



HAL
open science

ETUDE ANALYTIQUE DE MACHINES SYNCHRONES A AIMANTS PERMANENTS

Saïd Harmim

► **To cite this version:**

Saïd Harmim. ETUDE ANALYTIQUE DE MACHINES SYNCHRONES A AIMANTS PERMANENTS. Energie électrique. Institut National Polytechnique de Grenoble (INPG), 1993. Français. NNT: . tel-02007123

HAL Id: tel-02007123

<https://hal.science/tel-02007123>

Submitted on 5 Feb 2019

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.

T 993
p. 20/40



THESE

présentée par

HARMIM Saïd

pour obtenir le titre de **DOCTEUR**

**DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE
DE GRENOBLE**

(Arrêté Ministériel du 30 Mars 1992)

(Spécialité : Génie Electrique)

=====

**ETUDE ANALYTIQUE DE MACHINES SYNCHRONES
A AIMANTS PERMANENTS**

=====

Date de soutenance : 13 Décembre 1993

Composition du Jury :

Monsieur
Messieurs

G. GRELLET
S. ALLANO
C. CHILLET
J.P. YONNET

Président
Examineurs

THESE

présentée par

HARMIM Saïd

pour obtenir le titre de **DOCTEUR**

**DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE
DE GRENOBLE**

(Arrêté Ministériel du 30 Mars 1992)

(Spécialité : Génie Electrique)

=====
**ETUDE ANALYTIQUE DE MACHINES SYNCHRONES
A AIMANTS PERMANENTS**
=====

Date de soutenance : 13 Décembre 1993

Composition du Jury :

Monsieur
Messieurs

G. GRELLET
S. ALLANO
C. CHILLET
J.P. YONNET

Président
Examineurs

HARMIM
1993

e préparée au sein du Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble

*Ce mémoire
est dédié à ceux qui ont eu l'idée
de m'envoyer à l'école
et, naturellement,
à tous ceux qui m'ont appris à
chercher le savoir et la raison.*

Remerciements

Ce travail à été réalisé au sein de l'équipe " Matériaux magnétiques " au laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble.

Je tiens à exprimer mes remerciements à :

Monsieur G.GRELLET, Professeur à l'Université Claude Bernard Lyon1 (LEEP) pour l'honneur qu'il me fait en acceptant d'être rapporteur et présider le jury de cette thèse.

Monsieur S.ALLANO, Professeur à l'E.N.S de Cachan (LESIR) de m'avoir fait l'honneur d'être rapporteur de ce mémoire.

Monsieur C.CHILLET, chargé de recherche au CNRS, qui m'a encadré durant mon stage de DEA. Il m'a accueilli et a été présent tout au long de cette thèse, par ses conseils et ses directives combien importantes, par sa bonne humeur et sa grande sympathie. Je tiens à lui exprimer mes plus vifs sentiments de gratitude et de reconnaissance. Je le remercie également de m'avoir fait l'honneur par sa participation au jury de cette thèse.

Monsieur J.P.YONNET, directeur de recherche au CNRS, qui a mis ce travail sur les rails par ses nombreux conseils qu'il m'a prodigués, et pour l'intérêt qu'il a manifesté pour ce travail. Je le remercie également de m'avoir fait l'honneur par sa participation au jury de cette thèse.

Messieurs J.C.SABONNADIÈRE et R.PERRET, Professeurs à l'INPG, directeur et ancien directeur du Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble pour m'avoir accueilli au sein du L.E.G.

Mon camarade de bureau J.TEIXEIRA, à qui je dois beaucoup pour les discussions constructives, qui certainement me manqueront beaucoup, que se soit philosophique ou scientifique, physique ou métaphysique. Qu'il trouve ici un grand geste de ma profonde amitié.

Qu'il me soit permis de remercier chaleureusement tous les collègues, chercheurs, ingénieurs et techniciens du laboratoire, que j'ai connu de près ou de loin et avec lesquels j'ai fait ce bout de route pendant trois années : Marc Brunello (mon deuxième encadreur en DEA), Silvio, Viviane, Thelma, Seleme, Azzeme, Hadj-said, Afef, Demba, Budi, André, Emmanuel, Kamel, Nadim, Marie-Cécile, Thierry, Sophie, Mouhoub, Thierry W, Christophe, Patrice, Jérôme, Bendass, Sigurt, Wolfgang, Volker, Saleh, Benbouzid, Marc, Brahim, Ebrahim, Georges, Bruno, Jean-Yves, Minh, Hichème et tous ceux que j'aurais pu oublier par pure mégarde.

NOTATIONS UTILISEES 7

INTRODUCTION 9

CHAPITRE I GENERALITES

I)-Présentation des machines synchrones à aimants permanents	15
II)-classification des machines à aimants permanents	16
II.1)Les machines sans pièces polaires (SPP)	16
II.2)Les machines avec pièces polaires (APP)	17
III)-Méthodes de calcul des machines à aimants permanents	18
III.1)Méthodes analytiques	18
III.1.1)La méthode des réluctances	18
III.1.2)La méthode de résolution formelle des équations de champ	18
III.2)Méthodes de calcul numérique de champ	19
IV)-La méthode retenue	19

**CHAPITRE II DEVELOPPEMENT D'UN MODELE
ANALYTIQUE POUR LES MACHINES SYNCHRONES
A AIMANTS SANS PIECES POLAIRES**

I)-Introduction	23
II)-Objectifs	23
III)-Hypothèses et considérations	23
IV)-Transformation simplificatrice pour une étude unifiée des machines synchrones à aimants permanents sans pièces polaires	24
V)-Modélisation des aimants permanents	25
VI)-Développement du modèle analytique	26
VI.1)-Principe	26
VI.2)-La structure de base de la machine	27
VII)-Détermination de l'entrefer équivalent	29
VII.1)-Comparaison avec un calcul numérique	31
VIII)-Homogénéisation du stator	33
VIII.1)-Calcul de la perméabilité relative longitudinale	33
VIII.2)-Calcul de la perméabilité relative transversale	36
VIII.3)-Comparaison avec un calcul numérique	38

VIII.3.1)-Perméabilité relative longitudinale	39
VIII.3.2)-Perméabilité relative transversale	39
IX)-Calcul du champ statorique	41
IX.1)-Calcul de la densité équivalente de courant	41
IX.1.1)-Une encoche alimentée	41
IX.1.2)-Une phase alimentée	41
IX.2)-Calcul du champ statorique créée par l'alimentation d'une seule phase	43
IX.2.1)-Le champ à l'extérieur du stator	45
IX.2.2)-Le champ à l'intérieur du stator	46
IX.2.3)-Comparaison avec un calcul numérique	46
X)-Calcul de la force de poussée de la machine	50
XI)-Comparaison avec un calcul numérique	55
XI.1)-Alimentation en courant sinusoïdal	55
XI.2)-Alimentation en créneau de courant	56
XII)-Conclusion	57

CHAPITRE III MODELISATION ELECTROMAGNETIQUE DE LA MACHINE

D)-Introduction	61
II)-Calcul analytique de la FEM à vide	61
II.1)-Comparaison avec un calcul numérique	63
III)-Calcul des inductances de la machine	64
IV.1)-Introduction	64
IV.2)-Inductance propre principale	65
IV.3)-Inductance synchrone principale	66
IV.4)-Inductance mutuelle	68
IV.5)-Comparaison avec un calcul numérique	68
IV)-Test sur deux machines réelles	70
IV.1)-Introduction	70
IV.2)-FEM à vide d'une machine disque	70
IV.3)-FEM à vide d'une machine cylindrique	73
IV.4)-Couple statique en fonction de l'angle interne (machine disque)	76
V)-Conclusion	78

CHAPITRE IV ETUDE PARAMETRIQUE

I)-Introduction	81
II)-Etude de la machine liée à son convertisseur	81
II.1)-Réflexion préliminaire sur la commande deux phases	81
II.2)-Alimentation des machines synchrones à aimants permanents	82
a)-Alimentation sinusoïdale	82
b)-Alimentation deux phases	82
c)-Etude théorique simplifiée des modes d'alimentations	82
d)-Modèle mathématique simplifié de la machine	86
II.3)-Système de contrôle deux phases	86
II.3.1)-Séquences de commutation	87
II.4)-Applications et résultats	91
III)-Calcul des pertes Joule dans la partie active	95
IV)-Influence des dimensions relatives de l'aimant à pertes Joule données	97
IV.1)-La force de poussée par volume utile	99
a)-Alimentation deux phases	99
b)-Alimentation sinusoïdale	100
IV.2)-La force de poussée par volume d'aimant	101
a)-Alimentation deux phases	101
b)-Alimentation sinusoïdale	102
IV.3)-Les fluctuations de la force de poussée	103
a)-Alimentation deux phases	103
b)-Alimentation sinusoïdale	104
V)-Conclusion	105

<u>CONCLUSION GENERALE</u>	107
-----------------------------------	-----

<u>ANNEXES</u>	111
-----------------------	-----

<u>BIBLIOGRAPHIE</u>	119
-----------------------------	-----



NOTATIONS UTILISEES :

a :	épaisseur du stator
a1 :	hauteur du bec d'encoche
b :	épaisseur de l'aimant principal (polaire)
b1 :	épaisseur de l'aimant azimutal (inter-polaire)
e :	entrefer
r :	épaisseur de la zone active
d :	largeur de l'aimant principal (polaire)
s :	ouverture d'encoche
sc :	largeur d'encoche
m :	largeur d'encoche sur pas dentaire
m1 :	entre-becs sur pas dentaire
m2 :	hauteur du bec sur entre-becs
m3 :	hauteur du bec sur hauteur du stator
p :	nombre de paire de pôles
v :	vitesse de déplacement linéaire des conducteurs
L :	longueur de la partie active
V :	tension à l'entrée de l'onduleur
Kc :	facteur de Carter
K1 , K2 :	coefficients d'ajustement des perméabilités
Kcm :	facteur de Carter adapté à la machine à aimant
Kf :	coefficient de foisonnement
Kfn :	coefficient provenant de la décomposition en série de Fourier
Kdn :	coefficient de distribution
Kin :	coefficient d'inclinaison des encoches
Nepp :	nombre d'encoches par pôle et par phase
Nce :	nombre de conducteurs par encoche
Lpp :	inductance propre principale
Lsp :	inductance synchrone principale
Lm :	inductance mutuelle
Jc :	densité de courant dans le stator homogénéisé
Pjvu :	pertes Joule par volume utile
e :	force électromotrice
i :	intensité du courant électrique
Jr :	aimantation des aimants

σ :	densité de charges magnétiques
μ_0 :	perméabilité du vide
μ_{ai} :	perméabilité relative de l'aimant
μ_r :	perméabilité relative des tôles magnétiques du stator
μ_x :	perméabilité relative longitudinale du stator homogénéisé
μ_z :	perméabilité relative transversale du stator homogénéisé
α :	épaisseur relative du stator
β :	épaisseur relative de l'aimant principal
β_1 :	épaisseur relative de l'aimant inter-polaire
ε :	épaisseur relative de l'entrefer
λ :	largeur relative du pôle
δ :	largeur relative de l'aimant principal
τ :	pas polaire
τ_z :	pas dentaire
ρ :	résistivité du cuivre

INTRODUCTION

Les sciences n'essaient pas d'expliquer; c'est tout juste si elles tentent d'interpréter; elles font essentiellement des modèles. Par modèle, on entend une construction mathématique qui, à l'aide de certaines interprétations verbales, décrit les phénomènes observés. La justification d'une telle construction mathématique réside uniquement et précisément dans le fait qu'elle est censée fonctionner.

(John Von Neumann)

Depuis les années 70, l'utilisation des aimants permanents à base de terres rares n'a fait que croître dans le domaine des machines électriques. Initialement cantonnés aux micromoteurs ou aux applications de haute technologie, ces aimants sont utilisés dans de nombreuses machines tournantes en particulier dans le domaine de la robotique ou celui des entraînements électriques. Pour tous ces cas, le problème du coût élevé de ces aimants est compensé par un accroissement notable des performances, par exemple sur l'accélération ou sur la puissance massique. Ces améliorations sont obtenues grâce aux aimants eux mêmes, mais aussi à leur utilisation judicieuse.

Les structures des machines synchrones à aimants permanents diffèrent essentiellement par la disposition des aimants dans leurs circuits magnétiques. Ainsi des études purement électromagnétiques sont orientées vers la recherche de structures plus intéressantes dans le but d'arriver à des actionneurs toujours plus performants [28]. Des études de contrôle et de commande ont été menées pour analyser l'adaptation de la machine, suivant sa structure, au convertisseur auquel elle sera associée [15] [21].

Le dimensionnement d'un actionneur électrique associé à son dispositif d'alimentation est une tâche assez complexe. Si les méthodes de résolution numérique de champs associées à des méthodes d'optimisation permettent d'affiner les dimensions de l'actionneur, la lourdeur de leur mise en oeuvre les rend mal adaptées au niveau du choix et du prédimensionnement de la structure impliquant de nombreux " balayages " tant sur le plan structurel que dimensionnel [37]. Le concepteur est donc amené à exploiter les modèles décrivant de manière analytique le comportement dimensionnel de la structure. Ces modèles, parfois très simplifiés, offrent une grande souplesse pour un prédimensionnement. Notre travail se situe au niveau de cette dernière optique. Nous n'allons pas dimensionner une machine à partir d'un cahier des charges, mais contribuer par le développement d'un outil analytique, flexible, rapide et suffisamment précis, à analyser correctement l'influence des paramètres géométriques des machines synchrones à aimants permanents (collés sur la surface du rotor), la machine étant associée à son convertisseur statique. La haute induction rémanente des aimants modernes à grand rapport énergie/poids, justifie bien l'orientation vers des structures sans pièces polaires avec des aimants collés sur la surface. Notre analyse s'oriente principalement vers la minimisation de la masse d'aimants, et par conséquent vers l'amélioration de l'indice économique de la machine.

Cet outil analytique ne devra pas être trop simplifié pour ne pas s'éloigner des phénomènes réels dans la machine. Nous prendrons en compte la perméabilité finie des dents statoriques par une homogénéisation du stator, ainsi que la perméabilité relative des aimants et la forme d'onde de courant associé au type d'alimentation. Les courants statoriques ne sont pas remplacés par une densité linéique placée à l'interface stator-entrefer, mais représentés par une densité surfacique distribuée dans le volume du stator à la place des encoches réelles.

Dans le premier chapitre, nous donnons une brève présentation des structures les plus usuelles des machines synchrones à aimants permanents, ainsi que les différentes méthodes de calcul utilisables. Nous présentons ensuite le principe de la méthode que nous avons retenue pour l'étude de la structure à laquelle nous nous intéressons.

Le deuxième chapitre contient le développement d'un modèle analytique pour les machines synchrones à aimants permanents sans pièces polaires. Nous exposerons le principe utilisé pour la modélisation des différentes régions de la machine, et pour l'homogénéisation du stator de la machine. La résolution analytique bidimensionnelle des équations de champs dans la machine permet de déterminer la distribution spatiale de l'induction dans l'entrefer, qui en agissant sur les aimants, produit la force de poussée sur le rotor. Des comparaisons avec un calcul numérique par éléments finis concluent ce chapitre.

Le troisième chapitre est consacré à la détermination, à l'aide du modèle analytique développé, de quelques caractéristiques de la machine (fem à vide , inductances). Enfin, une comparaison de la fem à vide, obtenue par le calcul analytique et expérimental, a été faite pour deux machines de formes différentes : l'une cylindrique et l'autre en disque. Ceci a permis de vérifier la validité du modèle développé.

Une étude sur l'optimisation des paramètres géométriques de la machine, prise dans son environnement de travail, fait l'objet du chapitre quatre. Cette analyse n'est qu'une étude qualitative qui permet de voir dans quel sens il faut faire évoluer les paramètres géométriques de la machine pour réaliser une performance souhaitée. Elle peut être développée pour une application spécifique d'une manière plus rigoureuse pour arriver directement à l'optimum recherché.

CHAPITRE I

Généralités

I. PRESENTATION DES MACHINES SYNCHRONES A AIMANTS PERMANENTS

Toutes les machines tournantes mettent en jeu, dans leur principe de fonctionnement, l'interaction d'un champ et d'un moment magnétique. L'aimant, qui permet de réaliser un moment rigide, ne nécessite aucun apport d'énergie et trouve sa place logique au rotor de la machine synchrone [18]. L'utilisation d'aimants permanents dans les machines synchrones pour créer le flux inducteur élimine les problèmes liés à la présence d'un bobinage rotorique :

- contacts électriques glissants et sources d'alimentation.
- source de chaleur au rotor et les problèmes de refroidissement associés.

Les aimants permanents se sont vite imposés dans les machines de très basse et basse puissance. Cet intérêt est justifié par le fait que l'induction qu'un aimant peut créer dans un entrefer donné, ne dépend que du rapport de son volume à celui de l'entrefer, alors que l'induction que peut fournir une bobine de même volume dans le même entrefer dépend directement de la densité de courant. Ainsi plus les volumes deviennent petits, plus l'échauffement de la bobine devient excessif si on veut produire l'induction que produirait l'aimant [6],[7],[31]. Ceci amène la conclusion que les dimensions du circuit magnétique relatif à un pôle ne doivent pas devenir trop importantes pour que les aimants gardent leur intérêt [31].

L'utilisation des machines synchrones à aimants permanents dans les appareils embarqués [13] se développe de plus en plus, spécialement dans les domaines de haute technologie (aviation, robotique ...), où les critères de masse et de performance sont très importants. Cette extension ne s'est faite qu'avec l'arrivée des aimants Terres-rares plus performants (au sens induction rémanente, champ coercitif, énergie maximale stockée, point de Curie, et caractéristique de désaimantation linéaire).

Dans la gamme des puissances moyennes, si des études théoriques et expérimentales confirment les possibilités des machines synchrones à aimants permanents, la recherche de la structure adéquate reste à priori un domaine très ouvert vu les diverses applications possibles [2]. La limite de supériorité en puissance des machines synchrones à aimants est très difficile à fixer. Elle est encore plus floue si on introduit les notions économiques, tant les paramètres intervenants sont nombreux [10].

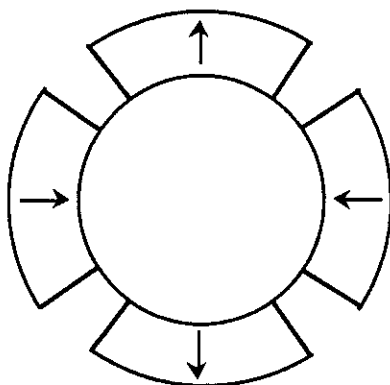
II. CLASSIFICATION DES MACHINES SYNCHRONES A AIMANTS PERMANENTS

La classification des machines synchrones à aimants permanents permettant la meilleure mise en évidence de leurs propriétés spécifiques semble être celle qui distingue la disposition des aimants dans le circuit magnétique de la machine [31]. Dans la littérature, certains auteurs les classent selon l'existence ou non de pièces polaires sur l'inducteur, donc concentration ou non de flux [9],[10]. D'autres auteurs les classent selon la forme de la force électromotrice à vide ou encore selon la forme de la machine : cylindrique ou polydiscoïdes [10]. Pour bien distinguer le type de machine auquel nous nous intéressons, nous avons choisi de mettre les machines synchrones à aimants permanents dans deux groupes : l'un englobe les machines sans pièces polaires (SPP), et l'autre celles avec pièces polaires (APP). Ce classement a été adopté tout simplement pour distinguer les types de machines sur lesquelles notre modèle est applicable, à savoir les machines sans pièces polaires.

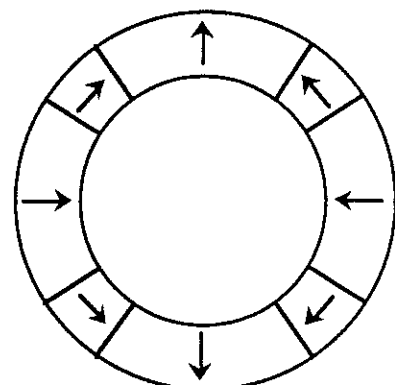
II.1. Les machines sans pièces polaires (SPP)

Dans ces machines, les aimants, d'aimantation radiale ou graduellement tournante [10], sont collés à la surface de l'inducteur, fig.I.1.a., fig.I.1.b., fig.I.1.c. Comme les aimants sont parfaitement rigides (aimantation constante) et de perméabilité proche de celle du vide, l'entrefer équivalent vu par le stator est important et constant. Par conséquent, ces machines présentent des inductances propre et mutuelle ne dépendant pas de la position du rotor. Ces machines s'apparentent ainsi aux machines classiques à pôles lisses [36].

On rencontre aussi des structures discoïdales avec différents modes de construction du stator. Dans ce cas, les aimants sont, soit collés, soit placés dans des alvéoles réalisées dans le disque rotorique [1],[2], fig.I.1.d.

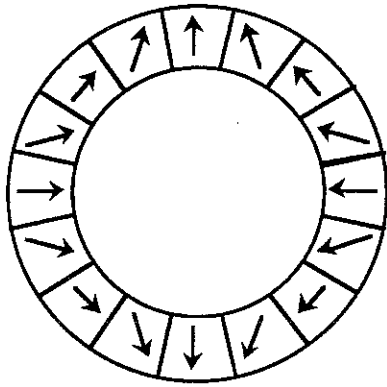


a. Structure cylindrique simple

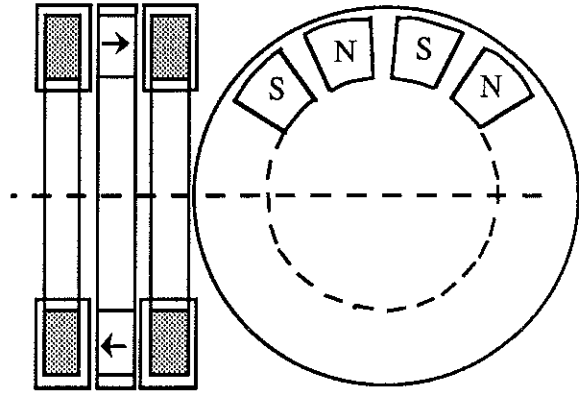


b. Structure cylindrique mixte

Fig.I.1. Représentation de quelques structures d'inducteurs SPP



c. Structure cylindrique à aimantations graduellement tournantes.



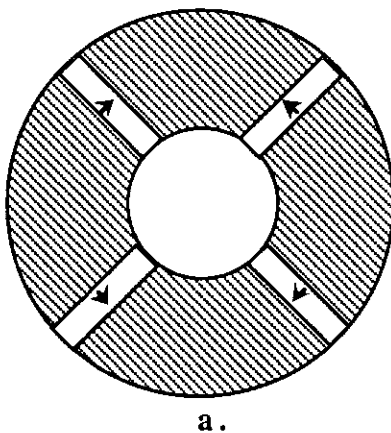
d. Structure en disques

Fig.I.1. Représentation de quelques structures d'inducteurs SPP

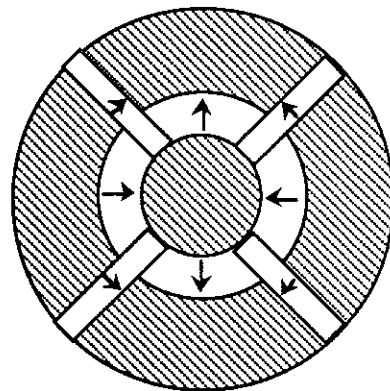
II.2. Les machines avec pièces polaires (APP)

Les aimants d'aimantation tangentielle à l'entrefer sont enterrés dans le rotor, ce qui améliore leur tenue mécanique. La présence des pièces polaires permet d'augmenter le champ d'induction magnétique dans l'entrefer en y canalisant le flux des aimants [15],[31]. Il existe des variantes de ces machines pour lesquelles les aimants peuvent être, soit interpolaires seuls, soit dans des dispositions particulières [28], fig.I.2.c., fig.I.2.d. Dans le premier cas, afin de forcer le flux à traverser l'entrefer, les aimants sont placés sur un noyau amagnétique ou isolé magnétiquement fig.I.2.a ou associés à des aimants polaires [21] fig .I.2.b. Ce type de machine est dit à saillance inversée (en comparaison avec la machine à pôles saillants à rotor bobiné classique), car l'inductance directe est inférieure à l'inductance quadratique.

 Fer



a.



b.

Fig.I.2. Représentation de quelques structures d'inducteurs APP

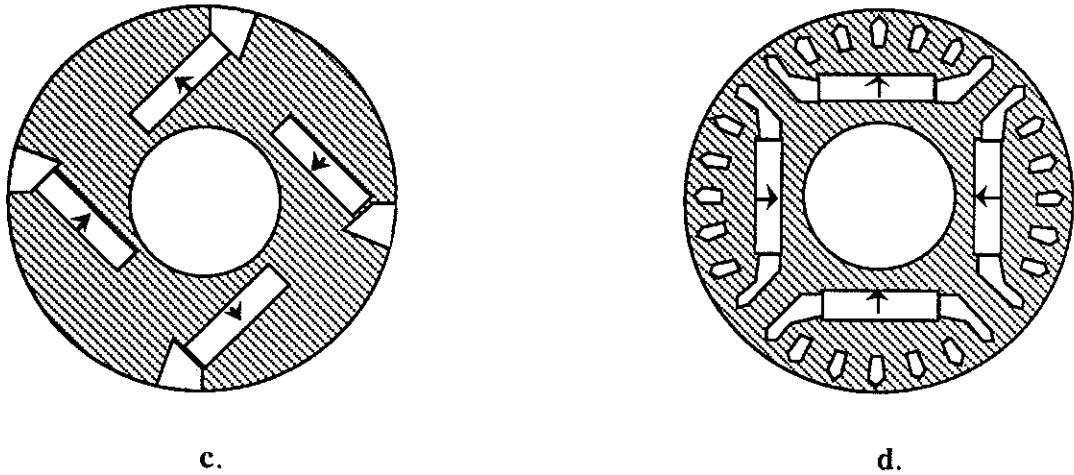


Fig.1.2. Représentation de quelques structures d'inducteurs APP

III. METHODES DE CALCUL DES MACHINES A AIMANTS PERMANENTS

III.1. Méthodes analytiques

Toutes les techniques d'analyse analytique des circuits électromagnétiques sont envisageables pour calculer une machine à aimants permanents, parmi elles, nous citons :

III.1.1. La méthode des réluctances

Cette méthode est basée sur les méthodes classiques de dimensionnement des machines bobinées. Son principe consiste à subdiviser la carte de champ de la machine en tubes de flux uniformes, et à calculer ensuite la chute de la force magnétomotrice correspondant à chaque tronçon. La réluctance de chaque tronçon est calculée à partir des paramètres géométriques et magnétiques [12],[14],[15],[32],[34].

III.1.2. Méthode de résolution formelle des équations de champ

Plusieurs auteurs se sont penchés sur cette technique [1],[5],[24],[25],[30]. Classiquement, on remplace la force magnétomotrice d'induit par une densité de courant surfacique, parfaitement sinusoïdale, placée à l'interface entrefer-stator. Quelques hypothèses simplificatrices permettent de résoudre les équations différentielles du champ dans l'entrefer. Cette technique semble très performante, mais en fait, elle ignore plusieurs phénomènes dans la machine (par exemple : le phénomène lié à la réluctance du stator, et la forme réelle des courants d'alimentation).

Néanmoins, elle est très séduisante par son aspect formel très intéressant dans l'optimisation, ainsi que par sa rapidité d'exécution et par la précision de calcul qu'elle pourrait avoir si on arrivait à tenir compte des conditions réelles de fonctionnement.

Des méthodes semi-analytiques ont été développées pour le calcul des machines contenant des pièces polaires associées [24]. Elles consistent à subdiviser la machine en secteurs caractéristiques, où l'uniformité du flux est supposée connue. Après écriture des équations régissant les flux entrants et les flux sortants dans chaque secteur, on intègre sur l'ensemble de la machine. Ces méthodes, utilisées aussi pour le calcul des machines bobinées [33], demeurent des méthodes approchées. Elles tiennent compte en moyenne de la géométrie du domaine, mais donnent de bons résultats.

III.2. Méthodes de calcul numérique de champs

Les développements du calcul numérique de champs par la méthode des éléments finis, des différences finies ou autres, ont permis la réalisation de logiciels très performants permettant le calcul complet des machines électriques. L'association de cette méthode avec les algorithmes d'optimisation permet d'arriver à des résultats fort intéressants [11],[14],[36]. Cependant, pour des cas de prédimensionnement ou de recherche fondamentale, il n'est pas toujours facile d'adopter cette solution, car il n'est pas facile d'étudier le sens de l'influence de tel ou tel paramètre sur telle ou telle grandeur externe, sans être limité par le temps de calcul.

IV. LA METHODE RETENUE

Nous avons retenue la méthode analytique avec résolution formelle des équations différentielles du champ, car elle s'adapte bien à la machine sans pièces polaires, et permet de connaître le champ dans l'entrefer d'une façon souple et précise. Les aimants, de perméabilité proche de celle du vide, collés sur la surface du rotor, font que la région qu'ils occupent est assez homogène et donc facilement modélisable en l'associant à l'entrefer mécanique. Nous travaillons en régime linéaire, (hors saturation), ceci nous permet d'appliquer le théorème de superposition pour le calcul du champ dans la machine.

Les aimants étant très rigides (aimantation indépendante du champ démagnétisant dans la zone de travail), ils seront modélisés par une densité de charge surfacique placée sur les faces de l'aimant, conformément au modèle coulombien (voir paragraphe V , chapitre II.). Il faut noter que cette méthode ne peut pas être appliquée lorsque l'aimant est enterré dans du fer, car dans ce cas, les charges magnétiques se distribuent dans le fer d'une façon dépendant beaucoup de l'état magnétique de celui-ci. Par conséquent, cette représentation ne peut être appliquée que pour des machines SPP, ce qui est notre cas.

Cette méthode s'adapte bien à l'optimisation principalement lorsqu'on cherche l'influence des paramètres géométriques sur une caractéristique externe particulière de la machine [1]. Dans les études antérieures de ce type de machines avec la méthode analytique, les auteurs n'ont pris en compte que les fondamentaux des forces magnétomotrices [1],[5],[25] [38], ce qui n'est valable que pour les machines à enroulements distribués, à densité sinusoïdale de conducteurs et alimentation en courant sinusoïdal. Bien que les harmoniques supérieurs de courant ou de la fem influent peu sur la valeur du couple moyen, ils nuisent considérablement aux performances thermiques et acoustiques de la machine. En effet le couple de la machine se trouve affecté par des ondulations nuisibles, plus ou moins sévères, dans les deux cas suivants

- la machine est alimentée en courant sinusoïdal, alors que la forme de sa force électromotrice ne l'est pas,

- la machine est alimentée par des créneaux de courants de 120° , alors que sa force électromotrice présente un plat inférieur à 120° électrique,

Comme en général, les machines ont des conducteurs localisés dans des encoches, la force électromotrice ne se trouve donc pas parfaitement sinusoïdale. De plus, comme elles sont généralement alimentées par convertisseur statique, la prise en compte de tous les harmoniques de la force magnétomotrice nous semble nécessaire pour envisager un dimensionnement adéquat.

CHAPITRE II

*Développement d'un modèle analytique pour les
machines synchrones à aimants permanents
sans pièces polaires*

I. INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous présentons une méthode analytique basée sur la résolution formelle des équations du champ électromagnétique dans la machine. Dans un premier temps, nous exposerons les différentes étapes de construction de ce modèle, ainsi que les comparaisons effectuées avec les résultats numériques obtenus par un logiciel de calcul de champ par éléments finis (FLUX2D).

Ensuite, nous formulerons la force de poussée dans l'entrefer de la machine. Cette force est à l'origine du couple électromagnétique. Elle sera étudiée dans le cas de deux alimentations différentes : la première en courant sinusoïdal, la seconde en créneau de courant.

II. OBJECTIFS

Les performances d'une machine à aimants permanents se jugent sur la base d'un certain nombre de critères techniques et économiques. Nous donnons, ci-dessous, quelques uns de ces critères :

- maximum de puissance,
- minimum de volume total,
- minimum de volume d'aimant,
- minimum de pertes,
- minimum d'ondulation de couple.

L'examen de ces critères nous conduit à nous intéresser à l'efficacité technique (énergie/ poids) et à l'efficacité économique (énergie/ coût). Dans notre travail, nous allons chercher, parmi les structures SPP, celles qui pourraient présenter, à pertes Joule données :

- un maximum de couple volumique,
- un maximum de couple par volume d'aimant,
- un minimum d'ondulation de couple,

III. HYPOTHESES ET CONSIDERATIONS

Pour pouvoir résoudre les équations de champ dans la machine, nous avons pris les hypothèses suivantes sur les phénomènes électromagnétiques dans la machine :

1)- L'analyse est bidimensionnelle et rapportée à une section droite dans la zone active de la machine. Celle-ci est supposée alors de longueur infinie, ce qui n'est pas le cas dans la pratique. Les effets de bord pourront être étudiés séparément, une fois la forme de la machine définie.

2)- La caractéristique de désaimantation de l'aimant permanent est linéaire ; ce qui est le cas des aimants à base de terre-rares. Par conséquent, la droite de recul de l'aimant est confondue avec sa caractéristique de désaimantation (en cas de surcharge non endommageable, l'aimant retrouve bien son point de fonctionnement initial).

3)- Le niveau d'induction dans les dents statoriques est contrôlé à vide par le rapport d'ouverture d'encoche sur le pas dentaire. On suppose ici que le champ d'entrefereur à vide est sensiblement de même amplitude que celui en charge (généralement le cas). Le matériau constituant les dents possède alors une perméabilité fixe et déterminée par le point de fonctionnement choisi.

IV. TRANSFORMATION SIMPLIFICATRICE POUR UNE ETUDE UNIFIEE DES MACHINES SYNCHRONES A AIMANTS PERMANENTS S.P.P

Les machines synchrones à aimants permanents sans pièces polaires se présentent, sous une forme cylindrique ou discoïdale. La structure cylindrique dite classique, où le rotor est à l'intérieur du stator est représentée fig.II.1 . Dans la disposition inversée, le rotor est à l'extérieur du stator fig.II.2 . Dans la structure discoïdale, le rotor est constitué d'un ou plusieurs disques aimantés axialement, et d'un ou plusieurs stators en forme de galettes plates placées entre les disques rotoriques [2], fig.II.3 .

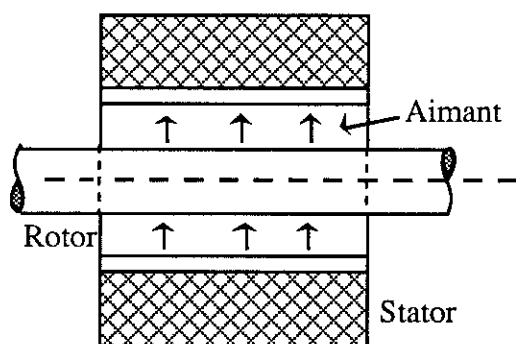


Fig.II.1. Machine cylindrique classique

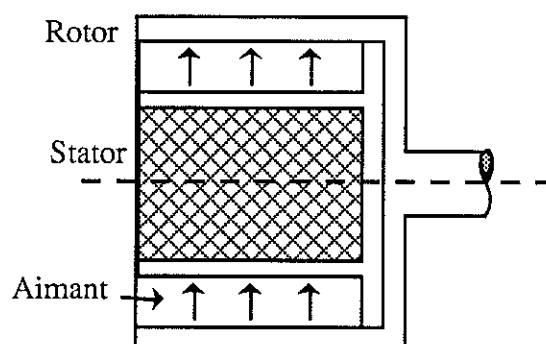


Fig.II.2. Machine cylindrique inversée

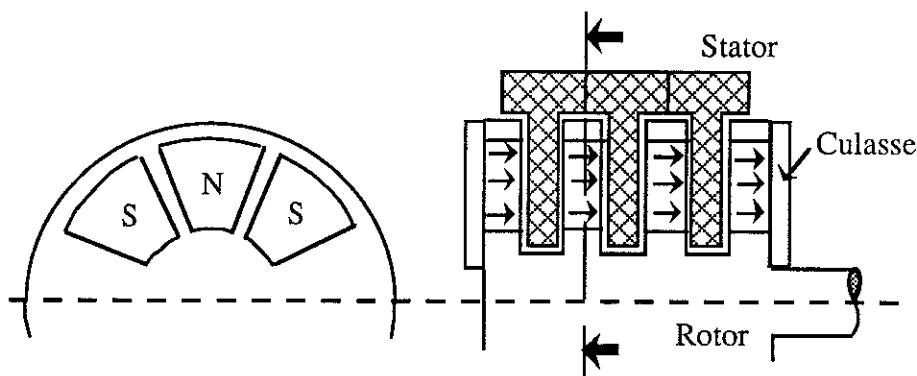


Fig.II.3. Machine en disques

Notre but est de chercher un modèle analytique qui peut être applicable à l'ensemble de ces machines sans pièces polaires. Si nous développons linéairement les zones actives de ces différentes machines autour de l'entrefer, nous retrouverons, à quelques corrections près, une même représentation cartésienne fig.II.4. Ces corrections deviennent négligeables, lorsque la zone active est placée suffisamment loin de l'axe de rotation de la machine.

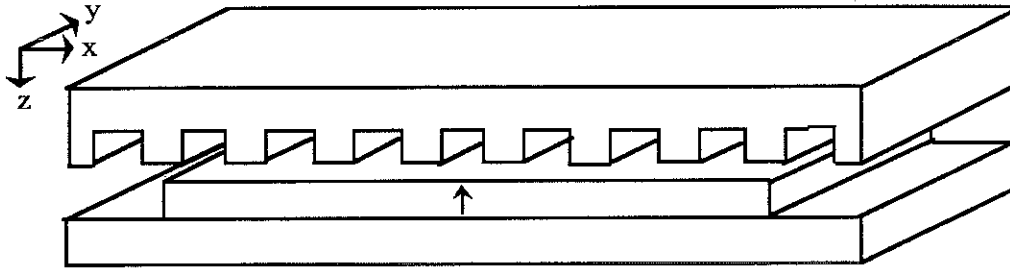


Fig.II.4. Représentation développée unifiée de la zone active

V. MODELISATION DES AIMANTS PERMANENTS

Théoriquement, un volume de matière manifestant une aimantation \mathbf{J} peut être décrit par deux modèles différents [16] [38] : le modèle coulombien et le modèle ampérien.

Modèle coulombien

Le potentiel vecteur créé par l'aimantation \mathbf{J} est identique au potentiel vecteur créé par deux distributions de courants.

- Une densité superficielle $\sigma = \vec{\mathbf{J}} \cdot \vec{\mathbf{n}}$
- Une densité volumique $\rho = -\text{div} \vec{\mathbf{J}}$

Modèle ampérien

Le potentiel scalaire créé par l'aimantation \mathbf{J} est le même que celui créé par deux distributions de charges magnétiques, appelées parfois masses magnétiques [16].

- Une densité superficielle $\vec{\mathbf{K}} = \frac{\vec{\mathbf{J}} \wedge \vec{\mathbf{n}}}{\mu_0}$
- Une densité volumique $\vec{\mathbf{j}} = \frac{\text{rot} \vec{\mathbf{J}}}{\mu_0}$

Si les aimants sont considérés rigides et aimantés dans une seule direction (cas des meilleurs aimants terres-rares), leur aimantation ne varie pas dans l'espace, et reste égale à l'aimantation rémanente quelque soit le champ démagnétisant, sous réserve que celui-ci reste inférieur à sa valeur critique H_k .

Dans ce cas $\vec{J}=\vec{J}_r$ et $\text{div } \vec{J}_r=0$, $\text{rot } \vec{J}_r=0$

Par conséquent, les charges et les courants volumiques disparaissent. Il ne subsiste alors que des charges superficielles dans le modèle coulombien, et des courants superficiels dans le modèle ampérien. La modélisation des aimants par des charges magnétiques superficielles ou par des densités de courants superficiels latérales fig.II.5. devient alors très intéressante pour le calcul analytique du champ magnétique dans les dispositifs à aimants permanents.

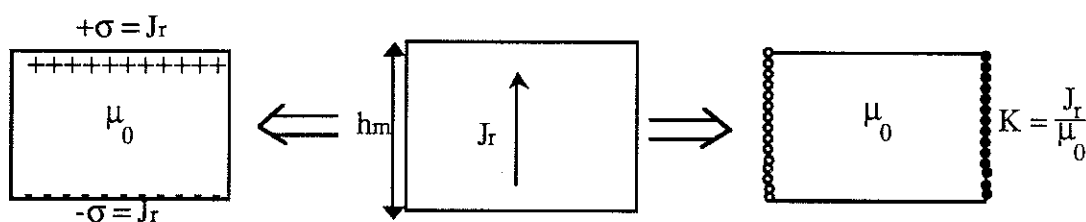


Fig.II.5. Modélisation des aimants permanents

Notons que ces deux représentations sont parfaitement équivalentes. Dans la suite de notre travail, nous avons retenu la modélisation par densités de charges magnétiques.

VI. DEVELOPPEMENT DU MODELE ANALYTIQUE

VI.1. Principe

La méthode utilisée pour calculer le couple de la machine a été initialement développée par L.Brugel. Elle consiste à calculer le champ créé par le stator ; le couple de la machine résulte alors de l'interaction entre ce champ et les charges magnétiques représentatives des aimants. Nous avons repris ce travail en tenant compte de la perméabilité relative des aimants permanents, de la répartition réelle des encoches statoriques et de la forme de celles-ci. Nous l'avons également amélioré en tenant en compte de l'ensemble des harmoniques du champ statorique, pour étudier les performances de la machine, aussi bien en alimentation en créneau de courant qu'en alimentation en courant sinusoïdal. Ce modèle sera ensuite utilisé pour l'étude de la machine associée à son convertisseur. L'étude bidimensionnelle de la structure développée fig.II.4 suppose que celle-ci est infiniment longue selon l'axe Y, et que le matériau de fermeture de flux est infiniment perméable.

Pour calculer le champ statorique, les aimants sont remplacés par une région de perméabilité μ_0 , et de hauteur égale à la hauteur mécanique des aimants divisée par leur perméabilité relative μ_{ai} . L'entrefer est remplacé par une région de perméabilité μ_0 , et de hauteur égale à l'entrefer mécanique multiplié par le coefficient de CARTER tenant compte de la présence des aimants. La zone dents-encoches du stator est remplacée par une région homogène anisotrope, de perméabilités relatives (μ_x , μ_z). Dans cette région, la force magnétomotrice d'une encoche réelle est rapportée dans une zone de largeur égale à la largeur de l'isthme de l'encoche, et s'étale sur toute la hauteur de la zone dents-encoches.

Les perméabilités relatives μ_x et μ_z sont calculées de façon à conserver, dans les axes longitudinal et transversal, les réluctances globales entre le stator réel et le stator homogénéisé.

VI.2. La structure de base de la machine

Lorsqu'on cherche le maximum de couple par unité de volume, l'utilisation d'un aimant occupant tout le pas polaire semble, a priori, une bonne solution dans une machine à aimants collés en surface du rotor. Cependant, lorsque l'occupation du pôle par l'aimant passe de 60% à 90%, le flux utile dans une machine triphasée n'augmente environ que de 15%, alors que le volume et le prix des aimants augmentent de 50% [29]. Pour améliorer la puissance par rapport au coût de la machine, nous avons donc intérêt à ne pas occuper tout le pas polaire d'aimant de la machine.

L'idée dans notre étude est d'essayer d'exploiter rationnellement la zone interpolaire, en mettant des aimants d'aimantations tangentiels fig.II.6, et voir dans quel cas la structure mixte, qui en résulte, peut améliorer les performances globales de la machine suivant la forme de son courant d'alimentation.

Les paramètres dimensionnels de la machine sont indiqués sur la fig.II.6. et la fig.II.7.

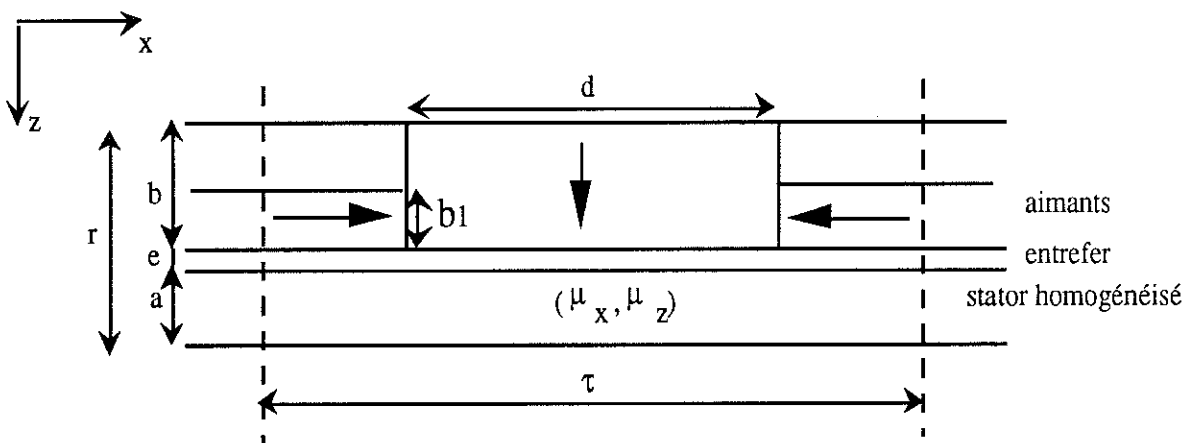


Fig.II.6. Structure de base de la machine

Afin de travailler avec des grandeurs relatives, nous définissons les paramètres suivants :

- $\alpha = a / r$ Epaisseur relative du Stator,
 $\beta = b / r$ Epaisseur relative de l'aimant principal,
 $\varepsilon = e / r$ Epaisseur relative de l'entrefer,
 $\lambda = \tau / r$ Largeur relative du pôle,
 $\delta = d / \tau$ Largeur relative de l'aimant principal,
 $\beta_1 = b_1 / b$ Epaisseur relative de l'aimant interpolaire,

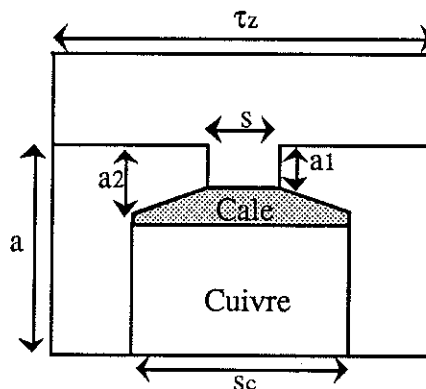


Fig.II.7. Représentation d'une encoche

- $m = s / \tau_z$ Largeur d'encoche sur pas dentaire,
 $m_1 = s / \tau_z$ Ouverture d'encoche sur pas dentaire,
 $m_2 = a_1 / s$ Hauteur du bec sur ouverture d'encoche,
 $m_3 = a_1 / a$ Hauteur du bec sur hauteur du stator.

L'induction moyenne dans l'entrefer est limitée par la saturation magnétique des dents statoriques, alors que la densité de courant est limitée par la section de l'encoche. Il en résulte la nécessité d'un compromis entre la part de cuivre et la part de fer dans le stator. En général, dans les machines sans pièces polaires, la réaction magnétique d'induit est assez faible. Par conséquent, il n'est pas déraisonnable de considérer l'induction existant à vide dans les tôles pour les dimensionner. Suivant le type de tôles utilisées, on se fixera donc une induction maximale à vide dans les dents statoriques. Si en fin de calcul le champ de la réaction d'induit s'avère trop important, la valeur de l'induction choisie sera modifiée. Ceci nous permet de déterminer les rapports de cuivre et de tôle.

VII. DETERMINATION DE L'ENTREFER EQUIVALENT

Une condition importante, pour le calcul des performances de la machine, est la connaissance exacte de l'induction dans l'entrefer. Cette induction est affectée par la présence des encoches. En ce qui concerne les machines bobinées, l'induction dans l'entrefer est inversement proportionnelle à celui-ci. Le coefficient de CARTER permet de définir un entrefer fictif lisse, tel que le rapport entre cet entrefer lisse et l'entrefer mécanique soit égal au rapport entre l'induction dans l'entrefer à armatures lisses et l'induction dans l'entrefer à armatures encochées.

Dans les machines à aimants permanents, l'induction dans l'entrefer n'est pas inversement proportionnelle à l'entrefer, et l'interface aimant-entrefer n'est pas une surface équipotentielle (perméabilité des aimants très faible). Par conséquent, les deux rapports sont différents [17],[20]. Après homogénéisation du stator, pour ajuster l'induction moyenne dans l'entrefer à partir de l'entrefer mécanique, nous modifierons le coefficient de CARTER classique K_c pour arriver à un coefficient K_{cm} qui tiend compte de la présence des aimants.

Compte tenue de la rigidité de l'aimantation des aimants (aimantation indépendante du champ démagnétisant), l'équation à résoudre dans l'aimant, soit en potentiel vecteur soit en potentiel scalaire, se réduit à celle qu'il faut résoudre dans un milieu linéaire sans courants et de perméabilité constante $\mu = \mu_0 \cdot \mu_{ai}$.

$$\text{Magnétostatique vecteur : } \text{rot} \left(\frac{1}{\mu} \text{rot} \vec{A} \right) = \text{rot} \left(\frac{\vec{J}_r}{\mu} \right) = 0$$

$$\text{Magnétostatique scalaire : } \text{div} (\mu \overrightarrow{\text{grad}} \psi) = \text{div} (\vec{J}_r) = 0$$

Ceci nous a amené à conclure qu'une cellule réelle prise sous un pôle de la machine (l'effet d'extrémité étant négligé) fig.II.8.a peut être remplacée par une cellule équivalente sans aimantation de hauteur $1/\mu_{ai}$ de perméabilité μ_0 et canalisant le même flux, fig.II.8.b .

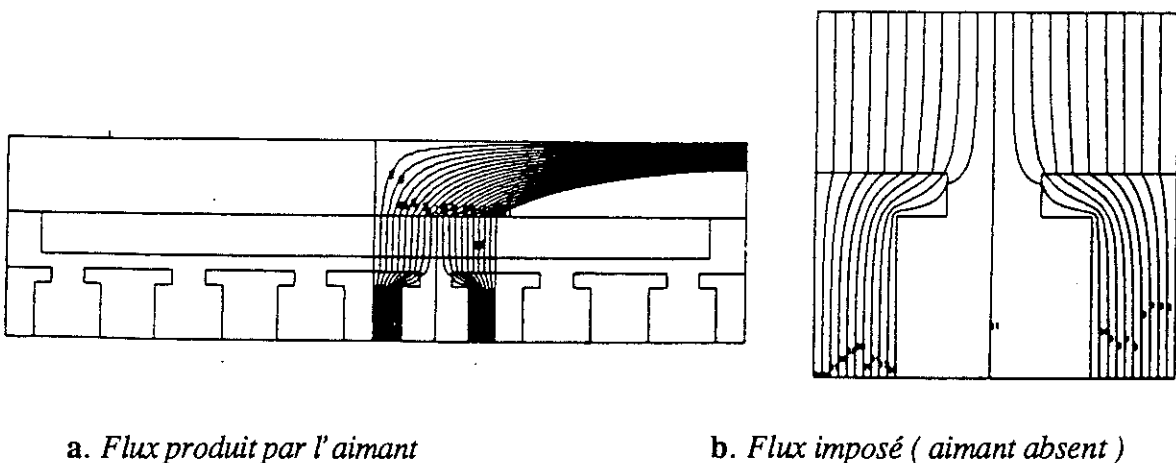
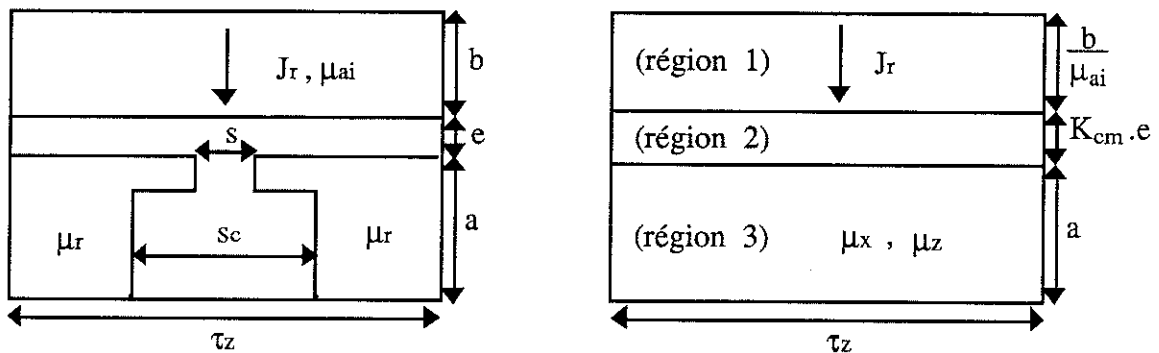


Fig.II.8. Distribution des équiflux

De ce fait, le coefficient de CARTER K_{cm} recherché peut être dérivé aisément à partir de sa formulation classique [17],[34]. Pour l'application dans notre modèle, nous avons les trois régions suivantes :

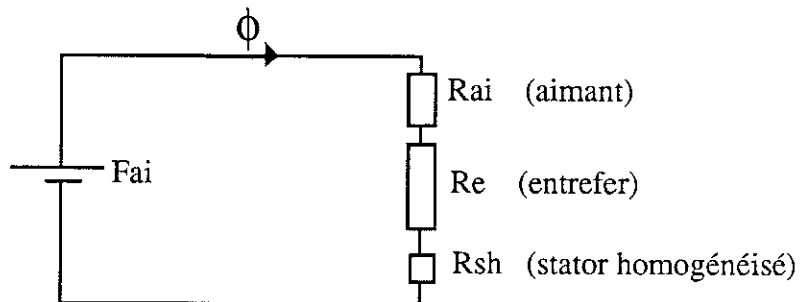
- Aimantrégion (1) ,de perméabilité relative 1 , d'épaisseur $\frac{b}{\mu_{ai}}$
 Entrefer région (2) ,de perméabilité relative 1 , d'épaisseur $K_{cm} \cdot e$
 Statorrégion (3) ,de perméabilités relatives (μ_x, μ_z) , d'épaisseur a



La force magnétomotrice à vide F_{ai} de l'aimant est consommée dans les trois réluctances représentant les régions décrites précédemment.

$$F_{ai} = \frac{J_r \cdot b}{\mu_0 \cdot \mu_{ai}}$$

$$F_{ai} = \Phi (R_{ai} + R_e + R_{sh})$$



Par unité de surface, nous avons :

$$F_{ai} = \Phi \left[\frac{b}{\mu_0 \mu_{ai}} + \frac{K_{cm} \cdot e}{\mu_0} + \frac{a}{\mu_0 \mu_z} \right] \quad (II.1)$$

En tenant compte du coefficient de CARTER classique K_c appliqué à l'entrefer mécanique, augmenté de la hauteur de l'aimant rapportée à l'aire, nous écrivons :

$$F_{ai} = \varnothing \left[\frac{K_c(e + \frac{b}{\mu_{ai}})}{\mu_0} + \frac{a}{\mu_0 \mu_z} \right] \quad (\text{II.2})$$

En égalisant les équations (II.1) et (II.2), nous aurons :

$$\frac{b}{\mu_0 \mu_{ai}} + \frac{K_{cm} \cdot e}{\mu_0} = \frac{K_c(e + \frac{b}{\mu_{ai}})}{\mu_0}$$

$$\frac{b}{\mu_{ai}} + K_{cm} \cdot e = K_c(e + \frac{b}{\mu_{ai}}) \quad \Rightarrow \quad K_{cm} \cdot e = K_c(e + \frac{b}{\mu_{ai}}) - \frac{b}{\mu_{ai}}$$

$$K_{cm} = K_c \left(1 + \frac{b}{e \cdot \mu_{ai}} \right) - \frac{b}{e \cdot \mu_{ai}}$$

K_c : Coefficient de CARTER classique appliqué à l'ensemble aimant plus entrefer mécanique.

K_{cm} : Coefficient de CARTER appliqué à l'entrefer mécanique, tenant compte de la présence des aimants.

$$K_c = \frac{\tau_z}{\tau_z - \gamma_\beta(e + \frac{b}{\mu_{ai}})}$$

$$\gamma_\beta = \frac{4}{\pi} \left[\frac{s}{2(e + \frac{b}{\mu_{ai}})} \cdot \text{artg}\left(\frac{s}{2(e + \frac{b}{\mu_{ai}})}\right) - \ln \sqrt{1 + \left(\frac{s}{2(e + \frac{b}{\mu_{ai}})}\right)^2} \right]$$

Dans tous les cas, la présence de l'aimant réduit le coefficient de CARTER K_{cm} . Dans le cas où la machine n'est pas à aimants, il suffit de prendre une hauteur nulle pour les aimants dans la formule de K_{cm} , il en résulte bien $K_{cm} = K_c$.

VII.1. Comparaison avec un calcul numérique

Pour valider la formulation du coefficient de CARTER K_{cm} établie analytiquement, nous avons modélisé sur FLUX2D la cellule décrite précédemment fig.II.8.b. avec les données suivantes

$$J_r = 1.02 \text{ T} , \mu_{ai} = 1 , s = 3.28 \text{ mm} , e = 1.5 \text{ mm} , b = 4.1 \text{ mm} , \tau_z = 12.41 \text{ mm} .$$

$$\text{Le flux total mesuré} \quad \varnothing_t = 0.009015 \frac{\text{Wb}}{\text{m}}$$

Nous remplaçons alors l'aimant par du vide, et nous envoyons ce flux à travers la nouvelle cellule. La circulation totale du champ à travers les trois régions est

$$\int_{\text{total}} \vec{H} \cdot d\vec{l} = 3328,15 \text{ A}$$

On peut vérifier qu'elle est égale à la force magnétomotrice à vide de l'aimant

$$F_{\text{ai}} = \frac{J_r \cdot b}{\mu_0 \mu_{\text{ai}}} = 3327,93 \text{ A}$$

La réluctance totale de la cellule est alors :

$$R_{\text{totale}} = \frac{\int_{\text{total}} \vec{H} \cdot d\vec{l}}{\Phi_t} = 369 \cdot 10^3 \quad [\text{H}^{-1}]$$

La réluctance du stator homogénéisé est :

$$R_{\text{sh}} = \frac{a}{\mu_0 \mu_z \tau_z} = 986 \quad [\text{H}^{-1}]$$

La réluctance de l'aimant est :

$$R_{\text{ai}} = \frac{b}{\mu_0 \mu_{\text{ai}} \tau_z} = 263 \cdot 10^3 \quad [\text{H}^{-1}]$$

La réluctance de l'entrefer équivalent s'en déduit comme suit :

$$R_{\text{eq}} = R_{\text{totale}} - R_{\text{ai}} - R_{\text{sh}} = 105 \cdot 10^3 \quad [\text{H}^{-1}]$$

L'entrefer équivalent est :

$$e_{\text{eq}} = R_{\text{eq}} \mu_0 \tau_z = 1,637 \text{ mm}$$

$$K_{\text{cm}} = \frac{e_{\text{eq}}}{e} = \frac{1,6376}{1,5} = 1,091$$

L'application de la formule établie analytiquement donne

$$K_{\text{cm}} = 1,0249 \left(1 + \frac{4,1}{1,5} \right) - \frac{4,1}{1,5} = 1,093$$

Remarquons la bonne concordance entre le calcul analytique et le simulation numérique.

VIII. HOMOGENEISATION DU STATOR

Nous appellerons respectivement perméabilité relative longitudinale μ_x et perméabilité relative transversale μ_z du stator homogénéisé, les perméabilités relatives moyennes suivant les axes X et Z.

VIII.1. Calcul de la perméabilité relative longitudinale (μ_x)

Plusieurs simulations ont été faites sur logiciel de calcul de champ par éléments finis en deux dimensions (FLUX2D) sur des cellules de différentes formes, avec différentes ouvertures d'encoche. Nous avons analysé judicieusement l'influence de la géométrie sur la répartition des lignes de champ.

Les cartes des équiflux réalisées sur ces cellules, avec des conditions aux limites traduisant le passage d'un flux longitudinal à travers elles, [la fig.II.9. illustre un cas de figure rencontré souvent dans les petites machines où les becs sont de formes trapézoïdales] nous ont permis de choisir une approximation convenable de la réluctance suivant cet axe. Cette approximation consiste à remplacer cette réluctance, par la réluctance de trois régions d'air mises en parallèles quelle que soit la forme des becs. La haute perméabilité des tôles vis-à-vis de celle de l'air permet de négliger les ampères-tours consommés dans le fer.

La première région est de largeur $(b+e-K_1.s)$ et de longueur τ_z , la deuxième est de largeur $(a_1+K_1.s+K_2.s)$ et de longueur s , et la troisième est de largeur $(a-a_1-K_2.s)$ et de longueur s_c fig.II.10 . K_1 et K_2 sont deux coefficients, que nous avons introduit pour approximer les tubes de flux réels par des tubes fictifs droits dans chacune des trois régions, de façon à conserver invariable la réluctance globale.

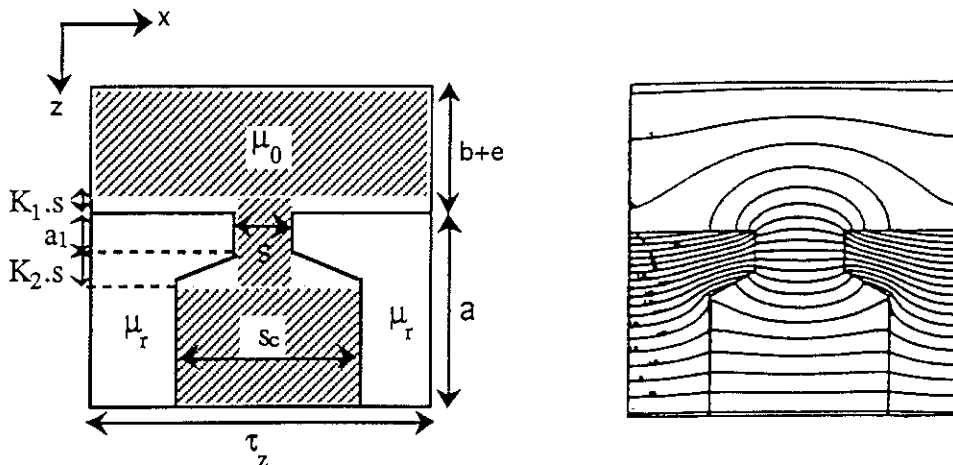


Fig.II.9. Equiflux suivant l'axe longitudinal

Cette approximation correspond au schéma équivalent à trois réluctances R_1 , R_2 , R_3 en parallèle, fig.II.10.

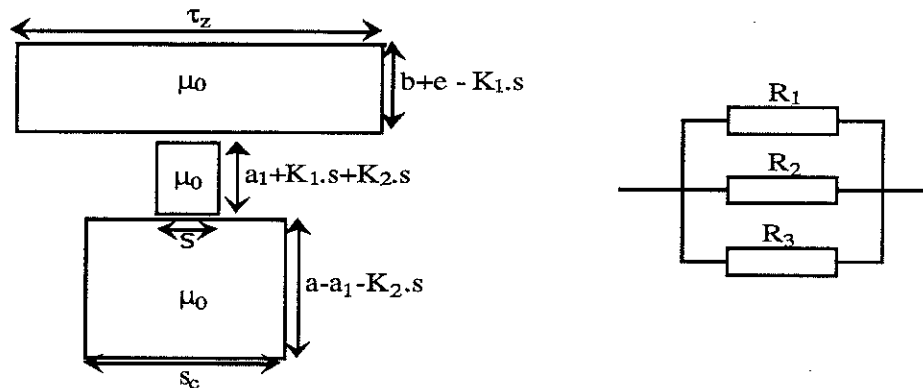


Fig.II.10. *Modèle de la réluctance longitudinale*

$$R_1 = \frac{\tau_z}{\mu_0(b+e-K_1.s)} ; \quad R_2 = \frac{s}{\mu_0(a_1+k_1.s+k_2.s)} ; \quad R_3 = \frac{s_c}{\mu_0(a-a_1-k_2.s)}$$

K_1 , K_2 : coefficients d'ajustement.

Quant au stator homogénéisé, la réluctance de cette cellule dans l'axe longitudinal X est représentée par la réluctance de deux régions parallèles. La première région représentant l'entrefer plus l'aimant est de perméabilité μ_0 et de largeur $(b+e)$, la deuxième région représentant le stator homogénéisé est de perméabilité relative μ_x et de largeur (a) . Les deux régions ont la même longueur τ_z , fig.II.11. Dans un schéma équivalent, ceci correspond à deux réluctances R_{11} , R_{xs} en parallèle.

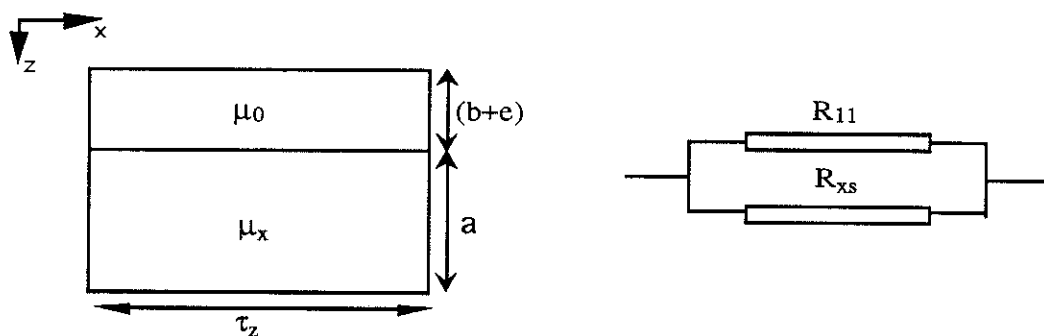


Fig.II.11. *Modèle de la réluctance longitudinale avec stator homogénéisé*

$$R_{xs} = \frac{\tau_z}{\mu_0 \cdot \mu_x \cdot a} ; \quad R_{11} = \frac{\tau_z}{\mu_0(b+e)}$$

Pour une force magnétomotrice longitudinale donnée, la cellule à stator homogénéisé doit être traversée par le même flux qui traverse la cellule réelle. Il faut donc que les deux cellules présentent la même réluctance dans cette direction. En égalisant les deux réluctances ($R_{11} // R_{xs}$) et ($R_1 // R_2 // R_3$), nous obtenons alors la perméabilité relative μ_x recherchée.

$$\mu_x = \frac{\tau_z}{a} \left[K_1 \left(1 - \frac{s}{\tau_z} \right) + K_2 \left(1 - \frac{s}{s_c} \right) + \frac{a_1}{s} + \frac{a - a_1}{s_c} \right]$$

Cette perméabilité est, d'après notre modèle, indépendante de la perméabilité des dents statoriques (tant que la saturation n'est pas très forte), ce que nous vérifierons par la suite.

Détermination des coefficients d'ajustement K_1 et K_2

Pour étudier l'influence des rapports

- entrefer sur pas dentaire $(b+e)/\tau_z$

- ouverture d'encoche sur pas dentaire s/τ_z

sur le facteur K_1 , ainsi que l'influence des rapports

- hauteur d'encoche sur largeur d'encoche $(a-a_1)/s_c$

- ouverture d'encoche sur largeur d'encoche s/s_c

sur le facteur K_2 , nous avons choisi une cellule sans becs. Dans cette cellule, seul le facteur K_1 intervient. K_2 s'en déduit facilement puisqu'il a la même forme de variation que K_1 en substituant respectivement les paramètres $(a-a_1)/s_c$ et s/s_c aux paramètres $(b+e)/\tau_z$ et s/τ_z .

La première série d'essais est faite en considérant que le rapport "ouverture d'encoche sur pas dentaire" est fixe, et que le rapport "hauteur d'entrefer sur pas dentaire" est variable. La deuxième série est faite en considérant l'entrefer très grand devant le pas dentaire, de façon que le facteur K_1 ne soit fonction que du rapport "ouverture d'encoche sur pas dentaire".

L'ensemble des simulations est illustré sur les deux courbes ci-dessous, fig.II.12.

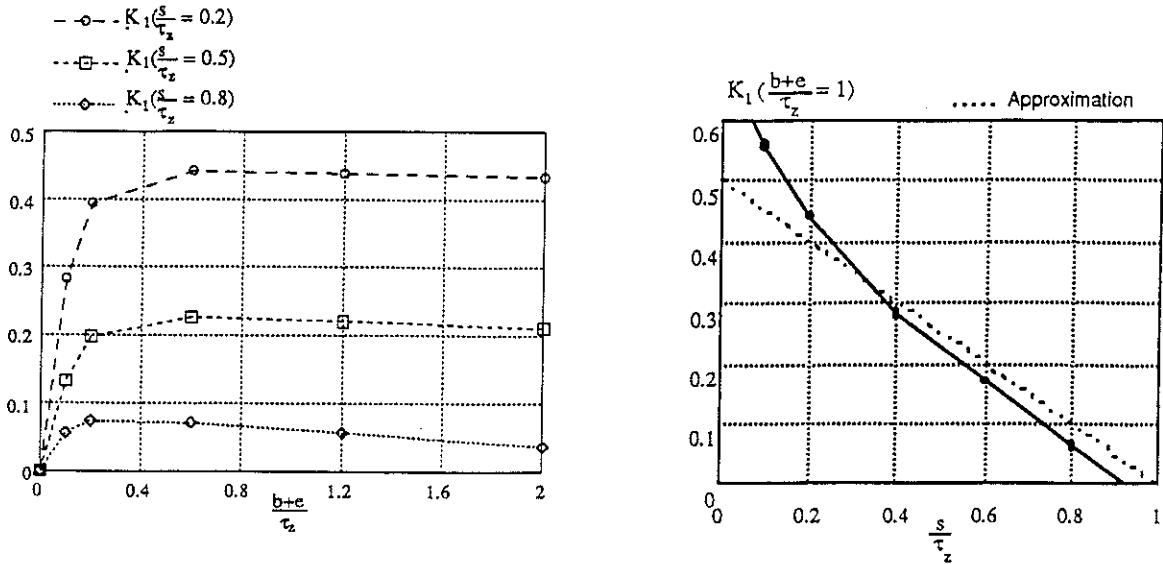


Fig.II.12. Variations du facteur K_1

Nous remarquons que dans un large domaine, le facteur K_1 est indépendant du rapport entrefer sur le pas dentaire $(b+e)/\tau_z$. Puisque nous pouvons considérer le facteur K_1 linéairement variable par rapport à l'ouverture d'encoche sur le pas dentaire s/τ_z , nous choisissons une manière très simple et suffisamment correcte pour représenter les facteurs K_1 et K_2 .

$$K_1 = 0.5 \left(1 - \frac{s}{\tau_z}\right)$$

$$K_2 = 0.5 \left(1 - \frac{s}{s_c}\right)$$

Ce choix est justifié par le fait qu'une machine physiquement réalisable a pour diverses contraintes, des encoches telles que le rapport s/τ_z est au voisinage de 0.4, et $(b+e)/\tau_z$ rarement inférieur à 0.2

VIII.2. Calcul de la perméabilité relative transversale (μ_z)

La carte des équiflux, pour des conditions aux limites traduisant un flux transversal à travers la cellule précédente fig.II.13., montre que le flux est entièrement canalisé par les dents. De plus, les becs sont petits par rapport aux dimensions de l'encoche. Pour ces raisons nous approximations la réluctance du stator suivant l'axe transversal par la réluctance de deux régions parallèles (dents), chacune de longueur (a) , de largeur $(\tau_z - s_c)/2$ fig.II.14, et de perméabilité μ_r égale à la perméabilité relative des tôles utilisées suivant cette direction.

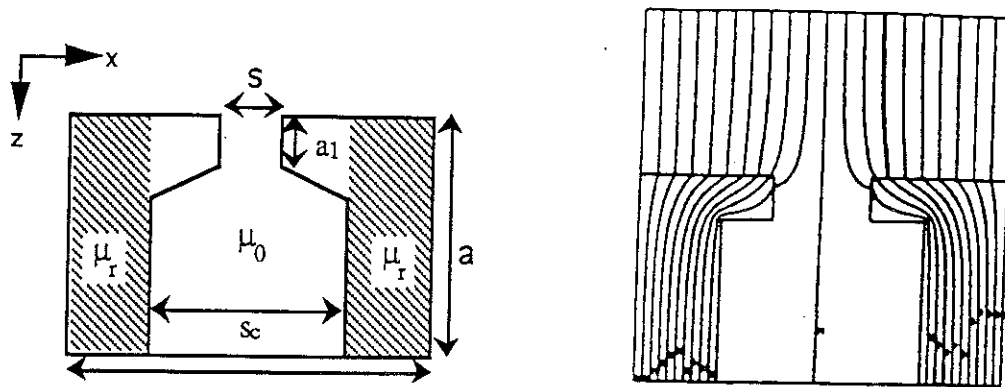


Fig.II.13. Equiflux suivant l'axe transversal

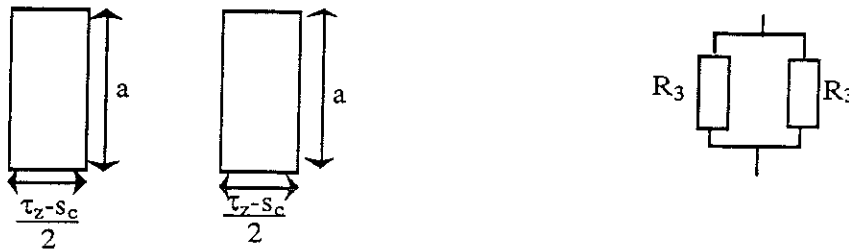


Fig.II.14. Modèle de la réductance transversale

Dans le système homogénéisé, la réductance du stator dans l'axe transversal Z est équivalente à la réductance d'une seule région de perméabilité μ_z , de longueur (a) et de largeur τ_z (fig.II.15.) .

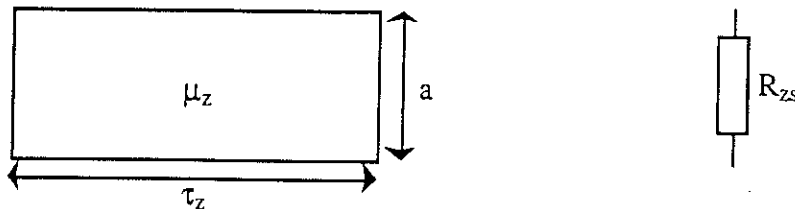


Fig.II.15. Modèle de la réductance transversale avec stator homogénéisé

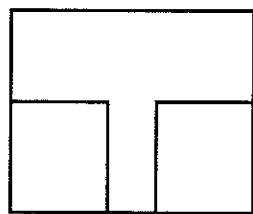
$$R_3 = \frac{2a}{\mu_0 \cdot \mu_r (\tau_z - s_c)} ; \quad R_{zs} = \frac{a}{\mu_0 \cdot \mu_z \cdot \tau_z}$$

Pour une force magnétomotrice transversale donnée, la cellule à stator homogénéisé doit être traversée par le même flux qui traverse la cellule réelle. Il faut donc que les deux cellules présentent la même réluctance dans cette direction. En égalisant les deux réluctances R_{zs} et $(R_3 // R_3)$, nous obtenons la perméabilité relative μ_z recherchée.

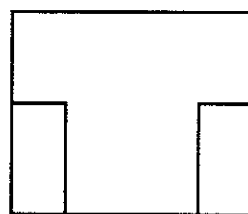
$$\mu_z = \mu_r \left(1 - \frac{s_c}{\tau_z}\right)$$

VIII.3. Comparaison avec un calcul numérique

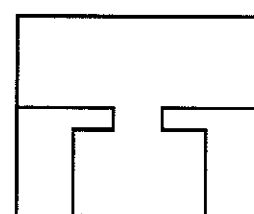
Pour valider le modèle proposé pour le calcul des perméabilités relatives μ_x, μ_z , nous avons fait une série d'applications sur différentes formes de becs et pour plusieurs valeurs de la perméabilité des tôles. Voici les exemples retenus:



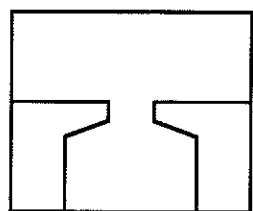
Sans becs $\frac{s}{\tau_z} = 0.26$



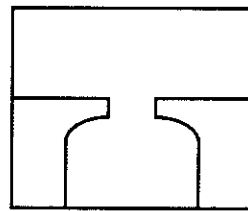
Sans becs $\frac{s}{\tau_z} = 0.54$



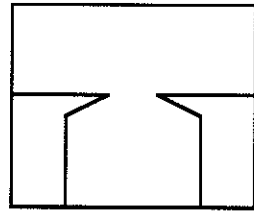
Becs droits



Becs trapézoïdaux



Becs ronds



Becs triangulaires

VIII.3.1. Perméabilité relative longitudinale μ_x

Nous imposons à chaque cellule un flux ϕ_x suivant la direction longitudinale. Sur FLUX2D nous calculons la force magnétomotrice engendrée par la circulation du champ le long du pas dentaire τ_z , la réluctance totale est alors calculée en divisant cette force magnétomotrice par le flux ϕ_x . La comparaison entre la réluctance ainsi calculée et la réluctance $R_x=(R_{11}/R_{xs})$ déterminée analytiquement avec stator homogénéisé, nous permet de nous prononcer sur la validité du calcul de μ_x .

Les résultats sont illustrés dans les deux tableaux suivants, correspondants à deux valeurs de perméabilité des dents.

$\mu_r=10000$		Sans becs $s/\tau_z=0.54$	Sans becs $s/\tau_z=0.26$	Becs droits	Becs traps	Becs ronds	Becs trian
Analytique	$R_x \cdot 10^{-3}$ [H ⁻¹]	500	279	374	374	374	421
FLUX 2D	$R_x \cdot 10^{-3}$ [H ⁻¹]	501	273	369	366	368	413
$\frac{R_{xAnaly}-R_{xFLUX2D}}{R_{xFLUX2D}}$		< -1 %	2 %	2 %	2 %	2 %	2 %

$\mu_r=100$		Sans becs $s/\tau_z=0.54$	Sans becs $s/\tau_z=0.26$	Becs droits	Becs traps	Becs ronds	Becs trian
Analytique	$R_x \cdot 10^{-3}$ [H ⁻¹]	500	279	374	374	374	421
FLUX 2D	$R_x \cdot 10^{-3}$ [H ⁻¹]	504	281	379	374	377	421
$\frac{R_{xAnaly}-R_{xFLUX2D}}{R_{xFLUX2D}}$		< 1%	< 1%	< 2 %	< 1%	< 1%	< 1%

VIII.3.2. Perméabilité relative transversale μ_z

Pour la validation du modèle proposé pour le calcul de la perméabilité relative μ_z , nous reprenons les mêmes cellules précédentes, sur lesquelles nous mettons des conditions aux limites, de façon qu'elles soient traversées cette fois-ci, par un flux ϕ_z transversal.

La réluctance totale de la cellule est déterminée en divisant la force magnétomotrice engendrée par la circulation du champ le long de la hauteur totale de la cellule par le flux ϕ_z . Nous pouvons nous prononcer sur la validité du calcul de μ_z , en comparant la réluctance totale calculée par FLUX2D et celle qu'on déterminera analytiquement en tenant en compte de la perméabilité relative des aimants et du facteur de CARTER K_{cm} pour la correction de l'entrefer.

Les résultats sont illustrés dans les deux tableaux suivants, correspondants à deux valeurs de perméabilité des dents.

$\mu_r=10000$		Sans becs $s/\tau_z=0.54$	Sans becs $s/\tau_z=0.26$	Becs droits	Becs traps	Becs ronds	Becs trian
Analytique	$R_z \cdot 10^{-3}$ [H ⁻¹]	398	368	368	368	368	368
FLUX 2D	$R_z \cdot 10^{-3}$ [H ⁻¹]	399	368	368	368	368	370
$\frac{R_{zAnaly}-R_{zFLUX2D}}{R_{zFLUX2D}}$		< 1%	< 1%	< 1%	< 1%	< 1%	< 1%

$\mu_r=100$		Sans becs $s/\tau_z=0.54$	Sans becs $s/\tau_z=0.26$	Becs droits	Becs traps	Becs ronds	Becs trian
Analytique	$R_z \cdot 10^{-3}$ [H ⁻¹]	408	374	377	377	377	377
FLUX 2D	$R_z \cdot 10^{-3}$ [H ⁻¹]	407	374	374	376	376	379
$\frac{R_{zAnaly}-R_{zFLUX2D}}{R_{zFLUX2D}}$		< 1%	< 1%	< 1%	< 1%	< 1%	< 1%

Conclusion

En analysant les écarts relatifs des perméabilités entre le calcul analytique et celui effectué par FLUX2D, pour toutes ces formes des becs d'encoches et pour plusieurs perméabilités des dents, nous pouvons conclure que les modèles proposés pour le calcul des perméabilités relatives μ_x et μ_z du stator homogénéisé sont très suffisants, quelque soit la forme des becs d'encoches, des dimensions relatives de l'encoche et de l'état de saturation admissible des dents.

IX. CALCUL DU CHAMP STATORIQUE

IX.1. Calcul de la densité équivalente de courant

IX.1.1. Une encoche alimentée

Nous considérons un stator triphasé à N_{epp} encoches par pôle et par phase, le bobinage est à pas diamétral, chaque encoche ne contient que les conducteurs d'une même phase [27]. Considérons d'abord une seule encoche alimentée, nous placerons sa force magnétomotrice dans une région surfacique du stator homogénéisé. La hauteur de cette région est égale à la hauteur de la zone dents-encoches, sa largeur est égale à l'ouverture d'encoche (s). Avec cette opération, le champ, du moins tangentiel, est bien conservé sur l'isthme de l'encoche. La représentation spatiale de cette densité équivalente de courant d'alimentation à un instant donné est une fonction périodique de période égale à 2τ , décomposable en série de Fourier, fig.II.16 .

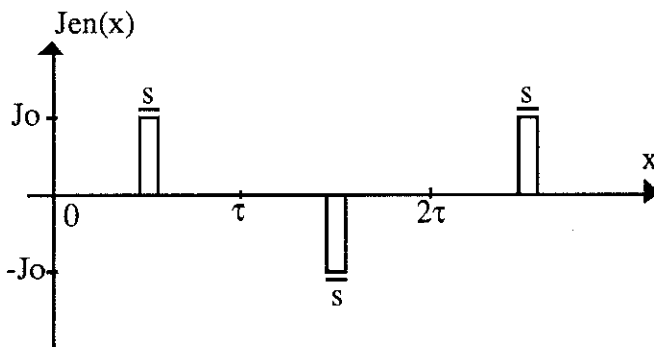


Fig.II.16. Représentation spatiale de la densité équivalente de courant d'une encoche alimentée, à un instant donné.

$$J_{\text{en}}(x) = \sum_{n=1}^{\infty} K_{\text{fn}} \cdot J_0 \cdot \sin(n\pi x / \tau) \quad n=1,3,5\dots$$

$$K_{\text{fn}} = \frac{4}{\pi \cdot n} \cdot \sin\left(\frac{n \cdot \pi}{2}\right) \cdot \sin\left(\frac{n \cdot m_1 \cdot \pi}{6 \cdot N_{\text{epp}}}\right) \quad n=1,3,5\dots$$

J_0 : densité équivalente de courant dans le stator homogénéisé à un instant donné.

K_{fn} : coefficient de l'harmonique n provenant de la décomposition en série de FOURIER.

IX.1.1. Une phase alimentée

Pour obtenir la densité spatiale créée par la phase complète, il suffit de multiplier la densité créée par l'alimentation d'une encoche par le nombre d'encoches par pôle et par phase, ensuite multiplier chaque harmonique par son facteur de distribution K_{dn} .

$$J(x) = \sum_{n=1}^{\infty} N_{\text{epp}} \cdot K_{\text{dn}} \cdot K_{\text{fn}} \cdot J_0 \cdot \sin(n\pi x / \tau) \quad n=1,3,5\dots$$

$$K_{\text{dn}} = \frac{\sin\left(\frac{n \cdot \pi}{6}\right)}{N_{\text{epp}} \cdot \sin\left(\frac{n \cdot \pi}{6 \cdot N_{\text{epp}}}\right)} \quad n=1,3,5\dots$$

Nous envisageons d'étudier deux types d'alimentation, alimentation sinusoïdale et alimentation en créneau. Pour ceci, nous choisissons comme repère temporel l'instant de passage de l'axe du pôle inducteur par l'axe de la phase (a).

a. Alimentation en courants sinusoïdaux

La machine est alimentée par un système de courants triphasé équilibré, de valeur efficace I_{eff} . La densité équivalente de courant de la phase (a) s'écrira :

$$J_a(x,t) = \sum_{n=1}^{\infty} N_{\text{epp}} \cdot K_{\text{dn}} \cdot K_{\text{fn}} \cdot J_{\text{eff}} \cdot \sqrt{2} \cdot \sin(n\pi x / \tau) \cdot \sin(\omega t) \quad n=1,3,5\dots$$

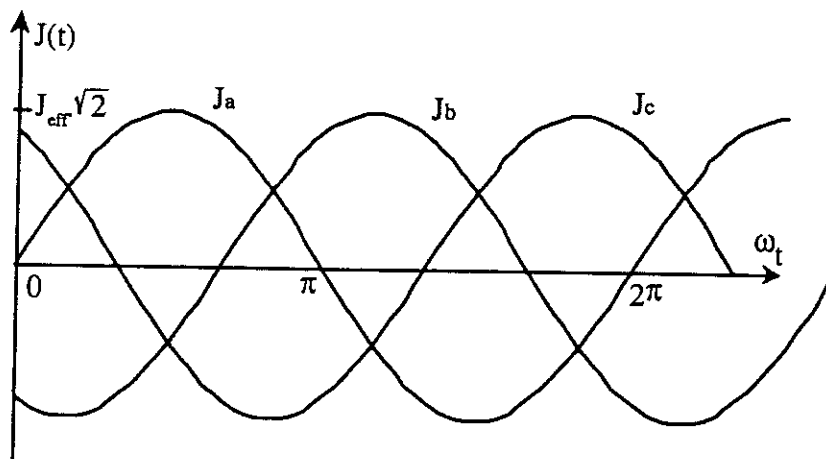


Fig.II.17.a Système de courants triphasé équilibré

b. Alimentation en créneaux de courants

La machine est alimentée par des créneaux de courants de sorte qu'à chaque instant, deux phases seulement conduisent. Par conséquent, le courant dans chaque phase prend l'allure d'un créneau avec palier nul sur 60° électrique, fig.II.17 b.

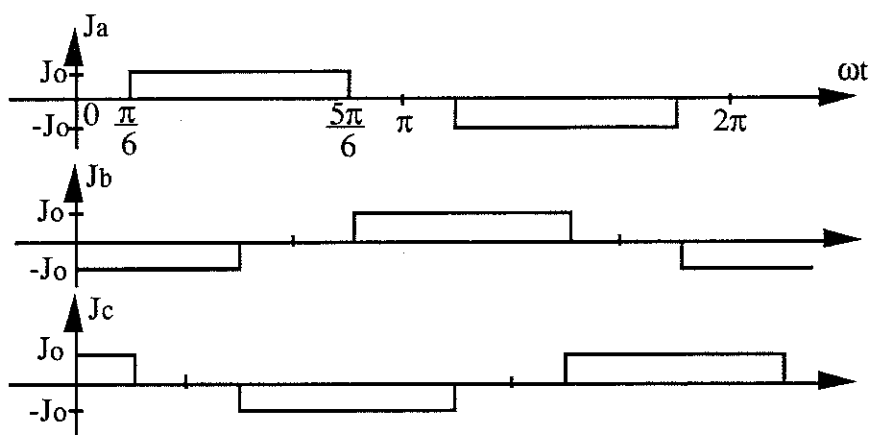


Fig.II.17.b Représentation temporelle des densités de courant dans les trois phases

Sur une demi période, la densité équivalente de la phase (a) s'écrira discrètement :

$$\begin{array}{ll}
 0 < \omega t < \pi/6 & J_a(x) = 0 \\
 \pi/6 < \omega t < 5\pi/6 & J_a(x) = \sum_{n=1}^{\infty} N_{\text{epp}} \cdot K_{\text{dn}} \cdot K_{\text{fn}} \cdot J_0 \cdot \sin(n\pi x / \tau) \quad n = 1,3,5\dots \\
 5\pi/6 < \omega t < \pi & J_a(x) = 0
 \end{array}$$

IX.2. Calcul du champ statorique créé par l'alimentation d'une seule phase

L'idée du calcul de champ statorique consiste à s'intéresser d'abord au champ produit par une phase à l'instant voulu. Le champ total dans le temps se déduit de ce calcul par connaissance du type d'alimentation.

A chaque instant, la densité de courant d'une phase dans le stator homogénéisé est représentée par une somme de densités équivalentes homogènes ramenées à tout le volume du stator. La machine étant non saturée, nous pouvons donc calculer le champ dans chacune de ses régions à partir du champ créé par chaque harmonique, en appliquant le principe de superposition.

Le $n^{\text{ième}}$ harmonique de la densité équivalente de courant s'écrit :

$$J_n(x) = J_{n\text{max}} \cdot \sin(n\pi x / \tau)$$

$$J_{n\text{max}} = N_{\text{epp}} K_{\text{dn}} K_{\text{fn}} \cdot J_c \quad n=1,3,5\dots$$

Nous commençons par calculer le champ créé par une mince couche de courant (du $n^{\text{ème}}$ harmonique) placée dans le stator homogénéisé. Pour ce faire, nous représentons l'entrefer et les aimants par une seule région surfacique sans charges, de perméabilités relatives égale à 1. Une nappe de courant, infiniment mince, d'épaisseur dz_0 , représentant une densité linéique de courant $J_{n\text{max}} \cdot \sin(n\pi x/\tau) \cdot dz_0$ est placée à la hauteur $z = z_0$ dans le stator homogénéisé. Cette nappe divise le stator en deux régions sans courant, de perméabilités relatives longitudinale μ_x et transversale μ_z , fig.II.18.

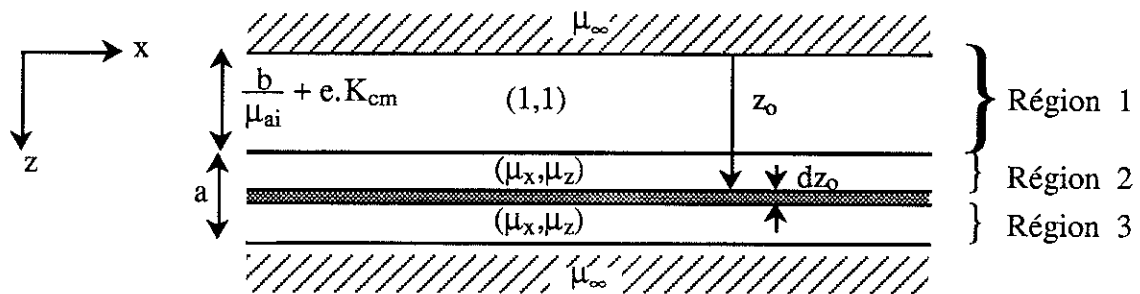


Fig.II.18. Schématisation du principe de calcul

Dans chacune de ces régions sans courant nous avons à résoudre les équations de Maxwell suivantes :

$$\vec{\text{rot}} \vec{H} = \vec{0} \quad \text{et} \quad \text{div} \vec{B} = 0$$

En représentation complexe, la $n^{\text{ième}}$ harmonique de la densité linéique de courant s'écrit

$$J_n^L(x) = J_{n\text{max}} e^{j \frac{n\pi x}{\tau}} \cdot dz_0 \quad n=1,3,5\dots$$

et les composantes de champ s'écrivent alors:

$$h_{nx}(x,z) = f(z) \cdot e^{j \frac{n\pi x}{\tau}}$$

$$h_{nz}(x,z) = g(z) \cdot e^{j \frac{n\pi x}{\tau}}$$

(Pour le détail des calculs, voir annexe I).

En tenant compte des conditions de transitions ci-après, nous calculons le champ dans chacune des trois régions pré-définies.

$$\begin{aligned}
z = 0 & \quad h_{nx}^1 = 0 \\
z = b+e & \quad h_{nx}^1 = h_{nx}^2 \\
& \quad h_{nz}^1 = \mu_z \cdot h_{nz}^2 \\
z = z_0 & \quad h_{nx}^3 - h_{nx}^2 = J_{nmax} \cdot \sin(n\pi x / \tau) \cdot dz_0 \\
& \quad h_{nz}^3 = h_{nz}^2 \\
z = r & \quad h_{nx}^3 = 0
\end{aligned}$$

Avec h^i : Champ dans la région i . (i=1,2,3.)

Nous avons donné dans l'annexe II le calcul complet du champ à l'extérieur du stator (région 1).

IX.2.1. Le champ à l'extérieur du Stator (région 1)

Le champ à l'extérieur du stator est calculé en intégrant pour tous les harmoniques, le champ créé par la couche de courant dans la zone 1 sur toute la hauteur du stator [1], voir annexe II.

$$H_x^e = \sum_{n=1}^{\infty} \int_{z_0=b+e}^{z_0=r} h_{nx}^1 dz_0 \quad ; \quad H_z^e = \sum_{n=1}^{\infty} \int_{z_0=b+e}^{z_0=r} h_{nz}^1 dz_0$$

Après avoir effectué ces intégrales, le champ en dimensions réduites s'écrit :

$$\begin{aligned}
H_x^e &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{-\tau \cdot N_{\text{app}} \cdot K_{\text{dn}} \cdot K_{\text{fn}} \cdot J_c \cdot \sqrt{\mu}}{n\pi} \cdot \frac{\text{sh}\left(\frac{n\pi\alpha}{\lambda \cdot \sqrt{\mu}}\right) \cdot \text{sh}\left(\frac{n\pi}{\lambda} \cdot \frac{z}{r}\right)}{\left[\text{sh}\left(\frac{n\pi(\beta+\epsilon)}{\lambda}\right) \cdot \text{ch}\left(\frac{n\pi\alpha}{\lambda \cdot \sqrt{\mu}}\right) + \frac{1}{\sqrt{\mu_x \mu_z}} \cdot \text{ch}\left(\frac{n\pi(\beta+\epsilon)}{\lambda}\right) \cdot \text{sh}\left(\frac{n\pi\alpha}{\lambda \cdot \sqrt{\mu}}\right) \right]} \cdot \sin\left(\frac{n\pi x}{\tau}\right) \\
H_z^e &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\tau \cdot N_{\text{app}} \cdot K_{\text{dn}} \cdot K_{\text{fn}} \cdot J_c \cdot \sqrt{\mu}}{n\pi} \cdot \frac{\text{sh}\left(\frac{n\pi\alpha}{\lambda \cdot \sqrt{\mu}}\right) \cdot \text{ch}\left(\frac{n\pi}{\lambda} \cdot \frac{z}{r}\right)}{\left[\text{sh}\left(\frac{n\pi(\beta+\epsilon)}{\lambda}\right) \cdot \text{ch}\left(\frac{n\pi\alpha}{\lambda \cdot \sqrt{\mu}}\right) + \frac{1}{\sqrt{\mu_x \mu_z}} \cdot \text{ch}\left(\frac{n\pi(\beta+\epsilon)}{\lambda}\right) \cdot \text{sh}\left(\frac{n\pi\alpha}{\lambda \cdot \sqrt{\mu}}\right) \right]} \cdot \cos\left(\frac{n\pi x}{\tau}\right)
\end{aligned}$$

Avec: $\mu = \frac{\mu_z}{\mu_x}$ n=1,3,5,7...

IX.2.2. Le champ à l'intérieur du stator (région 2 et 3)

Le champ dans le stator est calculé en faisant une somme sur tous les harmoniques, après avoir effectué les intégrales suivantes [1] :

$$H_{nx} = \int_{z_0=b+e}^{z_0=z} h_{nx}^3 \cdot dz_0 + \int_{z_0=z}^{z_0=r} h_{nx}^2 \cdot dz_0$$

$$H_{nz} = \int_{z_0=b+e}^{z_0=z} h_{nz}^3 \cdot dz_0 + \int_{z_0=z}^{z_0=r} h_{nz}^2 \cdot dz_0$$

Le champ résultant en dimensions réduites est alors :

$$H_x = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\tau \cdot N_{\text{epp}} \cdot K_{\text{dn}} \cdot K_{\text{fn}} \cdot J_c \cdot \sqrt{\mu}}{n\pi} \cdot \frac{\text{sh}\left(\frac{n\pi(\beta+\epsilon)}{\lambda}\right) \cdot \text{sh}\left(\frac{n\pi\left(\frac{z}{r}-1\right)}{\lambda \cdot \sqrt{\mu}}\right)}{\left[\text{sh}\left(\frac{n\pi(\beta+\epsilon)}{\lambda}\right) \cdot \text{ch}\left(\frac{n\pi\alpha}{\lambda \cdot \sqrt{\mu}}\right) + \frac{1}{\sqrt{\mu_x \mu_z}} \cdot \text{ch}\left(\frac{n\pi(\beta+\epsilon)}{\lambda}\right) \cdot \text{sh}\left(\frac{n\pi\alpha}{\lambda \cdot \sqrt{\mu}}\right) \right]} \cdot \sin(n\pi \frac{z}{\tau})$$

$$H_z = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\tau \cdot N_{\text{epp}} \cdot K_{\text{dn}} \cdot K_{\text{fn}} \cdot J_c}{n\pi} \cdot \left[1 - \frac{\text{sh}\left(\frac{n\pi(\beta+\epsilon)}{\lambda}\right) \cdot \text{ch}\left(\frac{n\pi\left(\frac{z}{r}-1\right)}{\lambda \cdot \sqrt{\mu}}\right)}{\left[\text{sh}\left(\frac{n\pi(\beta+\epsilon)}{\lambda}\right) \cdot \text{ch}\left(\frac{n\pi\alpha}{\lambda \cdot \sqrt{\mu}}\right) + \frac{1}{\sqrt{\mu_x \mu_z}} \cdot \text{ch}\left(\frac{n\pi(\beta+\epsilon)}{\lambda}\right) \cdot \text{sh}\left(\frac{n\pi\alpha}{\lambda \cdot \sqrt{\mu}}\right) \right]} \right] \cdot \cos(n\pi \frac{z}{\tau})$$

IX.2.3. Comparaison avec un calcul numérique

Pour valider cette formulation de champ développée analytiquement, la réalisation d'une maquette expérimentale ne nous semble pas nécessaire, car les gros logiciels de calcul numérique de champ répondent suffisamment à nos besoins dans les hypothèses considérées. Nos résultats seront alors confrontés au calcul numérique par la méthode des éléments finis (FLUX2D) sur un exemple simple représentant une coupe droite dont les dimensions (en millimètre) sont représentées sur la fig.II.19. Cette coupe est prise dans un pôle d'une machine synchrone discoïdale à aimants permanents. Dans ce cas, avec des conditions aux limites adéquates, nous pouvons nous placer exactement dans le cas de l'étude analytique.

Cet exemple sera repris chaque fois que nous aurons à confronter nos résultats analytiques aux résultats numériques.

L'aimant est un $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ avec une aimantation de 1.02 Tesla et une perméabilité relative de 1.05 . La tôle statorique est considérée linéaire et de perméabilité relative égale à 1000. La machine est à deux encoches par pôle et par phase, avec deux conducteurs massifs par encoche.

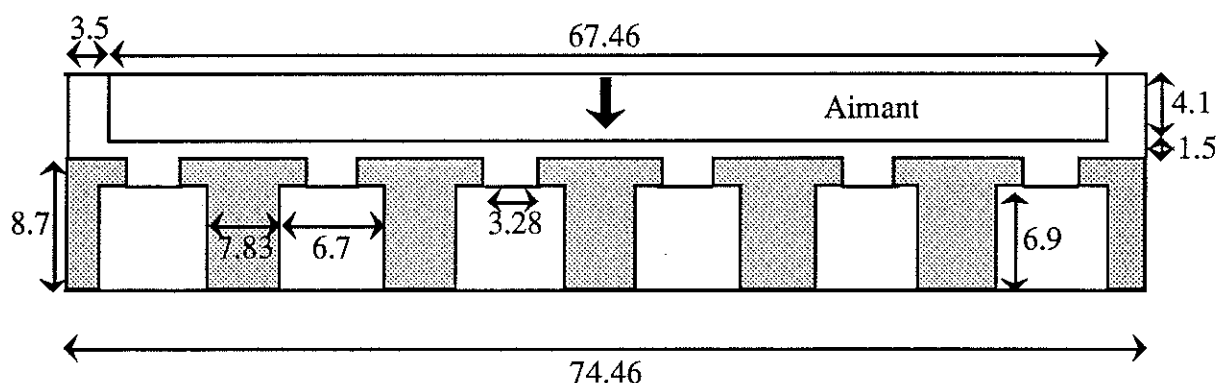


Fig.II.19. Représentation de l'exemple de simulation

a. Alimentation en créneau de courant

Dans une alimentation en créneau de courant, à chaque instant seules deux phases sont parcourues par un courant. Le champ statorique n'est donc pas tournant d'une façon continue, mais progresse par sauts en restant figé dans une position, le temps que le rotor se déplace d'un angle égal à 60° électrique.

La fig.II.20. représente l'induction produite par le stator seul au niveau de la face libre des aimants, à un instant où les phases (a) et (b) conduisent un courant $I=100\text{ A}$, la phase (c) n'étant pas alimentée.

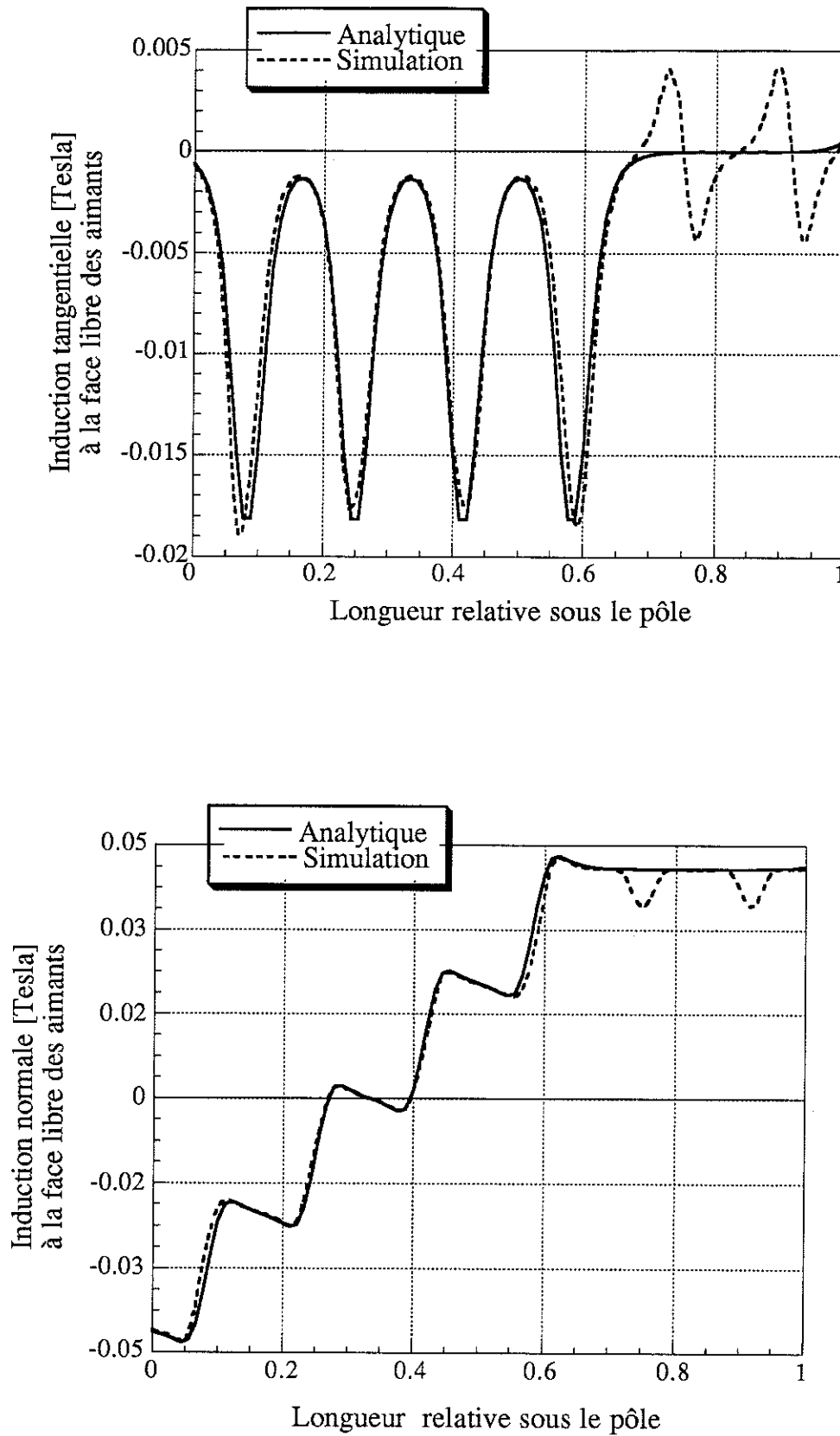


Fig.II.20. L'induction statorique au niveau de la face libre des aimants. Phases (a) et (b) seules conduisent.

b. Alimentation en courant sinusoïdal

Le système de courants triphasé parfaitement sinusoïdal produit un champ tournant. Nous avons choisi de simuler l'induction produite par le stator seul au niveau de la phase libre des aimants à l'instant où le courant dans la phase (a), dont l'axe est en quadrature par rapport à l'axe du pôle inducteur, est maximal et égal à 100A. Les phases (b) et (c) conduisent alors un courant égal à 50A, fig.II.21 .

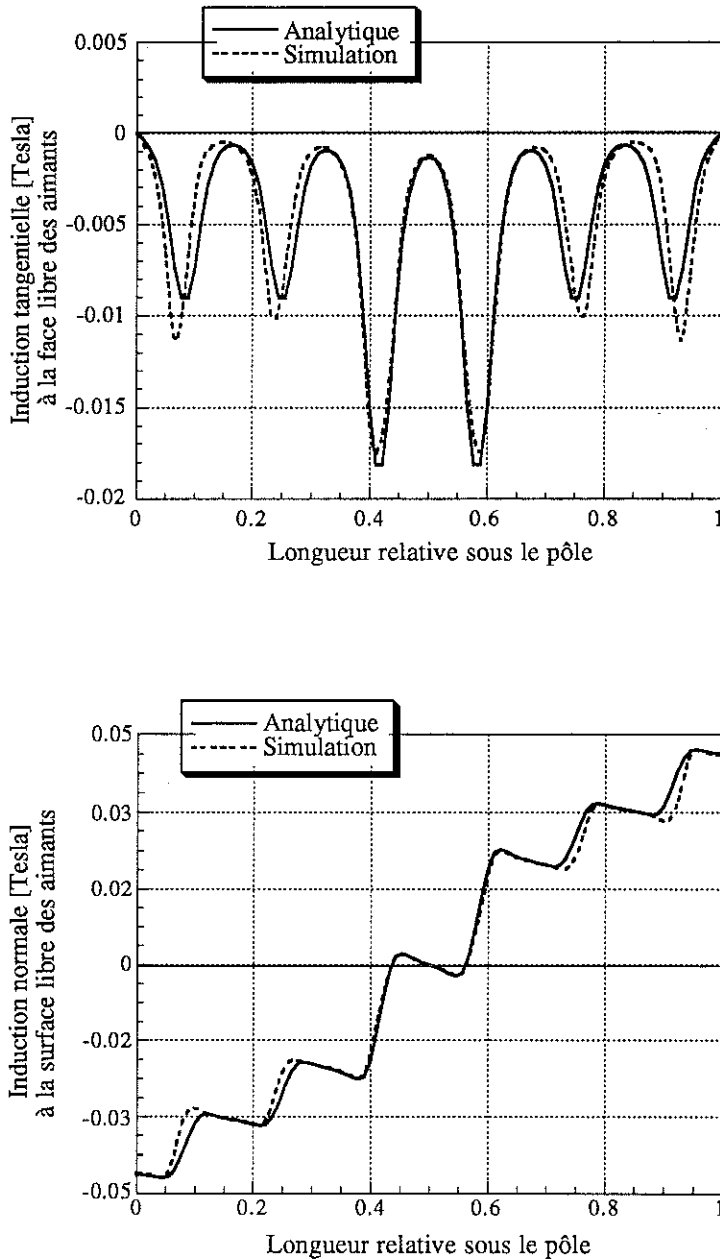


Fig.II.21. L'induction statorique au niveau de la face libre des aimants ($i_a = 100\text{ A}$, $i_b = i_c = -50\text{ A}$).

Conclusion

Les courbes obtenues sont superposables, ainsi, nous soulignons la bonne concordance entre les résultats analytiques et ceux obtenus par éléments finis. La considération des harmoniques de la densité de courant apparaît clairement sur la forme du champ obtenu. Néanmoins, nous observons un léger décrochage parfaitement symétrique par rapport à l'axe des courants entre les deux courbes. Ceci est tout à fait normal, car dû à la présence des dents dans le stator réel. Celles-ci canalisent le flux, et créent ainsi des composantes tangentielles et normales supplémentaires, notamment au niveau de la phase (b) fig.II.20. non alimentée où le phénomène est beaucoup plus visible. Analytiquement le stator homogénéisé présente une perméabilité constante et uniforme. Par conséquent, le flux ne peut y pénétrer que uniformément. Ce décrochage est à l'origine du couple de réluctance d'encoche que nous observerons plus loin.

X. CALCUL DE LA FORCE DE POUSSEE DE LA MACHINE

En électrostatique, une charge q placée dans un endroit où règne un champ électrique E est sujet à une force électrostatique $F = q.E$.

Les aimants sont modélisés par une densité de charges magnétiques σ dans le vide. Si nous appelons H la composante tangentielle du champ magnétique statorique vu par l'aimant, celui-ci est soumis à une contrainte locale de cisaillement $dF/ds = \sigma.H$ [1][5][18]. Etant donné que le couple de la machine peut être étudié sur $1/6$ de période de courant, quelle que soit son allure périodique dans le temps, nous avons jugé intéressant d'alimenter une seule phase en courant continu et de tracer la force sous un pôle en fonction de la position relative du rotor, ce qui nous permettra par la suite de tracer la force totale de la machine connaissant son type d'alimentation.

Pour un décalage relatif quelconque x_0 entre l'axe de la phase considérée et l'axe du pôle inducteur fig.II.22., la force par unité de volume actif est calculée en intégrant le champ tangentiel local $H_x^c(b)$ sur l'ensemble des charges magnétiques sous un pôle, puis en divisant par le volume utile ($\tau.r L$) de la machine.

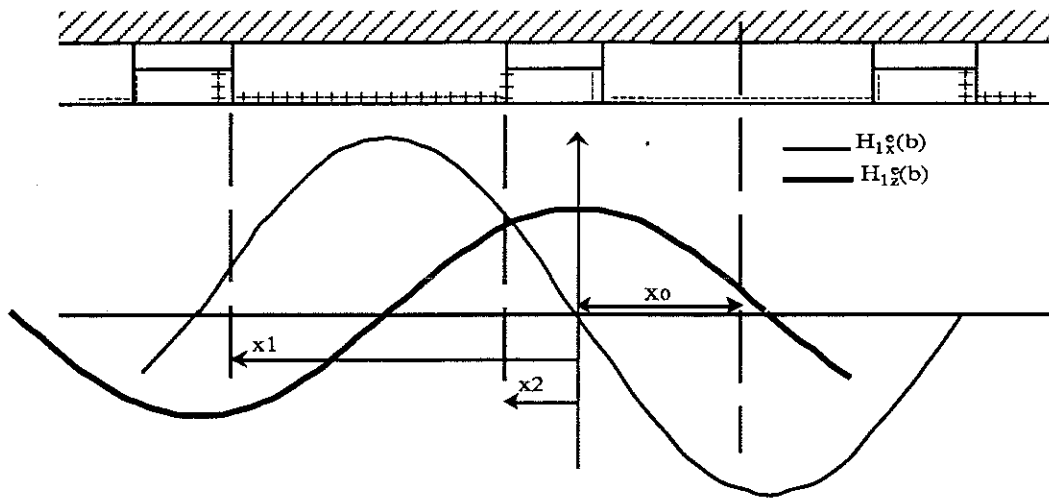


Fig.II.22. Représentation du fondamental du champ tangentiel et du champ normal au niveau de la face libre des aimants

$H_{1z}^e(b)$: le fondamental du champ normal au niveau de la face libre des aimants ($z=b$)

$H_{1x}^e(b)$: le fondamental du champ tangentiel au niveau de la face libre des aimants ($z=b$)

$$F = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \left[\text{sh}\left(\frac{n\pi\beta}{\lambda}\right) \cdot \int_{x_1}^{x_2} \sin\left(\frac{(2n+1)\pi x}{\tau}\right) dx + \left[\sin\left(\frac{(2n+1)\pi x_1}{\tau}\right) + \sin\left(\frac{(2n+1)\pi x_2}{\tau}\right) \right] \cdot \int_{z=b_1}^{z=b} \text{sh}\left(\frac{n\pi z}{\tau}\right) dz \right]$$

Avec

$$A_n = \frac{-J_c \cdot \sigma \cdot N_{\text{epp}} \cdot K_{\text{dn}} \cdot K_{\text{in}} \cdot K_{\text{fn}} \cdot \sqrt{\mu}}{r \cdot n \cdot \pi} \cdot \frac{\text{sh}\left(\frac{n\pi\alpha}{\lambda \cdot \sqrt{\mu}}\right)}{\left[\text{sh}\left(\frac{n\pi(\beta+\epsilon)}{\lambda}\right) \cdot \text{ch}\left(\frac{n\pi\alpha}{\lambda \cdot \sqrt{\mu}}\right) + \frac{1}{\sqrt{\mu_x \mu_z}} \cdot \text{ch}\left(\frac{n\pi(\beta+\epsilon)}{\lambda}\right) \cdot \text{sh}\left(\frac{n\pi\alpha}{\lambda \cdot \sqrt{\mu}}\right) \right]}$$

K_{in} : coefficient d'inclinaison des encoches

Dans le cas où les encoches sont inclinées d'un pas dentaire, le coefficient d'inclinaison vaut :

$$K_{\text{in}} = \frac{\sin\left(\frac{n \cdot \pi}{6 \cdot N_{\text{epp}}}\right)}{\left(\frac{n \cdot \pi}{6 \cdot N_{\text{epp}}}\right)} \quad n = 1, 3, 5, \dots$$

$$x_1 = -\tau - \frac{d}{2} + x_0$$

$$x_2 = -\tau + \frac{d}{2} + x_0$$

En dimensions réduites la force par volume utile de la machine s'écrira :

$$F_{\left[\frac{N}{m^3}\right]} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2 \cdot J_c \cdot \lambda \cdot \sigma \cdot N_{\text{app}} \cdot K_{\text{dn}} \cdot K_{\text{in}} \cdot K_{\text{fn}} \sqrt{\mu} \cdot \text{sh}\left(\frac{n\pi\alpha}{\lambda \cdot \sqrt{\mu}}\right) \left[\text{SIN}\left(\frac{\pi}{2}\delta\right) \cdot \text{sh}\left(\frac{n\pi\beta}{\lambda}\right) + \text{COS}\left(\frac{\pi}{2}\delta\right) \left[\text{ch}\left(\frac{n\pi\beta}{\lambda}\right) \cdot \text{ch}\left(\frac{n\pi\beta(1-\beta_1)}{\lambda}\right) \right] \right]}{n^2 \pi^2} \cdot \frac{\left[\text{sh}\left(\frac{n\pi(\beta+\epsilon)}{\lambda}\right) \cdot \text{ch}\left(\frac{n\pi\alpha}{\lambda \cdot \sqrt{\mu}}\right) + \frac{1}{\sqrt{\mu_x \mu_z}} \text{ch}\left(\frac{n\pi(\beta+\epsilon)}{\lambda}\right) \text{sh}\left(\frac{n\pi\alpha}{\lambda \cdot \sqrt{\mu}}\right) \right]}{\left[\text{sh}\left(\frac{n\pi(\beta+\epsilon)}{\lambda}\right) \cdot \text{ch}\left(\frac{n\pi\alpha}{\lambda \cdot \sqrt{\mu}}\right) + \frac{1}{\sqrt{\mu_x \mu_z}} \text{ch}\left(\frac{n\pi(\beta+\epsilon)}{\lambda}\right) \text{sh}\left(\frac{n\pi\alpha}{\lambda \cdot \sqrt{\mu}}\right) \right]} \cdot \sin\left(n\pi \frac{x_0}{\tau}\right)$$

Soit

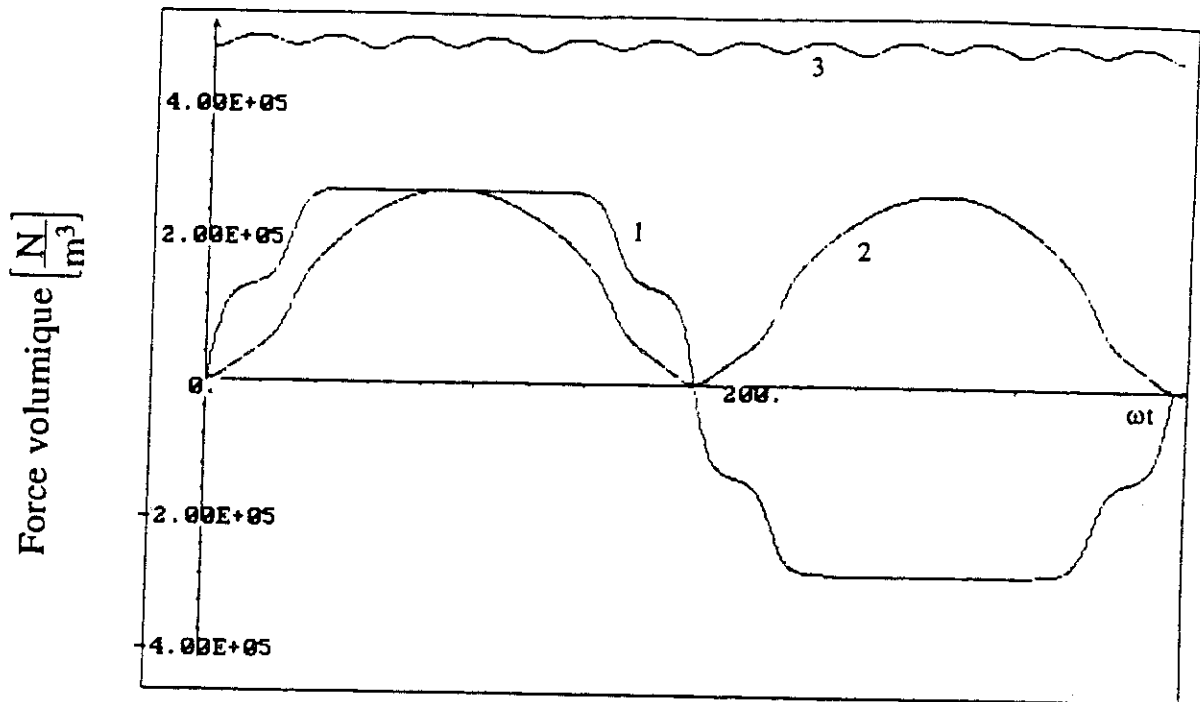
$$F_{\text{cc}} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2 \cdot \lambda \cdot \sigma \cdot N_{\text{app}} \cdot K_{\text{dn}} \cdot K_{\text{in}} \cdot K_{\text{fn}} \sqrt{\mu} \cdot \text{sh}\left(\frac{n\pi\alpha}{\lambda \cdot \sqrt{\mu}}\right) \left[\text{SIN}\left(\frac{\pi}{2}\delta\right) \cdot \text{sh}\left(\frac{n\pi\beta}{\lambda}\right) + \text{COS}\left(\frac{\pi}{2}\delta\right) \left[\text{ch}\left(\frac{n\pi\beta}{\lambda}\right) \cdot \text{ch}\left(\frac{n\pi\beta(1-\beta_1)}{\lambda}\right) \right] \right]}{n^2 \pi^2} \cdot \frac{\left[\text{sh}\left(\frac{n\pi(\beta+\epsilon)}{\lambda}\right) \cdot \text{ch}\left(\frac{n\pi\alpha}{\lambda \cdot \sqrt{\mu}}\right) + \frac{1}{\sqrt{\mu_x \mu_z}} \text{ch}\left(\frac{n\pi(\beta+\epsilon)}{\lambda}\right) \text{sh}\left(\frac{n\pi\alpha}{\lambda \cdot \sqrt{\mu}}\right) \right]}{\left[\text{sh}\left(\frac{n\pi(\beta+\epsilon)}{\lambda}\right) \cdot \text{ch}\left(\frac{n\pi\alpha}{\lambda \cdot \sqrt{\mu}}\right) + \frac{1}{\sqrt{\mu_x \mu_z}} \text{ch}\left(\frac{n\pi(\beta+\epsilon)}{\lambda}\right) \text{sh}\left(\frac{n\pi\alpha}{\lambda \cdot \sqrt{\mu}}\right) \right]} \cdot \sin\left(n\pi \frac{x_0}{\tau}\right)$$

Finalement, la force par volume utile de la machine produite par l'alimentation d'une seule phase en courant continu peut se mettre sous la forme suivante :

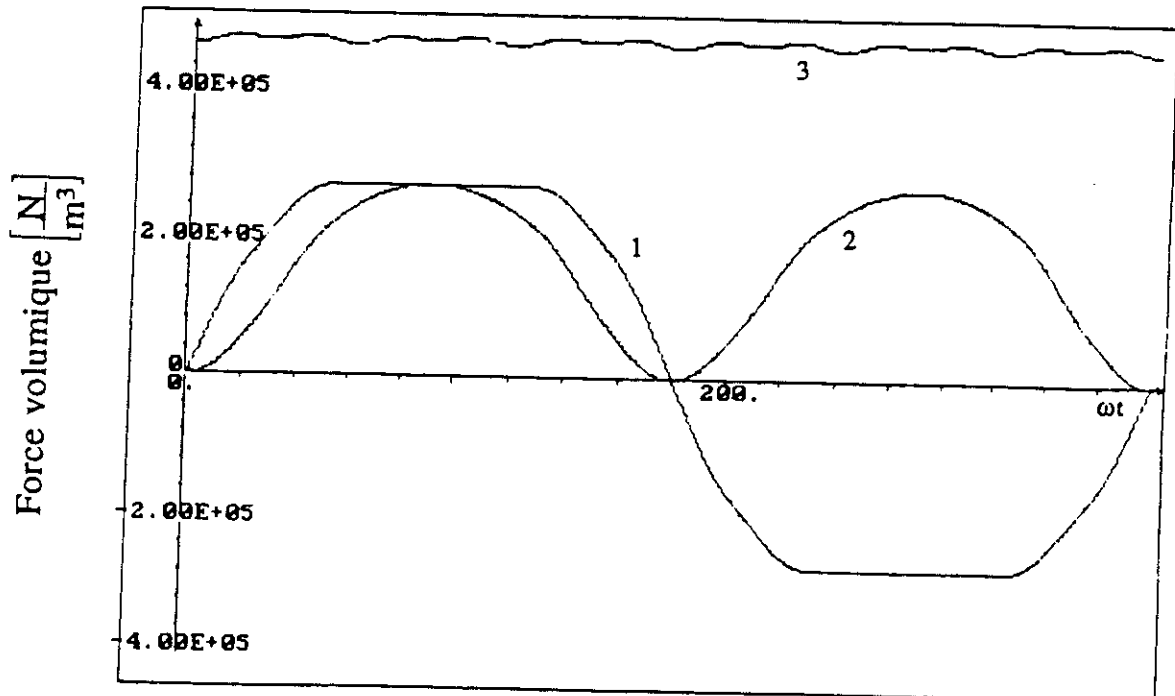
$$F_{\left[\frac{N}{m^3}\right]} = J_c \cdot F_{\text{cc}}$$

Dans les graphiques qui suivent, nous présentons quelques résultats d'application de ce modèle analytique à la machine disque qui sera présentée au chapitre suivant, et dont les dimensions relatives à une coupe dans la zone active sont notées sur la fig.II.19. voir paragraphe [IX 2.3.].

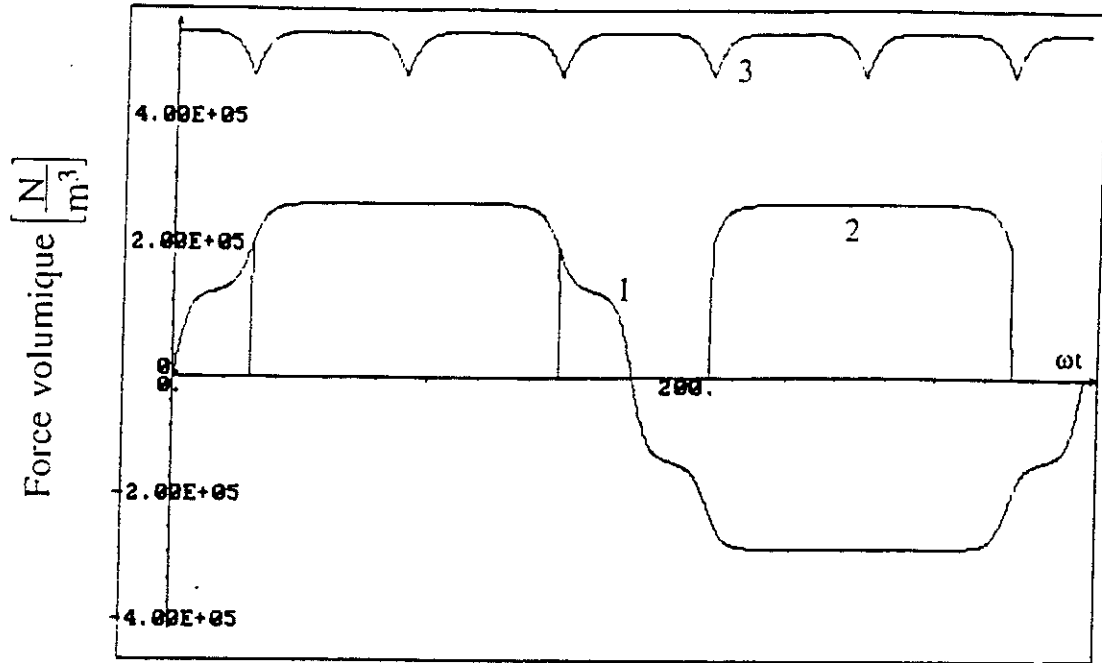
Ces applications montrent les étapes de calcul de la force de poussée dans l'entrefer de la machine ,et mettent en évidence l'influence du type de commande et de l'inclinaison des encoches sur la forme du couple, image de la force totale.



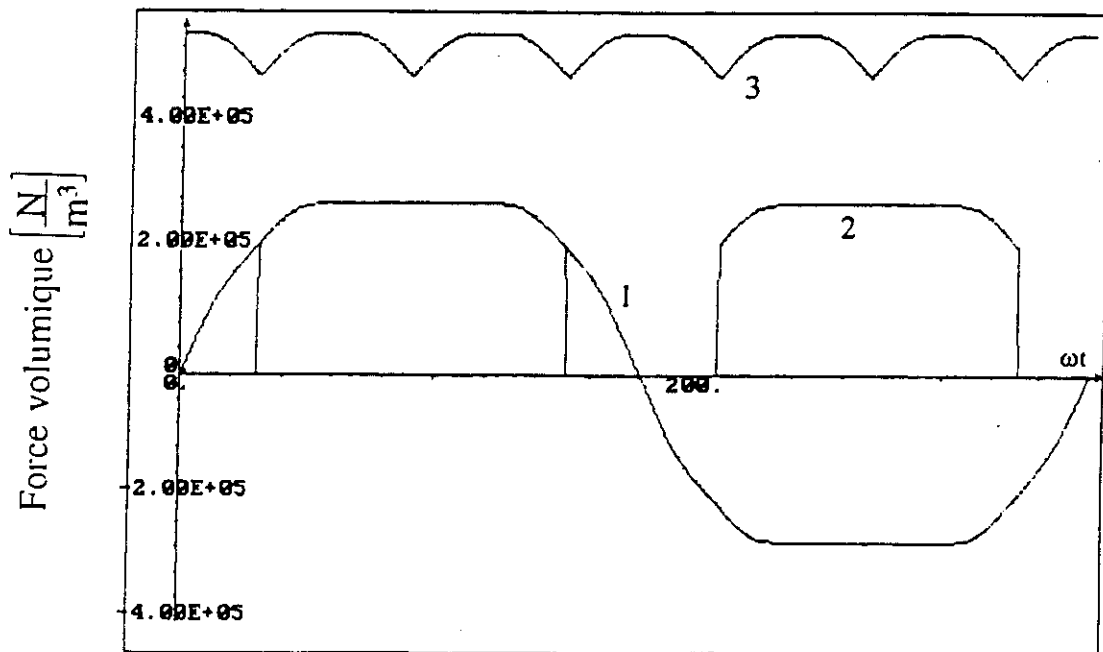
- 1) Force volumique résultant de l'alimentation d'une seule phase en courant continu
- 2) Force volumique résultant de l'alimentation d'une seule phase en courant sinusoïdal
- 3) Force volumique totale de la machine alimentée en courant sinusoïdal
(ENCOCHES DROITES)



- 1) Force volumique résultant de l'alimentation d'une seule phase en courant continu
- 2) Force volumique résultant de l'alimentation d'une seule phase en courant sinusoïdal
- 3) Force volumique totale de la machine alimentée en courant sinusoïdal
(ENCOCHES INCLINEES D'UN PAS DENTAIRE)



- 1) Force volumique résultant de l'alimentation d'une seule phase en courant continu
 - 2) Force volumique résultant de l'alimentation d'une seule phase en créneau de courant
 - 3) Force volumique totale de la machine alimentée en créneau de courant
- (ENCOCHES DROITES)



- 1) Force volumique résultant de l'alimentation d'une seule phase en courant continu
 - 2) Force volumique résultant de l'alimentation d'une seule phase en créneau de courant
 - 3) Force volumique totale de la machine alimentée en créneau de courant
- (ENCOCHES INCLINEES D'UN PAS DENTAIRE)

XI. COMPARAISON AVEC UN CALCUL NUMERIQUE

L'exemple de simulation présenté dans le paragraphe [IX.2.3.] fig.II.19. est repris ici pour faire une application visant à comparer les forces de poussées par volume utile de la machine fournies par le calcul analytique, et par un calcul numérique par éléments finis basé sur la méthode des travaux virtuels.

XI.1. Alimentation en courant sinusoïdal

Une simulation en magnétostatique en pas à pas dans le temps a été effectuée, le stator étant alimenté par un système de courants triphasé parfaitement sinusoïdal. Le résultat de simulation, superposé à celui obtenu par calcul analytique, est donné sur la fig.II.23 . Une autre simulation , toujours en magnétostatique en pas à pas dans le temps a été faite, mais cette fois-ci, seul l'aimant est présent, le stator n'étant pas alimenté. Une force tangentielle tantôt positive tantôt négative est relevée ; cette force est à l'origine du couple de réluctance des encoches statoriques. En soustrayant de la force de poussée totale la contribution due à la réluctance d'encoche statorique, on obtient un résultat quasiment superposable à la force calculée analytiquement. (Le léger écart peut être dû simplement au maillage grossier effectué vu le nombre de résolutions qu'on a eu à faire).

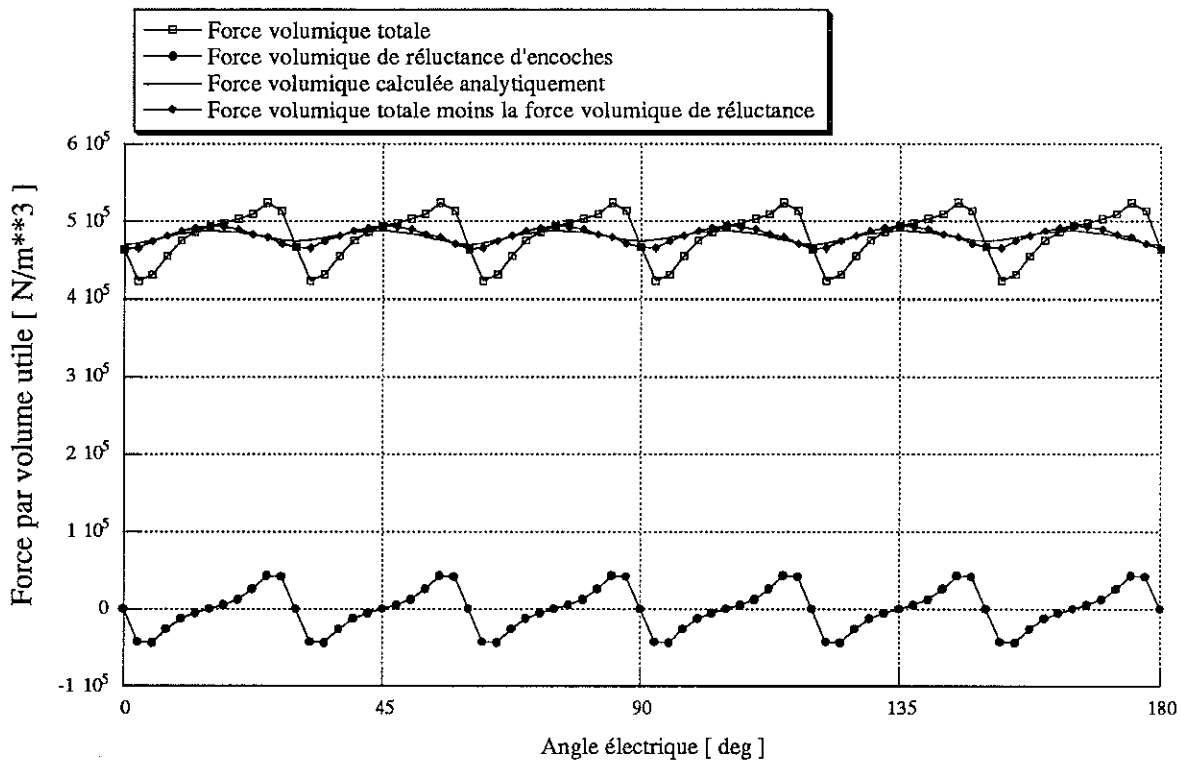


Fig.II.23. La force volumique totale de poussée de la machine en alimentation sinusoïdale

XI.2. Alimentation en créneau de courant

Une simulation en magnétostatique en pas à pas dans le temps a été effectuée, le stator étant alimenté par un système de trois créneaux de courants déphasés de 120° . Le résultat de simulation, superposé à celui obtenu par calcul analytique, est donné sur la fig.II.24. Dans ce cas également, nous soustrairons la force due à la réluctance d'encoches statoriques de la force de poussée totale. Nous retrouvons ainsi la force obtenue par calcul analytique (le léger écart peut être attribué, là aussi, au maillage grossier).

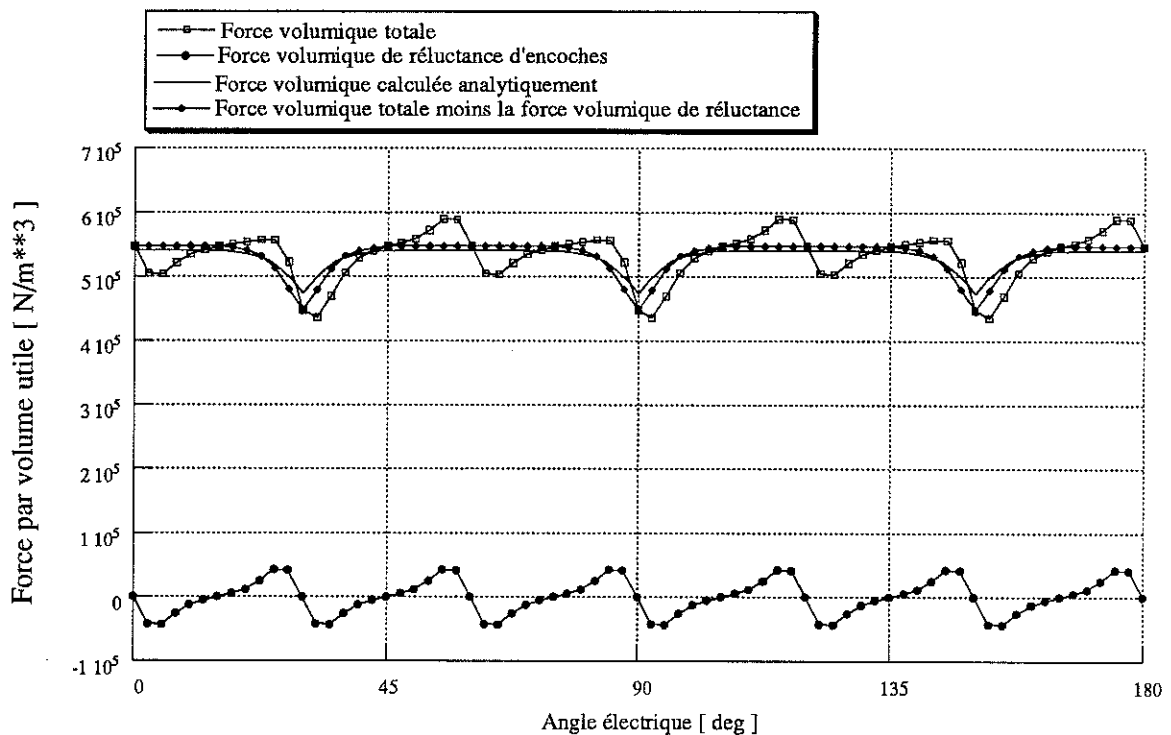


Fig.II.24. La force volumique totale de poussée de la machine alimentée en créneaux de courants

XII. CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons cherché à calculer analytiquement le champ dans les machines synchrones à aimants en surface. La structure étudiée a été représentée dans un plan cartésien. La région où sont placés les aimants a été modélisée par une région homogène isotrope, de perméabilité relative égale à 1. La hauteur de cette région est égale à celle des aimants divisée par leur perméabilité relative. L'entrefer mécanique a été modifié par un coefficient déduit du coefficient de Carter. La région encochée du stator a été remplacée par une région homogène anisotrope, de perméabilités relatives μ_x et μ_z , établies de façon à ne pas changer les réluctances globales dans les deux directions. La densité réelle des courants statoriques a été remplacée par une densité équivalente de courant placée dans des surfaces de largeurs égales aux ouvertures d'encoches.

La résolution des équations de champ dans ce modèle a permis une très bonne connaissance du champ dans l'entrefer de la structure. La force de poussée a été calculée en intégrant le champ tangentiel produit par le stator, au niveau des charges magnétiques représentatives des aimants. Cette force a été étudiée dans deux cas d'alimentation ; courants sinusoïdaux et créneaux de courants.

Des comparaisons avec des calculs numériques par éléments finis ont permis de valider tous nos résultats analytiques. Dans notre calcul, la force de réluctance d'encoche statorique, se trouve complètement masquée à cause de l'homogénéisation du stator ; le flux traverse en effet une réluctance constante quelle que soit la position du rotor. Cependant, pour le stator réel (avec dents et encoches), ce phénomène se manifeste par des fluctuations de la force autour de sa valeur moyenne, égale à celle que nous avons calculé analytiquement.

La méthode de calcul que nous avons développé nous permet de calculer précisément la force d'interaction entre aimants et bobinage, en tenant compte de la répartition spatiale des encoches et de l'évolution temporelle des courants. La machine doit cependant fonctionner hors saturation (matériau linéaire).



CHAPITRE III

Modélisation électromagnétique de la machine

I. INTRODUCTION

La machine synchrone sans pièces polaires, à aimants permanents collés en surface du rotor, ne présente pas d'effet de saillance, ainsi elle peut être représentée par un diagramme à une seule réactance (diagramme de Behn-Eschenburg).

Nous commencerons par déterminer les éléments de ce diagramme, que nous utiliserons par la suite pour chercher la forme réelle du courant résultant, lorsque la machine est associée à son convertisseur statique. Nous nous intéresserons en particulier à la commande deux phases où la commutation influe beaucoup sur la forme du couple lorsque la machine travaille à vitesse variable.

Nous déterminerons d'abord la forme exacte de la force électromotrice à vide de la machine, ensuite, nous préciserons les inductances calculables avec notre modèle analytique ainsi que leurs développements.

Enfin nous examinerons l'influence de la vitesse sur la forme du couple de la machine.

II. CALCUL ANALYTIQUE DE LA FEM A VIDE

Le modèle analytique élaboré nous permet de calculer la FEM instantanée de la machine sans avoir recours à la dérivée du flux inducteur. En effet, la puissance électromagnétique instantanée aux bornes d'un enroulement, parcouru par un courant continu I_c , et dont les conducteurs apparaissent se déplaçant à la vitesse linéaire (v) par rapport à l'inducteur, est égale au produit de la FEM instantanée induite et du courant continu I_c .

$$P(t) = E(t) \cdot I_c$$

Par ailleurs, cette même puissance instantanée est égale au produit de la force de poussée instantanée dans l'entrefer $F(t)$ par la vitesse (v) de déplacement des conducteurs.

$$P(t) = F(t) \cdot v$$

Il en résulte, qu'à vitesse de rotation donnée, la FEM induite est une image de la force de poussée instantanée dans l'entrefer produite par l'alimentation d'une phase en courant continu.

$$E(t) = F(t) \cdot \frac{v}{I_c} \tag{III.1}$$

I_c : Courant continu d'alimentation,

v : Vitesse linéaire de déplacement des conducteurs,

F : Force de poussée suivant l'axe de déplacement.

Nous avons montré, dans le chapitre précédent que la force volumique s'écrit :

$$F\left[\frac{N}{m^3}\right] = J_c \cdot F_{cc}$$

La force par unité de longueur de la machine est alors:

$$F\left[\frac{N}{m}\right] = J_c \cdot \tau \cdot r \cdot F_{cc}$$

En tenant compte de la relation (III.1), la FEM par unité de longueur de la machine sera :

$$E\left[\frac{V}{m}\right] = \frac{J_c \cdot \tau \cdot r \cdot v \cdot 2p}{I_c} \cdot F_{cc} \quad (\text{III.2})$$

La densité équivalente de courant dans le stator homogénéisé, en fonction du courant d'alimentation, s'écrit comme suit :

$$J_c = \frac{I_e \cdot N_{ce}}{s \cdot a}$$

N_{ce} : Nombre de conducteurs par encoche,

p : Nombre de paires de pôles,

J_c : Densité équivalente de courant dans le stator homogénéisé.

$$E\left[\frac{V}{m}\right] = \frac{\tau \cdot r \cdot v \cdot 2p \cdot N_{ce}}{s \cdot a} \cdot F_{cc}$$

Tenons compte des relations suivantes, définies au paragraphe VI.2 du chapitre II .

$$a = \alpha \cdot r$$

$$s = m_1 \cdot \tau_z$$

$$\tau = 3 \cdot \tau_z \cdot N_{epp}$$

Par substitution dans l'équation (III.2) la FEM par unité de longueur de la machine s'écrira finalement :

$$E\left[\frac{V}{m}\right] = \frac{3 \cdot N_{epp} \cdot v \cdot 2p \cdot N_{ce}}{m_1 \cdot \alpha} \cdot F_{cc}$$

II.1. COMPARAISON AVEC UN CALCUL NUMERIQUE

Le flux embrassé par une spire est égal à la circulation du potentiel vecteur A sur le contour de la spire. En deux dimensions, il s'écrit [36] :

$$\Phi_s = \int_s \vec{A} \cdot d\vec{l} = L \cdot (A_1 - A_2)$$

A_1, A_2 sont respectivement les potentiels vecteurs sur le premier et le deuxième conducteur actif fig III.1.

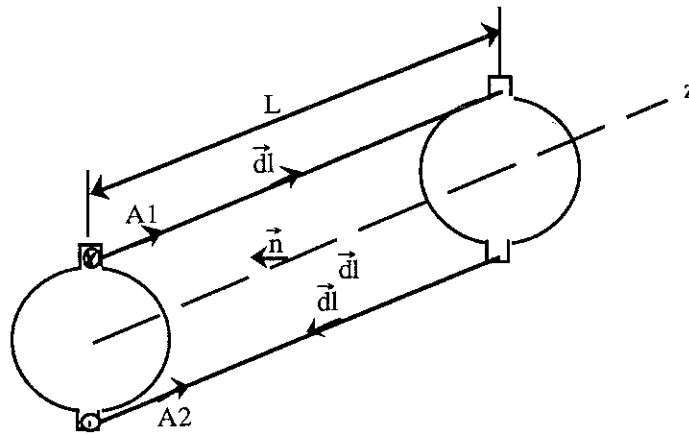


Fig.III.1. Calcul du flux embrassé par une spire

La machine possède N spires en série distribuées, à pas diamétral, dans Nepp encoches par pôle et par phase. Afin de tenir compte de la dispersion du flux entre conducteurs et entre encoches, nous prendrons la valeur moyenne $\langle A \rangle$ du potentiel vecteur pondéré en surface pour tous les éléments, constituant la surface de l'ensemble des encoches considérées sous un pôle. Dans ce cas, le flux embrassé par les N spires s'écrit :

$$\Phi = 2.L.N.\langle A \rangle$$

La FEM à vide aux bornes de la phase est due à la variation du flux inducteur embrassé pendant un temps dt . L'exemple de simulation pris correspond à la machine présentée au chapitre II, paragraphe [IX.2.3.], dont une coupe dans la zone active est schématisée fig II.19. La modélisation étant en coordonnées cartésiennes, nous considérons la vitesse linéaire de déplacement. Le calcul a été approximé par différences finies, à chaque pas Δx nous calculons le flux $\Delta\Phi$ embrassé par la phase.

$$E = -N.v \frac{d\phi}{dx} \cong -2.L.N.v. \frac{[\langle A \rangle_{x+\Delta x} - \langle A \rangle_{x-\Delta x}]}{2.\Delta x}$$

Pour tenir compte de l'inclinaison des encoches, il suffit juste de multiplier chaque harmonique de la FEM par son facteur d'inclinaison.

La courbe de la FEM simulée, superposée à celle calculée analytiquement est représentée sur la fig.III.2.

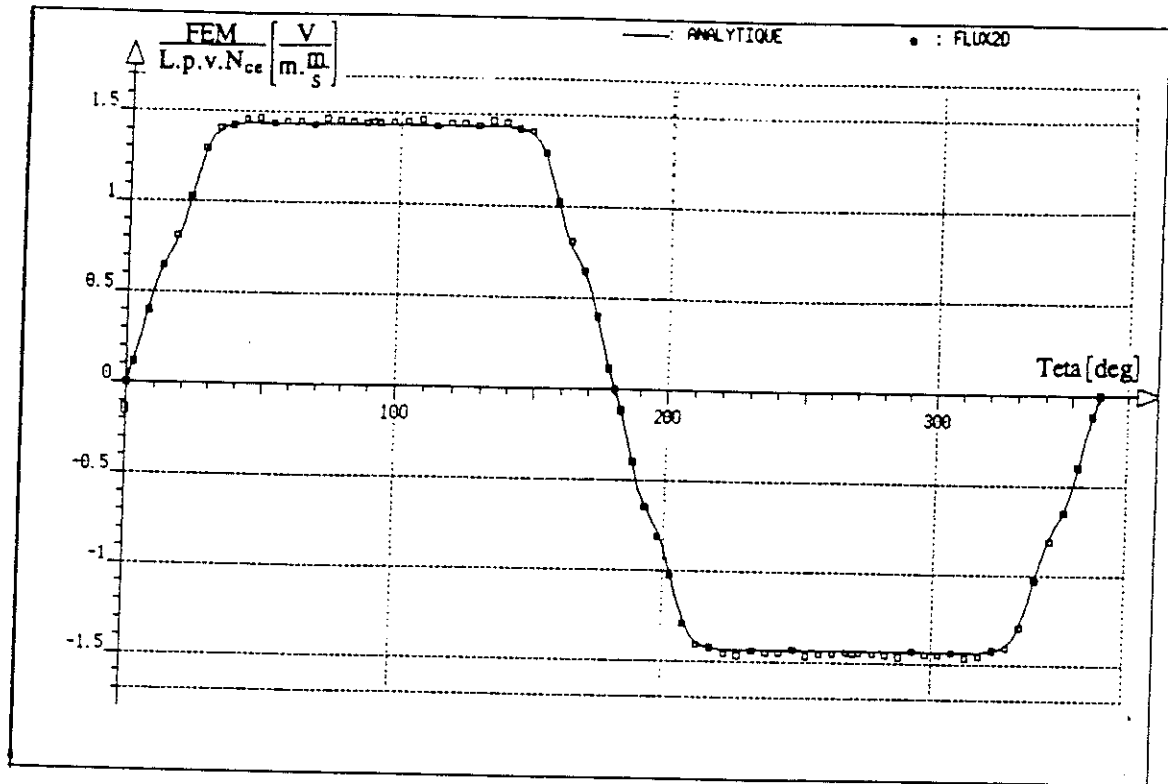


Fig.III.2. Superposition des FEM simples, l'une analytique et l'autre obtenue par simulation numérique.

L'homogénéisation effectuée sur le stator n'entraîne aucune répercussion sur la forme de la FEM à vide. Les deux résultats sont exactement identiques, ce qui prouve que les amplitudes et l'ordre des harmoniques ont été tous deux bien respectés.

III. CALCUL DES INDUCTANCES DE LA MACHINE

III.1. Introduction

Dans le cas où la perméabilité du circuit de fermeture de flux est infinie, une première partie de la chute de tension de la réaction d'induit est due au flux qui traverse l'entrefer. Une deuxième partie est due au flux de fuite dans la partie active de la machine et une troisième partie

est due au flux de fuite des tête des bobines. Si la machine n'est pas saturée, chacune de ces chutes de tension est proportionnelle au courant statorique et en avance de 90° par rapport à la force électromotrice de la machine [26].

L'inductance propre L_p d'une phase de la machine est donc décomposable en trois inductances élémentaires :

L_{pp} : Inductance principale, responsable du flux qui traverse l'entrefer.

L_{pe} : Inductance de fuites d'encoches, responsable du flux qui se reboucle dans les encoches sans sortir dans l'entrefer.

L_{pt} : Inductance des têtes de bobines, responsable du flux qui traverse la zone non active de la machine.

Cette décomposition est aussi valable pour l'inductance synchrone, les inductances associées seront notées L_{sp} , L_{se} , L_{st} .

Si notre modèle analytique permet de déterminer avec une grande précision le champ dans l'entrefer et dans l'aimant permanent, il ne peut pas le faire dans le stator à cause de son homogénéisation. Par conséquent seule la composante principale de l'inductance propre est calculée, celles relatives aux fuites d'encoches et aux têtes de bobines seront intégrées séparément par leurs formules empiriques classiques.

III.2. Inductance propre principale (L_{pp})

En se référant au chapitre II, paragraphe [IX.2.2.]. L'induction normale au niveau de l'interface entrefer-stator, produite par l'alimentation d'une phase placée au centre du pôle d'induit de la machine, s'écrit :

$$B_z = \sum_{n=1}^{\infty} B_n \cdot \cos(n\pi \frac{x}{\tau}) \quad n = 1,3,5,7,\dots$$

$$B_n = \frac{\mu_0 \tau N_{app} K_{dn} K_{fn} J_c \sqrt{\mu}}{n \pi} \cdot D$$

$$D = \frac{\text{sh}\left(\frac{n\pi\alpha}{\lambda \cdot \sqrt{\mu}}\right) \cdot \text{ch}\left(\frac{n\pi(\beta+\epsilon)}{\lambda}\right)}{\left[\text{sh}\left(\frac{n\pi(\beta+\epsilon)}{\lambda}\right) \cdot \text{ch}\left(\frac{n\pi\alpha}{\lambda \cdot \sqrt{\mu}}\right) + \frac{1}{\sqrt{\mu_x \mu_z}} \cdot \text{ch}\left(\frac{n\pi(\beta+\epsilon)}{\lambda}\right) \text{sh}\left(\frac{n\pi\alpha}{\lambda \cdot \sqrt{\mu}}\right) \right]}$$

Le flux par unité de longueur de la machine sous un pôle est :

$$\Phi_{\tau} \left[\frac{\text{Wb}}{\text{m}} \right] = 2 \sum_{n=1}^{\infty} B_n \int_0^{\frac{\tau}{2}} \cos \frac{n\pi x}{\tau} dx = 2 \sum_{n=1}^{\infty} B_n \cdot \frac{\tau}{n\pi} \cdot \sin \frac{n\pi}{2}$$

Le flux par unité de longueur de la machine, embrassé par toute la phase, est alors :

$$\Phi \left[\frac{\text{Wb}}{\text{m}} \right] = \sum_{n=1}^{\infty} .2.P.N_{ce}.N_{epp}.K_{dn}.B_n \cdot \frac{\tau}{n\pi} \cdot \sin \frac{n\pi}{2}$$

Par définition l'inductance d'une bobine est le rapport du flux qu'elle embrasse par le courant qui la traverse.

$$L_{pp} = \frac{\text{flux embrassé}}{\text{courant}} = \frac{\Phi}{I}$$

L'inductance propre principale par unité de longueur de la machine s'écrit donc, après arrangement et introduction de la densité de courant équivalente :

$$L_{pp} [\text{H/m}] = P.N_{ce}^2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{24 \cdot 10^{-7} N_{epp}^2 K_{dn}^2 K_{fn} \lambda \sqrt{\mu} N_{epp}}{m_1 \alpha n^2 \pi} \cdot D \cdot \sin \left(\frac{n\pi}{2} \right)$$

$$n = 1, 3, 5, 7 \dots$$

III.3. Inductance synchrone principale (L_{sp})

La machine est alimentée par un système triphasé équilibré. Considérons l'instant où les trois phases sont alimentées comme suit :

$$i_a = I \sqrt{2} \qquad i_b = -\frac{I}{2} \sqrt{2} \qquad i_c = -\frac{I}{2} \sqrt{2}$$

A cet instant et par rapport à l'axe de la phase (a), l'induction normale au niveau de l'interface entrefer-stator est :

$$B_z = \sum_{n=1}^{\infty} B_n \left[\cos\left(\frac{n\pi x}{\tau}\right) + \frac{1}{2} \cos\left(\frac{n\pi x}{\tau} + \frac{n\pi}{3}\right) + \frac{1}{2} \cos\left(\frac{n\pi x}{\tau} - \frac{n\pi}{3}\right) \right] \quad n=1,3,5,7,\dots$$

$$B_z = \sum_{n=1}^{\infty} B_n \left[1 + \cos\left(\frac{n\pi}{3}\right) \right] \cdot \cos\left(\frac{n\pi x}{\tau}\right) \quad n=1,3,5,7,\dots$$

Le flux par unité de longueur de la machine sous le pôle se calcule comme suit :

$$\oint_{\tau} \left[\frac{Wb}{m} \right] = 2 \sum_{n=1}^{\infty} B_n \left(1 + \cos\frac{n\pi}{3} \right) \int_0^{\frac{\tau}{2}} \cos\frac{n\pi x}{\tau} dx$$

$$\oint_{\tau} \left[\frac{Wb}{m} \right] = 2 \sum_{n=1}^{\infty} B_n \cdot \frac{\tau}{n\pi} \cdot \left(1 + \cos\frac{n\pi}{3} \right) \cdot \sin\frac{n\pi}{2}$$

Le flux par unité de longueur de la machine, embrassé par la phase (a) est alors

$$\oint \left[\frac{Wb}{m} \right] = \sum_{n=1}^{\infty} 2 \cdot P \cdot N_{ce} \cdot N_{epp} \cdot K_{dn} \cdot B_n \cdot \frac{\tau}{n\pi} \cdot \left(1 + \cos\frac{n\pi}{3} \right) \cdot \sin\frac{n\pi}{2}$$

A cet instant, l'axe du champ tournant coïncide avec l'axe de la phase (a), l'inductance synchrone principale s'écrira :

$$L_{sp} = \frac{\text{flux total embrassé par la phase (a)}}{\text{courant dans la phase (a)}} = \frac{\oint}{I \sqrt{2}}$$

Tout calcul fait, l'inductance synchrone principale par unité de longueur de la machine s'écrira

$$L_{sp} [H/m] = P \cdot N_{ce}^2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{24 \cdot 10^{-7} N_{epp}^2 K_{dn}^2 K_{fn} \lambda \sqrt{\mu} N_{epp}}{m_1 \alpha n^2 \pi} \cdot D \cdot \left(1 + \cos\frac{n\pi}{3} \right) \cdot \sin\left(\frac{n\pi}{2}\right)$$

$$n = 1,3,5,7 \dots$$

III.4. Inductance mutuelle

Nous alimentons la phase (c) seule et nous calculons le flux embrassé par la phase (a)

$$\oint_{\tau} \left[\frac{Wb}{m} \right] = \sum_{n=1}^{\infty} B_n \cdot \int_{-\frac{\tau}{2}}^{\frac{\tau}{2}} \cos\left(\frac{n\pi x}{\tau} - \frac{n\pi}{3}\right) dx = -2 \sum_{n=1}^{\infty} B_n \int_0^{\frac{\tau}{6}} \cos\left(\frac{n\pi x}{\tau}\right) dx$$

$$\oint \left[\frac{Wb}{m} \right] = - \sum_{n=1}^{\infty} 2 \cdot P \cdot N_{ce} \cdot N_{epp} \cdot K_{dn} B_n \cdot \frac{\tau}{n\pi} \cdot \sin\frac{n\pi}{6} \quad n=1,3,5,7,\dots$$

En suivant les mêmes étapes de calcul des inductances propre et synchrone, l'inductance mutuelle par unité de longueur de la machine s'écrira :

$$L_m [H/m] = P \cdot N_{ce}^2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{-24 \cdot 10^{-7} N_{epp}^2 K_{dn}^2 K_{fn} \lambda \sqrt{\mu} N_{epp}}{m_1 \alpha n^2 \pi} \cdot D \cdot \sin\left(\frac{n\pi}{6}\right)$$

$$n = 1,3,5,7 \dots$$

III.5. Comparaison avec un calcul numérique

Nous reprenons toujours le même exemple de simulation paragraphe (IX.2.3), chapitre.II, fig.II.19 . Dans une première simulation, seule la phase (a) est alimentée. Nous calculons les harmoniques de l'induction au niveau de l'interface stator-entrefer. Nous constatons bien que les harmoniques paires sont absentes et que les harmoniques impaires sont soit en phase soit en opposition de phase.

L'inductance propre principale et l'inductance mutuelle sont calculées comme suit :

$$L_{pp} [H/m] = P \cdot N_{ce}^2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2 \cdot \tau \cdot \hat{B}_n K_{dn} N_{epp}}{l \cdot \pi \cdot n}$$

$$L_m [H/m] = P \cdot N_{ce}^2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2 \cdot \tau \cdot \hat{B}_n K_{dn} N_{epp} \sin\left(\frac{n\pi}{6}\right)}{l \cdot \pi \cdot n \cdot \sin\left(\frac{n\pi}{2}\right)}$$

$$n = 1,3,5,7 \dots$$

I : La somme des courants dans une encoche de la phase (a) .

Dans une seconde simulation, nous alimentons la phase (a) par un courant i et les phases (b) et (c) par un courant $-i/2$.

L'inductance synchrone principale se calcule alors comme suit :

$$L_{ps} [\text{H/m}] = P \cdot N_{ce}^2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2 \cdot \tau \cdot \hat{B}_n \cdot K_{dn} \cdot N_{ep}}{l \cdot \pi \cdot n} \quad n = 1, 3, 5, 7 \dots$$

I : La somme des courants dans une encoche de la phase (a) .

Les résultats de simulation confrontés à ceux trouvés par le calcul analytique sont regroupés dans le tableau suivant (n représente l'ordre de l'harmonique de l'induction) :

		n=1	n=63	Ecart relatif
Analytique	Lsp [mH]	37.91 L.p. N _{ce} ²	39.96 L.p. N _{ce} ²	5%
	Lpp [mH]	25.27 L.p. N _{ce} ²	29.02 L.p. N _{ce} ²	13%
	Lm [mH]	-12.63 L.p. N _{ce} ²	-10.94 L.p. N _{ce} ²	15%
FLUX 2D	Lsp [mH]	37.45 L.p. N _{ce} ²	39.23 L.p. N _{ce} ²	4.5%
	Lpp [mH]	25.01 L.p. N _{ce} ²	28.36 L.p. N _{ce} ²	12%
	Lm [mH]	-12.50 L.p. N _{ce} ²	-10.79 L.p. N _{ce} ²	16%
Ecart relatif	Lsp [mH]	2%	1.2%	
	Lpp [mH]	2.3%	1%	
	Lm [mH]	1.4%	1%	

Tab.III.1. Comparaison des inductances calculées analytiquement avec celles obtenues par simulation numérique.

Nous comparons les valeurs des inductances calculées à partir du fondamental de l'induction avec celles calculées en prenant en compte les harmoniques supérieurs jusqu'à l'ordre 63 (horizontalement sur le tableau III.1). Nous comparons aussi les valeurs des inductances calculées analytiquement avec celles calculées numériquement par la méthode des éléments finis sur le logiciel FLUX2D ; une fois en s'intéressant à celles calculées à partir du fondamental de l'induction uniquement puis une autre fois à celles calculées à partir d'un ensemble d'harmonique allant jusqu'à l'ordre 63.

Nous faisons observer que pour des nombres d'harmoniques égaux, les inductances calculées analytiquement ne s'écartent pas plus de 2% de celles obtenues par simulation numérique. En revanche, nous avons constaté, aussi bien analytiquement que par simulation et pour les différentes inductances, que plus le nombre d'harmoniques de l'induction est élevé, plus l'écart des inductances par rapport à celles calculées à partir du fondamental se fait sentir. Nous pouvons aussi vérifier une notion de base de la théorie des machines électriques basée sur des grandeurs sinusoïdales pures. En effet, pour le fondamental de l'induction, nous avons :

$$L_m = -\frac{1}{2} \cdot L_{pp}$$

$$L_{sp} = L_{pp} - L_m = L_{pp} + \frac{1}{2} \cdot L_{pp} = \frac{3}{2} \cdot L_{pp}$$

IV. TEST SUR DEUX MACHINES REELLES

IV.1. Introduction

Dans le travail qui suit, nous analyserons les résultats obtenus sur deux machines de structures complètement différentes : l'une discoïdale et l'autre cylindrique. Ceci nous permettra de dégager quelques éléments pour la généralisation du modèle développé et son application aux machines à aimants permanents sans pièces polaires.

IV.1. FEM à vide d'une machine disque

La machine considérée est une machine discoïdale, d'une puissance de 300 kW , construite au laboratoire au sein de l'équipe matériaux magnétique [3], et c'est à son relevé expérimental que nous confrontons notre résultat analytique.

C'est une machine composée de trois disques rotoriques et de deux stators en forme d'anneau. Elle possède deux encoches par pôle et par phase, deux conducteurs par encoche, et chaque disque supporte cinq paires de pôles. Les aimants sont des Samarium Cobalt Sm_2Co_{17} . Le relevé expérimental de la FEM à vide a été effectué à la vitesse de rotation de 1500 tr/min.

La fig.III.3. montre une vue éclatée d'un module de cette machine.

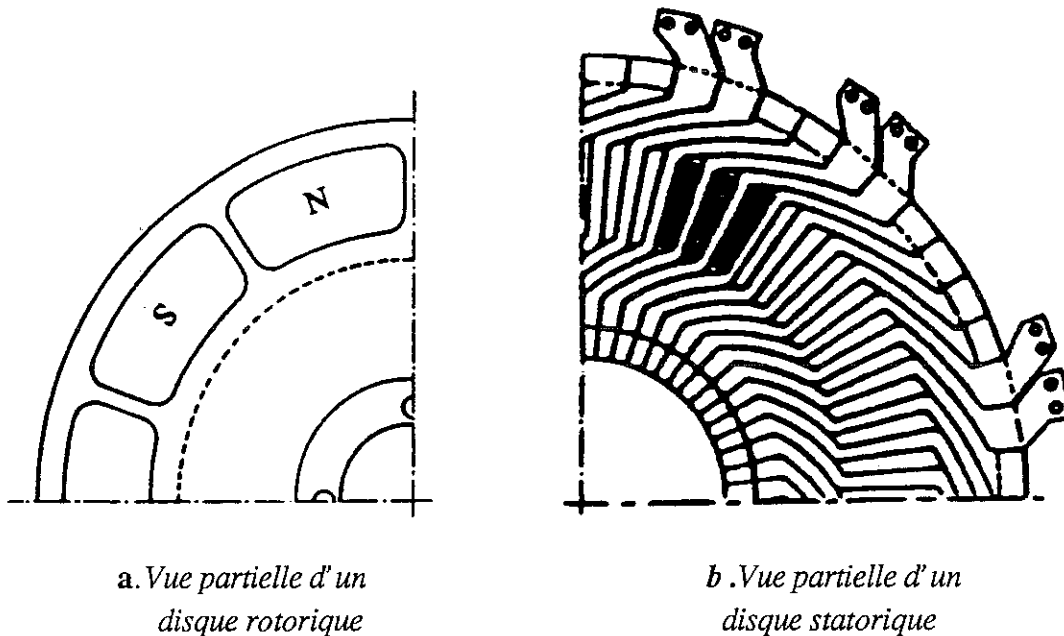


Fig.III.3. *Vue éclatée d'un module de la machine disque*

Pour l'utilisation de notre modèle analytique, nous prenons, sur un pôle de la machine, une coupe suivant le rayon moyen de la zone active, et nous la rabattons sur le plan pour obtenir une zone complètement parallélépipédique. Dans cette opération, seule la dimension radiale semble être affectée, mais il faut remarquer qu'en prenant le rayon moyen de la zone active, la surface de l'aimant qui fait face aux conducteurs reste inchangée. Par conséquent, l'effort global dans l'entrefer de la machine reste également inchangé.

Les résultats de comparaison sont présentés sur la fig.III.4. et la fig.III.5.

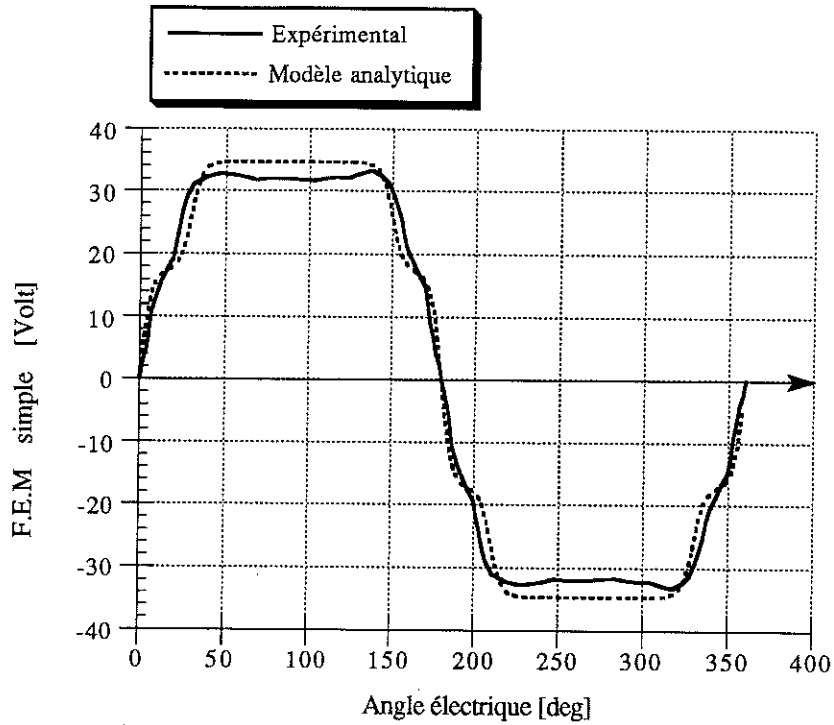


Fig.III.4. Superposition des FEM simples, expérimentale et calculée analytiquement, de la machine disque à 1500 tr/min.

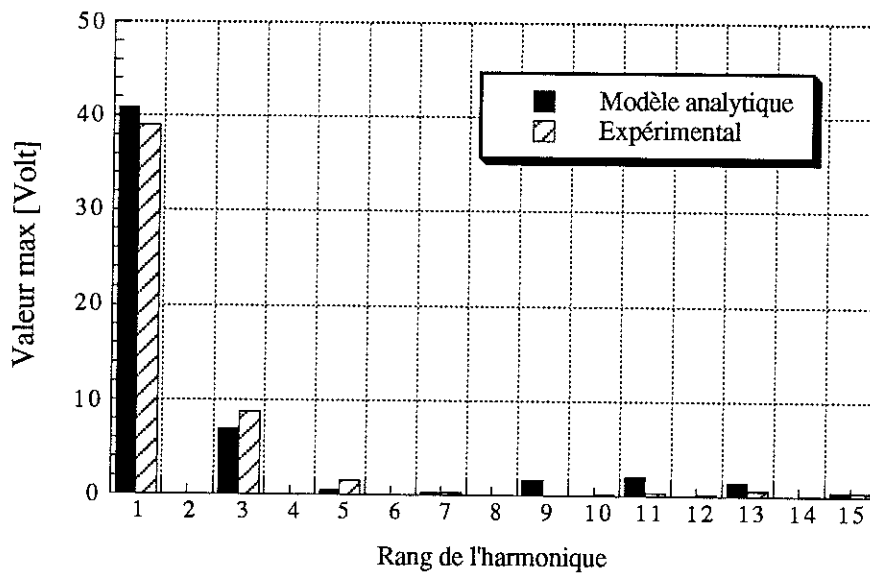


Fig.III.5. Analyse spectrale des FEM simples, expérimentale et calculée analytiquement, de la machine disque (1500 tr/min).

La bonne concordance entre le calcul analytique et le relevé expérimental est à remarquer, l'écart sur le fondamental de la FEM n'est que de 5%. Ceci confirme la validité du calcul bidimensionnel en coordonnées cartésiennes des structures discoïdales.

IV.2. FEM à vide d'une machine cylindrique

La machine cylindrique étudiée (de construction industrielle) est à inducteur lisse. Les aimants, orientés radialement, sont collés sur la surface d'un noyau magnétique de façon à constituer les pôles de la machine. On obtient ainsi une structure classique de machine à aimants permanents sans pièces polaires, utilisée en particulier dans le cas d'aimants terre-rares.

Les caractéristiques générales de la machine sont fournies ci-dessous

Puissance nominale	10kW
Nombre de paires de pôles	2
Nombre d'encoches par pôle et par phase	3
Nombre de conducteurs par encoche	5

La machine est à encoches inclinées d'un pas dentaire.

Les aimants sont des Samarium Cobalt $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$

Sur chaque pôle, nous avons 5 rangées d'aimants, réalisées par 12 aimants collés côte à côte.

Le relevé expérimental de la FEM à vide à été effectué à la vitesse de rotation de 1500 tr/min.

La fig.III.6. représente un pôle de cette machine.

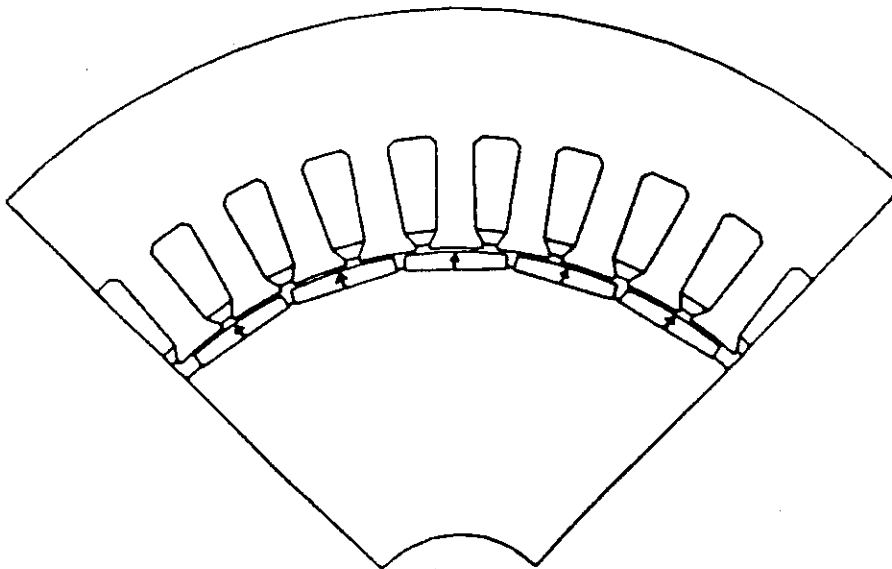


Fig.III.6. Représentation d'un pôle de la machine cylindrique

Pour pouvoir utiliser notre modèle analytique sur cette machine, nous sommes amenés à remplacer l'ensemble des aimants réels par un seul aimant fictif d'aimantation radiale, en ignorant les espaces inter-aimants. En effet, le modèle que nous avons mis à jour n'envisage que la structure de base (chapitre II, paragraphe VI.2) prenant en compte un aimant polaire avec ou sans aimants azimutaux de part et d'autre. Une structure avec plusieurs aimants polaires est tout à fait calculable telle qu'elle se présente, mais ce n'est pas le but de cette étude.

Les aimants réels sont de forme parallélépipédique, dont la face faisant face aux encoches est légèrement arrondie sur les cornes, l'autre face est légèrement enfoncée dans le fer du rotor afin d'augmenter leur tenue mécanique. Dans la transformation que nous effectuons, la hauteur de l'aimant et son aimantation restent inchangées, seuls les espaces entre les aimants sont supprimés. Ces aimants seront aussi juste collés sur la surface du rotor fig.III.7 . Il s'en suit que la FEM que nous espérons sera bien entendu surestimée.

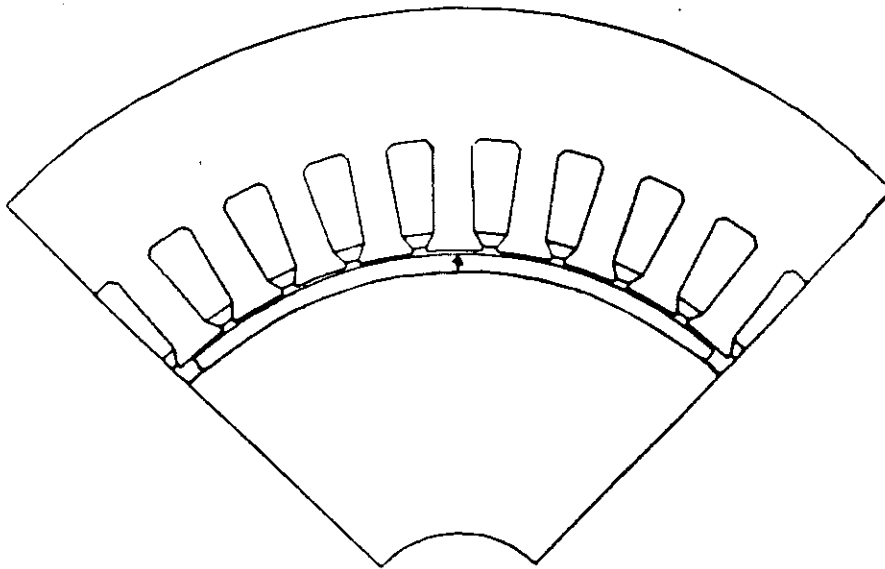


Fig.III.7. *Représentation d'un pôle transformé de la machine cylindrique*

Les résultats de comparaison sont présentés sur la fig.III.8. et fig.III.9 .

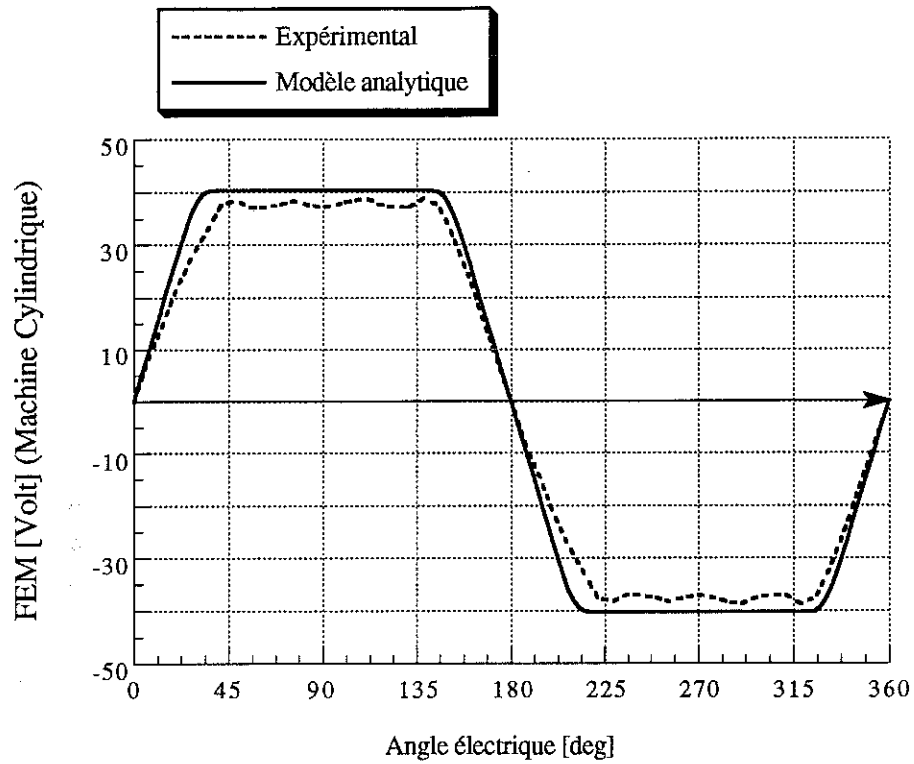


Fig III.8. Superposition des FEM simples, expérimentale et calculée analytiquement, de la machine cylindrique à 1500 tr/min.

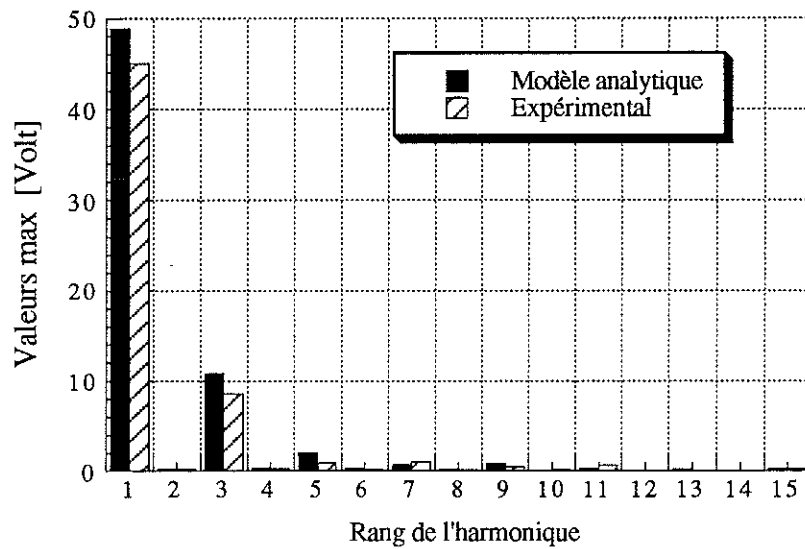


Fig.III.9. Analyse spectrale des FEM simples, expérimentale et calculée analytiquement, de la machine cylindrique (1500 tr/min).

Notons la bonne concordance une deuxième fois entre notre calcul analytique et la mesure expérimentale. Vu la différence entre la structure réelle de la machine et celle prise dans notre modèle (la constitution du pôle réel et du pôle fictif), l'écart de 8 % sur le fondamental de la FEM est très correct. La disparition dans notre modèle des fluctuations sur la forme de la FEM est évidente, car les creux observés sur la FEM expérimentale proviennent principalement de la chute de l'induction entre deux aimants voisins.

Là encore, nous avons une validation du modèle cartésien en deux dimensions concernant les machines cylindriques. Cette conclusion, si elle est vraie pour cette machine avec une faible épaisseur de la zone active comparée au rayon d'alésage de la machine, doit être prise avec précaution lorsque la zone active a des proportions comparables au rayon d'alésage car dans ce cas la transformation dans le plan cartésien ne laissera sans doute pas le calcul de champ sans erreur.

IV.3. Couple statique en fonction de l'angle interne (machine disque)

Un relevé expérimental a été effectué sur la machine discoïdale[3]. Il consiste à alimenter, en série, à rotor bloqué, deux des trois phases de la machine par un courant continu, puis à mesurer le couple statique résultant en fonction de la position de l'axe d'un pôle inducteur par rapport à l'axe de symétrie des encoches alimentées, fig.III.10 .

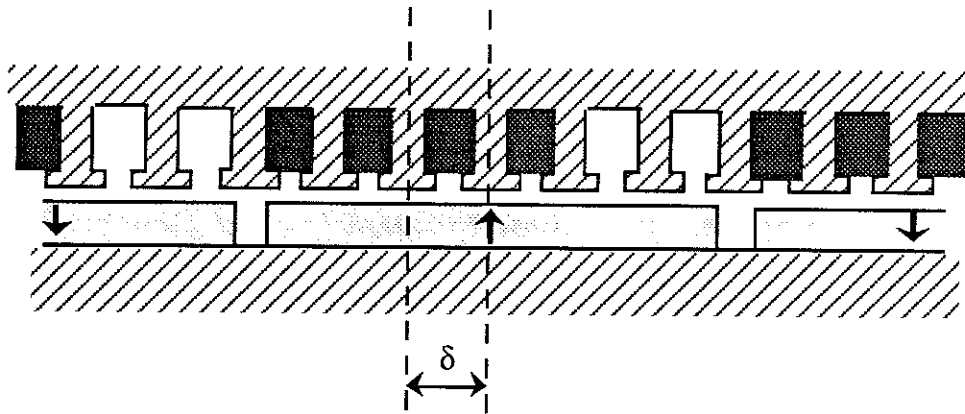


Fig.III.10. Représentation du décalage entre l'axe du pôle inducteur et l'axe de symétrie des encoches alimentées

La même situation a été reproduite analytiquement sur notre modèle et les résultats sont tout à fait cohérents fig.III.11.

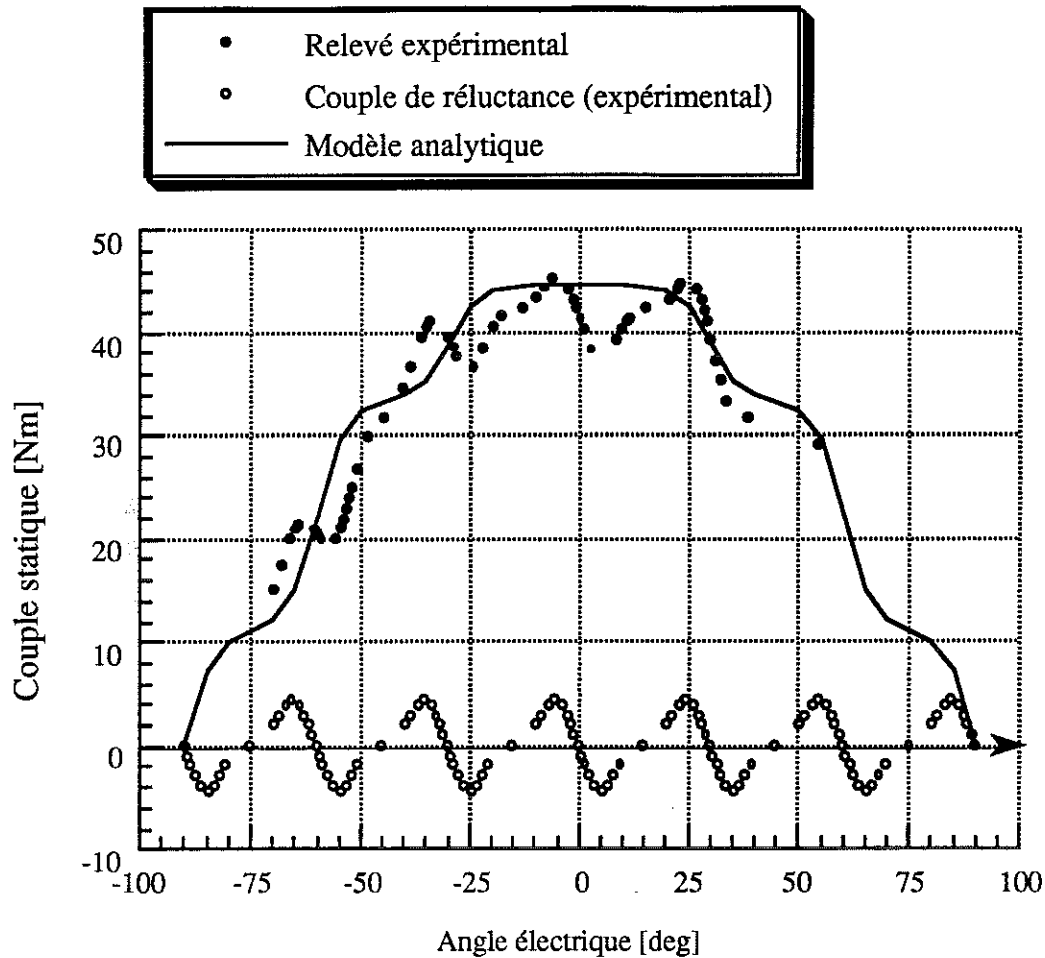


Fig.III.11. *Le couple en fonction de l'angle interne*

La première constatation sur les courbes de la figure.III.11. est la présence des ondulations sur le couple statique expérimental, chose évidente à cause de la superposition du couple de réluctance d'encoche sur le couple électromagnétique produit par l'interaction aimant-courants statoriques. Dans notre modèle, ce couple de réluctance est complètement masqué à cause de l'homogénéisation effectuée sur le stator. Pour séparer ces deux phénomènes, le couple de réluctance a été relevé expérimentalement, la machine n'étant pas alimentée.

Le disque rotorique de la machine est amagnétique, par conséquent les inductances directe et en quadrature sont sensiblement égales et le couple de la machine n'est la somme que du couple électromagnétique dû à l'interaction des aimants et des courants statoriques et du couple de réluctances d'encoches. Dans cette expérience la machine n'étant pas saturée, la perméabilité des dents statoriques est sensiblement la même à vide et en charge. En retranchant point par point le couple de réluctance du couple expérimental total, nous retrouvons le résultat de notre calcul analytique avec un écart relatif égal à celui observé sur la FEM, ce qui valide le calcul de couple de cette machine à partir de la force exercée par le champ statorique sur les masses magnétiques représentatives des aimants.

V. CONCLUSION

A travers le travail que nous avons effectué dans ce chapitre, nous avons pu vérifier la validité du calcul des inductances et de la FEM à vide de la machine. Ces deux paramètres essentiels seront intégrés dans les équations électriques de la machine lorsqu'on étudiera la machine liée à son convertisseur statique. Cette étude fera l'objet du chapitre suivant.

Si ce modèle s'avère beaucoup plus réaliste pour une structure en disque qui ne peut pas être étudiée autrement (sauf en trois dimensions), ce n'est pas le cas pour une structure cylindrique lorsque l'épaisseur de la zone active est assez grande vis-à-vis du rayon d'alésage.

L'homogénéisation du stator masque le couple de réluctance dû aux encoches statoriques. Pour en tenir compte, l'induction dans l'entrefer calculée en considérant le stator sans encoches sera modulée par une perméance relative qui tiendra compte de la périodicité des dents et des encoches de perméabilités très différentes. Cette perméance relative représente le rapport entre la perméance de l'entrefer avec stator encoché et celle avec stator lisse [40]. C'est une proposition que nous n'avons pas traité pour le moment.

CHAPITRE IV

Etude paramétrique

I. INTRODUCTION

Dans ce chapitre nous allons essayer d'analyser l'influence des paramètres géométriques, notamment les dimensions relatives des aimants, sur les performances de la machine, une fois dans le cas d'une alimentation sinusoïdale et une autre fois dans le cas d'une alimentation deux phases. Après une réflexion préliminaire sur ce problème, nous ferons une étude très simplifiée du cas d'une machine à fem trapézoïdale parfaite (plat de 120° électrique). Nous présenterons ensuite le mode de commande deux phases qui a été retenu pour une étude plus approfondie.

Le modèle analytique de la machine, développé précédemment (chapitre II et III), sera enfin utilisé pour faire une étude plus générale de l'ensemble machine-convertisseur, cette étude cherche à faire ressortir l'influence des paramètres géométriques sur les performances de la machine.

II. ETUDE DE LA MACHINE LIEE A SON CONVERTISSEUR

II.1. Réflexion préliminaire sur la commande deux phases

Lorsque on observe une machine synchrone à aimants en surface, on s'aperçoit souvent que la forme de sa fem s'écarte beaucoup de la forme trapézoïdale idéale, à cause de la distribution des phases. En effet, l'obtention d'une fem avec un plat de 120° électrique n'est possible que si la machine ne possède qu'une seule encoche par pôle et par phase [36]. La longueur de plat dans ce cas est directement fonction de la largeur de l'aimant. En revanche, plus le nombre d'encoches par pôle et par phase augmente, plus la fem tend vers une sinusoïde, à cause de la superposition des flux vus par les différentes sections du bobinage. Ces imperfections de la fem induisent de sévères ondulations du couple et abaissent sa valeur moyenne.

Pour pallier à ces imperfections, différentes études ont été menées essentiellement sur la commande de la machine [4],[35],[36]. Ces procédés sont basés sur la recherche d'une loi d'évolution du courant dans la machine pendant la commutation, pour maintenir le couple constant. Ceci amène naturellement une modulation du courant d'attaque, modulation, bien entendu, synchronisée avec la position du rotor. Etant donné la complexité de ces procédés, nous avons jugé intéressant d'agir autrement : c'est à dire chercher une distribution de l'induction dans l'entrefer de manière à ce que la forme de la fem induite compense convenablement les imperfections des courants.

L'idée est donc d'utiliser un aimant qui n'occupe pas tout l'arc polaire et d'exploiter la zone restante en mettant des aimants d'aimantation tangentielle à l'entrefer. Ces aimants modifieront l'induction localement et serviront à compenser la chute de couple provoquée par la montée progressive du courant.

Notre modèle analytique nous fournit la fem en fonction des paramètres géométriques de la machine. En associant la machine à son convertisseur, nous aurons la forme des courants, et par conséquent, la forme du couple résultant. Il est donc tout à fait possible, à partir de cela, d'envisager un processus itératif qui recherchera la structure la mieux adaptée pour un problème donné.

II.2. Alimentation des machines synchrones à aimants permanents

a. Alimentation sinusoïdale

Ce type d'alimentation est utilisé principalement pour les machines à fem sinusoïdales, lorsque le contrôle du couple doit être performant. Le fonctionnement de la machine est quasi idéal, les fluctuations du couple peuvent être minimes.

Ces dispositifs sont généralement associés à un capteur de position (robotique) qui est utilisé pour l'asservissement et pour la commande elle même [4]. Néanmoins, des solutions sans capteurs de position ont été développées [39].

b. Alimentation deux phases

Cette technique s'est imposée dans les applications de forte puissance (propulsion de navire, traction électrique ...), à cause du temps de commutation suffisant permettant de manipuler des courants très forts. Elle est très intéressante pour les machines à fem trapézoïdales, car dans ce cas, on peut obtenir un minimum d'ondulation de couple [4]. Les formes d'onde des courants sont obtenues en alimentant à tout instant deux des trois phases de la machine. On définit alors des zones où les courants sont constants et des zones où les courants sont nuls (fig IV.1). Chaque zone correspond à une configuration de l'onduleur. Les bras commandés sont sélectionnés en fonction de la position du rotor [4],[36]. Le champ statorique n'est alors plus tournant d'une façon continue, comme c'est le cas en alimentation triphasée, mais fait des sauts de soixante degrés électriques, en restant dans chaque position le temps que le rotor se déplace d'un tiers du pas polaire.

c. Etude théorique simplifiée des modes d'alimentations

Dans ce qui suit, nous allons comparer d'une façon très simplifiée le couple électromagnétique produit par une machine à fem trapézoïdale idéale, c'est à dire possédant un plat supérieur ou égal à 120° , alimentée soit en créneaux de courant soit en courant sinusoïdal.

En alimentation en créneau de courant, (fig.IV.1) dans le cas où le fondamental du courant est en phase avec celui de la fem, le couple électromagnétique résultant est complètement lisse et indépendant de la vitesse et de la position de rotor.

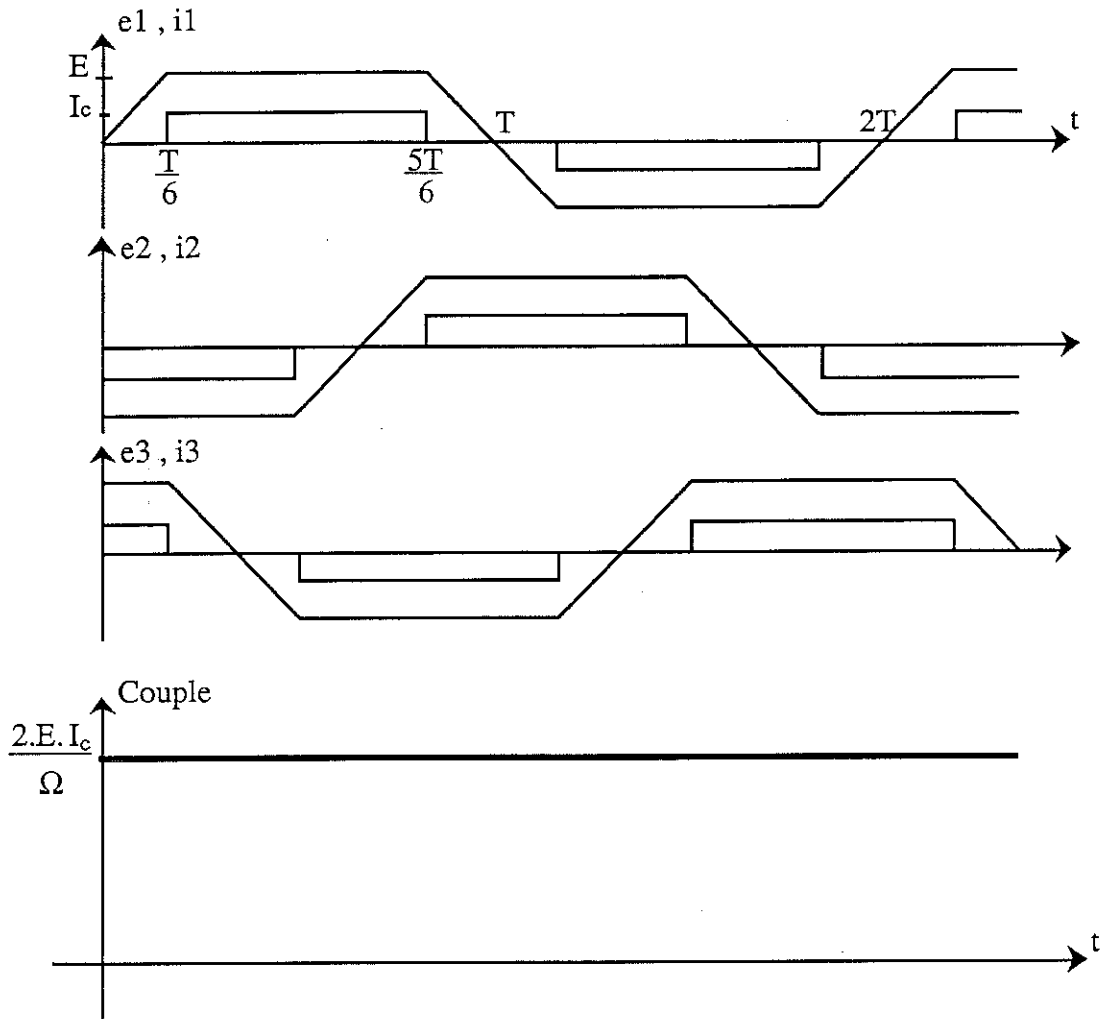


Fig.IV.1. Le couple résultant d'une alimentation en créneaux de courants

$$\Gamma_c = \frac{1}{\Omega} (e_1 i_1 + e_2 i_2 + e_3 i_3) = \frac{2.E.I_c}{\Omega}$$

$$\frac{\Delta \Gamma_c}{\Gamma_c} = 0$$

En alimentation en courant sinusoïdal fig.IV.2., le couple électromagnétique moyen est produit par l'interaction du fondamental de la fem et du courant sinusoïdal, les autres harmoniques de la fem seront responsables des pulsations du couple.

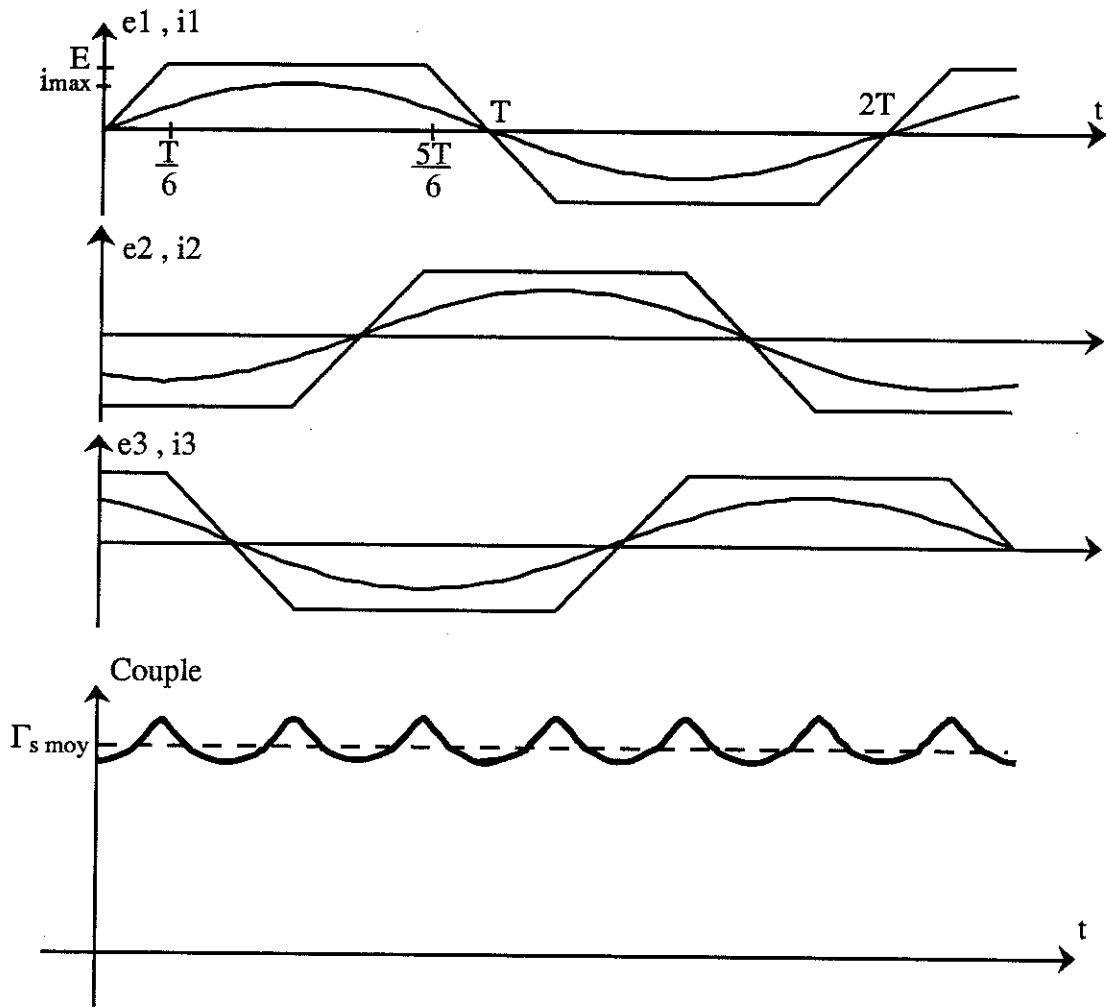


Fig IV.2. Le couple résultant d'une alimentation en courants sinusoïdaux

$$\Gamma_{s \text{ moy}} = \frac{1}{\Omega} \cdot \frac{3}{2} \cdot e_{1 \text{ max}} \cdot i_{\text{max}}$$

$e_{1 \text{ max}}$: fondamental de la fem de la machine .

La décomposition en série de Fourier de la fem est la suivante :

$$E(\theta) = \frac{24 \cdot E}{\pi^2} \left[\frac{1}{2} \sin \theta + \frac{1}{3^2} \sin 3\theta + \frac{1}{2 \cdot 5^2} \sin 5\theta - \frac{1}{2 \cdot 7^2} \sin 7\theta + \dots \right]$$

$$\Gamma_{s \text{ moy}} = \frac{1}{\Omega} \frac{3}{2} \frac{12.E}{\pi^2} .i_{\text{max}} = \frac{1}{\Omega} \frac{18.E}{\pi^2} .i_{\text{max}}$$

$$\Gamma_{s \text{ max}} = \frac{E.i_{\text{max}} + 2.E.i_{\text{max}}\sin(30^\circ)}{\Omega} = \frac{2.E.i_{\text{max}}}{\Omega}$$

$$\Gamma_{s \text{ min}} = \frac{2.E.i_{\text{max}}\sin(60^\circ)}{\Omega} = \frac{E.\sqrt{3}.i_{\text{max}}}{\Omega}$$

$$\frac{\Delta\Gamma_s}{\Gamma_{s \text{ moy}}} = 14.7 \%$$

Les pertes Joule sont proportionnelles à la valeur efficace du courant quelle que soit sa forme. A pertes Joule égales, donc à courants efficaces égaux, nous calculerons le rapport entre les deux couples résultants.

Notons que la valeur efficace du créneau de courant est

$$I_{c \text{ eff}} = I_c \cdot \sqrt{\frac{2}{3}}$$

$$\frac{\Gamma_c}{\Gamma_{s \text{ moy}}} = \frac{\sqrt{3}.\pi^2}{18} = 0.95$$

Cette brève étude théorique très simplifiée, dans laquelle les fem et les courants sont considérés parfaits, montre d'abord que le couple produit par une alimentation en créneaux de courant est complètement lisse, alors que l'alimentation par courant sinusoïdal produit systématiquement des ondulations du couple estimées à 15 % du couple moyen. Si nous regardons maintenant, à pertes Joule fixes, la valeur moyenne du couple, l'alimentation par courant sinusoïdal permet un couple moyen de 5% plus élevé que le couple produit par alimentation en créneaux de courant.

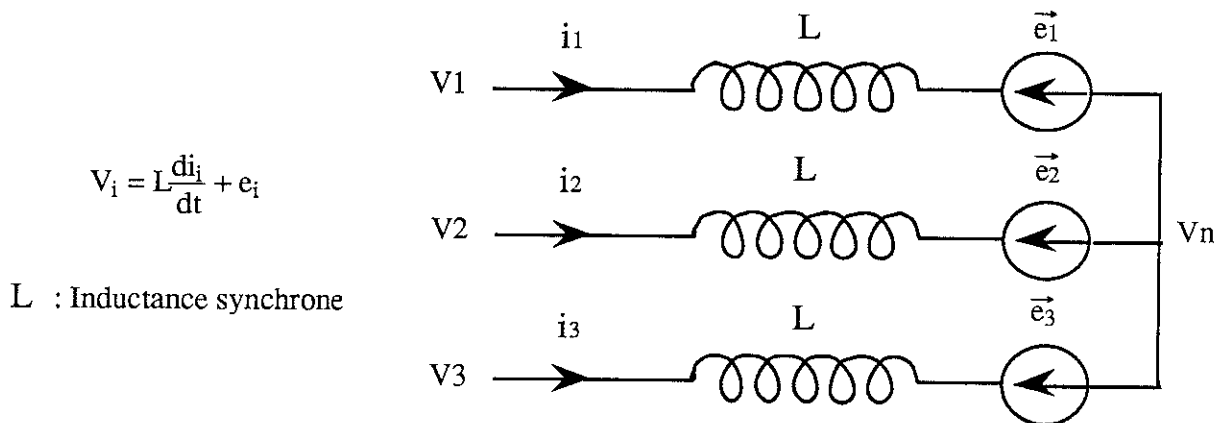
Cependant, ces résultats purement idéalisés ne reflètent pas la réalité, car les formes des fem et des courants dans la machine (comme nous le verrons plus loin) ne sont pas si parfaits. Par exemple, un courant en créneaux (supposés à montée raide) présente toujours un temps de montée et un temps de descente dus aux inductances de la machine. Ces temps d'établissement, aussi petits soient-ils, provoquent des creux plus ou moins marqués dans le couple de la machine. Ceci nous a poussé à nous intéresser à cette question, pour analyser et mettre en évidence l'impact de la forme réelle du courant sur les performances de la machine.

d. Modèle mathématique simplifié de la machine

La machine considérée est une machine synchrone triphasée à aimants permanents en surface.

- Les trois phases sont symétriques et couplées en étoile.
- La machine n'est pas saturée, et le flux produit par les aimants est indépendant des courants statoriques.
- La chute de tension résistive est négligée.

En convention moteur, nous aurons le circuit équivalent suivant [36] :



II.3. Système de contrôle deux phases

Nous avons travaillé sur le système de contrôle [22] [23] représenté sur la fig.IV.3.

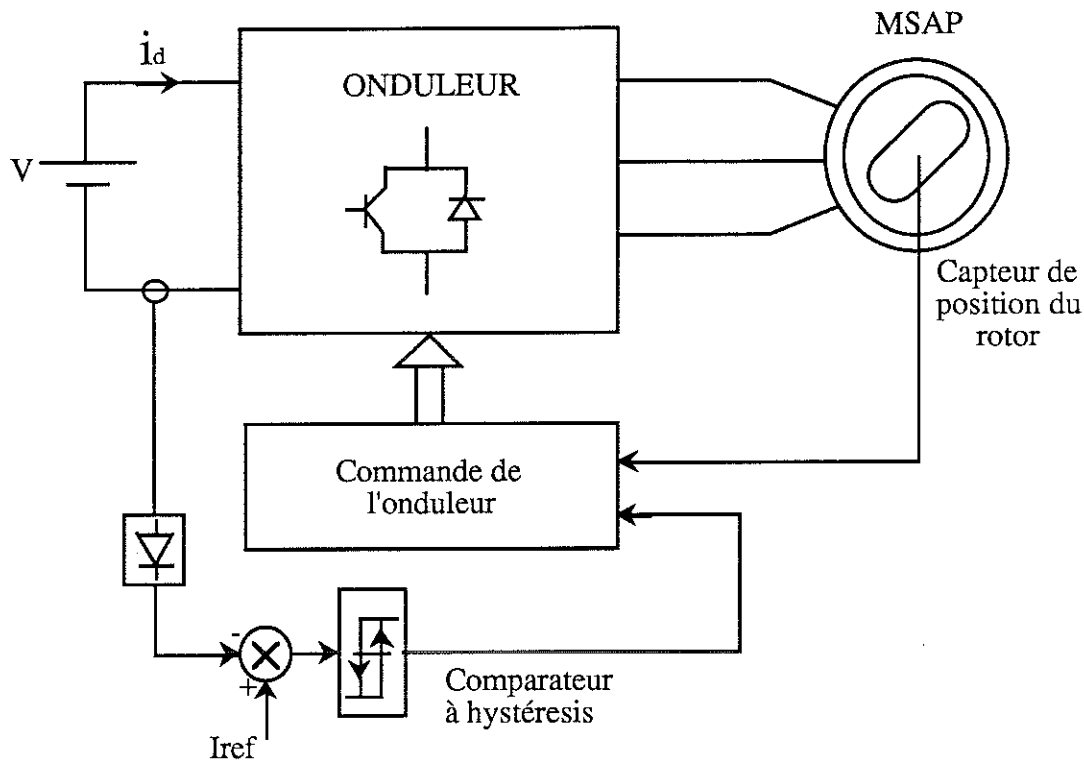


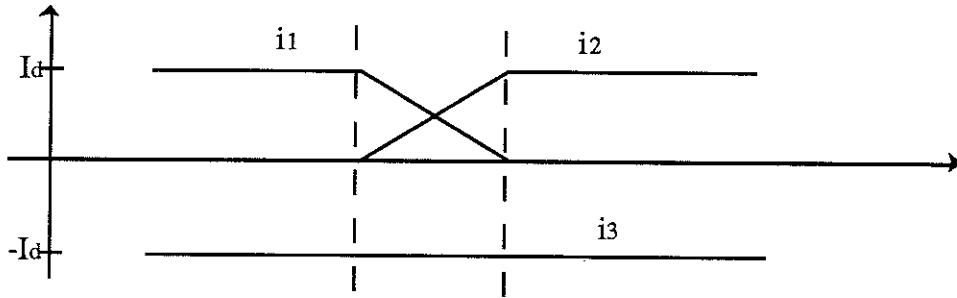
Fig.IV.3. *Système d'alimentation de la machine*

L'avantage de ce système adapté à une commande deux phases est d'abord sa simplicité de mise en oeuvre (peu de composants, faible coût...). Nous évitons de contrôler le courant durant la commutation (faible fréquence de découpage, meilleur rendement des composants de puissance...). Nous n'avons pas besoin de suivre le courant dans chaque phase, puisque entre deux commutations successives, le courant I_d à l'entrée de l'onduleur est exactement le courant qui traverse les deux phases conductrices. Entre deux commutations successives, le courant oscille à l'intérieur de sa bande d'hystérésis. Pour mener notre étude, nous allons le considérer complètement lisse.

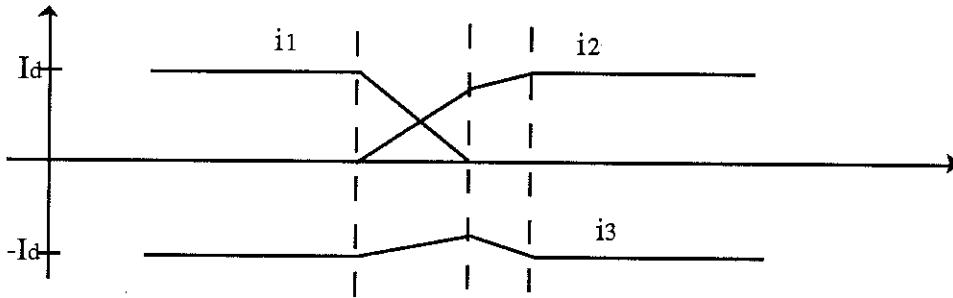
II.3.1. Séquences de commutation

Considérons la commutation de la phase 1 à la phase 2. Avant cette commutation, le circuit de conduction est représenté fig.IV.3.a. Les transistors T1, T6 conduisent. Au moment où nous ouvrons T1 et nous fermons T2, le courant qui circulait dans T1, bascule instantanément vers la diode en antiparallèle D4 et à partir de cet instant, le circuit de conduction sera représenté fig.IV.3.b. A partir de cette configuration, trois cas peuvent se produire [22].

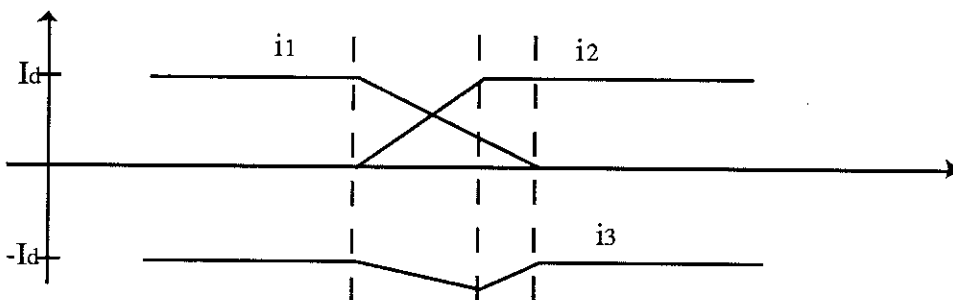
Cas 1 : Le courant i_1 s'annule au moment où i_2 atteint la valeur I_{ref} , la commutation est terminée et le circuit de conduction qui suivra est représenté en fig.IV.3.d. Ce cas se rencontre aux vitesses moyennes lorsque la fem est proche du quart de la tension à l'entrée de l'onduleur.



Cas 2 : Le courant i_1 s'annule avant que i_2 n'atteigne I_{ref} , le circuit suivant est représenté fig.IV.3.d. La commutation ne sera finie que lorsque i_2 atteigne I_{ref} . Ce cas est typique des hautes vitesses lorsque la fem est supérieure au quart de la tension à l'entrée de l'onduleur.



Cas 3 : Le courant i_2 atteint I_{ref} avant que i_1 ne soit complètement nul, le comparateur à hystérésis entre en action et ouvre T2 et T6. Le circuit résultant est alors représenté en fig.IV.3.c. Le comparateur restera toujours en action jusqu'à l'extinction de i_1 pour passer enfin au circuit de la fig.IV.3.d. Ce cas correspond aux basses vitesses lorsque la fem est inférieure au quart de la tension à l'entrée de l'onduleur.



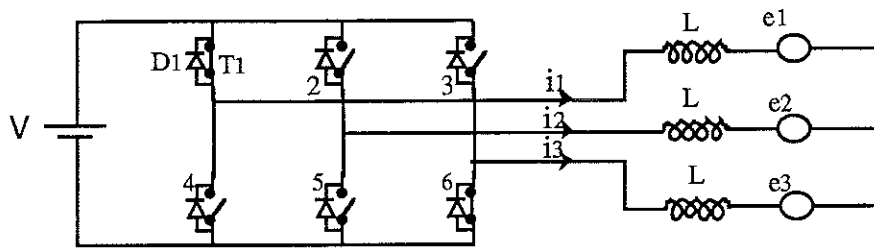
Circuit a

Fig.IV.3.a.

$$i_1 = -i_3 = I_d$$

$$i_2 = 0$$

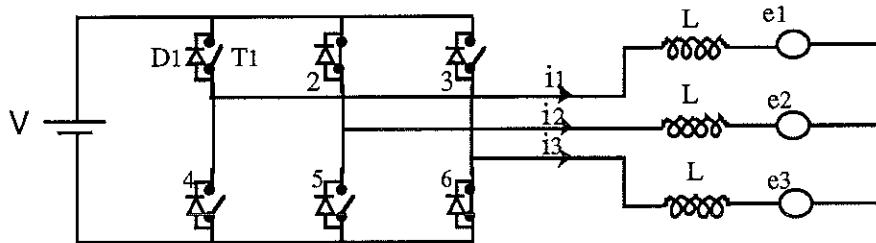
Circuit b

Fig.IV.3.b.

$$V = L \frac{di_2}{dt} - L \frac{di_3}{dt} + e_2 - e_3$$

$$0 = L \frac{di_1}{dt} - L \frac{di_3}{dt} + e_1 - e_3$$

$$i_3 = -i_1 - i_2$$

Après résolution du système d'équation ci-dessus, nous arrivons à :

$$\frac{di_1}{dt} = \frac{-V - 2.e_1 + e_2 + e_3}{3.L}$$

$$\frac{di_2}{dt} = \frac{2.V + e_1 - 2.e_2 + e_3}{3.L}$$

$$\frac{di_3}{dt} = \frac{-V + e_1 + e_2 - 2.e_3}{3.L}$$

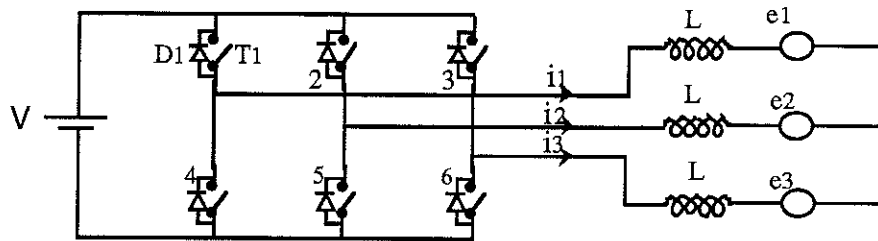
Circuit c

Fig.IV.3.c.

$$V = L \cdot \frac{di_3}{dt} + e_3 - e_2$$

$$0 = L \cdot \frac{di_1}{dt} + e_1 - e_2$$

$$i_3 = -i_1 - i_2$$

Après résolution du système d'équation ci-dessus, nous arrivons à :

$$\frac{di_1}{dt} = \frac{-V - 2e_1 + e_2 + e_3}{3L}$$

$$i_2 = I_d$$

$$\frac{di_3}{dt} = \frac{-V - 2e_1 + e_2 + e_3}{3L}$$

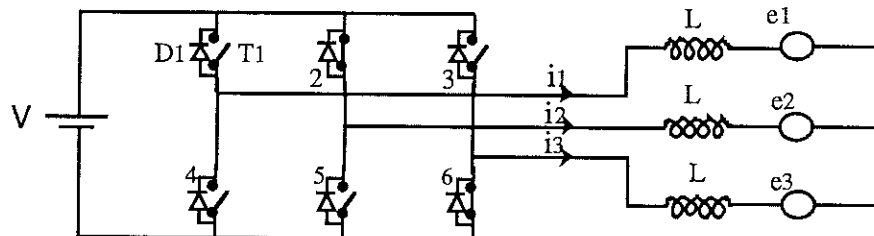
Circuit d

Fig.IV.3.d.

Avant que i_2 n'atteigne I_{ref} , nous écrivons :

$$V = L \cdot \frac{di_2}{dt} - L \cdot \frac{di_3}{dt} + e_2 - e_3$$

$$\frac{di_2}{dt} = - \frac{di_3}{dt}$$

$$i_1 = 0$$

Après résolution du système d'équation ci-dessus, nous arrivons à :

$$\frac{di_2}{dt} = \frac{V - e_2 + e_3}{2.L}$$

Lorsque i_2 atteint I_{ref} , nous avons :

$$i_1 = -i_3 = I_d$$

$$i_2 = 0$$

Ainsi, nous déterminons l'évolution des courants i_1 , i_2 , i_3 , en fonction de la tension d'alimentation V à l'entrée de l'onduleur, de l'inductance synchrone et des fem instantanées $e_1(t)$, $e_2(t)$, $e_3(t)$ de la machine. Il faut noter que les fem sont fonction de la vitesse de rotation et des différents paramètres géométriques et magnétiques de la machine.

II.4. Applications et résultats

Nous avons fait une application sur la machine disque présentée au chapitre [III]. La tension à l'entrée de l'onduleur est de 250 V et le courant de référence $I_{ref} = 100$ A. Dans les graphiques qui suivent, nous présentons les formes temporelles du couple de la machine et du courant dans une phase pour des plages de vitesse correspondant aux trois cas théoriques susceptibles de se présenter.

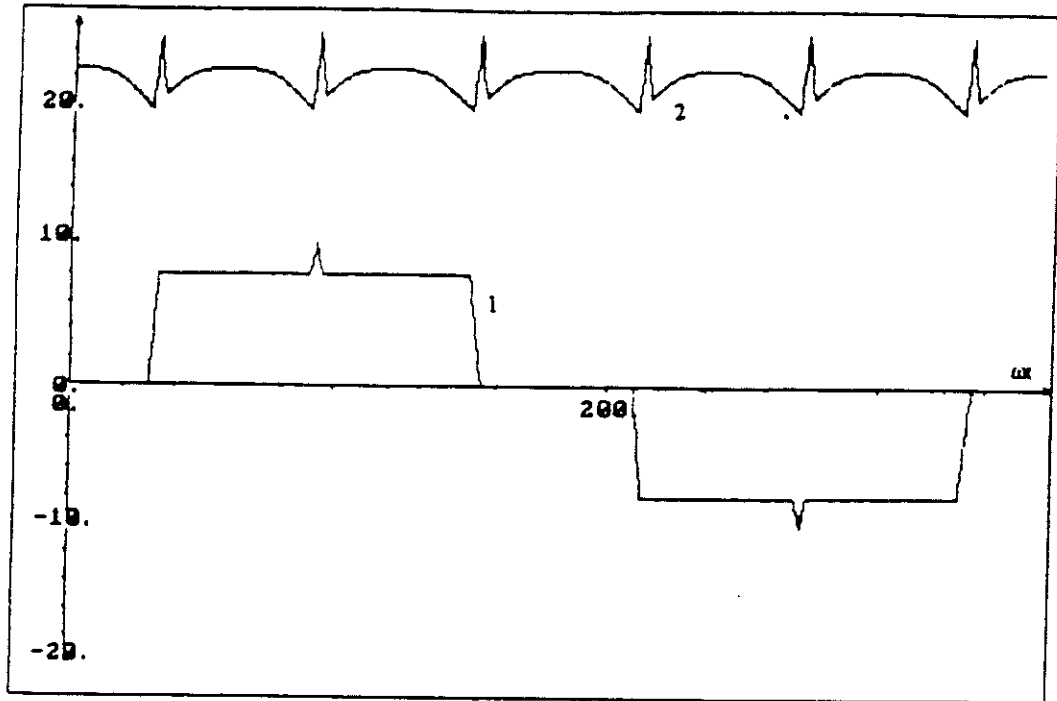


Fig.IV.4. 1)-Densité temporelle du courant [A / mm²]
 2)-Couple de la machine [N.m].
 Vitesse de rotation $N = 3000$ tr/min (cas 3)

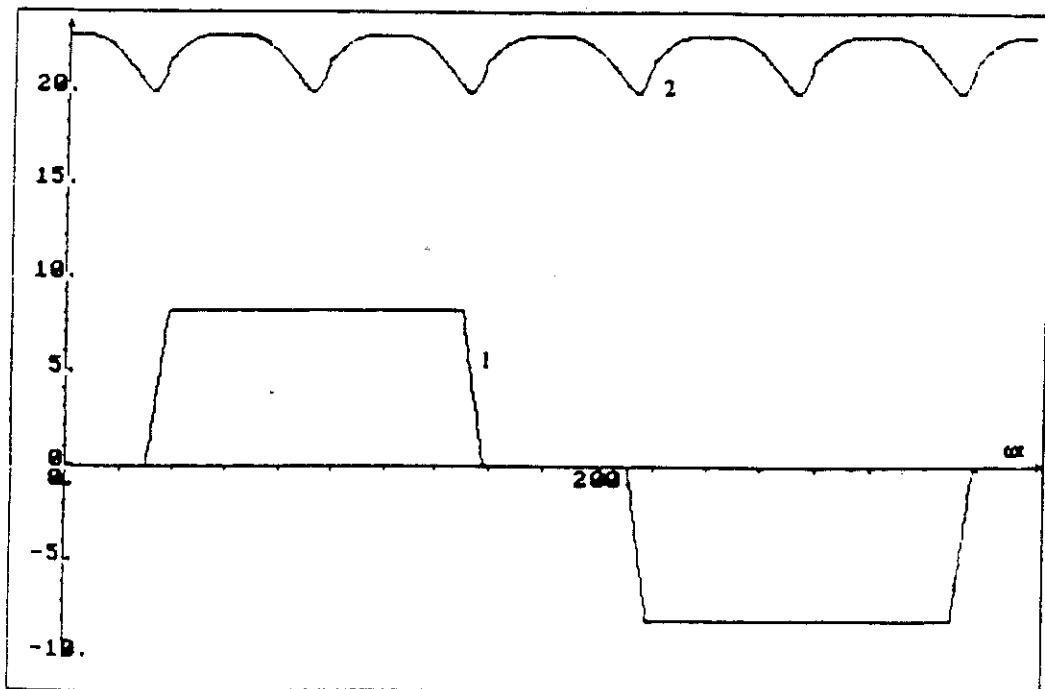


Fig.IV.5. 1)-Densité temporelle du courant [A / mm²]
 2)-Couple de la machine [N.m].
 Vitesse de rotation $N = 6000$ tr/min (cas 1)

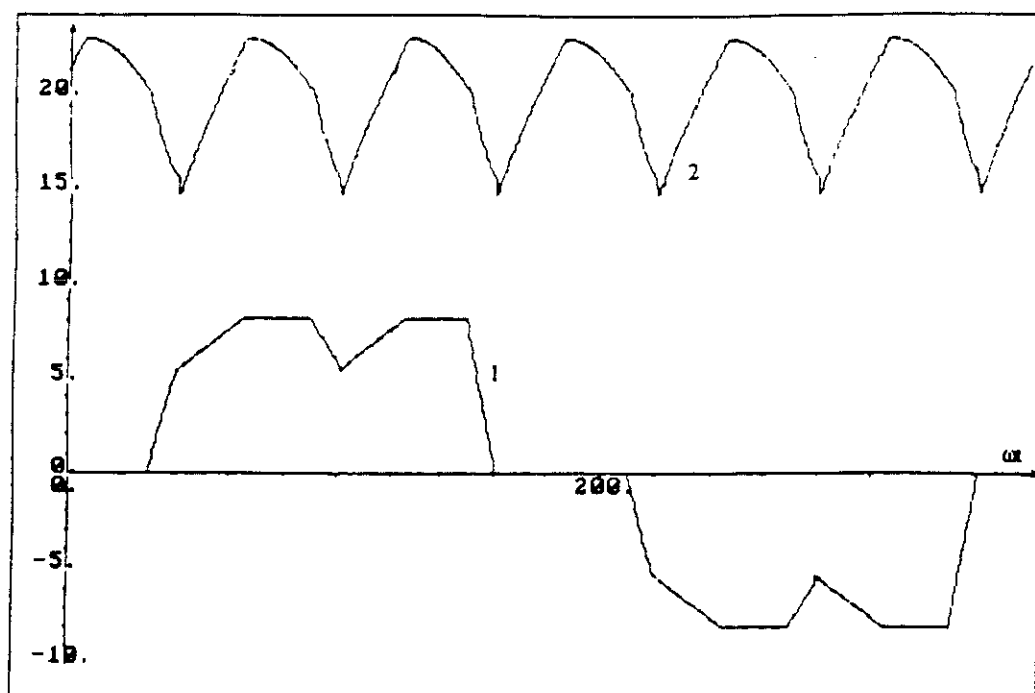


Fig.IV.6. 1)-Densité temporelle du courant [A / mm²]
 2)-Couple de la machine [N.m].
 Vitesse de rotation $N = 9000$ tr/min (cas 2)

- L'ondulation du couple due à la commutation est fortement dépendante de la vitesse de rotation et de l'inductance synchrone de la machine

- A faible vitesse, le temps de commutation est très faible, par conséquent le couple n'est pas très affecté mais souffre de la présence de petits creux qui grandissent au fur et à mesure que la vitesse augmente, figure IV.4.

- A haute vitesse, le temps de commutation est très grand et les ondulations s'accroissent. Le courant d'alimentation prend dans ce cas une forme très spéciale (trapézoïdale dégradée), figure IV.6.

Par ailleurs, nous faisons remarquer que dans l'étude que nous avons menée, le courant est amorcé à 30° électrique en retard par rapport à l'instant de passage par zéro de la fem. Nous pensons qu'à haute vitesse, si nous commutons quelques degrés plus tôt, nous gagnerons sur le couple moyen, puisque nous améliorerons le facteur de puissance. Les ondulations du couple seront aussi réduites.

La fig.IV.7. montre l'évolution du couple moyen de la machine pour différents courants d'alimentation en fonction de la vitesse de rotation pour une tension donnée à l'entrée de l'onduleur.

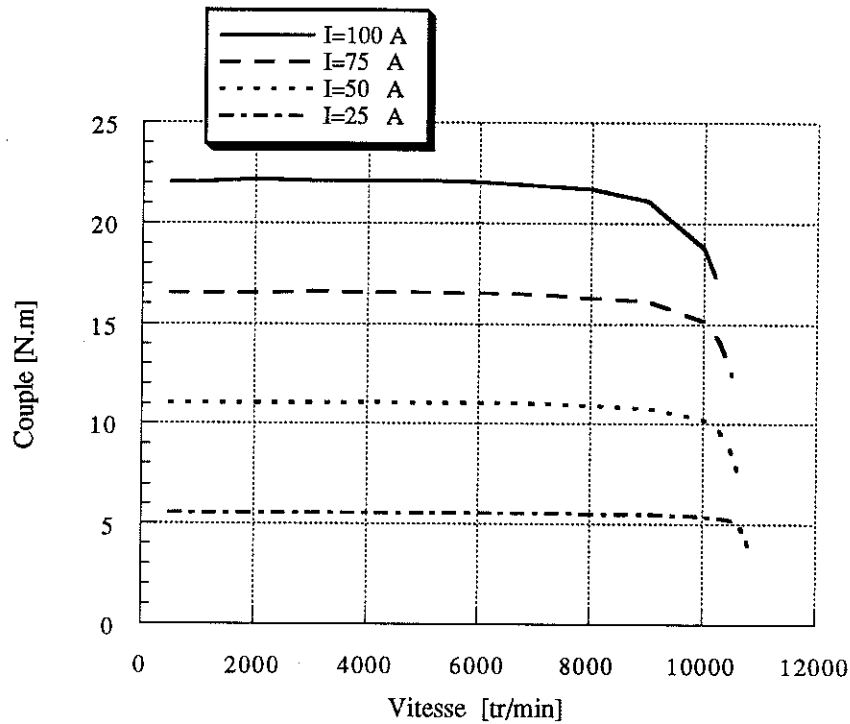


Fig.IV.7. Evolution du couple moyen en fonction de la vitesse de rotation

Nous observons qu'il existe une vitesse à partir de laquelle le couple commence à décroître rapidement. Nous arriverons ainsi très vite à une vitesse où la commande est saturée. Le courant de référence I_{ref} ne peut plus être atteint sous la tension V imposée à l'entrée du convertisseur.

Conclusion

Ce que nous avons essayé d'apporter, c'est l'approche exacte du comportement de la machine associée à son convertisseur statique, en prenant en compte la forme réelle de la fem. Le modèle analytique développé n'implique pas des équations différentielles non linéaires, ce qui rend le calcul instantané (quelques secondes sur un PC). Ceci est très important dans le cas d'une utilisation intensive en prédimensionnement, lorsqu'on a besoin de balayer un grand nombre de paramètres de la machine.

III. CALCUL DES PERTES JOULE DANS LA PARTIE ACTIVE

Avant d'entamer le calcul des pertes Joule dans la partie active de la machine, nous faisons un bref rappel de l'ensemble des pertes existant dans la machine.

Pertes mécaniques : Le modèle développé ne s'intéresse qu'à la zone active, les pertes mécaniques ne peuvent pas être considérées.

Perte fer : A cause de l'homogénéisation du stator, le champ exact dans les dents statoriques n'est pas connu dans notre modèle. Les pertes dans le circuit magnétique doivent être déterminées séparément.

Pertes par courants induits dans les aimants : A cause de la conductivité des aimants à base de terres rares, des pertes par courants induits y naissent. Dans notre étude, nous ne les avons pas abordées.

Pertes Joule : Une part importante des pertes dans la machine est constituée de pertes Joule. Ce sont ces pertes que nous avons pris comme critère de comparaison des machines.

Nous ne pouvons intégrer dans notre modèle que les pertes Joule générées dans la zone active de la machine. La quantification des pertes Joule dans les têtes de bobine constitue un problème dans le cas de l'étude adimensionnelle que nous menons. En effet, la longueur de la tête de bobine dépend du bobinage choisi et de la longueur du pas polaire de la machine. Dans ce travail, nous nous intéresserons uniquement à comparer la structure simple à la structure mixte pour chaque type d'alimentation. Dans ce cas pour le même nombre de paire de pôles, nous pourrions dire que les pertes Joule dans les têtes de bobines des deux structures seront dans le même rapport K par rapport aux pertes dans leurs zones actives.

Seule une étude systématique sur une machine dont la forme des têtes de bobines est connue peut nous fournir ce rapport K , ce qui peut alors aboutir sur une optimisation de la géométrie de la machine.

Les pertes Joule sont produites dans le cuivre des conducteurs, nous les ramènerons au volume utile de la machine [1]. Pour ce faire, nous calculons les pertes Joule générées dans une encoche, puis, nous les ramenons au volume utile $\tau_z \cdot r \cdot L$ formé par une encoche et une dent fig.IV.7.

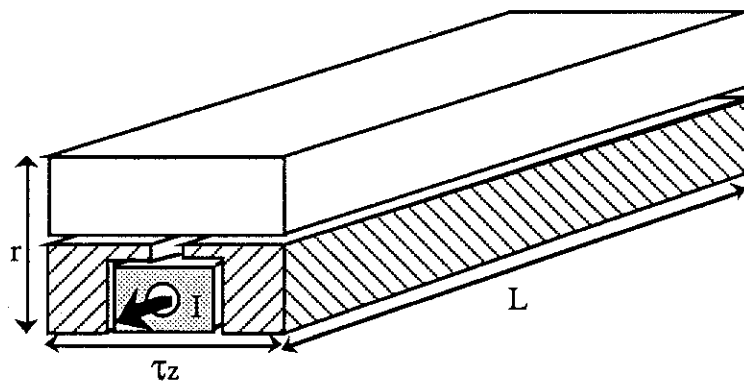


Fig.IV.7. Principe de calcul des pertes Joule volumiques

Les pertes Joule générées dans ce volume par un courant continu I s'écrivent alors :

$$P_j = R.I^2 = \rho.K_f.L.S_{en}.J_{re}^2 \quad (IV.2)$$

$$S_{en} = m.\tau_z.a.(1-m_3)$$

τ_z : Le pas polaire au niveau du rayon moyen du stator,

J_{re} : La densité réelle de courant au niveau du rayon moyen du stator,

K_f : Coefficient de foisonnement,

L : Longueur de la zone active.

La densité réelle du courant s'écrit en fonction de celle du stator homogénéisé comme suit :

$$J_{re} = \frac{J_c \cdot m_1}{m.(1-m_3).K_f}$$

Par substitution dans l'équation (IV.2), nous aurons :

$$P_j = \rho.K_f.L.m.\tau_z.a.(1-m_3).J_{re}^2$$

Les pertes Joule rapportées au volume utile s'écrivent finalement :

$$P_{jvu} \left[\frac{W}{m^3} \right] = \frac{\rho.\alpha.m_1^2.J_c^2}{m.(1-m_3).K_f}$$

Nous avons deux cas à examiner :

a- Créneau de courant

A pertes Joule données, la densité du courant maximum dans le stator homogénéisé s'écrit :

$$J_c = \sqrt{\frac{3}{2}} \cdot \frac{\sqrt{P_{jvu}} \cdot \sqrt{m.(1-m_3)} \cdot \sqrt{K_f}}{m_1 \cdot \sqrt{\rho} \cdot \sqrt{\alpha}}$$

b- Courant sinusoïdal

A pertes Joule données, la densité efficace de courant dans le stator homogénéisé s'écrit :

$$J_{eff} = \frac{\sqrt{P_{jvu}} \cdot \sqrt{m.(1-m_3)} \cdot \sqrt{K_f}}{m_1 \cdot \sqrt{\rho} \cdot \sqrt{\alpha}}$$

IV. INFLUENCE DES DIMENSIONS RELATIVES DE L'AIMANT A PERTES JOULE DONNEES

L'optimisation consiste à désigner la meilleure machine réalisant un objectif particulier ou une combinaison d'objectifs. Les cas typiques que l'on peut rencontrer sont la minimisation de la masse en aéronautique, la maximisation du rapport couple sur inertie rotorique pour les applications de contrôle, ou encore la minimisation du prix de revient pour la traction. Compte tenu du coût élevé des aimants terres rares, ce dernier critère constitue souvent un objectif primordial dans de nombreuses applications industrielles.

Dans l'étude suivante, nous nous intéressons à une machine, à encoches inclinées, dont la zone active est de profondeur L et d'épaisseur r , figure IV.8.

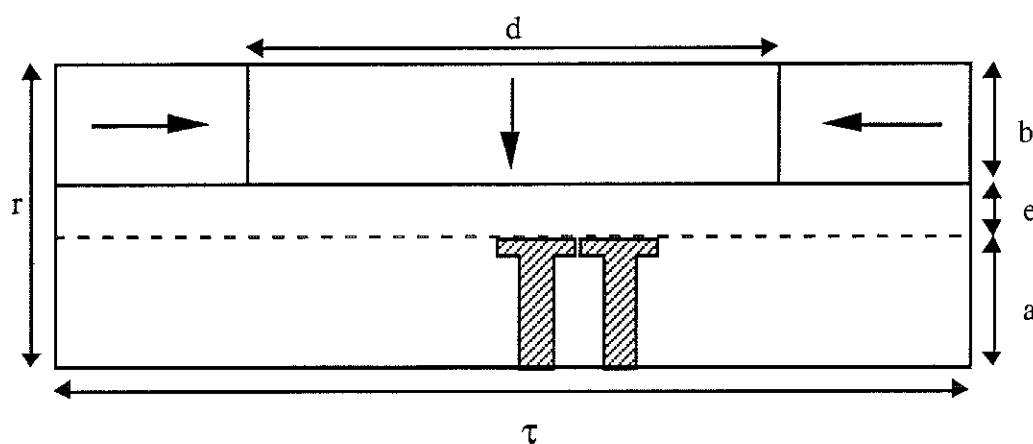


Fig.IV.8. Coupe droite dans la zone active du pôle.

Cette machine est associée à son convertisseur et commandée en alimentation deux phases. A priori, l'influence de l'entrefer sur les performances de la machine est bien connue. Plus il est grand, plus les performances de la machine sont médiocres. Pour cette raison, nous avons préféré le fixer dans cette étude à 10% de l'épaisseur de la zone active. Le pas polaire est fixé à 6 cm. Pour faire une comparaison judicieuse entre les différentes machines, les pertes Joule volumiques dans la partie active seront maintenues constantes ($P_{jvu} = 50 \text{ kW/m}^3$), par conséquent la densité de courant sera évaluée à chaque essai. Nous allons essayer, grâce à un ensemble de graphiques, d'analyser l'influence des paramètres suivants :

- Le paramètre $\lambda = \tau/r$ (proportions du pôle de la machine),
- Le paramètre $\delta = d/\tau$ (qui correspond au taux d'occupation du pôle par l'aimant principal),
- Le paramètre $\beta = b/r$ (correspondant à l'épaisseur de l'aimant et qui en variant entraîne la variation de l'épaisseur du stator (l'entrefer et l'épaisseur de la zone active étant fixes)),
- Le nombre d'encoches par pôle et par phase (N_{ep}) (forme de la fem),
- Le type de la structure (simple ou mixte).

Pour chaque variation d'un des paramètres cités, nous essayerons de garder le même point de fonctionnement. Ceci se traduit par un rapport V/E fixe, V étant la tension à l'entrée de l'onduleur et E la valeur du plat de la fem. Ce rapport, nous l'avons fixé à 4, ce qui veut dire que toutes les machines travaillent globalement dans le cas 1 (voir figure.IV.5). Cette étude est faite uniquement pour une commande deux phases. En ce qui concerne une alimentation sinusoïdale triphasée, nous considérons que le système de contrôle fournit toujours le courant demandé en phase avec la fem quelle que soit cette dernière. De ce fait la comparaison entre les performances des machines sous les deux modes d'alimentation n'est pas très rigoureuse étant donné que les contraintes ne sont pas exactement identiques.

Remarquons d'avance que cette étude n'a pas l'aspect d'une étude d'optimisation, néanmoins, elle permettra de dégager un certain nombre d'idées et de connaissances sur l'état des performances de la machine lorsque les paramètres cités ci-dessus évoluent.

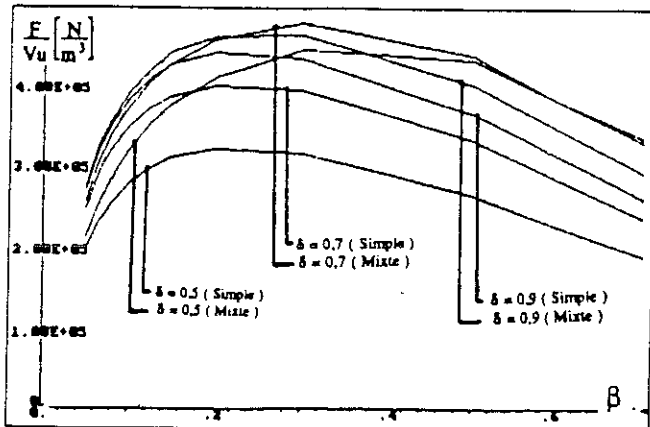
Dans chaque cas de figure, nous examinerons le couple de la machine et sa forme temporelle, le volume de la zone active et la masse des aimants. Ceci sera traduit par les trois fonctions suivantes :

- La force de poussée par volume utile,
- La force de poussée par volume d'aimant,
- Le taux d'ondulation de la force de poussée.

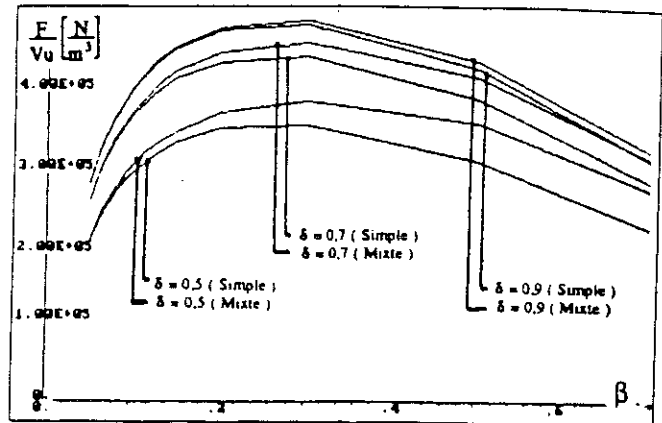
Les résultats de l'analyse sont présentés dans les pages qui suivent :

VI.1. La force de poussée par volume utile

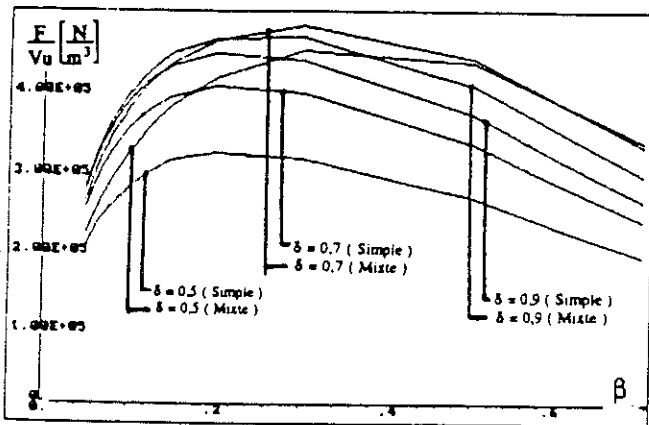
a) Alimentation deux phases



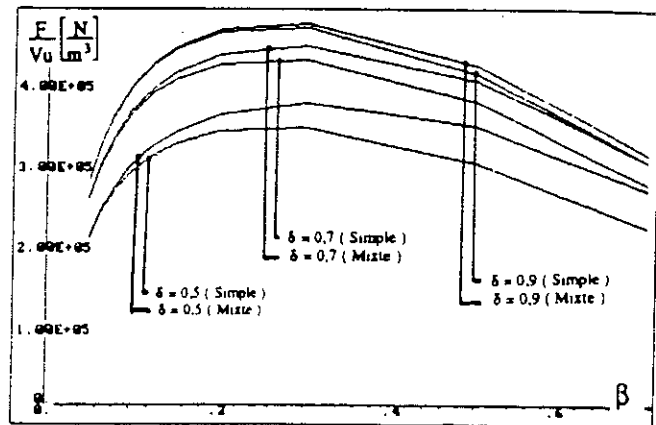
($\lambda = 1$, $Ne_{pp} = 1$)



($\lambda = 5$, $Ne_{pp} = 1$)



($\lambda = 1$, $Ne_{pp} = 3$)



($\lambda = 5$, $Ne_{pp} = 3$)

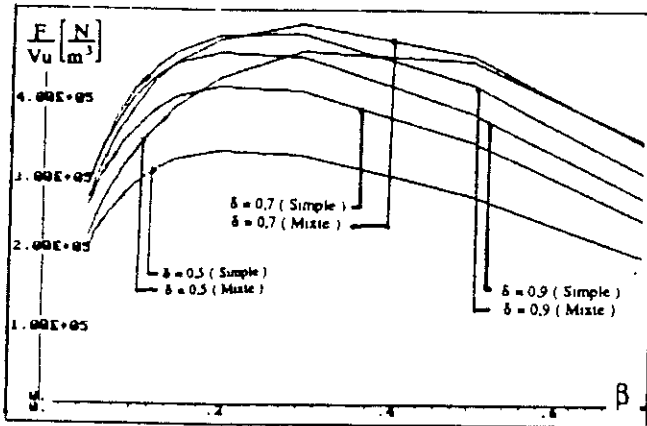
La force par volume utile $[N/m^3]$ en fonction de l'épaisseur relative de l'aimant (β).

La largeur relative de l'aimant (δ) et le type de la structure étant deux paramètres.

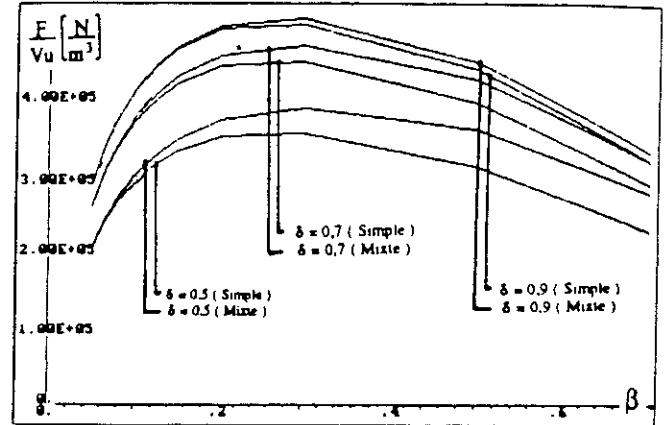
La force par volume utile en fonction de l'épaisseur relative de l'aimant présente toujours un optimum quelque soit la structure et l'occupation de l'aimant polaire. Elle est faible pour des épaisseurs relatives d'aimant très faibles, puis passe par un maximum et retombe après pour des épaisseurs relatives plus élevées. Ceci n'est pas étrange, car l'induction dans l'entrefer tombe rapidement lorsque l'épaisseur de l'aimant devient plus petite que l'entrefer. Si, par ailleurs, l'épaisseur de l'aimant augmente progressivement, l'induction dans l'entrefer tend rapidement vers une valeur fixe, alors que les ampères-tours statoriques diminuent.

Pour une occupation (δ) de l'aimant principal, la structure mixte permet de gagner sur la force volumique. Ce gain est beaucoup plus important lorsque la longueur du pas polaire est égale ou inférieure à l'épaisseur de la zone active voir ($\lambda = 1$).

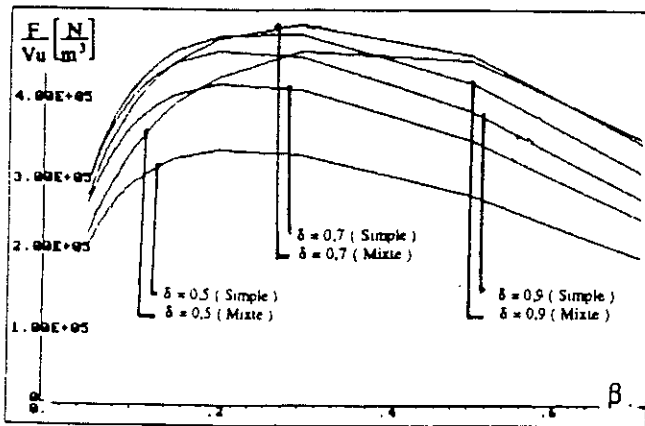
b) Alimentation sinusoïdale



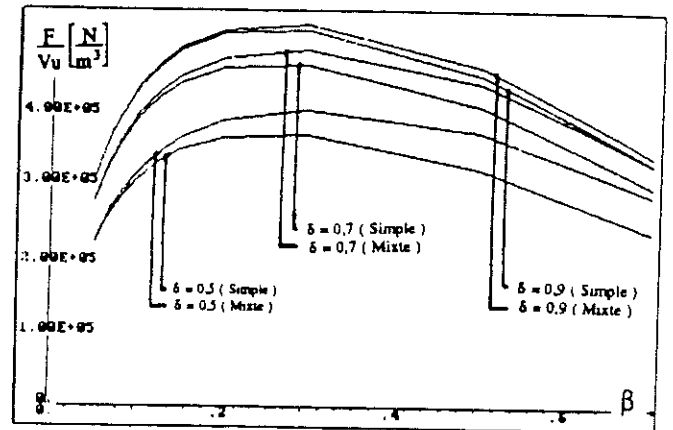
($\lambda = 1$, $Ne_{pp} = 1$)



($\lambda = 5$, $Ne_{pp} = 1$)



($\lambda = 1$, $Ne_{pp} = 3$)



($\lambda = 5$, $Ne_{pp} = 3$)

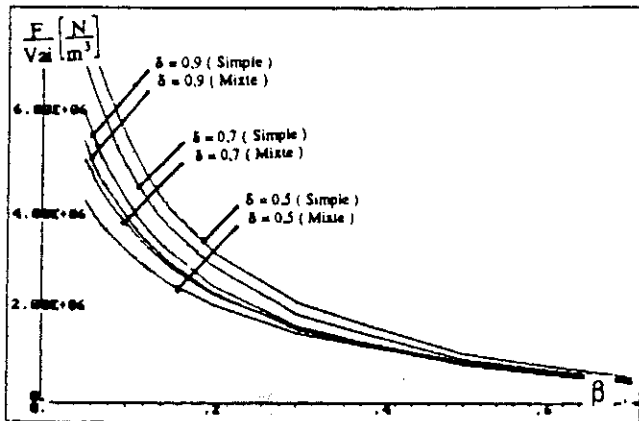
La force par volume utile $[N/m^3]$ en fonction de l'épaisseur relative de l'aimant (β).
La largeur relative de l'aimant (δ) et le type de la structure étant deux paramètres.

Avec une alimentation purement sinusoïdale, nous pouvons tirer les mêmes conclusions que dans le cas d'une alimentation en créneaux de courants, concernant l'évolution de la force par volume utile en fonction de l'épaisseur relative des aimants, de l'occupation du pôle, et de l'efficacité des aimants azimutaux.

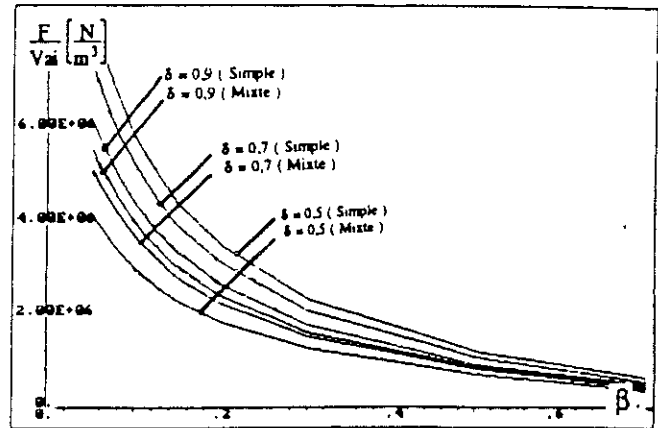
Nous ajouterons seulement que lorsqu'on s'approche d'une occupation de 100% du pôle, la force volumique augmente moins vite.

VI.2. La force de poussée par volume d'aimants

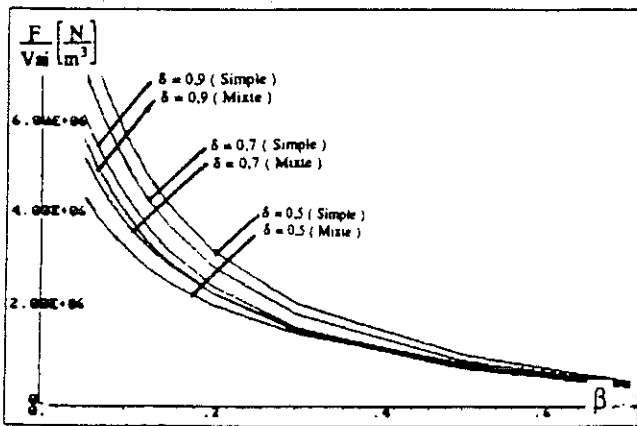
a) Alimentation deux phases



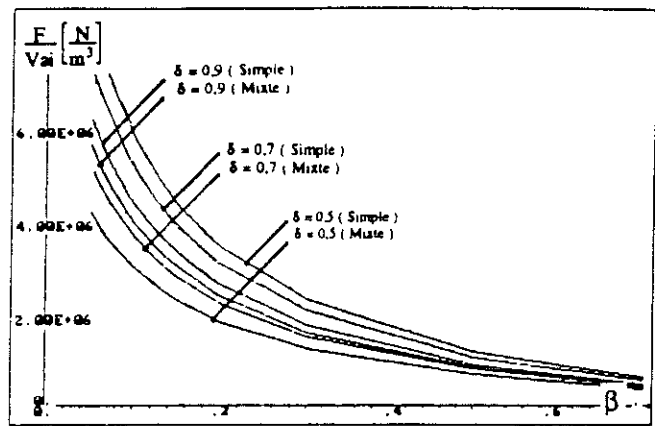
($\lambda = 1$, $N_{epp} = 1$)



($\lambda = 5$, $N_{epp} = 1$)



($\lambda = 1$, $N_{epp} = 3$)



($\lambda = 5$, $N_{epp} = 3$)

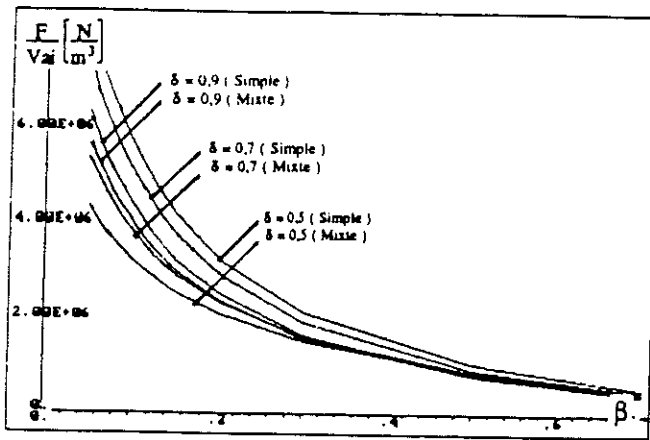
La force par volume d'aimants $[N/m^3]$ en fonction de l'épaisseur relative de l'aimant (β).

La largeur relative de l'aimant (δ) et le type de la structure étant deux paramètres.

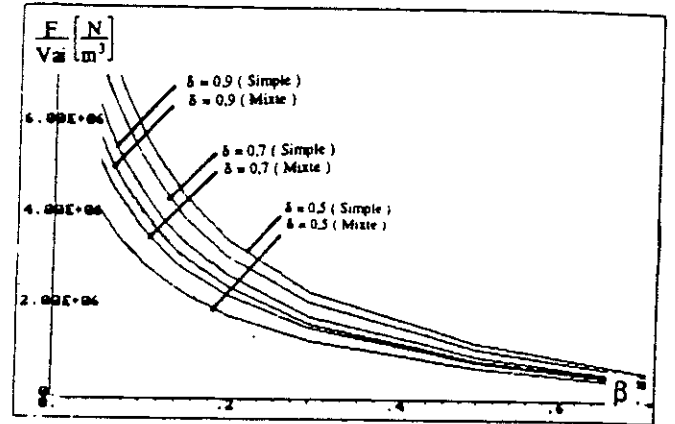
La force par volume d'aimant est élevée pour des aimants très minces, puis décroît au fur et à mesure que l'épaisseur de l'aimant augmente, quelles que soient la structure et l'occupation de l'aimant polaire. Ceci s'explique par le fait qu'en fonction de l'épaisseur relative d'aimant, la force par volume utile a la forme d'une cloche, et le volume d'aimant par volume utile a la forme d'une droite. On peut aussi dire que plus les aimants sont fins, plus ils sont soumis à des champs statoriques élevés, et donc mieux utilisés.

Il apparaît sur toutes ces courbes, que les solutions mixtes sont toujours moins performantes que les structures simples (pour une hauteur complète des aimants azimutaux). D'autre part une autre étude sur la hauteur optimale des aimants azimutaux et leur emplacement par rapport à l'entrefer a montré que seule la portion près de l'entrefer est la plus utile. Il est alors fort probable que la tendance montrée par ces courbes puisse être modifiée pour des aimants azimutaux plus fins.

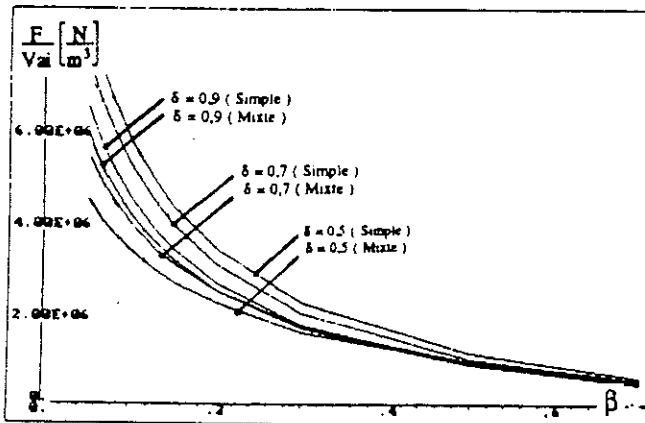
b) Alimentation sinusoïdale



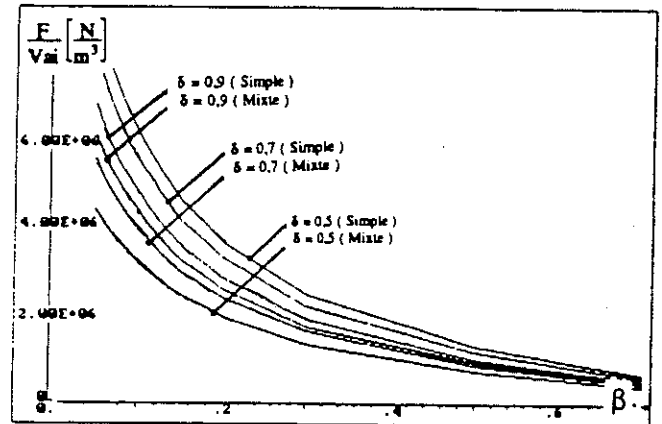
($\lambda = 1$, $Ne_{pp} = 1$)



($\lambda = 5$, $Ne_{pp} = 1$)



($\lambda = 1$, $Ne_{pp} = 3$)



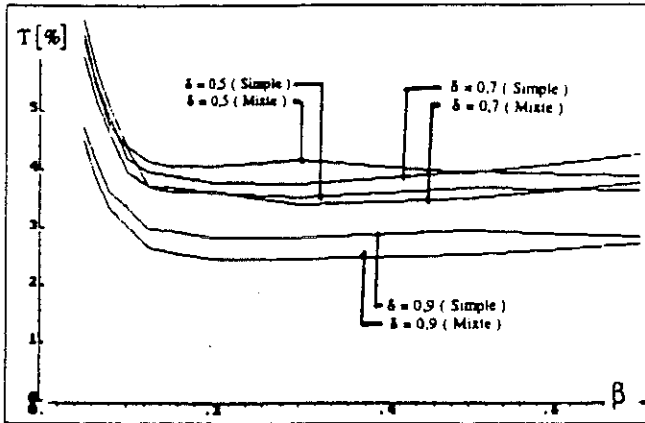
($\lambda = 5$, $Ne_{pp} = 3$)

*La force par volume d'aimants $[N/m^3]$ en fonction de l'épaisseur relative de l'aimant (β).
La largeur relative de l'aimant (δ) et le type de la structure étant deux paramètres.*

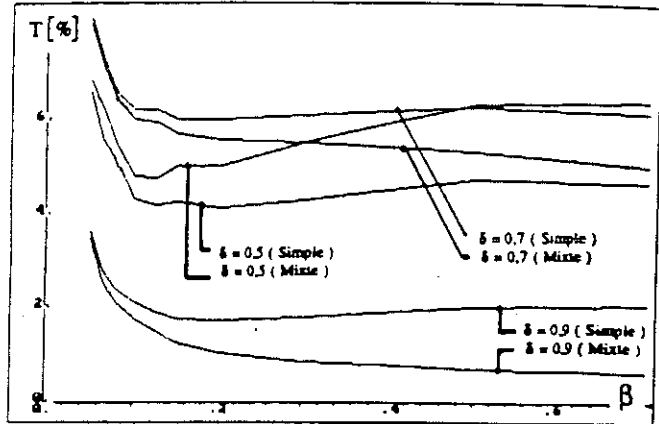
Nous pouvons ici renouveler exactement les mêmes observations que celles concernant la commande deux phases.

VI.3. Les fluctuations de la force de poussée

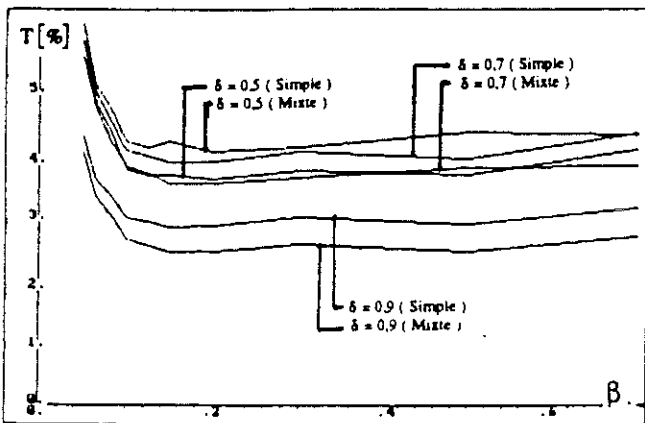
a) Alimentation deux phases



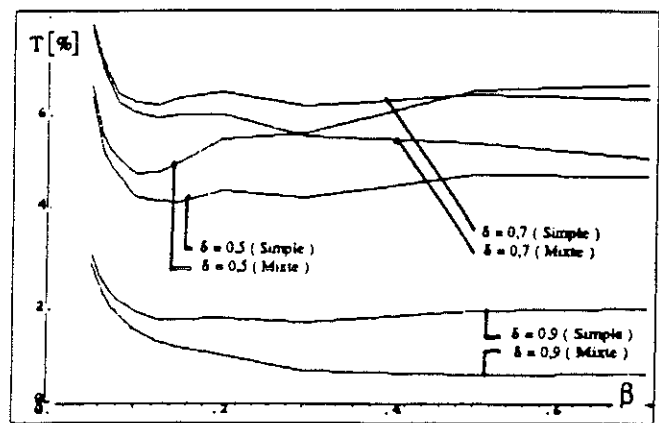
($\lambda = 1$, $Ne_{pp} = 1$)



($\lambda = 5$, $Ne_{pp} = 1$)



($\lambda = 1$, $Ne_{pp} = 3$)



($\lambda = 5$, $Ne_{pp} = 3$)

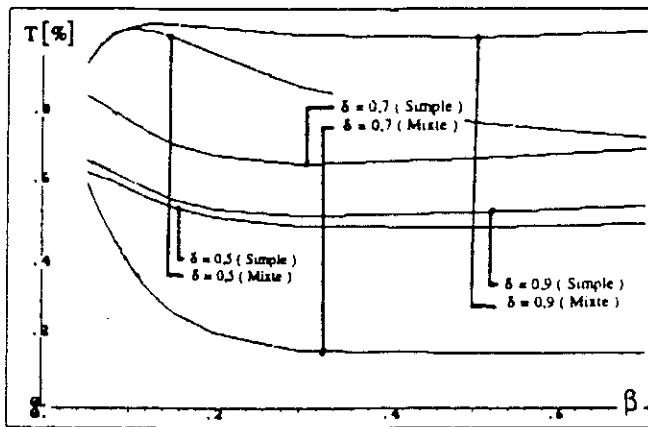
Taux d'ondulation de la force en [%] en fonction de l'épaisseur relative de l'aimant (β).

La largeur relative de l'aimant (δ) et le type de la structure étant deux paramètres.

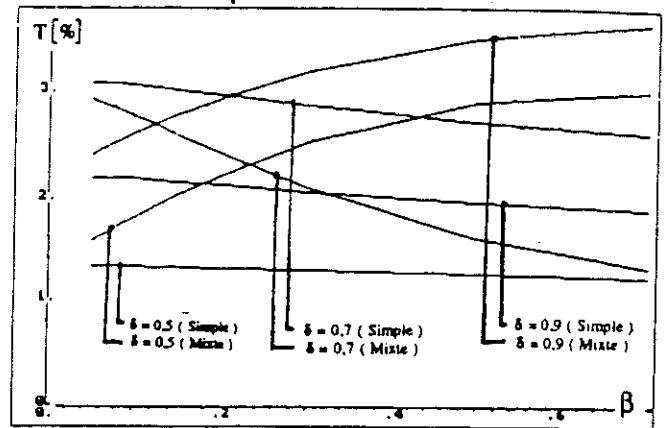
Il est très difficile de tirer des conclusions quant à l'influence de la structure sur la forme de la force de poussée. Cependant, nous observons que plus l'occupation du pôle est grande, plus le taux d'ondulation est faible. Ceci à cause du fait que l'induction dans l'entrefer est de forme carrée, ce qui induit une fem plus trapézoïdale que sinusoïdale surtout avec un bobinage concentré.

Le taux d'ondulation de la force n'est pas très sensible à l'augmentation du nombre d'encoches par pôle et par phase (bobinage distribué).

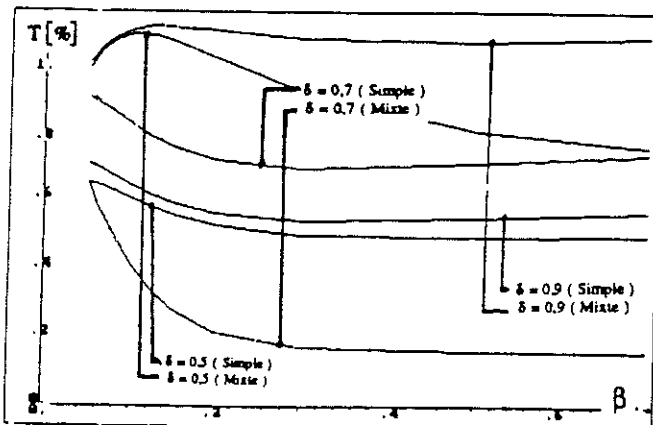
b.) Alimentation sinusoïdale



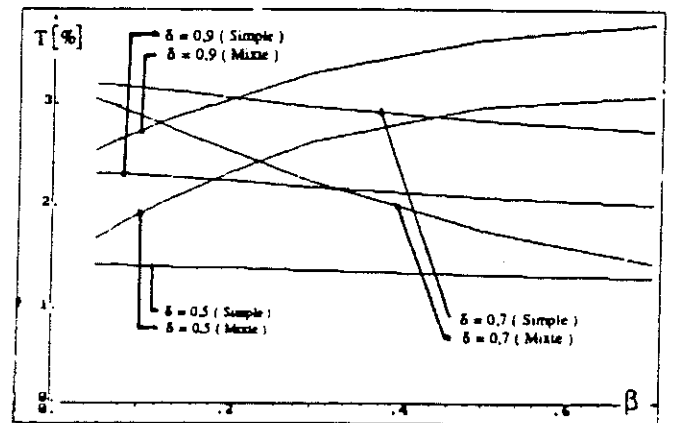
($\lambda = 1$, $Nepp = 1$)



($\lambda = 5$, $Nepp = 1$)



($\lambda = 1$, $Nepp = 3$)



($\lambda = 5$, $Nepp = 3$)

*Taux d'ondulation de la force en [%] en fonction de l'épaisseur relative de l'aimant (β).
La largeur relative de l'aimant (δ) et le type de la structure étant deux paramètres.*

Lorsque le pas polaire est du même ordre de grandeur que l'épaisseur de la zone active ($\lambda = 1$), il existe toujours une structure mixte, avec une occupation optimale de l'aimant principal, qui réduit au minimum les ondulations de la force de poussée, car dans ce cas la fem se rapproche davantage d'une sinusoïde. Dans le cas où le pas polaire est beaucoup plus grand que l'épaisseur de la zone active ($\lambda = 5$), c'est la structure simple qui offre le minimum d'ondulation de la force.

V. CONCLUSIONS

-Dans tous les cas de figure, pour produire le maximum de couple, on n'a pas intérêt à utiliser des aimants trop épais par rapport à l'épaisseur de la zone active. En effet, l'épaisseur optimale de l'aimant se situe entre 10% et 50% de l'épaisseur de la zone active de la machine quel que soit le type d'alimentation.

-Concernant une structure simple, il n'est pas intéressant d'occuper tout le pôle de la machine par l'aimant pour espérer la meilleure machine. En effet, entre un aimant qui occupe 70% du pôle et un autre qui l'occupe à 90%, on ne gagne pas plus de 9% sur la force volumique, alors que la force par volume d'aimant tombe de 15% .

-Lorsque l'épaisseur de la zone active est du même ordre de grandeur que le pas polaire, il existe toujours une structure mixte, avec une occupation de l'aimant principal qui permet un compromis entre la force de poussée, le volume des aimants et le taux d'ondulation de la force.

-Lorsque la longueur du pôle devient plus grande que l'épaisseur de la zone active, il n'y a aucun intérêt à choisir une structure mixte. La meilleure solution serait alors une structure simple en choisissant une occupation et une épaisseur d'aimant qui permettent un compromis entre le couple moyen, le volume des aimants et les fluctuations du couple.

-Avec une alimentation triphasée sinusoïdale, les ondulations de la force de poussée s'atténuent considérablement lorsque le pas polaire devient du même ordre de grandeur que l'épaisseur de la zone active. Ceci s'explique par le fait que la fem à vide de la machine se rapproche d'avantage d'une sinusoïde, et comme le courant est sinusoïdal, le couple n'en est que plus lisse.



CONCLUSION
GENERALE

Prendre conscience que ce qui s'est passé dans son esprit correspond exactement à ce qui se passe dans la nature est une expérience incomparable, la meilleure chose qui puisse arriver à un scientifique.

(Leo Kadanoff)

Le calcul analytique des machines à aimants permanents n'est pas très récent. En effet, plusieurs travaux ont été accomplis dans ce domaine. Néanmoins, travailler uniquement avec le fondamental des forces magnétomotrices ne permet pas d'étudier les fluctuations du couple dues à l'interaction du champ statorique et des aimants. Pour y remédier, nous avons cherché à établir un modèle analytique des machines à aimants permanents sans pièces polaires qui tient compte de la distribution réelle de la densité des courants statoriques. Le modèle développé s'applique en particulier aux machines possédant des aimants collés sur la surface du rotor, et dont les directions d'aimantation sont radiales au centre des pôles et azimutales dans les zones interpolaires.

Une réflexion préliminaire nous a orienté vers une étude bidimensionnelle dans un plan cartésien. De cette façon le modèle peut être appliqué aussi bien pour les machines discoïdales que pour les machines cylindriques (avec courbure faible).

Nous avons résolu les équations de champ dans le cas où seuls les courants statoriques sont présents, pour aboutir au calcul de la force de poussée qui s'exerce sur les aimants. Dans ce calcul, les aimants sont modélisés par une densité superficielle de charges magnétiques. Afin de tenir compte de la perméabilité finie du stator, la région dents-encoches est modélisée par une zone homogène anisotrope. La densité de courant originelle est remplacée par une densité surfacique placée dans le stator homogénéisé dans des surfaces rectangulaires de largeur égale à l'isthme d'encoche.

Nous soulignons l'excellente concordance entre les calculs analytiques et les calculs numériques par la méthode des éléments finis, ceci tant pour le champ dans l'entrefer que pour la force de poussée, la force électromotrice à vide et les inductances. Le modèle analytique s'avère donc très performant dans l'espace cartésien où ses hypothèses ont été définies. Les applications à des cas réels de machines discoïdale ou cylindrique ont montré que les résultats de notre modèle sont très intéressants.

Ensuite, nous avons intégré ce modèle analytique dans un système plus général faisant intervenir l'association machine-convertisseur. Les expressions analytiques des composantes harmoniques de la fem et des inductances nous ont permis d'obtenir l'allure réelle des courants dans le cas d'une alimentation deux phases, et par là, l'évolution temporelle de la force de poussée. Une étude paramétrique a été effectuée. Nous nous sommes basé sur le critère des pertes Joule dans la zone active pour comparer les différentes structures. Ainsi, nous avons pu nous rendre compte dans quel cas le fait de mettre des aimants d'aimantation azimutale dans les espaces interpolaires pouvait améliorer la puissance massique ou la forme du couple de la machine, suivant son type d'alimentation.

Enfin, nous espérons, par ce travail, avoir contribué à la compréhension de l'influence des paramètres géométriques sur les performances des machines synchrones à aimants permanents sans pièces polaires. Même si cet outil ne prend encore pas tout en compte (têtes de bobines, pertes fer, pertes dans les aimants...), il s'avère tout de même très intéressant dans la simulation convertisseur-machine, car les calculs sont très rapides. Une fois complété et associé à un logiciel d'optimisation, il permettra de prédimensionner rapidement ces machines en fonction des performances requises, c'est à dire, en donnant un poids à chacune des fonctions à optimiser : force volumique, force par volume d'aimants et taux d'ondulation de la force.

ANNEXES

ANNEXE 1

Les équations de Maxwell relatives au $n^{\text{ième}}$ harmonique de champ s'écrivent :

$$\frac{\partial h_{nx}}{\partial z} - \frac{\partial h_{nz}}{\partial x} = 0 \quad (1) \quad \text{et} \quad \mu_x \cdot \frac{\partial h_{nx}}{\partial z} + \mu_z \cdot \frac{\partial h_{nz}}{\partial x} = 0 \quad (2)$$

Substituons dans (1) et dans (2) par les expressions de h_{nx} et h_{nz}

$$(1) \Rightarrow \frac{\partial f}{\partial z} - j \cdot g \cdot \frac{n \cdot \pi}{\tau} = 0 \quad \rightarrow \quad \frac{\partial^2 f}{\partial z^2} - j \cdot \frac{\partial g}{\partial z} \cdot \frac{n \cdot \pi}{\tau} = 0 \quad (3)$$

$$(2) \Rightarrow \mu_x \cdot j \cdot \frac{n \cdot \pi}{\tau} \cdot f + \mu_z \cdot \frac{\partial g}{\partial z} = 0 \quad \rightarrow \quad \frac{\partial g}{\partial z} = - \frac{\mu_x}{\mu_z} \cdot j \cdot \frac{n \cdot \pi}{\tau} \cdot f \quad (4)$$

Substituons (4) dans (3)

$$\frac{\partial^2 f}{\partial z^2} - \frac{\mu_x}{\mu_z} \cdot \frac{n^2 \cdot \pi^2}{\tau^2} \cdot f = 0 \quad (5) \quad \text{soit} \quad \mu = \frac{\mu_z}{\mu_x}$$

La solution de l'équation (5) est de la forme :

$$f = A \cdot \exp\left(\frac{n \cdot \pi \cdot z}{\tau \cdot \sqrt{\mu}}\right) + B \cdot \exp\left(-\frac{n \cdot \pi \cdot z}{\tau \cdot \sqrt{\mu}}\right)$$

h_{nx} s'écrira alors :

$$h_{nx} = \left(A \cdot \exp\left(\frac{n \cdot \pi \cdot z}{\tau \cdot \sqrt{\mu}}\right) + B \cdot \exp\left(-\frac{n \cdot \pi \cdot z}{\tau \cdot \sqrt{\mu}}\right) \right) \cdot \exp\left(j \frac{n \cdot \pi \cdot x}{\tau}\right)$$

$$\frac{\partial h_{nx}}{\partial z} = \left(A \cdot \frac{n \cdot \pi}{\tau \cdot \sqrt{\mu}} \cdot \exp\left(\frac{n \cdot \pi \cdot z}{\tau \cdot \sqrt{\mu}}\right) - B \cdot \frac{n \cdot \pi}{\tau \cdot \sqrt{\mu}} \cdot \exp\left(-\frac{n \cdot \pi \cdot z}{\tau \cdot \sqrt{\mu}}\right) \right) \cdot \exp\left(j \frac{n \cdot \pi \cdot x}{\tau}\right) = \frac{\partial h_{nz}}{\partial x}$$

L'expression de h_{nz} est alors :

$$h_{nz} = \left(-\frac{A}{\sqrt{\mu}} \cdot \exp\left(\frac{n \cdot \pi \cdot z}{\tau \cdot \sqrt{\mu}}\right) + \frac{B}{\sqrt{\mu}} \cdot \exp\left(-\frac{n \cdot \pi \cdot z}{\tau \cdot \sqrt{\mu}}\right) \right) \cdot \exp\left(j \frac{n \cdot \pi \cdot x}{\tau}\right)$$

On note $K = \frac{n \cdot \pi}{\tau}$

Si nous considérons la densité de courant linéique comme une fonction sinus, alors la composante tangentielle h_{nx} du $n^{\text{ième}}$ harmonique de champ le sera également. L'expression du champ dans chaque région s'écrit :

Région (1)

$$h_{nx}^1 = (A_1 \cdot \exp(K.z) + B_1 \cdot \exp(-K.z)) \cdot \sin(K.x)$$

$$h_{nz}^1 = (- A_1 \cdot \exp(K.z) + B_1 \cdot \exp(-K.z)) \cdot \cos(K.x)$$

Région (2) :

$$h_{nx}^2 = (A_2 \cdot \exp(K.z) + B_2 \cdot \exp(-K.z)) \cdot \sin(K.x)$$

$$h_{nz}^2 = (- \frac{A_2}{\sqrt{\mu}} \cdot \exp(K.z) + \frac{B_2}{\sqrt{\mu}} \cdot \exp(-K.z)) \cdot \cos(K.x)$$

Région (3) :

$$h_{nx}^3 = (A_3 \cdot \exp(K.z) + B_3 \cdot \exp(-K.z)) \cdot \sin(K.x)$$

$$h_{nz}^3 = (- \frac{A_3}{\sqrt{\mu}} \cdot \exp(K.z) + \frac{B_3}{\sqrt{\mu}} \cdot \exp(-K.z)) \cdot \cos(K.x)$$

$A_1, A_2, A_3, B_1, B_2, B_3$ sont les inconnues du problème, elles seront déterminées en tenant compte des conditions de transition suivantes :

$$z = 0 \quad h_{nx}^1 = 0$$

$$z = b + e \quad h_{nx}^1 = h_{nx}^2$$

$$h_{nz}^1 = \mu_z \cdot h_{nz}^2$$

$$z = z_0 \quad h_{nx}^3 - h_{nx}^2 = J_{n \max} \cdot \sin(Kx) \cdot dz_0$$

$$h_{nz}^3 = h_{nz}^2$$

$$z = r \quad h_{nx}^3 = 0$$

h^i : champ dans la région i ($i = 1, 2, 3$).

ANNEXE 2

Les conditions de transition permettent d'écrire les six équations suivantes :

$$(1) \quad A_1 + B_1 = 0$$

$$(2) \quad A_1 \cdot \exp(K \cdot (b+e)) + B_1 \cdot \exp(-K \cdot (b+e)) = A_2 \cdot \exp\left(\frac{K \cdot (b+e)}{\sqrt{\mu}}\right) + B_2 \cdot \exp\left(-\frac{K \cdot (b+e)}{\sqrt{\mu}}\right)$$

$$(3) \quad -A_1 \cdot \exp(K \cdot (b+e)) + B_1 \cdot \exp(-K \cdot (b+e)) = -\mu_z \cdot \frac{A_2}{\sqrt{\mu}} \cdot \exp\left(\frac{K \cdot (b+e)}{\sqrt{\mu}}\right) + \mu_z \cdot \frac{B_2}{\sqrt{\mu}} \cdot \exp\left(-\frac{K \cdot (b+e)}{\sqrt{\mu}}\right)$$

$$(4) \quad A_3 \cdot \exp\left(\frac{K \cdot z_0}{\sqrt{\mu}}\right) + B_3 \cdot \exp\left(-\frac{K \cdot z_0}{\sqrt{\mu}}\right) = A_2 \cdot \exp\left(\frac{K \cdot z_0}{\sqrt{\mu}}\right) + B_2 \cdot \exp\left(-\frac{K \cdot z_0}{\sqrt{\mu}}\right) + J_n \max \cdot dz_0$$

$$(5) \quad -A_3 \cdot \exp\left(\frac{K \cdot z_0}{\sqrt{\mu}}\right) + B_3 \cdot \exp\left(-\frac{K \cdot z_0}{\sqrt{\mu}}\right) = -A_2 \cdot \exp\left(\frac{K \cdot z_0}{\sqrt{\mu}}\right) + B_2 \cdot \exp\left(-\frac{K \cdot z_0}{\sqrt{\mu}}\right)$$

$$(6) \quad A_3 \cdot \exp\left(\frac{K \cdot r}{\sqrt{\mu}}\right) + B_3 \cdot \exp\left(-\frac{K \cdot r}{\sqrt{\mu}}\right) = 0$$

$$(1) \Rightarrow B_1 = -A_1$$

$$(2) \Rightarrow (7) \quad 2 \cdot A_1 \cdot \text{sh}(K \cdot (b+e)) = A_2 \cdot \exp\left(\frac{K \cdot (b+e)}{\sqrt{\mu}}\right) + B_2 \cdot \exp\left(-\frac{K \cdot (b+e)}{\sqrt{\mu}}\right)$$

$$(3) \Rightarrow (8) \quad -2 \cdot A_1 \cdot \text{ch}(K \cdot (b+e)) = -\sqrt{\mu_x \cdot \mu_z} \cdot A_2 \cdot \exp\left(\frac{K \cdot (b+e)}{\sqrt{\mu}}\right) + \sqrt{\mu_x \cdot \mu_z} \cdot B_2 \cdot \exp\left(-\frac{K \cdot (b+e)}{\sqrt{\mu}}\right)$$

$$(7) \cdot \sqrt{\mu_x \cdot \mu_z} + (8) \Rightarrow$$

$$2 \cdot B_2 \cdot \sqrt{\mu_x \cdot \mu_z} \cdot \exp\left(-\frac{K \cdot (b+e)}{\sqrt{\mu}}\right) = 2 \cdot A_1 \cdot \left[-\text{ch}(K \cdot (b+e)) + \sqrt{\mu_x \cdot \mu_z} \cdot \text{sh}(K \cdot (b+e)) \right]$$

$$B_2 = A_1 \cdot \exp\left(\frac{K \cdot (b+e)}{\sqrt{\mu}}\right) \cdot \left[\text{sh}(K \cdot (b+e)) - \frac{1}{\sqrt{\mu_x \cdot \mu_z}} \cdot \text{ch}(K \cdot (b+e)) \right]$$

$$(7) \cdot (-\sqrt{\mu_x \cdot \mu_z}) + (8) \Rightarrow$$

$$-2 \cdot A_2 \cdot \sqrt{\mu_x \cdot \mu_z} \cdot \exp\left(\frac{K \cdot (b+e)}{\sqrt{\mu}}\right) = -2 \cdot A_1 \cdot \left[\text{ch}(K \cdot (b+e)) + \sqrt{\mu_x \cdot \mu_z} \cdot \text{sh}(K \cdot (b+e)) \right]$$

$$A_2 = A_1 \cdot \exp\left(-\frac{K \cdot (b+e)}{\sqrt{\mu}}\right) \cdot \left[\text{sh}(K \cdot (b+e)) + \frac{1}{\sqrt{\mu_x \cdot \mu_z}} \cdot \text{ch}(K \cdot (b+e)) \right]$$

$$(4) + (5) \Rightarrow 2.B_3.\exp\left(-\frac{K.z_0}{\sqrt{\mu}}\right) = 2.B_2.\exp\left(-\frac{K.z_0}{\sqrt{\mu}}\right) + J_{n \max}.dz_0$$

$$B_3 = B_2 + \frac{J_{n \max}}{2}.\exp\left(\frac{K.z_0}{\sqrt{\mu}}\right).dz_0$$

$$(4) - (5) \Rightarrow 2.A_3.\exp\left(\frac{K.z_0}{\sqrt{\mu}}\right) = 2.A_2.\exp\left(\frac{K.z_0}{\sqrt{\mu}}\right) + J_{n \max}.dz_0$$

$$A_3 = A_2 + \frac{J_{n \max}}{2}.\exp\left(-\frac{K.z_0}{\sqrt{\mu}}\right).dz_0$$

Nous substituons dans (6) par les expressions de A3 et de B3 :

$$(6) \Rightarrow \left[A_2 + \frac{J_{n \max}}{2}.\exp\left(-\frac{K.z_0}{\sqrt{\mu}}\right).dz_0 \right].\exp\left(\frac{K.r}{\sqrt{\mu}}\right) + \left[B_2 + \frac{J_{n \max}}{2}.\exp\left(\frac{K.z_0}{\sqrt{\mu}}\right).dz_0 \right].\exp\left(-\frac{K.r}{\sqrt{\mu}}\right) = 0$$

$$A_1.\exp\left(\frac{K.a}{\sqrt{\mu}}\right).\left[\text{sh}(K(b+e)) + \frac{1}{\sqrt{\mu_x}.\mu_z}.\text{ch}(K(b+e)) \right] + \frac{J_{n \max}}{2}.\exp\left(\frac{K(r-z_0)}{\sqrt{\mu}}\right).dz_0 +$$

$$A_1.\exp\left(-\frac{K.a}{\sqrt{\mu}}\right).\left[\text{sh}(K(b+e)) - \frac{1}{\sqrt{\mu_x}.\mu_z}.\text{ch}(K(b+e)) \right] + \frac{J_{n \max}}{2}.\exp\left(-\frac{K(r-z_0)}{\sqrt{\mu}}\right).dz_0 = 0$$

$$2.A_1.\text{sh}(K(b+e)).\text{ch}\left(\frac{K.a}{\sqrt{\mu}}\right) + 2.A_1.\frac{1}{\sqrt{\mu_x}.\mu_z}.\text{ch}(K(b+e)).\text{sh}\left(\frac{K.a}{\sqrt{\mu}}\right) + J_{n \max}.\text{ch}\left(\frac{K(r-z_0)}{\sqrt{\mu}}\right).dz_0 = 0$$

$$A_1 = \frac{-J_{n \max}.\text{ch}\left(\frac{K(r-z_0)}{\sqrt{\mu}}\right).dz_0}{2.\left[\text{sh}(K(b+e)).\text{ch}\left(\frac{K.a}{\sqrt{\mu}}\right) + \frac{1}{\sqrt{\mu_x}.\mu_z}.\text{ch}(K(b+e)).\text{sh}\left(\frac{K.a}{\sqrt{\mu}}\right) \right]}$$

$$\text{Soit : } D = \text{sh}(K(b+e)).\text{ch}\left(\frac{K.a}{\sqrt{\mu}}\right) + \frac{1}{\sqrt{\mu_x}.\mu_z}.\text{ch}(K(b+e)).\text{sh}\left(\frac{K.a}{\sqrt{\mu}}\right)$$

Le champ dans la région (1) est alors :

$$h_{nx}^1 = \frac{-\text{sh}(K.z) \cdot J_{n \max} \cdot \text{ch}\left(\frac{K(r-z_0)}{\sqrt{\mu}}\right) \cdot dz_0}{D} \cdot \sin(K.x)$$

$$h_{nz}^1 = \frac{\text{ch}(K.z) \cdot J_{n \max} \cdot \text{ch}\left(\frac{K(r-z_0)}{\sqrt{\mu}}\right) \cdot dz_0}{D} \cdot \cos(K.x)$$

Le champ créée par le stator complet est :

$$H_{nx}^1 = \int_{z_0=b+c}^{z_0=r} h_{nx}^1 \cdot dz_0 \quad \text{et} \quad H_{nz}^1 = \int_{z_0=b+c}^{z_0=r} h_{nz}^1 \cdot dz_0$$

$$H_{nx}^1 = \int_{z_0=b+c}^{z_0=r} h_{nx}^1 \cdot dz_0 = \frac{-\text{sh}(K.z) \cdot J_{n \max} \cdot \sin(K.x)}{D} \cdot \int_{b+c}^r \text{ch}\left(\frac{K(r-z_0)}{\sqrt{\mu}}\right) \cdot dz_0$$

$$\int_{b+c}^r \text{ch}\left(\frac{K(r-z_0)}{\sqrt{\mu}}\right) \cdot dz_0 = -\frac{\sqrt{\mu}}{K} \left[0 - \text{sh}\left(\frac{K.a}{\sqrt{\mu}}\right) \right] = \frac{\sqrt{\mu}}{K} \cdot \text{sh}\left(\frac{K.a}{\sqrt{\mu}}\right)$$

Finalement :

$$H_{nx}^1 = \frac{-\frac{\sqrt{\mu}}{K} \cdot J_{n \max} \cdot \text{sh}\left(\frac{K.a}{\sqrt{\mu}}\right) \cdot \text{sh}(K.z)}{D} \cdot \sin(K.x)$$

$$H_{nz}^1 = \frac{\frac{\sqrt{\mu}}{K} \cdot J_{n \max} \cdot \text{sh}\left(\frac{K.a}{\sqrt{\mu}}\right) \cdot \text{ch}(K.z)}{D} \cdot \cos(K.x)$$

Le champ total créée à l'extérieur du stator est :

$$H_x^e = \sum_{n=1}^{\infty} H_{nx}^1 \quad H_z^e = \sum_{n=1}^{\infty} H_{nz}^1 \quad n = 1, 3, 5, \dots$$

En grandeurs relatives, nous aurons :

$$H_x^e = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{-\sqrt{\mu} \cdot \tau \cdot J_{n \max} \cdot \text{sh}\left(\frac{n \cdot \pi \cdot \alpha}{\lambda \cdot \sqrt{\mu}}\right) \cdot \text{sh}\left(\frac{n \cdot \pi \cdot z}{\lambda \cdot r}\right)}{n \cdot \pi \cdot \left[\text{sh}\left(\frac{n \cdot \pi \cdot (\beta + \alpha)}{\lambda}\right) \cdot \text{ch}\left(\frac{n \cdot \pi \cdot \alpha}{\lambda \cdot \sqrt{\mu}}\right) + \frac{1}{\sqrt{\mu_x \cdot \mu_z}} \cdot \text{ch}\left(\frac{n \cdot \pi \cdot (\beta + \alpha)}{\lambda}\right) \cdot \text{sh}\left(\frac{n \cdot \pi \cdot \alpha}{\lambda \cdot \sqrt{\mu}}\right) \right]} \cdot \sin\left(n \cdot \pi \cdot \frac{x}{\tau}\right)$$

$$H_z^e = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sqrt{\mu} \cdot \tau \cdot J_{n \max} \cdot \text{sh}\left(\frac{n \cdot \pi \cdot \alpha}{\lambda \cdot \sqrt{\mu}}\right) \cdot \text{ch}\left(\frac{n \cdot \pi \cdot z}{\lambda \cdot r}\right)}{n \cdot \pi \cdot \left[\text{sh}\left(\frac{n \cdot \pi \cdot (\beta + \alpha)}{\lambda}\right) \cdot \text{ch}\left(\frac{n \cdot \pi \cdot \alpha}{\lambda \cdot \sqrt{\mu}}\right) + \frac{1}{\sqrt{\mu_x \cdot \mu_z}} \cdot \text{ch}\left(\frac{n \cdot \pi \cdot (\beta + \alpha)}{\lambda}\right) \cdot \text{sh}\left(\frac{n \cdot \pi \cdot \alpha}{\lambda \cdot \sqrt{\mu}}\right) \right]} \cdot \cos\left(n \cdot \pi \cdot \frac{x}{\tau}\right)$$

BIBLIOGRAPHIE

[1]. A.KIENER.

“Etude et réalisation d’une machine synchrone à aimant permanents SmCo5”
Thèse de docteur de l’I.N.P Grenoble, Juin 1981.

[2].C.CHILLET.

“Machine Synchrone multidisque à aimants permanents”
Thèse de docteur de l’I.N.P. Grenoble, Décembre 1988.

[3].C.CHILLET; M.IVANES; J.P.YONNET; P.BRISSENEAU.

“Machine synchrone à aimants et entrefer axial : comparaison des performances théoriques et expérimentales”.

Congres Canadien en génie électrique et informatique. Quebec. CANADA . 25-27. Sept 1991.

[4].H.LE-Huy ; R.Perret ; P.Feuillet .

“Minimization of Torque Ripple in Brushless DC Motor Drives”.

IEEE Transaction on Industry Application , Vol. IA-22, No.4, July / August 1986.

[5].O.RUAS.

“Motoréducteur intégré pour la robotique”

Thèse de docteur de l’I.N.P. Grenoble, Avril 1987.

[6].D.LEBOUC.

“Contribution à l’étude des machines synchrones à aimants permanents”

Thèse de docteur de l’I.N.P.Grenoble. Juin 1984.

[7].P.BRISSENEAU; L.BRUGEL; A.KIENER; D.LEBOUC; J.P.YONNET.

“Nouvelles structures de moteurs à aimants permanents”

R.G.E ; p:632-641. Octobre 1984.

[8].THOMAS.M; JAHNS.

“Torque Production in Permanent-Magnet Synchronous Motor Drives With Rectangular Current Excitation”.

IEEE Transaction on Industry Applications, Vol.IA-20, No.4, July / August 1984.

[9].A.REZZOUG; F.M.SARGOS; A.YOUMSSI.

“Analytical Study of Permanent Magnet Cylindrical Synchronous Machines Fed by Rectangular or Sinusoidal Currents”.

International conference on the evolution and modern aspects of synchronous machines, Book 3, pp 1071-1075 august 27-29 1991 Zurich, SUISSE.

[10].A.GUERAUD,J.P.POUILLANGE,G.CREMET.

“Evolution des Performances et nouvelles applications des machines à aimants permanents”..
Colloque Européen. Aimants Modernes 13 et 15 Juin 1990. Grenoble.

[11].C.LINCHEN; E.GRAHAM.DAWSON and R.TONY.EASTHAM.

“Permanent Magnet Synchronous Motor Design : Finit Element and Analytical Methods”..
ICEM Vol3 13-15 Aug. 1990 Cambridge. USA.

[12].M.A.RAHMAN; T.A.LITTLE; G.R.SLEMON.

“Analytical Models for Interior-type Permanent Magnet Synchronous Motors”
IEEE Transaction on Magnetics, Vol.Mag-21,N°5,Sep 1985.pp 1741-1743.

[13].C.JACQUES.

“Machines électriques embarquées à aimants permanents” .
Colloque Européen. Aimants Modernes 13 et 15 Juin 1990. Grenoble.

[14] M.L.MAZENC; R.CARLSON; J.HECTOR; J.J.PESQUE.

“Characterisation of a New Machine with Ferrite Magnets by Resolving the Partial Differential Equation for the Magnetic Field”.

Proc. IEE, Vol 124. N°8, Aug 1977.

[15] S.LEICHTER.

“Etude de machines excitées par aimants ferrites et alimentées par convertisseur statique fonctionnant en commutation naturelle : Recherche de structures magnétiques optimales et analyse du comportement”.

Thèse de docteur ingénieur INP.Toulouse.décembre 1980.

[16] P.BRISSENEAU.

Polycopié de l'ENSIEG. Matériaux Magnétiques.

[17] GU.QISHAN; GAO.HONGZHAN.

“Effect of Slotting in P.M Electric Machines”

Electric Machines and Power Systems, Vol 10, N°4. 1985.pp 273-284.

[18] GRECO.

“Machines électriques à hautes performances”.

Rapport interne. Février 1979. Toulouse.

[19] Z.Q.ZHU; D.HOWE.

“Analytical Prediction of Dynamic Performance Characteristics of Brushless DC Drives”.

Electric Machines and Power Systems, Vol 20.pp 661-678. 1992.

[20] C.KRAMER.

“The Effect of Slotting in Permanent Synchronous Machines”.
Proceedings, Part I ICEM pp 287-294 .1980. Sept 15-16-17 Athens.

[21] M.LAJOIE-MAZENC; S.LEICHTER

“Etude de machines synchrones à aimants alimentées par convertisseur statique fonctionnant en commutation naturelle”.
RGE Mars 1981 pp 201-208.

[22] R.CARLSON; M.LAJOIE-MAZENC; C.JOAO; S.FGAGUNDES.

“Analysis of torque Ripple Due to Phase Commutation in Brushless DC Machines”.
IEEE Transaction on Industry Applications, Vol 28 N°3 May/Jun 1992.

[23] R.CARLSON; J.CROS; M.LAJOIE-MAZENC.

“The Analytical Determination of the Characteristics of Permanent Magnet Brushless DC Drives”.
Proceedings 4th ECPEA 3-6 Sep 1991 FIRENZE.

[24].N.BOULES.

“Field Analysis of PM Synchronous Machines with Buried Magnet Rotor”.
ICEM 1986 p 1063-1066

[25] H.WEH; N.BOULES.

“Field Analysis for a High-Power, High-Speed Permanent Magnet Synchronous Machine of the Disc Construction Type”.
Electric Machines and Electromechanics. Vol 5. N°1. Jan/Feb. 1980.

[26] N.BOULES; H.WEH.

“Machine Constants and Design Considerations of A High-Power, High-Speed Permanent Magnet Disc Type Synchronous Machine”.
Electric Machines and Electromechanics. Vol 5. N°2. Mar/Apr. 1980.

[27] B.T.OOL.

“Optimal Winding Design of Permanent Magnet Motor for Self-Controlled Inverter Operation”.
Electric Machines and Electromechanics Vol 6. N°5. pp 381-389. Sep/Oct. 1981.

[28] T.ALASUVANTO; T.JOKINEN.

“Comparison of Four Different Permanent Magnet Rotor Constructions”.
ICEM N°3 13-15 Aug 1990. Cambridge. USA.

[29] G.R.SLEMON; X.LIU.

“Modeling and Design Optimization of Permanent Magnet Motors”.
Electric Machines and Power Systeme. Vol 20.pp 71-92. 1992.

[30] N.BOULES.

“Two-Dimensional Field Analysis of Cylindrical Machines with Permanent Magnet Excitation”.
IEEE Transaction on Industry Applications Vol IA 20. N°5 Sep/Oct. 1984.

[31] M.LAJOIE-MAZENC; P.MATHIEU; B.DAVAT.

“Utilisation des aimants permanents dans les machines à commutation électronique”.
RGE. Oct 1984. pp 605-612.

[32] M.A.RAHMAN.

“Analytical Models for exterior- type Permanent Magnet Synchronous Motors”.
IEEE Transaction on Magnetics, Vol, Mag-23. N°5 Sep 1987.

[33] J.L.COULOMB.

“Contribution à l'étude numérique des phénomènes électromagnétique dans les machines électriques”.

Thèse de docteur de 3 ème cycle INP Grenoble 1975.

[34].M.LIWSCHITZ. spes.LAUSANNE.

“Calcul des machines électriques”. Tome.2.

DUNOD. PARIS.

[35].C.MENU.

“Machines Synchrones à FEM trapézoïdales: autopilotage et contrôle de couple numériques.
Etude et simulation de différentes stratégies de commande”.

Thèse de docteur-wingénieur I.N.P. Grenoble, Juillet 1984.

[36].C.MARCHAND.

“Contribution à l'étude de l'optimisation du couple dans les servomoteurs synchrones à aimants permanents. Mise en oeuvre d'une modélisation électromagnétique dans la commande numérique”.

Thèse de docteur-ingénieur. Université Paris VI . Février 1991.

[37].A.D.KONE.

“Contribution à la conception des actionneurs électriques par formulation en termes d'optimisation”.

Thèse de docteur INPToulouse. janvier 1993.

[38].A.YOUMSSI.

”Contribution aux calculs des machines synchrones à aimants permanents”.
Thèse de docteur de INPLORRAINE. mai 1992.

[39].M.NAIDU.

“Rotor Position Estimation Scheme of a Permanent Magnet Synchronous for High Performance Variable Speed Drive”. I.A.S 1992. pp 48-53.

[40].Z.Q.ZHU; D.HOWE.

“Instantaneous Magnetic Field Distribution in Brushless Permanent Magnet dc Motors, Part III Effect of Stator Slotting”. IEEE Transaction on Magneycics, Vol. 29. N°1. January 1993.





PRESIDENT DE L'INSTITUT
Monsieur Maurice REAUD

Année 1993

PROFESSEURS DES UNIVERSITES

BARBAUD	Michel	ENSERG
BARRAUD	Alain	ENSIEG
BARTHELEMY	Alain	ENSHMG
BAUDELET	Bernard	ENSPG
BAUDIN	Gérard	UFR PGP
BEAUFILS	Jean-Pierre	ENSIEG/ILL
BOIS	Philippe	ENSHMG
BOUVIER	Gérard	ENSPG
BRINI	Jean	ENSPG
BRUNET	Yves	CUFEA
CAVAIGNAC	Jean-François	ENSPG
CHARTIER	Germain	ENSPG
CHENEVIER	Pierre	ENSPG
CHERYU	Arlette	ENSPG
CHOVET	Alain	ENSPG
COGNET	Gérard	ENSPG
COLINET	Catherine	ENSPG
COMMAULT	Christian	ENSPG
CORNUT	Bruno	ENSPG
COULOMB	Jean-Louis	ENSPG
COUTRIS	Nicole	ENSPG
CROWLEY	James	ENSHMG
DALARDE	Francis	ENSHMG
DARVE	Félix	ENSHMG
DELLA DORA	Jean	ENSHMG
DEPEY	Maurice	ENSHMG
DEFORTES	Jacques	ENSHMG
DEROO	Daniel	ENSHMG
DESRE	Pierre	ENSHMG
DIARD	Jean-Paul	ENSHMG
DOLMAZON	Jean-Marc	ENSHMG
DURAND	Francis	ENSHMG
DURAND	Jean-Louis	ENSHMG
FAUTRELLE	Yves	ENSHMG
FOGGIA	Albert	ENSHMG
FORAY	Pierre	ENSHMG
FOULARD	Claude	ENSHMG
GALERIE	Alain	ENSHMG
GANDINI	Alessandro	ENSHMG
GAUBERT	Claude	ENSHMG
GENTIL	Pierre	ENSHMG
GENTIL	Sylviane	ENSHMG
GUERIN	Bernard	ENSHMG
GUYOT	Pierre	ENSHMG
IVANES	Marcel	ENSHMG
JACQUET	Paul	ENSHMG
JALLUT	Christian	ENSHMG
JANOT	Marie-Thérèse	ENSHMG



JAULENT	Patrick	ENSGI
JAUSSAUD	Pierre	ENSIEG
JOST	Rémy	ENSPG
JOURBERT	Jean-Claude	ENSPG
KUENY	Geneviève	ENSHMG
LACHENAL	Jean-Louis	UFR PGP
LACOME	Dominique	ENSHMG
LADET	Jean-Louis	ENSHMG
LE NEST	Pierre	ENSHMG
LESIEUR	Jean-François	UFR/PGP
LESPINARD	Marcel	ENSHMG
LIENARD	Georges	ENSHMG
LONGUEQUEUE	Joël	ENSHMG
LORET	Jean-Pierre	ENSPG
LOUCHEZ	Benjamin	ENSHMG
LUCAZEAU	François	ENSHMG
LUX	Guy	ENSHMG
MASSE	Augustin	ENSHMG
MASSELOT	Philippe	ENSHMG
MAZARE	Christian	ENSHMG
MICHEL	Guy	ENSHMG
MOHR	Gérard	ENSHMG
MOREAU	Roger	ENSHMG
MOREAU	René	ENSHMG
MOREAU	Roger	ENSHMG
MOSSIERE	Jacques	ENSHMG
OBLED	Charles	ENSHMG
OZIL	Patrick	ENSHMG
PANANAKAKIS	Georges	ENSHMG
PAULEAU	Yves	ENSHMG
PERRET	Robert	ENSHMG
PERRIER	Pascal	ENSHMG
PIAU	Jean-Michel	ENSHMG
PIC	Etienne	ENSHMG
PLATEAU	Brigitte	ENSHMG
POUPOT	Christian	ENSHMG
RAMEAU	Jean-Jacques	ENSHMG
REINISCH	Raymond	ENSHMG
RENAUD	Maurice	ENSHMG
RIMET	Roger	ENSHMG
ROBERT	François	ENSHMG
ROGNON	Jean-Pierre	ENSHMG
ROSSIGNOL	Michel	ENSHMG
ROYE	Daniel	ENSHMG
SABONNADIERE	Jean-Claude	ENSHMG
SAGUET	Pierre	ENSHMG
SAUCIER	Gabrielle	ENSHMG
SCHLENKER	Claire	ENSHMG
SCHLENKER	Michel	ENSHMG
SILVY	Jacques	ENSHMG
SOHM	Jean-Claude	ENSHMG
SOHM	Jean-Louis	ENSHMG
SOUQUET	Jean-Louis	ENSHMG
TICHKIEWITCH	Serge	ENSHMG
TROMPETTE	Philippe	ENSHMG
TRYSTRAM	Denis	ENSHMG
VEILLON	Gérard	ENSHMG
VERTJUS	Jean-Pierre	ENSHMG
VINCENT	Henri	ENSHMG

SITUATION PARTICULIERE

PROFESSEURS D'UNIVERSITE

DETACHEMENT

BLOCH Daniel
BONNET Guy
BRECHET Yves
CAILLERIE Denis
GREVEN Hélène
LATOMBE Jean-Claude
PIERRARD Jean-Marie

ENSPG
ENSPG
ENSEEG
ENSHMG
CUFEA
ENSIMAG
ENSHMG

DIRECTEURS DE RECHERCHE CNRS

ABELLO	Louis
ALDEBERT	Pierre
ALEMANY	Antoine
ALLIBERT	Colette
ALLIBERT	Michel
ANSARA	Ibrahim
ARMAND	Michel
AUDIER	Marc
AUGOYARD	Jean-François
AVIGNON	Michel
BERNARD	Claude
BINDER	Gilbert
BLAISING	Jean-Jacques
BONNET	Roland
BORNARD	Guy
BOUCHERLE	Jean-Xavier
CAILLET	Marcel
CARRE	René
CHASSERY	Jean-Marc
CHATILLON	Christian
CTBERT	Joël
CLERMONT	Jean-Robert
COURTOIS	Bernard
CRICQUI	Patrick
CRISTOLOVEANU	Sorin
DAVID	René
DION	Jean-Michel
DOUSIERE	Jacques
DRIOLE	Jean
DUCHET	Pierre
DUGARD	Luc
DURAND	Robert
ESCUJER	Pierre
EUSTATHOPOULOS	Nicolas
FINON	Dominique
FRUCHARD	Robert
GARNIER	Marcel
GIROD	Jacques
GLANGEAUD	François
GUELIN	Pierre
HOFFINGER	Emil
JORRAND	Philippe
JOUD	Jean-Charles
KAMARINOS	Georges
KLEITZ	Michel
KOPMAN	Walter
LACROIX	Claudine
LANDAU	Ioan
LAULHERE	Jean-Pierre
LEGRAND	Michel
LEJEUNE	Gérard
LEPROVOST	Christian
MADAR	Roland
MARTIN	Jean-Marie
MERMET	Jean

MEUNIER
MICHEL
NAYROLLES
PASTUREL
PEUZIN
PHAM
PIAU
PIQUE
POINSIGNON
PREJEAN
RENOUARD
SENATEUR
SIFAKIS
SIMON
SUERY
TEODOSIU
VACHAUD
VAUCLIN
WACK
YAVARI
YONNET

Gérard
Jean-Marie
Bernard
Alain
Jean-Claude
Antoine
Monique
Jean-Paul
Christiane
Jean-Jacques
Dominique
Jean-Pierre
Joseph
Jean-Paul
Michel
Christian
Georges
Michel
Bernard
Ali-Reza
Jean-Paul

**PERSONNES AYANT OBTENU LE DIPLOME
D'HABILITATION A DIRIGER DES RECHERCHES**

BALESTRA Francis
BALME Louis
BECKER Monique
BIGON Jean
BINDER Zdenek
BOE Louis-Jean
BRECHET Yves
CADOZ Claude
CANUDAS DE WIT Carlos
CHAMPENOIS Gérard
CHOLLET Jean-Pierre
COEY Jean-Pierre
CORNUEJOLS Gerard
COURNIL Michel
CRASTES DE PAULET Michel
DALLERY Yves
DESCOTES-GENON Bernard
DUGARD Luc
DURAND Madeleine
FERREUX Jean-Paul
FEUILLET René
FORAY Pierre
FREIN Yannick
GAUTHIER Jean-Paul
GIBAUDO Gérard
GUILLEMOT Nadine
GUYOT Alain
HAMAR Sylviane
HAMAR Roger
HORAUD Patrice
JACQUET Paul
LATOMBE Claudine
LE HUY Hoang
LE GORREC Bernard
LOZANO-LEAL Rogelio
MACOVSKI Mihail
MAHEY Philippe
METAIS Olivier
MONMUSSON-PICQ Georgette
MORY Mathieu
MULLER Jean
MULLER Jean-Michel
NGUYEN TRONG Bernadette
NIEZ Jean-Jacques
PERRIER Pascal
PLA Fernand
RECHENMANN François
ROGNON Jean-Pierre
ROUCHER Jean
ROUX Jean-Claude
SKOTNICKI Tomasz
TCHOENT Maurice
THOMAS Olivier
VAHLAS Constantin

PERSONNES AYANT OBTENU LE DIPLOME

DE DOCTEUR D'ETAT INPG

ABDEL-RAZEK	Adel
AKSAS	Haris
ALLA	Hassane
AMER	Ahmed
ANCELLE	Bernard
ANGENEUX	Gilbert
ATMANI	Hamid
AYEDI	Hassine Feri
A.BADR	Osman
BACHIR	Aziz
BALANZAT	Emmanuel
BALTER	Roland
BARDEL	Robert
BARRAL	Gérard
BAUDON	Yves
BAUSSAND	Patrick
BEAUX	Jacques
BEGUINOT	Jean
BELLISSANT né FUNEZ	Marie-Claire
BELLON	Catherine
BEN RAIS	Abdejetta
BERGER-SABBATEL	Gilles
BERNACHE-ASSOLANT	Didier
BEROVAL	Abderrahmane
BERTHOD	Jacques
BILLARD	Dominique
BLANC épouse FOULETIER	Mireille
BOCHU	Bernard
BOJO	Gilles
BOKSENBAUM	Claude
BOLOPION	Alain
BONNARD	Bernard
BORRIONE	Dominique
BOUCHACOURT	Michel
BRION	Bernard
CAIRE	Jean-Pierre
CAMEL	Denis
CAPERAN	Philippe
CAPLAIN	Michel
CAPOLINO	Gérard
CASPI	Paul
CHAN-TUNG	Nam
CHASSANDE	Jean-Pierre
CHATAIN	Dominique
CHEHIKIAN	Alain
CHIRAMELLA	Yves
CHILO	Jean
CHUPIN	Jean-Claude
COLONNA	Jean-François
COMITI	Jacques
CORDET	Christian
COUDURIER	Lucien
COUTAZ	Jean-Louis
CREUTIN	Jean-Dominique
DAO	Tronglich
DARONDEAU	Philippe
DAVID	Bertrand
DE LA SEN	Manuel
DELACHAUME	Jean-Claude
DENAT	André
DESCHIZEAUX née CHERUY	Marie-Noëlle
DIJON	Jean
DOREMUS	Pierre
DUPEUX	Michel
EL ADHAM	Karim
EL OMAR	Fovaz
EL-HENNAWY	Adel
ETAY	Jacqueline
FABRE	Suzanne
FAURE-BONTE	Mireille
FAVIER	Denis
FELIACHI	Jean-Jacques
FERYAL	Movloud
FLANDRIN	Haj Hassan
FOREST	Patrick
FORESTIER	Bernard
FOSTER	Michel
FRANC	Panayolis
GADELLE	Jean-Pierre
GARDAN	Patrice
GENIN	Yvon
GERVASON	Jacques
GILORMINI	Georges
GENOUX	Pierre
GOUNIRI	Jean-Louis
GROC	Louis
GROSDON	Bernard
GROSDON	André
GUERIN	Jean-Yves
GUERIN	Jean-Claude
GUSSOUS	Anas
GUIBOUD-RIBAUD	Serge
HALBWACHS	Nicolas
HAMMOURI	Hassan
HEDEIROS SILIVEIR	Hamilton
HERAULT	Jeanny
HONER	Claude
HUECKEL	Tomasz
IGNAT	Michel
ILJADIS	Athanasios
JANIN	Gérard
JERRAYA	Ahmed Amine
JUTTEN	Christian
KAHIL	Hassan
KHUONGQUANG	Dong
KILLIS	Andreas
KONE	Ali
LABEAU	Michel
LACAZE	Alain
LACROIX	Jean-Claude
LANG	Jean-Claude
LATHUILLERE	Chantal
LATY	Pierre

LAUGIER Christian
 LE CADRE Jean-Pierre
 LE GARDEVY René
 LE THIESSE Jean-Claude
 LEMAIGNAN Clément
 LEMUET Daniel
 LEVEQUE Jean-Luc
 L'HERTIER Henry
 MAGNIN Philippe
 MAISON Thierry
 MAMWI François
 MAMWI Abdullah
 MANTEL épouse SIEBERT Elisabeth
 MARCON Guy
 MARTINEZ Francis
 MARTIN-GARIN Lionel
 MASSE Dominique
 MAZER Emmanuel
 MERCKEL Gérard
 MEUNIER Jean
 MILI Ali
 MOALLA Mohamed
 MODE Jean-Michel
 MONLLOR Christian
 MONTELLA Claude
 MORET Frédéric
 MRAYATI Mohammed
 M'SAAD Mohammed
 M'SIRDI Koudier Nace
 NEPOMIASTCHY Pierre
 NGUYEN Trong Khoi
 NGUYEN-XUAN-DANG Michel
 ORANIER Bernard
 ORTEGA-MARTINEZ Roméo
 PAIDASSI Serge
 PASSERONE Alberto
 PEGON Pierre
 PIOLAT Christophe
 POGGI Yves
 PONS Jean-Claude
 POU Michel
 POU Tong Eck
 RAFAIE Paiviz
 RAHAL Harie Fikri
 RAGAE Salah
 RAMA SEABRA SANTOS Fernando
 RAVAINÉ Denis
 RAZBAN-HAGHIGHI Tchangviz
 RAZZOUK Micham
 REGAZZONI Gilles
 RIQUET Jean-Pierre
 ROBACH Chantal
 ROBERT Yves
 ROGEZ Jacques
 ROHMER Jean
 ROUSSEL Claude
 SAAD Abdallah
 SAAD Youcef
 SABRY Mohamed Nabi
 SALON Marie-Christine

SAUBAT épouse MARCUS Bernadette
 SCHMITT Jean-Hubert
 SCHOELLKOPF Jean-Pierre
 SCHOLL Michel
 SCHOLL Pierre-Claude
 SCHOUER Edmond
 SCHWARTZ Jean-Luc
 SEGUIN Jean
 SIWY Jacques
 SKALLI Abdellatif
 SKALLI HOUSSSEYNI Abdelali
 SOUCHON Alain
 SUETRY Jean
 TALLAJ Nizar
 TEDIAR Farouk
 TEDIJINI Smajl
 TEYSSANDIER Francis
 THEVENODFOSSE Pascale
 TMAR Mohamed
 TRIOLLIER Michel
 TUFFELT Denis
 TZIRITAS Georges
 VALJIN Didier
 VELAZCO Raoul
 VERDILLON André
 VERMANDE Alain
 VIKTOROVITCH Pierre
 VITRANT Guy
 WEISS François
 YAZAMI Rachid

Président de l'Université :

M. NEMOZ Alain

ANNEE UNIVERSITAIRE 1990 - 1991

MEMBRES DU CORPS ENSEIGNANT DE SCIENCES ET DE GEOGRAPHIE

PROFESSEURS DE 1ERE CLASSE

ADIBA Michel
ANTOINE Pierre
ARVIEU Robert
AURIAULT Jean Louis
BAR-A Jean René
BECKER Pierre
BEGUIN Claude
BELORISKY Elie
BENZAKEN Claude
BERARD Pierre
BERNARD Alain
BERTRANDIAS Francoise
BERTRANDIAS Jean Paul
BILLET Jean
BLANCHI Jean Pierre
BOEHLER Jean Paul
BOITET Christian
BORNAREL Jean
BRUANDET Jean François
CARLIER Georges
CASTAING Bernard
CHARDON Michel
CHIBON Pierre
COHEN ADDAD Jean Pierre
COLIN DE VERDIERE Yves
CYROT Michel
DEBELMAS Jacques
DEMAILLY Jean Pierre
DENEUVILLE Alain
DEPORTES Charles
DOLIQUE Jean Michel
DOUCE Roland
DUCROS Pierre
FINKE Gerde
GAUTRON René
GENIES Eugène
GERMAIN Jean Pierre
GIDON Maurice
GIGNOUX Claude
GILLARD Roland
GUITTON Jacques

Informatique
Géologie I.R.I.G.M.
Physique Nucléaire I.S.N.
Mécanique
Statistiques - Mathématiques Appliquées
Physique
Chimie Organique
Physique
Mathématiques Pures
Mathématiques Pures
Mathématiques Pures
Mathématiques Pures
Mathématiques Pures
Géographie
A.P.S.
Mécanique
Informatique et Mathématiques Appliquées
Physique
Biologie Végétale
Physique
Géographie
Biologie Animale
Physique
Mathématiques Pures
Physique du Solide
Géologie Générale
Mathématiques Pures
Physique
Chimie Minérale
Physique des Plasmas
Physiologie Végétale
Cristallographie
Informatique
Chimie
Chimie
Mécanique
Géologie
Sciences nucléaires
Mathématiques
Chimie

HERAULT Jeanny
HICTER Pierre
JANIN Bernard
JOLY Jean René
JOSELEAU Jean Paul
KAHANE André
KAHANE Josette
KRAKOWIAK Sacha
LAZERONICZ Jeanine
LAZERONICZ Joseph
LAURENT Pierre Jean
LEBRETON Alain
DE LEIRIS Joël
LHOMME Jean
LOISEAUX Jean Marie
LONGUEUE Nicole
LUNA Domingo
MACHE Régis
MASCLE Georges
MAYNARD Roger
NEMOZ Alain
OMONT Alain
PELMONT Jean
PIERRE Guy
PIERRE Jean Louis
RENARD Michel
RICHARD Jean Marc
RIEDTMANN Christine
RINAUDO Marguerite
ROBERT Jean Bernard
ROSSI André
SAYOD Raymond
SENGEL Philippe
SERGERAERT Francis
SOUCHIER Bernard
STUTZ Pierre
TRILLING Laurent
VALLADE Marcel
VAN CUTSEM Bernard
VIALON Pierre
VIDAL Micheal

Physique
Chimie
Géographie
Mathématiques Pures
Biochimie
Physique
Mathématiques Appliquées
Physique
Physique
Mathématiques Appliquées
Mathématiques Appliquées
Biologie
Chimie
Sciences Nucléaires I.S.N.
Physique
Mathématiques Pures
Physiologie Végétale
Géologie
Physique
Astrophysique
Biochimie
Géophysique
Chimie Organique
Thermodynamique
Mathématiques
Chimie C.E.R.M.A.V.
Biologie
Biologie Animale
Biologie Animale
Mathématiques Pures
Biologie
Mécanique
Mathématiques Appliquées
Physique
Mathématiques Appliquées
Géologie

.../...

PROFESSEURS DE 2EME CLASSE

APPARU Marcel
 ARMAND Gilbert
 ARNAUD Hubert
 ARTRU Marie Christine
 ATTANE Pierre
 BARATE Robert
 BARET Paul
 BARGE Jean
 BARLET Roger
 BERTIN José
 BLOCK Marc
 BLUM Jacques
 BOITET Christian
 BORRIONE Dominique
 BOULON Marc
 BOUTRON Claude
 BOUVET Jean
 BROSSARD Jean
 BRUGAL Gérard
 CAMPILLO Michel
 CAVAILLE Jean Yves
 CERFF Rudiger
 CHIARAMELLA Yves
 CHOLLET Jean Pierre
 COLOMBEAU Jean François
 COTTET Georges-Henri
 COURT Jean
 CUNIN Pierre Yves
 DAVID Jean
 DEROUARD Jacques
 DHOUAILLY Danielle
 DUFRESNOY Alain
 DUPUY Claude
 DURAND Mireille
 FONTECAVE Marc
 FOURNIER Jean Marc
 GASPARD François
 GIDON Maurice
 GIORNI Alain
 GONZALEZ SPRINGER Gerardo
 GOURC Jean Pierre
 GUIGO Maryse
 GUMUCHIAN Hervé
 HACQUES Gérard
 HAMMOU Abdelkader
 HERBIN Jacky
 HERINO Roland
 HERZOG Michel
 JARDON Pierre
 JUTTEN Christian
 KERCKHOVE Claude
 KOSAREW Siegmund
 KLINGER Jurgen
 LAURENT Christine
 MANDARON Paul
 MARTINEZ Francis
 MERCHEZ Fernand
 MILAS Michel
 MOREL Alain
 MORIN Pierre
 NGUYEN HUY Xuong-
 OUDET Bruno

Chimie
 Géographie
 Géologie
 Physique
 Mécanique
 Sciences Nucléaires
 Chimie
 Mathématiques
 Chimie
 Mathématiques
 Biologie
 Mathématiques Appliquées
 Mathématiques Appliquées
 Automatique Informatique
 Mécanique
 Glaciologie
 Biologie
 Mathématiques
 Biologie
 Géophysique
 Chimie
 Biologie
 Mathématiques Appliquées
 Mécanique
 Mathématiques (ENSL)
 Modélisation, calcul scientifique, statis.
 Chimie
 Informatique
 Géographie
 Physique
 Biologie
 Mathématiques Pures
 Chimie
 Sciences Nucléaires
 Chimie
 Physique
 Physique
 Gléologie
 Sciences Nucléaires
 Mathématiques Pures
 Mécanique
 Géographie
 Mathématiques Appliquées
 Chimie
 Géographie
 Physique
 Chimie
 Physique
 Géologie
 Math. fondamentales et appliquées
 Glaciologie
 Mathématiques
 Biologie
 Mathématiques Appliquées
 Physique
 Chimie
 Géographie
 Physique
 Informatique
 Mathématiques Appliquées

Biologie
 Géologie
 Astrophysique
 Sciences Nucléaires I.S.N.
 Biologie
 Géologie
 Physique
 Physique
 Mathématiques Appliquées
 Physique
 Didactique des disciplines scientifiques
 Chimie
 Mathématiques Pures
 Physique
 Géologie
 Physique
 Chimie
 Physique
 Mathématiques Appliquées
 Chimie
 Mécanique
 Biologie
 Informatique et Mathématiques appliquées
 Physique
 Glaciologie
 Physique
 Chimie
 Physique
 Chimie
 Géographie
 Chimie

PAUTOU Guy
 PECHER Arnaud
 PELLETIER Guy
 PERRIN Claude
 PEISTER Claude
 PIBOULE Michel
 PORTESEIL Jean Louis
 PUECH Laurent
 RAYNAUD Hervé
 REGNARD Jean René
 ROBERT Claudine
 ROBERT Danielle
 ROBERT Gilles
 SAJOT Gérard
 SARROT REYNAUD Jean
 SAYETAT Françoise
 SERVE Denis
 STOECKEL Frédéric
 SCHOLL Pierre Claude
 SUBRA Robert
 TEMPERVILLE André
 TISSUT Michel
 TOURNIER Evelyne
 VALLADE Marcel
 VALLON Michel
 VICAT Jean
 VINCENS Maurice
 VINCENT Gilbert
 VIVIAN Robert
 VOTTERO Philippe
 WITOMSKI Patrick





AUTORISATION DE SOUTENANCE

Vu les dispositions de l'arrêté du 30 Mars 1992 relatifs aux Etudes Doctorales

Vu les Rapports de présentations de :

Monsieur GRELLET

Monsieur ALLANO

Monsieur Said HARMIM

est autorisé(e) à présenter une thèse en soutenance en vue de l'obtention du diplôme de Docteur de l'Institut National Polytechnique de Grenoble, spécialité "Génie Electrique".

Fait à Grenoble, le 30 novembre 1993

Pour le Président de l'INPG
et par délégation
le Directeur de l'Ecole Doctorale
JL. LACOUME





Résumé

Ce travail concerne le calcul analytique des machines synchrones à aimants permanents sans pièces polaires. Dans ces machines, les aimants, d'aimantation radiale ou tangentielle sont collés en surface du rotor. Une représentation bidimensionnelle de la machine dans le plan cartésien a été choisie afin de pouvoir analyser aussi bien une machine discoïdale qu'une machine cylindrique.

Les aimants sont représentés par le modèle coulombien, la région dents-encoches est remplacée par une zone homogène anisotrope dans laquelle la densité surfacique équivalente de courant est distribuée discrètement.

Les expressions analytiques des composantes harmoniques de la fem et des inductances permettent de déterminer l'allure des courants et du couple résultants pour une alimentation de type deux phases. Une étude de l'influence des paramètres géométriques et de l'efficacité des aimants interpaires d'aimantations tangentielles par rapport à l'entrefer a été menée dans le cas d'une alimentation deux phases et dans celui d'une alimentation sinusoïdale.

Abstract

The present work reports the analytical design of permanent magnet synchronous machines without pole pieces. In these machines the magnets, which have radial or tangential magnetisation, are fixed on the rotor surface. A two dimensions representation of the machine in the Cartesian plane was chosen in order to allow the analysis of a discoid or a cylindrical machine.

The magnets are represented according to the Coulomb's model. The slots-teeth region is replaced by a homogeneous anisotropic zone in which the equivalent surface current density is discreetly distributed.

The analytical equations of the emf harmonic components as well as the inductances are applied to determine the currents waveforms and the resultant torque for a two-phase feeding. A study of the influence of geometrical parameters and the azimuthal magnetized interpolar magnets efficiency was conducted in two feeding cases : a two-phase feeding and a sinusoidal one.

Mots-clés

Machines synchrones.

Homogénéisation.

Modèle analytique.

Aimants permanents.

