



**HAL**  
open science

# CONCEPTION ET VALIDATION D'UN DISPOSITIF DE CARACTERISATION MAGNETIQUE SOUS EXCITATION BIDIMENSIONNELLE. COMPORTEMENT DES TOLES FeSi EN "CHAMP TOURNANT"

Nadim Nencib

► **To cite this version:**

Nadim Nencib. CONCEPTION ET VALIDATION D'UN DISPOSITIF DE CARACTERISATION MAGNETIQUE SOUS EXCITATION BIDIMENSIONNELLE. COMPORTEMENT DES TOLES FeSi EN "CHAMP TOURNANT". Energie électrique. Institut National Polytechnique de Grenoble (INPG), 1994. Français. <NNT: >. <tel-01926190>

**HAL Id: tel-01926190**

**<https://hal.science/tel-01926190v1>**

Submitted on 19 Nov 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.



HAL Authorization

# THESE

présentée par

**Nadim NENCIB**

pour le grade de **DOCTEUR**

**de l'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE**

( Arrêté ministériel du 30 mars 1992 )

( Spécialité : Génie Electrique )

---

**CONCEPTION ET VALIDATION D'UN DISPOSITIF DE CARACTERISATION  
MAGNETIQUE SOUS EXCITATION BIDIMENSIONNELLE.  
COMPORTEMENT DES TOLES FeSi EN "CHAMP TOURNANT"**

---

Date de la soutenance : 28 octobre 1994

Composition du jury :

Monsieur	B. CORNUT	Président
Messieurs	D. BINESTI J.L. PORTESEIL J.F. RIALLAND	Examineurs
Madame	A. KEDOUS - LEBOUC	

Thèse préparée au sein du Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble



## REMERCIEMENTS

Ce travail a été réalisé au sein du Laboratoire d'Électrotechnique de Grenoble (L.E.G. - U.R.A. CNRS 355) dans l'équipe "Matériaux Magnétiques", sous la direction scientifique de Mme Afef KEDOUS-LEBOUC.

Il a pu être mené à bien grâce au financement du Ministère de la Recherche et de la Technologie auquel j'adresse tous mes remerciements.

Je tiens à remercier :

M. Bruno CORNUT, Professeur à l'INPG de Grenoble, qui m'a fait l'honneur de présider le jury de cette thèse et m'a accueilli chaleureusement dans son équipe,

M. J. L. PORTESEIL, Professeur à l'UJF de Grenoble,

M. J. F. RIALLAND, Professeur au CNAM de Paris,

M. D. BINESTI, Ingénieur à la Division des Etudes et Recherches, EDF- Paris,  
pour avoir manifesté leur intérêt pour ce travail en honorant le jury de leur présence;

Mme Afef KEDOUS-LEBOUC, Chargé de Recherche au CNRS, qui m'a proposé ce sujet et qui a toujours su me faire profiter pleinement de ses compétences et de ses idées dans la réalisation de ce travail.

Je remercie également pour son accueil M. Robert PERRET, Directeur Exécutif du LEG, et à travers lui l'ensemble des membres du Laboratoire pour leur contribution direct ou indirect à ces travaux et plus particulièrement :

Josiane VERNA, Sylvie PELLETIER et Jacqueline DELAYE,

MM Pierre BRISSONNEAU, J. DAVOINE, Ch. GUERIN et Th. WAECKERLE pour toutes les discussions que nous avons eues;

M Yves MARECHAL pour son aide et ses conseils avisés lors des essais de modélisation par CAO;

M. Bruno MALLET pour son aide et sa contribution à la réalisation du cadre "champ tournant".



# SOMMAIRE



## SOMMAIRE

<b>INTRODUCTION</b>	5
<b>CHAPITRE I : CHAMPS TOURNANTS DANS LES MACHINES ELECTRIQUES</b>	
<b>I.1 - Importance des champs tournants dans les machines électriques</b>	9
I.1.1. - Les champs tournants dans les joints de transformateurs triphasés	10
I.1.2 - Les champs tournants dans les moteurs et alternateurs	15
<b>I.2 - Comportement magnétique des tôles en champ tournant</b>	
I.2.1 - Présentation du premier dispositif de caractérisation des tôles en champ tournant du LEG	18
I.2.2 - Expression des pertes magnétiques en champ tournant	19
I.2.3 - Variations des pertes magnétiques en champ tournant en fonction de l'induction	22
I.2.4 - Peut-on déterminer les pertes en champ tournant à partir des pertes en champ alternatif ?	23
I.2.5 - Influence de la texture du matériau sur les pertes en champ tournant	27
I.2.6 - Représentation de l'anisotropie macroscopique de la tôle	29
<b>I.3 - Objectifs de l'étude</b>	32
<b>CHAPITRE II : MODELISATION 2D ET 3D D'UN CADRE "CHAMP TOURNANT"</b>	
<b>II.1 - Caractéristiques du problème "modélisation d'un cadre "champ tournant""</b>	35
<b>II.2 - Modélisation bidimensionnelle du cadre "champ tournant"</b>	36
II.2.1 - Géométrie, équation et conditions aux limites	36
II.2.2 - Etude des variations du champ et de l'induction magnétique pour différentes rotations $\theta$ de l'aimantation	39
II.2.3 Conclusions	44

<b>II.3 - Analyse tridimensionnelle du cadre "champ tournant"</b>	45
II.3.1 - Géométrie, équation et conditions aux limites	45
II.3.2 - Influence de la structure des culasses	49
II.3.3 - Influence de la longueur de pénétration $L_p$	49
II.3.4 - Influence de la largeur des culasses	51
II.3.5 - Influence de la perméabilité	51
II.3.6 - Influence de l'entrefer	52
II.3.7 - Variation du champ magnétique suivant l'axe perpendiculaire au centre de la tôle	54
<b>II.4 - Comparaison des résultats 2D et 3D</b>	54
<b>II.5 - Conclusion</b>	56
<b>CHAPITRE III : REALISATION DU CADRE EN CHAMP TOURNANT ET ANALYSE EXPERIMENTALE</b>	
<b>III.1 - Description du nouveau cadre "champ tournant"</b>	58
<b>III.2 - Etude de la répartition du champ magnétique à la surface de l'échantillon</b>	59
III.2.1 - Dispositif de mesure du champ et tests préliminaires	59
III.2.2 - Homogénéité du champ magnétique à la surface de la tôle pour un entrefer nul	62
III.2.3 - Influence de l'entrefer	66
III.2.4 - Répartition du champ H sur l'axe perpendiculaire au plan de la tôle	69
<b>III.3 - Réalisation pratique des bobines de champ magnétique</b>	70
III.3.1 - Description des bobines de champ	70
III.3.2 - Etalonnage des bobines de champ magnétique	72
<b>III.4 - Détection de l'induction : étude de la méthode des pointes</b>	73
III.4.1 - Principe de la méthode	74
III.4.2 - Vérification de la méthode par le cadre à bande unique	75
III.4.3 - Conclusion	78

**CHAPITRE IV : BANC DE MESURE ASSOCIE AU CADRE "CHAMP TOURNANT"**

<b>IV.1 - Description du banc de mesure</b>	81
<b>IV.2 - Réalisation de l'asservissement</b>	83
IV.2.1 - Principe de l'asservissement	83
IV.2.2 - Correction du système	84
IV.2.3 - Performance de l'asservissement	87
<b>IV.3 - Qualification du banc de mesure</b>	88
IV.3.1 - Répétabilité des mesures avec le cadre "champ tournant"	88
IV.3.2 - Vérification de la symétrie du dispositif	91
IV.2.3 - Comparaison cadre "champ tournant" et cadre à bande unique	91
IV.3.4 - Sensibilité des mesures avec la méthode des bobines de champ	95

**CHAPITRE V : COMPORTEMENT DES TÔLES FeSi SOUS EXCITATION  
BIDIMENSIONNELLE**

<b>V.1 - Comportement en inductions tournantes</b>	98
<b>V.2 - Comportement en inductions alternatives dans une direction quelconque</b>	101
V.2.1 - Pertes magnétiques	102
V.2.2 - Champs magnétiques	104
<b>V.3 - Représentation géométrique des pertes en champ tournant</b>	106
<b>CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES</b>	112

**BIBLIOGRAPHIE**



# INTRODUCTION



## INTRODUCTION

L'utilisation optimale des matériaux magnétiques en construction électrique nécessite de connaître de manière précise leurs propriétés magnétiques : induction, perméabilité, pertes, courbes  $B(H)$ , etc.... dans leurs conditions réelles de fonctionnement. Les performances de ces matériaux, essentiellement les tôles de fer et de fer-silicium, sont en évolution permanente afin de satisfaire le marché. Les matériaux industriels sont caractérisés conventionnellement en induction sinusoïdale à 50/60 Hz dans les deux directions principales de la tôle : direction de laminage pour les tôles FeSi à grains orientés et moyenne de la direction de laminage et transverse pour les tôles Fe ou FeSi à grains non orientés. Cette caractérisation standard est insuffisante en raison du caractère anisotrope des propriétés magnétiques et des conditions très diverses d'utilisation des tôles.

Du point de vue physique, on sait que la structure microscopique en domaines magnétiques est à l'origine des mécanismes de variation de l'aimantation et du développement des pertes magnétiques. Cette structure dépend de la nature du matériau (composition, défauts, textures, taille des grains, ...) et évolue avec les conditions d'excitation du matériau. Elle est si complexe que les modèles de comportement des tôles ont toujours un caractère phénoménologique (quand il ne sont pas purement mathématiques) et utilisent dans tous les cas les caractéristiques expérimentales des matériaux décrits. Du point de vue de l'ingénieur électricien, une analyse fine de la distribution du flux dans les circuits magnétiques des machines électriques montre que le matériau peut travailler localement ou globalement dans différentes conditions :

- fréquence supérieure à 50 ou 60 Hz
- induction trapézoïdale (saturation ou présence d'aimants)
- induction sinusoïdale distordue à cause de l'apparition des harmoniques d'espace dues à la structure de la machine ou encore à ceux de son alimentation par des convertisseurs statiques
- excitation suivant des axes d'orientation variable, intermédiaire entre la direction de laminage et la direction transverse
- flux tournant dans le plan de la tôle

A ces différentes sollicitations, il faut adjoindre l'effet des contraintes et des déformations introduites lors de la mise en forme du circuit magnétique. Ces conditions de fonctionnement révèlent généralement des propriétés magnétiques globales dégradées, propriétés qu'il est difficile, voire impossible de déduire de celles obtenues dans des conditions normalisées. Il est donc nécessaire de pouvoir reproduire ces conditions de fonctionnement au laboratoire. On pourra alors mesurer et comprendre les tôles magnétiques dans leurs conditions réelles d'utilisation.

Dans cette étude nous nous intéressons plus particulièrement au comportement des matériaux magnétiques quand ils sont soumis à une excitation bidimensionnelle ou à un flux tournant, ce phénomène observé dans la majorité des dispositifs électrotechniques, a été étudié dès le début des machines tournantes. Plusieurs investigations ont été menées pour caractériser l'hystérésis tournante et analyser les processus physiques fondamentaux de l'aimantation. Les mesures des pertes étaient basées sur un principe mécanique de mesure du couple d'entraînement subi par un échantillon placé dans un champ d'excitation tournant. Elles souffraient cependant de manque de moyens techniques. Depuis une dizaine d'années environ, la recherche dans ce domaine, aidée par une progression rapide de l'électronique et de l'informatique, a permis de faire évoluer et de développer des dispositifs de caractérisation plus performants permettant à la fois de bien contrôler l'excitation et d'effectuer des mesures fines des grandeurs magnétiques. Le Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble, s'est engagé dans cette voie il y a environ six ans. Un premier banc de mesure a été développé et a permis d'acquérir une première expérience dans ce domaine. Notre travail constitue une suite aux efforts menés d'une part pour améliorer les outils de caractérisation en champ tournant et d'autre part pour progresser dans la connaissance de lois de comportement des matériaux dans ces conditions.

Le premier chapitre de ce mémoire est consacré à situer l'importance des champs tournants dans les machines électriques et à présenter les principaux travaux sur l'étude du comportement des tôles dans ces conditions. Nous y détaillons également les objectifs de l'étude. Dans le Chapitre II, nous effectuons une analyse bi et tridimensionnelle du dispositif de mesure à l'aide des logiciels FLUX2D et FLUX3D. Elle a permis d'évaluer l'influence des paramètres géométriques et de les optimiser. La description du nouveau cadre "champ tournant" et sa vérification par une analyse expérimentale de la distribution du champ à la surface de l'échantillon font l'objet du Chapitre III. Le Chapitre IV présente le banc de mesures associé au cadre réalisé et l'asservissement réalisé pour imposer des inductions circulaires ou elliptiques dans le plan de la tôle. Une qualification de ce banc y est également faite en le confrontant aux essais, menés avec le cadre à "bande unique". Dans le Chapitre V, nous déterminons et analysons le comportement magnétique de deux types de tôles : FeSi GO, FeSi NO en régime d'induction tournante circulaire et elliptique et en régime d'induction sinusoïdale le long d'un axe donné du plan de la tôle. Une nouvelle représentation géométrique permettant de mieux rendre compte de l'hystérésis est aussi proposée et commentée dans ce dernier chapitre.

# CHAPITRE I

## CHAMPS TOURNANTS DANS LES MACHINES ELECTRIQUES



## CHAPITRE I

### CHAMPS TOURNANTS DANS LES MACHINES ELECTRIQUES

Dans certaines régions des circuits magnétiques, le champ ou l'induction ne gardent pas une direction fixe durant une période d'alimentation mais tourne plus ou moins régulièrement dans le plan de la tôle. C'est le cas par exemple des joints en T des transformateurs triphasés ou encore du stator d'une machine synchrone ou asynchrone.

Ce phénomène qui a été mis en évidence par des études de la répartition de l'induction dans les différentes parties de la machine trouve son origine essentiellement dans la forme du circuit magnétique et dans les conditions d'excitations polyphasées. Il est plus ou moins présent en fonction de la qualité du matériau magnétique utilisé. Dans les régions soumises aux champs tournants des pertes supplémentaires se développent et contribuent à l'augmentation du facteur de construction de la machine. Ces pertes ne peuvent pas être directement liées aux pertes mesurées en régime alternatif unidirectionnel. Leur détermination nécessite des bancs de mesures spécialisés et une bonne connaissance du comportement des matériaux magnétiques sous ce type de sollicitations est indispensable pour un meilleur dimensionnement de la machine.

#### I.1 IMPORTANCE DES CHAMPS TOURNANTS DANS LES MACHINES ELECTRIQUES

L'analyse de la répartition de l'induction magnétique dans les circuits magnétiques de machines électriques et l'estimation des pertes engendrées par la rotation du champ magnétique dans le plan de la tôle ont fait l'objet de plusieurs études. Deux approches ont été considérées :

- une approche expérimentale s'appuyant sur les mesures locales du flux et des échauffements dans la machine,
- et une approche théorique utilisant une modélisation par éléments finis du circuit magnétique.

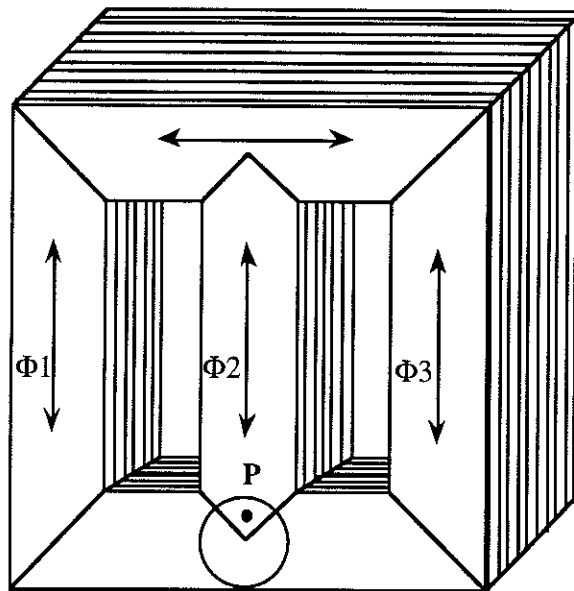
Chacune de ces deux méthodes présente des avantages et des inconvénients. La première donne une image précise du fonctionnement du circuit bien que l'installation des capteurs perturbe légèrement la mesure, mais ne peut être systématique compte tenu de la difficulté de sa mise en œuvre. Par contre l'analyse du même circuit par une simulation numérique est plus accessible mais reste limitée à des matériaux magnétiques idéaux : non linéaires, isotropes et dépourvus d'hystérésis.

Dans la suite, nous allons illustrer l'existence des champs tournants dans les machines électriques et leurs contributions dans les pertes magnétiques.

### I.1.1 Les champs tournants dans les joints de transformateurs triphasés

Les circuits magnétiques de transformateurs triphasés sont constitués par des empilements de portions de tôles de FeSi à grains orientés judicieusement découpées suivant la direction de laminage qui constitue simultanément la direction de facile aimantation de la tôle et les axes principaux des culasses et du noyau. Ainsi une quantité maximale de flux peut être véhiculée avec une excitation et des pertes magnétiques minimales.

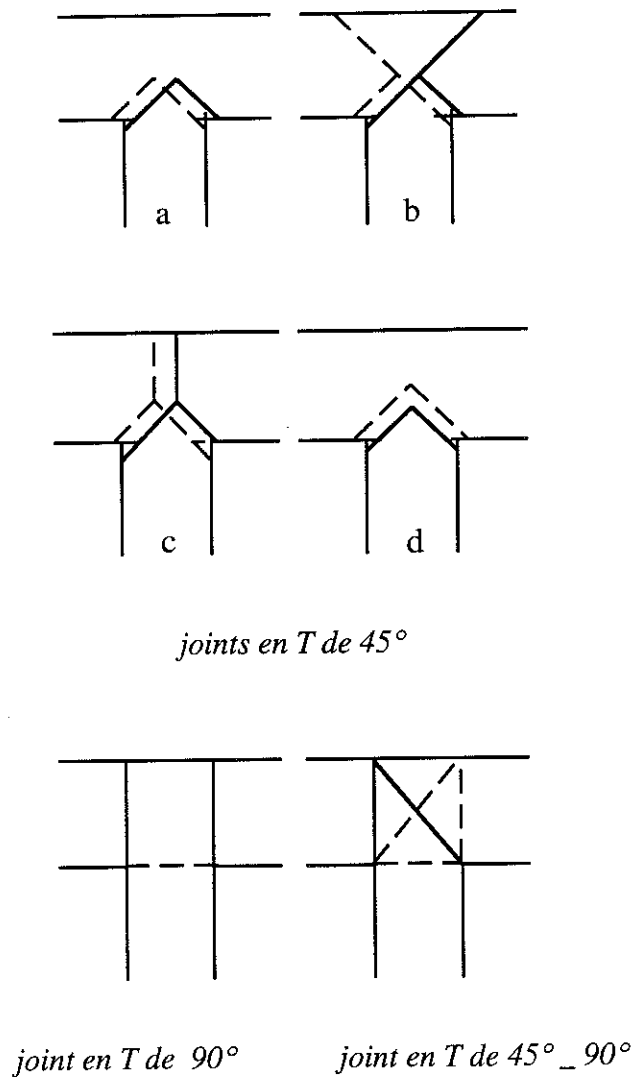
Les parties communes aux colonnes et aux culasses sont appelées joints. Il sont de deux types : les joints de coins et les joints en T qui relient la colonne centrale et le milieu des culasses. Au niveau des joints en T, la circulation du flux est très difficile. Des études ont montré que l'induction n'est plus dirigée suivant un axe privilégié mais peut prendre de multiples directions dans le plan de la tôle [ ZOU-91 ]. En un point comme le point P de la figure I.1 par exemple l'induction ne s'annule jamais, elle tourne de telle façon que ses composantes horizontales et verticales assurent la propagation du flux vers les colonnes extérieures. L'ampleur de ce phénomène va dépendre de la géométrie de ses joints ainsi que de l'anisotropie du matériau.



*Figure I.1 Exemple de circuit magnétique de transformateur triphasé construit par empilage de segments. Les flèches indiquent les directions de facile aimantation de la tôle GO*

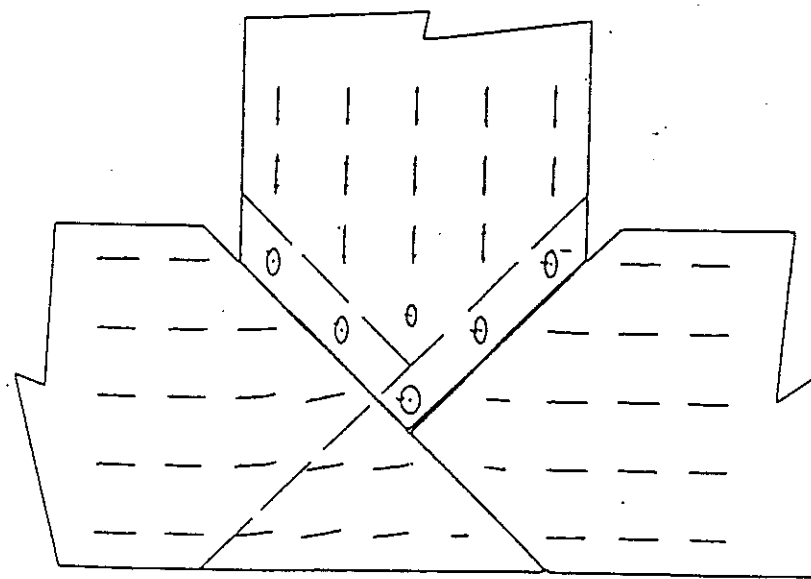
### I.1.1.a Influence de la géométrie des joints

Il existe différents types de joints imbriqués en T ( figure I.2 ) pour les transformateurs triphasés.

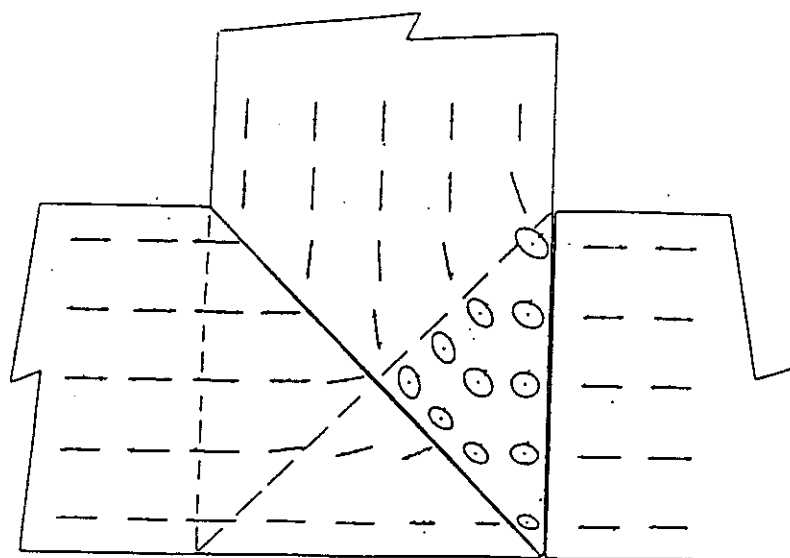


**Figure I.2** Différents types de joints en T

Les plus couramment utilisés sont les joints en T de 45° et les joints en T de 45° - 90° [ DED-90 ]. Une étude expérimentale faite par Moses [ MOS-73 ] sur ces deux types de joints réalisés à partir de tôles FeSi GO et en opérant à une même induction de 1,5 T montre que la répartition du flux n'est pas la même dans les deux cas (figure I.3 ). Ces résultats ont été obtenus en perçant des trous dans une des tôles parmi celles qui forment le noyau magnétique de telle manière à pouvoir faire passer des spires et faire des mesures ponctuelles de l'induction magnétique suivant différents axes d'orientations.



a)



b)

**Figure I.3** Répartition de l'induction magnétique dans un joint en T d'un transformateur triphasé

a) joint à 45°

b) joint à 45°-90°

Le tableau I.1 nous permet d'avoir une idée des proportions des volumes où on localise les champs tournants ainsi que les valeurs des pertes magnétiques qui leurs sont associées [ MOS-90 ].

	Joint de 45° - 90°	Joint de 45°
Volume du joint (%)	12,5	12,5
Volume concerné par les champs tournants (%)	3,5	2,5
Pertes totales mesurées (W)	160 (100 %)	155 (100 %)
Pertes dans le joint (W)	28 (17,5 %)	24,5 (15,8 %)
Pertes en champ tournant dans les joints (W)	11 (7 %)	7 (4,5 %)

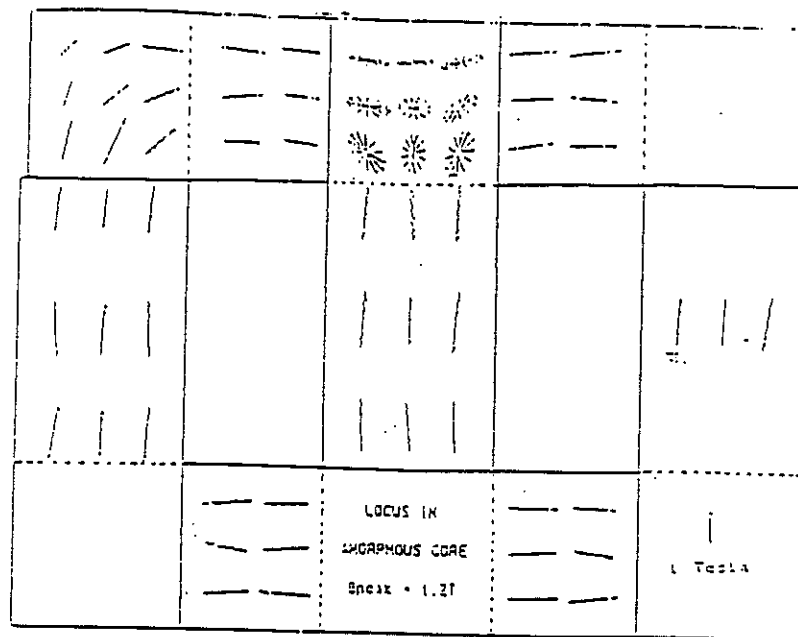
*Tableau I.1 Pertes magnétiques associées aux différentes régions du transformateur*

On notera que les pertes volumiques en champ tournant sont sensiblement deux fois plus importantes que celles mesurées dans le circuit magnétique. La structure du joint à 45° est plus favorable car elle limite la zone où le champ tourne et réduit par conséquent les pertes totales. Dans les deux cas les pertes engendrées par les champs tournants restent faibles. Une élimination totale de la rotation du champ ne permet de gagner que 2 à 3 % des pertes. Cependant, ce chiffre bien que réduit peut avoir une répercussion sur le facteur de construction du transformateur  $k$  ( $k$  correspond aux rapport des pertes mesurées dans le transformateur et des pertes standard mesurées sur la tôle). Il est en pratique faible de l'ordre de 1,1 à 1,3.

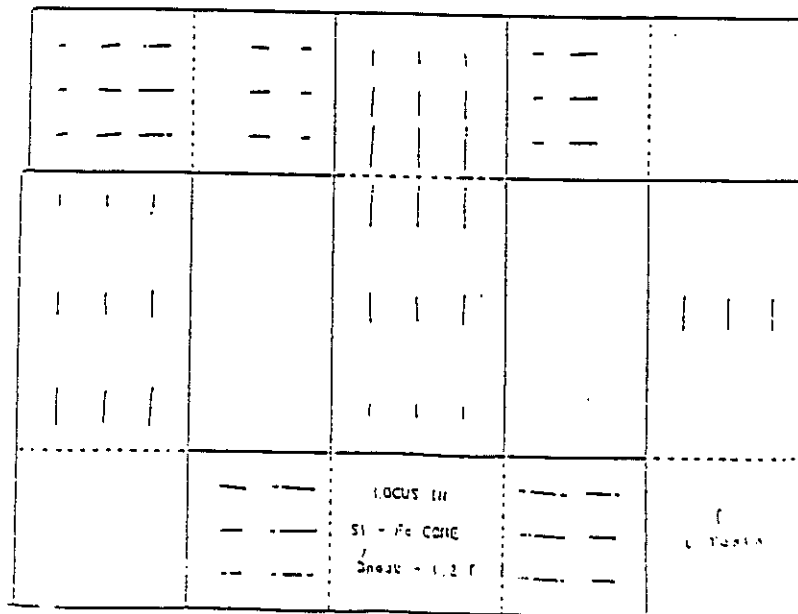
### **I.1.1.b Influence des propriétés magnétiques du matériau**

Deux transformateurs de géométries identiques réalisés respectivement à partir de tôles empilées en matériau magnétique amorphe ( Powercore ) et en FeSi à grains orientés ont été étudiés. Les joints en T considérés sont de 90° et possèdent une surface de recouvrement importante.

La répartition de l'induction magnétique dans les différentes régions des deux types de transformateurs est donnée dans la figure I.4. Avec le matériau amorphe on observe une présence importante de flux tournants dans le joint. Elle est quasi-nulle pour le FeSi GO. Ce comportement peut s'expliquer par les différentes anisotropies des deux matériaux [ MOS-90 ].



a)



b)

Figure I.4 Répartition de l'induction magnétique dans le joint en T de 90°

a) matériau amorphe ( Powercore )

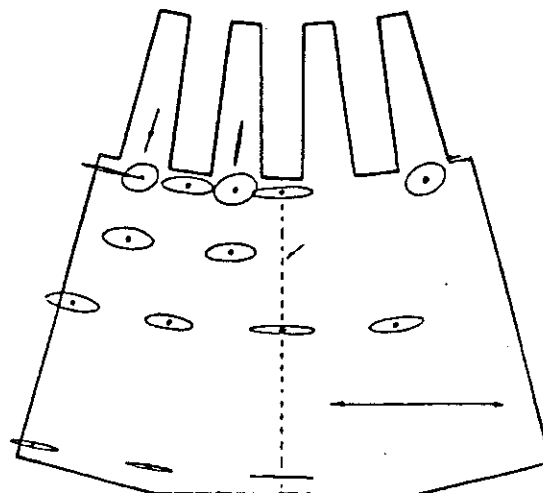
b) matériau FeSi GO

En effet, les tôles FeSi GO présentent une forte anisotropie le long de la direction de laminage qui se traduit par une aimantation très aisée suivant cet axe et très difficile pour les autres. Sous l'action d'un champ de direction variable, l'induction magnétique reste collée à la direction de laminage car l'énergie nécessaire pour la faire tourner est très importante. Seul un champ très élevé arrive à la décrocher de cette direction.

Les matériaux magnétiques amorphes sont obtenus par un procédé métallurgique différent basé sur l'hypertrempe d'un alliage en fusion sur une roue tournante. On obtient des rubans d'environ 20  $\mu\text{m}$  d'épaisseur dépourvus de structures cristallines et possédant une anisotropie magnétocristalline très faible. Le Powercore est une nuance de tôles amorphes d'environ 0,13 mm d'épaisseur obtenue par collage sous pression de plusieurs rubans de Metglass 2605S2 ( $\text{Fe}_{78} \text{B}_{13} \text{Si}_9$ ). Ce matériau étant isotrope l'induction suit facilement la rotation du champ [ KED-85 ].

### I 1.2 Les champs tournants dans les moteurs et alternateurs

Les études les plus récentes concernant la répartition du flux d'induction magnétique dans un stator de machine tournante aboutissent à une situation très complexe. Dans une partie importante du stator on trouve normalement des champs magnétiques tournants. En effet, on passe progressivement de la région des dents, où l'induction est radiale, au dos de la culasse, où elle est tangentielle par l'intermédiaire d'inductions tournantes (figure I.5). Ces inductions sont périodiques de formes complexes qui diffèrent d'un cercle ou d'une ellipse pure compte tenu d'une présence non négligeable d'harmoniques dues aux effets de formes et à la saturation du matériau [ MOS-80 ].

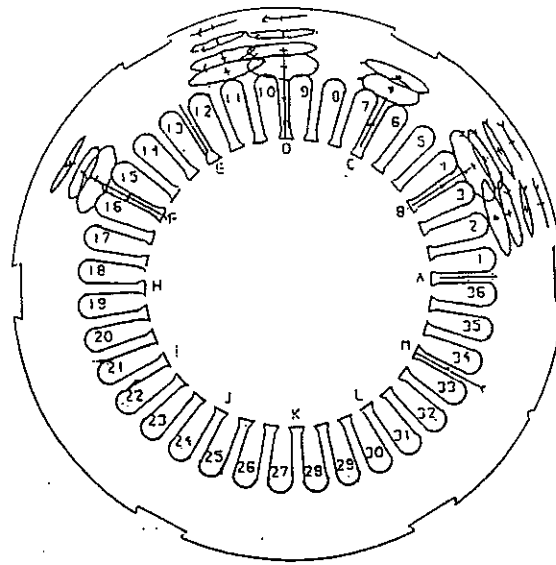


*Figure I.5 Répartition du fondamental de l'induction dans un secteur du stator pour une période*

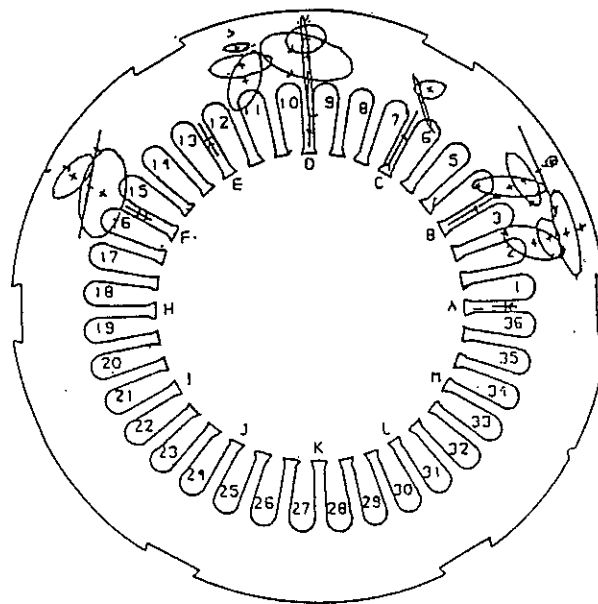
Nous allons illustrer de façon quantitative l'effet des champs tournants sur un moteur triphasé asynchrone de 3 kW à 3 paires de pôles. La géométrie du stator de la machine est représentée dans la figure I.6 où on y trouve également la distribution sur une période du fondamental de l'induction magnétique et de son harmonique 3. Le tableau I.2 donne les proportions volumiques du circuit soumises aux différents types de variations du flux ainsi que les pertes magnétiques correspondantes. Environ 50 % du stator est le siège de flux totalement ou partiellement tournants qui contribuent à 55 % des pertes totales dissipées. Ces dernières sont réduites d'un facteur 1,4 dans le cas où les flux tournants ne se développeraient pas. Ceci correspond aux données des deux dernières colonnes du tableau où on suppose que le premier circuit magnétique est remplacé par un second soumis à la même répartition du flux mais totalement uniaxial et ayant des pertes en régime unidirectionnel deux fois plus faibles que celles en champ tournant [ MOS-90 ].

Régions et nature du flux associé	Volume (%)	Pertes totales (W/Kg)	Proportions des pertes totales		Pertes totales sans "champ tournant"	
			%	W	%	W
Dos du stator avec flux alternatif	28,3	2,63	22	17,6	30	17,6
Partie du stator avec un flux partiellement tournant	25,6	2,98	25,9	20,7	19,2	10,4
Partie du stator avec un flux tournant	27,6	3,64	29,5	23,6	19,8	11,7
Dents du stator avec flux alternatif	18,5	4,72	22,6	18,1	31	18,1
Total	100	3,37	100	80	100	58

**Tableau I.2** Pertes magnétiques dans les différentes régions du stator



a)



b)

Figure I.6 Répartition de l'induction magnétique dans un secteur du stator

a) fondamental

b) 3<sup>ème</sup> harmonique

## I.2 COMPORTEMENT MAGNETIQUE DES TÔLES EN CHAMP TOURNANT

Nous venons de mettre en évidence l'existence et l'importance des champs tournants dans les circuits des machines électriques. Il est intéressant de connaître le comportement des matériaux magnétiques lorsqu'ils sont soumis à ce type d'excitation. Nous présentons dans cette partie les moyens expérimentaux ainsi que les principales propriétés développées dans ces conditions.

### I.2.1 Présentation du premier dispositif de caractérisation des tôles en champ tournant du L.E.G

Plusieurs dispositifs de caractérisation des tôles en champ tournant existent, ils permettent de travailler en circuit ouvert ou fermé sur des échantillons de formes variables : disque, ellipsoïde, croix et carré. Ils sont différents par leur mode de création du champ tournant (stator de machine triphasé, bobine d'Helmholtz, électro-aimant, bobine biphasée...) [ ARA-84 ][ BOO-64 ][ BRI-82 ] [ CEC-78 ] [ KAP-61 ][ KEL-57 ][ SIE-90 ][ TAN-85 ][ WEI-08 ][ YOU-60 ] et par le principe des mesures magnétiques (méthode thermique, mécanique et électrique) [ ARA-85 ][ BAI-96 ][ BRI-82 ] [ BOO-65 ][ FIO-88 ][ MAO-87 ][ TAN-85 ][ SAS-85 ][ YAM-76 ]. Le premier dispositif réalisé au Laboratoire est représenté par le schéma de principe de la figure I.7. L'échantillon test de forme carrée de  $80 \times 80 \text{ mm}^2$  est disposé au milieu de deux circuits magnétiques perpendiculaires formés de culasses et de pièces rapportées qui assurent la fermeture du flux. Pour chacune des deux directions, notées x et y, deux culasses sont utilisées afin de maintenir une induction homogène dans toute l'épaisseur de l'échantillon et des pièces rapportées. Elles sont obtenues à partir d'un circuit C enroulé et coupé en FeSi à grains orientés. Elles ont été dimensionnées en minimisant leur réluctance et leurs pertes magnétiques. Les pièces rapportées sont également en FeSi à grains orientés et sont composées de trois bandes empilées de  $60 \times 80 \text{ mm}^2$  [ ZOU-91 ].

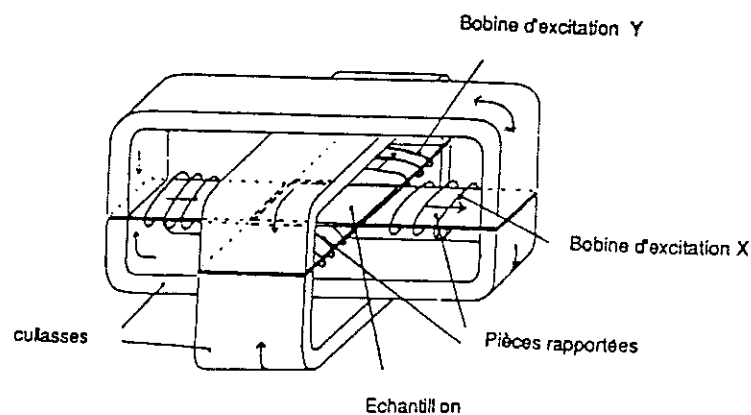


Figure I.7 Premier prototype du cadre "champ tournant"

Le champ tournant est créé dans la tôle par deux bobines primaires d'excitation placées perpendiculairement sur l'axe x et y et alimentées par des tensions sinusoïdales en quadrature de phase.

Dans un tel système seule la zone centrale de l'échantillon, un carré de 20 x 20 mm<sup>2</sup>, est soumise à un champ uniforme et est considérée comme la zone utile de mesures. L'induction B est alors mesurée sur les axes x et y avec deux bobines B<sub>x</sub> et B<sub>y</sub> réalisées en perçant des trous à travers la tôle [ BRI-82\*]. Quant aux composantes du champ H<sub>x</sub> et H<sub>y</sub>, elles sont détectées par deux bobines tangentielles disposées de part et d'autre de l'échantillon [ KED-87 ][ NAK-87 ][ ENO-90 ].

Ce cadre champ tournant est intégré dans un banc d'alimentation et de mesure piloté par un micro-ordinateur. Il permet non seulement de caractériser les tôles en régime d'induction circulaire mais aussi en régime alternatif sinusoïdal le long d'un axe quelconque du plan de la tôle.

### I.2.2 Expression des pertes magnétiques en champ tournant

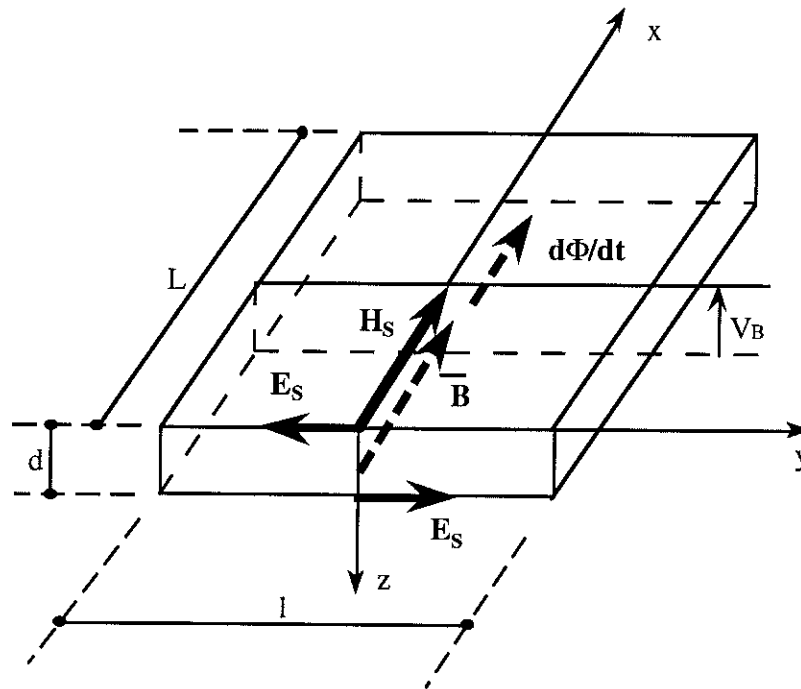
Les bobines détectrices de H et de B mesurent respectivement les composantes H<sub>Sx</sub>(t) et H<sub>Sy</sub>(t) du vecteur champ **H<sub>S</sub>(t)** appliqué tangentiellement à la surface de la tôle et les composantes  $\overline{B}_x(t)$  et  $\overline{B}_y(t)$  de la moyenne spatiale de l'induction **B(t)** prise sur l'épaisseur de la tôle [ PFÜ-92 ][ ENO-89 ] [ ARA-84 ][ SAS-85 ]. Les pertes magnétiques spécifiques en régime d'excitation tournante sont données par l'expression intégrale :

$$P_t = \frac{1}{\rho T} \int_0^T \left( H_{sx} \frac{d\overline{B}_x}{dt} + H_{sy} \frac{d\overline{B}_y}{dt} \right) dt \quad (\text{W/kg}) \quad (\text{I.1})$$

ou  $\rho$  correspond à la masse volumique du matériau et T la période du signal d'alimentation. On trouve dans la littérature une deuxième expression notée P'<sub>t</sub> telle que :

$$P_t = \frac{2\pi}{\rho T^2} \int_0^T |\mathbf{H}_s \times \overline{\mathbf{B}}| dt \quad (\text{I.2})$$

Ces deux formules aboutissent à des résultats identiques en régime d'induction tournante à vitesse constante et circulaire ainsi que nous le montrons plus loin, mais ne sont pas équivalentes dans le cas général. Pour éclaircir la signification physique de chacune d'elles, il faut revenir à l'aspect fondamental des pertes. On va se placer dans un premier temps dans le cas idéal d'une excitation alternative unidirectionnelle. Considérons une tôle soumise à des champs électromagnétiques uniformes **E** et **H** indépendants de x et y comme le représente la figure I.8. L'énergie W dissipée dans le volume V est reliée directement au vecteur de Pointing **E** x **H** par :



*Figure I.8 Représentation des champs électromagnétiques dans le cas d'une aimantation alternative unidirectionnelle*

$$W = \int \int \int_V \operatorname{div} (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) dV \quad (\text{I.3})$$

$$W = \int \int \int_V \sigma E^2 dV + \int \int \int_V \mathbf{H} \cdot \frac{d\mathbf{B}}{dt} dV \quad (\text{I.4})$$

où  $\sigma$  correspond à la conductivité du milieu étudié.

Dans (I.4), les deux termes correspondent respectivement aux énergies dissipées par courant induits et par hystérésis dans la plaque. Cependant, ils ne peuvent pas être dissociés car  $\mathbf{H}$ ,  $\mathbf{B}$  et  $\mathbf{E}$  sont des grandeurs locales étroitement liées qui dépendent des mécanismes physiques tels l'anisotropie, l'hystérésis et la répartition des courants induits. Ils sont inaccessibles expérimentalement et théoriquement car l'existence des domaines magnétiques et la complexité des processus de variations de l'aimantation rendent la mise en équation du problème impossible.

En appliquant le théorème d'Ostrogradsky, l'équation (I.3) devient :

$$W = - \int \int_S (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) \cdot d\mathbf{S} = - \int \int_S (\mathbf{E}_s \times \mathbf{H}_s) \cdot d\mathbf{S} \quad (\text{I.5})$$

S étant la surface orientée de la tôle et  $\mathbf{E}_s$  et  $\mathbf{H}_s$  les valeurs de  $\mathbf{E}$  et  $\mathbf{H}$  sur cette surface.  $\mathbf{E}_s$  et  $\mathbf{H}_s$  étant supposés uniformes, on a :

$$W = - (\mathbf{E}_s \times \mathbf{H}_s) \cdot \mathbf{S} = E_s H_s \cdot 2 L l \quad (\text{I.6})$$

$E_s$  s'exprime en fonction de B par la loi de Lentz :

$$\int \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = - \int \int_S \frac{d\mathbf{B}}{dt} \cdot d\mathbf{s} \quad (\text{I.7}) \quad \text{et} \quad E_s = \frac{d\bar{B}}{dt} \frac{d}{2} \quad (\text{I.8})$$

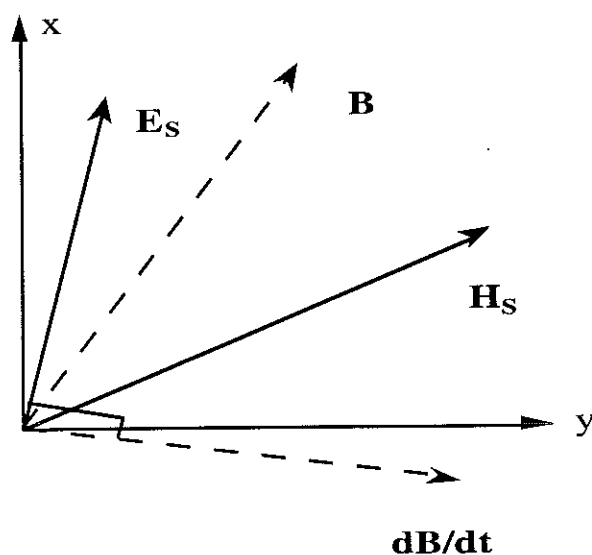
d'où

$$W = H_s \frac{d\bar{B}}{dt} V \quad (\text{I.9})$$

et

$$P_t = \frac{1}{T} \int_0^T H_s \frac{d\bar{B}}{dt} dt \quad (\text{I.10})$$

Dans le cas général où  $\mathbf{B}$  et  $\mathbf{H}$  ne sont pas colinéaires mais restent dans le plan de la tôle, toujours indépendants de x et y ( figure I.9 ), on a :



*Figure I.9 Représentation des champs électromagnétiques dans le cas d'une aimantation avec  $\mathbf{B}$  et  $\mathbf{H}$  non colinéaires*

$$E_{Sx} = - \frac{d\bar{B}_y}{dt} \frac{d}{2} \quad \text{et} \quad E_{Sy} = + \frac{d\bar{B}_x}{dt} \frac{d}{2} \quad (\text{I.11}), (\text{I.12})$$

et

$$P_t = \frac{1}{T} \int_0^T \mathbf{H}_S \cdot \frac{d\mathbf{B}}{dt} dt \quad (\text{I.13})$$

L'expression (I.1) correspond bien aux pertes totales mesurées dans le cas général. Pour une rotation circulaire uniforme de  $\mathbf{B}$ ,  $P_t$  coïncide avec  $P'_t$  car, en effet, on a :

$$\bar{B}_x(t) = B_o \sin \frac{2\pi}{T} t, \quad \bar{B}_y(t) = B_o \cos \frac{2\pi}{T} t \quad (\text{I.14}), (\text{I.15})$$

$$\frac{d\bar{B}_x(t)}{dt} = \bar{B}_y \frac{2\pi}{T} \quad \text{et} \quad \frac{d\bar{B}_y(t)}{dt} = - \bar{B}_x(t) \frac{2\pi}{T} \quad (\text{I.16}), (\text{I.17})$$

et

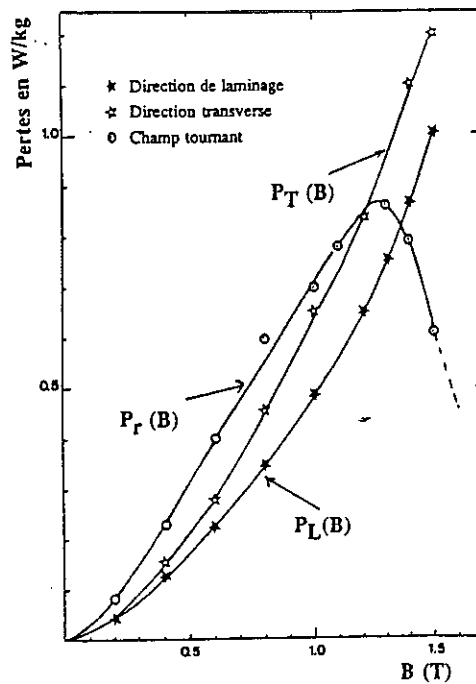
$$P'_t = \frac{2\pi}{\rho T^2} \int_0^T |H_{Sy} \bar{B}_x - H_{Sx} \bar{B}_y| dt \quad (\text{I.18})$$

$$= \frac{1}{\rho T} \int_0^T (H_{sx} \frac{d\bar{B}_x}{dt} + H_{sy} \frac{d\bar{B}_y}{dt}) dt \quad (\text{I.19})$$

Dans la suite et pour simplifier les expressions,  $H_S$  et  $\bar{B}$  seront notés respectivement  $H$  et  $B$ .

### 1.2.3 Variations des pertes magnétiques en champ tournant en fonction de l'induction

Les expériences menées sur différents matériaux magnétiques en les soumettant à des inductions circulaires tournant à vitesse constante aboutissent à des caractéristiques  $P(B)$  d'allure particulière comme celle représentée dans la figure I.10. Cette courbe  $P(B)$  diffère des caractéristiques standards obtenues en régime d'induction unidirectionnelle. Cette différence de comportement s'explique par les mécanismes d'aimantation. En effet en régime unidirectionnel l'induction subit une variation continue et sinusoïdale. Au cours d'une période on a constamment mouvement, création et disparition de parois. En champ tournant l'induction garde un module fixe. La décroissance des pertes peut s'expliquer par une diminution des parois de Bloch. A la saturation on assiste à une disparition totale des parois et les pertes magnétiques tendent vers les pertes par courants induits développées dans un matériau homogène sans domaines magnétiques [ BRA-90 ] [ BRI-87 ] [ BRU-87 ] [ FAU-71 ] [ ZOU-91 ].



*Figure I.10 Pertes magnétiques obtenues en induction unidirectionnelle et en induction circulaire pour l'échantillon FeNi cubique [ ZOU-91]*

#### I.2.4 Peut-on déterminer les pertes en champs tournants à partir des pertes en champ alternatif ?

Des mesures réalisées dans le cadre de la thèse de ZOUZOU sur des échantillons de FeSi 3 % GO et FeSi NO ont montré que la superposition des pertes n'est possible que pour des inductions basses [ ZOU-91 ][ KOR-55 ][ YAM-76 ].

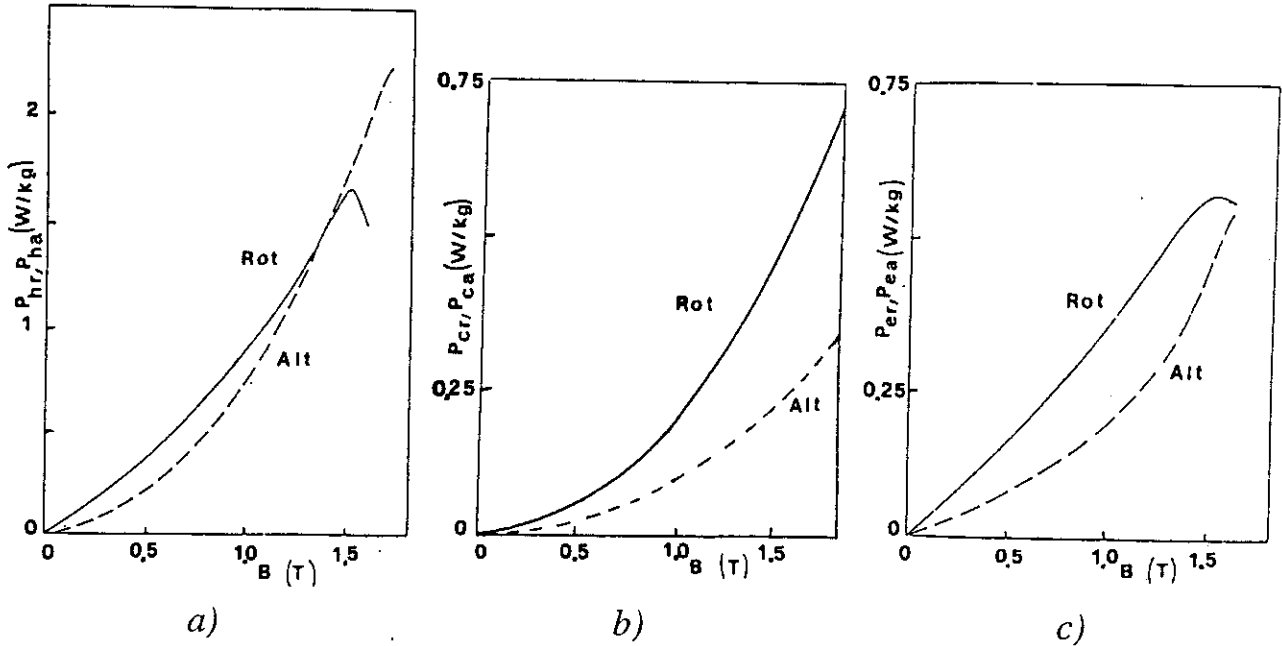
En effet, tant que l'on ne dépasse pas 0,8 T et 1 T respectivement pour les tôles FeSi NO et FeSi GO, les pertes obtenues en induction circulaire ou elliptique sont la somme des pertes unidirectionnelles longitudinales et transverses. Ce résultat s'explique par l'indépendance des mécanismes d'aimantation dans les deux axes engendrés par la forte anisotropie magnétocristalline du matériau. Par contre, pour un échantillon Fe Ni 50 % présentant une faible anisotropie la décomposition des pertes n'est pas valable.

Fiorillo et Rietto ont cherché à déterminer les pertes magnétiques en champ tournant à partir des pertes en régime alternatif unidirectionnel en développant une approche phénoménologique et en se basant sur le modèle de prédiction des pertes de Bertotti [ BER-88]. Les tôles magnétiques étudiées sont en fer et fer silicium 3.2% à grains non orientés. Comme en régime d'excitation uniaxiale, les pertes en champ tournant  $P_r$  sont décomposées en trois termes  $P_{hr}$ ,  $P_{cr}$  et  $P_{er}$  correspondant

respectivement aux pertes par hystérésis, pertes classiques par courants induits et pertes par excès :

$$P_r = P_{hr} + P_{cr} + P_{er} \quad (I.20)$$

Les courbes de la figure I.11 comparent les variations de ces trois termes avec l'induction magnétique crête ( $B_p$ ) dans les deux conditions d'excitation .



**Figure I.11** Variations des différentes pertes en fonction de l'induction  
 a) pertes par hystérésis b) pertes classiques c) pertes par excès

$P_{cr}$  peut être calculée simplement, dans l'hypothèse d'un matériau linéaire, isotrope, homogène et vaut le double des pertes classiques alternatives.

Une extension [ FIO-92 ][ FIO-93 ] de l'approche développée par Bertotti dans sa théorie statistique des pertes aboutit à l'expression suivante pour  $P_{er}$  :

$$P_{er} = 17,3 \sqrt{\sigma G S(B) V_0(B)} f^{3/2} B^{3/2} \quad (I.21)$$

avec:

$B$  : induction crête de travail

$f$  : fréquence d'alimentation

$\sigma$  : conductivité électrique du matériau

$\rho$  : masse volumique du matériau

$G$  : constante de valeur connue .

$S(B)$  : section effective de l'échantillon, décroissante avec  $B$

$V_0(B)$  : paramètre lié à la microstructure du matériau , homogène à un champ magnétique et décrivant la distribution statistique du champ coercitif local

Pour déterminer la relation entre les pertes par hystérésis en régime tournant  $P_{hr}$  et en régime alternatif  $P_{ha}$ , les auteurs considèrent trois mécanismes possibles pour la variation de l'aimantation notés (w), (s) et (c):

– ( w ) : mouvements indépendants des parois. Ils ont lieu à faible niveau d'induction et engendrent les pertes  $P_{hw}$

– ( s ) : interaction entre les domaines et activation de deux directions de facile aimantation , intervenant à moyenne induction (  $P_{hs}$  )

– ( c ) : rotation cohérente de l'aimantation pour les hautes inductions correspondants à des champs  $H > 10\ 000$  A/m. Ce phénomène étant réversible il ne contribue pas aux pertes,  $P_{hc} = 0$  .

Des fractions de volumes  $n_w$  ,  $n_s$  et  $n_c$  sont associées à chacun des trois processus, elles sont reliées par les relations :

$$n_w + n_s = 1 \quad \text{à basses inductions}$$

$$\text{et } n_c + n_s = 1 \quad \text{à hautes inductions}$$

La figure I.12 décrit la dépendance de ces trois coefficients avec l'induction  $B$  crête.  $n_s$  est déterminée à partir des spectres des bruits de Barkhausen et  $n_c$  en considérant la courbe d'aimantation à champ fort et en séparant les contributions réversible et irréversible des mécanismes d'aimantation liées respectivement à la rotation des moments magnétiques et aux déplacements de parois.

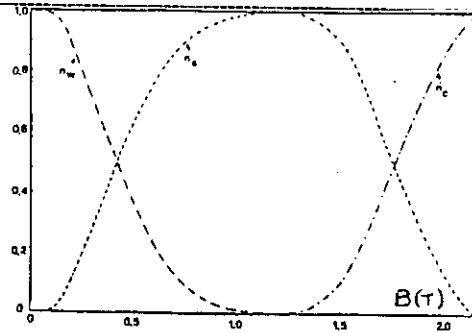


Figure I.12 Dépendance des paramètres  $n_s$ ,  $n_w$  et  $n_c$  avec l'induction crête

Dans ces conditions, on peut écrire :

$$P_{hr}/P_{ha} = n_w P_{hw} / P_{ha} + n_s P_{hs} / P_{ha}$$

Le rapport  $P_{hw}/P_{ha}$  est déterminé à basse induction en considérant une distribution plane de domaines obéissant à la loi de Rayleigh qui stipule une dépendance quadratique entre  $B$  et  $H$ . Quant au mécanisme de type (s), il n'existe pas de modèle quantitatif permettant de le décrire. Les auteurs supposent un rapport  $P_{rs}/P_{ha}$  constant valant  $k$  avec  $k < 2$ .

Cette approche permet de rendre compte des pertes en champ tournant puisque une bonne adéquation existe entre les résultats qui en découlent et l'expérience comme le montre la figure I.13.

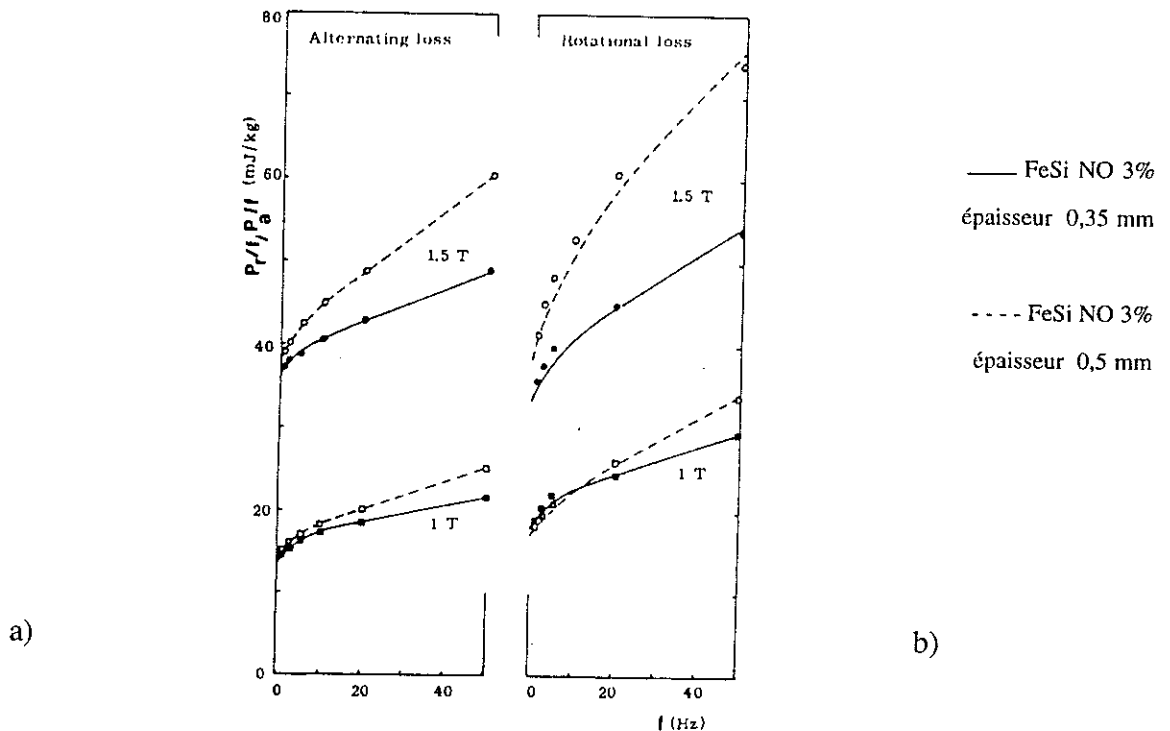


Figure I.13 Comparaison des résultats théoriques (courbes) et expérimentaux (points) des pertes magnétiques en fonction de l'induction  
 a) en régime alternatif    b) en régime circulaire

## I.2.5 Influence de la texture du matériau sur les pertes en champ tournant

### I.2.5.a Cas d'un monocristal

On considère des échantillons de tôles de monocristal de FeSi (maille cubique centrée) présentant différentes textures caractérisées chacune par un plan réticulaire donné dans le plan de la tôle. Ces plans réticulaires se définissent suivant le système normalisé par leurs indices de Miller comme indiqué sur la figure I.14 pour la maille cubique. L'influence de la texture cristalline et les pertes en régime d'induction circulaire est représentée figure I.15. On constate que le monocristal (200) présente les pertes les plus faibles. La différence de comportement des différents échantillons peut s'expliquer par la forte anisotropie magnétocristalline du cristal. En effet, toutes les directions de la maille cubique ne sont pas magnétiquement équivalentes. Les arêtes du cube correspondent à des axes de facile aimantation alors que les diagonales des faces et celles du cube sont respectivement difficiles et très difficiles à aimanter [ HEI-31 ][ BOR-32 ][ NEE-44 ][ SAT-92 ].

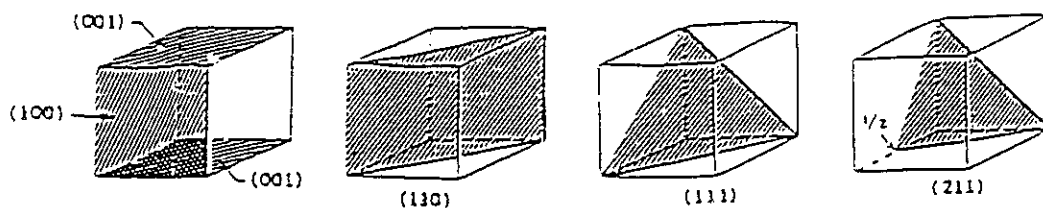


Figure I.14 Indices de Miller

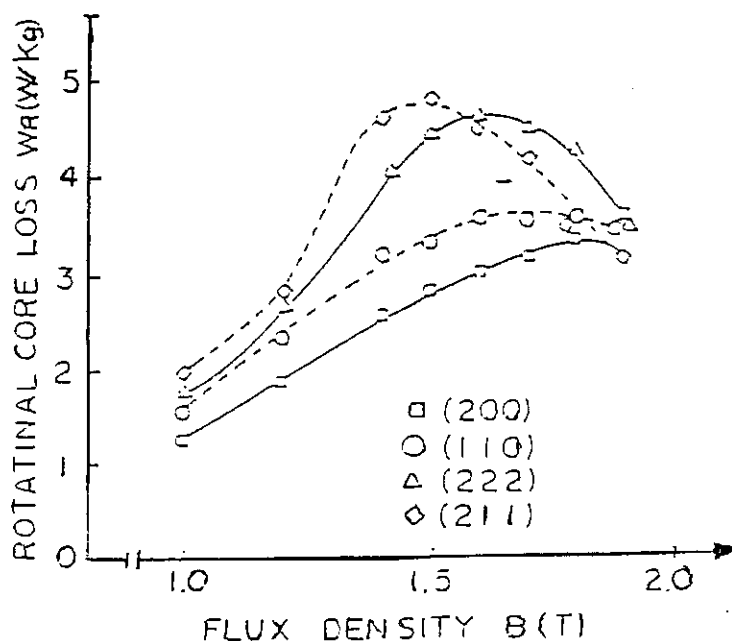
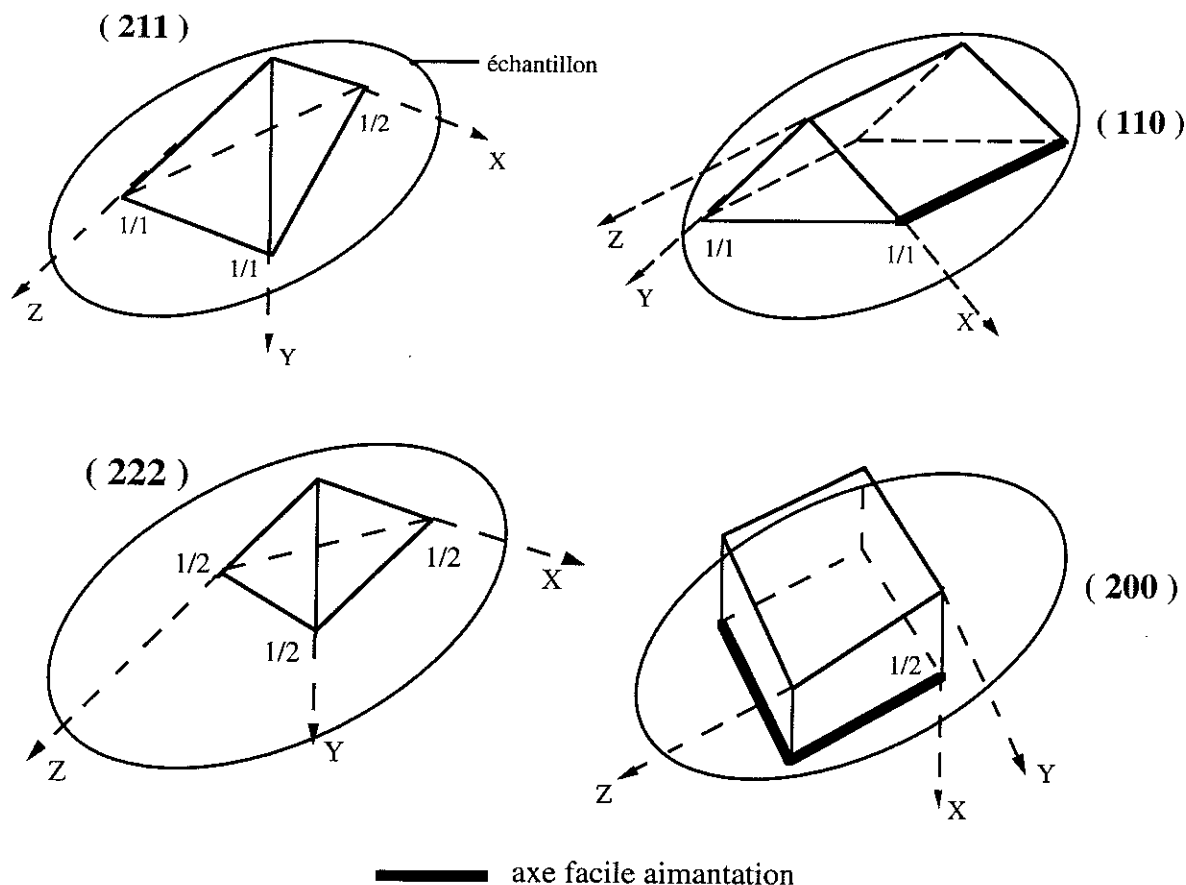


Figure I.15 Influence de la texture sur les pertes magnétiques

Comme le montre la figure I.16, la texture (200) possède deux axes de facile aimantation dans le plan de la tôle, la rotation de l'induction se fait alors aisément avec un minimum d'énergie. Dans le cas de la texture (110) seul un axe est privilégié et les pertes sont plus importantes. Les deux autres textures n'ont pas d'axe facile dans le plan de la tôle, et correspondent aux pertes les plus élevées.



*Figure I.16 Représentation des axes de facile et difficile aimantation des textures étudiés*

Ces résultats reflètent bien la dépendance existante entre les pertes magnétiques et la texture cristalline du matériau.

#### I.2.4.b Cas d'un polycristal

On se place maintenant dans le cas d'un polycristal de FeSi 3 % à grains non orientés. L'influence de la texture est analysée en étudiant la variation des pertes magnétiques en champ tournant pour différents niveaux d'induction en fonction de l'orientation et de la densité des cristaux présents dans la tôle.

Les courbes de la figure I.17 montrent qu'à partir d'un niveau donné de l'induction (1,5 T) les pertes

en champ tournant sont affectées par la texture de la tôle. On observe une légère diminution des pertes quand la densité des cristaux (200) augmente, alors que la tendance est inversée dans le cas (222) et (211). Ces résultats concordent bien avec ceux des monocristaux étudiés précédemment.

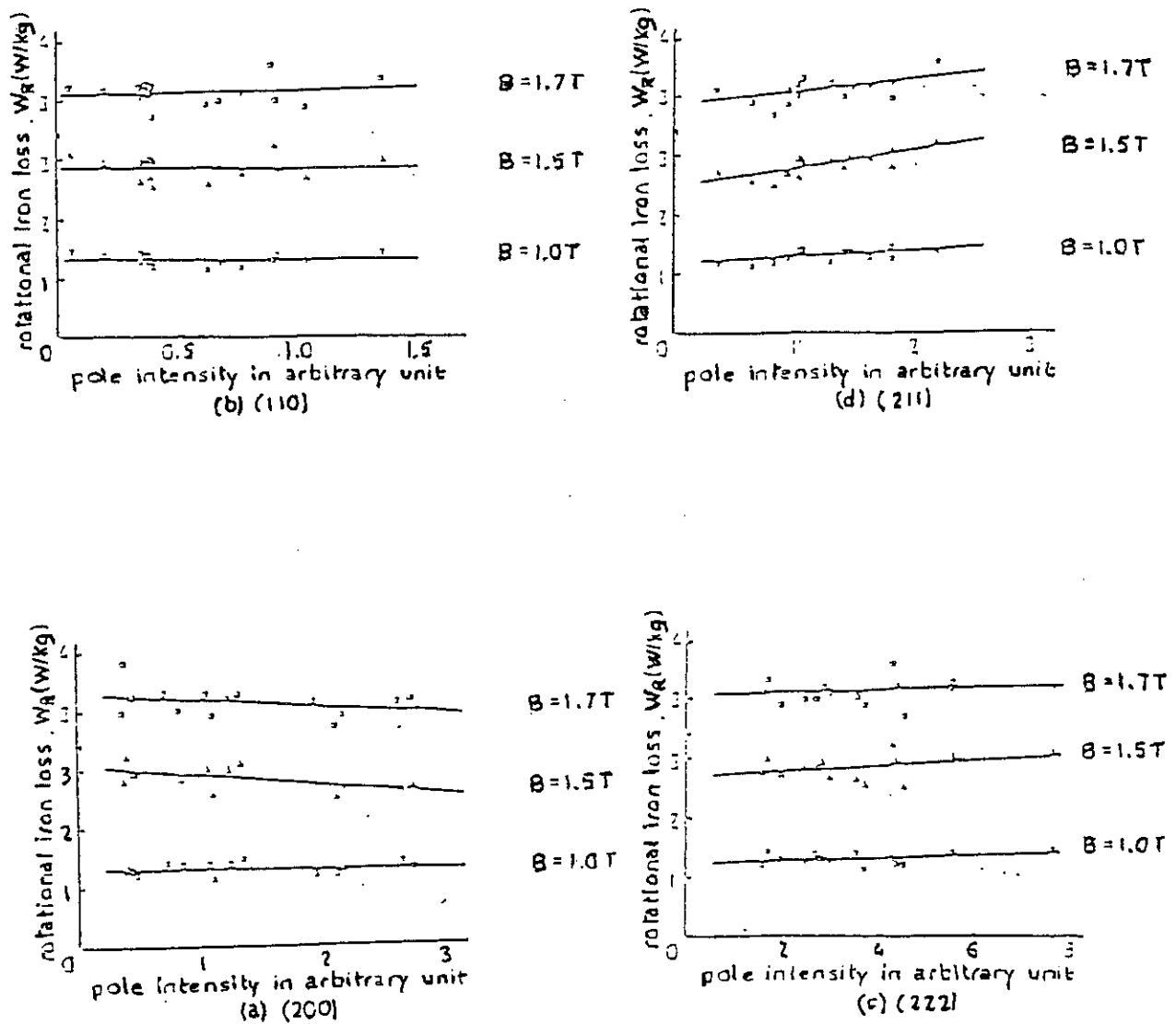


Figure I.17 Variation des pertes magnétiques en régime de champ tournant pour des matériaux de textures différentes [ SAT-92 ]

### I.2.6 Représentation de l'anisotropie macroscopique de la tôle

En régime d'induction circulaire, l'extrémité du vecteur champ magnétique décrit dans le plan de la tôle des trajectoires de formes variables qui sont fortement liées à la qualité du matériau comme le montrent les courbes de la figure I.18 par exemple. Ces courbes sont obtenues [ ZOU- 92 ] pour trois

types de tôles de différentes textures : FeSi GO, FeSi NO et FeNi 50%. Cette représentation caractérise bien les axes de facile et difficile aimantation et traduit l'anisotropie du matériau. En effet, les tôles magnétiques, utilisées en génie électrique ne sont pas isotropes. Elles sont fabriquées en utilisant un certain nombre de processus métallurgiques successifs (cristallisation, laminage à chaud et à froid, recuit de recristallisation) qui privilégient volontairement ou involontairement certaines orientations par rapport à d'autres. Ainsi dans la tôle FeSi GO à texture Goss, on oriente préférentiellement l'arête du cube du cristal le long de la direction de laminage qui devient la seule direction de facile aimantation. La direction transverse est une direction de difficile aimantation puisqu'elle nécessite un champ d'excitation 20 à 30 fois plus important. Enfin la direction de très difficile aimantation fait un angle d'environ  $55^\circ$  avec la direction de laminage (diagonale du cube). Pour l'échantillon FeNi 50 %, nous avons une texture cubique et l'axe longitudinal et transverse sont sensiblement équivalents. L'anisotropie de la tôle FeSi à grains NO est nettement moins importante que la tôle FeSi GO mais reste tout de même assez forte.

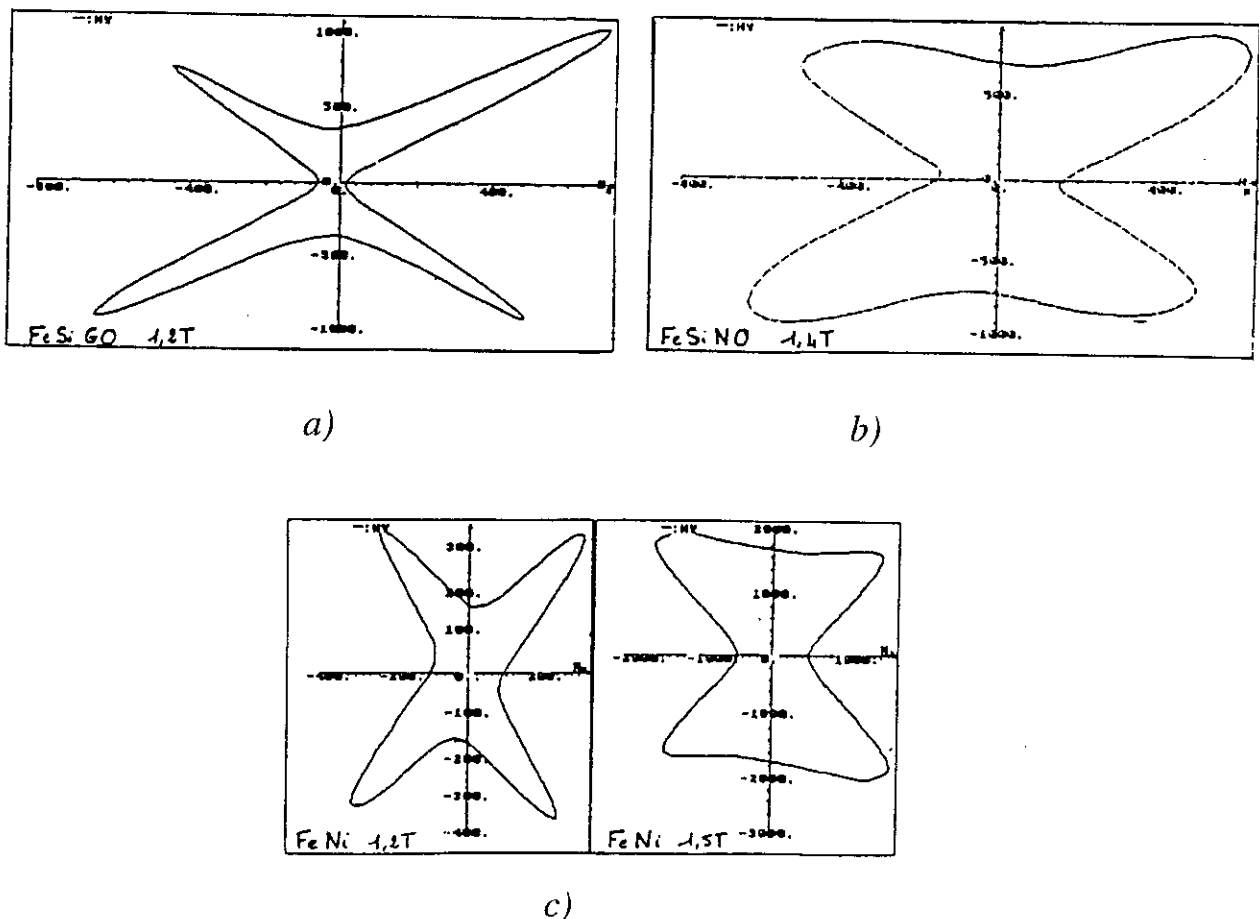
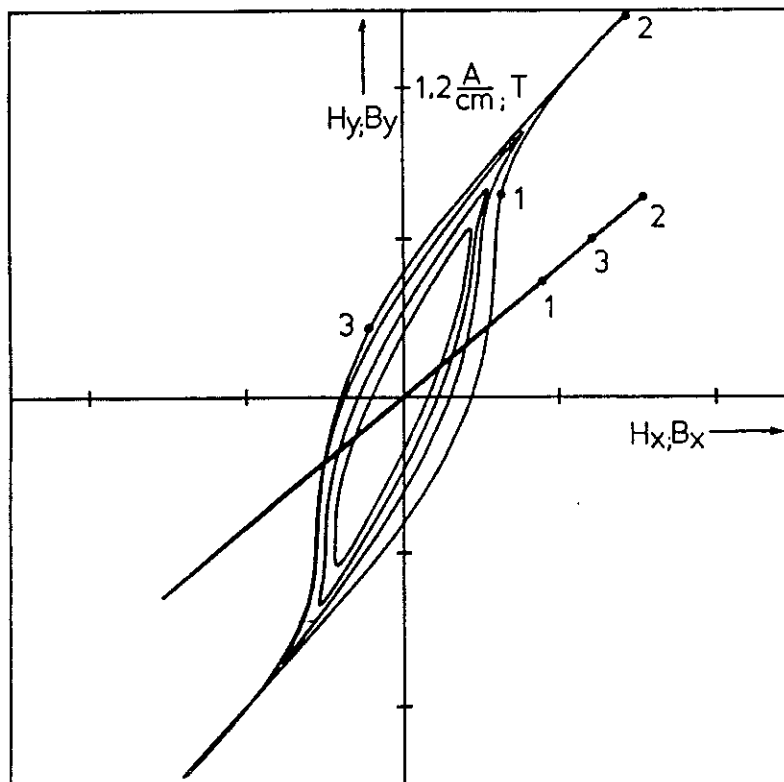


Figure I.18 Représentations polaires  $H_y$  ( $H_x$ ) observées pour les 3 types de matériaux  
 a) FeSi GO    b) FeSi NO    c) FeNi50%

On peut également accéder par ces expériences aux déphasages entre l'induction et le champ magnétique et caractériser ainsi l'aspect vectoriel de la relation  $\mathbf{B}(\mathbf{H})$ .

A cause de l'anisotropie  $\mathbf{B}$  et  $\mathbf{H}$  ne sont pas toujours colinéaires que ce soit en régime uniaxial ou circulaire et ne peuvent pas être déterminés correctement par les moyens classiques de caractérisation. A titre d'exemple la figure I.19 résume les résultats d'essais [ SIE-92 ] menés sur un échantillon FeSi NO aimanté à  $40^\circ$  par rapport à la direction de laminage (axe x). Les cycles  $H_y(H_x)$  sont obtenus à 50 Hz pour différents niveaux d'induction (0,6 ; 0,8 ; 1 et 1,2 T). Les points 1, 2 et 3 indiquent simultanément les positions instantanées des vecteurs  $\mathbf{B}$  et  $\mathbf{H}$ . Ces résultats montrent que le champ  $\mathbf{H}$  n'est pas en phase avec l'induction  $\mathbf{B}$  et qu'il ne garde pas de direction fixe. De plus sa rotation se fait de manière irrégulière.



*Figure I.19 Variations de l'induction et du champ magnétique pour une aimantation uniaxiale de  $40^\circ$  par rapport à la direction de laminage*

### I.3 OBJECTIFS DE L'ETUDE

Le premier banc de mesure des propriétés magnétiques en champs tournants réalisé au Laboratoire, a permis d'obtenir des résultats originaux et d'analyser le comportement des matériaux. Progresser dans cette voie ne peut se faire sans un outil de caractérisation fiable et performant. Tous les spécialistes concernés reconnaissent les difficultés de conception et d'instrumentation inhérentes à ce type de mesure et s'accordent sur la nécessité d'une maîtrise parfaite du capteur. L'analyse critique du premier prototype laisse entrevoir qu'on peut avancer dans les différentes directions suivantes :

- augmenter la zone effective de mesure. Dans le dispositif actuel les capteurs de **B** et **H** sont adaptés à des surfaces de ( 20x20 ) mm<sup>2</sup>. Ceci est peu représentatif du matériau où la taille des cristaux peut être de l'ordre du centimètre. Il est préférable de considérer une zone utile d'environ (100x100) mm<sup>2</sup> pour moyenner de façon correcte les variations de **H** et de **B** liées à la structure cristalline. Il est donc nécessaire d'augmenter la taille de l'échantillon et d'optimiser la géométrie du cadre;

- augmenter l'induction de travail qui est limitée actuellement en régime d'induction circulaire à 1,5 T pour les tôles FeSi NO et à 1,2 T pour les tôles FeSi GO. Cette limitation est due non seulement à la structure du dispositif mais aussi à l'alimentation du banc de mesure : en effet, pour atteindre une induction donnée au centre de la tôle, la puissance fournie par les amplificateurs d'alimentation doit compenser d'une part l'inhomogénéité du champ magnétique dans la tôle et d'autre part, la réluctance des circuits magnétiques de fermeture et des entrefers présents. De surcroît, l'asservissement électronique de l'induction magnétique permettant de lui imposer une trajectoire donnée devient difficile à contrôler à hautes inductions;

- améliorer la définition de l'entrefers. Les résultats antérieurs ont montré que l'entrefers joue un rôle important sur la répartition du champ dans la tôle en rendant indépendants les axes X et Y;

- améliorer la précision de la mesure du champ magnétique **H** à la surface de la tôle. L'étude antérieure a montré que le champ magnétique varie suivant l'axe perpendiculaire au plan de la tôle. L'utilisation d'une seule bobine de champ placée à une distance donnée de l'échantillon engendre des erreurs qui peuvent être de plusieurs % pour les pertes, mais peuvent atteindre quelques dizaines de % pour le champ **H**. L'utilisation d'un système à 2 bobines de champ améliorera nettement la qualité de la mesure;

- faciliter la détection de l'induction magnétique **B**. Ceci nécessite en particulier de développer une autre méthode de mesure. La réalisation du bobinage se fait actuellement à travers des trous

percés dans la tôle. C'est une opération délicate et fastidieuse nécessitant des précautions particulières pour éviter les courts-circuits avec la tôle et qu'il faut reprendre pour chaque échantillon à caractériser;

- rendre le banc robuste est aisément manipulable avec un positionnement simple de l'échantillon.

En s'appuyant sur l'expérience acquise, nous nous proposons de concevoir un nouveau dispositif plus performant.

Nous espérons:

- faire des mesures dans des conditions satisfaisantes.
- "alimenter" en données expérimentales les modèles théoriques utilisés en C.A.O.
- mieux comprendre les mécanismes d'aimantation en champ tournant.



## **CHAPITRE II**

MODELISATION 2D ET 3D D'UN  
CADRE " CHAMP TOURNANT "



## CHAPITRE II

### MODELISATION 2D et 3D D'UN CADRE " CHAMP TOURNANT "

Afin de mieux concevoir la structure du nouveau cadre "champ tournant" et de mettre en évidence l'importance des différents paramètres géométriques et physiques qui lui sont associés nous avons réalisé une modélisation numérique en utilisant les logiciels d'éléments finis Flux2D et Flux 3D. Ces derniers permettent la résolution des équations aux dérivées partielles de l'électromagnétisme sur des géométries complexes en prenant compte des lois de comportement du matériau.

#### II.1 CARACTERISTIQUES DU PROBLEME "MODELISATION D'UN CADRE CHAMP TOURNANT"

Tout problème de modélisation numérique de dispositifs électrotechniques peut se décomposer en un domaine d'étude, une géométrie à laquelle correspondent des régions magnétiques différentes, des propriétés physiques des matériaux composant ces régions et des sources de champs telles que courants, aimants... Une caractéristique supplémentaire est le résultat désiré, comme le champ, le couple d'un moteur, les pertes joules... .

Quelles peuvent être alors les caractéristiques du problème d'un cadre "champ tournant"?

D'un point de vue modélisation numérique, un CCT (Cadre Champ Tournant), c'est :

- une géométrie remarquable par sa complexité, ainsi que par la grande différence entre l'épaisseur de la tôle, l'entrefer existant et la longueur de la culasse de fermeture (rapport épaisseur sur longueur de la culasse compris entre un millièème et un dix millièème), circuit feuilleté... .

- des propriétés physiques des matériaux magnétiques difficiles à représenter: la non linéarité, l'anisotropie et les pertes.

- un problème de conditions aux limites que l'on doit imposer aux frontières du domaine d'étude du cadre "champ tournant" afin de représenter le problème réel.

Pour simplifier le problème, les deux études 2D et 3D ont été menées en magnétostatique en faisant varier successivement la direction de l'aimantation. Nous nous sommes intéressés à la répartition de l'induction et du champ magnétique dans l'échantillon et à sa surface. Le critère de comparaison considéré étant la zone d'uniformité de ces deux grandeurs. Nous avons en particulier analysé l'influence des paramètres suivants :

- forme de l'échantillon dans le cas 2D seulement ,
  - angle d'excitation, également en 2D,
  - largeur de la culasse,
  - perméabilité de la tôle
  - type de culasse : verticale ou horizontale,
  - chevauchement culasse - échantillon,
- entrefer.

## **II.2 MODELISATION BIDIMENSIONNELLE DU CADRE "CHAMP TOURNANT"**

### **II.2.1 Géométrie, équation et conditions aux limites**

Pour l'analyse bidimensionnelle, la structure géométrique du système a été ramenée dans le plan de la tôle. En effet, la modélisation du problème en 2D suppose qu'une dimension que nous noterons  $z$  est très grande devant les autres ( $x$  et  $y$ ), que les courants sont parallèles à cette direction et que les vecteurs champ  $\mathbf{H}$  et induction  $\mathbf{B}$  lui sont perpendiculaires. Dans ces conditions [ SAB-86 ] on n'étudie qu'une section du problème et on néglige les flux de fuites suivant l'axe  $z$ .

Dans cette étude, nous avons essayé de trouver la forme d'échantillon qui permet de réaliser les conditions d'aimantation homogène sur la région la plus répandue. Pour ce faire, nous avons modélisé deux types d'échantillons :

- un échantillon circulaire,
- un échantillon carré qui s'inscrit dans l'échantillon circulaire (figure II.1).

Pour limiter la taille du problème, le diamètre de l'échantillon circulaire a été pris égal à 200 mm (côté de l'échantillon carré = 141,4 mm). Les culasses sont adaptées à la forme de chaque échantillon comme le montre la figure II.1. Elles sont supposées en matériau magnétique isotrope linéaire de perméabilité  $\mu_r = 3000$ . L'entrefer a été fixé à 0,5 mm.

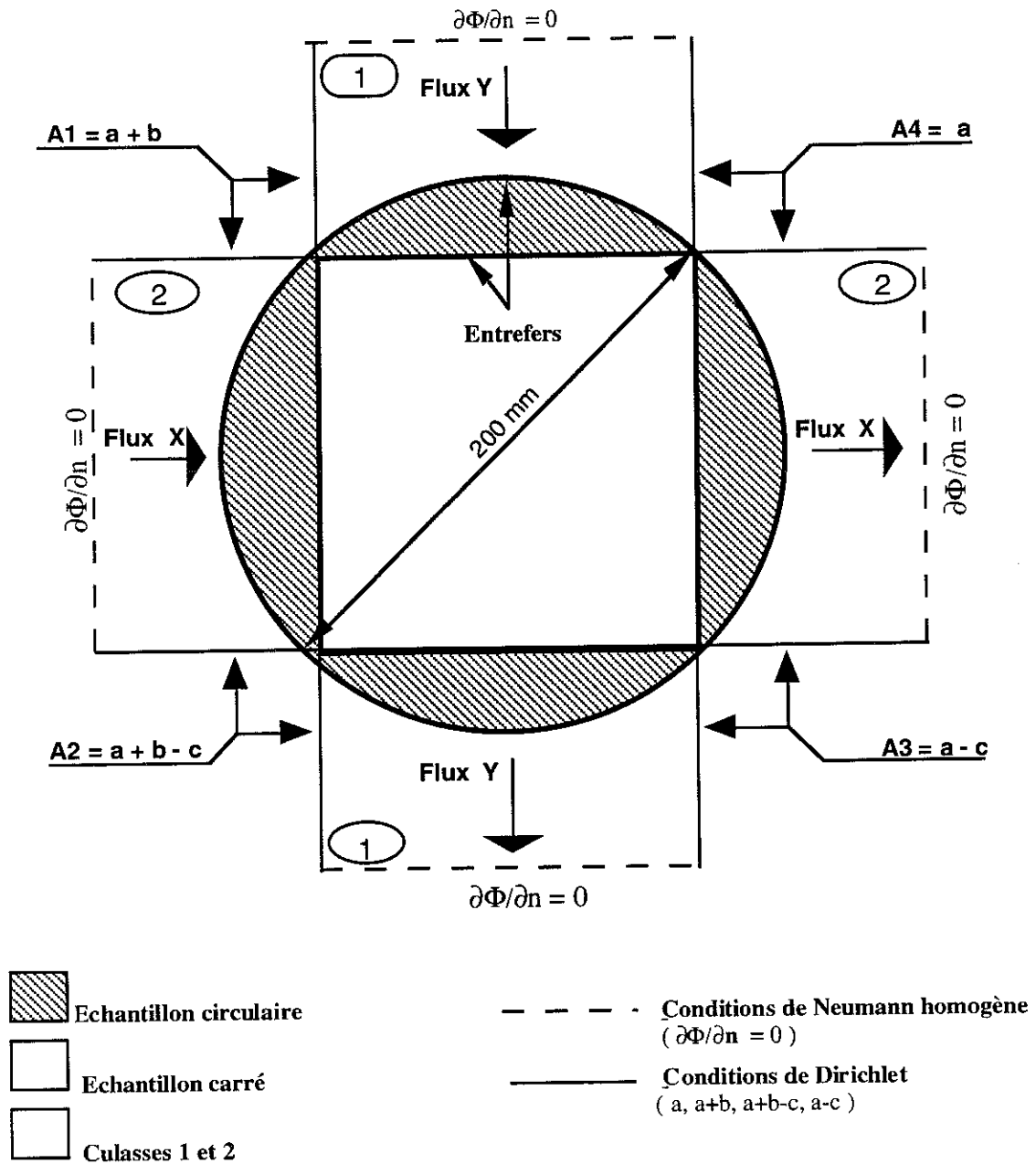


Figure II.1 Géométrie et conditions aux limites imposées dans notre problème

L'échantillon étudié est en matériau isotrope non linéaire présentant les caractéristiques d'une tôle FeSi NO (figure II.2).

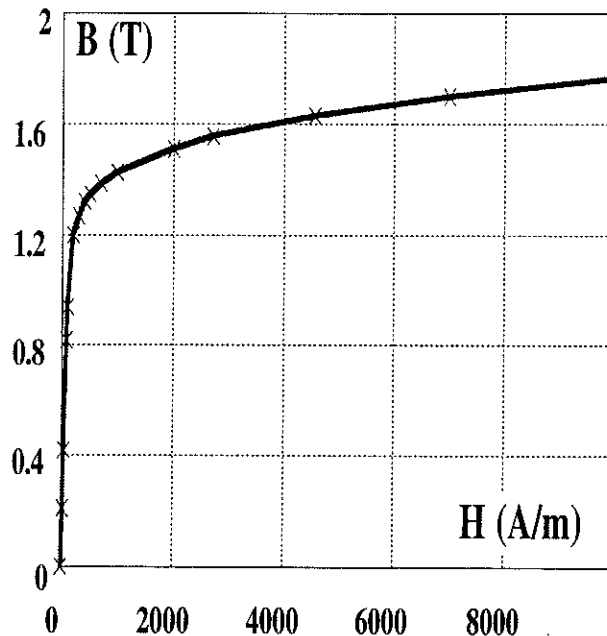


Figure II.2 Courbe d'aimantation de l'échantillon

Le logiciel Flux2D permet de résoudre ces problèmes en formulation potentiel vecteur  $A$  (B =  $\text{Rot } A$ ). L'équation aux dérivées partielles s'écrit alors :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( \nu \left( \frac{\partial A}{\partial x} \right) \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \nu \left( \frac{\partial A}{\partial y} \right) \right) = J \quad (\text{II.2})$$

Où

$A$  : potentiel vecteur qui est porté par l'axe  $z$  et qui ne dépend que de  $x$  et  $y$ .

$J$  : densité de courant parallèle à l'axe  $z$ .

$\mu = \frac{1}{\nu}$  : perméabilité du matériau donnée par la courbe  $B(H)$ .

Les conditions aux limites (figure II.1), qui permettent de représenter les liens entre le domaine d'étude et l'extérieur, ont été fixées sur les frontières du domaine de telles manières à :

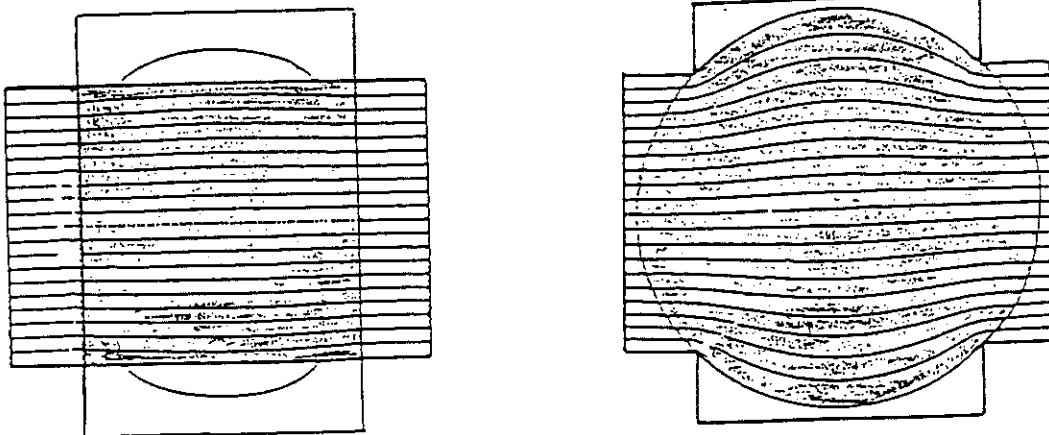
- imposer une différence de potentiel sur chacun des deux axes du cadre qui correspondent aux

flux  $\Phi_x$  et  $\Phi_y$  qui les traversent (conditions de Dirichlet :  $\Phi_x = A_1 - A_2 = A_3 - A_4 = c$ ,  $\Phi_y = A_1 - A_3 = A_2 - A_4 = b$ ),

- rendre compte de la fermeture du flux dans les culasses, en imposant pour chacun des axes un flux qui pénètre et qui sort perpendiculairement à la frontière (conditions de Neumann homogène :  $\partial\Phi/\partial n = 0$ ).

### II.2.2 Etude des variations du champ et de l'induction magnétiques pour différentes rotations $\Theta$ de l'aimantation .

La figure II.3 donne les répartitions des lignes équiflux obtenues pour les deux types d'échantillons et pour une excitation le long de l'axe x ( $\Theta = 0^\circ$ ). On peut constater un épanouissement du flux lors de son passage dans l'échantillon circulaire. Ce phénomène est également observé pour les autres angles d'excitation et est à l'origine d'une inhomogénéité du champ dans l'échantillon [ NEN-93 ] [ ENO-91 ].



#### échantillon carré

$$\Phi_{\min} = 0,525 \text{ E-3 Wb}$$

$$\Phi_{\max} = 0,569 \text{ E-3 Wb}$$

$$\Delta\Phi = 44 \text{ E-6 Wb}$$

#### échantillon circulaire

$$\Phi_{\min} = 0,525 \text{ E-3 Wb}$$

$$\Phi_{\max} = 0,569 \text{ E-3 Wb}$$

$$\Delta\Phi = 44 \text{ E-6 Wb}$$

**Figure II.3** Répartitions des équiflux obtenues pour une aimantation suivant l'axe x.

Pour deux directions d'aimantation ( $\Theta = 10^\circ$  et  $\Theta = 30^\circ$ ), nous avons tracé (figures II.4 et II.5), les évolutions de l'amplitude du champ H le long de l'axe y et de l'axe x = y. Nous remarquons dans les deux cas que la forme circulaire de l'échantillon est la plus défavorable.

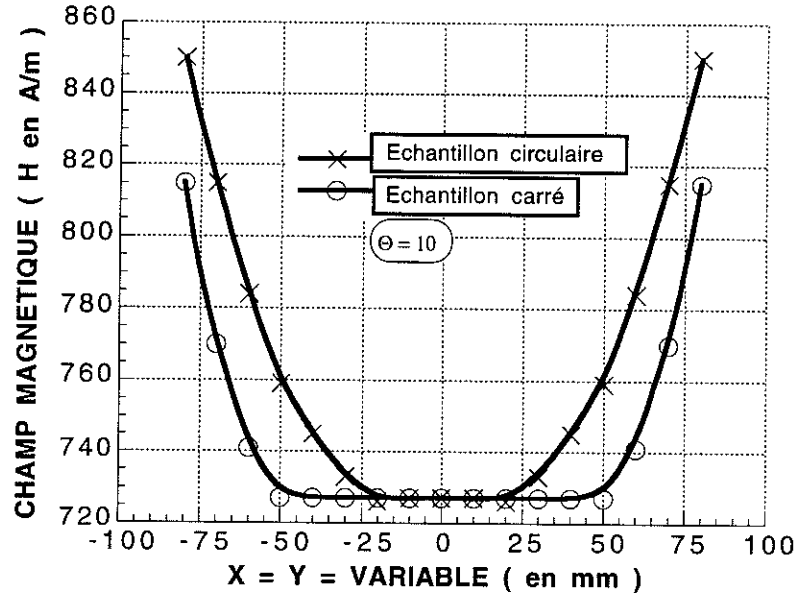
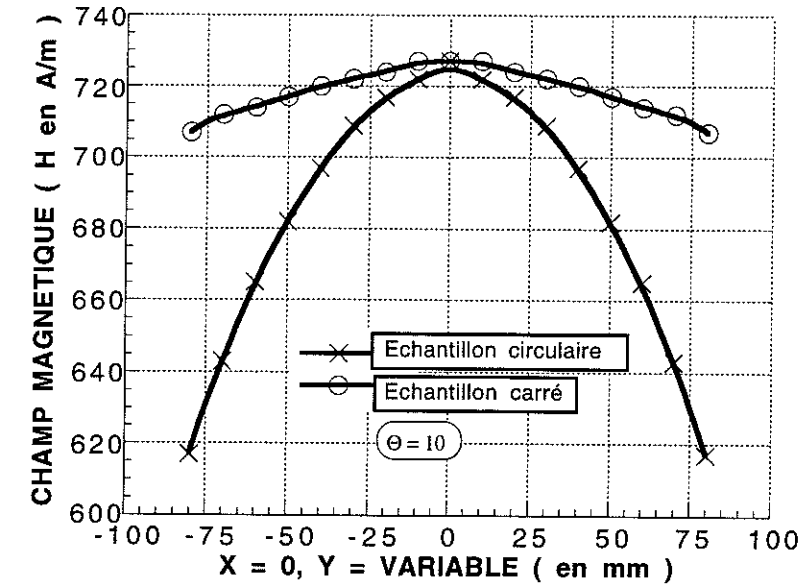


Figure II.4 Evolution du champ magnétique H le long de l'axe y et de l'axe x = y pour un angle d'aimantation  $\Theta = 10^\circ$ .

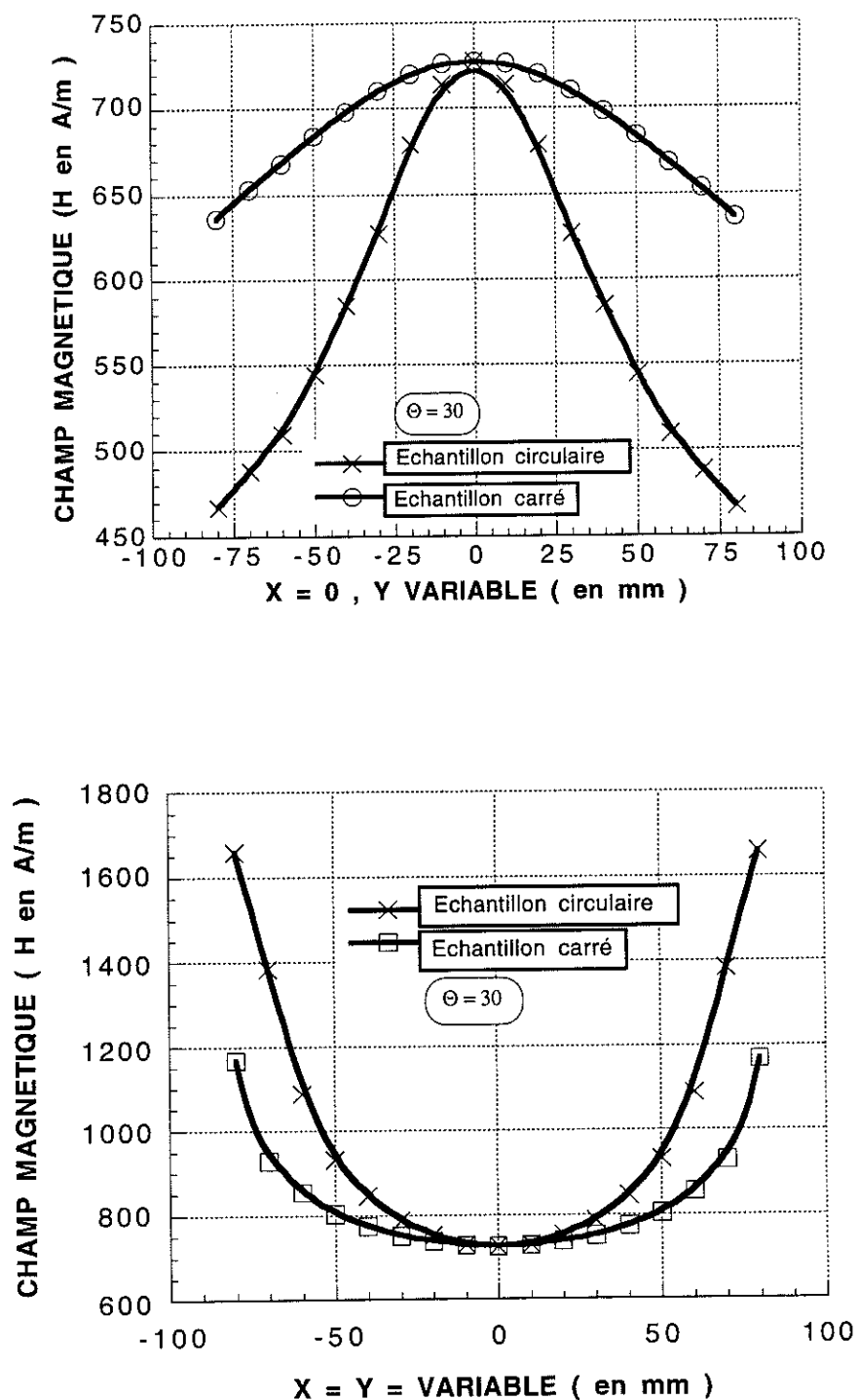


Figure II.5 Evolution du champ magnétique  $H$  le long de l'axe  $y$  et de l'axe  $x = y$  pour un angle d'aimantation  $\Theta = 30^\circ$ .

Le tableau II.1 permet de résumer cette étude en donnant les variations maximales relatives du champ et de l'induction obtenues pour différentes rotations de l'angle d'aimantation  $\Theta$  et pour les deux formes d'échantillons. Ces variations s'expriment par :

$$E_{B\%} = \frac{B_c - B_{\min}}{B_c} 100 \% \quad E_{H\%} = \frac{H_c - H_{\min}}{H_c} 100 \%$$

Où :

$H_c$ ,  $B_c$ ,  $H_{\min}$  et  $B_{\min}$  représentent respectivement les valeurs du champ et de l'induction magnétiques au centre de l'échantillon ainsi que leurs valeurs minimales obtenues dans la zone de mesure.

Les zones de mesures, comme l'indique la figure II.6, sont des carrés de côté  $L_c$  pris au centre de l'échantillon. Ces carrés sont élargis progressivement ( $L_c = 20$  à  $L_c = 100$  mm) afin d'apprécier l'homogénéité de  $B$  et  $H$  sur la surface de l'échantillon.

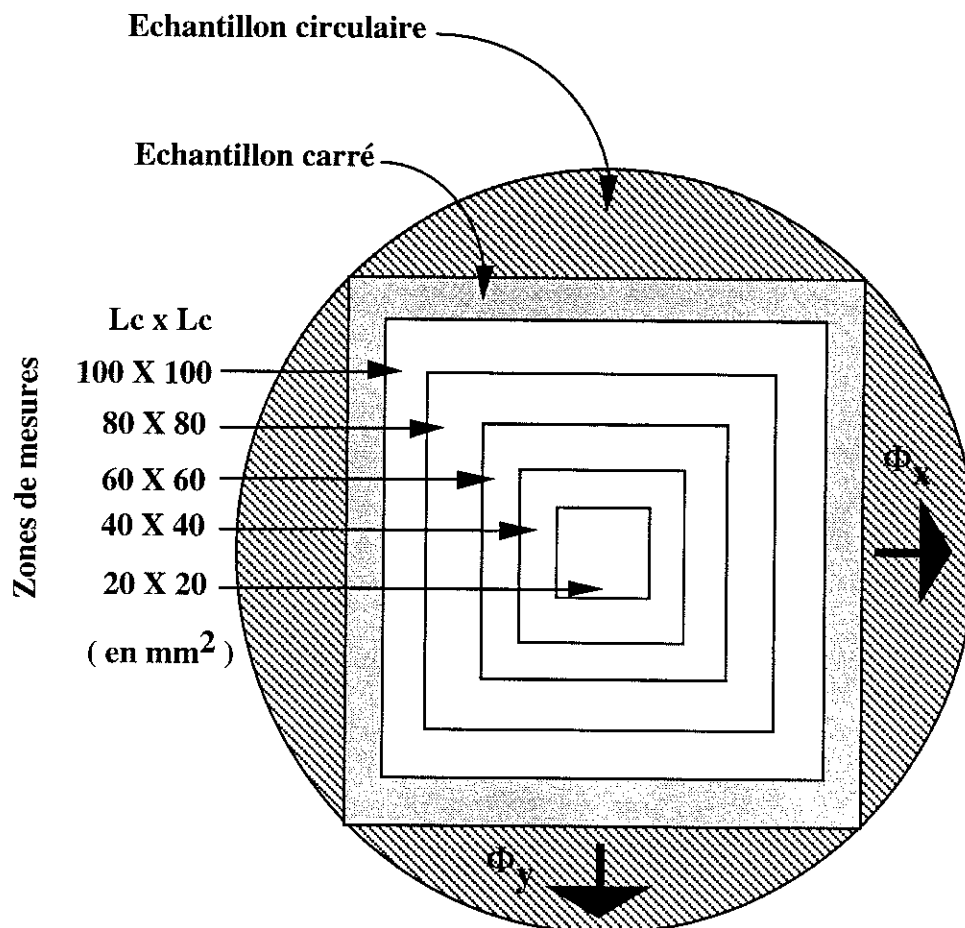


Figure II.6 Représentation des zones de mesures

$\theta$	$0^\circ$			
Lc x Lc (mm <sup>2</sup> )	Échantillon carré E <sub>B</sub> %	E <sub>H</sub> %	Échantillon circulaire E <sub>B</sub> %	E <sub>H</sub> %
20 x 20	0 %	0 %	0 %	2 %
40 x 40	0 %	2 %	0 %	5 %
60 x 60	0 %	3 %	0 %	8 %
80 x 80	1 %	6 %	1 %	17 %
100 x 100	1 %	10 %	1 %	25 %

$\theta$	$30^\circ$			
Lc x Lc (mm <sup>2</sup> )	Échantillon carré E <sub>B</sub> %	E <sub>H</sub> %	Échantillon circulaire E <sub>B</sub> %	E <sub>H</sub> %
20 x 20	0 %	0 %	0 %	1 %
40 x 40	0 %	2 %	0 %	4 %
60 x 60	0 %	3 %	1 %	8 %
80 x 80	0 %	6 %	2 %	16 %
100 x 100	1 %	10 %	3 %	28 %

$\theta$	$45^\circ$			
Lc x Lc (mm <sup>2</sup> )	Échantillon carré E <sub>B</sub> %	E <sub>H</sub> %	Échantillon circulaire E <sub>B</sub> %	E <sub>H</sub> %
20 x 20	0 %	1 %	0 %	3 %
40 x 40	0 %	3 %	0 %	5 %
60 x 60	0 %	4 %	0 %	7 %
80 x 80	0 %	11 %	1 %	25 %
100 x 100	1 %	16 %	1 %	30 %

**Tableau II.1** Variations maximales de l'induction et du champ magnétique pour différentes directions d'aimantation

( $B_c = 1.4 \text{ T}$  et  $H_c = 730 \text{ A/m}$ ).

La zone de mesure correspond en pratique à la dimension de la bobine de détection du champ qui intègre la valeur de H sur toute sa surface. Il est intéressant alors d'estimer les variations moyennes du champ pour mieux s'approcher des conditions expérimentales (Tableau II.2)

$\theta$	45°		45°	
	Échantillon carré $E_{Hmax}\%$	$E_{Hmoy}\%$	Échantillon circulaire $E_{Hmax}\%$	$E_{Hmoy}\%$
20 x 20	1 %	0 %	3 %	1 %
40 x 40	3 %	0 %	5 %	1 %
60 x 60	4 %	0 %	7 %	2 %
80 x 80	11 %	1 %	25 %	3 %
100 x 100	16 %	2 %	30 %	4 %

**Tableau II.2** Comparaison de valeurs  $E_{Hmax}$  et  $E_{Hmoy}$

$$E_{Hmax}\% = (H_{centre} - H_{min})100\% / H_{centre}$$

$$E_{Hmoy}\% = (H_{centre} - H_{moy})100\% / H_{centre}$$

où  $H_{moy}$  est la valeur du champ moyen dans la zone de mesure.

Ces variations moyennes sont bien plus favorables que les variations maximales !

Pour l'échantillon carré par exemple, on obtient une uniformité moyenne du champ de 2% au lieu de 16% pour  $\Theta = 45^\circ$ , sur une surface recouvrant la moitié de la tôle.

### II.2.3 Conclusions

Il ressort de cette étude que l'utilisation d'un échantillon carré semble plus adaptée pour un dispositif de caractérisation de tôle en régime de champ tournant. La mauvaise homogénéité du champ sur l'échantillon circulaire s'explique par un épanouissement du flux lors de son passage dans la tôle.

On peut noter que ce phénomène d'épanouissement est aussi observé, lorsque la largeur de la culasse est inférieure au côté de l'échantillon carré, ainsi que l'on montré des simulations que nous avons effectué mais qui ne sont pas reportées dans ce mémoire.

## II.3 ANALYSE TRIDIMENSIONNELLE DU CADRE "CHAMP TOURNANT"

### II.3.1 Géométrie, équation et conditions aux limites

Bien que beaucoup plus complexe qu'une étude 2D, nous avons essayé d'effectuer une modélisation 3D du problème pour mieux tenir compte des flux de fuites, des interactions entre les deux culasses et l'effet de la différence de section entre la culasse et l'échantillon. Dans l'étude 3D qui suit nous nous sommes limités à un échantillon de forme carrée et à une excitation faisant un angle  $\Theta = 45^\circ$  par rapport à l'axe x [ NEN-94 ].

Les géométries étudiées correspondant à un cadre à culasses verticales ou horizontales sont celles données dans la figure II.7. Elle représente la moitié du dispositif (symétrie par rapport au plan de la tôle). Comme en 2D la fermeture des culasses est matérialisée par les conditions aux limites sur les faces.

Ces culasses sont en matériau isotrope linéaire de  $\mu_r = 3000$ . Leur largeur et leur longueur de pénétration à la surface de la tôle sont notées respectivement  $W_y$  et  $L_p$ . L'entrefer  $e$  entre les culasses et l'échantillon a été fixé à 1mm. L'échantillon est un carré de 300 mm de côté; il est en matériau linéaire isotrope de perméabilité  $\mu_r = 1000$ .

Nous avons analysé l'influence des paramètres  $L_p$ ,  $W_y$ ,  $e$  et  $\mu_r$  sur la répartition de l'induction magnétique dans l'échantillon en considérant des zones de mesures similaires à celles de l'étude 2D.

Le logiciel Flux3D permet de résoudre de tels problèmes en formulation potentiel scalaire  $V$  ( $\mathbf{H} = -\text{grad}V$ ). L'équation aux dérivées partielles associée à la magnétostatique s'exprime dans ce cas par :

$$\text{div}[\mu(-\text{grad}V)] = 0$$

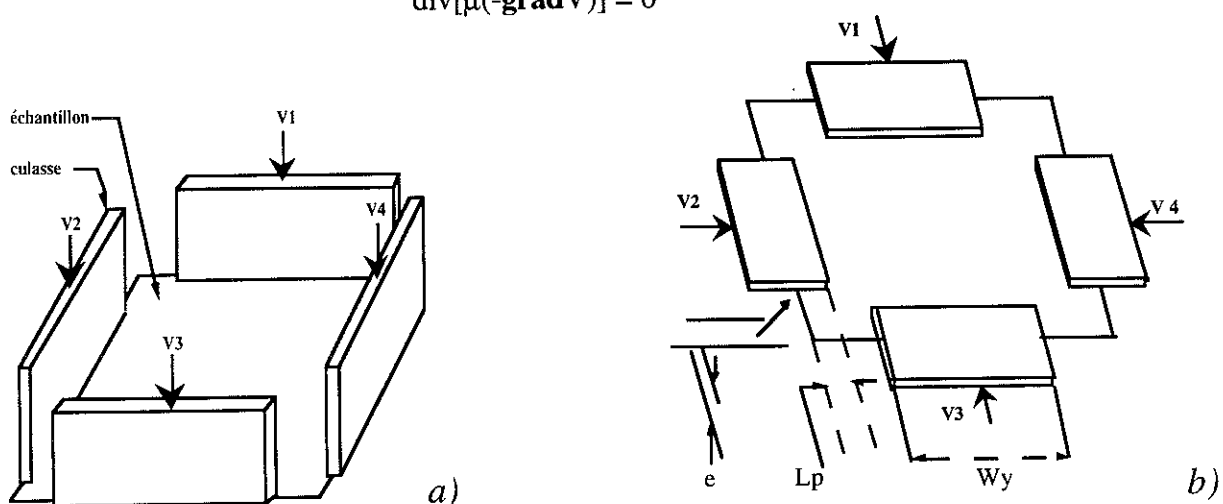
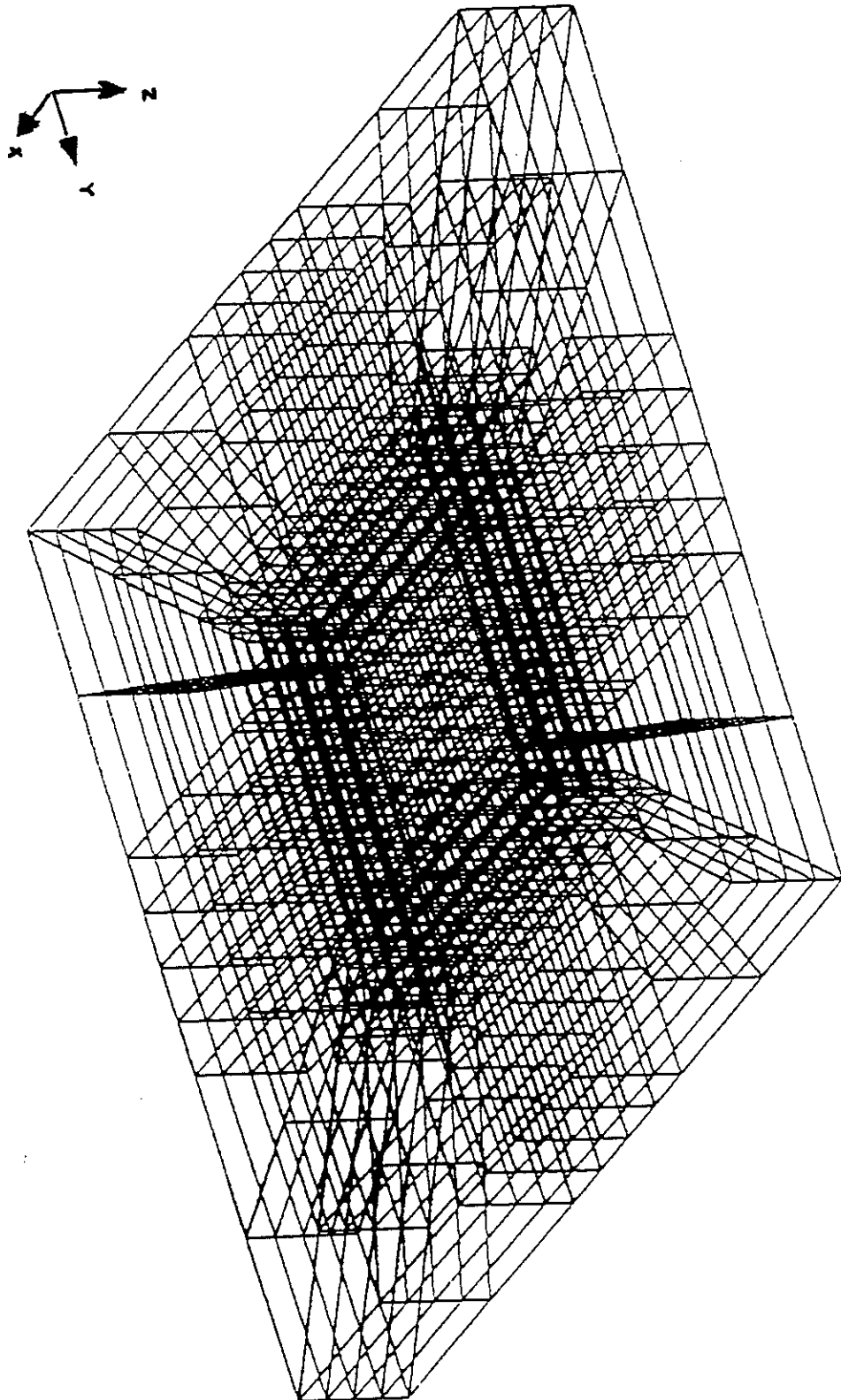


Figure II.7 Modélisation de la géométrie du cadre "champ tournant"  
 a) à culasses verticales      b) à culasses horizontales



*Figure II.9* Maillage du dispositif

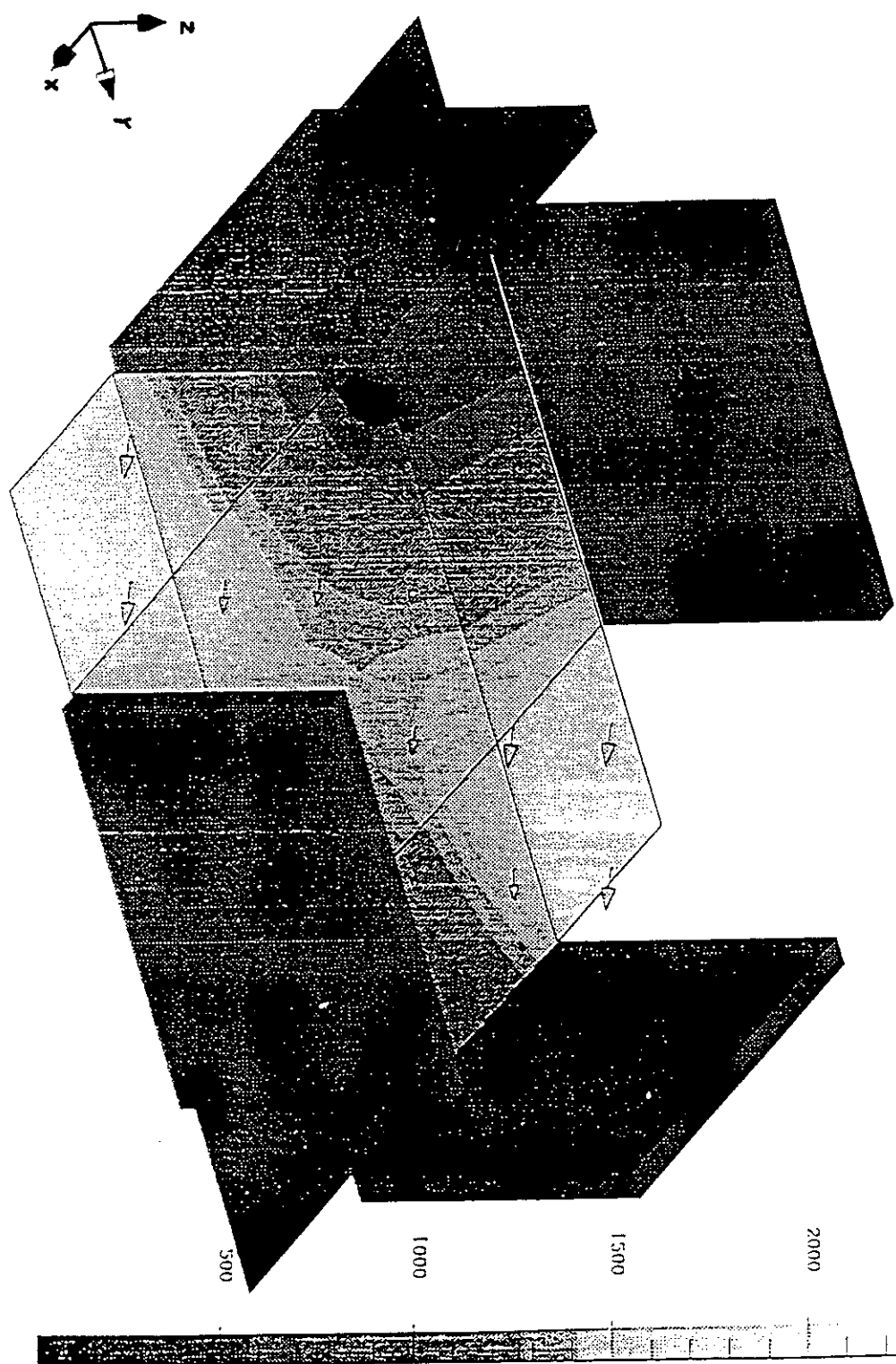


Figure II.10 Représentation des isovaleurs du champ magnétique  
(  $e = 1 \text{ mm}$ ,  $L_p = 2 \text{ mm}$  et  $W_y = 150 \text{ mm}$  )

### I.3.2 Influence de la structure des culasses

Une comparaison entre deux dispositifs l'un à culasses verticales et l'autre à culasses horizontales, nous a montré, qu'en prenant les mêmes conditions aux limites et les mêmes paramètres du circuit magnétique on obtient dans les deux cas les mêmes variations relatives moyennes  $E_{B_{moy}}$  de l'induction magnétiques dans la tôle (Tableau II.3).

Lc ( mm )		$E_{B_{moy}}$ ( % )		$E_{B_{moy}}$ ( % )
20	<b>culasses verticales</b>	0	<b>culasses horizontales</b>	0
40		0		0
60		0		1
80		1		1
100		2		2
120		4		3

**Tableau II.3** Variations de l'induction magnétique pour deux systèmes de cadre "champ tournant" différents

(entrefer ( $e$ ) = 0.3 mm, longueur de pénétration ( $L_p$ ) = 1 mm, largeur des culasses ( $W_y$ ) = 270 mm)

$B_{centre}$  : induction au centre de l'échantillon.

$B_{moy}$  : induction moyenne dans la zone de mesure.

$E_{B_{moy}} = (B_{centre} - B_{moy}) 100\% / B_{centre}$

$L_c$  ( mm ) : côté du carré de la zone de mesure se trouvant au centre de l'échantillon

### II.3.3 Influence de la longueur de pénétration $L_p$

La figure II.11 représente les variations moyennes relatives  $E_{B_{moy}}$  considérées sur différentes zones de mesures définies par  $L_c$  en fonction de la longueur de pénétration  $L_p$ . Dans cette étude , la largeur des culasses horizontales a été fixée à  $W_y = 150$  mm.

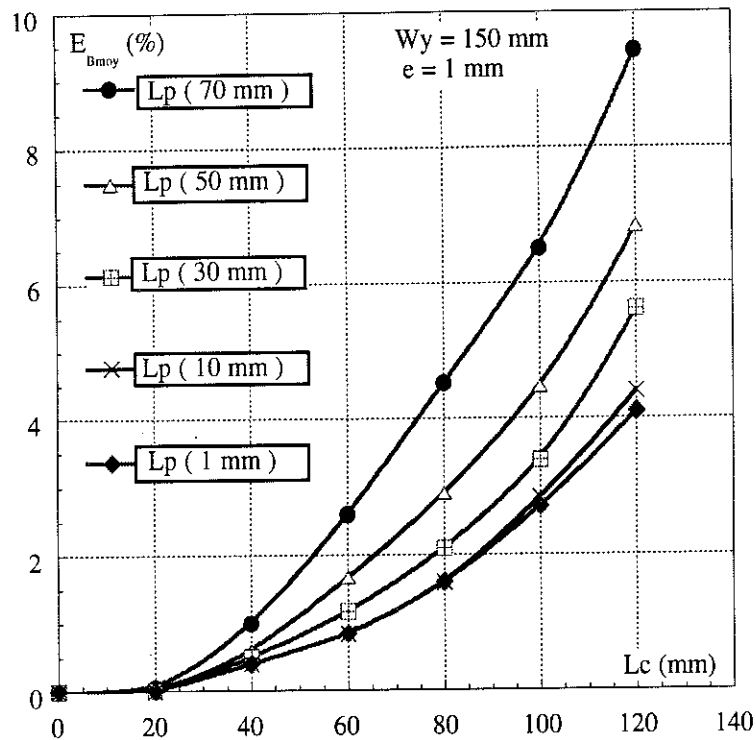


Figure II.11 Variations de l'induction magnétique en fonction de la longueur de pénétration  $L_p$

L'homogénéisation de l'induction obtenue peut s'expliquer par deux effets qui sont combinés :

- d'une part la longueur  $L_p$  définit la distance entre les deux culasses perpendiculaires qui est la cause d'un court circuit d'une partie du flux ( exemple  $L_p = 70$  mm correspond à une distance entre culasses de 7 mm ) ce qui se traduit par une zone d'homogénéisation plus réduite.

- d'autre part à partir d'une longueur critique, on favorise l'épanouissement du flux dans les coins de la tôle ( pour  $L_p = 10$  mm ou  $L_p = 1$  mm par exemple on obtient la même homogénéisation de  $B$  dans la zone de mesure ).

### II.3.4 Influence de la largeur des culasses

Dans cette étude, nous avons considéré des culasses verticales d'épaisseur  $L_p = 10$  mm. La figure II.12 donne l'homogénéité de B obtenue pour des largeurs de culasses  $W_y$  variant entre 120 et 270 mm. Cette homogénéité semble peu affectée par ce paramètre.

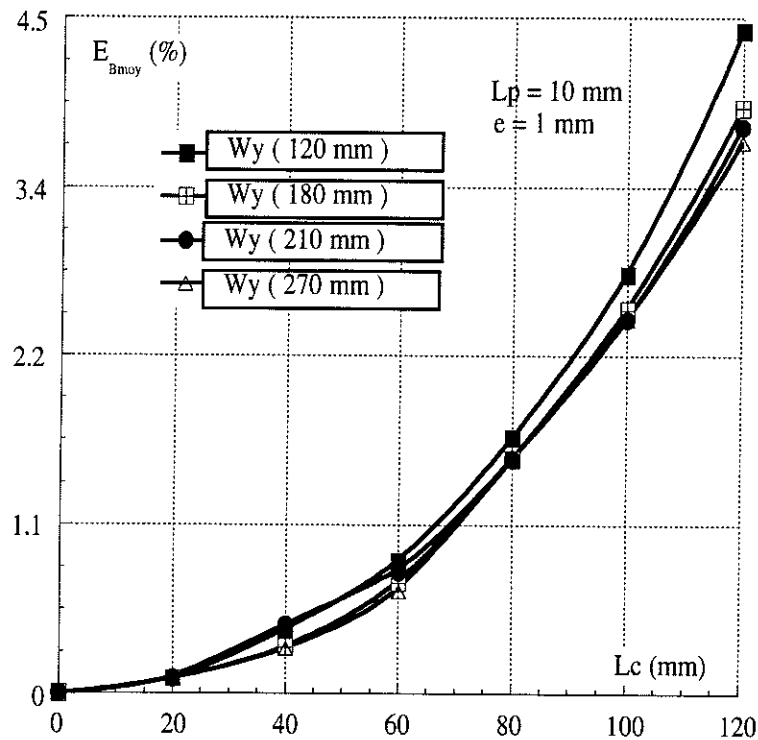


Figure II.12 Variations de l'induction magnétique pour différentes largeurs de culasses  $W_y$

### II.3.5 Influence de la perméabilité

Pour étudier l'influence de la perméabilité sur l'homogénéité de B dans l'échantillon nous avons modélisé trois types de matériaux, deux linéaires de  $\mu_r = 1000$ , 10000 et un non linéaire ayant la même courbe  $B(H)$  que l'étude 2D. Les culasses sont verticales ayant pour caractéristique  $e = 1$  mm,  $L_p = 10$  mm et  $W_y = 210$  mm. L'induction dans l'échantillon étant fixée à environ 1,5 T. On remarque dans la figure II.13 qu'en linéaire, une perméabilité élevée canalise mieux le flux dans l'échantillon. De même la non linéarité du matériau s'oppose à la concentration du flux qui sature les coins de la tôle engendrant une meilleure répartition de B.

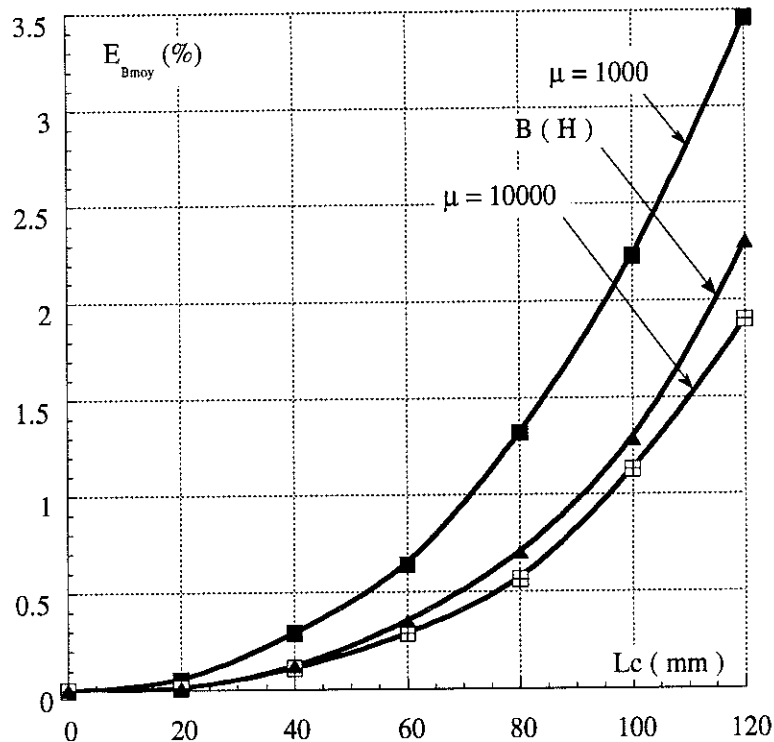


Figure II.13 Variation de l'induction magnétique pour différentes valeurs de la perméabilité  $\mu$

### II.3.6 Influence de l'entrefer

Le rôle de l'entrefer est de rendre indépendants les axes x et y du cadre. En effet, l'absence d'entrefer entre l'échantillon et la culasse favorise le passage du flux de la culasse x à la culasse y sans passer par le centre de l'échantillon ( figure II.13 ), alors qu'un entrefer résiduel augmente la réluctance du circuit magnétique de la culasse perpendiculaire et répartit mieux l'induction dans l'échantillon.

Dans cette étude nous avons simulé avec un cadre à culasses verticales plusieurs épaisseurs d'entrefer. Les résultats obtenus dans la figure II.14 ne sont pas très concluants car l'homogénéité du flux est peu modifiée même pour des valeurs très différentes de l'entrefer. Pour compléter cette analyse, une étude expérimentale sur le cadre construit sera faite sur différentes qualités de matériaux et à différentes inductions pour mieux apprécier le rôle de ce paramètre. Toutefois, il est important de souligner que pour une induction de travail donnée, une augmentation de l'entrefer peut se traduire par une augmentation de la puissance d'alimentation du cadre.

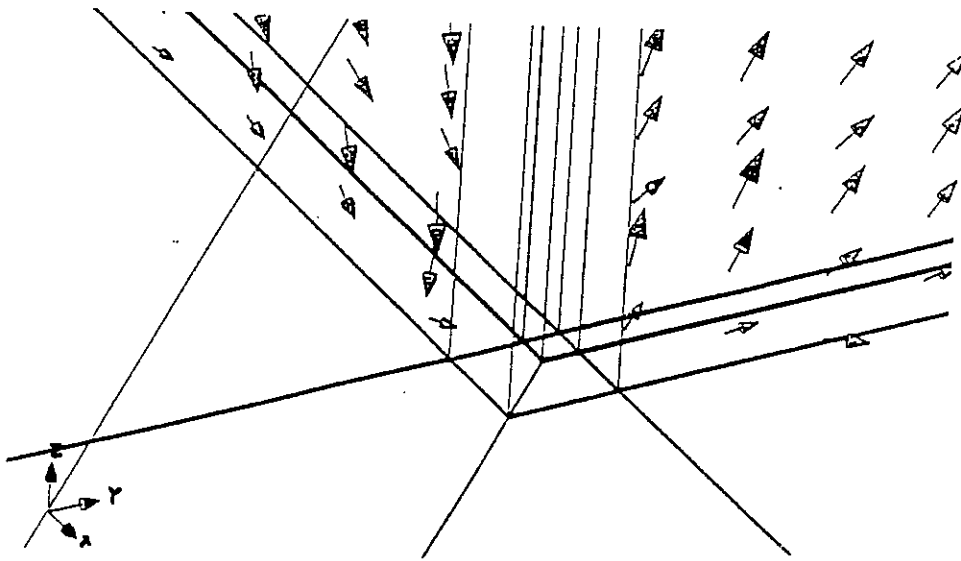


Figure II.13 Passage du flux de la culasse X à la culasse perpendiculaire Y  
( $e = 0$ )

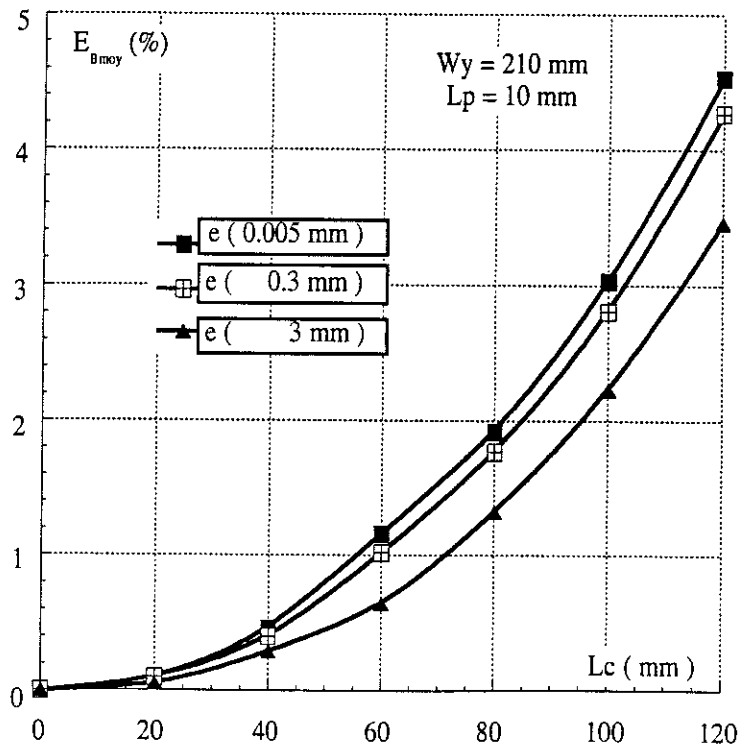


Figure II.14 Variations de l'induction magnétique pour différentes épaisseurs d'entrefer  $e$   
( $\mu_r$  échantillon = 1000,  $\mu_r$  culasse = 3000)

### II.3.7 Variation du champ magnétique suivant l'axe perpendiculaire au centre de la tôle

Le champ magnétique dans la tôle est mesuré en pratique en utilisant une ou deux bobines détectrices placées à proximité de l'échantillon. Il est important de connaître sa variation lorsque l'on s'éloigne de l'échantillon parallèlement à sa surface (axe z). Seule la modélisation 3D le permet et les courbes de la figure II.15 tracées toujours pour une excitation à 45° illustrent les résultats obtenus dans le cas d'un matériau linéaire ( $\mu_r = 1000$ ) et non linéaire (courbe B(H) de la figure II.2)

Une extrapolation linéaire reste donc valable dans la mesure où les bobines de H sont placées à une hauteur maximale de 10 mm, ce qui est le cas en pratique.

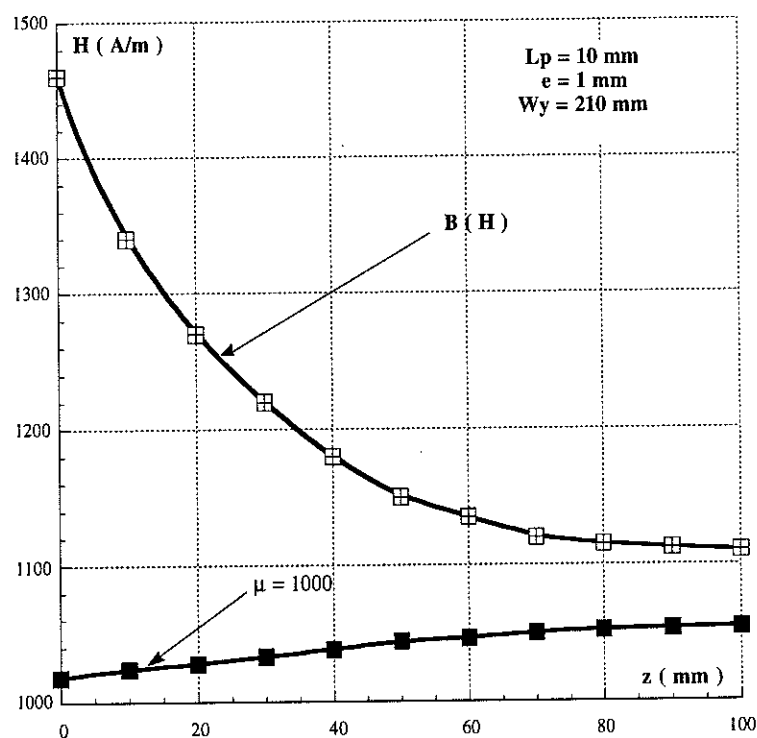


Figure II.15 Variations du champ magnétique le long de l'axe perpendiculaire à l'échantillon

### II.4 COMPARAISON DES RESULTATS 2D ET 3D

Une étude de l'influence de la largeur des culasses ayant été également faite en 2D pour analyser les phénomènes d'épanouissement du flux dans la tôle, il est intéressant de comparer les résultats 2D avec la simulation 3D. L'échantillon de 300 mm de côté est supposé isotrope linéaire de  $\mu_r = 1000$ .

Les figures II.16 et II.17 illustrent la répartition des équipotentielles vecteur et scalaire obtenues respectivement par la modélisation 2D et 3D pour des largeurs de culasses  $W_y$  égales à 150 et 250 mm. Les courbes de la figure II.18 caractérisent les inhomogénéités de  $B$  pour différentes

dimensions de la zone de mesure. On remarque, comme on pouvait s'y attendre que les résultats obtenus en 2D sont plus optimistes et que l'influence de la largeur des culasses est moins importante en 2D qu'en 3D. Les écarts observés peuvent s'expliquer par les hypothèses associées à la modélisation 2D :

- une section identique pour les culasses, l'entrefer et l'échantillon.
- des fuites suivant l'axe z qui sont négligeables.
- des fuites latérales entre les culasses négligeables, également.

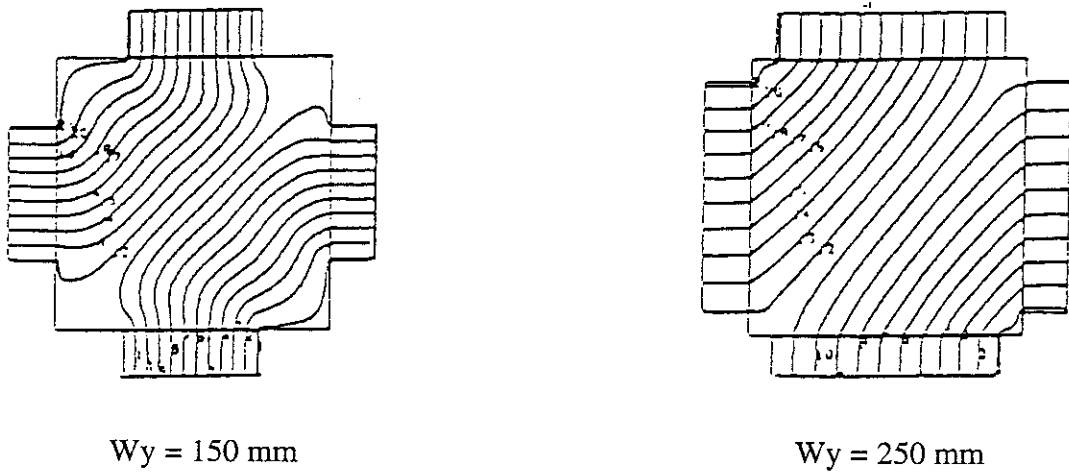


Figure II.16 Equiflux ( résultats 2D )

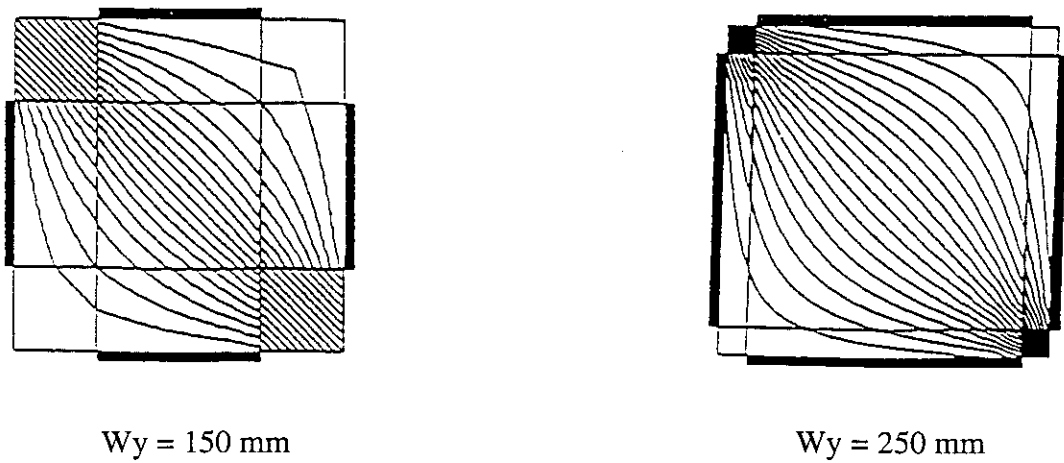
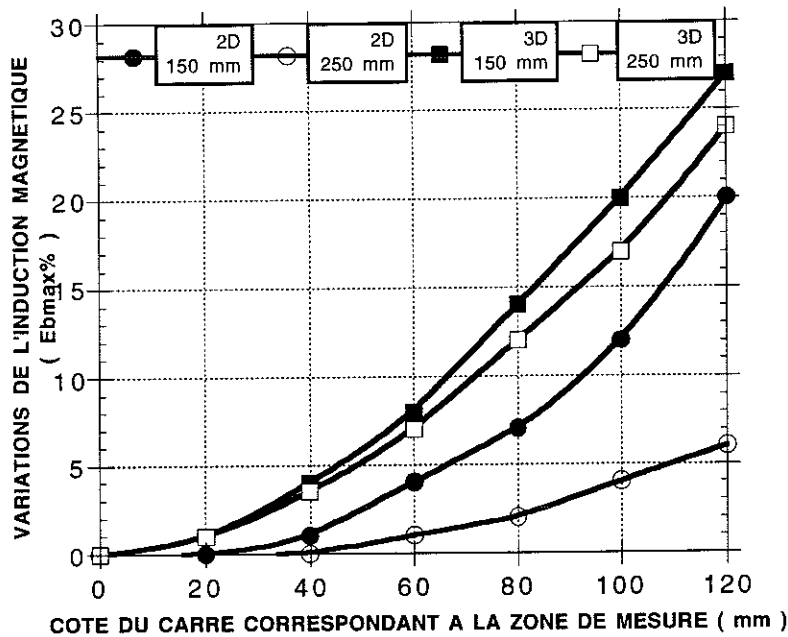


Figure II.17 Equipotentielle scalaires ( résultats 3D )



*Figure II.18 Comparaison des résultats 2D et 3D des variations de l'induction magnétique pour différentes largeurs des culasses*

## II.5 CONCLUSION

Les simulations numériques bidimensionnelle et tridimensionnelle du cadre "champ tournant" bien qu'elles soient limitées à une étude magnétostatique de matériaux isotropes et linéaires ont permis d'apprécier l'influence des principaux paramètres sur la répartition du champ et de l'induction dans l'échantillon.

Compte tenu de la géométrie complexe du dispositif on n'aurait pas pu faire des simulations 3D sans un maillage avec des éléments prismatiques ou briques puisque pour un cas similaire l'utilisation d'éléments tétraédriques conduit à des problèmes gigantesques consommant trop de taille mémoire et de temps de résolution.

Une comparaison, par simulation 3D, a montré qu'avec un dispositif à culasses verticales ou horizontales les résultats sont semblables. Pour la suite de l'étude nous avons opté pour un cadre à culasses verticales de façon à pouvoir contrôler plus aisément l'épaisseur d'entrefer.

Pour une certaine plage de largeurs de culasses, allant de 180 à 270 mm, nous n'avons pas observé une influence sensible de ce paramètre sur la répartition du champ dans la tôle.

L'étude de l'influence de l'entrefer a été peu concluante, une analyse plus poussée lors des essais expérimentaux nous aidera à mieux comprendre certains phénomènes.



## **CHAPITRE III**

# REALISATION DU CADRE EN CHAMP TOURNANT ET ANALYSE EXPERIMENTALE



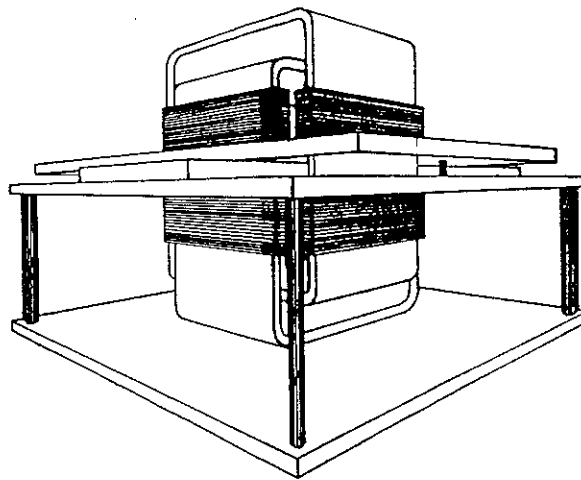
## CHAPITRE III

### REALISATION DU CADRE EN CHAMP TOURNANT ET ANALYSE EXPERIMENTALE

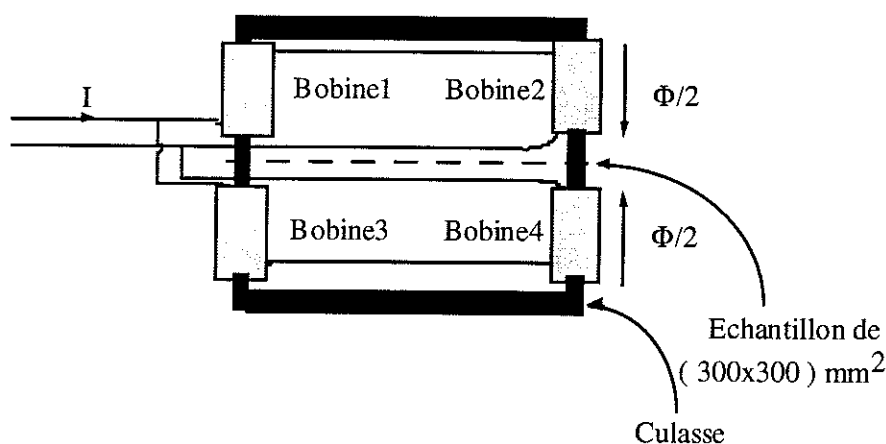
#### III.1 DESCRIPTION DU NOUVEAU CADRE "CHAMP TOURNANT"

Pour caractériser les tôles magnétiques en régime multidirectionnel, nous avons développé un nouveau dispositif dont le schéma de principe est représenté en figure III.1. Sa conception tient compte bien sûr des résultats obtenus par simulation, mais aussi des contraintes pratiques. L'échantillon test est un carré dont le coté peut varier de 300 à 500 mm. Les principales dimensions qui nous intéressent sont plutôt (300 x 300) et (500 x 500) mm<sup>2</sup>, car elles nous permettent de comparer le dispositif avec les autres cadres à bande unique disponibles au laboratoire, adaptés aux mesures en régime unidirectionnel.

Pour minimiser l'encombrement du dispositif, les culasses sont choisies verticales. Ce choix nous permet également d'obtenir une meilleure définition et un réglage plus aisé de l'entrefer. De même que dans le dispositif précédent ces culasses sont doublées pour chaque axe d'alimentation afin d'assurer la symétrie du flux dans l'échantillon. Elles sont réalisées à partir d'un circuit enroulé en FeSi GO et coupé. Leurs faces polaires ont été rectifiées et rodées pour obtenir une parfaite planéité (0,005 mm). Nous avons pris des culasses de 15 mm d'épaisseur pour minimiser la réluctance et les pertes magnétiques dans le circuit de fermeture. Leur largeur de 210 mm permet d'espérer une bonne uniformité du champ magnétique et de dégager suffisamment de place pour les bobines d'excitation. Ces dernières, au nombre de quatre pour chaque axe sont disposées autour des bras des culasses et mises en parallèle deux à deux (figure III.2).



*Figure III.1 Dispositif de mesure des pertes magnétiques*



*Figure III.2 Bobines d'excitation pour un seul axe*

## III.2 ETUDE DE LA REPARTITION DU CHAMP MAGNETIQUE A LA SURFACE DE L'ECHANTILLON

Le nouveau cadre "champ tournant" que nous avons réalisé en s'appuyant sur les résultats de simulation se doit d'être confronté à la réalité expérimentale. C'est ce qui a été fait dans cette partie en essayant d'analyser finement la répartition du champ magnétique à la surface de l'échantillon. Cette étude a pour but de déterminer la zone de travail utile dans laquelle on doit opérer en champ raisonnablement uniforme. Elle servira par la suite au dimensionnement et au positionnement des bobines détectrices du champ et de l'induction magnétique.

### III.2.1 Dispositif de mesure du champ et tests préliminaires

#### III.2.1.a Présentation du système de sondes à effet Hall pour la détection du champ à la surface de la tôle

Pour obtenir une carte de champ très détaillée, nous avons opté pour des mesures ponctuelles utilisant des sondes à effet Hall. Le dispositif de mesure de champ réalisé comporte deux sondes perpendiculaires munies de leurs circuits électroniques de traitement de signal (figure III.3). Ce système est placé sur l'échantillon par le biais d'un support amagnétique, isolant, percé de trous permettant de positionner avec précision le capteur. On peut ainsi balayer la surface de la tôle en déplaçant le dispositif dans les différentes directions avec un pas de 20 mm et pour une hauteur minimale de 2 mm de la surface de l'échantillon.

Les sondes à effet Hall ont été préalablement étalonnées dans un champ uniforme d'amplitude connue.

Les mesures des composantes du champ  $H_x(t)$  et  $H_y(t)$  ont été réalisées en utilisant un voltmètre numérique comportant deux voies d'acquisition de données synchrones.

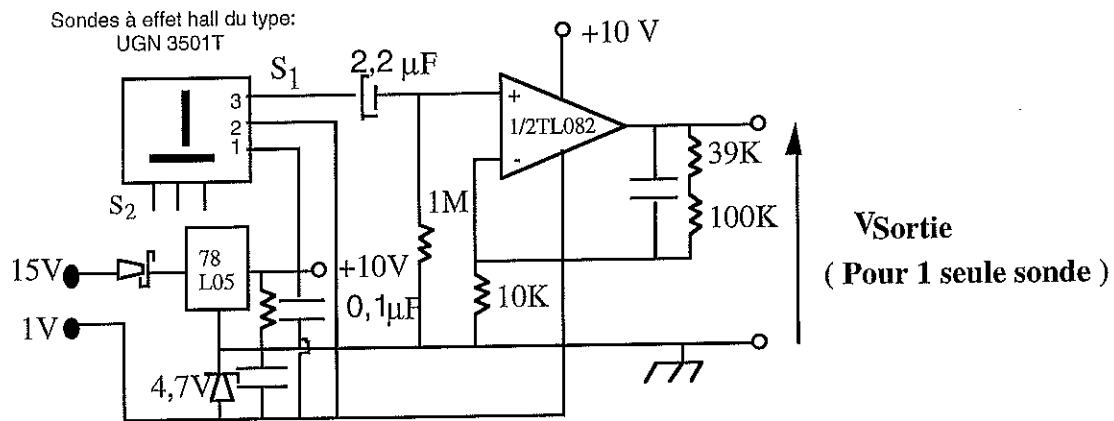


Figure III.3 Dispositif de mesure du champ  $H_x$  et  $H_y$

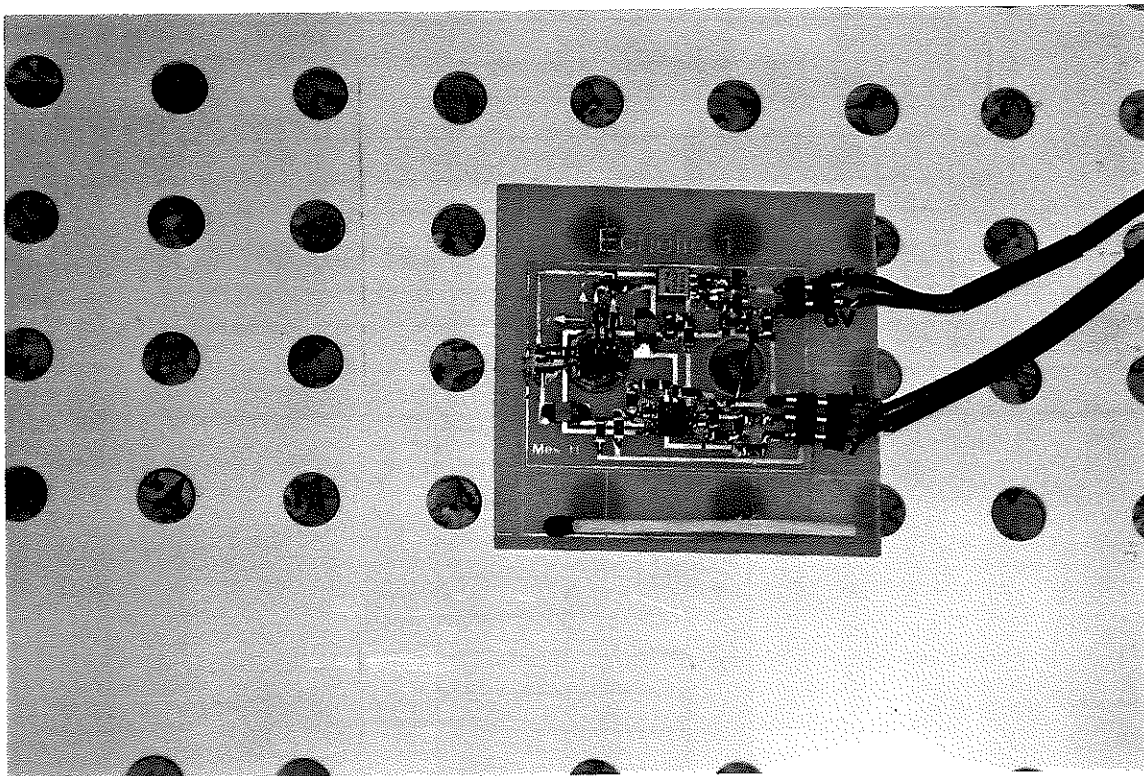


Photo du dispositif de mesure du champ  $H_x$  et  $H_y$

### III.2.1.b Répétabilité des mesures

La répétabilité des mesures du champ magnétique  $H$  joue un rôle très important dans la qualification du cadre. Afin de l'apprécier nous avons entrepris deux types d'essais distincts :

- en répétant une dizaine de fois la mesure du champ magnétique H en trois points différents de la tôle. L'échantillon étant positionné une fois pour toute dans la cadre et seul le système de mesure est déplacé;

- en faisant dix mesures successives au centre de la tôle. L'échantillon est à chaque fois retiré, puis replacé dans le cadre tout en le retournant.

Tous ces essais réalisés suivant la direction de laminage, nous permettent d'analyser respectivement la répétabilité des mesures obtenues avec le capteur de champ magnétique H et la qualité du positionnement de l'échantillon. Les résultats obtenus sont satisfaisants puisque les écarts types observés ne dépassent pas 0,8% (Tableau III.1).

	Point ( 1 )	Point ( 2 )	Point ( 3 )
H ( A/m )	2045	4536	3087
	2038	4506	3075
	2040	4523	3076
	2044	4508	3097
	2026	4509	3092
	2022	4505	3106
	2036	4534	3080
	2038	4494	3080
	2051	4500	3080
	2043	4493	3085
<b>Hmoy ( A/m )</b>	<b>2038</b>	<b>4510</b>	<b>3085</b>
$\sigma$	<b>0,6</b>	<b>0,5</b>	<b>0,8</b>

a )

H ( A/m )	2037
	2036
	2038
	2030
	2030
	2046
	2041
	2045
	2027
	2053
<b>Hmoy ( A/m )</b>	<b>2038</b>
$\sigma$	<b>0,3</b>

b )

**Tableau III.1** Répétabilité des mesures du champ ( direction long )

a) Effet du positionnement de la sonde

b) Effet du positionnement de la tôle

### III.2.1.c Vérification de la symétrie

La mesure du champ magnétique à la surface de l'échantillon en différents points choisis, nous montre que la circulation de flux magnétique se fait de manière symétrique. Cette étude a été faite suivant la direction de laminage et transverse pour un échantillon FeSi NO (figure III.4).

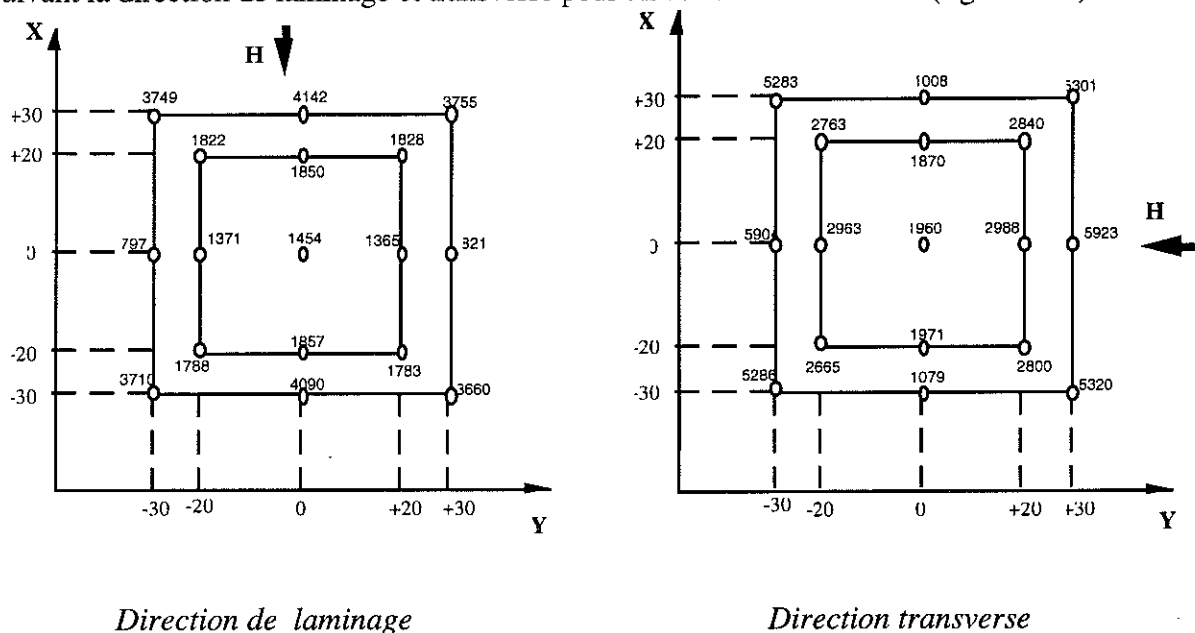


Figure III.4 Répartition du champ magnétique à travers l'échantillon

### III.2.2 Homogénéité du champ magnétique à la surface de la tôle pour un entrefer nul

La symétrie observée précédemment nous a conduit à limiter dans la suite nos mesures à la moitié de la tôle ( la carte de champ sera complétée par symétrie). Cette étude a été menée en régime d'excitation uniaxiale suivant la direction de laminage, la direction transverse et à  $45^\circ$  sur deux échantillons différents: l'un en FeSi GO et l'autre en FeSi NO. L'homogénéité du champ magnétique  $H$  sur une portion importante de la surface de l'échantillon a pu être ainsi examinée. Dans ce cas l'entrefer entre l'échantillon et la culasse est limité à l'entrefer résiduel. La figure III.5 illustre les isovaleurs ainsi que les variations sur une région de  $160 \times 160 \text{ mm}^2$  du champ magnétique tracées pour l'échantillon FeSi NO suivant les trois directions étudiées. Les courbes de la figure III.6 et III.7 donnent l'écart type de l'amplitude du champ calculé pour différentes surfaces carrées de dimensions variables considérées au centre de l'échantillon. Plusieurs constatations et conclusions peuvent être tirées de ces multiples graphes :

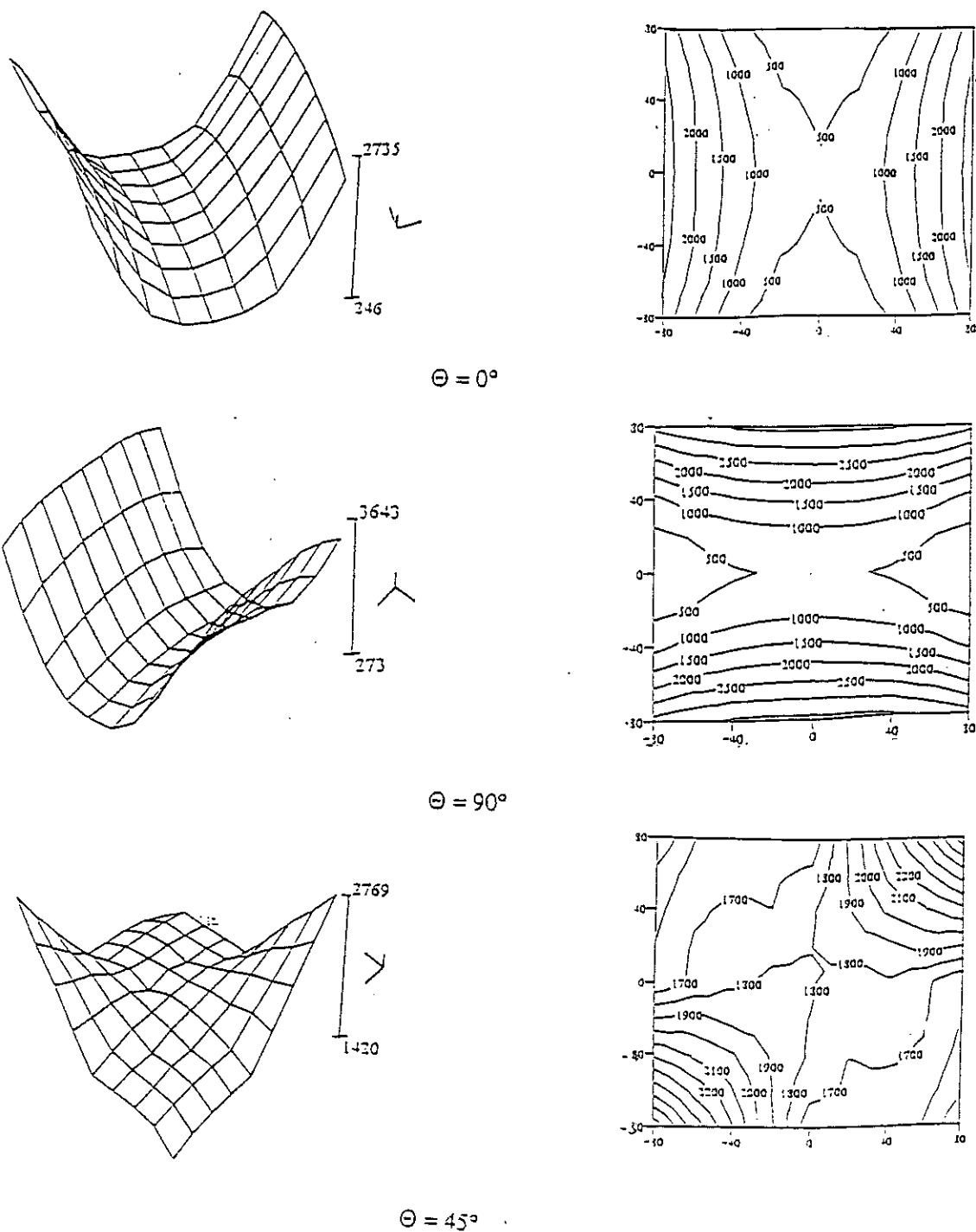
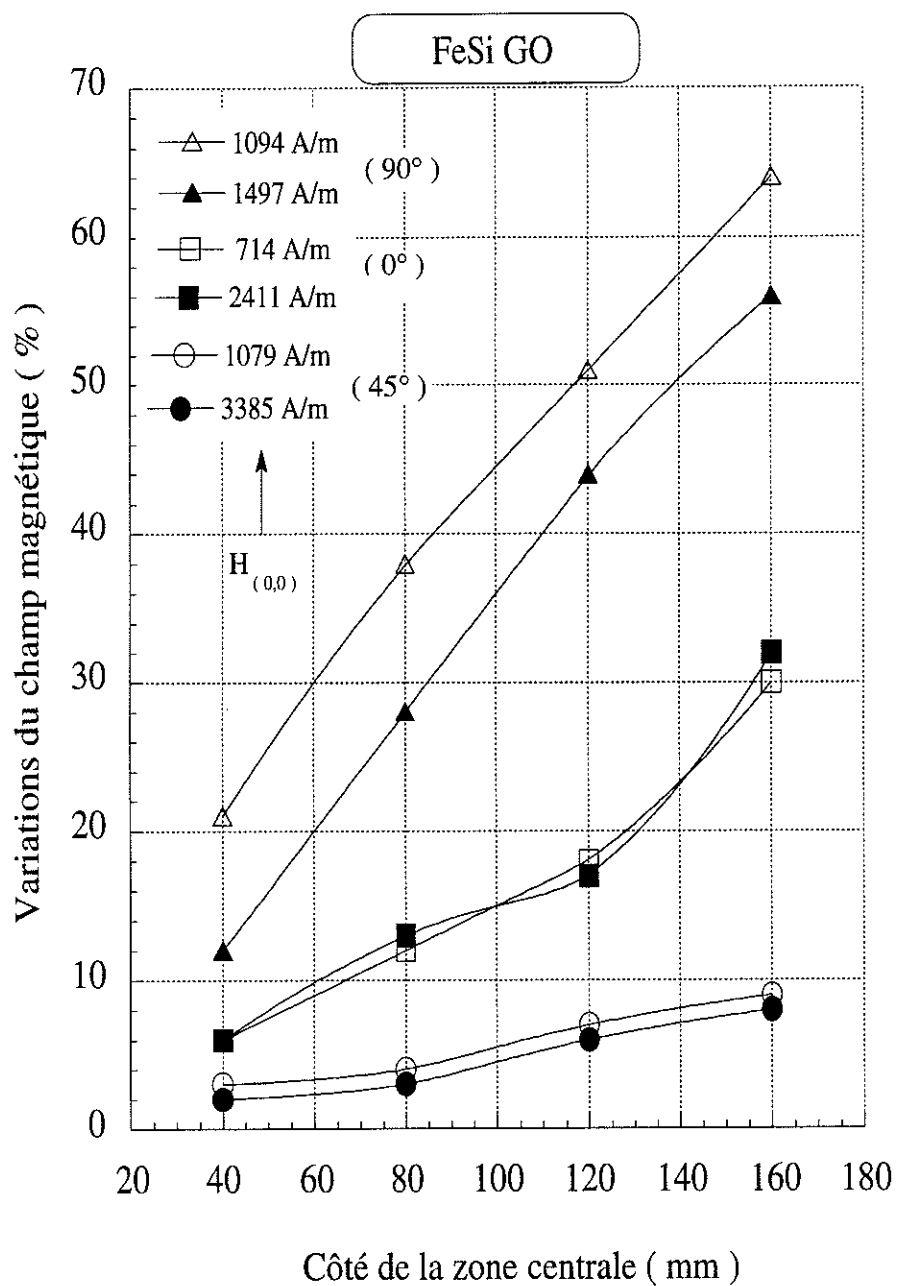
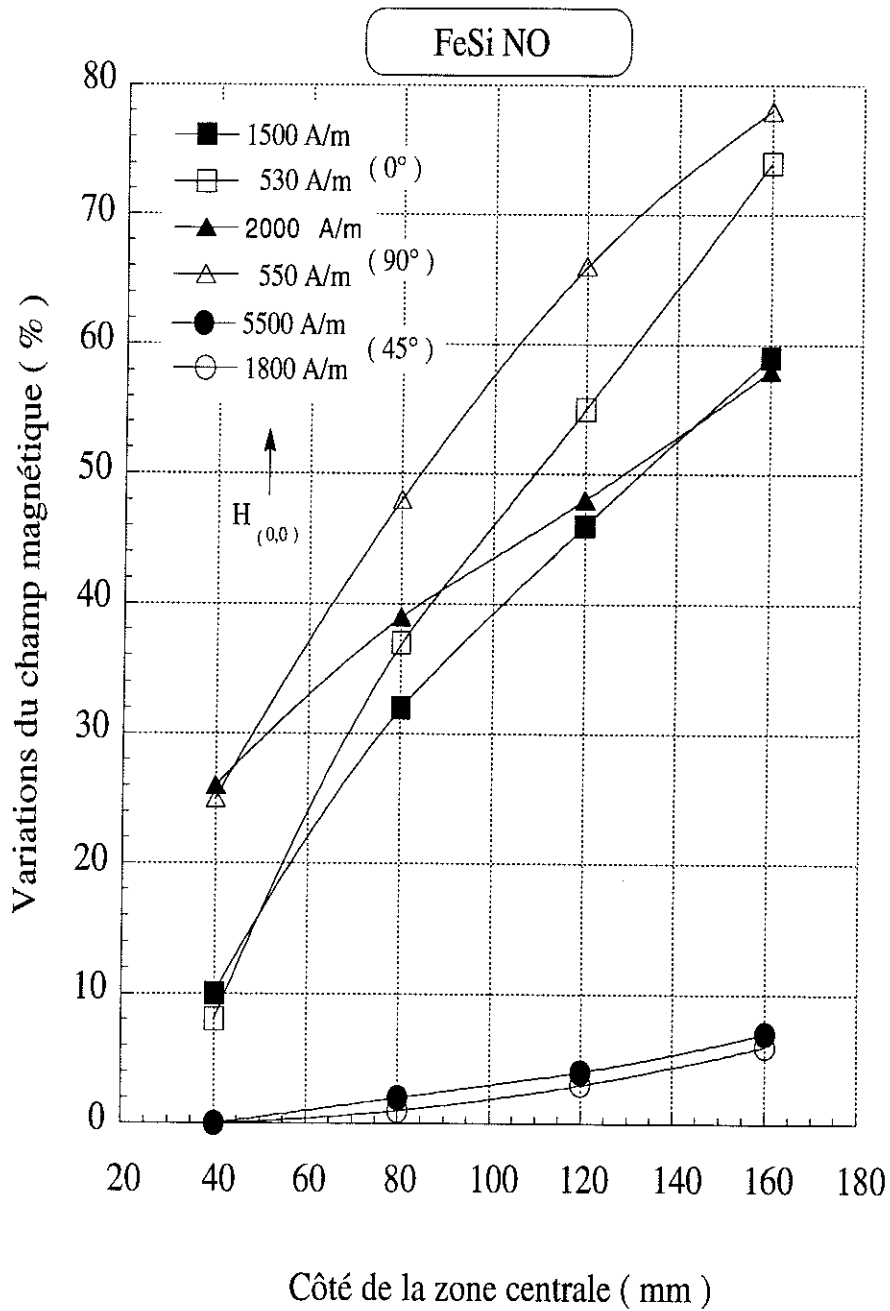


Figure III.5 Isovaleurs et variations du champ magnétique suivant la direction de laminage ( $\theta = 0^\circ$ ), la direction transverse ( $\theta = 90^\circ$ ) et la direction à  $45^\circ$



**Figure III.6** Ecart type des variations du champ magnétique mesuré à la surface de l'échantillon (FeSi GO) pour différents niveaux et directions d'excitation.

$H(0,0)$  est la valeur du champ au centre de la tôle



**Figure III.7** Ecart type des variations du champ magnétique mesuré à la surface de l'échantillon (FeSi NO) pour différents niveaux et directions d'excitation.

$H(0,0)$  est la valeur du champ au centre de la tôle

- la meilleure homogénéité est obtenue pour un angle de champ d'excitation de 45°;
- la direction travers reste la direction la plus défavorable;
- dans la majorité des cas, une augmentation du champ d'excitation engendre une amélioration de l'uniformité du champ.

Les résultats peuvent s'expliquer qualitativement de la manière suivante :

- pour la tôle à grains orientés, les cristaux qui sont très gros ont pratiquement tous la même orientation. La dispersion moyenne autour de l'orientation idéale (110)<001> n'atteint que 7° à 8° dans les qualités courantes et 2° à 3° dans les plus performantes. Il en résulte que pour deux champs d'excitation différents orientés dans la direction de laminage, les variations du champ à la surface de la tôle ne changent pas puisque les moments magnétiques gardent dans les deux cas la même orientation ( celle des cristaux ). La composante du champ magnétique perpendiculaire à la direction de laminage est faible, presque nulle. Lorsque le champ H est orienté dans la direction travers, il trouve des difficultés à traverser les cristaux orientés dans la direction de laminage. Ces derniers facilitant le passage du champ suivant leur direction, accentuent les fuites et augmentent ainsi l'inhomogénéité du champ. Pour un champ plus important une meilleure homogénéisation du champ à la surface de la tôle peut être constatée et expliquée par le fait que la majorité des domaines magnétiques sont orientés dans la direction travers.

- dans le cas de la tôle à grains non orientés, l'anisotropie du matériau est moins forte, les écarts observés entre les deux directions longitudinale et travers pour un même champ d'excitation sont moins importants. L'augmentation du champ d'excitation a un effet similaire à celui observé pour les FeSi GO.

- dans le cas d'une excitation à 45°, les flux de fuites engendrés par les axes X et Y se compensent, ce qui améliore l'homogénéité du champ magnétique dans l'échantillon.

### III.2.3 Influence de l'entrefer

Nous avons renouvelé les essais précédents pour différentes valeurs d'entrefer entre les culasses et l'échantillon. Les résultats de l'homogénéité du champ magnétique sont résumés dans les tableaux III.2 et III.3 dans le cas d'une excitation longitudinale ou transverse uniquement. Aucun effet de l'entrefer n'a été perçu pour l'axe à 45°.

On constate que, globalement, l'augmentation de l'entrefer améliore la répartition du flux, pour un même courant d'excitation dans les bobines, sauf pour la direction long de la tôle FeSi GO, où son effet est quasiment négligeable.

La présence de l'entrefer augmente la réluctance de la culasse perpendiculaire et répartit mieux le passage du flux magnétique dans le centre de la tôle. Dans le cas où l'excitation est dans la direction de laminage de la tôle, les variations du champ sont négligeables, car cette direction reste très fortement privilégiée.

L'homogénéisation du champ magnétique s'accompagne d'une augmentation de son amplitude au centre de la tôle comme le montre la figure III.8.

Cette étude a été complétée en observant le comportement du champ magnétique au centre de l'échantillon FeSi GO, pour des épaisseurs d'entrefer plus importants en maintenant toujours le même courant d'excitation suivant la direction du laminage (figure III.9).

L'augmentation du champ observée précédemment se continue jusqu'à un entrefer de l'ordre de 2 à 3 mm, puis on assiste à une décroissance continue pour des valeurs plus importantes. Ceci est un résultat combiné des fuites et de l'augmentation de la réluctance du circuit magnétique.

0°		Entrefer = 0.0 mm		Entrefer = 0.2 mm		Entrefer = 1.8 mm	
		H ( 0, 0 ) = 1454 A/m		H ( 0, 0 ) = 1815 A/m		H ( 0, 0 ) = 2038A/m	
Zones de mesures ( mm2 )	H moy ( A/m )	Var %	H moy ( A/m )	Var %	H moy ( A/m )	Var %	
40 x 40	1598	15	1915	9	2111	4	
80 X 80	1802	32	2099	26	2221	15	
120 X 120	2058	46	2347	40	2389	29	
160 X 160	2361	59	2647	53	2805	47	

90°		Entrefer = 0.0 mm		Entrefer = 0.2 mm		Entrefer = 1.8 mm	
		H ( 0, 0 ) = 1960A/m		H ( 0, 0 ) = 2027 A/m		H ( 0, 0 ) = 2072 A/m	
Zones de mesures ( mm2 )	H moy ( A/m )	Var %	H moy ( A/m )	Var %	H moy ( A/m )	Var %	
40 x 40	2264	21	2284	18	2357	14	
80 X 80	2517	34	2546	31	2483	21	
120 X 120	2726	43	2879	46	2946	42	
160 X 160	2980	53	3291	56	3291	53	

Tableau III.2 Variation de H pour différentes valeurs d'entrefer ( FeSi NO )



0°

Zones de mesures (mm <sup>2</sup> )	Entrefer = 0.0 mm		Entrefer = 0.2 mm		Entrefer = 1.8 mm	
	H moy (A/m)	Var %	H moy (A/m)	Var %	H moy (A/m)	Var %
	H (0, 0) = 714 A/m		H (0, 0) = 745 A/m		H (0, 0) = 765 A/m	
40 x 40	759	6	815	9	833	8
80 X 80	761	13	815	12	832	12
120 X 120	797	17	878	18	868	16
160 X 160	822	39	874	28	885	25

90°

Zones de mesures (mm <sup>2</sup> )	Entrefer = 0.0 mm		Entrefer = 0.2 mm		Entrefer = 1.8 mm	
	H moy (A/m)	Var %	H moy (A/m)	Var %	H moy (A/m)	Var %
	H (0, 0) = 1094 A/m		H (0, 0) = 1120 A/m		H (0, 0) = 1267 A/m	
40 x 40	1128	21	1152	21	1272	13
80 X 80	1244	38	1268	37	1379	28
120 X 120	1388	51	1406	50	1508	40
160 X 160	1592	64	1609	63	1689	55

Tableau III.3 Variation de H pour différentes valeurs d'entrefer (FeSi GO)

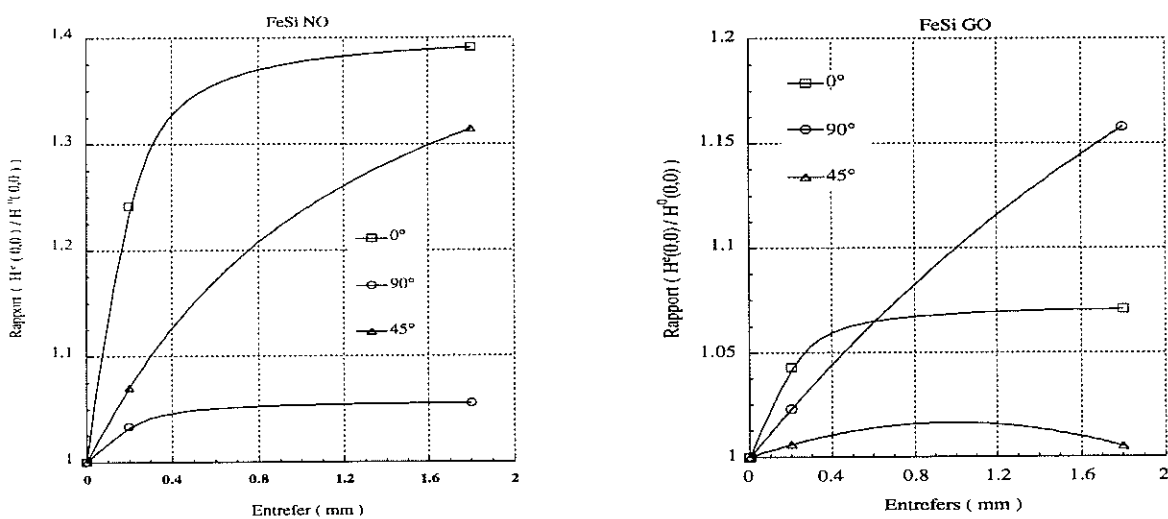
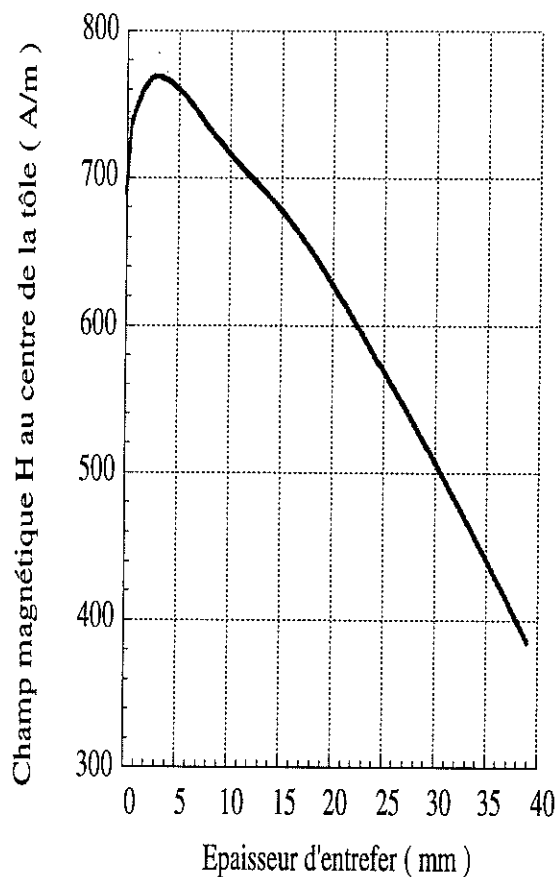


Figure III.8 Variation relative du champ magnétique au centre de l'échantillon pour différents entrefers

$H^c(0,0)$  : champ au centre de la tôle pour un entrefer donné



*Figure III.9* champ magnétique  $H^e(0,0)$  au centre de la tôle en fonction de l'entrefer

### III.2.4 Répartition du champ H sur l'axe perpendiculaire au plan de la tôle

La détermination du champ magnétique dans la tôle s'effectue par une extrapolation linéaire des champs magnétiques mesurés à deux distances différentes et d'un même côté de la surface de l'échantillon (méthode des deux bobines de champ).

Pour positionner correctement les bobines de champ, une étude de la répartition du champ magnétique suivant l'axe perpendiculaire au plan de la tôle a été effectuée en trois points différents de la surface de l'échantillon. Les résultats présentés dans la figure III.10 montrent une variation quasi-linéaire de H. Cette variation est relativement importante par rapport au centre de l'échantillon, puisqu'elle atteint environ 20% à une hauteur de 5mm par rapport au centre de la tôle. Ceci justifie bien l'utilisation des deux bobines détectrices de champ à disposer le plus près possible de la tôle.

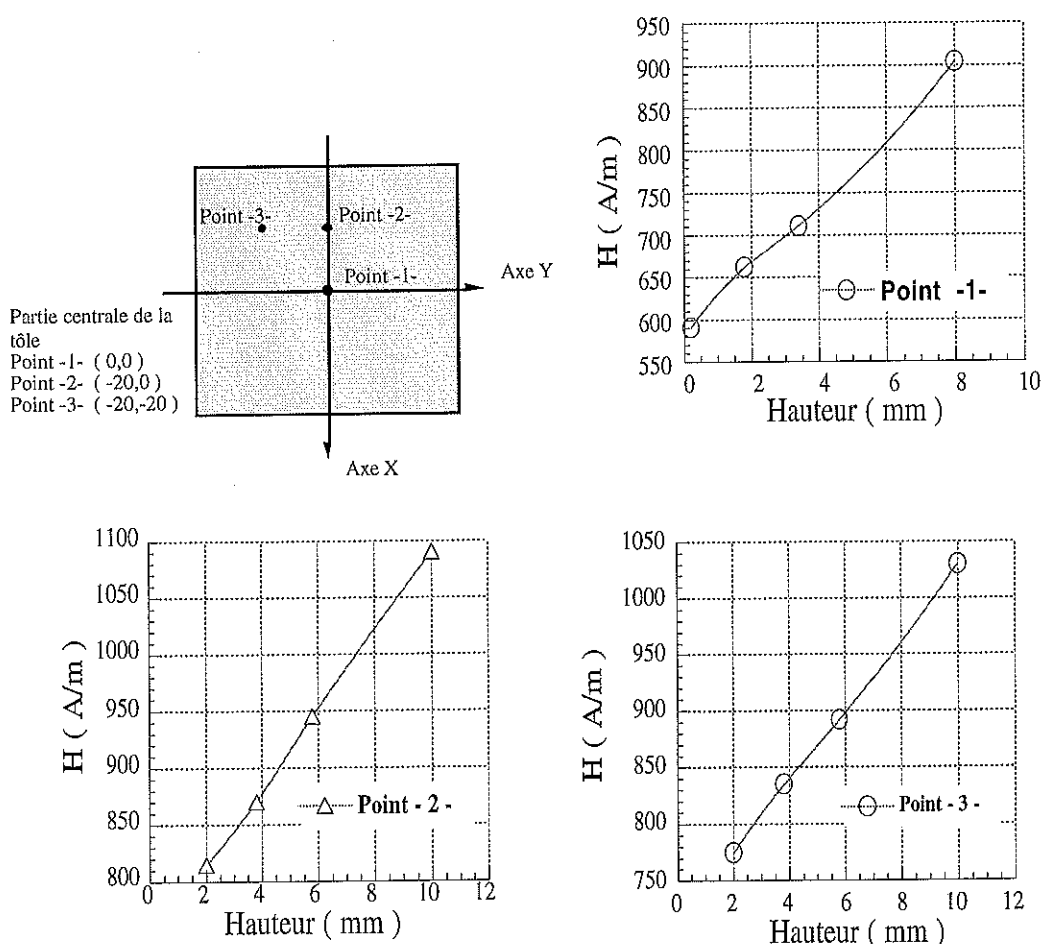


Figure III.10 Variation de  $H$  suivant l'axe perpendiculaire au plan de la tôle

### III.3 REALISATION PRATIQUE DES BOBINES DE CHAMP MAGNETIQUE

#### III.3.1 Description des bobines de champ

Les dimensions des bobines de champ magnétique doivent être importantes pour représenter correctement le matériau d'une part et capter des signaux d'amplitudes mesurables d'autre part. Toutefois elles doivent correspondre à une zone d'homogénéité correcte du champ magnétique. Les résultats expérimentaux obtenus précédemment montrent qu'une surface de  $80 \times 80 \text{ mm}^2$  constitue toujours un bon compromis. Quatre bobines ont été réalisées deux à deux sur des plaques de 4 mm d'épaisseur en matériau isolant possédant une bonne caractéristique mécanique et une bonne stabilité dimensionnelle (fibre de verre : Permaglass ME 730). Chaque support porte deux bobines, l'une pour l'axe X et l'autre pour l'axe Y, permettant ainsi de bien les centrer et de les disposer précisément suivant deux axes perpendiculaires (figure III.11). Chaque enroulement est constitué

de 1366 spires de fil de cuivre de 0,1 mm de diamètre régulièrement réparti sur toute sa longueur. Les deux bobines sont fixées précisément l'une sur l'autre pour former un seul bloc rigide. Un support mécanique auxiliaire les reliant aux supports des culasses permet de les positionner sur l'échantillon avec un bon centrage et une bonne reproductibilité. Les axes respectifs des quatre bobines H1x, H1y et H2x, H2y se trouvent à 3 et 8 mm de la surface supérieure de l'échantillon.

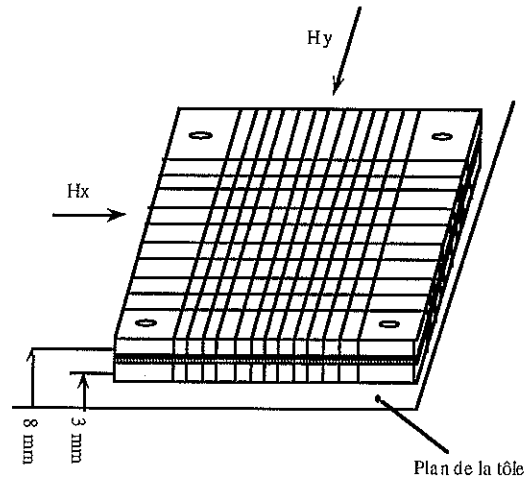


Figure III.11 Schéma de principe des deux Bobines de détection du champ

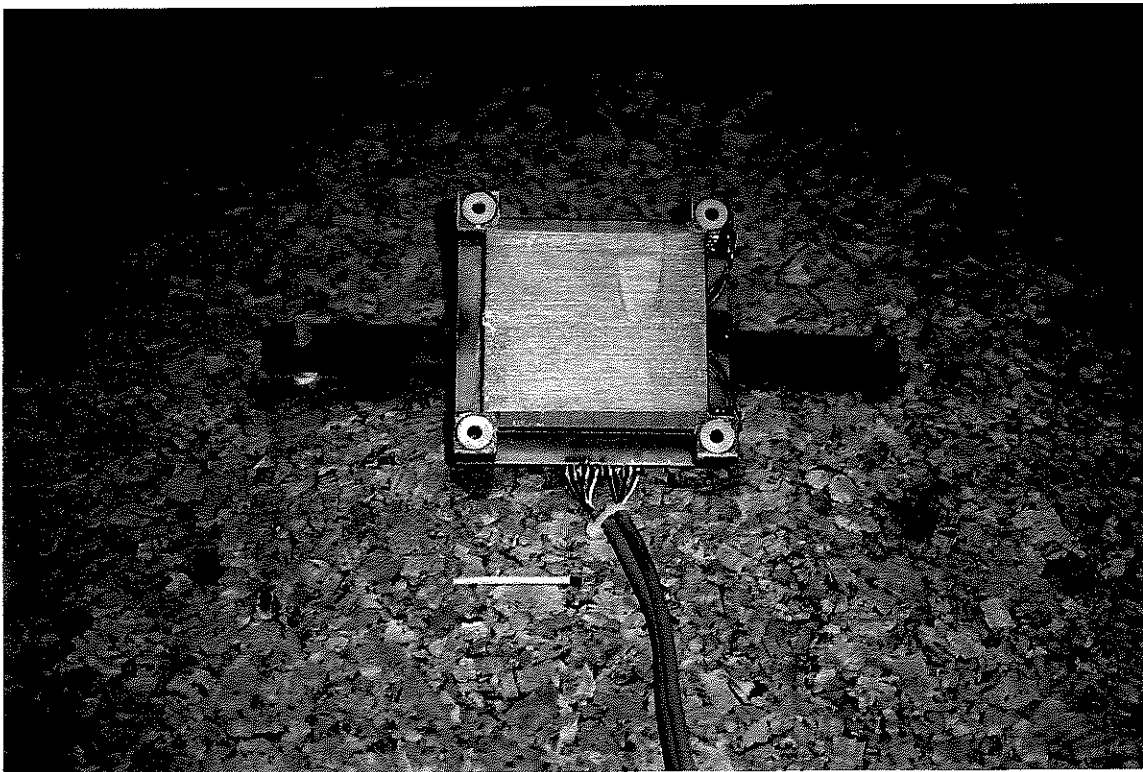


Photo du bloc de bobines de champ

### II.3.2 Etalonnage des bobines de champ magnétique

Pour déterminer le champ magnétique à partir des bobines détectrices, il est primordial de connaître de façon précise leurs sections. Ceci peut être fait en étudiant l'interaction entre chaque bobine et un champ magnétique uniforme et parfaitement connu. Pour cette étude, nous disposons au laboratoire d'une bobine d'Helmholtz compensée garantissant dans une sphère de 200 mm de diamètre un champ magnétique homogène à  $5 \cdot 10^{-4}$  près. La section de la bobine de H se mesure alors en déterminant la f.e.m induite à ses bornes par un champ magnétique sinusoïdal créé par la bobine d'Helmholtz.

Le tableau III.4 résume les résultats à des fréquences et niveaux de champ d'excitation variables et permet de définir les sections respectives des quatre bobines de H:

		H <sub>x1</sub>				H <sub>x2</sub>			
		I (A)	V (mV)	S (mm <sup>2</sup> )	S moy (mm <sup>2</sup> )	I (A)	V (mV)	S (mm <sup>2</sup> )	S moy (mm <sup>2</sup> )
45 Hz		0,61	58	265,42	265,37	0,67	63	260,89	260,88
		0,92	88	265,33		0,92	86	260,73	
		1,22	116	264,78		1,34	125	260,74	
55 Hz		0,55	64	265,32	$\sigma = 0,41$	0,49	56	260,74	$\sigma = 0,49$
		0,88	103	265,43		0,91	105	260,37	
		1,27	131	266,08		1,13	130	261,84	
		H <sub>y1</sub>				H <sub>y2</sub>			
		I (A)	V (mV)	S (mm <sup>2</sup> )	S moy (mm <sup>2</sup> )	I (A)	V (mV)	S (mm <sup>2</sup> )	S moy (mm <sup>2</sup> )
45 Hz		0,54	64	329,68	329,89	0,67	73	331,51	336,68
		0,91	108	329,66		1,17	143	338,82	
		1,22	144	328,83		1,39	168	336,20	
55 Hz		0,52	75	330,04	$\sigma = 0,99$	0,46	68	335,42	$\sigma = 3,28$
		0,89	128	329,42		0,82	121	336,83	
		1,15	168	331,75		1,13	170	341,23	

Tableau III.4 Détermination des sections des bobines de H

Compte tenu de la précision des appareils de mesure, on obtient les surfaces suivantes avec une précision meilleure que 0,5%

$$\begin{aligned} SH_{x1} &= 265,4 \text{ mm}^2 & SH_{y1} &= 329,9 \text{ mm}^2 \\ SH_{x2} &= 260,9 \text{ mm}^2 & SH_{y2} &= 336,7 \text{ mm}^2 \end{aligned}$$

### III.4 DETECTION DE L'INDUCTION : ETUDE DE LA METHODE DES POINTES

Pour les mesures de l'induction en régime de champ unidirectionnel que ce soit avec le cadre Epstein ou le cadre à "bande unique", on utilise une simple bobine fixée sur le dispositif de caractérisation enroulant l'ensemble de l'échantillon test. Lors du passage du flux dans l'échantillon, on mesure la force électromotrice induite à vide qui est proportionnelle à l'induction  $B$  en régime sinusoïdal.

Un tel système de mesure de  $B$  ne peut être adapté à un dispositif de caractérisation de tôle en régime de champ tournant compte tenu de la non uniformité de  $B$  et  $H$  sur la totalité de la surface de l'échantillon.

Actuellement pour mesurer les composantes  $B_x$  et  $B_y$  on utilise deux bobines détectrices réalisées par l'intermédiaire de trous percés dans la tôle (figure III.12).

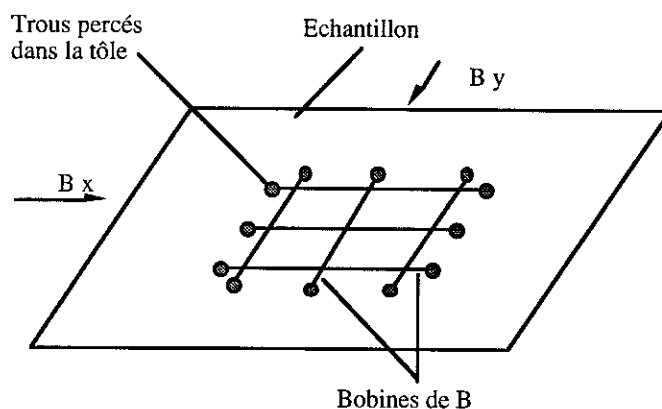


Figure III.12 Capteur de mesure de l'induction magnétique  $B$

Cette méthode a des inconvénients :

- elle demeure fastidieuse puisque pour chaque échantillon à caractériser correspond un couple de bobines à réaliser,
- des précautions doivent être prises pour éviter tout risque de court-circuits entre les bobines

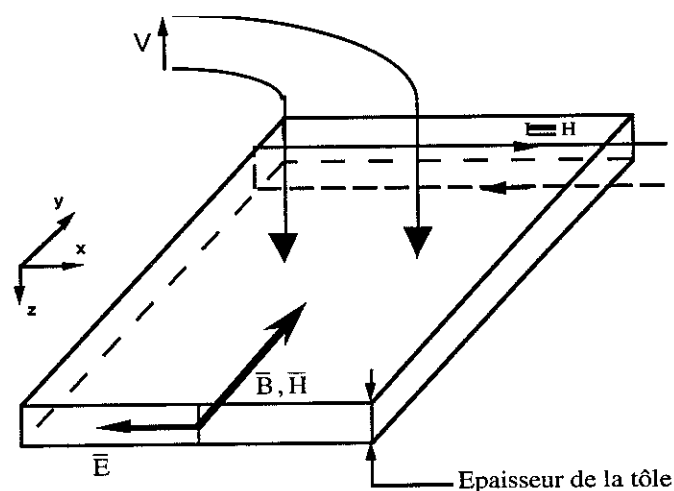
et la tôle,

- percer des trous dans la tôle peut modifier le comportement du matériau.

C'est pourquoi nous nous sommes intéressés au développement d'un nouveau système utilisant la méthode des pointes.

### III.4.1 Principe de la méthode

Le principe de la méthode des points découle de la loi de Lentz : deux pointes conductrices viennent en contact avec la tôle et mesurent la différence de potentiel créée par le passage du flux dans l'échantillon (figure III.13). Cette méthode suppose une répartition symétrique du flux par rapport au plan médian de la tôle et néglige le flux produit par la composante perpendiculaire au plan de la tôle du champ électrique.



**Figure III.13** Schéma de principe de la méthode des pointes

avec  $V$  : tension induite entre les pointes,  $e$  : épaisseur de l'échantillon et  $l$  : distance entre pointes.

$$V = \frac{-e \cdot l}{2} \frac{dB}{dt} \quad (\text{III.2})$$

Cette méthode est néanmoins difficile à mettre en oeuvre pour différentes raisons :

- pour avoir de bons contacts entre les pointes et la tôle on doit supprimer la couche d'isolant se trouvant à la surface de l'échantillon,
- il est nécessaire d'assurer une bonne reproductibilité du contact pointe-tôle,
- le signal capté par les pointes correspond à la moitié de celui mesuré par une spire. Si l'on

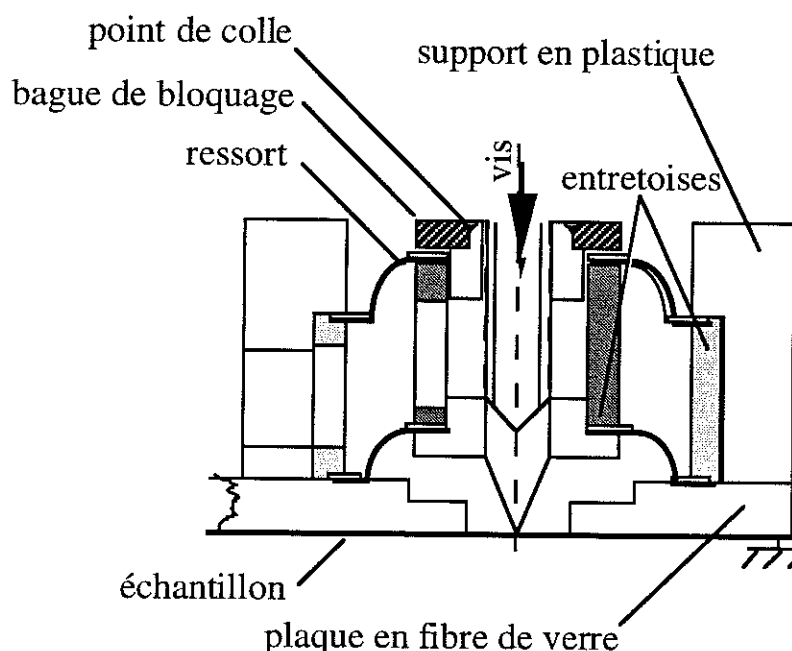
prend un dispositif comme celui développé initialement au L.E.G où la zone de champ uniforme n'excède pas les  $(20 \times 20) \text{ mm}^2$  et si on adapte des pointes conductrices qui sont très proches l'une de l'autre on capterait des signaux de très faibles niveaux (quelques mV au maximum). Dans notre cas on travaille sur des zones de  $(80 \times 80)$ , et le signal atteint plutôt quelques dizaines de mV mais reste cependant difficile à mesurer compte tenu des bruits parasites,

les flux de fuites captés par les fils de connections sont difficiles à éliminer et perturbent les mesures. Pour les minimiser, une solution consiste à réduire au maximum la section créée par les deux fils conducteurs.

### III.4.2 Vérification de la méthode par le cadre à bande unique

Pour étudier cette méthode, nous nous sommes placés dans le cas où le champ magnétique est sensiblement uniforme sur toute la surface de la tôle et nous avons utilisé, à cet effet, un cadre à bande unique adapté à des échantillons de  $(300 \times 300) \text{ mm}^2$ .

Un système de pointes distant de 280 mm a été réalisé et placé dans le cadre à bande unique. La figure III.14 décrit une des deux pointes du système. Nous avons comparé le signal issu de la bobine de mesure de B du cadre et celui capté par les pointes pour une tôle FeSi NO de 0,5 mm d'épaisseur et dans les deux directions principales de la tôle.



*Figure III.14* Agrandissement d'une des pointes réalisée au laboratoire utilisées pour " la méthode des pointes (x150)

### III.4.2.a Résultats expérimentaux

Les tests montrent que la mesure de l'induction magnétique crête avec la méthode des pointes donne des valeurs sensiblement identiques à celles mesurées avec les bobines de B (Tableau III.5). Cependant en analysant l'évolution temporelle du flux magnétique nous avons mis en évidence une déformation localisée du signal. Cette déformation se place de manière symétrique lorsque la mesure est effectuée sur la face opposée de l'échantillon (Figure III.15). La somme de ses signaux annule la déformation et correspond au signal capté par une seule spire (Figure III.16).

Direction de laminage	
B bobine ( SST ) (T)	B pointes (T)
0,23	0,25
0,46	0,50
0,70	0,73
0,94	0,96
1,16	1,19
1,38	1,40
1,50	1,56

Direction transverse	
B bobine ( SST ) (T)	B pointes (T)
0,23	0,19
0,46	0,39
0,70	0,68
0,94	0,86
1,16	1,14
1,38	1,36
1,50	1,48

*Tableau III.5 Comparaison des résultats mesurés avec la méthode des pointes et la bobine de mesure de B du SST*

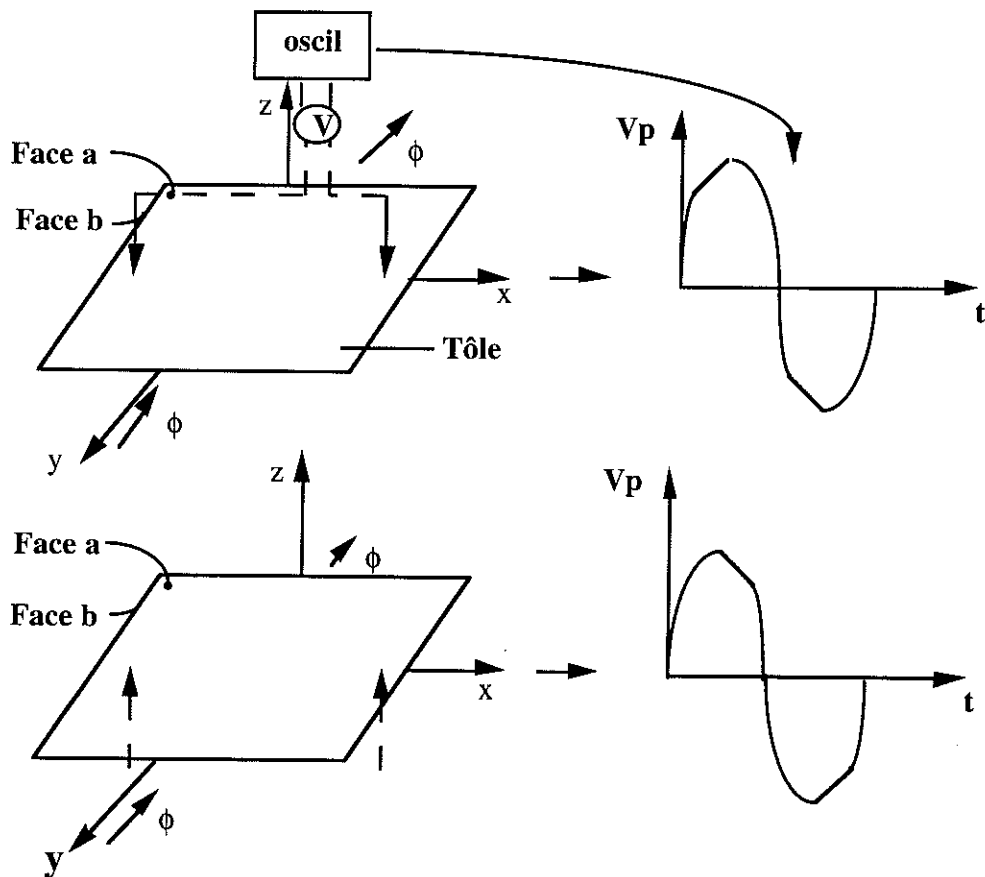


Figure III.15 mise en évidence de la déformation

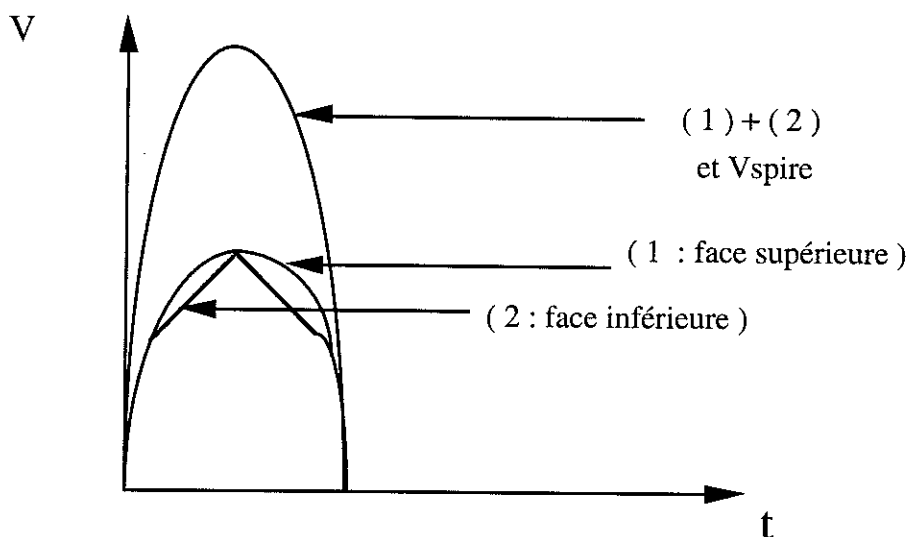


Figure III.16 Comparaison des signaux détectés avec la méthode des pointes et une spire autour de l'échantillon

### III.4.2.b Tentative d'explication de la déformation du signal

Les observations précédentes montrent que la déformation du signal détecté par ce système des pointes semble être attribuée à une déformation géométrique de la ligne de potentiel neutre de l'échantillon

Pour essayer de mettre en évidence ce phénomène et l'amplifier, nous avons fait subir à l'échantillon des contraintes mécaniques de façon à modifier cette ligne de potentiel. Le premier essai avait pour but de faire subir à l'échantillon test une déformation mécanique afin d'avoir une face en compression et l'autre en extension et inversement pour ce qui est du second essai (Tableau II.6).

Faces	Essai I	Essai II
a	Mesure de Vp sur la face a <b>compression</b>	Mesure de Vp sur la face b <b>compression</b>
b	<b>extension</b>	<b>extension</b>

*Tableau III.6 Types de déformations appliquées à l'échantillon*

Les figures III.17 nous montrent qu'il existe bien un lien entre la déformation du signal et le type de contraintes appliquées à l'échantillon. Contrairement au résultats obtenu précédemment on constate que le fait de retourner la tôle ne modifie en rien la forme du signal capté par les pointes détectrices.

### III.4.3 Conclusion:

Les résultats expérimentaux montrent qu'avec le système de pointes on arrive à mesurer l'induction correctement, mais que la forme d'onde du signal présente une certaine déformation qui serait causée par une ligne de potentiel neutre déformée. Il serait intéressant de mener une étude plus approfondie pour analyser quantitativement ce phénomène: localisation de la déformation, amplitude, influence du niveau d'induction, etc ... Pour s'affranchir de ce problème, une solution consiste à utiliser deux systèmes placés de part et d'autre de l'échantillon, et à faire la sommation des deux signaux.

Dans un premier temps et pour simplifier la mesure, cette méthode ne sera pas utilisée sur le nouveau cadre "champ tournant". Elle sera adaptée ultérieurement après une étude plus complète.

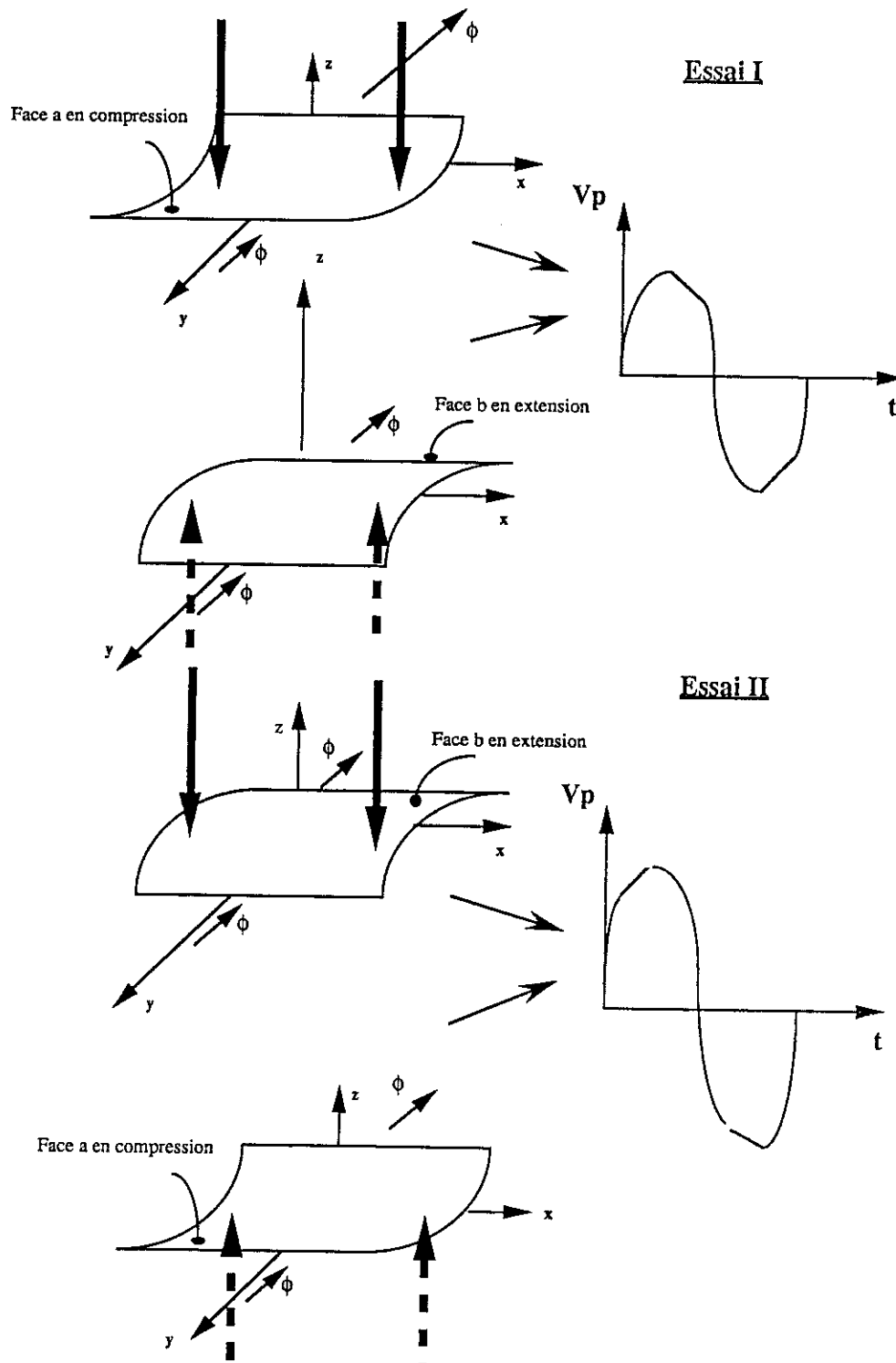


Figure III.17 Influence de la déformation de la tôle sur la forme d'onde de l'induction magnétique

## CHAPITRE IV

BANC DE MESURE ASSOCIE AU  
CADRE " CHAMP TOURNANT "



## CHAPITRE IV

### BANC DE MESURE ASSOCIÉ AU CADRE " CHAMP TOURNANT "

#### IV.1 DESCRIPTION DU BANC DE MESURE

Le schéma global du banc de mesure est représenté dans la figure IV.1. L'alimentation du cadre "champ tournant" est assurée par un générateur du type synthétiseur de fréquence (ADRET 3100 B) permettant de délivrer deux signaux sinusoïdaux déphasés de  $90^\circ$ . Les tensions issues du générateur sont envoyées vers deux voies d'un amplificateur de marque POWER type Jumbo possédant une puissance de 500W par voie qui fournissent ainsi les courants magnétisants nécessaires à la production du champ tournant. Un bloc d'asservissement a été développé de façon à pouvoir maintenir des inductions  $B_x$  et  $B_y$  sinusoïdales dans l'échantillon à caractériser. En effet, les tensions induites aux bornes des bobines de B sont très déformées. Un asservissement est nécessaire pour travailler dans des conditions d'inductions circulaires ou elliptiques. Les six signaux issus des bobines de H et B sont mesurés par l'intermédiaire d'une carte d'acquisition implantée dans un micro-ordinateur. Les niveaux des signaux captés dépendent du point de fonctionnement auquel on se trouve. Le domaine d'étude intéressant pour les tôles FeSi NO et FeSi GO s'étend de 10 à 10 000 A/m pour le champ H et de 0,5 à 2 T pour l'induction B. Ceci correspond pour les bobines de B ( 10 spires ) à des tensions induites crêtes de l'ordre de 20 à 200 mV et pour les bobines de champ à des niveaux de tensions allant du mV à quelques volts. La mesure de ces signaux est rendue possible grâce aux gains adaptatifs de la carte d'acquisition choisie (National Instrument ATMIO16X ) qui présente les caractéristiques suivantes:

- résolution 16 bits
- vitesse d'échantillonnage 100 kHz
- 8 voies différentielles
- gain variable et programmable pour chaque voie ( 1, 2, 5, 10, 20, 50 et 100 ).

La programmation du banc de mesure est assurée par un logiciel développé au laboratoire faisant appel à des bibliothèques d'exploitation de la carte et de traitements numériques et graphiques (logiciel commercialisé Labwindow).

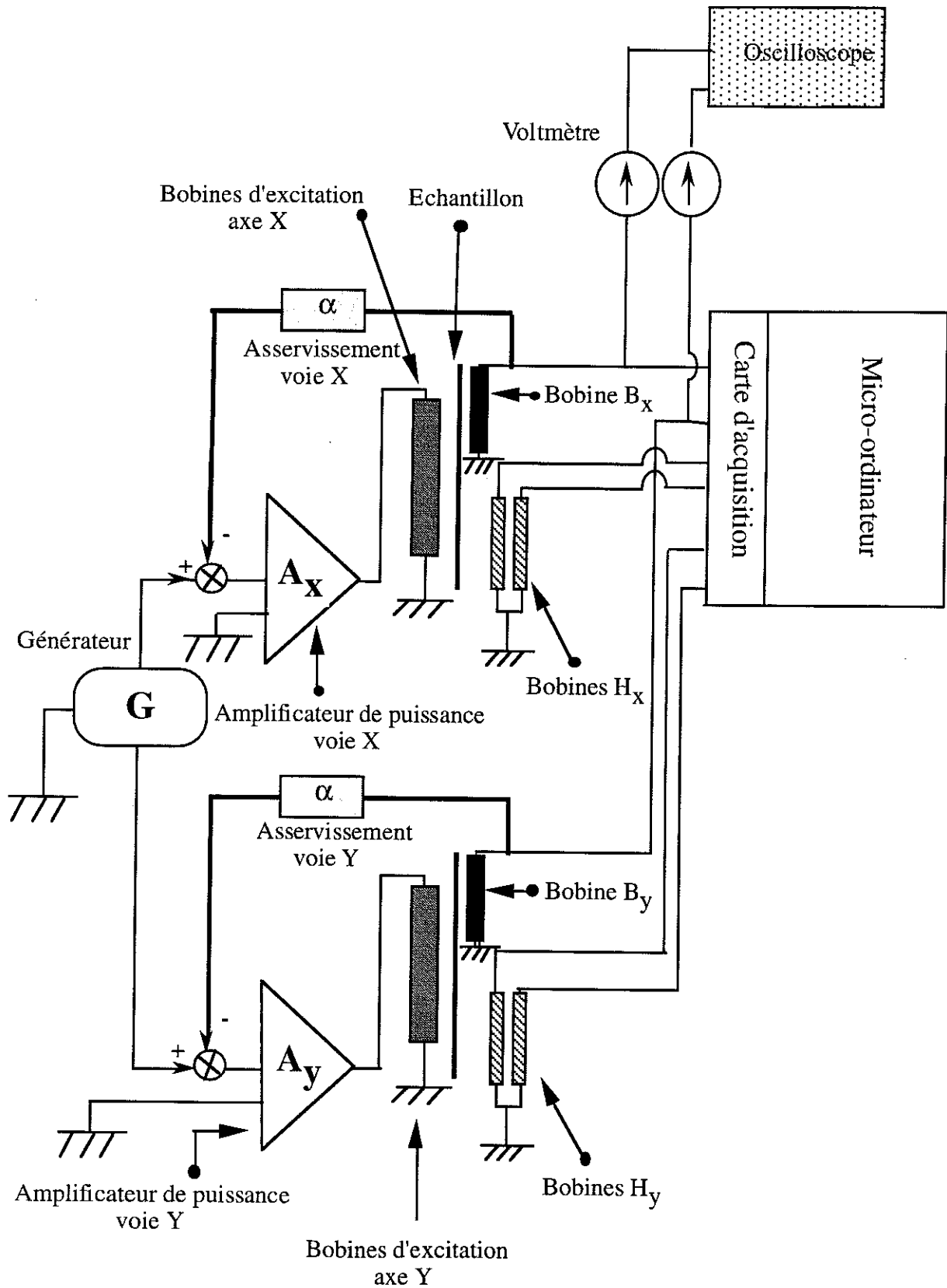


Figure IV.1 Configuration générale du banc de mesure

## IV.2 RÉALISATION DE L'ASSERVISSEMENT

Avec le cadre réalisé les tensions  $V_{Bx}$  et  $V_{By}$  ne sont pas toujours sinusoïdales. Leur déformation est due principalement à la non linéarité du matériau et au mauvais couplage entre les bobines d'excitation et les bobines de B qui se traduit par une impédance parasite non négligeable au primaire du cadre. Ainsi un asservissement de la tension secondaire du cadre est indispensable pour maintenir une induction sinusoïdale dans l'échantillon et permettre une utilisation correcte du cadre "champ tournant" réalisé.

### IV.2.1 Principe de l'asservissement

Le principe de l'asservissement consiste à injecter au primaire du cadre un signal proportionnel à l'écart entre la tension de référence sinusoïdale et la tension secondaire obtenue (figure IV.2).

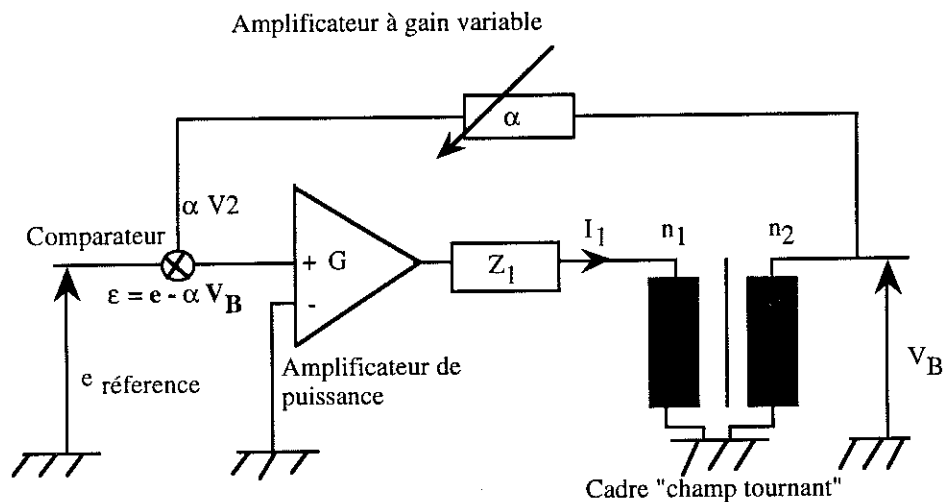


Figure IV.2 Système d'alimentation du cadre avec asservissement

La tension  $V_B$  du secondaire du cadre peut s'écrire en notation complexe supposant un système linéaire et une excitation sinusoïdale:

$$V_B = \frac{n_2}{n_1} G e - \frac{n_2}{n_1} Z_1 I_1 \quad (IV.1)$$

La réponse en boucle fermée est alors de la forme:

$$V_B = \frac{\frac{n_2}{n_1} G}{1 + \frac{n_2}{n_1} G \alpha} e - \frac{\frac{n_2}{n_1}}{1 + \frac{n_2}{n_1} G \alpha} Z_1 I_1 \quad (IV.2)$$

où  $G$  correspond au gain de l'amplificateur de puissance et  $\alpha$  au niveau de la contre réaction.

Lorsque  $G\alpha$  est grand,  $V_B$  tend vers  $(e/\alpha - Z_1 I_1 / G\alpha) \# e / \alpha$  et la déformation de la tension se trouve atténuée.

#### IV.2.2 Correction du système

La réponse du système en boucle ouverte exprimée par la courbe de Bode (figure IV.3 ) met en évidence une instabilité à hautes et basses fréquences pour atteindre  $\alpha = 100$ . Deux corrections sont donc nécessaires pour stabiliser le système tout en travaillant avec des marges de phases et gains suffisantes.

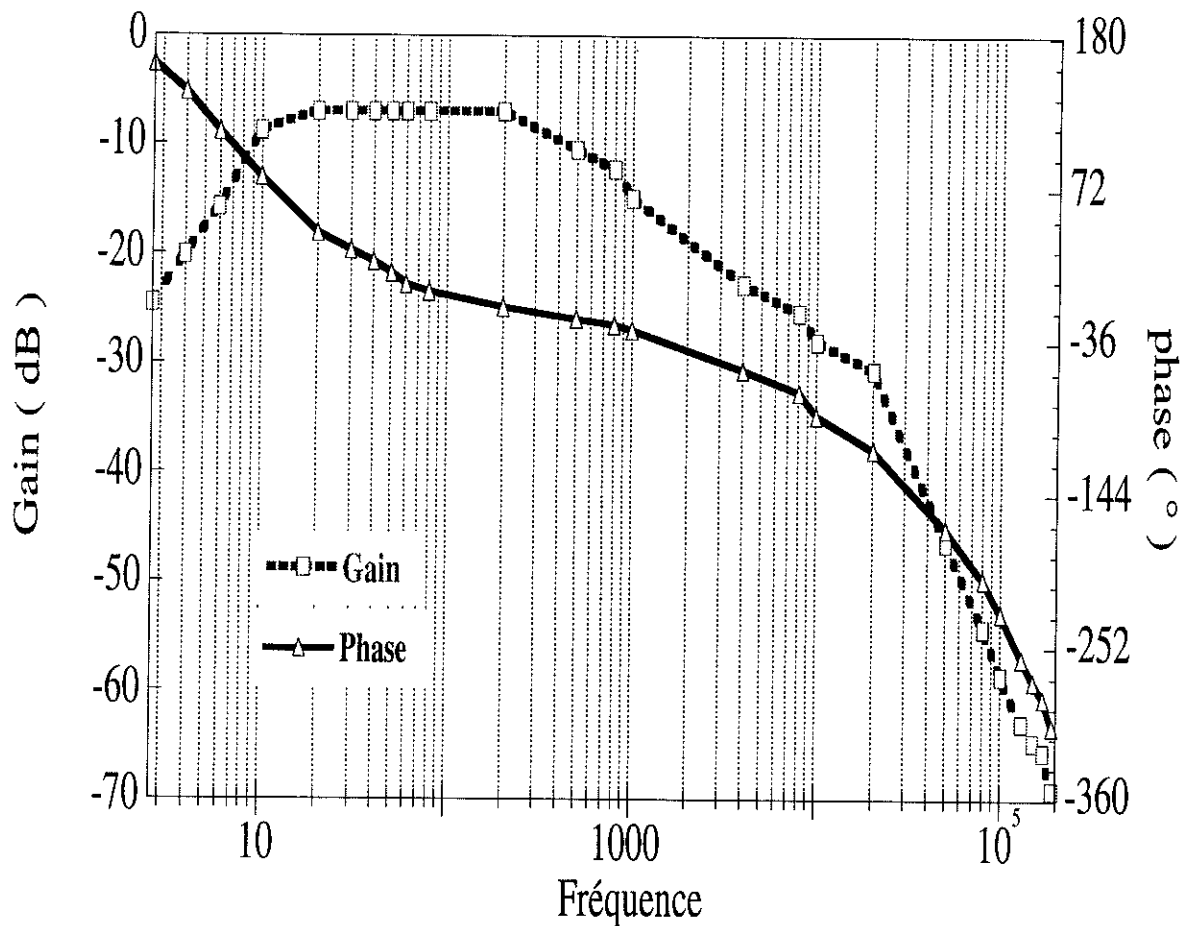


Figure IV.3 Fonction de transfert en boucle ouverte ( courbes de Bode )  
(  $\alpha = 0$  )

a) à basses fréquences

Les figures IV.4 et 5 montrent le montage du correcteur à basses fréquences et ses courbes de Bode asymptotiques.

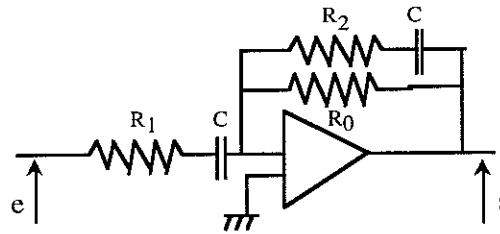


Figure IV.4 Schéma de montage du correcteur "BF" réalisé

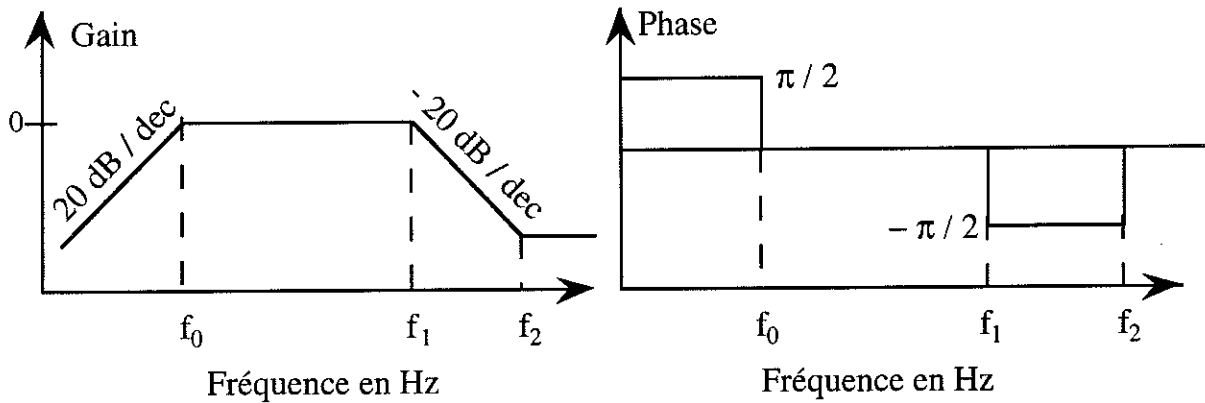


Figure IV.5 Courbe de Bode du correcteur "BF"

La fonction de transfert du correcteur BF est:

$$H_{BF}(j\omega) = \frac{j\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)\left(1 + j\frac{\omega}{\omega_2}\right)}{\left(1 + j\frac{\omega}{\omega_0}\right)\left(1 + j\frac{\omega}{\omega_1}\right)} \quad (IV.3)$$

avec  $R_0 \gg R_2$  et

$$\omega_0 = 2\pi f_0 = \frac{1}{R_0 C}, \quad \omega_1 = 2\pi f_1 = \frac{1}{R_1 C} \quad \text{et} \quad \omega_2 = 2\pi f_2 = \frac{1}{R_2 C}$$

Nous avons réalisé le correcteur en prenant des fréquences de coupure  $f_0$ ,  $f_1$  et  $f_2$  égales respectivement à 0,01Hz, 0,1Hz et 10Hz. Ce choix nous permet d'opérer avec des marges de gains et de phases acceptables. Ce correcteur nous permet aussi d'éliminer tous les battements qui viennent se superposer à la tension secondaire.

**b) à hautes fréquences**

Le schéma de principe du correcteur "HF" et les courbes de Bode correspondantes sont décrites dans les figures IV.6 et IV.7. Les valeurs des fréquences de coupure ont été fixées à  $f_3 = 7\text{kHz}$ ,  $f_4 = 24\text{kHz}$ ,  $f_5 = 723\text{kHz}$  et  $f_6 = 2,4\text{MHz}$ .

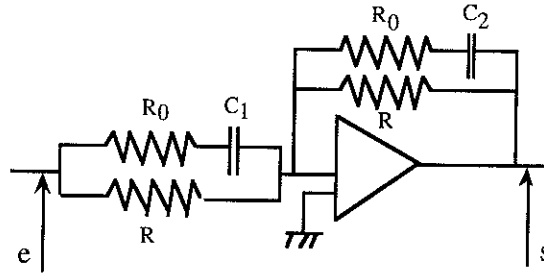


Figure IV.6 Schéma de montage du correcteur "HF" réalisé

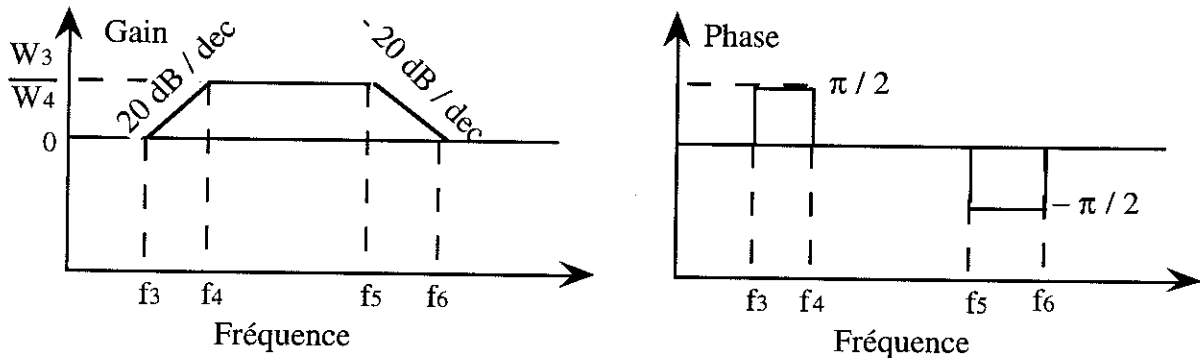


Figure IV.7 Courbe de Bode du correcteur "HF"

La fonction de transfert du correcteur HF s'écrit:

$$H_{HF}(j\omega) = \frac{\left(1 + j \frac{\omega}{\omega_3}\right) \left(1 + j \frac{\omega}{\omega_6}\right)}{\left(1 + j \frac{\omega}{\omega_4}\right) \left(1 + j \frac{\omega}{\omega_5}\right)} \quad (IV.4)$$

avec  $R \gg R_0$  et

$$\omega_3 = 2\pi f_3 = \frac{1}{RC_2}, \quad \omega_4 = 2\pi f_4 = \frac{1}{RC_1}, \quad \omega_5 = 2\pi f_5 = \frac{1}{R_0 C_2} \quad \text{et} \quad \omega_6 = 2\pi f_6 = \frac{1}{R_0 C_1}$$

Ce correcteur hautes fréquences nous a permis d'atteindre un niveau de contre réaction  $\alpha$  égal à 100 tout en maintenant le système stable.

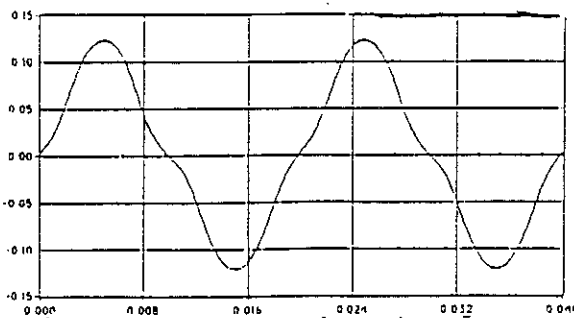
### IV.2.3 Performance de l'asservissement

La déformation de l'induction magnétique est caractérisée par le coefficient de facteur de forme  $c_{ff}$  de la tension secondaire  $V_B$  du cadre, qui s'exprime par:

$$c_{ff} = \frac{\widetilde{V}_B}{1,1107 \overline{V}_B} \quad (IV.5)$$

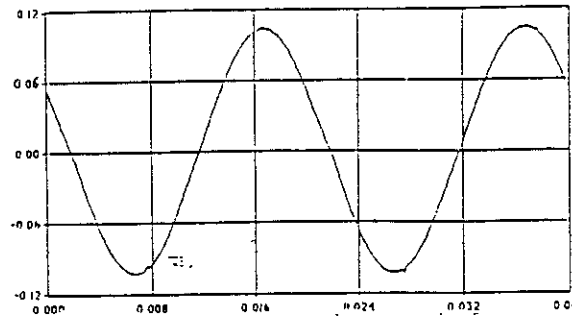
où  $\widetilde{V}_B$  et  $\overline{V}_B$  correspondent respectivement à la valeur efficace de la tension  $V_B$  et la valeur moyenne de ce signal redressé. Pour un signal purement sinusoïdal ce coefficient vaut 1.

La performance de l'asservissement réalisé a été testée sur un échantillon de tôle FeSi GO et FeSi NO. A titre indicatif, les courbes de la figure IV.8 illustrent les formes d'onde des tensions  $V_{Bx}$  et  $V_{By}$  obtenues avant et après asservissement dans la direction de laminage (axe x), la direction travers (axe y) et en induction circulaire.

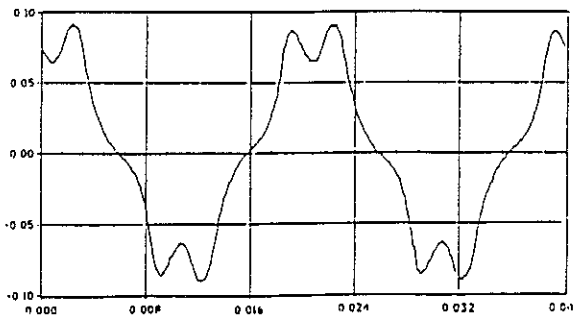


$c_{ff} = 1,20$

*Direction de laminage ( 1,6 T )*

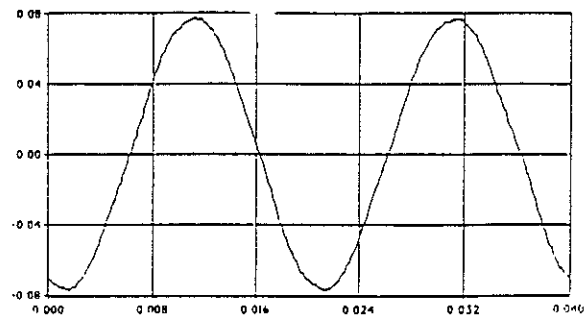


$c_{ff} = 1,006$

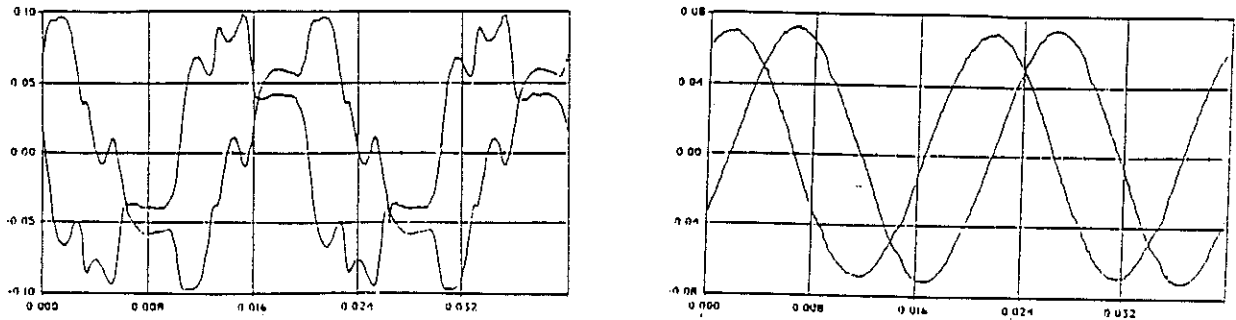


$c_{ff} = 1,44$

*Direction travers ( 1,2 T )*



$c_{ff} = 1,005$



$$c_{ffx} = 1,32 \cdot c_{ffy} = 1,18$$

Induction circulaire ( 1,2 T )

$$c_{ffx} = 1,007 \cdot c_{ffy} = 1,004$$

**Figure IV.8** Formes d'ondes de  $V_{Bx}$  et  $V_{By}$  obtenues avant et après asservissement sur le cadre "champ tournant"

### IV.3 QUALIFICATION DU BANC DE MESURE

Afin de qualifier ce nouveau banc de mesures, nous avons choisi d'utiliser les deux échantillons FeSi GO et FeSi NO qui ont servi pour l'analyse de la répartition du champ magnétique présentée dans le chapitre III. En se limitant à des essais de caractérisation en régime d'induction sinusoïdale asservie et dans les deux directions principales de la tôle, nous avons étudié la répétabilité des mesures et vérifié la symétrie du dispositif. Puis nous nous sommes intéressés à comparer les résultats des essais avec ceux issus du banc de caractérisation à bande unique. Ce dernier, réalisé au laboratoire, est adapté à des mesures unidirectionnelles d'échantillon de  $300 \times 300 \text{ mm}^2$  de dimension. La détermination du champ magnétique s'effectue par la mesure du courant primaire d'excitation du cadre : méthode dite "MC" (magnetization current).

#### IV. 3.1 Répétabilité des mesures avec le cadre "champ tournant"

Pour analyser la répétabilité du banc, des mesures successives ont été réalisées sur les deux échantillons et à deux niveaux différents d'induction, en enlevant systématiquement la tôle entre deux mesures.

Les tableaux IV.1 et IV.2 indiquent les résultats obtenus pour  $B=1,4\text{T}$  pour la tôle FeSi NO et  $1,3 \text{ T}$  pour la tôle FeSi GO. Des résultats similaires ont été également observés pour des inductions de  $1 \text{ T}$ . La reproductibilité des mesures peut être considérée comme satisfaisante, puisque dans 95% des cas les écarts relatifs à la moyenne n'excèdent pas 4% tant pour le champ magnétique que pour les pertes spécifiques.

	Direction de laminage		Direction travers	
	B = 1.4 T		B = 1.4 T	
N°	H ( A/m )	P ( W/kg )	H ( A/m )	P ( W/kg )
1	304	2.709	1044	3.359
2	303	2.792	1094	3.366
3	303	2.788	1108	3.348
4	305	2.839	1063	3.421
5	301	2.810	1116	3.377
6	305	2.815	1118	3.339
7	304	2.774	1123	3.379
8	302	2.783	1151	3.361
9	305	2.734	1138	3.341
10	303	2.758	1139	3.379
$\bar{X}$	303	2.780	1117	3.363
$\sigma$	1.35	0.03	34	0.11
$X = \bar{X} \pm \Delta X$	$303 \pm 1$	$2.78 \pm 0.02$	$1117 \pm 20$	$3.36 \pm 0.06$
$\frac{\Delta X}{\bar{X}} (\%)$	0.3	0.6	1.7	1.9

Tableau IV.1 Répétabilité des mesures pour la direction long et travers  
(échantillon FeSi NO)

$\bar{x}$ : valeur moyenne des dix mesures

$\sigma$ : écart type des dix mesures

$\Delta x$ : intervalle de confiance obtenu pour une probabilité de 95%

	Direction de laminage		Direction travers	
	B = 1.3 T		B = 1.3 T	
N°	H ( A/m )	P ( W/kg )	H ( A/m )	P ( W/kg )
1	35.0	0.605	659	2.643
2	35.6	0.631	651	2.479
3	38.3	0.607	644	2.480
4	35.8	0.656	655	2.579
5	36.7	0.539	646	2.488
6	35.2	0.601	661	2.463
7	38.1	0.672	655	2.603
8	36.6	0.565	649	2.545
9	36.3	0.657	652	2.482
10	34.4	0.588	647	2.509
$\bar{X}$	35.8	0.612	651	2.527
$\sigma$	1.31	0.04	5.6	0.06
$X = \bar{X} \pm \Delta X$	35 $\pm$ 1	0.61 $\pm$ 0.02	651 $\pm$ 3	2.53 $\pm$ 0.04
$\frac{\Delta X}{\bar{X}}$ (%)	3	3.0	0.5	1.4

Tableau IV.2 Répétabilité des mesures pour la direction long et travers  
(échantillon FeSi GO)

### IV.3.2 Vérification de la symétrie du dispositif

En plus des mesures magnétiques faites sur l'échantillon FeSi NO suivant la direction de laminage, nous avons fait pivoter l'échantillon de 90° dans le cadre " champ tournant", inversant ainsi le rôle des bobines de champs Hx et Hy et nous avons repris les mesures toujours suivant la direction de laminage. On peut constater une parfaite correspondance des résultats obtenus pour les deux types de mesures ( tableau IV.3).

Induction ( T )	Mesure I P ( W/kg )	Mesure II P ( W/kg )	$\Delta$ mesure ( % )
0.8	0.971	0.973	- 0.2
1.0	1.387	1.380	0.5
1.2	2.003	1.997	-0.3
1.4	2.783	2.775	0.3

Tableau IV.3 Vérification de la symétrie du dispositif

Mesures I: mesures des pertes dans la direction long en utilisant les bobines de champs Hx.

Mesures II: mesures des pertes dans la direction long en utilisant les bobines de champs Hy après avoir fait pivoter l'échantillon de 90°.

$$\Delta_{\text{mesure}} = \frac{\text{mesure I} - \text{mesure II}}{\text{mesure I}} \cdot 100\%$$

### IV.3.3 Comparaison cadre "champ tournant" et cadre à bande unique

Les pertes et les champs magnétiques mesurés avec le cadre "champ tournant" et le cadre bande unique indiqués respectivement CCT et SST sont reportés dans les tableaux IV.4 et IV.5 pour les deux types d'échantillons. Les écarts constatés, entre les deux bancs de mesures sont inférieurs à 5% pour les pertes et 15% pour le champ.

$B_{\text{crête}}$ (T)	mesures en long			mesures en travers		
	$P_{\text{sst}}$ (W/kg)	$P_{\text{cct}}$ (W/kg)	$\epsilon_p$ (%)	$P_{\text{sst}}$ (W/kg)	$P_{\text{cct}}$ (W/kg)	$\epsilon_p$ (%)
0.5	0.432	0.445	0.3	0.624	0.632	1.2
0.8	0.954	0.971	1.7	1.300	1.310	0.7
1.0	1.400	1.387	-0.9	1.860	1.851	-0.4
1.2	1.970	2.003	1.6	2.540	2.533	-0.2
1.3	2.330	2.393	2.7	2.960	2.869	-3.0
1.4	2.770	2.783	0.4	3.460	3.368	-2.9
1.5	3.330	3.285	-1.3	4.130	4.04	-2.1

a )

$B_{\text{crête}}$ (T)	mesures en long			mesures en travers		
	$P_{\text{sst}}$ (W/kg)	$P_{\text{cct}}$ (W/kg)	$\epsilon_\pi$ (%)	$P_{\text{sst}}$ (W/kg)	$P_{\text{cct}}$ (W/kg)	$\epsilon_\pi$ (%)
0.5	0.109	0.108	-0.9	0.672	0.656	-2.3
0.8	0.255	0.251	-1.9	1.230	1.249	1.5
1.0	0.388	0.377	-2.8	1.660	1.687	1.6
1.2	0.556	0.552	-0.7	2.230	2.208	-0.9
1.3	0.657	0.632	-3.8	2.680	2.598	-3.0
1.4	0.774	0.750	-3.1	3.230	3.122	-3.3
1.5	0.936	0.892	-4.7	3.840	3.761	-2.0

b )

**Tableau IV.4** Comparaison des pertes magnétiques mesurées avec le cadre "champ tournant" CCT et le cadre à bande unique SST

a ) FeSi NO      b ) FeSi GO

$$\epsilon_p = \frac{\text{mesure CCT} - \text{mesure SST}}{\text{mesure SST}} \times 100 \quad (\%)$$

$B_{\text{crête}}$ (T)	mesures en long			mesures en travers		
	$H_{\text{sst}}$ (A/m)	$H_{\text{cct}}$ (A/m)	$\epsilon_p$ (%)	$H_{\text{sst}}$ (A/m)	$H_{\text{cct}}$ (A/m)	$\epsilon_p$ (%)
0.5	16	15	-6	156	133	-15
0.8	22	20	-9	183	176	-4
1.0	26	24	-8	209	194	-7
1.2	33	29	-12	310	283	-9
1.3	40	38	-5	638	658	3
1.4	51	48	-6	1938	2025	4
1.5	82	79	-4	4599	4602	1

a)

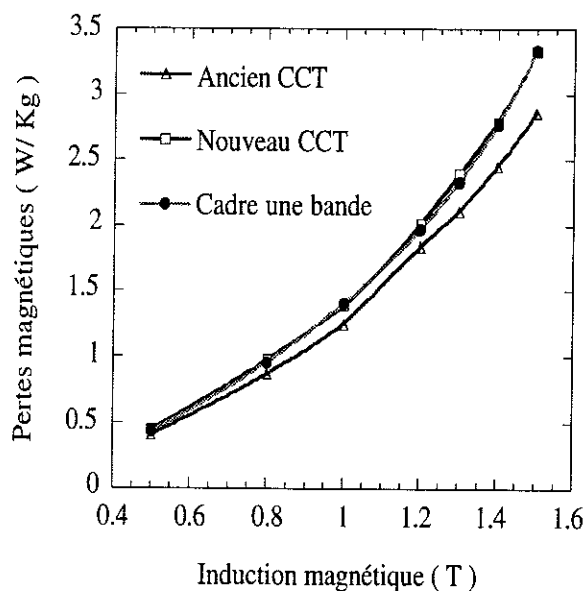
$B_{\text{crête}}$ (T)	mesures en long			mesures en travers		
	$H_{\text{sst}}$ (A/m)	$H_{\text{cct}}$ (A/m)	$\epsilon_p$ (%)	$H_{\text{sst}}$ (A/m)	$H_{\text{cct}}$ (A/m)	$\epsilon_p$ (%)
0.5	54	56	4	122	113	-7.
0.8	66	65	-2	162	156	-4
1.0	75	74	-1	200	199	-1
1.2	107	101	-6	273	298	9
1.3	153	155	2	364	402	10
1.4	285	303	6	956	1050	10
1.5	734	785	7	1699	1840	8

b)

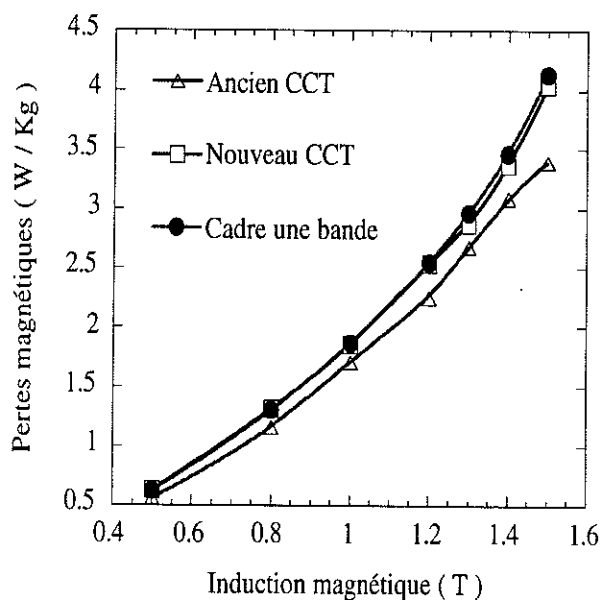
Tableau IV.5 Comparaison des champs magnétiques mesurées avec le cadre "champ tournant" CCT et le cadre à bande unique SST

a) FeSi NO      b) FeSi GO

Pour l'échantillon FeSi NO, nous avons pu effectuer des essais similaires avec le premier cadre "champ tournant" réalisé antérieurement et par conséquent les comparer aux résultats obtenus précédemment. Comme le montre les figures IV.9 représentant les pertes magnétiques, des écarts systématiques de l'ordre de (5 à 7) % existent..



a )



b )

**Figures IV.9** Comparaison des résultats des pertes magnétiques mesurées avec l'ancien et le nouveau cadre "champ tournant" et le cadre une bande.

( a ) : Mesures dans la direction long

( b ) : Mesures dans la direction travers

### IV.3.4 Sensibilité des mesures avec la méthode des bobines de champ

Dans cette partie, nous essayons de mettre en évidence la sensibilité des mesures du champ magnétique en comparant deux méthodes différentes. La première consiste à utiliser deux bobines de champ disposées l'une sur l'autre, à deux hauteurs différentes de la tôle. Par une extrapolation linéaire des deux champs mesurés, on arrive à déterminer la valeur du champ magnétique à la surface de l'échantillon. La seconde n'utilise qu'une seule bobine de champ dont la valeur est prise comme valeur du champ à la surface de la tôle.

Les figures IV.10 et IV.11 nous donnent une idée des écarts qui peuvent exister entre trois mesures différentes du champ magnétique à la surface de l'échantillon en utilisant:

- 1- la méthode des deux bobines de H,
- 2- une bobine de champ magnétique à une hauteur de 3 mm,
- 3- une bobine de champ magnétique à une hauteur de 8 mm.

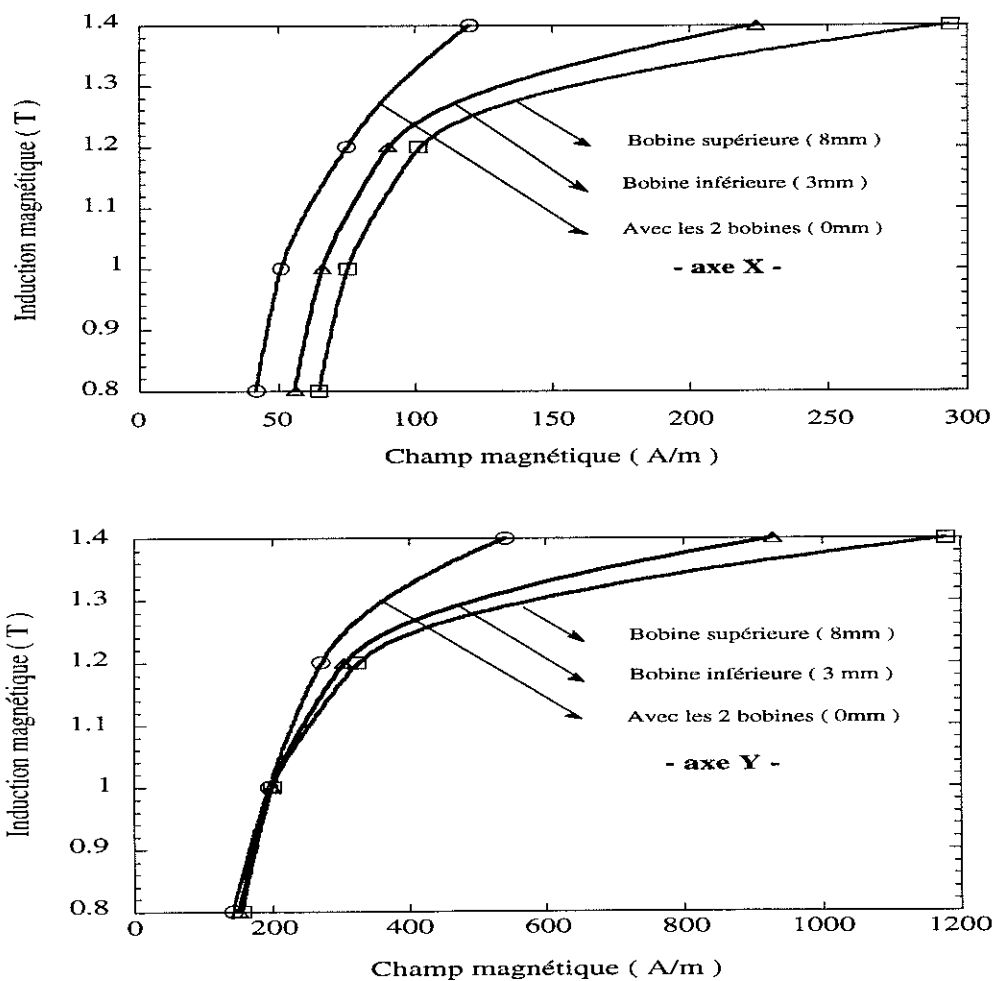


Figure IV.11 Influence de la méthode de mesure du champ sur les courbes d'aimantation

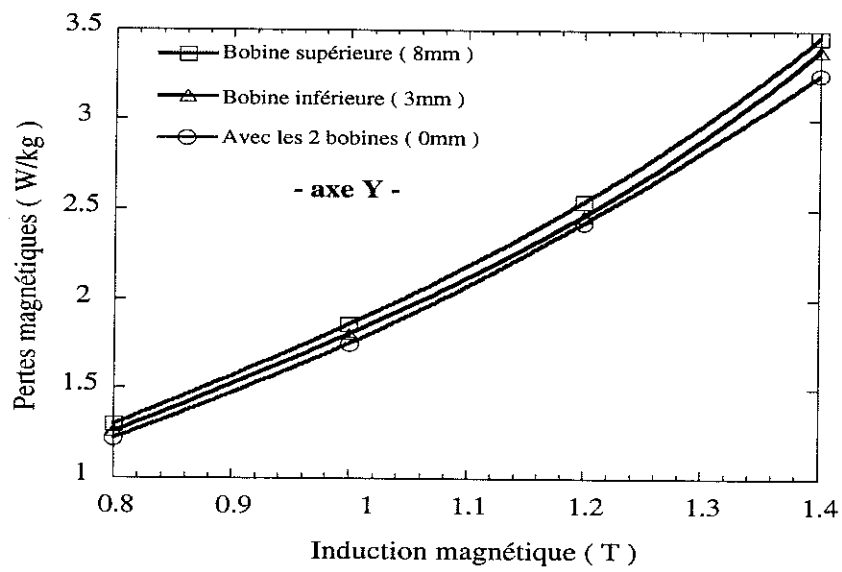
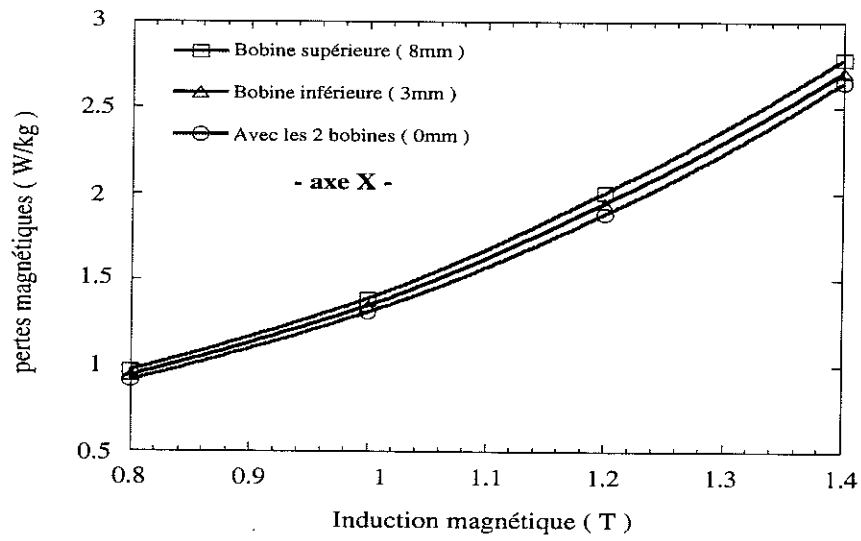


Figure IV.12 Influence de la méthode de mesure du champ magnétique sur les pertes magnétiques

## CHAPITRE V

# COMPORTEMENT DES TÔLES FeSi SOUS EXCITATION BIDIMENSIONNELLE



## CHAPITRE V

### COMPORTEMENT DES TÔLES FeSi SOUS EXCITATION BIDIMENSIONNELLE

Dans ce chapitre nous présentons les premiers résultats obtenus avec le dispositif que nous avons mis au point. Nous avons choisi deux tôles caractéristiques des matériaux magnétiques FeSi actuellement disponibles :

- une tôle FeSi NO de 300x300 mm<sup>2</sup> et d'épaisseur 0,5 mm.
- une tôle FeSi GO de 300x300 mm<sup>2</sup> et d'épaisseur 0,28 mm.

Comme indiqué dans les chapitres précédents la zone d'étude est de 80x80 mm<sup>2</sup>, le champ  $y$  est déterminé par la méthode des deux bobines extraplates et l'induction  $y$  est mesurée à l'aide de bobines de 10 spires chacune. Les conditions d'essai nous ont permis d'atteindre une induction de 1,5T pour la tôle FeSi et 1,2T pour la tôle FeSi GO. L'induction a pu être maintenue circulaire, elliptique ou sinusoïdale le long d'un axe donné. Les résultats illustrent les possibilités offertes par notre dispositif. Enfin nous proposons une nouvelle représentation graphique des cycles d'hystérésis en régime bidimensionnel.

#### V.1 COMPORTEMENT EN INDUCTIONS TOURNANTES

Des études antérieures [ SIE-90 ], ont montré que les erreurs de mesure provenant d'un mauvais positionnement des bobines détectrices de  $H$  ou de  $B$  peuvent être annulées en effectuant des essais pour deux sens de rotation du champ magnétique ( $h$  : horaire et  $ah$  : anti-horaire). Ceci est vrai tant que les écarts des axes des capteurs par rapport aux axes de référence restent faibles . Les résultats des mesures des pertes présentées dans ce chapitre correspondent systématiquement à une moyenne des pertes associées aux deux sens de rotation :

$$P_r = \frac{P_h + P_{ah}}{2} \quad (V.1)$$

Les figures V.1 et V.2 représentent les pertes en induction circulaire en fonction de B ainsi que l'évolution des composants  $P_x$  et  $P_y$  correspondantes. Dans le cas de l'échantillon GO,  $P_x$  reste faible et sensiblement invariable, la composante  $P_y$  contribue presque seule aux pertes. Par contre pour la tôle FeSi NO les composants  $P_x$  et  $P_y$  sont presque équivalentes.

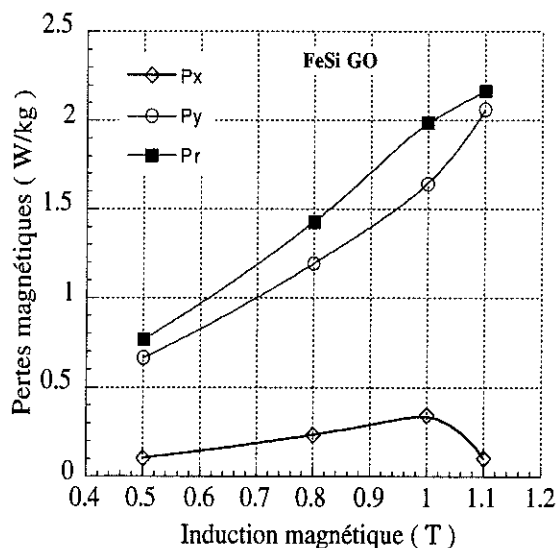


Figure V.1 Pertes magnétiques en régime circulaire mesurées pour l'échantillon FeSi GO

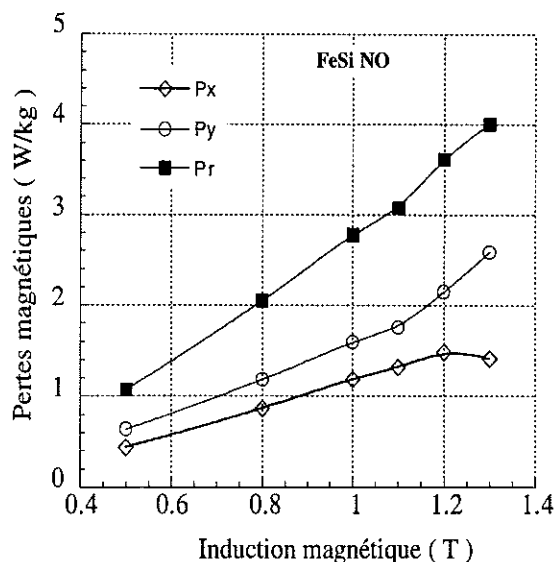
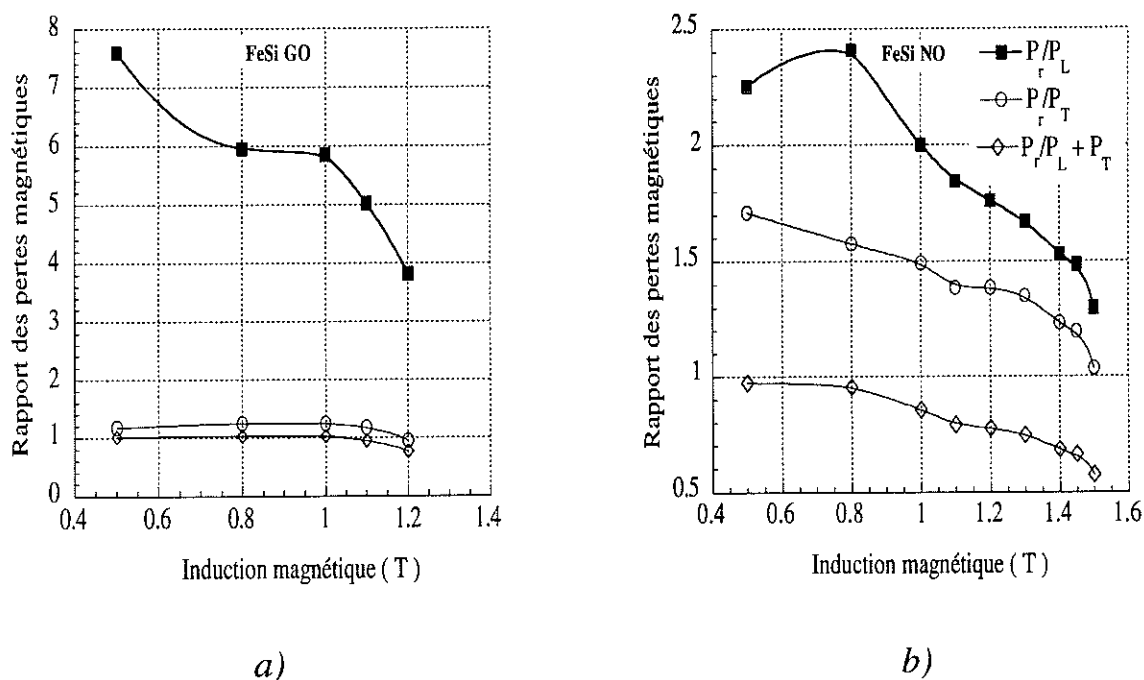


Figure V.2 Pertes magnétiques en régime circulaire mesurées pour l'échantillon FeSi NO

Une comparaison des pertes obtenues en induction circulaire  $P_r$  avec celles correspondant aux directions de laminage ( $P_L$ ) et transverse ( $P_T$ ) est faite, pour chaque tôle, dans la figure V.3. Les rapports  $\frac{P_r}{P_L}$  varient respectivement de 4 à 8 pour la tôle FeSi GO et de 1,2 à 2,5 pour la tôle FeSi NO. Pour la direction transverse on a des rapports  $\frac{P_r}{P_T}$  de l'ordre de 1 à 1,2 pour l'échantillon FeSi GO et de 1 à 1,7 pour la tôle FeSi NO. Ces essais mettent en évidence la forte anisotropie de la tôle GO le long de l'axe x et la dominance de l'axe y dans le développement des pertes.

D'autre part, ils montrent qu'à basse induction ( $< 1$  T) on peut appliquer le théorème de superposition (voir chapitre I, § I.2.5.b) puisque le rapport  $\frac{P_r}{P_T + P_L}$  demeure sensiblement égal à 1.



**Figure V.3** Rapport des pertes magnétiques en fonction de l'induction  
(en régime circulaire)

a) FeSi GO      b) FeSi NO

Des résultats similaires sont obtenus pour les essais en régime elliptique (figure V.4) pour lesquels on a maintenu l'amplitude de la composante  $B_x$  fixe (0,8 T pour la tôle FeSi GO et 1,0 T pour la tôle FeSi NO) et fait varier la composante  $B_y$ .

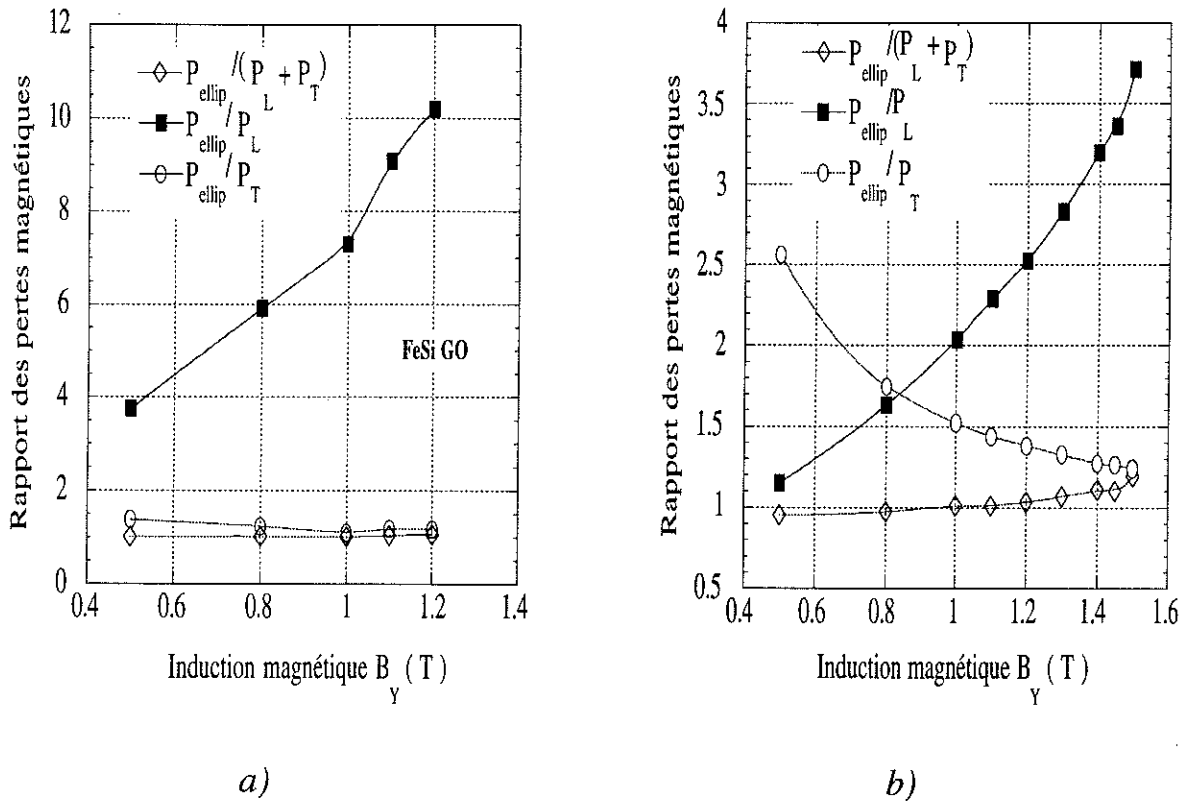


Figure V.4 Rapport des pertes magnétiques en fonction de l'induction (en régime elliptique)

a) FeSi GO ( $B_L = 0,8 T$ )      b) FeSi NO ( $B_L = 1,0 T$ )

## V.2 COMPORTEMENT EN INDUCTIONS ALTERNATIVES DANS UNE DIRECTION QUELCONQUE

En alimentant les bobines d'excitation suivant les axes x et y par des signaux en phase mais d'amplitudes différentes, on arrive à imposer des inductions sinusoïdales orientées suivant un axe quelconque du plan de la tôle.

Dans ces conditions on a :

$$B_x(t) = B_{x0} \sin \omega t$$

$$B_y(t) = B_{y0} \sin \omega t$$

$$\text{et } B(t) = \sqrt{B_{x0}^2 + B_{y0}^2} \sin \omega t$$

$$\text{avec } \theta = \arctg (B_{y0}/B_{x0})$$

$\theta$  représente l'angle entre la direction de l'induction et la direction de laminage.

Cette procédure a été utilisée en régime unidirectionnel pour étudier le comportement des tôles FeSi NO et Fe Si GO dans trois directions intermédiaires ( $\theta = 30^\circ$  ;  $\theta = 45^\circ$  et  $\theta = 60^\circ$ ) et le comparer à celui observé dans les deux directions principales de la tôle ( laminage  $\theta = 0^\circ$ , transverse  $\theta = 90^\circ$ ).

### V.2.1 Pertes magnétiques

Les figures V.5 et V.6 regroupent les différentes courbes P(B) obtenues en régime d'induction multidirectionnelle pour les deux types d'échantillons. Nous y avons également porté les pertes obtenues en induction circulaire. Ces dernières restent systématiquement supérieures à celles mesurées en régime uniaxial tant que l'induction n'a pas dépassé 1,1 pour l'échantillon FeSi GO et 1,5 T pour l'échantillon FeSi NO.

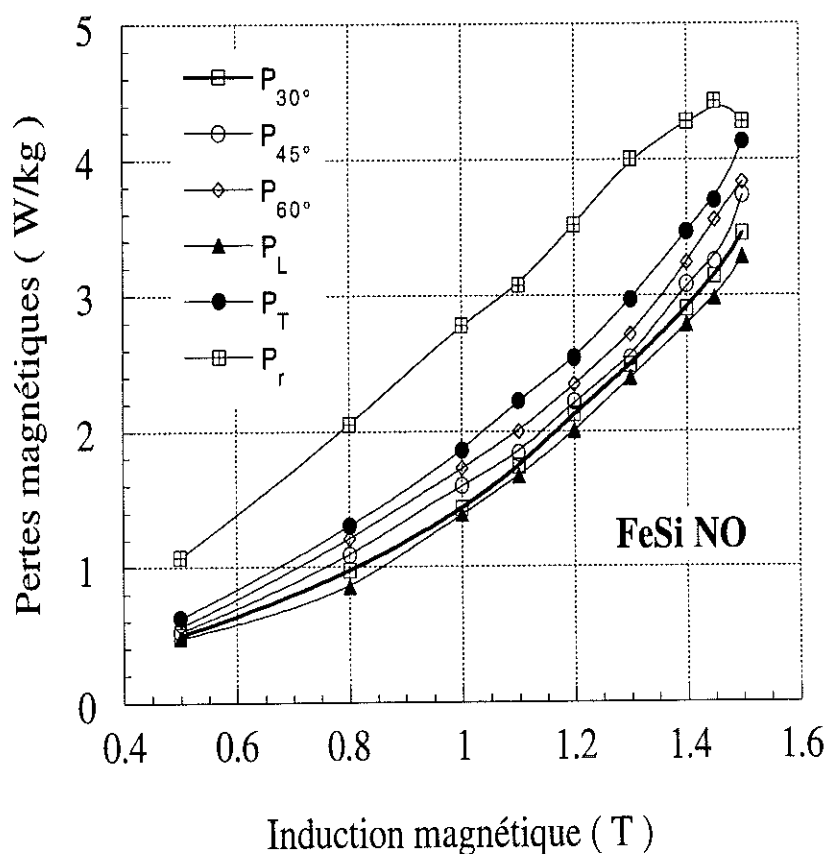
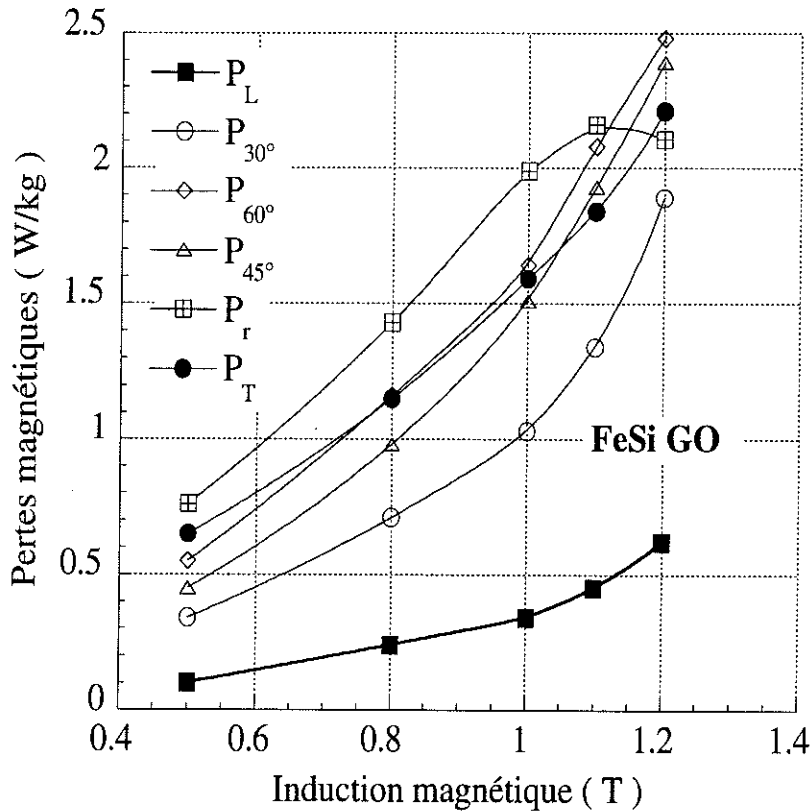


Figure V.5 Pertes magnétiques obtenues en induction unidirectionnelle et en induction circulaire pour l'échantillon FeSi NO



*Figure V.6 Pertes magnétiques obtenues en induction unidirectionnelle et en induction circulaire pour l'échantillon FeSi GO*

Sous induction uniaxiale, la tôle FeSi NO présente un réseau de caractéristiques  $P_\theta(B)$  resserrées. La direction de laminage demeure systématiquement plus favorable que la direction transverse avec des rapports  $\frac{P_T}{P_L}$  allant de 1,2 à 1,5. Ce phénomène est généralement décrit dans les spécifications des matériaux par un coefficient d'anisotropie des pertes. Pour cet échantillon on trouve un coefficient allant 10 à 20%. L'évolution des courbes  $P(B)$  entre la direction de laminage et la direction transverse se fait de manière progressive.

Cette situation diffère dans le cas de l'échantillon FeSi GO. La courbe correspondant à la direction  $\theta = 30^\circ$  se détache déjà fortement de la direction de laminage avec des rapports de l'ordre de 3. A partir de 0,8 et 1 T les directions  $45^\circ$  et  $60^\circ$  deviennent plus défavorables que la direction transverse. Ceci correspond à l'émergence d'une direction de très difficile aimantation qui s'impose

au fur et à mesure que l'induction  $B$  croît [ ZOU-91 ] [ PER-94 ]. Ce résultat est cohérent avec l'existence d'une direction de très difficile aimantation à  $54,7^\circ$  dans un monocristal de FeSi ayant l'orientation de la texture Goss (voir chapitre I, § I.2.4.a). A 1,2 T on atteint un rapport  $\frac{P_{60^\circ}}{P_L} = 4$ .

### V.2.2 Champs magnétiques

Les figures V.7 et V.8 représentent les courbes  $B(H)$  correspondantes aux deux types d'échantillons, obtenues pour les différentes directions de l'aimantation. L'influence de l'anisotropie est mise en évidence de manière plus renforcée.

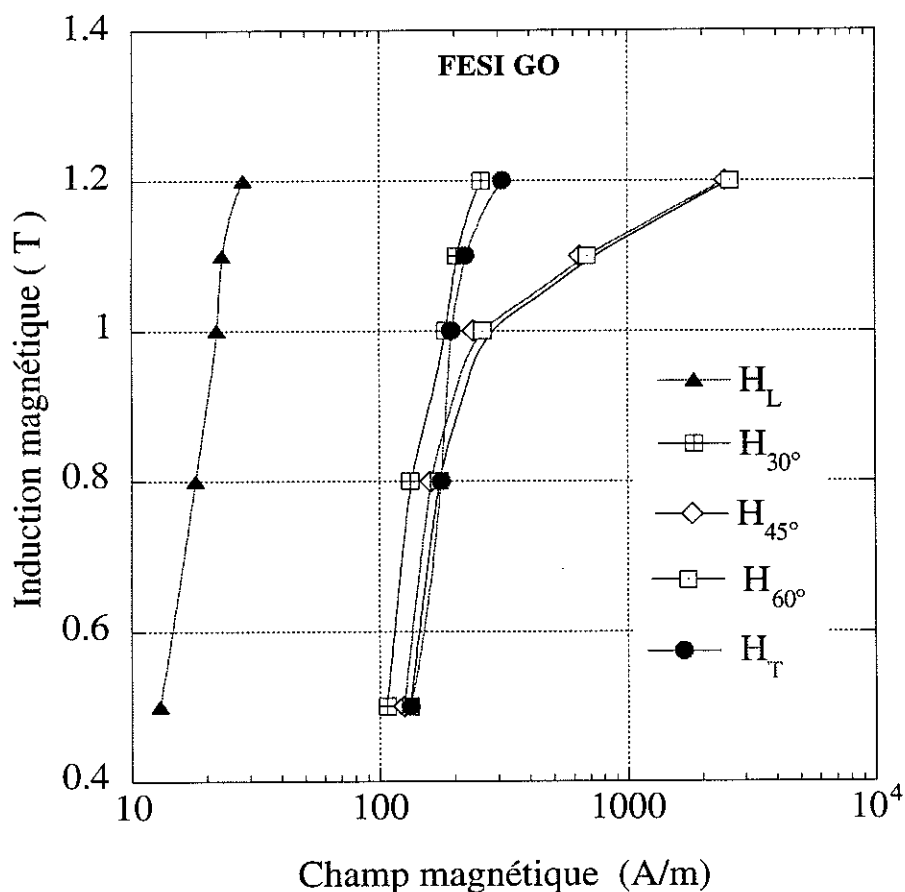
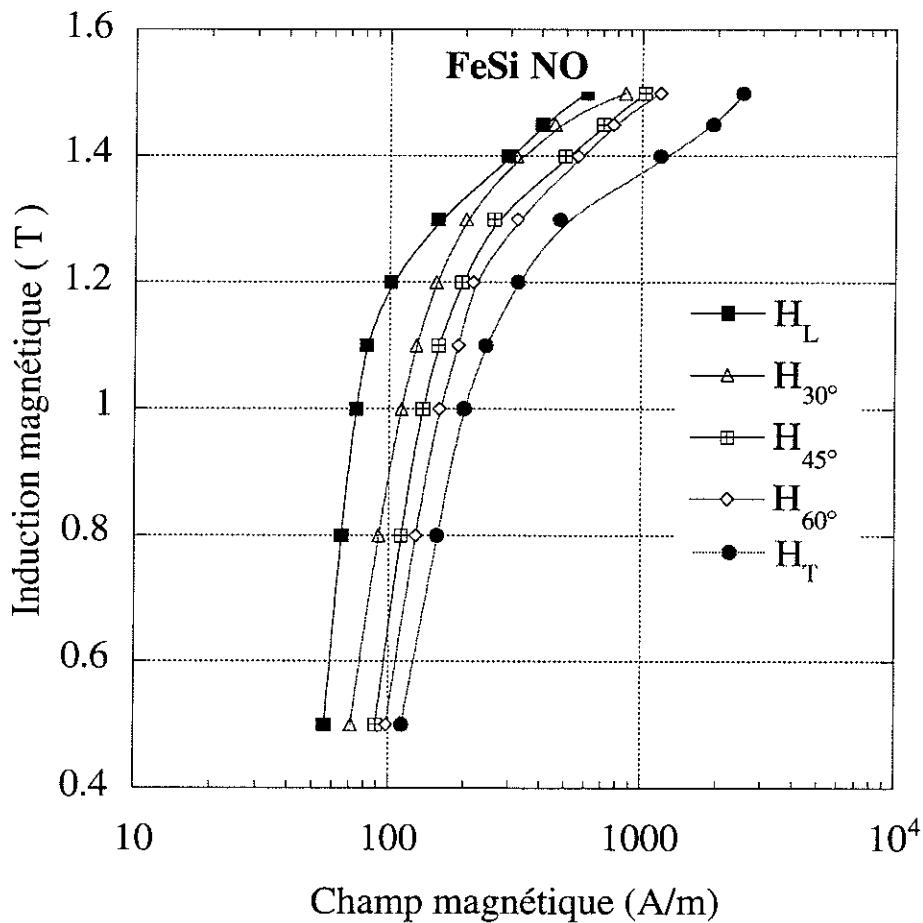


Figure V.7 Champs magnétiques obtenus en induction unidirectionnelle pour l'échantillon FeSi GO

Pour la tôle FeSi GO, les champs magnétiques dans la direction de laminage sont 10 fois plus faibles que ceux mesurés pour  $\theta$  égal à  $30^\circ$  et  $90^\circ$ . Pour les directions  $45^\circ$  et  $60^\circ$  ceci est vrai tant que B est inférieure 1 T. Au dessus on constate un accroissement considérable du champ (à 1,2 T on a un rapport  $\frac{H_{60^\circ}}{H_L} \approx 100$ ).



*Figure V.8 Champs magnétiques obtenus en induction unidirectionnelle pour l'échantillon FeSi NO*

L'anisotropie de la tôle FeSi NO est beaucoup moins importante que celle du FeSi GO mais reste néanmoins non négligeable puisque on atteint des rapports  $\frac{H_T}{H_L}$  de l'ordre de 4.

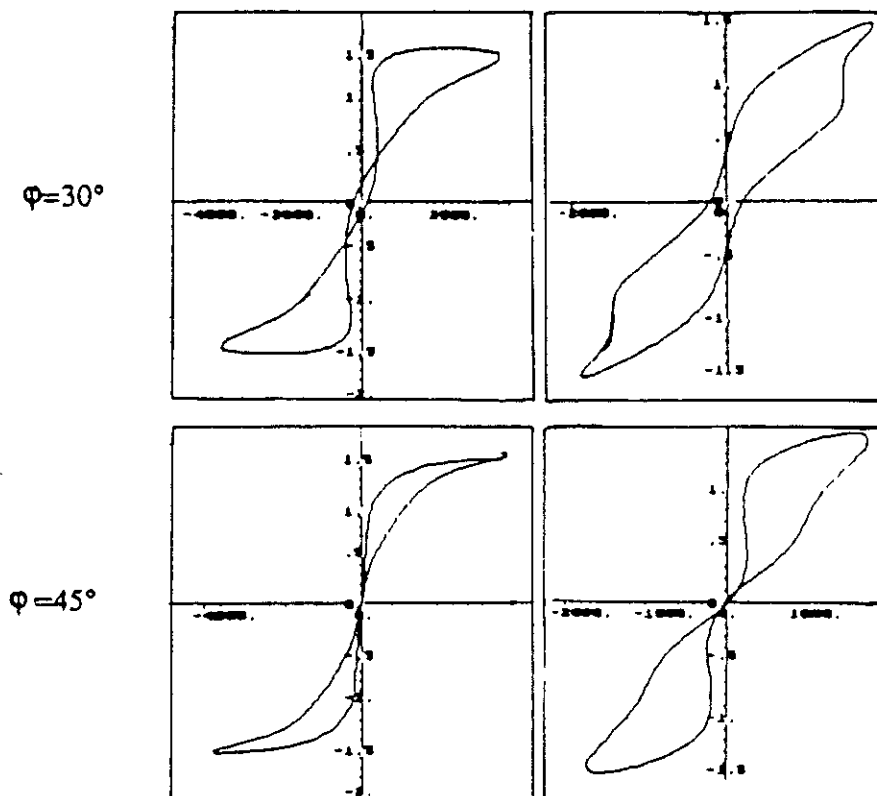
### V.3 REPRÉSENTATION GÉOMÉTRIQUE DES PERTES MAGNÉTIQUES EN CHAMP TOURNANT

Les pertes magnétiques en champ tournant sont obtenues par l'expression :

$$P = \frac{1}{\rho_T} \int_0^T \mathbf{H} \cdot d\mathbf{B} = \frac{1}{\rho_T} \int_0^T (H_x dB_x + H_y dB_y) \quad (V.2)$$

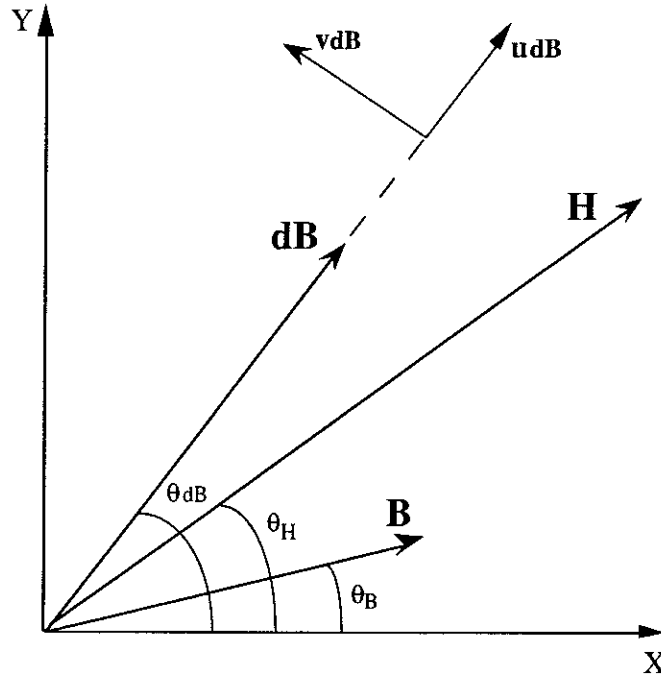
Où  $H_x$ ,  $H_y$ ,  $B_x$  et  $B_y$  correspondent aux composantes x et y du champ et de l'induction dans le matériau, mesurées par des bobines détectrices adaptées. Cette méthode permet de mesurer deux grandeurs  $P_x$  et  $P_y$ . On obtient ainsi deux cycles élémentaires  $B_x(H_x)$  et  $B_y(H_y)$  dont la surface est égale aux pertes volumiques par cycle  $P_x/f$  et  $P_y/f$ .

Cette représentation n'est pas judicieuse, car la forme des cycles élémentaires dépend des axes de référence et ne donne pas un modèle géométrique globale des pertes comme c'est le cas des mesures en régime d'induction unidirectionnelle (figure V.9).



*Figure V.9 Cycles d'hystérésis  $B_x(H_x)$  et  $B_y(H)$  obtenus pour différents axes de référence et pour  $B = 1,5$  T (rotation dans le sens des aiguilles d'une montre, tôle FeNi [ ZOU-91 ])*

Nous avons donc essayé de trouver une représentation des pertes en champ tournant ( $B$  circulaire à vitesse constante par exemple) qui sera également valable en régime d'induction unidirectionnelle. On considère les vecteurs  $\mathbf{H}$ ,  $\mathbf{B}$  et  $d\mathbf{B}$  dans le plan  $(x, y)$  de la mesure comme le montre la figure V.10. Ces vecteurs font par rapport à l'axe  $X$  des angles respectifs  $\theta_H$ ,  $\theta_B$ ,  $\theta_{dB}$ .



*Figure V.10 Représentation des vecteurs champ et induction magnétiques*

On se place dans le repère lié à  $d\mathbf{B}$  :  $(\mathbf{u}_{dB}, \mathbf{v}_{dB})$ . Seule la composante de  $\mathbf{H}$  sur l'axe  $d\mathbf{B}$  participe aux pertes. On considère alors les amplitudes des vecteurs  $d\mathbf{B}$  et de la projection de  $\mathbf{H}$  sur  $d\mathbf{B}$  qui vaut  $H \cos(\theta_{dB} - \theta_H)$ .

Dans ce cas, on a :

$$P = \frac{1}{\rho T} \int_0^T H \cos(\theta_{dB} - \theta_H) \frac{dB}{dt} dt \quad (\text{V.3})$$

Si on considère les grandeurs :

$$B' = \int \frac{dB}{dt} dt \quad (\text{V.4})$$

$$\text{et } H' = H \cos(\theta_{dB} - \theta_H) \quad (\text{V.5})$$

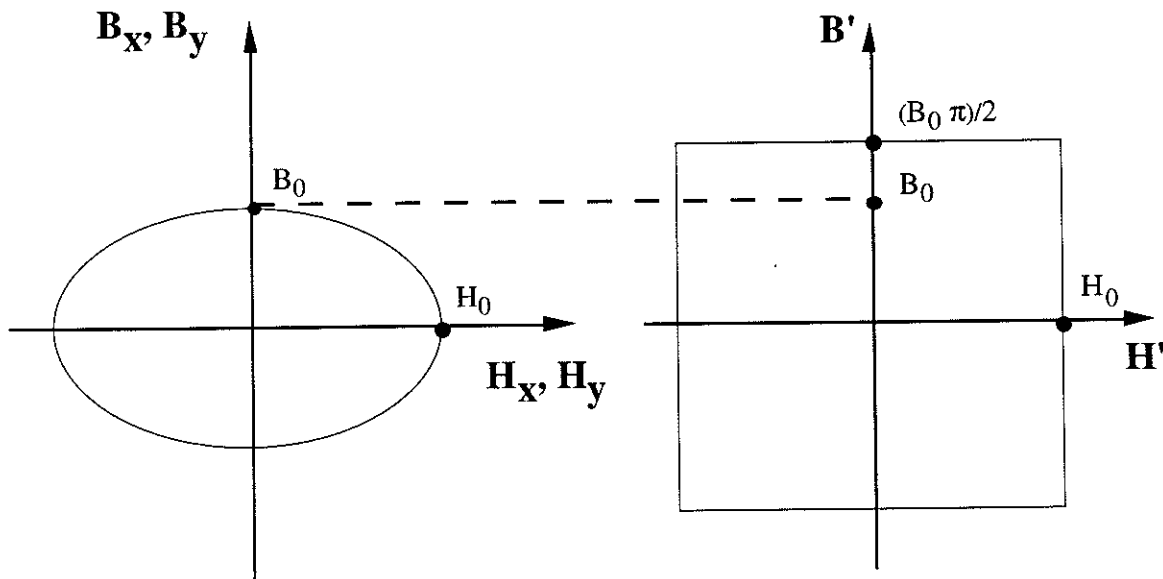
La surface de la courbe  $B'(H')$  correspond aux pertes volumiques par cycle. Cependant, se plaçant dans le repère  $(\mathbf{u}_{dB}, \mathbf{v}_{dB})$ , les courbes obtenues se sont pas fermées. En particulier en régime unidirectionnel le long de l'axe x par exemple,  $B'(t) = |B(t)|$  et non pas à  $B(t)$ .

Si par contre, on se place alors dans un repère orienté  $(\mathbf{u}', \mathbf{v}')$  où :

$$\begin{aligned} \mathbf{u}' &= \mathbf{u}_{dB} \\ \mathbf{v}' &= \mathbf{v}_{dB} && \text{quand } \theta_{dB} \in [0, \pi] \\ \text{et} \\ \mathbf{u}' &= -\mathbf{u}_{dB} \\ \mathbf{v}' &= -\mathbf{v}_{dB} && \text{quand } \theta_{dB} \in [\pi, 2\pi] \end{aligned}$$

La courbe  $B'(H')$  est fermée et son aire correspond aux pertes volumiques par cycle.

Cette représentation et son interprétation son valables quelque soit les conditions d'excitation. Par exemple dans l'hypothèse théorique d'une tôle qui serait isotrope et linéaire, soumise à une induction (donc un champ  $H$ ) circulaire uniforme, les cycles élémentaires  $B_x(H_x)$  et  $B_y(H_y)$  sont des ellipses et le cycle global  $B'(H')$  est un rectangle dont la surface est bien égale aux pertes (figure V.11).

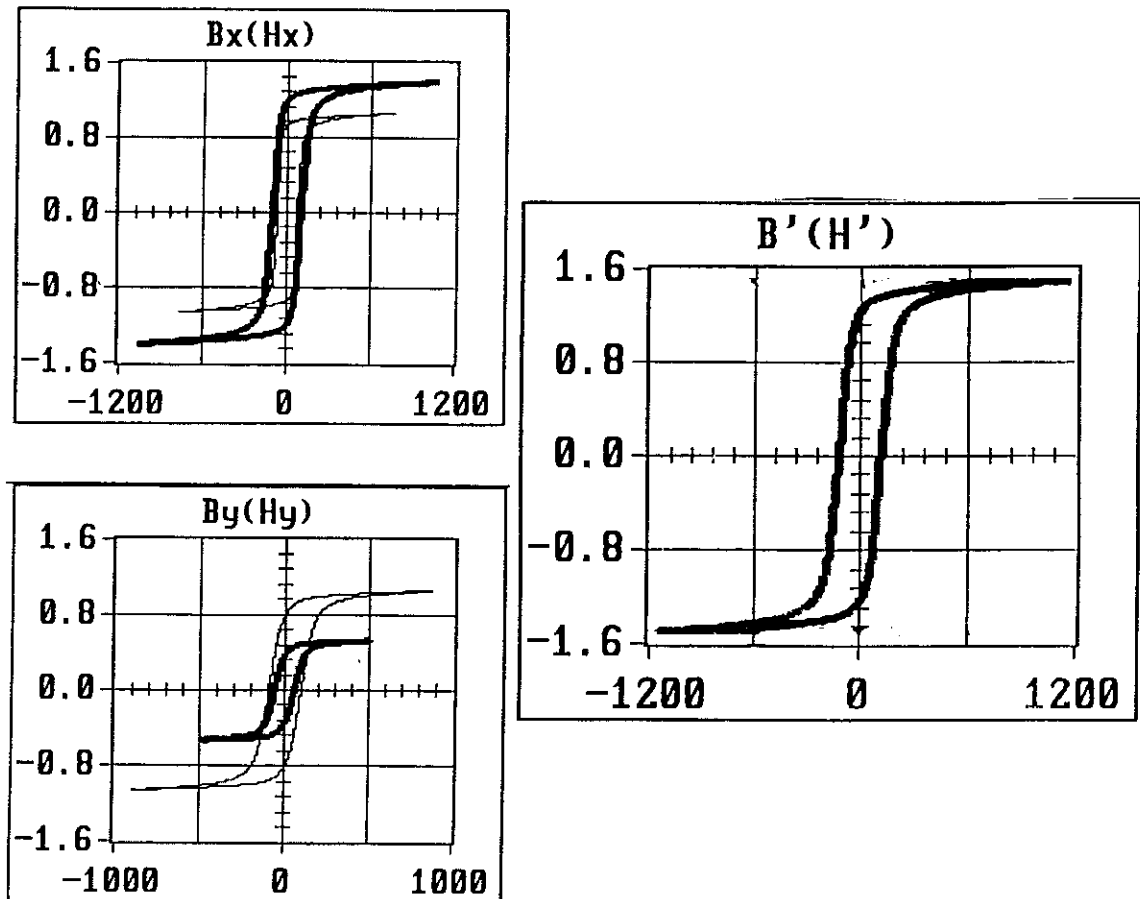


*Figure V.11 Cycles d'hystérésis  $B_x(H_x)$ ,  $B_y(H_y)$  et  $B'(H')$  dans le cas d'un matériau isotrope, linéaire et soumis à une induction circulaire*

Nous avons donc utilisé cette représentation pour nos mesures :

- en régime alternatif le long des axes longitudinal et transverse on retrouve les cycles classiques.

- pour une direction différente, on observe un cycle global  $B'(H')$  qui correspond au cycle  $B(H)$  que l'on aurait pu obtenir avec des bobines détectrices placées le long de cette direction. Cette mesure est bien sûr obtenue à l'aide des mesures sur chacun des axes, mesures qui prises individuellement (courbes  $B_x(H_x)$  et  $B_y(H_y)$ ) rendent douteuse l'interprétation canonique (la surface est égale aux pertes). En effet, ces surfaces dépendent des axes de référence choisis alors que seule leur somme a une signification physique (figure V.12).



*Figure V.12 Cycles en régime uniaxial  $\theta = 45^\circ$  (1,5 T)  
(les cycles en gras sont obtenus pour une rotation des axes de référence de  $30^\circ$ )*

- en induction circulaire, les figures V.13 et V.14 donnent les cycles élémentaires et globaux obtenus pour deux types de tôles.

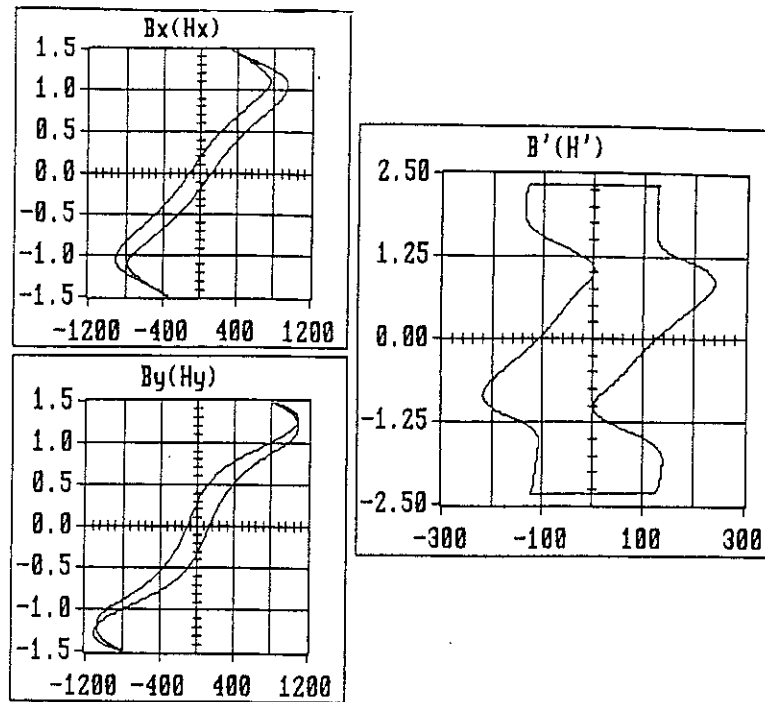


Figure V.13 Représentation géométrique des pertes en induction circulaire (1,5 T)  
(FeSi NO)

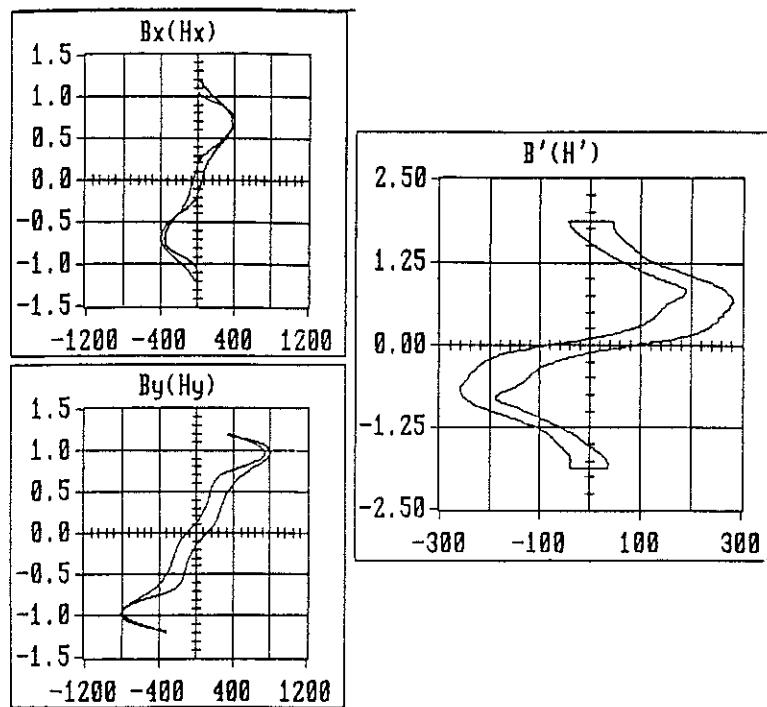


Figure V.14 Représentation géométrique des pertes en induction circulaire (1,2T)  
(FeSi GO)



# CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES



## CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Le Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble dispose maintenant d'un prototype de cadre en champ tournant permettant une caractérisation magnétique complète des tôles : inductions multidirectionnelles et inductions tournantes (circulaires et elliptiques) sur des échantillons de dimensions importantes allant de 300 à 500 mm.

Ce travail a débuté par des simulations numériques 2D et 3D afin d'aider à la conception du système. Celles-ci ont permis de choisir la forme d'échantillon la meilleure, d'identifier et d'optimiser les paramètres qui contribuent à l'homogénéisation la plus large du champ magnétique dans la partie centrale de la tôle. Les simulations 3D pourraient être aussi exploitées pour quantifier l'importance des fuites dans ce dispositif et leurs conséquences sur la puissance d'alimentation du banc de mesure associé.

Comparé à l'ancien dispositif de caractérisation, le cadre réalisé présente un certain nombre d'avantages :

- il permet une meilleure représentation du matériau magnétique puisque la surface de la zone effective de mesures, a été multipliée par un facteur 16 passant de  $20 \times 20 \text{ mm}^2$  à  $80 \times 80 \text{ mm}^2$ ,
- l'entrefer entre les culasses et l'échantillon est mieux défini. Son rôle a été mis en évidence expérimentalement : un choix judicieux de l'épaisseur d'entrefer permet d'élargir la zone où le champ est uniforme tout en augmentant l'amplitude de ce dernier,
- la détection du champ magnétique se fait de manière plus précise en extrapolant le champ magnétique à la surface de l'échantillon grâce à l'utilisation de deux bobines superposées (méthode des 2 bobines),
- le positionnement de l'échantillon se fait de manière simple sans avoir à toucher les blocs de bobines de champ qui sont fixés sur les culasses supérieures,
- ce dispositif a été inséré dans un banc d'alimentation et de mesure semi-automatique. En régime unidirectionnel il permet une caractérisation comparable à celle fournie par le cadre à bande unique normalisé.

Cependant des problèmes restent à surmonter, en particulier :

- pour la détection de l'induction magnétique on a maintenu l'utilisation des bobines réalisées par l'intermédiaire de trous. Le système de pointe que nous avons essayé semble prometteur. Il faut persévérer dans cette voie et expliquer par une étude plus approfondie la déformation du signal observée. D'autres problèmes seront également à résoudre : asservissement de  $V_B$ , reproductibilité et vieillissement du contact, etc ...
- les niveaux d'induction atteints sont similaires à ceux obtenus avec l'ancien cadre et restent faibles en particulier en régime d'induction tournante. Ceci constitue un problème majeur qui est relié simultanément à la puissance des amplificateurs et à l'asservissement.
- il serait enfin intéressant d'automatiser complètement le banc de mesure.

Les premiers résultats expérimentaux obtenus avec ce nouveau banc de mesure sont intéressants et illustrent les possibilités qu'il offre. Les essais réalisés sur les FeSi en induction circulaire ou elliptique ou encore en induction sinusoïdale le long d'un axe donné de la tôle permettent de décrire et de comprendre leur comportement magnétique (influence de l'anisotropie).

Ces essais peuvent être élargis à d'autres types d'excitation :

- soit pour s'approcher des formes observées dans les machines tournantes (cercles ou ellipses orientées suivant un axe quelconque, superposition d'harmoniques, fréquences supérieures à 50 Hz, etc...).
- soit pour approfondir notre compréhension des mécanismes physiques mis en jeu par des essais plus particuliers : influence de la texture, de l'anisotropie, de la fréquence, etc...

Une caractérisation similaire à celle effectuée dans ce travail peut d'ores et déjà être entreprise sur les matériaux industriellement disponibles. Elle servira alors de base de données pour "alimenter" et valider les modèles de loi de comportement magnétique des tôles.

Enfin, la représentation géométrique originale des cycles d'hystérésis proposés dans ce mémoire permet de décrire graphiquement les pertes magnétiques sous des excitations diverses. Elle pourra être facilement utilisée et généralisée comme moyen de comparaison.

# BIBLIOGRAPHIE



---

**BIBLIOGRAPHIE**

[ **ARA-84** ] **M. ARABI, A. J. MOSES,**

"An improved method for measuring rotational Power loss in electrical steels"

JMMM 41, 227- 230 (1984)

[ **ARA-85** ] **M. ARABI, A. J. MOSES and T; MEYDAN**

"An improved rotational power loss tester"

SMM7 Conference BLACKPOOL U.K., pp. 29-32 (Aug 1985)

[ **BER-88** ] **G. BERTOTTI**

"General properties of power losses in soft ferromagnetic"

IEEE Trans. on Mag., vol. Mag-24, No. 1, pp 621-630 (1988)

[ **BOO-64** ] **C. R. BOON, J. E. THOMPSON**

"Rotational hysteresis loss in single-cristal"

PROC. IEE, Vol. 111, No. 3, pp.605-609 (1964)

[ **BOZ-32** ] **R.M. BOZORTH**

"The theory of ferromagnetic anisotropy of single cristals"

Phys. Rev., vol.42, pp 882-892, (1932)

[ **BRA-90** ] **F. BRAILSFORD**

"Domain-wall energy and hysteresis loss in ferromagnetic material"

PROC. IEE, Vol. 177, No. 5, pp. 1052-1055 (1990)

[ **BRI-87** ] **P. BRISSONNEAU**

"Magnétisme classique et tôles magnétiques pour le Génie Electrique"

Cours de Formation Professionnelle INPG, Grenoble (1987)

[ **BRI-82** ] **W. BRIX**

"Measurements of the rotational power loss in 3% Silicon-Iron at a various frequencies using a torque magnetometer"

JMMM 26, pp. 193-195 (1982)

[ **BRU-87** ] **M. BRUGEL**

"Magnétisme classique et matériaux magnétiques pour Génie Electrique"

Cours de Formation Professionnelle INPG, Grenoble (1987)

[ **CEC-78** ] **A. CECETTI, G. FERRARI, F. MASOLI and G. P. SOARDO**

"Rotational power losses in 3% SiFe as a fonction of frequency"

IEEE Trans. on Mag., Vol. Mag-14, No. 5, pp. 356-358 (1978).

[ **DED-90** ] **J. M. DEDULLE**

"Contribution à la modélisation bidimensionnelle et tridimensionnelle des phénomènes d'anisotropie dans les transformateurs triphasés"

Thèse INPG, Grenoble (1990)

[ **FAU-71** ] **A. FAUSSURIER, R. SERVAN**

"Les matériaux en électrotechniques"

Dunod, Paris, 1971

[ **FIO-92** ] **F. FIORILLO**

"A phenomenological approach to rotational power losses in soft magnetic lamination"

Proceeding of First International Workshop on Magnetic Properties of Electrical Sheet Steel under Two Dimensional Excitation, PTB, (1992)

[ **FIO-93** ] **F. FIORILLO and M. RIETTO**

"Rotational versus alternating hysteresis losses in nonoriented soft magnetic laminations"

J. Appl. Phys. 73 (10), (1993)

[ **FIO-88** ] **F. FIORILLO**, A. M. RIETTO

“Extended induction range analysis of rotational losses in soft magnetic materials”

IEEE Trans. on Mag. , Vol. Mag-24 No. 2, pp. 1960-1962 (1988).

[ **HEI-31** ] **W. HEISENBERG**

“De la théorie de la magnétostriction et des courbes d'aimantation”

(en allemand)

Z. Physik, vol. 69, pp. 287-297, (1931)

[ **KAP-55** ] **A. KAPLAN**

“Magnetic core losses resulting from a rotating flux”

J. Appl. Phys. Vol. 32, No. 5, pp. 370 S-371 S (1961)

[ **KOR-55** ] **M. KORNETZKI** and I. LUCAS

“Zur theorie der hystereseleveluste immagnetischen drehfield”

Zeitschrift für physik, Vol. 142, pp. 70-83 (1955)

[ **KED-85** ] **A. KEDOUS**

“ Contribution à l'étude à basse fréquence des matériaux magnétiques amorphes”

Thèse INPG, Grenoble (1985)

[ **KED-87** ] **A. KEDOUS-LEBOUC**

“ Réalisation d'un banc automatique de type cadre à bande unique pour la caractérisation des matériaux magnétiques”

Rapport de fin de contrat de recherche, LEG-USINOR (1987)

[ **KEL-57** ] **J. M. KELLY**

“ New Technique for measuring rotational hysteresis in ferromagnetic materials”

Rev. Sci. Instr. 28, p. 1038-1040 (1957)

[ **MAO-87** ] **A. S. MAUCHE**, J. MEYDAN and A. J. MOSES

" Study of field and flux paterns under rotational flux distributions"

SMM8 Conference, BADGASTEIN AUSTRIA, (1987)

[ **MOS-73** ] **A. J. MOSES**, B. THOMAS

"The spatial variation of localized power loss in practical transformer T-joints"

IEEE Trans. Mag. vol. Mag. 9, No. 4, pp 655-659 (1973)

[ **MOS-80** ] **A. J. MOSES**, G. S. RADLEY

"Experimental simulation of magnetic flux and power loss distribution in the stator core of a large rotating machine"

JMMM., vol. 19, pp 60-62 (1980)

[ **NEE-44** ] **L. NEEL**

"Les lois de l'aimantation et de la subdivision en domaines élémentaires d'un monocristal de fer"

J. Phys. Rad., vol.5, pp 241-251 (1944)

[ **NEN-93** ] **N. NENCIB**

" Analyse 2D et 3D d'un dispositif de caractérisation de tôles magnétiques en régime champ tournant"

Rapport GDR " Tôles magnétiques pour le Génie Electrique" GDR 934 , Paris, (1993)

[ **NEN-93** ] **N. NENCIB**, A. KEDOUS-LEBOUC, B. CORNUT

"3D analysis of rotational loss tester with vertical yokes"

JMMM 133, pp 553-556 (1994)

[ **PER-94** ] **T. PERA**

"Loi d'aimantation anisotrope et non linéaire : modélisation et validation expérimentale"

Thèse de Doctorat, Grenoble (1994)

**PFÜ-1992] H. PFÜTZNER**

"Fundamental aspects of measuring field quantities and losses in anisotropic soft magnetic materials"  
Proceedings of the second international workshop on Two-dimensional magnetic measurement and its properties, Oita, Japan (1992)

**[ SAB-86 J. C. SABONADIÈRE, J. L. COULOMB**

"Eléments finis et CAO"  
Editions Hermès 1986

**[ SAT-92 ] K. SATO, B. FUKUDA**

"Effect of crystalline texture on the rotational iron loss in electrical steel sheets"  
Proceedings of the second international workshop on Two-dimensional magnetic measurement and its properties, Oita, Japan (1992)

**[ SIE-92 ] J. SIEVERT**

"Studies on the measurement of two-dimensional magnetic phenomena in electrical sheet steel at PTB"  
Proceeding of First International Workshop on Magnetic Properties of Electrical Sheet Steel under Two Dimensional Excitation, PTB, (1992)

**[ SAS-85 ] T. SASAKI, M. IMAMURA, S. TAKADA and Y. SUZUKI**

"Measurement of rotational power losses in silicon-iron sheets using wattmeter method"  
IEEE T Mag., Vol. Mag-21, NO. 5, pp. 1918-1920 (1985)

**[ SIE-90 ] J. D. SIEVERT, J. XU, L. RAHF, M. ENOKIZONO and M. AHLERS**

"Studies of the rotational power loss measurement problem"  
Anales de fisica, Série B, Vol. 86, pp. 35-37 (1990)

**[ TAN-85 ] K. S. TAN, A. DATTA, P. J. FLANDERS and C. D. GRAHAM**

"Rotational loss in thin gage soft magnetic materials"  
IEEE Trans. on Mag., Vol. Mag-21, NO. 5, pp. 1921-1923 (1985)

[ WEI-08 ] P. WEISS et V. PLANER

“Hystérèse dans les champs tournants”

J. Phys. 4, p. 5-27 (1908)

[ YAM-76 ] T. YAMAGUSHI, K. NARITA

“rotational power loss in commercial silicon iron laminations”

EEIJ, Vol. 96, NO. 4, pp. 15-21 (1976)

[ YOU-60 ] F. J. YOUNG and H. L. SCHENK

“Method for measuring iron losses in elliptically polarized magnetic fields”

J. Apl. Phys., Vol. 31, No. 5, pp. 1945-1953 (1960)

[ ZOU-91 ] S. ZOUZOU

“Contribution à l'étude des pertes magnétiques en champs tournants”

Thèse de l'INPG, Grenoble (1991)

[ ZOU-92 ] S. ZOUZOU, A. LEBOUC, B. CORNUT et P. BRISSONEAU

“Pertes magnétiques en champ tournant”

Colloque MRT, p. 169-182 (1992)

## Résumé

On s'intéresse à caractériser et comprendre le comportement des tôles magnétiques fonctionnant sous un champ d'excitation bidimensionnel.

Un dispositif de mesure performant a été développé. Il permet de déterminer les propriétés magnétiques d'échantillons de  $300 \times 300 \text{ mm}^2$  de dimension en régime d'induction tournante, d'une part, en régime unidirectionnel d'orientation quelconque dans le plan de la tôle, d'autre part. Il a été optimisé suite à des simulations bidimensionnelle et tridimensionnelle utilisant les logiciels FLUX2D et FLUX3D dans lesquelles l'influence de nombreux paramètres physiques et géométriques ont été analysées. Des tôles FeSi GO et FeSi NO ont été caractérisées en champ tournant et en champ uniaxial. Les pertes et les courbes B(H) obtenues sont analysées en termes d'anisotropie. Enfin, une représentation géométrique des pertes en champ tournant équivalente au cycle d'hystérésis en champ uniaxial est proposée.

## Abstract

In this work the characterization of magnetic iron sheets under two dimensional exciting field is studied. In order to determine the magnetic proprieties of sheets of  $300 \times 300 \text{ mm}^2$ , a performant device has been developped. It achieves measurements either in rotating or in any direction of the sheet plane. Its parameters are optimezed using the results of 2D (FLUX2D) or 3D (FLUX3D) simulation. FeSi GO and FeSi NO samples are characterized in rotational and unidirectional fields. Their B(H) and magnetic losses are analysed considering the anisotropy of these sheets.

Finally a new geometrical representation of magnetic losses in rotational field (homologous to hysteresis loops in uniaxial field) is also given.

## Mots-Clés

Champ tournant., Dispotif de caractérisation., Simulation numérique 2D et 3D.

Pertes magnétiques, Anisotropie, Loi d'aimantation.

