



**HAL**  
open science

# ÉTUDE DES PERTES MAGNÉTIQUES SUPPLÉMENTAIRES DANS LES MACHINES ASYNCHRONES ALIMENTÉES PAR ONDULEUR À MODULATION DE LARGEUR D'IMPULSION

Christophe Cester

► **To cite this version:**

Christophe Cester. ÉTUDE DES PERTES MAGNÉTIQUES SUPPLÉMENTAIRES DANS LES MACHINES ASYNCHRONES ALIMENTÉES PAR ONDULEUR À MODULATION DE LARGEUR D'IMPULSION . Energie électrique. Institut National Polytechnique de Grenoble (INPG), 1996. Français. NNT: . tel-01848349

**HAL Id: tel-01848349**

**<https://hal.science/tel-01848349v1>**

Submitted on 24 Jul 2018

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

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

# THÈSE

Présentée par

**Christophe CESTER**

Ingénieur ENSIEG

Pour obtenir le grade de DOCTEUR  
DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE  
(Arrêté ministériel du 30 mars 1992)

Spécialité: GÉNIE ÉLECTRIQUE

---

---

## ÉTUDE DES PERTES MAGNÉTIQUES SUPPLÉMENTAIRES DANS LES MACHINES ASYNCHRONES ALIMENTÉES PAR ONDULEUR À MODULATION DE LARGEUR D'IMPULSION

---

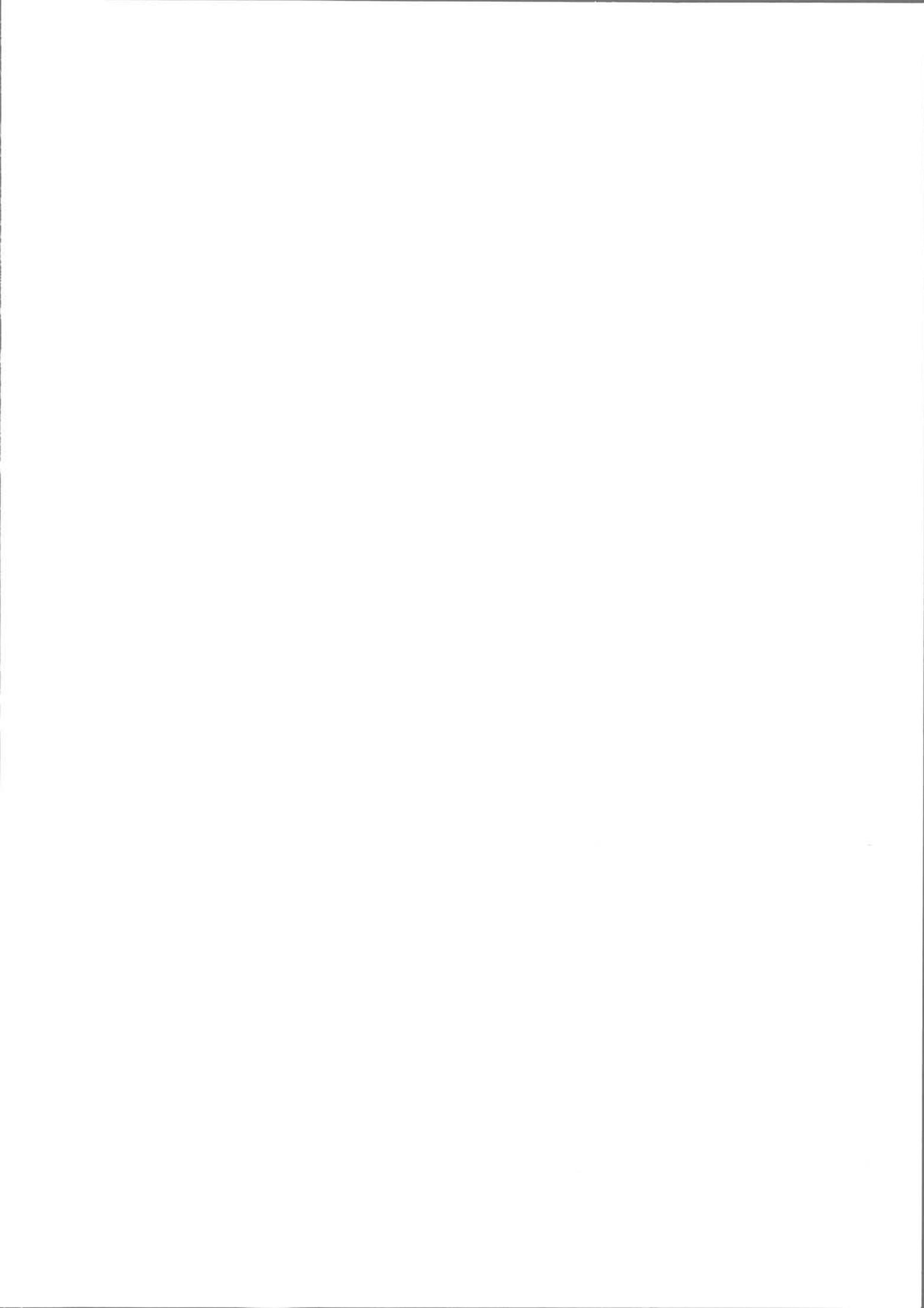
---

Date de soutenance : le 21 Juin 1996

Composition du Jury :

Président :	Monsieur	Guy SÉGUIER (rapporteur)
Examineurs :	Madame	Afef KEDOUS-LEBOUC
	Messieurs	Bruno CORNUT
		Philippe MANFÉ
		Bernard MULTON (rapporteur)
		Jean VERDUN

Thèse réalisée au Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble



Le travail présenté ici a été réalisé dans le cadre de l'équipe Matériaux Magnétiques du Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble, et a été l'objet d'un contrat CIFRE entre le laboratoire et la société des Moteurs Leroy-Somer.

Je tiens à remercier tout d'abord Monsieur Guy Séguier, professeur émérite de l'Université des Sciences et Techniques de Lille de m'avoir fait le grand honneur d'être rapporteur et président du Jury.

Je remercie de même Monsieur Bernard Multon, professeur à l'Ecole Normale Supérieure de Cachan, d'avoir bien voulu s'intéresser à ce travail, et accepter d'en être le rapporteur.

Je voudrais exprimer toute ma reconnaissance à Monsieur Jean Verdun, responsable développement chez Usinor Aciers Electriques pour m'avoir fait l'honneur de faire partie du Jury.

J'adresse mes plus vifs remerciements à Messieurs François Peltier et Philippe Manfé, directeur et ingénieur de recherche de la société Leroy-Somer pour la confiance qu'ils m'ont accordée en me permettant de réaliser cette thèse, puis pour avoir suivi et orienté ce travail.

L'encadrement scientifique de cette thèse a été assuré par Monsieur Bruno Cornut et Madame Afef Kedous-Lebouc. Je voudrais remercier Bruno pour m'avoir incité à continuer en thèse, ainsi que pour ses conseils, sa méthodologie et son ouverture d'esprit. Je tiens de même tout particulièrement à remercier Afef pour sa disponibilité et sa compétence, mais aussi pour sa gentillesse et sa bonne humeur inaltérables.

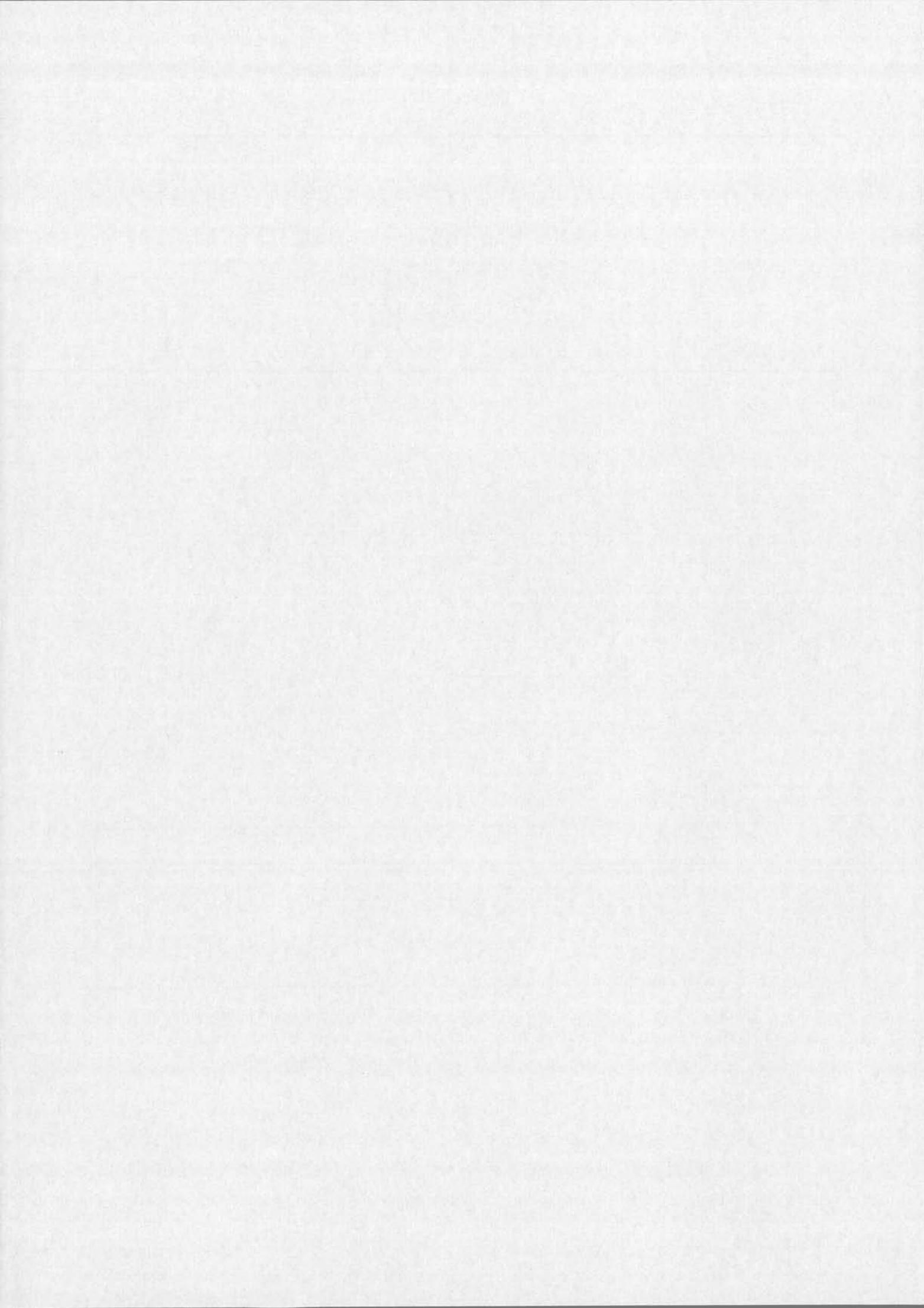
Je voudrais remercier Monsieur Jean-Claude Frénard pour sa contribution essentielle à la réalisation des nombreux et parfois étranges prototypes utilisés dans le cadre de cette étude.

Messieurs Philippe Vaz et Bernard Morel, en implantant le module de calcul des pertes fer dans FLUX2D ont participé de façon décisive aux résultats exposés dans cette thèse. Qu'ils soient assurés de ma sincère reconnaissance.

Enfin, ce travail doit beaucoup à l'esprit de bonne entente qui règne au laboratoire, et qui en fait un lieu propice à l'échange et à la stimulation. Je tiens donc à remercier tous les permanents, ainsi que tous ceux qui ont partagé avec moi ces quelques années...



## TABLE DES MATIÈRES



# TABLE DES MATIÈRES

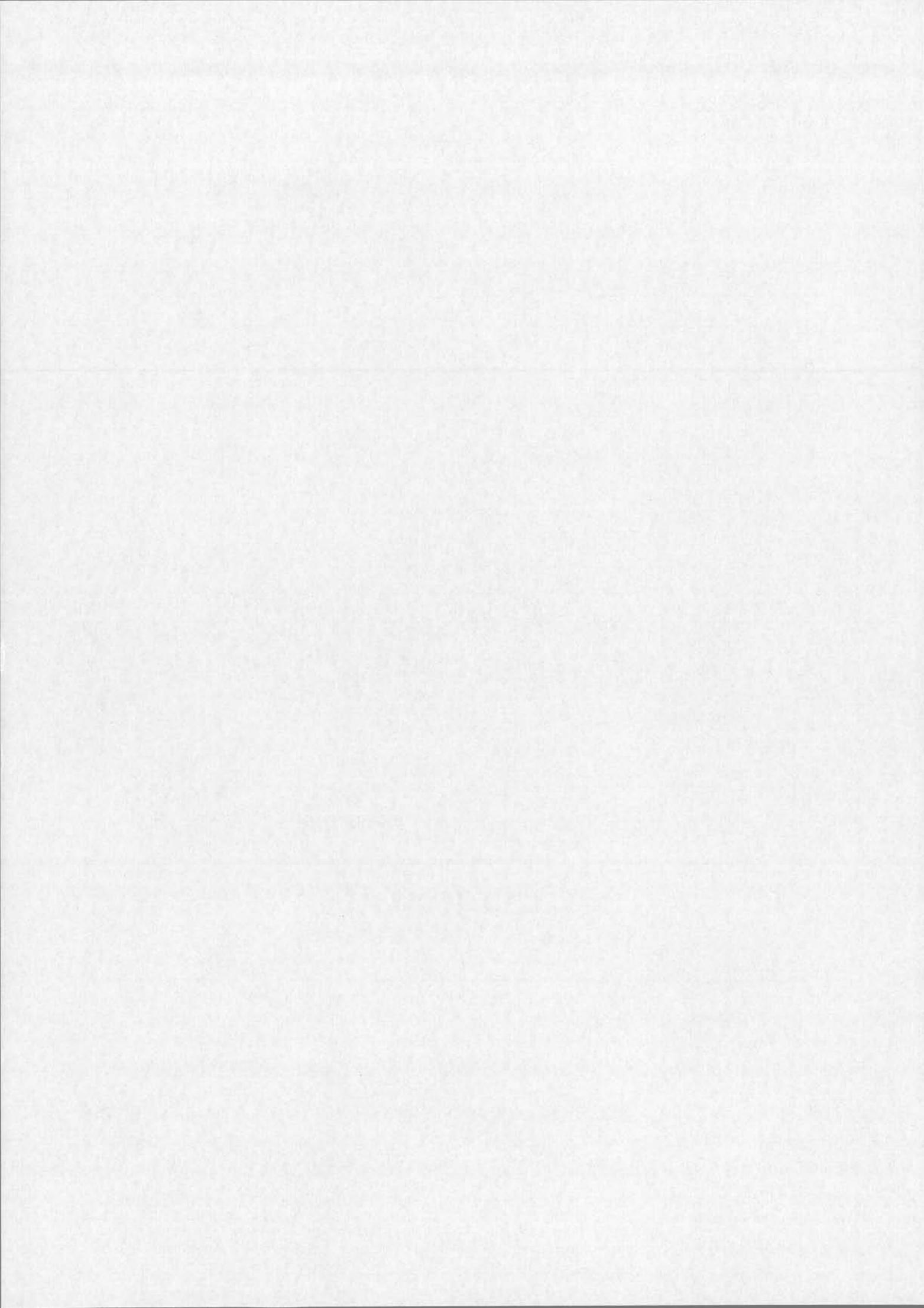
INTRODUCTION.....	4
I. PERTES FER EN ALIMENTATION MLI.....	7
I.1. Banc de mesure en alimentation non sinusoïdale .....	7
I.1.a Introduction.....	7
I.1.b Le cadre Epstein.....	8
I.1.c Appareillage.....	9
I.1.d L'asservissement.....	10
I.1.e Le programme .....	11
I.2. Influence des paramètres de la MLI.....	12
I.2.a Introduction à la Modulation de Largeur d'Impulsion.....	13
I.2.b Influence de la MLI sur les pertes fer.....	17
I.2.c Influence de la fréquence de hachage.....	20
I.2.d Influence du paramètre de modulation.....	26
I.2.e Influence de la forme du signal.....	29
I.2.f Cas d'un onduleur réel .....	30
I.3. Utilisation d'un moteur instrumenté.....	32
I.3.a Présentation .....	32
I.3.b Signaux mesurés .....	33
I.3.c Application des formes d'ondes réelles au cadre Epstein.....	35
I.3.d Estimation des pertes fer du moteur à partir des mesures Epstein.....	37
I.4. Conclusion .....	39
II. MESURE DIRECTE DES PERTES FER SUR UN MOTEUR.....	41
II.1. Méthode normalisée de mesure des pertes .....	41
II.1.a Principe .....	41
II.1.b Montage expérimental.....	42
II.1.c Résultats obtenus.....	43



CONCLUSION GÉNÉRALE.....	92
BIBLIOGRAPHIE.....	93
ANNEXE I : Résolution de l'équation de la diffusion dans l'hypothèse $\mu_d$ linéaire.....	98
ANNEXE II : Mesure des harmoniques du champ par un bobinage au rotor.....	100

<b>II.2. Analyse des sources de pertes supplémentaires .....</b>	<b>44</b>
II.2.a Pertes au rotor .....	45
II.2.b Importance des court-circuits de surface .....	47
II.2.c Pertes Joule dans le fer par circulation de courants inter-barres.....	47
<b>II.3. Mise en évidence des pertes par pulsation de flux.....</b>	<b>48</b>
II.3.a Modélisation du moteur par éléments finis .....	48
II.3.b Etude expérimentale.....	51
II.3.c Conclusion .....	55
<b>II.4. Mesure améliorée des pertes fer.....</b>	<b>55</b>
II.4.a Décomposition de la provenance des pertes.....	55
II.4.b Montage expérimental.....	57
II.4.c Résultats obtenus.....	59
<b>II.5. Conclusion.....</b>	<b>61</b>
<b>III. UNE MÉTHODE D'ESTIMATION DES PERTES EN INDUCTION NON SINUSOÏDALE.....</b>	<b>62</b>
<b>III.1. Méthodes d'estimation des pertes magnétiques .....</b>	<b>63</b>
III.1.a Les méthodes empiriques .....	63
III.1.b Comportement des matériaux à l'échelle microscopique .....	64
III.1.c Modèles basés sur une approche microscopique.....	67
III.1.d Conclusion .....	71
<b>III.2. Une nouvelle approche du calcul des pertes : la fonction tabulée <math>H(B,\dot{B})</math>....</b>	<b>72</b>
III.2.a Présentation .....	72
III.2.b Mise en œuvre .....	74
III.2.c Particularité de la surface $H(B,\dot{B})$ .....	75
III.2.d Améliorations de la méthode .....	77
III.2.e Résultats obtenus.....	80
III.2.f Conclusion .....	83
<b>III.3. Application de la méthode dans un logiciel de calcul par éléments finis.....</b>	<b>83</b>
III.3.a Intérêt et limites .....	83
III.3.b Implantation dans le logiciel FLUX2D.....	85
III.3.c Résultats obtenus.....	87
<b>III.4. Conclusion.....</b>	<b>90</b>

# INTRODUCTION



# INTRODUCTION

Les progrès réalisés en matière de semi-conducteurs ont permis de mettre au point des convertisseurs statiques capables de faire varier la tension et la fréquence d'alimentation des machines électriques. De nouvelles possibilités ont ainsi été ouvertes aux machines à courant alternatif, moteurs synchrones et asynchrones : variation de vitesse, contrôle précis du couple, fonctionnement à des vitesses plus élevées que ne le permettait la fréquence du réseau.

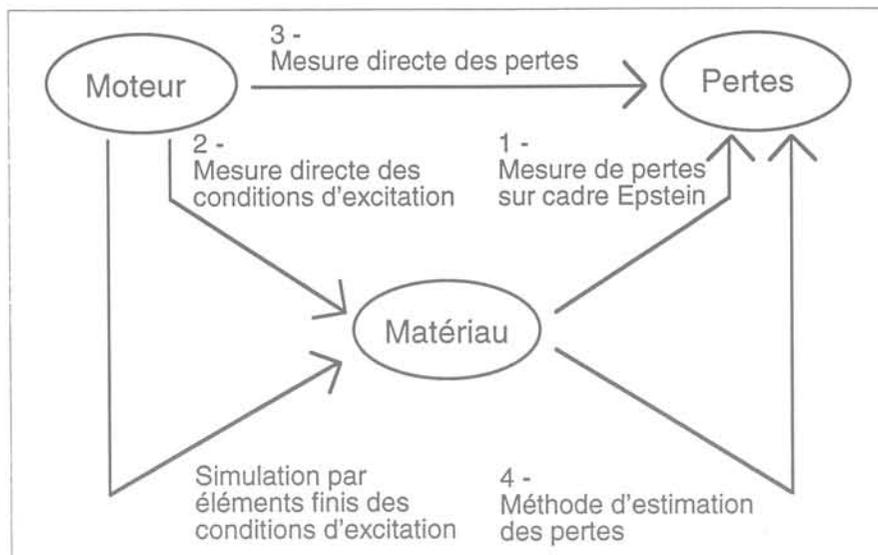
Le moteur asynchrone se caractérise en particulier par sa grande robustesse et son faible coût ; son association avec un convertisseur permet de l'employer dans des applications jusqu'alors réservées aux machines à courant continu, qu'il tend à supplanter.

Les alimentations électroniques sont donc devenues courantes, et on doit désormais prendre en compte leurs caractéristiques particulières dès la conception du moteur.

L'onduleur de tension à modulation de largeur d'impulsion (MLI) peut alimenter à tension et fréquence variables une machine asynchrone, tout en limitant les harmoniques parasites. Le moteur se comporte alors de façon tout à fait similaire en alimentation MLI ou sinusoïdale. On observe cependant un échauffement supplémentaire, qui oblige parfois à déclasser le moteur. En effet, les harmoniques de tension à fréquence élevée générés par un onduleur à MLI se traduisent par des pertes supplémentaires dans le cuivre des bobinages, mais aussi dans le circuit magnétique de la machine.



comportement magnétique du matériau lorsqu'il est soumis à des excitations quelconques. Les travaux effectués sur l'influence des formes d'ondes s'inscrivent dans cette optique. Or, les modèles actuels les plus performants ne donnent que des solutions partielles. Nous proposons donc une méthode originale d'estimation des pertes fer, basée sur une caractérisation spécifique et préalable du matériau, et permettant de retrouver toutes ses propriétés magnétiques sous diverses sollicitations. Couplée à un calcul par éléments finis, cette méthode devrait permettre, élément par élément, de calculer les pertes fer d'un moteur.



Le but de ce travail est donc d'avoir une meilleure connaissance des pertes électromagnétiques dans une machine asynchrone, en particulier dans le cas d'une alimentation par onduleur à modulation de largeur d'impulsion.

Pour arriver à ce résultat, nous avons suivi plusieurs voies. Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés à la caractérisation des matériaux dans des conditions d'excitation variées. Cette caractérisation a été réalisée sur un banc de mesure constitué d'un cadre Epstein spécialement adapté et d'un système informatisé de mesure. Les différents paramètres de la MLI, et leur influence sur les pertes magnétiques ont été étudiés.

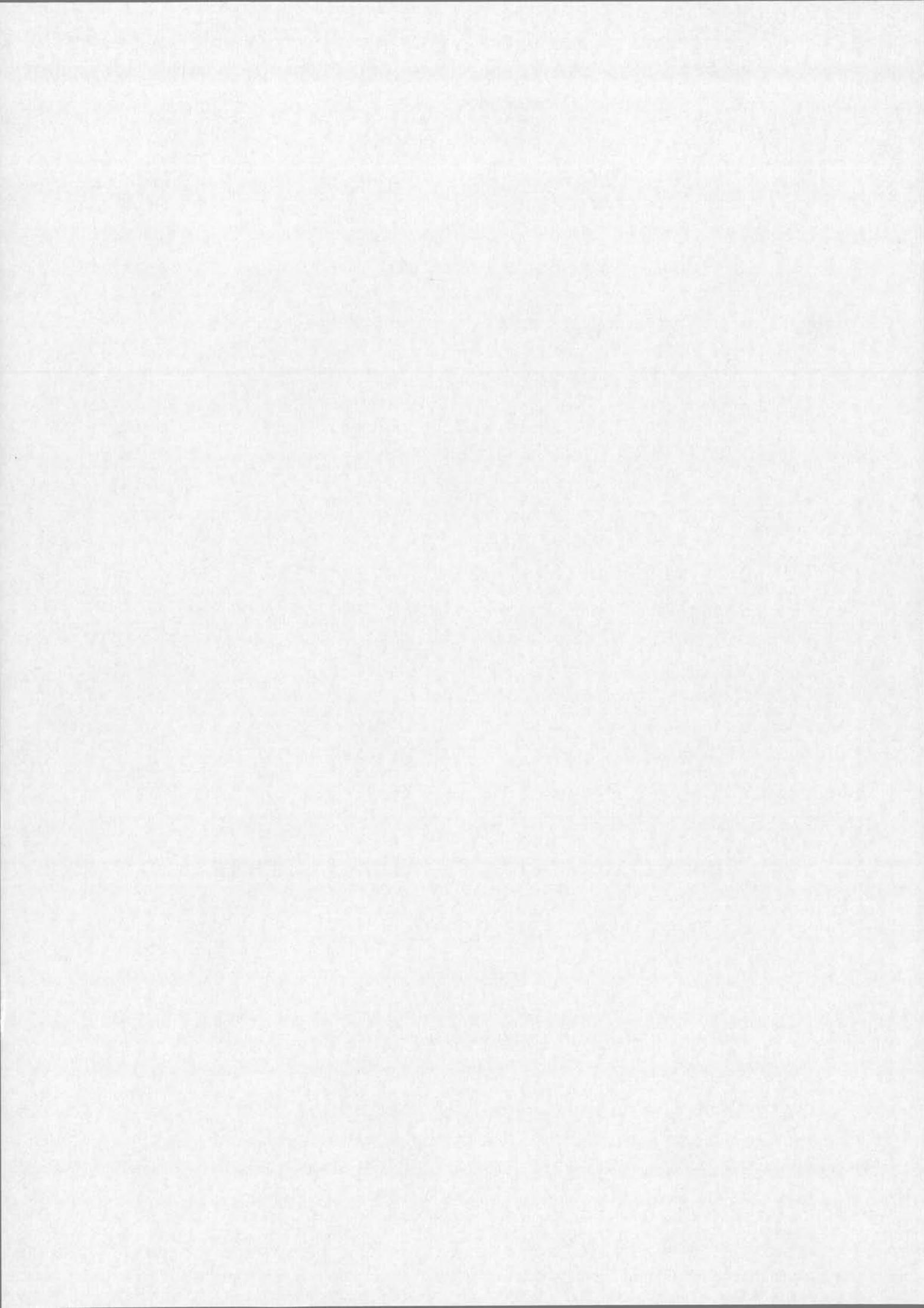
Dans un deuxième temps, afin de nous rapprocher du cas réel d'un moteur, nous avons mesuré directement, en employant un moteur spécialement instrumenté à cet effet, les conditions d'excitation en différents points du moteur, lorsqu'il est alimenté en tension sinusoïdale ou à MLI. L'importance de ces mesures est alors clairement apparue, notamment dans le cas de la MLI, où les formes d'ondes relevées diffèrent sensiblement des formes d'ondes théoriques et conduisent à des pertes nettement augmentées.

Dans un troisième temps, et afin de valider l'estimation de la valeur des pertes de la machine obtenue par une simple simulation sur cadre Epstein, nous avons effectué des mesures de pertes directement sur notre moteur de test. Le résultat des premières mesures nous a conduit à remettre en cause la méthode de séparation des pertes employée et à améliorer notre méthode de mesure. Il est alors apparu que l'écart constaté entre les pertes mesurées sur le moteur et l'estimation par le cadre Epstein est dû principalement à des pertes supplémentaires au rotor, dont nous avons essayé de cerner la cause plus précisément, en effectuant des mesures directes ou des simulations par éléments finis (FLUX2D) de la machine.

Cependant, notre objectif final reste la prédétermination des pertes fer du moteur, de façon analytique ou numérique, ce qui permettrait de passer directement de la modélisation du moteur (par éléments finis) aux pertes fer. Pour cela, il est nécessaire de pouvoir déterminer le

**Chapitre I :**

**PERTES FER EN ALIMENTATION MLI**



## PERTES FER EN ALIMENTATION MLI

### I.1. BANC DE MESURE EN ALIMENTATION NON SINUSOÏDALE

#### I.1.a Introduction

Dans cette première partie, nous nous attacherons à étudier le comportement d'un matériau magnétique soumis à des formes d'onde caractéristiques de la modulation de la largeur d'impulsion. Pour cela, nous devons disposer d'un instrument capable de reproduire aussi fidèlement que possible les conditions de fonctionnement du matériau dans un moteur, car une étude "in situ" dans un moteur n'est pas envisageable.

Nous avons donc choisi de caractériser nos matériaux à l'aide d'un cadre Epstein. Le cadre Epstein est un des plus anciens moyens de mesure des matériaux magnétiques doux, ses dimensions ont été normalisées, et il est encore couramment utilisé. Le principe du cadre Epstein est de constituer un circuit magnétique carré à l'aide de bandes du matériau à tester (de dimensions moyennes 280x30 mm) ; les bandes se recouvrent sur les angles du circuit. Généralement, et afin de tenir compte de l'anisotropie résiduelle des matériaux non orientés, on utilise dans le circuit une quantité égale de tôles découpées dans le sens du laminage, et dans le sens perpendiculaire. Ceci constitue le circuit magnétique d'un transformateur. La mesure de la puissance absorbée par ce transformateur à vide donne les pertes du matériau. Afin de s'affranchir des pertes Joule dans le bobinage d'excitation, on mesure la tension au secondaire plutôt qu'au primaire. La mesure du courant  $I_1$  au primaire donne alors le champ à la surface de l'échantillon, d'après la relation :

$$H = \frac{N_1 I_1}{L_m} \quad (I-1)$$

où  $N_1$  est le nombre de spires au primaire,  $L_m$  la longueur moyenne du circuit magnétique (94 cm par convention) ; la mesure de la tension  $E_2$  au secondaire donne l'induction moyenne dans la tôle :

$$B = \frac{1}{N_2 S} \int E_2 dt \quad (I-2)$$

où  $N_2$  représente le nombre de spires au secondaire, et  $S$  la section de l'échantillon. Afin de simplifier les notations, nous appellerons donc par la suite  $H$  le champ à la surface de l'échantillon, et  $B$  l'induction moyenne dans l'épaisseur.

Si on veut contrôler avec précision la forme de l'induction moyenne dans l'échantillon, surtout à haute induction, un asservissement est indispensable. Celui-ci asservit l'alimentation du cadre à la



seulement deux couches de spires sur chacune des branches du cadre. Pour la même raison, le cadre ne comporte pas de mutuelle de compensation du flux dans l'air, la compensation étant effectuée par calcul. La section du cadre est réduite, de façon à diminuer les inductances de fuite. Les dimensions du noyau permettent de tester 16 bandes de tôle d'épaisseur 50/100 mm ou 12 tôles de 65/100 mm.

Afin d'avoir une plus grande souplesse dans le domaine d'utilisation du cadre, celui-ci comporte deux circuits primaires, l'un de 400 spires, l'autre de 204 spires, le secondaire comptant lui aussi 204 spires. Ce choix résulte d'un compromis, car nous sommes limités par deux contraintes :

- un grand nombre de spires au primaire permet d'atteindre des champs élevés, limités par le courant maximal que peut fournir l'alimentation,
- en contrepartie, pour une même induction de travail, un grand nombre de spires au primaire nécessite une tension d'alimentation plus élevée. A moins de réduire le nombre de tôles, nous serons limités par la tension maximale que peuvent fournir les amplificateurs de puissance. Cette contrainte est encore plus forte quand l'induction n'est plus sinusoïdale et s'accompagne de vitesses de variation du flux importantes.

En combinant les circuits primaires, on peut donc disposer de 204, 400 ou 604 spires ; avec 604 spires, on atteint un champ maximal de 8 000 A/m, et une variation de 3 000 T/s (cette dernière grandeur étant mesurée sur 16 tôles de 50/100). La figure I-2 montre la répartition des bobinages.

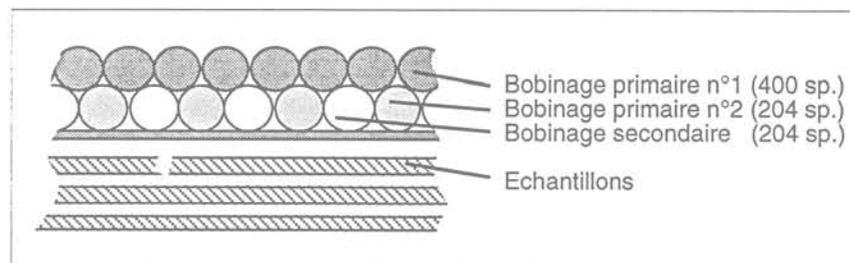


Fig. I-2 : Répartition des spires dans le cadre Epstein

### I.1.c Appareillage

La génération et la mesure des signaux sont effectuées par l'intermédiaire d'instruments IEEE contrôlés par ordinateur. Un générateur de fonctions arbitraires Wavetek 395 permet de générer le signal de référence, qu'il soit sinusoïdal ou de type MLI. Dans le cas d'une forme complexe comme la MLI, le signal est mémorisé sous la forme d'un tableau de 8000 points par période, afin de permettre une représentation suffisante des harmoniques. Cet appareil génère de plus des signaux de synchronisation (horloge de référence et déclenchement de la mesure) qu'utilise le voltmètre numérique.

Le signal issu du générateur de fonctions arbitraires est amplifié par des amplificateurs Kepco modèle 36-12. Trois amplificateurs de ce type sont utilisés. Ces amplificateurs peuvent fournir chacun 36 V et 12 A crête. Ils peuvent fonctionner aussi bien en générateurs de courant qu'en générateurs

tension mesurée au secondaire. Une mutuelle dite de "compensation" permet de ne pas prendre en compte le flux dans l'air entourant le circuit magnétique, et d'accéder directement à l'aimantation du matériau.

Le cadre Epstein n'est pas le seul dispositif de mesure des matériaux magnétiques doux; les cadres à bande unique sont de plus en plus utilisés, car ils sont mieux adaptés à un usage industriel; mais ils présentent l'inconvénient de ne pas avoir un circuit magnétique homogène, à cause des culasses de fermeture du flux. Au contraire, le circuit magnétique du cadre Epstein est entièrement constitué du matériau magnétique à mesurer.

Toutes nos mesures magnétiques ont été effectuées sur un cadre Epstein spécialement adapté aux fréquences élevées. Ce cadre est piloté par un ordinateur de type PC qui assure à la fois la génération des signaux, le réglage des niveaux et les calculs sur les données acquises. Le schéma général du banc de mesure est donné par la figure I-1.

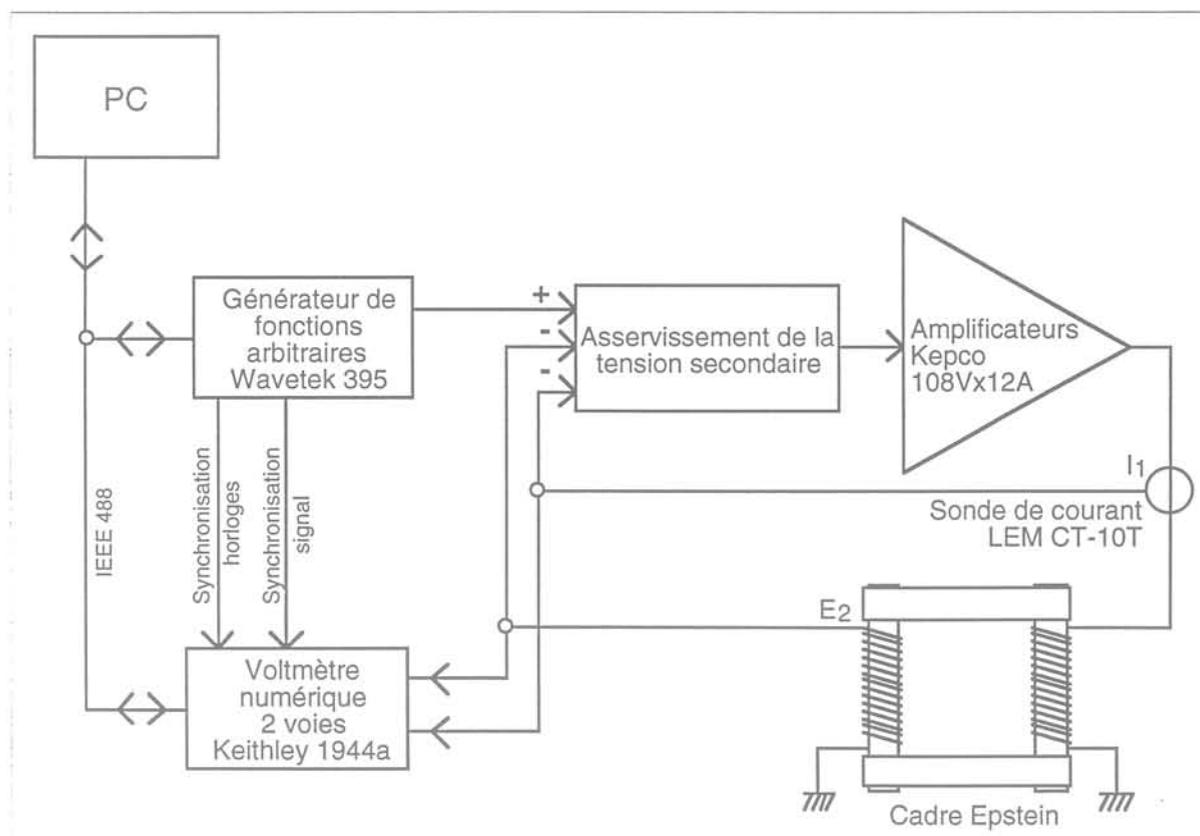


Fig. I-1 : Schéma général du banc de mesure

### I.1.b Le cadre Epstein

Le cadre Epstein utilisé a été spécialement adapté à nos conditions de mesure. Les capacités parasites, gênantes à fréquence élevée [BRU-84] ont été réduites au maximum par l'emploi de

## I.1.e Le programme

Le banc de mesure est contrôlé par un micro-ordinateur de type PC équipé d'une carte IEEE 488 et du programme LabWindows, permettant une réalisation aisée d'interfaces graphiques et de commandes d'instruments IEEE.

### • Fonctionnement du programme

Dans un premier temps, l'utilisateur définit les paramètres de l'essai à réaliser :

- mode de fonctionnement : mesure à B, H ou  $\frac{dB}{dt}$  imposé,
- fréquences fondamentales,
- forme d'ondes générées,
- une liste de points de mesure à effectuer, avec les valeurs de  $\widehat{B}$ ,  $\widehat{H}$  ou  $\frac{d\widehat{B}}{dt}$  imposées.

L'utilisateur définit ensuite les paramètres du matériau testé (masse et densité). Les mesures sont alors effectuées automatiquement, avec ou sans intervention de l'utilisateur. Elles sont réalisées par valeurs croissantes du champ ou de l'induction. Entre chaque série de mesures, il est possible d'effectuer une désaimantation (paramétrable).

Le programme permet par la suite la sauvegarde des résultats (pertes P, puissance apparente S, induction B, champ H...), le tracé de courbes ( $P = f(B)$ ,  $S = f(B) \dots$ ), le tracé de cycles d'hystérésis, la sortie de résultats sous forme de tableau.

### • Formes d'onde

Le programme peut générer différentes formes d'ondes :

- onde sinusoïdale,
- onde trapézoïdale avec en paramètre la pente du trapèze,
- onde "MLI simple", correspondant à la tension entre phases que l'on pourrait relever sur un moteur alimenté par onduleur,
- onde "MLI composée", correspondant à la tension phase-neutre; les paramètres fournis sont la fréquence de hachage et le paramètre de modulation (voir § I.2.a),
- n'importe quel signal mesuré ou calculé au préalable et sauvegardé dans un fichier.

La figure I-3 présente à titre d'exemple le menu de configuration des mesures à effectuer.

### • Principe de la mesure

La montée du champ se fait pas à pas. La mesure de l'intensité au primaire et/ou de la tension au secondaire donne les valeurs crêtes de B et H et permet d'estimer la nouvelle consigne à appliquer au primaire.

de tension, et peuvent être couplés en série ou en parallèle. Leur bande passante est de 0 à 20 kHz en générateurs de tension, et de 0 à 10 kHz en générateurs de courant ; le fonctionnement en générateur de tension permet d'imposer la forme du flux dans le cadre Epstein, alors qu'en mode générateur de courant, on peut imposer le champ.

La mesure des signaux se fait par l'intermédiaire d'un voltmètre numérique à deux voies Keithley 1944a. Cet appareil permet une fréquence d'échantillonnage de 100 kHz avec une résolution de 16 bits. Sa mémoire interne lui permet l'acquisition de 32768 échantillons au maximum par voie, la résolution de la période d'échantillonnage est de 0,1  $\mu$ s.

La mesure du courant au primaire est effectuée par l'intermédiaire d'une sonde de courant LEM CT 10 T, de bande passante supérieure à 500 kHz, et offrant une précision de  $\pm 0,1$  % du courant nominal, ce qui correspond à environ  $\pm 6$  A/m pour 604 spires au primaire. La comparaison des résultats obtenus en onde sinusoïdale sur ce cadre avec ceux du cadre Epstein normalisé et accrédité dont dispose le laboratoire a montré que l'écart sur la valeur des pertes mesurées était inférieur à 3% pour des inductions inférieures à 1,6 T, la comparaison n'étant pas possible au delà, car le cadre Epstein normalisé n'asservit pas le flux de la même façon que le nôtre, comme expliqué ci-dessous.

#### I.1.d L'asservissement

Lorsque l'on cherche à imposer le flux sur un cadre Epstein, il est nécessaire d'asservir la tension d'alimentation. En effet, en raison des impédances parasites du circuit primaire, la variation de flux dans le matériau ne correspond pas à la tension appliquée au primaire. Un asservissement mesure donc la tension au secondaire, non perturbée par les forts courants comme au primaire, la compare à la référence issue du générateur et ajuste la tension d'alimentation. L'asservissement est du type simplement proportionnel, avec un léger filtrage pour améliorer la réponse aux impulsions du type de celles rencontrées en MLI. La principale cause de déformation du signal reste la résistance parasite du cadre : en effet, du fait de la non-linéarité des matériaux magnétiques testés, l'alimentation doit fournir des "pics" de courants importants, qui créent des chutes de tension au primaire. C'est pourquoi nous avons rajouté à notre asservissement une compensation de la résistance du cadre. Pour cela, nous utilisons le signal issu de la sonde de courant. Toutefois, la résistance du cadre n'est pas totalement compensée car le système pourrait alors devenir oscillant. Cette compensation permet de conserver un bon facteur de forme même à haute induction. Il faut noter que puisque notre cadre, contrairement à un cadre Epstein normal, ne comporte pas de mutuelle de compensation du flux dans l'air, on asservit le flux total, et non pas uniquement le flux dans le matériau.

L'asservissement n'est pas nécessaire dans le cas d'une alimentation à courant imposé, pour laquelle la régulation du courant est assurée par les amplificateurs eux-mêmes.

Les premiers onduleurs de tension fournissaient une simple tension rectangulaire, mais les progrès réalisés en électronique de puissance ont permis d'augmenter la fréquence de commutation sans causer de pertes excessives. On a pu alors alimenter les moteurs par une série d'impulsions (ou créneaux) de tension. L'avantage de ce type d'alimentation par rapport au simple créneau est double [SEG-89]:

- d'une part les harmoniques générés sont de fréquence plus élevée, ce qui facilite le filtrage,
- d'autre part, ce type d'alimentation permet de faire varier facilement l'amplitude du fondamental.

### I.2.a Introduction à la Modulation de Largeur d'Impulsion

La figure I-4 représente le schéma classique d'un onduleur de tension monophasé à transistors. Selon l'état bloqué ou passant des transistors, on pourra appliquer à la charge une tension :

- $+U$  si  $T_1$  et  $T_4$  conduisent,
- $-U$  si  $T_2$  et  $T_3$  conduisent,
- $0$  dans les autres cas.

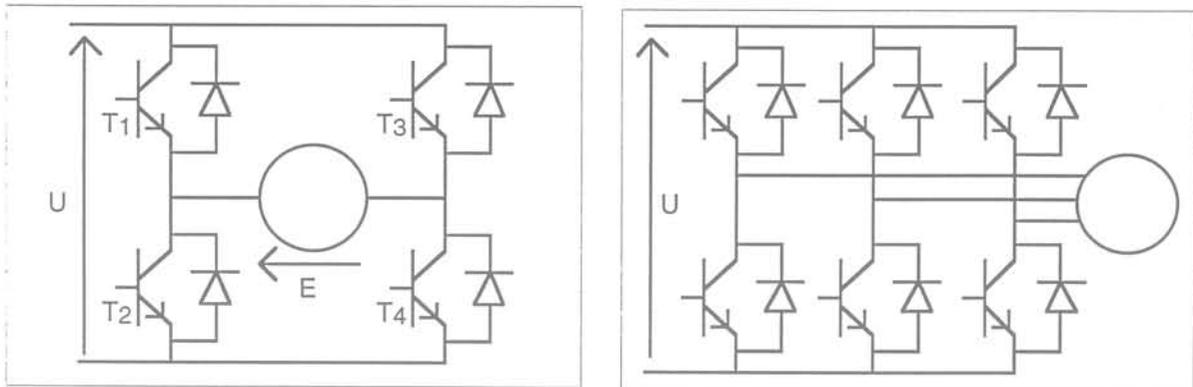


Fig. I-4 : Onduleurs monophasé et triphasé

La commande la plus simple consisterait donc à fermer  $T_1$  et  $T_4$  pendant une demi-période, puis  $T_2$  et  $T_3$  pendant l'autre, on obtiendrait alors une tension de sortie carrée, et donc une induction triangulaire. Cependant, si au lieu de cela, on effectue un hachage adéquat, on pourra obtenir une tension de sortie produisant un flux beaucoup plus sinusoïdal.

En réalité, le schéma présenté ici est similaire à celui d'un hacheur à quatre quadrants pour moteur à courant continu par exemple. Le principe de la MLI consiste simplement à commander ce hacheur avec un rapport cyclique  $\alpha$  variant sinusoïdalement dans le temps. La fréquence du signal  $\alpha(t)$  donnera la fréquence de la tension de sortie de l'onduleur, alors qu'on pourra modifier la valeur

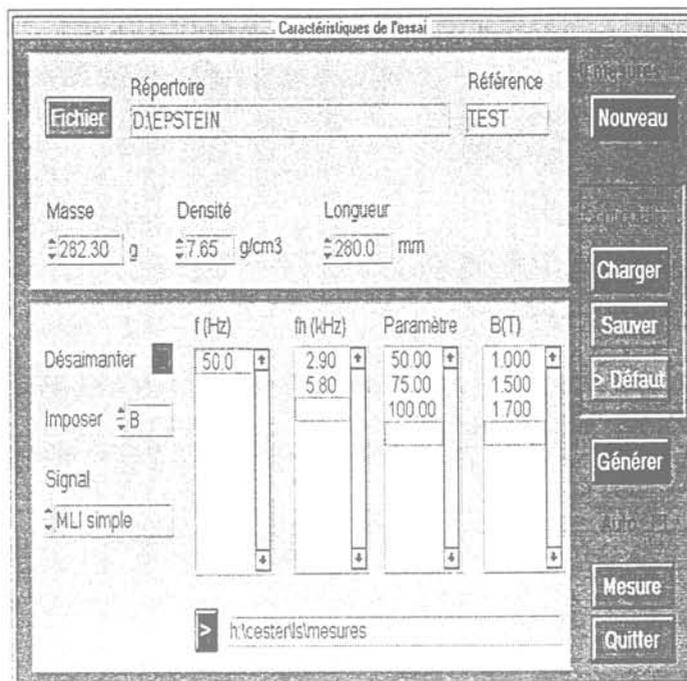


Fig. I-3 : Panneau de configuration des mesures

Le programme acquiert 2000 points par période à 50 Hz, mais cette valeur est paramétrable ; si le nombre de points demandé requiert une fréquence d'échantillonnage trop élevée (> 100 kHz), l'acquisition peut se faire sur plusieurs périodes, le programme adaptant alors la fréquence fondamentale de façon à permettre la reconstitution du signal tout en tenant compte des limites de résolution de la fréquence d'échantillonnage (définie à 0,1  $\mu$ s près).

Les deux voies (courant primaire et tension secondaire) sont mesurées l'une après l'autre, un signal issu du générateur servant de référence.

Notons enfin que la compensation du flux dans l'air est réalisée par calcul, d'après la relation

$$\phi_{t\acute{o}le} = \phi_{mesur\acute{e}} - (S_{cadre} - S_{fer}) \cdot \mu_0 \cdot H \quad (I-3)$$

où  $S_{cadre}$  et  $S_{fer}$  représentent les sections du bobinage secondaire du cadre Epstein et de l'échantillon testé.

## I.2. INFLUENCE DES PARAMÈTRES DE LA MLI

On peut distinguer deux grandes familles de convertisseurs statiques : les onduleurs de tension et les commutateurs de courant. Ces derniers sont plutôt utilisés pour l'alimentation des moteurs de forte puissance, car ils permettent plus facilement de réaliser des systèmes réversibles, c'est-à-dire capables de restituer de l'énergie au réseau lors des freinages de la charge. Les onduleurs de tension sont plus fréquents dans le cas de machines de taille plus réduite, où la réversibilité n'est pas un point essentiel.

Nous nous intéresserons ici plus particulièrement au cas où la tension de référence est sinusoïdale. Dans ce cas, la MLI est caractérisée par deux paramètres :

- la fréquence de hachage ou fréquence de modulation  $f_h$
- le paramètre de modulation  $r$ , parfois appelé profondeur de modulation ou coefficient de réglage en tension. Ce paramètre est égal au rapport entre l'amplitude du signal de référence et l'amplitude du signal de modulation ; c'est lui qui permet de régler l'amplitude du fondamental de la tension de sortie.

Les harmoniques générés par la MLI sont complexes à étudier ; ils dépendent notamment du rapport  $f_h/f_0$  et de  $r$ . Ces harmoniques sont groupés par "familles" de raies symétriques autour des valeurs  $f_h, 2f_h, \dots$ . Si le rapport  $f_h/f_0$  est suffisamment grand, ces familles sont distinctes, sinon elles interfèrent entre elles. Les harmoniques les plus importants sont ceux situés dans les premiers groupes. Le graphe I-6 montre en exemple les harmoniques générés par une MLI telle que  $f_h = 58f_0$  et  $r = 0,5$ .

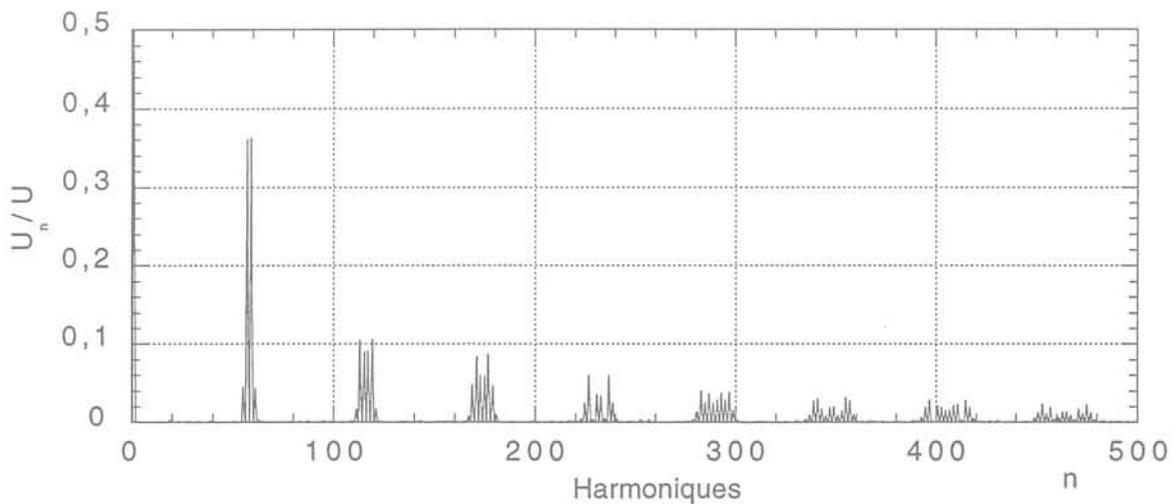


Fig. I-6 : Spectre d'une MLI ( $f_h = 58f_0, r = 0,5$ )  
Les amplitudes sont relatives à la tension continue d'entrée  $U$  de l'onduleur.

Dans le cas d'un onduleur triphasé, on obtient deux formes de MLI différentes, selon que l'on considère la tension entre phases ou phase-neutre. Alors que la tension entre phases comporte, d'après ce qui précède, des impulsions de tension à 3 niveaux ( $-U, 0, +U$ , où  $U$  représente la tension continue présente à l'entrée de l'onduleur), la tension phase-neutre qui en découle comporte 5 niveaux de tension ( $-\frac{2U}{3}, -\frac{U}{3}, 0, \frac{U}{3}, \frac{2U}{3}$ ) (cf. fig. I-7). Les variations de flux dans les diverses parties du moteur seront différentes. Lorsque le moteur est couplé en étoile, les dents du moteur sont soumises à une variation d'induction proche de la tension phase-neutre produite par l'onduleur, alors que la culasse du stator est soumise à une variation d'induction similaire à la tension mesurée entre phases (cf. fig. I-8).

efficace de cette tension en jouant sur la valeur efficace de  $\alpha(t)$ . Dans le cas d'un onduleur triphasé (fig. I-4), le schéma comporte une branche en plus ; entre chaque branche, les commandes des transistors sont alors déphasées de  $120^\circ$ .

Le principe de base de la modulation de largeur d'impulsion est donc de hacher une tension continue de façon à faire varier sinusoidalement la "valeur moyenne" de la tension de sortie. Le problème consiste alors à déterminer les instants d'ouverture et de fermeture de chacun des transistors. Pour cela, il existe deux stratégies : la modulation dite "naturelle" et la modulation "calculée".

Dans la modulation calculée les instants de commutation sont calculés au préalable. Le but étant soit d'éliminer les premiers harmoniques de la tension de sortie, soit de minimiser le taux d'harmoniques pondérés sachant que la charge filtre en général mieux les harmoniques élevés.

Nous n'étudierons ici que la MLI dite "naturelle" ou en temps réel, car elle permet à notre avis de mieux mettre en évidence les paramètres importants de la MLI, décrits ci-dessous. Dans ce type de modulation, un signal de référence de fréquence  $f_0$  est comparé avec un signal de modulation, ou porteuse, de fréquence  $f_h$  supérieure à  $f_0$ . Le signal de modulation est un triangle comme représenté sur la figure I-5 ; les intersections des deux signaux donnent les instants de commutation.

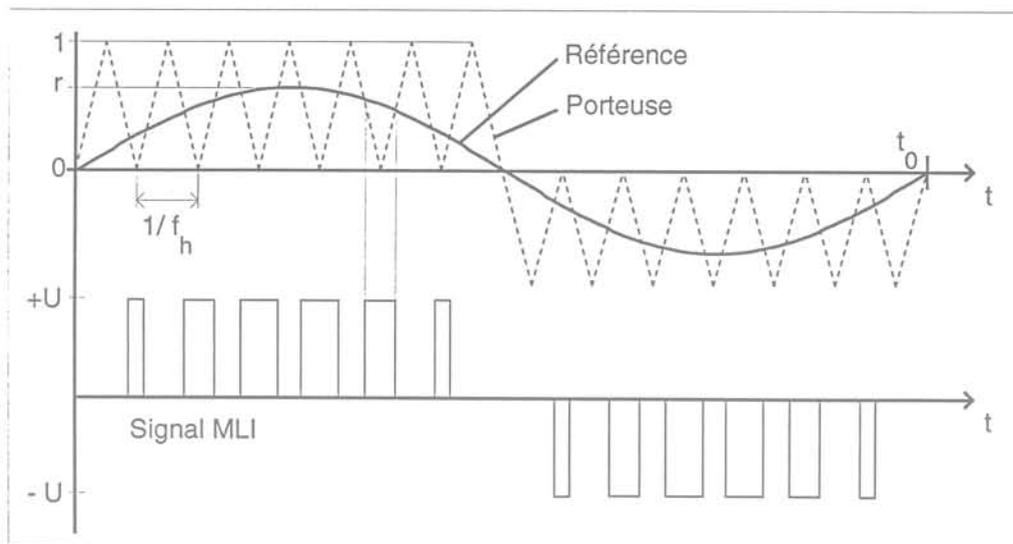


Fig. I-5 : Génération du signal MLI

Notons que dans certains cas, c'est une grandeur extérieure qui est utilisée pour déterminer les instants de commutation ; on peut ainsi, par exemple, avoir un onduleur de tension qui mesure et asservit le courant dans chaque phase en jouant sur la largeur des impulsions, de façon à lui faire suivre une loi sinusoidale ou trapézoïdale. Dans d'autres cas, on contrôle directement le couple du moteur en utilisant la MLI pour positionner le champ statorique.

Echantillon	Fe 65/100	FeSi 50/100	FeSi 15/100
Matériau	Fer peu allié semi process, traité et bleui	FeSi 3 %	FeSi 3%
Epaisseur (mm)	0,65	0,5	0,15
Densité	7,85	7,65	7,65
Résistivité ( $\Omega.m$ )	$17.10^{-8}$	$50.10^{-8}$	$50.10^{-8}$

Tableau I-1 : Caractéristiques des matériaux testés

### I.2.b Influence de la MLI sur les pertes fer

Les articles parus sur le sujet des pertes en alimentation MLI [SAS-90][BOG-91] s'accordent sur un point : les pertes fer augmentent en alimentation MLI. Selon les auteurs et les conditions expérimentales, cette augmentation varie de quelques pourcents à quelques dizaines de pourcents. Le tableau I-2 présente à titre d'exemple les pertes que nous avons mesurées en sinus et en MLI pour les trois échantillons retenus.

	Fe 65/100	FeSi 50/100	FeSi 15/100
Pertes sinus (W/kg)	7,77	3,28	3,12
Pertes MLI (W/kg)	12,2	4,21	3,30
$\frac{P_{MLI}}{P_{sinus}}$	1,57	1,28	1,06

Tableau I-2 : Pertes mesurées en sinus et MLI ( $f_h = 2,9$  kHz,  $r = 0,5$ ) à 1,5 T et 50 Hz

L'augmentation des pertes peut s'expliquer par le fait que la MLI impose au matériau une variation de flux plus rapide qu'une alimentation sinusoïdale de même fréquence fondamentale. Le graphe I-9 montre l'allure de l'induction moyenne imposée à l'échantillon dans le cas d'une alimentation par MLI : c'est une sinusoïde construite "en marches d'escalier", avec des paliers à  $B(t)$  constant, reliés par des pentes à  $\left|\frac{dB}{dt}\right|$  constante.

Une première approche consiste donc à se référer à un régime d'induction plus simple : l'induction trapézoïdale, pour laquelle on opère aussi à  $\left|\frac{dB}{dt}\right|$  constante [AMA-94]. On définit donc un trapèze équivalent à la MLI en regroupant tous les paliers, les temps de montée et de descente de l'induction (cf. graphe I-9). Le tableau I-3 montre les pertes obtenues en induction trapézoïdale. On constate cependant que les pertes en trapèze sont supérieures aux pertes en MLI et en sinus.

Nous étudierons donc dans les paragraphes qui suivent le comportement magnétique des matériaux sous alimentation MLI et l'influence de trois paramètres : fréquence de hachage, paramètre de modulation et forme du signal sur différents échantillons de matériaux magnétiques. Les matériaux testés seront des tôles à grains non orientés (puisqu'on ne nous intéressera pas ici qu'au cas de machines tournantes), de composition différente (fer peu allié ou fer silicium), de résistance et d'épaisseur différentes. Nous étudierons plus particulièrement un matériau de type semi-process, semblable à celui utilisé couramment dans la fabrication des moteurs de grande série, ainsi que des tôles fer-silicium fully process d'épaisseurs différentes. Les caractéristiques des trois échantillons testés sont données dans le tableau I-1.

Fig. I-8 : Flux dans les dents et le dos du stator

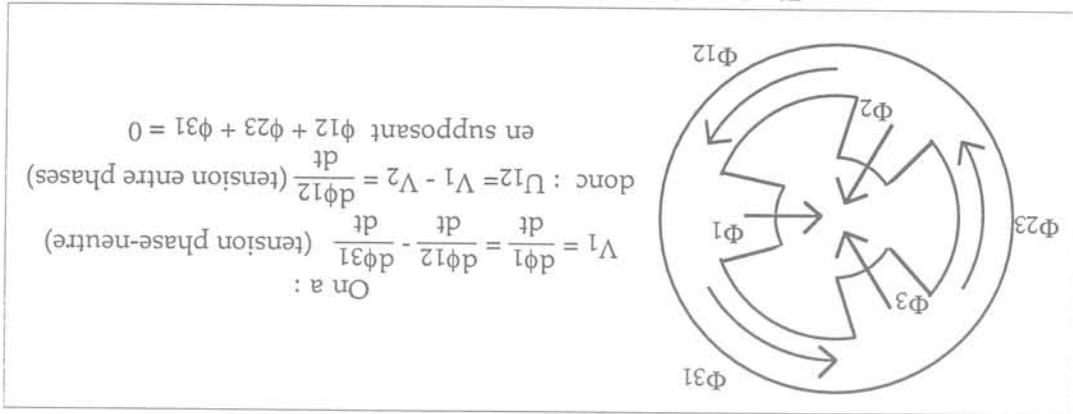
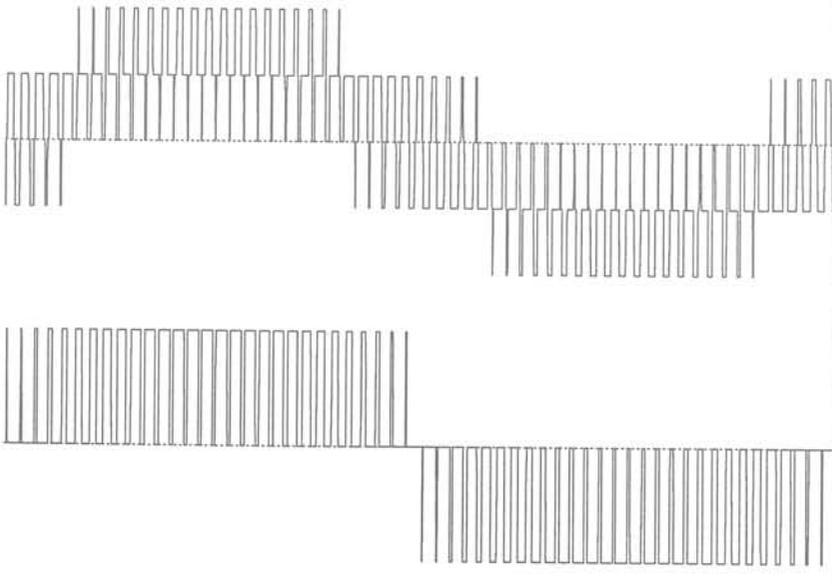


Fig. I-7 : MLI à 3 et à 5 niveaux générées par un onduleur triphasé



inférieur au rapport  $\frac{P_{\text{trapèze}}}{P_{\text{sinus}}}$  dans le cas du Fe 65/100, alors que ces deux rapports sont plus proches pour les deux autres types de matériau.

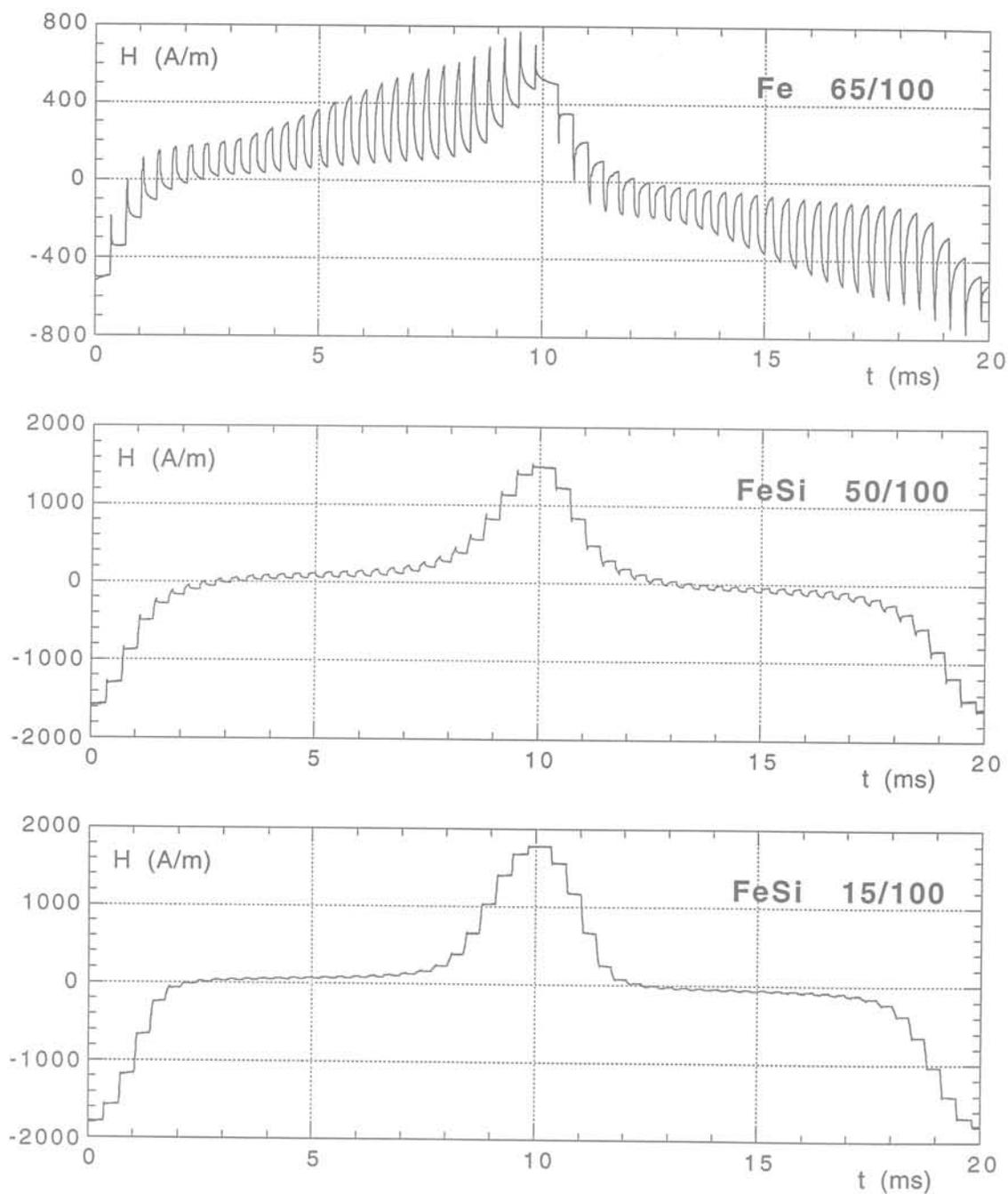


Fig. I-10 : Variation du champ  $H$  (MLI 2,9 kHz,  $r = 0,5$ ,  $\hat{B} = 1,5T$ )

• Remarque :

On peut constater sur les graphes de la figure I-10 que le champ ne diffuse pas à la même vitesse tout au long de la période; l'équation de la diffusion :

$$\frac{\partial^2 H}{\partial x^2} - \sigma \frac{\partial B}{\partial t} = 0, \quad \text{ou encore :} \quad \frac{\partial^2 H}{\partial x^2} - \sigma \mu_d \frac{\partial H}{\partial t} = 0, \quad \text{avec} \quad \mu_d = \frac{dB}{dH} \quad (\text{I-4})$$

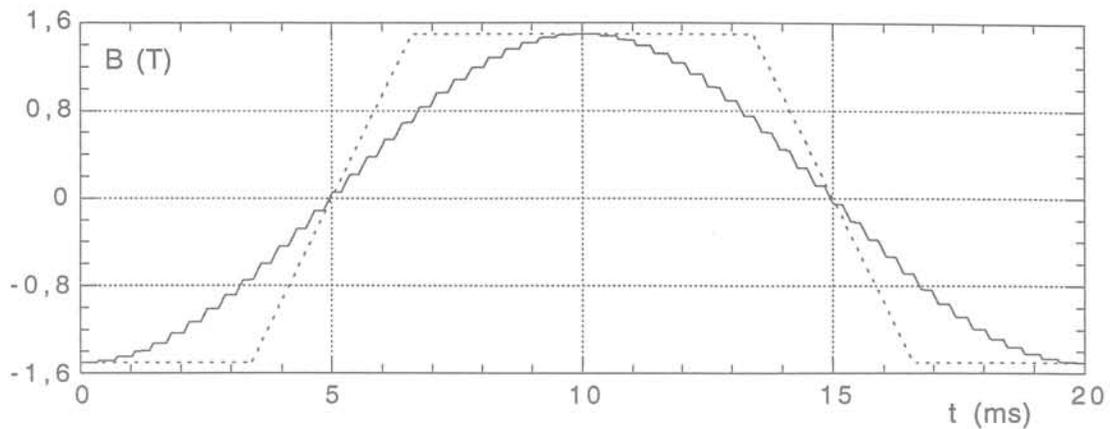


Fig. I-9 : Variation de l'induction en MLI ( $f_0 = 50$  Hz,  $f_h = 2,9$  kHz,  $r = 0,5$ ), et trapèze équivalent

	Fe 65/100	FeSi 50/100	FeSi 15/100
Pertes trapèze (W/kg)	15,7	4,60	3,49
$\frac{P_{\text{trapèze}}}{P_{\text{sinus}}}$	2,02	1,40	1,12

Tableau I-3 : Pertes mesurées en trapèze à 1,5 T et 50 Hz

Le graphe I-10 montre les champs mesurés en alimentation MLI pour les trois échantillons.

Ces trois échantillons ont des comportements différents. En plus de la différence de perméabilité, la diffusion du champ ne s'effectue pas de la même façon. Du fait de sa faible épaisseur, de sa forte résistivité, de sa perméabilité moindre, le matériau FeSi 15/100 diffuse le champ H plus rapidement que le Fe 65/100.

Dans le matériau épais et peu résistif Fe 65/100, le champ H en surface croît rapidement, afin de compenser la mauvaise diffusion de l'induction B dans la tôle due aux courants induits, et de maintenir le flux total imposé. Dans ce cas, le matériau est mal adapté, le flux passe essentiellement en surface, et seule une partie de la section de la tôle est utilisée. Au contraire, le matériau mince et résistif est beaucoup mieux utilisé. Le matériau FeSi 50/100 montre un comportement intermédiaire. Cette mauvaise "utilisation" du matériau explique l'augmentation des pertes en MLI pour le Fe 65/100.

On peut d'autre part donner une explication à la diminution des pertes en MLI par rapport au trapèze : sur les graphes de la figure I-10, on observe en effet la relaxation du champ H pendant les paliers de B. Durant ce laps de temps, le champ s'homogénéise à l'intérieur du matériau, et le champ excédentaire en surface décroît. Par conséquent, grâce à ces paliers, les pertes diminuent aussi, puisqu'elles sont liées à H·dB.

Dans l'échantillon Fe 65/100, où la diffusion du champ est plus lente, ces paliers jouent un rôle plus important que dans le cas des autres échantillons, ce qui explique que le rapport  $\frac{P_{\text{MLI}}}{P_{\text{sinus}}}$  soit

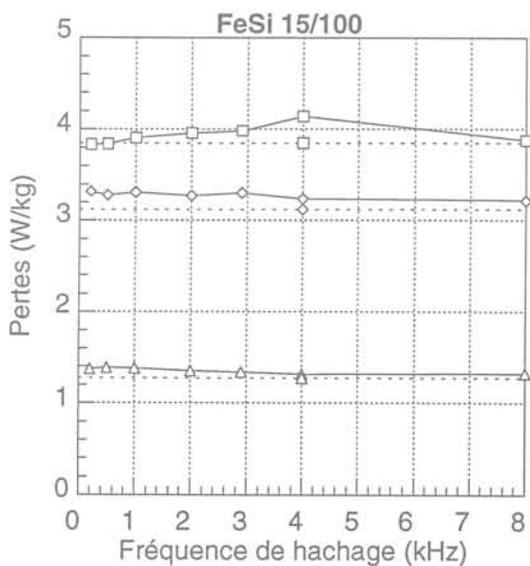
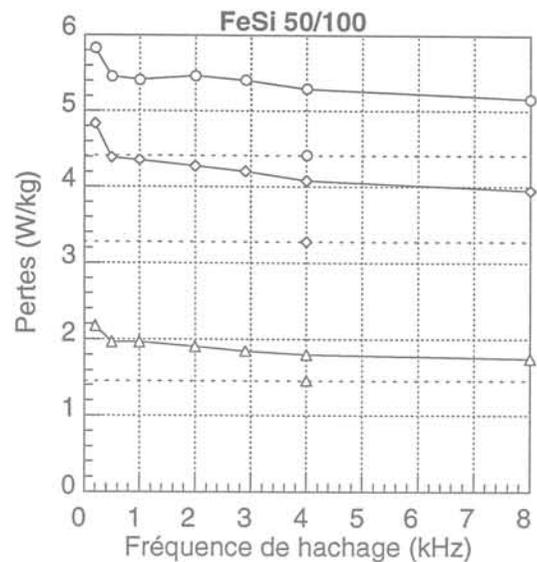
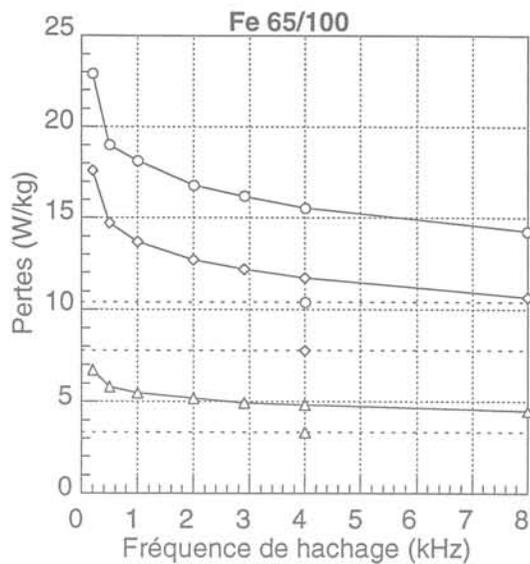
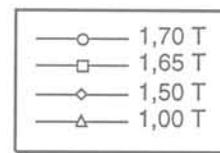


Fig. I-12 : Pertes en fonction de  $f_h$ ,  
les traits en pointillés représentent les pertes en sinus  
à la même induction



On constate que la fréquence de hachage n'a une influence notable sur les pertes que pour l'échantillon Fe 65/100. Pour le FeSi 50/100, les pertes restent quasiment stables dès 0,5 kHz, et pour le FeSi 15/100, les variations observées sur les pertes ne sont pas significatives.

Les pertes supplémentaires en MLI sont dues majoritairement, on l'a vu, à la difficulté de l'induction à pénétrer dans l'épaisseur du matériau, à cause des courants induits. On peut interpréter cette augmentation des pertes de deux points de vue légèrement différents, bien que liés :

- On raisonne en termes de courants harmoniques induits. C'est l'approche considérée par Boglietti par exemple. Le signal MLI est décomposé en un signal fondamental sinusoïdal et un signal de faible amplitude à haute fréquence introduit par le hachage. L'influence de la fréquence de hachage provient essentiellement du signal harmonique qui crée des pertes qu'on peut attribuer aux courants induits classiques. D'autre part, on peut

montre que la vitesse de diffusion dépend de la perméabilité dynamique  $\mu_d$ , qui dépend de  $H$ . Comme le montre la figure I-11,  $\mu_d$  passe par un maximum lorsque  $H = H_{\text{coercitif}}$  et par un minimum à la saturation. Cette différence dans la vitesse de diffusion s'observe bien sur les graphes I-9 : la diffusion du champ est plus rapide près de la saturation.

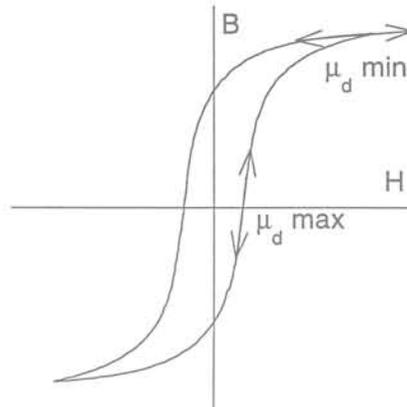


Fig. I-11 : Variation de  $\mu_d$

### I.2.c Influence de la fréquence de hachage

Les progrès réalisés en électronique de puissance ont permis d'augmenter la fréquence de commutation des transistors de puissance. C'est ainsi que les IGBT récents permettent des fréquences de hachage de quelques dizaines de kHz. Or, l'expérience montre que l'échauffement des moteurs est moindre lorsque la fréquence de hachage augmente [OLI-82].

D'autre part, les onduleurs à MLI sont la source de bruit acoustique dans les circuits magnétiques des moteurs. L'augmentation de la fréquence de hachage permet de placer les harmoniques générés en dehors de la bande audible, diminuant ainsi nettement le niveau sonore.

Ces deux raisons font que la tendance générale est à l'augmentation de la fréquence de hachage. Les travaux effectués sur ce sujet [SAS-90][BOG-95][WAL-95] montrent que les pertes fer diminuent effectivement lorsque la fréquence de hachage augmente et qu'elles se rapprochent des pertes mesurées en régime d'induction sinusoïdale. D'après [BOG-95], l'augmentation de la fréquence de hachage n'apporte plus beaucoup de gain sur les pertes au-delà de 5 kHz environ.

Afin d'analyser l'influence de la fréquence de hachage sur les différents échantillons de tôle, nous avons appliqué à chacun de ces échantillons un signal MLI avec des fréquences de hachage variant de 200 Hz à 8 kHz, pour des niveaux d'induction de 1, 1,5 et 1,7 T (ou 1,65 T pour le FeSi 15/100) le paramètre de modulation  $r$  étant fixé à 0,5. Les graphes de la figure I-12 montrent l'évolution des pertes pour les différents échantillons.

$$\varphi_k = \frac{\pi}{4} - \arctan\left(\frac{\sin \alpha_k}{\text{sh } \alpha_k}\right)$$

et :

$$\alpha_k = e \sqrt{\frac{\pi \mu_d \sigma k}{T}}$$

où :  $\mu_d$  : perméabilité différentielle  
 $T$  : période du signal

L'induction en surface donne le champ en surface :

$$H(t) = \frac{B_s(t)}{\mu} \quad (I-8)$$

N.B. : on fait intervenir ici  $\mu$ , la perméabilité d'amplitude

Connaissant  $B(t)$  et  $H(t)$  on peut en déduire les pertes :

$$P = \frac{1}{m_v} \int H \, dB = \frac{\pi}{m_v \mu T} \sum_k B_k^2 k C_k \sin(\varphi_k) \quad (I-9)$$

où  $m_v$  représente la masse volumique du matériau. Ces calculs sont détaillés dans l'annexe I. La relation (I-9) est équivalente à la relation (I-5), à condition de prendre  $\mu = \mu_d$ .

Nous allons donc utiliser les relations ainsi obtenues pour comparer les deux approches proposées.

• **Approche par courant induits :**

Nous avons calculé par la transformation (I-7) le champ  $H$  extérieur correspondant à une excitation de type MLI dans le cas du matériau Fe 65/100 (fig. I-13); on pourra comparer le champ ainsi obtenu avec le champ mesuré (fig. I-10). Le tableau I-4 donne les pertes supplémentaires calculées pour ce matériau, ainsi que les pertes supplémentaires mesurées, qui correspondent à la différence  $P_{MLI} - P_{\text{sinus}}$  mesurées.

On constate que les pertes estimées sont inférieures aux pertes réelles, ce qui est normal, puisque les pertes par courants induits calculées ne prennent pas en compte les pertes supplémentaires dues à la microstructure du matériau (cf. § III.1.b). De même, le rapport de diminution des pertes lorsque la fréquence double est sous-estimé (tableau I-5). Ce calcul n'est de toute façon qu'approximatif, du fait de la difficulté à donner une valeur à  $\mu_d$  et  $\mu$ , qui ne sont pas constantes. Nous avons pris ici  $\mu_d = 8,2 \text{ mH/m}$ , et  $\mu = 3 \text{ mH/m}$ . La valeur choisie pour  $\mu_d$  correspond à la valeur maximale de la perméabilité différentielle relevée sur le cycle d'hystérésis à 50 Hz et 1,5 T, et la valeur de  $\mu$  correspond à la perméabilité d'amplitude, c'est-à-dire  $\frac{\widehat{H}}{\widehat{B}}$ , dans les mêmes conditions.

remarquer que l'amplitude des harmoniques de tension générés par la MLI est constante, et ne dépend pas de la fréquence de hachage, si celle-ci est suffisamment élevée [SEG-89]. Par conséquent, lorsque la fréquence de hachage augmente, le flux dû à ces harmoniques décroît en raison inverse de  $f_h$ . L'épaisseur de peau diminuant par ailleurs avec la fréquence, on a des pertes de la forme [BOG-95]:

$$P_{ci} = \frac{1}{2} \sigma e^2 \pi^2 f^2 B^2 \frac{1}{\alpha} \frac{\text{sh } \alpha - \sin \alpha}{\text{ch } \alpha - \cos \alpha} = \frac{k}{\alpha} \frac{\text{sh } \alpha - \sin \alpha}{\text{ch } \alpha - \cos \alpha} \quad (\text{I-5})$$

avec :  $\alpha = e \sqrt{\pi \mu \sigma f}$ ,

et :  $e$  : épaisseur de la tôle  
 $f$  : fréquence de l'harmonique  
 $B$  : induction crête  
 $\mu$  : perméabilité  
 $\sigma$  : conductivité

- On raisonne de façon plus globale sur la totalité du signal en faisant intervenir le paramètre  $\frac{dB}{dt}$ , et en observant la relaxation du champ H durant les paliers de B (fig. I-10), c'est l'approche que nous proposons. Lorsqu'on augmente la fréquence de hachage, on multiplie le nombre de paliers, tout en diminuant la durée moyenne des montées, et on permet ainsi au champ de rester aussi proche que possible du champ que l'on obtiendrait en imposant une induction sinusoïdale.

Nous avons essayé de déterminer par un calcul simple l'influence de la fréquence de hachage sur les pertes. Pour cela, nous avons résolu l'équation de la diffusion en supposant que  $\mu_d$  ne dépendait pas du champ. Dans ce cas, l'équation de la diffusion (I-4) se résout facilement et on peut trouver une relation entre le flux dans l'échantillon et le champ en surface. La linéarité de l'équation permet de plus une décomposition harmonique des signaux. Ainsi, connaissant l'induction moyenne  $B(t)$  dans l'échantillon telle que :

$$B(t) = \sum_k B_k \cos(k\omega t) \quad (\text{I-6})$$

on peut en déduire l'induction en surface  $B_s(t)$  :

$$B_s(t) = \sum_k B_{s k} \cos(k\omega t + \varphi_k) = \sum_k C_k B_k \cos(k\omega t + \varphi_k) \quad (\text{I-7})$$

avec :  $C_k = \frac{\alpha_k}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{\text{ch } \alpha_k + \cos \alpha_k}{\text{ch } \alpha_k - \cos \alpha_k}}$

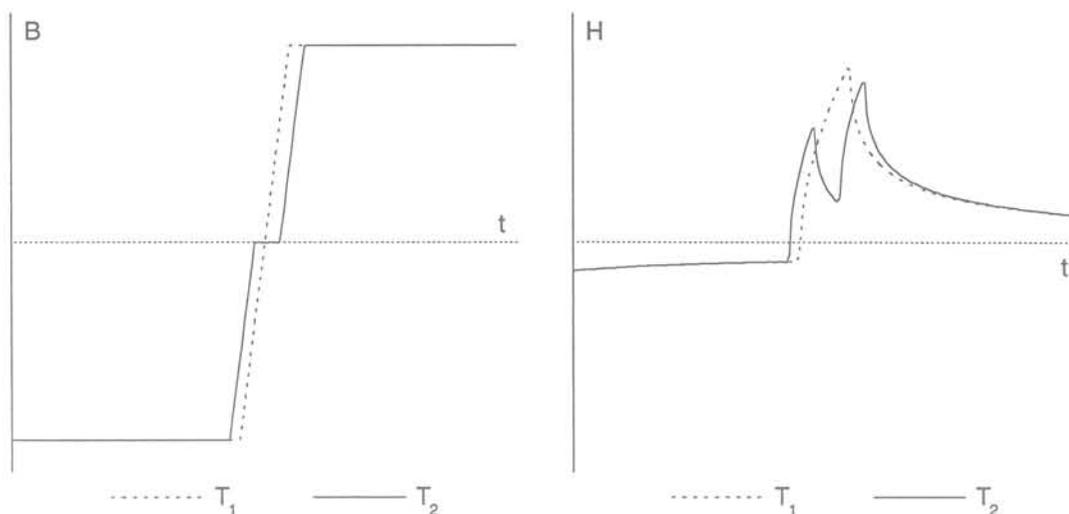


Fig. I-14 : Induction trapézoïdale simulée, et champ calculé d'après l'équation de la diffusion (seule la moitié de la période est représentée ici)

	$\frac{P(1 \text{ kHz})}{P(0,5 \text{ kHz})}$	$\frac{P(2 \text{ kHz})}{P(1 \text{ kHz})}$	$\frac{P(4 \text{ kHz})}{P(2 \text{ kHz})}$	$\frac{P(8 \text{ kHz})}{P(4 \text{ kHz})}$
Mesure	0,86	0,83	0,79	0,74
Approche "courants induits"	0,72	0,71	0,70	0,69
Approche "paliers"	0,86	0,87	0,88	0,88

Tableau I-5 : Rapport de diminution des pertes lorsque la fréquence de hachage double, mesurée pour le Fe 65/100, ( $\hat{B} = 1,5 \text{ T}$ ,  $f_0 = 50 \text{ Hz}$ ,  $r = 0,5$ )

L'approche par courants induits donne de meilleurs résultats à fréquence élevée, alors que l'approche par "paliers de relaxation" semble meilleure à plus basse fréquence. D'après ce calcul, les pertes dues au hachage devraient diminuer d'environ 12 % lorsque la fréquence de hachage double.

On retrouve donc bien un rapport relativement proche du rapport effectivement mesuré, compte tenu des approximations faites.

Pour les autres échantillons, l'écart entre les pertes en MLI à fréquence suffisamment grande et les pertes en sinusoïdal est trop faible, par rapport à la précision des mesures, pour permettre une comparaison significative, mais la diminution des pertes semble suivre la même loi, au moins pour le FeSi 50/100.

#### • Conclusion

L'explication de la diminution des pertes par la présence de paliers nous paraît intéressante, car elle permet de relier les pertes en onde trapézoïdale aux pertes par MLI. On peut en effet considérer une induction trapézoïdale comme une MLI ne comportant aucun palier, (c'est-à-dire à basse fréquence de hachage), alors qu'une induction sinusoïdale peut être considérée comme une MLI à

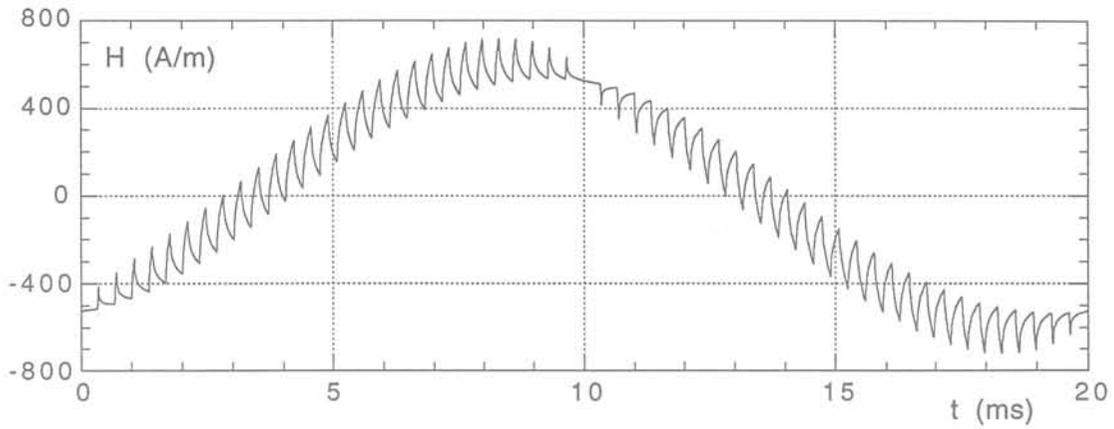


Fig. I-13 : Champ calculé en MLI par la transformation (I-7) pour le matériau Fe 65/100  
 $(\hat{B} = 1,5 \text{ T}, f_0 = 50 \text{ Hz}, f_h = 2,9 \text{ kHz}, r = 0,5)$

Fréquence de hachage (kHz)	0,5	1	2	4	8
$(P_{\text{MLI}} - P_{\text{sinus}})$ mesuré (W/kg)	6,9	5,9	4,9	3,9	2,9
$(P_{\text{MLI}} - P_{\text{sinus}})$ calculé (W/kg)	5,4	3,9	2,8	1,9	1,3
Ecart relatif	- 22%	- 33%	- 43%	- 51%	- 55%

Tableau I-4 : Pertes supplémentaires mesurées et calculées  
 $(\hat{B} = 1,5 \text{ T}, f_0 = 50 \text{ Hz}, r = 0,5)$

• Approche par la prise en compte des paliers :

Nous avons comparé les pertes engendrées par un flux trapézoïdal simple  $B_{T1}(t)$  et un flux trapézoïdal avec palier  $B_{T2}(t)$  (cf. fig. I-14). La durée de la montée est égale à  $\tau$  pour le signal  $B_{T1}(t)$  et à deux fois  $\frac{\tau}{2}$  avec un palier de durée  $\frac{\tau}{2}$  pour le signal  $B_{T2}(t)$ . Le rapport des pertes  $\frac{P(T_1)}{P(T_2)}$  doit donc nous donner un rapport caractérisant la diminution des pertes lorsque la fréquence de hachage double, c'est-à-dire lorsque la durée des paliers et des montées de B est divisée par 2. La durée du palier et de la montée donne la période de hachage :  $2\tau = \frac{1}{f_h}$ .

On peut remarquer que la fréquence de hachage étant suffisamment grande, les variations de champ sont de faible amplitude et l'hypothèse " $\mu_d$  constante" peut se justifier dans ce petit domaine de variation.

Dans le tableau I-5, nous avons essayé de comparer les deux approches, "courants induits" et "paliers", en donnant le rapport des pertes mesurées et calculées lorsque la fréquence de hachage double pour l'échantillon Fe 65/100.

Des mesures effectuées par A. Boglietti [BOG-93] sur des échantillons toriques montrent que les pertes augmentent effectivement quand  $r$  diminue ; ce résultat est confirmé par Walti [WAL-95].

Afin de mesurer l'influence du paramètre de modulation, nous avons effectué, sur chacun des échantillons, des mesures en MLI en faisant varier le paramètre  $r$ , et en imposant la valeur crête de l'induction. Les graphes de la figure I-16 montrent l'évolution des pertes pour des inductions crêtes imposées de 1 T, 1,5 T et 1,7 T (ou 1,65 T) en fonction de  $r$

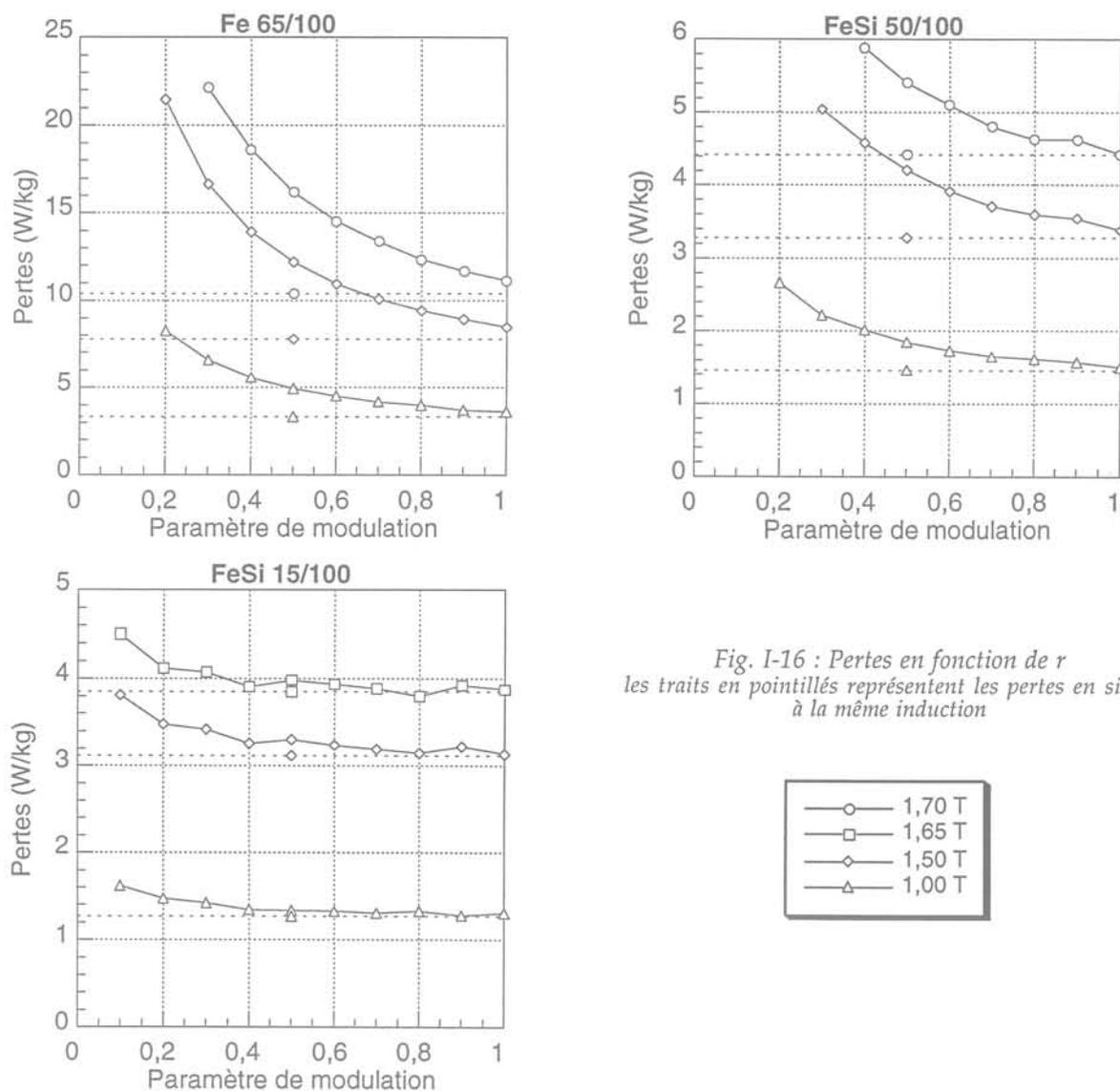


Fig. I-16 : Pertes en fonction de  $r$   
les traits en pointillés représentent les pertes en sinus  
à la même induction

On constate que les pertes en MLI sont très proches des pertes en sinus lorsque  $r = 1$ , mais elles augmentent lorsque le paramètre de modulation diminue. On peut expliquer ce phénomène par la variation de  $\frac{dB}{dt}$  lorsque l'on impose l'induction crête. Diminuer  $r$  revient à diminuer la durée des impulsions ; pour obtenir une même valeur crête de l'induction, on doit donc augmenter l'amplitude de ces impulsions, donc la valeur de  $\frac{dB}{dt}$ , et on a alors  $r \cdot \frac{dB}{dt} = \text{constante}$ .

Un modèle simple des pertes dans un matériau soumis à une induction trapézoïdale, prenant en compte un déplacement uniforme des parois des domaines magnétiques lorsque le champ croît

fréquence de hachage "infinie". Dans cette hypothèse, les pertes en MLI se situeraient alors entre les pertes en trapézoïdal et les pertes en sinus, et c'est bien ce qu'on observe dans la réalité.

En conclusion, nous dirons donc que, quel que soit le matériau, l'augmentation de la fréquence de hachage est bénéfique pour les pertes, car elle favorise la relaxation du champ en surface, et diminue l'amplitude des harmoniques de l'induction. Cependant, les matériaux fins et plus résistifs, dans lesquels la diffusion est meilleure, se comportent déjà de façon presque identique en sinus qu'en signal trapézoïdal et le gain apporté par l'augmentation de la fréquence de hachage est moindre qu'avec la tôle épaisse et peu résistive.

### I.2.d Influence du paramètre de modulation

Le paramètre  $r$  est utilisé, on l'a vu, pour régler la valeur efficace de la tension de sortie de l'onduleur  $U_1$ , c'est-à-dire l'amplitude du fondamental de la tension, d'après la relation suivante :  $U_1 = \frac{U}{\sqrt{2}} r$  [SEG-89], où  $U$  représente la tension continue présente à l'entrée de l'onduleur. Cette relation est vraie à condition que la fréquence de hachage soit suffisamment grande par rapport à la fréquence fondamentale. Pour les mesures effectuées dans ce paragraphe, la fréquence de hachage a été fixée à 2,9 kHz, qui correspond au cas pratique de l'onduleur que nous utiliserons par la suite. L'influence de  $r$  sur l'amplitude des harmoniques générés par la MLI est complexe ; la figure I-15 montre l'amplitude des principaux harmoniques dans le cas où  $f_h = 58f_0$  et où la modulation est synchrone, c'est-à-dire où les signaux de référence et de modulation sont synchronisés.

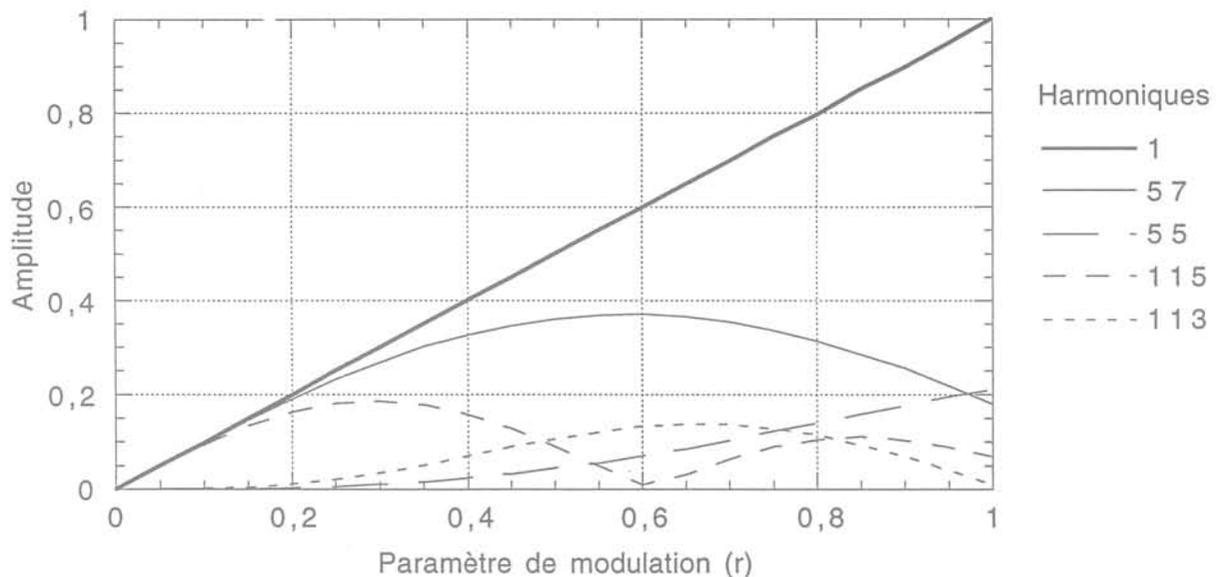


Fig. I-15 : Amplitude des principaux harmoniques générés par la MLI ( $f_h = 58f_0$ )

On constate que, globalement, le rapport entre l'amplitude des tensions harmoniques et celle du fondamental augmente lorsque  $r$  diminue, ce qui laisse prévoir une augmentation des pertes lorsque  $r$  diminue.

### I.2.e Influence de la forme du signal

On a vu qu'un onduleur triphasé génère deux formes de signal MLI différentes, selon que l'on mesure la tension entre phases ou phase-neutre. Cette seconde tension se caractérise par des impulsions à 5 niveaux de tension au lieu de 3. Nous nous proposons donc ici d'étudier l'influence de la forme du signal MLI sur les pertes ; nous avons donc, à chacun des échantillons, appliqué un signal MLI à 5 niveaux de tension. Ce signal est obtenu en additionnant deux signaux MLI à 3 niveaux (obtenus par comparaison entre une référence sinusoïdale et un signal triangulaire comme vu précédemment) déphasés de  $60^\circ$ . Ceci revient en fait à éliminer dans le signal MLI simple toutes les harmoniques multiples de 3. Par conséquent, si on raisonne en termes d'harmoniques, la MLI composée, moins riche en harmoniques élevés devrait produire moins de pertes. Les graphes de la figure I-19 montrent l'évolution des pertes mesurées en fonction du paramètre de modulation pour des MLI simples et composés.

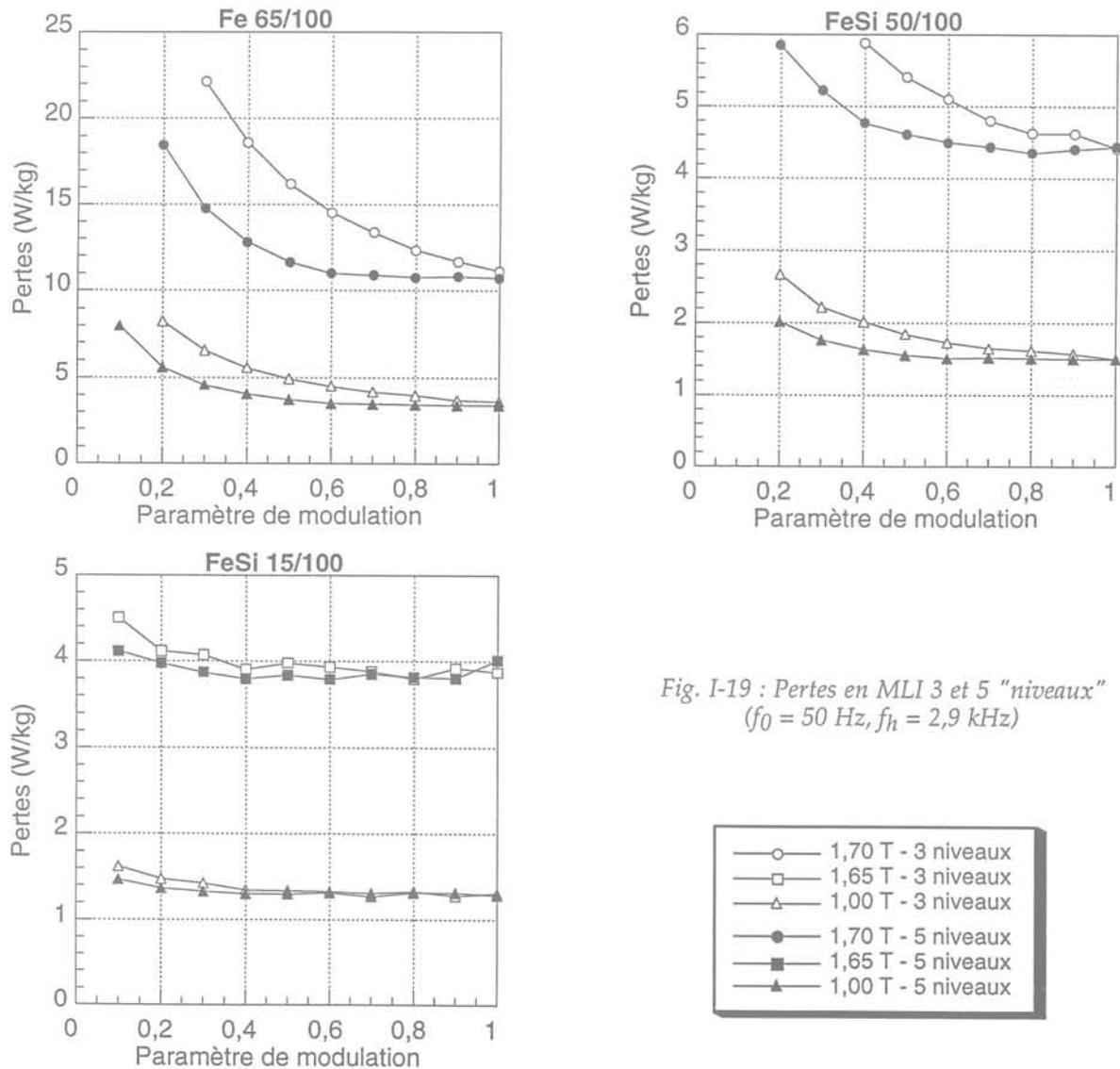
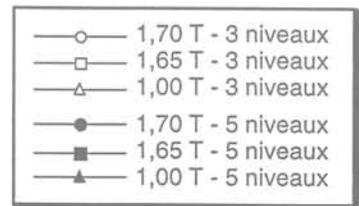


Fig. I-19 : Pertes en MLI 3 et 5 "niveaux"  
 ( $f_0 = 50 \text{ Hz}$ ,  $f_h = 2,9 \text{ kHz}$ )



régulièrement, donne une relation linéaire entre les pertes et la vitesse de montée de l'induction [KED-86]:

$$P = 4 \hat{B} \left( \alpha \frac{d\hat{B}}{dt} + \beta \right)$$

Le graphe I-17 montre l'évolution des pertes en fonction de  $\frac{d\hat{B}}{dt}$ , dans le cas d'une induction trapézoïdale, à  $\hat{B}$  donné. On constate que les pertes varient bien linéairement avec  $\frac{d\hat{B}}{dt}$

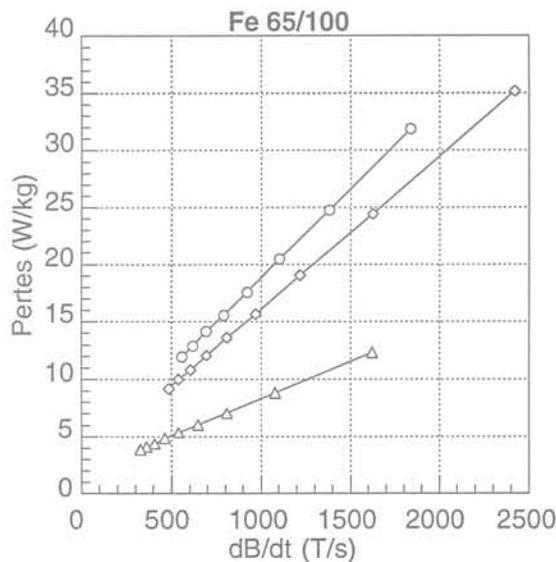


Fig. I-17 : Evolution des pertes à  $\hat{B}$  donné en fonction de  $\frac{d\hat{B}}{dt}$ , en induction trapézoïdale. ( $f_0 = 50$  Hz)

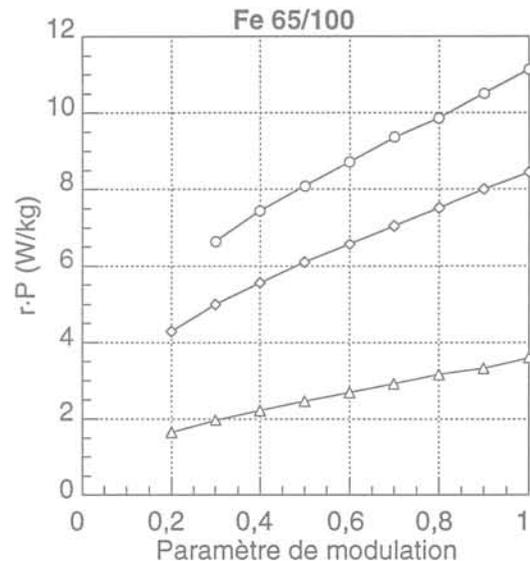
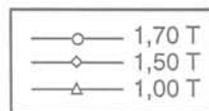


Fig. I-18 : Produit  $P \cdot r$  en fonction de  $r$  (MLI 2,9 kHz,  $f_0 = 50$  Hz)



Ce modèle conduit à une expression des pertes en fonction de  $r$  (à  $\hat{B}$  imposé) de la forme  $P = \frac{\alpha'}{r} + \beta'$ , ce que confirme le graphe I-18 représentant le produit  $P \cdot r$  en fonction de  $r$ . On voit donc que les pertes peuvent augmenter considérablement lorsque  $r$  diminue.

C'est pour le matériau épais et peu résistif Fe 65/100 que l'augmentation des pertes en onde trapézoïdale est la plus forte ; c'est pourquoi les pertes en MLI de ce matériau (Fe 65/100) augmentent le plus vite lorsque  $r$  diminue. L'augmentation des pertes à 1,7 T est de 45% lorsque  $r$  passe de 1 à 0,5 ; elle n'est que de 22 % pour le FeSi 50/100, et de 2,8 % pour le FeSi 15/100.

On peut donc en conclure que, bien plus que la fréquence de hachage, le paramètre de modulation joue un rôle important sur les pertes fer en MLI.

faisant varier  $r$  pour atteindre différents niveaux d'induction. La valeur de  $\frac{dB}{dt}$  a été choisie pour atteindre  $\hat{B} = 1,7$  T pour  $r = 1$  dans le Fe 65/100 et le FeSi 50/100 et  $\hat{B} = 1,65$  T pour le FeSi 15/100.

Les graphes de la figure I-20 donnent, pour les trois échantillons, les pertes que l'on obtiendrait avec un onduleur et en alimentation sinusoïdale ou trapézoïdale. L'augmentation des pertes est plus particulièrement visible sur les échantillons Fe 65/100 et FeSi 50/100. Elle est de 8 % pour le Fe 65/100 pour  $f_h = 2,9$  kHz,  $f_0 = 50$  Hz et  $r = 1$ , mais l'augmentation relative des pertes par rapport aux pertes en régime sinusoïdal atteint +59 % pour  $r = 0,5$  et +211 % pour  $r = 0,1$  dans les mêmes conditions. L'augmentation absolue des pertes passe par un maximum pour  $r \approx 0,7$ , qui correspond à un maximum de l'amplitude des harmoniques générées par la MLI (cf. graphe I-14). On constate de même que les pertes en onde trapézoïdale à  $\frac{dB}{dt}$  imposé majorent les pertes en MLI, alors que les pertes en sinus les minorent. Ceci confirme la remarque du paragraphe I.2.c.

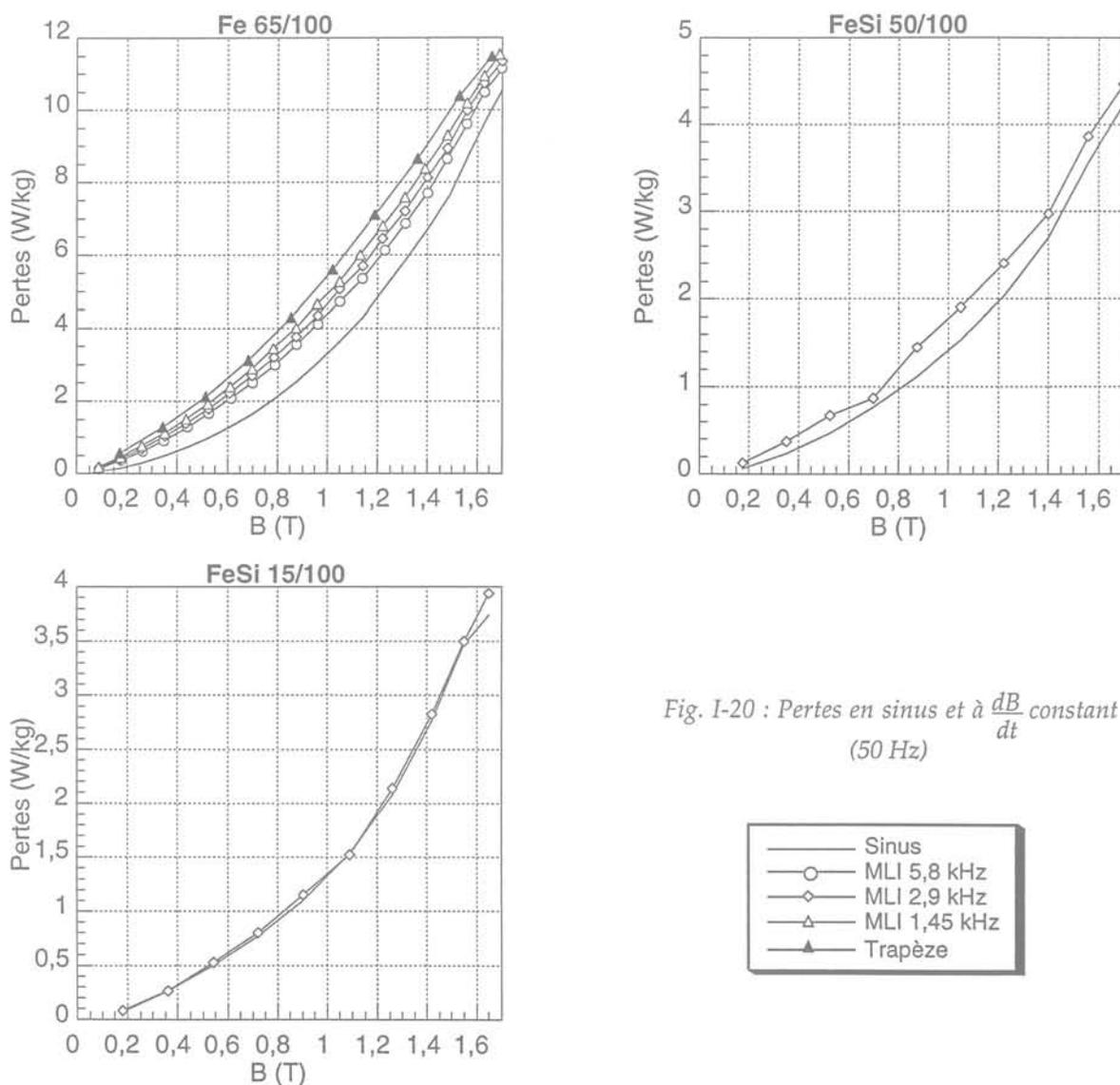


Fig. I-20 : Pertes en sinus et à  $\frac{dB}{dt}$  constant (50 Hz)



On constate qu'effectivement, les pertes sont moindres avec la MLI composée.

Ce résultat peut paraître a priori contradictoire : en effet, on peut remarquer que pour une même valeur de la tension fondamentale, la MLI à 3 niveaux produit des impulsions à ( $\pm U$  et 0), alors que la MLI à 5 niveaux produit des impulsions à ( $\pm \frac{2}{\sqrt{3}} U$ ,  $\pm \frac{1}{\sqrt{3}} U$ , 0). Par conséquent,  $\widehat{\frac{dB}{dt}}$  est plus grand pour la MLI à 5 niveaux d'un rapport  $\frac{2}{\sqrt{3}} \approx 1,15$ , ce qui devrait conduire à des pertes supérieures de 15%.

Cependant, comme on le constate sur la figure I-7, la majorité des paliers de tension ont une amplitude de  $\pm \frac{1}{\sqrt{3}} U$ . De plus, lorsque le paramètre de modulation  $r$  diminue, la plupart des impulsions d'amplitude  $\pm \frac{2}{\sqrt{3}} U$  disparaissent, puisque dans ce cas la largeur des impulsions à  $\pm U$  de la MLI simple diminue.

Le tableau I-6 montre que le rapport  $\frac{\text{Pertes en MLI 5 niveaux}}{\text{Pertes en MLI 3 niveaux}}$  diminue effectivement lorsque  $r$  décroît.

r	1	0,9	0,8	0,7	0,6	0,5	0,4	0,3
$\frac{\text{Pertes en MLI 5 niveaux}}{\text{Pertes en MLI 3 niveaux}}$	0,94	0,92	0,87	0,81	0,76	0,72	0,69	0,67

Tableau I-6: Diminution des pertes lorsque  $r$  décroît  
(Mesures effectuées sur tôle Fe 65/100,  $f_0 = 50$  Hz,  $f_h = 2,9$  kHz)

D'autre part, durant les nombreux intervalles de temps durant lesquels la tension MLI vaut  $\pm \frac{1}{\sqrt{3}} U$ , l'induction moyenne augmente plus lentement, la diffusion du champ dans le matériau est meilleure. Comme on l'a vu précédemment, ceci entraîne une diminution des pertes.

Globalement, la MLI 5 niveaux produit donc moins de pertes supplémentaires que la MLI à 3 niveaux.

### I.2.f Cas de l'onduleur réel

Dans le paragraphe I.2.d, nous avons étudié l'influence du paramètre  $r$  sur les pertes en imposant aux échantillons testés un signal MLI à  $r$  fixé et en faisant varier l'amplitude des impulsions de tension afin d'atteindre l'induction désirée. Cependant, dans le cas d'un onduleur réel, l'amplitude de ces impulsions est fixée, car elle dépend uniquement de la tension continue présente à l'entrée de l'onduleur. Nous avons donc effectué des mesures en imposant une valeur de  $\widehat{\frac{dB}{dt}}$  constante et en

Néanmoins, nous espérons que ces signaux nous permettront :

- d'établir des relations plus générales, que l'on pourra appliquer à d'autres moteurs,
- d'expliquer les pertes supplémentaires mesurées sur ce moteur alimenté par MLI.

### I.3.b Signaux mesurés

#### • Mesures à vide :

Les graphes I-22 et I-23 présentent l'allure des signaux relevés dans la culasse et dans les dents du moteur à vide, à la tension nominale, et pour des alimentations sinusoïdale et MLI, lorsque le moteur est à vide.

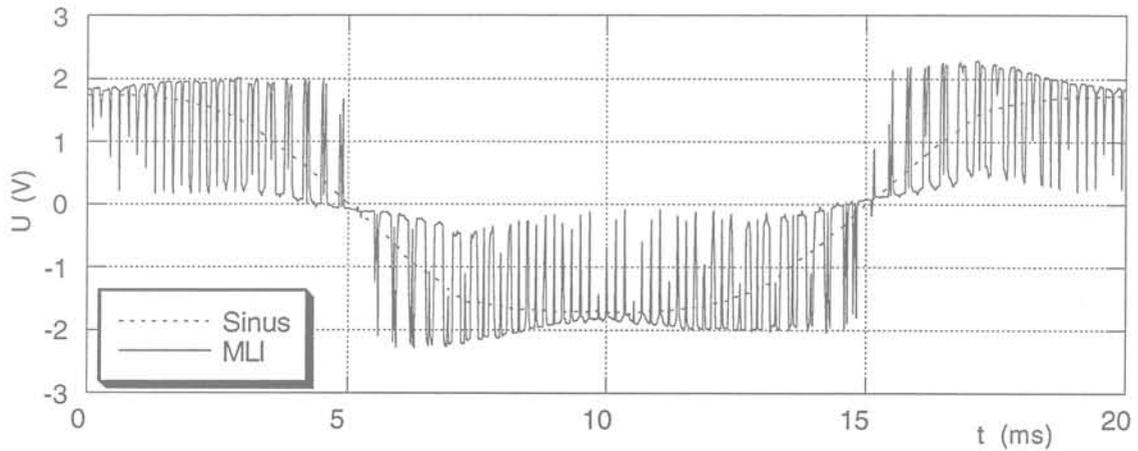


Fig. I-22 : Signaux relevés dans le dos du stator à vide

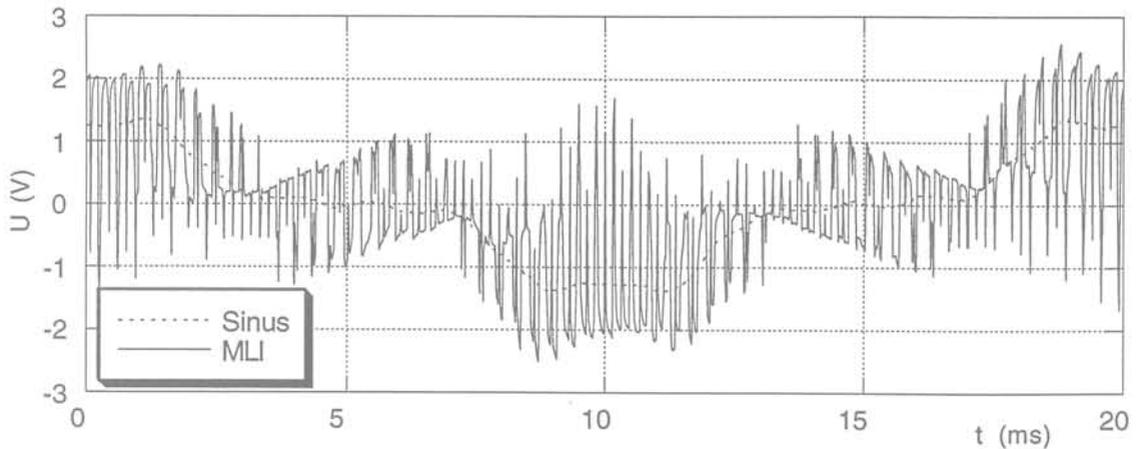


Fig. I-23 : Signaux relevés dans les dents à vide

En alimentation sinusoïdale, le flux dans la culasse est lui aussi sinusoïdal, alors que dans les dents, il est plutôt trapézoïdal, du fait de la saturation. Les inductions crêtes relevées dans la culasse et dans les dents sont en effet respectivement de 1,56 T et 1,75 T.

## I.3. UTILISATION D'UN MOTEUR INSTRUMENTÉ

### I.3.a Présentation

Les formes d'ondes étudiées jusqu'à présent étaient des formes d'ondes théoriques, semblables aux tensions générées par un onduleur idéal. Cependant, la relation entre la forme des tensions appliquées à un moteur et la variation de flux dans ses différentes parties est loin d'être évidente, et les résultats précédents ont montré l'influence de la forme de l'onde imposée sur les pertes mesurées. Ces raisons nous ont amené à instrumenter un moteur, afin d'avoir accès directement au flux en différents points du circuit magnétique.

Nous avons choisi d'instrumenter un moteur asynchrone à cage de 4 kW, 4 pôles. Le stator comporte 48 encoches, et le rotor 28 encoches fermées. Ce moteur peut être alimenté au choix :

- par le réseau, via un régulateur d'induction,
- par une alimentation électronique générant un système de tensions triphasées parfaitement sinusoïdales, d'amplitude et de fréquence réglables,
- par un onduleur à MLI dont la fréquence de hachage est réglable (valeurs possibles : 2,9 ; 5,8 ; 8,8 ; ou 11,7 kHz).

Le moteur comporte trois enroulements de mesure :

- un enroulement de 2 spires placées autour de la culasse,
- un enroulement de 4 spires placées autour d'une dent,
- un enroulement de 2 spires autour d'un pôle.

La figure I-21 montre l'emplacement des deux bobinages de mesure effectivement utilisés.

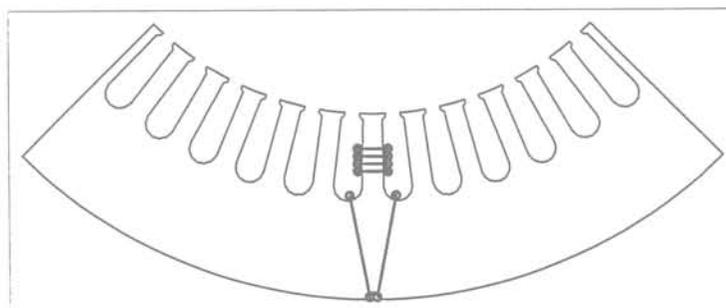


Fig. I-21 : Emplacement des bobinages de mesure

Ces bobinages devraient nous permettre de mieux comprendre les phénomènes se produisant au niveau du stator. Cependant, nous ne devons pas perdre de vue le fait que ces mesures proviennent d'un moteur particulier, avec une certaine géométrie, et une certaine qualité de tôle. Il est évident que les signaux obtenus dépendent fortement de ces deux paramètres.

• Mesures en charge :

Si on charge le moteur, le flux rotorique va lui aussi déformer l'induction, notamment dans les dents du stator. Le graphe I-26 montre le signal relevé lorsque le moteur fonctionne au quart de sa charge nominale, et à la moitié de sa tension nominale ( $r = 0,5$  sur l'onduleur). On discerne en particulier la présence de l'harmonique 14, qui est dû aux courants intenses circulant dans les barreaux du rotor, qui sont au nombre de 28.

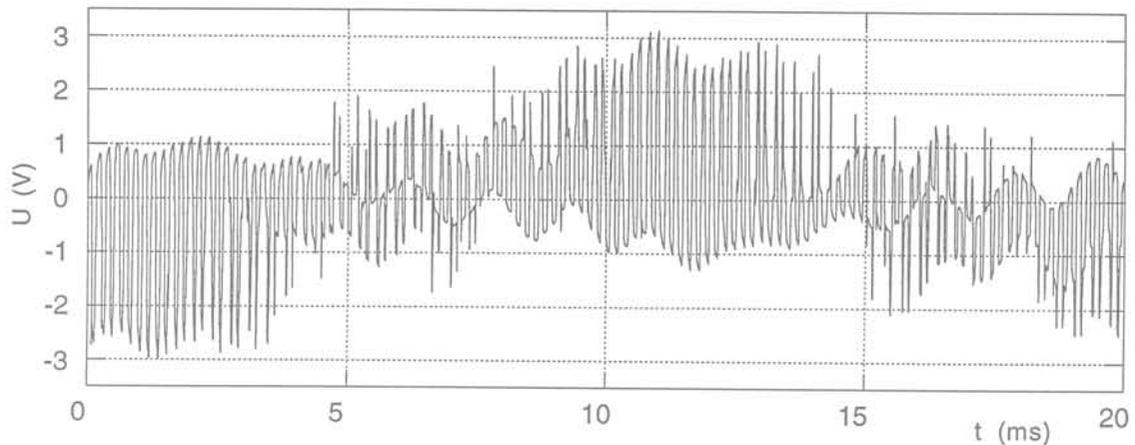


Fig. I-26 : Signal relevé dans les dents du stator lorsque le moteur est au quart de sa charge nominale. (MLI 2,9 kHz,  $r = 0,5$ )

### I.3.c Application des formes d'ondes réelles au cadre Epstein

Afin de déterminer plus précisément les pertes fer dans un cas réel, nous avons relevé et numérisé la forme et l'amplitude du flux dans les dents et la culasse du moteur, par l'intermédiaire du voltmètre numérique, puis nous avons appliqué ces signaux au cadre Epstein grâce au générateur de fonctions arbitraires, sur des échantillons de tôle Fe 65/100 similaires à celles du moteur. Les signaux ont été relevés pour six cas de fonctionnement : moteur alimenté en tension sinusoïdale ou MLI, et niveau de tension correspondant à 50%, 75% ou 100% du flux nominal.

Le tableau I-7 montre les inductions crêtes relevées en chaque point, les pertes correspondantes sur cadre Epstein, ainsi que les pertes obtenues avec les signaux "théoriques" (sinus pur ou MLI) vus dans les paragraphes précédents.

On constate que, globalement, les pertes mesurées dans la culasse du moteur sont proches des valeurs que l'on obtient avec les formes d'onde théoriques, puisque l'écart ne dépasse pas 4%. Par contre, dans les dents du moteur, où le flux est déformé, l'écart entre la mesure et l'estimation devient important. En alimentation sinusoïdale, il atteint 31% à l'induction maximale de 1,75 T.

Dans le cas de la MLI, on constate que la tension mesurée aux bornes du bobinage placé autour de la culasse du stator est très proche du signal MLI entre phases (à 3 niveaux). On discerne la présence d'un harmonique d'ordre 3. Ce flux peut être causé par une dissymétrie des tensions d'alimentation, ou dans la construction du moteur, mais plus particulièrement par des harmoniques dus à la saturation du matériau.

Contrairement à ce qu'on observe dans la culasse, la variation du flux dentaire est très différente de la forme théorique de la MLI phase-neutre (à 5 niveaux). Du fait de la saturation du matériau, la tension mesurée est très déformée.

Si l'on filtre les harmoniques élevés des signaux relevés en MLI, on constate que les composantes basse fréquence sont tout à fait comparables et superposables aux signaux relevés en alimentation sinusoïdale (cf. fig. I-24 et I-25). Dans le cas de la figure I-25, une analyse de Fourier montre que les écarts observés proviennent principalement d'une différence de phase de l'harmonique 14 (due à la position différente du rotor entre les deux mesures).

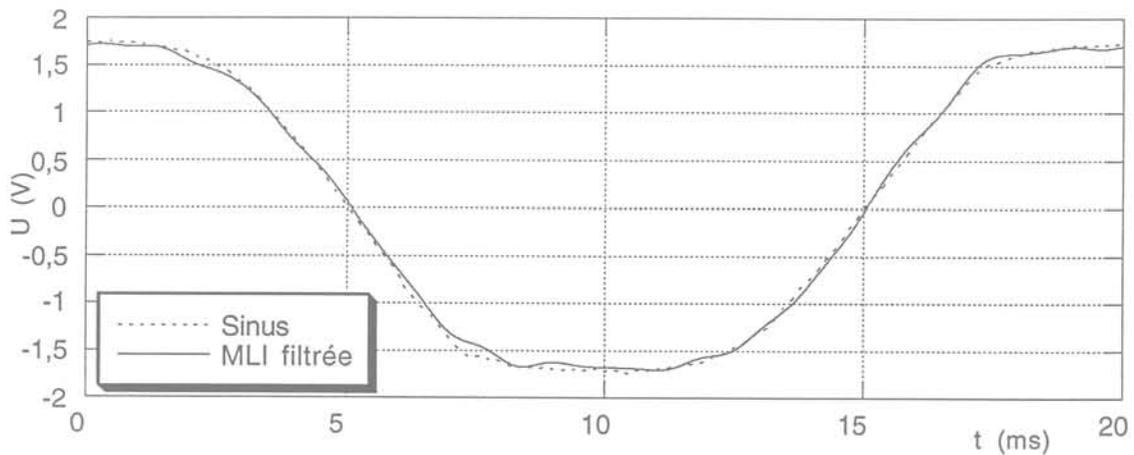


Fig. I-24 : Signaux relevés dans le dos du stator, MLI filtrée à 1 kHz

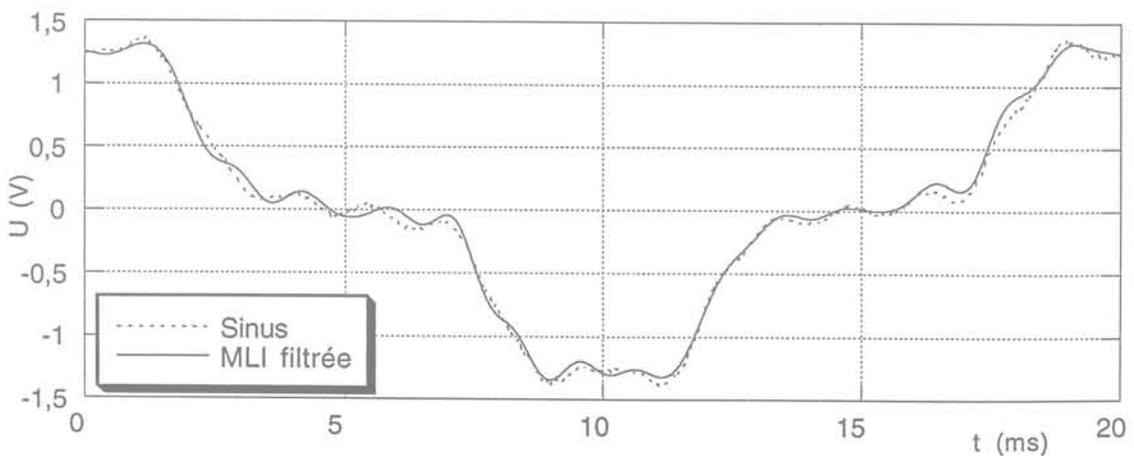


Fig. I-25 : Signaux relevés dans les dents, MLI filtrée à 1 kHz

En effet, dans le cas de la MLI "théorique", l'induction varie de façon monotone par une succession de paliers et de montées à  $\frac{dB}{dt}$  constant (cf. fig. I-9). Dans la pratique, la saturation du matériau et la présence du flux rotorique déforment l'induction dans les dents, qui se caractérise alors par une succession de montées et de décroissances de l'induction, qui est la cause des cycles mineurs. Ces cycles mineurs provoquent une augmentation considérable des pertes.

On remarque d'autre part, que l'augmentation des pertes est plus forte lorsque  $r$  diminue. En effet, dans ce cas, on augmente l'amplitude des harmoniques, et donc aussi l'amplitude des cycles mineurs (fig. I-27). Ceci confirme encore l'intérêt de garder le paramètre de modulation  $r$  aussi proche de 1 que possible.

Ces résultats illustrent l'impossibilité de séparer les pertes harmoniques dans les matériaux magnétiques; en effet, alors que les harmoniques générés à haute fréquence sont pratiquement les mêmes dans les cas "théorique" et "pratique", la déformation de la partie basse fréquence du signal peut entraîner une augmentation considérable des pertes dues aux harmoniques haute fréquence. Il est donc indispensable d'étudier le signal dans sa globalité.

Ces résultats montrent donc l'importance et la nécessité de connaître précisément les conditions réelles d'excitation dans les différentes parties d'une machine pour pouvoir évaluer correctement les pertes, dans le cas d'une alimentation par MLI.

### I.3.d Estimation des pertes fer du moteur à partir des mesures Epstein

#### • Principe

La méthode classique d'évaluation des pertes du moteur à partir des pertes mesurées sur cadre Epstein consiste à décomposer le moteur en deux parties : les dents et le dos du stator. Connaissant les valeurs de l'induction dans chacune de ces deux parties, on en déduit simplement les pertes fer par la relation :

$$P_{\text{fer moteur}} = k_d \cdot P_{\text{Epstein}}(B_{\text{dents}}) \cdot m_{\text{dents}} + k_c \cdot P_{\text{Epstein}}(B_{\text{culasse}}) \cdot m_{\text{culasse}} \quad (\text{I-10})$$

où  $m_{\text{dents}}$  et  $m_{\text{culasse}}$  représentent les masses équivalentes des dents et de la culasse du moteur, et  $k_c$  et  $k_d$  des coefficients empiriques déterminés par l'expérience, usuellement compris entre 2 et 3.

Notons qu'on ne calcule ici que les pertes fer au stator, puisque le rotor de la machine asynchrone est traversé par un champ variant à faible fréquence, et devrait donc avoir des pertes fer négligeables.

Mais l'augmentation des pertes est encore plus remarquable dans le cas de l'alimentation par MLI, puisque l'erreur sur l'estimation des pertes varie de 70% à 107%.

% du flux nominal	Induction crête	Pertes (W/kg)					
		Sinus mesuré	Sinus pur	Ecart	MLI mesurée	MLI théorique	Ecart
50 %	Culasse : 0,78 T	1,91	1,97	-3%	2,68	2,80	-4%
	Dent : 1,02 T	3,44	3,33	3%	8,45	4,07	107%
75 %	Culasse : 1,16 T	4,21	4,36	-3%	5,10	5,20	-2%
	Dent : 1,48 T	7,74	7,37	5%	15,0	8,11	85%
100 %	Culasse : 1,56 T	8,25	8,50	-3%	8,74	9,02	-3%
	Dent : 1,75 T	14,3	10,9	31%	18,9	11,1	70%

Tableau I-7 : Valeur des pertes dans les dents et la culasse du moteur, pour différents points de fonctionnement

La figure I-27 montre les cycles d'hystérésis que parcourt le matériau dans le cas d'une excitation de type "MLI théorique" et "MLI mesurée". La principale conséquence de la déformation du flux est l'apparition de cycles mineurs.

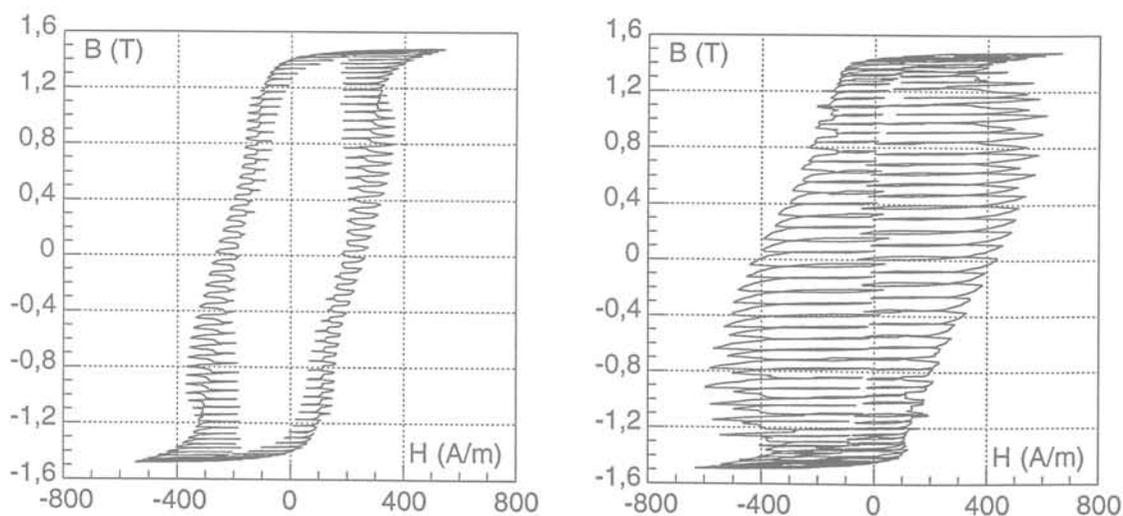


Fig. I-27 : Comparaison entre les cycles d'hystérésis obtenus avec une excitation de type "MLI théorique" (à gauche) et "MLI mesurée" (à droite)  
(Cycles représentant le flux dans les dents à 75 % du flux nominal)

On constate donc qu'en alimentation sinusoïdale, les pertes estimées simplement à partir des pertes en "sinus pur" (qui sont fournies par les producteurs de tôles magnétiques) sont suffisantes. En alimentation MLI, au contraire, les pertes mesurées sur cadre Epstein en utilisant des formes d'onde "théoriques" non déformées ne suffisent pas; l'écart avec l'estimation obtenue en utilisant des formes d'ondes réellement mesurées est important. Dans notre cas, pourtant, cet écart est atténué par le fait que les dents ne représentent qu'un quart de la masse du stator. On peut s'attendre à une augmentation des pertes beaucoup plus importante encore dans un moteur où la culasse serait elle aussi saturée, et où le flux serait déformé.

## I.4. CONCLUSION

Nous pouvons tirer plusieurs conclusions de ce qui précède :

- **Du point de vue matériau :**

Les résultats présentés dans les paragraphes précédents ont montré que la résistivité et l'épaisseur du matériau jouent un rôle primordial. Les pertes supplémentaires causées par la MLI sont en effet essentiellement dues aux courants induits en surface, provoqués par les variations rapides de flux qu'impose un onduleur à MLI. La rapidité de la diffusion du champ dans un matériau fin et résistif contribue fortement à la diminution des pertes.

Le choix des trois matériaux étudiés était bien entendu volontaire, et visait à mettre en évidence de manière progressive ces effets. Les matériaux fins tels que le FeSi 15/100 sont utilisés essentiellement dans des applications à fréquence plus élevée que celles étudiées ici, puisque nous nous sommes limités au cas où  $f_0 = 50$  Hz. L'étude de tels matériaux n'avait ici qu'un but démonstratif. Leur utilisation dans le cas d'une alimentation MLI ne peut être envisagée que si elle est économiquement viable : il faut prendre en compte le coût du matériau et de sa mise en œuvre par rapport au gain en pertes.

- **Du point de vue onduleur :**

Après avoir passé en revue l'influence des divers paramètres caractérisant un signal à MLI, nous pouvons conclure que le paramètre de modulation  $r$ , bien plus que la fréquence de hachage, a un rôle important dans l'augmentation des pertes. En effet, dès que la fréquence de hachage est suffisante par rapport à la fréquence du fondamental ( $\approx 2$  kHz pour  $f_0 = 50$  Hz), l'augmentation des pertes ne dépasse pas 12% lorsque  $r = 1$ , pour le matériau Fe 65/100, le plus sensible à la MLI. De même, lorsque l'on mesure l'augmentation des pertes dans un cas réel, comme nous l'avons fait en utilisant un moteur instrumenté, c'est lorsque  $r = 1$  que l'augmentation des pertes est la moins grande.

• Application

Nous avons donc appliqué cette méthode à notre moteur. Les deux parties du moteur ont été délimitées comme le montre la figure I-28 ; les masses équivalentes des dents et de la culasse ont été déterminées d'après les dimensions géométriques de la machine. On décompose alors le stator en environ 7 kg de "culasse", et 2,3 kg de "dents". Cette décomposition n'est bien évidemment qu'une première approximation, car l'induction est loin d'être identique en tout point des dents ou de la culasse. D'autre part, on ne tient pas compte des champs tournants présents dans la culasse, ni des champs pulsants à l'extrémité des dents.

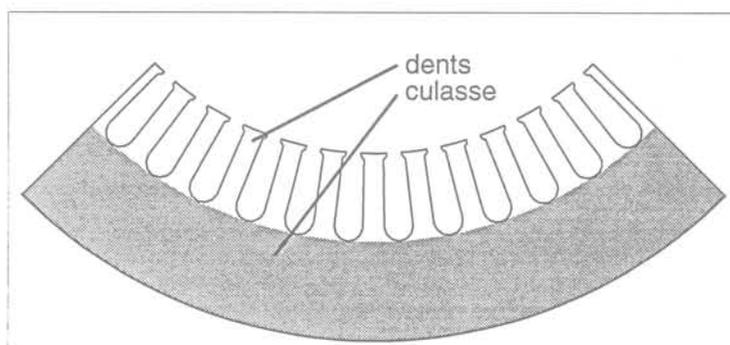


Fig. I-28: Délimitation des parties "dents" et "culasse" du stator

Nous avons calculé de cette façon les pertes fer dans le stator pour trois niveaux d'induction différents, correspondant à 50%, 75% et 100% du flux nominal, en alimentation sinusoïdale ou MLI, comme dans le paragraphe précédent. Le tableau I-8 montre les pertes fer estimées au stator de notre machine pour ces six cas de fonctionnement, en utilisant les formes d'ondes réelles ou théoriques.

% du flux nominal	Pertes (W)					
	Sinus mesuré	Sinus pur	Ecart	MLI mesurée	MLI théorique	Ecart
50 %	21	22	-1%	38	31	22%
75 %	47	48	-1%	70	59	19%
100 %	91	85	7%	105	91	16%

Tableau I-8 : Pertes estimées au stator

Si on calcule les pertes fer en utilisant les signaux relevés sur le moteur en charge, on obtient une valeur de pertes plus forte encore, puisque l'induction dans les dents est encore plus déformée. On trouve par exemple en alimentation MLI, à 50% du flux et au quart de la charge nominale :

$$B_{\text{culasse}} = 0,7 \text{ T} \quad P_{\text{culasse}} = 2,3 \text{ W/kg}$$

$$B_{\text{dents}} = 1,01 \text{ T} \quad P_{\text{dents}} = 12,4 \text{ W/kg}$$

soit des pertes totales au stator de 45 W (+18%)

**Chapitre II :**

**MESURE DIRECTE DES PERTES FER SUR UN  
MOTEUR**

Ceci nous permet de préconiser une structure d'onduleur "à faibles pertes fer", qui utiliserait une tension continue d'entrée variable, ce qui permettrait de faire varier l'amplitude de la tension de sortie tout en gardant  $r = 1$  (cf. fig. I-29)

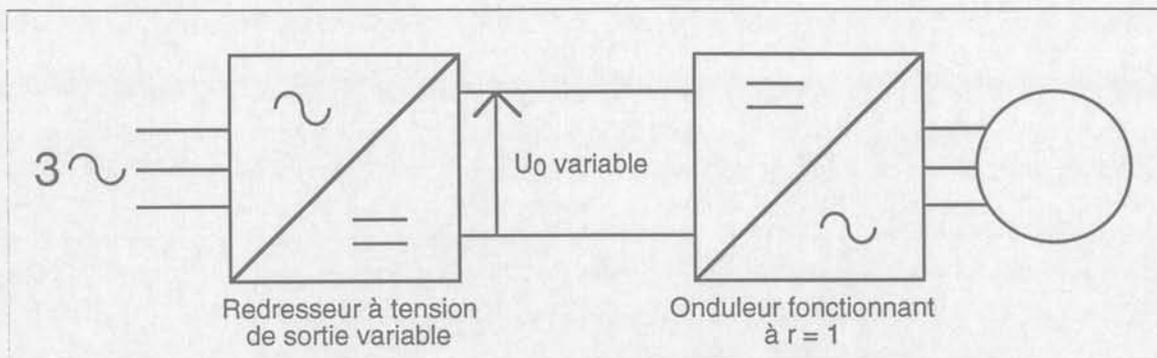


Fig. I-29 : Onduleur "à faibles pertes fer"

Un tel onduleur a été testé avec succès quant aux pertes supplémentaires générées [MOR-89]. L'intérêt économique de ce type d'onduleur reste à démontrer.

• Du point de vue de la modélisation :

La comparaison entre les cas "pratiques" et "théoriques" a montré qu'il était difficile de calculer simplement l'augmentation des pertes fer dans un moteur, d'après des mesures obtenues en appliquant une tension MLI sur le cadre Epstein. La sensibilité des pertes à la déformation du signal MLI rend difficile leur prédétermination.

## - II -

# MESURE DIRECTE DES PERTES FER SUR UN MOTEUR

Dans le chapitre précédent, nous nous sommes attachés à mesurer l'augmentation des pertes dans le matériau lui-même, lorsqu'il est soumis à une variation de flux de type MLI.

En décomposant le moteur en deux parties, dents et culasse, nous avons obtenu une première estimation des pertes fer. Cependant, il nous est apparu indispensable d'effectuer la mesure des pertes directement sur le moteur instrumenté testé précédemment. Les premières mesures, effectuées par la méthode normalisée de mesure des pertes dans une machine asynchrone, ont confirmé les coefficients empiriques existant entre l'estimation Epstein et la mesure directe. Ces coefficients semblent être les mêmes en alimentation sinusoïdale ou MLI, mais il nous a paru intéressant d'aller plus loin en essayant d'analyser la répartition des pertes. Ceci nous a conduit à une série d'essais supplémentaires, afin de mettre en évidence l'importance relative des différentes sources de pertes. Finalement, nous avons utilisé une méthode améliorée de mesure des pertes fer, qui conduit à des résultats plus détaillés. Il ne faut toutefois pas perdre de vue le fait que la décomposition des pertes obtenue dépend étroitement de la géométrie du moteur choisi et qu'une même analyse sur une autre machine peut aboutir à une répartition des pertes complètement différente.

### II.1. MÉTHODE NORMALISÉE DE MESURE DES PERTES

#### II.1.a Principe

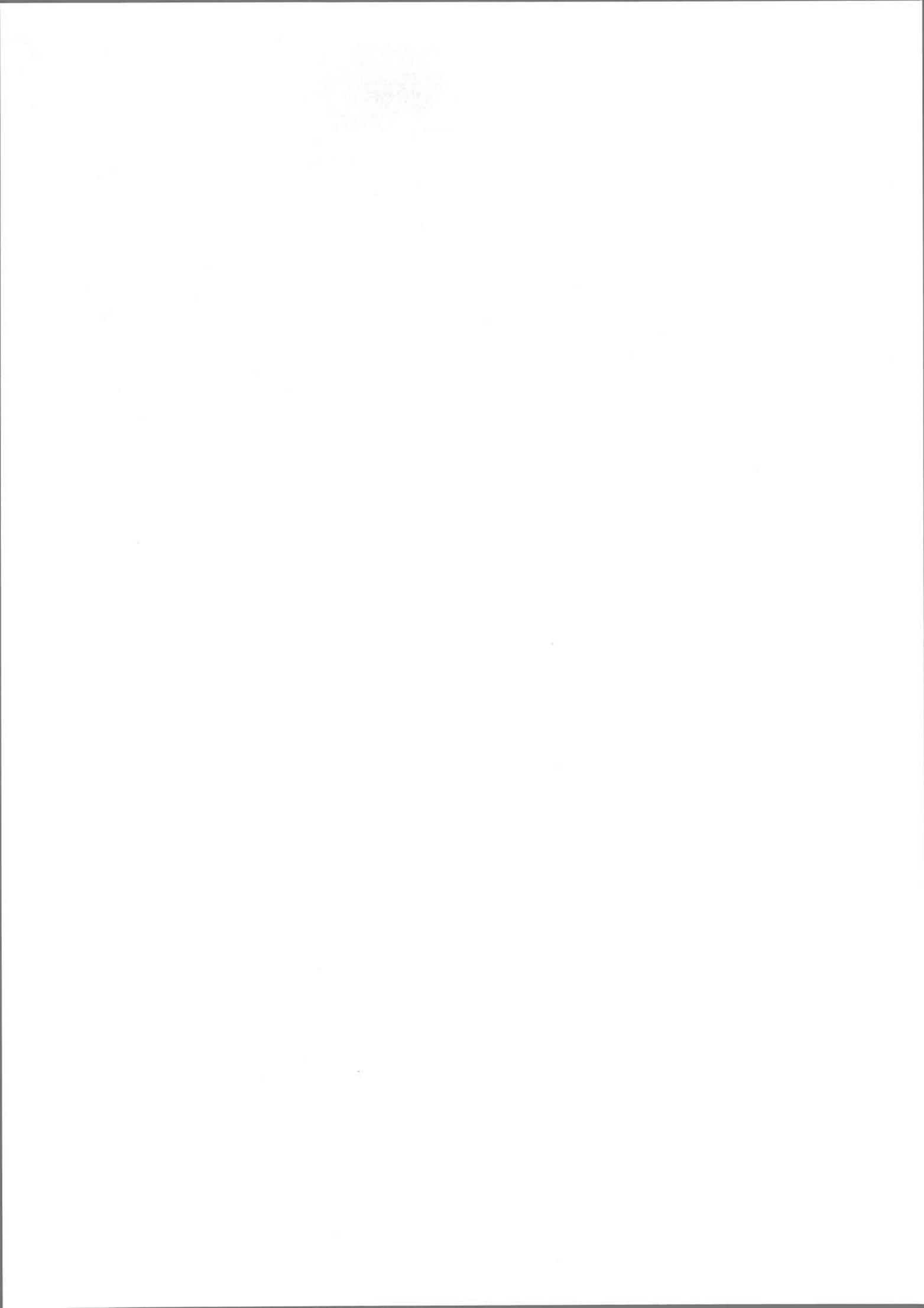
La méthode classique de mesure des pertes fer sur une machine asynchrone consiste à mesurer la puissance électrique absorbée par le moteur à vide. Le glissement du rotor est dans ce cas très faible. Les pertes Joule au rotor sont négligées et la puissance absorbée  $P_a$  correspond à la somme :

$$P_a = P_{\text{Joule stator}} + P_{\text{mécaniques}} + P_{\text{fer stator}} \quad (\text{II-1})$$

- Les pertes Joule sont calculées à partir du courant efficace mesuré dans chaque phase :

$$P_{\text{Joule stator}} = R_1 I_1^2 + R_2 I_2^2 + R_3 I_3^2 \quad (\text{II-2})$$

Les résistances sont mesurées à chaud, en imposant un courant continu dans chacun des bobinages.



groupes d'harmoniques générés par une MLI pour une fréquence de hachage de 2,9 kHz, qui est celle de l'onduleur que nous utilisons. La puissance mesurée fluctuant en permanence, on effectue plusieurs mesures sur chaque phase et on les moyenne.

Ce dispositif ne permet toutefois de mesurer qu'une seule phase à la fois. Or, le moteur étant légèrement déséquilibré à vide, nous devons mesurer la puissance sur les trois phases. On mesure donc successivement chacune des trois phases. Les mesures étant toujours effectuées après un temps de chauffe suffisant pour stabiliser thermiquement le moteur, on vérifie que les valeurs mesurées sont stables et que le fait de mesurer les puissances phase par phase plutôt que les trois phases simultanément ne pose pas de problème.

Un micro-ordinateur traite les données acquises par le voltmètre et effectue le calcul des pertes.

- **Remarque :** le choix de l'appareillage pour ce banc de mesure a été dicté par le matériel disponible au moment où nous faisons nos essais. En particulier, nous ne disposions pas alors d'un wattmètre triphasé à large bande passante (analyseur de puissance), mais d'un banc d'acquisition à deux voies piloté par PC.

### II.1.c Résultats obtenus

Nous avons effectué sur le moteur asynchrone instrumenté de 4 kW, 4 pôles, des mesures en alimentation sinusoïdale (via un régulateur d'induction) puis MLI pour trois niveaux d'induction différents : 100 %, 75 % et 50 % du flux nominal. Le tableau II-1 donne le résultat de ces mesures :

- Résistance du bobinage statorique : 1,965  $\Omega$  (identique pour chaque phase)
- Pertes mécaniques : 6 W.

Flux/Flux nominal	Sinus			MLI 2,9 kHz		
	50 %	75 %	100 %	50 %	75 %	100 %
Pertes mesurées sur le moteur (W)	46	101	185	93	145	209
Estimation Epstein (W)	21	47	91	38	70	105
Ecart	+119 %	+115 %	+103 %	+144 %	+107 %	+99 %

Tableau II-1 : Mesures de pertes sur le moteur effectuées par la méthode normalisée, et comparaison avec l'estimation d'après les mesures sur cadre Epstein

- Les pertes mécaniques sont obtenues à partir de la caractéristique puissance en fonction de la tension d'alimentation (méthode normalisée). En faisant tendre la tension des bobinages statoriques vers zéro, on diminue les pertes fer ainsi que les pertes Joule. Les pertes mécaniques deviennent alors prépondérantes et la mesure de la puissance permet de les déterminer directement. Il faut toutefois conserver une tension suffisante pour que la vitesse de rotation du moteur ne diminue pas trop, puisque les pertes mécaniques sont liées essentiellement à la vitesse, c'est pourquoi on effectue différentes mesures à faible tension et on extrapole la courbe obtenue au passage par zéro.

### II.1.b Montage expérimental

Afin de pouvoir correctement évaluer la puissance absorbée lorsque le moteur est alimenté par l'onduleur, nous devons utiliser un appareillage ayant une large bande passante, permettant de prendre en compte les harmoniques générés par la MLI. Pour cela, nous avons utilisé le voltmètre numérique Keithley 1944a, élément central du banc de mesure Epstein, pour faire l'acquisition simultanée du courant et de la tension dans chaque phase. Le courant est mesuré par une sonde Tektronik P6302 et un amplificateur AM503 de bande passante 50 MHz et de précision  $\pm 3\%$ . La tension est relevée par l'intermédiaire d'une sonde Tektronik A6902B de bande passante 20 MHz et dont la précision est donnée à  $\pm 5\%$ . Cependant, nous avons calibré le gain de cet appareil et nous l'utilisons toujours dans des conditions stables de température (appareil fonctionnant en permanence), ceci permet d'améliorer la précision annoncée (cf § II.4.c). La figure II-1 donne la configuration du dispositif.

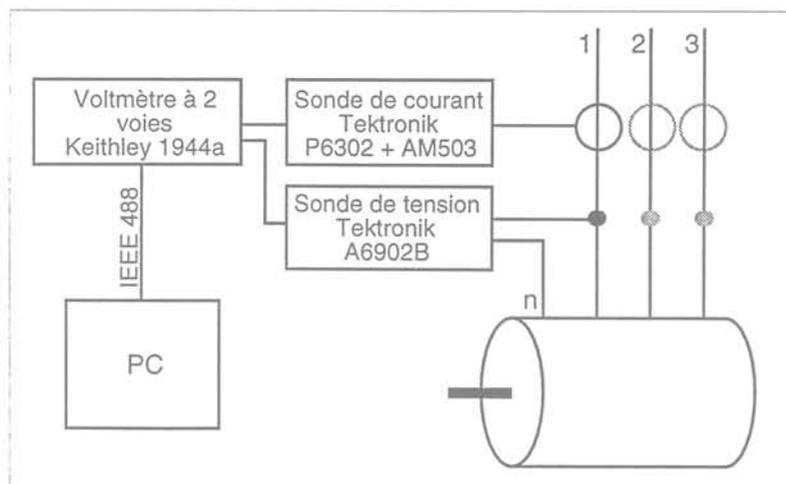


Fig. II-1 : Banc de mesure des pertes fer (méthode normalisée)

On mesure donc pour chaque phase la tension phase-neutre, ainsi que le courant de phase. La mesure est effectuée pendant 1 seconde, à raison de 625 échantillons par période (pour une fréquence d'alimentation de 50 Hz), ce qui représente  $2 \times 31250$  points acquis. D'après le théorème de Shannon, cette fréquence d'échantillonnage doit permettre de prendre en compte les 5 premiers

- 8 - Les pertes Joule à la surface du rotor : la surface du rotor étant usinée, les tôles sont court-circuitées en surface et des courants importants peuvent y circuler, du fait des variations de flux.

Nous avons donc essayé de déterminer l'importance relative de chacune de ces sources possibles de pertes. Pour cela, nous avons réalisé une série d'essais présentée ci-après.

## II.2.a Pertes au rotor

Afin de déterminer si l'écart entre les pertes mesurées et les pertes estimées d'après les essais sur cadre Epstein était dû à des phénomènes localisés au rotor, un rotor "à faibles pertes fer" a été réalisé. Ce rotor est constitué de tôles FeV 270-50 HA en fer-silicium 3 % isolées, dont les pertes à 1,5 T et 50 Hz sont inférieures à 2,7 W/kg. Le rotor est placé dans le stator instrumenté que nous avons utilisé précédemment. De par le matériau qui le constitue, ce rotor devrait présenter moins de pertes que le rotor de série qui est en fer non allié (Fe 65/100) et beaucoup moins résistif, on l'a vu ( $P_{1,5T}^{50Hz} = 7,7 \text{ W/kg}$ ). De plus, les tôles du rotor standard ne sont pas traitées par bleuissement, il n'existe donc pas d'isolation entre elles.

D'autre part, le rotor réalisé ne comporte pas de cage ni d'encoches ; ceci permet donc de mettre hors de cause toutes les sources de pertes liées à la cage ou à l'aluminium. Seules subsistent donc les pertes liées au stator (champs tournants, effet du découpage et de l'assemblage, effets de bord).

Dépourvu de cage et ayant de faibles pertes fer, ce rotor ne peut pas tourner. Nous avons donc effectué les mesures de pertes avec un rotor non entraîné, puis entraîné au synchronisme par un moteur auxiliaire. Les résultats des mesures, dans les mêmes cas de fonctionnement que précédemment, sont exposés dans le tableau II-2 :

Flux/Flux nominal	Sinus			MLI 2,9 kHz		
	50 %	75 %	100 %	50 %	75 %	100 %
Pertes avec rotor non entraîné (W) (1)	33	66	116	43	78	128
Pertes avec rotor entraîné (W) (2)	31	64	106	41	73	123
Estimation Epstein (W) (3)	21	47	91	38	70	105
Ecart (2)/(3)	48 %	36 %	16 %	8 %	4 %	17 %

Tableau II-2 : Pertes mesurées sur le moteur équipé du rotor en tôle FeV 270-50 HA sans encoches.

Bien qu'elle tienne compte des formes d'ondes réelles de l'induction dans le circuit magnétique du stator, l'estimation Epstein donne des pertes nettement inférieures à celles mesurées directement sur le moteur. Le rapport, d'environ 2, que l'on obtient correspond sensiblement aux coefficients empiriques couramment introduits par les constructeurs électriciens. Ces coefficients restent pratiquement les mêmes en sinus qu'en MLI. L'utilisation de tels coefficients permet d'approcher les pertes magnétiques de la machine, mais reste cependant insatisfaisante car les causes des écarts observés ne sont pas identifiées. Pour ce faire, nous avons tenté d'analyser plus en détail la répartition des pertes dans le moteur, ce qui fait l'objet du paragraphe suivant.

## II.2. ANALYSE DES SOURCES DE PERTES SUPPLÉMENTAIRES

Les sources de pertes supplémentaires dans les machines asynchrones ont été abondamment étudiées et les références sont nombreuses [ALG-65][LIW-67][SPO-25][VEI-59]. Parmi les causes possibles de pertes qui ne sont pas prises en compte par la méthode de mesure utilisée on peut citer :

- 1 - les pertes fer à haute fréquence : la variation de réductance du circuit magnétique due au déplacement du rotor cause des pulsations de flux dans certaines parties du stator et du rotor : le défilement des dents du rotor devant le stator (et inversement) crée des pertes supplémentaires au niveau de sa surface,
- 2 - les pertes en champ tournant : la direction du champ, notamment dans la culasse du moteur, n'est pas fixe ; les champs tournants créent des pertes magnétiques supplémentaires qui sont difficiles à évaluer [ZOU-91],
- 3 - les pertes Joule au rotor : car le moteur n'est pas parfaitement au synchronisme, donc un certain courant circule malgré tout dans le rotor,
- 4 - l'erreur sur la section utile : le matériau peut être détérioré par le découpage et ses propriétés magnétiques dégradées au niveau de la découpe. La section magnétique utile peut ainsi être diminuée (notamment au niveau des dents). Les niveaux d'induction réels seraient alors plus élevés que ceux que nous avons mesurés et les pertes seraient donc sous-estimées,
- 5 - les pertes supplémentaires dues aux contraintes d'assemblage : leur valeur est elle aussi difficile à évaluer,
- 6 - les pertes dues aux effets de bord : les têtes de bobinage créent aux extrémités du stator des champs parasites,
- 7 - les pertes Joule dans le fer du rotor : la cage du rotor n'étant pas isolée, des courants inter-barres peuvent circuler dans le fer au rotor, créant ainsi des pertes supplémentaires,

Pour obtenir une vitesse d'échauffement du stator de  $1,48\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{min}$ , on doit régler le courant de façon à dissiper de la même façon  $260\text{ W}$

Ceci montre donc que les pertes au stator seraient d'environ  $260\text{ W}$  au total (fer + Joule), la différence ( $\approx 100\text{ W}$ ) étant dissipée au rotor.

### II.2.b Importance des courts-circuits de surface

Afin de quantifier l'importance de cette source possible de pertes supplémentaires, nous avons traité un rotor standard par une attaque chimique en surface destinée à éliminer les courts-circuits entre tôles. L'attaque chimique a été réalisée grâce à une solution d'acide fluorhydrique et d'eau oxygénée, jusqu'à disparition complète des courts-circuits. Ceci entraîne une légère diminution du diamètre du rotor ; l'augmentation de l'entrefer qui en résulte modifie les conditions de fonctionnement de la machine et le courant à vide, nécessaire pour magnétiser l'entrefer, augmente. Cependant, les valeurs des flux mesurés dans les différentes parties du stator restent pratiquement identiques. Les pertes mesurées avec un rotor traité sont très peu différentes de celles du rotor standard. Les pertes en surface sont donc très limitées.

### II.2.c Pertes Joule dans le fer par circulation de courants inter-barres

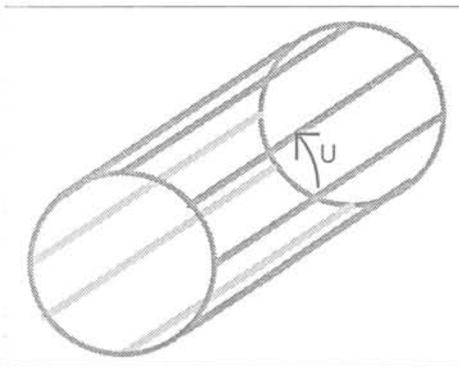


Fig. II-2 : Courants inter-barres

Dans un rotor à cage d'écureuil comprenant  $n$  barres par paire de pôles, un système de courants  $q$ -phasés circule dans les barres. Ces courants sont la cause d'une différence de potentiel entre barreaux, qui est quasiment nulle près des extrémités, où les barreaux sont reliés entre eux par les anneaux de court-circuit ; mais cette différence de potentiel est maximale au milieu du rotor (cf fig. II-2).

La cage en aluminium injecté n'étant pas isolée du fer qui l'entoure, des courants de fuite peuvent donc circuler dans le fer, créant ainsi des pertes Joule supplémentaires [SUB-69]. Afin de diminuer ces courants parasites, on fait habituellement subir aux rotors un "choc thermique" qui a pour effet de décoller la cage en aluminium du fer, ce qui augmente la résistance de contact entre le fer et l'aluminium.

Afin de déterminer l'importance de ces courants, un rotor isolé a été réalisé. Pour cela, on a phosphaté les tôles du rotor après découpage ; l'avantage du revêtement phosphaté est sa résistance

Boglietti a utilisé de la même façon un rotor sans encoches entraîné au synchronisme, afin de mesurer les pertes au stator en alimentation sinusoïdale et MLI sur une machine asynchrone, sans être perturbé par les pertes supplémentaires au rotor [BOG-94]. Ses conclusions sont que les pertes au rotor (obtenues par différence par rapport à un moteur normal à vide) sont négligeables quel que soit le type d'alimentation. Ces conclusions vont à l'encontre des nôtres, où les pertes au rotor représentent environ un quart à un cinquième des pertes totales. Ceci montre que les pertes supplémentaires dépendent fortement de la géométrie du moteur.

Lorsque le rotor n'est pas entraîné, il n'y a pas de pertes par pulsation de flux, seules subsistent les pertes fer en surface dues au court-circuit des tôles, mais d'autres pertes apparaissent au rotor, puisque celui-ci est traversé par le champ à 50 Hz créé par le stator. Néanmoins, l'absence de dents au rotor limite la concentration du flux et l'induction moyenne au rotor est faible (de l'ordre de 1 T à tension nominale).

Lorsque le rotor tourne au synchronisme, ces pertes n'existent plus, mais les pertes par pulsation de flux deviennent prépondérantes.

D'autre part, lorsque le moteur est entraîné, on ne connaît pas exactement la puissance fournie par le moteur d'entraînement au moteur testé, ce qui manque dans notre bilan de puissance.

La comparaison avec l'estimation de pertes faite sur cadre Epstein montre qu'on n'a plus un rapport 2 comme précédemment, mais qu'au contraire, l'écart est réduit à moins de 28%. Ces résultats nous permettent donc d'éliminer un certain nombre de causes possibles à l'augmentation des pertes : effets de bord, champs tournants, contraintes de découpage et d'assemblage des tôles, comme n'étant pas la raison principale de l'augmentation des pertes dans un rapport 2 que l'on a constatée. L'origine des pertes se trouve bien au rotor.

#### • Confirmation par une méthode thermique

Nous avons essayé de confirmer par une méthode thermique cette localisation des pertes au rotor. Notre hypothèse de départ est que le rotor est relativement isolé thermiquement du stator, les échanges se faisant au niveau des roulements et par convection de l'air dans l'entrefer. Nous avons donc placé une sonde de température sur le carter du moteur et mesuré sa vitesse d'échauffement.

Dans un premier temps, nous avons alimenté le moteur en tension sinusoïdale et au flux nominal ; le ventilateur de refroidissement étant oté, la vitesse d'échauffement, mesurée sur les premières minutes de fonctionnement est de 1,48°C/min et la puissance électrique totale absorbée de 357 W.

Nous avons ensuite alimenté les bobinages en courant continu, en réglant le courant de façon à dissiper 357 W par effet Joule dans les conducteurs du stator. L'échauffement est alors de 2,08°C/min.

puissance de calcul des ordinateurs ont permis de prendre en compte des problèmes de plus en plus complexes. Cependant, des lacunes subsistent encore, en particulier au niveau de la modélisation des matériaux magnétiques. Les matériaux magnétiques se prêtent mal à une modélisation simple, on le verra au chapitre III ; de nombreux travaux sont en cours pour mettre au point un modèle de comportement de matériaux. Dans la version standard du logiciel FLUX2D que nous avons utilisé, seule la non-linéarité du matériau est prise en compte, par l'introduction d'une courbe  $B(H)$  obtenue expérimentalement. On peut aussi éventuellement prendre en compte en partie l'anisotropie du matériau en introduisant deux courbes  $B(H)$  différentes selon les deux directions principales de la tôle, mais nous n'utiliserons pas cette possibilité. La diffusion des grandeurs magnétiques dans l'épaisseur du matériau n'est notamment pas prise en compte, ce qui peut représenter un problème pour nos simulations, qui visent à reproduire des phénomènes à fréquence élevée (pulsations). Les résultats obtenus par simulation devront donc être interprétés avec précaution.

#### • Modèle employé

Nous avons donc modélisé le moteur instrumenté en utilisant le mode "magnétique évolutif" de FLUX2D, avec une "bande de roulement" afin de simuler la rotation du rotor. Dans ce mode de calcul, les calculs sont effectués pas à pas dans le temps ; la position du rotor change à chaque pas de temps en fonction de la vitesse qu'on lui a imposée et le maillage est modifié en conséquence. Dans les encoches du stator, on impose un courant sinusoïdal, dont la valeur est déterminée d'après les mesures effectuées sur le moteur réel ; les encoches du rotor sont vides, nous simulerons donc le moteur à rotor sans cage entraîné au synchronisme. Le matériau sera, comme on l'a vu, représenté par sa courbe  $B(H)$  établie d'après les mesures au cadre Epstein. Afin d'avoir une bonne image des phénomènes se produisant près de la surface du rotor, nous maillerons plus finement cette partie. Seul un quart du moteur et une demi-période de temps seront modélisés, comme le permettent les symétries du problème. La figure II-3 montre la géométrie et le maillage réalisés.

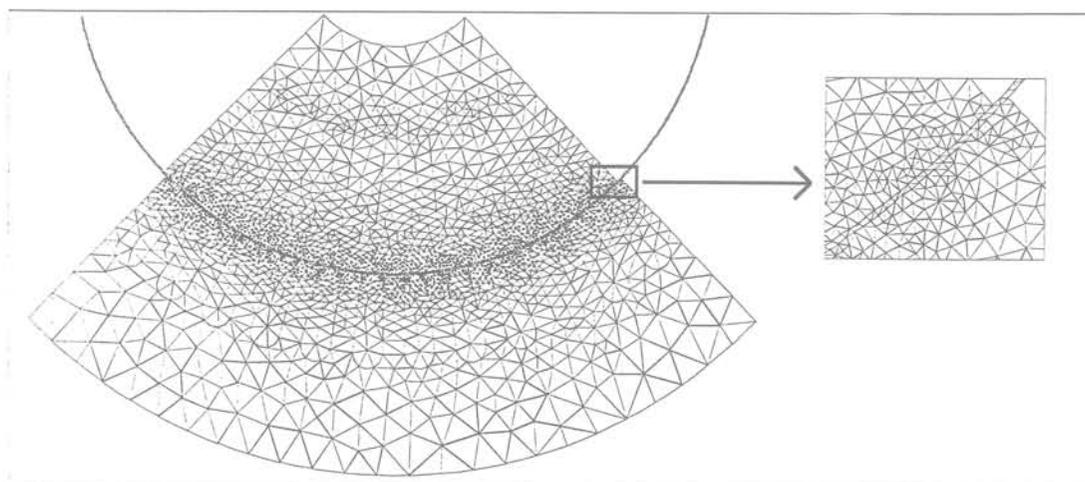


Fig. II-3 : Géométrie et maillage du moteur

à la température, qui permet l'injection de l'aluminium. Après que les mesures de pertes aient été effectuées, les anneaux de courts-circuits ont été éliminés et on a mesuré les résistances inter-barres par la méthode "4 fils", de chaque côté du rotor. La même mesure a été effectuée sur un rotor standard. Bien que pouvant fortement varier d'une paire de barres à l'autre, on constate que la résistance inter-barre moyenne est multipliée par 4,5 environ pour le rotor phosphaté, puisqu'elle passe de  $0,11 \Omega$  à  $0,5 \Omega$ .

Les mesures de pertes effectuées sur le moteur instrumenté équipé du rotor isolé donnent cependant des résultats très peu différents du rotor standard, ce qui nous conduit à éliminer les courants inter-barres comme source de pertes significative.

### II.3. MISE EN ÉVIDENCE DES PERTES PAR PULSATION DE FLUX

Les mesures effectuées sur un moteur à rotor en tôle FeV 270-50 HA (§ II.2.a) sans encoches ont montré qu'une partie non négligeable des pertes supplémentaires se situait au rotor, ce qui explique en partie le facteur 2 existant entre les pertes estimées d'après les mesures sur cadre Epstein et les mesures directes sur le moteur. Après avoir éliminé les courants superficiels et les courants inter-barres, nous pouvons supposer que les pertes supplémentaires sont générées en grande partie par les pulsations de flux dans le rotor, du fait de la variation de réluctance due au défilement des dents du stator.

Afin de mesurer l'importance de ce phénomène, nous avons, dans un premier temps, étudié les pertes du stator équipé d'un rotor en tôle standard sans cage en aluminium. Par l'effet de réluctance des encoches, ce rotor peut tourner, mais pas à la vitesse de synchronisme, c'est pourquoi il doit être entraîné. Les mesures effectuées sur le rotor entraîné donnent des résultats comparables à ceux du rotor sans encoches vu au paragraphe II.2.a, si l'on néglige dans le bilan des puissances, comme nous l'avons fait, l'énergie mécanique apportée par le moteur d'entraînement. Mais, en réalité, on doit prendre en compte cette énergie pour décomposer effectivement les pertes, c'est ce que nous ferons au paragraphe II.4.

Dans le paragraphe présent, nous essaierons de déterminer l'ampleur et la localisation de ces pulsations de flux dans les différentes parties du rotor, d'abord par une simulation par le logiciel FLUX2D par éléments finis, puis par la mesure directe des pulsations de flux au rotor. L'application des signaux mesurés au cadre Epstein nous donnera une première estimation de la valeur des pertes par pulsation.

#### II.3.a Modélisation du moteur par éléments finis

L'utilisation de logiciels de modélisation des machines électriques par éléments finis est d'un grand intérêt pour l'ingénieur. Les progrès réalisés dans ce domaine, ainsi que l'augmentation de la

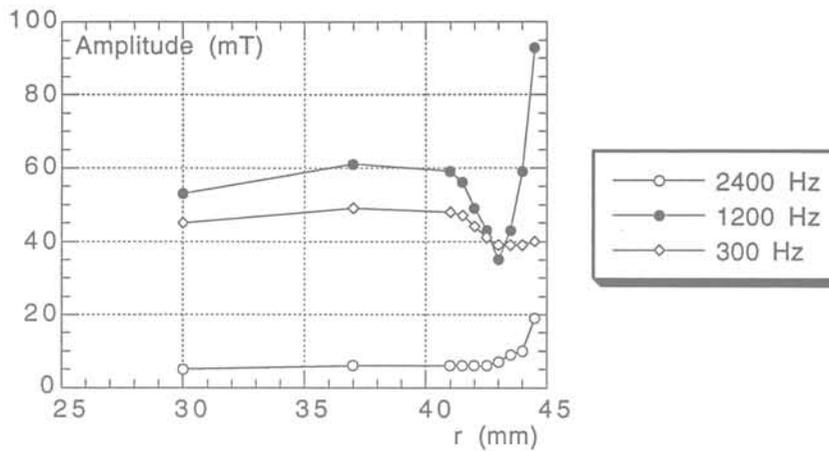


Fig. II-5 : Amplitude des harmoniques en différents points des dents du rotor (rayon du rotor : 44,95 mm)  
 La diminution de l'induction pour  $r \approx 43$  mm est due à l'élargissement de la dent

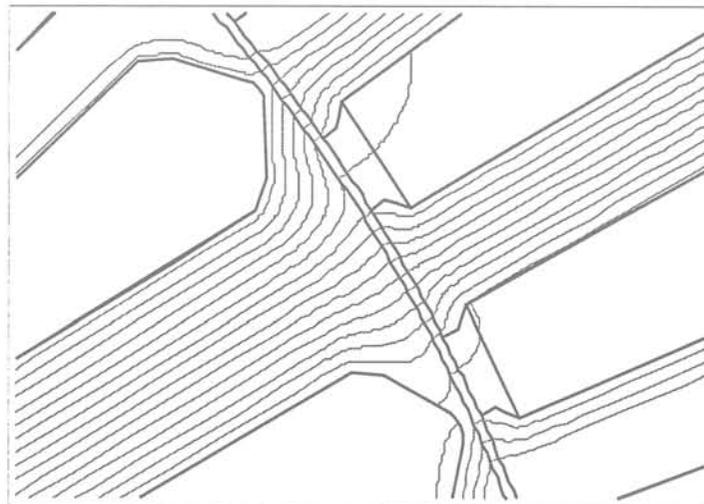


Fig. II-6 : Lignes de flux dans une dent

L'étude des composantes radiales et tangentielles de l'induction près de la surface du rotor montre que le flux "oscille", de façon à s'orienter vers la dent du stator la plus proche. Ce sont ces oscillations de flux, très intenses près de la surface, qui peuvent être la cause des pertes supplémentaires du rotor.

### II.3.b Etude expérimentale

Les résultats obtenus par simulation montrent donc l'importance des pulsations de flux près de la surface du rotor. Cependant, la faiblesse du modèle de matériau magnétique utilisé nous oblige à considérer ces résultats avec prudence. C'est pourquoi nous avons essayé de mesurer directement les pulsations.

• Résultats obtenus

Le graphe II-4 montre la variation de l'induction en différents points du rotor.

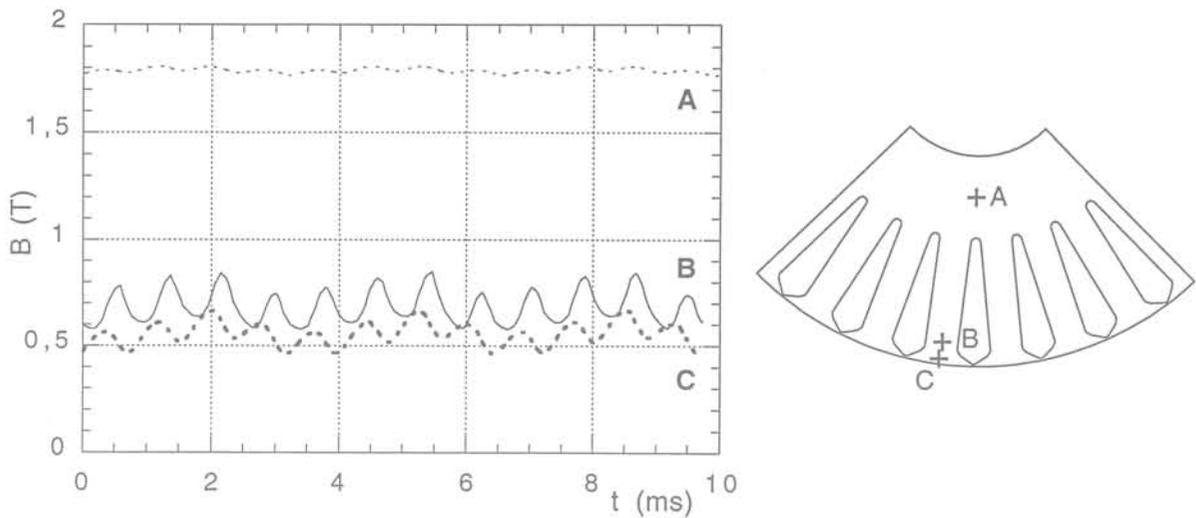


Fig. II-4 : Allure de l'induction en différents points du rotor

On constate tout d'abord qu'on retrouve bien dans tout le rotor les pulsations de flux. Celles-ci sont à la fréquence de 1200 Hz, puisque le stator a 48 dents et que le rotor tourne à 1500 t/min. On note aussi la présence de l'harmonique double à 2400 Hz. Un autre harmonique est remarquable ; sa fréquence est de 300 Hz, il correspond aux harmoniques 5 et 7 du champ tournant du stator qui sont dus à la répartition du bobinage. Dans le référentiel du rotor, ces deux champs tournant en sens contraire se combinent pour former un champ tournant à 6 fois la fréquence d'alimentation du moteur.

L'amplitude de la pulsation du flux dépend de la dent du rotor considérée. En effet, comme le rotor tourne au synchronisme, certaines dents sont dans la direction du flux statorique, alors que d'autres sont perpendiculaires à celui-ci. Les pulsations de flux sont maximales pour les premières, et minimales pour les secondes.

De même, si les pulsations de flux se retrouvent dans tout le rotor, leur amplitude dépend de la position considérée ; le graphe II-5 montre l'amplitude des principaux harmoniques en fonction de la distance au centre du rotor.

On constate que les pulsations sont présentes dans tout le rotor, mais leur amplitude est très faible dans la plus grande partie de celui-ci : l'amplitude de l'harmonique à 1200 Hz est d'environ 60 mT dans la dent, mais elle augmente très rapidement près de la surface. En effet, le flux s'homogénéise très vite dans la section de la dent ; la figure II-6 montre en exemple la répartition des lignes de flux dans une dent.

Nous devons donc tenir compte de ces coefficients correcteurs dans nos mesures. Notons que le problème ne se pose pas pour les bobinages placés dans le rotor, puisque le flux s'homogénéise très vite dans le fer, donc l'induction est la même sur toute la largeur de la dent.

• **Résultats obtenus**

Les amplitudes des principaux harmoniques pour les différents points de mesure sont donnés dans le tableau II-3 (amplitude maximale relevée).

Bobinage	1 Culasse	2 Milieu dent	3 Haut dent	4 Tangentiel	5 Radial
Amplitude harmonique 24 (1200 Hz) (mT)	13	40	40	160	310
Pertes à 1200 Hz (W/kg)		0,2	0,2	3	9

*Tableau II-3 : Amplitude des flux mesurés et pertes correspondantes  
(Pertes Epstein mesurées sur la tôle FeV 270-35 HA)*

Le rotor instrumenté étant réalisé en tôle FeV 270-35 HA, le même matériau a été testé par la suite au cadre Epstein ; les pertes obtenues à 1200 Hz sont données dans le tableau II-3. On constate donc que les pertes mesurées à l'intérieur du rotor ne peuvent expliquer la valeur des pertes supplémentaires du moteur. Par contre, les valeurs obtenues près de la surface sont beaucoup plus élevées.

Notons que pour déterminer les pertes par oscillation de l'induction, on décompose ici l'induction  $B$  en  $B_{radiale}$  et  $B_{tangentielle}$ , et on fait la somme des pertes correspondantes en excitation unidirectionnelle. Cette décomposition peut être valable lorsqu'on travaille à basse induction ( $< 0,8$  T) [ZOU-91].

Cependant, ces résultats ne sont pas totalement représentatifs des pertes au rotor ; en effet, l'amplitude des pulsations de flux dépend, on l'a vu, de la position du point de mesure considéré par rapport au champ du stator, puisque ces mesures ont été effectuées au synchronisme.

Pour tenir compte de ce phénomène, nous avons imposé un glissement au rotor, et enregistré les signaux obtenus sur les bobinages de mesure pendant une période de glissement (fig. II-9). Ces signaux ont été appliqués sur cadre Epstein, avec l'amplitude adéquate. Ceci permet, d'une part, de moyenner les pertes se produisant dans l'ensemble du rotor, mais aussi de prendre en compte l'influence de la composante à basse fréquence (et à forte amplitude) du champ, qu'on ne peut mesurer au synchronisme. En effet, du fait de la non-linéarité du matériau, à flux imposé, la valeur des pertes en induction pulsante dépend de la valeur moyenne de l'induction : une petite variation de l'induction provoquera une forte variation du champ si on est proche de la saturation, donc plus

• Méthode expérimentale

Pour cela, nous avons équipé notre rotor d'un système de bagues et de balais afin d'extraire l'information que nous préleverons sur des bobinages de mesure. Cinq bobinages de mesure ont été placés dans le rotor sans cage comme le montre la figure II-7.

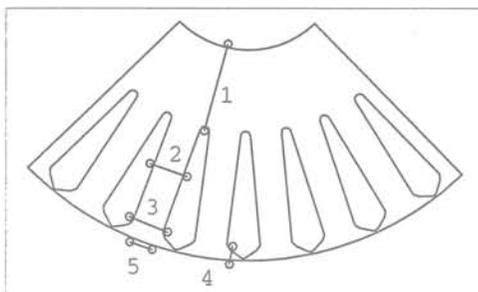


Fig. II-7 : Emplacement des bobinages de mesure dans le rotor

Ces bobinages sont réalisés en fil émaillé de 6/100 mm. Le principal problème vient de l'inclinaison des dents du rotor ; du fait de cette inclinaison, on ne peut mesurer qu'une valeur moyennée du flux dans une tôle si les bobinages occupent toute la longueur du rotor ; certains harmoniques d'espace du champ peuvent même ne pas apparaître sur les mesures. Ce problème a été résolu en utilisant un rotor sans cage et non incliné. On vérifie d'autre part que l'utilisation d'un rotor non incliné ne modifie pas les pertes fer mesurées. En effet, que le rotor soit incliné ou non, chaque tôle subit la même variation d'induction dans le temps. Un problème similaire se pose pour le bobinage B<sub>5</sub> placé à la surface du rotor : pour pouvoir mesurer correctement l'amplitude des harmoniques (spatiaux) de pulsation, sa largeur doit être aussi réduite que possible, tout en étant suffisante pour conserver un niveau de signal convenable. Nous avons donc choisi d'adapter sa largeur  $l$  à la "longueur d'onde" des harmoniques spatiaux du champ pulsant que nous voulons mesurer.

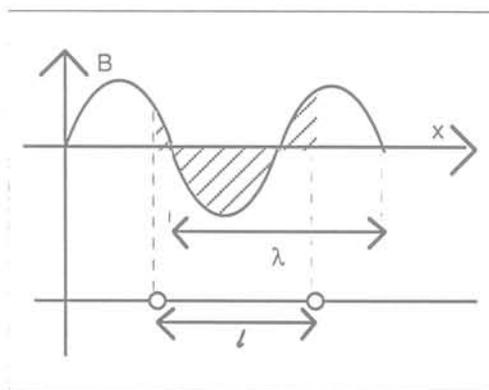


Fig. II-8 : Flux induit dans la bobine de mesure

La "longueur d'onde"  $\lambda$  de l'harmonique spatial  $k$  du champ étant  $\lambda = \frac{\pi D}{k}$ ,

( $D$  : diamètre du rotor)

Nous avons choisi  $l = \frac{\pi D}{4.48}$  (bobinage "quart d'onde"), ce qui permet de mesurer les harmoniques à 1200 et 2400 Hz :

$$\phi_{24} = L l \frac{\sqrt{2}}{2} B_{24} \frac{4}{\pi}$$

$$\phi_{48} = L l B_{48} \frac{2}{\pi}$$

( $L$  : longueur du rotor)

(calculs détaillés en Annexe II)

Afin de confirmer la localisation des pertes à la surface du rotor, nous avons effectué une mesure d'échauffement en divers points du rotor ; pour cela une sonde de température a été placée sous la surface du rotor, à l'intérieur d'une encoche, puis contre la culasse du rotor. L'échauffement du rotor en ces deux points a été mesuré (fig. II-10). On voit que la température augmente de façon régulière près de la surface après la mise en route du moteur, alors que vers le centre du rotor, elle n'augmente qu'après un temps de retard. Ce temps de retard est dû à la vitesse de diffusion de la chaleur dans le fer et montre bien que la source de chaleur est située à la périphérie du rotor.

### II.3.c Conclusion

Les résultats obtenus à la fois par la simulation et par l'expérience doivent être interprétés avec précaution : la simulation a été réalisée à partir d'un modèle sommaire de matériau et l'étude expérimentale est délicate, du fait de la difficulté à réaliser avec précision les bobinages de mesure.

Cependant, ces résultats montrent que les pertes par pulsation de flux sont localisées dans une faible épaisseur à la surface du rotor et que les pertes à l'intérieur du rotor sont tout à fait négligeables. On peut donc attribuer une grande partie des pertes supplémentaires aux oscillations du flux à fréquence élevée près de la surface, l'induction se dirigeant toujours dans la direction de la dent du stator la plus proche. De telles pertes se produisent aussi au stator, mais elles sont de moindre importance dans le cas de notre moteur, en effet, le nombre de dents au rotor est plus faible (28), ce qui réduit la fréquence des pulsations (700 Hz). D'autre part, les encoches du rotor sont fermées, ce qui diminue la variation de réluctance du circuit et donc l'amplitude des pulsations.

## II.4 . MESURE AMÉLIORÉE DES PERTES FER

Lorsque nous avons mesuré les pertes du rotor sans encoches entraîné (§ II.2.a), nous n'avons pas pris en compte dans le bilan de puissance l'énergie mécanique que pouvait fournir le moteur d'entraînement. Or, une étude plus détaillée montre que celle-ci n'est pas négligeable et peut donner une indication sur la provenance des pertes.

### II.4.a Décomposition de la provenance des pertes

La figure II-11 montre les transferts d'énergie dans une machine asynchrone, dans le cas d'un moteur entraîné au synchronisme.

Les puissances électrique et mécanique fournies ou absorbées par le moteur peuvent être mesurées, ainsi que les pertes mécaniques à vitesse constante ; les pertes Joule au stator sont calculées d'après les courants mesurés.

la valeur continue de l'induction sera élevée, plus les pertes seront élevées. Les résultats obtenus sont donnés dans le tableau II-4.

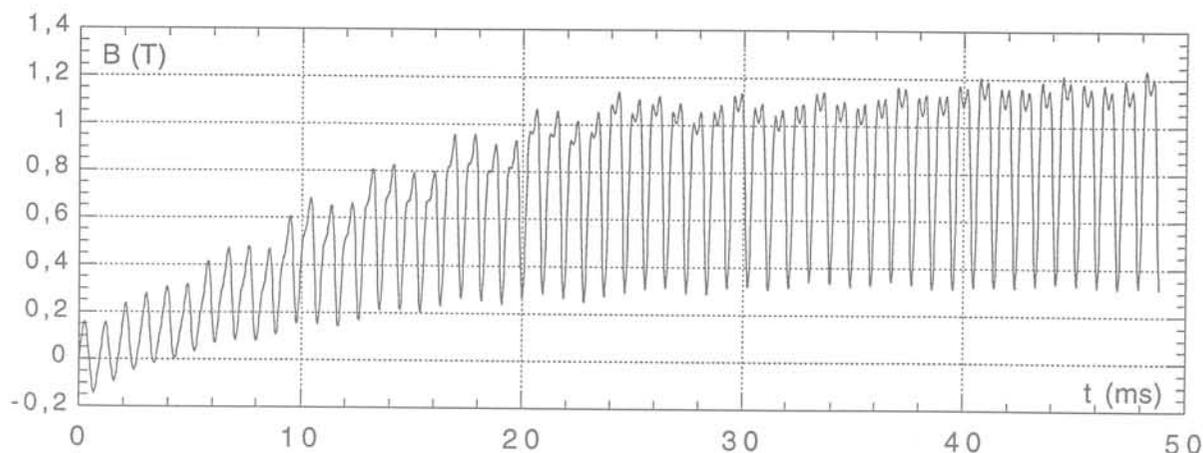


Fig. II-9 : Induction mesurée sur le bobinage 5 (radial) lorsque le rotor glisse à 5 Hz (seul un quart de la période est représenté)

Emplacement du bobinage	1 Culasse	4 Tangentiel	5 Radial
Pertes relevées avec glissement à 5 Hz (W/kg)	0,16	10	13

Tableau II-4 : Pertes relevées avec glissement

La valeur des pertes mesurées sur ce rotor (voir § II.4.c), soit environ 30 W, implique que 3 à 4 mm de la surface du rotor soient affectés par de telles pulsations ; or, nous n'avons pas relevé de telles pulsations à cette profondeur. Cependant, l'amplitude mesurée sur le bobinage tangentiel ne représente qu'une moyenne, car les pulsations de flux doivent être beaucoup plus importantes près de la surface. D'autre part, il est difficile de contrôler avec précision la taille du bobinage mesurant le flux radial, d'où une certaine imprécision des mesures.

• Confirmation par une méthode thermique

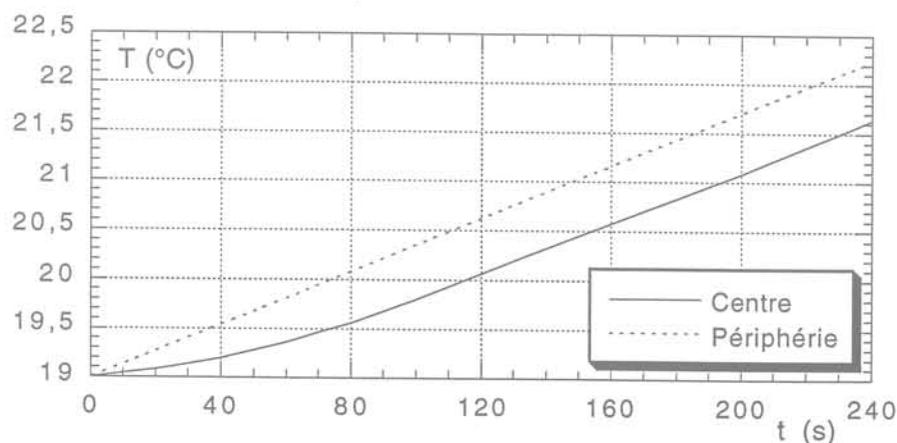


Fig. II-10 : Echauffement au centre et à la périphérie du rotor

correctement les pertes en étant assuré qu'il n'y a pas de conversion d'énergie mécanique en énergie électrique, nous devons contrôler la valeur de ce couple parasite [ALG-20].

Si on annule ce couple, on peut alors décomposer les pertes, dans le cas d'un rotor sans cage, de la façon suivante :

- la puissance mécanique transmise à l'arbre du moteur compense :
  - les pertes mécaniques,
  - les pertes par pulsation du flux au rotor et au stator,
  - les pertes dues aux harmoniques spatiaux de la FMM
- la puissance électrique absorbée compense :
  - les pertes Joule dans le cuivre du stator,
  - les pertes fer au stator,
  - les pertes par courants induits dues aux harmoniques temporels de la FMM, dans le cas d'une alimentation non sinusoïdale.

Cette séparation des pertes permettra donc d'obtenir une valeur plus précise des pertes fer au stator, mais aussi de connaître la valeur des pertes par pulsation de flux.

La comparaison entre un rotor standard et un rotor sans cage permettra de plus, par différence, de connaître les pertes supplémentaires dans l'aluminium.

#### II.4.b Montage expérimental

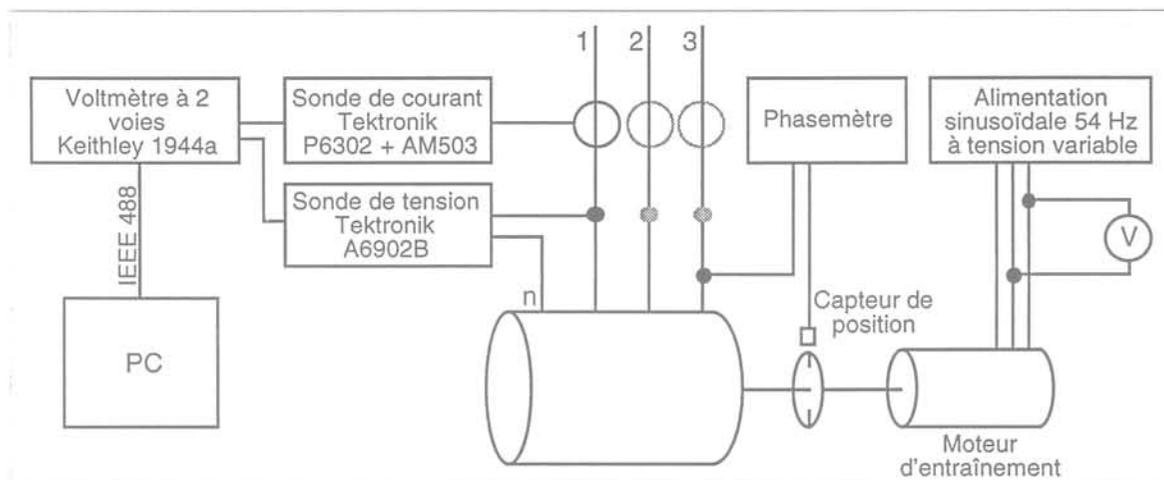


Fig. II-12 : Banc de mesure amélioré

La figure II-12 donne le principe du banc de mesure. La faible valeur de la puissance transmise par le moteur d'entraînement ( $\approx 100$  W) nécessite la mesure d'un couple très faible ( $\approx 0,7$  N.m à 1 500 t/min). Pour mesurer cette puissance, nous avons choisi d'utiliser un moteur étalonné. Celui-ci est

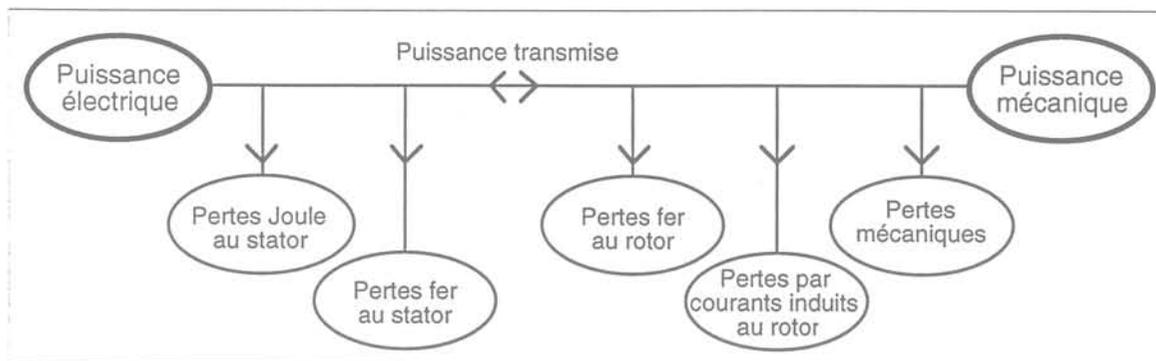


Fig. II-11 : Transferts de puissance dans la machine asynchrone

Notre but est donc ici de séparer les pertes fer au rotor et au stator. Lorsque le rotor est entraîné au synchronisme, les pertes fer au rotor sont essentiellement :

- les pertes par pulsation de flux, dues à la variation de réluctance du circuit lorsque les dents du rotor et du stator se déplacent les unes relativement aux autres,
- les pertes dues aux harmoniques spatiaux de la force magnétomotrice, causés par la répartition imparfaite du bobinage statorique, qui crée des champs parasites tournant à  $-5 \Omega_s, +7 \Omega_s \dots$  et induisent des variations de flux au rotor.

Ces deux types de pertes ayant des fréquences fondamentales différentes de la fréquence de la tension d'alimentation, elles ne peuvent donc être compensées par la puissance électrique absorbée, si on suppose que le moteur est alimenté par une source parfaitement sinusoïdale [KOS-69][ALG-20]. Par conséquent, c'est la puissance mécanique développée par le moteur (ou fournie à celui-ci) qui compensera ces pertes : si le moteur est entraîné, c'est le moteur d'entraînement qui fournira cette puissance, sinon elle sera prélevée au détriment du couple utile du moteur.

De la même façon, les pertes par pulsation du flux dans les dents du stator dues au défilement des dents du rotor seront fournies par la source de puissance mécanique.

Si la source de tension n'est pas parfaitement sinusoïdale, comme dans le cas de la MLI, alors les harmoniques supplémentaires pourront engendrer des pertes, en créant des harmoniques temporels, cette fois, de la FMM. Ces pertes seront fournies sous forme d'énergie électrique.

Lorsque une machine asynchrone est entraînée au synchronisme, il n'y a plus de courants induits au rotor par le champ tournant du moteur et le couple asynchrone disparaît. Cependant, un couple synchrone parasite apparaît alors : celui-ci est dû à l'aimantation du matériau du rotor sous l'effet du champ statorique. C'est l'hystérésis du matériau qui empêche la libre rotation de l'aimantation. La machine se comporte alors comme une machine synchrone, c'est-à-dire que, selon l'angle entre les champs statorique et rotorique, le couple produit pourra être moteur ou frein. Si ce couple dépasse une certaine valeur, le moteur décroche et le synchronisme est rompu. Par conséquent, nous devons tenir compte de cet échange de puissance dans notre bilan des pertes. Pour pouvoir séparer

## II.4.c Résultats obtenus

Nous avons effectué des mesures de pertes par cette méthode pour trois types de rotors différents :

- un rotor en tôle Fe 65/100 semi process (FeV 1000-65 HD),
- un rotor en tôle Fe 65/100 fully process (FeV 1000-65 HA),
- un rotor en tôle Fe Si 3 % 35/100 mm (FeV 370-35 HA).

Pour chaque rotor, nous avons étudié les six cas de fonctionnement habituels : alimentation sinus ou MLI, à 100, 75 et 50 % du flux nominal. D'autre part, nous avons effectué la mesure sur des rotors du même matériau, mais avec cage en aluminium, en utilisant la méthode normalisée de mesure. La différence permettra de déterminer les pertes dans l'aluminium. Cependant les valeurs de pertes dans l'aluminium sont moins précises du fait du cumul des erreurs.

Nous pouvons donc décomposer les pertes pour les 3 types de rotor comme suit :

Flux/Flux nominal		Sinus (régulateur d'induction)			MLI 2,9 kHz			Incertitude
		50 %	75 %	100 %	50 %	75 %	100 %	
Rotor semi process	Pertes fer stator	28	59	117	48	76	135	± 3
	Pertes fer par pulsation stator + rotor	15	34	60	14	37	58	± 3
	Pertes alu	0	4	4	27	28	12	± 9
Rotor fully process	Pertes fer stator	25	60	119	39	71	124	± 3
	Pertes fer par pulsation stator + rotor	17	28	50	15	26	49	± 3
	Pertes alu	0	0	18	15	14	15	± 9
Rotor FeV 270-35 HA	Pertes fer stator	28	60	125	41	70	124	± 3
	Pertes fer par pulsation stator + rotor	6	15	27	6	16	30	± 3
	Pertes alu	3	0	28	13	23	33	± 9
Estimation Epstein, pertes fer stator		21	47	91	38	70	105	

Tableau II-5 : Décomposition des pertes (en W) - stator en tôle Fe 65/100 semi-process

une machine asynchrone à 4 pôles de faible puissance (370 W) alimentée par une source triphasée parfaitement sinusoïdale de fréquence 54 Hz et d'amplitude réglable.

On a mesuré le couple fourni par cette machine en fonction de la tension d'alimentation et pour une vitesse imposée de 1500 t/min. La courbe obtenue est une parabole de la forme  $P = \Gamma \Omega = a U^2 + b U + c$  (cf fig. II-13). Il suffira donc de relever la tension d'alimentation pour connaître la puissance fournie.

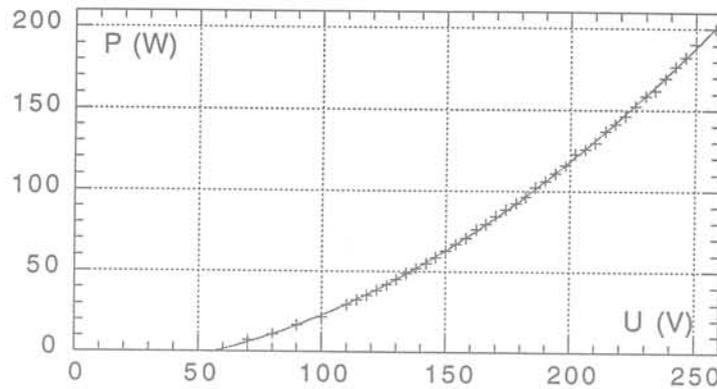


Fig. II-13 : Courbe  $P = f(U)$

Un capteur optique donne la position et la vitesse du rotor. Un phasemètre permet de comparer la position mécanique du rotor et la position du champ statorique et ainsi de s'assurer avec précision du synchronisme. La puissance électrique fournie au moteur est mesurée de la même façon que précédemment (cf § II.1.b).

Le couple synchrone hystérétique parasite se traduit par une discontinuité dans la mesure des puissances absorbées (cf fig. II-14), lorsque  $\Omega$  varie autour du synchronisme. Afin de nous affranchir de ce couple, nous effectuons deux mesures de puissance : la première en réglant le couple du moteur d'entraînement au minimum nécessaire pour atteindre le synchronisme, la seconde en le réglant au maximum avant le décrochage ; on mesure ainsi les puissances mécaniques et électriques  $P_{m1}$  et  $P_{e1}$ , puis  $P_{m2}$  et  $P_{e2}$  [SPO-29]. Dans le premier cas, on a le couple moteur de décrochage, dans le second cas le couple frein de décrochage. Le moyenne des deux mesures nous place dans le cas où le couple synchrone est nul :

$$P_m = \frac{P_{m1} + P_{m2}}{2}, \quad P_e = \frac{P_{e1} + P_{e2}}{2}.$$

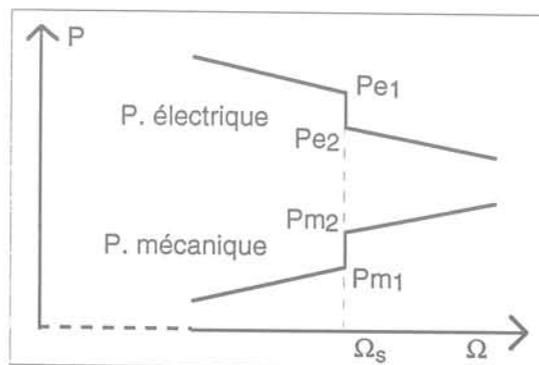


Fig II-14 : Discontinuité due au couple synchrone parasite

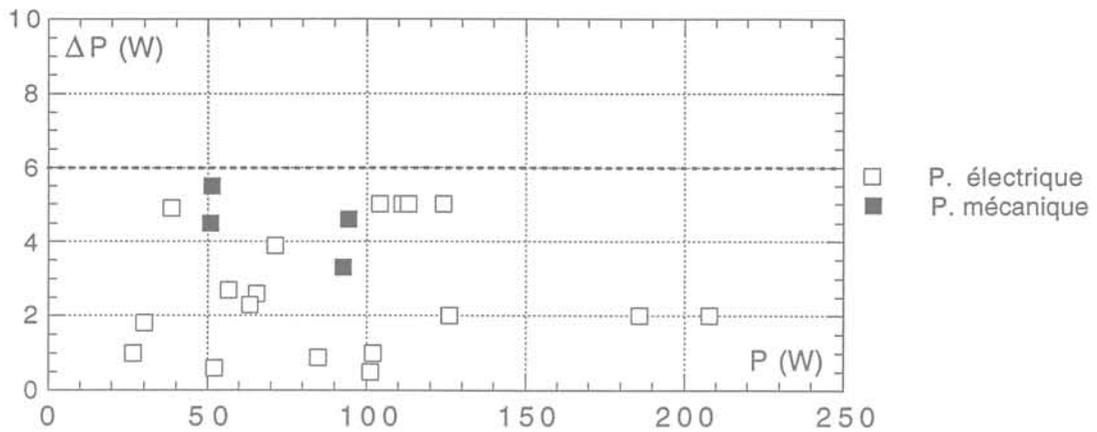


Fig. II-15 : Dispersion des mesures

## II.5. CONCLUSION

Afin de confirmer les valeurs établies par de simples mesures de pertes sur cadre Epstein, nous avons voulu mesurer les pertes fer d'une machine asynchrone. Les pertes obtenues en utilisant la méthode normalisée de mesure ne sont pas satisfaisantes, car elles ne détaillent pas suffisamment la provenance des pertes. Elles incluent en effet d'autres types de pertes, que nous avons essayé de déterminer. Nous avons donc tenté de montrer aussi précisément que possible qu'une grande partie de ces pertes était localisée à la surface du rotor, et était due aux oscillations du flux créées par le défilement des dents du stator. En utilisant une méthode plus précise de mesure des pertes, nous avons réduit l'écart maximal entre les pertes statoriques estimées sur cadre Epstein et les pertes mesurées à 35% environ. Ce résultat est plutôt satisfaisant, puisque nous ne devons pas oublier que l'estimation par les mesures Epstein fait appel à une décomposition très simple de la machine, et n'est pas certainement pas plus proche des pertes réelles que les valeurs obtenues par les mesures présentées ci-dessus.

Bien entendu, ce résultat n'est valable que pour le moteur étudié, une autre géométrie peut conduire à une répartition des pertes tout à fait différente. Cependant, la méthode de mesure et de décomposition des pertes utilisée au paragraphe II.4 peut être appliquée sur n'importe quelle machine asynchrone, et devrait permettre une meilleure approche des pertes fer au stator.

On peut faire plusieurs remarques sur ces résultats :

- les pertes fer stator mesurées en alimentation sinusoïdale ne dépendent pas du rotor utilisé, ce qui prouve la validité de la méthode de décomposition,
  - l'emploi d'un rotor en tôle FeV 270-35 HA permet de diminuer les pertes par pulsation dans un rapport 2 par rapport à la tôle FeV 1000-65 HA. On aurait pu s'attendre à une amélioration plus importante encore, puisque ce matériau a des pertes environ 4 fois inférieures pour une fréquence de 50 Hz. Mais à fréquence plus élevée, le gain apporté par l'emploi de ce matériau est plus faible, on constate de plus que les pertes dans l'aluminium sont augmentées en MLI.
  - la MLI n'affecte pas les pertes par pulsation au rotor, seules les pertes fer au stator sont modifiées, ainsi que les pertes dans l'aluminium. En alimentation sinusoïdale, les pertes dans l'aluminium sont négligeables tant que l'induction n'est pas trop élevée ; elles deviennent plus importantes au flux nominal ( $\approx 20 \text{ W}$ ) ; on peut attribuer ce fait à l'apparition d'harmoniques dus à la saturation. En alimentation MLI, l'augmentation des pertes dans l'aluminium ne dépend pas du niveau d'induction ; on peut donc penser qu'une partie des pertes harmoniques supplémentaires de la MLI est dissipée dans l'aluminium,
  - les pertes fer au stator sont relativement proches des pertes estimées sur cadre Epstein, notamment en MLI et à faible induction. L'écart est plus important lorsque l'induction augmente et le matériau commence à saturer.
- **Commentaire sur la précision de. mesures :**

Un calcul d'erreur théorique sur la précision des mesures effectuées dans ce chapitre s'avère difficile, car toutes les causes d'erreur ne peuvent être quantifiées. Certains paramètres sont difficilement maîtrisables, on peut citer en particulier les fluctuations de tension du réseau qui sont de quelques pourcents, mais peuvent facilement entraîner des écarts sur les pertes à vide de  $\pm 5\%$ . Afin de préciser l'erreur commise sur les mesures, nous avons reporté sur le graphe II-15 l'écart  $\Delta P$  des pertes mesurées en fonction de la valeur des pertes, ces points correspondent à des mesures effectuées plusieurs fois pour un même point de fonctionnement. Les mesures pour lesquelles les écarts pouvaient être expliqués par la variation de tension du réseau n'ont bien sûr pas été représentées. Pour les autres mesures, l'erreur peut être estimée à  $\pm 3W$ , aussi bien pour les pertes électriques que mécaniques.

Le calcul des pertes dans l'aluminium correspond à la différence :

$$P_{\text{méthode normalisée}} - P_{\text{mécanique absorbée}} - P_{\text{électrique absorbée}}$$

L'erreur est donc de  $\pm 9W$ , ce qui explique la grande imprécision des valeurs annoncées.

**Chapitre III :**

**UNE MÉTHODE D'ESTIMATION DES PERTES EN  
INDUCTION NON SINUSOÏDALE**



## UNE MÉTHODE D'ESTIMATION DES PERTES EN INDUCTION NON SINUSOÏDALE

Dans le premier chapitre, nous avons vu qu'il était difficile de prévoir l'augmentation des pertes fer dans une machine alimentée par une tension MLI. En effet, la non-linéarité et l'hystérésis des matériaux magnétiques ne permettent pas une séparation évidente des pertes à "basse fréquence" (que l'on retrouve aussi bien en alimentation sinusoïdale qu'en MLI) des pertes à "haute fréquence" que la MLI introduit en plus. Les pertes en MLI sont en effet très sensibles à la déformation du flux que peuvent causer la saturation ou la présence du flux rotorique. Une simple caractérisation des matériaux sur cadre Epstein en MLI sans tenir compte de ces phénomènes peut conduire à une importante sous-estimation des pertes.

Le calcul des pertes fer d'une machine, même en alimentation sinusoïdale n'est pas un problème évident. Une décomposition simple du stator en deux parties : dents et culasse peut toutefois donner une première approximation correcte des pertes fer en alimentation sinusoïdale ; on a vu au chapitre II qu'une partie du problème résidait en fait dans la mesure correcte de ces pertes.

Cependant, même en alimentation sinusoïdale, la connaissance de l'allure du flux dans les différentes parties du stator n'est pas immédiate. La modélisation de la machine par éléments finis s'avère alors être une solution possible, malgré les limites du modèle de matériau magnétique.

L'utilisation d'un modèle performant de matériau magnétique, permettant de lier le champ d'excitation  $\vec{H}$  et l'induction  $\vec{B}$  dans des conditions d'excitation quelconques permettrait implicitement le calcul des pertes fer. De nombreux efforts sont faits dans ce domaine, et certains modèles sont prometteurs. Nous présenterons quelques-uns de ces modèles dans la première partie de ce chapitre. Néanmoins, ces modèles se révéleront mal adaptés à notre cas, du fait des caractéristiques du matériau constituant le moteur étudié. Son épaisseur (0,65 mm) et sa faible résistivité font que, même à la fréquence de 50 Hz, le champ dans l'épaisseur de la tôle n'est pas homogène. Par conséquent, un calcul en 3D devient nécessaire, avec un maillage dans l'épaisseur de la tôle suffisamment fin. Le temps et la difficulté du calcul deviennent alors prohibitifs. Des tentatives sont faites dans ce domaine, visant à mettre au point un modèle liant directement  $H$ , le champ en surface du matériau et l'induction moyenne  $B$  dans l'épaisseur du matériau. Ce sont en effet ces deux grandeurs qui intéressent plus particulièrement l'électrotechnicien, car ce sont celles qui vont intervenir à l'échelle macroscopique.

Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous présenterons une méthode permettant de calculer les pertes dans un matériau soumis à une induction non sinusoïdale à partir de la connaissance de



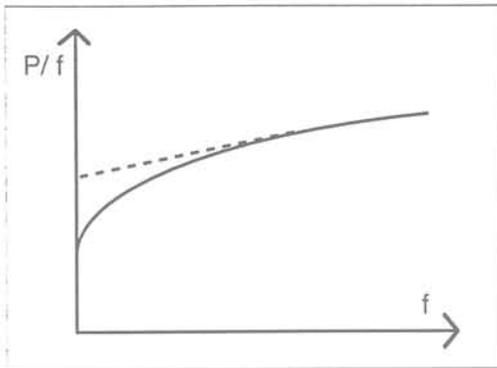


Fig. III-1 : Pertes en fonction de  $f$

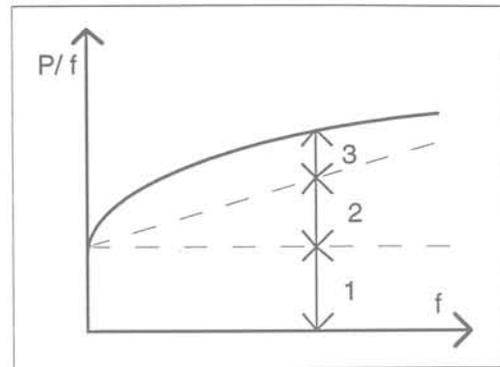


Fig. III-2 : Décomposition des pertes

Une pratique usuelle consiste à décomposer les pertes fer (fig. III-2) :

- la première partie correspond aux pertes par hystérésis pure qui sont proportionnelles à  $f$ , puisqu'on parcourt le cycle autant de fois par seconde,
- la deuxième partie correspond aux pertes par courants induits qui sont proportionnelles à  $f^2$ ,
- la troisième partie correspond à des "pertes anormales", appelées encore pertes supplémentaires ou par excès.

La séparation des deuxième et troisième parties est artificielle, on peut les regrouper en un seul terme dû aux courants induits réels dans la matériau ; en effet, si on se place à l'échelle microscopique, des courants induits supplémentaires sont créés par le mouvement des parois des domaines magnétiques (cf § III.1.b). Ces courants se superposent aux courants de Foucault, que l'on calcule par la résolution des équations de Maxwell.

Ces méthodes peuvent être complétées pour tenir compte des harmoniques et des cycles mineurs [LAV-76].

Toutes les méthodes présentées ici reposent sur des hypothèses simplificatrices, qui conduisent parfois à des résultats éloignés de la réalité. Les modèles basés sur une approche microscopique du matériau sont bien plus satisfaisants pour l'esprit.

### III.1.b Comportement des matériaux magnétiques à l'échelle microscopique

La modélisation des matériaux magnétiques est extrêmement complexe. Les matériaux utilisés en électrotechnique se caractérisent en effet par leur comportement :

$B(t)$ , l'induction moyenne dans l'échantillon. Cette méthode est basée sur un grand nombre de données expérimentales, contrairement aux modèles "classiques" de calcul de pertes.

Couplée à un logiciel de calcul par éléments finis, cette méthode pourrait permettre le calcul des pertes fer à partir de la modélisation du moteur ; notons bien que nous ne l'utiliserons pas comme un modèle  $\vec{B}(\vec{H})$ , mais simplement comme un calcul a posteriori des pertes, d'après la répartition du flux obtenue par la modélisation par éléments finis utilisant un modèle  $\vec{B}(\vec{H})$  sommaire.

Nous verrons dans un premier temps les limites de la méthode proposée, puis les limites de son implantation en "postprocesseur" dans un logiciel de calcul par éléments finis. En effet, cette méthode étant destinée à calculer les pertes en régime unidirectionnel, son application à une machine, donc à un problème à deux dimensions demande un certain nombre d'hypothèses.

### III.1. MÉTHODES D'ESTIMATION DES PERTES MAGNÉTIQUES

Depuis les débuts de l'électrotechnique, de nombreux auteurs se sont penchés sur le problème du calcul des pertes dans les circuits magnétiques. De nombreuses méthodes existent donc, que l'on peut regrouper en deux catégories : les méthodes empiriques et les modèles basés sur une approche plus "physique" du matériau, en se plaçant à l'échelle microscopique de sa structure en domaines.

#### III.1.a Les méthodes empiriques

Une des plus anciennes méthodes d'estimation des pertes fer est la formule de Steinmetz, qui lie les pertes à l'induction crête :

$$P = k \hat{B}^\eta, \text{ avec } \eta = 1,6 \text{ à } 2 \quad (\text{III-1})$$

le coefficient  $k$  dépend du matériau et de la fréquence. Cette formule n'est valable qu'en onde sinusoïdale, dans un domaine très limité d'induction.

Si on trace les pertes par cycle en fonction de la fréquence, on obtient une courbe semblable à celle représentée sur le graphe III-1. On peut alors donner une approximation des pertes en fonction de la fréquence :

$$\frac{P}{f} = \alpha + \beta f \text{ ou } P = \alpha f + \beta f^2 \quad (\text{III-2})$$

progressive (figure III-4). Il existe donc entre les domaines des parois (dites parois de Bloch) dans lesquelles la direction de l'aimantation passe progressivement d'une orientation à l'autre.

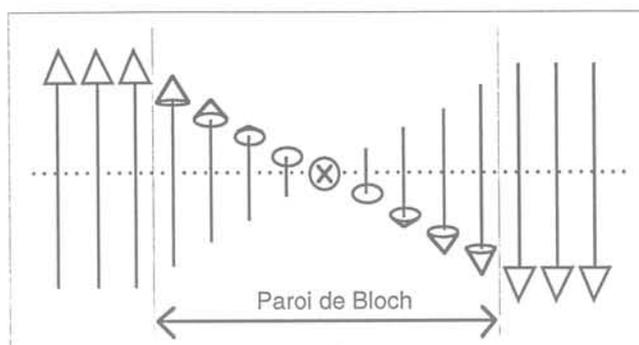


Fig. III-4 : Rotation de l'aimantation au niveau des parois de Bloch

Tous les domaines sont aimantés à saturation qui est une grandeur intrinsèque du matériau. L'aimantation macroscopique d'un matériau correspond en fait à la résultante de l'aimantation des domaines qui le constituent. Ainsi, par exemple, l'état désaimanté correspond à une répartition des domaines où il y aurait le même volume de domaines aimantés dans un sens ou dans l'autre pour chacune des directions de l'aimantation.

Faire varier l'aimantation d'un matériau revient donc à changer la répartition de ses domaines. Cette répartition peut changer de deux façons :

- soit par déplacement des parois de Bloch, afin que les domaines orientés dans la bonne direction occupent un volume plus important,
- soit par rotation des moments magnétiques ; ceci se produit pour des champs élevés dans le cas des tôles fer et fer-silicium.

Le déplacement des parois de Bloch ne s'effectue pas de façon régulière. Les impuretés présentes dans le matériau, ainsi que les variations locales d'aimantation dues aux effets de bord, aux joints des cristaux composant le matériau peuvent gêner le mouvement des parois. Celles-ci peuvent être bloquées, puis brutalement passer à une nouvelle position : ce sont les sauts de Barkhausen. Ces phénomènes sont irréversibles. D'autre part, des parois peuvent apparaître ou disparaître. C'est ce comportement non linéaire et irréversible qui est à l'origine de l'hystérésis statique des matériaux magnétiques. D'autre part, le déplacement de ces parois, en provoquant une variation de champ locale est la cause de courants induits locaux, qui vont créer des pertes, même à basse fréquence.

Alors que, dans un matériau amagnétique conducteur, les courants induits "classiques" peuvent se calculer facilement, il en va tout autrement dans un matériau magnétique. La variation de la perméabilité différentielle en fonction du champ d'excitation (cf § I.2.b) rend la résolution de l'équation de diffusion impossible de façon analytique. Donc, lorsque la fréquence du champ extérieur va augmenter, le champ ne sera plus uniforme à l'intérieur du matériau et il sera très difficile de calculer son atténuation, tout autant que de calculer les pertes par courants induits "classiques".

- non linéaire,
- hystérétique,
- anisotrope,
- "diffusif".

Pour expliquer ces phénomènes, on doit étudier le matériau à l'échelle microscopique [BRI-90].

L'aimantation d'un matériau provient de l'orientation des moments magnétiques des atomes qui le composent. Seuls certains éléments présentent un moment magnétique, ce sont le fer, le nickel, le cobalt et quelques terres rares. Dans les matériaux ferromagnétiques, les moments des atomes tendent à s'aligner parallèlement les uns aux autres, même en l'absence de champ extérieur. Ceci reste vrai même si tous les atomes composant le matériau ne sont pas porteurs de moments magnétiques, comme le silicium par exemple dans les alliages fer-silicium.

Pourtant, de nombreux matériaux magnétiques ont tendance à spontanément se diviser en domaines, où tous les moments magnétiques sont alignés, mais dont la direction varie d'un domaine à l'autre : ce sont les domaines de Weiss. La subdivision du matériau en domaines permet de diminuer son énergie magnétostatique et répond donc au principe d'énergie minimale. La figure III-3.a montre un élément de matériau où tous les moments seraient alignés. La fermeture du flux exige le passage du flux dans l'air et donc une énergie magnétostatique plus importante que si le flux se referme dans le matériau seulement.

$$\text{Energie magnétostatique : } W_m = \frac{1}{2} \iiint_{\text{espace}} \mu_0 H^2 d\tau \quad (\text{III-3})$$

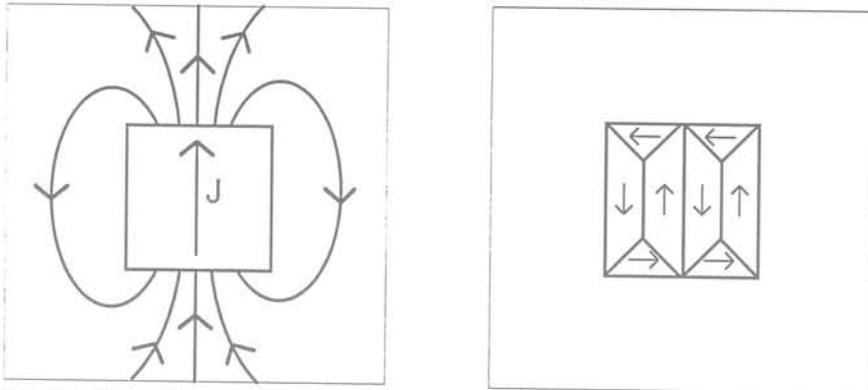


Fig. III-3 a et b : Fermeture du flux dans un matériau à un seul et à plusieurs domaines

Le matériau se subdivise alors en domaines permettant la fermeture du flux (fig. III-3.b). C'est donc le conflit entre l'énergie d'échange à l'échelle atomique (celle qui tend à maintenir l'alignement des moments atomiques) et l'énergie magnétostatique qui est à l'origine des domaines.

Entre deux domaines, le principe de l'énergie minimale empêche le passage brutal d'une orientation à l'autre. L'énergie d'interaction entre atomes voisins sera minimale si la transition est

On peut alors calculer, pour une variation de champ  $\Delta H$ , le nombre d'éléments qui vont commuter et donc la variation d'aimantation de l'ensemble. Une des difficultés de ce modèle réside dans l'identification de la fonction  $p(\alpha, \beta)$ . Celle-ci peut être analytique : soit une fonction de distribution simple (Gaussienne, Lorentzienne), soit une autre fonction déterminée expérimentalement. Biorci et Pescetti [BIO-58] ont donné une méthode simple de détermination, à partir de la courbe de première aimantation et de la partie descendante du cycle à partir d'un état saturé. Mayergoyz [MAY-91] donne une méthode d'identification basée sur un plus grand nombre de mesures (environ une quinzaine de courbes de renversement), mais les résultats obtenus par cette méthode sont toutefois plus précis.

- **Modèle de Pry et Bean**

Le modèle de Pry et Bean [PRY-58] est basé sur une approche microscopique des pertes, et prend en compte la subdivision du matériau en domaines de Weiss. On suppose dans ce modèle le matériau divisé en domaines infiniment longs et aimantés dans la même direction mais en sens contraire (fig. III-6).

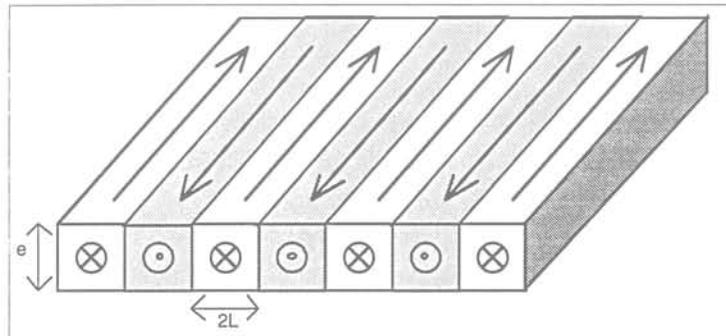


Fig. III-6 : Domaines dans le modèle de Pry et Bean

Sous l'action d'un champ magnétique, les parois se déplacent sans déformation ; Pry et Bean déduisent de ce modèle une expression de l'augmentation des pertes par rapport aux pertes par courants induits classiques :

$$\frac{P}{P_{ci}} = \frac{96}{\pi^2} \frac{L}{e} \sum_{n \text{ impair}} \frac{1}{n^2} \coth\left(\frac{n\pi L}{e}\right) \quad (\text{III-5})$$

Ce modèle a eu des applications pratiques, puisqu'on a amélioré les pertes dans les tôles magnétiques en réduisant le rapport  $\frac{L}{e}$  (donc la largeur moyenne des domaines), par différents procédés. Bishop [BIS-85] a amélioré le modèle en prenant en compte la déformation des parois.

- **Théorie de Bertotti**

Bertotti [BER-85] [BER-88] a abordé de façon statistique les processus d'aimantation. Il reprend la décomposition classique des pertes (vue au § III.1.a) :

D'autre part, les milieux magnétiques sont souvent anisotropes ; en effet, toutes les orientations de l'aimantation ne sont pas équivalentes. Par exemple, dans un monocristal de fer  $\alpha$ , qui est cubique centré, l'aimantation tend à se diriger selon les arêtes du cube. Au contraire, les diagonales du cube sont des directions de difficile aimantation. Il faudra un champ beaucoup plus important pour aimanter ce monocristal dans la direction diagonale. Selon les applications, par exemple dans le cas d'un moteur de petite taille, où l'induction peut prendre n'importe quelle direction, on aura intérêt à utiliser un matériau aussi isotrope que possible. C'est pourquoi on utilise des tôles dites "à grains non orientés". Dans ces tôles, les cristaux n'ont presque pas d'orientation préférentielle, ce qui rend ces matériaux presque isotropes. Cependant, du fait du laminage, une certaine différence existe toujours entre les caractéristiques dans la direction de laminage et perpendiculaire.

La complexité et l'interaction de tous ces phénomènes rendent donc la mise au point d'un modèle extrêmement délicate.

### III.1.c Modèles basés sur une approche microscopique

Il n'existe pas de modèle prenant en compte toutes les particularités des matériaux magnétiques. Les modèles les plus performants existant à ce jour sont constitués en réalité d'un "empilage" de modèles représentant chacun une propriété des matériaux magnétiques.

Nous allons donc brièvement présenter quelques-uns de ces modèles.

#### • Le modèle de Preisach Néel

C'est l'un des plus anciens (1942), il permet de prendre en compte l'hystérésis statique d'un matériau magnétique. Il suppose que le matériau est constitué d'un certain nombre d'éléments ayant un cycle d'hystérésis rectangulaire  $\hat{\gamma}_{\alpha,\beta}$  (fig. III-5). Chaque élément (dit de Preisach) est caractérisé par  $\alpha$  et  $\beta$ , les champs d'excitation pour lesquels il commute. La connaissance de la fonction de distribution  $p(\alpha,\beta)$  des éléments commutant pour les champs  $\alpha$  et  $\beta$  permet de connaître l'aimantation du matériau :

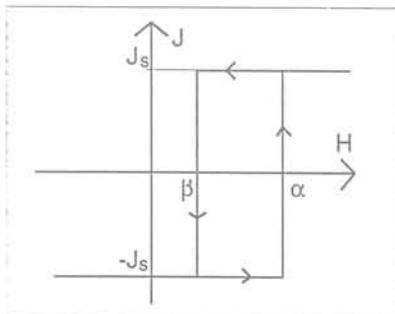


Fig. III-5 : Cycle élémentaire de Preisach  $\hat{\gamma}_{\alpha,\beta}$

$$J(H) = \iint p(\alpha, \beta) \hat{\gamma}_{\alpha,\beta} d\alpha d\beta \quad \text{(III-4)}$$

pour  $-H_m \leq \beta \leq \alpha \leq H_m$

$H_m$  : champ à la saturation du matériau,  
 $J(H_m) = J_s$  (aimantation à saturation).

Il en déduit les pertes en excès :

$$P_{exc} = \frac{1}{T} \int_0^T H_{exc} dB = \frac{\sqrt{\sigma G V_0 S}}{T} \int_0^T \left| \frac{dB(t)}{dt} \right|^{1,5} dt \quad (III-9)$$

en régime sinusoïdal, cette expression peut s'écrire :

$$P_{exc} = 8,8 \sqrt{\sigma G V_0 S} (\widehat{B} f)^{1,5} \quad (III-10)$$

Pour les pertes par courants de Foucault, si on suppose le matériau d'épaisseur  $e$  suffisamment faible, par rapport à l'épaisseur de peau, on a :

$$P_{ci} = \frac{\pi^2}{6} \sigma e^2 (\widehat{B} f)^2 \quad (III-11)$$

Par conséquent, les pertes en sinus peuvent se mettre sous la forme :

$$P_{tot} = \frac{f}{f_0} P_h(\widehat{B}, f_0) + C_1 \cdot (\widehat{B} f)^2 + C_2 \cdot (\widehat{B} f)^{1,5} \quad (III-12)$$

Le terme  $P_h$  est déterminé expérimentalement, ainsi que  $\sqrt{\sigma G V_0 S}$ .

Par décomposition en série de Fourier, Fiorillo et Bertotti [FIO-90] ont généralisé cette décomposition aux régimes non sinusoïdaux :

$$P_{tot} = P_h(\widehat{B}) + \frac{\pi^2}{6} \sigma \frac{e^2}{T^2} \sum_k k^2 B_k + \frac{\sqrt{\sigma G V_0 S}}{T} \int_0^T \left| \sum_k \frac{2\pi}{T} n B_k \cos\left(\frac{2\pi}{T} kt + \varphi_k\right) \right|^{1,5} dt \quad (III-13)$$

On peut appliquer cette relation aux pertes en trapèze, et les relier aux pertes en sinus et aux coefficients  $C_1$  et  $C_2$  de l'équation (III-12) :

$$P_{tot}^{trapèze} = \frac{f}{f_0} P_h(\widehat{B}, f_0) + \frac{4 C_1}{\pi^2 f_0 \tau} \cdot (\widehat{B} f)^2 + \sqrt{\frac{1,4}{\pi f_0 \tau}} C_2 \cdot (\widehat{B} f)^{1,5} \quad (III-14)$$

#### • Modèle de Preisach dynamique

Le modèle de Preisach dynamique est issu de la rencontre du modèle de Preisach statique et de la théorie des objets magnétiques de Bertotti [BER-91][BER-92][BER-93]. A chaque objet magnétique est associé un cycle élémentaire de Preisach, mais cette fois-ci, la commutation du champ n'est plus instantanée, mais dépend du temps :

$$J(t) = \iint P(\alpha, \beta) J_{\alpha,\beta}(t) d\alpha d\beta \quad (III-15)$$

$$P_{\text{tot}} = P_h + P_{\text{ci}} + P_{\text{exc}} \quad (\text{III-6})$$

mais il en donne une interprétation plus physique :

- le terme  $P_h$  représente les pertes par hystérésis. Ces pertes sont dues au caractère discontinu et irréversible des processus d'aimantation à l'échelle microscopique,
- le terme  $P_{\text{ci}}$  représente les pertes par courants de Foucault, correspondant à une séquence de sauts statistiquement indépendants des parois. Elles se calculent d'après les équations de Maxwell, en supposant le matériau homogène,
- le terme  $P_{\text{exc}}$  (pertes en "excès") correspond à une séquence de sauts statistiquement corrélés des parois.

L'innovation de Bertotti réside dans ce dernier point. En effet, les parois ne se déplacent pas isolément ; le déplacement d'une paroi peut entraîner par effet d'avalanche celui de plusieurs autres. Bertotti introduit donc la notion "d'objet magnétique", qui correspond à un groupe de parois corrélées entre elles.

Dans une tôle à grains orientés, où les grains sont gros, un objet magnétique peut correspondre ainsi à une seule paroi, alors que dans une tôle à grains non orientés, à grains plus petits, l'objet magnétique représentera les parois d'un ou de plusieurs grains.

D'autre part, Bertotti a appliqué les résultats des travaux de Williams, Shockley et Kittel [WIL-50] sur les mouvements des parois à ces objets magnétiques. Williams, Shockley et Kittel ont donné une expression du champ nécessaire au déplacement d'une paroi, en fonction de la vitesse de variation du flux local :

$$H(t) = G \sigma \frac{d\phi(t)}{dt} \quad (\text{III-7})$$

- avec :  $\sigma$  : conductivité du matériau  
 $\phi$  : flux local induit par le déplacement de la paroi  
 $G$  : un coefficient de frottement égal à 0,136 dans le cas d'une paroi simple

Pour les  $n(t)$  objets magnétiques actifs, la variation globale de flux est  $S \frac{dB(t)}{dt} = n(t) \cdot \frac{d\phi(t)}{dt}$  ce qui entraîne :

$$H_{\text{exc}}(t) = \sigma G S \frac{1}{n(t)} \frac{dB}{dt} \quad (\text{III-8})$$

- $S$  : section du matériau  
 $H_{\text{exc}}$  : champ " en excès", nécessaire au déplacement des objets magnétiques

Bertotti montre que le nombre d'objets magnétiques actifs est proportionnel au champ d'excitation  $\frac{H_{\text{exc}}(t)}{V_0}$ , où  $V_0$  est un paramètre caractéristique du matériau.

de calcul très long pour chaque élément, mais aussi une place mémoire considérable, puisqu'il faudra mémoriser l'état magnétique de chaque élément.

## III.2. UNE NOUVELLE APPROCHE DU CALCUL DES PERTES : LA FONCTION TABULÉE $H(B, \dot{B})$

### III.2.a Présentation

Les modèles les plus élaborés existant actuellement sont donc basés sur l'étude du comportement du matériau à l'échelle microscopique, et ils ne prennent pas réellement en compte l'inhomogénéité du champ dans le matériau, qui est un phénomène intervenant à une autre échelle. Or, les grandeurs qui intéressent l'électrotechnicien sont bien celles qui apparaissent à l'échelle macroscopique, c'est-à-dire, pour une tôle, son induction moyenne  $B$  et le champ en surface  $H$ . Quel que soit le modèle utilisé, il faudra donc faire une "intégration" pour obtenir ces valeurs, sauf si on se place dans le cas restrictif, on l'a vu, où la fréquence est suffisamment faible pour que le champ soit homogène dans le matériau.

Notre approche du problème est complètement différente et vise à considérer la tôle dans sa globalité, à l'échelle macroscopique. La méthode d'estimation que nous proposons consiste simplement à donner une valeur du champ en surface  $H(t)$  en fonction de l'induction moyenne  $B(t)$  et de sa dérivée  $\frac{dB(t)}{dt} = \dot{B}(t)$ :

$$H = f ( B , \dot{B} )$$

La fonction  $f$  est déterminée de façon entièrement expérimentale, grâce à un grand nombre de mesures effectuées sur cadre Epstein, puis sauvegardée sous forme de tableaux, afin de permettre son utilisation par un programme de calcul numérique. Les triplets  $( B , \dot{B} , H )$  forment donc ce que nous appellerons la surface  $H(B, \dot{B})$ .

Plusieurs remarques s'imposent :

- le choix de  $\dot{B}$  en tant que grandeur caractérisant le matériau n'est pas fortuit, en effet, on a vu qu'en régime trapézoïdal, les pertes étaient directement liées à  $\dot{B}$  ; on a vu de même que le champ nécessaire au déplacement d'une paroi est proportionnel à la variation de flux, ce que Kittel a montré expérimentalement ; le terme  $\dot{B}$  apparaît de même dans l'expression des pertes par le modèle de Bertotti (équ. III-9)
- La plupart des modèles présentés jusqu'ici visaient à caractériser le matériau à partir d'un faible nombre de mesures et à représenter ses caractéristiques à partir d'un nombre restreint de paramètres significatifs. La démarche que nous proposons ici demande au

$$\text{avec : } \begin{cases} \frac{\partial J_{\alpha,\beta}}{\partial t} = \frac{N_0}{\sigma G S} (H(t) - \alpha) & \text{pour } H(t) > \alpha \text{ et } J_{\alpha,\beta} < J_s \\ \frac{\partial J_{\alpha,\beta}}{\partial t} = \frac{N_0}{\sigma G S} (H(t) - \beta) & \text{pour } H(t) < \beta \text{ et } J_{\alpha,\beta} > -J_s \\ \frac{\partial J_{\alpha,\beta}}{\partial t} = 0 & \text{sinon} \end{cases}$$

$J_s$  : aimantation à saturation

$H(t)$  : champ appliqué à l'échantillon

$N_0$  : nombre d'objets magnétiques présents dans la tôle

Le modèle de Preisach dynamique permet donc de déterminer la somme  $P_h + P_{exc}$ .

### III.1.d Conclusion

Nous avons donc présenté ici quelques modèles de matériaux magnétiques. Ces modèles permettent de déterminer l'induction dans un matériau en fonction du champ appliqué, mais ils supposent tous que celui-ci est uniforme dans le matériau. Les résultats obtenus par ces modèles peuvent être satisfaisants, tant qu'on respecte leur domaine d'utilisation, notamment tant que la fréquence n'est pas trop élevée, de façon à ce que le champ soit bien homogène dans la section de la tôle.

Cette hypothèse nous semble très restrictive, en effet, il n'est pas rationnel, du point de vue économique, d'utiliser un matériau trop fin par rapport à la fréquence de fonctionnement. En pratique, l'épaisseur du matériau n'est donc pas négligeable devant l'épaisseur de peau et la diffusion intervient. Une étude réalisée au laboratoire [MAH-95] a montré que, si le modèle de Bertotti était satisfaisant pour des matériaux suffisamment fins, son application à un matériau épais et perméable (donc à faible épaisseur de peau) comme le Fe 65/100 semi-process était délicate. On sait en effet qu'à 50 Hz déjà, l'induction n'est plus homogène dans l'épaisseur du matériau. D'après les résultats de cette étude, l'erreur commise sur l'estimation des pertes est de 10% à 100 Hz et de 20% à 200 Hz pour une induction sinusoïdale de 1,5 T. On peut donc supposer que ce matériau est trop épais pour que le modèle de Bertotti puisse lui être appliqué.

Des études sont en cours, visant à étendre le domaine d'application des modèles présentés. Une première approche peut consister à discrétiser le problème dans la profondeur de la tôle, ce qui revient à traiter un problème 3D et donc augmente considérablement la taille du problème ; une autre approche plus réaliste revient à résoudre le problème de façon analytique, ce qui facilite le calcul, mais ce au prix d'hypothèses simplificatrices [ROU-96]. La prise en compte des phénomènes de diffusion risque dans tous les cas de conduire à des temps de calculs prohibitifs. L'application de tels modèles  $B(H)$  dans un logiciel de calcul par éléments finis demanderait non seulement un temps

Nous reviendrons plus en détail au § III.3. sur les limites de la méthode et les améliorations possibles.

### III.2.b Mise en œuvre

- Obtention de la surface  $H(B, \dot{B})$

Pour déterminer expérimentalement l'allure de la surface  $H(B, \dot{B})$ , nous procédons à une série de mesures sur cadre Epstein, en imposant au matériau une induction triangulaire, de valeur crête imposée et à fréquence variable. Dans un premier temps, nous imposons donc une induction crête  $\widehat{B}_0 = 1,8 \text{ T}$ , par exemple, pour une fréquence variant de 12,5 Hz à 900 Hz, c'est-à-dire dans un domaine aussi étendu que le permet notre banc de mesure. L'intérêt d'une induction triangulaire est d'opérer à  $\dot{B}$  constant ; la courbe  $H(B)$  ainsi obtenue représente donc la "section" de la surface  $H(B, \dot{B})$  à  $\dot{B} = 4 \cdot \widehat{B}_0 \cdot f$ . On relève ensuite quelques points sur cette courbe, qui seront stockés dans un tableau. Nous avons choisi, par exemple, de relever les points pour  $B(t) = 0 \text{ T}, 0,1 \text{ T} \dots$  jusqu'à  $1,7 \text{ T}$  (fig. III-8). On stocke donc ainsi des triplets  $(B, \dot{B}, H)$  pour  $0 \leq B \leq 1,7 \text{ T}$  et  $-6\,000 \leq \dot{B} \leq 6\,000 \text{ T/s}$ . Le graphe III-9 montre l'allure d'une surface obtenue pour  $\widehat{B}_0 = 1,7 \text{ T}$ . On constate que seules les valeurs de  $B \geq 0$  sont représentées et mémorisées, puisqu'on peut obtenir l'autre partie de la surface par symétrie centrale, car  $H(-B, -\dot{B}) = -H(B, \dot{B})$ .

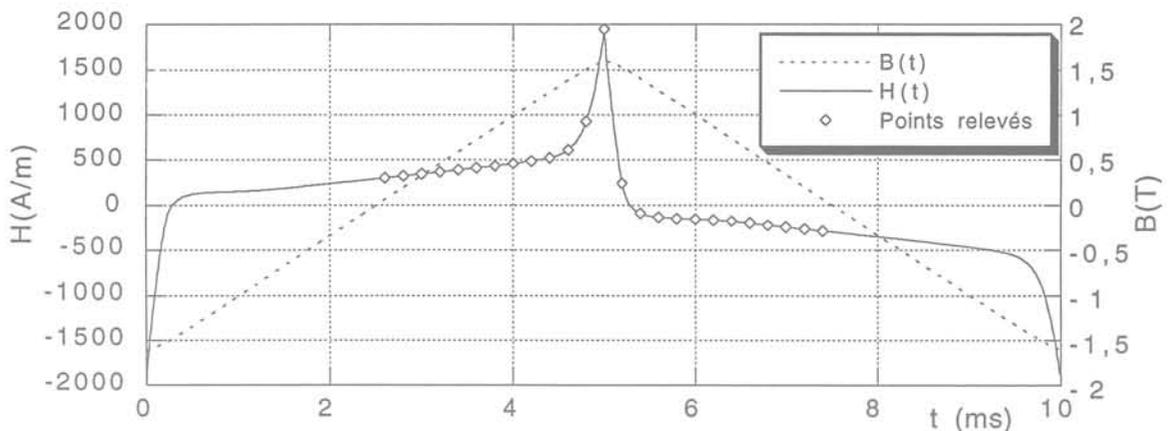


Fig. III-8 : Points relevés sur une courbe  $H(t)$  en induction triangulaire

- Calcul de la valeur de  $H(B, \dot{B})$

Le calcul de la valeur de  $H$  à partir de  $B$  et  $\dot{B}$  est très simple. L'algorithme de calcul consiste simplement à rechercher dans le tableau  $H(B, \dot{B})$  les trois points mesurés  $(B_i, \dot{B}_i)$ ,  $1 \leq i \leq 3$ , les plus proches, puis à retrouver la valeur de  $H$  en interpolant par le plan passant par les trois points  $(B_i, \dot{B}_i, H_i)$ .

contraire un grand nombre de données. Nous pensons que ceci n'est pas rédhibitoire ; en effet on manipule aujourd'hui couramment des fichiers informatiques contenant plusieurs centaines de milliers de caractères. Par ailleurs, la taille mémoire des ordinateurs et des moyens de stockage continue de croître. D'autre part, cette méthode a été rendue possible par le fait que nous disposions d'un cadre Epstein piloté par ordinateur, capable d'effectuer de façon systématique et sans aucune intervention de l'utilisateur un grand nombre de mesures.

Une des limites de la méthode proposée réside dans le fait suivant :  $B$  et  $\dot{B}$  ne suffisent pas à représenter l'état du matériau. La figure III-7 montre deux cas de répartition du champ dans l'épaisseur de la tôle pour lesquels on a une même valeur de l'induction moyenne et de sa dérivée, mais des champs en surface différents. Par conséquent,  $H$  n'est pas en réalité une fonction de  $B$  et  $\dot{B}$  au sens mathématique du terme.

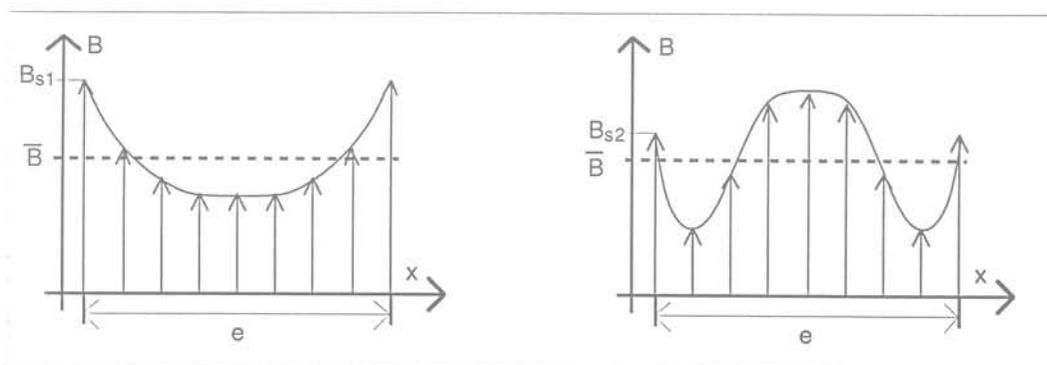


Fig. III-7 : Deux cas de répartition de l'induction  $B(x)$  dans l'épaisseur ( $e$ ) du matériau, donnant une même valeur de l'induction moyenne et de sa dérivée, mais un champ en surface différent.

En effet, on peut constater que la fonction  $H(B, \dot{B})$  n'a pas de "mémoire". Elle donne une valeur instantanée du champ en fonction des valeurs instantanées de l'induction moyenne et de sa dérivée. L'histoire magnétique du matériau n'est donc pas prise en compte, on peut en conclure que l'hystérésis statique sera mal estimée. On verra cependant comment il est possible de limiter cette erreur. La partie "dynamique" du cycle d'hystérésis sera bien mieux représentée, puisqu'on a vu que  $\dot{B}$  était un paramètre important pour les pertes dynamiques.

Au point de vue de la mise en œuvre informatique de la méthode, le fait de ne pas avoir de "mémoire" a un double avantage :

- d'une part cela signifie que l'on n'aura pas à mémoriser l'état du matériau, d'où une économie de place mémoire pour l'ordinateur, notamment pour une application au calcul par éléments finis,
- d'autre part, on n'aura pas besoin d'initialiser cette mémoire, ce qui évite les itérations nécessaires pour atteindre un régime permanent, d'où gain de temps.

obtenu à l'induction crête  $\widehat{B}_0$ . La discontinuité de la surface disparaît pour  $B = \widehat{B}_0$ , puisqu'on est alors au point de rebroussement.

On voit ici que, même si la fonction  $H(B, \dot{B})$  n'a pas de "mémoire", elle permet malgré tout de prendre en compte une partie de l'hystérésis statique, puisque celle-ci est intégrée dans les courbes  $H(B)$  relevées expérimentalement. Cependant, cette hystérésis statique correspond à celle d'un cycle à  $\widehat{B} = \widehat{B}_0$ , obtenu avec une induction triangulaire. Pour une autre valeur de l'induction crête, l'hystérésis statique sera différente ; de même, si l'induction ne varie pas de façon monotone, comme c'est le cas lorsque l'on est en présence de cycles mineurs, on commettra une erreur sur l'hystérésis statique.

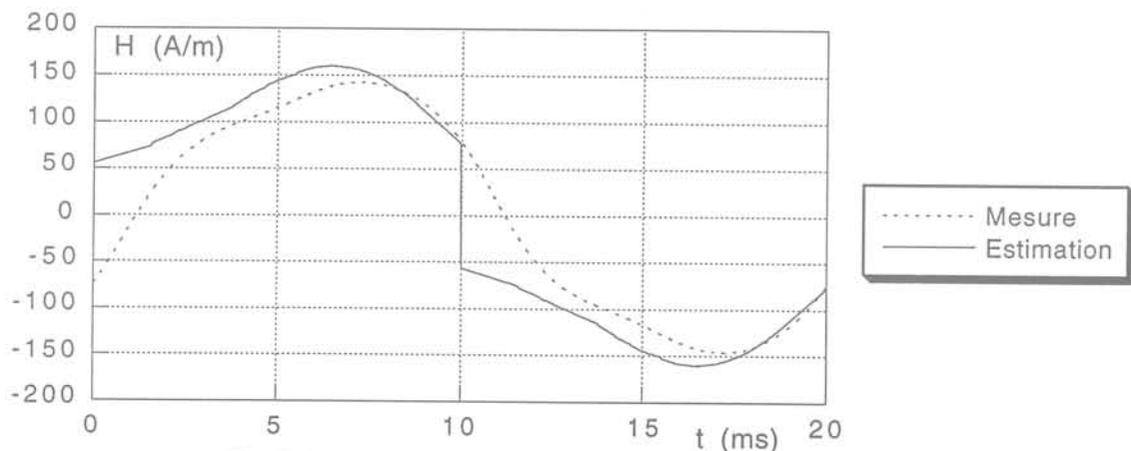


Fig. III-11 : Erreur provoquée par la discontinuité de la surface

Le graphe III-11 montre en exemple l'erreur provoquée par cette discontinuité : on a estimé le champ H dans le cas d'une induction sinusoïdale d'amplitude 0,8 T, à partir d'une surface  $H(B, \dot{B})$  établie par des mesures à  $\widehat{B}_0 = 1,8$  T. On constate que le champ H estimé présente une discontinuité lorsque  $\dot{B} = 0$ . Ceci entraîne une erreur sur la valeur des pertes estimée. Lorsque l'induction crête diminue, l'importance relative de la discontinuité augmente et donc l'erreur aussi. Le graphe III-12 présente l'évolution de l'erreur sur les pertes en fonction de l'induction crête : on constate que la précision décroît fortement lorsque l'induction diminue.

Les cycles mineurs posent un problème similaire. Le graphe III-13 montre un exemple de cycle mineur. Les points A et B du cycle se caractérisent par une même valeur de B et de  $\dot{B}$  ; par conséquent la méthode d'estimation donnera pour ces deux points la même valeur de H, car l'histoire du matériau n'est pas prise en compte. On aura de même une discontinuité sur H, puisque à un moment donné,  $\dot{B}$  s'annule pour changer de signe. Le graphe III-14 montre le cycle estimé dans le cas d'un cycle mineur.

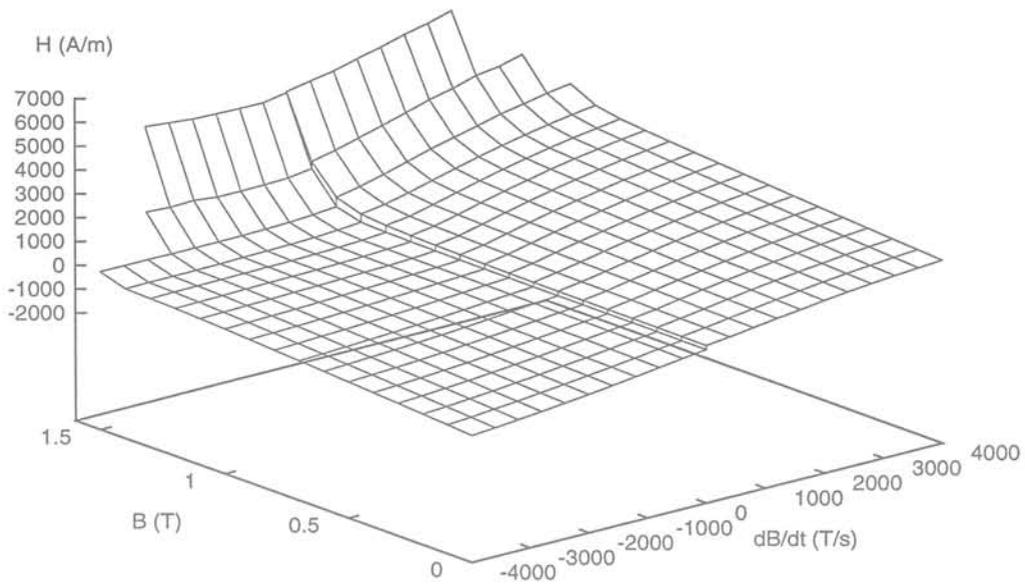


Fig. III-9 : Surface  $H(B, \dot{B})$

### III.2.c Particularité de la surface $H(B, \dot{B})$

L'observation attentive de la surface  $H(B, \dot{B})$  (fig. III-9) montre qu'elle est discontinue en  $\dot{B} = 0$ . Ce phénomène s'explique facilement : en effet, lorsque  $\dot{B}$  tend vers 0, on est dans des conditions quasi-statiques. Par conséquent, la courbe  $H(B)$  obtenue expérimentalement correspond au cycle quasi-statique. Selon que  $\dot{B} = 0+$  ou  $\dot{B} = 0-$ , on se trouvera sur la branche montante ou descendante du cycle (fig. III-10).

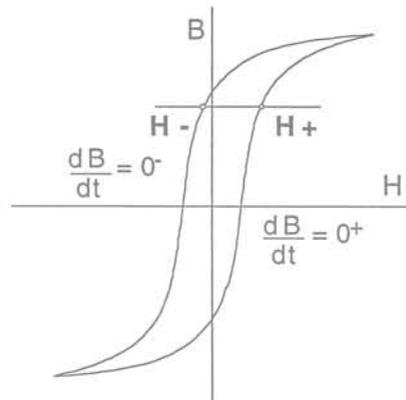
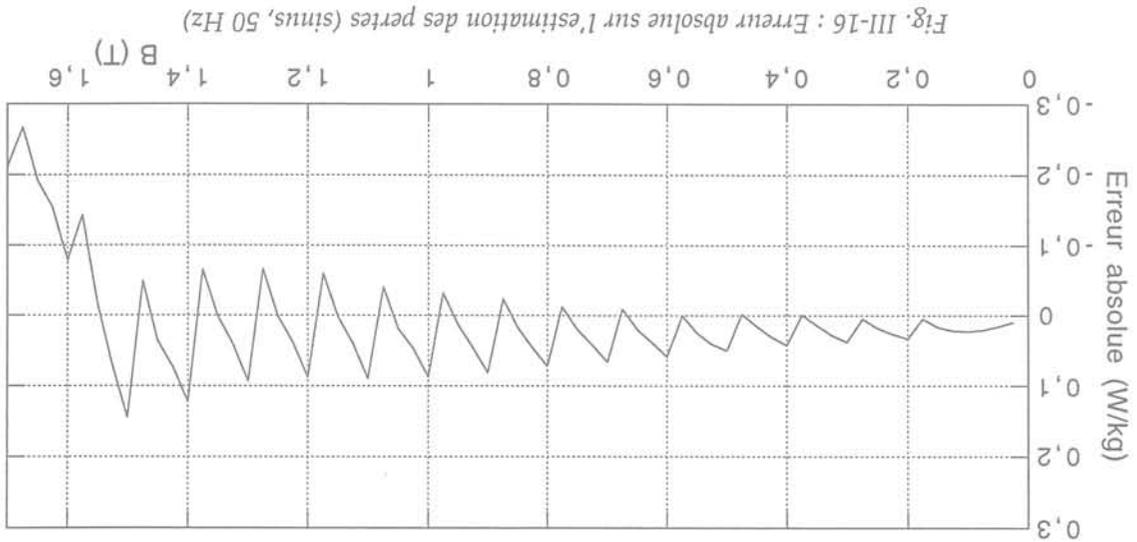


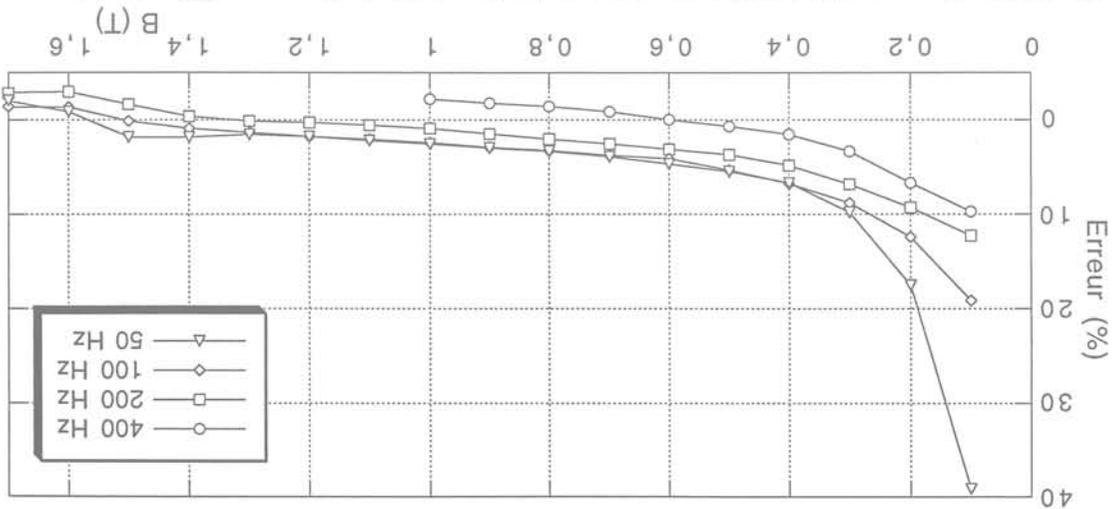
Fig III-10 : Cycle quasi-statique

Il existe donc deux valeurs de  $H$  distinctes, même à très basse fréquence. Ceci se traduit par une discontinuité de la surface en  $\dot{B} = 0$ , qui représente exactement le cycle d'hystérésis quasi-statique



Si l'erreur à faible induction paraît importante (jusqu'à 40% à 0,1T), en réalité, l'erreur absolue sur la valeur des pertes est très faible. Le graphe III-16 montre l'erreur absolue en induction sinusoidale, et à la fréquence de 50 Hz. On constate que l'erreur ne dépasse pas 0,25 W/kg dans le pire des cas, et qu'elle oscille en fait autour de zéro. La forme en dents de scie de l'erreur absolue s'explique par l'emploi de plusieurs surfaces : l'erreur diminue lorsque l'induction crête du cycle à estimer se rapproche de l'induction crête  $B_0$  de l'une des surfaces  $H(B, B_0)$ . Le graphe III-17 montre à titre d'exemple quelques cycles mesurés et estimés en induction sinusoidale à différentes fréquences.

Fig. III-15 : Erreur sur l'estimation des pertes en fonction de l'induction pour différentes fréquences (excitation sinusoidale)



ne dépasse pas 3% pour des inductions supérieures à 1T, pour des fréquences variant de 50 à 200 Hz en induction sinusoidale (cf. fig. III-15).

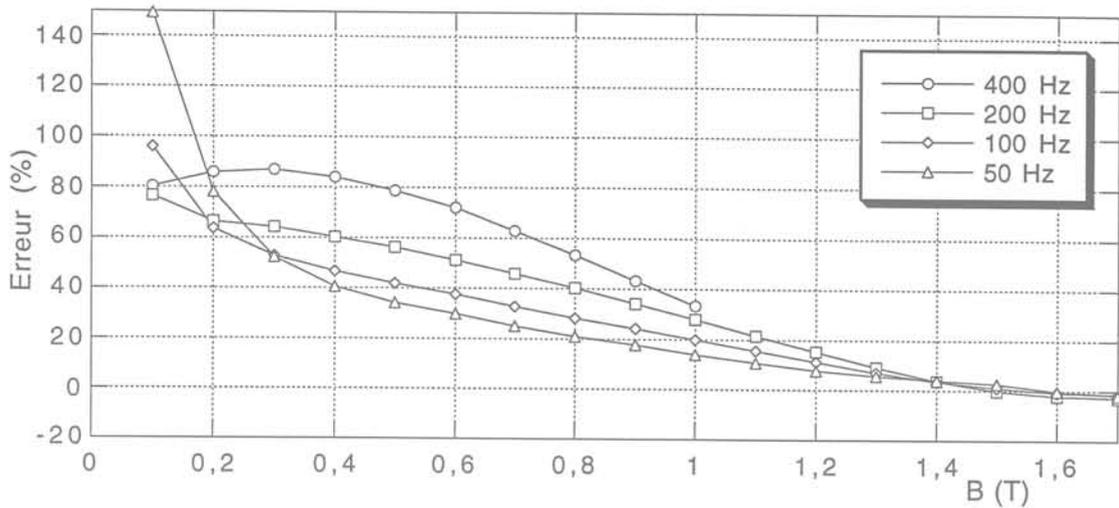


Fig. III-12 : Erreur sur l'estimation des pertes en fonction de l'induction pour différentes fréquences (excitation sinusoïdale)

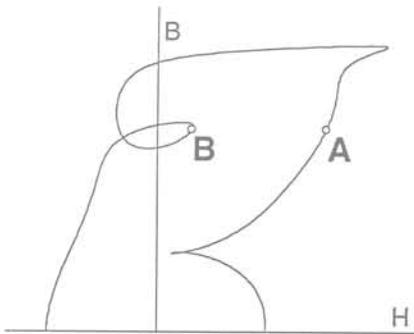


Fig. III-13 : Deux points pouvant conduire à une même valeur de H

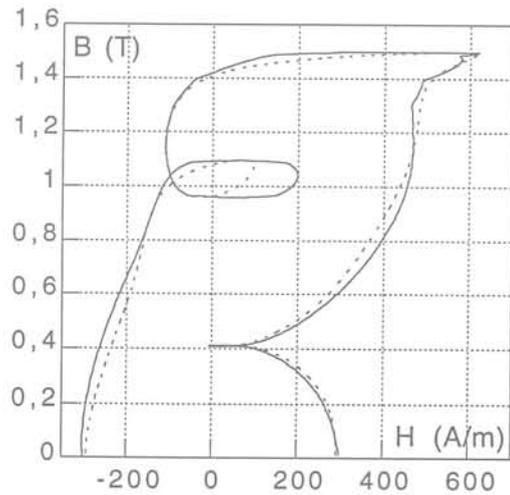


Fig. III-14 : Erreur commise lors de l'estimation d'un cycle mineur

— Estimation    - - - - - Mesure

### III.2.d Améliorations de la méthode

Afin de mieux prendre en compte la composante du champ due à l'hystérésis quasi-statique, nous avons décidé d'utiliser plusieurs surfaces  $H(B, \hat{B})$ , obtenues par des mesures toujours en induction triangulaire, mais avec différentes valeurs de l'induction crête  $\hat{B}_0$ . Ceci revient à ajouter un troisième paramètre et à considérer dorénavant la fonction  $H(B, \hat{B}, \hat{B}_0)$ . Ceci multiplie évidemment le nombre de données à stocker et de mesures à effectuer. Nous avons donc caractérisé plusieurs surfaces, pour  $\hat{B}_0$  variant de 0,2 à 1,8 T par pas de 0,1 T.

La méthode de calcul reste globalement la même, mais on détermine au préalable la valeur crête de  $B(t)$ , ce qui permet de choisir la surface  $H(B, \hat{B})$  la mieux adaptée, c'est-à-dire celle qui a été mesurée avec une induction crête  $\hat{B}_0$  aussi proche que possible (mais supérieure) à l'induction crête du signal à estimer. L'erreur sur la valeur de H est ainsi fortement diminuée et l'erreur sur les pertes

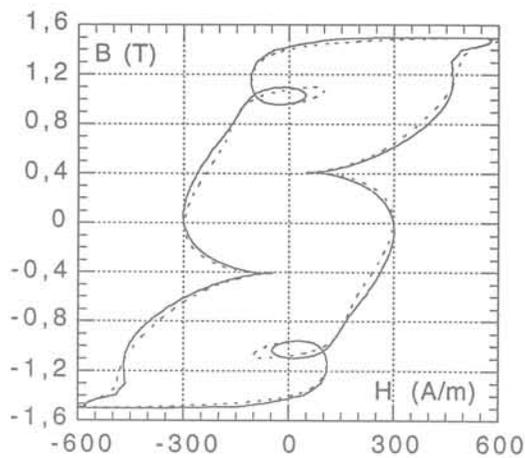


Fig. III-19 : Estimation des cycles mineurs

— Estimation    ..... Mesure

Ces deux améliorations de la méthode d'estimation conduisent donc à de meilleurs résultats.

### III.2.e Résultats obtenus

Nous avons donc caractérisé le matériau Fe 65/100 utilisé dans le moteur instrumenté dont nous avons essayé de mesurer les pertes fer. De par son épaisseur et sa faible résistivité, on a vu que c'était le matériau qui se prêtait le moins bien à la modélisation même par les modèles les plus performants, comme celui de Bertotti.

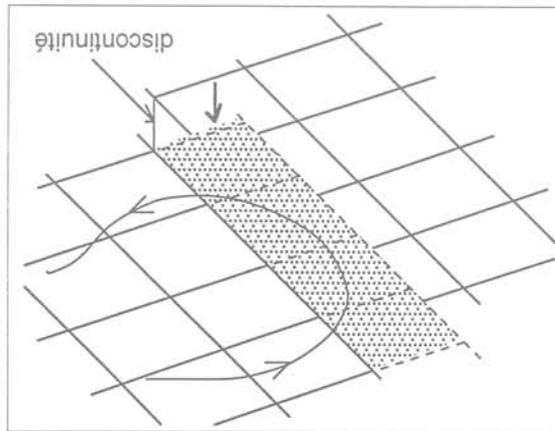
Nous avons donc mesuré sur ce matériau plus de 600 cycles d'hystérésis, à des niveaux d'induction et des fréquences différentes, ce qui représente environ cinq heures de mesure. Ceci a permis d'établir 17 surfaces  $H(B, \dot{B})$  représentant une base de données d'environ 300 000 caractères, les valeurs étant sauveées au format "réel IEEE 8 octets". Nous n'avons pas cherché à optimiser le nombre de mesures, un fichier de 300 ko représentant à notre avis une taille encore tout à fait raisonnable. Il est apparu par la suite que le nombre de données stockées était largement suffisant, certaines données étant même superflues.

Le même matériau a été ensuite caractérisé sous différentes conditions d'excitation : induction sinusoïdale, trapézoïdale, MLI ou sinusoïdale avec des cycles mineurs, pour différentes fréquences et niveaux d'induction. Le tableau III-1 récapitule les résultats obtenus. On voit donc que l'erreur sur la valeur des pertes mesurées est dans la plupart des cas inférieure à 8 %. Les graphes III-21 représentent quelques-unes des mesures et estimations effectuées.

L'erreur constatée sur les pertes en MLI provient de la non-prise en compte de la relaxation du champ. En effet, on a vu que durant les paliers de  $B(t)$ , c'est-à-dire lorsque  $B = \text{constante}$  et  $\dot{B} = 0$ , le champ  $H$  en surface se relaxe. Ce phénomène ne peut être pris en compte par l'emploi d'une simple fonction  $H(B, \dot{B})$ .

Afin de "détecter" les cycles mineurs, nous procédons de la façon suivante : on recherche les minimum et maximum de  $B(t)$  ; entre le minimum et le maximum  $B$  doit être positif ; si ce n'est pas le cas, alors on se trouve dans des conditions de cycle mineur ; on applique un raisonnement similaire entre le maximum et le minimum de  $B(t)$ .

Fig. III-18 : Prolongement de la surface au niveau de la discontinuité dans le cas de cycle mineur



On peut améliorer la prise en compte des cycles mineurs en perfectionnant l'algorithme d'estimation. On a vu que l'erreur sur l'estimation de  $H$  provenait en grande partie de la discontinuité au passage par 0 de  $B$ . Pour remédier à cela, on prolonge, dans le cas d'un cycle mineur, la surface  $H(B,B)$  par continuité, comme le montre la figure III-18. On évite donc ainsi de commettre une erreur trop importante sur la composante du champ  $H$  due à l'hystérésis statique. Le

graphe III-19 montre le résultat obtenu pour un cycle comportant des cycles mineurs.

• Prise en compte des cycles mineurs

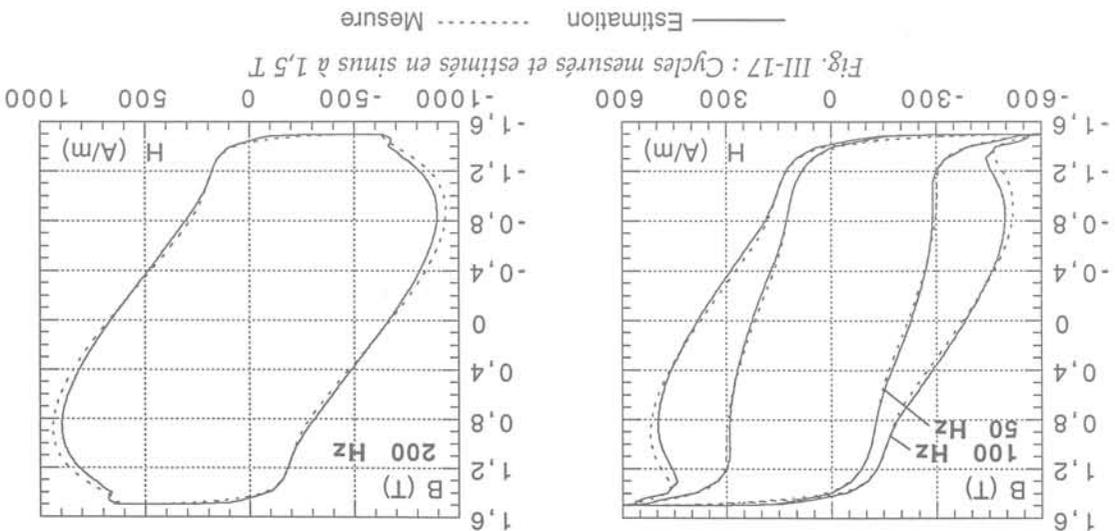
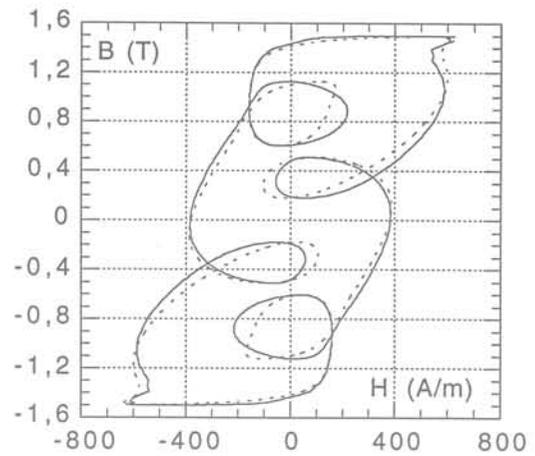
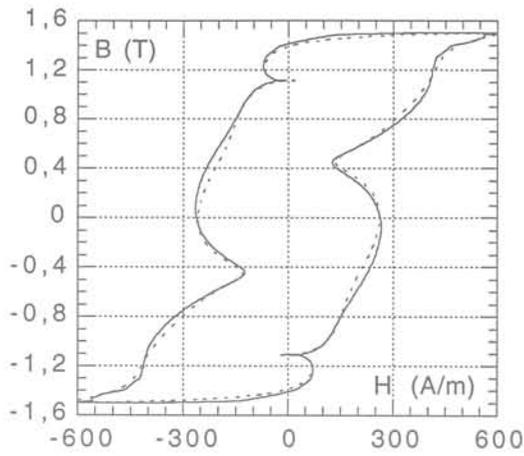
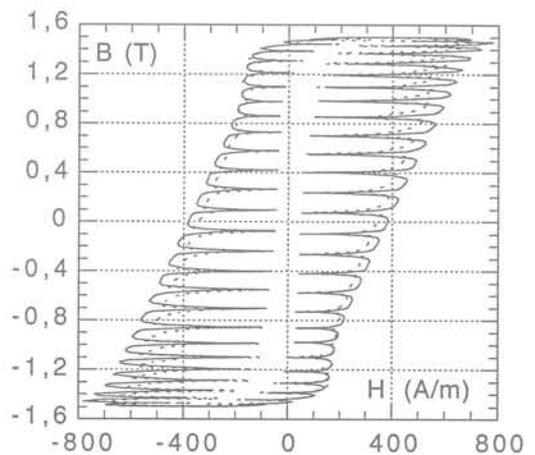
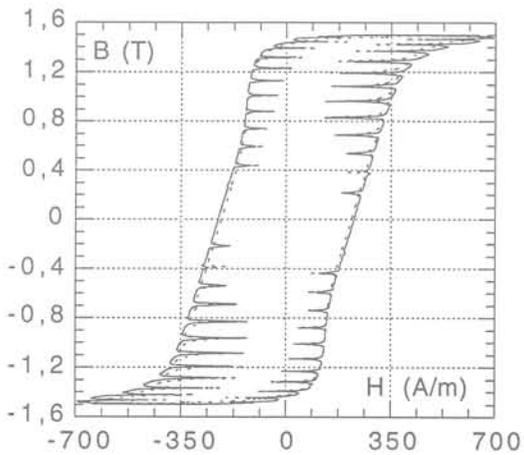


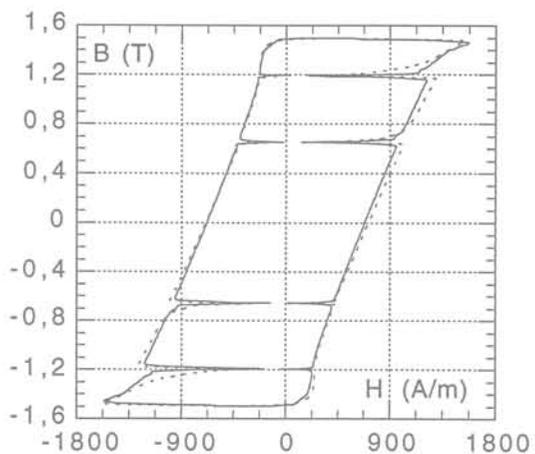
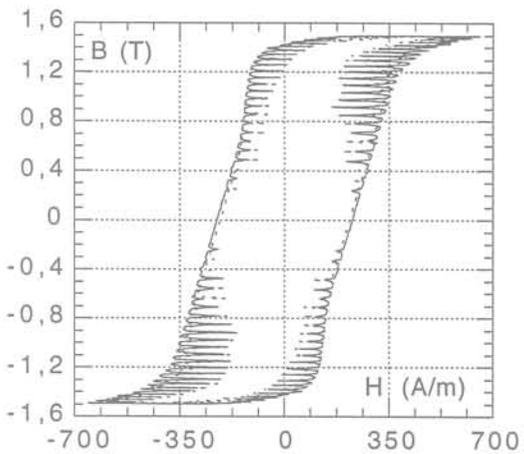
Fig. III-17 : Cycles mesurés et estimés en sinus à 1,5 T



$$B = B_1 \sin(\omega t) + B_5 \cos(5\omega t), f = 50 \text{ Hz}, \frac{B_1}{B_5} = \frac{1}{8} \text{ (à gauche)}, \frac{B_1}{B_5} = \frac{1}{4} \text{ (à droite)}$$



$$\text{Signal MLI : } f_0 = 50 \text{ Hz}, f_h = 2,9 \text{ kHz}, r = 1 \text{ (à gauche)} \quad r = 0,5 \text{ (à droite)}$$



$$\text{Signal MLI : } r = 1, f_0 = 50 \text{ Hz}, f_h = 5,8 \text{ kHz (à gauche)} \quad f_0 = 200 \text{ Hz}, f_h = 2,9 \text{ kHz, (à droite)}$$

Fig. III-21 : Cycles mesurés et estimés pour différentes formes d'ondes

— Estimation    ..... Mesure

Excitation	$f_0$ (Hz)	Induction (T)	Erreur sur les pertes (%)	Excitation	$f_0$ (Hz)	Induction (T)	Erreur sur les pertes (%)	
Sinus	50	1,0	3,3	Trapèze $\tau = 6$ ms	50	1,0	4,3	
		1,5	2,2			1,5	1,7	
		1,7	-1,9			1,7	-0,1	
	100	1,0	2,5		$\tau = 4$ ms	50	1,0	2,5
		1,5	0,2				1,5	0,0
		1,7	-1,4				1,7	-1,2
	200	1,0	0,9	$\tau = 1,5$ ms	200	1,0	-2,3	
		1,5	-1,6			1,5	-5,2	
		1,7	-2,8			1,7	-4,9	
	400	1,0	-2,1	$\tau = 1$ ms	200	1,0	-8,4	
MLI 2,9 kHz $r = 0,5$	50	1,0	12,1	MLI 5,8 kHz $r = 0,5$	50	1,0	10,4	
		1,5	13,1			1,5	10,4	
		1,7	12,7			1,7	6,5	
$r = 1$	50	1,0	7,9		$r = 1$	50	1,0	6,8
		1,5	6,4				1,5	5,3
		1,7	4,5				1,7	-0,2
$r = 1$	200	1,0	1,9	$r = 1$	200	1,0	4,3	
		1,5	-1,3			1,5	1,2	
		1,7	-1,4			1,7	-0,2	

Tableau III-1 : Erreur sur la valeur des pertes estimées  
Le paramètre  $\tau$  dans le cas d'une induction trapézoïdale représente la durée de la pente.

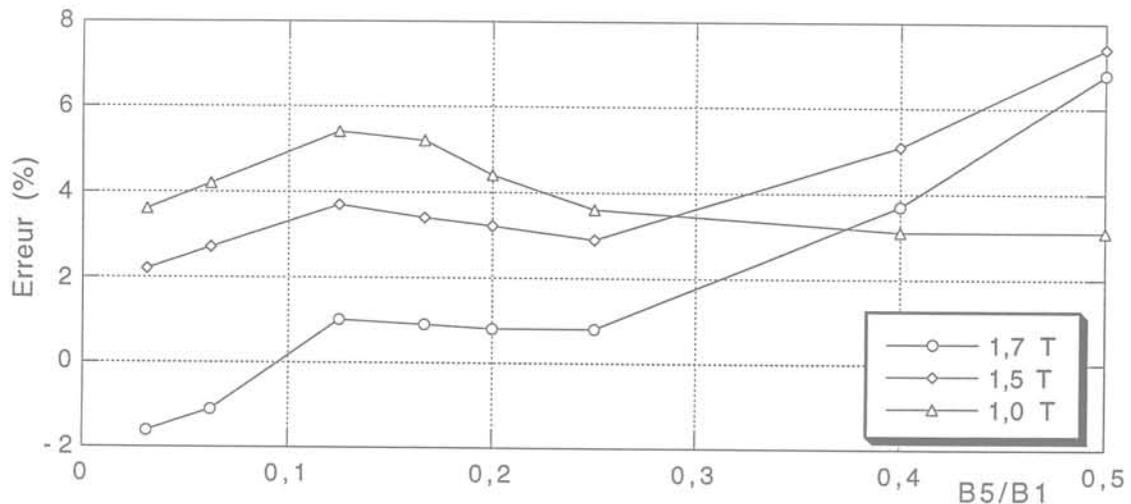


Fig. III-20 : Erreur sur l'estimation des pertes en fonction du rapport  $\frac{B_5}{B_1}$  pour différents niveaux d'induction

On a vu que la faiblesse de la méthode résidait dans la mauvaise prise en compte de l'hystérésis quasi-statique. L'algorithme de prise en compte des cycles mineurs, décrit au paragraphe précédent n'est qu'un pis-aller. Il ne peut donner une estimation correcte que pour des cycles mineurs de faible amplitude. Afin d'illustrer ceci, nous avons effectué des mesures en faisant varier l'amplitude des cycles mineurs ; pour cela nous avons imposé au matériau une induction de la forme  $B = B_1 \sin(\omega t) + B_5 \cos(5\omega t)$ , en faisant varier le rapport  $\frac{B_5}{B_1}$  (les cycles mineurs n'apparaissent que lorsque ce rapport est supérieur à 0,19 environ). Le graphe III-20 montre l'erreur sur les pertes en fonction de ce rapport pour des fréquences différentes.

de vouloir la coupler à un logiciel de calcul par éléments finis. Le calcul en pas à pas dans le temps, avec prise en compte de la rotation du rotor et éventuellement de la présence des courants dans les barreaux du rotor devrait permettre d'établir une carte de l'induction dans le moteur puis d'en déduire les pertes fer.

Mais l'intégration d'une méthode d'estimation des pertes ne va pas sans poser de problèmes [DUM-93] que nous allons tenter d'énumérer ici :

- Nous n'envisageons ici d'implanter la méthode d'estimation qu'en tant que calcul à posteriori des pertes, une fois que la carte de l'induction  $B(x, y, t)$  aura été établie. En effet, bien que la méthode proposée permette de relier l'induction moyenne  $B$  et le champ en surface  $H$ , plusieurs problèmes rendent délicate son intégration en tant que modèle  $H(B)$  pour le calcul de la répartition de l'induction :
  - d'une part, le point de départ dans un calcul par éléments finis est la connaissance des courants dans les encoches du moteur ; ceux-ci permettent d'établir le champ  $H$ , puis à partir du modèle de matériau, on déduit l'induction  $B$ . On a donc besoin d'un modèle  $B(H)$  et non  $H(B)$ . L'utilisation de la fonction  $B(H, \dot{B})$  au lieu de  $H(B, \dot{B})$  demanderait la connaissance de  $\dot{B}$  et donc un calcul itératif, dont la convergence n'est pas évidente,
  - d'autre part, les améliorations à la méthode présentées au § III.2.d nécessitent la connaissance de l'induction sur une période entière.

Par conséquent, la carte de l'induction sera calculée à partir du modèle sommaire déjà implanté dans le logiciel FLUX2D : une simple courbe  $B(H)$ . On voit tout de suite la contradiction : nous envisageons de calculer les pertes à partir d'une carte de l'induction fautive. Plusieurs faits jouent cependant en notre faveur :

- nous cherchons à calculer les pertes dans un moteur, comportant donc un entrefer, on peut raisonnablement supposer que cet entrefer jouera un rôle prépondérant dans la répartition de l'induction, alors que le rôle joué par le matériau et son hystérésis seront moindres. Ceci ne serait pas le cas dans un circuit magnétique sans entrefer, comme un transformateur,
- la courbe  $B(H)$  introduite a été mesurée à 50 Hz, donc l'effet de fréquence est en partie pris en compte. Ceci ne sera pas vrai pour les pulsations de flux à fréquence élevée.

On peut donc penser que l'induction calculée sera malgré tout proche de l'induction réelle. Le graphe III-22 montre la comparaison entre les inductions calculées et mesurées dans une dent du stator, on constate une bonne correspondance. La mesure a été effectuée sur un stator équipé d'un rotor à encoches non inclinées, afin de ne pas

### III.2.f Conclusion

La méthode d'estimation proposée donne donc de bons résultats, même dans des conditions d'excitation "difficiles", comme la MLI. Elle a l'avantage de fonctionner avec un matériau épais, où l'effet de la diffusion est très sensible, alors que les modèles existants sont en dehors de leur domaine d'application.

La relativement mauvaise prise en compte de l'hystérésis statique limite son application dans les basses fréquences (< 20 Hz) où celle-ci devient prépondérante. On peut cependant objecter qu'à basse fréquence, les pertes fer sont souvent faibles et l'intérêt de leur calcul plus limité.

Pour la même raison, les cycles comportant d'importants cycles mineurs seront mal estimés ; mais de tels cycles sont finalement peu courants dans les applications classiques de l'électrotechnique et notamment dans la machine asynchrone.

Toujours pour la même raison, les cycles polarisés, c'est-à-dire tels que la valeur moyenne de l'induction n'est pas nulle, pourront être mal estimés, puisque l'hystérésis statique intégrée dans les surfaces  $H(B, \dot{B})$  correspond à un cycle symétrique, à induction moyenne nulle. Ce type d'induction, par contre, peut se rencontrer par exemple dans les machines à réluctance variable [HOA-95]. On peut imaginer comme solution à ce problème de caractériser des surfaces avec une induction variant de 0 à  $+\widehat{B}_0$  (plutôt que de  $-\widehat{B}_0$  à  $+\widehat{B}_0$ ). L'asservissement du cadre Epstein utilisé ici n'étant pas adapté à la mesure de cycles polarisés, nous n'avons pas fait de mesures.

Enfin, la méthode d'estimation proposée ne s'applique qu'aux régimes permanents, mais le calcul des pertes en régime transitoire n'a souvent que peu d'intérêt dans le cas d'une machine tournante.

Notons enfin que nous n'avons appliqué, faute de temps, cette méthode qu'à la tôle Fe 65/100. Cette méthode devrait être mal adaptée à des matériaux fins tels que le FeSi 15/100 utilisés à basse fréquence, car dans ce cas, les pertes issues de l'hystérésis statique sont prépondérantes.

## III.3. APPLICATION DE LA MÉTHODE DANS UN LOGICIEL DE CALCUL PAR ÉLÉMENTS FINIS

### III.3.a Intérêt et limites

On a vu dans les chapitres précédents qu'une méthode simple d'estimation des pertes fer au stator d'une machine asynchrone consistait à la décomposer en deux parties : dents et culasse. Cette méthode peut conduire à des résultats acceptables. Cependant, les logiciels de calcul par éléments finis sont désormais des outils de calcul très puissants ; ils permettent de prendre en compte de nombreux phénomènes (rotation du rotor, influence de la géométrie...) et sont très souples d'utilisation. Notre méthode d'estimation des pertes étant entièrement numérique, il paraît naturel

• **Prise en compte de l'orientation du champ**

La passage d'une simple estimation "unidirectionnelle" du type présenté au § III.2.e, à une estimation dans un modèle bidimensionnel pose en fait deux types de problèmes :

- d'une part, il existe des champs tournants, on l'a vu,
- d'autre part, même dans les cas où l'induction est unidirectionnelle, comme dans les dents, elle peut prendre n'importe quelle direction et comporte donc des composantes  $B_x$  et  $B_y$ .

La méthode la plus simple qui vient immédiatement à l'esprit pour prendre en compte l'effet 2D, consiste à calculer les pertes selon les directions  $O_x$  et  $O_y$  et à en faire la somme :

$$P = P(B_x) + P(B_y) \tag{III-16}$$

On sait que, dans le cas de champs tournants, cette approximation peut être valable à condition que l'induction ne soit pas trop forte, du moins dans le cas d'un matériau non orienté. Cependant, dans le cas où l'induction est unidirectionnelle, mais non orientée selon les axes  $O_x$  ou  $O_y$ , cette méthode peut entraîner des erreurs.

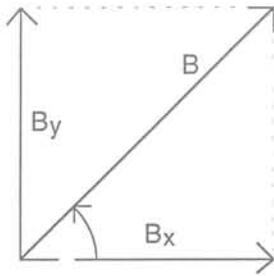


Fig. III-23 : Induction à 45°

La figure III-23 montre en exemple un cas où l'induction, unidirectionnelle, est dirigée à 45° par rapport aux axes  $O_x$  et  $O_y$  ; on a donc  $B_x(t) = B_y(t) = \frac{B(t)}{\sqrt{2}}$  ; les pertes estimées sont alors :

$$P = P(B_x) + P(B_y) = 2 P\left(\frac{B}{\sqrt{2}}\right) \neq P(B)$$

Donc, sauf si on considère que les pertes sont de la forme  $\alpha B^2$  (Steinmetz), ce qui n'est qu'une approximation, on commettra une erreur sur les pertes.

Pour éviter cette source d'erreur, on "réoriente" donc, élément par élément, les axes sur lesquels on projetera le vecteur  $\vec{B}(t)$ . L'algorithme de réorientation est le suivant (figure III-24) :

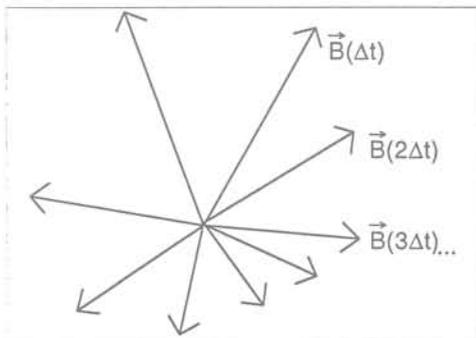


Fig. III-24 : Vecteurs  $\vec{B}(t)$

- on recherche le vecteur  $\vec{B}(k\Delta t)$  ayant la plus grande norme,
- sa direction donne l'axe  $O_x'$ ,  $O_y'$  étant la perpendiculaire.
- on décompose les pertes suivant ces deux axes, en projetant sur ces axes les vecteurs  $\vec{B}(k\Delta t)$  :

$$P = P(B_x') + P(B_y')$$

moyenner l'effet des encoches rotoriques lorsqu'on utilise le bobinage de mesure situé autour d'une dent du stator et qui occupe toute la longueur de celui-ci.

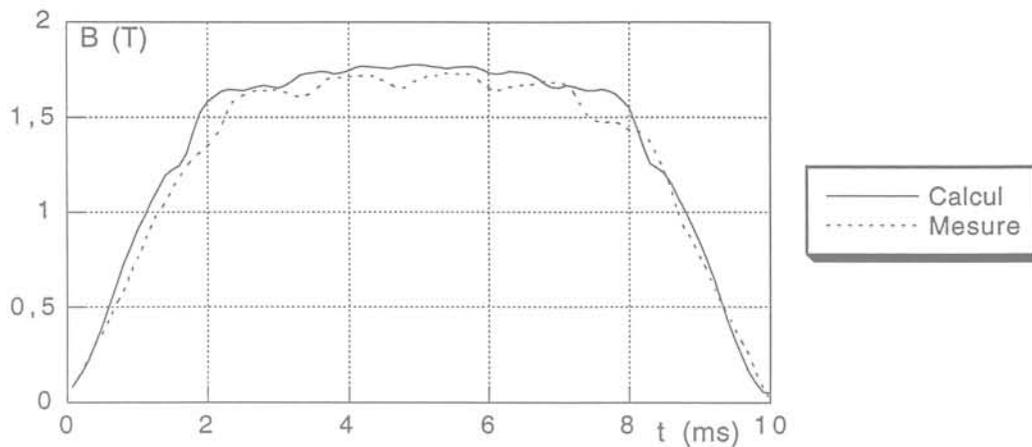


Fig. III-22 : Comparaison entre l'induction mesurée et calculée dans une dent du stator

- Un autre problème qui se pose pour le calcul des pertes dans une machine est que la méthode d'estimation proposée donne les pertes en régime d'induction unidirectionnelle, comme dans un cadre Epstein. Or, on sait que des champs tournants prennent naissance dans certaines parties du moteur et notamment dans la culasse. Les mécanismes d'aimantation et donc de pertes étant différents en champ tournant, nous ne pourrions évaluer ce type de pertes.
- Enfin, bien que constituées de matériau dit "non orienté", les tôles présentent une anisotropie parasite due notamment au laminage. Cette anisotropie ne sera absolument pas prise en compte. Cependant, les surfaces  $H(B, \dot{B})$  ayant été établies sur des échantillons longs et travers (par rapport à la direction de laminage), elles correspondent donc à une caractéristique moyenne ; dans le moteur on peut supposer que les effets de l'anisotropie sont moyennés de la même façon.

### III.3.b Implantation de la méthode dans le logiciel FLUX2D

La méthode d'estimation des pertes a donc été implantée dans le module post-processeur de FLUX2D. Pour chaque élément, on connaît les inductions  $B_x(t)$  et  $B_y(t)$  ainsi que leurs dérivées  $\dot{B}_x(t)$  et  $\dot{B}_y(t)$ . Ces inductions sont calculées au barycentre de l'élément. La méthode d'estimation donne donc une valeur de pertes pour chaque élément correspondant à une densité de puissance exprimée en W/kg. On doit donc multiplier cette valeur par la surface de l'élément, la profondeur du moteur et la masse volumique du matériau pour avoir la puissance dissipée dans l'élément. La somme des puissances dissipées dans chaque élément donne les pertes.

découpage, effet des contraintes, effets de bords non pris en compte par la modélisation 2D, etc... Une étude détaillée serait nécessaire pour expliquer la cause des écarts constatés, mais elle risque de s'avérer délicate.

Notons d'autre part que les termes de pertes mesurées au rotor et au stator n'ont pas exactement la même signification pour les valeurs simulées et mesurées. En effet, pour ces dernières, le terme de pertes au rotor comprend toutes les pertes par pulsation, quelle que soit leur localisation, alors que la simulation donne uniquement les pertes localisées dans la partie du moteur étudiée.

L'application de la méthode d'estimation au rotor est plus risquée ; en effet, on a vu que les pertes au rotor sont dues à des pulsations à haute fréquence. Ces pulsations engendrent des courants induits qui s'opposent à la variation de flux. On peut donc penser que la répartition réelle des lignes de flux n'est pas tout à fait identique à celle calculée. D'autre part, les oscillations du flux à la surface du rotor au synchronisme sont ici décomposées en deux termes : une composante radiale qui a la forme d'une induction continue sur laquelle se superposent des oscillations rapides du flux, et une composante tangentielle où le flux est alternatif à valeur moyenne nulle. Or on a vu que la méthode d'estimation n'a pas été vérifiée pour des variations d'induction non symétriques. Il est donc probable que l'on commet une erreur sur l'estimation de la première composante. Pour éviter cela, on peut faire tourner le rotor à une vitesse différente du synchronisme.

De plus, des problèmes de calcul numérique peuvent se poser : la méthode d'estimation réclame en effet la connaissance de la dérivée de l'induction  $B(t)$  et le calcul de dérivée peut entraîner des erreurs si on ne dispose d'un nombre de points suffisant par période. Dans notre cas, nous avons calculé 100 pas de temps pour une demi-période, ce qui donne un peu plus de 8 points par période à 1200 Hz.

Enfin, il ne faut pas oublier que ces pertes sont très localisées à la surface du rotor, or celle-ci a subi un usinage, et ses propriétés magnétiques ont été dégradées.

Les résultats obtenus au rotor sont toutefois tout à fait acceptables, compte tenu des limites évoquées ci-dessus.

Si l'écart entre les pertes mesurées et estimées au rotor est relativement important (de 30% à 73% d'erreur), d'autres mesures effectuées sur des rotors de même type mais réalisés dans des conditions légèrement différentes ont donné des résultats bien plus proches des estimations, ce qui montre la sensibilité de ce type de pertes.

#### • Estimation des pertes en MLI

Le calcul des pertes en alimentation MLI par modélisation semble pour l'instant hors de portée. En effet, la modélisation du moteur telle que nous l'avons effectuée jusqu'à présent est basée sur la connaissance du courant dans les encoches. En alimentation de tension sinusoïdale, celui-ci est très

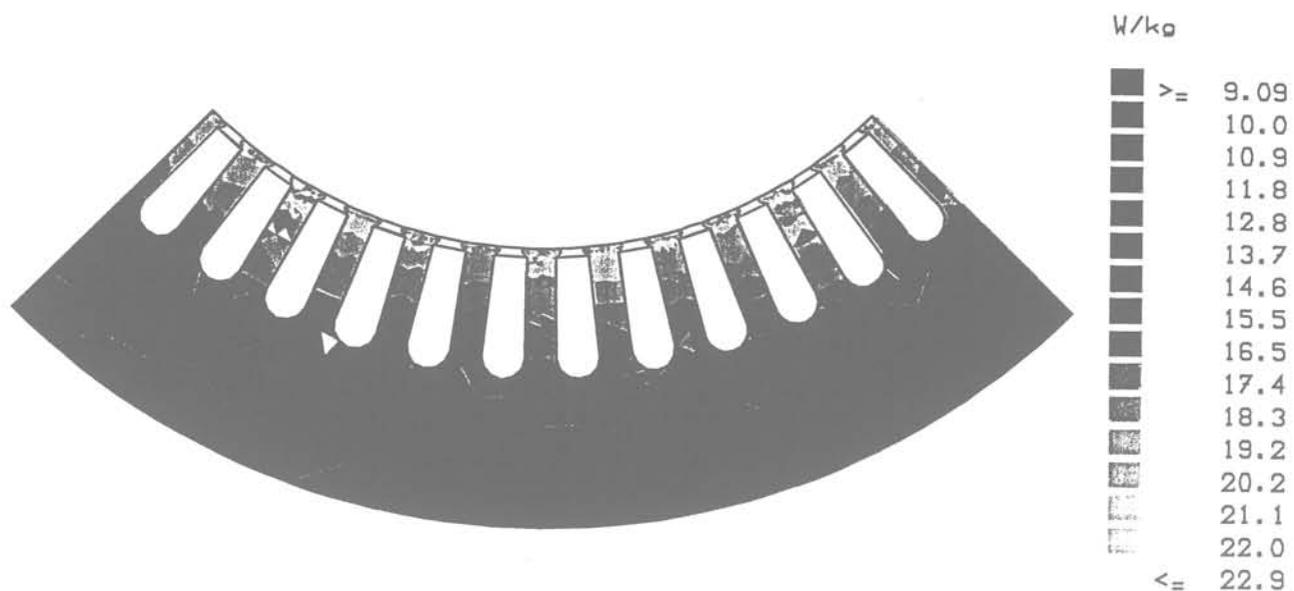


Fig. III-25 : Densité de pertes au stator

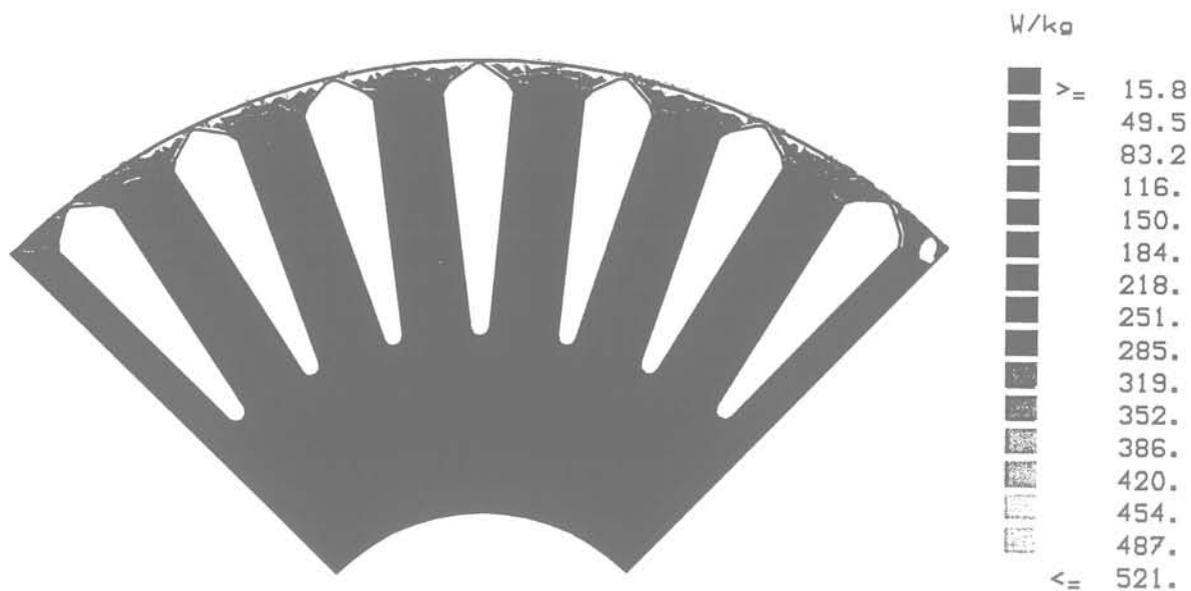


Fig. III-26 : Densité de pertes au rotor

que les estimations Epstein obtenues avec les formes d'onde réelles. Ces résultats confirment donc l'intérêt de la méthode proposée. L'erreur par rapport aux pertes mesurées varie de 11% à 29% selon le niveau d'induction ; en valeur absolue, l'erreur commise ne dépasse pas 15 W pour le moteur. On peut invoquer de nombreuses raisons aux écarts observés : dégradation du matériau due au

proche de la sinusoïde, du fait du rôle important joué par l'entrefer. Par contre, en MLI, la forme du courant est plus complexe. On peut simuler une alimentation en tension du moteur en couplant le modèle à un circuit électrique représentant la résistance du bobinage statorique et l'impédance des têtes de bobines, à condition bien entendu de disposer d'un modèle valable à haute fréquence. Dans tous les cas, la prise en compte correcte de la MLI demanderait le calcul d'un grand nombre de pas de temps, donc un temps de calcul et une place mémoire considérables.

Une approche plus simple pourrait consister à utiliser la remarque faite au § I.2.f : les pertes en MLI sont comprises entre les pertes en sinus et en trapèze. On peut donner une valeur aux pertes en MLI en employant une relation de la forme :

$$P_{MLI} = \alpha P_{\text{sinus}} + \beta P_{\text{trapèze}} \quad (\text{III-16})$$

Les coefficients  $\alpha$  et  $\beta$  dépendent de la fréquence de hachage, et peuvent être déduits de la courbe présentée sur le graphe I-20. On estime ainsi dans le cas du Fe 65/100, pour une MLI à 2,9 kHz :  $\alpha = 0,35$  et  $\beta = 0,65$ .

Nous avons par la suite modélisé le moteur alimenté en courant trapézoïdal, ce qui doit conduire à une induction quasi-trapézoïdale elle aussi. La pente du trapèze a été choisie pour correspondre au trapèze équivalent d'une MLI comme expliqué au paragraphe I.2.b. Le calcul a été effectué pour les cas de fonctionnement : 50, 75 et 100% du flux nominal. Le tableau III-3 donne les résultats obtenus. L'écart observé reste important. Cependant, on peut l'expliquer en remarquant que cette méthode ne permet pas de prendre en compte l'augmentation des pertes due à la déformation du signal MLI dans les conditions réelles de fonctionnement décrite au § I.3.c.

Flux / Flux nominal	50 %	75 %	100 %
Paramètre de modulation r	0,5	0,75	1
Temps de montée du trapèze équivalent (ms)	3,18	4,78	6,37
$P_{\text{Trapèze}}$ calculées (W)	31	59	108
$P_{\text{MLI}}$ déduites d'après la relation III-16 (W)	27	54	106
$P_{\text{MLI}}$ mesurées (W)	48	76	135

Tableau III-3 : Estimation des pertes au stator en MLI

### III.4. CONCLUSION

La méthode d'estimation des pertes présentée ici nous semble bien adaptée au problème qui nous intéresse : le calcul des pertes fer d'une machine tournante. En effet, cette méthode donne des résultats acceptables en onde déformée, à induction élevée, et à des fréquences relativement

Dans le cas d'un champ unidirectionnel, ceci permettra de retrouver la bonne valeur des pertes, puisqu'on aura alors  $B_{x'} = B$  et  $B_{y'} = 0$ .

### III.3.c Résultats obtenus

Nous avons repris la géométrie et le maillage du moteur utilisés au chapitre II pour déterminer l'importance des pulsations de flux, puis nous avons simulé le fonctionnement moteur à rotor sans aluminium tournant au synchronisme, pour différents niveaux d'induction. Pour cela, nous avons adapté l'intensité du courant dans les encoches afin de retrouver la bonne valeur de l'induction dans les dents. En effet, si à haute induction on retrouve bien par la simulation le flux mesuré lorsqu'on impose le courant mesuré, ceci n'est plus tout à fait vrai à induction plus faible, du fait de l'erreur commise par FLUX2D sur la fonction  $B(H)$ , qui est interpolée par une courbe spline du troisième ordre. Après ajustement des courants, on vérifie bien que l'induction dans la culasse correspond elle aussi à l'induction effectivement mesurée par les bobinages de mesure.

Le calcul des pertes fer a été ensuite effectué au stator et au rotor. Le tableau III-2 donne les résultats obtenus et la comparaison avec les estimations et mesures effectuées dans les chapitres précédents. Les graphes III-25 et III-26 montrent la densité de pertes estimée au stator et au rotor lorsque le moteur fonctionne à la tension nominale.

Flux / Flux nominal	Stator			Rotor		
	50 %	75 %	100 %	50 %	75 %	100 %
Mesure	28	59	117	15	34	60
Estimation Epstein (d'après mesures en sinus pur)	22 - 21%	48 - 19%	85 - 27%			
Estimation Epstein (d'après formes d'onde réelles)	21 - 25%	47 - 20%	90 - 23%			
Estimation FLUX2D	20 - 29%	45 - 24%	103 - 12%	23 + 53%	59 + 73%	78 + 30%

Tableau III-2 : Comparaison des différentes méthodes d'estimation des pertes (exprimées en W), et écart par rapport aux valeurs mesurées

Les pertes estimées restent inférieures aux pertes mesurées.

On constate donc que les pertes estimées par simulation au stator sont du même ordre que les pertes estimées d'après les mesures Epstein. A haute induction, les résultats sont même meilleurs

## CONCLUSION GÉNÉRALE

élevées ; ceci permet d'approcher les pertes dans des cas réels de fonctionnement, et même d'avoir accès aux pertes par pulsation qui se produisent dans certaines parties limitées du moteur.

D'autre part, cette méthode ne fait pas appel à une décomposition harmonique du signal, qu'on ne peut justifier dans le cas de matériaux non linéaires, mais utilise un paramètre plus significatif :  $\frac{dB(t)}{dt}$ . Enfin, le calcul numérique est simple et rapide, ce qui a permis de l'implanter dans un logiciel de calcul par éléments finis.

Cependant, le passage d'une méthode d'estimation en induction unidirectionnelle sur cadre Epstein à la modélisation 2D d'un moteur n'est pas évidente, et nous avons dû faire plusieurs hypothèses simplificatrices. L'anisotropie du matériau et les pertes spécifiques aux champs tournants n'ont été qu'approximativement prises en compte. De même, la carte de l'induction dans le moteur a été établie d'après un modèle de matériau magnétique B(H) sommaire, et n'est donc pas exacte.

D'autre part, le passage de la modélisation 2D au cas du moteur réel représente un "saut" encore plus important, et aux phénomènes purement 3D (effets de bord, des têtes de bobinages...) viennent se rajouter l'influence des diverses contraintes subies par le matériau ainsi que diverses imperfections : variations de l'entrefer (qui ne mesure que 0,25 mm dans notre cas), excentremets, etc... Dans ces conditions, obtenir une valeur des pertes au stator avec une précision de 10 à 30% nous semble raisonnable.

En ce qui concerne la méthode d'estimation des pertes, il reste encore beaucoup à faire, notamment l'étude des inductions polarisées, ainsi que la caractérisation et la validation sur d'autres matériaux.

## CONCLUSION GÉNÉRALE

L'étude du comportement de différents types de matériaux magnétiques soumis à des excitations à modulation de largeur d'impulsion a montré que la résistivité et l'épaisseur du matériau étaient deux paramètres influents sur l'augmentation des pertes.

Deux paramètres essentiels de la MLI ont été étudiés : la fréquence de hachage et le paramètre de modulation. Alors que l'augmentation de la fréquence de hachage n'apporte plus beaucoup de gain sur les pertes au delà d'un certain seuil, le paramètre de modulation est un paramètre plus sensible. Lorsqu'il est proche de 1, les pertes en MLI sont sensiblement les mêmes qu'en sinus, mais elles augmentent en raison inverse de ce paramètre et peuvent donc dépasser de beaucoup les pertes en sinus. La comparaison avec les pertes en induction trapézoïdale montre d'autre part que celles-ci majorent les pertes en MLI, alors que les pertes en sinus les minorent.

L'emploi d'un moteur instrumenté a permis de montrer que dans les conditions réelles de fonctionnement, la variation de flux dans les différentes parties du moteur en alimentation MLI est difficile à prévoir car elle est très déformée en certains points, par rapport au signal théorique. La nature non linéaire et hystérétique des matériaux magnétiques les rend très sensibles à cette déformation qui entraîne des pertes supplémentaires considérables. Ceci rend difficile la prédétermination des pertes en MLI.

Afin de valider l'estimation des pertes obtenues par la simple caractérisation de tôles sur cadre Epstein, nous nous sommes attachés à mesurer directement les pertes d'un moteur alimenté en MLI. Il est apparu alors que la méthode standardisée de mesure des pertes fer n'était pas assez précise, car elle prend en compte d'autres sources de pertes que nous avons essayé par ailleurs de localiser. L'utilisation d'une méthode de mesure plus précise, déjà ancienne, mais quelque peu tombée dans l'oubli a permis d'améliorer la mesure de la valeur des pertes fer au stator.

Cependant, la solution la plus simple pour la prédétermination des pertes fer d'une machine reste à notre avis l'emploi de logiciels de calcul par éléments finis. Nous nous sommes donc efforcés de mettre au point une méthode simple et rapide d'estimation, basée sur la caractérisation du matériau dans un large domaine d'inductions et de fréquences. Ceci a été rendu possible par l'emploi massif de l'informatique tant au niveau du stockage que de l'acquisition et du traitement des données. Les premiers résultats obtenus sont encourageants, mais il reste cependant beaucoup à faire, en ce qui concerne la validation de cette méthode. Il faudrait en particulier envisager de caractériser d'autres matériaux, d'appliquer la méthode d'estimation à d'autres structures de machines, de vérifier sa sensibilité à de nombreux paramètres.



## BIBLIOGRAPHIE



# BIBLIOGRAPHIE

- ALG-20 P-L. ALGER, R. EKSERGIAN  
"Induction motor core losses"  
Journal A.I.E.E. Oct. 1920, p. 906
- ALG-65 P-L. ALGER  
"The nature of induction machines"  
Gordon & Breach Science Publisher Inc., New York (1965)
- AMA-94 M. AMAR  
"Caractérisation et prédiction des pertes dans les tôles fer-silicium soumises à des tensions non-sinusoïdales, application au cas de la MLI"  
Thèse de doctorat (1994) Ecole Supérieure d'Electricité - Université Paris VI
- BER-88 G. BERTOTTI  
"General properties of power losses in soft ferromagnetic materials"  
IEEE Transactions on magnetics, vol. 24, N° 1, (1988)
- BER-91 G. BERTOTTI  
"Generalized Preisach model for the description of hysteresis and eddy current effects in metallic ferromagnetic materials"  
Journal of Applied Physics, 69, N° 8, (1991) pp. 4608-4610
- BER-92 G. BERTOTTI, M. PASQUALE  
"Physical interpretation of induction and frequency dependence of power losses in soft magnetic materials"  
IEEE Transactions on magnetics, vol. 28, N° 5, (1992) pp. 2787-2789
- BER-92 G. BERTOTTI  
"Dynamic generalization of the scalar Preisach model of hysteresis"  
IEEE Transactions on magnetics, vol. 28, N° 5, (1992) pp. 2599-2601
- BER-93 G. BERTOTTI, V. BASSO, M. PASQUALE  
"Application of the Preisach model to the calculation of magnetization curves and power losses in ferromagnetic materials"  
EMMA'93, Kosice



- DUM-93 F. DUMAS  
"Contribution à la modélisation des pertes fer dans les machines électriques tournantes"  
Thèse de doctorat (1993) Université Technologique de Compiègne
- FIO-90 F. FIORILLO, A. NOVIKOV  
"An improved approach to power losses in magnetic laminations under non sinusoidal induction waveform"  
IEEE Transactions on magnetics, vol. 26, N° 5, (1990) pp. 2559-2561
- HOA-95 E. HOANG  
"Etude, modélisation et mesure des pertes magnétiques dans les moteurs à réluctance variable à double saillance"  
Thèse de doctorat (1995) Ecole Normale Supérieure de Cachan
- KED-86 A. KEDOUS, D. LÉBOUC, P. BRISSONNEAU  
"Etude des pertes dans des tôles magnétiques soumises à des variations d'induction  $B(t)$  de forme trapézoïdale"  
Revue de Physique Appliquée 21 (1986) pp. 269-275
- KOS-69 M. KOSTENKO, L. PIOTROVSKI  
"Machines électriques - Tome 2 : Machines à courant alternatif"  
Editions Mir, Moscou (1969)
- LAV-75 J-D. LAVERS, P-P. BIRINGER  
"Prediction of core losses for high flux densities and distorted flux waveforms"  
IEEE Transactions on magnetics, vol. 12, N° 6, (1976) pp. 1053-1055
- LIW-67 M. LIWSHITZ  
"Calcul des machines électriques - Tome 1"  
Editions Dunod, Paris (1967)
- MAH-95 P. MAHE  
"Pertes magnétiques en régime d'alimentation de tension impulsionnelle ou MLI"  
Rapport de stage d'ingénieur, Ecole Nationale Supérieure de Physique de Grenoble (1995)

- BER-95 G. BERTOTTI  
 "Physical interpretation of eddy current losses in ferromagnetic materials, I - theoretical considerations"  
 Journal of Applied Physics, 57 (6), (1985) pp. 2110-2117
- BIO-58 G. BIORCI, D. PES CETTI  
 "Analytical theory of the behaviour of ferromagnetic materials"  
 Il Nuovo Cimento, vol. VII, N° 6, 1958, pp. 829-842
- BIS-85 J-E-L. BISHOP  
 "Enhanced eddy current loss due to domain displacement"  
 Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 24, N° 1, (1985)
- BOG-91 A. BOGLIETTI, P. FERRARIS, M. LAZZARI, F. PROFUMO  
 "Iron losses in magnetic materials with six step and PWM inverter supply"  
 IEEE Transactions on magnetics, vol. 27, N° 6, (1991) pp. 5334-5336
- BOG-93 A. BOGLIETTI, P. FERRARIS, M. LAZZARI, F. PROFUMO  
 "Effects of different modulation index on the iron losses in soft magnetic materials supplied by PWM inverter"  
 IEEE Transactions on magnetics, vol. 29, N° 6, (1993) pp. 3234-3326
- BOG-94 A. BOGLIETTI, P. FERRARIS, M. LAZZARI  
 "Induction motor iron losses measurement with a static converter supply using a slotless rotor test bench"  
 IEEE Transactions on magnetics, vol. 30, N° 6, (1994) pp. 4599-4601
- BOG-95 A. BOGLIETTI, P. FERRARIS, M. LAZZARI, M. PASTORELLI  
 "Change of iron losses with the switching supply frequency in soft magnetic materials supplied by PWM inverter"  
 IEEE Transactions on magnetics, vol. 31, N° 6, (1995) pp. 4250-4252
- BRI-90 P. BRISSONNEAU  
 "Matériaux magnétiques pour l'électrotechnique"  
 Cours de l'ENSIEG, non publié
- BRU-84 L. BRUGEL, P. BRISSONNEAU, A. KEDOUS, J-C. PERRIER  
 "Effects of the Epstein frame imperfections on the accuracy of power measurements at medium frequencies"

- SEG-89 G. SEGUIER, F. LABRIQUE  
"Les convertisseurs de l'électronique de puissance - Tome 4 : la conversion continu-alternatif"  
Technique et documentation - Lavoisier, Paris (1989)
- VEI-59 C-G. VEINOTT  
"Theory and design of small induction motors"  
Mc Graw-Hill Book Company Inc., New York (1959)
- WAL-95 O. WALTI  
"Contribution à la caractérisation des matériaux magnétiques soumis à des ondes complexes"  
Thèse de doctorat (1995) Université des Sciences et Technologies de Lille
- WIL-50 H-J. WILLIAMS, W. SHOCKLEY, C. KITTEL  
"Studies of the propagation velocity of the ferromagnetic domain boundary"  
Phys. Rev. 80, N° 6, (1950) p. 1090
- ZOU-91 S. ZOUZOU  
"Contribution à l'étude des pertes magnétiques en champ tournant"  
Thèse de doctorat (1991) Institut National Polytechnique de Grenoble

- MAY-91 I-D. MAYERGOYZ  
 "Mathematical models of hysteresis"  
 SPRINGER-VERLAG, New York (1991)
- MOR-89 M. MORIMOTO, K. OSHITANI, K. SUMITO, S. SATO, M. ISHIDA, S. OKUMA  
 "New single phase unity power factor PWM converter - inverter system"  
 IEEE Power Electron. Specialists Conference (1989) pp. 585-589
- OLI-82 E. OLIVIER  
 "Etude des performances d'un moteur asynchrone à cage alimenté par un onduleur à transistors MOS de puissance commandé en modulation de largeur d'impulsion"  
 Thèse de doctorat (1982) Institut National Polytechnique de Grenoble
- PRY-58 R-H. PRY, C-P. BEAN  
 "Calculation of the energy losses in magnetic sheet material using a domain model"  
 Journal of Applied Physics, N° 3, (1958) pp. 532-533
- ROU-96 L-L. ROUVE  
 "Prise en compte du comportement magnétique fréquentiel des tôles FeSi en modélisation électrotechnique"  
 Thèse de doctorat (1996) Institut National Polytechnique de Grenoble
- SAS-90 T. SASAKI, S. TAKADA  
 "Power losses of electrical iron sheets with quasi-sinusoidal magnetic flux change by PWM voltage excitations"  
 Anales de Fisica, série B, vol. 86 (1990)
- SPO-25 T. SPOONER  
 "Squirrel cage induction motor core losses"  
 Journal A.I.E.E. Fev. 1925, p. 135
- SPO-29 T. SPOONER, C-W. KINCAID  
 "No load induction motor core losses"  
 Journal A.I.E.E., jan. 1929, p. 645
- SUB-69 V. SUBBA RAO, O-I. BUTLER  
 "Stray load losses of polyphase cage-induction motors with particular reference to the condition of imperfect rotor-bar-iron insulation"  
 PROC. IEE, vol. 116, N° 5, mai 1969

ANNEXES



## ANNEXE I :

### RÉSOLUTION DE L'ÉQUATION DE LA DIFFUSION DANS L'HYPOTHÈSE $\mu_d$ LINÉAIRE

L'équation de la diffusion :

$$\frac{\partial^2 B}{\partial x^2} - \mu_d \sigma \frac{\partial B}{\partial t} = 0$$

admet des solutions de la forme :  $B(x,t) = A e^{\alpha x + \beta t} \sin(\alpha'x + \beta't)$

On dérive :  $\frac{\partial B}{\partial t} = A \beta e^{\alpha x + \beta t} \sin(\alpha'x + \beta't) + A \beta' e^{\alpha x + \beta t} \cos(\alpha'x + \beta't)$

de même :  $\frac{\partial^2 B}{\partial x^2} = A \alpha^2 e^{\alpha x + \beta t} \sin(\alpha'x + \beta't) + 2 A \alpha \alpha' e^{\alpha x} \cos(\alpha'x + \beta't) - A \alpha'^2 e^{\alpha x + \beta t} \sin(\alpha'x + \beta't)$

$$\Rightarrow \begin{cases} \alpha^2 - \alpha'^2 - \mu_d \sigma \beta = 0 \\ 2 \alpha \alpha' - \mu_d \sigma \beta' = 0 \end{cases}$$

L'induction en surface est :  $B_s \sin(\omega t + \varphi)$

on a donc :  $B\left(-\frac{e}{2}, t\right) = B_s \sin(\omega t + \varphi) \Rightarrow \beta = 0$  et  $\beta' = \omega$

( $e$  : épaisseur de la tôle)

$$\text{on en déduit : } \alpha = \alpha' = \pm \sqrt{\frac{\mu_d \sigma \omega}{2}}$$

les solutions sont de la forme :  $B(x, t) = A e^{\alpha x} \sin(\omega t + \alpha x) + B e^{-\alpha x} \sin(\omega t - \alpha x)$

par symétrie :  $B(x, t) = B(-x, t) \Rightarrow A = B$

$$\begin{aligned} \text{donc : } B(x, t) &= A [e^{\alpha x} \sin(\omega t + \alpha x) + e^{-\alpha x} \sin(\omega t - \alpha x)] \\ &= A [e^{\alpha x} (1+i) \sin(\omega t) - e^{\alpha x} (1-i) \sin(\omega t)] = 2 A \operatorname{ch}((1+i)\alpha x) \sin(\omega t) \end{aligned}$$

$$B\left(-\frac{e}{2}, t\right) = 2 A \operatorname{ch}\left((1+i)\alpha \frac{e}{2}\right) \sin(\omega t) = B_s \sin(\omega t) \tag{1}$$

Calculons l'induction moyenne dans l'épaisseur de la tôle  $\bar{B}(t)$ :

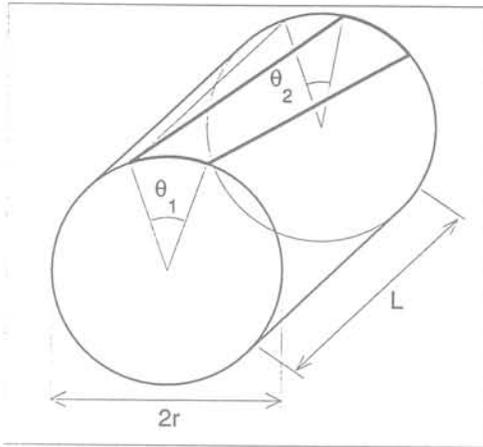
$$\bar{B}(t) = \frac{1}{e} \int_{-\frac{e}{2}}^{\frac{e}{2}} B(x,t) dx = \frac{2A}{e} \sin(\omega t) \int_{-\frac{e}{2}}^{\frac{e}{2}} \operatorname{ch}((1+i)\alpha x) dx$$



## ANNEXE II :

### MESURE DES HARMONIQUES DU CHAMP PAR UN BOBINAGE AU ROTOR

- Influence de la largeur et de l'inclinaison des bobines de mesure :



Le champ tournant est de la forme :

$$B = B_0 \sin(\omega t + k\theta)$$

Le flux mesuré est :

$$\phi = \int_0^L \left[ \int_{\frac{x}{L}\theta_2}^{\frac{x}{L}\theta_2 + \theta_1} B_0 \sin(\omega t + k\theta) r d\theta \right] dx = \frac{-B_0 r}{k} \int_0^L \left[ \cos\left(\omega t + k\frac{x}{L}\theta_2 + k\theta_1\right) - \cos\left(\omega t + k\frac{x}{L}\theta_2\right) \right] dx$$

$$= \frac{2B_0 r}{k} \sin\left(k\frac{\theta_1}{2}\right) \int_0^L \sin\left(\omega t + k\frac{x}{L}\theta_2 + k\frac{\theta_1}{2}\right) dx = \frac{4B_0 r L}{k^2 \theta_2} \sin\left(k\frac{\theta_1}{2}\right) \sin\left(k\frac{\theta_2}{2}\right) \sin\left(\omega t + k\frac{\theta_1}{2} + k\frac{\theta_2}{2}\right)$$

La tension mesurée est :

$$U = N \frac{d\phi}{dt} \quad (N : \text{nombre de spires du bobinage de mesure})$$

donc :

$$B_0 = \frac{U k^2 \theta_2}{4 r L N \omega \sin\left(k\frac{\theta_1}{2}\right) \sin\left(k\frac{\theta_2}{2}\right)}$$

$$\text{si } \theta_2 = 0 : \quad B_0 = \frac{U k}{2 r L N \omega \sin\left(k\frac{\theta_1}{2}\right)}$$

- Champ dans l'entrefer :

$$B = [B_1 \cos(\omega t + p\theta) + B_5 \cos(-5\omega t + p\theta) + B_7 \cos(7\omega t + p\theta) + \dots] [\alpha_0 + \alpha_n \cos(n\theta) + \alpha_{2n} \cos(2n\theta) + \dots]$$

Le premier terme correspond au champ tournant créé au stator, le second à la modulation due aux dents.

$$\bar{B}(t) = \frac{2A}{e} \sin(\omega t) \left[ \frac{\text{sh}[(1+i)\alpha x]}{(1+i)\alpha} \right]_{-\frac{e}{2}}^{\frac{e}{2}} = \frac{2A}{e} \sin(\omega t) \frac{2 \text{sh}[(1+i)\alpha e]}{(1+i)\alpha}$$

D'après (1) :

$$\bar{B} = \frac{2B_s}{\alpha e} \frac{1}{(1+i)} \text{th} \left( (1+i)\alpha \frac{e}{2} \right)$$

comme :  $\text{th}[(1+i)x] = \frac{e^{(1+i)x} - e^{-(1+i)x}}{e^{(1+i)x} + e^{-(1+i)x}} = \frac{\cos x \text{sh} x + i \sin x \text{ch} x}{\cos x \text{ch} x + i \sin x \text{sh} x}$

on a :

$$|\text{th}[(1+i)x]| = \sqrt{\frac{\cos^2 x \text{sh}^2 x + \sin^2 x \text{ch}^2 x}{\cos^2 x \text{ch}^2 x + \sin^2 x \text{sh}^2 x}} = \sqrt{\frac{\sin^2 x + \text{sh}^2 x}{\cos^2 x + \text{sh}^2 x}} = \sqrt{\frac{\text{ch} 2x - \cos 2x}{\text{ch} 2x + \cos 2x}}$$

et :

$$\arg(\text{th}[(1+i)x]) = \text{atg} \left( \frac{\sin x \text{ch} x}{\cos x \text{sh} x} \right) - \text{atg} \left( \frac{\sin x \text{sh} x}{\cos x \text{ch} x} \right) = \text{atg} \left( \frac{\frac{\sin x \cos x}{\cos^2 x \text{sh} x \text{ch} x}}{1 + \frac{\sin^2 x}{\cos^2 x}} \right) = \text{atg} \left( \frac{\frac{\sin 2x}{\text{sh} 2x}}{\cos^2 x + \sin^2 x} \right) = \text{atg} \left( \frac{\sin 2x}{\text{sh} 2x} \right)$$

donc

$$|\bar{B}| = |B_s| \frac{\sqrt{2}}{\alpha e} \sqrt{\frac{\text{ch} \alpha e - \cos \alpha e}{\text{ch} \alpha e + \cos \alpha e}}$$

et

$$\arg(\bar{B}) = \arg(B_s) - \frac{\pi}{4} + \text{atg} \left( \frac{\sin \alpha e}{\text{sh} \alpha e} \right)$$

avec :

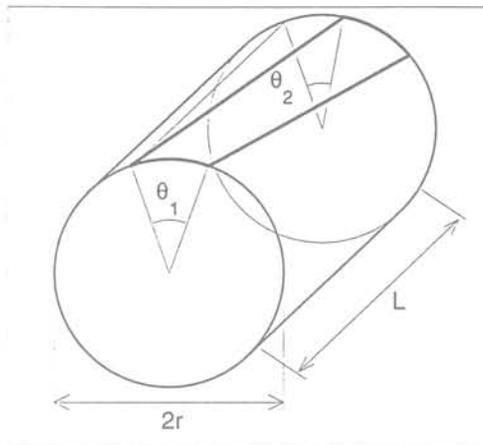
$$\alpha = \sqrt{\frac{\mu_d \sigma \omega}{2}}$$

Cette relation permet donc de retrouver l'induction en surface à partir de l'induction moyenne et inversement.

## ANNEXE II :

### MESURE DES HARMONIQUES DU CHAMP PAR UN BOBINAGE AU ROTOR

- Influence de la largeur et de l'inclinaison des bobines de mesure :



Le champ tournant est de la forme :

$$B = B_0 \sin(\omega t + k\theta)$$

Le flux mesuré est :

$$\phi = \int_0^L \left[ \int_{\frac{x}{L}\theta_2}^{\frac{x}{L}\theta_2 + \theta_1} B_0 \sin(\omega t + k\theta) r d\theta \right] dx = \frac{-B_0 r}{k} \int_0^L \left[ \cos\left(\omega t + k\frac{x}{L}\theta_2 + k\theta_1\right) - \cos\left(\omega t + k\frac{x}{L}\theta_2\right) \right] dx$$

$$= \frac{2 B_0 r}{k} \sin\left(k \frac{\theta_1}{2}\right) \int_0^L \sin\left(\omega t + k\frac{x}{L}\theta_2 + k\frac{\theta_1}{2}\right) dx = \frac{4 B_0 r L}{k^2 \theta_2} \sin\left(k \frac{\theta_1}{2}\right) \sin\left(k \frac{\theta_2}{2}\right) \sin\left(\omega t + k\frac{\theta_1}{2} + k\frac{\theta_2}{2}\right)$$

La tension mesurée est :

$$U = N \frac{d\phi}{dt} \quad (N : \text{nombre de spires du bobinage de mesure})$$

donc :

$$B_0 = \frac{U k^2 \theta_2}{4 r L N \omega \sin\left(k \frac{\theta_1}{2}\right) \sin\left(k \frac{\theta_2}{2}\right)}$$

$$\text{si } \theta_2 = 0 : \quad B_0 = \frac{U k}{2 r L N \omega \sin\left(k \frac{\theta_1}{2}\right)}$$

- Champ dans l'entrefer :

$$B = [B_1 \cos(\omega t + p\theta) + B_5 \cos(-5\omega t + p\theta) + B_7 \cos(7\omega t + p\theta) + \dots] [\alpha_0 + \alpha_n \cos(n\theta) + \alpha_{2n} \cos(2n\theta) + \dots]$$

Le premier terme correspond au champ tournant créé au stator, le second à la modulation due aux dents.

On développe :

$$B = \alpha_0 \left\{ B_1 \cos(\omega t + p\theta) + B_5 \cos(-5\omega t + p\theta) + B_7 \cos(7\omega t + p\theta) + \dots \right\}$$

$$+ \frac{1}{2} \alpha_n \left\{ B_1 [\cos(\omega t + (p+n)\theta) + \cos(\omega t + (p-n)\theta)] + B_5 [\cos(-5\omega t + (p+n)\theta) + \cos(-5\omega t + (p-n)\theta)] \right. \\ \left. + B_7 [\cos(7\omega t + (p+n)\theta) + \cos(7\omega t + (p-n)\theta)] + \dots \right\}$$

$$+ \frac{1}{2} \alpha_{2n} \left\{ B_1 [\cos(\omega t + (p+2n)\theta) + \cos(\omega t + (p-2n)\theta)] + B_5 [\cos(-5\omega t + (p+2n)\theta) + \cos(-5\omega t + (p-2n)\theta)] \right. \\ \left. + B_7 [\cos(7\omega t + (p+2n)\theta) + \cos(7\omega t + (p-2n)\theta)] + \dots \right\}$$

On passe dans le repère du rotor :  $\theta = -\frac{\omega t}{p} + \theta'$

$$B' = \alpha_0 \left\{ B_1 \cos(p\theta') + B_5 \cos(-6\omega t + p\theta') + B_7 \cos(6\omega t + p\theta') + \dots \right\}$$

$$+ \frac{1}{2} \alpha_n \left\{ B_1 \left[ \cos\left(\frac{n}{p}\omega t + (p+n)\theta'\right) + \cos\left(\frac{n}{p}\omega t + (p-n)\theta'\right) \right] + B_5 \left[ \cos\left(\left(-6 - \frac{n}{p}\right)\omega t + (p+n)\theta'\right) + \cos\left(\left(-6 + \frac{n}{p}\right)\omega t + (p-n)\theta'\right) \right] \right. \\ \left. + B_7 \left[ \cos\left(\left(6 - \frac{n}{p}\right)\omega t + (p+n)\theta'\right) + \cos\left(\left(6 + \frac{n}{p}\right)\omega t + (p-n)\theta'\right) \right] + \dots \right\}$$

$$+ \frac{1}{2} \alpha_{2n} \left\{ B_1 \left[ \cos\left(\frac{2n}{p}\omega t + (p+2n)\theta'\right) + \cos\left(\frac{2n}{p}\omega t + (p-2n)\theta'\right) \right] + B_5 \left[ \cos\left(\left(-6 - \frac{2n}{p}\right)\omega t + (p+2n)\theta'\right) + \cos\left(\left(-6 + \frac{2n}{p}\right)\omega t + (p-2n)\theta'\right) \right] \right. \\ \left. + B_7 \left[ \cos\left(\left(6 - \frac{2n}{p}\right)\omega t + (p+2n)\theta'\right) + \cos\left(\left(6 + \frac{2n}{p}\right)\omega t + (p-2n)\theta'\right) \right] + \dots \right\}$$

$$B' = \alpha_0 \left\{ B_1 \cos(p\theta') + B'_6 \cos(p\theta') \cos(6\omega t + \phi_6) + \dots \right\} + \alpha_n \left\{ B_1 \cos(p\theta') \cos\left(\frac{n}{p}\omega t + n\theta'\right) + \dots \right\}$$

$$+ \alpha_{2n} \left\{ B_1 \cos(p\theta') \cos\left(\frac{2n}{p}\omega t + 2n\theta'\right) + \dots \right\}$$

Dans notre cas,  $p = 2$  et  $n = 48$ , on retrouve donc sur le rotor les harmoniques 6, 24, 48, mais aussi 18, 30, 42 et 54.

• Mesures sur le bobinage :

On en déduit la valeur de l'harmonique 24 de l'induction en fonction de l'harmonique 24 de la tension mesurée :

$$\left( \text{dans notre cas : } N = 1, \theta_1 = \frac{2\pi}{4 \cdot 48}, \theta_2 = 0, r = \frac{4 \cdot 48}{2\pi} \ell \right)$$

donc :

$$B_{24} = \frac{U_{24}}{\ell L \omega} \frac{\pi}{2\sqrt{2}}$$

on déduit de même :

$$B_{48} = \frac{U_{48}}{\ell L \omega} \frac{\pi}{2}$$

# ÉTUDE DES PERTES MAGNÉTIQUES SUPPLÉMENTAIRES DANS LES MACHINES ASYNCHRONES ALIMENTÉES PAR ONDULEUR À MODULATION DE LARGEUR D'IMPULSION

La banalisation de l'emploi d'onduleurs à Modulation de Largeur d'Impulsion pour l'alimentation des machines asynchrones rend indispensable l'étude des pertes magnétiques supplémentaires qu'ils engendrent. L'influence des paramètres principaux de la MLI, fréquence de hachage et paramètre de modulation est étudiée, grâce un banc de mesure de type cadre Epstein spécialement adapté. L'emploi d'un moteur instrumenté de 4 kW permet d'observer les formes d'ondes réellement présentes dans les différentes parties du circuit magnétique, et de montrer que la déformation du signal MLI entraîne une forte augmentation des pertes magnétiques. Le calcul des pertes totales du moteur à partir des formes d'ondes relevées révèle qu'il existe un écart important avec les pertes fer mesurées par la méthode standardisée, car celle-ci ne permet pas une décomposition détaillée des pertes. Une méthode plus précise est donc proposée. Cependant, l'amélioration du calcul des pertes fer passe aussi par une meilleure prise en compte de la géométrie et des phénomènes locaux, que seule une simulation par éléments finis permet d'approcher. Une méthode originale d'estimation des pertes basée sur une caractérisation préalable du matériau dans un large domaine d'inductions et de fréquences est donc présentée. Cette méthode permet de retrouver les cycles d'hystérésis dynamiques dans des conditions d'excitation quelconques. Elle a été associée au logiciel de calcul par éléments finis FLUX2D et appliquée avec succès au calcul des pertes magnétiques dans le stator et le rotor d'une machine asynchrone.

Mots-clés : MOTEUR ASYNCHRONE, MODÉLISATION, ONDULEUR, HYSTÉRÉSIS, MODULATION DE LARGEUR D'IMPULSION, TÔLES MAGNÉTIQUES, PERTES FER, INDUCTION NON SINUSOÏDALE.

## STUDY OF ADDITIONAL MAGNETIC LOSSES IN INDUCTION MOTORS SUPPLIED BY PULSE WIDTH MODULATION INVERTERS

Pulse Width Modulation inverters are now widely used for supplying induction machines. A better understanding of the additional magnetic losses they generate is therefore needed. Influence of the main parameters of PWM signals (chopping frequency and modulation parameter) has been studied thanks to a special measurement bench, based on a special Epstein frame. The use of a test motor equipped with search coils allowed comparison between theoretical and real waveforms in the different parts of the stator. This proved that the distortion of the PWM signal was the reason for a considerable increase of magnetic losses. Calculation of total motor losses using the waveforms measured showed a significant difference with iron losses directly measured with standard procedure, because this procedure does not allow a detailed decomposition of the origin of losses. A more precise method led to a better estimation of stator losses. Nevertheless, improving iron loss calculation requires taking into account the influence of the geometry and local phenomena. Only a finite element method can give such information, that is why we propose an original way of estimating iron losses. This entirely digital method is based on a preliminary characterization of the material, in a wide range of frequencies and inductions. This method allows the calculation of dynamic hysteresis cycles under distorted excitation. It has been implemented in FLUX2D, a finite element software, and then applied to the calculation of iron losses in the stator and the rotor of an induction machine.

Keywords : INDUCTION MOTOR, MODELLING, INVERTER, HYSTERESIS, PULSE WIDTH MODULATION, MAGNETIC MATERIALS, IRON LOSSES, NON SINUSOIDAL INDUCTION.

*Handwritten notes:*  
S<sub>1</sub> = 100 mm  
S<sub>2</sub> = 100 mm  
S<sub>3</sub> = 100 mm  
S<sub>4</sub> = 100 mm  
S<sub>5</sub> = 100 mm  
S<sub>6</sub> = 100 mm  
S<sub>7</sub> = 100 mm  
S<sub>8</sub> = 100 mm  
S<sub>9</sub> = 100 mm  
S<sub>10</sub> = 100 mm  
S<sub>11</sub> = 100 mm  
S<sub>12</sub> = 100 mm  
S<sub>13</sub> = 100 mm  
S<sub>14</sub> = 100 mm  
S<sub>15</sub> = 100 mm  
S<sub>16</sub> = 100 mm  
S<sub>17</sub> = 100 mm  
S<sub>18</sub> = 100 mm  
S<sub>19</sub> = 100 mm  
S<sub>20</sub> = 100 mm  
S<sub>21</sub> = 100 mm  
S<sub>22</sub> = 100 mm  
S<sub>23</sub> = 100 mm  
S<sub>24</sub> = 100 mm  
S<sub>25</sub> = 100 mm  
S<sub>26</sub> = 100 mm  
S<sub>27</sub> = 100 mm  
S<sub>28</sub> = 100 mm  
S<sub>29</sub> = 100 mm  
S<sub>30</sub> = 100 mm  
S<sub>31</sub> = 100 mm  
S<sub>32</sub> = 100 mm  
S<sub>33</sub> = 100 mm  
S<sub>34</sub> = 100 mm  
S<sub>35</sub> = 100 mm  
S<sub>36</sub> = 100 mm  
S<sub>37</sub> = 100 mm  
S<sub>38</sub> = 100 mm  
S<sub>39</sub> = 100 mm  
S<sub>40</sub> = 100 mm  
S<sub>41</sub> = 100 mm  
S<sub>42</sub> = 100 mm  
S<sub>43</sub> = 100 mm  
S<sub>44</sub> = 100 mm  
S<sub>45</sub> = 100 mm  
S<sub>46</sub> = 100 mm  
S<sub>47</sub> = 100 mm  
S<sub>48</sub> = 100 mm  
S<sub>49</sub> = 100 mm  
S<sub>50</sub> = 100 mm  
S<sub>51</sub> = 100 mm  
S<sub>52</sub> = 100 mm  
S<sub>53</sub> = 100 mm  
S<sub>54</sub> = 100 mm  
S<sub>55</sub> = 100 mm  
S<sub>56</sub> = 100 mm  
S<sub>57</sub> = 100 mm  
S<sub>58</sub> = 100 mm  
S<sub>59</sub> = 100 mm  
S<sub>60</sub> = 100 mm  
S<sub>61</sub> = 100 mm  
S<sub>62</sub> = 100 mm  
S<sub>63</sub> = 100 mm  
S<sub>64</sub> = 100 mm  
S<sub>65</sub> = 100 mm  
S<sub>66</sub> = 100 mm  
S<sub>67</sub> = 100 mm  
S<sub>68</sub> = 100 mm  
S<sub>69</sub> = 100 mm  
S<sub>70</sub> = 100 mm  
S<sub>71</sub> = 100 mm  
S<sub>72</sub> = 100 mm  
S<sub>73</sub> = 100 mm  
S<sub>74</sub> = 100 mm  
S<sub>75</sub> = 100 mm  
S<sub>76</sub> = 100 mm  
S<sub>77</sub> = 100 mm  
S<sub>78</sub> = 100 mm  
S<sub>79</sub> = 100 mm  
S<sub>80</sub> = 100 mm  
S<sub>81</sub> = 100 mm  
S<sub>82</sub> = 100 mm  
S<sub>83</sub> = 100 mm  
S<sub>84</sub> = 100 mm  
S<sub>85</sub> = 100 mm  
S<sub>86</sub> = 100 mm  
S<sub>87</sub> = 100 mm  
S<sub>88</sub> = 100 mm  
S<sub>89</sub> = 100 mm  
S<sub>90</sub> = 100 mm  
S<sub>91</sub> = 100 mm  
S<sub>92</sub> = 100 mm  
S<sub>93</sub> = 100 mm  
S<sub>94</sub> = 100 mm  
S<sub>95</sub> = 100 mm  
S<sub>96</sub> = 100 mm  
S<sub>97</sub> = 100 mm  
S<sub>98</sub> = 100 mm  
S<sub>99</sub> = 100 mm  
S<sub>100</sub> = 100 mm