banc et les valeurs des réluctances sont recalées sur les performances observées. Cette méthode de recalage des réluctances ne permet pas d'intégrer la modélisation des fuites à un processus de dimensionnement. La première partie de l'étude consiste à intégrer dans le modèle par réluctance une représentation paramétrable et complètement analytique des réluctances associées aux chemins de fuite. De plus, dans les études [3], [4], l'impact de la perméabilité du fer est aussi prise en compte mais supposée invariante quel que soit le point de fonctionnement étudié. La méthode développée dans notre étude permet de prendre en compte la caractéristique non-

linéaire de la perméabilité du fer en fonction de l'induction magnétique présente dans celui-ci.

2. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DE L'ACTIONNEUR

La Figure 1 présente une vue schématique 2D explicative du fonctionnement de l'actionneur étudié. L'actionneur est composé d'une partie fixe constituée de fer et d'aimants et une partie mobile en fer supportant deux bobines alimentées suivant le même axe de magnétisation et séparées par l'axe du pivot.

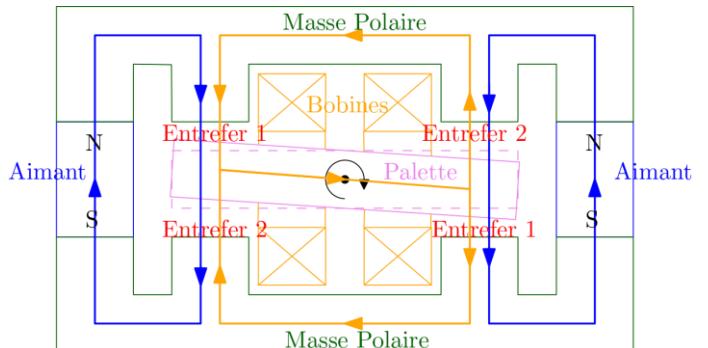


Fig. 1. Schéma 2D du principe de fonctionnement de l'actionneur

Le couple développé par l'actionneur est lié à l'intensité des courants injectés dans les bobines ainsi qu'à l'effet de réluctance inhérent au déplacement de la palette par rapport à la position centrale. Il est calculé, soit grâce à la détermination des forces appliquées sur la palette par le tenseur de Maxwell, soit, par le calcul de la coénergie magnétique avec la résolution des flux circulant dans le réseau de réluctances équivalent au système dont les expressions générales sont développées dans [5].

La force appliquée sur la palette, selon le tenseur de Maxwell, s'exprime dans la littérature sous la forme suivante :

$$F(N) = \frac{\Phi_1^2 - \Phi_2^2}{\mu_0 S_e} \quad (1)$$

avec $\Phi_{1,2}$: les flux circulants respectivement dans les entrefer 1 et 2 (Wb), S_e : la surface de passage du flux dans l'entrefer (m²) et μ_0 la perméabilité magnétique dans le vide (H/m).

Cette expression suppose que la composante tangentielle du champ magnétique dans l'entrefer est nulle et que seuls les flux circulant dans les entrefer génèrent une force, elle est communément admise pour cet actionneur. Le couple se déduit de (1) par l'application du bras de levier cohérent avec la géométrie de l'actionneur et le point d'application des flux sur la palette.

La coénergie magnétique s'exprimera sous la forme suivante :

$$W'_m = \sum_i 1/2 \mathcal{R}_i \Phi_i^2 \quad (2)$$

avec Φ_i le flux circulant dans la réductance \mathcal{R}_i du modèle réducteur équivalent.

Le couple développé par l'actionneur s'exprime par la dérivée de la coénergie par rapport à la position :

$$\Gamma(\text{N.m}) = \frac{\partial W'_m}{\partial \theta} \quad (3)$$

avec θ la position angulaire de la palette (rad).

La visualisation du flux dans l'air à l'aide du logiciel JMAG® (cf. Figure 2) permet de mettre en exergue un des points difficiles abordés dans cette étude qui est la modélisation des flux de fuites dont la proportion est non négligeable face au flux principal passant par les entrefers.

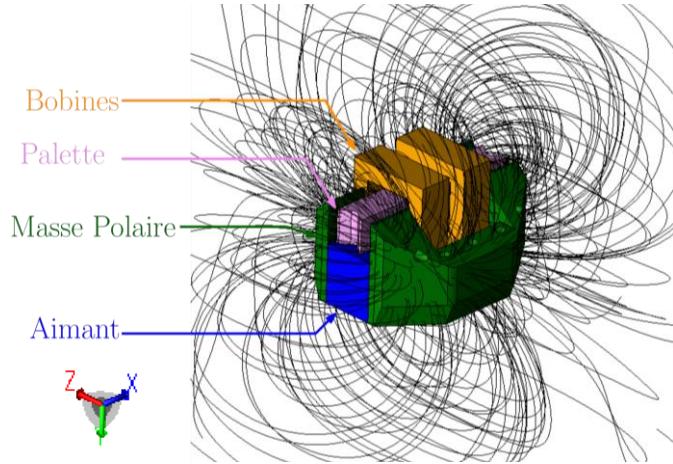


Fig 2. Architecture et flux magnétique de fuites de l'actionneur [6]

3. METHODOLOGIE DU MODELE ANALYTIQUE DEVELOPPE

Le circuit réducteur équivalent est basé sur le théorème d'Ampère et sur l'équation de Maxwell-Thompson. Il permet de modéliser le chemin de flux principal passant à travers les entrefers et les chemins des flux de fuites entre les différentes pièces ferromagnétiques dont les états de saturation sont pris en compte.

La méthode développée propose une amélioration progressive du modèle analytique en intégrant itérativement différents types de flux de fuites. Le but est de mettre en exergue l'impact de la prise en compte de ces fuites sur la précision du calcul du couple électromagnétique de l'actionneur.

Le modèle n°1 reprend la modélisation de Merritt [1] avec uniquement la modélisation du chemin de flux principal. Le modèle n°2 met en place une induction magnétique non uniforme dans l'aimant comme introduit dans [2], ainsi un modèle équivalent de l'aimant sera proposé. Le modèle n°3 ajoute les flux de fuites qui se produisent entre les deux masses polaires. On distinguera les fuites sur la partie centrale de la masse polaire \mathcal{R}_{tmp} , des fuites sur les dents polaires (au niveau de l'entrefer) \mathcal{R}_{td} (représentées en noir en Figure 3). Le modèle n°4 complète avec les fuites entre masses polaires et palette. Ces dernières fuites ont pour particularité d'être introduites par des réductances variables en fonction de la position de la palette. On distinguera 3 types de fuites : \mathcal{R}_{teint} , les fuites ayant lieu sur les côtés latéraux intérieurs de la palette, \mathcal{R}_{teext} , les fuites sur le bout extérieur de la palette et \mathcal{R}_{telat} , les fuites sur le haut et le bas de la palette (représentées en marron en Figure 3).

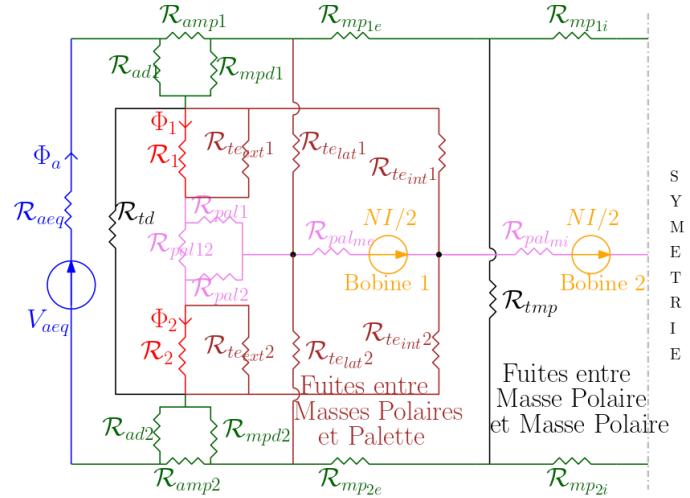


Fig. 3. Demi réseau de réductances modélisé pour l'actionneur (modèle 4)

3.1. Modélisation de la fuite au niveau de l'aimant

Le potentiel magnétique et la réductance de l'aimant sont notées respectivement V_a et \mathcal{R}_a . L'aimant sera découpé en un nombre n_a de couches empilées selon son axe d'aimantation. Chaque couche voit une induction uniforme la traverser et l'évolution de l'induction est symétrique par rapport à la couche centrale représentant le centre de l'aimant (cf. Figure 4). On assimilera le chemin de fuites à un demi-cercle dont les paramètres géométriques dépendent des dimensions de l'aimant.

Par le théorème de Thévenin/Norton, un modèle équivalent de l'aimant en est déduit, prenant en compte les fuites modélisées. Il est possible de trouver un coefficient k_a tel que $V_{aeq} = k_a V_a$ et $\mathcal{R}_{aeq} = k_a \mathcal{R}_a$. Le coefficient k_a s'exprime via une suite mathématique et converge vers une valeur finie lorsque n_a tend vers l'infini.

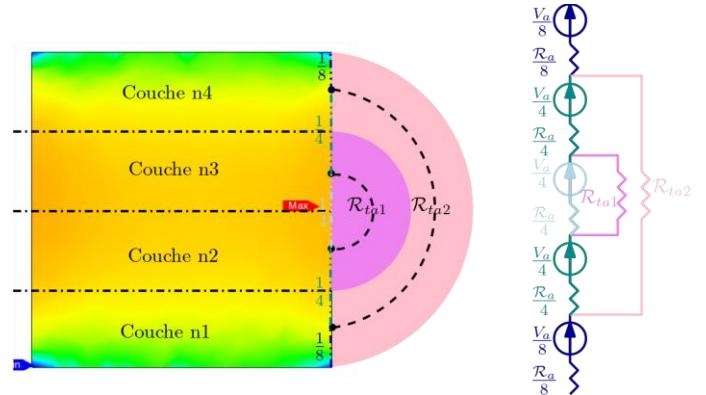


Fig. 4. Exemple de modélisation de l'aimant avec $n_a=4$ couches

3.2. Modélisation des fuites entre deux surfaces en fer

Dans le modèle n°2 et 3, il est nécessaire de modéliser analytiquement les tubes de flux de fuites présents entre deux pièces en fer. Il faut donc être en mesure d'estimer la longueur ainsi que la section de passage du tube de flux.

Le modèle s'appuie sur une simplification des formes possibles d'un tube de champ dans l'air. La forme du tube est restreinte à une ellipse 3D notée \mathcal{E} qui est paramétrable mathématiquement selon l'équation suivante : $\forall (x, y, z) \in \mathcal{E}$,

$$\frac{(x - u_x) \cos \theta + (y - v_y) \sin \theta}{a^2} + \frac{(z - w_z)^2}{b^2} = 1 \quad (4)$$

avec (u_x, v_y, w_z) l'origine de l'ellipse \mathcal{E} , θ la rotation de \mathcal{E} autour de l'axe z, a et b les demi-grand et petit axes de \mathcal{E} . Afin d'obtenir une ellipse non tubulaire représentable dans un plan 3D, l'équation suivante est respectée $\forall (x, y, z) \in \mathcal{E}$:

$$\cos \theta (y - v_y) = \sin \theta (x - u_x) \quad (5)$$

On suppose que ces équations dont les inconnues sont $(a, b, \theta, u_x, v_y, w_z)$ permettent de modéliser toutes les fuites de flux en accord avec les symétries magnétiques observées de l'actionneur. Cependant il est constaté qu'il existe une infinité d'ellipses passant par deux points quelconques dans un espace 3D.

Pour restreindre l'ensemble des solutions du problème, la discontinuité de la relation de passage de la composante tangentielle du champ magnétique \vec{H} entre deux milieux quelconques A et B est ajoutée.

$$(\vec{H}_A - \vec{H}_B) \times \vec{n}_{AB} = \vec{J}_s \quad (6)$$

En considérant qu'aucune nappe de courant libre J_s n'existe à l'interface fer-air et que la perméabilité du fer est grande devant celle de l'air, on peut supposer que le champ magnétique \vec{H} est nul dans le fer (car l'induction magnétique $\|\vec{B}\|$ est finie dans le fer). Ainsi, la composante tangentielle de \vec{H} est imposée nulle à l'interface côté air. Ceci conduit à imposer que la pente de l'ellipse \mathcal{E} , qui représente la ligne de fuite magnétique, est normale à la surface de fuite. Cette hypothèse sera à vérifier lors de la modélisation de l'état de saturation du fer aux interfaces.

Les équations relatives aux hypothèses ci-dessus sont appliquées entre deux surfaces distinctes de l'actionneur S_i et S_j dont les points considérés $X_i : (x_i, y_i, z_i)$ et $X_j : (x_j, y_j, z_j)$ sont les points contour des deux surfaces. La résolution du problème permet de déterminer la longueur (périmètre d'arc d'ellipse) et la surface du tube de flux de fuite entre deux surfaces distinctes et ainsi les valeurs des réluctances de fuites.

Le cas des fuites entre les deux masses polaires et entre la masse polaire et la palette sont traités individuellement car les deux cas mènent à deux situations distinctes lors de la résolution du système d'équations.

Cas des fuites entre les deux masses polaires

Il existe une symétrie entre les deux masses polaires présentes dans l'actionneur selon le plan (Oxy). Seuls les points (x_i, y_i, z_i) et (x_j, y_j, z_j) symétriques selon ce plan admettent une solution au problème posé mais la résolution du système d'équations ci-dessus mène à une infinité de solutions (Figure 5).

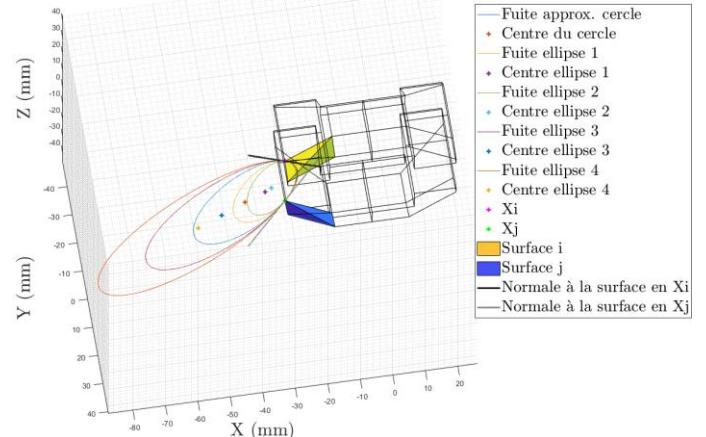


Fig. 5. Visualisation d'un ensemble d'ellipses possibles

Le but du modèle est d'obtenir une modélisation unique et répétable du tube de flux. La méthodologie appliquée est de considérer qu'il existe une ellipse avec un périmètre minimum et maximum pour chaque couple de surfaces étudié. Cela définit la longueur minimum et maximum du tube de flux entre ces deux surfaces. Une longueur moyenne est par la suite associée au tube de flux étudié.

Pour trouver le périmètre minimum, on impose que l'ellipse ne traverse pas de pièce en fer, ce qui revient à imposer que le tube de flux de fuites reste dans l'air. L'ellipse étant symétrique par rapport au plan (Oxy), on impose des coordonnées minimales de l'ellipse à $(x_{min}, y_{min}, 0)$. Pour trouver le périmètre maximum, on impose que la ligne de flux reste dans une boîte d'air d'une taille finie, supérieure à celle de l'actionneur (ici 2.5 fois supérieure). On impose donc des coordonnées maximales de l'ellipse à $(x_{max}, y_{max}, 0)$.

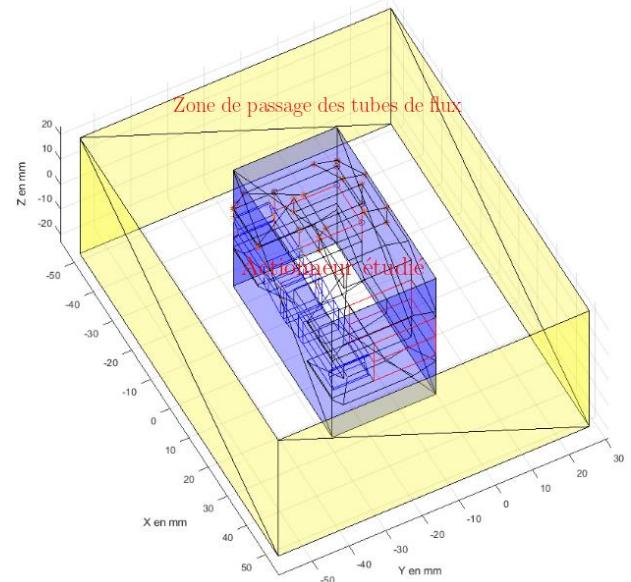


Fig. 6. Visualisation de la zone allouée au passage du tube de flux

La section de passage du tube de flux est supposée varier linéairement entre la surface de fuites dans le fer et la surface de passage du tube dans le plan (Oxy). Cette dernière dépend des bornes préalablement introduites, et se situe entre l'actionneur et la boîte d'air définie. A noter qu'il est important de ne pas prendre en compte plusieurs fois la même zone de fuites car cela induirait une sous-estimation de la réluctance de fuites. En effet, pour différents couples de surfaces, il est possible que les tubes de flux passant dans le plan (Oxy) partagent une même zone de

passage. Dans ce cas il est possible de traiter simultanément plusieurs couples de surfaces dont les fuites passent dans la même zone afin de simplifier le problème.

Cas des fuites entre les masses polaires et la palette

Dans le cas des fuites entre masses polaire et palette, le plan (Oxy) n'est plus un plan de symétrie entre les surfaces étudiées. La résolution du système d'équations ne permet qu'une unique solution ou pas de solution. La surface effective de fuites est déterminée par la position de points contour de la surface qui admettent une solution au problème étudié.

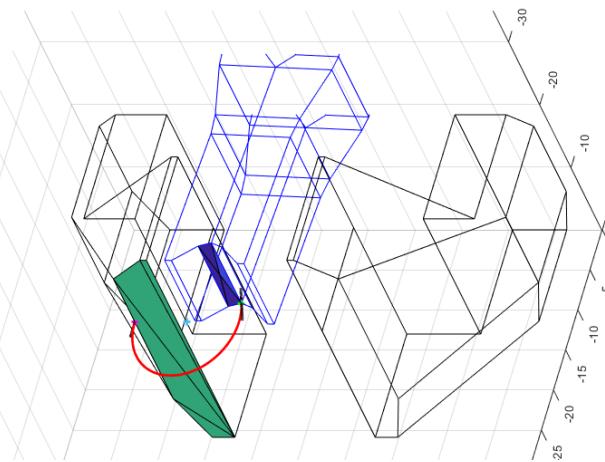


Fig. 7. Visualisation d'une ligne de fuite entre la masse polaire et la palette

Pour un couple de surfaces, une longueur moyenne de tube de flux est déterminée et la section du tube est supposée varier linéairement entre la surface effective des fuites issues de la masse polaire et celles issues de la palette.

3.3. Modélisation de l'état magnétique du fer

Le modèle développé inclut une étude de la saturation dans le fer. Les réluctances des portions ferromagnétiques j dépendent directement de l'induction magnétique dans le fer tel que :

$$\mathcal{R}_j^{fer} = \int \frac{dl_j}{\mu(B_j)S_j} \quad (7)$$

La courbe d'évolution de la perméabilité relative du fer utilisé est exposée en Figure 8 :

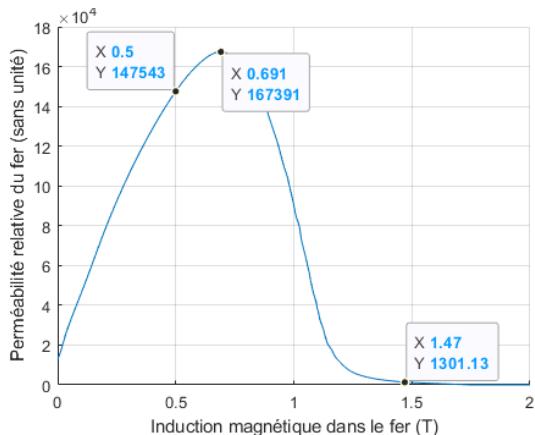


Fig. 8. Evolution de la perméabilité relative du fer en fonction de l'induction

Usuellement, on suppose que la norme du champ magnétique à la section i est déterminable par l'équation $B_i = \phi_i/S_i$ avec le flux ϕ_i passant dans la section S_i . On suppose que

le champ magnétique varie linéairement entre les différentes sections de passage. Or, il existe une discontinuité de l'induction magnétique B_i à l'interface fer-air, la composante tangentielle de \vec{B} n'étant pas conservée. La composante tangentielle de l'induction magnétique dans le fer n'est donc pas forcément nulle et ne peut pas être déterminée par la connaissance du flux magnétique passant dans la section étudiée.

Par les relations de passage, il est possible de démontrer que :

$$\tan(\alpha_{air}) = \frac{\tan(\alpha_{fer})}{\mu_r^{fer}} \quad (8)$$

avec $\tan(\alpha_{air}) = H_{air}^t/H_{air}^n$ et $\tan(\alpha_{fer}) = H_{fer}^t/H_{fer}^n$

L'angle α_{fer} n'est donc pas déterminable car on suppose $\mu_r^{fer} \rightarrow \infty$ et que α_{air} nul.

La Figure 9 présente une simulation par éléments finis 3D de l'actionneur dans JMAG®. Elle permet de démontrer l'existence de la composante tangentielle de l'induction magnétique au niveau de l'interface fer-air (côté fer).

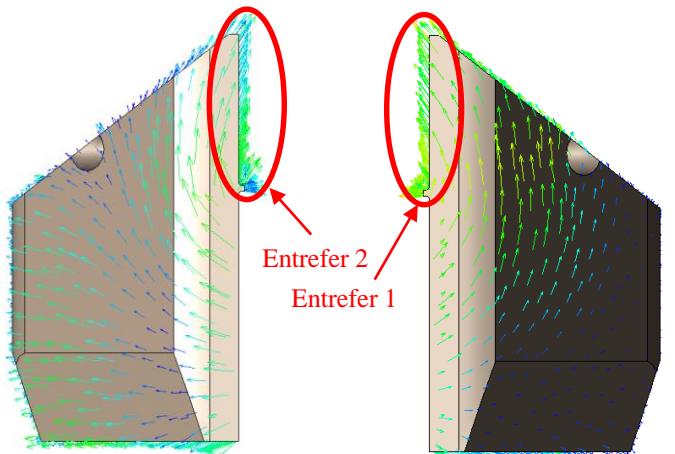


Fig. 9. Visualisation de la présence d'un composante tangentielle au niveau de l'interface fer-air des entreferes

Le Tableau 1 montre la prédominance de la composante tangentielle de l'induction magnétique au niveau de l'entrefer de la masse polaire.

Tableau 1. Evolution des caractéristiques de l'induction magnétique pour les deux entreferes Fig. 9 pour une géométrie fixe – obtenue par JMAG®

	Entrefer 1				Entrefer 2			
	B_n (T)	B_{tot} (T)	B_t (T)	α_{fer} (°)	B_n (T)	B_{tot} (T)	B_t (T)	α_{fer} (°)
$i = 0.3A$ $\theta = 0^\circ$	0.39	0.81	0.71	61	0.17	0.56	0.53	72
$i = 0.1A$ $\theta = 1^\circ$	0.35	0.73	0.64	62	0.23	0.60	0.56	68
$i = 0.2A$ $\theta = 2^\circ$	0.43	0.82	0.70	59	0.18	0.53	0.52	71
$i = 0.3A$ $\theta = 3^\circ$	0.52	0.94	0.78	56	0.13	0.50	0.48	74

Un rapide calcul nous permet cependant de valider l'approximation α_{air} nul ($< 1.5 \cdot 10^{-3}$ °) pour l'actionneur étudié.

Afin de mener un pré-dimensionnement pertinent de l'actionneur, la prise en compte de cette composante tangentielle

est primordiale sous peine de sous dimensionner l'épaisseur des parties ferromagnétiques et leur saturation à fonctionnement nominal.

L'étude du Tableau 1 et les divers tests menés permettent de déduire que l'angle α_{fer} dépend au moins de deux paramètres : le point de fonctionnement et la construction géométrique de l'actionneur. Un modèle géométrique pondéré par le point de fonctionnement de la surface étudiée est construit afin d'approximer l'angle α_{fer} . Le modèle développé permet de représenter correctement la composante B_{fer}^t aux interfaces et donc d'évaluer la perméabilité relative du fer dans ces zones.

Prendre en compte ce type de réluctance rend non-linéaire la résolution des différents flux dans les mailles du schéma réluctant équivalent. La méthode de perméabilité gelée est utilisée afin de déterminer la perméabilité magnétique en accord avec le niveau de saturation dans le fer selon le modèle présenté.

4. VALIDATION DU MODELE ANALYTIQUE

La validation du modèle se fait par la comparaison des résultats analytiques et des résultats obtenus sur JMAG® pour une géométrie donnée. On étudiera la précision du calcul du flux magnétique, du champ magnétique et du couple électromagnétique obtenus. Pour l'actionneur étudié, l'induction magnétique reste inférieure à 1.1T. Avec le matériau ferromagnétique utilisé, on peut en déduire que la perméabilité relative reste très élevée (>10000), l'impact de la réluctance du fer est donc très faible sur les performances magnétiques de l'actionneur.

Le couple analytique est comparé au couple obtenu sur JMAG®. L'écart entre les résultats, nommé ici l'écart de modélisation, est calculé par l'expression suivante afin de quantifier la précision du modèle :

$$err = \left(\Gamma_{\text{Model}}(I, \theta) - \Gamma_{\text{JMAG}}(I, \theta) \right) / \Gamma_{\text{JMAG}}(I_{\text{nom}}, 3^\circ) \quad (8)$$

Comme présenté auparavant, deux méthodes de calcul du couple sont utilisées : le tenseur de Maxwell et la méthode de la coénergie. On présente les résultats itérativement par les améliorations successives des modèles n°1 à 4. Les résultats présentés en Figure 10, montrent l'erreur de modélisation pour des bobines alimentées par le courant nominal (0.3A) en utilisant la méthode du tenseur de Maxwell pour calculer le couple.

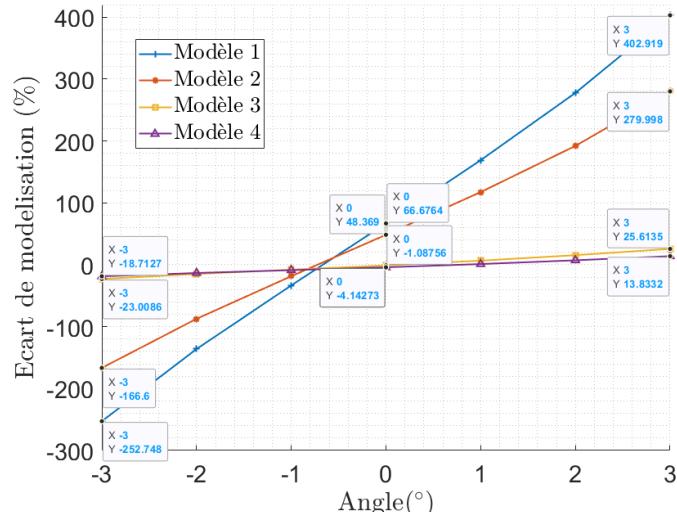


Fig. 10. Ecart de modélisation du couple avec le tenseur de Maxwell

Les modèles successifs développés permettent d'améliorer la précision sur le calcul du couple de l'actionneur, comme montré en Figure 10. Pour un courant nominal appliquée aux différents angle de rotation, l'erreur maximale est observée à angle maximal (absolu). Elle passe d'environ 403%, sans modélisation d'aucune fuite, à 19% maximum, avec la prise en compte de la totalité de fuites qui ont été modélisées.

L'utilisation du tenseur de Maxwell, tel que présenté dans la Partie 2, peut cependant être questionné par la présence de fuites entre masses polaires et palette qui peuvent contribuer à la génération d'un couple ainsi qu'à la présence d'une composante tangentielle du champ magnétique dans l'entrefer pour des angles de pivot de palette non nuls (les lignes de flux étant modélisées par des ellipses). On peut donc comparer les résultats obtenus avec l'expression du tenseur de Maxwell utilisé usuellement pour ce type d'actionneur présenté en Figure 10 avec le calcul du couple par la coénergie magnétique présentée la Figure 11, pour les même conditions d'essai.

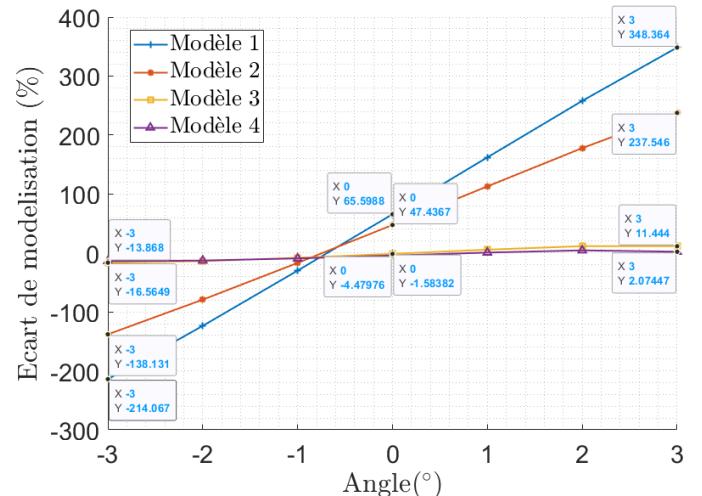


Fig. 11. Ecart de modélisation du couple avec la coénergie magnétique

Avec l'utilisation de la coénergie magnétique pour calculer le couple, on remarque une amélioration de la précision de la modélisation qui est plus importante à fort angle qu'à angle nul (augmentation de la dissymétrie des fuites à fort angle et apparition d'une composante tangentielle dans les entrefers).

On peut aussi quantifier l'amélioration de la modélisation des flux circulant dans l'actionneur avec l'utilisation des 4 modèles successifs. Ici, la modélisation des flux ne dépend pas de la méthode de calcul du couple de l'actionneur (tenseur de Maxwell ou coénergie).

Tableau 2. Evolution des flux caractéristiques en fonction des modèles 1 à 4

	$i = 0.3A$ $\theta = 0^\circ$			$i = 0.3A$ $\theta = 3^\circ$		
	Φ_1 (Wb)	Φ_2 (Wb)	Φ_a (Wb)	Φ_1 (Wb)	Φ_2 (Wb)	Φ_a (Wb)
Modèle 1	$1.23e^{-4}$	$9.82e^{-5}$	$1.11e^{-4}$	$1.67e^{-4}$	$6.83e^{-5}$	$1.18e^{-4}$
Modèle 2	$1.05e^{-4}$	$8.02e^{-5}$	$9.27e^{-5}$	$1.44e^{-4}$	$5.63e^{-5}$	$1.00e^{-4}$
Modèle 3	$5.67e^{-5}$	$3.18e^{-5}$	$1.54e^{-4}$	$7.96e^{-5}$	$2.27e^{-5}$	$1.56e^{-4}$
Modèle 4	$5.37e^{-5}$	$2.88e^{-5}$	$1.57e^{-4}$	$7.55e^{-5}$	$2.06e^{-5}$	$1.59e^{-4}$
JMAG®	$4.92e^{-5}$	$2.18e^{-5}$	$1.57e^{-4}$	$6.64e^{-5}$	$1.65e^{-5}$	$1.58e^{-4}$

Le modèle n°4 permet ainsi de représenter fidèlement les flux magnétiques passant dans les aimants et dans les entrefers, ce qui permet de valider l'approche présentée.

Un autre point à valider est la modélisation du champ magnétique total circulant dans le circuit magnétique aux interfaces fer-air. On étudiera spécifiquement dans le Tableau 3 la qualité de la modélisation de la norme du champ magnétique au niveau des entrefers (côté masses polaires et côté palette) avec le modèle 4 (en violet).

Tableau 3. Evolution du champ magnétique total dans le fer aux entrefers

Champ magnétique (T)	Masse Polaire			Palette		
	Entrefer 1		Entrefer 2	Entrefer 1		Entrefer 2
$i = 0.1A$ $\theta = 1^\circ$	0.93	0.73	0.49	0.60	0.69	0.49
$i = 0.2A$ $\theta = 2^\circ$	0.96	0.82	0.44	0.53	0.77	0.73
$i = 0.3A$ $\theta = 3^\circ$	1.01	0.94	0.40	0.50	0.88	0.93
					0.34	0.32
					0.31	0.59

On remarque que le modèle utilisé pour évaluer le champ magnétique présente des écarts avec la simulation par éléments finis. Les erreurs de modélisation du flux magnétique et de l'angle α_{fer} s'additionnent et induisent une précision médiocre du modèle.

Un tableau récapitulatif peut être dressé sur l'évolution de la précision du modèle par l'amélioration successive de celui-ci (du modèle 1 à 4) avec utilisation de la coénergie magnétique pour le calcul du couple. Le débattement de la palette est compris entre -3° à $+3^\circ$. Le temps de caractérisation correspond au temps nécessaire pour calculer le couple à un courant donné, de -3° à $+3^\circ$ par pas de 1° dont on pourra évaluer l'évolution en fonction du modèle utilisé.

Tableau 4. Evolution des résultats par amélioration progressive du modèle

Méthode		max(err) à $I = I_{nom}$	max(err) à $I = 0A$	Temps de caractérisation (s) - 7 points
Sans modélisation de l'état magnétique	Modèle 1	348%	284%	0.8
	Modèle 2	238%	190%	0.8
	Modèle 3	17%	16%	1.1
	Modèle 4	14%	10%	28-35
Avec	Modèle 4	14%	10%	66-75

Le temps de caractérisation de l'actionneur sur le logiciel JMAG® est de 315s. Afin de limiter au maximum le temps de simulation sur le logiciel par éléments finis, le calcul est fait avec la plus grande taille de maillage possible sans qu'il y ait une perte de précision sur le résultat obtenu.

Comme présenté en début de section, l'ajout dans le modèle du calcul de l'état magnétique du fer n'a pas d'impact sur les résultats obtenus. On remarque que le temps de simulation est bien plus élevé pour le calcul des performances magnétiques en prenant en compte l'état de magnétisation dans le fer. En effet, l'ensemble d'équations permettant de calculer les flux magnétiques devient non-linéaire ce qui augmente le temps de résolution du système. Cependant, le temps de simulation reste sensiblement plus faible qu'en utilisant le logiciel JMAG® (autour de 4.5 fois). Pour un processus de prédimensionnement, le modèle 3 permet déjà une précision de modélisation correcte

(tout en diminuant de 286 fois le temps de simulation de JMAG®). Cette modélisation peut être complétée par l'utilisation du modèle 4 avec prise en compte de l'état de magnétisation du fer afin d'éviter une saturation trop importante des culasses magnétiques. On peut préciser que, pour une simulation sans modélisation de l'état magnétique, c'est la quantité de réluctances à modéliser qui détermine le temps de caractérisation. Nous avons remarqué que la résolution des flux magnétiques circulant dans les réluctances ainsi que la méthode de calcul du couple n'a que peu d'influence sur les temps de simulation.

5. CONCLUSION

La méthodologie développée dans cet article permet de diminuer le temps de caractérisation de l'actionneur magnétique tout en gardant une précision satisfaisante sur les performances électromagnétiques.

Ce modèle analytique a pour but d'être intégré dans une boucle d'optimisation paramétrique ou de forme avec un temps de convergence plus faible qu'en passant directement par un logiciel de calcul par éléments finis 3D. Le modèle développé permet d'adapter automatiquement les valeurs des réluctances dans l'air, caractérisant le chemin de flux principal dans les entrefers ainsi que les chemins de flux de fuites, en fonction de la géométrie de l'actionneur. De même, une estimation de l'état de magnétisation des pièces ferromagnétiques est proposée avec une prise en compte de la modification de la perméabilité relative du fer en fonction du champ magnétique total perçu par la pièce. Les performances magnétiques peuvent donc être calculées pour tous les points de fonctionnement de l'actionneur (angle, courant). Le modèle n'a pas recours au recalage de la valeur des réluctances dans l'air, ni à une estimation de la perméabilité du fer invariante en fonction du point de fonctionnement de l'actionneur comme ce qui avait été proposé par les études précédemment menées.

Un point d'intérêt doit cependant être relevé sur la qualité de modélisation du champ magnétique aux interfaces fer-air. La construction 3D de l'actionneur implique la présence d'un angle important entre le champ total et le champ normal aux interfaces côté fer. Ce phénomène induit une mauvaise modélisation de l'état magnétique du fer par une mauvaise connaissance du champ magnétique tangentiel.

6. REFERENCES

- [1] H. E. Merritt, *Hydraulic Control Systems*, John Wiley&Sons. 1967.
- [2] E. Urata, 'On the torque generated in a servo valve torque motor using permanent magnets', *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part C: Journal of Mechanical Engineering Science*, vol. 221, no. 5, pp. 519–525, May 2007.
- [3] C. Liu and H. Jiang, 'Influence of magnetic reluctances of magnetic elements on servo valve torque motors', *Chin. J. Mech. Eng.*, vol. 29, no. 1, pp. 136–144, Jan. 2016.
- [4] Q. Zhang, L. Yan, Z. Duan, Z. Jiao, C. Gerada, and I.-M. Chen, 'High Torque Density Torque Motor With Hybrid Magnetization Pole Arrays for Jet Pipe Servo Valve', *IEEE Trans. Ind. Electron.*, vol. 67, no. 3, pp. 2133–2142, Mar. 2020.
- [5] J. Pyrhonen, T. Jokinen, and V. Hrabovcová, *Design of rotating electrical machines*. Chichester, West Sussex, United Kingdom; Hoboken, NJ: Wiley, 2008.
- [6] G. Ozzello, 'Servovalve de régulation de débit ou de pression d'un fluide', EP3775578B1, Feb. 2021