



HAL
open science

**CONCEPTION, DIMENSIONNEMENT ET
COMMANDE D'UN MOTEUR/GÉNÉRATEUR
SYNCHRONÉ À EXCITATION HOMOPOLAIRE ET
À BOBINAGES DANS L'ENTREFER POUR
ACCUMULATEUR ÉLECTROMÉCANIQUE
D'ÉNERGIE**

Nicolas Bernard

► **To cite this version:**

Nicolas Bernard. CONCEPTION, DIMENSIONNEMENT ET COMMANDE D'UN MOTEUR/GÉNÉRATEUR SYNCHRONÉ À EXCITATION HOMOPOLAIRE ET À BOBINAGES DANS L'ENTREFER POUR ACCUMULATEUR ÉLECTROMÉCANIQUE D'ÉNERGIE. Sciences de l'ingénieur [physics]. École normale supérieure de Cachan - ENS Cachan, 2001. Français. NNT : . tel-00448106

HAL Id: tel-00448106

<https://theses.hal.science/tel-00448106>

Submitted on 18 Jan 2010

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.

THÈSE de DOCTORAT
de L'ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE DE CACHAN

SPECIALITE : ÉLECTROTECHNIQUE

PRÉSENTÉE PAR :

Nicolas BERNARD

POUR OBTENIR LE GRADE DE
DOCTEUR DE L'ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE DE CACHAN

Sujet de la thèse :

**CONCEPTION, DIMENSIONNEMENT ET COMMANDE
D'UN MOTEUR/GÉNÉRATEUR SYNCHROME
À EXCITATION HOMOPOLAIRE ET À BOBINAGES DANS
L'ENTREFER
POUR ACCUMULATEUR ÉLECTROMÉCANIQUE
D'ÉNERGIE**

Soutenue le 17 décembre 2001 devant le jury composé de Messieurs :

J.M. KAUFFMANN	Président
F. PIRIOU	Rapporteur
E. H. ZAÏM	Rapporteur
S. ALLANO	Examineur
H. BEN AHMED	Examineur
J. DELAMARE	Examineur
B. MULTON	Examineur

LABORATOIRE D'ÉLECTRICITÉ, SIGNAUX ET ROBOTIQUE
(LESiR UPRESA CNRS 8029)

Antenne de Bretagne de l'ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE DE CACHAN
Campus de Ker Lann - 35 170 BRUZ

REMERCIEMENTS

A l'heure où je rédige ces quelques lignes dédiées à tous ceux qui, de près ou de loin, ont accompagné mes travaux de recherche, mes premières pensées vont à Bernard MULTON et Hamid BEN AHMED. Leur encadrement sans failles marqué par un dévouement sincère, un esprit critique très constructif et une bonne humeur constante, a été un encouragement précieux tout au long de mon parcours doctoral. Pour tous leurs enseignements, pour leur efficacité et leur gentillesse donc, un grand merci à eux.

Je remercie vivement Monsieur Francis PIRIOU (Lille) et Monsieur El Hadi ZAÏM (Saint-Nazaire) d'avoir accepté la lourde charge de rapporter cette thèse.

Que Messieurs Sylvain ALLANO (Cachan), Jérôme DELAMARE (Grenoble) et Jean Marie KAUFFMANN (Belfort) soient également remerciés pour leur participation active et constructive à mon jury de thèse.

Les travaux présentés dans ce mémoire sont le fruit d'un travail d'équipe où les collaborations et les échanges scientifiques ont été nombreux, chaleureux et toujours bénéfiques. Que Pierre Emmanuel CAVAREC et Olivier GERGAUD, tous deux doctorants à mes côtés, soient pour cela remerciés. Je citerais aussi Corentin KERZREHO, désormais professeur agrégé à l'INSA de Rouen et Dominique MILLER, professeur agrégé à l'Antenne de Bretagne de l'ENS de Cachan, notre incontournable chercheur bénévole dont la disponibilité, l'efficacité et la gentillesse m'ont apporté une aide précieuse.

Je n'oublierai pas non plus les indispensables techniciens qui se sont relayés dans notre établissement, Gaëtan BELLEC, Nicolas BODIN, Vincent GUYOMARD et Damien FOUBERT. Ils ont toujours su répondre avec efficacité et dévouement à mes attentes. Merci aussi à Michel LECRIVAIN, ingénieur électromécanicien de Cachan pour ses réalisations mécaniques.

Enfin, et pour n'oublier personne, je citerai tout le personnel (enseignant et administratif) de l'Antenne de Bretagne l'ENS de Cachan.

Et puisque la vie d'un scientifique ne se résume pas qu'à s'extasier devant la beauté d'un champ magnétique, j'aimerais associer à mon travail mes amis les plus chers.

Je pense d'abord à Marie FRENEA et Katell COZIC, doctorantes à l'Antenne, qui ont toujours été présentes à mes côtés.

Une pensée également pour Armelle, Ronan, Steven et Erwan, une fine équipe de joyeux chercheurs...

Je n'oublie pas non plus Coralie VACHER et Julia MARION mes deux biologistes et amphitryons préférées.

Une dernière pensée, enfin, pour Nelly.

SOMMAIRE

INTRODUCTION.....	1
CHAPITRE 1 : SYSTÈMES DE STOCKAGE ÉLECTROMÉCANIQUES ET ÉTAT DE L'ART.....	4
INTRODUCTION.....	5
1.1 Le stockage de l'énergie.....	6
1.1.1 Les modes de stockage de l'énergie – Éléments de comparaison.....	6
1.1.2 Le stockage électromécanique d'énergie et ses applications possibles.....	7
1.2 L'accumulateur électromécanique d'énergie.....	10
1.2.1 Présentation des composantes d'un dispositif de stockage électromécanique d'énergie.....	10
1.2.2 Caractéristiques énergétiques d'un accumulateur électromécanique d'énergie.....	10
1.2.3 État de l'art dans les convertisseurs électromécaniques pour le stockage inertiel.....	14
1.3 Le projet ENS-LESiR.....	18
1.4 Choix du type de motorisation et d'une topologie d'actionneur.....	20
1.4.1 Principe de fonctionnement.....	20
1.4.2 Le bobinage.....	23
1.4.3 Les disques dentés.....	23
1.4.4 Les paliers magnétiques.....	24
CONCLUSION.....	26
CHAPITRE 2 : MODÉLISATION ET DIMENSIONNEMENT DU MOTEUR/GÉNÉRATEUR	27
INTRODUCTION.....	28
2.1 Première étude à partir d'une maquette à bobinage monophasé filaire.....	28
2.1.1 Analyse 3-D.....	30
2.1.2 Modélisation 2-D semi-analytique au rayon moyen.....	31
2.2 Conception et réalisation du bobinage circuit imprimé.....	35
2.2.1 Contraintes.....	35
2.2.2 Technologies de fabrication existantes.....	37
2.2.3 Principe de dimensionnement.....	37
2.3 Résistances du bobinage.....	43

2.3.1 Définition des paramètres.....	43
2.3.2 Modèle résistif continu du bobinage de l'inducteur.....	46
2.3.3 Modèle résistif continu du bobinage de l'induit.....	48
2.4 Modèle inductif.....	51
2.4.1 Machines cylindriques à entrefer constant (Cas élémentaire d'une machine à une encoche par pôle et par phase).....	52
2.4.2 Machines cylindriques à pôles saillants	54
2.4.3 Notion de perméance superficielle.....	56
2.4.4 Machines de type discoïde.....	58
2.5 Modèle de pertes magnétiques.....	68
2.5.1 Pertes créées par un champ extérieur.....	70
2.5.2 Pertes créées par champ propre.....	77
2.5.3 Pertes créées par champs extérieur et propre en même temps.....	78
2.6 Modèle thermique.....	82
2.6.1 Modélisation élémentaire des échanges thermiques avec l'air par convection uniquement.....	82
2.6.2 Amélioration possible des échanges thermiques par conduction.....	87
CONCLUSION	87
CHAPITRE 3 : ALIMENTATION ET COMMANDE.....	88
INTRODUCTION.....	89
3.1 Essais de commande en mode synchrone.....	89
3.1.1 Modèle simplifié de la machine synchrone et validation.....	90
3.1.2 Commande en mode synchrone dans le repère " abc ".....	94
3.1.3 Commande en mode synchrone dans un repère " dq estimé".....	95
3.2 Autopilotage simplifié.....	99
3.2.1 Mise en œuvre	100
3.2.2 Expérimentation.....	101
3.3 Commande à rendement optimal.	103
3.3.1 Les modèles de pertes.....	104
3.3.2 Recherche des pertes minimales sur une machine synchrone à excitation bobinée.....	110
3.3.3 Fonctionnement à pertes minimales.....	112
CONCLUSION	115
CHAPITRE 4 : OPIMISATION DE L'ACTIONNEUR.....	117
INTRODUCTION.....	118
4.1 Optimisation d'une machine cylindrique "sinus élémentaire " sans encoches...	118
4.1.1 Expression du couple électromagnétique.....	119
4.1.2 Expression des pertes Joule.....	121
4.1.3 Expression des pertes magnétiques.....	121
4.1.4 Optimisation à volume constant et pertes Joule uniquement.....	124
4.1.5 Optimisation à volume constant et prise en compte des pertes magnétiques.....	127

4.2 Optimisation d'une machine discoïde	128
4.2.1 Modélisation simplifiée de l'actionneur.....	128
4.2.2 Optimisation de l'actionneur pour un volume d'entrefer donné.....	131
4.2.3 Optimisation de l'actionneur à volume d'entrefer variable.....	133
4.2.4 Optimisation globale de l'actionneur avec son convertisseur d'alimentation	133
CONCLUSION.....	136
CONCLUSION ET PERSPECTIVES.....	137
ANNEXES.....	140
NOTATIONS.....	147
BIBLIOGRAPHIE.....	150
RÉSUMÉ.....	156

INTRODUCTION

INTRODUCTION

Dans le contexte actuel d'une augmentation de la production d'électricité à partir des énergies renouvelables accompagnée d'une décentralisation des moyens de production, les dispositifs de stockage d'énergie trouvent un nouveau champ d'applications propice à leur développement. Le stockage électromécanique d'énergie, encore peu utilisé, pourrait répondre, grâce à ces caractéristiques, aux exigences de ces nouveaux systèmes.

Le projet mis en place, depuis 1996, par les électrotechniciens et les mécaniciens de l'Antenne de Bretagne de l'ENS de Cachan, s'inscrit dans cet élan. L'objectif est de concevoir un accumulateur électromécanique d'énergie pour des applications stationnaires, à longue durée de vie et à bas coût. Le dispositif de ce projet, dans sa version finale, sera constitué d'un volant en acier associé à un moteur/générateur ainsi qu'à des paliers magnétiques, le tout dans une enceinte sous vide. Les applications visées sont également le lissage décentralisé de la consommation d'énergie électrique. Ce type de stockage présente l'avantage, par rapport aux batteries électrochimiques, d'avoir une très longue durée de vie et un coût global moins élevé. La mise en oeuvre complète et l'intégration de toutes les composantes du système nécessite des compétences nombreuses et une collaboration étroite entre tous les participants au projet. Celui-ci regroupe, les membres de l'équipe mécatronique de l'Antenne de Bretagne de l'ENS de Cachan, les électrotechniciens du Laboratoire d'Électrotechnique de Grenoble, pour leurs compétences sur les paliers magnétiques, et des mécaniciens de l'INSA de Rouen.

Le travail présenté dans ce document, concerne la partie convertisseur électromécanique d'énergie. Il abordera plus particulièrement, la conception et la modélisation du moteur/générateur, l'autopilotage simplifié ainsi qu'une étude théorique de la commande à pertes minimales, enfin, un pré-dimensionnement de l'actionneur en vue de son optimisation globale. La topologie de l'actionneur électromécanique présentée est inédite dans son principe et sa réalisation. Il s'agit d'une machine synchrone à bobinages sans fer, où les bobinages inducteur et induit sont fixes et où le champ magnétique dans l'entrefer est homopolaire. Issue des réflexions de l'équipe « Conception d'actionneurs » de l'Antenne de Bretagne du LESiR (ENS Cachan), cette structure qui a fait l'objet d'un dépôt de brevet international du CNRS a été conçue pour répondre tout particulièrement aux exigences du stockage électromécanique d'énergie. Elle est parfaitement intégrée au volant d'inertie qu'elle entraîne, elle est adaptée aux très grandes vitesses, au fonctionnement à puissance maximale constante et se prête bien à une sustentation par des paliers magnétiques.

Dans le premier chapitre, après avoir rappelé la problématique du stockage électromécanique d'énergie, nous présenterons un état de l'art dans les convertisseurs électromécaniques pour le stockage inertiel afin de mieux situer nos travaux de recherches dans ce domaine. Ce tour d'horizon nous amènera naturellement à la présentation et à l'analyse du principe de fonctionnement de notre machine.

Le deuxième chapitre concernera la réalisation et le dimensionnement du moteur/générateur. Le choix du bobinage dans l'air, pièce maîtresse de l'actionneur, soulève

le problème technologique de sa réalisation. Nous avons réalisé un bobinage gravé chimiquement, sur un support en époxy. Compte tenu des contraintes de temps et de coût, cette solution s'est avérée la mieux adaptée. Nous montrerons, de plus, qu'elle présente plusieurs avantages intéressants à explorer tels que la possibilité, en jouant sur la largeur des pistes gravées, d'obtenir une force magnétomotrice quasi sinusoïdale très simplement et de réduire les pertes Joule de façon significative dans les têtes de bobines. D'autre part, nous avons résolu la contrainte, assez problématique dans les structures discoïdes, du chevauchement des têtes de bobines grâce à l'utilisation d'une gravure double face.

La modélisation, fondée en particulier sur le calcul des différentes inductions dans l'entrefer, s'avère en revanche assez délicate. Lorsque les entrefers sont importants, comme dans le cas des machines discoïdes, les formes d'induction ne peuvent plus être traitées comme des fonctions simples (créneaux par exemple) et le recours aux éléments finis est indispensable. Compte tenu de la complexité de la structure étudiée et de la nécessité d'effectuer une optimisation énergétique sur cycle de fonctionnement, un calcul systématique, par éléments finis, des inductions dans l'entrefer pour toutes les positions du rotor et pour toutes les géométries ne peut être envisagé car trop lourd en temps de calculs. Dans l'optique de l'utilisation d'un algorithme d'optimisation des performances du moteur/générateur, nous avons donc développé un nouvel outil de dimensionnement basé sur l'utilisation des perméances superficielles et capable de réduire sensiblement le nombre de calculs numériques. La modélisation semi-analytique 2-D ainsi proposée a été validée expérimentalement par la mesure des forces électromotrices, des inductances et des pertes magnétiques.

Le troisième chapitre traite de la commande de la machine. En premier lieu, nos recherches se sont orientées vers un pilotage en mode synchrone, c'est à dire sans capteur (ni mécanique ni électronique). Bien qu'a priori possible parce que la charge est quasi fixe et connue, nous montrerons par une étude théorique qui s'appuie sur une modélisation validée expérimentalement, que cette commande ne peut être envisagée pour notre application. En revanche, des propriétés intéressantes liées au fonctionnement d'une machine synchrone en boucle ouverte ont été mises en lumière grâce à l'utilisation d'un modèle simplifié.

Après avoir proposé une solution simple d'autopilotage, à partir d'un capteur rudimentaire délivrant une impulsion par tour, nous montrerons, par une étude théorique, qu'il existe et qu'il est possible de calculer, pour chaque point de fonctionnement, un jeu de paramètres de commande optimaux qui maximisent le rendement.

Dans le quatrième et dernier chapitre, nous aborderons la question du dimensionnement global de l'actionneur. Par leur capacité à traiter des données en quantités toujours plus importantes, les algorithmes d'optimisation fournissent des résultats parfois complexes à interpréter. Nous allons donc proposer dans ce chapitre, une démarche générale d'optimisation intégrant les pertes magnétiques (courants de Foucault et hystérésis) et la modélisation des pertes dans le convertisseur afin d'établir des lois générales de dimensionnement. Appliquée d'abord au cas d'une machine cylindrique élémentaire nous reviendrons ensuite, plus en détail, au cas d'une machine discoïde du même type que la machine de notre étude.

En guise de conclusion, nous présenterons une synthèse des travaux effectués, les principaux résultats obtenus puis les perspectives.

CHAPITRE 1

SYSTÈMES DE STOCKAGE ÉLECTROMÉCANIQUES ET ÉTAT DE L'ART

CHAPITRE 1 : SYSTÈMES DE STOCKAGE ÉLECTROMÉCANIQUES ET ÉTAT DE L'ART.....	4
INTRODUCTION.....	5
1.1 Le stockage de l'énergie.....	6
1.1.1 Les modes de stockage de l'énergie – Éléments de comparaison.....	6
1.1.2 Le stockage électromécanique d'énergie et ses applications possibles.....	7
1.2 L'accumulateur électromécanique d'énergie.....	10
1.2.1 Présentation des composantes d'un dispositif de stockage électromécanique d'énergie.....	10
1.2.2 Caractéristiques énergétiques d'un accumulateur électromécanique d'énergie..	10
1.2.3 État de l'art dans les convertisseurs électromécaniques pour le stockage inertielle.....	14
1.3 Le projet ENS-LESiR.....	18
1.4 Choix du type de motorisation et d'une topologie d'actionneur.....	20
1.4.1 Principe de fonctionnement.....	20
1.4.2 Le bobinage.....	23
1.4.3 Les disques dentés.....	23
1.4.4 Les paliers magnétiques.....	24
CONCLUSION.....	26

CHAPITRE 1

SYSTÈMES DE STOCKAGE ÉLECTROMÉCANIQUES
ET ÉTAT DE L'ART

L'électricité est aujourd'hui la source d'énergie la plus répandue car elle offre une souplesse d'utilisation remarquable et se transporte facilement. Dans un pays industrialisé comme la France, environ 50% de l'énergie primaire utilisée est dédiée à la production d'électricité [MUL_96]. Mais la sécurité des populations et l'impact sur l'environnement des moyens actuels de production deviennent des points sensibles à l'heure où le consommateur prend conscience peu à peu des réalités sur ces sujets. Des comportements nouveaux apparaissent donc et le souci de préserver un environnement sain devrait à l'avenir s'imposer davantage en favorisant le développement de projets et de concepts qui, jusqu'alors, restaient inexploités [BAL_99] pour des raisons essentiellement économiques et politiques. Ainsi, le plan "Éole 2005" [CHE_97] mis en place par l'A.D.E.M.E. (Agence de l'Environnement et de la Maîtrise de l'Énergie), EDF, et le Ministère de l'Industrie, prévoit d'installer une puissance éolienne de 250 à 500 MW d'ici 2005, au lieu des 4 MW installés aujourd'hui. De nouveaux types de centrales exploitant les énergies d'origine renouvelable (géothermiques, solaires...) vont donc se développer et conduire naturellement à une décentralisation des centres de production. Dans ce contexte, la multiplication de petites et moyennes unités, qu'elles soient interconnectées ou non, entraîneront une gestion des transferts d'énergie beaucoup moins souple et nécessiteront l'apport de dispositifs de stockage d'énergie, présents sur le réseau ou plus en aval chez le consommateur. Rapides pour stabiliser le réseau, de tels systèmes devront aussi travailler sur des longs cycles de fonctionnement pour adapter correctement la production à la consommation.

Les batteries électrochimiques répondent déjà correctement à ce type d'application lorsque les profils de charge et de décharge ne sont pas de nature impulsionnelle. Leur utilisation est maîtrisée depuis longtemps et malgré des contraintes fortes notamment de recyclage et de durée de vie, elles restent encore préférées aux autres dispositifs. Les systèmes à volant d'inertie, bien qu'offrant des performances très intéressantes (longues durées de vie et hautes performances), ont très longtemps buté sur des problèmes de coût, de technologie et de sécurité. Un accumulateur électromécanique est constitué d'un moteur/générateur électrique, d'un volant d'inertie, de paliers et d'une enceinte de protection. L'assemblage et l'intégration de tous ces éléments en un produit viable commercialement est bien sûr complexe à mettre en œuvre. Seule une réflexion sur le long terme peut donc aboutir à des solutions compétitives. Actuellement la société américaine Active Power commence seulement à produire en grande série et a vendre des accumulateurs électromécaniques d'énergie sous forme de modules stationnaires de petites puissances et de faibles durées de cycles (application à des alimentations inintermittentes). Pour des énergies et des cycles plus

importants, nous en sommes encore au stade expérimental. L'objet du travail présenté dans ce document s'inscrit dans ce cadre.

1.1 Le stockage de l'énergie

La notion de stockage d'énergie est impérativement associée à la production d'électricité. Qu'il s'agisse d'une production autonome (site isolé, applications embarquées...) ou d'une production interconnectée au réseau de distribution, l'existence de dispositifs tampons entre production et consommation est indispensable. Il existe différents modes de stockages dont les caractéristiques sont très différentes et complémentaires. Nous allons les présenter rapidement et rappeler leurs principales caractéristiques.

1.1.1 Les modes de stockage de l'énergie - Éléments de comparaison.

Tout système de stockage d'énergie est caractérisé principalement par les critères suivants :

- ⇒ la puissance massique (en W/kg)
- ⇒ l'énergie massique (en Wh/kg)
- ⇒ le nombre de cycles de fonctionnement
- ⇒ le coût (en euros/Wh)
- ⇒ le rendement énergétique

Les accumulateurs électrochimiques se distinguent par une bonne énergie massique (voir tableau 1.1.1). Pour des utilisations dont la charge est très peu fluctuante, ils restent donc majoritaires sur le marché malgré un nombre de cycles limité (alimentations de secours, véhicules électriques...). En revanche, lorsque le mode de fonctionnement est de nature impulsionnelle avec des temps de charge et de décharge inférieurs à la minute, leur rendement devient très mauvais avec une forte réduction de la cyclabilité. D'autres moyens peuvent les remplacer avantageusement ou leur sont complémentaires, ce sont les capacités, les supercapacités, les inductances pour les temps de charge et de décharge très courts et les volants d'inertie susceptibles de combler le créneau laissé libre entre les batteries électrochimiques et les supercapacités.

Performances 1995	Accu Pb-acide	Accu Ni-Cd	Accu LiC	Inertiel	Inductif	Condensateurs	Super-Capacités
Wh/kg	30	50	150	25 ↑	4	0.25	5.5 ↑
W/kg.crête	80	200	200	≈ 2000	28.10 ⁶	qq 10 ⁴	500 à 2000
Densité	2.4	2	2.6	2	2.1		2
Cyclabilité	500 à 80% de PdD*	1500	≈ 1000	Très élevé	qq 10 ⁴ à 10 ⁶	Très élevé	Elevé
Maturité industrielle	Oui	Oui	oui :petits accu non :gros	Non	oui pour les supra BT	Oui	Oui :petits accu Non :gros
Temps minimal de décharge	15 mn	15 mn	45 mn	1 mn	< 1 ms	<< 1 ms	10 s
Durée de stockage	> 1 mois	≈ 1 mois	> 1 an	qq mn	> 1 h	qq s	qq mn
Coût de l'énergie ou de la puissance	≈ 1000 F/kW.h	≈ 5000 F/kW.h	≈ 10 kF/kW.h	> 1000 F/kW	?	?	qq 100 F/kW

Tab. 1.1.1 : [MUL_96]

* PdD : profondeur de décharge

Le prix de ces systèmes reste une donnée fondamentale qui limite souvent leur diffusion. Les batteries électrochimiques, outre une maintenance régulière, nécessitent des processus de retraitement lourds et coûteux en fin de vie. Voilà pourquoi, de tout temps, des solutions de remplacement ont été recherchées. Notons enfin, qu'une des caractéristiques souvent délaissée concerne la sécurité. Qu'il s'agisse de la sécurité des personnes ou de l'impact sur l'environnement, d'une manière générale, il est important de rappeler que toute forme de stockage d'énergie est potentiellement dangereuse et que la maturité en la matière nécessite, outre des travaux spécifiques, une importante expérience de production et d'exploitation.

Les dispositifs stationnaires connectés au réseau font ici l'objet plus particulièrement de notre attention. Parmi un champ d'applications très vaste, selon [SEE_96], on peut distinguer diverses échelles de temps de décharge.

Durée de cycle	Applications	Technologies exploitées ou envisagées
Jusqu'à quelques centaines de ms	Filtrage d'harmoniques sur le réseau	Condensateurs film et papier
De quelques ms à quelques minutes	Compensation des creux de tension et des coupures de courant de courtes durées	- supercapacités - volants inertiels - batteries à forte puissance spécifique - inductances supra conductrices (SMES)
De quelques dizaines de minutes à quelques heures	Écrêtage des pointes de puissances demandées au réseau. (lissage de charge)	- batteries électrochimiques - inductances supra conductrices - volants d'inertie

Tabl. 1.1.2 : Le stockage de l'énergie et ses principales applications

1.1.2 Le stockage électromécanique d'énergie et ses applications possibles

Les principales applications existantes ou envisagées du stockage électromécanique d'énergie sont :

- l'aide à la production autonome d'énergie
- le lissage de charge
- la traction des véhicules électriques (en association avec des accumulateurs électrochimiques)
- les alimentations sans coupures (produit existant : Active Power [APO])
- le domaine spatial (utilisation de l'effet gyroscopique)
- ...

Rappelons que les attraits principaux de ce type de stockage résident dans la possibilité d'obtenir des fortes puissances massiques et un nombre de cycles de charge et de décharge très élevé. Ces qualités offrent une très grande souplesse d'utilisation. Si le coût à l'achat est élevé, il est à relativiser cependant par une durée de vie élevée (supérieure à dix ans), un nombre de cycles de fonctionnement bien plus élevé que pour les accumulateurs électrochimiques et une maintenance quasi nulle. Là où les batteries doivent être changées régulièrement (tous les mille cycles de fonctionnement environ), le dispositif à volant d'inertie reste opérationnel sur plusieurs années.

Le « lissage » réseau

La fluctuation de la consommation d'électricité suivant la saison et l'heure (Fig.1.1.1) est une contrainte majeure pour le producteur puisqu'elle peut engendrer un surdimensionnement excessif des installations (centrales de production, lignes de transport...). Déjà, le système de tarification en vigueur incite le consommateur à étaler sa demande et, plus en amont, les centrales de pompages, dispositifs de stockage de l'énergie à grande échelle, assurent une production aux heures de pointes en récupérant de l'énergie aux heures creuses. Mais avec l'augmentation de la consommation d'électricité et la diversification des moyens de production (Fig.1.1.2), la question de son lissage se pose de plus en plus.

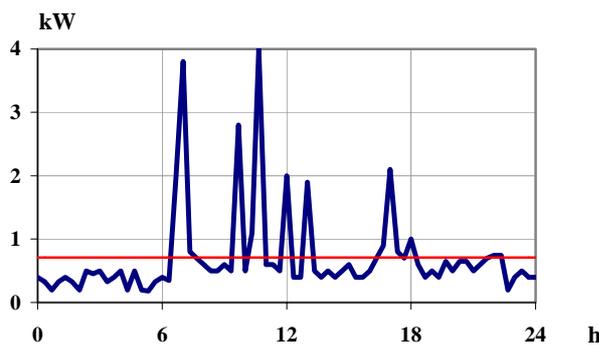


Fig. 1.1.1 : Exemple de variation journalière de consommation d'électricité d'un foyer (Consommation moyenne en rouge)

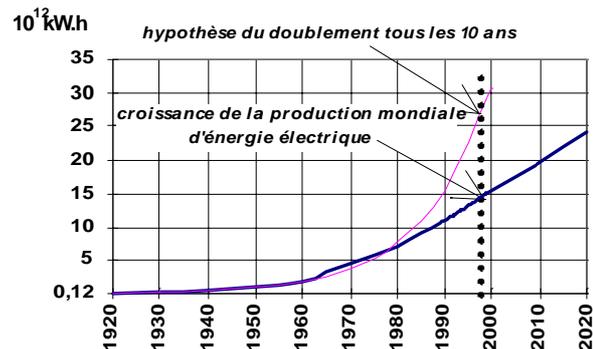


Fig.1.1.2 : Évolution de la consommation d'électricité dans le monde

Dans ce contexte, le stockage de l'énergie devrait trouver un terrain favorable à son développement. Sa mise en œuvre sous forme de petites ou moyennes unités mais largement répandues à l'embranchement de chaque abonné par exemple permettrait de décentraliser une part importante de la production de l'électricité.

La production d'électricité à partir des énergies renouvelables

En configuration complètement autonome (c'est à dire non raccordée au réseau de distribution) l'utilisation d'éléments de stockage est impérative dans la mesure où la consommation et la production sont fortement non corrélées. L'énergie solaire, par exemple, est souvent fournie aux heures de faibles consommations. L'optimisation de la gestion des transferts d'énergie est un problème complexe à résoudre. Les fluctuations journalières et saisonnières de la production et de la consommation doivent être prises en considération ainsi que les conditions économiques liées à l'achat et à la vente de l'électricité dans une

configuration raccordée au réseau. Toutes ces contraintes conditionnent très fortement le dimensionnement des dispositifs de production d'une part (éoliennes, panneaux solaires...) et des dispositifs de stockage d'autre part (batteries électrochimiques, volant inertiel...). Actuellement, quelques laboratoires de recherches commencent à travailler sur cette problématique. Le groupe Belge *Applied Sciences Associates CV* a travaillé (mai 96 à avril 98) dans cet optique sur le développement d'accumulateurs électromécaniques d'une puissance unitaire de 10 kW pour une énergie de 20 kWh. Plus récemment (1999), le programme européen associant les universités du Sussex (GB) et de Patras (Grèce) aux partenaires *Proven Engineering Products Ltd* et *Nelco Systems Ltd* ont travaillé à l'amélioration du rendement sur l'installation de six éoliennes de 6 kW associées à deux volants d'inertie.

Les alimentations sans coupures

Il s'agit là d'un domaine pour lequel des systèmes existent. Les alimentations sans coupures aussi appelées UPS sont déjà bien implantées (hôpitaux, industrie...). Dans ce cas, le volant d'inertie est entraîné en permanence et n'intervient que le temps de la mise en route des groupes électrogènes si le réseau est coupé. Il s'agit donc de dispositifs à faibles cycles de fonctionnement. Parmi les projets de recherches et réalisations importantes, citons le dispositif UPS proposé par la société *Piller Inc.* capable de fournir une puissance crête de 1.65 MW pendant 10 secondes. Dans le domaine des petites puissances, la société *Mitsubishi* a travaillé sur le développement de petites unités de 90 Wh utilisant des volants en acier d'une masse de 27 kg. La société *Trinity Flywheel Batteries Inc.* (San Francisco) a lancé un projet de deux ans (mars 94) portant sur la réalisation de batteries électromécaniques (Fig. 1.1.3) pour le secours réseau en collaboration avec *Westinghouse Electric Corp.* et le *Lawrence Livermore National Laboratory*.



Fig. 1.1.3 : Projet Trinity Flywheel Inc.
(Volant en fibre de carbone)

Actuellement, sur le marché, la société *Active Power [APO]* fait figure de leader. La figure 1.1.4 présente un de ses produits.

- 330 kg
- 7700 tr/min
- rendement: 97 %
- temps de charge/décharge min: 16 s
- temps de réponse: 50 μ s
- énergie: 10 MJ (277 Wh)
- puissance: 62.5 kW

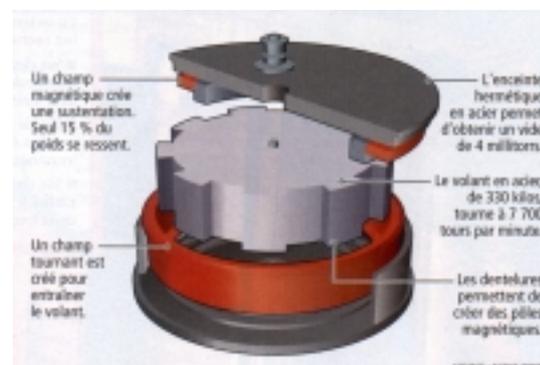


Fig. 1.1.4: Produit commercial développé par Active Power en partenariat avec Caterpillar (mai 2001), [UN_01]

La traction automobile

Pour le cas de la traction des véhicules électriques, le stockage inertiel ne se substitue pas, en principe, aux accumulateurs électrochimiques, mais intervient de façon complémentaire lors des phases d'accélération notamment. Il s'agit là d'un domaine où la recherche, largement soutenue par l'industrie automobile, est particulièrement présente mais où en revanche les applications commercialisées se font encore attendre.

La société *American Flywheel Corp* a mené des recherches pour développer une solution hybride.

Le tramway de Bristol mis en service en 1998 utilise un accumulateur électromécanique. Il se recharge à quelques stations (sous 72 V DC) ce qui évite les caténaires ou les rails conducteurs. La conversion d'énergie est purement mécanique, utilisant un embrayage, une courroie et un convertisseur continûment variable (CVT). La recharge se fait par un moteur électrique connecté, par l'intermédiaire d'un autre embrayage, au niveau de la boîte de vitesse et la transmission d'énergie par contact (collecteur au sol) en 90 s. Le volant à axe verticale (pas d'effet gyroscopique) et son enceinte pèsent 500 kg pour une autonomie de 3.2 km et une vitesse maximale de 56 km/h.

1.2 L'accumulateur électromécanique d'énergie

1.2.1 Présentation des composantes d'un dispositif de stockage électromécanique

La figure ci-contre (Fig.1.2.1) représente un dispositif de stockage électromécanique dans sa version la plus élémentaire. On y remarque de façon bien distincte les composantes suivantes :

- le moteur/générateur électrique
- le volant d'inertie
- les paliers
- l'enceinte sous vide

L'utilisation d'une enceinte sous vide est indispensable lorsque l'on souhaite travailler à haute vitesse. Les paliers seront de type magnétique pour minimiser les pertes par frottements secs doublés cependant par des paliers mécaniques sollicités uniquement en cas de secours.

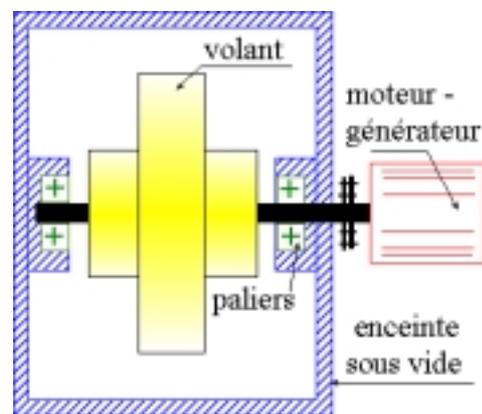


Fig.1.2.1 :
Exemple de structure d'un dispositif de stockage électromécanique d'énergie

1.2.2 Caractéristiques énergétiques d'un accumulateur électromécanique d'énergie

Le volant d'inertie est l'élément central d'un tel dispositif, celui qui caractérisera le système en terme de performances énergétiques. Qu'il soit ajouté ou intégré au moteur/générateur, il mérite une attention toute particulière dans la conception d'un accumulateur électromécanique et ceci d'autant plus que les cycles de fonctionnement seront

longs. Du choix du matériau et de la forme du volant vont dépendre grandement les performances énergétiques du système.

L'énergie cinétique stockée dans un volant d'inertie s'exprime sous la forme :

$$W_{\max} = \frac{1}{2} J \cdot \Omega_{\max}^2 = \frac{1}{2} \iiint_V V^2 \cdot dm \tag{1.2.1}$$

Avec :

- J : le moment d'inertie du volant en kg.m²
- Ω : la vitesse de rotation du volant en rad.s⁻¹
- V : la vitesse tangentielle de l'élément dm en m.s⁻¹

Dans un volume donné, pour stocker un maximum d'énergie, il faut donc entraîner en rotation une masse importante plutôt répartie sur la périphérie et à haute vitesse. Cette énergie, nous souhaitons la stocker dans un volume et une masse de matériau les plus faibles possibles, tout en tenant compte de la contrainte de coût. Afin d'orienter notre choix de manière objective, nous allons introduire les notions fondamentales qui caractérisent un volant d'inertie. On définit ainsi:

$$C_{\text{mas}} = k_m \cdot \frac{\sigma_e}{\rho} \tag{1.2.2}$$

la capacité de stockage massique

Et :

$$C_{\text{vol}} = k_v \cdot \sigma_e \tag{1.2.3}$$

la capacité de stockage volumique

Avec :

- k_m et k_v : les facteurs de forme
- σ_e : la limite de résistance élastique du matériau
- ρ_v : la masse volumique du matériau utilisé

Les performances énergétiques sont donc essentiellement imposées, au travers des paramètres k_m, k_v, σ_e et ρ_v. La figure suivante montre les trois principales familles de volants usuelles. Les facteurs de forme, aussi appelés coefficient massique (k_m) et coefficient volumique (k_v), ont pour chacune des formes existantes des valeurs particulières [YON_96].

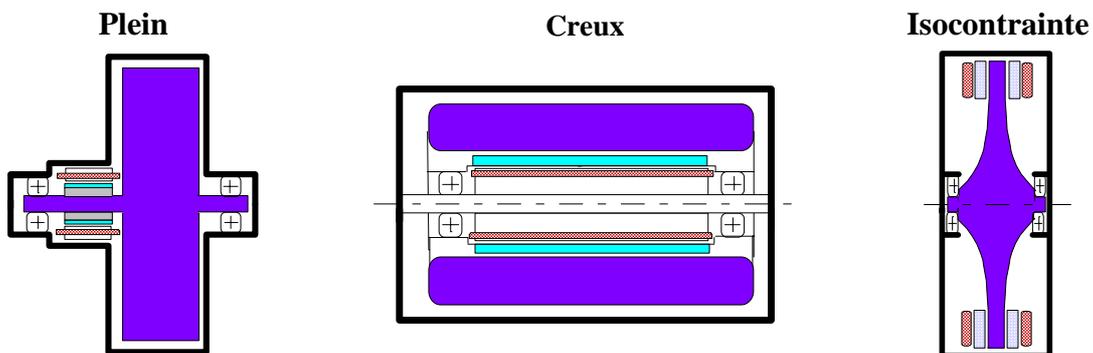


Fig.1.2.2 : Principales familles de volants utilisées

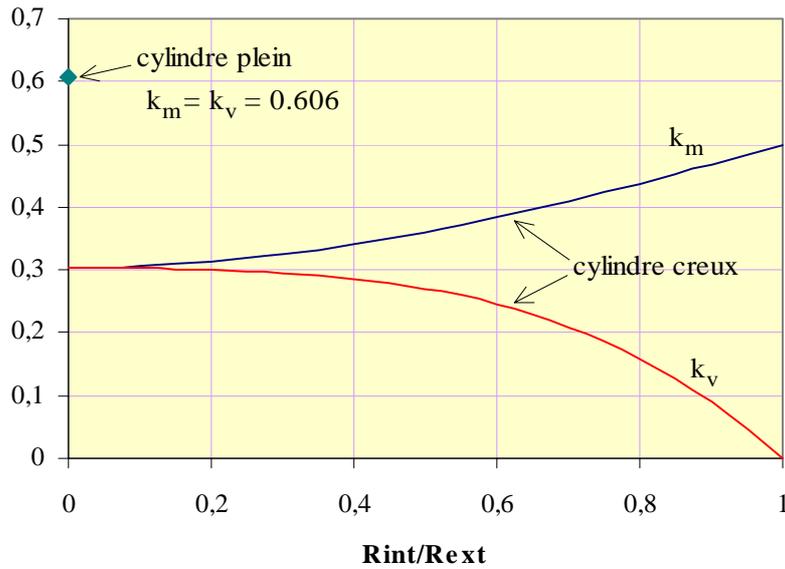


Fig.1.2.3 : Évolution des coefficients énergétiques massique (k_m) et volumique (k_v) [KER_th]

En ce qui concerne les contraintes, celles-ci sont croissantes lorsque l'on se rapproche de l'axe de rotation. Cette région du volant d'inertie devant en effet retenir mécaniquement la matière située en périphérie, il est donc souhaitable d'utiliser un cylindre plein même si la masse portée au voisinage de l'axe participe peu au stockage de l'énergie. On montre ainsi qu'un axe creusé, même infiniment mince, dégrade d'un facteur deux les performances du volant. La figure 1.2.3, d'après les travaux de C. KERZREHO [KER_th], [KER_99], présente ces performances par le biais des coefficients k_m et k_v et montre cette discontinuité entre le cylindre plein et le cylindre creusé.

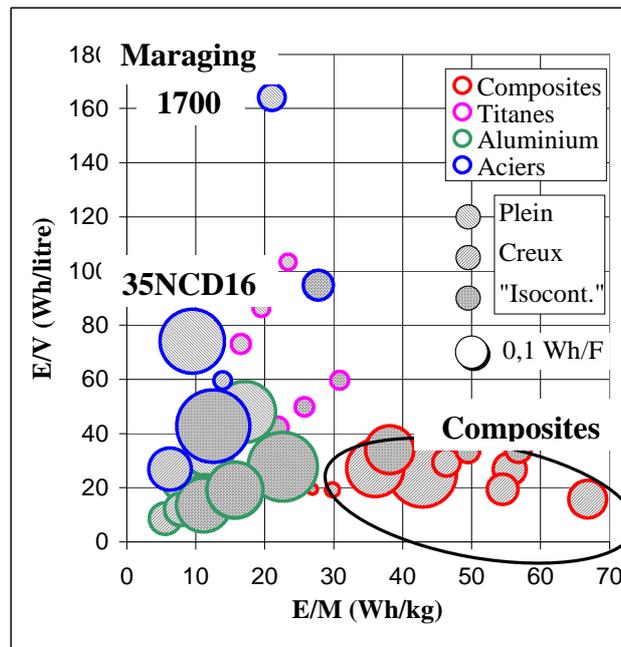


Fig.1.2.4: Caractéristiques des principales classes de géométrie et de matériaux [KER_th]

Les volants de la famille isocontrainte présentent les meilleures performances (Fig. 1.2.4) mais les difficultés liées à leur usinage et le surcoût que cela entraîne sont un frein à leur développement. Dans la mesure où l'application visée est une application stationnaire, le critère énergie massique peut être « sacrifié » si par ailleurs la simplicité d'usinage est accrue et le coût faible. A l'heure actuelle seuls des systèmes à bas coût sont susceptibles d'être mis sur le marché et de concurrencer les dispositifs classiques de stockage. Pour ces raisons donc, nous avons opté pour l'utilisation d'un volant d'inertie plein et en acier. Un acier à relativement bonnes performances massiques offrira des caractéristiques satisfaisantes, de plus, ses propriétés ferromagnétiques permettront une meilleure intégration du moteur/générateur et des paliers magnétiques.

La vitesse maximale définit l'énergie maximale stockée dans le volant, celle que l'on peut potentiellement retirer du système. Or, comme le montre la figure 1.2.5, il n'est pas intéressant d'exploiter toute cette énergie en ralentissant jusqu'à la vitesse nulle. Plus on descend vers les très basses vitesses plus, à puissance constante, le couple devient très élevé.

Si l'on note r le rapport :

$$r = \frac{V_{\max}}{V_{\min}} \quad (1.2.4)$$

L'énergie utile (E_u) que l'on peut extraire du système (hors pertes dans le moteur/générateur) s'écrit :

$$E_u = E_{\max} \cdot \frac{r^2 - 1}{r^2} \quad (1.2.5)$$

Le rapport $r = 3$ en fixant la profondeur de décharge du système à 89% semble être un bon compromis.

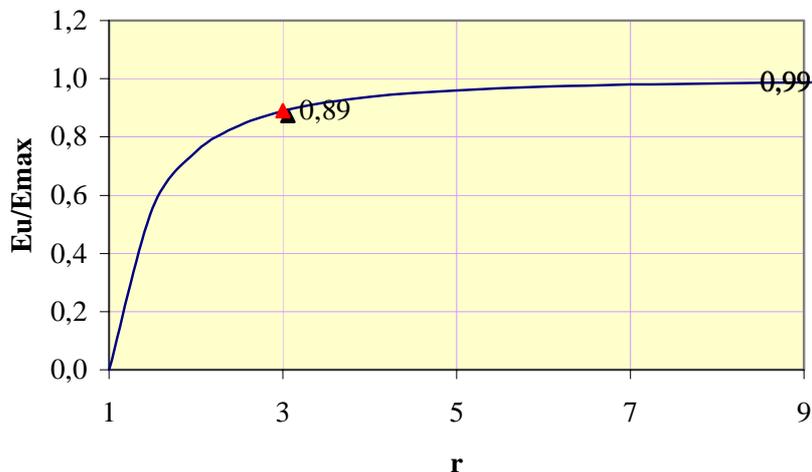


Fig. 1.2.5 : Évolution de l'énergie utile en fonction du rapport de survitesse

Les caractéristiques que nous venons de passer en revue présentent essentiellement le point de vue du mécanicien pour qui l'énergie (avec l'amplitude des cycles qui détermine la fatigue) est la donnée dimensionnante. L'électrotechnicien, en revanche, dimensionne son convertisseur électromécanique plutôt en puissance et en couple. Les convertisseurs que nous allons présenter au paragraphe suivant font le bilan des recherches effectuées dans ce domaine jusqu'à ce jour.

1.2.3 Etat de l'art dans les convertisseurs électromécaniques pour le stockage inertielle

Très tôt, le stockage électromécanique d'énergie a attiré l'attention des constructeurs automobiles [KUS_76],[RIC_77] en vue d'un remplacement ou en complément des batteries électrochimiques. La minimisation des pertes sur un système de stockage électromécanique d'énergie utilisant un moteur/générateur à courant alternatif a déjà été étudiée par A. KUSKO en 1976 [KUS_76]. Déjà, les considérations de rendement et de coût, en contradiction avec ce que la technologie proposait alors, laissait présager une évolution lente dans ce domaine. Ce n'est que depuis ces deux dernières années que les topologies proposées semblent converger vers une structure type témoignant ainsi d'une certaine maturité atteinte dans ce domaine.

La nécessité des hautes vitesses impose des contraintes pour la réalisation d'un moteur /générateur. Les bobinages et les contacts (collecteurs...) tournants sont à éviter, le rotor doit être robuste. D'autre part, la plage de fonctionnement à puissance constante maximale doit être la plus large possible.

Les recherches se sont orientées dès les débuts vers l'utilisation de moteurs/générateurs de type synchrone sans balais dont la topologie permette une évacuation aisée des pertes ainsi qu'une maintenance réduite. Les structures à excitation bobinée sur un stator extérieur et de type homopolaire répondent particulièrement bien à ce type de contraintes. Les premières véritables structures connues à ce jour sont des structures à griffes dont l'agencement selon l'axe de rotation ne permettait cependant pas l'utilisation à des vitesses élevées propres au stockage électromécanique d'énergie.

A titre d'exemple, la structure présentée en figure 1.2.6 utilise ce principe de l'excitation homopolaire. Les deux bobinages d'excitation et d'induit sont fixes. Le rotor est muni de griffes disposées axialement qui permettent la variation du flux embrassé par le bobinage de l'induit. Une telle disposition rend cependant cette structure peu adaptée pour des vitesses de rotation élevées donc pour le stockage électromécanique. Par ailleurs, les performances massiques et volumiques sont médiocres.

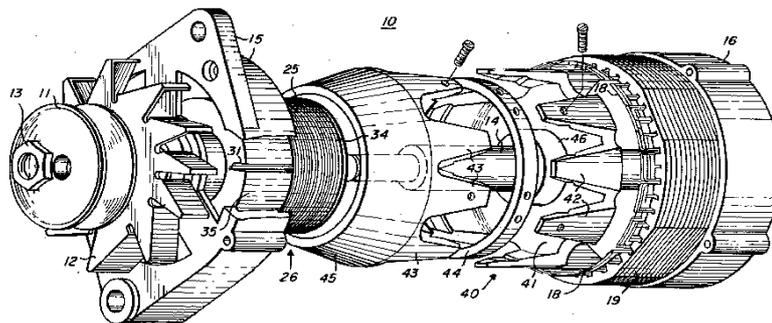


Fig. 1.2.6 : Moteur/générateur à bobinage induit et inducteur fixe de type homopolaire [GOD_86]

La structure proposée en figure 1.2.7, a été brevetée en 1977 et présente déjà une excitation bobinée au stator de type homopolaire. Dans cette configuration, le champ est radial. Le rotor extérieur est constitué de pièces polaires vissées sur la face interne et muni de barres d'amortissement électrique. Les concepteurs [RIC_77] mettent en avant tout particulièrement le haut rendement obtenu ainsi que l'aspect particulièrement intégré du système. Mais l'assemblage d'un tel dispositif reste complexe et l'utilisation d'une structure

radiale ne semble pas être une solution optimale en terme d'énergie stockée. Rapidement, les structures de forme cylindriques se sont effacées au profit des structures de forme discoïde.

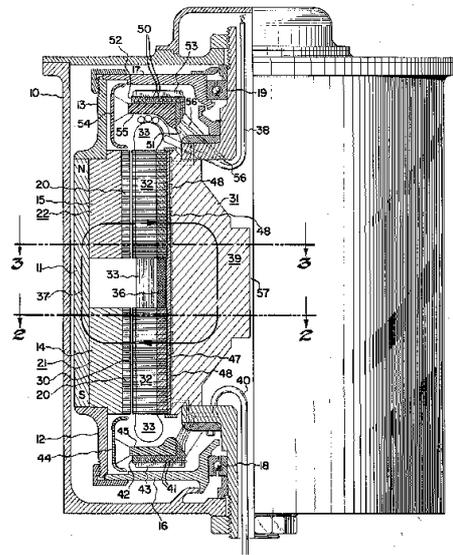


Fig.1.2.7 : Brevet d'un moteur/générateur homopolaire déposé en 1977 pour un accumulateur de véhicule électrique [RIC_77]

Les structures proposées par [KAL_79] et [CLTD_66] utilisent un moteur/générateur de type discoïde. Cette fois-ci il n'y a plus qu'un seul entrefer et le champ dans celui-ci est axial. Les bobinages d'induit et inducteur sont fixes et placés dans des encoches magnétiques. Celles-ci sont découpées dans un stator réalisé par enroulement en spirale d'un ruban magnétique afin de minimiser les pertes par courants de Foucault. L'utilisation de parties ferromagnétiques fixes est donc une limitation (Fig.1.2.8).

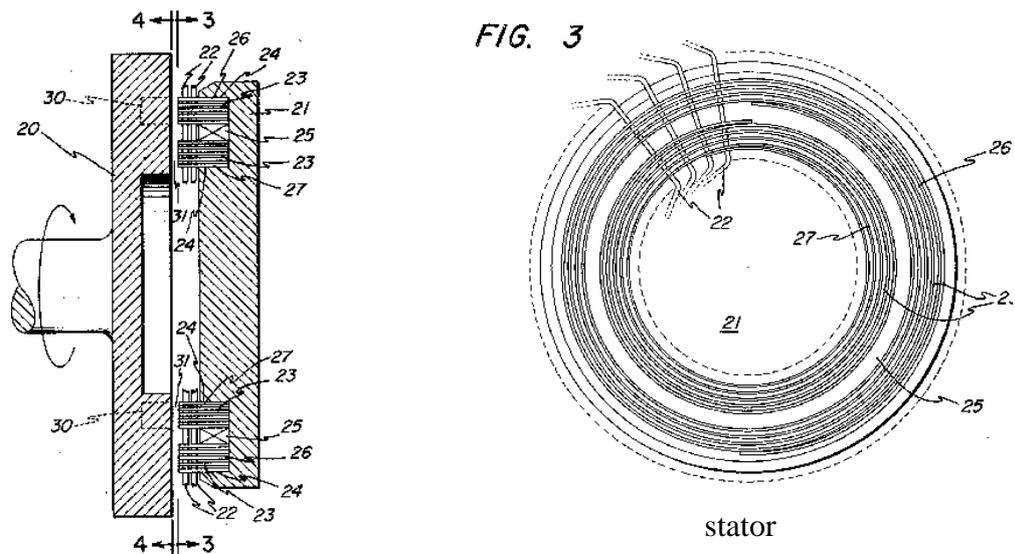


Fig.1.2.8 : Brevet déposé en 1979 par Kalski [KAL_79]

La structure déposée en 1978 par Studer pour le compte de la NASA revendique déjà la plupart des qualités nécessaires à un bon système de stockage électromécanique. Il s'agit d'une structure intégrée dont le moteur/générateur de type synchrone à double excitation crée un champ magnétique dans l'entrefer homopolaire. La notion de hautes performances est clairement revendiquée et réalisée, notamment, grâce à l'utilisation de paliers magnétiques et de bobinages sans fer. Le rotor est passif pour une bonne fiabilité de l'ensemble et l'enceinte sous vide d'air entre 10^{-3} et 10^{-5} torrs est obtenue par simple pompage.

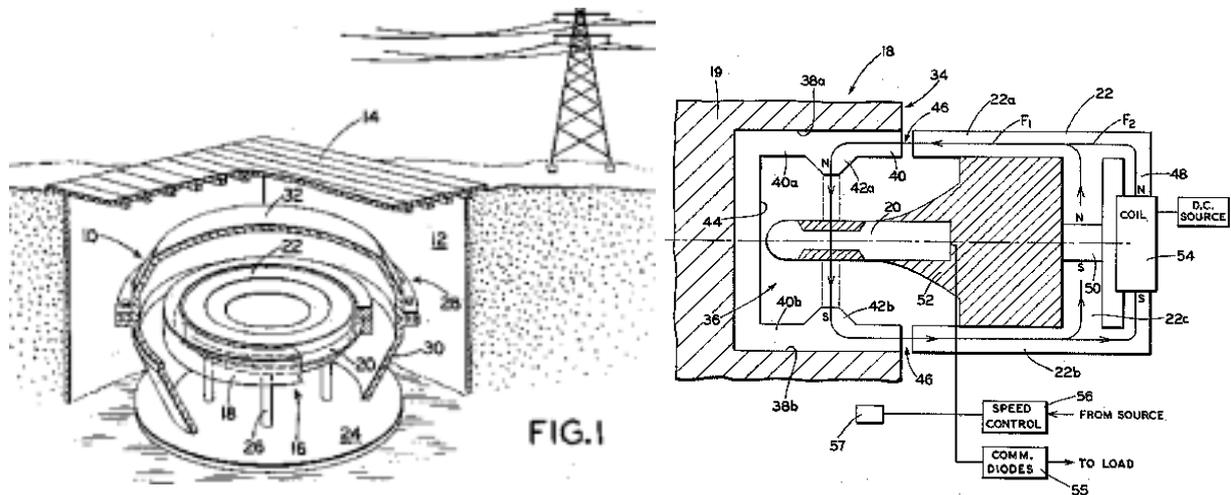


Fig.1.2.9 : Brevet déposé en 1978 par Studer [STU_78]

Le rotor (19) est fabriqué en matériau composite tel que du kevlar et présente des encoches dans lesquelles sont disposées des couches en matériau magnétique doux présentant une saillance. Un aimant permanent de forme annulaire (50) crée un flux unidirectionnel mais variable dans le bobinage de l'induit (20). En mode de fonctionnement générateur, l'amplitude de la tension induite dans le bobinage de l'induit est réglée grâce à l'utilisation d'une bobine d'excitation située sur un bras parallèle (48) au bras de l'aimant. La complexité du rotor ainsi que sont coût élevé sont les inconvénients majeurs d'une telle structure.

Plus récemment, Clifton a proposé une structure à champ radial [CLI_99] (Fig. 1.2.10). La partie extérieure du volant est placée entre deux carcasses magnétiques (de haute perméabilité) séparée par un joint magnétique. Le volant n'est pas monté sur un arbre séparé pour un commodité de construction, de montage et une augmentation de la fiabilité.

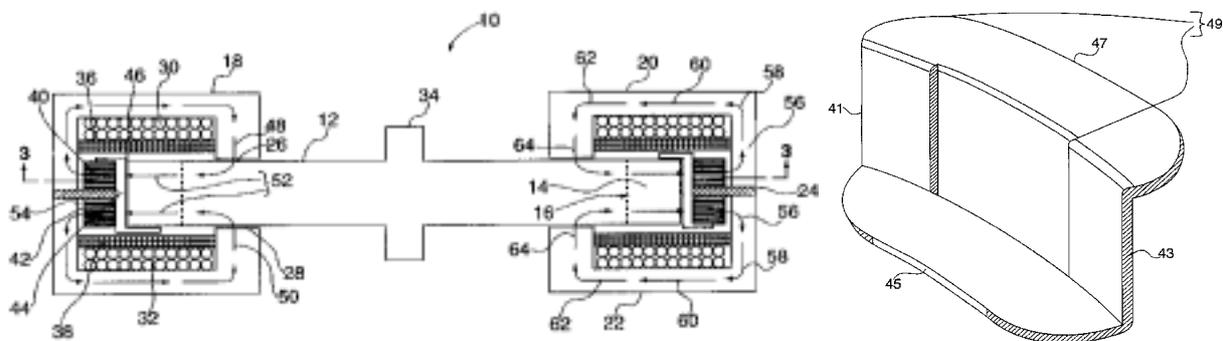


Fig.1.2.10 : Brevet déposé en 1998 par Clifton [CLI_99]

Le bobinage d'excitation (30,32) crée un champ entrant axialement par les faces supérieures et inférieures du rotor et ressortant radialement par les dents du rotor. Les bobinages des paliers magnétiques (36,38) sont concentriques au bobinage d'excitation. Le bobinage de l'induit avec une forme en Z (49) pour un meilleur remplissage en cuivre est constitué avec du fil de litz (les bobines de fils sont constituées de conducteurs connectés en parallèle) afin de réduire les pertes d'origine magnétique. La reluctance reste sensiblement constante en fonction de la position du rotor. Un anneau constitué de tôles laminées (40) permet de « diffuser » le champ afin de le rendre quasi constant dans la carcasse non feuilletée pour minimiser les pertes. Cet effet est accentué par l'utilisation supplémentaire d'un entrefer radial qui permet en outre de réduire l'épaisseur de l'anneau feuilleté. Pour un système suffisamment rapide, le bobinage d'excitation doit être alimenté en permanence malgré les pertes occasionnées. L'inductance relativement élevée du circuit d'excitation limite la dynamique. Une possibilité pour augmenter encore le rendement consisterait à utiliser plusieurs volants en parallèle.

La figure 1.2.11, reprend la plupart des principes du système précédant mais cette fois le champ est axial [PINK_00]. Il s'agit de la structure la plus proche de celle présentée par notre laboratoire.

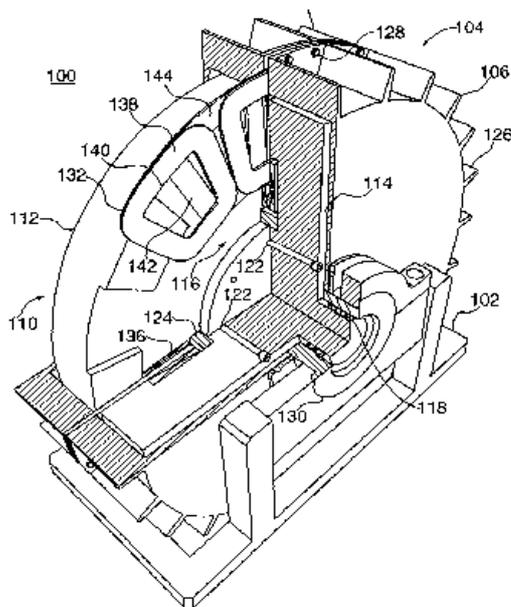


Fig.1.2.11 : Brevet déposé en 2000 par Pinkerton [PINK_00]

- il s'agit d'un système à un seul entrefer. L'inductance est faible donc la dynamique en courant est élevée
- la vitesse maximale est uniquement limitée par la nature du matériau utilisé par le rotor
- l'utilisation d'un bobinage sans fer réduit de façon très importante les pertes d'origine magnétique
- les bobinages (138) sont pré réalisés et placés sur un support en époxy
- les bobinages sont disposés en couche décalées les unes par rapport aux autres. Le coefficient de bobinage est meilleur que pour les machines à encoches
- bobinages en fil de litz (connexions //)

- l'utilisation de disques massifs procure une inertie suffisante pour des fonctionnement à faible durée de décharge et ne nécessite pas l'utilisation d'un volant supplémentaire. La structure est donc intégrée naturellement
- l'assemblage est facile

Enfin, le dernier brevet déposé à notre connaissance est présenté figure 1.2.12. L'avantage de la structure proposée réside dans la faible inductance de l'induit. L'alimentation électrique du moteur/générateur a donc peu d'énergie à fournir pour magnétiser la machine en supplément de l'énergie stockée sous forme mécanique. Le stator comprend deux anneaux constitués de lamelles enroulées en spirales (repérées 4 et 6) pour minimiser les pertes d'origines magnétiques. Le bobinage de l'induit (40) est fixé sur l'anneau extérieur et se présente sous la forme d'un induit de Gramme. Le bobinage d'excitation (8), sous la forme d'un tore, est intercalé entre ces deux anneaux. L'arbre moteur est en matériau non magnétique ainsi que les deux disques extérieurs. Seules les barres radiales (27) sont en matériau magnétique et feuilletées. Leur nombre est égal au nombre de paires de pôles. Dans cette configuration cependant, les barres sont liées aux disques (frettage...) et limitent la vitesse périphérique admissible.

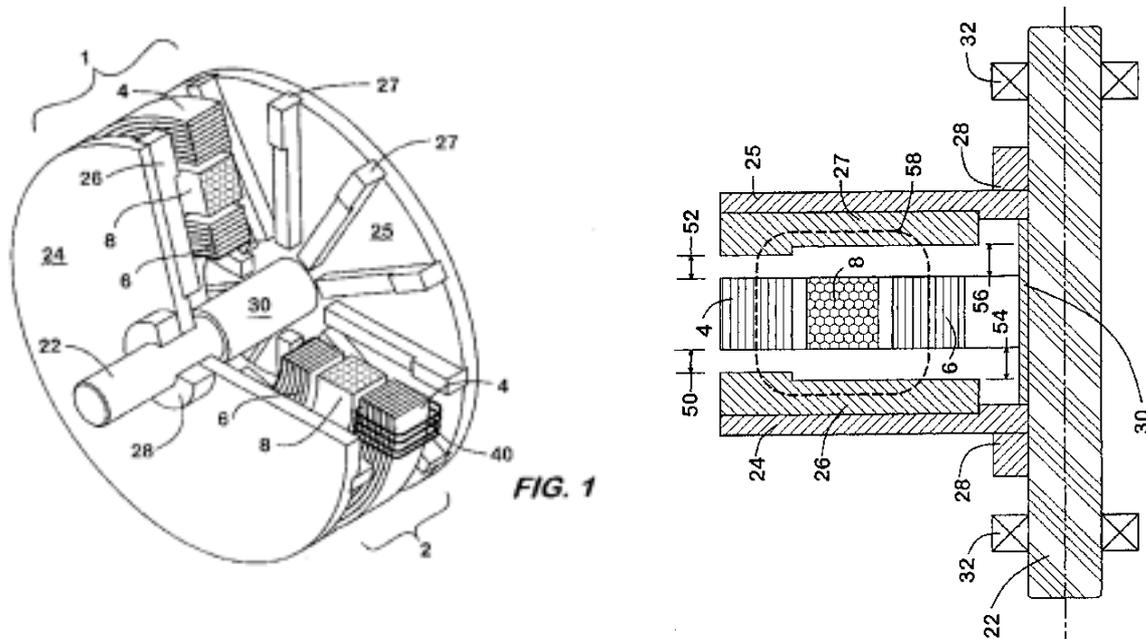


Fig.1.2.12 : Brevet déposé en 2001 par Tupper [TUP_01]

Notons que ces trois derniers exemples qui représentent les projets les plus récents montrent des dispositifs à cycles de fonctionnement plutôt courts. Le projet « Stockage Électromécanique d'Énergie » lancé par le LESiR développe en revanche un système à long cycles de fonctionnement où les contraintes diffèrent sensiblement.

1.3 Le projet ENS - LESiR

Le travail présenté dans ce document entre dans le cadre d'un projet de recherche développé actuellement à l'Antenne de Bretagne de l'ENS de Cachan sur le thème: "Stockage électromécanique d'énergie". Ce projet, à vocation interdisciplinaire, rassemble des

mécaniciens et les électrotechniciens du département mécatronique de l'Antenne de Bretagne de l'ENS de Cachan (LESiR et LMT), des mécaniciens de l'INSA de Rouen et des électrotechniciens de Grenoble (LEG). Parmi les nombreuses applications possibles, notre choix s'est porté sur la réalisation d'une installation de stockage inertiel stationnaire destinée au grand public d'une énergie emmagasinable d'environ 3 kWh et d'une puissance d'environ 3 kW. Par ailleurs, ce projet est destiné à s'intégrer au sein d'un site de production d'électricité à partir d'énergies renouvelables (voir Fig.1.3.1) nouvellement installé à l'Antenne de Bretagne de l'ENS de Cachan.

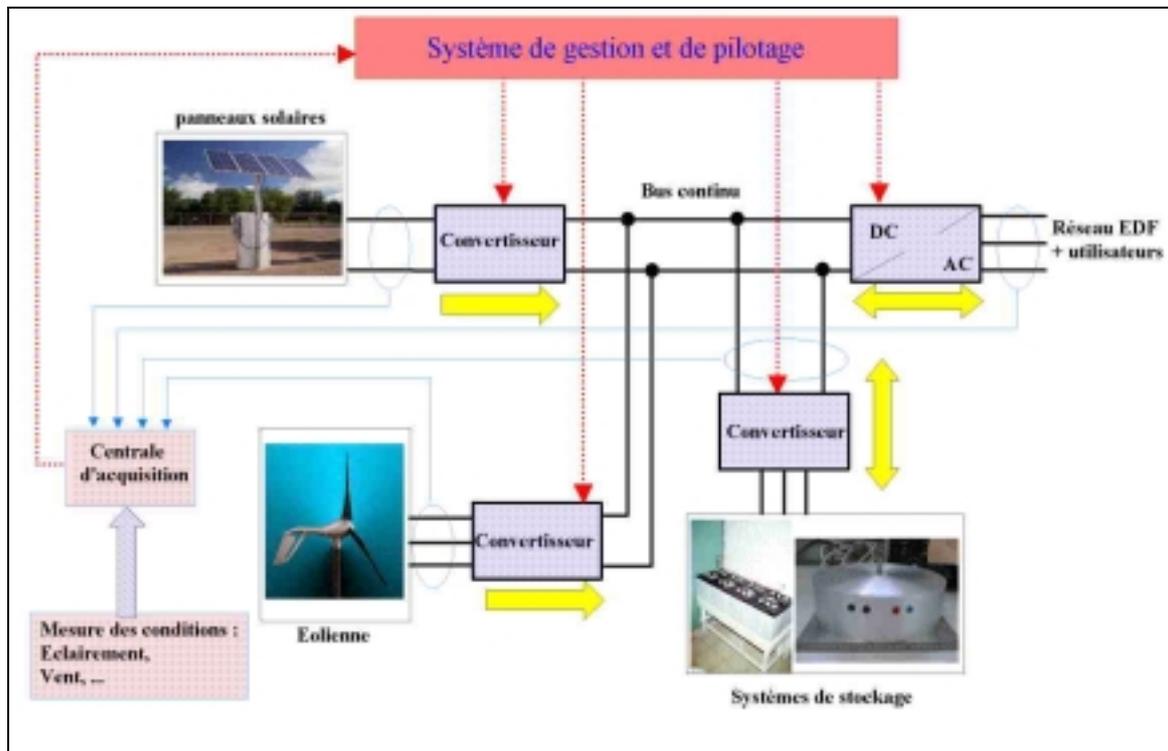


Fig. 1.3.1 : Système expérimental de production d'électricité connecté au réseau à partir d'énergies renouvelables du LESiR (Antenne de Bretagne)

Le système à concevoir doit intégrer les fonctions suivantes :

- la motorisation et sa commande
- le volant d'inertie
- les paliers grande vitesse
- l'enceinte

La partie conception du volant d'inertie a fait l'objet d'une thèse effectuée par C. KERZREHO [KER_th] au sein de l'Antenne de Bretagne de l'ENS de Cachan. Cette étude mécanique, a permis de caractériser les potentialités de différentes classes de géométries et de matériaux et de choisir une structure de volant initiale adaptée à l'application envisagée. Différents processus d'amélioration des performances par autofrettage ont été considérés en prenant en compte le comportement en fatigue du matériau [KER_99].

Les paliers magnétiques ont fait l'objet d'une thèse à soutenir par F. FAURE à Grenoble [FAU_th].

Ces différentes études ont permis de réaliser un projet de conception d'un accumulateur électromécanique d'énergie intégrant le volant et le moteur. Le but de ce premier prototype modulaire est de tester le comportement des différentes parties du système et leurs interactions. Une enceinte de protection pour les essais a également été réalisée.

1.4 Choix du type de motorisation et d'une topologie d'actionneur

Compte tenu des performances exigées, la solution d'un entraînement direct sans réducteur mécanique est impérative. Le stockage d'énergie dans une gamme d'énergie comprise autour de 3 kWh nécessite des vitesses de rotation plus ou moins élevées selon les matériaux utilisés pour le volant (jusqu'à 50000 tr/mn). Pour ces vitesses et pour une puissance unitaire d'environ 3 kW, les très mauvaises performances du collecteur mécanique (surtout dans un vide d'air [CLIF_98]) et les exigences de durée de vie condamnent l'utilisation de la machine à courant continu malgré la simplicité évidente de la commande. Quant à la machine asynchrone à cage, le couple moteur "nécessite" la présence de pertes Joule rotoriques difficiles à évacuer dans un environnement de vide assez poussé et avec l'utilisation de paliers magnétiques dont les capacités d'échange thermique sont faibles. Par ailleurs, la plage de fonctionnement à puissance maximale constante, possible avec un contrôle vectoriel, est limitée par le rapport du couple maximal sur le couple nominal.

Le choix d'une machine de type synchrone à inducteur bobiné au stator se justifie donc pour les raisons suivantes :

- ⇒ possibilité de désexcitation pour une large plage de fonctionnement à puissance maximale constante [MUL_95]
- ⇒ possibilité d'optimiser le bilan des pertes Joule et magnétiques [MAD_98]
- ⇒ marche à vide sans pertes magnétiques
- ⇒ liberté plus large de conception et donc d'intégrabilité

On peut remarquer, en outre, qu'aux vues des recherches effectuées ces trente dernières années, concernant la conception de moteurs/générateurs pour le stockage électromécanique d'énergie, les solutions convergent vers une motorisation de type synchrone à bobinages dans l'air à excitation bobinée et homopolaire.

La machine présentée ici, est une machine à champ axial de type synchrone à excitation homopolaire et bobinée. Il s'agit d'une topologie inédite [BEN_00] et conçue spécialement pour répondre aux exigences propres au stockage électromécanique d'énergie. Le rotor est passif, c'est à dire sans aimants ni bobinages. Le fonctionnement à des vitesses très élevées est possible car limité uniquement par la vitesse périphérique admissible par le matériau utilisé pour le volant. A titre indicatif, le rotor utilisé par le prototype étudié, d'un rayon extérieur de 0.1 m et constitué en acier 35NCD16, autorise une fréquence de rotation de l'ordre de 25 000 tr/mn [KER_99] (vitesse périphérique autorisée : 240 m/s pour l'aluminium).

1.4.1 Principe de fonctionnement

Les figures suivantes représentent donc le moteur discoïde, objet de notre étude. Cette machine est constituée de deux disques ferromagnétiques (reliés entre eux par un axe également magnétique) dentés et tournants. Les bobinages inducteur et induit placés dans l'entrefer sont fixes. Le bobinage inducteur, de forme solénoïdale, représente l'inducteur alimenté par un courant continu. Celui-ci crée un champ magnétique qui circule dans l'arbre

et se referme (aux fuites près) par les dents des disques supérieurs et inférieurs (voir trajet des lignes de champs). Ces disques tournants et magnétisés constituent une succession de pôles magnétiques notés par convention N+ et N- (Fig. 1.4.1) puisqu'en effet, l'induction générée dans l'entrefer par le bobinage inducteur est homopolaire. Sans changement de signe, son amplitude est modulée autour d'une composante moyenne par la denture. Ce champ magnétique tournant interagit avec le champ tournant créé par le bobinage de l'induit (alimenté par un système de courants triphasé) situé sous la zone dentée des deux disques. Dans ce type d'actionneur, puisque le bobinage est sans fer, les efforts tangentiels créés sont du type : Forces de Laplace.

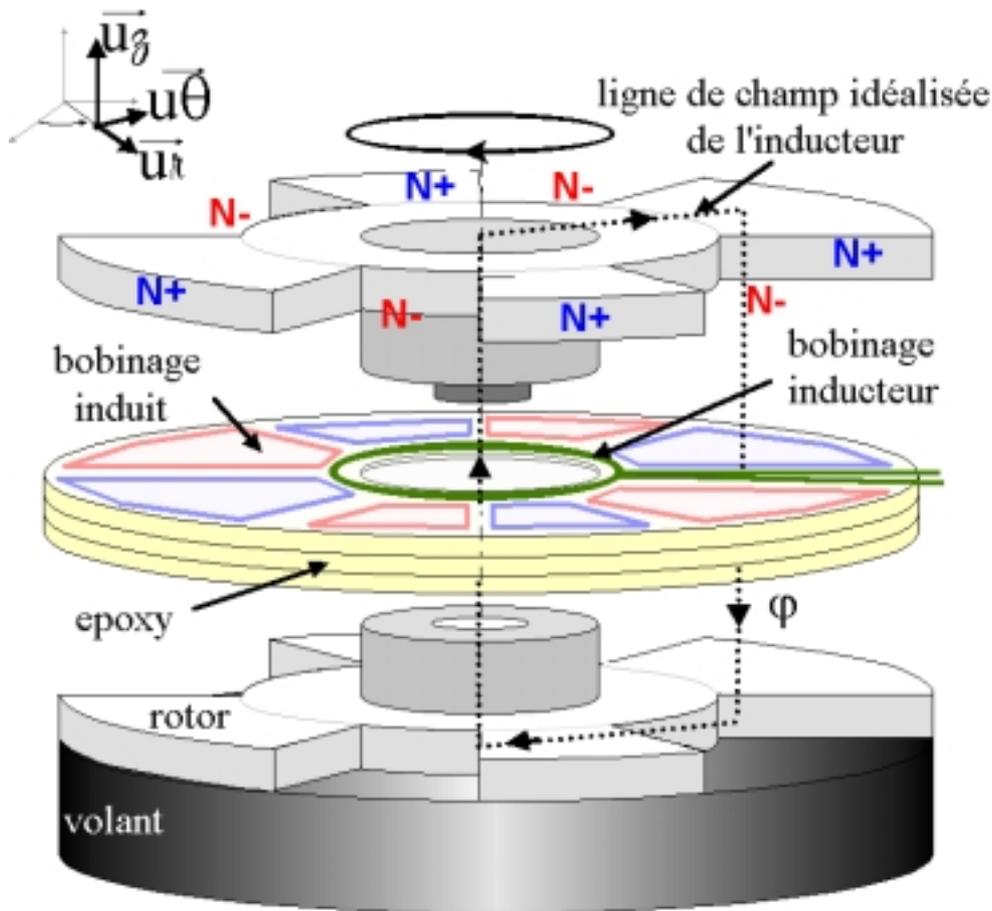


Fig.1.4.1: Représentation simplifiée de la machine

Une autre approche peut nous permettre de nous familiariser encore davantage avec le fonctionnement de cet actionneur. Le champ magnétique variable tournant dans l'entrefer et créé par les disques dentés en rotation génère une f.e.m. dans le bobinage de l'induit dont la fréquence fondamentale vaut $f = p.n$. Si l'on injecte dans ce bobinage un courant alternatif de même fréquence, la puissance moyenne, fournie ou absorbée suivant le déphasage entre f.e.m. et courant, devient non nulle témoignant ainsi de la conversion d'énergie. Le nombre de paires de pôles est égal, sur cette machine, au nombre de dents rotoriques.

La figure 1.4.2 représente l'allure des flux dans la machine. Ces flux sont, pour chacune des spires de l'induit, alternatifs et toujours du même signe puisque l'induction dans l'entrefer créée par l'inducteur est homopolaire. Le décalage spatial des deux spires adjacentes 1 et 2 se traduit par un déphasage des flux induits. Parce que ces deux spires sont bobinées dans un

sens contraire, le flux résultant embrassé par ces deux spires connectées en série est alternatif à valeur moyenne nulle (Fig. 1.4.2).

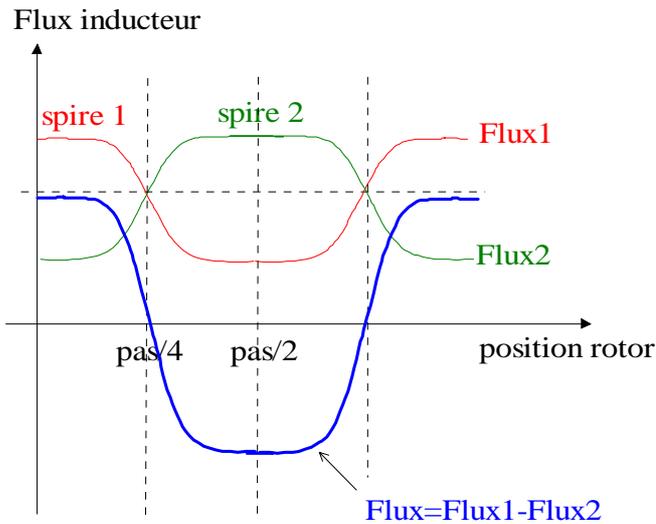


Fig 1.4.2 : Flux inducteur vu par deux spires adjacentes et flux total vu par les deux spires

La figure 1.4.1 représente le moteur/générateur de façon schématique. Sur cette figure, l'actionneur est placé sur la partie supérieure du volant d'inertie bien qu'il pourrait indifféremment se trouver sur la partie inférieure. Les figures 1.4.3 à 1.4.5 représentent la partie moteur uniquement.



Fig.1.4.3: Vue des deux disques rotoriques



Fig.1.4.4: Machine avec son bobinage vue de dessus



Fig.1.4.5: détail du bobinage

1.4.2 Le bobinage

Concernant la technique de réalisation du bobinage, l'utilisation du principe de gravure utilisé pour les circuits imprimés est apparue comme le meilleur compromis coût/temps de fabrication. Le développement d'un process propre à notre application et pour quelques unités seulement n'était pas envisageable. Le bobinage que nous proposons donc ici a été réalisé par attaque chimique. Il se présente donc sous la forme d'un empilage de galettes élémentaires (cf Fig.1.4.6) sur lesquelles sont gravées les deux bobinages inducteur et induit. Le bobinage de l'inducteur est disposé au centre des galettes et se présente sous la forme d'un circuit torique. Le bobinage de l'induit est placé sur la périphérie extérieure. Chaque phase constituée d'un empilement de plusieurs galettes connectées en série est décalée d'un angle mécanique de $+$ ou $- 2\pi/3p$ par rapport aux deux autres phases. L'aspect modulaire de ce bobinage et la présence de l'inducteur et de l'induit sur un même support rendent cette technique particulièrement intéressante du point de vue de la réalisation.

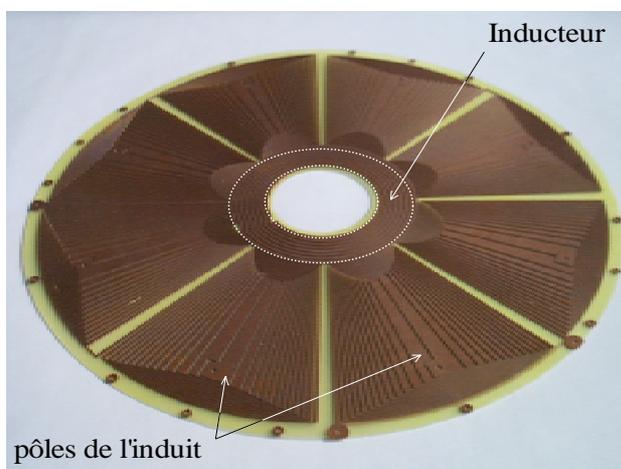


Fig. 1.4.6: Vue d'une galette constituant le bobinage

D'autre part, cette technologie permet :

- 1- un bobinage inducteur et induit disposés sur un même support amagnétique et non conducteur d'électricité (époxy par exemple) et qui assure la rigidité mécanique
- 2- une force magnétomotrice quasiment sinusoïdale de façon très simple par l'utilisation de pistes de sections variables favorable à la minimisation des pertes magnétiques dans les disques en fer (cf. § 2.2)
- 3- une possibilité d'augmenter les surfaces d'échange thermique avec l'extérieur en augmentant la section des têtes de bobines
- 4- une diminution des pertes Joule par l'accroissement de la section des têtes de bobines
- 5- une meilleure utilisation de l'espace bobinable grâce à la suppression du chevauchement des têtes de bobine (cf. § 2.2)

La répartition des conducteurs sur l'époxy pour en particulier obtenir une force magnétomotrice de forme souhaitée sera traitée au paragraphe 2.2.

1.4.3 Les disques dentés

Ces disques, dont le nombre de dents est égal au nombre de paires de pôle, doivent être fabriqués en matériaux magnétiques. Puisqu'ils sont entraînés en rotation, ils sont soumis à

des contraintes et ont donc fait l'objet d'une étude particulière menée à l'INSA de Rouen à l'occasion d'un stage d'élèves ingénieurs [INSA_00]. Une pré optimisation 2-D a permis de dégager un premier jeu de paramètres et de définir ainsi quelles sont, a priori, les formes de section et de fond d'encoche optimales. Ce jeu de paramètres est ensuite réutilisé comme point de départ pour le calcul par éléments finis 3-D de la géométrie optimale (Fig 1.4.7 et 1.4.8).

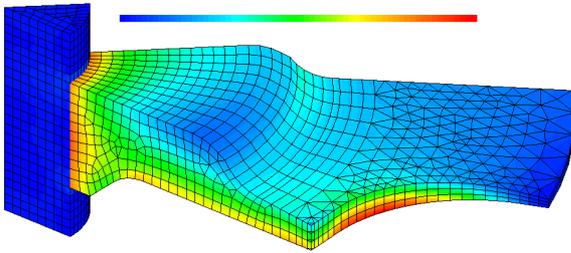


Fig. 1.4.7 : Répartition des contraintes sur une demi dent calculée par éléments finis



Fig. 1.4.8 : Géométrie optimale obtenue par éléments finis 3-D

1.4.4 Les paliers magnétiques

Les paliers qui sont partie intégrante de tout moteur doivent être réalisés avec une attention particulière compte tenu des contraintes existantes. Des paliers conventionnels ne peuvent pas être utilisés en mode de fonctionnement normal pour les raisons suivantes:

- la durée de vie des paliers classiques serait insuffisante pour entraîner le volant en permanence pendant plusieurs années
- les pertes par frottement engendrées par des roulements à billes doivent être les plus faibles possibles pour maximiser le rendement et minimiser l'auto-décharge
- le fonctionnement sous vide rend toute lubrification délicate à mettre en œuvre
- les vibrations engendrées par une rotation autour d'un axe imposé par les roulements à billes autre que l'axe d'inertie peuvent provoquer des instabilités gênantes entraînant des pertes de contrôle et réduire aussi de façon significative la durée de vie du système

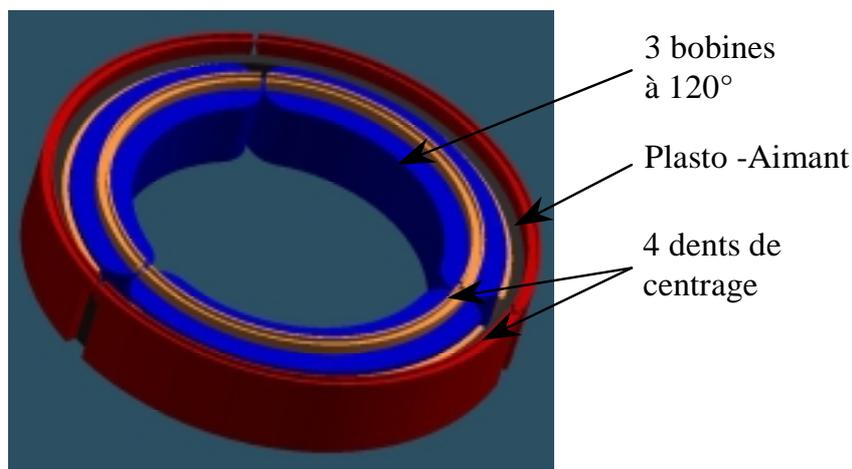


Fig. 1.4.9 : Représentation de principe des paliers magnétiques [FAU_th]

La suspension magnétique doit assurer la rotation du volant d'inertie autour de son axe mais il faut pour cela que le moteur/générateur ne la perturbe pas trop par son propre champ magnétique tournant. La topologie retenue est aussi bien adaptée à l'utilisation de paliers magnétiques. Une étude menée par Olivier Gergaud dans le cadre de ces travaux de DEA (1999) a montré que l'actionneur génère très peu de composantes parasites d'effort risquant de déstabiliser les paliers magnétiques [GER_01].

Les paliers magnétiques, qui doivent être bien intégrés à l'ensemble, sont semi-actifs à aimants et peuvent être contrôlés avec un courant moyen nul (en l'absence de perturbation). Un tel type de commande présente l'avantage d'être simple et de présenter une très faible consommation. Le positionnement radial est obtenu de manière passive grâce à un effet de réluctance (dent en vis à vis). Quant au positionnement angulaire, il est obtenu par un second système à aimants situé en bas du rotor.

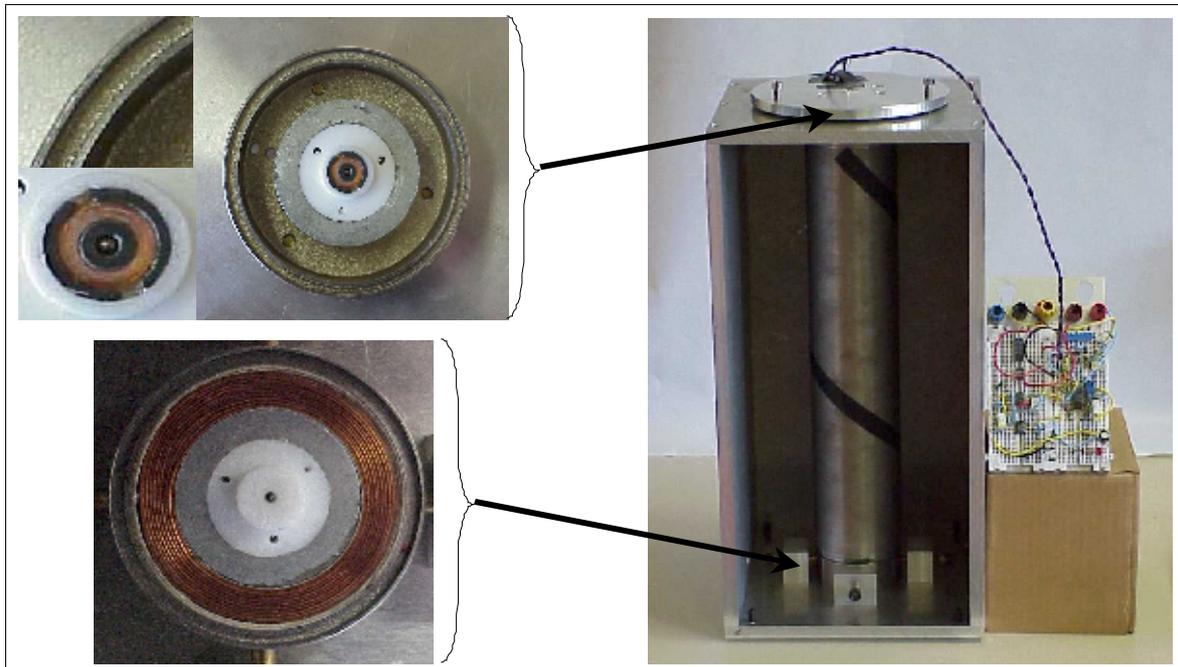


Fig. 1.4.10 : Réalisation de la suspension magnétique et de sa commande [FAU_th]



Fig. 1.4.11: Le volant et son support



Fig. 1.4.12 : Le volant d'inertie, vue côté moteur

L'ensemble de ces composantes est destiné à être intégré au volant d'inertie dont la réalisation est montré sur les figures 1.4.11 et 1.4.12.

Conclusion

Compte tenu de la complexité géométrique de l'actionneur, l'élaboration d'un modèle complètement analytique ne considérant que les effets 2-D donnerait des résultats trop imprécis. Nous avons du développer un nouvel « outil » pour la modélisation complète de la machine utilisant la notion de perméance superficielle et le valider. Cela sera l'objet du chapitre 2.

L'objectif final, est d'optimiser les paramètres géométriques de la machine, pour que le dispositif de stockage présente le bilan énergétique le plus favorable sur l'ensemble des cycles de charge/décharge. Contrairement aux commandes classiques, l'optimisation de ce bilan par la minimisation des pertes Joule (fonctionnement à $i_d = 0$) n'est pas un critère suffisant pour notre application. En effet, pour des vitesses élevées (> 20000 tr/mn), les pertes magnétiques par courants de Foucault créés dans le bobinage de l'induit deviennent non négligeables voir prépondérantes par rapport aux pertes Joule. Il peut alors être intéressant de combiner désexcitation par action sur l'angle d'autopilotage et défluxage par action sur le courant d'excitation. Cette recherche des performances optimales fera l'objet des chapitres 3 et 4. Dans le chapitre 3, nous aborderons ce problème d'un point de vue commande. Dans le chapitre 4, nous présenterons une démarche générale d'optimisation du moteur/générateur associé à son convertisseur d'alimentation intégrant les paramètres de commande et les paramètres géométriques.

CHAPITRE 2

MODÉLISATION ET DIMENSIONNEMENT DU MOTEUR/GÉNÉRATEUR

CHAPITRE 2 : MODÉLISATION ET DIMENSIONNEMENT DU MOTEUR/GÉNÉRATEUR	27
INTRODUCTION.....	28
2.1 Première étude à partir d'une maquette à bobinage monophasé filaire.....	28
2.1.1 Analyse 3-D.....	30
2.1.2 Modélisation 2-D semi-analytique au rayon moyen.....	31
2.2 Conception et réalisation du bobinage circuit imprimé.....	35
2.2.1 Contraintes.....	35
2.2.2 Technologies de fabrication existantes.....	37
2.2.3 Principe de dimensionnement.....	37
2.3 Résistances du bobinage.....	43
2.3.1 Définition des paramètres.....	43
2.3.2 Modèle résistif continu du bobinage inducteur.....	46
2.3.3 Modèle résistif continu du bobinage de l'induit.....	48
2.4 Modèle inductif.....	51
2.4.1 Machines cylindriques à entrefer constant (Cas élémentaire d'une machine à une encoche par pôle et par phase).....	52
2.4.2 Machines cylindriques à pôles saillants	54
2.4.3 Notion de perméance superficielle.....	56
2.4.4 Machines de type discoïde.....	58
2.5 Modèle de pertes magnétiques.....	68
2.5.1 Pertes créées par un champ extérieur.....	70
2.5.2 Pertes créées par champ propre.....	77
2.5.3 Pertes créées par champs extérieur et propre en même temps.....	78
2.6 Modèle thermique.....	82
2.6.1 Modélisation élémentaire des échanges thermiques avec l'air par convection uniquement.....	82
2.6.2 Amélioration possible des échanges thermiques par conduction.....	87
CONCLUSION	87

CHAPITRE 2

MODÉLISATION ET DIMENSIONNEMENT
DU MOTEUR/GÉNÉRATEUR

Après avoir proposé puis justifié le choix d'une topologie, la modélisation de l'actionneur en vue de l'optimisation de ses performances doit être abordée. Compte tenu des spécificités de la machine étudiée, de nouveaux outils de dimensionnement ont dû être développés s'appuyant notamment sur une analyse semi-analytique 2-D. L'objectif est d'établir des modèles de dimensionnement qui soient bien adaptés à l'utilisation d'algorithmes d'optimisation. Les fonctions analytiques se prêtant bien à ce genre de traitement, nous avons donc naturellement recherché dès le départ à développer un modèle basé sur leur utilisation. Parce que l'entrefer de la machine étudiée est important, une modélisation purement analytique serait trop imprécise (cf. allure de l'induction au rayon moyen). Le modèle semi-analytique 2-D constitue donc un bon compromis précision/temps de calculs.

Dans la progression du projet, une première maquette à bobinage monophasé a été réalisée avant même que ne débutent les premiers travaux de modélisation. Cet actionneur a permis la validation du principe grâce aux premiers relevés effectués et la reconnaissance des problèmes d'ordre technologique comme la réalisation du bobinage. Les premiers résultats obtenus sur cette maquette sont présentés au paragraphe suivant.

2.1 Première étude à partir d'une maquette à bobinage monophasé filaire

L'objet de ce paragraphe est la présentation et l'étude simplifiée d'une première maquette réalisée au LESiR. Celle-ci utilise un bobinage de type filaire classique et monophasé (Fig. 2.1.1.a à 2.1.1.d). Il s'agit dans un premier temps d'étudier au travers d'une série de tests et de calculs de champs par éléments finis 3-D le comportement réel de la structure. Une fois les phénomènes bien identifiés et les effets 3-D bien quantifiés, nous pourrions proposer, en la justifiant, une modélisation semi-analytique 2-D au rayon moyen.

Les deux disques sont massifs et réalisés en acier du type XC18. Le nombre de leurs dents égal à quatre est aussi égal aux nombre de paires de pôles. Les principales caractéristiques géométriques sont résumées dans le tableau suivant :

Caractéristiques	Symboles	Valeurs
Rayon extérieur	R_2	100 mm
Rayon de fond d'encoche	R_1	50 mm

Épaisseur des disques	E_{dis}	10 mm
Jeu mécanique axial total	E	1 mm
Hauteur du bobinage induit et inducteur	h_e	10.5 mm
Arc dentaire	β	40°
Nombre de spires de l'induit	n	90
Nombre de spires de l'inducteur	n_f	240
Rayon de l'axe magnétique	R_a	20 mm
Rayon extérieur du bobinage inducteur	R_e	30 mm
Nombre de dents	N_p	4
Rayon du fil de cuivre de l'induit	R_{fil}	0.325 mm

Tab. 2.1.1 : Principales caractéristiques de la maquette monophasée.

Les photos suivantes montrent la maquette et son bobinage monophasé.



Fig. 2.1.1.a : Bobinage monophasé

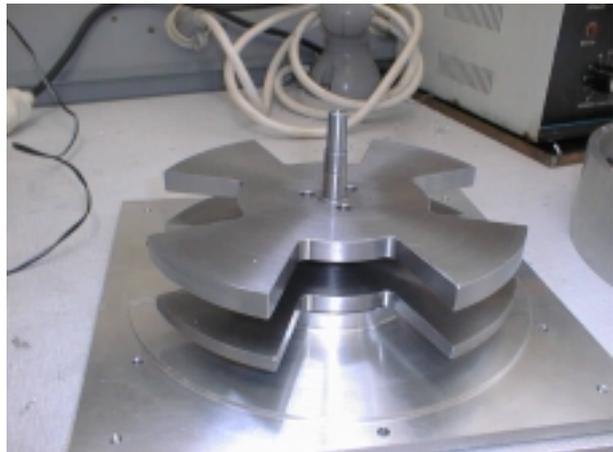


Fig. 2.1.1.b : Disques



Fig. 2.1.1.c : Assemblage



Fig. 2.1.1.d : Maquette fermée

2.1.1 Analyse 3-D

Les calculs de champs par éléments finis 3-D et les mesures de l'induction sur cette maquette ont été menés par O. Gergaud dans le cadre de son stage de DEA portant sur le calcul des efforts parasites existant dans ce moteur [GER_01].

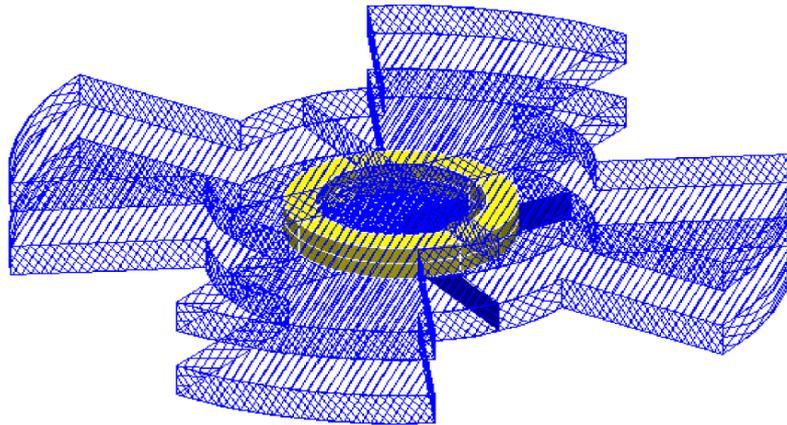


Fig. 2.1.2 : Représentation 3-D du moteur (bobinage inducteur au centre en jaune)

Les calculs sont effectués pour un nombre d'ampères-tours inducteur $n_f \cdot I_f = 75 \text{ At}$. Les résultats de ce calcul ont été validés par une mesure de l'induction dans l'entrefer à partir d'un capteur à effet Hall.

Les figures suivantes (Figures 2.1.3, 2.1.4.a, 2.1.4.b) représentent la répartition de l'induction normale, à mi hauteur dans l'entrefer, créée par le bobinage inducteur. Elles illustrent les effets 3-D.

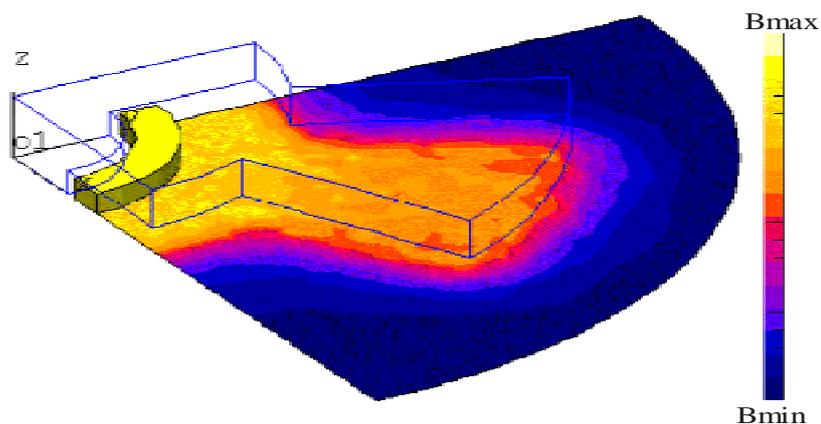


Fig. 2.1.3 : Calcul de l'induction normale au milieu de l'entrefer ($z=0$)

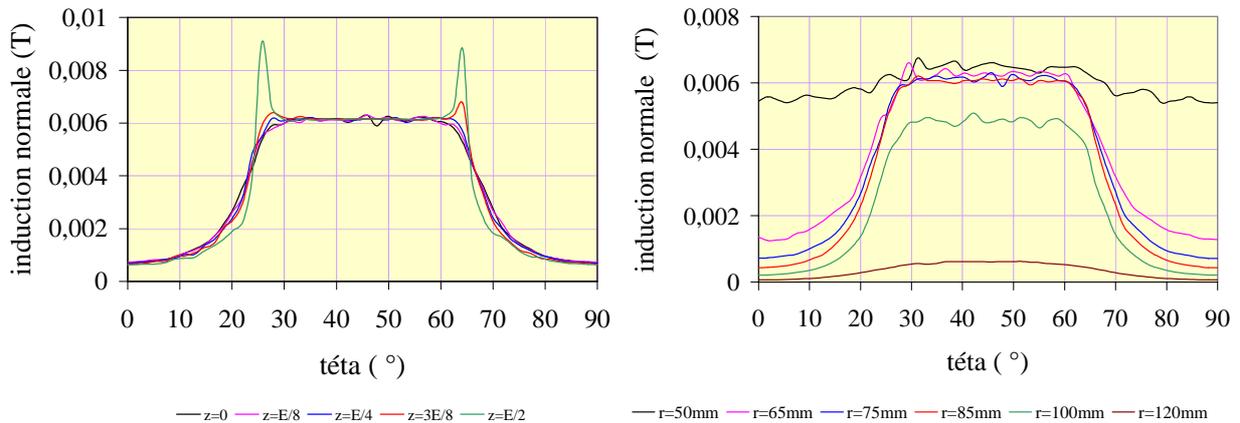


Fig. 2.1.4.a: Induction normale au rayon moyen et à différentes hauteurs

Fig. 2.1.4.b: Induction normale au milieu de l'entrefer et pour différents rayons

Le premier réseau de courbes (Fig. 2.1.4.a) montre comment évolue, à rayon donné (75 mm), l'induction en fonction de la position verticale dans l'entrefer. De ces calculs, il résulte que l'on peut en première approximation considérer l'induction dans l'entrefer indépendante de la position verticale. Cette remarque n'est cependant valable que si la position n'est pas trop proche de l'un des deux disques. Car à leur proximité immédiate, des effets de pointes apparaissent et peuvent augmenter de façon significative les pertes par courants de Foucault dans le bobinage de l'induit. Nous reviendrons sur cet aspect lorsque nous traiterons de la modélisation des pertes magnétiques (§ 2.5).

Inversement, la seconde figure 2.1.4.b montre comment évolue l'induction radialement. L'invariance de l'induction avec le rayon est ici moins évidente. Pour la zone de fond d'encoche par exemple ($r=50\text{ mm}$), "les fuites" lissent l'induction dans l'entrefer. Nous allons néanmoins montrer que la seule connaissance de l'induction au rayon moyen est suffisante pour calculer assez précisément les inductances et les pertes d'origine magnétique.

2.1.2 Modélisation 2-D semi-analytique au rayon moyen

Nous nous intéressons ici, uniquement à l'induction (répartition et amplitude) créée par le bobinage inducteur dans l'entrefer et dans le cas d'un régime de fonctionnement linéaire magnétique. Nous présentons également le motif élémentaire 2-D que nous avons retenu pour calculer, par éléments finis, le champ dans l'entrefer.

Le flux circule selon les trois dimensions mais il est en général possible de représenter un motif plan susceptible d'offrir des sections de passage aux lignes de flux équivalentes à la structure réelle. Ce motif qui est donc une « mise à plat » du motif 3-D est représenté en figure 2.1.5.b. Il est déterminé à partir du trajet de la ligne de champ "moyenne" représenté figure 2.1.5.a. L'utilisation des symétries ramène le motif élémentaire à une ouverture angulaire égale au pas polaire, c'est à dire π/p , et à une hauteur égale à la moitié de l'entrefer. Le disque (zone

hachurée) comporte deux zones (1 et 2). La zone 1 correspond au trajet axial des lignes de champ et la zone 2 correspond au trajet radial.

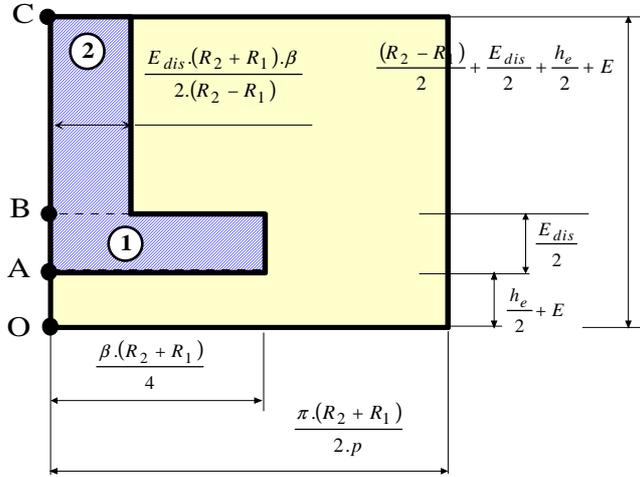
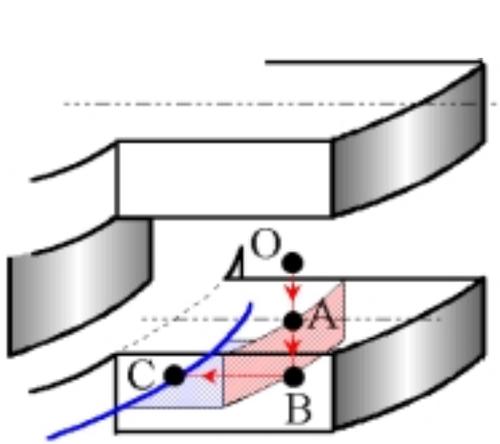


Fig. 2.1.5.a: Parcours de la ligne de champ "moyenne"

Fig. 2.1.5.b: Modèle géométrique 2-D développé équivalent

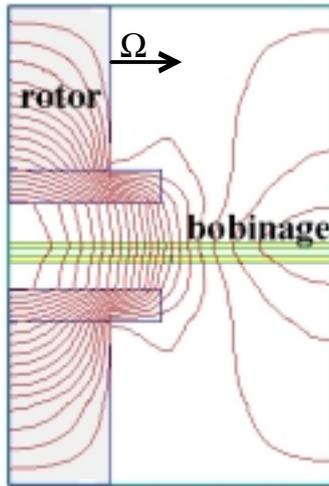


Fig. 2.1.6 : Trajets de lignes de champ calculés par éléments finis 2-D

Le code de calcul par éléments finis 2-D, développé par Hamid Ben Ahmed au LESiR, fournit la carte de champ (Fig. 2.1.6). Il fournit aussi la répartition de l'induction dans l'entrefer (Fig. 2.1.7) et les coefficients de la série de Fourier relatif à cette induction (Fig. 2.1.8) que l'on exprimera sous la forme:

$$B_f(\theta) = B_{f0} + \sum_{h=1}^{\infty} B_{fMh} \cdot \cos(h.p.\theta) \tag{2.1.1}$$

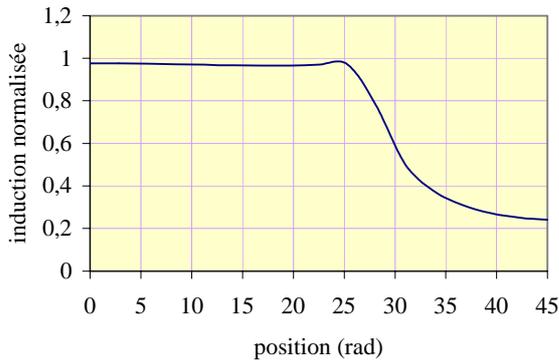


Fig. 2.1.7 : Induction normalisée dans l'entrefer calculée par éléments finis 2-D

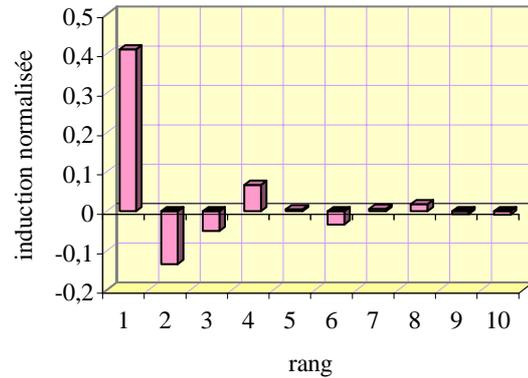


Fig. 2.1.8 : Coefficients de la série de Fourier de l'induction normalisée

Exprimé dans un système de coordonnées cylindriques, l'élément de flux embrassé par le bobinage d'un pôle nord de l'induit s'écrit (voir Fig. 2.1.10) :

$$d\Phi_N = n \cdot B_f(\theta) \cdot r \cdot dr \cdot d\theta \tag{2.1.2}$$

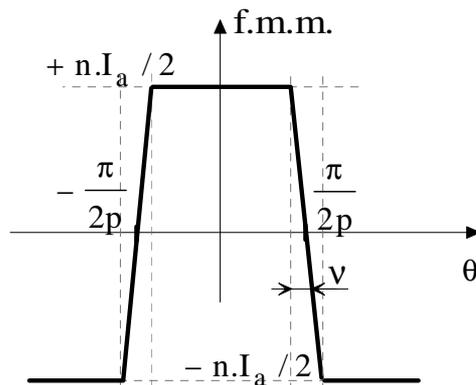


Fig. 2.1.9 : Allure de la force magnétomotrice créée par le bobinage monophasé de l'induit

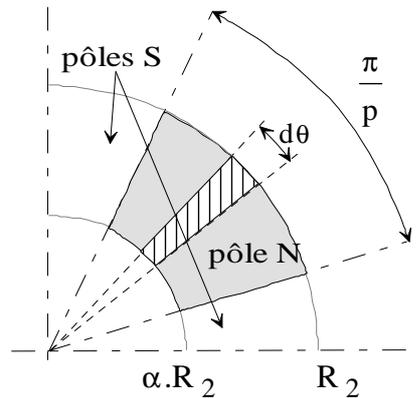


Fig. 2.1.10 : Surface d'intégration du flux

Considérons, en première approximation, le bobinage concentré et infiniment mince (c'est à dire $v=0$). Alors :

$$d\Phi_{fN} = n \cdot \sum_{h=1}^{\infty} B_{fMh} \cdot \cos(h.p.\theta) \cdot r \cdot dr \cdot d\theta \tag{2.1.3}$$

On introduit la grandeur α telle que :

$$\alpha = R_1 / R_2 \tag{2.1.4}$$

Alors, en fonction de la position du rotor notée θ_m , le flux total pour un seul pôle nord devient :

$$\Phi_{fN}(\theta_m) = n \cdot \sum_{h=1}^{\infty} B_{fMh} \cdot \int_{\alpha \cdot R_2}^{R_2} \int_{-\pi/2p+\theta_m}^{+\pi/2p+\theta_m} \cos(h \cdot p \cdot \theta) \cdot r \cdot dr \cdot d\theta \quad (2.1.5)$$

L'expression (2.1.5) est nulle pour les rangs pairs. Autrement dit, seuls les harmoniques de rangs impairs produisent une f.e.m.

$$\Phi_{fN}(\theta_m) = n \cdot R_2^2 \cdot (1 - \alpha^2) \sum_{h=0}^{\infty} \frac{(-1)^h}{(2 \cdot h + 1) \cdot p} \cdot B_{fM(2h+1)} \cdot \cos[(2 \cdot h + 1) \cdot p \cdot \theta_m] \quad (2.1.6)$$

Le flux total embrassé par un pôle sud du bobinage est identique mais déphasé d'une demi période. Ainsi :

$$\Phi_{fN}(\theta_m) = -\Phi_{fS}(\theta_m) \quad (2.1.7)$$

Finalement, le flux total embrassé par le bobinage complet de l'induit s'écrit:

$$\Phi_f(\theta_m) = 2 \cdot n \cdot R_2^2 \cdot (1 - \alpha^2) \cdot \left\{ \sum_{h=0}^{\infty} \frac{(-1)^h}{2 \cdot h + 1} \cdot B_{fM(2h+1)} \cdot \cos[(2 \cdot h + 1) \cdot p \cdot \theta_m] \right\} \quad (2.1.8)$$

L'expression de la f.e.m. induite est obtenue après la dérivation suivante :

$$e(t) = \Omega \cdot \frac{d\Phi_f(\theta_m)}{dt} \quad (2.1.9)$$

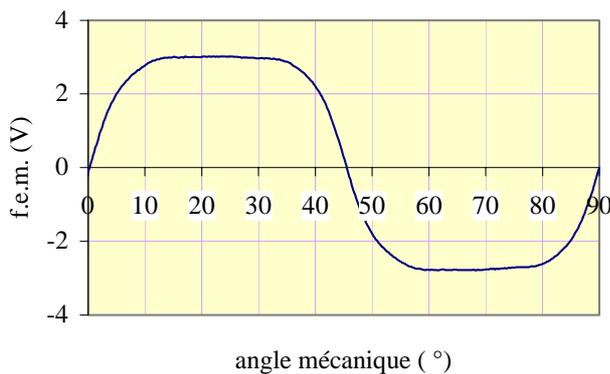


Fig. 2.1.11 : f.e.m. à vide mesurée

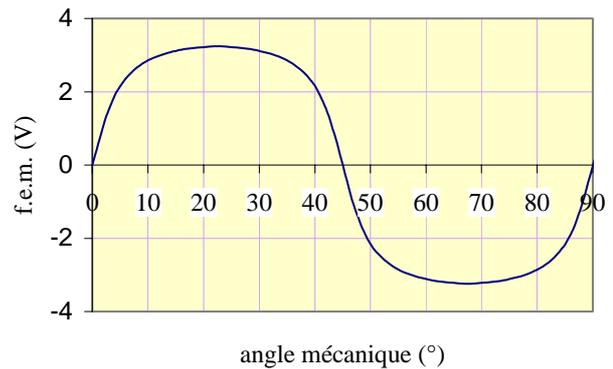


Fig. 2.1.2 : f.e.m. à vide calculée

Les figures 2.1.11 et 2.1.12 montrent les résultats obtenus respectivement par l'expérience et par le calcul. La concordance des formes d'onde et des amplitudes, malgré les hypothèses

prises, montre la validité de la modélisation que nous avons choisie. Les essais ont été effectués pour un courant d'excitation I_f de 1A et pour une vitesse de 1200 tr/min (126 rad/s). Le calcul a été mené en prenant en compte les harmoniques 1 à 11. Au-delà, l'influence des harmoniques supérieurs devient imperceptible sur la forme et l'amplitude de la f.e.m.

Désormais, nous nous appuyerons donc sur une modélisation 2-D semi-analytique au rayon moyen.

2.2 Conception et réalisation du bobinage circuit imprimé

Le bobinage de l'induit est une pièce maîtresse de l'actionneur. Il conditionne l'allure de la force magnétomotrice créée par l'induit, et l'allure de la force électromotrice induite par l'inducteur. D'autre part, les pertes dépendent largement du type et de la forme de bobinage choisi. Ce paragraphe, outre une présentation de la technologie utilisée, décrit la méthodologie employée pour le dimensionnement et l'élaboration de ce bobinage.

2.2.1 Contraintes

Un bobinage dans le fer risquerait de présenter un niveau de pertes d'origine magnétique excessif aux vitesses requises pour le stockage électromécanique d'énergie. Le moteur/générateur étudié utilise donc un bobinage sur support amagnétique appelé bobinage dans l'air ou sans encoches. La solution classique à bobinage filaire (Fig. 2.2.1) pose en général le problème de l'encombrement dû au chevauchement des têtes de bobines.

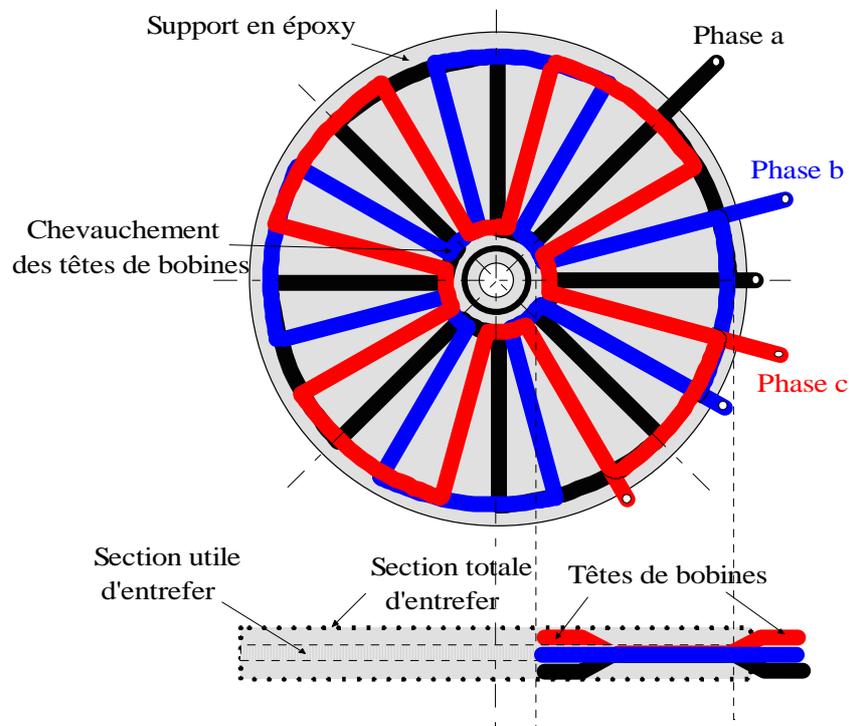


Fig. 2.2.1: Exemple de bobinage filaire

Dans le cas particulier de l'actionneur étudié ici, la figure 2.2.1 montre que cette contrainte conduit à une sous utilisation du volume d'entrefer. Le chevauchement des têtes de bobines intérieures ne peut se faire sans une augmentation de la hauteur d'entrefer. Dans le meilleur des cas, le volume utile d'entrefer n'est, en effet, que le tiers du volume total d'entrefer.

La solution technologique retenue pour s'affranchir du problème de chevauchement consiste à répartir le bobinage sur une plaque d'époxy (qui assure aussi la rigidité mécanique) en utilisant par exemple le principe de la gravure des circuits imprimés. Le chevauchement des têtes de bobine est alors contourné grâce à l'utilisation et l'empilement de plusieurs circuits imprimés doubles faces. Le passage d'une spire à l'autre s'effectue dans ce cas en changeant de face comme l'indiquent les figures 2.2.2 et 2.2.3 [FUJI_90, MAL_87]. En outre, ce principe, déjà utilisé pour la réalisation d'inductances et de transformateurs [YU_99], [HURL_99], [LIND_91] ainsi que pour la réalisation de bobinages de machines tournantes (figures. 2.2.2 et 2.2.3) permet, une meilleure utilisation de l'espace bobinable, une diminution sensible de l'inductance de fuite jusqu'à 50% [YU_99], un meilleur comportement thermique dû à l'augmentation des surfaces d'échange et une simplicité de réalisation accrue favorable à l'automatisation et à la réduction du coût de réalisation [MINO_92], [SULLI_93].

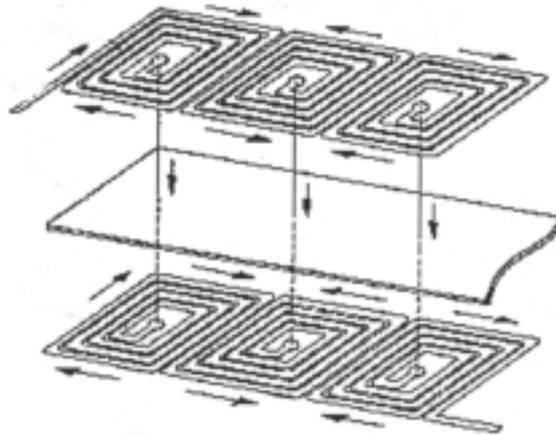


Fig. 2.2.2: Bobinage à deux couches présenté par Fujita en 1990 [Fuji_90]

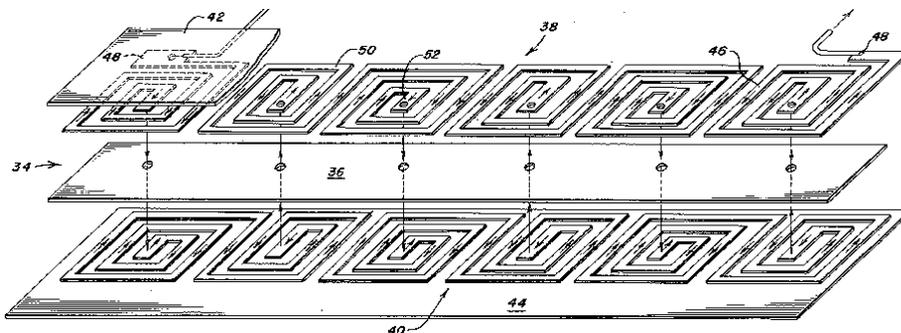


Fig. 2.2.3: Bobinage à deux couches présenté par Malski en 1987 [MAL_87]

2.2.2 Technologies de fabrication existantes

Actuellement, compte tenu des épaisseurs souhaitées, de l'ordre de quelques dixièmes de millimètre, deux techniques de fabrication sont envisageables [YUE_99]. La première est la technique de la gravure par une attaque chimique. Il s'agit de la solution la plus simple mais elle ne permet pas d'obtenir des épaisseurs importantes. Il existe en effet un angle d'attaque chimique qui se traduit par une diminution de la surface de collage. La seconde technique plus précise, consiste en une découpe d'une feuille de cuivre par une machine à commande numérique ou par emboutissage. Le cuivre est ensuite pressé et collé.

Il existe aussi la méthode dite de la gravure sèche empruntée à la technologie de fabrication utilisée en micro-électronique. Elle permet d'obtenir à ce jour des couches de cuivre de 0.3 mm au maximum sur un substrat de 10 μm d'épaisseur. La complexité du process et le coût de fabrication ne permettent pas cependant d'envisager cette solution [MAS_92].

Solution choisie:

Pour la réalisation d'un premier prototype, la solution la plus simple a été retenue, celle de la gravure par attaque chimique. Une contrainte inhérente à cette technologie impose cependant comme largeur minimale de piste réalisable une valeur de 0.75 mm avec un espacement minimum de 0.2 mm. Ces dimensions ont été choisies pour les pistes constituant les têtes de bobines par soucis d'encombrement. Quant à l'épaisseur maximale des pistes, elle est limitée à 0.3 mm avec cette technologie.

Les figures 2.2.4.a et 2.2.4.b représentent deux solutions possibles avec, pour chacune, les motifs supérieur et inférieur du bobinage ainsi que la plaque en époxy représentée en gris. La force magnétomotrice générée par ces deux bobinages est alternative et leur amplitude pour les deux solutions possède la même valeur maximale.

Dans le cas de la solution présentée figure 2.2.4.b où les pôles nord sont la conséquence des pôles sud, une seule percée par galette est nécessaire au lieu de huit pour la première solution. Plus simple à réaliser, cette structure présente néanmoins deux inconvénients majeurs. Elle augmente par deux l'encombrement des têtes de bobines et ne permet pas d'insérer une piste reliant le bobinage inducteur à l'extérieur du disque. Ces contraintes, nous ont conduit à choisir la première solution, celle du bobinage par pôle.

2.2.3 Principe de dimensionnement

La forme des spires du bobinage de l'induit conditionne :

- l'allure de la force magnétomotrice
- la forme de la force électromotrice induite, moyennant la connaissance de l'induction d'excitation dans l'entrefer

La figure 2.2.5 montre, à titre d'exemple, l'évolution de la force magnétomotrice pour une distribution régulière des pistes sur l'époxy, c'est à dire lorsque la largeur des pistes et leur écartement sont constants. Le haut de la figure représente physiquement le bobinage vu en coupe.

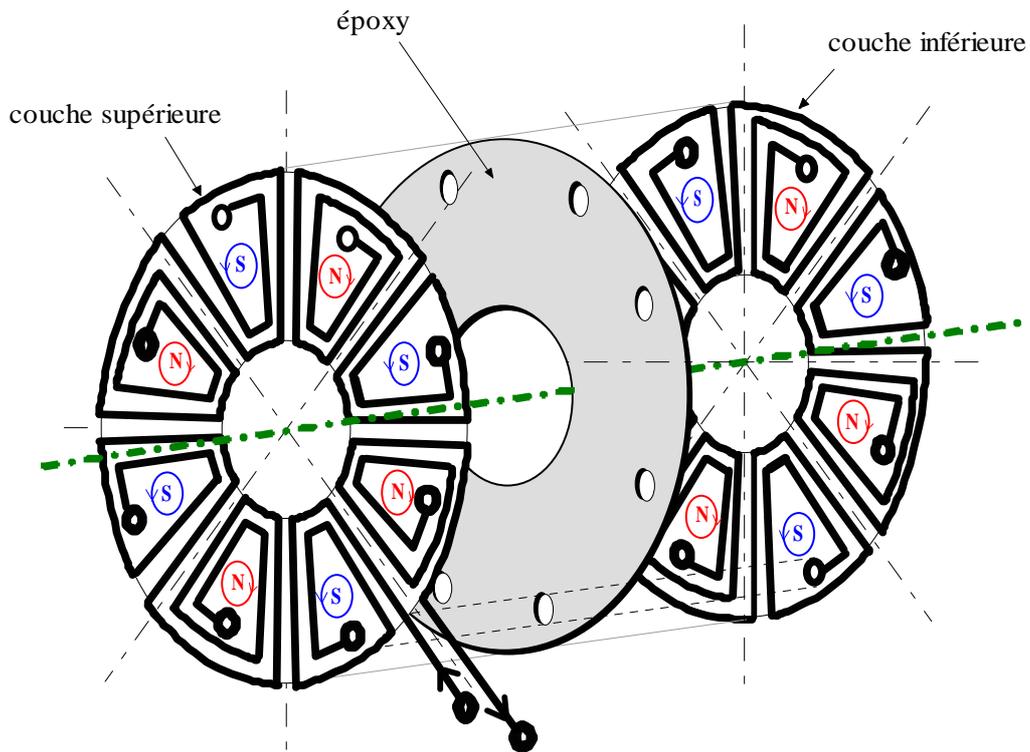


Fig. 2.2.4.a : Bobinage par pôles

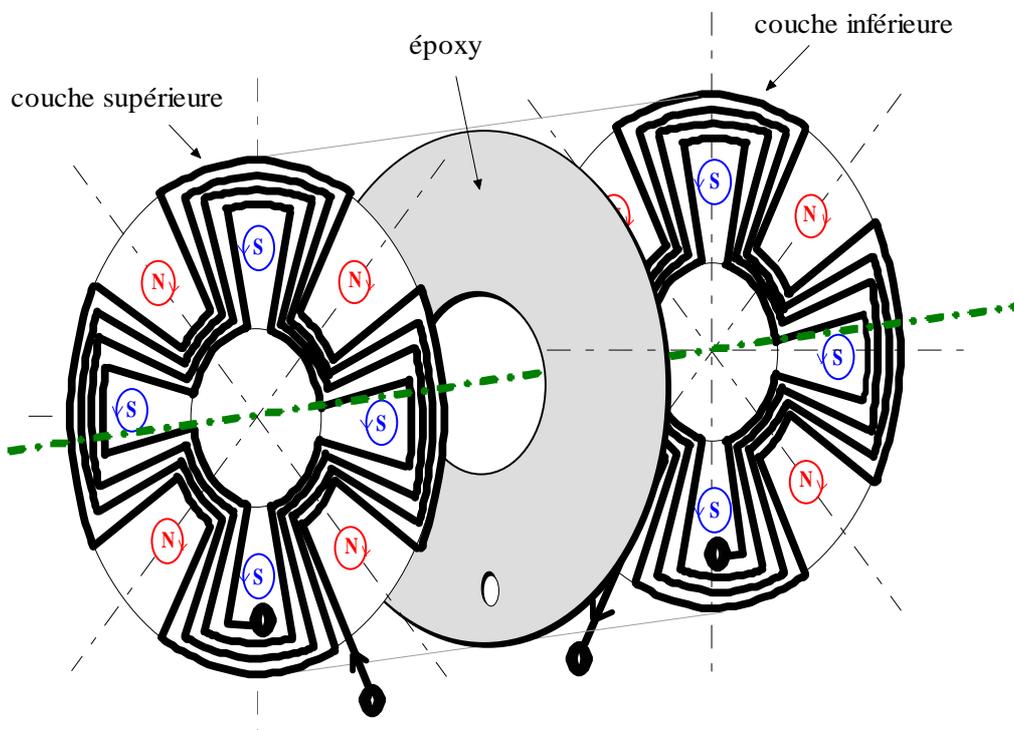


Fig. 2.2.4.b : Bobinage par pôles consécutifs

Les conducteurs réalisés sous forme de pistes de cuivre sont disposés à la surface de la plaque d'époxy. Une première observation montre que la croissance des ampères-tours est directement proportionnelle à la largeur de la piste lorsque le courant et l'épaisseur sont fixés. La force magnétomotrice, aux harmoniques d'inter pistes près, est dans ce cas de forme triangulaire.

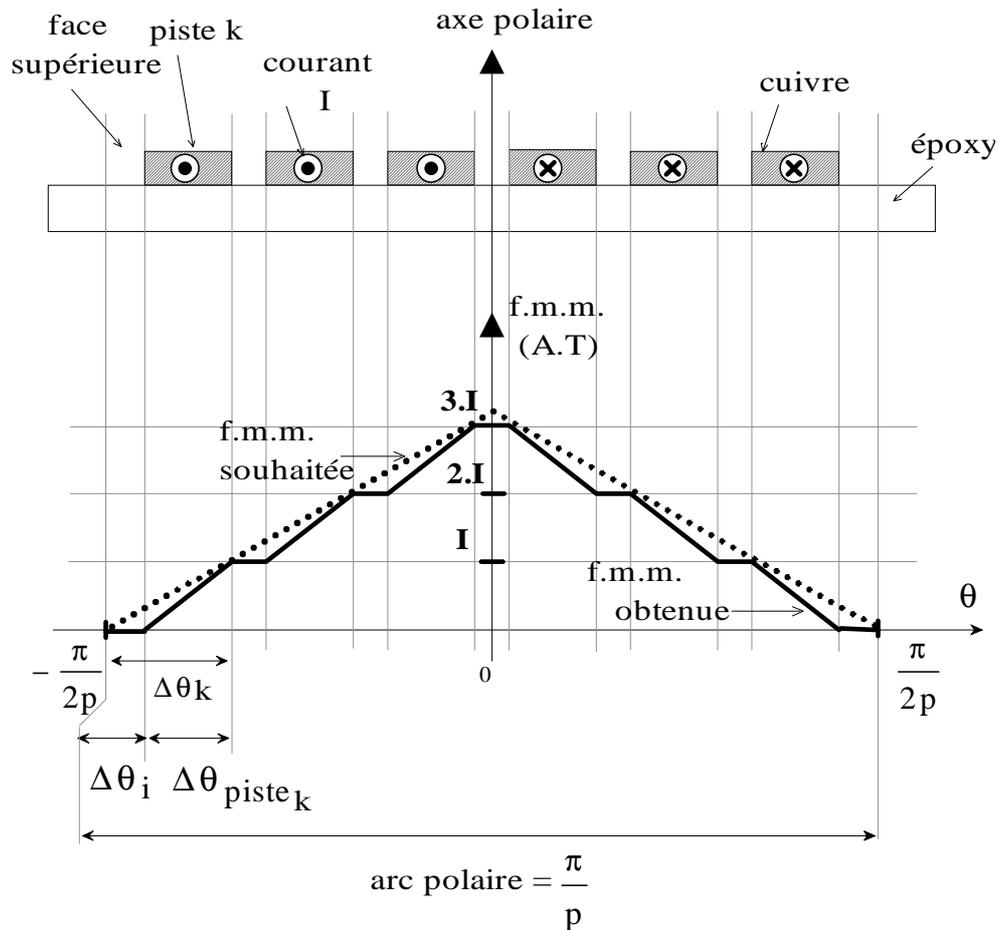


Fig. 2.2.5 : Évolution de la force magnétomotrice (à courant et épaisseur donnés)

Inversement, si l'on avait tracé en pointillés l'allure de la force magnétomotrice désirée, on remarque (Fig. 2.2.5) qu'il aurait alors été possible de déterminer la largeur des pistes par une simple méthode graphique.

La figure 2.2.6 montre le résultat obtenu lorsque l'on souhaite une force magnétomotrice de forme sinusoïdale. Ce choix d'une force magnétomotrice sinusoïdale pour la réalisation de notre prototype triphasé a été guidé par le souci de minimiser les pertes. Le bobinage de l'induit, en créant un champ tournant parfaitement uniforme, ne génère pas de pertes magnétiques dans les disques massifs autres que les pertes dues au découpage.

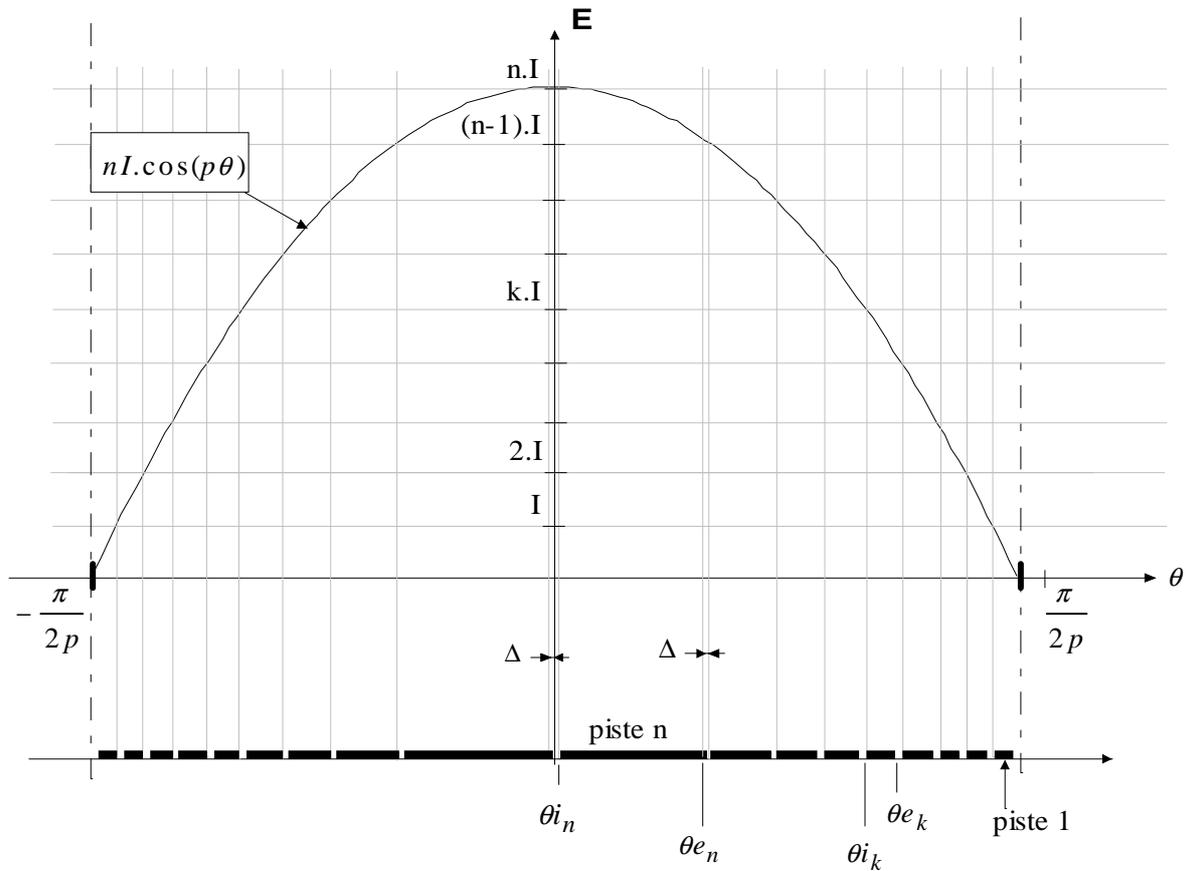


Fig. 2.2.6 : Détermination des coordonnées polaires du bobinage

Dans ce cas, l'expression analytique des angles nécessaires au dessin du bobinage est simple. On note Δ l'angle entre piste.

Chaque piste est définie par un angle intérieur noté θ_{ik} et par un angle extérieur noté θ_{ek} . Leurs expressions sont les suivantes :

$$\theta_{ek} = \frac{1}{p} \cdot a \cos\left(\frac{k-1}{n}\right) - \Delta \quad \text{pour } k \in [1, n] \quad (2.2.1)$$

$$\theta_{ik} = \frac{1}{p} \cdot a \cos\left(\frac{k}{n}\right) \quad \text{pour } k \in [1, n-1] \quad (2.2.2)$$

$$\theta_{in} = \frac{\Delta}{2} \quad \text{pour } k = n \quad (2.2.3)$$

Pour optimiser le coefficient de remplissage en cuivre, l'écart entre pistes a été fixé à sa valeur la plus petite possible. Compte tenu de la géométrie du bobinage où les conducteurs actifs sont répartis radialement et espacés d'un écart angulaire constant, l'espace entre les pistes est plus faible à l'extrémité de rayon le plus petit. Il faut donc, qu'en ce point, la distance entre deux pistes soit de 0.2 mm (limite minimale imposée par la technologie). L'écart angulaire minimum noté Δ est donc fixé par cette contrainte et s'obtient à partir de la relation suivante :

$$W_{i \min} = \left[\alpha R_2 - (n-1) \cdot (W_{i \min} + W_{pa\lambda}) - W_{pa\lambda} \right] \cdot \Delta \quad (2.2.4)$$

Avec :

$W_{i \min}$: espace isolant minimum entre deux pistes imposé par la technologie à 0.2 mm

$W_{pa\lambda}$: largeur des pistes des têtes de bobines

Alors :

$$\Delta = \frac{W_i}{\alpha R_2 - (n-1) \cdot (W_i + W_{pa\lambda}) - W_{pa\lambda}} \quad (2.2.5)$$

a- Allure de la force magnétomotrice

Les représentations suivantes sont obtenues pour $n = 13$ spires (nombre de spires choisies pour la réalisation du prototype).

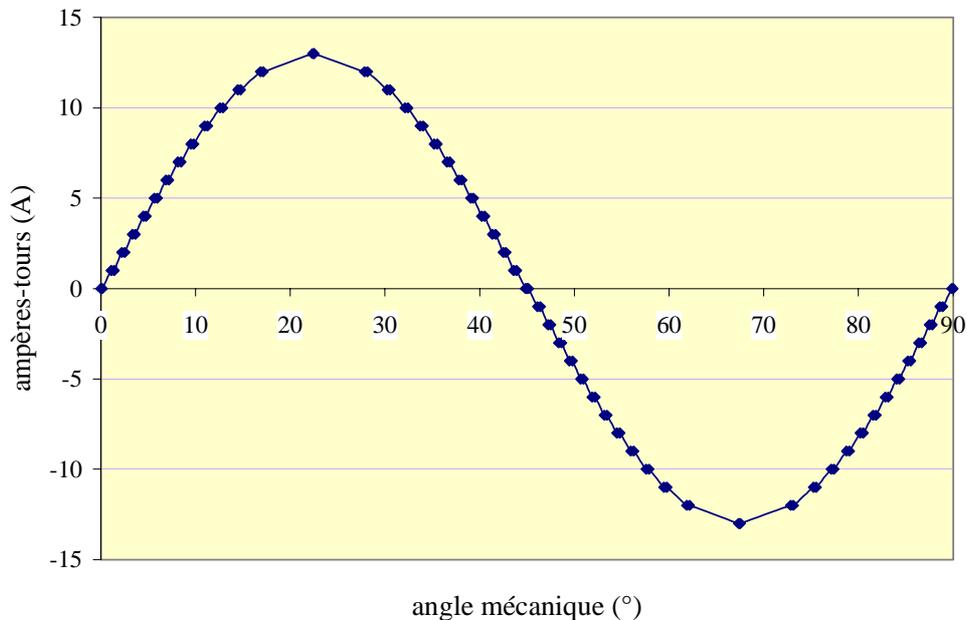


Fig. 2.2.7 : Force magnétomotrice théorique pour $n = 13$ spires et $I = 1$ A

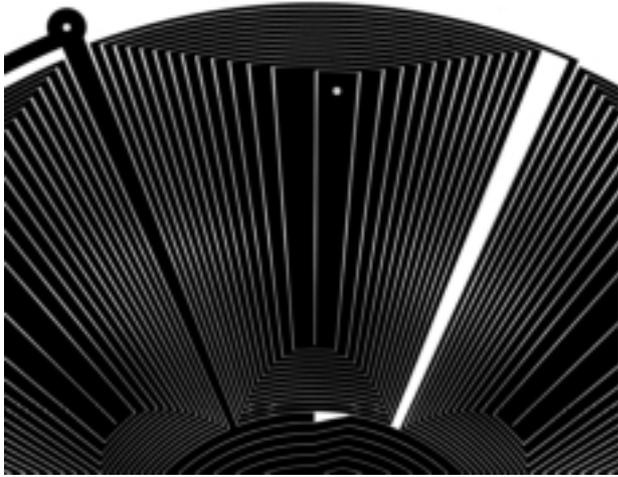


Fig. 2.2.8 : Masque de gravure pour $n = 13$ spires

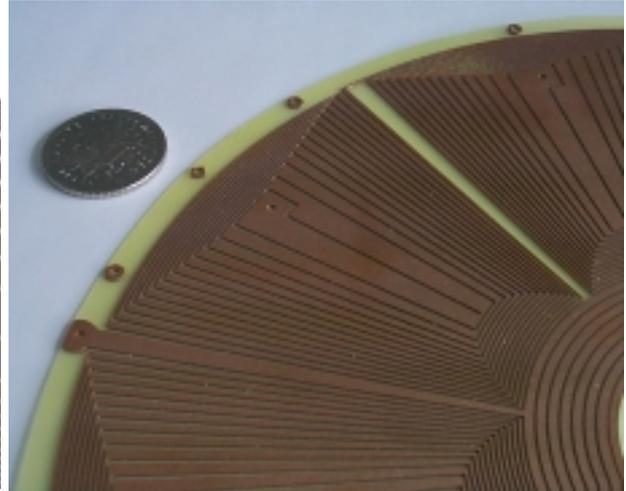


Fig. 2.2.9 : Réalisation

b- Allure de la force électromotrice induite

Après avoir maîtrisé la forme de la force magnétomotrice, il peut être intéressant d'observer l'allure de la force électromotrice obtenue avec un tel bobinage. Le calcul de cette f.e.m. à vide est développé à partir de l'analyse semi-analytique 2-D présentée au paragraphe 2.4.

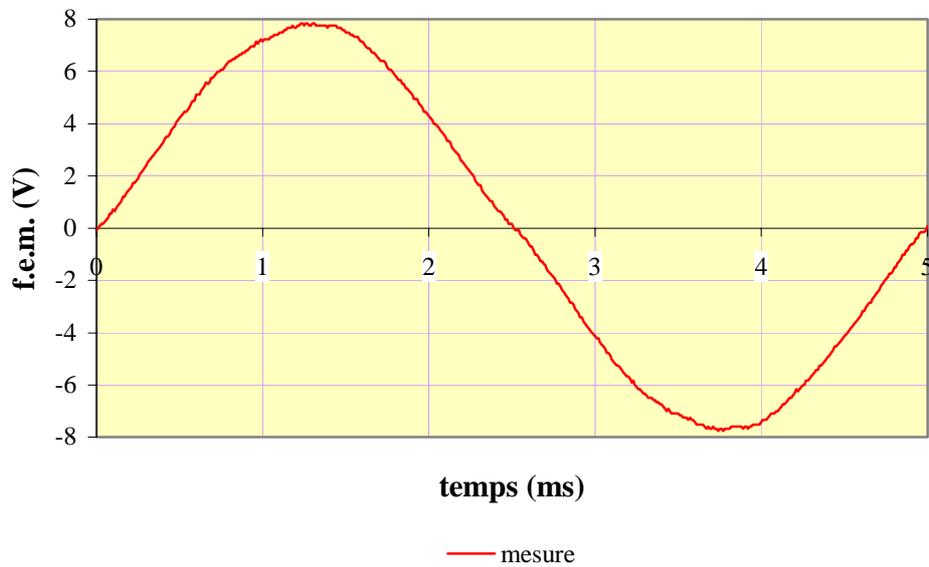


Fig. 2.2.10 : Allure expérimentale de la f.e.m. à vide ($I_f = 2A$, vitesse = 3000 tr/min, entrefer = 10 mm)

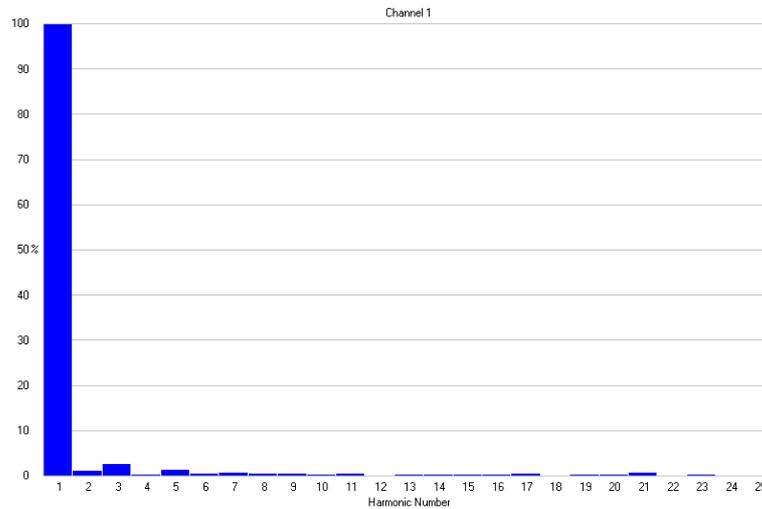


Fig. 2.2.11: Spectre de la f.e.m.

Le spectre de la f.e.m. mesurée (Fig. 2.2.11) présente une faible harmonicité. Les ondulations de couple, avec notre bobinage, seront donc très faibles.

2.3 Résistances du bobinage

2.3.1 Définition des paramètres

Nous allons ici définir les paramètres géométriques de la machine que nous utiliserons lors de la modélisation.

V	: volume du moteur	(m ³)
R ₁	: rayon de fond d'encoche	(m)
R ₂	: rayon extérieur du disque	(m)
R _a	: rayon intérieur du disque	(m)
R _e	: rayon extérieur du bobinage inducteur	(m)
h _e	: hauteur d'entrefer	(m)
h _m	: jeu mécanique axial total	(m)
h _d	: épaisseur des disques	(m)
λ:	: longueur des têtes de bobine de l'induit	(m)
n:	: nombre de spires/pôle/couche de l'induit	
n _f	: nombre de spires de l'inducteur	
n _c	: nombre de couches/phase	
N	: nombre de spires/phase	(N = 2p.n.n _c)
n _{cM}	: nombre maximum de couches /phase	
p	: nombre de paires de pôle	
α	: rapport des rayons R ₁ et R ₂	(α=R ₁ /R ₂)

α_a : rapport des rayons R_a et R_2
 α_e : rapport des rayons R_e et R_2
 β : ouverture dentaire des disques rotoriques

$$\alpha = \frac{R_1}{R_2} \quad (2.3.1)$$

$$\alpha_a = \frac{R_a}{R_2} \quad (2.3.2)$$

$$\alpha_e = \frac{R_e}{R_2} \quad (2.3.3)$$

k_{rf} : coefficient de remplissage en cuivre de l'inducteur
 k_{ra} : coefficient de remplissage en cuivre de l'induit
 W_{pf} : largeur de piste de l'inducteur
 W_{pk} : largeur de la $k^{i\text{ème}}$ piste d'une spire de l'induit au rayon moyen
 $W_{p\lambda}$: largeur de piste pour les têtes de bobine de l'induit
 $W_{i\min}$: largeur d'isolant minimale imposée par la technologie
 e_p : épaisseur des pistes

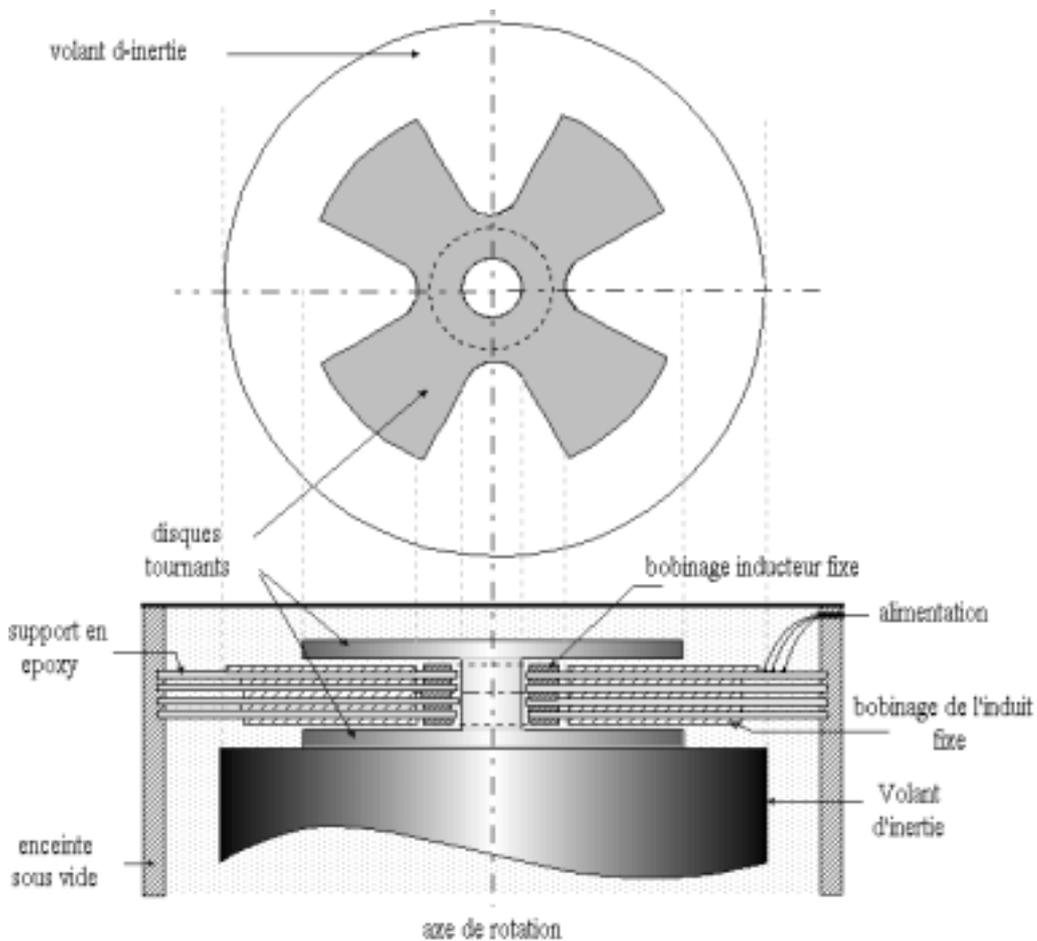


Fig. 2.3.1 : Représentation du moteur/générateur intégré au volant d'inertie

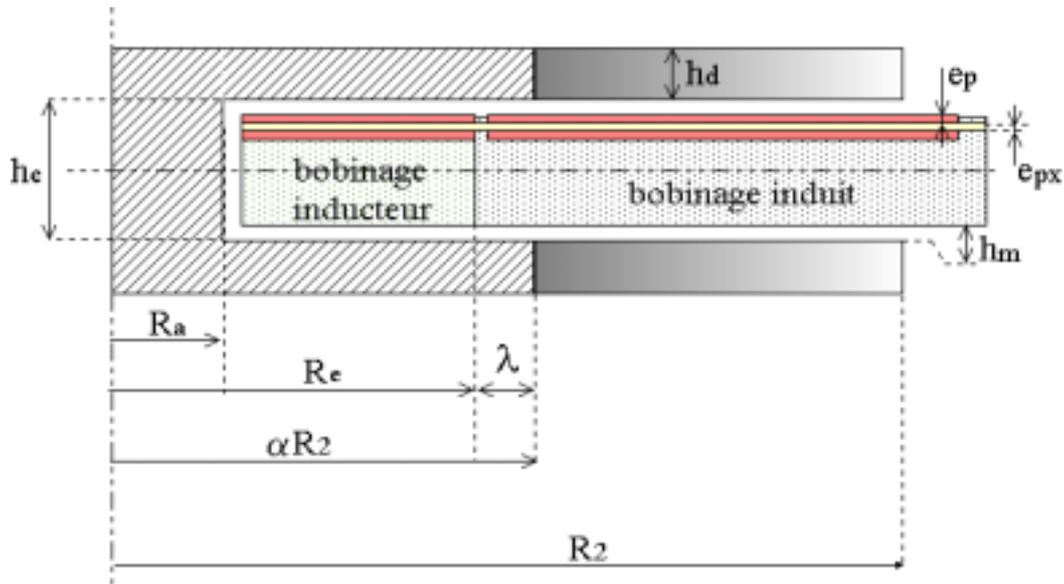


Fig. 2.3.2: Vue en coupe du moteur/générateur et définition des paramètres géométriques

Les principales données géométriques du prototype qui serviront à la modélisation (hors bobinage) sont :

- $R_2 = 0.1$ m
- $\alpha = 0.5$
- $\alpha_a = 0.2$
- $\alpha_e = 0.38$
- $h_e = 10$ mm
- $e_p = 0.3$ mm
- $W_{pf} = 1.25$ mm
- $W_i = 0.5$ mm
- $n_f = 96$ spires
- $n = 13$ spires

Pour le calcul des résistances en continu de l'induit et de l'inducteur nous aurons à connaître les dimensions relatives au bobinage. Compte tenu de la technologie utilisée, le calcul précis de ces résistances s'avère assez délicat. L'imprécision de la technique de gravure due à une attaque chimique non uniforme sur tout le bobinage influence fortement la valeur de la résistance calculée. La largeur des pistes obtenue après gravure est plus faible que sur le masque de gravure et sur l'épaisseur de la piste l'attaque chimique est plus importante au niveau de l'époxy (cf. Fig. 2.3.3). Par exemple, la largeur des pistes aux têtes de bobines fixée à 0.75 mm sur le masque de gravure ne valait plus après gravure que 0.55 mm en moyenne et sur le dessus entraînant une erreur de 20%. L'écart entre ces mêmes pistes fixée, en théorie à 0.2 mm, valait en moyenne 0.4 mm. Le tableau, ci-après, indique les différentes dimensions théoriques imposées par le graveur pour le dessin du masque de gravure et les dimensions pratiques obtenues après gravure et retenues pour les calculs.

	Théorie	Pratique
Epaisseur des pistes (e_p)	0.3	0.3
Largeur minimale des pistes (W_p min)	0.75	~ 0.55
Ecart entre pistes (W_i)	0.2	~ 0.5

Tab. 2.3.1 : Dimensions caractéristiques du bobinage en mm

Concernant l'effet de l'attaque chimique sur l'épaisseur de la piste il est possible de la modéliser par une linéarisation de la manière suivante. La surface perdue représentée par les surfaces grisées, s'exprime :

$$\Delta S = 2 \cdot \frac{\overline{ABBC}}{2} = e_p^2 \cdot \tan \gamma \quad (2.3.4)$$

La section réelle devient :

$$S_k = k_\gamma (W_p \cdot e_p) \quad (2.3.5)$$

Avec

$$k_\gamma = \left[1 - \frac{e_p \cdot \tan \gamma}{W_p} \right] \quad (2.3.6)$$

En pratique, l'angle γ est d'environ 20° .

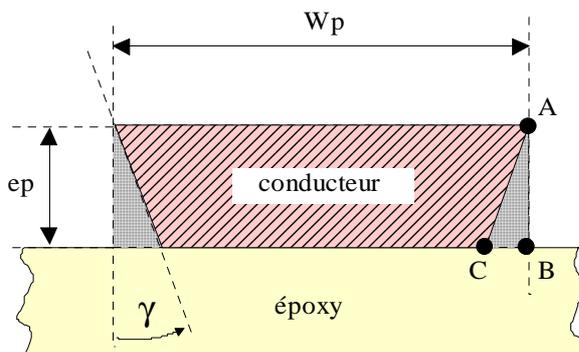


Fig. 2.3.3 : Vue en coupe d'un conducteur après attaque chimique

2.3.2 Modèle résistif continu du bobinage inducteur

Pour le bobinage inducteur, on dispose d'une surface utile en forme de couronne représentée figure 2.3.4. L'expression de la résistance calculée en continu et à partir de la spire moyenne s'écrit :

$$R_f = \rho \cdot n_f \cdot \frac{l_{moy}}{e_p \cdot W_{pf}} \tag{2.3.7}$$

Avec :

$$l_{moy} = \pi \cdot R_2 (\alpha_e + \alpha_a) \tag{2.3.8}$$

L'expression de la résistance s'écrit :

$$R_f = \frac{n_f \cdot \pi \cdot \rho \cdot R_2 \cdot (\alpha_e + \alpha_a)}{e_p \cdot W_{pf}} \tag{2.3.9}$$

Cependant, cette relation n'existe que si l'inégalité suivante (encombrement limité) est respectée :

$$\frac{n_f \cdot W_{pf}}{3 \cdot n_c} + \left(\frac{n_f}{3 \cdot n_c} + 1 \right) \cdot W_i < (\alpha_e - \alpha_a) \cdot R_2 \tag{2.3.10}$$

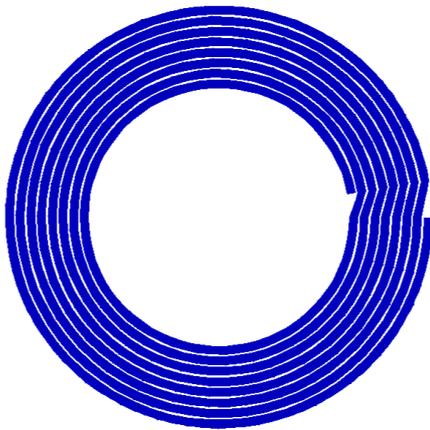


Fig. 2.3.4.a : Exemple de masque de gravure concernant la partie inducteur

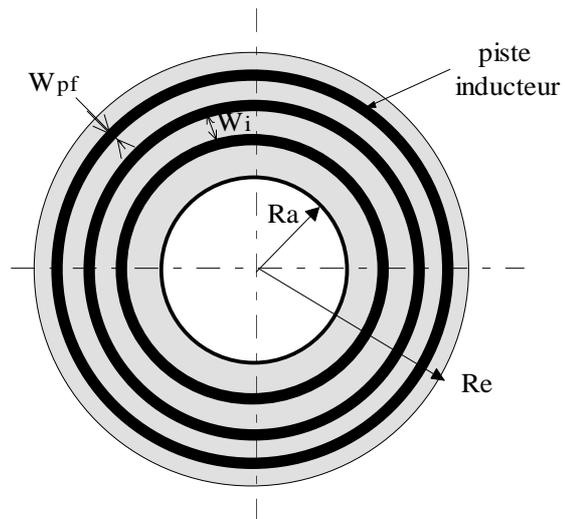


Fig. 2.3.4.b : Définition des dimensions relatives au bobinage inducteur

	Théorie ($\rho = 2.10^{-8}$)	Mesure (en continu)
R_f (Ω)	0.83	0.9

Tab. 2.3.2 : Valeur de la résistance en continu de l'inducteur à 20°C

Le coefficient de remplissage, défini comme le rapport du volume total de cuivre sur le volume total occupé par le bobinage inducteur, vaut pour ce cas particulier :

$$\boxed{k_{rf} = 0.36} \tag{2.3.11}$$

2.3.3 Modèle résistif continu du bobinage de l'induit

Le calcul de la résistance R_a , peut être vu comme la somme des trois résistances suivantes :

- r_{act} : résistance de la partie active du bobinage
- r_{ext} : résistance des têtes de bobines extérieures
- r_{int} : résistance des têtes de bobines intérieures

Compte tenu de la forme très particulière du bobinage de l'induit, le calcul exact de la résistance en continu peut s'avérer lourd et fastidieux. Le fait d'être en présence de spires à pas raccourci dont la progression de l'ouverture ne suit pas une loi linéaire (loi en cosinus) et dont la section des conducteurs (pistes) actifs est variable radialement ne permet pas d'approximer de façon suffisamment précise la valeur de la résistance électrique à partir du calcul de la résistance de la spire moyenne équivalente. Néanmoins, un calcul approché assez simple peut être proposé.

Dans le cas général, le calcul de la résistance s'effectue à partir du calcul des pertes Joule. Dans un élément de volume dV , l'élément de pertes dp_J exprimé dans un repère de coordonnées cylindriques s'écrit :

$$dp_J = \rho \cdot J^2(r) \cdot r \cdot dr \cdot d\theta \cdot dr \tag{2.3.12}$$

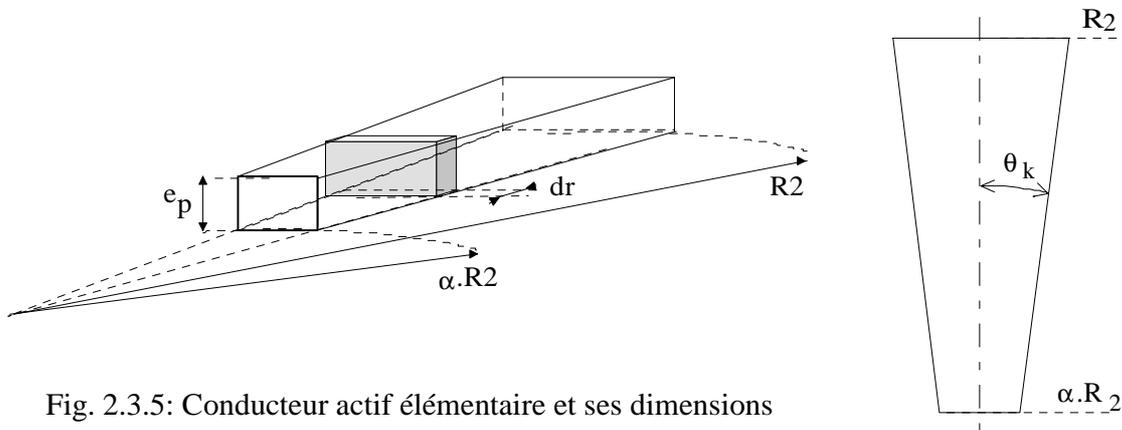


Fig. 2.3.5: Conducteur actif élémentaire et ses dimensions

a- Résistance due aux parties actives

Pour un conducteur actif d'indice k et d'ouverture angulaire $2\theta_k$, l'expression 2.3.12 devient :

$$p_J = \rho \cdot e_p \cdot \int_{-\theta_k}^{+\theta_k} \int_{\alpha R_2}^{R_2} J^2(r) \cdot r \cdot dr \cdot d\theta \tag{2.3.13}$$

Avec :

$$J(r) = \frac{I}{r.e_p.\sin(\theta_k)} \approx \frac{I}{r.e_p.\theta_k} \quad (2.3.14)$$

On trouve donc pour un conducteur actif d'indice k:

$$r_{act\ k} = \frac{2.p}{e_p.\theta_k} \cdot \ln\left(\frac{1}{\alpha}\right) \quad (2.3.15)$$

L'ouverture angulaire du conducteur k s'écrit en fonction des angles θ_{ke} et θ_{ki} données par les expressions 2.2.1 à 2.2.3 :

$$\theta_k = \frac{\theta_{ke} - \theta_{ki}}{2} \quad (2.3.16)$$

Pour une phase de l'induit, on obtient finalement:

$$r_{act} = \frac{4.p.n_c}{\sigma.e_p} \cdot \ln\left(\frac{1}{\alpha}\right) \cdot \sum_{k=1}^n \frac{1}{\theta_{ke} - \theta_{ki}} \quad (2.3.17)$$

b- Résistance due aux têtes de bobines

La section des conducteurs constituant les têtes de bobines étant choisie constante, la résistance d'un conducteur d'indice k s'écrit simplement :

$$r_{ext\ k} = \rho \cdot \frac{l_k}{S} \quad (2.3.18)$$

Avec :

- l_k : la longueur du conducteur d'indice k
- S : la section du conducteur d'indice k

On a :

$$S = e_p \cdot W_{p\lambda} \quad (2.3.19)$$

Et :

$$l_k = \left[R_2 + (n - k) \cdot (W_{i\ min} + W_{p\lambda}) \right] \cdot 2.\theta_{ke} \quad \text{pour les têtes de bobines extérieures} \quad (2.3.20)$$

$$l_k = [R_2 + (n - k) \cdot (W_{i \min} + W_{p\lambda})] \cdot 2 \cdot \theta_{ke} \quad \text{pour les têtes de bobines intérieures} \quad (2.3.21)$$

Finalement, on trouve :

$$r_{\text{ext}} = \frac{4 \cdot p \cdot n_c}{k_\gamma \cdot \sigma \cdot e_p \cdot W_{p\lambda}} \sum_{k=1}^n \theta_{ke} \cdot [R_2 + (n - k) \cdot (W_i - W_{p\lambda})] \quad (2.3.22)$$

$$r_{\text{int}} = \frac{4 \cdot p \cdot n_c}{k_\gamma \cdot \sigma \cdot e_p \cdot W_{p\lambda}} \sum_{k=1}^n \theta_{ke} \cdot [\alpha \cdot R_2 - (n - k) \cdot (W_i - W_{p\lambda})] \quad (2.3.23)$$

Les mesures effectuées pour notre bobinage comportant 13 spires par pôle par phase et par couche (n=13) révèle un écart de 2% avec la théorie. Le calcul théorique ayant été effectué à partir des valeurs corrigées des dimensions caractéristiques du bobinage (cf. Tableau 2.3.1). Un calcul à partir des dimensions non corrigées présente un écart de 20 % environ avec la valeur mesurée.

	Théorie	Pratique
Résistance d'une phase de l'induit (pour n = 13 spires)	8.4 Ω	8.6 Ω

Tab. 2.3.3 : Valeurs de la résistance d'une phase de l'induit

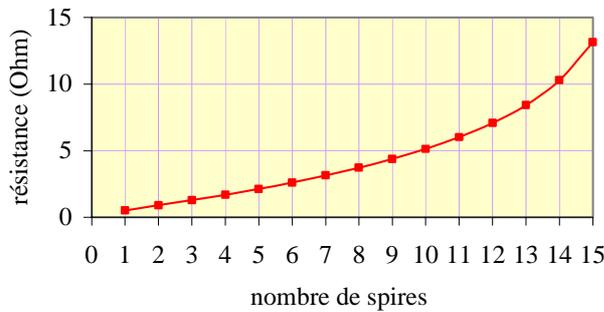


Fig. 2.3.6 : Résistance totale par phase en fonction de n estimée par un calcul approché

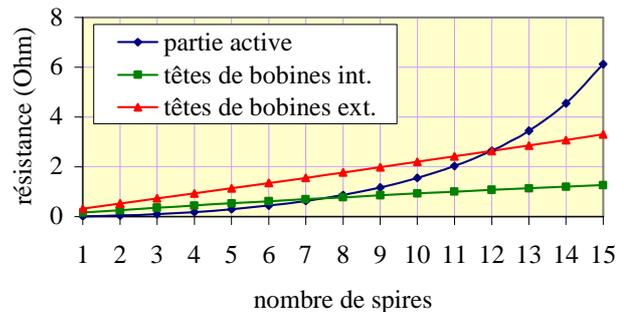


Fig. 2.3.7 : Résistance par phase des différentes parties du bobinage

A rayon extérieur et nombre de paires de pôles donnés, il existe un nombre de spires limite au delà duquel la croissance de la résistance totale d'une phase devient très importante. Dans notre cas cette limite se situe autour de 12 spires.

Pour notre prototype (n = 13 spires), où la contrainte d'encombrement nous a imposé d'utiliser la section minimale pour les conducteurs des têtes de bobines (Fig. 2.3.8), la résistance

due aux têtes de bobines représente environ 55 % de la résistance totale (40 % dus aux têtes de bobines extérieures et 15 % dus aux têtes de bobines intérieures). Dans la version finale, intégrant le moteur/générateur et le volant d'inertie, l'augmentation de l'espace réservé aux têtes de bobines extérieures permettra, par un élargissement des pistes, de réduire de façon significative leur résistance.

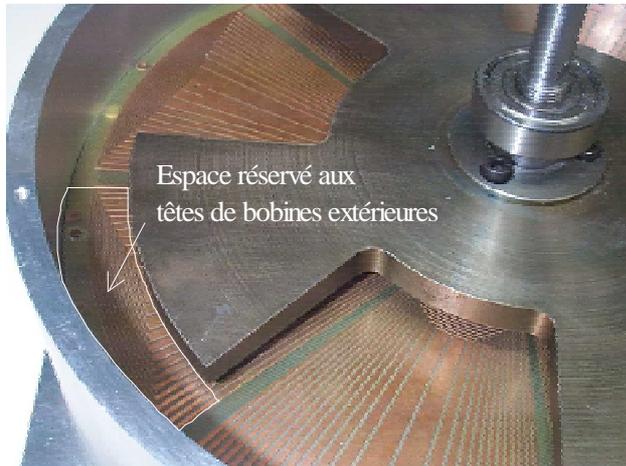


Fig. 2.3.8 : Prototype vu de dessus avec son bobinage (L'espace réservé aux têtes des bobines est réduit et limité par le support extérieur)

2.4 Modèle inductif

Le calcul précis des inductances d'un actionneur électromécanique est nécessaire, notamment lorsque que l'on souhaite effectuer une optimisation de sa géométrie. Par exemple, la connaissance des inductances propres et mutuelles en fonction de la position du rotor permet le calcul du rapport de saillance. Si l'utilisation du calcul analytique est simple et permet l'obtention rapide d'un résultat pour les machines à petits entrefers, il perd de son efficacité lorsque les entrefers augmentent comme c'est le cas notamment pour notre structure. Au cours de ce paragraphe, nous commencerons par rappeler les hypothèses à satisfaire dans le cas d'une modélisation purement analytique en appliquant le principe au cas des structures classiques de machines tournantes à champ radial dans l'entrefer à pôles lisses puis à pôles saillants. Si cette approche complètement analytique donne alors des résultats satisfaisants, nous montrerons dans un second temps qu'une modélisation semi-analytique fondée sur l'utilisation des perméances surfaciques d'entrefer est nécessaire pour un calcul correct des inductances de notre actionneur. Une modélisation semi-analytique se prête particulièrement bien, en terme de temps de calcul, à une optimisation utilisant un algorithme génétique.

Le calcul d'une inductance, propre ou mutuelle, peut être traité de deux façons différentes. Elles consistent à passer par :

- ✓ un calcul de flux
- ✓ un calcul d'énergie

L'approche développée ici, utilise la première méthode. Seul le calcul des inductances relatives au flux circulant dans les têtes de bobines intérieures sera traité par un calcul d'énergie.

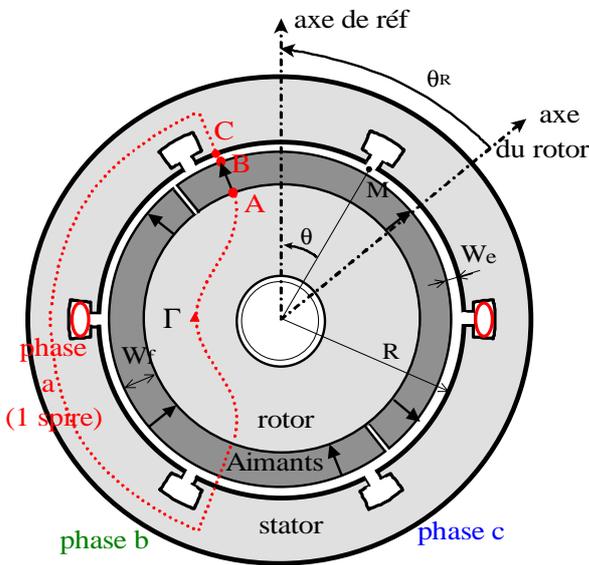
Le calcul direct du flux embrassé par une bobine (par un calcul intégral) est habituellement la méthode la plus utilisée. Cette démarche est particulièrement bien adaptée aux cas où le parcours des lignes de champ est clairement défini comme dans le cas des machines à entrefer constant. L'application du théorème d'Ampère est alors simple puisque les lignes de champs sont réparties radialement et de façon uniforme le long de l'entrefer (ce qui n'est vrai en toute rigueur que si la perméabilité du fer est infinie devant celle de l'air). Tous les cas seront étudiés en considérant des caractéristiques magnétiques linéaires.

2.4.1 Machines cylindriques à entrefer constant (Cas élémentaire d'une machine à une encoche par pôle et par phase)

Il s'agit du cas le plus simple. Lorsque l'entrefer est petit et l'effet des encoches négligeable, le parcours des lignes de champ est parfaitement connu et le calcul analytique donne des résultats tout à fait corrects. Prenons le cas où l'induction créée dans l'entrefer par l'inducteur est de type créneau. Dans l'hypothèse où la perméabilité du fer est infinie ($\mu_f = \infty$), les lignes de champs sont parfaitement radiales et réparties de façon uniforme dans l'entrefer. L'application du théorème d'Ampère le long du contour Γ lorsque l'induit n'est pas alimenté est alors simple (Fig. 2.4.1).

On note W_{ag} , l'épaisseur d'entrefer et W_f celle de l'aimant. Alors l'équation de la droite de charge s'écrit:

$$H_{agM} = - \frac{H_f \cdot W_f}{W_{ag}} \tag{2.4.1}$$



La relation liant l'induction B_f et le champ H_f dans l'aimant s'exprime avec B_R le champ rémanent :

$$B_f = \mu \cdot H_f + B_R \tag{2.4.2}$$

Dans l'hypothèse où les fuites sont faibles, alors les inductions dans l'aimant et dans l'entrefer sont égales et le point de fonctionnement est défini tel que :

$$B_{agM} = B_R \cdot \frac{W_f}{W_{ag} + W_f} \tag{2.4.3}$$

Fig. 2.4.1 : Machine à pôles lisses élémentaire

En toute rigueur l'induction B_{ag} calculée est l'induction moyenne sur le trajet AB. En première approximation donc, le calcul de l'induction reste précis si les lignes de champs sont

parfaitement radiales et parallèles donc si W_{ag} est petit devant le rayon et si les effets dus aux encoches sont négligés. En introduisant la fonction notée $\text{rect}_{\pi/p}(\theta)$ de périodicité $2\pi/p$ (Fig. 2.4.3), l'expression de l'induction dans l'entrefer en fonction de la position du point M s'écrit :

$$B_{ag}(\theta) = \left(\frac{2 \cdot \mu_0 \cdot H_f \cdot W_f}{W_{ag} + W_f} \right) \cdot \left(\text{rect}_{\pi/p}(\theta - \theta_R) - \frac{1}{2} \right) \quad (2.4.4)$$

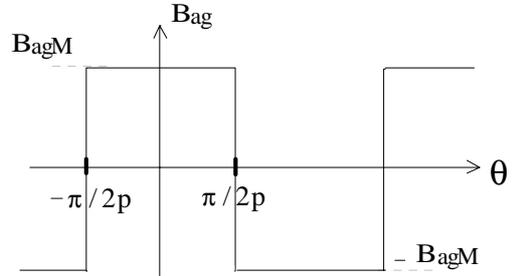


Fig. 2.4.2 : Répartition de l'induction B_{ag} dans l'entrefer

Généralement, l'expression de l'induction est représentée sous la forme d'un produit de deux fonctions dans lequel apparaît la notion de perméance superficielle d'entrefer notée P_s .

Dans le cas d'une machine à pôles lisses, la perméance superficielle est constante, aux effets d'encoches près, et l'on peut écrire :

$$P_s(\theta) = \left(\frac{\mu_0}{W_{ag} + W_f} \right) \quad (2.4.5) \quad \text{et} \quad E_f(\theta) = 2 \cdot H_f \cdot W_f \cdot \left(\text{rect}_{\pi/p}(\theta - \theta_R) - \frac{1}{2} \right) \quad (2.4.6)$$

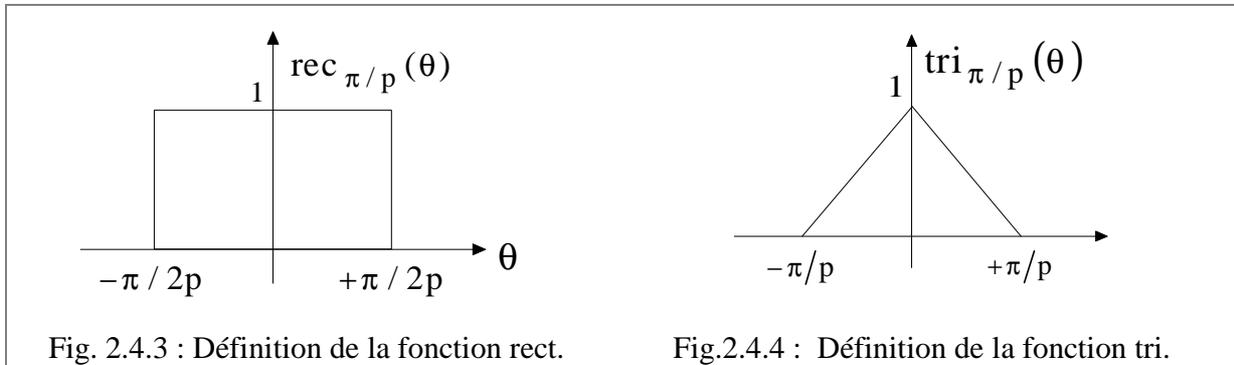


Fig. 2.4.3 : Définition de la fonction rect.

Fig. 2.4.4 : Définition de la fonction tri.

Si l'on note φ_{af} le flux embrassé par la spire de la phase "a" et produit par l'inducteur, alors dans le cas général d'une machine à p paires de pôles, le flux en fonction de la position du rotor s'écrit :

$$\varphi_{af}(\theta_R) = p \int_{-\pi/2p}^{\pi/2p} 2P_{s0} \cdot E_m \left[\text{rect}_{\pi/p}(\theta - \theta_R) - \frac{1}{2} \right] L \cdot R \cdot d\theta \quad (2.4.7)$$

Qui s'écrit aussi sous la forme :

$$\varphi_{af}(\theta_R) = 2p \cdot P_{s0} \cdot E_m \cdot R \cdot L \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \text{rect}_{\pi/p}(\theta) \cdot \text{rect}_{\pi/p}(\theta - \theta_R) \cdot d\theta - \int_{-\pi/2p}^{\pi/2p} \frac{d\theta}{2} \right] \quad (2.4.8)$$

Le premier terme de l'expression 2.4.8, laisse apparaître un produit de convolution de deux fonctions rectangulaires de même ouverture. Le résultat d'un tel produit donne une fonction triangulaire de périodicité $2\pi/p$ (cf. Fig. 2.4.4):

$$\varphi_{af}(\theta_R) = P_{s0} \cdot E_m \cdot 2\pi R \cdot L \cdot \left[\text{tri}_{2\pi/p}(\theta) - \frac{1}{2} \right] \quad (2.4.9)$$

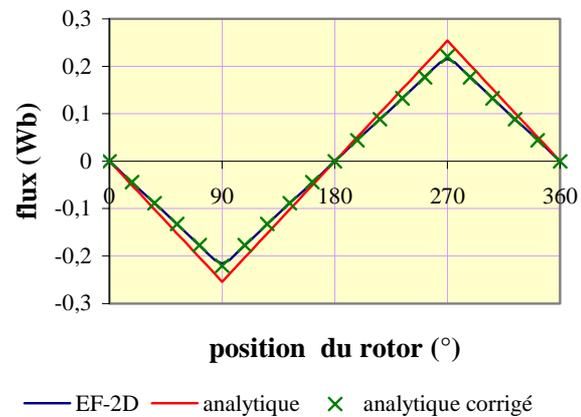
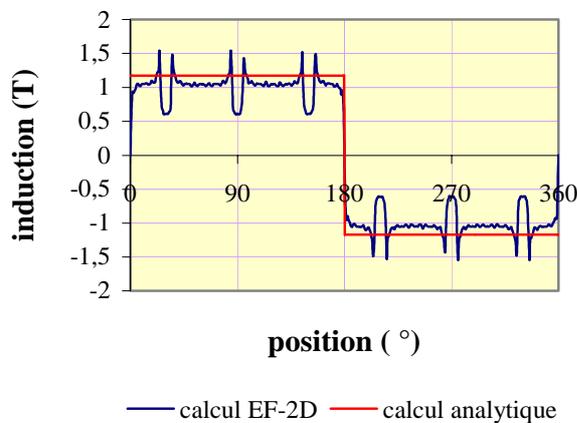


Fig. 2.4.5 : Induction de la machine bipolaire à 1 encoche/pôle/phase

Fig. 2.4.6 : Flux théorique et calculé par E.F.

En toute rigueur, l'entrefer pour les machines à encoches n'est jamais complètement constant. La présence d'encoches modifie localement l'épaisseur de l'entrefer. Les résultats obtenus montrent que le flux obtenu par le calcul par éléments finis est légèrement inférieur (de 15% environ) à celui obtenu analytiquement (voir figure 2.4.6). Cette différence est en général corrigée efficacement en introduisant un coefficient de Carter [Car_1900]. Celui-ci vaut pour cette application 1.15. Donc malgré les approximations faites (effet d'encoches) les résultats obtenus sont valables.

2.4.2 Machines cylindriques à pôles saillants

La machine représentée Fig. 2.4.7 est une machine synchrone à aimants permanents et à pôles saillants. Toujours dans le cas élémentaire d'une machine bipolaire à une encoche par pôle et par phase, le calcul de l'inductance mutuelle entre le stator et le rotor peut s'effectuer de la même manière que dans le cas précédent.

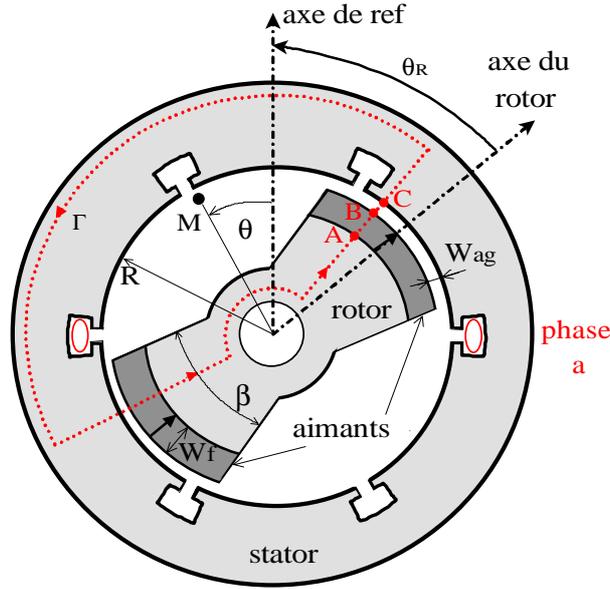


Fig. 2.4.7 :Machine synchrone à aimants permanents à reluctance

En fonction de la position du rotor et à partir de la fonction $rect_\beta$ (définie Fig. 2.4.3), le flux créé par les aimants et embrassé par la phase "a" s'écrit :

$$\varphi_{af}(\theta_R) = p \cdot \int_{-\pi/2p}^{\pi/2p} P_{s0} \cdot E_m \left[rect_\beta(\theta - \theta_R) - rect_\beta(\theta - \beta_d - \theta_R) \right] \cdot L \cdot R \cdot d\theta \quad (2.4.10)$$

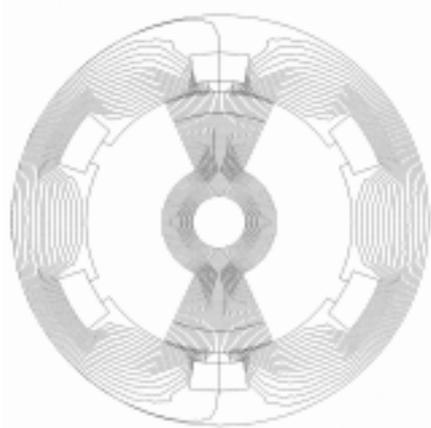
Dans ce cas, les deux fonctions perméance superficielle et force magnétomotrice s'écrivent :

- $E_f(\theta_R) = H_f \cdot W_f \left[rect_\beta(\theta - \theta_R) - rect_\beta(\theta + \theta_R) \right] \quad (2.4.11)$

- $P_{saf}(\theta_R) = \frac{\mu_0}{W_{ag} + W_f} \left[rect_\beta(\theta - \theta_R) + rect_\beta(\theta + \theta_R) \right] \quad (2.4.12)$

Le résultat donne des courbes d'allure connue mais dont l'expression analytique n'est pas simple. Pour une formulation complètement analytique du problème, les fonctions normalisées $rect_\beta$ peuvent être décomposées en série de Fourier. Dans ce cas, le calcul du flux s'exprime comme la combinaison linéaire des différents flux harmoniques (dans l'hypothèse d'un fonctionnement en régime linéaire).

Là encore, l'effet des encoches se traduit par une diminution du flux maximum (Fig. 2.4.10). La simple introduction d'un coefficient de Carter (constant) suffit à corriger cet écart. Pour l'application utilisée le coefficient de Carter vaut 1.12.



Largeur de l'isthme d'encoche: 12.2mm

$R = 70 \text{ mm}$

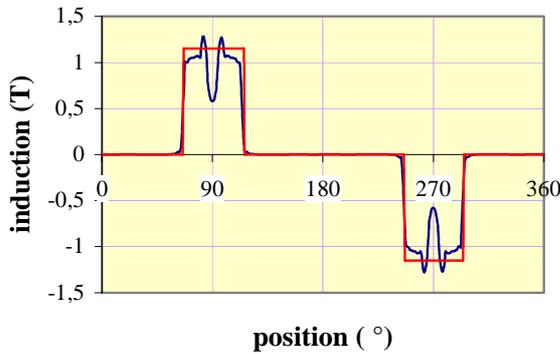
$W_{ag} = 1 \text{ mm}$

$W_f = 13.8 \text{ mm}$

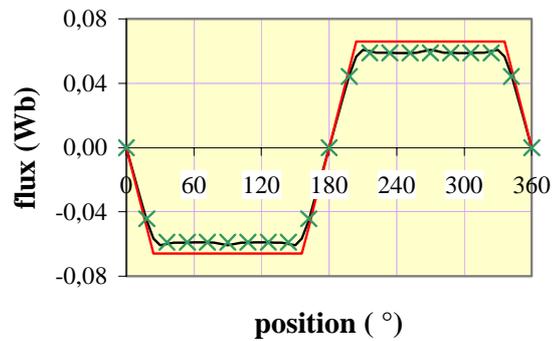
$\beta = 48^\circ$

$B_R = 10^6 \cdot \mu_0 \text{ T}$

Fig. 2.4.8 : Carte du champ inducteur calculée par éléments finis



— calcul EF-2D — calcul analytique



— EF-2D — analytique × analytique corrigé

Fig. 2.4.9 : Induction idéalisée et calculée par E.F. Fig. 2.4.10 : Flux théorique et calculé par E.F.

2.4.3 Notion de perméance superficielle

Le calcul d'un flux peut donc être écrit sous la forme d'un produit de deux fonctions. La force magnétomotrice et la perméance superficielle (aussi appelée perméance surfacique). Nous venons de montrer que dans le cas des machines cylindriques à champ radial, la perméance superficielle peut être approchée par des fonctions de type créneaux. Cette approximation est valable pour les machines à pôles lisses et pour les machines à pôles saillants. En revanche, dans certaines configurations (machines discoïdes par exemple) où les entrefers deviennent importants, le parcours des lignes de champ n'est plus aussi clairement défini et la perméance superficielle qui leur est associée ne peut être obtenue qu'avec l'aide d'un calcul par éléments finis. Avant d'aborder le calcul des inductances d'une machine discoïde, revenons sur la notion de perméance superficielle.

On définit P_{sij} , la perméance superficielle vue par la bobine "j" au point M_j (de coordonnées r_0 , θ_0 et z_0), lorsque la bobine "i" est alimentée. Alors, d'une manière générale, la perméance superficielle P_{sij} est définie en un point donné de l'entrefer de coordonnées (r_0, θ_0, z_0) par la relation suivante :

$$P_{sij}(\theta_0) = \frac{\mu_0}{d_{ij}(\theta_0)} \tag{2.4.13}$$

Où $d_{ij}(\theta_0)$ représente la distance AB de la ligne de champ créée par la bobine "i" qui passe par le point M_j (voir Fig. 2.4.10). Dans le cas de petits entrefers d'épaisseur W_{ag} constante, tous les trajets sont rectilignes et la perméance superficielle vaut (μ_0/W_{ag}) .

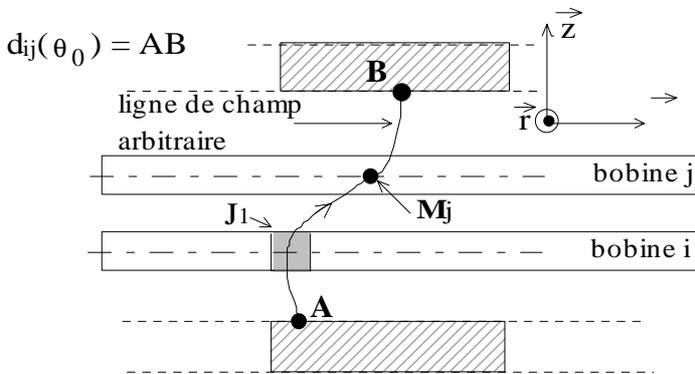


Fig. 2.4.10 : Schéma illustrant la méthode de détermination de la perméance superficielle

Le calcul de la perméance superficielle d'entrefer est effectué de la manière suivante (cf. Fig. 2.4.11). L'induction dans l'entrefer est calculée pour une position quelconque du rotor par éléments finis le long d'un trajet circulaire choisi dans le plan du bobinage et au rayon moyen. Si l'on note B_{12} l'induction dans le bobinage "2" créée par la force magnétomotrice E_1 du bobinage "1", alors la perméance P_{s12} s'écrit :

$$P_{s12}(\theta - \theta_R) = \frac{B_{12}(\theta_R)}{E_1(\theta)} \tag{2.4.14}$$

L'induction peut être, a priori, créée par une force magnétomotrice de répartition quelconque puisque la perméance superficielle est indépendante de celle-ci (l'hypothèse d'un régime de fonctionnement linéaire magnétique est ici toujours vérifiée). En revanche, il est souhaitable de lui choisir une forme simple et bien adaptée à l'opération de division. Pour cette raison, il semble que le choix d'une force magnétomotrice à répartition triangulaire donne les meilleurs résultats.

Les effets de pointes dus à la proximité des disques sont pris en compte par le calcul par éléments finis puisque la position selon l'axe z du bobinage est paramétrable.

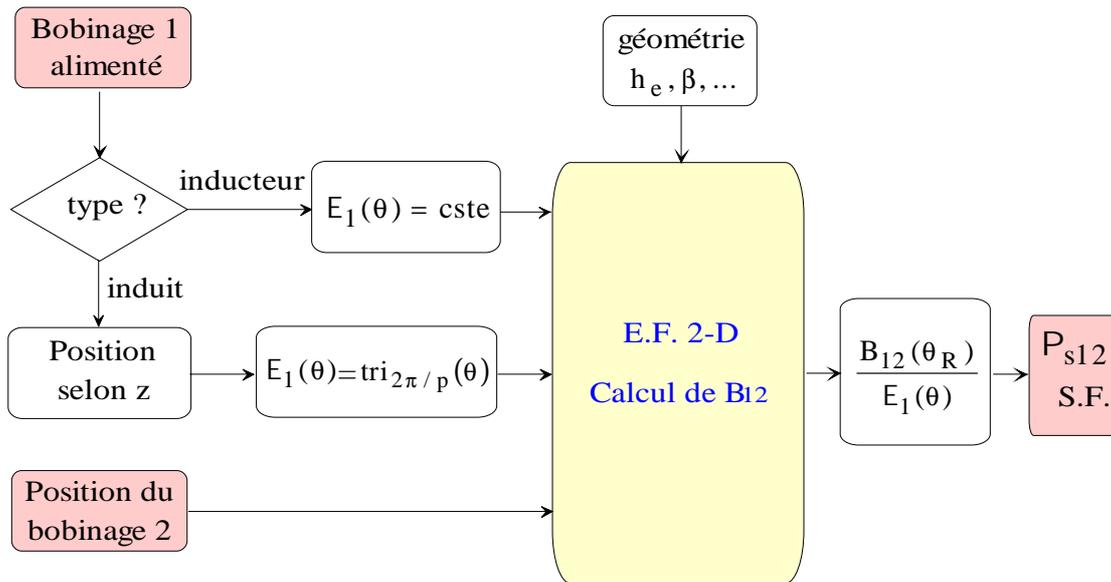


Fig. 2.4.11 : Organigramme de calcul des perméances superficielles

2.4.4 Machines de type discoïde

Notre machine est constituée d'un bobinage sur support amagnétique. Dans une telle configuration, l'épaisseur de l'entrefer devient importante et le calcul de la répartition de l'induction devient alors beaucoup plus compliqué.

En ce qui concerne la force magnétomotrice créée par une couche du bobinage de l'induit, la répartition des conducteurs a été calculée de manière à ce qu'elle soit la plus sinusoïdale possible. La figure 2.4.12 montre, pour deux pôles, l'allure de la force magnétomotrice théorique. Cette répartition des conducteurs sur l'époxy est créée lorsque l'ouverture des spires de chaque pôle suit une loi d'évolution en arcs (cf. paragraphe 2.2.3).

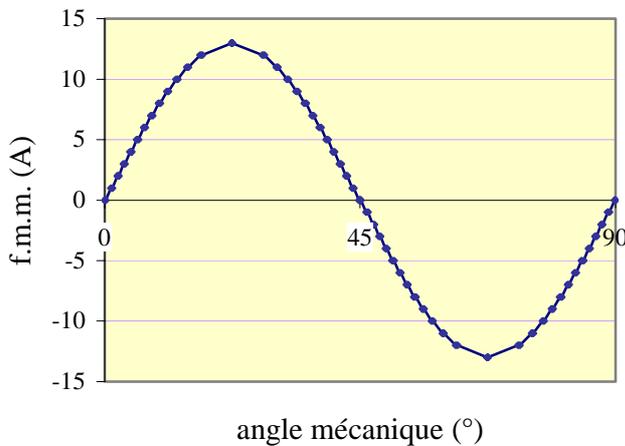


Fig. 2.4.12 : Allure de la f.m.m. théorique produite par une couche du bobinage induit (p = 4 et n = 13 spires)

En première approximation, la force magnétomotrice produite par une couche ($n_c = 1$) s'exprime :

$$E_a(\theta) = n \cdot I_a \cos(p\theta) = E_{aM} \cos(p\theta) \tag{2.4.15}$$

a - Allure de l'induction dans l'entrefer

La définition du motif élémentaire 2-D ainsi que sa validation ont été présentées au paragraphe 2.1.2. Nous rappelons donc ici, uniquement la forme de ce motif avec le tracé des lignes de champ créées par l'inducteur obtenu par éléments finis ainsi que la représentation de la répartition de l'induction dans l'entrefer (Fig. 2.4.13.a et 2.4.13.b).

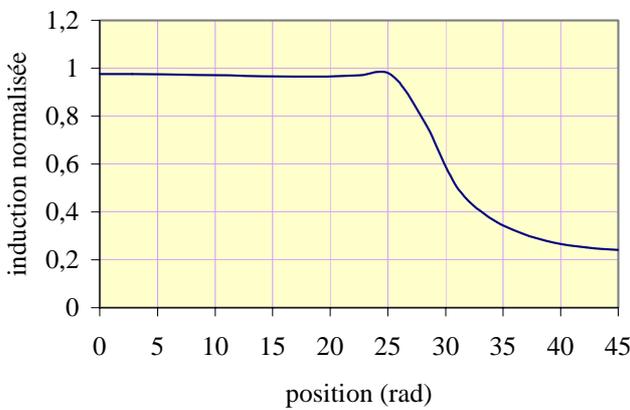


Fig. 2.4.13.a : Induction normalisée dans l'entrefer calculée par éléments finis 2-D, au milieu de l'entrefer ($z = 0$)

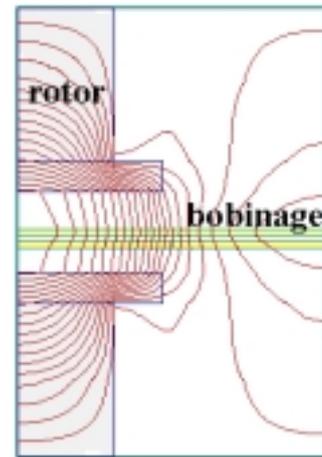


Fig. 2.4.13.b : Motif élémentaire 2-D

b- Calcul de l'inductance mutuelle entre bobinage inducteur et bobinage de l'induit

L'expression du flux est obtenue en additionnant les flux des spires élémentaires. A partir du principe énoncé au paragraphe 2.4.3 utilisant la série de Fourier de la perméance surfacique, notée P_{sfa} , le flux embrassé par un pôle nord de la phase "a" s'exprime :

$$\Phi_{fa_N}(\theta_R) = \sum_{k=1}^n \int_{\alpha \cdot R_2 - \gamma_k}^{R_2 + \gamma_k} P_{sfa}(\theta - \theta_R) \cdot E_f \cdot r \cdot dr \cdot d\theta \tag{2.4.16}$$

On rappelle que la perméance est calculée par éléments finis pour une ouverture dentaire donnée et pour une position donnée selon z de la phase "a".

Avec :

$$\bullet \quad P_{sfa}(\theta_R) = P_{sfa0} + \sum_{h=1}^{+\infty} P_{sfah} \cdot \cos hp(\theta - \theta_R) \quad (2.4.17)$$

$$\bullet \quad E_f = E_{f0} = n_f \cdot I_f = \text{cste} \quad (2.4.18)$$

Pour un pôle sud, le flux peut s'écrire :

$$\Phi_{fa_S}(\theta_R) = -\Phi_{fa_N}\left(\theta_R + \frac{\pi}{p}\right) \quad (2.4.19)$$

Le flux calculé analytiquement (voir annexe A), à partir de la relation 2.4.16, ne tient pas compte du flux embrassé au niveau des têtes de bobines. Le flux mesuré déduit de la f.e.m. à vide sera donc en pratique légèrement supérieur au flux calculé mais cet écart sera dû uniquement au flux traversant les têtes de bobines extérieures. Le flux circulant dans les têtes de bobines intérieures est constant (entrefer constant) et ne crée donc pas de f.e.m. induite. D'autre part, parce que la perméance superficielle décroît très rapidement au niveau des têtes de bobines extérieures, on peut considérer le flux dans les têtes de bobines extérieures comme étant négligeable devant le flux embrassé par la surface des spires située sous la partie active.

Finalement, la mutuelle inductance entre l'induit et l'inducteur est donnée, après calcul (annexe A), par de la relation 2.4.20.

$$M_{fa}(\theta_R) = 2 \cdot p \cdot n_c \cdot n_f \cdot R_2^2 (1 - \alpha^2) \sum_{k=1}^n \cdot \sum_{h=1}^{+\infty} \frac{P_{sfah}}{h} \cdot \sin(h \cdot p \cdot \gamma_k) \cdot \cos(h \cdot p \cdot \theta_R) \quad (2.4.20)$$

Ce modèle semi-analytique est appliqué à notre prototype. Pour différentes hauteurs d'entrefer et pour les trois phases de la machine situées à des hauteurs différentes dans l'entrefer, les résultats obtenus expérimentalement ont validés, moyennant des écarts inférieurs à 10 %, l'expression 2.4.20. On remarque, en outre, que l'amplitude de la f.e.m. induite est parfaitement proportionnelle au courant inducteur (de 0 à I_{fM}).

La figure 2.4.14 montre les allures théorique et expérimentale de la f.e.m. dans le cas particulier d'un entrefer de 10 mm et pour une position centrale de la phase "a" ($z = 0$).

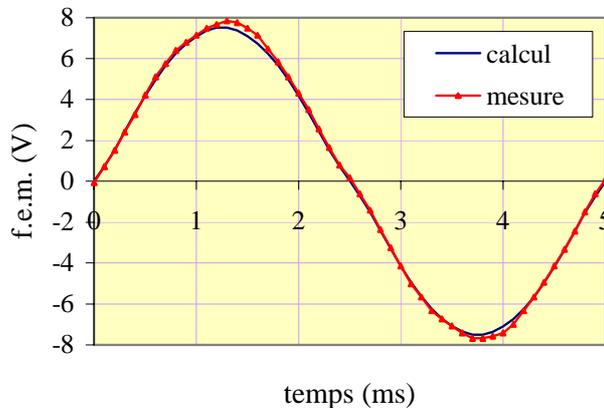


Fig. 2.4.14 : Force électromotrice mesurée et calculée ($\Omega = 3000$ tr/min, $I_f = 2$ A, entrefer = 10 mm)

Ce relevé, par la concordance des courbes en forme et en amplitude valide donc le modèle proposé (seuls les 11 premiers harmoniques ont été considérés). L'écart d'amplitude entre le résultat théorique et celui obtenu par la mesure est de l'ordre de 3% seulement malgré les approximations faites (modélisation 2-D au rayon moyen et flux dans les têtes de bobines extérieures négligé). On donne au tableau 2.4.1 les amplitudes maximales de la mutuelle inductance obtenue par calcul et par la mesure.

	théorie	mesure
M_{faM}	3.1 mH	3 mH

Tab. 2.4.1 : Comparaison entre les amplitudes mutuelles mesurée et théorique

A titre indicatif, toujours pour une hauteur d'entrefer de 10 mm et pour la phase "a" située à $z = 0$, la répartition théorique du flux en fonction de la position du rotor est tracée figure 2.4.15. D'après son tracé, on peut écrire :

$$M_{fa}(\theta_R) \approx M_{faM} \cdot \cos(p \cdot \theta_R) \tag{2.4.21}$$

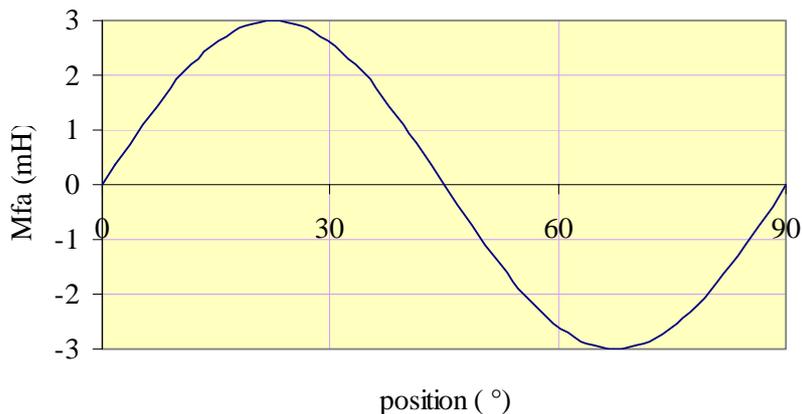


Fig. 2.4.15 : Mutuelle inductance inducteur/induit théorique (entrefer = 10 mm)

La figure 2.4.16 représente l'évolution théorique de l'amplitude du coefficient de mutuelle inductance en fonction de l'arc dentaire des dents du disque rotorique, notée β , et pour une épaisseur d'entrefer de 10 mm.

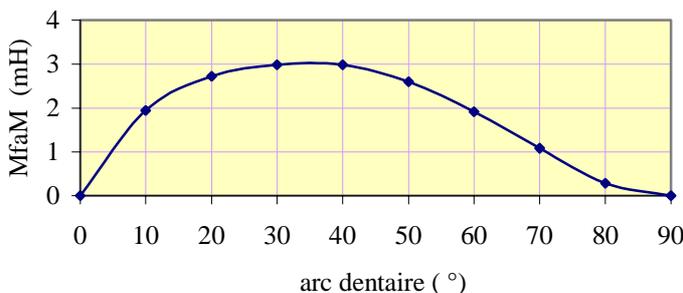


Fig. 2.4.16 : Évolution de la mutuelle inducteur/induit en fonction de l'arc dentaire des disques rotoriques

Il est bien sûr possible de calculer la valeur du couple synchrone maximum à partir de l'expression 2.4.23. Si ψ est l'angle d'autopilotage, l'expression du couple synchrone s'écrit « classiquement » :

$$C_s = \frac{3}{2} p \cdot M_{faM} \cdot I_f \cdot I_a \cdot \cos \psi \quad (2.4.22)$$

Appliqué au prototype étudié, le couple synchrone maximum (pour $\psi = 0$, $I_f = 5$ A et $I_{aM} = 2.9$ A) vaut:

$$C_{s \max} = 0.25 \text{ Nm} \quad (2.4.23)$$

c- Calcul des inductances propres du bobinage de l'induit

Le même principe est cette fois-ci utilisé pour le calcul des inductances propres de l'induit. On s'intéressera, ici, uniquement au calcul de l'inductance de la phase "a" située à mi hauteur d'entrefer ($z = 0$). Pour les phases "b" et "c", seules changent les perméances superficielles. Pour la phase "b", P_{sbb} est calculée à la hauteur z_b et pour la phase "c", P_{scc} est calculée à la hauteur z_c .

L'expression du flux propre d'un pôle nord de la phase "a" s'écrit :

$$\Phi_{aa_N}(\theta_R) = \sum_{k=1}^n \int_{\alpha \cdot R_2}^{R_2 + \gamma_k} \int_{-\gamma_k} P_{saa}(\theta - \theta_R) \cdot E_a(\theta) \cdot r \cdot dr \cdot d\theta \quad (2.4.24)$$

Avec :

$$\bullet \quad P_{saa}(\theta_R) = P_{saa0} + \sum_{h=1}^{+\infty} P_{saah} \cdot \cos h \cdot p(\theta - \theta_R) \quad (2.4.25)$$

$$\bullet \quad E_a(\theta) = n_c \cdot n \cdot I_a \cdot \cos(p \cdot \theta) \quad (2.4.26)$$

Après calcul (voir annexe A), l'inductance propre totale s'écrit:

$$L_{aa}(\theta_R) = n_c^2 \cdot n \cdot R_2^2 \cdot (1 - \alpha^2) \cdot \sum_{k=1}^n [2 \cdot P_{aa0} \sin(p \cdot \gamma_k)] \\ n_c^2 \cdot n \cdot R_2^2 \cdot (1 - \alpha^2) \cdot \sum_{k=1}^n \sum_{h=2}^{\infty} P_{saah} \cdot \cos(h \cdot p \cdot \theta_R) \left[\frac{\sin(h+1)p \cdot \gamma_k}{h+1} + \frac{\sin(h-1)p \cdot \gamma_k}{h-1} \right] \quad (2.4.27)$$

Calcul de l'inductance propre de l'induit relative aux têtes de bobines intérieures

Pour une connaissance plus précise de l'inductance propre totale, il est possible de calculer simplement l'énergie stockée au niveau des têtes de bobines intérieures car l'entrefer dans cette zone y est constant. On suppose l'énergie stockée dans les têtes de bobines extérieures suffisamment faible pour la négliger. Si l'on note $L_{aa\sigma}$ l'inductance relative à cette zone, alors :

$$W_{aa\sigma} = \int_v \frac{\mu_0}{2} H^2 \cdot dv = \frac{1}{2} \cdot L_{aa\sigma} \cdot I_a^2 \tag{2.4.28}$$

En première approximation, on peut supposer les conducteurs dans les têtes de bobines concentriques et tous d'ouverture égale à l'ouverture polaire. Dans ce cas, le champ H (Fig.2.4.17.b) s'exprime simplement sous la forme :

$$H(r) = \frac{n \cdot n_c \cdot I}{h_e} \cdot \frac{r - \alpha_e \cdot R_2}{R_2 \cdot (\alpha - \alpha_e)} \tag{2.4.29}$$

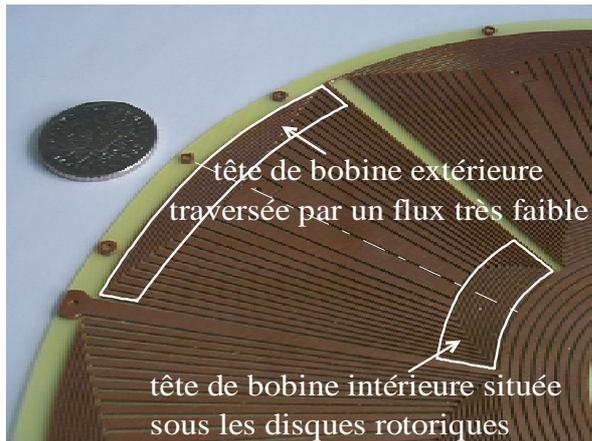


Fig. 2.4.17.a : Vue des tête de bobines

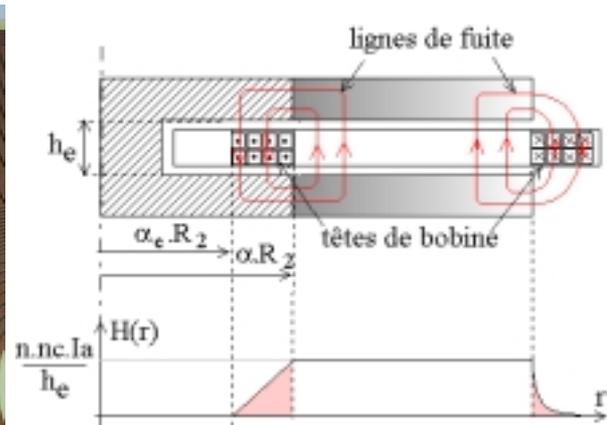


Fig. 2.4.17.b : Lignes de fuite et champ dans les têtes de bobines

On montre que :

$$L_{aa\sigma} \approx 2 \cdot p \cdot \left(\frac{2 \cdot \pi \cdot \mu_0 \cdot n_c^2 \cdot n^2 \cdot R_2^2}{h_e} \right) \cdot \frac{\left[\frac{1}{4} - \frac{3}{4} \left(\frac{\alpha_e}{\alpha} \right)^4 + \frac{2}{3} \left(\frac{\alpha_e}{\alpha} \right)^3 + \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha_e}{\alpha} \right)^2 - \frac{2}{3} \frac{\alpha_e}{\alpha} \right]}{\left(1 - \frac{\alpha_e}{\alpha} \right)^2} \tag{2.4.30}$$

Après calcul, on obtient pour le prototype:

$$L_{aa\sigma} = 0.2 \text{ mH} \tag{2.4.31}$$

D'après les résultats obtenus lors du calcul de la mutuelle inducteur/induit, nous pouvons considérer le flux embrassé par les têtes de bobines extérieures négligeable devant le flux total. La mesure est effectuée, à l'arrêt et pour différentes positions du rotor, en injectant dans le bobinage (phase a) un courant sinusoïdal basse fréquence à 5 Hz et d'une amplitude de 1A. L'inductance est donnée par un impédancemètre de précision et identifiée à un modèle série.

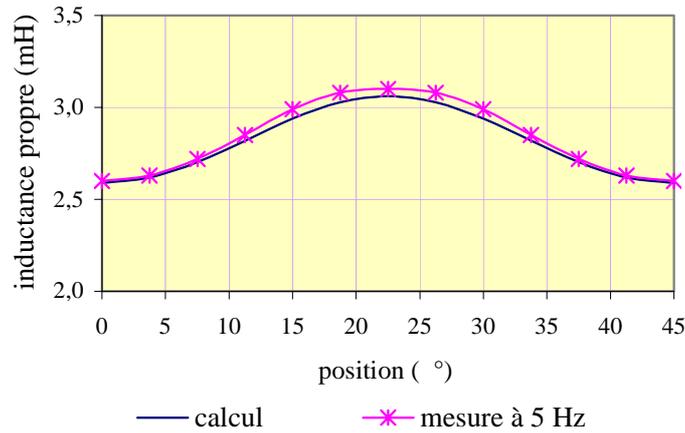
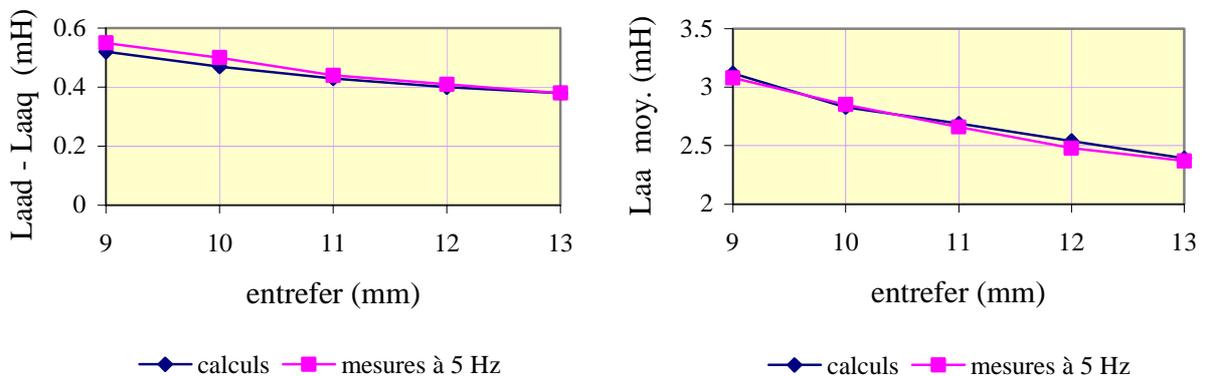


Fig. 2.4.18 : Inductance propre calculée et mesurée à 5 Hz (entrefer = 10 mm)

Les résultats (Tab. 2.4.2) obtenus sur l'inductance moyenne ($L_{aa\ moy}$) et sur la saillance ($L_{aad} - L_{aaq}$) sont satisfaisants et prouvent encore une fois la validité de la modélisation utilisée.

	$L_{aa\ moy}$	$L_{aad} - L_{aaq}$
Calcul	2.83 mH	0.47 mH
Mesure	2.85 mH	0.5 mH
Écart	0.7 %	6 %

Tab. 2.4.2 : Comparaison entre inductances mesurée et théorique



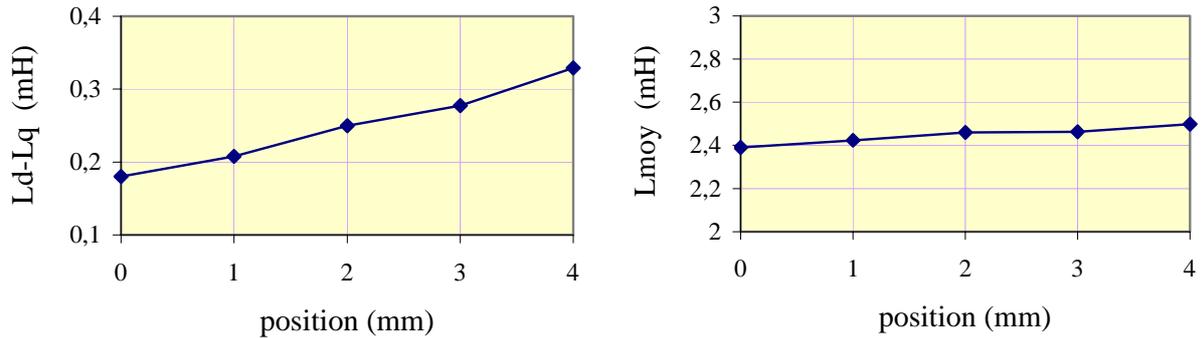


Fig. 2.4.19 : Évolution des inductances propres avec la position dans l’entrefer et la hauteur d’entrefer

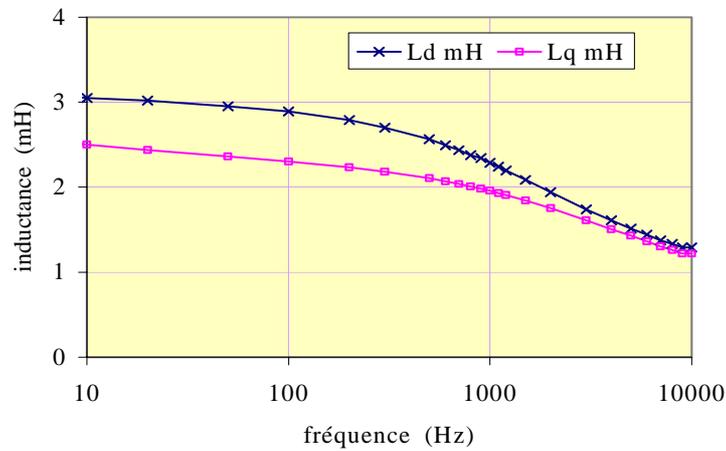


Fig. 2.4.20 : Effet de la fréquence sur la valeur des inductances propres

Les figures précédentes (Fig. 2.4.19) montrent que la modélisation est suffisamment précise pour être sensible à la variation de l’entrefer et à la position de la galette dans l’entrefer. Les mesures présentées ici ont été effectuées à 5 Hz pour s’affranchir des effets dus à la fréquence (Voir Fig. 2.4.20). Un système de jeu de cales magnétiques permet d’obtenir sur notre prototype une hauteur d’entrefer réglable pour effectuer ces différentes mesures.

d- Calcul de l’inductance mutuelle entre phases de l’induit

L’expression du flux embrassé par une couche d’un pôle nord de la phase "a" et créé par la phase "b" s’écrit :

$$\Phi_{ab_N}(\theta_R) = \sum_{k=1}^n \int_{\alpha.R_2}^{R_2} \int_{\theta_{b^-}}^{\theta_{b^+}} P_{sab}(\theta - \theta_R) \cdot E_a(\theta) \cdot r.dr.d\theta \tag{2.4.32}$$

Avec :

$$\theta_{b+} = \gamma_k + 2\pi/3p \quad (2.4.33)$$

$$\theta_{b-} = -\gamma_k + 2\pi/3p \quad (2.4.34)$$

Et :

$$\bullet \quad P_{sab}(\theta_R) = P_{sab0} + \sum_{h=1}^{+\infty} P_{sabh} \cdot \cos hp (\theta - \theta_R) \quad (2.4.35)$$

$$\bullet \quad E_a(\theta) = n_c \cdot n \cdot I_a \cos(p \cdot \theta) \quad (2.4.36)$$

On peut exprimer l'inductance mutuelle entre la phase "a" et la phase "b" et pour une force magnétomotrice sinusoïdale:

$$\begin{aligned} M_{ab}(\theta_R) = & -n_c^2 \cdot n \cdot R^2 (1 - \alpha^2) \cdot P_{sab0} \cdot \sum_{k=1}^n \sin(p \cdot \gamma_k) \\ & + n_c^2 \cdot n \cdot R^2 (1 - \alpha^2) \cdot \sum_{k=1}^n \cdot \sum_{h=2}^{\infty} P_{sabh} \cdot \frac{\sin(h+1)p \cdot \gamma_k}{h+1} \cdot \cos(h \cdot p \cdot \theta_R) \\ & - n_c^2 \cdot n \cdot R^2 (1 - \alpha^2) \cdot \sum_{k=1}^n \cdot \sum_{h=2}^{\infty} P_{sabh} \cdot \frac{\sin(h-1)p \cdot \gamma_k}{h-1} \cdot \cos(h \cdot p \cdot \theta_R + \frac{\pi}{3}) \end{aligned} \quad (2.4.37)$$

Concernant le flux circulant dans les têtes de bobines intérieures, si l'on considère que le couplage entre les deux bobinages est parfait, il est possible de déduire l'inductance relative aux têtes de bobines intérieures à partir de l'expression L_{aa} . Si la distribution des conducteurs crée une répartition sinusoïdale de la force magnétomotrice et que le déphasage entre phase est de $2\pi/3$, cette inductance peut s'écrire :

$$M_{ab\sigma} = -\frac{L_{aa\sigma}}{2} \quad (2.4.38)$$

L'inductance mutuelle M_{ab}' totale devient :

$$M_{ab}'(\theta_R) = M_{ab}(\theta_R) - \frac{L_{aa\sigma}}{2} \quad (2.4.39)$$

Le terme supplémentaire dû au flux embrassé par les têtes de bobines intérieures représente environ 2 % de l'inductance mutuelle moyenne.

L'inductance mutuelle est mesurée à partir de la mesure de la f.e.m. induite dans la phase "b" lorsque la phase "a" est alimentée par un signal sinusoïdal à basse fréquence (5Hz). Les résultats présentés figure 2.4.21 et Tab. 2.4.3 valident à nouveau la modélisation utilisée.

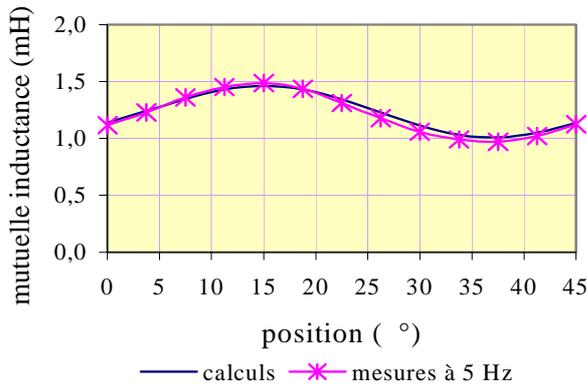


Fig. 2.4.21 : Mutuelle inductance M_{ab} (entrefer de 10 mm)

	$M_{ab\ m}$	$M_{ab\ d} - M_{ab\ q}$
Calcul	1.23 mH	0.45 mH
Mesure	1.22mH	0.52 mH
Ecart	0.8 %	12 %

Tab. 2.4.3 : Comparaison entre mutuelles mesurées et pratiques

e- Calcul des inductances cycliques

La connaissance des inductances cycliques L_d et L_q peut être déduite des modélisations effectuées précédemment. Ce calcul peut être intéressant car il permet le calcul du couple réductant qui s'exprime dans le cas d'une machine synchrone classique :

$$C_r = \frac{3}{4}p(L_d - L_q).I_{aM}^2.\sin(2\psi) \tag{2.4.40}$$

Avec pour L_d et L_q , si l'on suppose les dissymétries faibles ($L_{aa} \approx L_{bb} \approx L_{cc}$), les expressions suivantes (voir Tab. 2.4.2) :

$$L_d = L_{aa\ moy} - M_{ab} + (3/2).(L_{aa\ d} - L_{aa\ q}) \tag{2.4.41}$$

$$L_q = L_{aa\ moy} - M_{ab} - (3/2).(L_{aa\ d} - L_{aa\ q}) \tag{2.4.42}$$

Appliqué à notre prototype, on trouve pour $I_{aM} = 2.9\ A$:

$$C_{r\ max} = 17\ mNm \tag{2.4.43}$$

Une comparaison avec la valeur du couple synchrone montre que le couple réductant de notre machine peut être négligé. Celui-ci ne représente en effet que 7% du couple synchrone.

En conclusion de ce paragraphe consacré au calcul des inductances, nous pouvons établir un organigramme général illustrant notre modélisation semi-analytique 2-D. Dans cette étape, les paramètres entrants sont : la géométrie de la structure (h_e, β, \dots), la géométrie du bobinage ($\theta_{ik}, \theta_{ek}, n, \dots$), la position selon z des phases et les forces magnétomotrices (E_a, E_b, \dots). Les paramètres sortants sont les inductances propres et mutuelles.

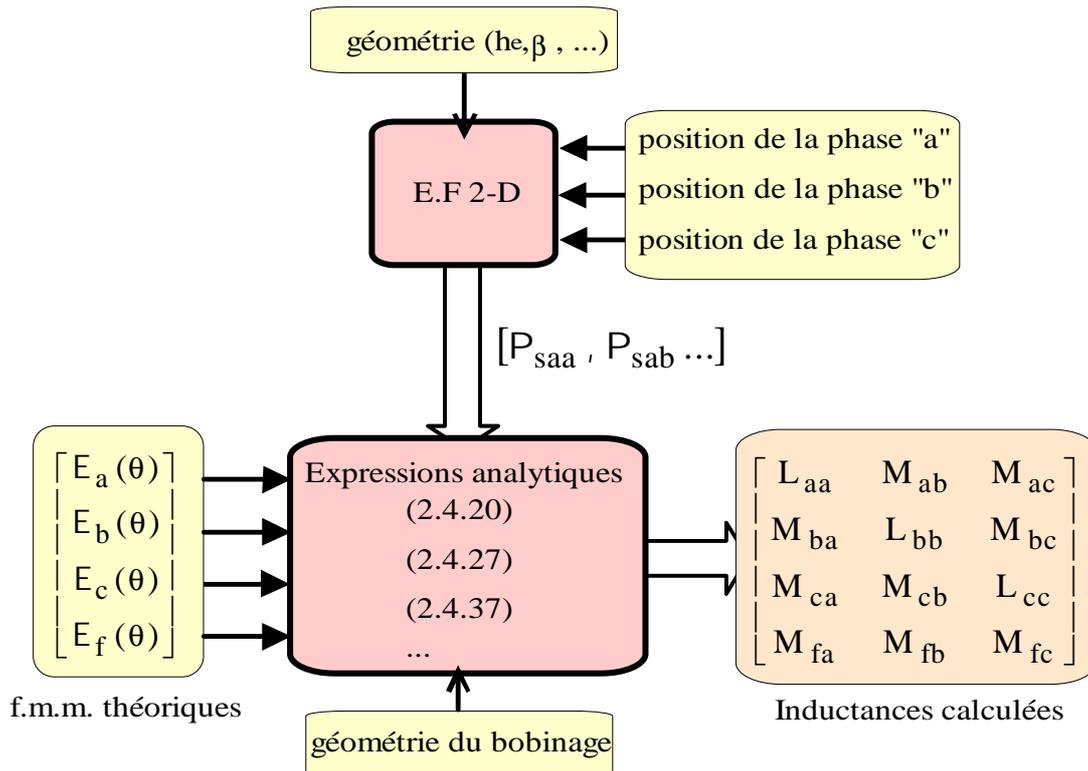


Fig. 2.4.22 : Organigramme général de calcul des inductances propres et mutuelles

2.5 Modèle de pertes magnétiques

Les pertes d'origine magnétique sont créées :

- dans les disques rotoriques
- dans le bobinage

Les pertes d'origine magnétique dans les disques ferromagnétiques ont pour origine la présence d'harmoniques sur la force magnétomotrice c'est à dire ceux dus à la répartition des conducteurs dans l'entrefer et ceux créés par le découpage (MLI) des courants de l'induit.

Puisque nous avons fait en sorte que la force magnétomotrice théorique soit quasi sinusoïdale (cf. figure 2.2.7) seuls les harmoniques liés au découpage seront source de pertes.

L'expression de la profondeur de peau, notée δ , s'écrit :

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{\sigma \cdot \pi \cdot \mu \cdot f}} \quad (2.5.1)$$

Appliquée au matériau de type acier XC 18 ($\mu_r = 1000$ et $\sigma = 5 \text{ Ms}$) et pour une fréquence usuelle de découpage de 50 kHz, la relation (2.5.1) donne une profondeur de pénétration du champ égale à 0.01 μm . Cette localisation très superficielle des pertes, combinée par ailleurs à des niveaux d'induction très faibles, permet de considérer que les pertes fer dues au découpage sont négligeables. Quant aux pertes créées par d'éventuels harmoniques, elles peuvent être aisément réduites, si nécessaire, de façon très simple en striant les faces intérieures des disques ferromagnétiques (à 1 kHz la profondeur de pénétration ne vaut que 0.2 mm).

Parce que le niveau et la variation de l'induction dans les têtes de bobines extérieures sont faibles (voir figure 2.1.4.b), nous avons vu au paragraphe précédent (§ 2.4) que le flux embrassé dans cette partie du bobinage est très faible. Pour cette même raison, nous négligerons les pertes magnétiques dans les têtes de bobines extérieures.

☞ Les pertes d'origine magnétique sont donc localisées essentiellement dans la partie active du bobinage de l'induit.

Ce sous - chapitre a donc pour objet l'élaboration d'un modèle de pertes d'origine magnétique localisées dans la partie active du bobinage de l'induit. Il s'agit, dans notre cas, d'un problème complexe à traiter dans la mesure où les pertes sont engendrées par deux sources différentes d'une part, et parce que la forme et les caractéristiques (dimensions et position du bobinage dans l'entrefer) ne permettent pas pour les hautes fréquences l'utilisation des modèles de pertes classiques d'autre part.

Nous avons donc choisi de nous limiter dans ce paragraphe à l'étude des seuls phénomènes "basses fréquences", c'est à dire, ceux pour lesquels les courants induits affectent peu le champ magnétique. **Compte tenu de la géométrie du bobinage, les modèles présentés ici ne seront donc valables, comme nous le montrerons, que dans la gamme de fréquence comprise entre 0 et 2 kHz.** Cette fréquence maximale de 2 kHz correspond à une vitesse maximale de rotation de 30 000 tr/min pour une machine à quatre paires de pôles. Au delà de cette fréquence, nous ne disposons, à ce jour, ni d'un modèle analytique (ou semi-analytique) fiable, ni d'un prototype capable de monter à suffisamment haute vitesse pour mener à bien toute étude expérimentale. Cependant, dans la mesure où la vitesse de fonctionnement du système final ne devrait pas dépasser de beaucoup cette valeur limite nous allons considérer que l'effet des courants induits dans le bobinage n'affectent pas la répartition du champ magnétique global (hypothèse du couplage faible).

Notre bobinage est constitué d'un ensemble de conducteurs proches les uns des autres. En fonctionnement normal, ces conducteurs sont parcourus par un courant et soumis, en même temps, à un champ magnétique extérieur. Tout se passe, comme si les conducteurs étaient plongés dans un champ magnétique global, résultant d'un ensemble de phénomènes tels que le couplage du champ magnétique extérieur (celui produit par l'inducteur) avec le champ propre du bobinage, les effets de proximités, les effets d'écran... L'objectif est de proposer ici, à partir d'une démarche progressive, une modélisation simplifiée mais capable de prendre en compte tous ces phénomènes. Pour parvenir à ce résultat, nous aborderons les étapes suivantes :

- ① La modélisation des pertes créées par un champ extérieur
 - ⇒ Modèle 1-D basse fréquence : cas d'une piste seule
 - ⇒ Modèle 1-D basse fréquence : cas multi-pistes
 - ⇒ Modèle 1-D basse fréquence : cas multi-pistes avec influence de la position verticale dans l'entrefer
 - ⇒ Comparaison modèle 1-D basse fréquence/mesures
- ② La modélisation des pertes créées par champ propre
 - ⇒ Modèle 1-D basse fréquence : cas multi-pistes
- ③ La modélisation des pertes créées par champ extérieur et champ propre
 - ⇒ Modèle 1-D basse fréquence : cas d'une piste seule
 - ⇒ Modèle 1-D basse fréquence : cas multi-pistes

2.5.1 Pertes créées par un champ extérieur

En toute rigueur, le calcul de ces pertes dans un matériau conducteur peut s'effectuer à partir des deux équations de Maxwell suivantes qui prennent en compte les effets de couplage entre les champs électrique et magnétique. On appelle \vec{B}_{ext} le champ extérieur.

$$\begin{cases} \overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = - \frac{\partial \overrightarrow{B}_{\text{ext}}}{\partial t} \\ \overrightarrow{\text{rot}} \vec{B}_{\text{ext}} = \mu_0 \cdot \vec{J} \end{cases} \quad (2.5.2)$$

Ces deux équations combinées conduisent à l'équation de Helmotz :

$$\Delta \vec{B}_{\text{ext}} - \sigma \mu_0 \cdot \frac{\partial \vec{B}_{\text{ext}}}{\partial t} = 0 \quad (2.5.3)$$

La solution de cette équation dépend de la forme du matériau étudié. Pour des formes simples comme un conducteur de section carrée, infiniment long et épais, la solution s'obtient assez rapidement et s'exprime sous forme analytique simplement [HAN_95], [KUT_98]. Il s'agit des cas, et ils sont les plus fréquents, où le problème peut se résoudre suivant une seule

dimension. En revanche, pour les problèmes à deux et trois dimensions, en dehors du cas du conducteur cylindrique, la solution devient très rapidement complexe à calculer et son expression sous forme analytique devient quasiment impossible [BRA_91].

La figure 2.5.1 montre le cas d'une piste seule soumise à un champ extérieur. Pour une piste très fine ($e_p \ll W_p$), on peut considérer que l'effet d'écran produit par les courants induits en surface est très faible en basse fréquence et que leur répartition est donc homogène sur toute l'épaisseur. Compte tenu des dimensions géométriques du bobinage du prototype où la plupart des pistes sont d'une largeur inférieure à 2 mm on peut estimer, a priori, à partir de quelle fréquence les effets de couplage (entre champ électrique et champ magnétique) interviennent. Par exemple, pour une largeur moyenne des conducteurs W_p de 1 mm, la fréquence "limite" pour laquelle la profondeur de pénétration du champ vaut $W_p/2$ est donnée par la relation 2.5.1. Elle est égale à 20 kHz. En pratique, nous savons que la présence des autres pistes voisines, peut modifier localement le champ et diminuer cette fréquence caractéristique. Nous pouvons cependant raisonnablement penser qu'une analyse 1-D doit être valide. Ce sous – chapitre se limite donc à l'exploitation de ce modèle et à la détermination de sa limite de validité.

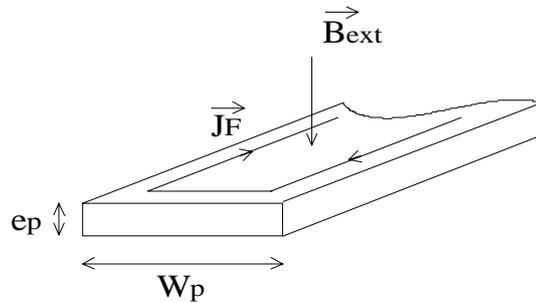


Fig. 2.5.1 : Courants de Foucault induits dans un conducteur seul soumis à un champ extérieur B_{ext}

a- Modèle 1-D basse fréquence : cas d'une piste seule

Le calcul des courants de Foucault est résolu, dans ce cas, à partir de l'équation de Maxwell suivante :

$$\vec{\text{rot}} \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}_{ext}}{\partial t} \quad (2.5.4)$$

L'utilisation de cette seule équation signifie physiquement que l'induction B_{ext} qui est imposée par une source extérieure n'est pas (ou très peu) modifiée par la circulation des courants de Foucault.

Pour notre application, cette équation est résolue dans un système de coordonnées cylindriques à partir des deux seules composantes suivantes :

$$\vec{E} = \begin{bmatrix} E_r(r, \theta, t) \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.5.5)$$

$$\vec{B}_{ext} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ B_z(r, \theta, t) \end{bmatrix} \quad (2.5.6)$$

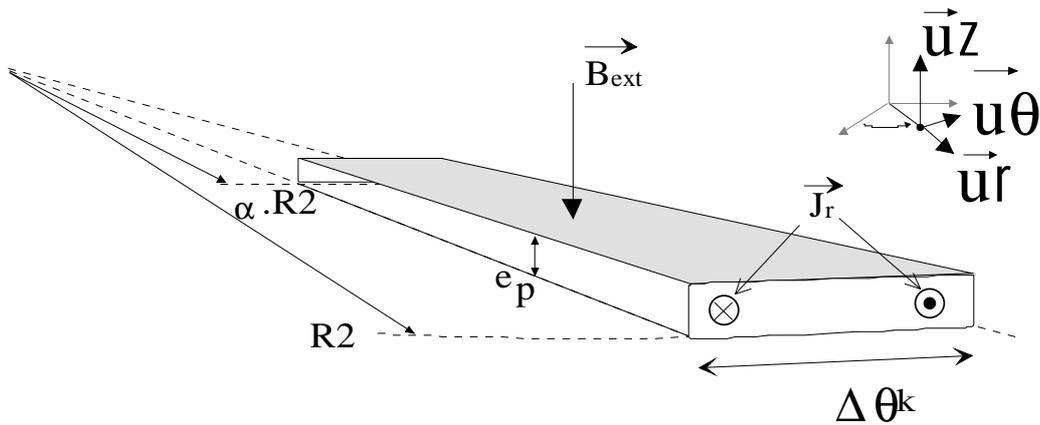


Fig. 2.5.2: Piste élémentaire et ses dimensions

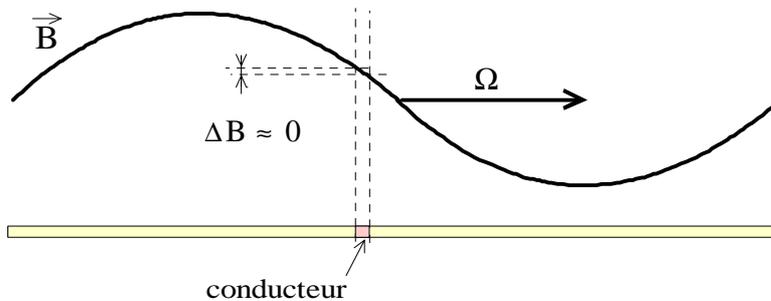


Fig. 2.5.3: Variation spatiale de l'induction dans le conducteur

Puisque la largeur des pistes est faible devant le pas polaire, on peut considérer l'induction imposée par l'inducteur constante sur tout le conducteur (Fig. 2.5.3). On considère dans un premier temps le cas d'une induction normale et parfaitement sinusoïdale que l'on exprime sous la forme :

$$B_z(t) = B_{zM} \cdot \cos(\omega.t) \tag{2.5.7}$$

L'expression (2.5.4) permet d'écrire :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial E_r}{\partial \theta} = B_{zM} \cdot \omega \cdot \sin(\omega.t) \tag{2.5.8}$$

Après intégration, on obtient :

$$E_r(r, \theta, t) = r \cdot \theta \cdot B_{zM} \cdot \omega \cdot \sin(\omega.t) \tag{2.5.9}$$

L'expression des pertes dissipées par effet Joule dans un élément de volume dv s'écrit :

$$dp_F = \sigma \cdot E_r^2(r, \theta, t) \cdot r \cdot dr \cdot d\theta \cdot dz \tag{2.5.10}$$

Donc :

$$p_F = \sigma \cdot \omega^2 \cdot B_{zM}^2 \cdot \sin^2(\omega t) \cdot \int_{\alpha \cdot R_2}^{R_2} \int_{-\Delta\theta_k/2}^{+\Delta\theta_k/2} \int_0^{e_p} [r^3 \cdot \theta^2] \cdot dr \cdot d\theta \cdot dz \tag{2.5.11}$$

Après intégration sur une période pour obtenir la puissance moyenne, pour une piste d'épaisseur e_p , de longueur $R_2 \cdot (1 - \alpha)$ et d'ouverture angulaire $\Delta\theta_k$, on obtient:

$$PF_k = \frac{\sigma \cdot \omega^2 \cdot B_{zM}^2 \cdot e_p \cdot R_2^4 \cdot (1 - \alpha^4) \cdot \Delta\theta_k^3}{96} \tag{2.5.12}$$

Le calcul de ces pertes effectué parallèlement par éléments finis 2-D [MAXWELL], à partir du motif représenté figure 2.5.4.a, montre la validité de l'expression analytique (2.5.12).

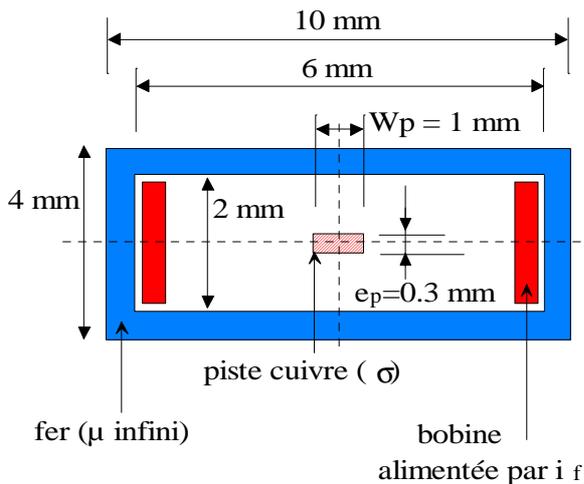


Fig. 2.5.4.a : Motif simulé pour le calcul par éléments finis 2-D des pertes par courants de Foucault

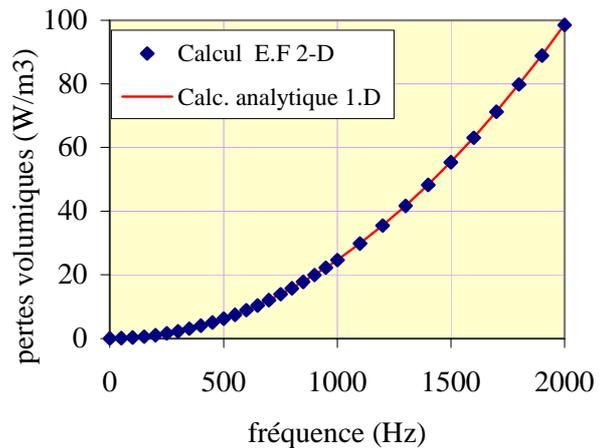


Fig 2.5.4.b: Résultats obtenus par éléments finis 2-D et analytiquement pour une piste seule

b- Modèle 1-D basse fréquence : cas multi-pistes

L'expression des pertes donnée par la relation 2.5.12 est valable pour un conducteur seul. Or le bobinage que nous étudions est constitué d'une juxtaposition et d'une superposition de conducteurs placés à quelques dixièmes de millimètres les uns des autres (0.3 mm au minimum).

On sait qu'avec l'effet de la fréquence cela peut modifier le niveau des pertes. Le motif représenté figure 2.5.5 montre quelle configuration pourrait être étudiée pour quantifier ces effets,

en comparant les pertes calculées dans le conducteur central aux pertes calculées lorsque ce même conducteur est seul. Il faut pour cela que les conducteurs soient isolés électriquement entre eux, c'est à dire non reliés à leurs extrémités. Or, les logiciels de calcul par éléments finis 2-D, ne permettent pas d'effectuer ce calcul dans la mesure où ils fixent impérativement le même potentiel à l'extrémité de tous les conducteurs. Cette étude nécessite donc, malgré les apparences, l'utilisation d'un calcul par éléments finis 3-D. Nous n'avons pas simulé ce cas de figure.

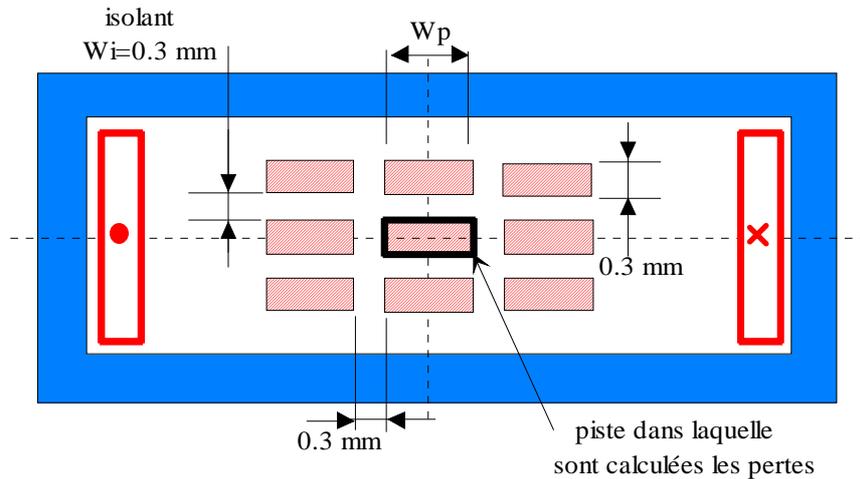


Fig. 2.5.5: Étude des effets dus une superposition horizontale et verticale

c- Influence de la position verticale du bobinage dans l'entrefer

Nous allons, ici, vérifier un point important : l'influence de la position selon z des conducteurs dans l'entrefer. Nous savons qu'à proximité des disques, des effets de pointe apparaissent (Fig. 2.5.6) et peuvent augmenter les pertes de façon significative.

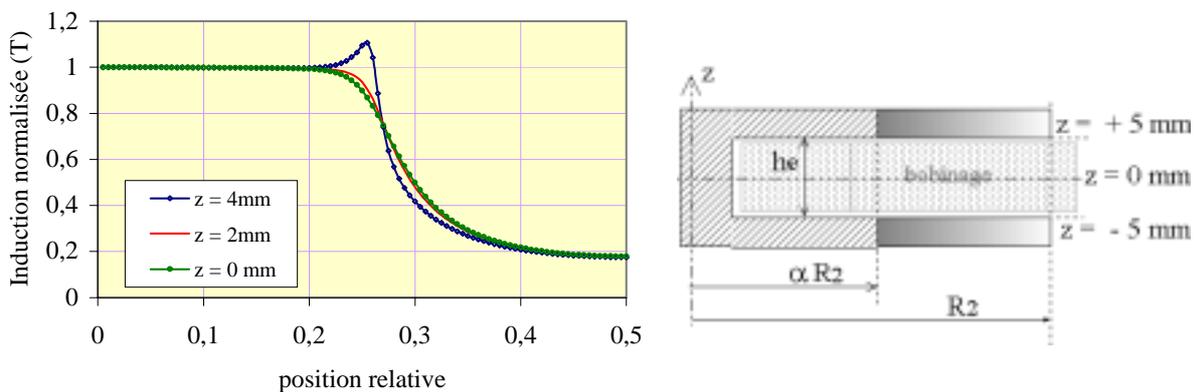


Fig. 2.5.6 : Induction d'entrefer normalisée en trois positions verticales différentes dans l'entrefer (entrefer = 10 mm)

Les figures suivantes (Fig. 2.5.7 et 2.5.8) illustrent cet effet en représentant l'évolution des pertes avec la fréquence pour trois galettes en positions axiales différentes dans l'entrefer et pour la répartition de l'induction dans l'entrefer due à l'inducteur seul. Pour chacune de ces positions, les pertes par courants de Foucault dans une galette ont été calculées à partir des inductions obtenues par éléments finis 2-D pour un nombre d'ampères-tours inducteurs de 384 At et pour une hauteur totale d'entrefer de 10 mm (la position $z = 0$ mm correspond au milieu de l'entrefer). La figure 2.5.7 montre que les effets de pointes accroissent d'un facteur 2.8 les pertes de la galette la plus proche du disque ($z = 4$ mm) par rapport à la galette placée au milieu de l'entrefer ($z = 0$ mm). Ainsi, l'approximation qui consisterait à calculer les pertes à partir de la seule connaissance de l'induction au milieu de l'entrefer n'est pas valable et conduit dans le cas des trois galettes ici considérées à une erreur commise de presque 100% sur le total des pertes (Fig. 2.5.8).

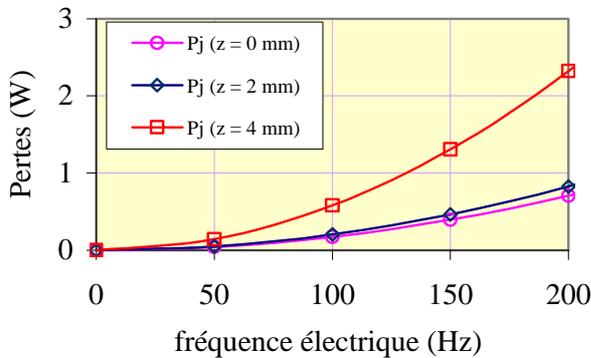


Fig. 2.5.7: Pertes par courants de Foucault calculées pour trois hauteurs différentes de galette.

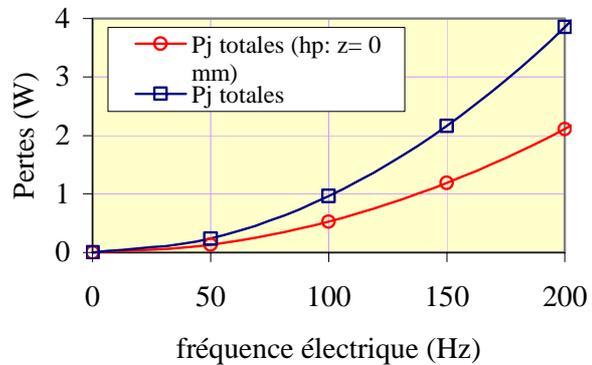


Fig. 2.5.8 : Influence de la position des galettes sur la valeur totale des pertes calculée

Les effets de pointe se traduisent par la présence d'harmoniques de rangs élevés dans le spectre en fréquence de l'induction. Or le calcul des pertes par courants de Foucault à partir de l'expression (2.5.12) nécessite de prendre en considération un nombre très élevé d'harmoniques pour obtenir un résultat suffisamment précis. Pour cette raison nous calculerons plutôt les pertes à partir du carré de la dérivée de l'induction. En notant B_f l'induction dans le conducteur d'indice k pour lequel on calcule les pertes, on peut écrire, à partir de l'équation 2.5.4 :

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial E_r}{\partial \theta} = \frac{dB_f}{dt} \tag{2.5.13}$$

Après intégration, on obtient :

$$J_r = \sigma \cdot r \cdot \theta \cdot \frac{dB_f}{dt} \tag{2.5.14}$$

A partir de l'expression générale des pertes Joule suivante :

$$dp_F = \frac{1}{\sigma} \cdot J_r^2 \cdot r \cdot dr \cdot d\theta \cdot dz \quad (2.5.15)$$

On obtient finalement, pour une piste élémentaire d'indice k:

$$p_{Fk} = \frac{\sigma \cdot R^4 \cdot \Delta\theta_k^3 \cdot (1 - \alpha^4) \cdot e_p}{48} \cdot \frac{1}{T} \cdot \int_0^T \left(\frac{dB_f}{dt} \right)^2 \cdot dt \quad (2.5.16)$$

Finalement, pour une phase complète constituée de n_c couches et de $2.p$ pôles, on obtient :

$$p_F = \frac{\sigma \cdot R^4 \cdot (1 - \alpha^4) \cdot p \cdot n_c \cdot e_p}{24} \cdot \left[\sum_{k=1}^n \Delta\theta_k^3 \right] \cdot \frac{1}{T} \cdot \int_0^T \left(\frac{dB_f}{dt} \right)^2 \cdot dt \quad (2.5.17)$$

Où B_f représente l'induction, considérée homogène sur toute son épaisseur, d'une phase. Dans le cas de notre application, l'intégrale de l'expression 2.5.17 est résolue de façon numérique à partir de l'induction calculée par éléments finis au rayon moyen. On rappelle que cette modélisation est valable pour les fréquences inférieures 2 kHz.

d- Validation expérimentale des pertes par courants de Foucault dans le bobinage type circuit imprimé

La mesure des pertes par courants de Foucault est effectuée à l'aide d'une machine à courant continu accouplée à la machine synchrone étudiée. La M.C.C. (AXEM de Parvex) est une machine à aimants permanents (Alnico) discoïde et à bobinage dans l'air dont le couple électromagnétique est parfaitement proportionnel au courant absorbé. A vitesse donnée et imposée par un asservissement de vitesse, l'écart de couple électromagnétique mesuré (donc l'écart de courant) entre le fonctionnement avec machine synchrone excitée et le fonctionnement avec machine synchrone non excitée correspond donc directement au couple de pertes dû aux seuls courants de Foucault. Donc :

$$p_{F \text{ mes}} = K_c \cdot \Omega \cdot (I_1 - I_0) \quad (2.5.18)$$

Avec :

- K_c : la constante de couple de la MCC (très faible dérive en température grâce aux aimants Alnico, $\approx 0.01 \text{ \%}/^\circ\text{C}$),
- Ω : la vitesse pour laquelle s'effectue la mesure,
- I_1 : le courant absorbé par la MCC lorsque la machine synchrone est excitée
- I_0 : le courant absorbé par la MCC lorsque la machine synchrone n'est plus excitée

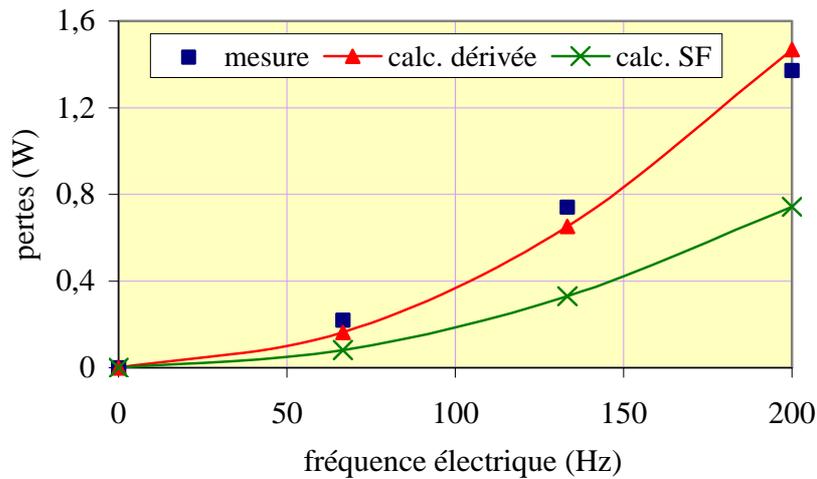


Fig.2.5.9 : Mesure de pertes par courants de Foucault dans une seule galette ($h_e = 12$ mm, $n_f \cdot I_f = 452$ At, galette placée à 2 mm du disque inférieur)

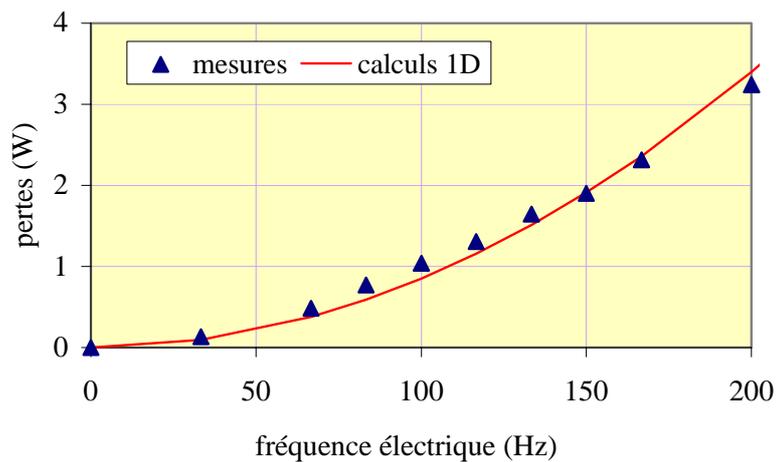


Fig.2.5.10 : Mesure des pertes par courants de Foucault dans le bobinage complet (3 phases présentes, $h_e = 12$ mm, $n_f \cdot I_f = 384$ At)

Les mesures effectuées (Fig. 2.5.9 et 2.5.10) pour deux configurations différentes valident l'expression analytique 2.5.17. Le relevé des pertes, lorsqu'une seule galette est présente dans l'entrefer et située à 2 mm du disque inférieur, est représenté figure 2.5.9. Elle montre clairement l'intérêt du calcul à partir du carré de la dérivée de l'induction (donné par l'expression 2.5.16) par rapport au calcul basé sur la décomposition harmonique de l'induction (courbe verte, Fig. 2.5.9).

2.5.2 Pertes créées par champ propre

les pertes magnétiques créées par champ propre, dans un élément de volume du bobinage de l'induit, sont dues au champ global dans cet élément de volume créé lorsque les trois phases

sont alimentées par un système de courant triphasé. En basse fréquence, les courants induits n'affectent pas le champ global et il est alors possible de calculer ce champ à partir de l'utilisation des perméances superficielles définies au paragraphe 2.4. Dans la phase "a", par exemple, l'induction s'écrit :

$$B_{Ra} = B_{aa} + B_{ab} + B_{ac} \quad (2.5.19)$$

Avec :

- B_{Ra} : l'induction résultante dans la phase "a", lorsque les trois phases sont alimentées,
- B_{xy} : l'induction dans la phase "x" lorsque la phase "y" est alimentée.

La relation 2.5.19 peut aussi s'écrire :

$$B_{Ra} = (P_{saa} \cdot E_a) + (P_{sab} \cdot E_b) + (P_{sac} \cdot E_c) \quad (2.5.20)$$

Donc, si l'on considère par exemple la phase "a", on peut exprimer les pertes magnétiques totales par la relation suivante, dérivée de l'expression 2.5.17.

$$P_F = \frac{\sigma \cdot R_2^4 \cdot (1 - \alpha^4) \cdot p \cdot n_c \cdot e_p}{24} \cdot \left[\sum_{k=1}^n \Delta \theta_k^3 \right] \cdot \frac{1}{T} \cdot \int_0^T \left(\frac{dB_{Ra}}{dt} \right)^2 \cdot dt \quad (2.5.21)$$

La mesure de ces pertes est assez délicate et n'a pas été effectuée. Il faut, pour cela, alimenter le bobinage complet par un système de courants triphasés équilibrés et délivrés par une alimentation linéaire (pas d'effets dus au découpage) et entraîner en même temps le rotor en parfait synchronisme avec le champ produit par les courants triphasés.

2.5.3 Pertes créées par champ extérieur et propre en même temps

Il s'agit ici de calculer les pertes dans le conducteur lorsque le bobinage est à la fois parcouru par un courant imposé par la source d'alimentation et plongé dans un champ magnétique variable imposé par l'inducteur et la rotation des disques.

a- Cas d'un conducteur seul infiniment long et épais

Ce cas, bien que trop simpliste, mérite une attention particulière. Il permet, en effet, d'illustrer le découplage des pertes produites par chacune des deux sources en montrant que l'expression des pertes est égale à la somme des pertes créées par champ propre et des pertes créées par champ extérieur [SFA_94]. On considère pour cela, le cas d'un conducteur de section constante, infiniment long et épais.

D'une façon générale, dans une modélisation 1-D, l'expression des pertes dissipées par effet Joule dans un conducteur et dans un élément de volume dv s'écrit :

$$dp = \frac{1}{2} \cdot \frac{J_y^2}{\sigma} \cdot dv \quad (2.5.20)$$

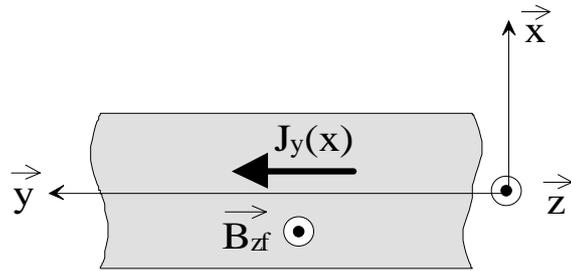


Fig. 2.5.11 : Conducteur infiniment long selon y et infiniment épais selon z.

Où J_y représente la composante selon y (la seule composante ici considérée) de la densité de courant circulant dans le conducteur. Si la densité de courant J_y est une composition vectorielle des deux densités de courant colinéaires dues à la source et à la densité de courant induite par champ extérieur :

$$J_y = J_{ya} + J_{yF} \quad (2.5.21)$$

Alors :

$$dp = \frac{1}{2 \cdot \sigma} \cdot (J_{ya}^2 + J_{yF}^2 + 2 \cdot J_{ya} \cdot J_{yF}) \quad (2.5.22)$$

\swarrow terme dû aux pertes par courants de Foucault
 \searrow terme croisé
 \downarrow terme dû aux pertes par effet Joule dans le conducteur non soumis à un champ extérieur

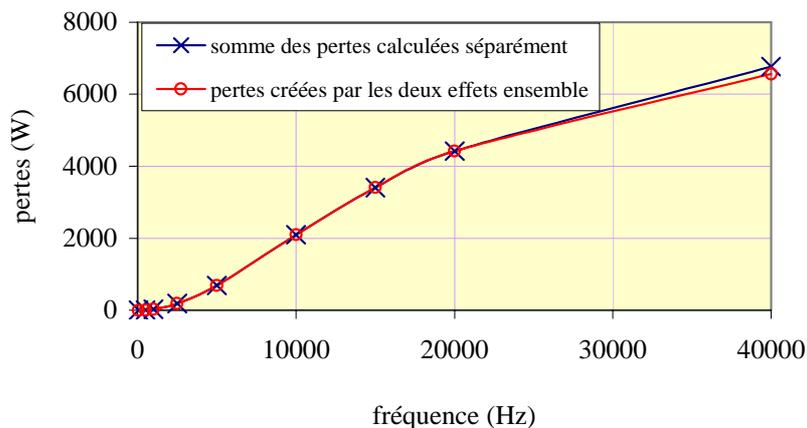


Fig. 2.5.12 : Calcul par éléments finis 2-D des pertes dans un conducteur de section rectangulaire ($B_{fM} = 0.1$ T, $I_{aM} = 15$ A, $W_p = 5$ mm, $e_p = 0.3$ mm)

L'expression 2.5.22 laisse apparaître un terme croisé qui, a priori, est source de pertes. On montre (voir annexe B) que ce terme, produit d'une fonction paire par une fonction impaire, donne après intégration des pertes nulles pour un conducteur isolé et pour toutes les fréquences. Donc, le terme de pertes total est égal à la somme des pertes dues au courant imposé par la source d'alimentation seule et des pertes dues au champ d'excitation extérieur. Un calcul par éléments finis 2-D des pertes créées dans une piste isolée de dimensions $1 \text{ m} \times 5 \text{ mm} \times 0.3 \text{ mm}$ confirme cette propriété (Fig. 2.5.12).

b- Cas d'un conducteur entouré d'autres conducteurs

Considérons maintenant le cas d'un conducteur entouré d'autres conducteurs et tous parcourus par le même courant. Cette ensemble est de plus soumis à un champ magnétique extérieur appelé B_f . Ce conducteur est cette fois-ci plongé dans un champ magnétique global (cf. Fig. 2.5.13), résultant de l'effet combiné du champ extérieur (champ d'excitation dans le cas de notre bobinage) et du champ appelé B_a créé par l'ensemble de tous les conducteurs. Nous supposons pour cela les deux hypothèses suivantes vérifiées : le régime de fonctionnement magnétique est linéaire et la densité de courant J_{ra} (seule la composante radiale est considérée) dans le conducteur n'affecte par le champ résultant, noté cette fois B'_R .

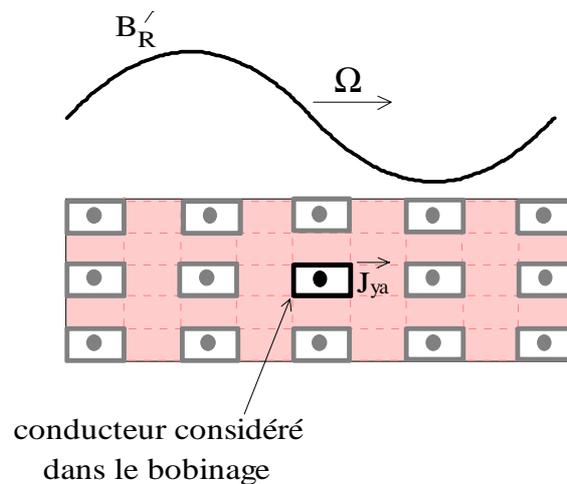


Fig. 2.5.13 : Conducteur plongé dans un champ résultant

Ce champ résultant est une composition vectorielle de B_a et de B_f (voir Fig. 2.5.14) et le carré de son expression s'écrit en fonction de l'angle d'autopilotage ψ :

$$B_{RM}^2 = B_{aM}^2 + B_{fM}^2 + 2.B_{aM}.B_{fM}.\sin(\psi) \quad (2.5.32)$$

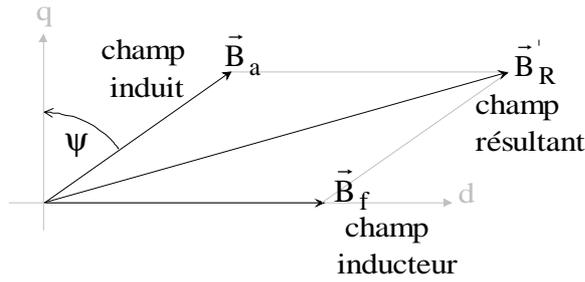


Fig. 2.5.14: Représentation vectorielle des champs

Dans le cadre d'une modélisation 1-D, et dans un système de coordonnées cylindriques, la relation 2.5.21 s'écrit :

$$J_r = J_{ra} + J_{rF} \quad (2.5.33)$$

La densité de courant, J_{rF} , relative aux courants de Foucault, toujours dans l'hypothèse où les courants induits n'affectent pas le champ, s'obtient à partir de l'équation 2.5.13 mais avec cette fois B'_R :

$$J_F(r, \theta, t) = \sigma \cdot r \cdot \theta \cdot \frac{dB'_R}{dt} \quad (2.5.34)$$

Finalement, le terme de pertes par courants de Foucault dans un conducteur s'écrit à partir de la relation 2.5.16 :

$$P_{Fk} = \frac{\sigma \cdot R^4 \cdot \Delta\theta_k^3 \cdot (1 - \alpha^4) \cdot e_p}{48} \cdot \frac{1}{T} \cdot \int_0^T \left(\frac{dB'_R}{dt} \right)^2 \cdot dt \quad (2.5.35)$$

Donc, pour la phase "a", par exemple, on peut exprimer les pertes magnétiques totales par la relation suivante :

$$P_F = \frac{\sigma \cdot R^4 \cdot (1 - \alpha^4) \cdot p \cdot n_c \cdot e_p}{24} \cdot \left[\sum_{k=1}^n \Delta\theta_k^3 \right] \cdot \frac{1}{T} \cdot \int_0^T \left(\frac{dB'_{Ra}}{dt} \right)^2 \cdot dt \quad (2.5.36)$$

Où B'_{Ra} représente l'induction résultante considérée homogène dans la phase "a" lorsque l'inducteur et les trois phases sont alimentées. Il se calcule en utilisant les perméances superficielles à partir de la relation suivante :

$$B'_{Ra} = (P_{saa} \cdot E_a) + (P_{sab} \cdot E_b) + (P_{sac} \cdot E_c) + (P_{saf} \cdot E_f) \quad (2.5.37)$$

Ce calcul suppose que l'on connaisse les amplitudes des inductions B_a et B_f à l'emplacement où se trouve le conducteur. La modélisation proposée au paragraphe 2.4 s'appuyant sur l'utilisation des perméances superficielles permet de réaliser ce calcul numériquement (Fig. 2.5.15).

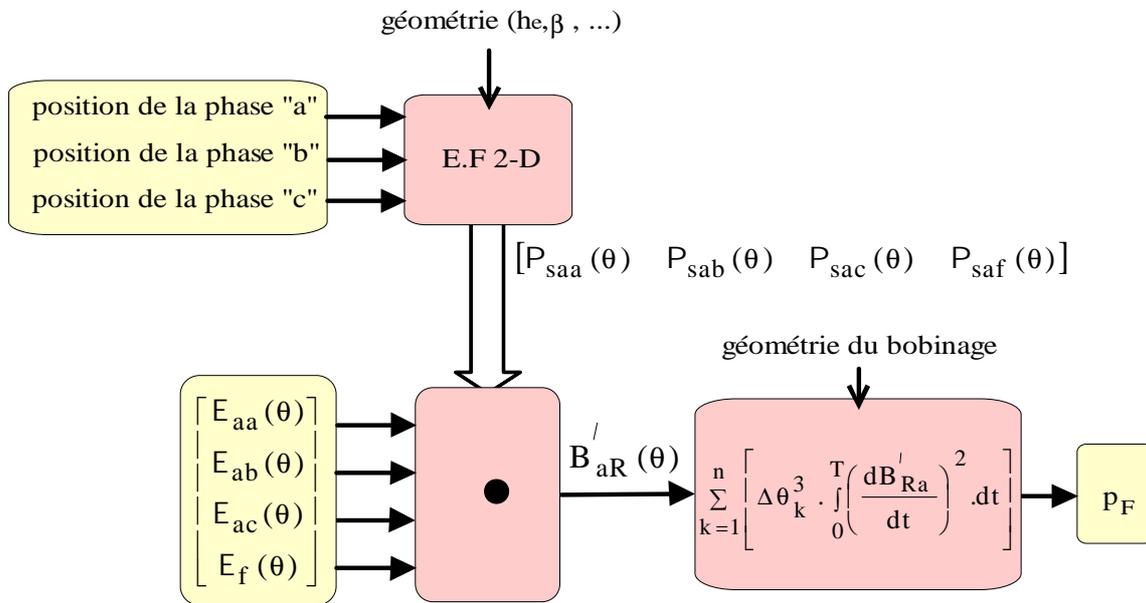


Fig. 2.5.15 : Organigramme de calcul des pertes magnétiques dans une phase ("a" ici)

Une validation de ce calcul théorique des pertes nécessiterait la mise en place d'une manipulation, utilisant une structure simple, qui lui serait dédiée uniquement. Dans le cas de notre prototype, trop de paramètres (variations radiales de l'induction, section des conducteurs variables...) entrent en considération pour que l'on puisse interpréter le résultat des mesures tout à fait sereinement.

2.6 Modèle thermique

Nous allons nous intéresser dans ce paragraphe aux échauffements et à leur répartition dans un bobinage du type circuit imprimé. Nous allons montrer qu'en première approximation la température dans chaque bobinage (inducteur et induit) est quasiment homogène. Dans sa version finale, le rotor est destiné à fonctionner sous vide. Les transferts de chaleur devront s'effectuer par conduction radialement vers l'enceinte extérieure.

2.6.1 Modélisation élémentaire des échanges thermiques avec l'air ambiant par convection uniquement

L'objectif est ici de déterminer comment se répartit la chaleur dans un conducteur de section constante, en cuivre, soumis à deux sources de pertes à ses extrémités et placé dans l'air

(Fig. 2.6.1). Puisque l'époxy est un très mauvais conducteur thermique par rapport au cuivre, nous ne considérons que les échanges par convection entre la face supérieure de la piste et l'air ambiant. Comme dans le cas du prototype à bobinage en circuit imprimé, il n'y a pas d'échange par conduction avec l'extérieur.

En considérant le cas extrême où la plupart des pertes sont générées dans les têtes de bobine parce que la section des conducteurs est très fine, on peut alors proposer le modèle thermique suivant, où les sources p_{int} et p_{ext} représentent respectivement les pertes dans un conducteur de la tête de bobine intérieure et les pertes dans un conducteur de la tête de bobine extérieure (Fig. 2.6.2).

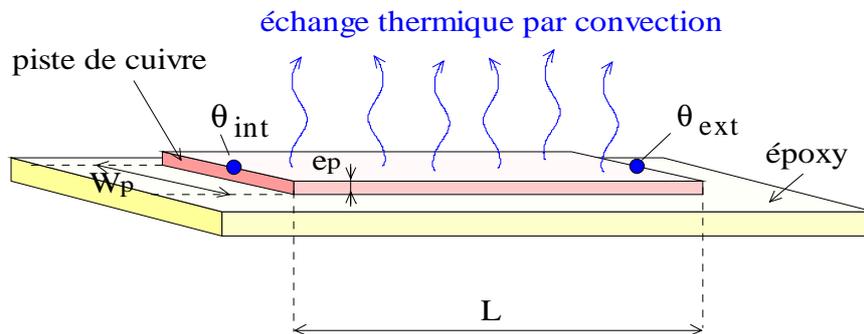


Fig. 2.6.1 : Piste en cuivre sur support en époxy dans l'air ambiant

La résistance thermique modélisant la conduction radiale dans le cuivre est donnée par la relation :

$$R_{th\ cd} = \frac{1}{\lambda_{cu}} \cdot \frac{L}{W_p \cdot e_p} \quad (2.6.1)$$

Et la résistance thermique modélisant la convection dans le cuivre est donnée par la relation :

$$R_{th\ cv} = \frac{1}{h \cdot L \cdot W_p} \quad (2.6.2)$$

Avec les caractéristiques thermiques typiques suivantes :

$$\lambda_{cu} \approx 380 \text{ W/mK} \quad \text{la conductivité thermique du cuivre} \quad (2.6.3)$$

$$h \approx 10 \text{ W/m}^2 \cdot \text{K} \quad \text{le coefficient d'échange thermique entre le cuivre et l'air ambiant} \quad (2.6.4)$$

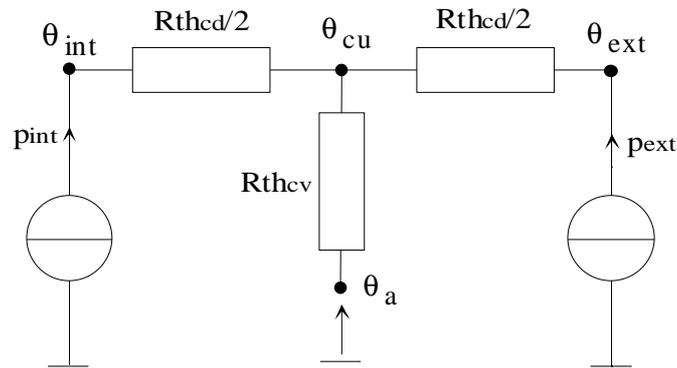


Fig. 2.6.2 : Modèle thermique élémentaire

En reprenant les grandeurs caractéristiques d'un conducteur de notre prototype de section moyenne :

- $L = 0.05$ m,
 - $W_{pmoy} = 2$ mm,
 - $e_p = 0.3$ mm,
- (2.6.5)

Et en prenant pour valeurs de pertes aux extrémités, les valeurs de pertes Joule, avec une densité de courant de 9 A/mm², dans les conducteurs les plus long des têtes de bobines intérieures et extérieures. Ces conducteurs, dans notre prototype, ont une largeur de 0.55 mm et un épaisseur de 0.3 mm.

- $p_{int} = 14$ mW,
 - $p_{ext} = 28$ mW.
- (2.6.6)

Les résistances thermiques données par les relations 2.6.1 et 2.6.2 valent :

$$R_{th\ cd} = 220 \text{ K/W} \quad (2.6.7)$$

$$R_{th\ cv} = 1250 \text{ K/W} \quad (2.6.8)$$

A partir des données 2.6.5 à 2.6.8, on obtient les variations de températures suivantes :

$$\theta_{cu} - \theta_a = 52.5 \text{ °C} \quad (2.6.9)$$

$$\theta_{int} - \theta_{cu} = 1.5 \text{ °C} \quad (2.6.10)$$

$$\theta_{ext} - \theta_{cu} = 3.1 \text{ °C} \quad (2.6.11)$$

Cet exemple simpliste montre que l'on peut considérer la température dans le bobinage de l'induit homogène. Un calcul un peu plus précis à partir d'une piste de section variable donne des résultats tout à fait analogues. D'une façon plus générale, cette répartition de la chaleur est liée à la valeur des résistances thermiques. Le rapport des résistances thermiques de conduction et de convection (expression 2.6.11), à épaisseur de cuivre donnée, dépend donc de la largeur du conducteur considéré. En général, l'optimisation de l'actionneur fixe le nombre de spires à sa valeur maximale (voir chapitre 4) et la plupart des pistes radiales ont alors une largeur relativement proche et fixée à une valeur comprise entre 1 et 2 mm. Dans ce cas les échanges thermiques par convection sont très inférieurs aux échanges thermiques par conduction. Pour cette raison, nous rechercherons à terme (fonctionnement sous vide) à améliorer cette conduction par l'ajout d'un élément bon conducteur thermique pour "tirer" la chaleur vers l'extérieur (voir § 2.6.2).

$$\frac{R_{th\ cv}}{R_{th\ cd}} = \frac{\lambda_{cu}}{h} \cdot \frac{e_p}{W_p} \gg 1 \quad (2.6.11)$$

On pourra donc toujours considérer la température dans tout le conducteur constante.

Les mesures effectuées, en régime permanent, (Fig. 2.6.3 à 2.6.5) confirment cette homogénéité de la température dans le bobinage de l'induit. Elle ont été effectuées à l'aide de sondes laminaires à résistances thermocouples placées à mi hauteur d'entrefer, c'est à dire au cœur du bobinage (endroit le plus contraint thermiquement), et aux quatre zones suivantes :

- dans l'inducteur (mesure notée θ_{exc})
- dans les têtes de bobines intérieures (mesure notée θ_{int})
- dans la partie active de l'induit (mesure θ_{act})
- dans les têtes de bobines extérieures (mesure θ_{ext})

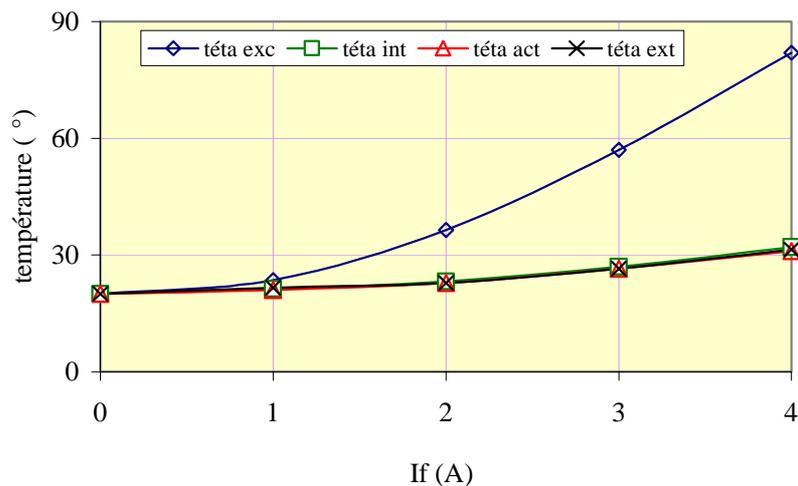


Fig. 2.6.3 : Température mesurée dans le bobinage lorsque l'inducteur seul est alimenté ($J_f = 9.5 \text{ A/mm}^2$ pour $I_f = 4\text{A}$)

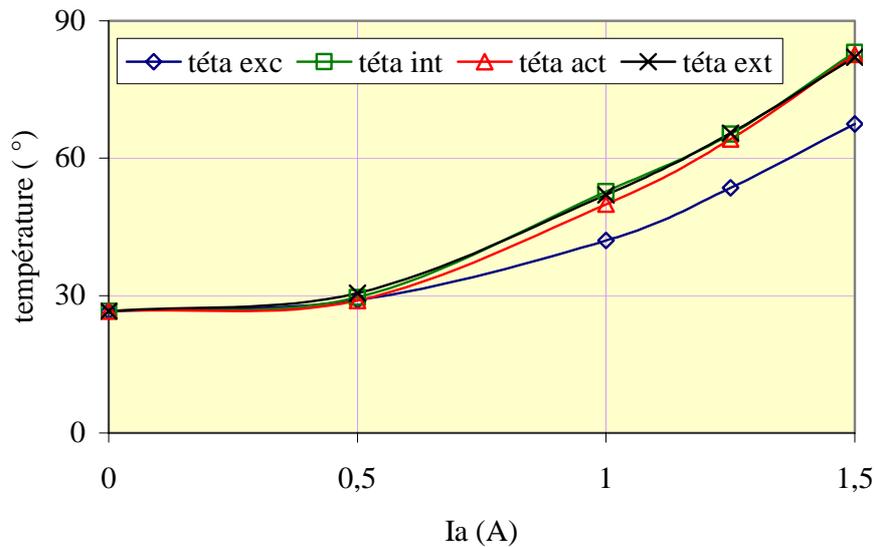


Fig. 2.6.4 : Température mesurée dans le bobinage lorsque l'induit seul est alimenté ($J_{aM} = 9 \text{ A/mm}^2$)

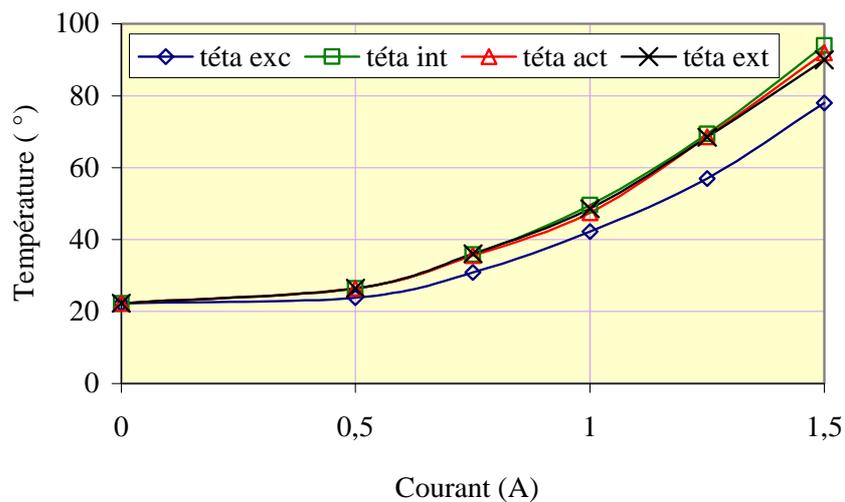


Fig. 2.6.5 : Température mesurée dans le bobinage lorsque l'induit et l'inducteur sont parcourus par le même courant ($J_a = J_f = 9 \text{ A/mm}^2$)

Les mesures ont été effectuées moteur à l'arrêt. Dans ce cas, les phénomènes de convection forcée sont faibles. L'expérimentation a été effectuée en courant continu (dans l'inducteur et l'induit). Si l'on accepte un échauffement de $100 \text{ }^\circ\text{C}$, la densité de courant alors admissible est de l'ordre de 10 A/mm^2 pour les deux bobinages. On remarque, figure 2.6.3, que le couplage thermique entre l'inducteur et l'induit est faible. Cela complique d'autant plus l'évacuation de la chaleur que l'inducteur est confiné sous le disque et que seules deux de ces pistes par galette sortent vers l'extérieur. L'amélioration de la conduction de la chaleur vers l'extérieur par l'utilisation d'une pièce bonne conductrice de la chaleur aura donc des effets limités.

2.6.2 Amélioration possible des échanges thermiques par conduction

Dans un vide d'air assez poussé, les échanges thermiques de chaleur par convection sont nuls. Il faudra donc améliorer le transfert de chaleur en augmentant la conduction vers l'air ambiant. Une solution envisagée (Fig. 2.6.6) consiste à utiliser deux anneaux bons conducteurs de chaleur qui, en serrant le bobinage dont la surface est vernie sur toute la zone des têtes de bobines, viendraient "tirer" la chaleur vers l'extérieur.

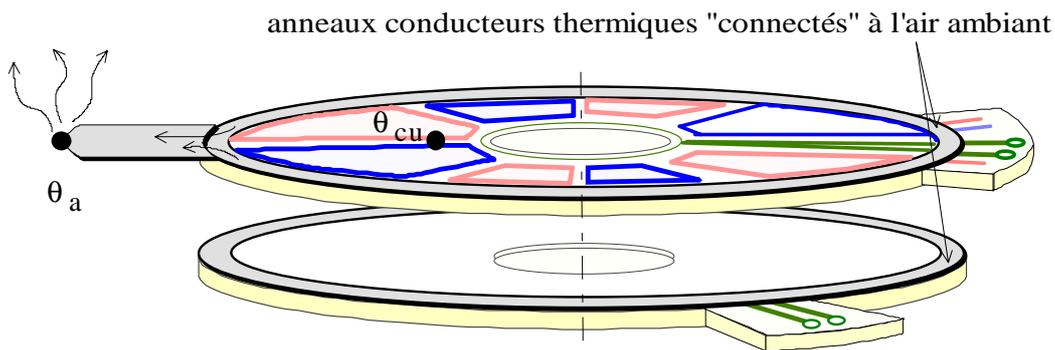


Fig. 2.6.6 : Solution envisagée pour l'évacuation de la chaleur par conduction

D'autre part, une augmentation de la taille des têtes de bobines extérieures est une solution complémentaire. En augmentant la largeur des conducteurs dans les têtes de bobines, les pertes Joule diminuent et la surface d'échange thermique avec les conducteurs augmente.

Conclusion

La modélisation semi-analytique 2-D introduite dans ce chapitre permet d'envisager un traitement numérique assez rapide pour l'optimisation de l'actionneur. Un seul calcul par éléments finis 2-D (voir paragraphe 2.1.2) est suffisant pour une géométrie donnée et pour toutes les positions. Le formalisme développé et basé sur l'utilisation des perméances superficielles permet d'établir le modèle complet de la machine à partir de ce seul calcul.

Le calcul des pertes d'origine magnétique dans notre bobinage, compte tenu des dimensions caractéristiques obtenues avec la technologie utilisée, n'est valable que jusqu'à la fréquence d'environ 2 kHz (pour une machine à 4 paires de pôle, cela correspond à une vitesse de 30 000 tr/min). Pour des fréquences de fonctionnement supérieures, seule une approche expérimentale combinée à des calculs par éléments finis peut permettre de fournir un jeu d'équations analytiques. Cette étude devra être réalisée sur le système final.

CHAPITRE 3

ALIMENTATION ET COMMANDE

CHAPITRE 3 : ALIMENTATION ET COMMANDE.....	88
INTRODUCTION.....	89
3.1 Essais de commande en mode synchrone.....	89
3.1.1 Modèle simplifié de la machine synchrone et validation.....	90
3.1.2 Commande en mode synchrone dans le repère "abc".....	94
3.1.3 Commande en mode synchrone dans un repère "dq estimé".....	95
3.2 Autopilotage simplifié.....	99
3.2.1 Mise en oeuvre.....	100
3.2.2 Expérimentation.....	101
3.3 Commande à rendement optimal.....	103
3.3.1 Les modèles de pertes.....	104
3.3.2 Recherche des pertes minimales sur une machine synchrone à excitation bobinée.....	110
3.3.3 Fonctionnement à pertes minimales.....	112
CONCLUSION.....	115

CHAPITRE 3

ALIMENTATION ET COMMANDE

Les machines sont, pour la plupart, pilotées en couple et en vitesse. Dans le cas de l'accumulateur électromécanique d'énergie, au contraire, la consigne est une consigne de puissance. Une simple boucle de régulation utilisant un correcteur du type proportionnel-intégral [COL_94], avec le seul contrôle du courant dans l'axe q , est tout à fait envisageable mais ne permet pas d'assurer le fonctionnement à pertes minimales recherché pour notre application. La commande en puissance doit être plus "intelligente" et appliquer pour chaque point de fonctionnement les grandeurs de commandes optimales. Nous allons donc, au préalable, présenter une étude théorique sur la recherche et le calcul de ces grandeurs. Quant à la fonction autopilotage, malgré une charge fixe, nous montrerons qu'une commande sans connaissance de la position (commande dite synchrone) ne peut être envisagée dans le cas de notre application. Cette étude ainsi qu'un autopilotage simplifié à partir d'un capteur rudimentaire ne délivrant qu'une impulsion par tour seront présentés en première partie de ce chapitre.

Dans ce chapitre, nous aurons plutôt une approche commande. C'est à dire que nous supposerons la machine construite et le convertisseur statique d'alimentation imposé.

3.1 Essais de commande en mode synchrone

Dans le cas du stockage électromécanique d'énergie où les vitesses de rotation sont élevées (30000 tr/mn environ pour notre application), nous souhaitons simplifier au maximum le capteur de position, voir ne pas en utiliser, notamment pour des raisons fiabilité. A partir de ce constat, deux modes de commande restent envisageables : le mode autopiloté sans capteur mécanique et le mode dit synchrone c'est à dire sans connaissance de la vitesse et de la position. Actuellement, la quasi totalité des machines synchrones utilisées en vitesse variable fonctionnent en mode autopiloté pour prévenir tout risque de décrochage. Mais dans le cas très particulier du stockage électromécanique d'énergie, où la charge est fixe et supposée parfaitement connue, les variations de couple et de vitesse sont imposées par la commande sans que le système ne soit perturbé par ailleurs. Une commande sans autopilotage, donc simple, est alors envisagée. Dans ce chapitre, nous essaierons donc d'appliquer ce principe (Fig. 3.1.1) pour obtenir une caractéristique de fonctionnement à puissance maximale constante comprise entre la vitesse de base et la vitesse maximale. La mise en route du système est peu exigeante (faible couple) et peut donc faire l'objet d'une procédure simplifiée qui ne sera pas abordée dans ce document.

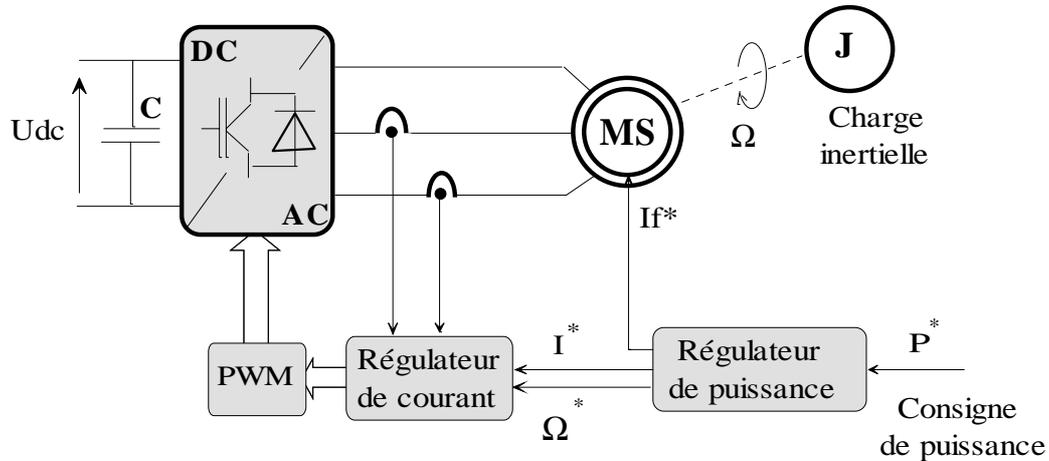


Fig.3.1.1 : Schéma général d'une commande en mode synchrone

L'utilisation de la machine synchrone « accrochée » au réseau, donc alimentée à fréquence fixe et par une source de tension est un cas classique et bien connu [CHA_89]. En revanche, pour un fonctionnement non autopiloté, à vitesse variable avec alimentation en courant, les sources bibliographiques proposant un modèle simplifié (autre que le modèle de Park), manquent à notre connaissance. Nous commencerons par présenter la démarche utilisée pour modéliser « simplement » le système en régime dynamique. Son étude est nécessaire avant d'envisager une commande synchrone. Un banc d'essai, constitué d'une machine synchrone à aimants permanents associée à une inertie et représentatif d'un petit système de stockage, permettra la validation du modèle analytique et de la simulation [BER_99].

3.1.1 Modèle simplifié de la machine et validation

La résolution de l'équation fondamentale de la dynamique est effectuée pour une machine à p paires de pôles, à entrefer constant (le couple réactif de notre machine est très faible, cf § 2.4.4) et fonctionnant en régime linéaire. Avec une alimentation en courant, elle s'exprime :

$$\frac{J}{p} \frac{d^2\theta}{dt^2} = 3.p.\Phi_f .I.\sin \xi - \frac{f}{p} \frac{d\theta}{dt} - C_0 - C_{asyn} \quad (3.1.1)$$

Avec :

$$p\theta_m = \theta = \theta_s - \xi \quad (3.1.2)$$

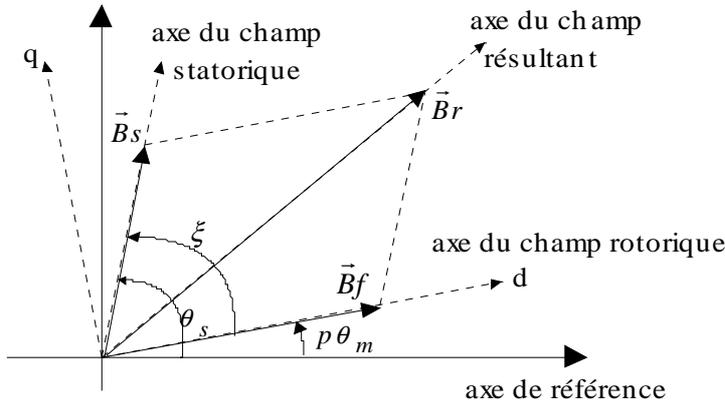


Fig. 3.1.2 : Représentation vectorielle des champs

Les pertes d'origines magnétiques au rotor sont contenues dans le terme C_{asyn} de l'équation 3.1.1. Ces pertes seront supposées, en première approximation, proportionnelles aux variations de ξ , l'écart angulaire entre les champs d'excitation et de l'induit (Fig. 3.1.2). Donc :

$$C_{asyn} = K_D \cdot \frac{d\xi}{dt} \tag{3.1.3}$$

L'utilisation d'un modèle aussi simpliste n'est évidemment valable qu'autour d'un point de fonctionnement et pour des petites variations. L'utilisation de cette approximation peut cependant permettre une bonne compréhension du comportement dynamique d'une machine synchrone sans systèmes amortisseurs comme celle que l'on utilisera pour le stockage électromécanique où les pertes doivent être minimisées. En particulier, une connaissance suffisamment précise de la constante de temps des effets amortisseurs dus aux pertes d'origines magnétiques, mécaniques et aérodynamiques, est nécessaire avant d'envisager une commande en mode synchrone (boucle ouverte de position).

A partir des équations 3.1.1 et 3.1.2, on obtient :

$$\frac{J}{p} \left(\frac{d^2\theta_s}{dt^2} - \frac{d^2\xi}{dt^2} \right) = 3p \cdot \Phi_f \cdot I \cdot \sin \xi - C_0 - \frac{f}{p} \left(\frac{d\theta_s}{dt} - \frac{d\xi}{dt} \right) - K_D \cdot \frac{d\xi}{dt} \tag{3.1.4}$$

Après linéarisation autour d'un point de repos et transformation de Laplace, il est possible de calculer la fonction de transfert entre ξ et la pulsation des courants d'alimentation ω_s . Elle s'exprime, en fonction de la variable de Laplace s :

$$\frac{\Delta\xi(s)}{\Delta\omega_s(s)} = \frac{s + \frac{f}{J}}{s^2 + \left(\frac{f}{J} + \frac{p \cdot K_D}{J} \right) s + \frac{p \cdot K_S}{J}} \tag{3.1.5}$$

Avec : $K_S = 3 \cdot p \cdot \Phi_f \cdot I \cdot \sin(\xi_0)$

- K_S est le coefficient de couple synchronisant au point de repos considéré en $W.s.rad^{-1}$,
- K_D est le coefficient de couple asynchrone en $W.s^2 rad^{-1}$.

Pour des petites variations à partir d'une vitesse initiale Ω_0 , on montre que la réponse à un échelon de pulsation des courants statoriques d'amplitude ω_{s0} s'exprime par l'équation :

$$\Omega(t) \approx \Omega_0 + \frac{\omega_{s0}}{p} . u(t) - \frac{\omega_{s0}}{p} \cdot \frac{e^{-Z\omega_n t}}{\sqrt{1-Z^2}} . \sin\left(\omega_n \sqrt{1-Z^2} . t + \pi - \arccos Z\right) . u(t) \quad (3.1.6)$$

Avec :

$$\omega_n = \sqrt{\frac{p.K_S}{J}} \quad \text{pulsation naturelle} \quad (3.1.7)$$

$$Z = \frac{1}{2} \cdot \frac{f + p.K_D}{\sqrt{J.p.K_S}} \quad \text{amortissement} \quad (3.1.8)$$

A partir des équations 3.1.7 et 3.1.8, les mesures de la pulsation naturelle et de l'amortissement permettent la détermination du coefficient K_D . Les mesures effectuées sur notre banc d'essais ont donné :

$$Z = 0.045$$

$$\omega_n = 20 \text{ rad/s}$$

$$K_D = 14.10^{-3} W.s^{-2}.rad^{-1}$$

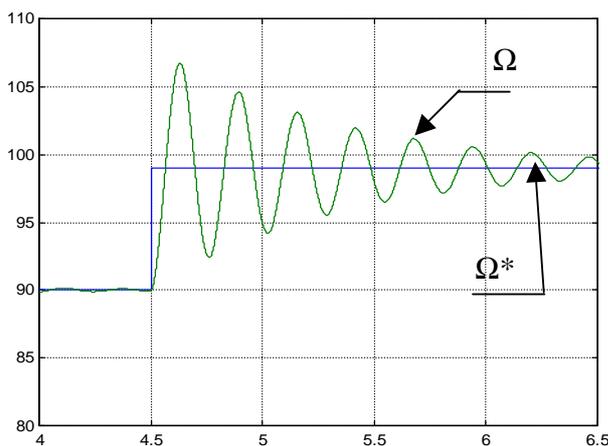


Fig. 3.1.3.a : Simulation

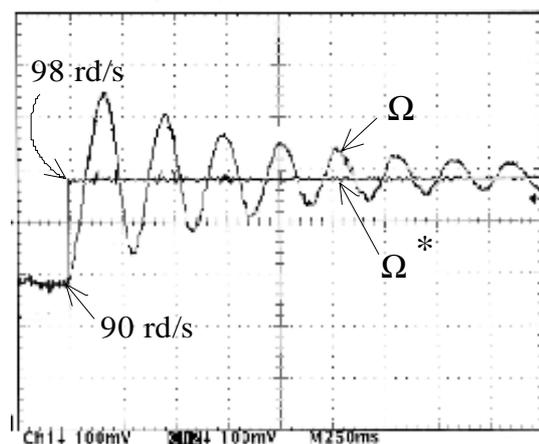


Fig. 3.1.3.b: Expérimentation
X: 250 ms/div – Y: 5 $rd.s^{-1}$ /div

Une fois le coefficient K_D déterminé à partir du modèle analytique présenté et d'un relevé expérimental, le modèle MATLAB simple d'une machine synchrone à pôles lisses sans les effets amortisseurs peut être complété en ajoutant au couple de charge le terme C_{asyn} . Une telle approche permet une simulation simple et rapide du comportement dynamique d'une machine synchrone.

Simulation et expérimentation (Fig. 3.1.3.a et 3.1.3.b), réalisées dans les mêmes conditions, montrent la validité du modèle utilisé malgré l'approximation faite sur la modélisation du couple asynchrone. Notons que les effets amortisseurs présents naturellement dans la machine sont très faibles et proviennent essentiellement des pertes magnétiques (le terme $p.K_D$ est prépondérant devant f dans l'expression 3.1.8).

A partir de l'équation 3.1.6, l'expression de la constante de temps des effets amortisseurs s'écrit :

$$\tau_D = \frac{2.J}{f + p.K_D} \quad (3.1.9)$$

Appliquée à la machine utilisée pour l'expérimentation, cette valeur vaut 0.8 s. Une simulation montre les oscillations observées lors d'une perturbation de couple résistant de 0.1 N.m sur les évolutions du couple et de l'angle Ψ (avec $\Psi = \pi/2 - \xi$) représentées en figure 3.1.4. Dans le cas d'un dispositif de stockage, cette constante de temps peut devenir très grande (grande inertie, faibles frottements...). Par conséquent, les oscillations doivent être impérativement évitées par une commande appropriée.

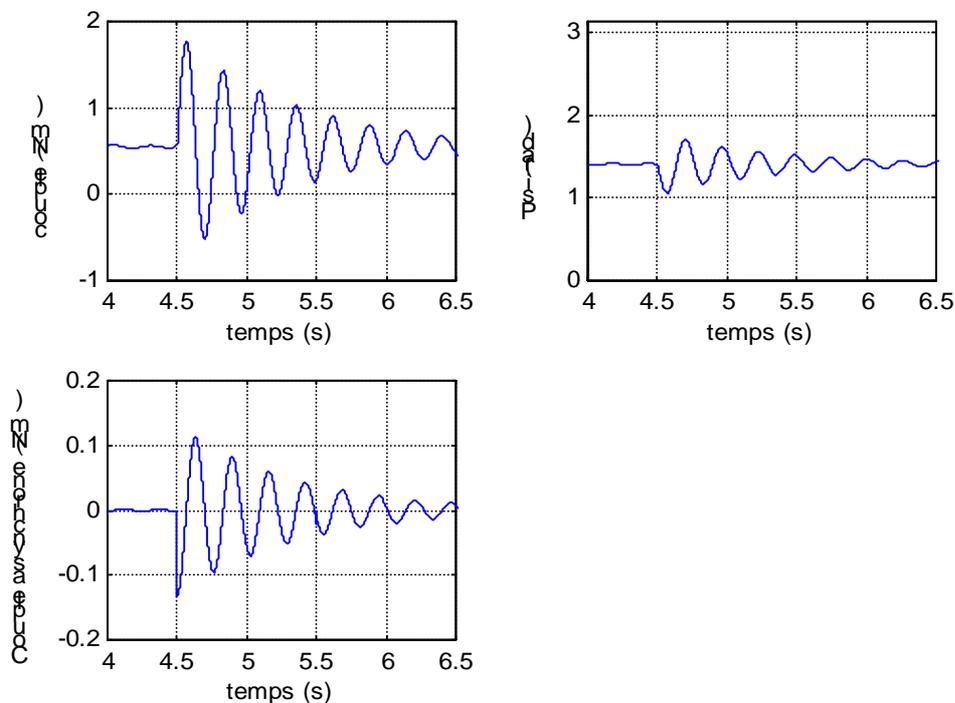


Fig. 3.1.4 : Oscillations créées lors d'un échelon de couple résistant de 0.1 N.m

3.1.2 Commande en mode synchrone dans le repère "abc"

L'angle ξ est régi par une équation différentielle du second degré dont l'amortissement est très faible. Toute variation de cet angle provoque donc des oscillations très peu amorties et risque de provoquer le décrochage si ξ dépasse $|\pi/2|$. Une solution consiste à maintenir l'angle ξ constant en ajustant l'amplitude des courants induits nécessaires à l'obtention du couple d'accélération désiré. Dans le référentiel du stator si l'angle ξ est constant, l'équation de couple et l'équation mécanique d'une machine synchrone alimentée en courant s'écrivent :

$$J \frac{d\Omega}{dt} = C_{em} - f \cdot \Omega - C_0 \quad (3.1.10)$$

$$C_{em} = 3.p.\Phi_f .I .\sin \xi \quad (3.1.11)$$

A partir de ces deux équations, pour un couple de référence C_{em}^* donné, il est possible de calculer les deux consignes suivantes pour lesquelles le régime transitoire est éliminé.

$$I^*(p) = \frac{C_{em}^*(p)}{3.p.\Phi_f} \quad (3.1.12)$$

$$\Omega^*(p) = \frac{C_{em}^*(p)}{J.p + f} \quad (3.1.13)$$

Pour la simulation d'une telle commande, nous devons supposer dans un premier temps connue la valeur ξ_0 . Le choix de $\pi/2$ qui minimise les pertes Joule à couple donné [MAD_98] correspond à la limite de stabilité pour une machine à pôles lisses. Afin de garder une marge de sécurité, nous fixons arbitrairement sa valeur à $\pi/3$. La figure 3.1.5 montre les résultats de la simulation obtenus pour une série d'échelons de couple de consigne de 0.5 Nm. Le résultat semble à première vue satisfaisant. Le couple et la vitesse suivent les consignes malgré de légères oscillations (amorties) dues aux imperfections de la boucle de courant (régulation dont le temps de réponse n'est pas nul). En revanche, les observations faites sur l'évolution de l'angle ξ montrent une dérive même avec une connaissance parfaite du modèle. Une étude plus fine à partir de la transmittance 3.1.5 montre [BER_99] que cette dérive est inhérente à ce mode de commande. On montre que pour une rampe de vitesse de pente ω_{s1} , l'angle ξ dérive tel que :

$$\Delta\xi(t) \xrightarrow{t \rightarrow \infty} \frac{\omega_{s0}}{\omega_n^2} \frac{f}{J} .t \quad (3.1.14)$$

La commande d'une machine synchrone en boucle ouverte est donc impossible à mettre en œuvre dans le repère abc.

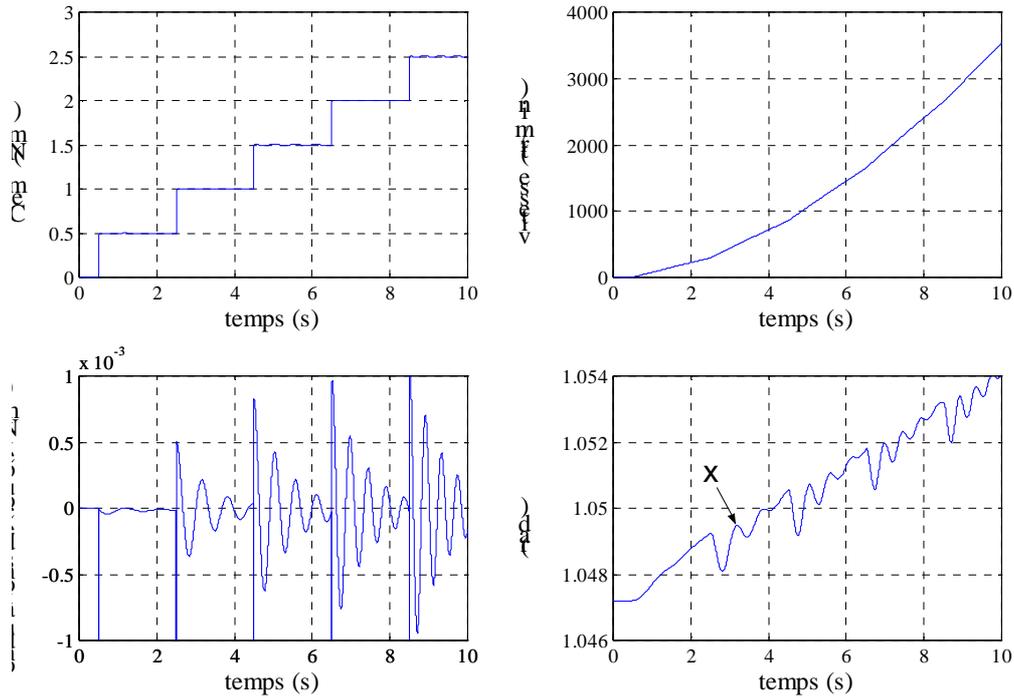


Fig. 3.1.5 : Simulation d'une commande dans le repère "abc"
(échelle des ondulations de couple agrandie)

3.1.3 Commande dans un repère "dq estimé"

Il s'agit ici d'une structure connue d'autopilotage indirect (sans capteur mécanique, Fig.3.1.6) pour laquelle le changement de repère est effectué à partir d'une estimation de la position.

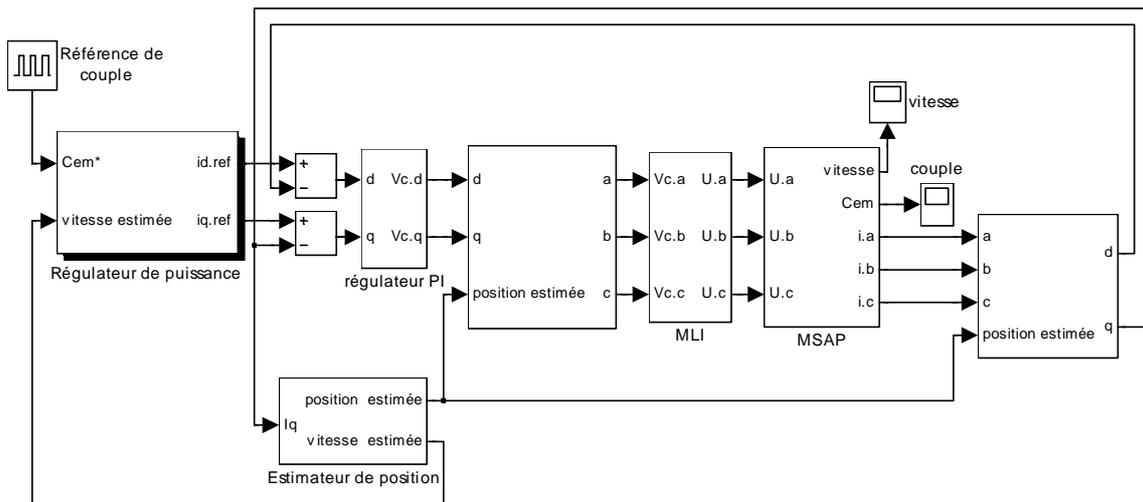


Fig. 3.1.6 : Schéma de commande dans un repère "dq estimé"

Cette fois-ci, la consigne de couple C_{em}^* fournit directement les références i_d^* et i_q^* qui, asservies, imposent un couple sans ondulations. Dans un fonctionnement à pertes Joule minimisées par exemple, le courant i_d doit être nul (machine à pôles lisses). Donc, dans le plan dq :

$$C_{em} = p \cdot (\Phi_d \cdot i_q) \tag{3.1.15}$$

$$\frac{d^2\theta}{dt^2} = \frac{p^2 \cdot \Phi_d \cdot I_q}{J} - \frac{f}{J} \cdot \frac{d\theta}{dt} \tag{3.1.16}$$

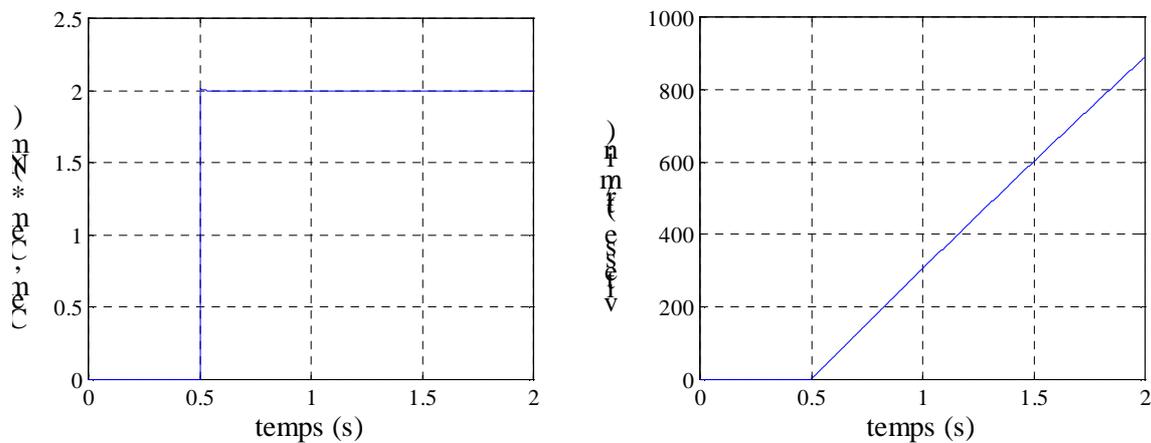


Fig. 3.1.7: Simulation utilisant un modèle idéal

A partir de l'équation 3.1.16, il est possible d'estimer la position θ . Pour ce calcul, seuls les paramètres mécaniques (J et f) sont nécessaires. La figure 3.1.8 montre le schéma bloc permettant l'estimation de la position. Une telle structure, notamment grâce à l'utilisation d'intégrales, est particulièrement bien adaptée au calcul numérique.

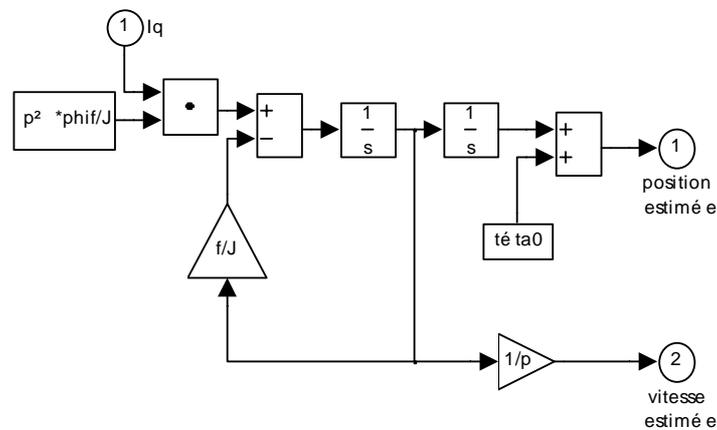


Fig. 3.1.8: Bloc estimateur de position

Le fait d'estimer la position, à partir des courants mesurés, permet de prendre en considération les imperfections des boucles de courant. La simulation, dont le résultat est montré figure 3.1.7, a été effectuée avec une connaissance parfaite des paramètres mécaniques. Elle montre qu'alors l'estimation est parfaite et qu'il n'y a pas de dérive comme dans le cas d'une commande dans le repère abc.

Cependant, la connaissance parfaite des paramètres mécaniques est impossible (affaiblissement du vide dans le temps, variation de température...). Il se produit alors une dérive dans l'estimation de la position qui cette fois n'est pas inhérente au mode de commande utilisé. Les figures 3.1.9 et 3.1.10 représentent le résultat d'une simulation dans le cas où la connaissance de la valeur du coefficient de frottement visqueux est précis à 10% près ($0.9 \cdot f$ au lieu de f). Dans ce cas, le repère dq dans lequel on travaille s'écarte du vrai repère dq jusqu'à provoquer le décrochage de la machine. Cette commande est donc impossible à mettre en œuvre dans le cas où les cycles de fonctionnement sont longs. Seule une application à des cycles de fonctionnement courts (Fig.3.1.9) peut être envisagée.

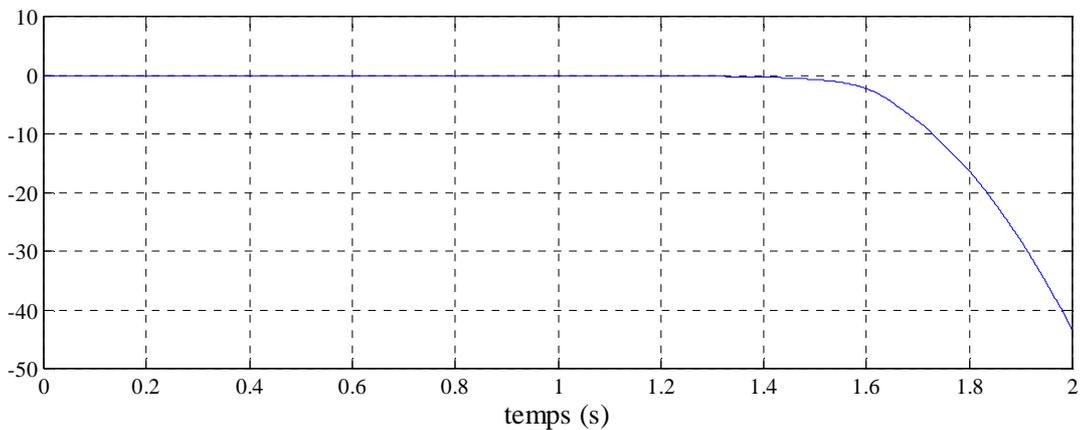


Fig. 3.1.9: Evolution de l'erreur d'estimation de la position (f précis à 10%). Simulation avec les paramètres du banc d'essai

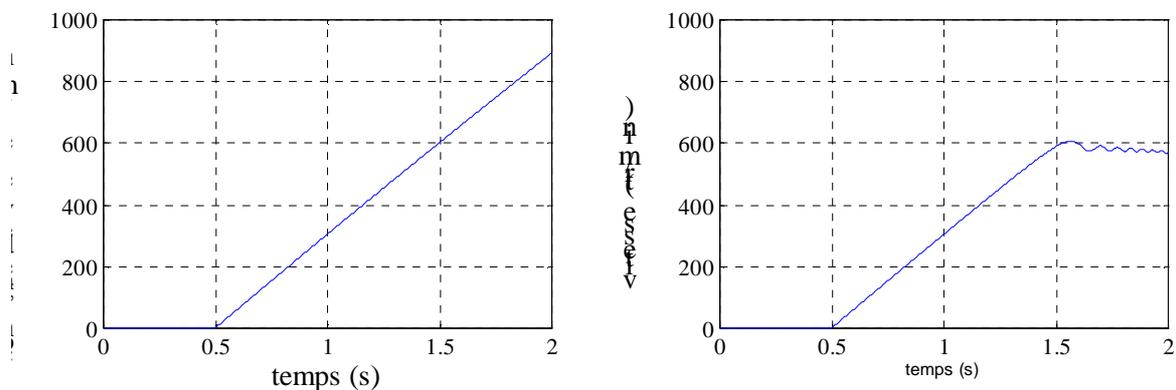


Fig.3.1.10.a : Simulation faite avec une erreur de 10% sur le coefficient de frottements visqueux

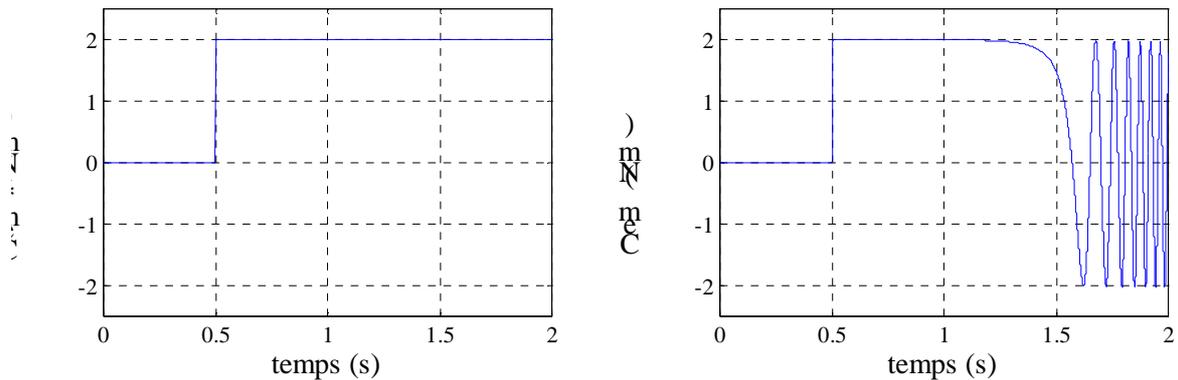


Fig.3.1.10.b : Simulation faite avec une erreur de 10% sur le coefficient de frottements visqueux

La validation expérimentale à été menée à partir d'un banc d'essai de notre laboratoire caractérisé par les données suivantes :

- $P = 3000 \text{ W}$ (puissance maximale),
- $J = 5.5 \text{ kg.m}^2$,
- $f \approx 1 \text{ e}^{-6}$ (valeur typique pour avec une pression de $10\text{e}^{-4} \text{ mbar}$ [BOR_95]),
- $\Omega_b = 1000 \text{ rd/s}$,
- $C_M = 3\text{Nm}$.

En pratique, la connaissance du rapport f/J avec une marge de précision de 30% seulement semble être une limite. La figure 3.1.11 représente l'évolution de l'erreur au cours du temps pour un couple de référence donné et pour trois valeurs différentes du rapport f/J . Dans le cas de notre application, les cycles de fonctionnement ne peuvent pas dépasser quelques minutes.

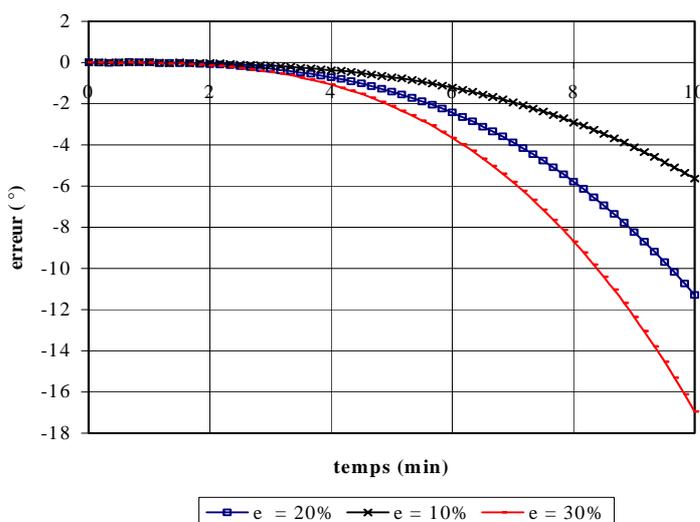


Fig.3.1.11 : Erreur commise sur l'estimation de la position (pour les paramètres de l'accumulateur)

Les simulations faites sur la commande en boucle ouverte de position d'une machine synchrone montrent qu'il y aura toujours une dérive en fonction du temps dans l'estimation de la position. Même dans le cas d'une commande dans le repère abc, où a priori les différents effets amortisseurs pourraient laisser supposer qu'un fonctionnement synchrone est possible, les équations montrent que pour une rampe de vitesse l'écart entre les deux champs tournants ne reste pas constant. Par ailleurs, la nécessité d'opérer pour des valeurs de ξ inférieures à $\pi/2$ ne permet pas d'envisager efficacement l'optimisation du rendement. Le contrôle dans un repère dq à partir d'une position calculée avec l'équation électromécanique donne en revanche de meilleurs résultats sous réserve d'une bonne connaissance des paramètres mécaniques et d'un fonctionnement avec des cycles de charges et de décharges courts. Si les cycles de fonctionnement sont plus longs, l'utilisation d'un capteur est indispensable. Dans le cas du stockage électromécanique, l'utilisation d'un capteur rudimentaire délivrant une impulsion par tour est suffisante.

3.2 Autopilotage simplifié

De très nombreuses recherches ont été publiées sur la commande sans capteur mécanique des machines synchrones [JUF_95], [JON_89], [PEI_95], [BRU_95], [PYR_97]. La plupart des méthodes proposées permettent un très bon contrôle du couple électromagnétique. Si ces solutions sont très performantes, elles utilisent en revanche des algorithmes complexes à mettre en œuvre. Dans le cas très particulier du stockage électromécanique d'énergie, caractérisé par un fonctionnement à vitesse élevée, à grande inertie et faibles accélérations, la nécessité de travailler avec des performances dynamiques aussi élevées n'est pas utile. Dans ces conditions, l'utilisation d'un capteur rudimentaire délivrant une impulsion par tour peut être largement suffisante. Cette solution est très simple à mettre en œuvre. Dans ce cas, la position est extrapolée entre deux impulsions. L'erreur faite sur cette estimation est d'autant moins importante que la vitesse est élevée et l'accélération faible. D'après [MOR_92], pour une impulsion par tour et si γ_a est l'accélération, l'erreur commise sur l'estimation de la position s'exprime :

$$\Delta\theta = p \cdot \left[2\pi \cdot \frac{1}{2\gamma_a} \left(\sqrt{\Omega_0^2 - 4\pi\gamma_a} + \Omega_0 \right) \left(\sqrt{\Omega_0^2 + 4\pi\gamma_a} - \Omega_0 \right) \right] \quad (3.2.1)$$

La figure 3.2.1 montre, à partir de l'expression 3.2.1, l'erreur maximale faite sur un tour et en fonction de la vitesse pour deux valeurs d'accélération. Pour notre dispositif de stockage, dans la gamme de vitesse comprise entre Ω_b et Ω_M et pour une décharge complète en une heure (accélération de 0.6 rad/s² environ), cette erreur peut être considérée comme sans effets sur l'autopilotage. Une telle commande est donc envisageable et sera la méthode retenue pour notre application. Ne disposant pas encore du capteur sur notre prototype, nous avons donc testé le principe de cet autopilotage sur le banc d'essai déjà utilisé pour la commande en mode synchrone du paragraphe 3.1. Bien que ses caractéristiques mécaniques soient différentes de celles de l'accumulateur électromécanique d'énergie (faible inertie et frottements forts), les résultats obtenus seront tout à fait transposables à notre application puisque les dynamiques seront beaucoup plus faibles que celles expérimentées et parce que le nombre d'impulsions par tour peut

être portée à 4 (une par dent rotorique) et réduire ainsi l'erreur commise sur l'estimation de la position.

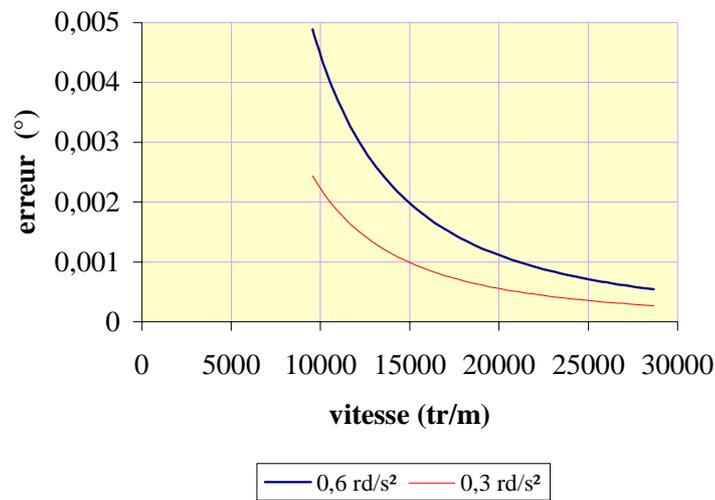


Fig. 3.2.1: Erreur d'estimation de la position calculée

3.2.1 Mise en œuvre

Il s'agit d'obtenir les consignes des courants de chacune des phases d'une machine synchrone, correctement synchronisées par rapport à la position du rotor. Pour cela, nous disposons, sur le banc d'essais, d'un codeur incrémental 1024 points/tour mais nous n'utiliserons que le signal top 0 qui délivre une impulsion par tour.

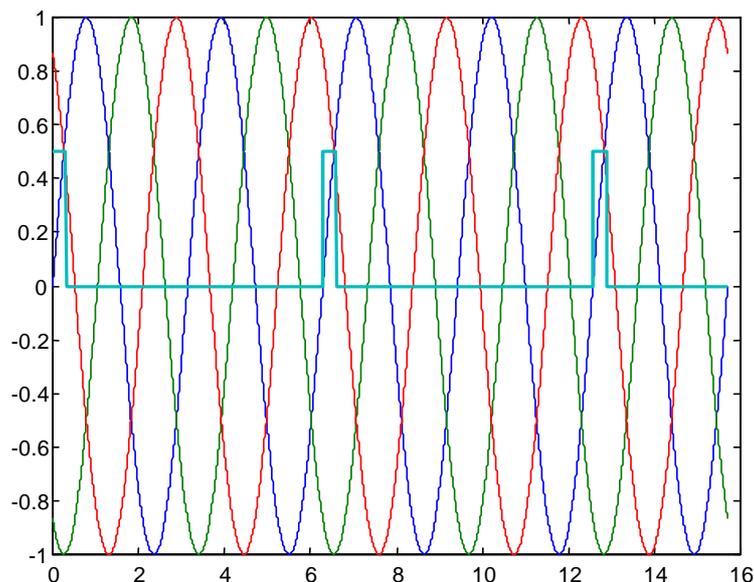


Fig. 3.2.2 : Principe de l'autopilotage à partir du seul top 0, cas d'une machine à 2 paires de pôles

Il s'agit ni plus ni moins de la fonction, boucle à verrouillage de phase, mais le contexte d'utilisation (une machine à forte inertie) permet de considérer que la vitesse ne variera que très lentement, et que la période mesurée entre deux tops pourra être utilisée pour fixer la fréquence des courants entre les 2 tops suivants. L'erreur éventuelle de phase sera donc suffisamment faible pour ne pas avoir d'incidence sur le bon fonctionnement du moteur. Nous utiliserons pour la mise en œuvre de cette commande une technologie numérique.

Pour la génération des 3 références de courant sinusoïdales, on utilise une structure de synthèse numérique directe (appelée DDS sur la figure 3.2.3) associée à 3 ROMs « sinus » (Fig. 3.2.1). La période du signal top 0 est mesurée à l'aide d'un temporisateur. La fréquence à imposer aux courants est calculée par inversion de cette période. A chaque impulsion sur le signal top 0, la phase est remise à 0.

La structure de DDS est implantée dans un CPLD de 64 macro-cellules, tandis que la mesure de la période et le calcul de l'incrément de phase à appliquer en entrée du DDS est réalisée par un DSP. Cette carte ainsi que sa programmation ont été effectuées par D. MILLER, professeur agrégé à l'Antenne de Bretagne de l'ENS de Cachan.

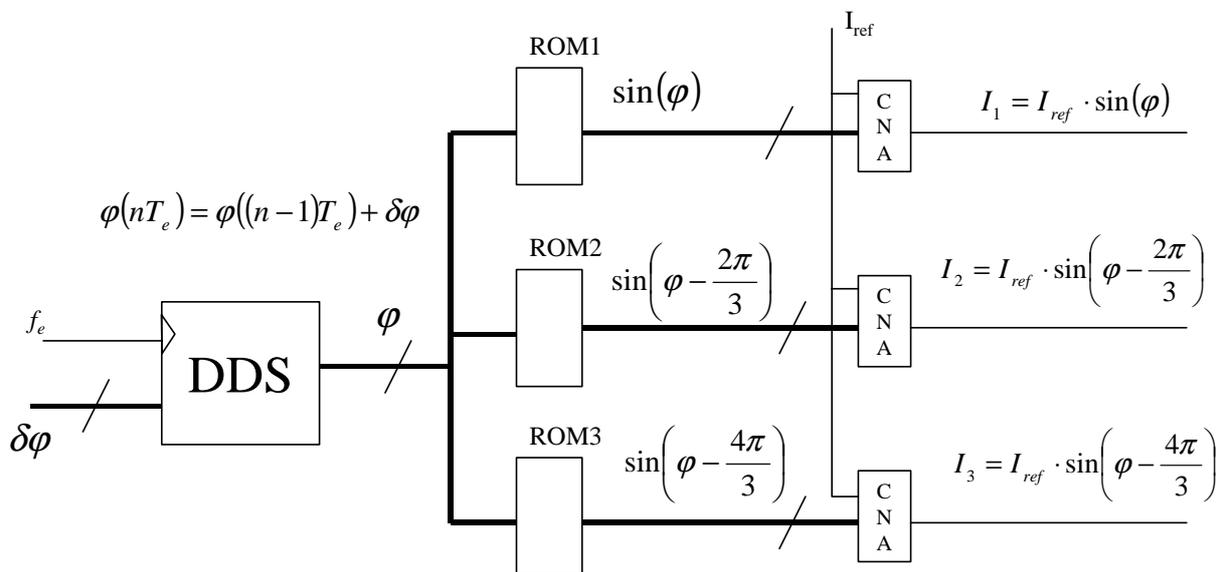


Fig. 3.2.2 : Génération des courants de références

3.2.2 Expérimentation

Les figures 3.2.3.a et 3.2.3.b montrent les photos du dispositif de commande. La maquette réalisant la commande (en "abc") de l'onduleur triphasé reste celle utilisée lors des essais en mode synchrone. Elle comporte les trois ROMs programmées pour reconstruire le système triphasé sinusoïdal, les convertisseurs numériques-analogiques (8 bits), les trois correcteurs analogiques P.I et les trois générations de rapports cycliques (circuits SG 3525). La carte assurant la fonction "autopilotage simplifié" ne gère que le calcul des adresses envoyées aux trois ROMs à partir du signal fourni par le capteur rudimentaire. Dans la version finale, celle-ci gèrera l'ensemble de la commande.

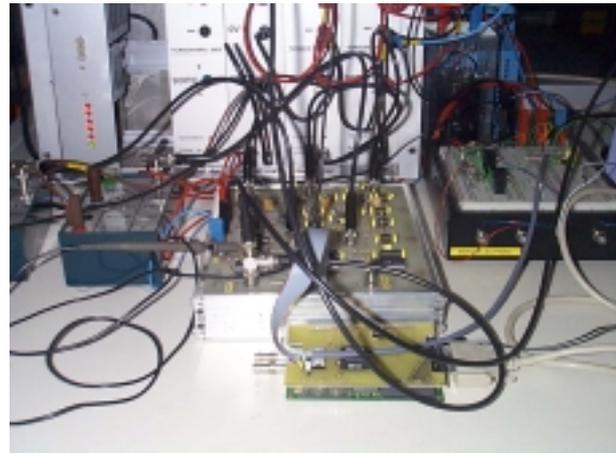
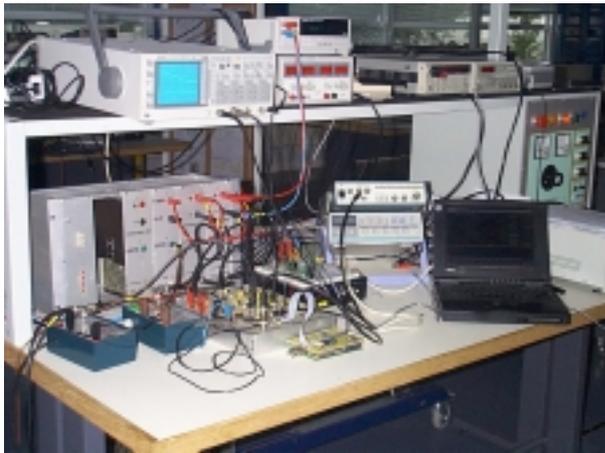


Fig. 3.2.3.a : Vue d'ensemble de la commande

Fig. 3.2.3.b : Vue de la maquette de commande (carte de l'autopilotage simplifié au premier plan)

Les Figures 3.2.4 et 3.2.5 présentent les résultats obtenus pour un essai indiciel sur I_{ref} donc sur l'amplitude des courants de l'induit. L'observation de l'évolution de la vitesse montre le fonctionnement correcte de l'autopilotage (fonctionnement stable sans oscillations). L'essai a été effectué avec une amplitude de courant de référence évoluant en créneaux d'amplitude 2A autour de 7A.

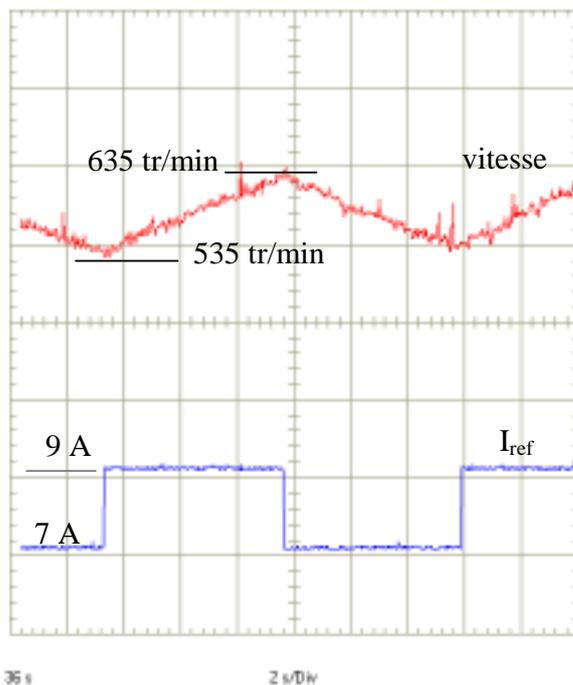


Fig. 3.2.4: Essai indiciel en courant.
Évolution de la vitesse

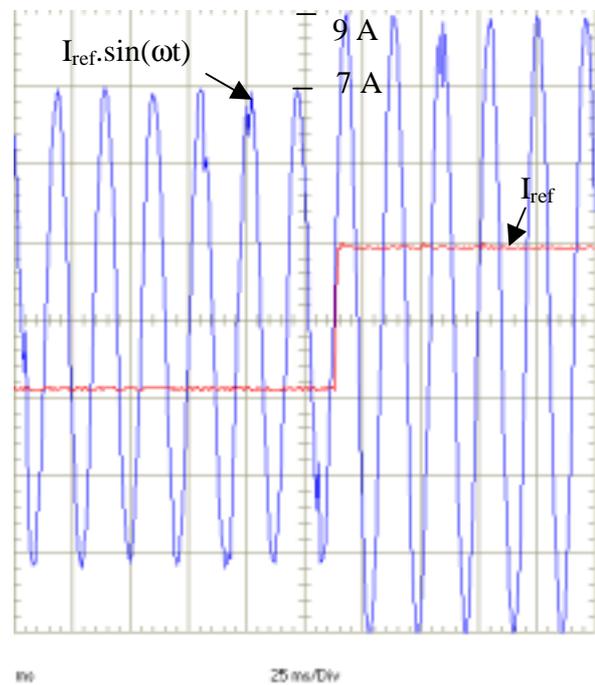


Fig. 3.2.5: Essai indiciel en courant
Évolution des courants de référence

Compte tenu des caractéristiques de la machine synchrone d'essais et de sa charge, l'accélération et la décélération imposées par la consigne de courant vaut environ 1.8 rad/s^2 . Cette valeur, en étant située bien au-delà de la dynamique de notre dispositif de stockage (environ 0.6 rad/s^2 pour une décharge complète en une heure), montre que les performances que l'on peut attendre de ce type d'autopilotage sont tout à fait suffisantes pour le pilotage de notre moteur/générateur.

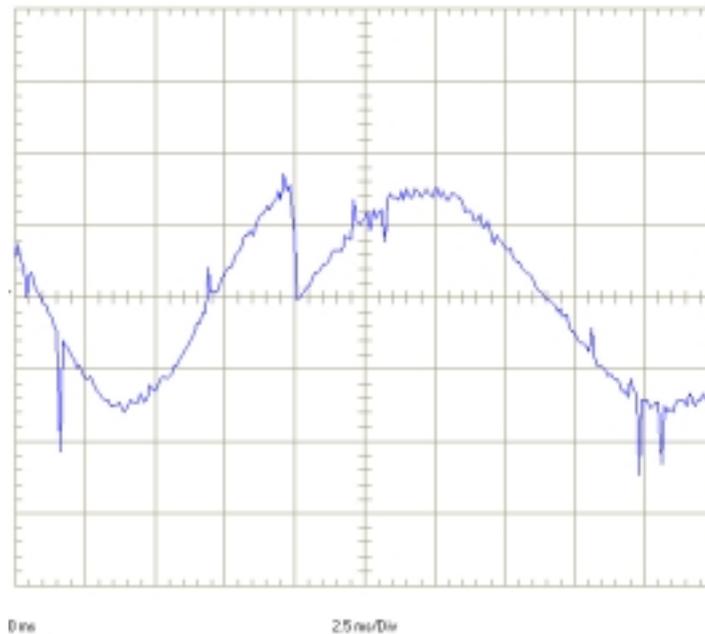


Fig. 3.2.6: Récalage du courant de référence dans la phase "a"

La figure 3.2.6 montre l'évolution du courant de référence dans la phase "a" dans le cas limite d'une forte décélération (3 rad/s^2) au moment où apparaît l'impulsion (délivrée ici le top 0 du codeur). La phase est alors instantanément remise à zéro.

3.3 Commande à rendement optimal

Le fonctionnement à rendement optimisé est de plus en plus recherché dans les entraînements électriques. Si l'on se contente en général de minimiser les pertes Joule uniquement, dans le cas particulier des machines synchrones à pôles lisses, cela revient à travailler à courant id nul et la commande reste simple.

Nous connaissons à ce jour peu de publications traitant de ce problème. Mademlis [MAD_98] a montré qu'à partir d'un modèle de pertes intégrant à la fois les pertes Joule et les pertes d'origine magnétique il est possible d'exprimer de façon analytique les grandeurs de commande qui minimisent les pertes dans la machine. Fondée sur une modélisation pour laquelle les grandeurs de contrôle sont le flux et le courant d'excitation, cette étude est donc plutôt adaptée aux commandes en tension (commande en U/f). Nous allons reprendre cette étude mais cette fois-

ci en considérant que la commande est une commande en courant et montrer qu'il existe (pour chaque point de fonctionnement) un triplet de grandeurs de commandes optimales : I_{aopt} , I_{fopt} et Ψ_{opt} . Nous utiliserons donc dans un premier temps un modèle de pertes général, incluant toutes les pertes, pour établir une théorie qui soit la plus générale possible. Seulement lors des applications numériques, nous reviendrons aux données relatives à notre prototype.

3.3.1 Les modèles de pertes

Avant tout calcul d'optimisation, il est nécessaire de disposer de modèles de pertes suffisamment réalistes. Les modèles que nous présentons dans ce paragraphe, bien que très généraux pour les besoins de notre théorie, sont tout à fait en accord avec la modélisation de notre prototype proposée au chapitre 2.

La recherche des paramètres de commande qui minimisent les pertes se fait à couple et vitesse données. Les pertes mécaniques qui sont proportionnelles à Ω n'interviennent donc pas dans ce calcul.

a- Modélisation des pertes Joule

L'expression des pertes Joule est définie pour des conducteurs parcourus par des courants continus et non soumis à un champ magnétique extérieur.

$$P_J = 3R_a I_a^2 + R_f I_f^2 \quad (3.3.1)$$

b- Modélisation des pertes magnétiques

Pour les pertes magnétiques dans le fer, la littérature propose plusieurs modèles :

- ✓ En première approximation, l'utilisation d'un modèle type STEINMETZ permet de regrouper les pertes par hystérésis et par courants de Foucault en un seul terme [KUS_83],[MAR_91].

$$P_{mg} = k_{mg} \omega^x B_R^2 \quad (3.3.2)$$

B_R est la composition vectorielle des inductions d'excitation et de l'induit.

Si la réaction magnétique de l'induit est faible, B_R est l'induction d'excitation.

La valeur $x = 2$ simplifie les calculs mais l'expérience montre que x vaut entre 1.5 et 1.6.

- ✓ Un modèle plus précis, que nous utiliserons, dissocie les deux types de pertes [CRI_99],[MAR_91].

$$P_{mg} = k_F \cdot \omega^2 \cdot B_R^2 + k_H \cdot \omega \cdot B_R^2 \quad (3.3.3)$$

On dispose également de modèles de pertes plus adaptés lorsque les formes d'ondes sont non sinusoïdales [HOA_th] mais nous limitons volontairement notre étude au régime de fonctionnement purement sinusoïdal.

c- Modélisation des pertes dans le convertisseur

Nous introduisons ici la modélisation des pertes dans le convertisseur statique d'alimentation bien que le calcul analytique des paramètres de commande optimaux présenté au paragraphe suivant (§ 3.3.2) n'en tienne pas compte. En effet, la présence des termes proportionnels à I_a , dans cette modélisation (alors que tous les autres termes de pertes sont proportionnels à I_a^2 ou I_f^2) ne permet pas d'obtenir une formulation simple des variables de commande optimales. On donne ici, cependant, un exemple de modélisation possible pour le convertisseur d'alimentation en vue d'une recherche par une approche numérique des variables optimales.

Le comportement dissipatif des semi-conducteurs de puissance diffère d'une technologie à l'autre. Nous limiterons notre modélisation au cas des convertisseurs à découpage triphasés dont les interrupteurs sont constitués de l'association anti-parallèle "IGBT+Diode". Il existe des modèles [ANG_99] dissociant les pertes dans les transistors et dans les diodes. Cependant, afin de simplifier l'étude et pour clarifier les résultats, nous supposerons la caractéristique des interrupteurs parfaitement symétrique et proposons les modèles suivants :

Pour les pertes par conduction totales:

$$P_c = k_{c1} \cdot I_a^2 + k_{c2} \cdot I_a \quad (3.3.5)$$

Pour les pertes par commutation totales, à fréquence de découpage et tension continue d'alimentation données :

$$P_s = k_s \cdot I_a \quad (3.3.6)$$

Dans les expressions 3.3.5 et 3.3.6, les termes k_{c1} , k_{c2} et k_s sont fonctions, des caractéristiques intrinsèques des semi-conducteurs, de la tension d'alimentation et de la fréquence de découpage. Nous garderons dans un premier temps cette formulation et reviendrons plus précisément sur la signification et la valeur de ces termes au chapitre 4. On prendra pour ce paragraphe les valeurs suivantes, pour l'ensemble du convertisseur :

$$k_{c1} = 0.24 \text{ W/A}^2 \quad k_{c2} = 10.8 \text{ W/A} \quad k_s = 14 \text{ W/A}$$

3.3.2 Recherche des pertes minimales sur une machine synchrone à excitation bobinée

Dans le cadre d'une application telle que le stockage électromécanique d'énergie, la recherche des paramètres de commande qui minimisent les pertes dans la machine pour une consigne de puissance donnée doit être envisagée. Pour les puissances inférieures à 10 ou 20 kW, la plupart des machines synchrones utilisées sont à aimants permanents. Les deux seuls paramètres de réglage sont alors : l'amplitude des courants de l'induit et l'angle d'autopilotage

Ψ . Pour les plus fortes puissances ou pour des applications particulières, l'utilisation d'une excitation bobinée donne un degré de liberté supplémentaire sur la commande. Il peut dans ce cas être intéressant d'étudier l'évolution des pertes lorsque l'on joue à la fois sur le courant d'excitation et sur l'angle d'autopilote [MUL_tech_ing].

L'objectif de ce paragraphe consiste à exprimer analytiquement les variables de commande qui minimisent les pertes à couple électromagnétique et vitesse donnés (donc à puissance électromagnétique donnée). Cette étude est purement théorique et laisse, pour le moment de côté, la question de sa mise en œuvre.

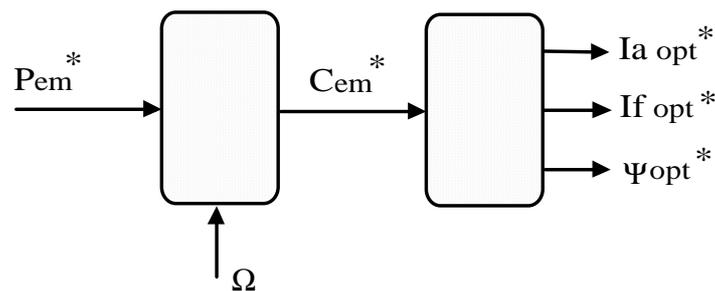


Fig. 3.3.1 : Schéma bloc de commande.

a- *Hypothèses :*

Dans le cadre de notre étude , nous supposons les hypothèses suivantes vérifiées :

H1 : Pas d'effets de saturation magnétique

H2 : Pas d'effets de couplages magnétiques

=> les courants induits n'affectent pas le champ magnétique

H3 : Induction sinusoïdale dans l'entrefer

b- *Données du problème*

On cherche à minimiser une fonction coût. Il s'agit des pertes totales, notées p_t , pour une contrainte de couple électromagnétique donnée. Les contraintes d'amplitude maximale des courants induit et inducteurs seront introduites plus tard.

c- *Expression du module du champ résultant*

Les pertes d'origine magnétique sont proportionnelles au carré de l'induction résultante dans l'entrefer (voir § 2.5). Il est donc nécessaire d'exprimer cette induction en fonction des grandeurs de commande. Dans le repère du champ tournant, l'expression du champ résultant s'écrit :

$$B_R(\theta) = B_{fM} \cos(p.\theta) + B_{aM} \cos(p.\theta - \xi) \quad (3.3.7)$$

Avec :

$$\xi = \frac{\pi}{2} - \psi \tag{3.3.8}$$

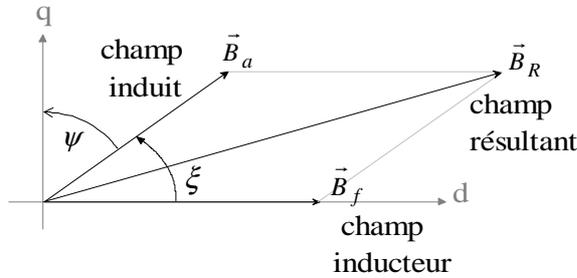


Fig.3.3.2 : Représentation vectorielle des champs

A partir de l'expression 3.3.7, on montre que le module du champ résultant peut s'écrire sous la forme :

$$B_{RM} = \sqrt{B_{fM}^2 + B_{aM}^2 + 2 \cdot B_{fM} \cdot B_{aM} \cdot \sin \Psi} \tag{3.3.9}$$

Si l'hypothèse de linéarité H1 est vérifiée, alors l'amplitude des champs magnétiques est directement proportionnelle à l'amplitude des courants et l'on peut écrire :

- $B_{aM} = u \cdot I_a$ (3.3.10)

- $B_{fM} = v \cdot I_f$ (3.3.11)

Donc :

$$B_R^2 = u^2 \cdot I_a^2 + v^2 \cdot I_f^2 + 2 \cdot u \cdot v \cdot I_a \cdot I_f \cdot \sin \Psi \tag{3.3.12}$$

d- Introduction des limitations de courant

L'amplitude maximale des courants est définie pour un échauffement maximum donné. Bien que pour des vitesses importantes les échauffements soient moindres et autorisent donc des amplitudes de courant plus importantes, nous supposons que les valeurs I_{aM} et I_{fM} restent constantes et limitées de façon active par la source d'alimentation sur toute la plage de vitesse.

Dans le cas d'une machine alimentée en courant, la source d'alimentation est réalisée à partir d'une source de tension régulée en courant. Cette source imparfaite est limitée en puissance par la tension du bus continu d'alimentation.

Nous supposons par la suite que l'enveloppe de fonctionnement à puissance maximale est limitée par la source (voir figure 3.3.3).

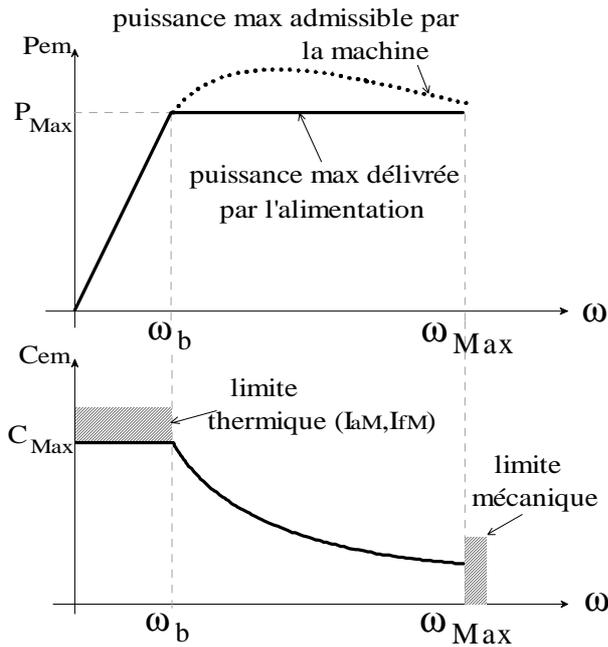


Fig. 3.3.3 : Définition de la courbe enveloppe

e- Calcul analytique des paramètres de commande optimaux sans prise en compte des pertes dans le convertisseur:

L'expression totale des pertes s'écrit dans ce cas :

$$p_t = (3.R_a + k_F.u^2.\omega^2 + k_H.u^2.\omega).I_a^2 + (R_f + k_F.v^2.\omega^2 + k_H.v^2.\omega).I_f^2 + 2.u.v.(k_F.\omega^2 + k_H.\omega).I_a.I_f.\sin \Psi \tag{3.3.13}$$

Avec :

$$\Psi = \pm a \cos\left(\frac{C_{em}}{K_c.I_a.I_f}\right) \tag{3.3.14}$$

On pose :

- $a = 3.R_a + k_F.\omega^2.u^2 + k_H.\omega.u^2 \tag{3.3.15}$

- $b = R_f + k_F.\omega^2.v^2 + k_H.\omega.v^2 \tag{3.3.16}$

- $c = 2.u.v.(k_F.\omega^2 + k_H.\omega) \tag{3.3.17}$

- $d = \frac{C_{em}}{K_c} \tag{3.3.18}$

La fonction à minimiser s'écrit alors:

$$p_t(I_a, I_f) = a.I_a^2 + b.I_f^2 \pm c\sqrt{I_a^2.I_f^2 - d^2} \quad (3.3.19)$$

Pour la recherche des paramètres I_a et I_f qui minimisent la fonction p_t , il faut, dans un premier temps, dériver cette fonction par rapport aux deux variables I_a et I_f . Nous ne traiterons que le cas où I_a et I_f sont de même signe, c'est à dire le mode de fonctionnement moteur.

Les dérivées partielles s'écrivent :

$$\begin{cases} \frac{\partial p(I_a, I_f)}{\partial I_a} = 2aI_a \pm \frac{cI_f^2}{\sqrt{I_a^2 I_f^2 - d^2}} I_a \\ \frac{\partial p(I_a, I_f)}{\partial I_f} = 2bI_f \pm \frac{cI_a^2}{\sqrt{I_a^2 I_f^2 - d^2}} I_f \end{cases} \quad (3.3.20)$$

Nous avons donc deux systèmes à résoudre selon le signe de Ψ . Ces deux systèmes correspondent au mode de fonctionnement « défluxé » pour Ψ négatif et au mode de fonctionnement « surfluxé » pour Ψ positif.

<u>1^{er} système :</u> <u>fonctionnement en « surfluxage »</u>	<u>2^{ème} système :</u> <u>fonctionnement en « défluxage »</u>
$\begin{cases} 2a + \frac{cI_f^2}{\sqrt{I_a^2 I_f^2 - d^2}} = 0 \\ 2b + \frac{cI_a^2}{\sqrt{I_a^2 I_f^2 - d^2}} = 0 \end{cases} \quad (3.3.21)$ <p>Ce système n'admet pas de solution car tous les termes sont positifs.</p> <p>→ Le « surfluxage ne permet pas de minimiser les pertes.</p>	$\begin{cases} 2a - \frac{cI_f^2}{\sqrt{I_a^2 I_f^2 - d^2}} = 0 \\ 2b - \frac{cI_a^2}{\sqrt{I_a^2 I_f^2 - d^2}} = 0 \end{cases} \quad (3.3.22)$

En défluxage, le système admet un couple de solution unique qui s'exprime après calcul :

$$I_{a \text{ opt}} = \left(\frac{4b^2 d^2}{4ab - c^2} \right)^{1/4} \quad (3.3.23)$$

et

$$I_{f \text{ opt}} = \left(\frac{4a^2 d^2}{4ab - c^2} \right)^{1/4} \quad (3.3.24)$$

L'angle d'autopilottage est alors déduit de la relation (3.3.14) :

$$\Psi_{\text{opt}} = -a \cos \sqrt{1 - \frac{c^2}{4ab}} \quad (3.3.25)$$

L'expression des pertes minimales s'écrit :

$$P_t = \frac{2abd}{\sqrt{4ab - c^2}} + \frac{2abd}{\sqrt{4ab - c^2}} - c \sqrt{4abd^2 - d^2} \quad (3.3.26)$$

Donc, que la réaction magnétique de l'induit soit forte ($u \approx v$) ou faible ($u = 0$), d'après l'expression 3.3.26 l'égalité des deux premiers termes entraîne l'égalité entre le terme de pertes proportionnel au carré du courant de l'induit et le terme de pertes proportionnel au carré du courant inducteur. Cette égalité s'écrit :

$$\left(3.R_a + k_F.\omega^2.u^2 + k_H.\omega.u^2 \right).I_{a\text{opt}}^2 = \left(R_f + k_F.\omega^2.v^2 + k_H.\omega.v^2 \right).I_{f\text{opt}}^2 \quad (3.3.27)$$

La minimisation des pertes est donc obtenue en combinant le défluxage par action sur le courant d'excitation et sur l'angle d'autopilotage. Notons que dans le cas d'une optimisation à pertes magnétiques négligées (ou très faibles), on retrouve le résultat déjà connu où les pertes Joule inducteur sont égales aux pertes Joule de l'induit [MES_98]:

$$I_{a\text{opt}} = I_{f\text{opt}} \sqrt{\frac{R_f}{3.R_a}} \quad \text{avec : } p_{Ja} = p_{Jf} \quad (2.3.28)$$

Finalement, les expressions complètes des paramètres de commande optimum s'écrivent :

$$\begin{aligned} I_{a\text{opt}} &= \sqrt{\frac{C_{em}}{K_c}} \cdot \left(\frac{(R_f + k_F.\omega^2.v^2 + k_H.\omega.v^2)^2}{(3.R_a + k_F.\omega^2.u^2 + k_H.\omega.u^2).(R_f + k_F.\omega^2.v^2 + k_H.\omega.v^2) - (k_F.\omega^2 + k_H.\omega)^2.u^2.v^2} \right)^{1/4} \\ I_{f\text{opt}} &= \sqrt{\frac{C_{em}}{K_c}} \cdot \left(\frac{(3.R_a + k_F.\omega^2.u^2 + k_H.\omega.u^2)^2}{(3.R_a + k_F.\omega^2.u^2 + k_H.\omega.u^2).(R_f + k_F.\omega^2.v^2 + k_H.\omega.v^2) - (k_F.\omega^2 + k_H.\omega)^2.u^2.v^2} \right)^{1/4} \\ \Psi_{\text{opt}} &= -a \cos \left(\sqrt{1 - \frac{k_F^2.\omega^4.u^2.v^2}{(3.R_a + k_F.\omega^2.u^2 + k_H.\omega.u^2).(R_f + k_F.\omega^2.v^2 + k_H.\omega.v^2)}} \right) \end{aligned} \quad (2.3.29)$$

A partir des données relatives au prototype réalisé dont les données sont fournies ci-dessous, les paramètres de commande optimaux ont été calculés et la solution vérifiée par le tracé des pertes dans le plan (I_a, I_f).

Données du prototype à bobinage Circuit imprimé	$R_a = 8\Omega$	$k_F \approx 7.5.e-3 \text{ USI}$	$I_{aM} = 2A$
	$R_f = 1.5\Omega$	$k_H = 0$	$I_{fM} = 5A$
	$K_c = 0.02$	$u \approx 6.5.e-3 \text{ T/A}$	$C_{Max} = 0.2 \text{ Nm}$
		$v \approx 4.e-3 \text{ T/A}$	

Les figures suivantes (Fig. 3.3.4.a à 3.3.4.d) représentent l'évolution des différentes pertes dans le plan (I_a, I_f) pour un couple électromagnétique de 0.02 N.m (10 % du couple maximum) et pour une vitesse de 30 000 tr/min. Par ce moyen nous pouvons montrer la validité des expressions analytiques 3.3.30.

$I_{a \text{ opt}} = 0.927 \text{ A}$

$I_{f \text{ opt}} = 1.76 \text{ A}$

$\psi_{\text{opt}} = -52.3^\circ$

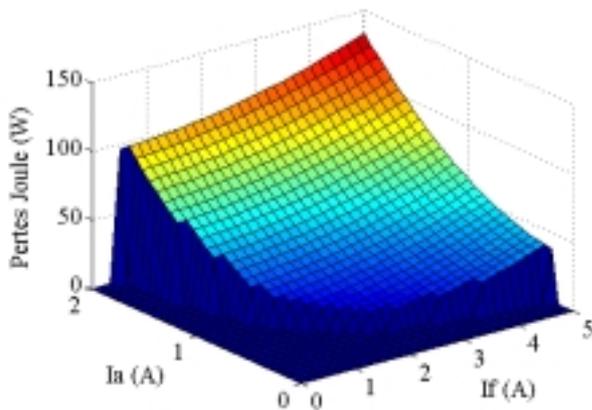


Fig. 3.3.4.a : Évolution des pertes Joule dans le plan (I_a, I_f)

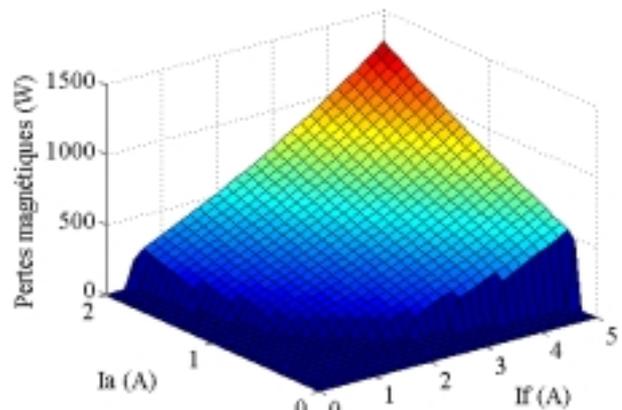


Fig. 3.3.4.b : Évolution des pertes magnétiques dans le plan (I_a, I_f)

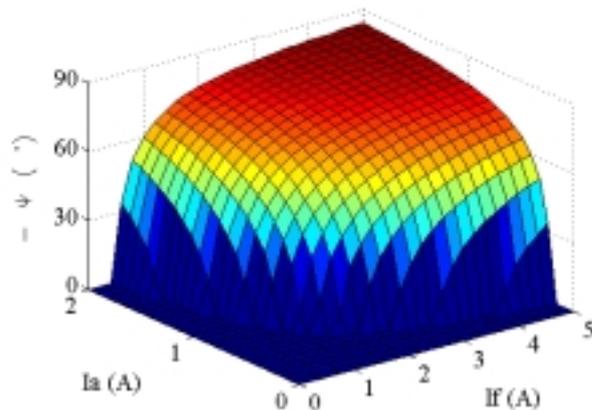


Fig. 3.3.4.c : Évolution de la valeur absolue de ψ dans le plan (I_a, I_f)

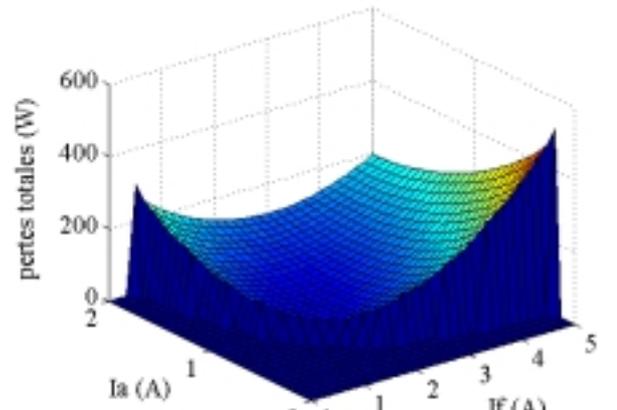


Fig. 3.3.4.d : Évolution des pertes totales dans le plan (I_a, I_f)

f- Prise en compte des pertes dans le convertisseur d'alimentation

Le système d'équations 3.3.22 admet une solution et a été résolu analytiquement sans difficulté. Si nous avons considéré les pertes dans le convertisseur d'alimentation, l'introduction des termes proportionnels à I_a aurait rendu la formulation analytique des solutions impossible à écrire sous une forme simple. En revanche, un calcul numérique, par une recherche systématique de l'évolution des pertes totales dans le plan (I_a , I_f), permet d'obtenir les valeurs optimales. Toujours à partir des données de notre prototype et pour le même point de fonctionnement (0.02 Nm et 30 000 tr/min), on montre qu'il existe, là encore, un triplet de valeurs de commandes optimales.

Elles valent :

$$I_{a \text{ opt}} = 0.83 \text{ A}$$

$$I_{f \text{ opt}} = 1.71 \text{ A}$$

$$\psi_{\text{opt}} = -45.25^\circ$$

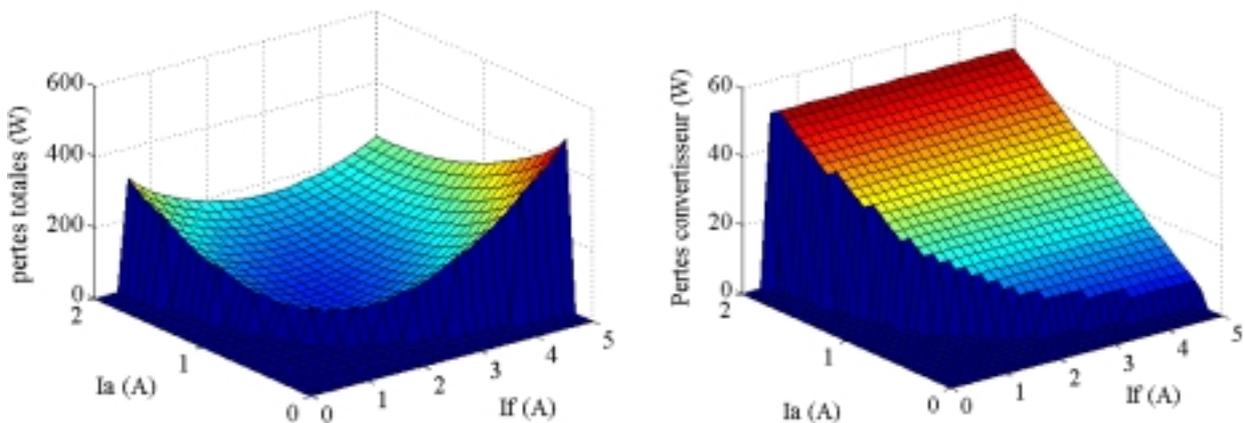


Fig. 3.3.5.a : Évolution des totales dans le plan (I_a , I_f) - Pertes convertisseur incluses

Fig. 3.3.5.b : Évolution des pertes convertisseur dans le plan (I_a , I_f)

3.3.3 Fonctionnement à pertes minimales

Après avoir montré l'existence de variables de commande optimales pour un fonctionnement à pertes minimales, nous allons étudier comment évolue le rendement dans les deux cas suivants : fonctionnement à courant d'excitation maximum constant (équivalent aux machines à aimants), puis fonctionnement à courant d'excitation variable en même temps que l'angle d'autopilotage. Les pertes dans le convertisseur ne sont ici pas prises en compte.

Les figures 3.3.7 et 3.3.8 montrent l'évolution des commandes optimales dans le cas d'un fonctionnement à pertes minimales pour deux fonctionnements à couple électromagnétique constant sur toute la plage de vitesse allant de la vitesse de base (10 000 tr/min) à la vitesse maximale imposée par la limitation en puissance (voir Fig. 3.3.6) de la source (30 000 tr/min

pour un fonctionnement à 10 % de C_{Max} et 20 000 tr/min pour un fonctionnement à 50 % de C_{Max}).

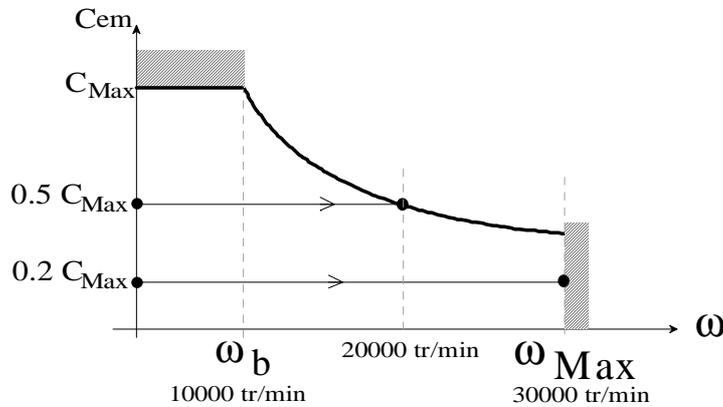


Fig. 3.3.6 : Trajectoires étudiées

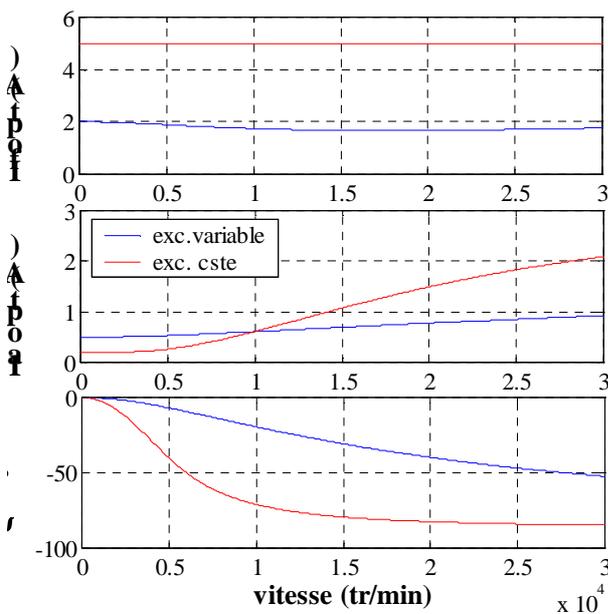


Fig. 3.3.7 : Variables de commande optimales pour un fonctionnement à pertes minimales (10 % de C_{max})

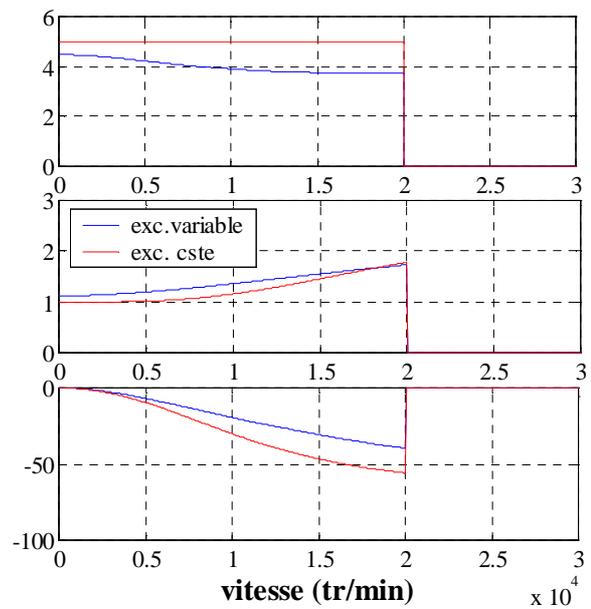


Fig. 3.3.8 : Variables de commande optimales pour un fonctionnement à pertes minimales (50 % de C_{max})

La figures suivantes (3.3.9 et 3.3.10) montrent clairement qu'une commande avec action combinée sur le courant d'excitation et sur l'angle d'autopilotage permet d'améliorer sensiblement le rendement pour des fonctionnement aux faibles couples électromagnétiques. Pour un fonctionnement à 10 % du couple électromagnétique maximum, le rendement est amélioré d'un facteur 2 à 3.

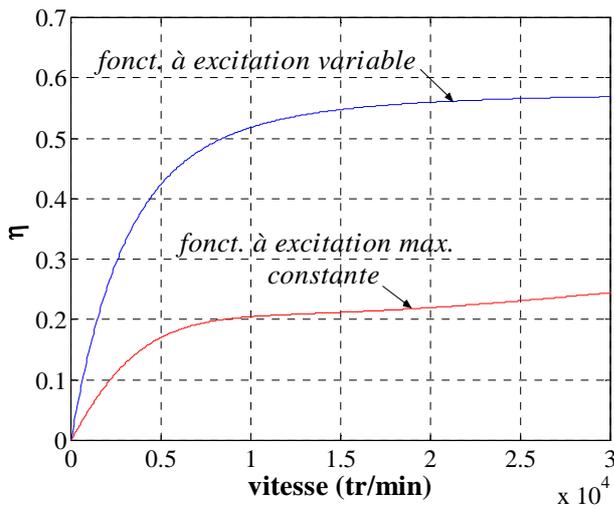


Fig. 3.3.9: Rendements optimaux pour un fonctionnement à pertes minimales (10 % de Cmax)

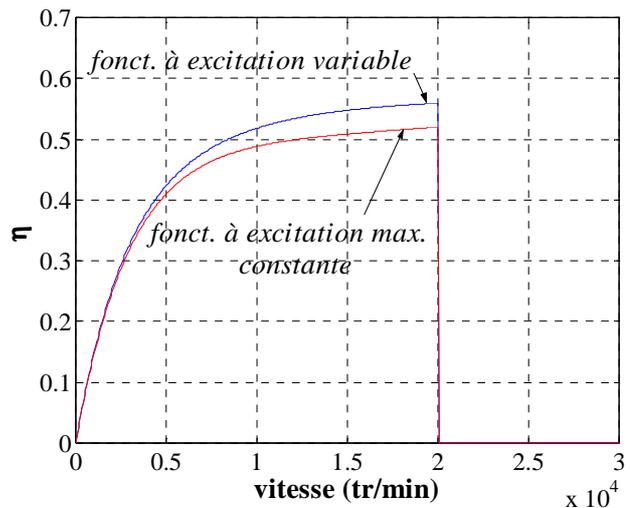


Fig. 3.3.10: Rendements optimaux pour un fonctionnement à pertes minimales (50 % de Cmax)

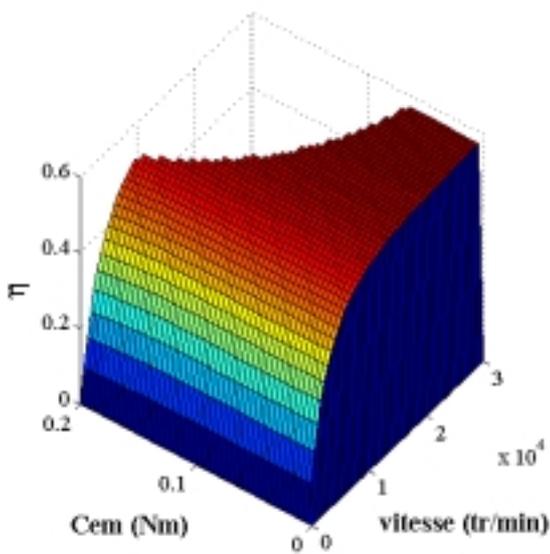


Fig. 3.3.10: Rendement optimal dans le plan (Cem, vitesse) pour un fonctionnement avec optimisation sur I_f , I_a et ψ

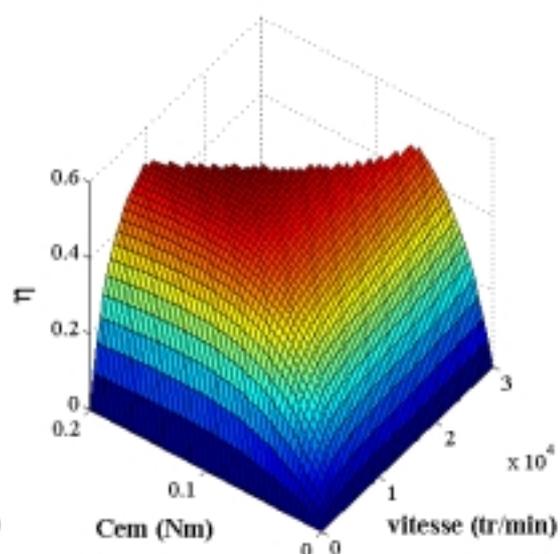


Fig. 3.3.11: Rendement optimal dans le plan (Cem, vitesse) pour un fonctionnement avec optimisation sur I_a et ψ seulement

Les figures 3.3.10 à 3.3.14 montrent, de deux manières différentes, comment l'action combinée sur le courant d'excitation et sur l'angle d'autopilotage permet l'amélioration du rendement aux faibles valeurs de couple électromagnétique et aux vitesses élevées. On remarque notamment sur la figure 3.3.13 comment les surfaces iso-rendement s'élargissent vers les fonctionnements à faible couple par rapport à la figure 3.3.14.

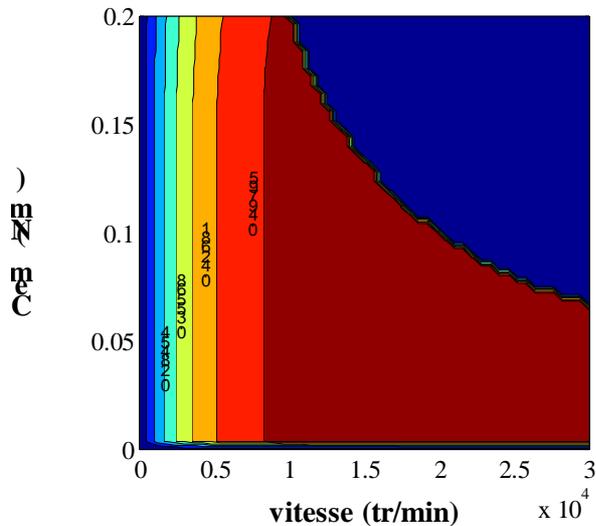


Fig. 3.3.13: Courbes iso-rendement pour un fonctionnement à pertes minimales avec optimisation sur I_f , I_a et ψ

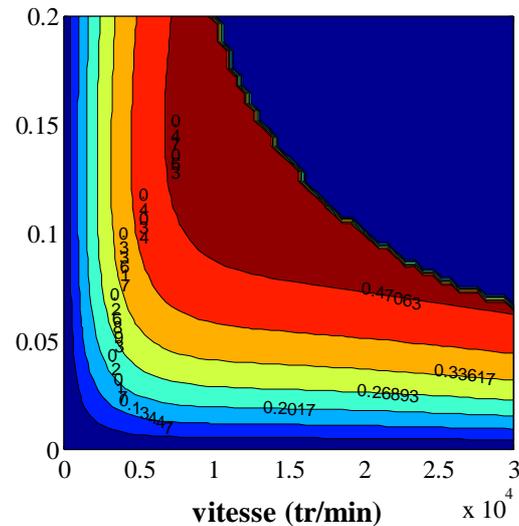


Fig. 3.3.14: Courbes iso-rendement pour un fonctionnement à pertes minimales avec optimisation sur I_a et ψ seulement

Conclusion

Après avoir proposé une solution simple pour l'autopilotage de la machine à partir d'un capteur rudimentaire délivrant une impulsion par tour, il reste à implanter la régulation de puissance.

L'étude présentée au paragraphe 3.3 a montré qu'il existe pour chaque point de fonctionnement un triplet de grandeurs de commande optimales assurant le fonctionnement à pertes minimales. Cependant, cette théorie n'offre pas directement une solution à la réalisation d'une commande en puissance. Concernant le fonctionnement à pertes minimales, aujourd'hui deux techniques ressortent.

La première, étudiée pour la commande des machines à courant continu, consiste, à partir de la mesure de la puissance sur le bus DC, à minimiser cette puissance en faisant varier soit le courant d'excitation soit la tension d'induit [TAK_97]. Cette méthode présente l'avantage d'être insensible à la variation des paramètres de la machine tel que la résistance de l'induit. En revanche, elle est source d'instabilité et peu produire des oscillations de couple lorsque les dynamiques recherchées sont élevées. Par ailleurs, lorsqu'il faut agir sur les trois variables de commande d'une machine synchrone, cet inconvénient risque d'être incontournable.

La seconde méthode consiste, à partir de la mesure des courants et de la vitesse, à appliquer les grandeurs de commandes optimales connaissant le modèle des pertes. Les paramètres de commande sont ensuite générés, soit par calcul [CRI_99],[KUS_83], [HON_84], [EGA_85] soit

en utilisant une table de données. Les temps de calculs sont longs et la variations des paramètres de la machine peuvent produire des erreurs significatives.

A ce jour, nous ne savons pas laquelle de ces deux dernières solutions est susceptible de répondre le mieux à notre cahier des charges. Une étude comparative de ces deux techniques doit donc être entreprise.

CHAPITRE 4

OPTIMISATION DE L'ACTIONNEUR

CHAPITRE 4 : OPIMISATION DE L'ACTIONNEUR.....	117
INTRODUCTION.....	118
4.1 Optimisation d'une machine cylindrique « sinus élémentaire » sans encoches.....	118
4.1.1 Expression du couple électromagnétique.....	119
4.1.2 Expression des pertes Joule.....	121
4.1.3 Expression des pertes magnétiques.....	121
4.1.4 Optimisation à volume constant et pertes Joule uniquement.....	124
4.1.5 Optimisation à volume constant et prise en compte des pertes magnétiques....	127
4.2 Optimisation d'une machine discoïde	128
4.2.1 Modélisation simplifiée de l'actionneur.....	128
4.2.2 Optimisation de l'actionneur pour un volume d'entrefer donné.....	131
4.2.3 Optimisation de l'actionneur à volume d'entrefer variable.....	133
4.2.4 Optimisation globale de l'actionneur avec son convertisseur d'alimentation....	133
CONCLUSION.....	136

CHAPITRE 4

OPTIMISATION DE L'ACTIONNEUR

Le choix du critère d'optimisation peut être différent selon le type d'application visée. Dans le cas du stockage électromécanique d'énergie, il s'agit de rechercher les variables qui minimisent les pertes pour un point de fonctionnement donné (couple et vitesse). Sur une plage de vitesses, comme cela sera montré dans ce paragraphe, il n'existe pas d'optimum fixe (sauf en ne considérant que les pertes Joule), autrement dit une structure optimisée pour la vitesse de base ne l'est plus forcément à la vitesse maximale. Il faut donc avoir une idée assez précise des cycles de fonctionnement auxquels sera soumis l'actionneur tels que les profils de couple et de vitesse pour dégager le jeu des paramètres optimaux conduisant à un minimum de pertes énergétiques sur un cycle complet de fonctionnement. L'étude présente ici la première étape de ce travail, l'optimisation sur un point de fonctionnement.

L'objectif de ce chapitre consiste à dégager des lois générales de dimensionnement qui ne dépendent en rien de la complexité des modèles utilisés. On montrera, par exemple, qu'un fonctionnement à pertes minimales implique certaines conditions d'égalité entre différentes pertes. Cette étape doit permettre une interprétation correcte des résultats complexes qui seront fournis plus tard lors de l'optimisation à partir du modèle complet de la machine. Ce pré-dimensionnement s'inscrit donc dans le cadre d'une théorie générale de dimensionnement des convertisseurs électromécaniques.

Nous présenterons donc brièvement la modélisation et les premiers résultats de cette théorie appliquée au cas des machines cylindriques de type synchrone puis nous développerons plus en détail le cas des machines discoïdes qui nous intéresse ici directement.

4.1 Optimisation d'une machine cylindrique « sinus élémentaire » sans encoches

Nous allons donc commencer à traiter le cas d'une machine dite élémentaire constituée de deux bobinages (inducteur et induit) représentés chacun sous la forme d'une nappe de courant dont la densité est homogène et de variation sinusoïdale avec la position. Dans cette configuration, à bobinages situés dans l'entrefer, les champs magnétiques sont à répartition spatiale parfaitement sinusoïdale et le couple électromagnétique est sans ondulations. A partir de la figure 4.1.1, tous les types d'actionneurs cylindriques à champ radial peuvent être traités moyennant quelques adaptations. L'entrefer mécanique dont l'épaisseur est faible devant les épaisseurs des bobinages est négligé pour alléger les calculs et la perméabilité du fer est supposée infinie.

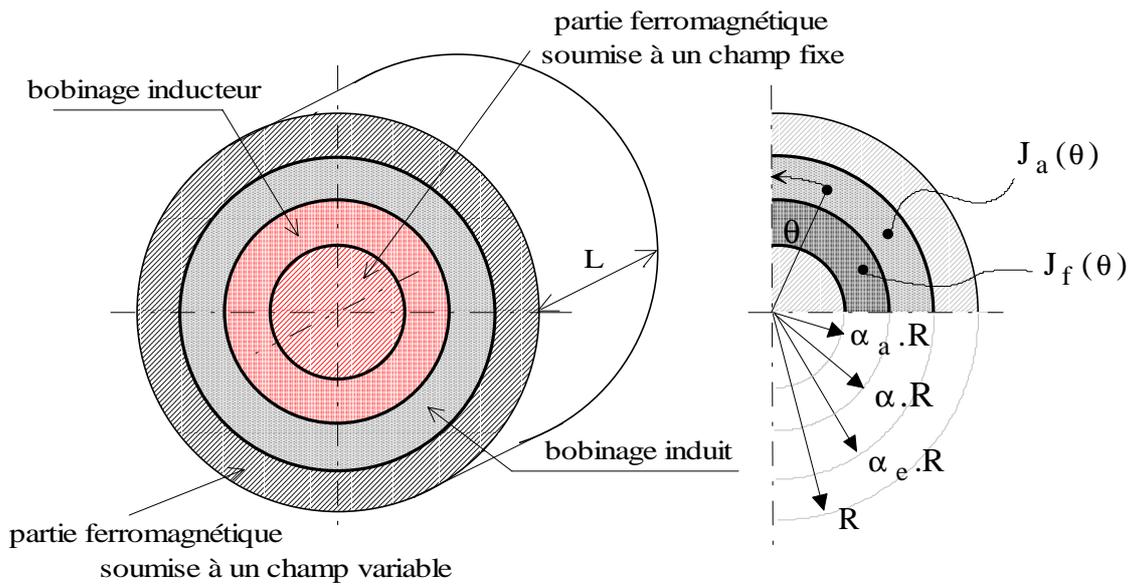


Fig. 4.1.1: Présentation d'une machine élémentaire cylindrique sans encoches

Nous allons commencer par traiter le cas d'école d'une machine synchrone à inducteur intérieur tournant et bobiné. La partie ferromagnétique interne et le bobinage d'excitation tournent au synchronisme et ne sont donc pas le siège de pertes magnétiques. Pour les parties fixes, stator et bobinage induit, nous distinguerons les pertes par courants de Foucault et les pertes par hystérésis en utilisant un modèle de pertes global que nous décrirons plus loin.

Si les densités de courant sont homogènes dans les bobinages, pour une position donnée du rotor on peut exprimer la répartition du courant d'excitation sous la forme:

$$J_f(\theta) = J_{fM} \cdot \cos(p \cdot \theta) \quad (4.1.1)$$

Et la répartition du courant dans le bobinage de l'induit sous la forme :

$$J_a(\theta) = J_{aM} \cdot \cos(p \cdot \theta - \xi) \quad (4.1.2)$$

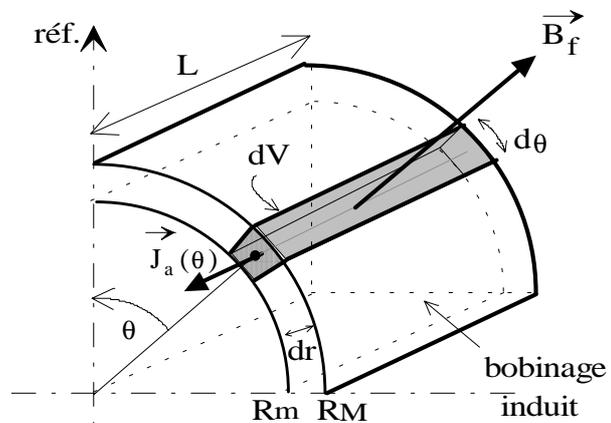


Fig. 4.1.2: Élément du bobinage induit et ses dimensions

4.1.1 Expression du couple électromagnétique

Puisqu'il s'agit ici d'une machine à bobinages sans fer, le formalisme de Laplace peut être utilisé directement. L'expression de la force de Laplace exercée sur un élément de volume dV (cf. Fig. 4.1.2) du bobinage de l'induit en fonction de la position angulaire s'écrit :

$$d\vec{F}(\theta) = \vec{B}_f(\theta) \wedge \vec{J}_a(\theta) \cdot dV \quad (4.1.3)$$

L'expression de l'induction créée par le bobinage d'excitation dans l'entrefer est ici calculée en appliquant le théorème d'Ampère. Si l'on suppose l'épaisseur d'entrefer magnétique AB suffisamment faible, alors le champ est parfaitement radial. Afin de garder des calculs simples et suffisamment exploitables, nous supposons en première approximation que cette hypothèse est vérifiée. L'application du théorème d'Ampère sur le contour Γ symétrique par rapport à l'axe de référence (axe du champ inducteur) permet de calculer l'expression de l'induction dans l'entrefer en fonction de la position angulaire :

$$2 \oint_{\Gamma} \frac{B_f}{\mu_0} dr = \int_{\alpha_a R - \theta}^{\alpha_e R + \theta} J_{fM} \cos(p\theta') \cdot r \cdot dr \cdot d\theta' \quad (4.1.4)$$

On trouve :

$$B_f(\theta) = \frac{\mu_0 \cdot J_{fM} \cdot R}{2p} \frac{(\alpha_e^2 - \alpha_a^2)}{(\alpha_e - \alpha_a)} \sin(p \cdot \theta) \quad (4.1.5)$$

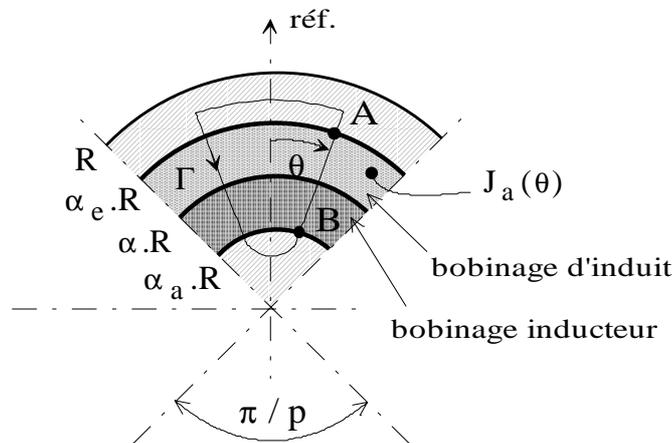


Fig. 4.1.3: Application du théorème d'Ampère pour le calcul de l'induction dans les bobinages (entrefer mécanique négligé)

Alors, d'après l'expression 4.1.3 :

$$dF(\theta) = \frac{\mu_0 \cdot J_{fM} \cdot R}{2p} \frac{(\alpha_e^2 - \alpha_a^2)}{(\alpha_e - \alpha_a)} \sin(p \cdot \theta) \cdot J_{aM} \cdot \cos(p \cdot \theta - \xi) \cdot r \cdot dr \cdot d\theta \cdot dz \quad (4.1.6)$$

Et :

$$C_{em} = \int_{\alpha_a R}^{\alpha_e R} \int_0^{2\pi} \int_0^L \frac{\mu_0 \cdot J_{aM} \cdot J_{fM} \cdot R}{4p} \frac{(\alpha_e^2 - \alpha_a^2)}{(\alpha_e - \alpha_a)} (\sin(2p\theta - \xi) + \sin(\xi)) \cdot r^2 \cdot dr \cdot d\theta \cdot dz \quad (4.1.7)$$

La relation liant ξ à l'angle d'autopilotage ψ s'écrit (voir paragraphe 3.1):

$$\xi = \psi - \frac{\pi}{2} \quad (4.1.8)$$

L'expression finale du couple électromagnétique s'écrit :

$$C_{em} = \frac{\mu_0 \pi J_{aM} J_{fM} L R^4 (\alpha_e^2 - \alpha_a^2) (\alpha_e^3 - \alpha_a^3)}{6p (\alpha_e - \alpha_a)} \cos(\psi) \quad (4.1.9)$$

4.1.2 Expression des pertes Joule

Dans un élément de volume du bobinage, l'expression des pertes Joule s'écrit :

$$dp_J(\theta) = \rho J^2(\theta) L r dr d\theta \quad (4.1.10)$$

Avec

$$J(\theta) = J_M \cos(p\theta) \quad (4.1.11)$$

On montre que :

$$p_J = \rho \pi L \frac{R_M^2 - R_m^2}{2} J_M^2 \quad (4.1.12)$$

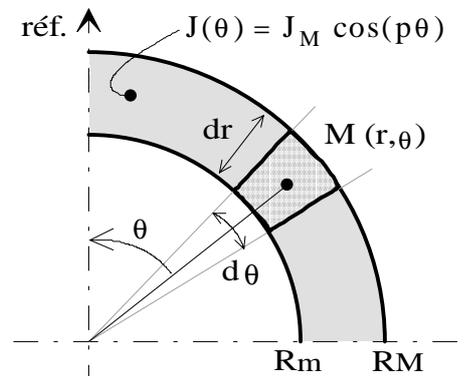


Fig. 4.1.4 : Nappe de courant et ses dimensions

Alors :

$$p_{Ja} = \rho \pi L \frac{R^2}{2} (\alpha_e^2 - \alpha_a^2) J_{aM}^2 \quad \text{pertes Joule du bobinage d'induit} \quad (4.1.13)$$

$$p_{Jf} = \rho \pi L \frac{R^2}{2} (\alpha^2 - \alpha_a^2) J_{fM}^2 \quad \text{pertes Joule du bobinage inducteur} \quad (4.1.14)$$

4.1.3 Expression des pertes magnétiques

Dans la configuration étudiée ici, seules les parties fixes sont balayées par un champ variable et sont donc le siège de pertes par hystérésis et par courants de Foucault. Nous distinguerons donc :

- les pertes par courants de Foucault dans le bobinage et dans la carcasse statorique
- les pertes par hystérésis dans la carcasse statorique

En première approximation, les effets de couplage entre champ électrique et champ magnétique ne sont pas pris en compte. Nous adopterons donc les modèles de pertes définis

dans le chapitre 3 (modèles de pertes) en introduisant toutefois des coefficients de pertes volumiques afin d'intégrer la géométrie de la machine dans les équations.

Les pertes d'origine magnétique dans le bobinage de l'induit sont créées par le champ résultant, noté B_R , qui est une composition du champ de l'induit et du champ inducteur.

On rappelle l'expression des champs :

$$\begin{cases} B_{fM} = \frac{\mu_0 \cdot J_{fM} \cdot R}{2 \cdot p} \cdot \frac{(\alpha^2 - \alpha_a^2)}{(\alpha_e - \alpha_a)} \\ B_{aM} = \frac{\mu_0 \cdot J_{aM} \cdot R}{2 \cdot p} \cdot \frac{(\alpha_e^2 - \alpha^2)}{(\alpha_e - \alpha_a)} \end{cases} \quad (4.1.15)$$

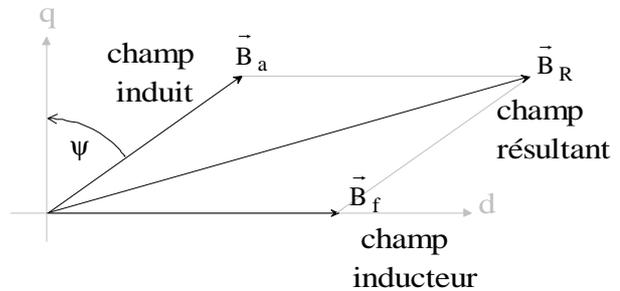


Fig. 4.1.5 : Représentation vectorielle des champs

L'expression du champ résultant dans l'entrefer s'écrit (voir § 2.5.3) :

$$B_R = \sqrt{B_f^2 + B_a^2 + 2 \cdot B_f \cdot B_a \cdot \sin \Psi} \quad (4.1.16)$$

Où ψ est l'angle d'autopilotage (Fig. 4.1.5).

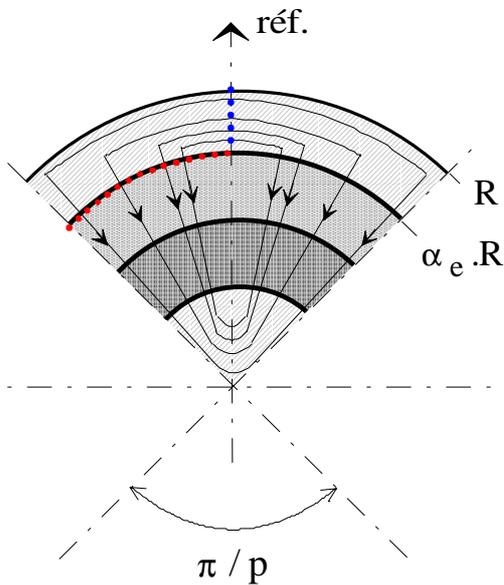


Fig. 4.1.6 : Répartition du champ

Les pertes magnétiques dans la carcasse statorique, sont dues à l'induction résultante dans la carcasse qui se calcule à partir de la loi de conservation des flux. Le flux traversant la surface extérieure du bobinage de l'induit repérée en pointillés sur la figure 4.1.6 est égal au flux, noté ϕ_{Rc} , traversant la surface repérée par les pointillés dans la carcasse statorique. Alors :

$$\phi_{Rc} = \int_0^{\pi/2p} B_R \cdot \sin(p \cdot \theta) \cdot \alpha_e \cdot R \cdot L \cdot d\theta \quad (4.1.17)$$

Avec B_{Rc} l'amplitude du champ dans la carcasse qui s'écrit :

$$\phi_{Rc} = B_{Rc} \cdot R \cdot L \cdot (1 - \alpha_e) \quad (4.1.18)$$

L'amplitude du champ dans la carcasse statorique, exprimée en fonction du champ résultant dans l'entrefer, s'écrit donc :

$$B_{Rc} = \frac{\alpha_e}{p \cdot (1 - \alpha_e)} \cdot B_R \quad (4.1.19)$$

Finalement, les pertes par courants de Foucault s'écrivent :

$$p_F = \left(k_{Fc} \cdot V_c + k_{Fi} \cdot V_i \cdot \frac{\alpha_e^2}{p^2 \cdot (1 - \alpha_e)^2} \right) \omega^2 \cdot B_R^2 \quad (4.1.20)$$

Et l'expression totale des pertes par hystérésis :

$$p_H = k_{Hi} \cdot V_i \cdot \frac{\alpha_e^2}{p^2 \cdot (1 - \alpha_e)^2} \cdot \omega \cdot B_R^2 \quad (4.1.21)$$

Où V_c et V_i sont, respectivement, les volumes de cuivre de l'induit et le volume de fer de la carcasse statorique.

Les coefficients de pertes volumiques k_{Hi} et k_{Fi} ont été calculés à partir des caractéristiques typiques d'une tôle d'acier d'une épaisseur de 0.3 mm. Une spécification technique [Fin] donne pour une tôle soumise à une induction de 1.5 T sous 50 Hz un niveau de pertes égal à 0.97 W/kg. On peut considérer, en première approximation, que les pertes magnétiques sont dues à 60% au pertes par courants de Foucault et à 40 % dues aux pertes par hystérésis. Avec une masse volumique pour l'acier de 7.65 g/m³, on obtient les valeurs suivantes :

$$\begin{aligned} K_{Hi} &= 1.2 \text{ U.S.I.} \\ K_{Fi} &= 0.02 \text{ U.S.I.} \end{aligned} \quad (4.1.22)$$

Pour le coefficient de pertes volumiques, k_{Fc} , qui illustre les pertes par courants de Foucault dans le bobinage, il est moins évident de s'appuyer sur la caractéristique technique d'un conducteur en cuivre type comme pour le cas des pertes dans la carcasse dans la mesure où les pertes dépendent fortement de la taille des conducteurs. Dans une optimisation plus poussée, cette taille devrait donc être un paramètre important de l'optimisation. Pour l'heure, nous allons considérer que le bobinage est constitué de conducteurs d'une taille usuelle. Pour un conducteur, considéré arbitrairement de section carrée (d^2), plongé dans un champ magnétique variable, on montre [HOA_th] que les pertes volumiques, en basses fréquences, s'expriment :

$$p_F (\text{W/m}^3) = \frac{B_R^2 \cdot \omega^2 \cdot d^2}{12 \cdot \rho} \quad (4.1.23)$$

En identifiant le terme de l'expression 4.1.23 au terme relatif aux courants de Foucault de l'expression 4.1.20, on peut écrire k_{Fc} sous la forme :

$$k_{Fc} = \frac{d^2}{12 \cdot \rho} \quad (4.1.24)$$

Pour des conducteurs de section 1 mm² (correspondant à une densité de courant de 10 A/mm² avec un courant de 10 A), on obtient :

$$k_{Fc} = 2.1 \text{ U.S.I.} \quad (4.1.25)$$

4.1.4 Optimisation à volume constant et pertes Joule uniquement

Calculs analytiques

Les calculs analytiques n'ont été effectués que dans le cas simple d'une optimisation où seules les pertes Joule sont prises en considération et avec la variation d'un seul paramètre géométrique α . L'optimisation porte donc sur les paramètres de commande J_{aM} , J_{fM} (puisque, à pertes Joule seules, $\psi_{opt} = 0$) et sur α . L'objectif principal étant d'une part de montrer comment se pose le problème et d'autre part de valider les résultats fournis par un algorithme génétique avant d'en faire une utilisation pour des cas plus complexes avec plus de variables.

A pertes Joule seules, la fonction coût, notée p_t , s'écrit :

$$p_t = \rho \cdot \pi \cdot L \cdot \frac{R^2}{2} \cdot (\alpha_e^2 - \alpha^2) \cdot J_{aM}^2 + \rho \cdot \pi \cdot L \cdot \frac{R^2}{2} \cdot (\alpha^2 - \alpha_a^2) \cdot J_{fM}^2 \quad (4.1.26)$$

A puissance électromagnétique et vitesse données, le couple électromagnétique est imposé et il fixe la fonction objectif:

$$C_{em} = \frac{\mu_0 \pi \cdot J_{aM} \cdot J_{fM} \cdot L \cdot R^4}{6p} \frac{(\alpha^2 - \alpha_a^2) \cdot (\alpha_e^3 - \alpha^3)}{(\alpha_e - \alpha_a)} \quad (4.1.27)$$

Les contraintes prises en considération sont : les contraintes de saturation dans la carcasse statorique et dans l'axe ferromagnétique, la contrainte thermique et les contraintes mécaniques. Pour cette première étape, on impose les contraintes géométriques en imposant la valeur des paramètres α_a et α_e respectivement à 0.2 et 0.8.

La relation 4.1.19 permet d'exprimer la contrainte de saturation dans la carcasse statorique que l'on choisit arbitrairement à 1 T. On a donc :

$$B_{Rc} = \frac{\alpha_e}{p \cdot (1 - \alpha_e)} \cdot B_R \leq 1 \text{ T} \quad (4.1.28)$$

De la même manière, on peut exprimer la contrainte de saturation dans l'axe de rayon $\alpha_a \cdot R$:

$$B_{Rc} = \frac{\alpha_a}{p \cdot (1 - \alpha_a)} \cdot B_R \leq 1 \text{ T} \quad (4.1.29)$$

Pour la contrainte thermique, on suppose la température homogène dans tout le bobinage et la carcasse du stator à la température ambiante. Les échanges thermiques se font donc par conduction entre la surface externe du bobinage de l'induit et la surface interne du stator puis par convection et rayonnement à la surface du stator. La surface d'échange thermique, en négligeant les surfaces d'échange aux extrémités s'écrit dans ce cas :

$$S_{th} = 2 \cdot \pi \cdot \alpha_e \cdot R \cdot L \quad (4.1.30)$$

D'où l'expression de la contrainte thermique :

$$\Delta\theta = \frac{\sum \text{pertes}}{h.S_{th}} \leq 100 \text{ } ^\circ\text{C} \quad (4.1.31)$$

Avec h : coefficient d'échange thermique. (ici $h = 10 \text{ W/m}^2.\text{K}$)

A partir de la fonction objectif, l'expression de $(J_{fM})^2$ est calculée et réintroduite dans la fonction à minimiser. Ainsi, la fonction coût devient une fonction des deux variables J_{aM} et α qui s'exprime :

$$p_t = \frac{\rho.\pi^2.R^2.L}{2} \left[(\alpha_e^2 - \alpha^2).J_{aM}^2 + \frac{K^2}{(\alpha_e^3 - \alpha^3)^2.(\alpha^2 - \alpha_a^2)} \cdot \frac{1}{J_{aM}^2} \right] \quad (4.1.32)$$

Avec la constante :

$$K = \frac{6.p.C_{em}}{\mu_0.\pi.L.R^4} \quad (4.1.33)$$

Le calcul et l'annulation des dérivées partielles par rapport aux deux variables restantes conduisent aux deux résultats suivants :

$$\frac{\partial p_t}{\partial J_{aM}} = 0 \Rightarrow (J_{aM})^4 \Big|_{opt} = \frac{K^2}{(\alpha_e^3 - \alpha^3)^2.(\alpha_e^2 - \alpha^2).(\alpha^2 - \alpha_a^2)} \quad (4.1.30)$$

$$\frac{\partial p_t}{\partial \alpha} = 0 \Rightarrow (J_{aM})^4 \Big|_{opt} = K^2 \cdot \frac{4.\alpha^3 - 3.\alpha.\alpha_a^2 - \alpha_e^3}{(\alpha_e^3 - \alpha^3)^3.(\alpha^2 - \alpha_a^2)^2} \quad (4.1.31)$$

Pour les applications numériques, on propose l'utilisation des données suivantes :

L	0.2 m
R	0.1 m
α_e	0.8
α_a	0.2
P_{em}	1kW
vitesse	10 000 tr/min

Tab. 4.1.1 : Données utilisées

On trouve donc le triplet de valeurs optimales pour le fonctionnement à la puissance électromagnétique et à la vitesse définies tableau 4.1.1.

$$\alpha_{opt} = 0.62$$

$$J_{aM opt} = 1.34 \text{ A / mm}^2$$

$$J_{fM opt} = 1.26 \text{ A / mm}^2$$

Avec $p_t = 58 \text{ W}$.

Calculs par algorithme génétique

Lorsque le nombre de variables à optimiser devient important (> 4) l'utilisation d'un algorithme d'optimisation devient indispensable. Notre choix s'est porté sur l'utilisation d'un algorithme de type génétique.

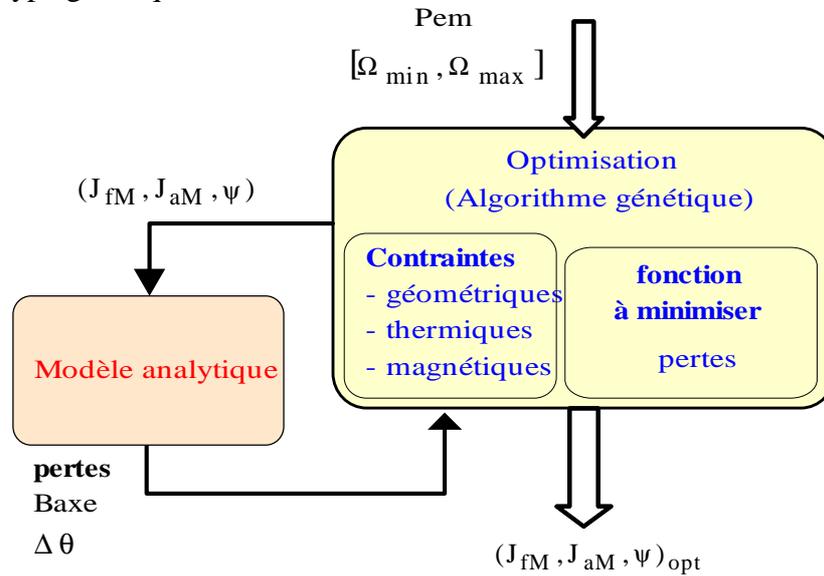


Fig. 4.1.7 : Algorithme d'optimisation

Les optimisations que nous allons présenter désormais seront effectuées pour une puissance électromagnétique constante sur la plage de vitesse comprise entre Ω_{min} et Ω_{max} . (voir Fig. 4.1.7).

Résultats

Les premiers résultats obtenus (Fig. 4.1.8), avec les paramètres α_a et α_e imposés respectivement à 0.2 et 0.8, permettent de confirmer la validité de l'algorithme génétique. Comme il a été vu au chapitre précédent, le fonctionnement à pertes minimales est obtenu lorsque l'ensemble des pertes proportionnelles au carré du courant de l'induit (ici pertes Joule de l'induit) est égal à l'ensemble des pertes proportionnelles au carré du courant de l'inducteur (ici pertes Joule inducteur).

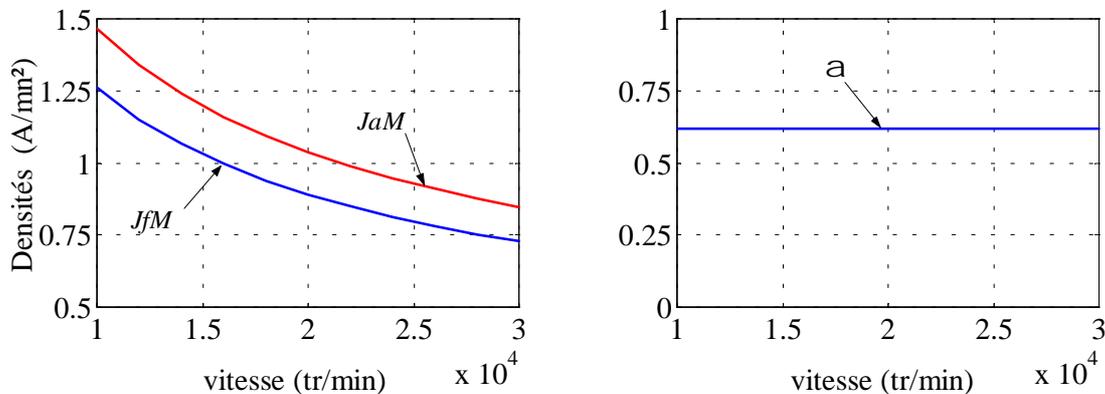


Fig. 4.1.8: Optimisation avec pertes Joule uniquement (fonctionnement à puissance électromagnétique constante – 1 kW)

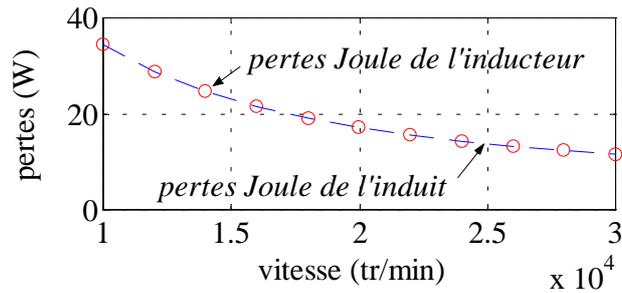


Fig. 4.1.9: Évolution des pertes optimales (fonctionnement à puissance électromagnétique constante – 1kW)

4.1.5 Optimisation à volume constant et prise en compte des pertes magnétiques

Lorsque les pertes d'origine magnétique sont prises en compte, les résultats présentés figures 4.1.10.a et b montrent que la géométrie optimale de l'actionneur dépend de la vitesse. Pour cette optimisation α_e et α sont variables et α_a est gardé fixe à 0.2. Un actionneur électromécanique correctement dimensionné devra donc l'être à partir d'un cycle de fonctionnement type et non pour le point de base [BIA_98]. La fonction à minimiser devient, dans ce cas, l'énergie perdue sur tout le cycle.

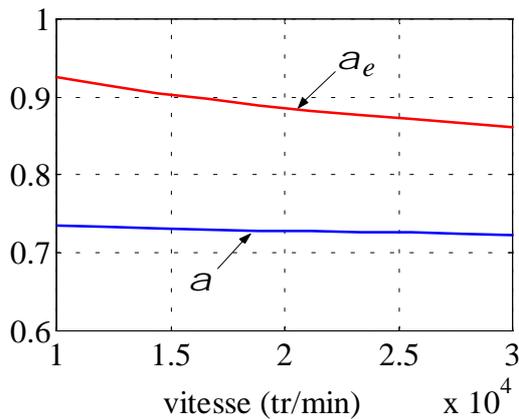


Fig. 4.1.10.a: Évolution de la géométrie optimale avec prise en compte des pertes magnétiques (P_{em} = 1 kW)

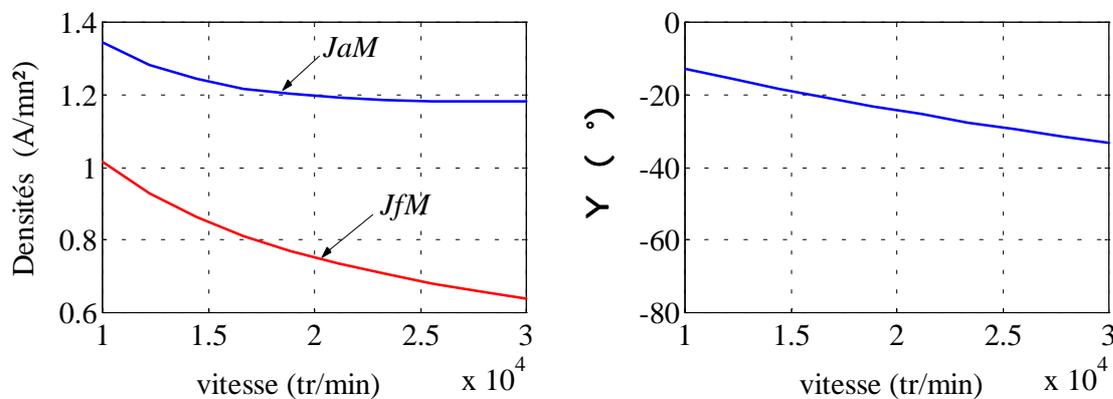


Fig. 4.1.10.b: Évolution de la géométrie optimale avec prise en compte des pertes magnétiques (P_{em} = 1 kW)

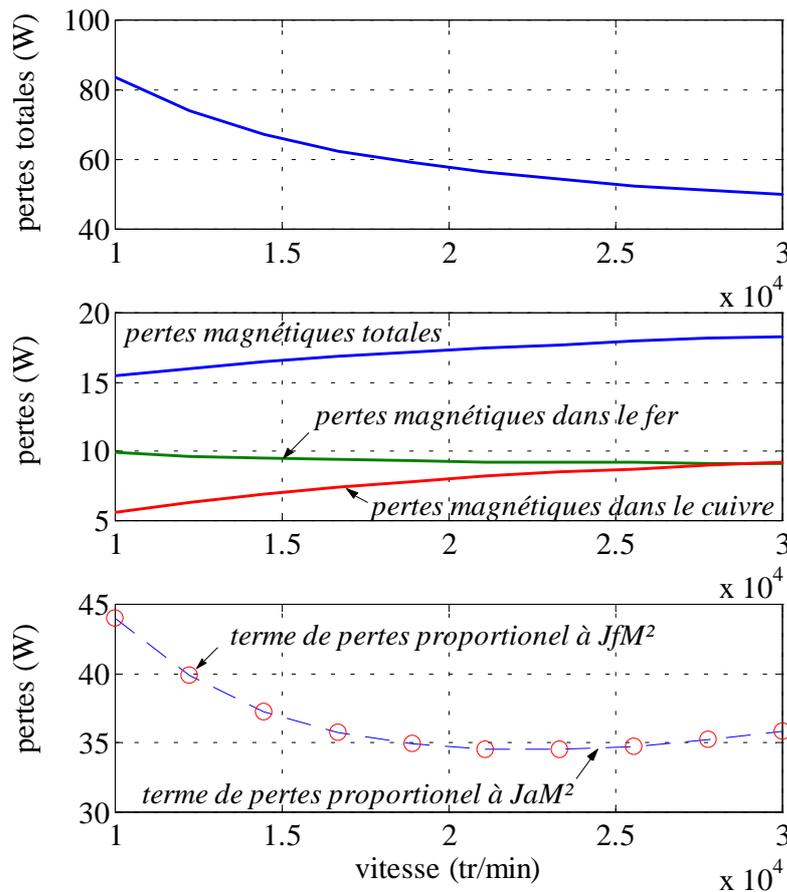


Fig. 4.1.11: Évolution des pertes optimales avec prise en compte des pertes magnétiques

Les figures 4.1.10.a, 4.1.10.b et 4.1.11 confirment la nécessité d'une action combinée sur l'angle d'autopilotage ψ et le courant d'excitation J_f . D'autre part, malgré la prise en compte des pertes magnétiques (pertes par courants de Foucault et par hystérésis), l'égalité entre le terme de pertes proportionnel à $J_a M^2$ et le terme de pertes proportionnel à J_f^2 reste valable.

Le travail présenté sur la modélisation d'une machine cylindrique élémentaire constitue l'ébauche d'une analyse encore à compléter dont l'objectif, à terme, est d'intégrer les pertes du convertisseur, d'optimiser le nombre de spires par pôles et par phase et d'ajouter également au nombre des variables à optimiser le volume et le nombre de paires de pôles.

4.2 Optimisation d'une machine discoïde

4.2.1 Modélisation simplifiée de l'actionneur

La modélisation semi-analytique 2-D basée sur l'utilisation des perméances surfaciques (§ 2.4) a donné des résultats satisfaisants pour ce type de structure [BER_01]. Mais la première étape d'optimisation a été entreprise à partir de la machine élémentaire présentée figure. 4.2.1. Les bobinages de l'inducteur et de l'induit sont représentés chacun sous la forme d'une nappe de courant dont la densité est homogène.

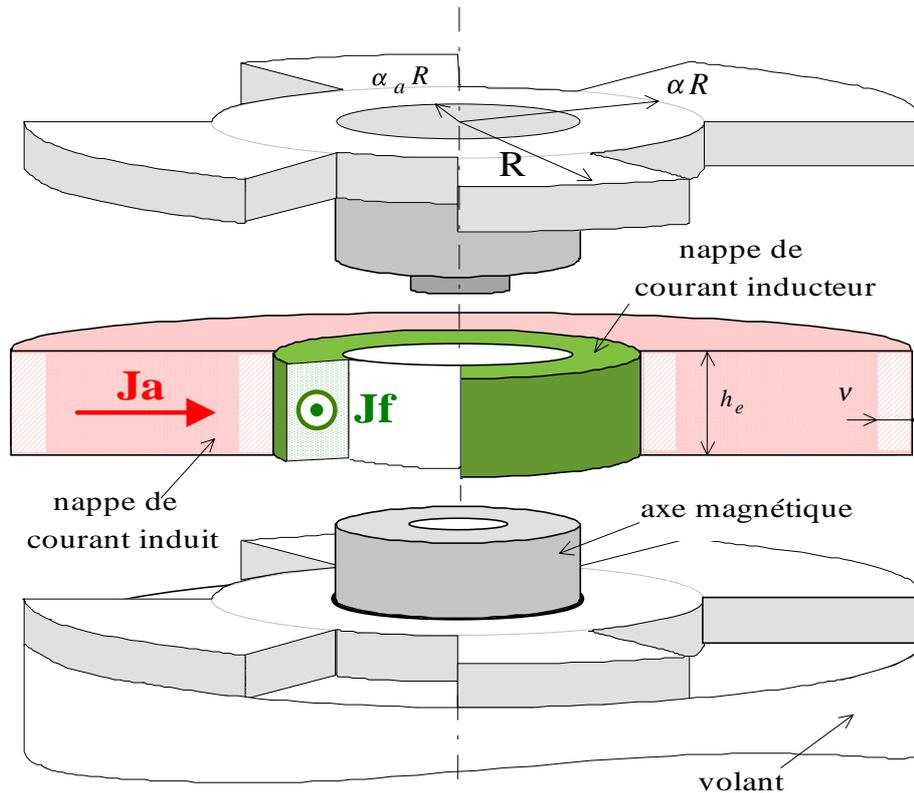


Fig. 4.2.1 : Machine discoïde élémentaire et ses paramètres principaux

Les têtes de bobines (zones hachurées sur la Fig. 4.2.1) seront, dans le cadre de l'étude, supposées infiniment minces ($v=0$) et les pertes associées négligées. Le courant induit est donc supposé radial partout et sinusoïdal selon θ . Dans une structure discoïde, à courant donné, la densité, dans la nappe de courant, est une fonction inverse du rayon. En prenant pour référence la densité de courant au rayon intérieur telle que $J_a(\alpha.R)_{\max}$ soit égale à J_{aM} , on peut alors écrire :

$$J_a(r, \theta) = \frac{\alpha.R}{r} \cdot J_{aM} \cdot \cos(p.\theta - \theta_0) \quad (4.2.1)$$

Si les pistes du bobinage d'excitation sont de section constante, la densité de courant inducteur s'exprime :

$$J_f(\theta) = J_f \quad (4.2.2)$$

En première approximation, on considère ici une induction en forme de créneaux dans l'entrefer. En introduisant un coefficient de fuites γ (inférieur à 1) et en négligeant l'entrefer mécanique devant h_e , l'expression de la composante fondamentale de l'induction calculée, pour une ouverture dentaire β de π/p , à partir du théorème d'Ampère s'écrit :

$$B_f = \frac{2 \cdot \mu_0 \cdot \gamma}{\pi} \cdot J_f \cdot R \cdot (\alpha - \alpha_a) \cdot \sin(p\theta) \quad (4.2.3)$$

Parce que les effets de saturation et que la réaction des courants induits ont été négligés dans cette approche, l'amplitude de l'induction dans l'entrefer est indépendante de la hauteur d'entrefer.

Expression du couple électromagnétique

En appliquant le formalisme de Laplace, on montre que l'expression du couple électromagnétique s'écrit :

$$C_{em} = \mu_0 \cdot \gamma \cdot h_e \cdot R^4 \cdot \alpha \cdot (1 - \alpha^3) (\alpha - \alpha_a) \cdot J_{aM} \cdot J_f \cdot \cos(\psi) \quad (4.2.4)$$

Expression des pertes Joule

Les pertes Joule de l'induit et de l'inducteur s'expriment par les relations :

$$p_{Ja} = \rho \cdot \pi \cdot h_e \cdot R^2 \cdot \alpha^2 \cdot \ln\left(\frac{1}{\alpha}\right) J_{aM}^2 \quad (4.2.5)$$

$$p_{Jf} = \rho \cdot \pi \cdot h_e \cdot R^2 \cdot (\alpha^2 - \alpha_a^2) \cdot J_f^2 \quad (4.2.6)$$

Expression des pertes magnétiques

Dans la configuration étudiée ici, seul le bobinage de l'induit, plongé dans un champ variable, est le siège de pertes par courants de Foucault. Ces pertes sont dues à la composante alternative de l'induction résultante (notée B_R). Exprimées en fonction d'un coefficient de pertes volumiques notée k_F et du volume du bobinage de l'induit noté V_a , elles s'écrivent :

$$p_F = k_F \cdot V_a \cdot (p \cdot \Omega)^2 \cdot B_R^2 \quad (4.2.7)$$

Pour la valeur du coefficient k_F , nous reprendrons la valeur donnée par l'expression 4.1.25 dans le cas de la machine cylindrique.

Le champ résultant B_R est une combinaison des champs de l'induit et de l'inducteur. Le champ de l'induit B_a se calcule comme le champ inducteur en appliquant le théorème d'Ampère. En considérant que les inductions d'entrefer varient sinusoidalement :

$$B_R = \sqrt{B_{fM}^2 + B_{aM}^2 + 2 \cdot B_{fM} \cdot B_{aM} \cdot \sin \Psi} \quad (4.2.8)$$

Où ψ est l'angle d'autopilotage (voir Fig. 4.1.5).

Les contraintes

Quatre contraintes sont ici prises en compte. La contrainte de saturation dans l'axe, la contrainte thermique et deux contraintes mécaniques. La contrainte de saturation est déduite de la loi de conservation des flux et la contrainte thermique est exprimée par une loi linéaire

modélisant les échanges thermiques par convection entre la surface totale d'échange thermique du bobinage avec l'air ambiant (la température est supposée homogène dans tout le bobinage). Enfin, les contraintes mécaniques [KER_99] imposent une valeur minimale à α et α_a que nous fixerons respectivement ici à 0.5 et 0.2.

$$B_{\text{axe}} = \frac{\gamma \cdot B_{\text{RM}}}{\pi} \cdot \frac{1 - \alpha^2}{\alpha_a^2} \cdot \cos(\psi) \leq 1 \text{ T} \quad (4.2.9)$$

$$\Delta\theta = \frac{\sum \text{pertes}}{h \cdot S_{\text{th}}} \leq 100 \text{ }^\circ\text{C} \quad (4.2.10)$$

Avec h : coefficient d'échange thermique. ($h = 10 \text{ W/m}^2\cdot\text{K}$)

4.2.2 Optimisation de l'actionneur pour un volume d'entrefer donné

Parce que les disques en aciers solidaires du volant d'inertie participent au stockage de l'énergie et parce que l'objectif recherché est la maximisation du rendement de l'actionneur, l'épaisseur des disques et leur masse ne seront pas prises ici en considération. Les premiers résultats présentés sont donc obtenus pour un volume fixé d'entrefer. C'est à dire pour un rayon extérieur R et une épaisseur d'entrefer h_e donnés. Les variables à optimiser dans ce paragraphe sont les paramètres de commande J_a , J_f , l'angle d'autopilotage ψ et le seul paramètre géométrique α . L'optimisation s'effectue pour une puissance électromagnétique constante sur la plage de vitesse comprise entre Ω_{min} et Ω_{max} . Le nombre de paires de pôles est fixé pour ce paragraphe et pour les suivants à quatre.

Premières règles d'optimisation

La figure 4.2.2 montre le résultat de l'optimisation (par algorithme génétique) lorsque les contraintes ne sont pas sollicitées et pour un fonctionnement à puissance électromagnétique constante sur toute la plage de vitesse. La courbe bleue est obtenue lorsque seules les pertes Joule sont prises en compte et la courbe rouge est obtenue avec la somme des pertes Joule et des pertes magnétiques. Dans ces deux cas, les paramètres d'alimentation sont optimisés en chaque point de fonctionnement.

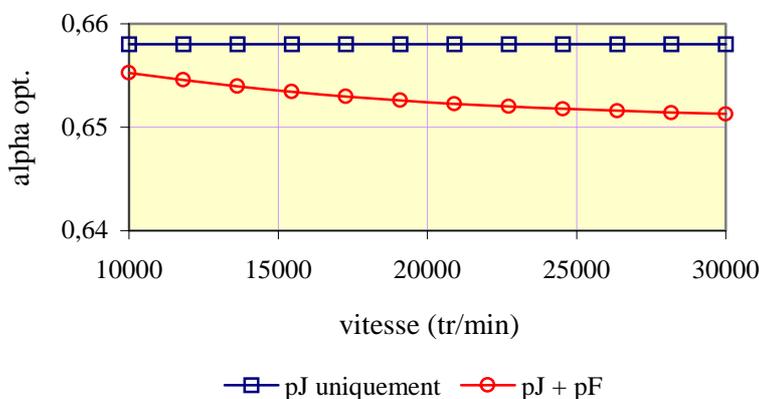


Fig. 4.2.2 : Optimisation géométrique pour différentes vitesses ($p=4$, $h_e=10 \text{ mm}$, $R=0.1 \text{ m}$, $\alpha_a=0.2$, $P_{\text{em}}=500\text{W}$)

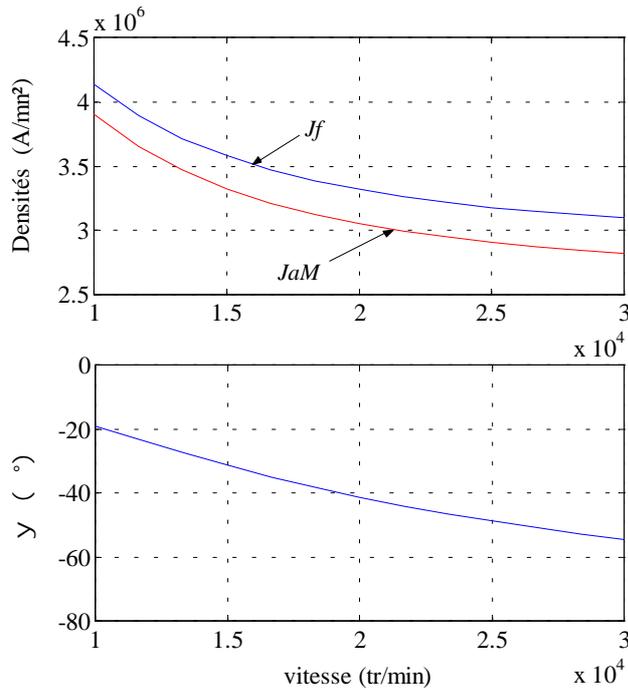


Fig. 4.2.3 : Optimisation des paramètres de commande optimaux

La figure 4.2.2 illustre, pour les vitesses comprises entre la vitesse de base et la vitesse maximale, comment la prise en compte des pertes magnétiques peut modifier la géométrie optimale. Ce premier résultat montre qu'il est important d'optimiser l'actionneur sur cycle [PER_th]. Dans notre cas, les cycles de fonctionnement sont aléatoires la géométrie optimale ne peut être dégagée de façon systématique. Une technique, déjà proposée [BIA_98], consiste à pondérer chaque point de fonctionnement par un coefficient. A partir d'un relevé sur un grand nombre de cycles, les poids les plus forts sont attribués aux points de fonctionnement les plus fréquents. Dans ce cas, la fonction à minimiser n'est plus la fonction pertes mais l'énergie dissipée cumulée.

La figure 4.2.3 présente le résultat de l'optimisation du point de vue des grandeurs de commande.

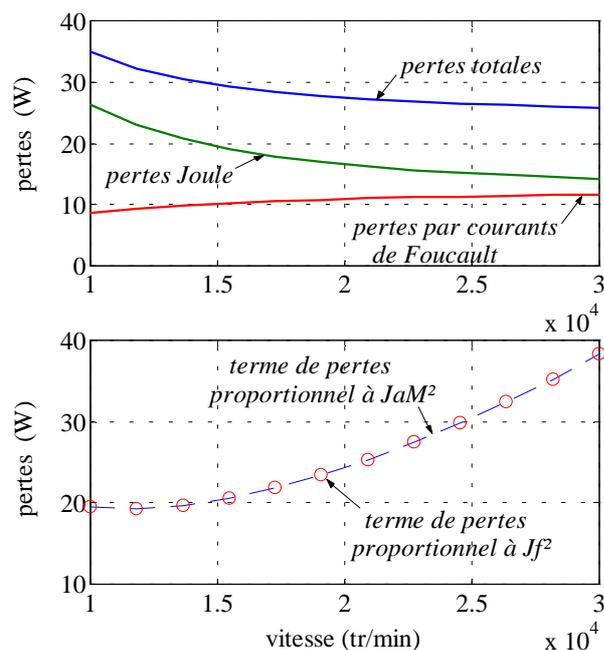


Fig. 4.2.4: Évolution des pertes avec la vitesse (en fonctionnement à pertes minimales)

La figure 4.2.4 montre une propriété intéressante. L'optimum est obtenu lorsque le terme de pertes proportionnel au carré de la densité de courant induit est égal au terme de perte proportionnel au carré de la densité de courant inducteur. D'une manière générale, nous avons montré au paragraphe 3.2 qu'à géométrie donnée et sans terme de pertes dans le convertisseur, l'expression des pertes minimales peut s'écrire sous la forme simplifiée :

$$P_{\min} = a.J_{aM}^2 + b.J_f^2 - c.f^\circ(J_{aM} \cdot J_f, \psi) \quad (4.2.11)$$

Où a, b et c sont des constantes et où le troisième terme traduit la contribution du produit croisé $B_{aM} \cdot B_{fM}$. L'égalité des deux premiers termes de l'équation 4.2.11 proportionnels à J_{aM}^2 et J_f^2 est donc une condition nécessaire mais pas suffisante pour un fonctionnement à pertes minimales.

4.2.3 Optimisation de l'actionneur à volume d'entrefer variable

Un simple calcul à partir des relations 4.2.1 à 4.2.8 montre que le rendement de l'actionneur est directement proportionnel au carré du rayon R et qu'il est indépendant de la hauteur d'entrefer h_e .

$$\eta(R) \propto R^2 \quad (4.2.12) \quad \text{et} \quad \eta(h_e) = \text{cste} \quad (4.2.13)$$

Ce premier résultat montre donc clairement l'intérêt de la forme discoïde pour ce type d'actionneur. En toute rigueur, l'induction, en statique, dans l'entrefer n'est pas homogène sur toute la hauteur et pour tous les rayons [GER_01]. De plus, avec l'augmentation de la fréquence, l'induction décroît lorsque l'on pénètre vers l'intérieur du bobinage et dégrade ainsi les performances. Pour cette raison, la hauteur du bobinage influence les pertes et modifie alors le rendement. Toutefois, on peut estimer que pour un bobinage dont l'épaisseur totale de cuivre reste supérieure ou égale à $2.\delta$ (δ : profondeur de pénétration du champ) les relations 4.2.12 et 4.2.13 ne sont valables. A 2 kHz cette épaisseur vaut 3.2 mm.

4.2.4 Optimisation globale de l'actionneur avec son convertisseur d'alimentation

L'optimisation globale incluant les pertes dans le convertisseur statique d'alimentation est intimement liée à l'optimisation du nombre de spires dans l'actionneur. Un nombre de spires important réduit la contrainte courant commuté par les semi-conducteurs et donc les pertes qui leurs sont associées mais réduit le degré d'optimisation du courant d'alimentation dans la machine et augmente les pertes Joule (section plus faible).

On introduit maintenant dans la modélisation :

- le nombre de spires par pôle et phase,
- les pertes dans le convertisseur d'alimentation.

Nombre de spires/pôle/phase

En introduisant la force magnétomotrice maximale E_{aM} produite par le bobinage de l'induit et le coefficient de remplissage k_{ra} pour l'induit, il est possible d'écrire l'égalité suivante :

$$\int_0^{h_e} \int_{-\pi/2p}^{\pi/2p} J_{aM} \cdot \cos(p \cdot \theta) \cdot k_{ra} \cdot R \cdot d\theta \cdot dz = \frac{p}{\pi} \cdot \int_{-\pi/2p}^{\pi/2p} E_{aM} \cdot \cos(p \cdot \theta) \cdot d\theta \quad (4.2.14)$$

La f.m.m. totale de l'induit est liée, dans le cas où la répartition de la densité de courant est parfaitement sinusoïdale, au nombre n de spires par pôle et par phase par la relation :

$$E_{aM} = \frac{3}{2} \cdot n \cdot I_{aM} \quad (4.2.15)$$

Finalement :

$$J_{aM} = \frac{3 \cdot p}{2 \cdot \pi \cdot k_{ra} \cdot R \cdot h_e} \cdot n \cdot I_{aM} \quad (4.2.16)$$

Expression des pertes par conduction

Elles dépendent en réalité beaucoup du type de modulation. On considère ici, pour simplifier la démarche, des semi-conducteurs du type I.G.B.T + diodes parfaitement symétriques (même caractéristique de conduction pour les transistors et pour les diodes afin de réduire le nombre de paramètres). Le modèle de pertes par conduction pour un convertisseur triphasé peut alors s'écrire sous la forme classique :

$$P_{cond} = 6 \cdot \left[r_T \cdot \frac{I_{aM}^2}{4} + V_T \cdot \frac{I_{aM}}{\pi} \right] \quad (4.2.17)$$

Nous utiliserons les valeurs typiques suivantes :

$$R_T = 40 \text{ m}\Omega \text{ et } V_T = 2\text{V}.$$

Expression des pertes par commutation

Les pertes par commutation peuvent se modéliser en première approximation par une expression du type :

$$P_{com} = k_{com} \cdot f_d \cdot I_{aM} \quad (4.2.18)$$

Où f_d est la fréquence de découpage (prise ici à 50 kHz) et k_{com} un terme de proportionnalité fonction du type de semi-conducteur utilisé (on prendra 0.2 mJ/A).

Evolution des pertes avec le nombre de spires n

A couple et géométrie donnés, les expressions des pertes en fonction de la f.m.m. maximale, du nombre de spires et des constantes (a, b ,c) dérivées des expressions 4.2.4 à 4.2.6 s'écrivent :

$$p_{Ja} = a. \frac{E_{aM}^2}{k_{ra}^2} \quad \text{pour les pertes Joule de l'induit} \quad (4.2.19)$$

$$p_{cvs} = b. \frac{E_{aM}^2}{n^2} + c. \frac{E_{aM}}{n} \quad \text{pour les pertes convertisseur} \quad (4.2.20)$$

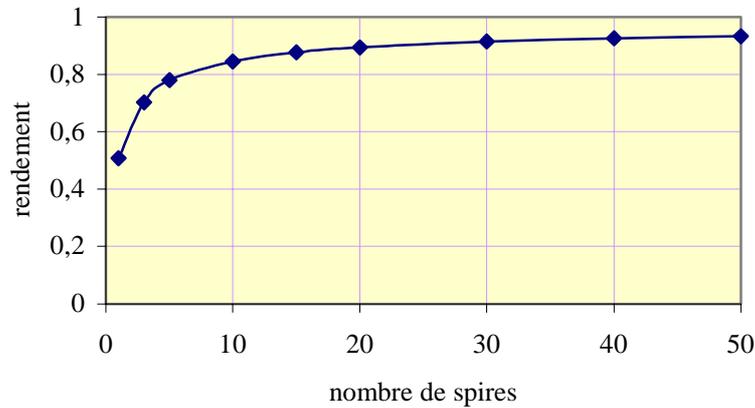


Fig. 4.2.5: Évolution du rendement avec le nombre de spires (P_{em} = 500 W – 10000 tr/min)

D'après ces deux équations, les pertes décroissent avec le nombre de spires. En pratique, le nombre de spires est donc choisi le plus grand possible et limité uniquement par la valeur maximale de la tension d'alimentation.

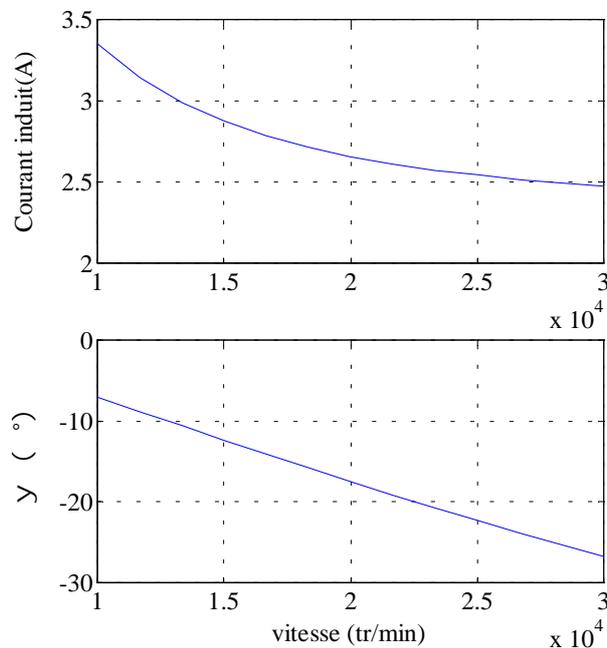


Fig.4.2.6: Paramètres de commande optimaux (n_{max} = 50 spires; P_{em} = 500 W)

La figure 4.2.6 présente les grandeurs de commandes optimales qui minimisent les pertes pour un fonctionnement à puissance électromagnétique constante sur un plage de

vitesse comprise entre 10000 et 30000 tr/min. Pour cet exemple le résultat de l'optimisation donne une géométrie optimale fixe sur toute la plage de vitesse. On obtient :

$$\alpha_{\text{opt}} = \alpha_{\text{min}} = 0.5$$

$$\alpha_{a \text{ opt}} = \alpha_{a \text{ min}} = 0.2$$

$$R_{\text{opt}} = R_{\text{max}} = 0.1 \text{ m}$$

$$h_{e \text{ opt}} = h_{e \text{ max}} = 10 \text{ mm}$$

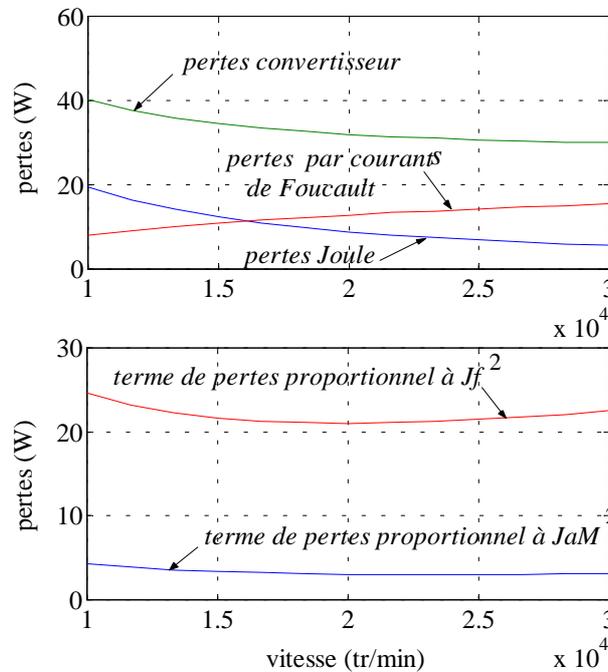


Fig. 4.2.7: Évolution des pertes optimales
($n_{\text{max}} = 50$; $P_{\text{em}} = 500 \text{ W}$, $p = 4$, $R = 0.1$, $h_e = 10 \text{ mm}$)

Enfin, comme le montre la figure 4.2.7, la condition d'égalité entre les termes de pertes proportionnels à J_{aM}^2 et J_f^2 n'est plus vérifiée. Cette modification est due à l'introduction dans la modélisation du terme de pertes par commutation qui est proportionnel à I_{aM} .

Conclusion

La démarche proposée dans ce chapitre a montré quelles étaient les principales étapes et les principaux points à aborder lors d'un processus d'optimisation.

Cette étude a montré notamment que le fonctionnement à pertes minimales était obtenu lorsque le terme de pertes proportionnel à J_{aM}^2 était égal au terme de pertes proportionnel à J_f^2 seulement lorsque l'on ne considère que les pertes dans la machine. Cette condition est nécessaire mais pas suffisante, les pertes peuvent être en effet encore minimisées en défluxant par l'action combinée sur le courant d'excitation et sur l'angle d'autopilotage. Quant à la géométrie, elle doit être optimisée pour un cycle type de fonctionnement complet.

Enfin, en complément du travail portant sur la machine discoïde, une optimisation incluant le nombre de paires de pôles doit être abordée. L'utilisation de modèles plus fins introduisant notamment les têtes de bobines ($v \neq 0$) et la géométrie du bobinage doit pour cela être étudiée.

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Les travaux effectués, durant cette thèse et consacrés à l'étude du moteur/générateur innovant développé par l'équipe « conception d'actionneurs » du LESiR, ont permis d'apporter des solutions aux problèmes suivants :

- ✓ la réalisation du bobinage dans l'air
- ✓ la modélisation électrique complète de l'actionneur
- ✓ le pilotage simplifié à partir d'un capteur de position simplifié délivrant une impulsion par tour
- ✓ une étude théorique sur la recherche des paramètres de commande optimaux pour un fonctionnement à pertes minimales
- ✓ une introduction au problème général du dimensionnement des actionneurs électromécaniques alimentés par convertisseurs électroniques

Le choix de la technologie circuit imprimé pour la réalisation de notre bobinage dans l'air s'est avéré très pratique. Par son aspect modulaire et parce que toutes les gallettes sont identiques, la réalisation et le montage du bobinage complet sont très simples et favorables à une production en série. En revanche, nous ne pouvons pas réaliser l'équivalent du fil de litz et limiter les pertes par courants induits en haute fréquence avec cette technologie.

En proposant une modélisation semi-analytique 2-D complète de l'actionneur et utilisable facilement par un algorithme d'optimisation, nous avons montré qu'une analyse 2-D au rayon moyen combinée à l'utilisation des perméances superficielles est suffisante malgré des effets 3-D, en apparence, assez prononcés. Ces résultats sont intéressants car ils permettent de proposer un outil de dimensionnement efficace et applicable à l'ensemble des actionneurs à champ axial.

Au chapitre 3, nous avons montré qu'une excitation bobinée, en offrant un degré de liberté supplémentaire sur l'optimisation, permet d'améliorer sensiblement le rendement pour les fonctionnements à faibles couples par rapport aux machines à aimants. Cette étude théorique, grâce à la prise en compte des pertes magnétiques (hystérésis + courants de Foucault) et des pertes dans le convertisseur d'alimentation est applicable à l'ensemble des machines synchrones à pôles lisses et constitue un point de départ utile pour l'implantation d'une commande à rendement optimum.

Enfin, dans le dernier chapitre nous avons proposé une théorie générale de dimensionnement à partir de machines élémentaires intégrant géométrie et commande. Cette approche n'offre pas seulement une étape intermédiaire utile entre la modélisation et l'optimisation de notre actionneur, elle permet aussi de synthétiser un ensemble de connaissances nécessaires à la conception des machines électriques qui ne sont pas toujours posées de façon claire.

En guise de perspectives, nous allons présenter les quelques points qui restent à traiter pour finaliser le travail entrepris pendant cette thèse.

Nous avons vu, au cours du chapitre 2, que notre modèle de pertes magnétiques reste valable tant que les courants induits n'affectent pas le champ magnétique résultant. Pour une modélisation plus systématique des pertes, valable à toutes les fréquences, un travail s'appuyant sur des calculs par éléments finis et sur d'indispensables mesures doit être effectué. Cette approche numérique du problème, compte tenu de la complexité des calculs analytiques, est la seule solution susceptible d'offrir un jeu de modèles semi-analytiques adaptés à un algorithme d'optimisation. D'autre part, l'effet de la MLI sur les pertes reste à observer expérimentalement en mode de fonctionnement normal et à modéliser ensuite si nécessaire.

Au sujet de la commande du système, notre travail a montré les possibilités d'obtenir un fonctionnement à pertes minimales en optimisant les paramètres de commande. Cette étude s'appuie sur une connaissance parfaite du modèle de la machine et ne peut être utilisée directement pour la commande en puissance du système. Un travail complémentaire doit être mené dans ce sens là.

Enfin, maintenant que nous disposons d'une modélisation complète de la machine, l'optimisation globale de l'ensemble convertisseur-machine peut être réellement envisagée.

ANNEXES

Annexe A

Calcul des inductances

A.1 Calcul de l'inductance mutuelle entre bobinage inducteur et bobinage de l'induit

Le calcul du flux inducteur embrassé par la partie active d'une couche et d'un pôle nord (comprise entre les rayons R_2 et αR_2) comportant n spires (Fig. A.1.1) s'écrit :

$$\Phi_{fa_N}(\theta_R) = \sum_{k=1}^n \int_{\alpha R_2}^{R_2} \int_{-\gamma_k}^{+\gamma_k} P_{sfa}(\theta - \theta_R) \cdot E_{f0} \cdot r \cdot dr \cdot d\theta \quad (A.1.1)$$

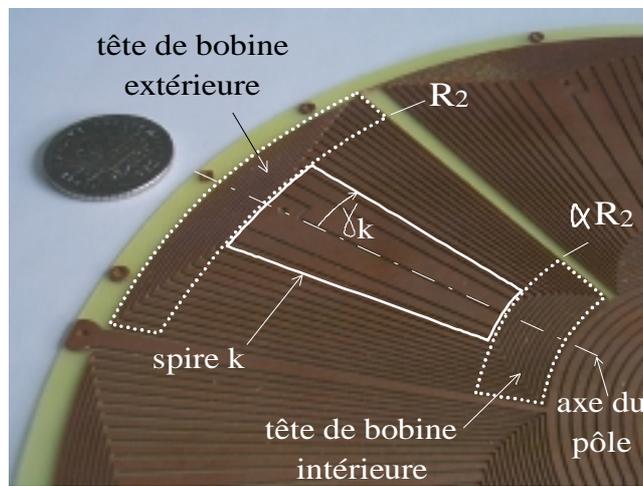


Fig. A.1.1: Représentation d'une couche avec un pôle et ses dimensions caractéristiques

Le calcul par éléments finis 2-D fournit le jeu des coefficients de la série de Fourier de la perméance superficielle vue par le bobinage de la phase "a" lorsque le bobinage inducteur est alimenté. On l'écrit, en fonction de la position du rotor θ_R , sous la forme :

$$P_{sfa}(\theta_R) = P_{sfa0} + \sum_{h=1}^{+\infty} P_{sfa h} \cdot \cos h.p. (\theta - \theta_R) \quad (A.1.2)$$

La force magnétomotrice générée par les n_f spires du bobinage inducteur vaut :

$$E_f = E_{f0} = n_f \cdot I_f = \text{cste} \quad (A.1.3)$$

Pour une couche et un pôle sud décalé dans l'espace d'un angle π/p , le flux peut s'écrire :

$$\Phi_{fa_S}(\theta_R) = -\Phi_{fa_N}\left(\theta_R + \frac{\pi}{p}\right) \quad (A.1.4)$$

Le flux total dû à la contribution de tous les pôles et de toutes les n_c couches s'exprime :

$$\Phi_{fa}(\theta_R) = p.n_c \left[\Phi_{fa_S}(\theta_R) + \Phi_{fa_N}(\theta_R) \right] \quad (A.1.5)$$

Finalement, le flux total embrassé par les parties actives du bobinage de l'induit vaut :

$$\Phi_{fa}(\theta_R) = 2.p.n_c.n_f.R_2^2.(1-\alpha^2).I_f \cdot \sum_{k=1}^n \cdot \sum_{h=1}^{+\infty} \frac{P_{sfah}}{h} \cdot \sin(h.p.\gamma_k) \cdot \cos(h.p.\theta_R) \quad \text{pour } h \text{ impair} \quad (A.1.6)$$

En supposant le flux embrassé dans les têtes de bobines négligeable devant le flux embrassé par les parties actives, la mutuelle inductance entre l'inducteur et l'induit se calcule à partir de la relation suivante :

$$M_{fa}(\theta_R) = \frac{\Phi_{fa}(\theta_R)}{I_f} \quad (A.1.7)$$

$$M_{fa}(\theta_R) = 2.p.n_c.n_f.R_2^2.(1-\alpha^2) \sum_{k=1}^n \cdot \sum_{h=1}^{+\infty} \frac{P_{sfah}}{h} \cdot \sin(h.p.\gamma_k) \cdot \cos(h.p.\theta_R) \quad (A.1.8)$$

A.2 Calcul des inductances propres du bobinage de l'induit

L'expression du flux propre d'une couche d'un pôle nord pour la phase "a" s'écrit :

$$\Phi_{aa_N}(\theta_R) = \sum_{k=1}^n \cdot \int_{\alpha.R_2 - \gamma_k}^{R_2 + \gamma_k} \cdot \int P_{saa}(\theta - \theta_R) \cdot E_a(\theta) \cdot r.dr.d\theta \quad (A.2.1)$$

P_{saa} représente la perméance superficielle vue par le bobinage de la phase "a" lorsque cette même phase est alimentée. On l'écrit sous la forme :

$$P_{saa}(\theta_R) = P_{saa0} + \sum_{h=1}^{+\infty} P_{saah} \cdot \cos h.p.(\theta - \theta_R) \quad (A.2.2)$$

La phase "a" qui est constituée d'un empilement de n_c couches, crée une force magnétomotrice égale à :

$$E_a(\theta) = n_c.n.I_a \cdot \cos(p.\theta) \quad (A.2.3)$$

Le flux propre d'un pôle sud, décalé dans l'espace d'un angle π/p , s'écrit :

$$\Phi_{aa_S}(\theta_R) = -\Phi_{aa_N}\left(\theta_R + \frac{\pi}{p}\right) \quad (\text{A.2.4})$$

Le flux propre total dû à la contribution de tous les pôles ($2.p$ par couche) et de toutes les couches s'exprime :

$$\Phi_{aa}(\theta_R) = p.n_c \left[\Phi_{aa_S}(\theta_R) + \Phi_{aa_N}(\theta_R) \right] \quad (\text{A.2.5})$$

Finalement, le flux total embrassé par les parties actives du bobinage de l'induit vaut :

$$\begin{aligned} \Phi_{aa}(\theta_R) = & n_c^2 . n . R_2^2 . (1 - \alpha^2) . I_a . \sum_{k=1}^n [2 . P_{aa0} \sin(p . \gamma_k)] \\ & + n_c^2 . n . R_2^2 . (1 - \alpha^2) . I_a . \sum_{k=1}^n \sum_{h=2}^{\infty} P_{saah} . \cos(h . p . \theta_R) \left[\frac{\sin(h+1)p . \gamma_k}{h+1} + \frac{\sin(h-1)p . \gamma_k}{h-1} \right] \end{aligned} \quad (\text{A.2.5})$$

On calcule ensuite simplement l'inductance propre avec la relation :

$$L_{aa}(\theta_R) = \frac{\Phi_{aa}(\theta_R)}{I_a} \quad (\text{A.2.6})$$

Annexe B

Calcul des pertes magnétiques dans un conducteur seul soumis à la fois à un champ propre et à un champ extérieur

Il s'agit de montrer ici, dans le cas d'un conducteur soumis à deux sources de pertes (par champ propre et par champ extérieur), comment s'expriment les pertes. Ce cas d'école doit nous permettre d'introduire le cas plus complexe d'un assemblage de conducteurs. On considère un conducteur de section constante sur toute sa longueur et les grandeurs exprimées dans un repère cartésien.

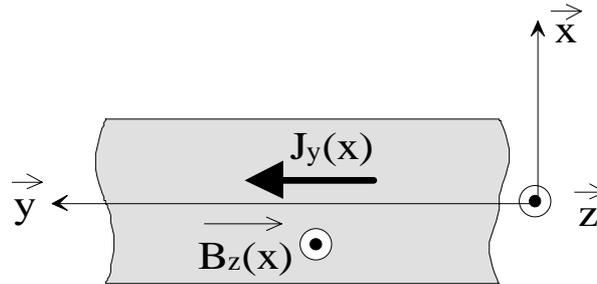


Fig. B.1 : Conducteur infiniment long selon y et infiniment épais selon z.

La figure précédente (Fig. B.1) représente le conducteur étudié où J_y représente la composante selon y (la seule composante ici considérée) de la densité de courant totale circulant dans le conducteur et B_z représente l'induction totale. Si la densité de courant J_y est une composition vectorielle de la densité de courant due à la source et de la densité de courant due aux courants de Foucault tel que :

$$J_y = J_{ya} + J_{yF} \quad (B.1)$$

Dans un élément de volume, le terme de pertes s'écrit :

$$dp = \frac{1}{2\sigma} \cdot (J_{ya}^2 + J_{yF}^2 + 2J_{ya} \cdot J_{yF}) \quad (B.2)$$

\downarrow terme dû aux pertes par courants de Foucault
 \downarrow terme dû aux pertes par effet Joule dans le conducteur non soumis à un champ extérieur
 \swarrow terme croisé

L'expression précédente montre qu'il existe, a priori, un terme croisé dans l'expression des pertes totales dans le conducteur. Pour tenter de le calculer, nous devons remonter à l'équation de Helmotz et considérer la solution générale du champ électrique. Elle permet d'écrire, dans le cas mono-dimensionnel :

$$J_y(x, t) = \left[\underline{A} \cdot \text{ch} \left((1+j) \cdot \frac{x}{\delta} \right) + \underline{B} \cdot \text{sh} \left((1+j) \cdot \frac{x}{\delta} \right) \right] \cdot e^{j\omega t} \quad (B.3)$$

Où \underline{A} et \underline{B} sont des constantes complexes.

Dans le cas où le conducteur est parcouru par le seul courant imposé par la source d'alimentation, la constante \underline{B} est nulle et l'on montre qu'aux basses fréquences, lorsque les courants induit n'affectent pas le champ, la densité de courant est uniforme et vaut:

$$J_y(x, t) = J_{aM} \cdot \sin(\omega t) \quad (\text{B.4})$$

Dans le cas où le conducteur est plongé dans un champ magnétique B_f extérieur variable, la constante \underline{A} est nulle et l'on montre que la densité de courant vaut à fréquence suffisamment basse :

$$J_y(x, t) = B_{fM} \cdot \omega x \cdot \sin(\omega t) \quad (\text{B.5})$$

Dans le cas général où les deux sources sont présentes, les deux constantes \underline{A} et \underline{B} existent. Puisque les courants de Foucault se referment obligatoirement dans le conducteur, la fonction qui leur est associée doit être de valeur moyenne nulle. Le second terme de l'expression B.3 représente donc la partie de la densité de courant que nous appellerons J_{yF} dû aux seuls courants de Foucault. Par conséquent, le premier terme que l'on appellera J_{ya} est associé à la densité de courant imposée par la source d'alimentation. On peut donc écrire, en régime de fonctionnement magnétique linéaire que :

$$J_y(x, t) = J_{ya}(x, t) + J_{yF}(x, t) \quad (\text{B.6})$$

Avec :

$$J_a(x, t) = \left[\underline{A} \cdot \text{ch}\left(1 + j\right) \cdot \frac{x}{\delta} \right] \cdot e^{j\omega t} = J_{aM} \cdot \sin(\omega t) \quad (\text{B.7})$$

Et :

$$J_F(x, t) = \left[\underline{B} \cdot \text{sh}\left(1 + j\right) \cdot \frac{x}{\delta} \right] \cdot e^{j\omega t} = B_{fM} \cdot \omega x \cdot \sin(\omega t - \theta_0) \quad (\text{B.8})$$

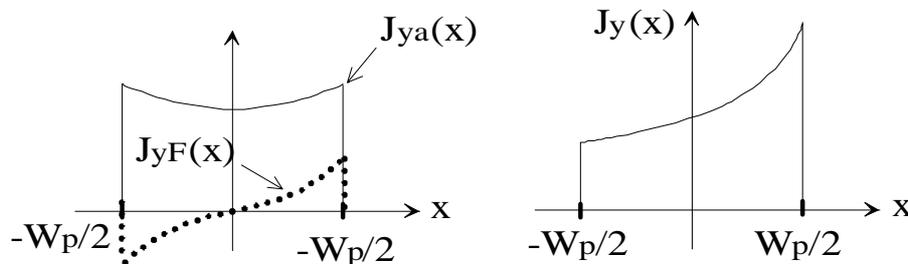


Fig. B.2 : Répartition des densités de courant (Effets séparés puis combinés)

Toujours dans l'hypothèse d'un fonctionnement à couplage faible (J_F n'affecte pas B_f), l'expression des pertes dans un élément de volume dv s'exprime :

$$dp = \frac{1}{2} \cdot \frac{(J_{ya} + J_{yF})^2}{\sigma} \cdot dv \quad (\text{B.9})$$

Le terme croisé, noté J_{yc} , définit dans l'expression B.2 s'écrit à partir des relations B.8 et B.8 :

$$J_{yc}(x, t) = 2 \cdot J_{aM} \cdot B_{fM} \cdot \omega \cdot x \cdot \sin(\omega \cdot t) \cdot \sin(\omega \cdot t - \theta_0) \quad (\text{B.10})$$

Et les pertes associées à ce terme :

$$p = \frac{1}{2 \cdot \sigma} \cdot J_{aM} \cdot B_{fM} \cdot \omega \cdot \cos(\theta_0) \cdot \iiint_v x \cdot dx \cdot dy \cdot dz \quad (2.5.31)$$

Or l'intégrale de cette dernière expression est nulle. Les pertes associées au terme croisé sont donc nulles. D'une façon plus générale, en régime de fonctionnement basse fréquence comme en régime de fonctionnement haute fréquence, le terme croisé étant le produit d'une fonction paire par une fonction impaire, son intégration conduit toujours à un résultat nul.

NOTATIONS

CHAPITRE 1

W	énergie cinétique	J
J	moment d'inertie	kg.m ²
Ω	vitesse de rotation	rad/s
V	vitesse tangentielle	m/s
C_{mas}	capacité de stockage massique	
C_{vol}	capacité de stockage volumique	
k_m	facteur de forme massique	
k_v	facteur de forme volumique	
σ_e	limite de résistance élastique des matériaux	
ρ_v	masse volumique	kg/m ³
R_{int}	rayon intérieur du volant d'inertie	m
R_{ext}	rayon extérieur du volant d'inertie	m

CHAPITRE 2

ρ	résistivité électrique	Ωm
σ	conductivité électrique	S
f	fréquence	Hz
R_1	rayon de fond d'encoche	m
R_2	rayon extérieur des disques	m
R_a	rayon de l'axe magnétique	m
R_e	rayon extérieur du bobinage inducteur	m
E_{dis}	épaisseur des disques	m, mm
E	jeu mécanique axial total	m, mm
h_e	hauteur d'entrefer	m, mm
β	arc dentaire	°, rad
n	nombre de spires/pôle/phase	
n_f	nombre de spires inducteur	
n_c	nombre de couches/phase	
N_p	nombre de dents	
p	nombre de paires de pôles	
B_f, B_{f0}, B_{fMh}	induction d'entrefer créée par l'inducteur, composante continue, harmonique	T
r	coordonnée radiale	m
θ	angle mécanique	°, rad
θ_m	position du rotor	°, rad
Φ_{fN}, Φ_{fS}	flux total embrassé par un pôle nord de l'induit, par un pôle sud	Wb
e	force électromotrice induite	V
Ω	vitesse de rotation	rad/s
I, I_f, I_a	courant, courant d'excitation, courant d'induit	A
J, J_f, J_a	densité de courant, densité de courant d'excitation, densité de courant d'induit	A/mm ²
ψ	angle d'autopilotage	°, rad
$\Delta\theta_i, \Delta$	écart angulaire d'isolement entre deux pistes	°, rad
$\Delta\theta_{pistek}$	ouverture angulaire de la k ^{ème} piste radiale	°, rad

k	indice de numérotation des spires	
$W_i, W_{i \min}$	écart d'isolement entre pistes, écart minimum d'isolementm, mm
W_{pf}	largeur des pistes de l'inducteurm, mm
$W_{p\lambda}$	largeur des pistes constituant les têtes de bobinesm, mm
W_{pk}	largeur de la $k^{\text{ème}}$ piste radiale au rayon moyenm, mm
e_p	épaisseur des pistesm, mm
γ	angle d'attaque chimique°, rad
k_γ	coefficient d'attaque chimique	
R_a, R_f	résistance de l'induit, résistance de l'inducteurΩ
r_{act}	résistance de la partie active de l'induitΩ
r_{ext}, r_{int}	résistance des têtes de bobines extérieures, résistance des têtes de bobines intérieuresΩ
S	section des conducteursmm ²
l_{moy}	longueur moyenne d'une piste de l'inducteurm, mm
l_k	longueur d'une piste radiale d'indice km, mm
k_{rf}	coefficient volumique de remplissage en cuivre du bobinage inducteur	
H_{ag}, H_f	champ magnétique dans l'entrefer, champ magnétique dans l'aimantA/m
W_{ag}, W_f	épaisseur de l'entrefer, épaisseur de l'aimantm, mm
B_{ag}, B_f, B_R	induction dans l'entrefer, induction dans l'aimant, induction rémanenteT
P_{sxy}	perméance superficielle vue par le bobinage x lorsque y est alimentéH
B_{xy}	induction dans le bobinage x lorsque le bobinage y est alimentéT
E_a, E_f	force magnétomotrice de l'induit, force magnétomotrice de l'inducteurA
Φ_{xy}	flux embrassé par une spire x lorsque le bobinage y est alimentéWb
Φ_{xy}	flux total embrassé par le bobinage x lorsque le bobinage y est alimentéWb
R	rayon d'une machine cylindrique à champ radialm, mm
L	longueur d'une machine cylindrique à champ radialm, mm
γ_k	demi ouverture angulaire d'une spire d'indice k°, rad
L_{xx}	inductance propre du bobinage xH
M_{xy}	inductance mutuelle entre les bobinage x et yH
$L_{xx d}, L_{xx q}$	inductance propre du bobinage x dans l'axe d , dans l'axe qH
$L_{xx m}$	inductance propre moyenne du bobinage xH
L_d, L_q	inductance cyclique dans l'axe d , dans l'axe qH
C_s, C_r	couple synchrone, couple réluctantNm
$L_{xx\sigma}$	inductance de fuite du bobinage xH
δ	profondeur de pénétration du champm, mm
R_{thcd}, R_{thcv}	résistance thermique de conduction, résistance thermique de convectionK/W
λ_{cu}	conductivité thermique du cuivreW/mK
h	coefficient d'échange thermique entre le cuivre et l'air ambiantW/m ² K

CHAPITRE 3

I, I_f	courant de l'induit, courant d'excitationA
Φ_f	flux inducteurWb
C_{em}	couple électromagnétiqueNm
C_0, C_{asy}	couple de frottements secs, couple asynchroneNm
ψ	angle d'autopilotage°, rad
f	coefficient de frottements visqueuxNm/ras.s ⁻¹
J	inertieKg.m ²
p	nombre de paires de pôles	
θ_m	angle mécanique°, rad
θ, θ_s	angle électrique, angle électrique entre l'axe de référence et l'axe du champ induit°, rad
ξ	angle électrique entre champ d'excitation et champ de l'induit°, rad
K_D	coefficient de couple asynchroneW.s ² /rad
K_s	coefficient de couple synchronisantW.s/rad
Ω	vitesse de rotationrad/s
ω_s, ω	pulsation des courants statoriques, pulsation naturellerad/s
z	coefficient d'amortissement	
τ_D	constante de temps des effets amortisseurss

X^*	grandeur de référence	
Φ_d	composante selon l'axe d du flux inducteurWb
I_d, I_q	composante du courant induit selon l'axe d, selon l'axe qA
Ω_b	vitesse de baserad/s
γ_a	accélérationrad/s ²
P_J	pertes JouleW
P_{mag}	pertes magnétiquesW
P_t	pertes totalesW
B_R, B_a, B_f	induction résultante dans l'entrefer, induction de l'induit, induction de l'inducteurT
k_{mg}, k_F, k_H	coefficient de pertes magnétiques totales, par courants de Foucault, par hystérésisWs ² /T ² rad ²
P_c, P_s	pertes par conduction, pertes par commutationW
k_{c2}, k_s	coefficients de pertes par conduction, par commutationW/A
k_{c1}	coefficients de pertes par conductionW/A ²
K_c	constante de coupleNm/A

CHAPITRE 4

J_a, J_f	densités de courant de l'induit, de l'inducteurA/mm ²
B_R, B_a, B_f	induction résultante dans l'entrefer, induction de l'induit, induction de l'inducteurT
F	effort de LaplaceN
V, V_i, V_c	volume total de l'actionneur, volume de fer, volume de cuivrem ³
ψ	angle d'autopilotage°, rad
ξ	angle électrique entre champ d'excitation et champ de l'induit°, rad
C_{em}	couple électromagnétiqueNm
R	rayon d'une machine cylindrique à champ radialm, mm
R_m, R_M	rayon min, rayon maxm, mm
L	longueur d'une machine cylindrique à champ radialm, mm
P_J, P_{Ja}, P_{Jf}	pertes Joule, pertes Joule de l'induit, pertes Joule de l'inducteurW
Φ_{Rc}	flux résultant dans la carcasse statoriqueWb
B_{Rc}, B_{axe}	induction résultante dans la carcasse statorique, dans l'axe magnétiqueT
k_{Fc}, k_{Fi}	coefficient de pertes par courants de Foucault dans le cuivre, dans le ferWs ² /rd ² T ² m ²
k_{Hi}	coefficient de pertes par hystérésis dans le ferWs ² /rd ² T ² m ²
p_F	pertes par courants de Foucault volumiquesW/m ³
S_{th}	surface d'échange thermiquem ²
$\Delta\theta$	échauffement°C, K
h	coefficient d'échange thermique entre le cuivre et l'air ambiantW/m ² K
$\Omega_{min}, \Omega_{max}$	vitesse min, vitesse maxrad/s
η	rendement	
h_e	épaisseur d'entreferm, mm
E_a	force magnétomotrice de l'induitA
n	nombre de spires de l'induit	
r_T	résistance des semi-conducteurs à l'état passantΩ
V_T	chute de tension dans les semi-conducteurs à l'état passantV
f_d	fréquence de découpageHz

BIBLIOGRAPHIE

CHAPITRE 1

[APO] ACTIVE POWER

<http://www.activepower.com>

[BAL_99] J.L. Bal (Ademe), M.Benard (EDF)

"L'électricité photovoltaïque"

REE n°11, décembre 1999, pp 74-78.

[BEN_00] BEN AHMED H., KERZREHO C., COGNARD J.Y., DELAMARRE J., MULTON B., BERNARD N. "Moteur/générateur à réluctance excitée et à bobinage dans l'entrefer", brevet international PCT/FR00/003459, déposé le 8 dec. 2000.

[CHE_97] H. CHEFDEVILLE,

"Énergies renouvelables : Lancement du programme éolien français « EOLE 2005 »"

Les cahiers de l'ingénierie, n°65, septembre 1997, pp 3-8.

[CLIF_98] David B. Clifton et al, "Integrated motor/generator/flywheel utilizing a solid steel rotor"

US Patent 5,731,645, date of patent :mar. 24, 1998.

[CLI_99] CLIFTON et al. , "Energy Storage Flywheel Apparatus And Methods"

U.S. Patent: 5,905,321, date : 18 mai 1999.

[CLTD_66] C.A.V. Limited, «Génératrice de courant alternatif »

Brevet d'invention n° 1.445.327

[FAU_th] F. FAURE

"Suspension magnétique pour volant d'inertie "

Thèse à soutenir à l'ENSIEG.

[GER_01] O. GERGAUD, H. BEN AHMED, B. MULTON, N. BERNARD, " Nouvelle architecture électromagnétique à réluctance variable excitée pour accumulateur électromécanique d'énergie "

Revue Internat. de Génie Electrique, vol. 4, n°3-4, pp 367-390 juin 2001.

[GOD_86] GODKIN M et al. , "Axial air gap brushless alternator"

U.S. Patent: 4,611,139, date : 26 juin 1986.

[INSA_00] B. PARISET, S. CLAMAGIRAND, "Études sur un prototype de batterie électromécanique"

Rapport de projet de recherche, INSA de Rouen, Dpt de Mécanique, set 99-janv 00.

[KAL_79] Swarn S. Kalski, Clifton Park, "Axial gap inductor alternator "
U.S. Patent: 4,159,434, date of patent: jun 26,1979.

[KER_th] C. KERZREHO, "Caractérisation et optimisation d'une batterie électromécanique intégrée sous chargement cycliques"

Thèse à soutenir à l'Antenne de Bretagne de l'ENS Cachan.

[KER_99] C. KERZREHO, J.Y. COGNARD, G. DUMONT

« Définition et optimisation de la structure d'une batterie électromécanique intégrée »
14^{ème} Congrès Français de Mécanique, Toulouse, septembre 99

[KUS_76] KUSKO A., RAPOSA F. L., KING C. M., SOMUAH C. B., « Modeling of Electric Drive Systems for KEW (flywheel) vehicles »

Presented at the 1976 Intersoc. Conf. Exposition on Transportation, Los Angeles, CA, 1976.

[MAD_98] C. MADEMLIS, J. XYPTERAS, N. MARGARIS

" Loss Minimization in Wound-Field Cylindrical Rotor Synchronous Motor Drives"
IEE ITPEE8 – mars 98 – vol 13 – pp 288-297

[MUL_95] B. MULTON, J. LUCIDARME, L. PREVOND

"Analyse des possibilités de fonctionnement en régime de désexcitation des moteurs à aimants permanents"

Journal de physique III, mai 1995, pp 623-640

[MUL_96] B. MULTON, J.M. PETER

"Stockage de l'énergie électrique – Moyens et applications"

Revue 3EI, n°6, juin 96, pp 59-64

[PINK_00] PINKERTON , "High Efficiency Inductor Alternator"

U.S. Patent: 6,087,753, date : 11 juillet 2000.

[RIC_77] Eike Richter, « Inside – out motor/alternator with high inertia smooth rotor »

US Patent 4.032.807

[TUP_01] TUPPER et al., "Low Inductance Electrical Machine For Flywheel Energy Storage".

U.S. Patent: 6,175,178, date : 1^{er} janvier 2001.

[STU 78] Studer et al., "Energy storage appartus"

U.S. Patent: 4,077,678, date of patent: mar 7,1978.

[UN_01] Cécile BONNEAU

"L'électronique relance le stockage cinétique"

L'Usine Nouvelle, n° 2779, 17 mai 2001, p 66.

[SEE_96] Société des électriciens et électroniciens (SEE)

Stockage de l'énergie électrique

Février 1996

[YON_96] **YONNET Jean-Paul**, "Le stockage d'énergie par volant d'inertie"
Société des électriciens et des électroniciens. Journées d'études.
Stockage de l'énergie électrique, février 96.

CHAPITRE 2

[BRA_91] **T. BRATOLJIC, W. Rhem**, " A 3D-eddy current computer program and testing by analytical solution"
SM 100, Int. Conf. On the Evolution and Modern Aspects of Sync. Machines, Part 2, 27-29 august 91, 596-601.

[CAR_1900] **CARTER F.W.**, "Note on airgap and interpolar induction"
J.E.E., 1900, pp 925-933.

[FUJI_90] **Fujita et al.** "Spirally Layered and Aligned Printed-Circuit Armature Coil"
US Patent n°4 962 329, date : 9 oct. 1990.

[GER_01] **O. GERGAUD, H. BEN AHMED, B. MULTON, N. BERNARD**, " Nouvelle architecture électromagnétique à réluctance variable excitée pour accumulateur électromécanique d'énergie "
Revue Internat. de Génie Electrique, vol. 4, n°3-4, pp 367-390 juin 2001.

[HAN_95] **D.C. Hanselman, W.H. PEAKE**, "Eddy-Current effects in slot-bound conductors"
IEE Proc., Electr. Power Appl., vol.142, n°2, march 1995, pp. 131 – 136.

[HURL_99] **William Gerard Hurley and al**,
"Impedance Formula for Planar Magnetic Structures with Spiral Windings"
IEEE trans on Industrial Electronics, vol. 46, n°. 2, avril 1999, pp 271-278.

[KUT_98] **Nasser H. KUTKUT**, " A simple technique to evaluate winding losses including two-dimensionnal edge effects"
IEEE Trans. On Power Electronics, vol. 13, n°5, sept 1998, pp 950-958.

[LIND_91] **D. van der Linde, C. A. M. Boon and J. B. Klassens** "Design of a high frequency planar power transformer in multilayer technology "
IEEE trans., on Ind. Electron. , vol. 38, pp. 135 – 141, avril 1991.

[MAL_87] **Malski, Herbert, Belmont**, "Dynamoelectric machine having a large magnetic gap and flexible printed circuit phase winding "

[MAS_92] **Masato Mino, Toshiaki Yachi, Akio Tago, Keiichi Yanagisawa, Kazuhiko Sakakibara**, "A new planar microtransformer for use in micro-switching converters"
IEEE trans. on Magnetics, vol. 28, n°.4, july 1992.
US Patent n°4 645 961, date : 24 fev. 1987.

[MAXWELL] **MAXWELL, ANSOFT Corp.** Four Station Square – Suite 660, Pittsburg, PA 15219, USA.

[MINO_92] **M. Mino, T. Yachi, A. Tago, K. Yanagisawa** "A new planar microtransformer for use in micro-switching converters"
IEEE trans., on Mag, vol. 28, pp. 1969 – 1973, juillet 1992.

[SFA_94] **SFAXI M., GABSI M., RIALLAND J. F.**, "Computation of additional losses at high frequencies of conductors in armature slots"
ICEM'94, vol.3, pp. 693 – 697, 1994.

[SULLI_93] **C. R. Sullivan and S. R. Sanders** "Microfabrication of transformers in inductors for high frequency power conversion"
Proc. IEEE, PESC' 93, pp. 33 – 41, juin 1993.

[YAMA_92] **M. Yamaguchi, S. Arakawa, H. Ohzeki, Y. Hayashi, and K. I. Arai** "Characteristic and analysis of a thin film inductor with closed magnetic circuit structure"
IEEE trans., on Mag, vol. 28, pp. 3015 – 3017, sept 1992.

[YU_99] **Yue-Quan Hu and al,**
"New Fabrication Method for Planar Multilayer Windings Used in Low-Profile Magnetic Components"
IEEE trans on Magnetics, vol. 35, n°. 2, mars 1999, pp 1055-1059.

CHAPITRE 3

[ANG_99] **Cristian De Angelo, BOSSIO Guillermo, GARCIA Guillermo** , " Loss Minimization in DC Motors Drives "
IEEE Proceedings, IEMDC'99, Seattle, Whashington, USA, May 9-12 1999, pp 701-703.

[BER_99] **BERNARD N., MULTON B., BEN AHMED H.** , "Open loop position and current control of a synchronous motor/generator for a flywheel accumulator"
EPE'99, Conférence à Lausanne, 7-9 sept 99, 8 pages.

[BRU_95] **C. BRUGUIER, G. CHAMPENOIS, J.P. ROGNON**, "Current Model Control of a Synchronous Motor without Position and Speed Sensor“, IEEE IPEC'95 Conference (Yokohama) Proceedings, pp. 1302-1308.

[CHA_89] **J. CHATELAIN**, "Machines Electriques", Presses Polytechnic Romandes. Treatise on electricity, Volume X, EPFL.Collection, pp. 420-427.

[COL_94] **COLOTTI A., GARCIA O., RONNER B., REICHERT K.**, "Design of an ironless PMSM for flywheel storage systems"
ICEM'98, vol.2, pp. 1128 – 1133.

[CRI 99] **CRISTIAN De Angelo, BOSSIO Guillermo, GARCIA Guillermo** , " Loss Minimization in DC Motors Drives "
IEEE Proceedings, IEMDC'99, Seattle, Whashington, USA, May 9-12 1999, pp 701-703.

[EGA_85] T. Egami, J. Wang and T. Tsuchiya, "Efficiency-optimized speed control system synthesis method based on improved optimal regulator theory - Application to separately excited dc motor system"
IEEE Trans. On Industrial Electronics, vol. IE.32, Nov. 1985, pp 372-380.

[HOA_th] HOANG E., "Etude, modélisation et mesure des pertes magnétiques dans les moteurs à réluctance variable à double saillance"
Thèse soutenue à l'ENS de Cachan, 19 déc. 1995.

[HON_84] S. C. HONG and M. H. Park, " Microprocessor –based optimal efficiency drive of separately excited DC motor system"
IEEE TEN-CON, Proc., 1984, pp 126-128.

[JON_89] L.A JONES, J.H LANG
"A state observer for the permanent-magnet synchronous motor"
IEEE, Vol 36, N°3, 1989, pp 374-382

[JUF_95] M.JUFER, "Indirect sensors for electric drives"
EPE' 95 Conference (Sevilla), Proceeding Vol.1 pp 836-841

[KUS_76] KUSKO A., RAPOSA F. L., KING C. M., SOMUAH C. B., "Modeling of Electric Drive Systems for KEW (flywheel) vehicles"
Presented at the 1976 Intersoc. Conf. Exposition on Transportation, Los Angeles, CA, 1976.

[KUS_83] KUSKO A, GALLER D, "Control means for minimization of losses in ac and dc motor drives"
IEEE trans., on Industry application, vol.IA-19, n°4, pp. 561 – 570, 1983.

[MAR_91] Nikos Margaris, Theodoros Goutas, Zoe Doulgeri, Agnes Paschali , " Loss Minimization in DC Drives "
IEEE Trans. On Industrial Electronics, vol. 38, n°5, Oct 1991, pp 328-336.

[MAD_98] C .MADEMLIS, J.XYPTERAS, N. MARGARIS
" Loss Minimization in Wound-Field Cylindrical Rotor Synchronous Motor Drives"
IEE ITPEE8 – mars 98 – vol 13 – pp 288-297

[MES_98] MESTRE P., ASTIER S., "A Comparison of Synchronous drives for the Electric Vehicle"
ICEM'98, Proc. vol 3, pp 2060-2064, sept. 98.

[MUL_tech_ing], MULTON B., "Motorisation des véhicules électriques"
Techniques de l'ingénieur, E 3 996.

[PEI_95] Z.M.A. Peixoto, et al., "Design of Sliding Observer for Back Electromotive Force Position and Speed Estimation of Interior Magnet Motors“, EPE'95, Sevilla, Spain, Proceedings vol.3, pp.3.833-3.838.

[PYR_97] J.PYRHÖNEN , et al., "Synchronous Motor Drive Based on Direct Flux Control“, EPE'97, Trondheim, Norway, Proceedings Vol.4, pp1.434-1.439.

[TAK_97] TAKAYOSHI Matsuo, "A New Control Strategy for Optimum Efficiency Operation of a Synchronous Reluctance Motor"
IEEE Trans. on Industry Application, vol.33, n°5, sept/oct 1997, pp 1146 – 1153.

CHAPITRE 4

[BER_01] BERNARD N., BEN AHMED H, MULTON B, "Semi-analytical inductance calculation on an axial-field synchronous machine for a flywheel storage system using surfacic permeances"
IEEE IEMDC'2001, Cambridge Massachussets, 17-20 juin 2001, 9 pages.

[BIA_98] BIAIS F.,LANGRY P., "Optimization of a permanent magnet traction motor for electric vehicle"
EVS15, Bruxelles, oct. 98.

[FIN] D. G. FINK, H. WAYNE BEATY,
"Standard Handbook For Electrical Engineers".
Thirteenth Edition, Chap 4, Properties of materials.

[GER_01] O. GERGAUD, H. BEN AHMED, B. MULTON, N. BERNARD, " Nouvelle architecture électromagnétique à réluctance variable excitée pour accumulateur électromécanique d'énergie "
Revue Internat. de Génie Electrique, vol. 4, n°3-4, pp 367-390 juin 2001.

[HOA_th] HOANG E., "Etude, modélisation et mesure des pertes magnétiques dans les moteurs à réluctance variable à double saillance"
Thèse soutenue à l'ENS de Cachan, 19 déc. 1995

[KER_99] C. KERZRÉHO, J.Y. COGNARD, G. DUMONT, " Définition et optimisation de la structure d'une batterie électromécanique intégrée"
14^{ème} Congrès Français de Mécanique, Toulouse, septembre 99

[PER_th] PERTUSA C., "Contribution à la définition de moteurs à aimants permanents pour un véhicule électrique hybride routier"
Thèse soutenue à l'ENSEEIHHT le 9 février 96. N°1138.

RÉSUMÉ

Le travail développé dans cette thèse présente une nouvelle structure discoïde à bobinages inducteur et induit fixes dans l'entrefer. La conception du bobinage du type circuit imprimé est détaillée ainsi que le développement d'un nouvel outil fondé sur l'utilisation des perméances superficielles utile à la modélisation. Un autopilotage simplifié, à partir d'un capteur délivrant une impulsion par tour est proposé. Enfin, une démarche générale d'optimisation pour un fonctionnement à pertes minimales des ensembles convertisseurs machines synchrones est présentée, incluant paramètres de commande et paramètres géométriques.

Mots clés :

Stockage électromécanique, machine discoïde, excitation homopolaire, bobinage circuit imprimé, perméance superficielle, pertes magnétiques, rendement optimum, optimisation.

ABSTRACT

A new axial field machine with armature and field windings fixed in the airgap is studied. A double face printed winding is presented and a new tool, using a surfacic permeance model is developed. A simplified current control is proposed. Finally, considering the association synchronous machine-inverter the loss minimisation problem is investigated, including both geometry and command parameters.

Keywords :

Flywheel energy storage, axial field machine, homopolar flux, printed winding, surfacic permeance, magnetic losses, maximum efficiency, optimisation.