

# Conception d'un accouplement magnétique axial par optimisation de sa raideur volumique

**H.F. GASPAROTO<sup>a,b,c</sup>, O. CHOCRON<sup>a</sup>,  
M. BENBOUZID<sup>b,d</sup>, P.S. MEIRELLES<sup>c</sup>**

- a. Institut de Recherche Dupuy de Lôme (UMR CNRS 6027 IRDL), ENI Brest, 29238 Brest Cedex 3, France ; gasparoto@enib.fr ; chocron@enib.fr
- b. Institut de Recherche Dupuy de Lôme (UMR CNRS 6027 IRDL), University of Brest, 29238 Brest, France ; mohamed.benbouzid@univ-brest.fr
- c. Department of Computational Mechanics, Faculty of Mechanical Engineering, State University of Campinas (UNICAMP), 13083-860 Campinas-SP, Brazil ; gasparoto@fem.unicamp.br ; pablo@fem.unicamp.br
- d. Logistics Engineering College, Shanghai Maritime University, 201306 Shanghai, China

## Résumé :

*Les accouplements magnétiques jouent un rôle essentiel dans la conception de dispositifs de transmission mécanique totalement étanches. Ces systèmes permettent de transmettre des mouvements à distance à l'aide d'aimants permanents, donc sans liaisons d'étanchéité complexes et peu fiables pour les arbres en rotation. Cependant, les accouplements magnétiques créent intrinsèquement des liaisons moins rigides que les liaisons mécaniques. Cela signifie que le rotor entraîné d'un accouplement magnétique peut présenter un mouvement différent de son homologue motorisé en régime transitoire (en accélérant, par exemple). Habituellement, les concepteurs cherchent à optimiser la densité de couple (rapport couple / volume d'aimants). Cependant, si nous recherchons une forte synchronisation des rotors, il faut une réponse rapide et un contrôle en position précis, une autre approche doit être choisie. La raison en est que, pour différents couplages magnétiques, le couple de transmission maximal peut être atteint avec des angles complètement différents (en fonction des caractéristiques du dispositif), alors que nous avons besoin de couples élevés pour de très faibles angles. Par conséquent, notre objectif est de maximiser la rigidité en minimisant le volume des aimants. Ce travail vise donc à présenter une méthode de conception permettant de trouver un accouplement magnétique axial, optimalement rigide en maximisant sa rigidité volumique (définissant la fonction objectif) sous contraintes géométriques. Tout d'abord, l'expression analytique de la rigidité est obtenue pour un accouplement magnétique axial réalisé avec des aimants en forme d'arc, à arrangement de Halbach. Ensuite, un accouplement magnétique optimal est recherché pour le volume extérieur et l'entrefer minimum donnés. En conclusion, cette conception basée sur la raideur volumique est analysée et comparée à celle basée sur la densité de couple.*

## Abstract :

*Magnetic couplings play an essential role in designing fully waterproof mechanical transmission devices. These systems allow transmitting motions at a distance (using permanent magnets), therefore*

without complex and unreliable mechanical seals for rotating shafts. However, magnetic couplings naturally create less rigid joints when compared with mechanical ones. It means the driven rotor of a magnetic coupling can present a different movement of its motorised counterpart in transient conditions (while accelerating, for example). Usually, designers look for optimising the torque density (torque to magnets volume ratio). However, if we are looking for a fast response and position control accuracy, another approach must be carried out. The reason is that, for different magnetic couplings, the maximum transmission torque can be achieved with completely different angles (according to device features), while we need high torques for tiny angles. Hence, our objective is to maximise the starting stiffness minimising the magnets volume. Thus, this work aims to present a design method to find an optimal rigid axial magnetic coupling by maximising its volumic starting stiffness (defining the objective function) under geometric constraints. First, the stiffness analytical expression is obtained for an axial magnetic coupling made with Halbach arrayed arc-shaped magnets. Secondly, an optimal magnetic coupling is sought for the given available device outside volume and minimum air-gap between rotors. In conclusion, this stiffness density based design is analysed and compared to the torque density based one.

**Mots clefs : Systèmes Mécatroniques, Accouplements Magnétiques, Modèles Magnétiques, Conception Magnétique, Optimisation.**

## 1 Introduction

Les accouplements magnétiques sont des dispositifs importants qui entraînent une transmission des mouvements sans aucun support matériel, entre autres avantages [1] tels que :

- Transmission de mouvement entre environnements isolés.
- Les liaisons mécaniques compliqués et incertains ne sont plus nécessaires.
- Élimination des frictions inhérentes aux garnitures mécaniques.
- Fonctionne également comme un fusible mécanique (limiteur de couple) pour protéger la transmission en cas de forts pics de charge (où un train d'engrenages ou réducteur se briserait).
- Les vibrations éventuelles sont filtrées.
- Peu d'entretien par rapport à un accouplement mécanique.
- Leurs rotors sont synchrones en régime établi lorsque le champ magnétique est généré uniquement par des aimants dans les deux rotors et non par courants électriques [2].
- Ils peuvent être utilisés dans les actionneurs à rigidité variable (variable stiffness actuators, VSA) préférés pour une interaction homme-robot sécurisée [3, 4].

Cependant, un inconvénient de ce type d'accouplement est sa rigidité relativement faible qui introduit des oscillations de vitesse / position et donc une imprécision [5]. Lorsqu'un accouplement magnétique relie deux rotors (deux inerties) transmettant un mouvement d'entraînement (côté moteur) à un rotor entraîné (côté charge), une faible rigidité de couplage n'assure pas un mouvement transitoire synchronisé entre eux [6-8], ce qui est appelée *mode souple*. Dans [9], il est appelé " *problème de rigidité* ", qui peut affecter tout système avec un accouplement souple.

Certaines techniques permettant de contrôler ces systèmes à couplage souple existent [5, 10, 11]. Cependant, ce travail vise à proposer une méthode de conception permettant de maximiser la rigidité d'un accouplement magnétique axial, facilitant ainsi la tâche de contrôle en vitesse / position.

Plus spécifiquement, l'objectif est de maximiser le rapport rigidité / volume des aimants, ce qui est défini comme la raideur volumique. Il permet de réduire l'inertie de l'accouplement. Habituellement, des efforts sont déployés pour chercher à maximiser le rapport du couple maximal transmissible sur le volume ou la masse des aimants [12-19]. C'est ce qu'on appelle aussi l'analyse de la densité de couple magnétique. HORNREICH et SHTRIKMAN (1978) traitent le problème d'optimisation de la densité de couple pour les accouplements *coaxiaux* et *plans*, en utilisant des pièces polaires en fer doux pour la fermeture de flux d'aimants en forme d'arc. De nos jours, ils sont plus communément appelés *axial* et *radial* [17], respectivement. YONNET (1981) a étudié des arrangements d'aimants en forme d'arc sans fer, pour accouplements et paliers magnétiques, au moyen de formules simplifiées permettant de calculer les forces et les rigidités sur la base de l'énergie de couplage entre dipôles élémentaires. AUSSERLECHNER (2014) dérive une expression analytique approximative basée sur le *modèle d'Ampère* et fait l'optimisation de la densité de couple d'un accouplement magnétique en forme d'arc axial sans fer. JAE-SEOK CHOI et JEONGHOON YOO (2008) optimisent les matrices d'aimants pour trouver la meilleure direction de magnétisation des éléments d'une grille à l'aide de l'analyse par éléments finis (FEA, *Finite Element Analysis*). SHIN et al. (2013) ont étudié les paramètres qui affectent les accouplements magnétiques axiaux en forme d'arc avec des pièces polaires en fer, également par FEA en 3D. DOLISY et al. (2015) proposent une nouvelle formulation analytique en utilisant une méthode de sous-domaine et optimisent la densité de couple à l'aide des algorithmes génétiques (GA, *Genetic Algorithms*). Récemment, LI, BIRD et ACHARYA (2017) ont proposé ce qu'ils appellent des accouplements magnétiques axiaux et radiaux "idéaux", et leur analyses de densité de couple reposent sur une nouvelle formulation analytique [19], incluant les effets de courbure négligés dans [17].

Ce travail examine si une approche de densité de couple maximal transmissible peut dans tous les cas déterminer un accouplement magnétique axial idéal, en tenant compte de la nécessité d'une rigidité plus élevée pour une meilleure synchronisation entre les rotors magnétiques (y compris les engrenages magnétiques). Ainsi, une approche de densité de rigidité est proposée pour concevoir les accouplements magnétiques, lorsque la rigidité est plus importante que le couple maximal transmissible, même s'ils sont interdépendants. Cela améliore le contrôle de position / vitesse, ainsi que la conception miniaturisée des VSA.

## 2 Accouplement Magnétique Permanent Axial à Base des Arrangements de Halbach

Avant d'optimiser des paramètres spécifiques, certaines techniques de conception sont utiles pour améliorer les performances du couplage magnétique. L'idée principale est de concentrer le flux magnétique dans l'entrefer entre les rotors. Pour cela, deux actions sont possibles :

1. Des aimants en forme d'arc sont utilisés pour éliminer d'air entre les aimants d'un même rotor. Il évite les fuites de flux magnétiques, en concentrant le champ magnétique dans l'entrefer interrotorique.
2. Les angles de magnétisation des aimants suivent les arrangements de Halbach [20, 21] pour incurver le flux magnétique vers l'entrefer en utilisant uniquement des aimants permanents, sans qu'il soit nécessaire d'utiliser des pièces polaires en fer.

À ce point, il est important de noter que, même plus de 40 ans après les publications de MALLINSON (1973) et HALBACH (1980), certains travaux visant à optimiser les accouplements magnétiques ne traitent

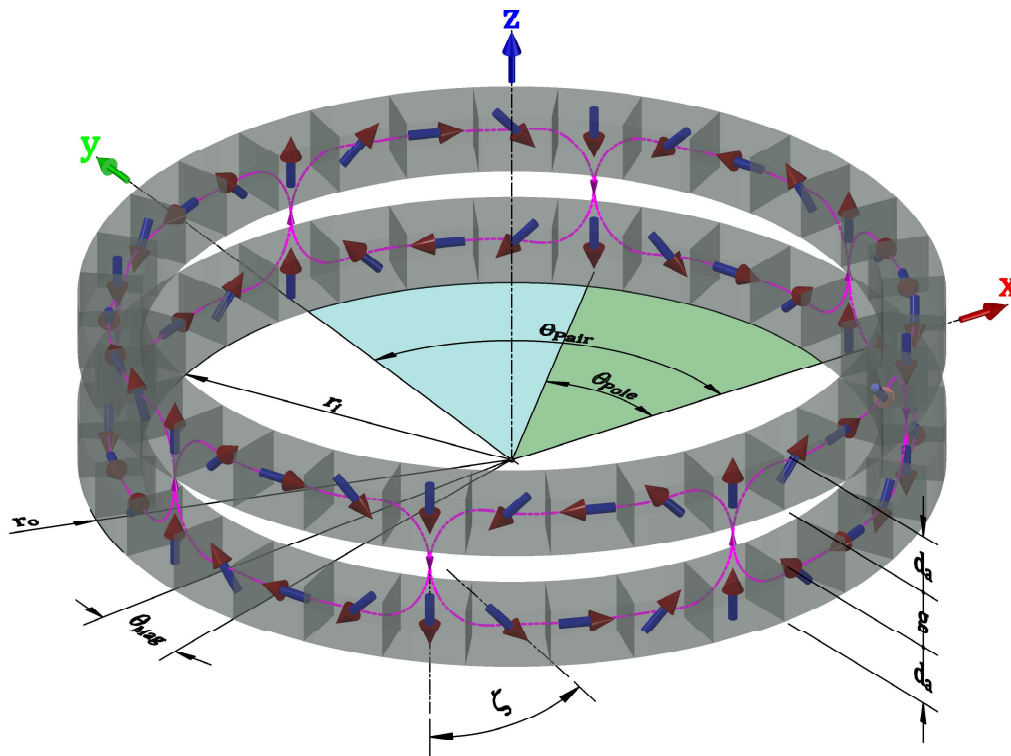


FIGURE 1 – Accouplement magnétique axial basé sur le réseau de Halbach avec des aimants en forme d’arc, avec paires de pôles  $p = 4$ , et niveau de Halbach  $h = 3$ .

pas de leur arrangement. Sans l’arrangement de Halbach ou les pièces polaires en fer doux, le flux magnétique est dispersé dans les deux côtés du rotor (comme dans [13, 14]). L’utilisation de pièces polaires en fer doux augmente le volume, la masse et l’inertie des rotors, ce qui réduit les densités de couple et rigidité (par exemple, dans [12, 16, 17]). Un autre problème avec les pièces polaires en fer doux est l’augmentation du volume de matériau conducteur, qui favorise l’emergence des courants de Foucault, ce qui crée un effet d’amortissement en raison des pertes d’énergie dans des conditions asynchrones [7].

Tenant compte de tout ce qui a été introduit jusqu’à présent, la figure 1 présente l’accouplement magnétique axial qui sera traité, basé sur l’arrangement de Halbach avec des aimants en forme d’arc.

Pour définir complètement ce accouplement il est nécessaire de connaître au moins ces paramètres :

- rayon intérieur,  $r_i$  [m].
- rayon extérieur,  $r_o$  [m].
- hauteur des rotors,  $d_a$  [m].
- hauteur de l’entrefer,  $g$  [m].
- paires de pôles,  $p$  par rotor [–].
- niveau de Halbach,  $h$  [–].
- rémanence magnétique,  $B_r$  [T].
- perméabilité magnétique des aimants,  $\mu = \mu_r \mu_0$  [H/m].
- densité du matériau des aimants,  $\rho$  [kg/m<sup>3</sup>].

Dans ce accouplement magnétique, chaque aimant est identifié par son vecteur d’aimantation  $\mathbf{M}$  (flèches du sud au nord). Les centres des pôles peuvent être identifiés par le vecteur de magnétisation qui est parallèles à l’axe d’accouplement (axe  $z$ ), appelé nord  $N$ , ou sud  $S$ . Les lignes de flux magnétiques

sortent par  $N$  et pénètrent par  $S$  dans les rotors. L'idée d'arrangement de Halbach comprend des aimants avec des vecteurs d'aimantation qui tournent progressivement d'un pôle  $S$  vers  $N$ , augmentant ainsi le flux d'aimant sortant du pôle  $N$ , ce qui élimine le besoin des pièces polaires en fer doux.

Dans un arrangement de Halbach idéal, la concentration maximale du champ magnétique dans l'entrefer des rotors est atteinte lorsque les vecteurs d'aimantation changent continuellement d'un pôle à un autre [22]. Cependant, pour des raisons pratiques, la couronne de rotor est subdivisée en aimants, qui ont une direction prédominante du vecteur de magnétisation. BLÜMLER et CASANOVA (2016) l'appellent la *discrétisation du Halbach idéal*.

Sur la figure 1 chaque paire de pôles d'aimants occupe un secteur d'angle  $\theta_{pair}$  sur le rotor, défini par :

$$\theta_{pair} = \frac{2\pi}{p} \quad (1)$$

Avec le nombre de paires de pôles  $p$  connu, le nombre de pôles  $n_{poles}$  dans un rotor est :

$$n_{poles} = 2p \quad (2)$$

Ainsi, nous avons l'angle occupé par un pôle  $\theta_{pole}$  défini par :

$$\theta_{pole} = \frac{\theta_{pair}}{2} = \frac{\pi}{p} \quad (3)$$

Dans un arrangement de Halbach discret, entre les pôles magnétiques  $N$  et  $S$  il y a toujours au moins un aimant. Dans ce cas, nous avons un niveau de Halbach  $h = 1$ . Le paramètre  $h$  est égal à zéro dans un accouplement magnétique conventionnel, où les vecteurs d'aimantation passent de  $S$  à  $N$  sans étape intermédiaire. Ainsi, on peut calculer le nombre d'aimants par pôle  $n_{mag_{po}}$  :

$$n_{mag_{po}} = h + 1 \quad (4)$$

À partir des équations (2) et (4) il est possible d'obtenir le nombre total d'aimants dans un rotor  $n_{mag_R}$

$$n_{mag_R} = n_{poles} \cdot n_{mag_{po}} = 2p(h + 1) \quad (5)$$

ou le total dans l'accouplement  $n_{mag_T}$  :

$$n_{mag_T} = 2n_{mag_R} = 4p(h + 1) \quad (6)$$

L'équation (7) donne l'angle du secteur occupé par un aimant sur un rotor,  $\theta_{mag}$ .

$$\theta_{mag} = \frac{\theta_{pole}}{n_{mag_{po}}} = \frac{2\pi}{n_{mag_R}} = \frac{\pi}{p(h + 1)} \quad (7)$$

Bien qu'une valeur supérieure de  $h$  assure une meilleure concentration du champ magnétique dans l'entrefer, elle peut faire exploser  $n_{mag_T}$ . La différence angulaire entre les vecteurs d'aimantation de deux aimants successifs est  $\zeta$ . Comme d'un pôle  $S$  à un pôle  $N$  cette différence angulaire est égale à  $\pi$ , dans un arrangement de Halbach discret, cela donne :

$$\zeta = \frac{\pi}{n_{mag_{po}}} = \frac{\pi}{h + 1} \quad (8)$$

Pour connaître la configuration des rotors, il est nécessaire de définir des positions angulaires. Ainsi,  $\theta_m$  est la position angulaire du rotor côté moteur autour de l'axe fixe  $z$ .

Il est toujours intéressant de connaître le volume du rotor, de chaque aimant, et le volume total. Respectivement,  $V_R$ ,  $V_{mag}$ , et  $V_T$  :

$$V_R = \pi (r_o^2 - r_i^2) d_a \quad (9)$$

$$V_{mag} = \frac{V_R}{n_{magR}} \quad (10)$$

$$V_T = 2 V_R \quad (11)$$

Et le volume extérieur d'accouplement magnétique axial est  $V_{ext}$  défini par :

$$V_{ext} = \pi r_o^2 (2d_a + g) \quad (12)$$

### 3 Calcul Analytique du Couple

Lorsque les rotors sont alignés, c'est-à-dire que  $\theta_l = \theta_m$  comme indiqué à la figure 1, nous avons une configuration neutre dans laquelle il n'y a pas de couple agissant sur les rotors. Dans cette configuration, nous avons également l'attraction maximale entre les rotors ( $F_{z_{max}}$ ). Pour créer un couple entre les rotors, il est nécessaire de créer un décalage entre eux, avec  $\theta_l \neq \theta_m$ . Ce comportement fait que l'accouplement magnétique fonctionne comme un ressort de torsion, ce qui permet de considérer la différence entre  $\theta_l$  et  $\theta_m$  comme l'angle du ressort magnétique ou l'angle différentiel  $\theta$  [23] :

$$\theta = \theta_m - \theta_l \quad (13)$$

Dans [7],  $\theta$  est défini comme étant l'angle de déplacement mécanique relatif.

LI et BIRD (2016) introduisent une nouvelle formulation analytique permettant de calculer le couple de couplage magnétique axial  $T_a$  en fonction de  $\theta$ , des paramètres de conception. La formulation est basée sur la charge magnétique de surface, elle est également appelée modèle de *Coulomb*. Fondamentalement, les volumes d'aimants sont représentés par des charges magnétiques réparties sur des surfaces. Cette formulation est présentée dans les équations (14) à (19). Cette formulation n'est valable que pour un niveau de Halbach  $h = 3$ , comme présenté à la figure 1.

$$T_a(\theta) = \sin(p\theta) \frac{B_{Am}^2}{\mu_0} p \left( \int_0^{2\pi} \int_{r_i}^{r_o} \cos(p\theta_d) R_d(r, \theta_d) r dr d\theta_d \right. \\ \left. + \int_0^{2\pi} \int_{r_i}^{r_o} \cos(p\theta_d) \cos(\theta_d) \log[R_e(r, \theta_d)] r^2 dr d\theta_d \right) \quad (14)$$

Où :

$$B_{Am} = 2B_r \frac{(\mu_r + 1)e^\kappa (e^\kappa - e^{-\kappa})}{e^{2k}(\mu_r + 1)^2 - e^{-2k}(\mu_r - 1)^2} \quad (15)$$

$$\kappa = \frac{p d_a}{r_o + r_i} \quad (16)$$

$$R_d(r, \theta_d) = \sqrt{C(r, r_o, \theta_d) + g^2} - \sqrt{C(r, r_i, \theta_d) + g^2} \quad (17)$$

$$R_e(r, \theta_d) = \frac{r_o - r \cos(\theta_d) + \sqrt{C(r, r_o, \theta_d) + g^2}}{r_i - r \cos(\theta_d) + \sqrt{C(r, r_i, \theta_d) + g^2}} \quad (18)$$

et

$$C(a, b, \varphi) = a^2 + b^2 - 2ab \cos(\varphi) \quad (19)$$

Une étude complémentaire de [19] est indispensable pour comprendre pleinement la formulation proposée. Cependant, il est possible de comprendre la fonction de chaque équation. Dans l'équation (14), le couple  $T_a$  est obtenu par la somme de deux intégrales surfaciques (surface de charges magnétiques) décrites par un rayon variable  $r$  de  $r_i$  à  $r_o$ , et un angle variable  $\theta_d$  de 0 à  $2\pi$  (surface de charges magnétiques). Dans l'équation (15),  $B_{Am}$  représente l'intensité de la source magnétique, en fonction de  $B_r$ ,  $\mu_r$ , et un facteur  $\kappa$ . Le facteur  $\kappa$  est également responsable de l'inclusion de l'influence de la hauteur des rotors  $d_a$  sur la surface de la charge magnétique.  $R_d$  et  $R_e$ , dans les équations (17) et (18), se réfèrent aux paramètres basés sur les distances utilisées dans les intégrales sur la surface.  $C(a, b, \varphi)$  dans l'équation (19) et la loi des cosinus.

Si nous analysons l'équation (14), on peut remarquer que le calcul des intégrales ne dépend pas de l'angle du ressort magnétique  $\theta$ . Le calcul de l'intégrale n'est nécessaire que pour calculer le couple maximal transmissible  $T_{amax}$  :

$$T_{amax} = \frac{B_{Am}^2}{\mu_0} p \left( \int_0^{2\pi} \int_{r_i}^{r_o} \cos(p\theta_d) R_d(r, \theta_d) r dr d\theta_d + \int_0^{2\pi} \int_{r_i}^{r_o} \cos(p\theta_d) \cos(\theta_d) \log [R_e(r, \theta_d)] r^2 dr d\theta_d \right) \quad (20)$$

Ainsi,  $T_a(\theta)$  peut être écrit comme modélisé en [6] :

$$T_a(\theta) = T_{amax} \sin(p\theta) \quad (21)$$

La raideur en torsion  $K$  [ $N.m/rad$ ] peut être calculé comme suit :

$$K(\theta) = \frac{T(\theta)}{\theta} \quad (22)$$

Et la raideur initiale en torsion  $K_0$  peut être calculé pour l'angle de ressort magnétique proche de zéro  $\theta_0$  comme suit :

$$K_0(\theta_0) = \frac{dT(\theta_0)}{d\theta_0} \quad (23)$$

Par conséquent, la fonction de raideur initiale en torsion d'accouplement magnétique axial  $K_a(\theta)$  peut être obtenue :

$$K_{a0}(\theta_0) = \frac{dT_a(\theta_0)}{d\theta_0} = p T_{amax} \cos(p\theta_0) = K_{a0max} \cos(p\theta_0) \quad (24)$$

avec

$$K_{a0max} = p T_{amax} \quad (25)$$

## 4 La Méthode de Conception

Comme indiqué dans l'introduction, la densité de couple maximal transmissible est largement utilisée pour la conception. Son équation est typiquement définie comme :

$$\rho_{T_a} = \frac{T_{amax}}{V_T} \quad (26)$$

Après ce rapport, on peut définir la densité de raideur initiale comme dans l'équation (27).

$$\rho_{K_{a_0}} = \frac{K_{a_0max}}{V_T} \quad (27)$$

Toutefois, pour faciliter la comparaison entre différentes solutions d'accouplement magnétique axial, il serait intéressant de disposer d'un paramètre sans dimension tenant compte de toutes les variables. Ainsi, les unités de variables du modèle peuvent être exprimées en quatre unités fondamentales : la masse, la longueur, le temps et le courant, respectivement  $M, L, T, C$ .

$$\begin{aligned} r_o : [L] \quad ; \quad r_i : [L] \quad ; \quad d_a : [L] \quad ; \quad g : [L] \quad ; \quad p : [-] \quad ; \quad h : [-] \\ V_T : [L^3] \quad ; \quad m_T : [M] \quad ; \quad \rho : [ML^{-3}] \\ T_{a_{max}} : [ML^2T^{-2}] \quad ; \quad K_{a_0max} : [ML^2T^{-2}] \\ \mu = \mu_r \mu_0 : [MLT^{-2}C^{-2}] \quad ; \quad B_r : [MT^{-2}C^{-1}] \end{aligned}$$

La base de variables doit également comporter quatre éléments et doit être indépendante entre elles. Ainsi, la base est choisie en ayant  $B_r, \mu, V_T$  et  $\rho$ . La base est également choisie de telle sorte qu'entre elles au moins une unité fondamentale soit différente. Notez que  $V_T$  et  $f(r_o, r_i, d_a)$ , qui inclut plus de variables indépendantes dans l'analyse. Ainsi, on peut définir le paramètre adimensionnel  $\pi_{T_a}$ , en multipliant la base des variables, avec leurs exposants inconnus, par la variable d'intérêt dépendante,  $T_{a_{max}}$  :

$$\pi_{T_a} = B_r^{\alpha_1} \mu^{\alpha_2} V_T^{\alpha_3} \rho^{\alpha_4} T_{a_{max}} \quad (28)$$

Comme  $\pi_{T_a}$  est sans dimension, il s'ensuit que :

$$\begin{aligned} M^0 L^0 T^0 C^0 &= (MT^{-2}C^{-1})^{\alpha_1} (MLT^{-2}C^{-2})^{\alpha_2} (L^3)^{\alpha_3} (ML^{-3})^{\alpha_4} (ML^2T^{-2}) \\ \text{for mass } M : & \quad \alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_4 + 1 = 0 \\ \text{for length } L : & \quad \alpha_2 + 3\alpha_3 - 3\alpha_4 + 2 = 0 \\ \text{for time } T : & \quad -2\alpha_1 - 2\alpha_2 - 2 = 0 \\ \text{for current } C : & \quad -\alpha_1 - 2\alpha_2 = 0 \end{aligned}$$

En résolvant le système, nous avons :

$$\alpha_1 = 1 \quad ; \quad \alpha_2 = -2 \quad ; \quad \alpha_3 = -1 \quad ; \quad \alpha_4 = 0$$

Il était prévisible que  $\alpha_4 = 0$ , car  $T_{a_{max}}$  ne dépend pas de la masse des rotors. Nous avons donc la densité de couple maximal transmissible intrinsèque  $\pi_{T_a}$  :

$$\pi_{T_a} = \frac{T_{a_{max}} \mu}{B_r^2 V_T} = \frac{\rho_{T_a} \mu}{B_r^2} \quad (29)$$

Notez que le concept de couple volumique apparaît naturellement avec  $T_{a_{max}}$  au numérateur et  $V_T$  au dénominateur. On peut également noter que, lorsque la perméabilité magnétique des aimants  $\mu$  diminue, de sorte que le couple maximal transmissible  $T_{a_{max}}$  augmente parce que un  $\mu$  plus petit signifie que les aimants ne sont plus en mesure d'externaliser leur champs. Sinon,  $B_r$  et  $V_T$  (qui divisent  $T_{a_{max}}$ )



augmentent  $T_{a_{max}}$  quand ils sont également augmentés. Cependant, les aimants avec un plus haut  $B_r$  sont plus chers. Et de toute évidence, il est nécessaire de payer plus pour un plus grand volume d'aimants  $V_T$ . Ainsi,  $\pi_{T_a}$  peut être un critère d'optimisation.

Avec l'équation (29), qui a été rigoureusement obtenu, nous pouvons alors expliquer pourquoi le critère d'optimisation n'utilise pas le concept de volume externe  $V_{ext}$ , tel qu'il est utilisé dans [18, 19]. C'est parce que  $V_{ext}$  dépend de  $g$ , mais  $V_T$  et  $g$  affectent le critère d'optimisation inversement. Par conséquent, l'utilisation de  $V_{ext}$  impliquerait une perte d'informations ; ainsi  $V_T$  est préférée.

Comme  $K_{a_{0max}}$  est équivalent à  $T_{a_{max}}$  en termes de unités, nous disposons également d'un critère d'optimisation pour la raideur initiale  $K_{a_{0max}}$ , la densité de la raideur initiale intrinsèque  $\pi_{K_{a_0}}$  :

$$\pi_{K_{a_0}} = \frac{K_{a_{0max}} \mu}{B_r^2 V_T} = \frac{\rho_{K_{a_0}} \mu}{B_r^2} \quad (30)$$

Les densités de couple magnétique maximal transmissible et de la raideur initiale intrinsèques de l'accouplement magnétique axial transcendent la qualité des aimants.

## 5 Résultats

Le problème choisi pour être évalué est présenté en [19], où il a été optimisé par rapport à la densité de couple maximal transmissible. Ici, nous le comparerons avec l'approche de la densité de raideur initiale. Le cas proposé impose toutes les dimensions en ne laissant que le nombre de paires de pôles  $p$  libre pour être choisi par l'optimisation de  $T_{a_{max}}$  ou  $K_{a_{0max}}$ . Les contraintes géométriques pour l'accouplement magnétique axial proposé sont présentées dans le tableau 1. Le niveau de Halbach  $h = 3$  a été défini par la formulation.

TABLE 1 – Paramètres d'accouplement magnétique axial proposé.

Item	Valeur
Rayon extérieur, $r_o$	30 mm
Rayon intérieur, $r_i$	20 mm
Hauteur des rotors, $d_a$	30 mm
Entrefer, $g$	1 mm
Indice de niveau de Halbach, $h$	3
Rémanence magnétique, $B_r$	1.27 T
Perméabilité magnétique relative $\mu_r$	1.05

La figure 2 montre les résultats d'évaluation de  $\pi_{T_a}$  et  $\pi_{K_{a_0}}$  utilisant les équations (29) et (30), respectivement, pour l'accouplement défini par le tableau 1. Dans la figure 2 on peut voir que le maximum pour  $T_{a_{max}}(p)$  se produit pour un nombre de paires de pôles  $p = 7$ , et que le maximum pour  $K_{a_{0max}}(p)$  se produit pour un nombre de paires de pôles  $p = 20$ . Ce résultat confirme l'hypothèse de ce travail. D'une part, la meilleure solution pour  $T_{a_{max}}$  avec  $p = 7$  correspond à un couple transmissible maximal 36.6% plus grande que la meilleure solution pour  $K_{a_{0max}}$ . D'autre part, la meilleure solution pour  $K_{a_{0max}}$  avec  $p = 20$  a une raideur initiale maximale 209.2% plus grande que la meilleure solution pour  $T_{a_{max}}$ . Les figures 3 et 4 comparent  $T_a(\theta)$  et  $K_{a_0}(\theta)$  pour les deux solutions. Notez que la taille des cycles est différente en raison de la différence des  $p$ .

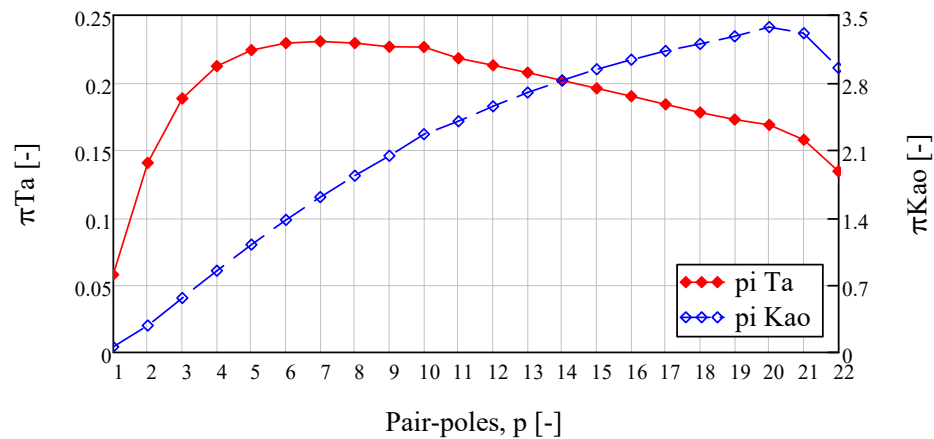


FIGURE 2 – Densités de couple maximal transmissible et raideur initiale  $\pi T_a$  et  $\pi K_{a0}$  en fonction des paires de pôles  $p$  pour l'accouplement magnétique axial proposé.

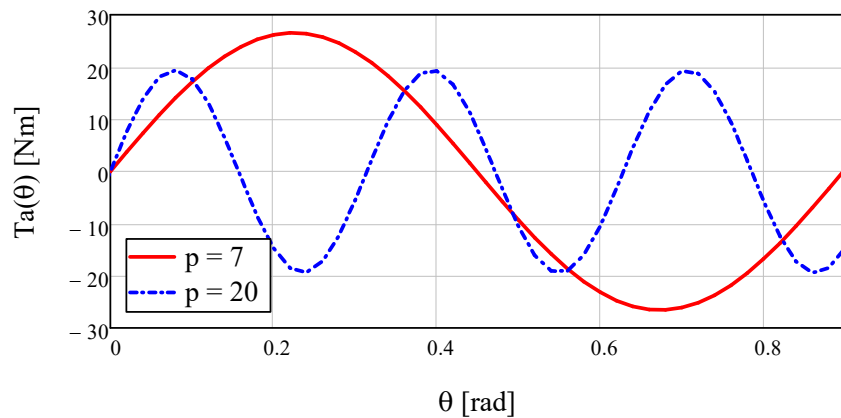


FIGURE 3 – Couple de couplage magnétique en fonction de l'angle de ressort magnétique  $T_a(\theta)$ , pour l'accouplement magnétique axial proposé avec des paires de pôles  $p = 7$  et  $p = 20$ .

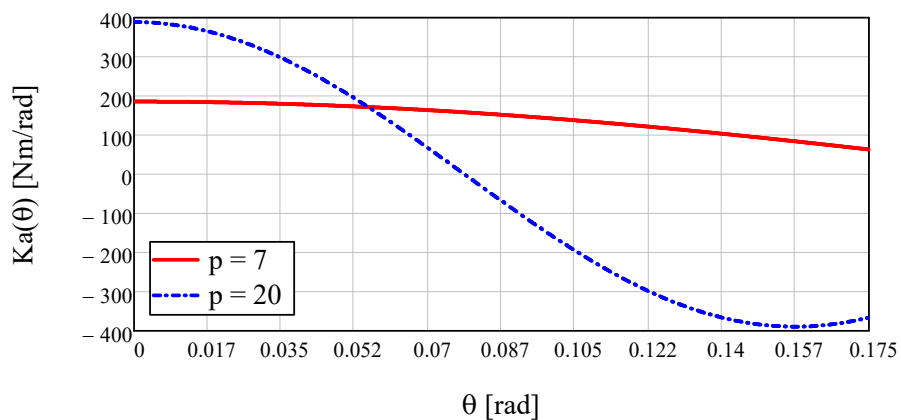


FIGURE 4 – Raideur initiale de couplage magnétique en fonction de l'angle du ressort magnétique  $K_{a0}(\theta)$ , pour l'accouplement magnétique axial proposé avec des paires de pôles  $p = 7$  et  $p = 20$ , en fonction de  $\theta$  de 0 à  $10^\circ$ .

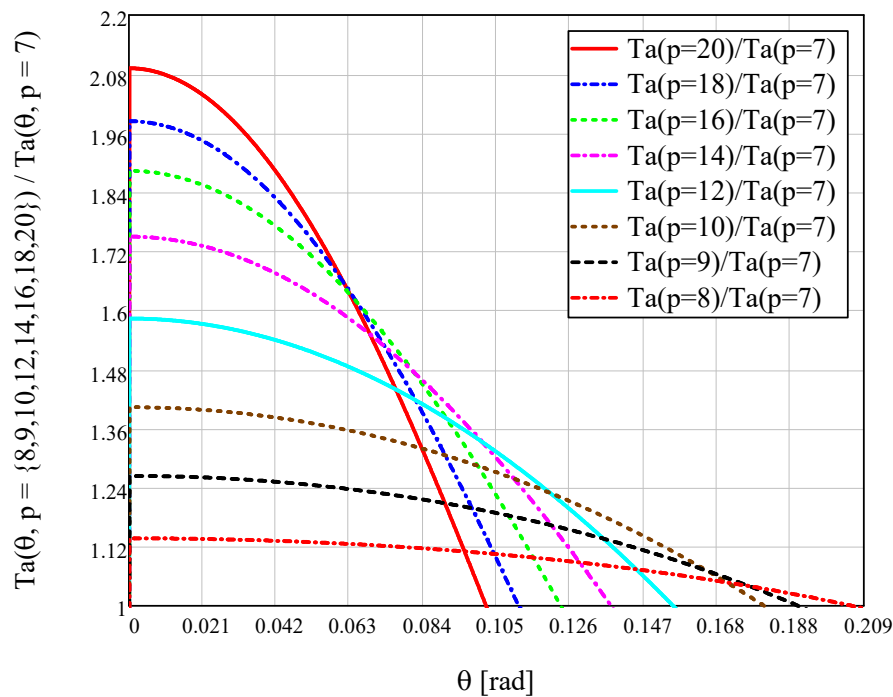


FIGURE 5 – Les rapports de couples  $T_a(\theta, p = p_i)/T_a(\theta, p = 7)$ , avec  $p_i = \{8, 9, 10, 12, 14, 16, 18, 20\}$ , en fonction de  $\theta$  à partir 0 à 12°.

Sur la figure 3, il est également possible de noter que la meilleure solution pour la raideur initiale ( $p = 20$ ) a un couple supérieur à la meilleure solution pour le couple maximal transmissible si  $\theta < 6^\circ$ . Pour un  $\theta$  proche de zéro,  $T_a(p = 20)/T_a(p = 7) = 209.2\%$ , ce qui est lié au fait que  $K_{a_0}(p = 20)/K_{a_0}(p = 7) = 209.2\%$ . La figure 5 compare ce rapport à d'autres solutions plus performantes pour la rigidité magnétique initiale avec  $p = \{8, 9, 10, 12, 14, 16, 18, 20\}$ .

Sur la figure 5, on peut voir que les meilleures solutions pour la raideur initiale magnétique avec  $p = \{8, 9, 10, 12, 14, 16, 18, 20\}$  présentent également un meilleur couple initial. La solution avec  $p = 8$  présente un couple initial  $T_a(p = 8)/T_a(p = 7) = 1.137\%$ , et son couple est meilleur que la solution pour le couple transmissible maximum jusqu'à  $\theta = 12^\circ$ . Dans certains systèmes,  $\theta = 12^\circ$  ou même  $\theta = 6^\circ$  peuvent être considérés comme sortant du domaine opérationnel. Par conséquent, les solutions offrant une meilleure rigidité présentent un meilleur couple initial, ce qui est important lors du contrôle de systèmes nécessitant plus de précision. Cependant, l'équation (25) établit que de meilleures solutions de raideur initiale présenteront un  $p$  plus élevé, ce qui augmentera le nombre total d'aimants  $n_{magT}$ . Le tableau 2 montre  $n_{magT}$  pour les solutions trouvées.

TABLE 2 –  $\pi_{T_a}$ ,  $\pi_{K_{a_0}}$  et  $n_{magT}$  pour différentes solutions  $p$  d'accouplement.

$p$	7	8	9	10	12	14	16	18	20
$\pi_{T_a}$	0.23058	0.22945	0.22669	0.22654	0.21302	0.20177	0.19002	0.17796	0.16884
$\pi_{K_{a_0}}$	3.2282	3.2123	3.1737	3.1715	2.9823	2.8248	2.6603	2.4914	2.3638
$n_{magT}$	112	128	144	160	192	224	256	288	320

## 6 Conclusion et Perspectives

Dans cet article, une expression analytique a été dérivée pour calculer la rigidité d'un couplage magnétique axial basé sur l'arrangement de Halbach avec des aimants en forme d'arc. Des densités intrinsèques de couple maximal transmissible et de raideurs ont été obtenues et des critères d'optimisation ont été proposés. Le meilleur nombre de paires de pôles a été déterminé pour optimiser le maximal couple magnétique transmissible ainsi que la raideur initiale magnétique. Les solutions avec une meilleure raideur initiale magnétique présentaient de meilleurs couples initiaux, ce qui est souhaité pour les systèmes nécessitant plus de précision. Cependant, pour optimiser la rigidité, il faut obligatoirement davantage de paires de pôles, ce qui augmente ainsi que le nombre total d'aimants dans les rotors.

Dans les travaux futurs, ces analyses seront appliquées au accouplement magnétique radial et à d'autres géométries d'aimants plus simples à trouver dans l'industrie (aimants cubiques).

## Références

- [1] G.S. HIGHFILL et L.A. HALVERSON. "Lowering total cost of ownership with breakthrough magnetic torque transfer technology". In : *IEEE Cement Industry Technical Conference, 2006. Conference Record*. IEEE, 2006, 15 pp.
- [2] Thierry LUBIN et al. "Comparison of Transient Performances for Synchronous and Eddy-current Torque Couplers". In : *2016 XXII International Conference on Electrical Machines (ICEM)*. Lausanne : IEEE, 2016, p. 697-703.
- [3] Ronald HAM et al. "Compliant actuator designs". In : *IEEE Robotics & Automation Magazine* 16.3 (2009), p. 81-94.
- [4] Angelo SUDANO et al. "Design, Development and Scaling Analysis of a Variable Stiffness Magnetic Torsion Spring". In : *International Journal of Advanced Robotic Systems* 10.10 (2013), p. 372.
- [5] Mohammed BOUHERAOUA, Jiabin WANG et Kais ATALLAH. "Rotor Position Estimation of a Pseudo Direct-Drive PM Machine Using Extended Kalman Filter". In : *IEEE Transactions on Industry Applications* 53.2 (2017), p. 1088-1095.
- [6] R.G. MONTAGUE. "Control of drive trains incorporating magnetic gears". In : (2011).
- [7] Ryan MONTAGUE, Chris BINGHAM et Kais ATALLAH. "Servo Control of Magnetic Gears". In : *IEEE/ASME Transactions on Mechatronics* 17.2 (2012), p. 269-278.
- [8] Thierry LUBIN, Smail MEZANI et Abderrezak REZZOUG. "Experimental and Theoretical Analyses of Axial Magnetic Coupling Under Steady-State and Transient Operations". In : *IEEE Transactions on Industrial Electronics* 61.8 (2014), p. 4356-4365.
- [9] M S TONDOS. "Minimizing electromechanical oscillations in the drives with resilient couplings by means of state and disturbance observers". In : *Power Electronics and Applications, 1993., Fifth European Conference on*. 1993, 360-365 vol.5.
- [10] Mohammed BOUHERAOUA, Jiabin WANG et Kais ATALLAH. "Speed Control for a Pseudo Direct Drive Permanent-Magnet Machine With One Position Sensor on Low-Speed Rotor". In : *IEEE Transactions on Industry Applications* 50.6 (2014), p. 3825-3833.

- [11] Mohammed BOUHERAOUA, Kais ATALLAH et Jiabin WANG. “Design and implementation of an observer-based state feedback controller for a pseudo direct drive”. In : *IET Electric Power Applications* 7.8 (2013), p. 643-653.
- [12] R. HORNREICH et S. SHTRIKMAN. “Optimal design of synchronous torque couplers”. In : *IEEE Transactions on Magnetics* 14.5 (1978), p. 800-802.
- [13] Jean-Paul YONNET. “Permanent magnet bearings and couplings”. In : *IEEE Transactions on Magnetics* Mag-17.1 (1981), p. 1169-1173.
- [14] Udo AUSSERLECHNER. “The maximum torque of synchronous axial permanent magnetic coupling”. In : *Progress In Electromagnetics Research B* 40 (2014), p. 1-29.
- [15] JAE-SEOK CHOI et JEONGHOON YOO. “Design of a Halbach Magnet Array Based on Optimization Techniques”. In : *IEEE Transactions on Magnetics* 44.10 (2008), p. 2361-2366.
- [16] Hyeon-Jae SHIN et al. “Design and Analysis of Axial Permanent Magnet Couplings Based on 3D FEM”. In : *IEEE Transactions on Magnetics* 49.7 (2013), p. 3985-3988.
- [17] Bastien DOLISY et al. “A New Analytical Torque Formula for Axial Field Permanent Magnets Coupling”. In : *IEEE Transactions on Energy Conversion* 30.3 (2015), p. 892-899.
- [18] Kang LI, Jonathan Z. BIRD et Vedanadam M. ACHARYA. “Ideal Radial Permanent Magnet Coupling Torque Density Analysis”. In : *IEEE Transactions on Magnetics* (2017), p. 1-1.
- [19] Kang LI et Jonathan Z. BIRD. “A 3-D analytical model of a Halbach axial magnetic coupling”. In : *2016 International Symposium on Power Electronics, Electrical Drives, Automation and Motion, SPEEDAM 2016*. IEEE, 2016, p. 1448-1454.
- [20] J. C. MALLINSON. “One-Sided Fluxes — A Magnetic Curiosity?” In : *IEEE Transactions on Magnetics* 9.4 (1973), p. 678-682.
- [21] Klaus HALBACH. “Design of permanent multipole magnets with oriented rare earth cobalt material”. In : *Nuclear Instruments and Methods* 169.1 (1980), p. 1-10.
- [22] Peter BLÜMLER et Federico CASANOVA. “CHAPTER 5 : Hardware developments : Halbach magnet arrays”. In : *New Developments in NMR*. T. 2016-Janua. 5. 2016, p. 133-157.
- [23] Henrique Fagundes GASPAROTO et al. “Torque analysis of a flat reconfigurable magnetic coupling thruster for marine renewable energy systems maintenance AUVs”. In : *Energies* 12.1 (2018), p. 56.