



HAL
open science

Modélisation analytique 3D d'un accouplement supraconducteur à flux axial

Bastien Dolisy, Smail Mezani, Thierry Lubin, Jean Lévêque

► **To cite this version:**

Bastien Dolisy, Smail Mezani, Thierry Lubin, Jean Lévêque. Modélisation analytique 3D d'un accouplement supraconducteur à flux axial. Jeunes Chercheurs en Génie Électrique (JCGE'2014), Jun 2014, Saint-Louis, France. pp.1-10. hal-01002627

HAL Id: hal-01002627

<https://hal.science/hal-01002627v1>

Submitted on 6 Jun 2014

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Modélisation analytique 3D d'un accouplement supraconducteur à flux axial

B. Dolisy, S. Mezani, T. Lubin et J. Lévêque

Laboratoire GREEN, Université de Lorraine, Faculté des Sciences et Technologies, BP 239, 54506 Vandœuvre-lès-Nancy.

bastien.dolisy@univ-lorraine.fr

RESUME – Dans ce papier, nous étudions un accouplement supraconducteur à flux axial. Nous développons un modèle analytique 3D pour calculer la distribution du champ magnétique dans la structure étudiée. La modélisation en 3D tient compte des effets d'extrémités rencontrés dans l'accouplement. Une formulation mixte potentiel vecteur-potential scalaire magnétiques est adoptée pour résoudre, par séparation de variables, les EDP issues des équations de Maxwell. Le modèle tient également compte de la dépendance du courant critique des bobines supraconductrices en fonction du champ appliqué et de la température. Un logiciel de calcul par éléments finis permet de valider le modèle analytique présenté.

ABSTRACT – In this paper, we propose a three-dimensional model of an axial-field superconducting magnetic coupling. The proposed model takes into account the fringing effects of the coupler. A mixed magnetic vector- magnetic scalar potentials formulation is used to solve the PDEs by separation of variables. The model also takes into account the dependence of the critical current of the superconducting coil vs. the applied magnetic field and temperature. A comparison with 3D finite element computations validates the proposed model.

MOTS-CLES – Accouplement magnétique, transmission de couple, supraconducteur à haute température critique, modélisation analytique 3D.

1. Introduction

Les accouplements magnétiques sont utilisés pour connecter une charge à un élément entraînant sans contact mécanique. Cette caractéristique est très utile dans des applications nécessitant la transmission du mouvement entre deux environnements possédant des atmosphères différentes. Par exemple, on peut citer, les industries chimiques qui manipulent des produits dangereux ou les industries alimentaires qui doivent respecter les normes d'hygiène.

L'absence de contact mécanique permet une augmentation significative de la durée de vie du système. De plus, le caractère synchrone de la transmission de couple offre une protection intrinsèque contre les surcharges mécaniques.

Dans certaines applications, comme la propulsion navale ou l'énergie éolienne, le cahier des charges impose des organes électromécaniques les plus compacts possibles pour optimiser l'espace disponible à bord [1]. Pour cela, des bobines supraconductrices peuvent être utilisées pour augmenter le champ magnétique dans l'entrefer et donc d'augmenter la compacité du couplage [2].

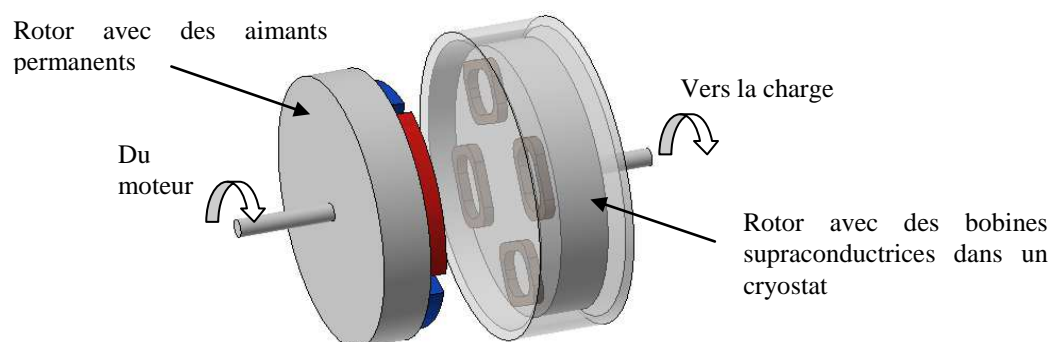


Figure 1 : Accouplement supraconducteur (p=2).

En plus d'augmenter la compacité, les grandes épaisseurs d'entrefer due au cryostat (quelques centimètres) permettent de réduire significativement les pulsations de couple et la force axiale.

L'accouplement étudié est représenté sur la Figure 1. Il est composé d'un rotor à aimants permanents et d'un rotor muni de bobines supraconductrices. Les deux rotors ont le même nombre de pôles ($p = 2$ sur cet exemple) avec une polarité alternée suivant la direction θ . Ils sont disposés face à face, à une distance égale à l'entrefer (e). Le circuit magnétique est fermé par deux culasses en matériaux ferromagnétiques. La transmission du couple amène un décalage entre les deux rotors (angle interne) noté φ .

Dans ce papier, nous proposons un modèle 3D d'un accouplement magnétique supraconducteur basé sur une hypothèse de linéarisation au "rayon moyen".

Le tenseur de Maxwell est utilisé pour calculer la force axiale et le couple entre les deux rotors. Ensuite, le courant maximum admissible de la bobine supraconductrice est calculé en tenant compte de la dépendance du courant critique vis-à-vis du champ magnétique.

2. Méthode de résolution

2.1 Hypothèses de modélisation

L'accouplement est uniquement composé de bobines supraconductrices, d'aimants permanents et de culasses ferromagnétiques (Figure 2). Les bobines supraconductrices n'ont pas de noyau ferromagnétique et l'épaisseur des culasses est choisie afin d'éviter une forte saturation magnétique. Ainsi, afin de simplifier l'analyse, on peut considérer une perméabilité infinie pour les culasses en fer. Ceci implique que les lignes de champ magnétique pénètrent perpendiculairement dans la culasse magnétique.

Nous pouvons écrire sur l'interface d'un matériau ferromagnétique:

$$\vec{n} \wedge \vec{H} = 0 \quad (1)$$

Où \vec{n} est la normale à la surface considérée.

La perméabilité magnétique relative des aimants permanents et des bobines supraconductrices est égale à $\mu_r = 1$. Cette hypothèse est bonne pour les aimants en terres rares.

Il est plus naturel d'utiliser les coordonnées cylindriques pour résoudre notre problème. Cependant, la solution des équations de Laplace est de Poisson conduit à des difficultés numériques en raison de l'apparition des fonctions de Bessel dans les solutions. Pour éviter ces problèmes, la structure cylindrique est linéarisée au niveau du rayon moyen (Figure 2 (a)). Cela permet d'utiliser les coordonnées cartésiennes. Bien que la solution finale ne fasse pas apparaître les effets de courbure. Cependant, cette hypothèse permet d'obtenir de très bons résultats dès lors que la taille de l'entrefer est petite devant le pas polaire.

La Figure 3 (b) nous montre dans le domaine contenant le rotor à aimants suivant le plan xy , les conditions de périodicité adoptées. Un seul pôle est modélisé en prenant comme conditions aux limites une anti-périodicité suivant x . L'anti-périodicité présente suivant l'axe y est fictive, elle est uniquement adoptée pour faciliter le calcul. Cependant, pour que la solution finale ne soit pas affectée, on fixe $Dy \gg lmy$ pour obtenir $B = 0$ quand $y = \pm Dy$.

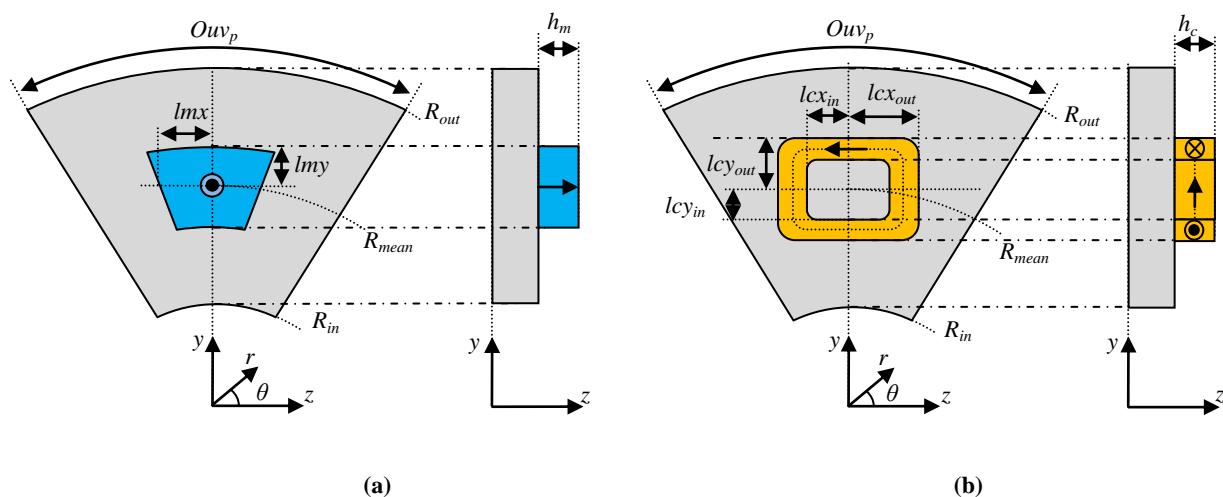


Figure 2 : Paramètres du modèle, (a) rotor à aimants permanents, (b) rotor avec bobines supraconductrices.

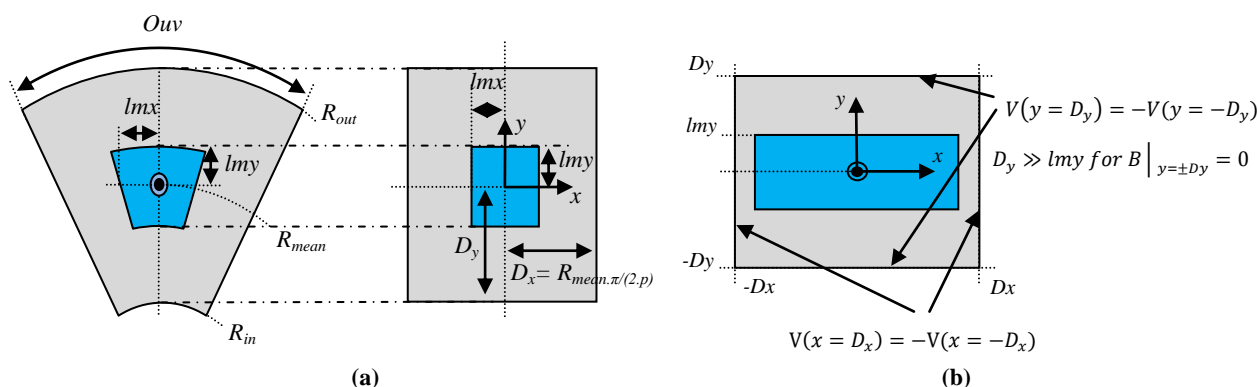


Figure 3 : (a) hypothèse de linéarisation de l'accouplement au rayon moyen, (b) conditions d'anti-périodicité dans le système.

2.2 Equations à résoudre

L'absence de saturation ferromagnétique permet d'appliquer le théorème de superposition des champs magnétiques. Pour le calcul de la solution totale de l'accouplement, il est nécessaire de résoudre les équations de Laplace et de Poisson des deux problèmes présentés dans la Figure 4. La solution du problème (a) donne le champ dû aux courants et celle du problème (b) conduit au champ dû aux aimants. La solution totale sera obtenue en additionnant les solutions des deux problèmes.

Dans le cas du problème (a), le potentiel vecteur magnétique \vec{A} est utilisé pour pouvoir modéliser les bobines. Pour les autres domaines, contenant de l'air ou une aimantation, une formulation en potentiel scalaire magnétique noté V est utilisée. L'avantage de cette formulation mixte $\vec{A} - V$ est de minimiser la taille du système final d'équations à résoudre.

Le champ magnétique \vec{B} est obtenu de la façon suivante:

$$\text{Dans l'air: } \vec{B} = \mu_0 \cdot (-\overrightarrow{grad}(V)) \quad (2)$$

$$\text{Dans le domaine des aimants: } \vec{B} = \mu_0(-\overrightarrow{grad}(V) + \vec{M}) \quad (3)$$

$$\text{Dans le domaine des courants: } \vec{B} = \overrightarrow{rot}(\vec{A}) \quad (4)$$

Avec \vec{M} l'aimantation des aimants.

Les problèmes traités présentent des sources de champ magnétique périodiques. Elles sont notées \vec{J} pour les densités de courant et \vec{M} pour l'aimantation. Pour résoudre analytiquement notre problème, il est nécessaire de décomposer ces sources en série de Fourier.

Les densités de courant dans les bobines supraconductrices sont modélisées par quatre barres avec des valeurs constantes J_x et J_y . A partir des courbes présentées (Figure 5), on en déduit les expressions suivantes pour \vec{J} et \vec{M} :

$$J_x(x, y) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} J_{nmx} \cdot \cos(w_n \cdot x) \cdot \sin(w_m \cdot y)$$

$$\text{Avec } J_{nmx} = \frac{16 \cdot J}{n \cdot m \cdot \pi^2} \times \sin(w_n \cdot lcx) \times [\cos(w_m \cdot lcy_{out}) - \cos(w_m \cdot lcy_{in})]$$

$$J_y(x, y) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} J_{nmy} \cdot \sin(w_n \cdot x) \cdot \cos(w_m \cdot y)$$

$$\text{Avec } J_{nmy} = -\frac{16 \cdot J}{n \cdot m \cdot \pi^2} \times \sin(w_m \cdot lcy) \times [\cos(w_n \cdot lcx_{out}) - \cos(w_n \cdot lcx_{in})] \quad (5)$$

$$w_n = \frac{n \cdot \pi}{2 \cdot Dx}; w_m = \frac{m \cdot \pi}{2 \cdot Dy}; k = \sqrt{w_n^2 + w_m^2}$$

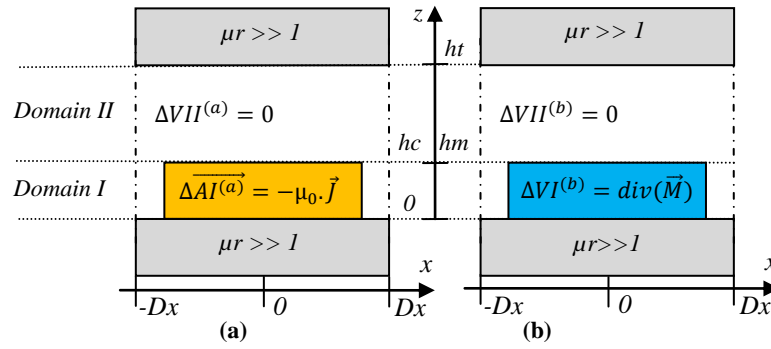


Figure 4 : Domaines de résolution, (a) problèmes avec courants, (b) problèmes avec aimantations.

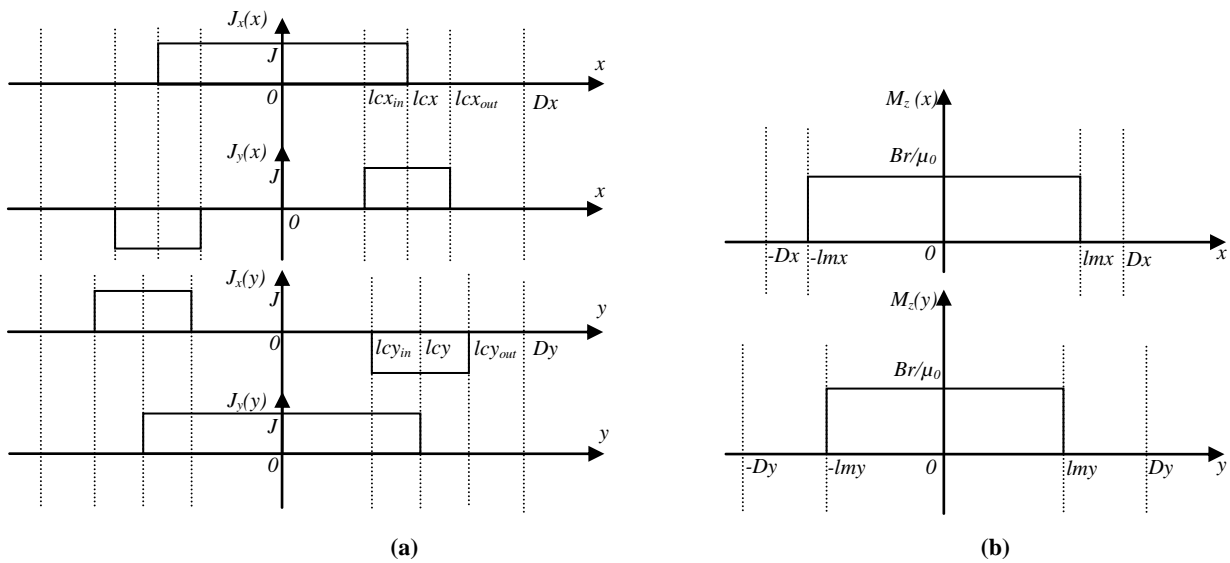


Figure 5 : Décomposition des sources de champ magnétique suivant le plan xy, (a) densité de courant, (b) aimantation.

$$Mz(x, y) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} M. \cos(w_n \cdot x) \cdot \cos(w_m \cdot y) \quad (6)$$

$$\text{Avec } M = \frac{16 \cdot B_r}{\mu_0 \cdot n \cdot m \cdot \pi^2} \times \sin(w_n \cdot lmx) \cdot \sin(w_m \cdot lmy)$$

La résolution par séparation de variables des EDP dans chaque domaine, conduit aux expressions suivantes:

Pour le problème (a) :

$$\begin{aligned} AI_x^{(a)}(x, y, z) &= \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \left[(A_I \cdot e^{k \cdot z} + B_I \cdot e^{-k \cdot z}) + \frac{\mu_0 \cdot J_{nmx}}{k^2} \right] \times \cos(w_n \cdot x) \cdot \sin(w_m \cdot y) \\ AI_y^{(a)}(x, y, z) &= \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \left[(C_I \cdot e^{k \cdot z} + D_I \cdot e^{-k \cdot z}) + \frac{\mu_0 \cdot J_{nmy}}{k^2} \right] \times \sin(w_n \cdot x) \cdot \cos(w_m \cdot y) \\ AI_z^{(a)}(x, y, z) &= \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} [E_I \cdot e^{k \cdot z} + F_I \cdot e^{-k \cdot z}] \times \sin(w_n \cdot x) \cdot \sin(w_m \cdot y) \\ VII^{(a)}(x, y, z) &= \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} [A_{II} \cdot e^{k \cdot z} + B_{II} \cdot e^{-k \cdot z}] \times \cos(w_n \cdot x) \cdot \cos(w_m \cdot y) \end{aligned} \quad (7)$$

Pour le problème (b) :

$$\begin{aligned}
 VI^{(b)}(x, y, z) &= \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} [G_{I.} e^{k.z} + H_{I.} e^{-k.z}] \times \cos(w_n \cdot x) \cdot \cos(w_m \cdot y) \\
 VII^{(b)}(x, y, z) &= \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} [G_{II.} e^{k.z} + H_{II.} e^{-k.z}] \times \cos(w_n \cdot x) \cdot \cos(w_m \cdot y)
 \end{aligned} \tag{8}$$

Les coefficients $A, B, C, D, E, F, A_{II}, B_{II}, G_I, H_I, G_{II}$ et H_{II} sont déterminés en utilisant les conditions de passage entre les domaines suivant le direction z pour chaque paire d'harmoniques n et m .

Après avoir déduit l'expression du champ magnétique en remplaçant (7) et (8) dans (2), (3) et (4), le couple et la force axiale sont obtenus en intégrant le tenseur de Maxwell sur une surface située dans l'entrefer :

$$\begin{aligned}
 F_z &= \frac{1}{2} \cdot \mu_0 \int_{-D_x}^{D_x} \int_{-D_y}^{D_y} (H_z^2 - H_x^2 - H_y^2) dx dy \\
 \Gamma &= R_{mean} \cdot \mu_0 \int_{-D_x}^{D_x} \int_{-D_y}^{D_y} H_x \cdot H_z dx dy
 \end{aligned} \tag{9}$$

2.3 Calcul du courant critique des bobines supraconductrices

La densité de courant admissible d'une bobine supraconductrice ne dépend pas seulement du refroidissement, mais aussi du champ magnétique appliqué. Plus la température et le champ magnétique seront élevés, plus la caractéristique du supraconducteur en termes de courant admissible sera dégradée. Cette dégradation est due à l'augmentation des pertes résistives dans le supraconducteur.

La résistivité non linéaire en fonction de la température et du champ magnétique est modélisée par une loi de puissance:

$$\begin{aligned}
 E &= \rho \cdot J \\
 \rho &= E_c \times \left(\frac{J}{J_c(T, B)} \right)^{n(T, B)-1}
 \end{aligned} \tag{10}$$

E_c est imposée de façon arbitraire dans la littérature à $1 \mu V/cm$. Au-dessus de cette valeur, les pertes dans le matériau supraconducteur ne sont plus négligeables par rapport à la puissance de refroidissement.

J_c et n dépendent de la température de fonctionnement et le champ magnétique appliqué.

La dépendance du champ magnétique est modélisée par le modèle de Kim [9] qui exprime n et J_c en fonction du champ magnétique. De plus, les supraconducteurs du type II possèdent un comportement anisotrope en réponse au champ magnétique [7-8]. Le champ magnétique perpendiculaire (B_{\perp}) appliquée sur le ruban supraconducteur a une influence plus grande sur la dégradation du courant critique I_c que le champ magnétique parallèle (B_{\parallel}) (Figure 6).

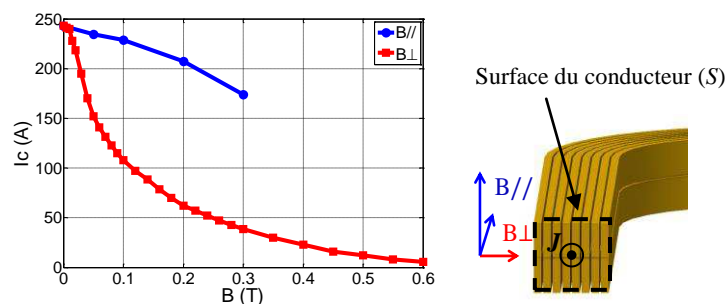


Figure 6 : Mesures expérimentales sur un ruban BSSCO à 77K.

Plusieurs auteurs ont élaboré des lois empiriques pour modéliser l'anisotropie à température fixe [10-11]. Nous pouvons par exemple utiliser les expressions suivantes de $J_c(B)$ et $n(B)$:

$$J_c(B_{\parallel}, B_{\perp}) = \frac{J_{c0}}{\left(1 + \frac{\sqrt{k^2 \cdot B_{\parallel}^2 + B_{\perp}^2}}{B_0}\right)^{\beta}} \quad (11)$$

$$n(B_{\parallel}, B_{\perp}) = \frac{n_0}{1 + \frac{\sqrt{k^2 \cdot B_{\parallel}^2 + B_{\perp}^2}}{B_{n0}}}$$

n_0 : constante représentant la valeur de n sous champ extérieur nul,

B_{n0} : constante caractérisant la dépendance n par rapport à B (Tesla)

J_{c0} : densité de courant critique sous champ extérieur nul (A / mm²),

B_0 : constante caractérisant le matériel (Tesla),

k : facteur d'anisotropie (<1),

β : coefficient caractérisant la dépendance en fonction du champ magnétique,

B_{\parallel} : champ magnétique parallèle appliqué,

B_{\perp} : champ magnétique perpendiculaire appliqué.

B_{n0} , B_0 , β et k sont déterminés par approximation des courbes expérimentales $n(B)$ et $J_c(B)$.

Après le calcul du champ magnétique avec le modèle analytique, on peut déduire le champ électrique (E) dans la bobine, en portant (11) dans (10).

La valeur du champ électrique sera l'image des pertes dans le ruban.

Les endroits dans la bobine où le champ électrique est grand devant E_c seront le siège de fort échauffement du fil qui pourrait se diffuser dans la bobine et la faire transiter. La stabilité du système reposera alors sur le système cryogénique qui acceptera des augmentations locales du champ électrique plus ou moins élevées.

Pour évaluer les pertes résistives dans la bobine et ainsi déduire le courant critique, une méthode consiste à calculer la tension aux bornes de la bobine. Cette tension est déduite de l'expression de la puissance totale dissipée dans la bobine. Le calcul considère que le courant qui circule dans la bobine est constant et homogène sur la section droite de la bobine:

$$P = U \cdot I = \iiint_{\Gamma} E(x, y, z) \cdot J \cdot d\Gamma \quad \text{avec } J = \frac{N \cdot I}{S} \quad (12)$$

$$\text{Par identification } U = \frac{N}{S} \cdot \iiint_{\Gamma} E(x, y, z) \cdot d\Gamma$$

Où N est le nombre de spires de la bobine et S la surface du conducteur (Figure 6).

La contrainte sera: si $U > U_c$ avec $U_c = E_c \cdot L$ (L : longueur totale du ruban constituant une bobine), alors les pertes dans la bobine seront considérées comme excessives ($I > I_c$).

Cette méthode permet de tenir compte des échauffements globaux dans la bobine, mais ne nous permet pas de savoir s'il existe des points chauds localisés.

Dans ce cas, pour détecter ces points chauds, il faut chercher les endroits où le champ électrique est maximal dans la bobine. En général, on accepte des pics de champ électrique de plusieurs fois E_c en fonction du type de refroidissement (conduction, convection), de la puissance de refroidissement, et en fonction de la technologie du fil supraconducteur (dans le cas de BSSCO, nous avons un bouclier d'argent qui est un bon conducteur thermique).

3. Validation du modèle

Dans cette section, nous comparons les résultats entre le modèle analytique 3D et des calculs par éléments finis (COMSOL Multiphysics®). Le Tableau 1 présente les dimensions de l'accouplement étudié. La modélisation numérique prend en compte la structure réelle de l'accouplement magnétique (structure cylindrique).

3.1 Champ magnétique dans l'entrefer

Tous les résultats sont obtenus dans l'entrefer ($z = \frac{e}{2} + hc$) avec un angle interne nul ($\varphi = 0$, l'aimant en face d'une bobine).

La Figure 7 représente la composante axiale du champ magnétique (B_z) en dessous d'un pôle de l'accouplement. On voit clairement l'absence d'effets de courbure dans le calcul analytique (symétrie suivant l'axe y). La Figure 8 représente la le champ magnétique B_z et B_x au niveau du rayon moyen ($r = R_{mean}$ et $\theta = \frac{x}{R_{mean}}$) calculée avec les modèles analytique et numérique.

La Figure 9 compare la composante axiale du champ magnétique (B_z) au milieu du pôle suivant la direction y entre les deux modèles. Concernant les temps de résolutions, le modèle analytique prend quelques millisecondes tandis que le modèle numérique prend plusieurs minutes.

Tableau 1. Dimension de l'accouplement supraconducteur étudié

Paramètre	Description	Unité	Valeur
R_{out}	Rayon interne culasse magnétique	mm	500
R_{in}	Rayon externe culasse magnétique	mm	200
e	Epaisseur de l'entrefer	mm	20
p	Nombre de paire de pôle	-	4
2.lmx	Longueur de l'aimant suivant l'axe x	mm	200
2.lmy	Longueur de l'aimant suivant l'axe y	mm	200
hm	Epaisseur de l'aimant	mm	10
B_r	Induction rémanente de l'aimant	T	1.2
2.lcx _{in}	Longueur interne de la bobine suivant l'axe x	mm	140
2.lcx _{out}	Longueur externe de la bobine suivant l'axe x	mm	220
2.lcy _{in}	Longueur interne de la bobine suivant l'axe y	mm	120
2.lcy _{out}	Longueur externe de la bobine suivant l'axe y	mm	200
hc	Epaisseur de la bobine	mm	10
J	Densité de courant dans la bobine	A/mm ²	40

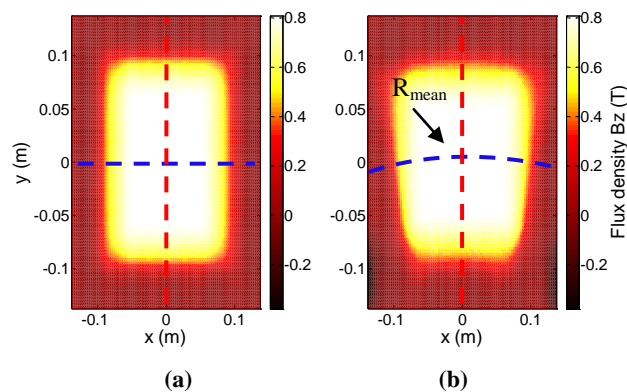
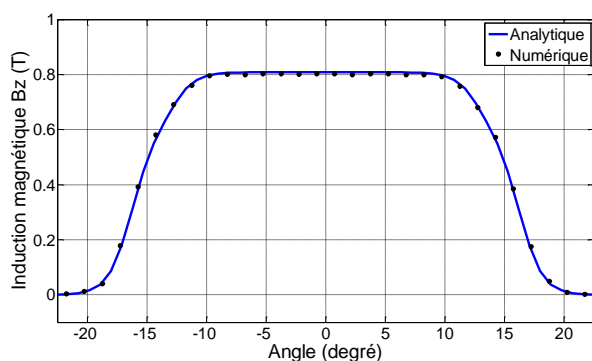
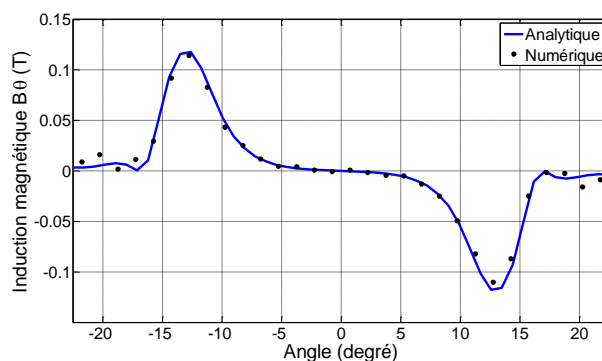


Figure 7 : Champ magnétique B_z sous un pôle au milieu de l'entrefer, (a) modèle analytique, (b) modèle FEM.



(a) Champ magnétique B_z



(b) Champ magnétique B_θ

Figure 8 : Champ magnétique au milieu de l'entrefer sous un pôle ($r=R_{mean}$).

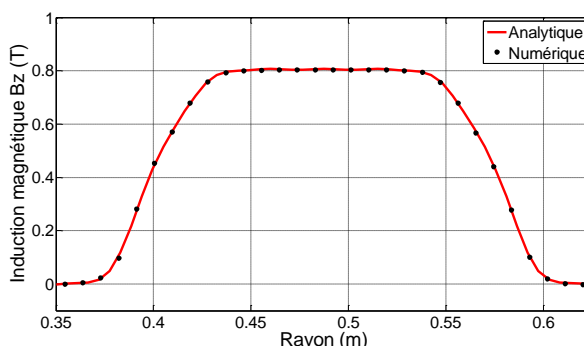


Figure 9 : Champ magnétique au milieu de l'entrefer sous un pôle ($x=0$).

3.2 Couple et force axiale

La figure 10 représente la valeur du couple statique (a) et de la force axiale (b) en fonction de l'angle interne (φ). On peut observer que le couple statique n'est pas sinusoïdal comme dans une machine électrique classique du fait que les champs magnétiques créés par les deux rotors possèdent des harmoniques d'espaces. Le couple atteint une valeur maximale pour $\varphi = 22.5^\circ$.

De plus, on constate que la force axiale est très élevée quand la valeur de l'angle interne est faible. Cette force d'attraction entre les deux rotors est un inconvénient majeur dans les actionneurs à flux axial.

On constate que le modèle analytique permet d'obtenir des résultats très proches de la réalité avec une grande rapidité comparée aux éléments finis.

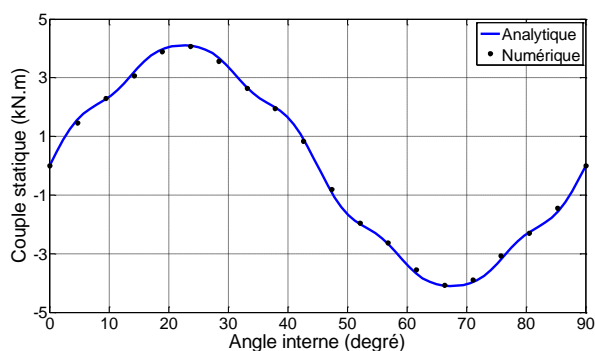
3.3 Courant admissible dans les bobines supraconductrices

Dans cette partie, nous comparons les résultats du calcul du courant critique entre le modèle analytique (accouplement linéarisé) et un modèle numérique (structure cylindrique). Les coefficients du modèle du ruban supraconducteur sont donnés dans le Tableau 2. Ils ont été déterminés pour des températures de 77K et de 30K.

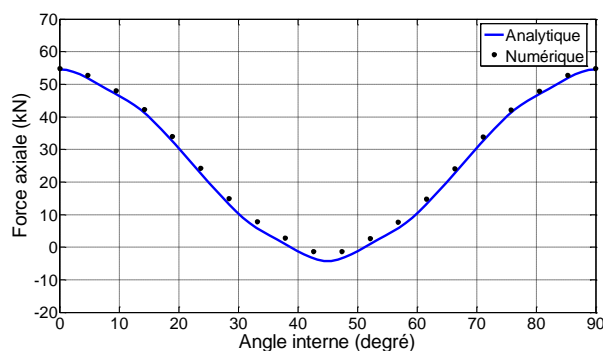
La Figure 11(a) représente la tension aux bornes d'une bobine en fonction du courant quand l'angle interne est nul ($\varphi = 0$). Nous notons que le courant critique est d'environ $I_{C0} = 53A$ avec refroidissement à azote liquide (77 K) et $I_{C0} = 220A$ avec de l'hélium gazeux (30K).

Pour évaluer l'effet du champ externe créé par le rotor à aimant sur les bobines supraconductrices, on calcule le courant critique I_c pour plusieurs positions du rotor à aimants. La Figure 11 (b) représente la dégradation I_c en fonction de l'angle interne pour des températures de 77K et de 30K (où I_{C0} est la valeur du courant maximal admissible pour $\varphi = 0$).

L'influence du champ magnétique créé par les aimants sur I_c est très faible pour 77K et presque nulle pour 30K. La dégradation de I_c dépend principalement du champ magnétique propre à la bobine. En effet, nous constatons que la dérive du courant critique n'excède pas les 5% entre les fonctionnements à vide ($\varphi=0$) et en charge ($\varphi=22.5^\circ$).

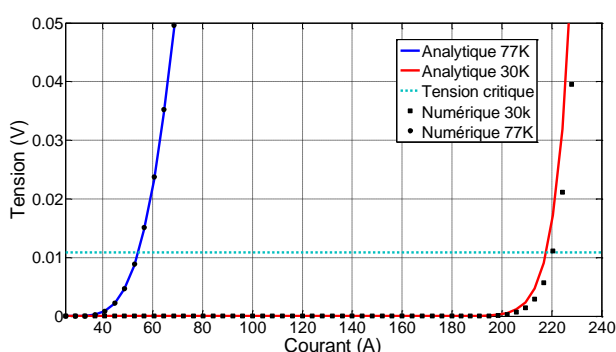


(a) Couple statique

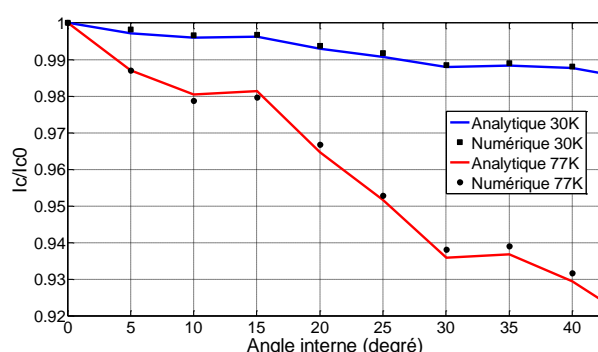


(b) Force axiale

Figure 10 : Couple statique et force axiale en fonction de l'angle interne φ .



(a) Couple statique



(b) Force axiale

Figure 11 : (a) caractéristique $U(I)$ pour $\varphi=0$, (b) courant critique en fonction de l'angle interne.

Pour bien comprendre où se concentrent les points chauds dans la bobine, la figure 12 montre la distribution du champ électrique dans une bobine quand l'accouplement transmet un couple maximal ($\varphi = 22.5^\circ$) à une température de 77K. Dans cette position, le courant critique calculé précédemment est d'environ 50A. Nous pouvons observer que les pertes dans la bobine se concentrent au niveau de la surface en contact avec l'entrefer. La culasse ferromagnétique sur la face opposée protège le fil supraconducteur du champ perpendiculaire car le champ magnétique pénètre perpendiculairement dans le fer.

Tableau 2 : Caractéristique du BSSCO 77K et 30K.

Paramètre	Description	Unité	77K	30K
N	Nombre de spires de la bobine	-	160	160
J_{c0}	Densité de courant sous champ extérieur nul	A/mm ²	243	500
B0	Constante caractérisant le matériau	T	0.175	0.75
k	Facteur d'anisotropie	-	0.1	0.1
β	Coefficient caractérisant la dépendance en fonction du champ magnétique du matériau	-	1.765	0.8
n0	Constante représentant la valeur de l'exposant n sous champ extérieur nul	-	23	46
Bn0	Constante caractérisant la dépendance n par rapport à B	T	0.061	2

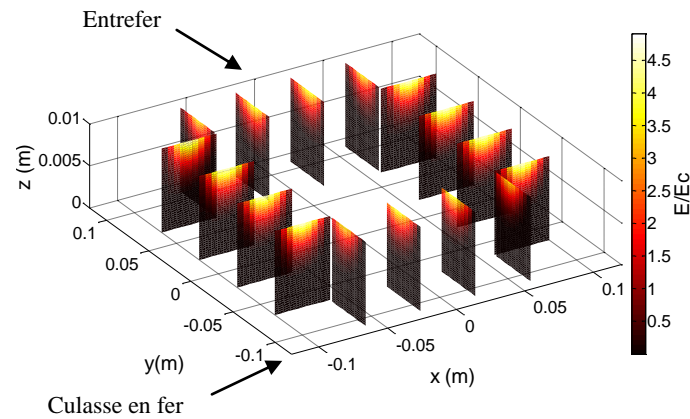


Figure 12 : Champ électrique dans une bobine ($\phi = 22.5^\circ$, $I=50A$ et $T=77K$).

4. Conclusions

Dans ce papier, nous avons proposé une modélisation analytique 3D d'un accouplement supraconducteur à flux axial. Le modèle est basé sur la résolution des équations de Maxwell dans plusieurs sous-domaines.

Pour simplifier la résolution 3D nous avons utilisé une technique de linéarisation au rayon moyen qui permet d'obtenir des résultats très précis avec une grande rapidité de calcul.

Le modèle de Kim permet de tenir compte de la dépendance des courants critique des matériaux supraconducteurs en fonction du champ magnétique. Ainsi, nous avons déterminé les pertes résistives dans la bobine supraconductrice et déduit le courant admissible maximal.

5. Remerciements

L'auteur remercie tout particulièrement la DGA (Direction Générale de l'Armement) pour son soutien financier.

Références

- [1] J. F. Charpentier, N. Fadli, and J. Jennane, "Study of Ironless Permanent Magnet Devices Being Both a Coupling and an Axial Bearing for Naval Propulsion," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 39, no. 5, pp. 3235–3237, 2003.
- [2] K.B. Ma, C.K. McMichael, M.A. Lamb and W.K. Chu, "Application of high temperature superconductors on levitation bearings, torque transmissions and vibration dampers," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 3, no. 1, pp. 388–391, 1993.
- [4] T. Lubin, S. Mezani and A. Rezzoug, "Simple Analytical Expressions for the Force and Torque of Axial Magnetic Couplings," *IEEE Trans. Energy. Convers*, Vol 27, no. 2, pp.536-546, June 2012..
- [5] J. P. C. Smeets, T. T. Overboom, J. W. Jansen, and E. A. Lomonova, "Mode-Matching Technique Applied to Three-Dimensional Magnetic Field Modeling," *IEEE Trans. Magn*, vol. 48, no. 11, pp. 3383-3386, Mar. 2012.
- [6] Y. Kim, C. Hempstead, and A. Strnad, "Critical Persistent Currents in Hard Superconductors", *Physical Review Letters*, vol. 9, no. 7, pp. 306-309, 1962.
- [7] Y. Himeda, M. Kiuchi, E.S. Otabe, T. Matsushita, "Evaluation of anisotropy of J_c in silver-sheathed Bi-2223 tape", *Physica C*, pp. 1170-1175, 2005.
- [8] T. Kiss, M. Inoue, S. Nishimura, T. Kuga, T. Matsushita, Y. Iijima, K. Kakimoto, T. Saitoh, S. Awaji, K. Watanabe, Y. Shiohara, "Angular dependence of critical current properties in YBCO coated tape under high magnetic field up to 18 T", *Physica C*, pp. 1113-1117, 2002.
- [9] G.M. Zhang, L.Z. Lin, L.Y. Xiao, Y.J. Yu, "A theoretical model for the angular dependence of the critical current of BSCCO/Ag tapes", *Physica C*, pp. 321-324, 2003.
- [10] S. Safran, M. Vojenciak, A. Gencer, and F. Gömöry, "Critical Current and AC Loss of DI-BSCCO Tape Modified by the Deposition of Ferromagnetic Layer on Edges," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 20, no. 5, pp. 2294–2300, 2010.