

N° d'ordre : 1529

**THESE**

présentée à



**L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE**

pour obtenir le titre de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITE**

**Spécialité : GENIE ELECTRIQUE**

par

**Olivier WALTI**

Ingénieur EUDIL

**CONTRIBUTION A LA CARACTERISATION  
DES MATERIAUX MAGNETIQUES  
SOU MIS A DES ONDES COMPLEXES**

Soutenue le 23 Juin 1995 devant la commission d'Examen composée de

BRISSONNEAU P.  
FOREST F.  
BAVAY J. C.  
BELGRAND T.  
DAUGE G.  
MANSE Ph.  
ROMBAUT Ch.  
SEGUIER G.  
SWAN J. P.

Président, Rapporteur  
Rapporteur  
Examineur  
Examineur  
Examineur  
Examineur  
Examineur  
Examineur  
Examineur

juin 20104142

50376  
1995  
111

## Avant-Propos

Le travail présenté dans ce mémoire a été réalisé par l'équipe Matériaux Magnétiques au sein du Laboratoire d'Electrotechnique et d' Electronique de Puissance de l'Université des Sciences et Technologies de LILLE, dirigé par Monsieur le Professeur Christian ROMBAUT à qui je témoigne ma reconnaissance. Je le remercie de participer au jury de ma thèse ce qui marque l'intérêt que le laboratoire a porté à ce travail qui, je l'espère, représente la première pierre de l'édifice des équipes matériaux et modélisation du LEEP. Ce mémoire synthétise trois années de recherche, qui firent l'objet d'un contrat CIFRE avec la société UGINE S.A..

Je remercie vivement Monsieur le Professeur Pierre BRISSONNEAU de l'Institut Polytechnique de GRENOBLE, pour l'honneur qu'il me fait en acceptant d'être le rapporteur de cette thèse et d'en présider le jury.

Je remercie également Monsieur François FOREST, Maître de Conférences habilité à l'E.N.S. de CACHAN d'avoir accepté la charge d'un rapport sur ce mémoire.

J'espère que la lecture de ce manuscrit sera agréable et que tous les messages scientifiques que nous avons essayé d'y faire passer seront très limpides.

J'exprime mes sincères remerciements à Monsieur le Professeur Guy SEGUIER, pour son accueil ainsi que pour sa participation à la direction de ce travail et surtout pour l'attention qu'il a portée à la rédaction de ce manuscrit. Je le remercie également de sa présence au sein du jury de ma thèse.

Je tiens à remercier tout particulièrement Monsieur Jean-Paul SWAN, Maître de Conférences à l'Université des Sciences et Technologies de LILLE, pour son entière collaboration, son expérience et son soutien de tous les instants. J'exprime pour lui un profond sentiment de respect et une grande amitié. Ses convictions sur les perspectives qu'ouvraient cette étude furent une aide et un réconfort constants.

Je tiens également à associer à ces remerciements la Société UGINE S.A., et tout particulièrement Monsieur Jean-Claude BAVAY, Directeur du Centre de Recherche du site d'Isbergues et Responsable de la Recherche de la société pour les matériaux magnétiques. J'espère que cette collaboration industrielle fût une réussite. Sans ce partenariat, jumelé à l'aide de la région via l'ANRT, je n'aurais pu obtenir tous les résultats escomptés. Je voudrais aussi saluer les personnes du service Génie Electrique du site d'Isbergues, Messieurs Thierry BELGRAND et André GIRE.

J'exprime ma gratitude envers les sociétés MOULINEX et LEROY-SOMER. La présence dans le jury de thèse de Monsieur Gilbert DAUGE, Directeur du Centre de Recherches de MOULINEX à CAEN, et de Monsieur Philippe MANSE, Ingénieur chez LEROY-SOMER à ANGOULEME, témoigne de l'intérêt que ces travaux ont suscité.

Que Monsieur Jean-Jacques FRANCHAUD, ingénieur de recherche au laboratoire, et Madame Reine DEL VITTO, secrétaire au laboratoire, soient assurés de ma profonde gratitude.

Je voudrais aussi associer à cette thèse toutes les personnes qui ont pu me soutenir moralement durant ces trois années, et tout particulièrement mon épouse et mon fils. L'obtention d'un doctorat demande beaucoup de sacrifices. Enfin, je voudrais dédier cette thèse, à ma mère disparue, qui aurait tant aimé assister à cette soutenance.

## SOMMAIRE

### Introduction générale

1. Historique .....	1
2. Les grandeurs magnétiques.....	3
3. Les objectifs d'une caractérisation.....	4
4. Principe de la caractérisation Epstein .....	4
5. Les axes directeurs de ce mémoire.....	7

### Partie 1 : Réalisation et mise en oeuvre du banc de mesures ..... 9

1. LE DISPOSITIF DE MESURES .....	9
1.1. Structure du banc de mesures.....	9
1.2. Description de la procédure de mesures.....	17
1.2.1. Phase de désaimantation.....	18
1.2.1.1. Paramètres caractéristiques de la salve de désaimantation .....	18
1.2.1.2. Contrôle de l'efficacité de la salve de désaimantation.....	23
1.2.2. Mise sous contrainte du matériau - Acquisition des signaux.....	25
1.2.3. Analyse des signaux caractéristiques .....	30
2. CALIBRATION DU BANC DE MESURES.....	33
2.1. Contrôle des performances des principaux composants du dispositif.....	33
2.1.1. Procédures informatiques.....	33
2.1.1.1. Procédure " F.F.T. " .....	33
2.1.1.2. Procédure " INTEGRATION " .....	35
2.1.2. Estimation de l'erreur d'acquisition .....	36
2.1.3. Estimation de l'erreur d'asynchronisme .....	38
2.1.4. Analyse de la qualité de l'asservissement.....	41
2.1.4.1. Analyse de l'asservissement en régime sinusoïdal.....	41
2.1.4.2. Analyse de l'asservissement en régime M.L.I. ....	44
2.1.5. Domaine d'investigation du dispositif.....	51
2.1.5.1. Induction crête maximale.....	52
2.1.5.2. Caractéristiques dynamiques limites .....	53
2.1.6. Observation de la dynamique du cadre d'Epstein.....	59

2.2. Essais de validation du dispositif.....	65
2.2.1. Validation en régime sinusoïdal.....	66
2.2.2. Essais de reproductibilité.....	68
2.2.2.1. Essais en régime sinusoïdal.....	69
2.2.2.2. Essais en régime M.L.I. ....	71
2.2.3. Contrôle de l'invariance des pertes massiques.....	74
2.2.3.1. Régime d'induction sinusoïdale.....	74
2.2.3.2. Régime de tension M.L.I. ....	75
2.2.4. Sens de découpage.....	76
2.2.5. Phénomène de double extremum.....	77
<b>Partie 2 : Caractérisations en régime d'induction complexe.....</b>	<b>81</b>
<b>1. INFLUENCE DES PARAMETRES DE L'ONDE M.L.I. SUR LES PERTES.....</b>	<b>83</b>
1.1. Caractérisation en régime d'induction du type "Pont Complet".....	86
1.1.1. Caractéristiques expérimentales.....	86
1.1.2. Influence de l'induction crête et du gradient d'induction sur les pertes.....	91
1.1.3. Limites de caractéristiques.....	93
1.1.4. Cycles d'hystérésis.....	96
1.1.5. Comparaison des trois matériaux.....	97
1.2. Caractérisation en régime d'induction du type "Demi-Pont".....	99
1.2.1. Indices de modulation impairs.....	99
1.2.1.1. Caractéristiques expérimentales.....	99
1.2.1.2. Influence de l'induction crête et du gradient d'induction sur les pertes.....	104
1.2.1.3. Limites des caractéristiques.....	105
1.2.1.4. Cycles d'hystérésis.....	107
1.2.1.5. Comparaison des trois matériaux.....	108
1.2.2. Indices de modulation pairs.....	109
1.2.2.1. Caractéristiques expérimentales.....	113
1.2.2.2. Influence de l'induction crête et du gradient d'induction sur les pertes.....	117
1.2.2.3. Limites de caractéristiques.....	118
1.2.2.4. Cycle d'hystérésis.....	120
1.2.2.5. Comparaison des trois matériaux.....	121
1.3. Conclusions.....	122

<b>2. CARACTERISATION HARMONIQUE.....</b>	<b>125</b>
2.1. Rappels.....	125
2.2. Caractéristiques fondamentales.....	127
2.2.1. Caractérisation en régime d'induction du type "Pont Complet" .....	128
2.2.1.1. Pertes fondamentales .....	128
2.2.1.2. Puissance d'aimantation fondamentale .....	131
2.2.1.3. Champ magnétique fondamental .....	132
2.2.1.4. Perméabilité fondamentale .....	134
2.2.1.5. Conclusions.....	135
2.2.2. Caractérisation en régime d'induction du type "Demi-Pont" .....	136
2.2.2.1. Pertes fondamentales .....	136
2.2.2.2. Puissance d'aimantation fondamentale .....	137
2.2.2.3. Champ magnétique fondamental .....	138
2.2.2.4. Perméabilité fondamentale .....	140
2.2.2.5. Conclusions.....	141
2.2.3. Comparaison des trois matériaux.....	142
2.2.4. Conclusions .....	146
2.3. Caractéristiques harmoniques .....	147
2.3.1. M.L.I. type "Pont Complet" .....	151
2.3.1.1. Induction et champ magnétique harmoniques .....	151
2.3.1.2. Puissance active et puissance d'aimantation harmoniques.....	152
2.3.1.3. Perméabilités harmoniques.....	156
2.3.2. M.L.I. type "Demi-Pont".....	157
2.3.2.1 Induction et champ magnétique harmoniques .....	157
2.3.2.2. Puissance active et puissance d'aimantation harmoniques.....	158
2.3.2.3. Perméabilités harmoniques.....	161
2.3.3. Conclusions .....	161
<b>3. CARACTERISATION HARMONIQUE SIMPLIFIEE.....</b>	<b>163</b>
3.1. Caractérisation simplifiée pour des ondes de type "Pont Complet" .....	165
3.2. Caractérisation simplifiée pour des ondes de type "Demi-Pont".....	171
3.3. Conclusions.....	177

<b>4. NOUVELLE APPROCHE DE L'IMPACT D'UNE ONDE M.L.I. SUR LES CARACTERISTIQUES CLASSIQUES.....</b>	<b>179</b>
4.1. Modification du nombre d'impulsions .....	179
4.2. Modification de la place des impulsions sans modification des "temps morts" .....	184
4.2.1. Signal de tension mono-niveau .....	184
4.2.2. Signaux multi-niveaux.....	188
4.3. Influence de la modification du "temps mort" entre deux impulsions .....	193
4.4. Effet du gradient de l'induction.....	197
4.5. Conclusions.....	203
<b>Partie 3 : Contrôle du courant.....</b>	<b>205</b>
<b>1. LA MESURE DU COURANT .....</b>	<b>206</b>
<b>2. ALIMENTATION PAR ONDULEUR DE TENSION CONTROLÉ EN COURANT .....</b>	<b>207</b>
2.1. Gamme de contrôle de l'onduleur .....	208
2.2. Formes d'ondes .....	209
2.3. Effets du découpage sur la répartition spectrale des pertes.....	211
2.4. Conclusions.....	213
<b>3. ALIMENTATION PAR AMPLIFICATEUR LINEAIRE.....</b>	<b>215</b>
3.1. Formes d'ondes .....	216
3.2. Résultats expérimentaux.....	223
3.2.1. Dualité induction-champ .....	223
3.2.2. Nouvelle méthode de caractérisation des pertes en régime sinusoïdal.....	232
3.2.3. Bijectivité d'un matériau.....	234
3.3. Conclusions.....	236
<b>4. COMPARAISON DES DEUX GENERATEURS.....</b>	<b>237</b>
<b>Conclusion générale .....</b>	<b>241</b>
<b>ANNEXE 1 : Synthèse d'un signal M.L.I. "sinus-triangle" .....</b>	<b>245</b>
<b>BIBLIOGRAPHIE .....</b>	<b>253</b>
<b>LISTE DES PARAMETRES .....</b>	<b>265</b>

## Introduction générale

### 1 Historique

De tout temps, l'homme a voulu maîtriser la matière afin de réaliser son oeuvre. La nature des matériaux est si importante pour l'homme qu'elle a servi à caractériser les grandes périodes du passé : l'âge de pierre, l'âge de bronze, l'âge de fer, etc. Il n'est donc pas exagéré de penser qu'une part très importante du développement technologique repose directement sur la science des matériaux [1]. Ces grands bouleversements ont touché également l'électrotechnique.

Au début de ce siècle, la réduction du taux de carbone dans le fer à des valeurs jamais égalées, 0.1% environ, entraîna une réduction considérable des pertes magnétiques dans les tôles ouvrant ainsi la voie au développement de la maîtrise de l'énergie électrique [2]. La génération, le transport, la distribution, et l'utilisation de l'énergie électrique sont fondés sur la loi de l'induction magnétique. Savoir créer une induction élevée dans une machine électrique, sans en diminuer trop le rendement est un souci permanent pour les gestionnaires de l'énergie électrique [3].

Le milieu du siècle a vu croître l'utilisation de l'énergie électrique, tant au point de vue industriel que domestique, entraînant ainsi la croissance de la production de biens matériels, l'apparition de métiers nouveaux, en un mot une modification profonde de notre société. La première partie de ce siècle pourrait être résumée grossièrement "électrotechniquement parlant" par une fréquence, "50 Hz", et un mot, "sinus". Depuis lors, tous les industriels et les universitaires dont le rôle consiste de près ou de loin à construire des dispositifs électromagnétiques de puissance, et à poursuivre l'insatiable perfectionnement des matériaux, ont développé des théories, des modèles plus ou moins bien adaptés pour les décrire [4] [5].

La deuxième moitié du siècle a vu le développement de la technologie du silicium qui a permis l'avènement de calculateurs de plus en plus sophistiqués. De plus, tous les composants semi-conducteurs de faible puissance ont vu leur fonctionnement en commutation s'adapter progressivement aux besoins de l'électrotechnique, à savoir commuter le plus rapidement possible des courants électriques de forte intensité sous des tensions élevées tout en consommant peu d'énergie. L'avènement de l'électronique de puissance a drainé vers elle une quantité importante d'esprits qui tout naturellement se sont progressivement détournés de l'électrotechnique originelle pour se consacrer à l'étude de convertisseurs statiques de natures diverses offrant des fonctionnalités toutes plus merveilleuses les unes que les autres. Ces convertisseurs ont pour rôle d'amener l'énergie électrique vers les dispositifs électromagnétiques selon des modalités souvent très fines. Malgré des avantages intéressants, ils induisent un certain nombre d'inconvénients. Ceux-ci sont restés dans l'ombre, tant que l'essor de l'électronique de puissance offrait suffisamment de thèmes de réflexion à ceux qu'elle a attiré à elle. Aujourd'hui, les interrupteurs statiques sont extrêmement performants, on peut les enclencher et les déclencher dans presque n'importe quelles conditions à des fréquences très élevées. Les structures des convertisseurs ont été analysées, décortiquées, et la synthèse de leur fonctionnement ne pose "quasiment plus de difficultés". Tout naturellement, les problèmes restés dans l'ombre pendant ces vingt dernières années resurgissent depuis peu. Ils sont inhérents à la forme des ondes des signaux générés par ces convertisseurs.

La tôle magnétique n'échappe pas à ces problèmes. Ceux qui, voilà une cinquantaine d'années ont participé au développement de l'électrotechnique " 50Hz sinus " ne sont plus forcément là pour nous dire comment ils pensaient et les idées qu'ils se faisaient d'un matériau magnétique, étaient fortement imprégnées de ce "50 Hz sinus". S'ils ont donné satisfaction à l'époque, les moyens utilisés pour décrire le comportement de la tôle ne sont plus nécessairement adaptés aux contraintes actuelles.

A l'heure actuelle, un problème de fond se pose. Les électrotechniciens construisent des machines avec des matériaux relativement bien caractérisés pour des régimes très proches du sinusoïdal. Cependant, ces machines sont de plus en plus fréquemment alimentées par des convertisseurs statiques imposant aux matériaux des ondes électromagnétiques de forme parfois très différentes du classique "50 Hz sinus". L'impact de ces formes d'ondes sur les matériaux n'a jamais été clairement défini ; d'une part à cause de la complexité de la structure cristalline d'un matériau magnétique, domaine d'ailleurs assez peu connu de beaucoup d'électrotechniciens, d'autre part en raison de la complexité des moyens à mettre en oeuvre pour caractériser correctement ces matériaux. Les métallurgistes, de leur côté, n'ont probablement pas ressenti le besoin d'affiner la caractérisation de leurs produits lors du "boum" de l'électronique de puissance. A cette époque, la vente des matériaux magnétiques caractérisés à "50 Hz sinus" semblait bien s'accommoder de la demande des constructeurs de machines. Pendant ces années-là, il semble donc que la métallurgie et l'électrotechnique se soient un peu "ignorées". Il est à signaler que la mise au point vers 1935 aux U.S.A., des tôles dites "à cristaux orientés", utilisées en FRANCE vers 1950, a constitué une véritable révolution dans la fabrication des transformateurs [6]. Cependant, cette tôle à orientation "unique" fut en revanche peu utilisée pour la construction des machines tournantes, même si l'on peut citer la réalisation par la société ALSTHOM d'un stator d'alternateur de 250MVA en tôles à cristaux orientés. L'élaboration de tôles à double orientation des cristaux paraîtrait mieux convenir aux machines tournantes. Depuis leur mise au point, les tôles à cristaux orientés ont un peu éclipsé dans le domaine de la recherche, les tôles à grains non orientés [7].

Aujourd'hui, afin de faire face aux contraintes économiques de plus en plus pressantes et à la nécessité d'offrir aux clients des produits de mieux en mieux adaptés à leurs besoins, les deux piliers de l'industrie lourde que sont la métallurgie et l'électrotechnique, se sont rendus compte qu'une coopération étroite était nécessaire, sinon indispensable. Pour qu'une amorce de dialogue soit possible, il faut qu'un langage clair et universel soit développé [8]. Le métallurgiste appréhende ses matériaux au travers de paramètres issus de la physique du solide. Ces variables reflètent le comportement local du matériau et sont hélas difficilement accessibles à la mesure. L'électrotechnicien, quant à lui, n'a qu'une vision globale du matériau au travers de grandeurs électriques accessibles facilement à la mesure. Il est très délicat d'établir un lien simple entre les paramètres locaux et les paramètres globaux caractérisant un matériau magnétique, et il ne semble pas nécessaire aujourd'hui d'établir ce lien. Par contre, le choix de nouveaux paramètres globaux pour représenter le comportement d'un matériau peut s'avérer être d'une grande utilité pour faciliter le dialogue entre les métallurgistes et les constructeurs de machines.

Notons à ce titre que la normalisation d'essais et de moyens matériels adéquats à ces essais de caractérisation est quasiment inexistante. Il faut toutefois préciser que depuis quelques années certaines équipes de recherche s'attachent à caractériser les matériaux magnétiques doux sous des régimes d'induction non sinusoïdale [9] [10] [11] [12]. Nous souhaitons à travers ce mémoire de thèse présenter nos réflexions quant au dispositif de mesure à mettre en oeuvre, mais également proposer des paramètres nouveaux nécessaires pour affiner la caractérisation de matériaux magnétiques doux.



## 2 Les grandeurs magnétiques

Le comportement magnétique d'un matériau résulte toujours d'une interaction avec un autre matériau [13]. Dans une machine électrique, ces deux composants sont généralement le fer et le cuivre. L'interaction qui engendre l'aimantation du fer par le cuivre est liée aux vitesses des électrons dans le fer et dans le cuivre. Dans le fer, c'est la vitesse de rotation des électrons au sein de l'atome qui entre en jeu; dans le cuivre, c'est la vitesse de déplacement des électrons. Dans le fer, la vitesse de rotation des électrons est prise en compte à l'échelle atomique par les moments magnétiques de l'atome, à une échelle plus globale, c'est l'induction qui traduit ces mouvements électroniques. Dans le cuivre, le mouvement électronique est traduit par le courant et à l'échelle macroscopique par le champ magnétique. En conséquence, l'induction  $B$  et le champ  $H$  peuvent être considérés comme images des vitesses électroniques dans le fer et dans le cuivre.

Ces images offrent une vision globale du comportement électronique des matériaux. En effet, dans le cuivre le courant  $i$  est l'image de la vitesse moyenne des électrons; de la même façon l'induction est une image globale du comportement électronique du fer. Il est par là même complètement illusoire d'espérer connaître, à partir de grandeurs globales ou intégrales, le comportement local du matériau magnétique. En d'autres termes, l'induction et le champ tels qu'ils sont classiquement définis ne sont que des paramètres représentatifs et non pas descriptifs du matériau et de son excitation. Soulignons bien encore le fait que le matériau et son dispositif d'excitation sont **indissociables**.

Cette remarque souligne que le champ et l'induction sont des grandeurs tout à fait comparables mais simplement caractéristiques de deux matériaux différents. C'est en fait cette **interaction** que l'on observe lorsqu'on effectue une caractérisation Epstein. Ceci montre encore qu'une caractérisation magnétique n'est nullement révélatrice du comportement d'un matériau magnétique donné, mais de l'ensemble d'un dispositif formé de cuivre et de fer. De plus, le comportement d'un matériau dans une machine est bien évidemment différent de celui que l'on peut observer sur un dispositif de caractérisation [14]. Citons pour exemple la différence entre les caractéristiques obtenues avant et après découpage. Il faut par conséquent se faire à l'idée qu'une caractérisation ne peut en aucun cas être intrinsèque à un matériau.

On considère d'ordinaire, que le champ est à l'origine de l'induction dans le matériau [15], mais les grandeurs mesurées au cours d'une caractérisation ne sont pas celles que l'on pourrait croire. On considère que la représentation de l'induction en fonction du champ est caractéristique du matériau uniquement, mais comme nous l'avons simplement expliqué cette représentation est caractéristique de l'interaction cuivre fer. On établit ensuite une relation entre les deux grandeurs  $B$  et  $H$ . Le coefficient qui les relie, est appelé perméabilité magnétique et généralement noté  $\mu$ .

### **3 Les objectifs d'une caractérisation**

La caractérisation se résume en général à des mesures de pertes et des mesures d'induction et de champ crête. Il existe plusieurs méthodes de caractérisation des matériaux magnétiques [16] [17] [18] [19]. Nous citons ici les principales, et expliquons notre choix. La mesure calorimétrique est possible. Cette pratique très contraignante nécessite un investissement très important (coûteux) et à notre connaissance, elle n'est utilisée que pour des mesures de pertes dans des inductances à circuit magnétique de faible perméabilité. Cependant, cette méthode présente l'avantage d'être révélatrice des pertes du matériau seul.

Des mesures électriques sont également possibles

- \* Méthode utilisant le principe de la résonance
- \* Méthode basée sur le principe du transformateur ( cadre Epstein )

Pour notre cas, la première solution n'est pas envisageable de par la forme complexe des signaux d'excitation. La caractérisation Epstein [20], normalisée en régime sinusoïdal, présente cependant un inconvénient. L'excitation se fait toujours par un enroulement, et la mesure du courant magnétisant n'est peut être pas l'image du champ global lorsque les signaux sont de forme complexe. L'effet de peau dans le cuivre pour des ondes complexes ne semble pas avoir été appréhendé. A notre connaissance, la superposition fréquentielle de cet effet n'a jamais été démontrée. Les effets capacitifs sont également des sources d'incertitude quant à la représentation du champ. De plus, dans le cadre Epstein c'est la composante d'induction perpendiculaire aux spires qui est mesurée. Les effets d'angles liés à la forme du cadre ne sont pas estimés mais inclus dans la mesure globale [21] [22] [23].

Toutes ces remarques soulignent bien que les résultats de caractérisation tiennent compte du dispositif lui même et pas uniquement du matériau.

### **4 Principe de la caractérisation Epstein**

Dans une caractérisation, on observe soit l'évolution du champ  $H$  en fixant l'induction  $B$ , soit l'inverse. Classiquement, en régime sinusoïdal, c'est l'induction qui est contrôlée. Le dispositif de caractérisation le mieux normalisé est le cadre Epstein. Le principe de la mesure Epstein est récapitulé au paragraphe 1.1. de la première partie de ce mémoire.

La détermination du champ magnétique  $h(t)$  est obtenue à partir de la mesure du courant primaire  $i(t)$ . L'induction magnétique  $b(t)$  est déterminée par l'intégration de la tension secondaire  $u(t)$ .

En régime d'induction sinusoïdale, le courant est distordu mais présente une période égale à celle de l'induction. Tout le problème de la caractérisation réside dans le choix des paramètres représentatifs des formes d'ondes. D'ordinaire, on choisit les valeurs crêtes de l'induction  $B_{\text{crête}}$  et du champ  $H_{\text{crête}}$ , et la fréquence comme paramètres de caractérisation. On détermine également la puissance moyenne dissipée dans le matériau au cours d'une période. Enfin, on détermine la perméabilité du matériau  $\mu$  par le rapport  $B_{\text{crête}} / H_{\text{crête}}$ . De plus, on trace le cycle d'hystérésis. Celui-ci n'amène pas plus d'informations sur le comportement du matériau que n'en amènent conjointement les formes d'ondes du courant et de la tension. Cependant cette représentation facilite, dans certain cas, la visualisation de phénomènes physiques.

Ces paramètres, bien qu'ayant été jugés suffisants depuis que la caractérisation en régime sinusoïdal existe, se révèlent inadaptés lorsqu'il devient indispensable de caractériser finement le matériau, non seulement d'un point de vue métallurgique, mais également avec le souci de fournir aux constructeurs de machines des paramètres susceptibles d'être directement interprétables.

Prenons un exemple simple pour illustrer nos propos.

Un constructeur de machines électriques souhaite atteindre, à notre avis, deux objectifs lorsqu'il construit une machine tournante : créer un flux magnétique à répartition sinusoïdale dont la vitesse est proportionnelle à la fréquence des grandeurs d'entrée, et par le biais de ce champ, faire transiter un maximum d'énergie entre le stator et le rotor de la machine [24].

Malheureusement, différents phénomènes s'opposent à ce que l'induction soit parfaitement sinusoïdale. Ces phénomènes ont principalement deux origines. La première est d'ordre mécanique : la géométrie du circuit magnétique. La deuxième résulte de la structure cristalline du matériau : le comportement magnétique non linéaire des tôles. Ces phénomènes engendrent des distorsions spatio-temporelles des ondes de champ et d'induction dans la machine. Ces distorsions sont relativement bien déterminées tant que l'alimentation électrique est sinusoïdale, mais lorsque la machine est alimentée par un convertisseur statique, le comportement du matériau est modifié [25]. Les métallurgistes désirent aujourd'hui pouvoir caractériser leurs matériaux en "collant" mieux aux contraintes auxquelles seront soumis les machines.

Pour toute caractérisation, il est nécessaire de pouvoir comparer soit les performances d'un même matériau sous des excitations différentes, soit les performances de différents matériaux soumis aux mêmes excitations. Ces deux types de caractérisations permettent soit de choisir une forme d'onde optimale pour un matériau donné (cas d'une machine existante dont on souhaiterait optimiser les pertes magnétiques), soit de choisir un matériau adéquat pour construire une machine dont l'onde de tension aurait déjà été optimisée selon d'autres critères.

Il devient alors indispensable de définir des paramètres permettant ces classifications. A l'heure actuelle, on compare les performances des matériaux en régime d'induction sinusoïdale, en paramétrant les caractérisations par la valeur crête et la fréquence de l'induction. Dans ce cas, ces deux grandeurs suffisent à décrire correctement la forme d'onde de l'induction. Dès lors que l'onde n'est plus sinusoïdale, ces paramètres deviennent inadaptés à la comparaison d'ondes de formes différentes.

Nous proposons dans le cadre de ce travail de paramétrer toutes les formes d'onde par l'amplitude de leur fondamental. La signification d'une grandeur fondamentale est en effet complètement indépendante de la forme même de l'onde. Il est donc possible grâce à cette grandeur de définir de nouveaux paramètres communs à tous les types de forme d'ondes périodiques.

Le fondamental est en outre la seule grandeur intéressante pour l'électrotechnicien puisqu'il cherche par tous les moyens à éliminer les harmoniques spatio-temporels dans les ondes électromagnétiques au sein des machines.

De plus, nous utilisons l'outil mathématique qu'est la décomposition en série de Fourier, pour traduire le comportement du matériau magnétique par des réponses spectrales en terme d'énergie mais également de perméabilité. Cependant, l'utilisation de cette représentation est délicate puisque la non linéarité du matériau magnétique interdit toute superposition des phénomènes harmoniques pris séparément. Ce formalisme est rarement utilisé dans le domaine de l'électrotechnique, mais il l'est en revanche fréquemment dans le secteur des matériaux "hyperfréquences" par la définition de couple  $(\bar{\epsilon}_k; \bar{\mu}_k)$  [26]. Dans ce cas précis, cette représentation permet par des moyens plus ou moins sophistiqués de séparer les propriétés du matériau et de son revêtement, par exemple, et s'avère utile à la modélisation du comportement du matériau.

Pour les matériaux magnétiques, la perméabilité est le paramètre pénalisant tous les types de modèles. Ceux-ci ne peuvent tenir compte des effets "physico-magnétiques" du matériau que sont principalement la saturation et l'hystérésis, l'inhomogénéité et l'anisotropie. A notre avis, la connaissance du matériau, donc sa représentation par un modèle mathématique, passe inévitablement par une étape d'expérimentation très fine et d'observation des phénomènes physiques [27]. Le Laboratoire d'Electrotechnique et d'Electronique de Puissance de L'USTL accueille une équipe de chercheurs en modélisation des systèmes électrotechniques. Nous espérons que ce travail sera utile à cette équipe et que des travaux expérimentaux futurs renforceront ces thématiques.

## **5 Les axes directeurs de ce mémoire**

Ce mémoire est structuré en trois étapes.

\* La première partie est dédiée à la description du dispositif de caractérisation. Nous expliquons successivement les différentes phases de sa mise au point ainsi que de sa validation. Nous détaillons les points essentiels à surveiller pour assurer des mesures correctes et fiables, et proposons un protocole d'essais assurant une reproductibilité des mesures.

\* La seconde partie regroupe une fraction des résultats de caractérisation en régime d'induction contrôlée que nous avons effectués sur trois matériaux Fe-Si à grains non orientés. Ces trois matériaux proviennent de la production industrielle de la société UGINE S.A.. Ils ont été choisis en haut, milieu et bas de gamme afin que les résultats de caractérisation montrent éventuellement des comportements atypiques. Les régimes d'induction utilisés pour les caractérisations sont obtenus à partir d'ondes de tension de type M.L.I.. Ces régimes ont été choisis, d'une part parce qu'ils possèdent un contenu harmonique très important et imposent au dispositif de caractérisation de sévères contraintes - nous avons ainsi pu tester les limites spectrales du système de mesure, - d'autre part parce que les signaux M.L.I. sont à l'heure actuelle très utilisés pour le contrôle de la vitesse des machines électriques alternatives.

Cette partie est scindée en trois divisions.

\*\* La première division est réservée à la caractérisation classique des matériaux. Ce chapitre montre essentiellement l'effet des paramètres de la M.L.I. sur l'évolution des pertes et de l'induction crête en fonction de l'induction fondamentale.

\*\* La seconde division montre comment il est possible de représenter fréquemment le comportement du matériau quelle que soit la forme de l'induction. Nous scindons en deux ce deuxième chapitre afin de séparer les caractéristiques harmoniques des caractéristiques propres à la fréquence fondamentale du signal de contrainte. L'effet des paramètres de modulation sur les divers paramètres harmoniques y est décrit. Une caractérisation harmonique simplifiée est développée au troisième chapitre. Elle montre qu'il est possible, à partir de l'étude spectrale du signal de contrainte, de définir un signal d'étendue spectrale limitée et complètement contrôlée afin de réduire le nombre de paramètres et donc de simplifier les comparaisons entre matériaux ou entre formes d'onde.

\*\* La dernière division est moins corrélée aux précédentes dans la mesure où nous y décrivons quelques observations, quant à des paramètres globaux tels les pertes, l'induction crête, le courant efficace, obtenues à partir de signaux impulsionnels de formes quelconques. Cette série de mesures est destinée à montrer qu'il serait possible à partir de paramètres proches de la géométrie des ondes M.L.I. d'estimer des tendances de comportement sans nécessairement passer par une étape de caractérisation.

\* La dernière partie est consacrée à la caractérisation en régime de champ contrôlé. Ce mode de caractérisation est très peu utilisé mais montre que le comportement d'un matériau peut varier fortement selon que c'est le champ ou l'induction qui est contrôlée. Nous décrivons plutôt les points délicats liés à la qualité du générateur de courant et nous présentons des résultats obtenus en régime sinusoïdal.



## **Partie 1 : Réalisation et mise en oeuvre du banc de mesures**

Dans cette partie, nous précisons les spécificités essentielles des différents maillons de la chaîne expérimentale de mesures développée dans le cadre de ce travail de thèse. Nous discutons le choix des différents matériels, la nécessité d'informatiser complètement le déroulement des mesures ainsi que le fonctionnement des organes essentiels du dispositif. Ensuite, la procédure de mesures est décrite. Pour terminer, nous relatons les différents essais qui nous ont permis de valider le fonctionnement de ce dispositif.

### **1. LE DISPOSITIF DE MESURES**

#### **1.1. Structure du banc de mesures**

La structure du dispositif que nous présentons ici est le fruit d'une étude préliminaire menée par Jean-Philippe Dhaine [28]. Cette étude avait permis d'orienter les réflexions quant au cahier des charges définitif. Celui-ci stipule de respecter les points clefs suivants :

Gestion des formes d'ondes et traitement des mesures par informatique.

Amplificateur de puissance, avec un taux de montée en tension de l'ordre de  $100\text{V} / \mu\text{s}$ , et adapté à des signaux riches en harmoniques de moyenne fréquence (qq 10 kHz).

Echantillonnage très soigné des grandeurs mesurées.

Contrôle de la forme d'onde de l'induction jusqu'à 1.8 T crête.

Le dispositif décrit ci-après est utilisé pour la caractérisation de matériaux magnétiques doux sous induction contrôlée. Une première approche relative aux modifications à apporter au dispositif pour effectuer des caractéristiques sous champ contrôlé sera développée dans la troisième partie de ce mémoire.

Les principaux "traits de caractère" de ce dispositif sont :

Son adaptabilité

Sa souplesse d'utilisation

La gestion du fonctionnement du dispositif et le traitement mathématique des grandeurs mesurées sont assurés par une informatique semi-développée [29]. Cette informatique confère au système les critères désirés et permet de soigner le caractère répété des mesures. Cette technologie supprime alors toutes les tâches manuelles répétitives et rend les résultats du banc plus fiables.

L'acquisition des signaux électriques est réalisée par une sonde de tension pour la tension secondaire et par une sonde de courant à effet Hall pour le courant primaire. Le choix de la sonde de courant est lié au faible bruit généré par ce dispositif. Le faible niveau de tension fourni par un shunt aurait nécessité, étant donné son bruit propre, de lui adjoindre un dispositif de filtrage et un amplificateur faible bruit. Le choix de la sonde de courant nous a semblé plus judicieux.

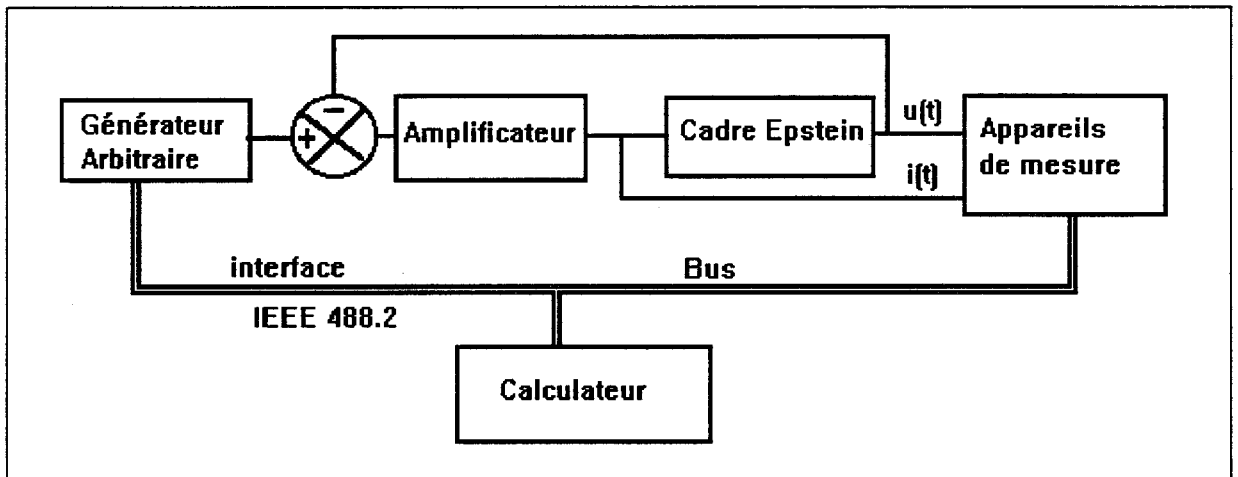


Figure 1

La structure du banc est classique, elle est représentée par la figure 1. On peut distinguer deux parties : une partie synthèse du signal d'excitation de référence et une partie mesure. Le principe de son fonctionnement est simple : imposer une excitation magnétique contrôlée aux tôles électriques à caractériser. Pour ce faire, nous utilisons un cadre Epstein normalisé [30], équivalent à un transformateur à vide, de rapport de transformation unitaire, dont le circuit magnétique est facilement interchangeable. Les paramètres indispensables aux caractérisations du matériau sont le courant primaire  $i(t)$  et la tension secondaire  $u(t)$ .

Pour que la caractérisation rende compte correctement des variations de comportement liées à la forme d'onde de l'induction, il est essentiel de la contrôler. Les formes d'onde de référence sont fixées par le générateur, un asservissement confère à la tension secondaire une forme très proche de celle souhaitée.

Le générateur arbitraire présente l'avantage de pouvoir synthétiser toute forme d'onde à partir de la programmation point par point d'une mémoire. La technologie du générateur permet en outre de stocker des signaux issus d'un dispositif de puissance quelconque, afin de les utiliser comme signaux de référence pour le cadre Epstein. Aucune programmation n'est alors nécessaire.

Le calculateur a pour rôle essentiel de gérer la procédure de caractérisation, englobant à la fois la mise sous contrainte du matériau ainsi que l'acquisition et le traitement des grandeurs mesurées. Tous ces contrôles et mesures sont mis en œuvre sous environnement Labview.



L'acquisition des divers signaux est réalisée par le biais de l'interface d'un oscilloscope à échantillonnage synchrone [31] [32]. La synchronisation de l'échantillonnage des signaux est indispensable pour le calcul des pertes " $u(t) \cdot i(t)$ ". Synchroniser les échantillonnages n'est pas suffisant pour que le résultat du calcul soit exact, il est également indispensable de transférer les fichiers de points (oscilloscope  $\Rightarrow$  ordinateur) en mode synchrone sous peine de voir l'un des deux fichiers continuer à se modifier pendant que l'autre est en phase de transfert [33]. Ce risque de désynchronisation est représenté par les diagrammes de la figure 2.

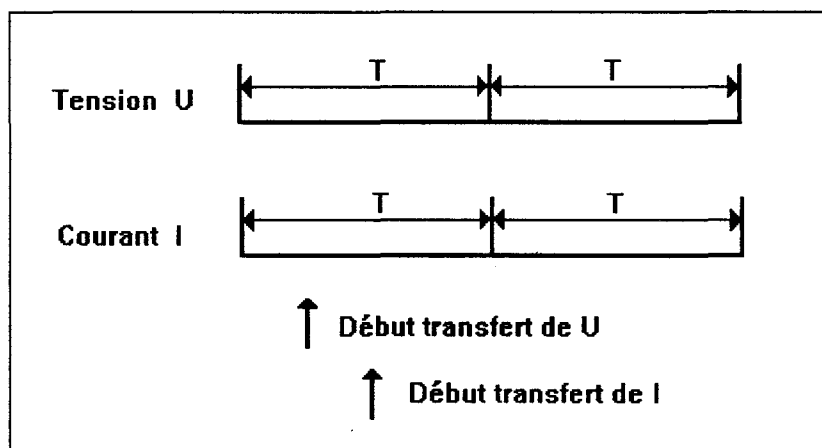


Figure 2

Le choix du cadre Epstein n'a pas de justification particulière, il a été simplement guidé par le fait qu'il s'agit du système le plus communément utilisé pour la caractérisation de tôles magnétiques. De plus, son schéma équivalent fréquentiel en régime sinusoïdal semble bien déterminé [34]. Il n'en est pas moins vrai que, pour des formes d'ondes distordues de moyenne fréquence, le comportement du cadre engendre des effets parasites, mal déterminés, et préjudiciables à certaines mesures.

L'étude d'une structure dépourvue d'effets néfastes à une caractérisation correcte nécessiterait une recherche à part entière. C'est pour cette raison que nous n'avons pas tenté de remettre en cause l'utilisation du cadre Epstein. Nous mentionnerons ultérieurement quelques points sur lesquels il serait souhaitable de prêter attention dans un dispositif mieux adapté. Il est donc fondamental d'avoir en permanence à l'esprit que certains phénomènes physiques liés au cadre pourraient, dans certaines conditions, induire des erreurs que nous avons tenté d'estimer à la fin de ce chapitre. Les résultats de caractérisations que nous présentons plus loin, montrent une cohérence d'ensemble, ce qui nous conduit à dire que, dans le cadre de ce travail, si le dispositif Epstein induit des erreurs, celles-ci ne semblent pas affecter les résultats caractérisant le comportement global des matériaux testés.

Suite à ces diverses observations, nous avons associé les matériels décrits ci-dessous.

<b>CADRE EPSTEIN</b>	$N_1 = 700$ spires	$N_2 = 700$ spires
	$r_1 = 0.549$ Ohm	$r_2 = 2.451$ Ohms
	$l_1 = 0.78$ mH	$l_2 = 2.48$ mH

Caractéristiques mesurées à vide sans tôles avec la mutuelle de compensation et à température constante de 20°C. Valeurs compatibles avec les normes [35].

$$\frac{r_1}{N_1^2} \leq 1.25 \cdot 10^{-6} \Omega \quad \frac{l_1}{N_1^2} \leq 2.5 \cdot 10^{-9} H$$

$$\frac{r_2}{N_2^2} \leq 5 \cdot 10^{-6} \Omega \quad \frac{l_2}{N_2^2} \leq 2.5 \cdot 10^{-9} H$$

**GENERATEUR** Fréquence d'échantillonnage maximale : 20 MHz  
Amplitude 15Vcc sur résistance 50 Ohms  
Définition d'un signal arbitraire sur 8000 points, 12 bits.

### AMPLIFICATEUR DE PUISSANCE

Appareil construit à l'unité par une société spécialisée et répondant au cahier des charges fixées.

Tension : 80 V crête  
Courant : 20 A crête  
4 quadrants  
Taux de montée (slow rate) : 100 V/μs  
Bande passante : 500 KHz  
Contrôle automatique de la composante continue de tension sortie.

Une étude préliminaire a montré qu'un taux de montée de 100 V/μs était suffisant pour un signal quelconque de fréquence fondamentale 50 Hz et défini sur 8000 points. Lors des différents essais, nous montrons que ce résultat théorique reste valable. Nous avons également observé l'influence du temps de montée de la tension sur la valeur des pertes. Elle n'est pas notablement affectée tant que celui-ci reste inférieur à 5μs. Enfin, l'amplificateur est équipé d'un dispositif de compensation de la composante continue de la tension de sortie. Ce dispositif est indispensable à cause des tensions de décalage générées par les amplificateurs opérationnels. En effet, une composante continue, même minimale, ( 100 mV par rapport à des niveaux alternatifs pouvant atteindre plusieurs dizaines de Volt ) peut engendrer des champs continus induisant une saturation et donc des pertes supplémentaires dans le matériau.

**SYSTEME D'ACQUISITION** Cet élément du banc de mesures se compose de deux appareils : une sonde de courant à effet Hall (capture du courant primaire) et un oscilloscope permettant la mesure de la tension secondaire ainsi que celle du courant primaire.

#### **OSCILLOSCOPE**

4 voies synchrones  
1 convertisseur par voie  
Bande passante : 150 MHz  
100 M échantillons par seconde  
Profondeur mémoire maximale de 5000 points  
Carte IEEE 488.2  
Toutes les fonctions de l'appareil sont accessibles par informatique.

#### **SONDE DE COURANT A EFFET HALL**

Capteur 20A  
Bande passante : 20 MHz  
Carte IEEE 488.2  
Désaimantation intégrée du capteur  
Toutes les fonctions de l'appareil sont accessibles par informatique.

#### **CALCULATEUR**

IPC 486DX33

Coprocasseur mathématique  
Mémoire cache 256K  
16 Mo RAM  
Disque dur 120 Mo  
Lecteur floptical 21 Mo  
Carte vidéo 1Mo (compatible avec le logiciel Labview)  
Carte IEEE 488.2 (NATIONAL INSTRUMENTS).

#### **Logiciels**

MSDOS 5.0  
WINDOWS 3.1  
HANDLER GPIB 488.2  
LABVIEW 3.0 [version PC].

## ENVIRONNEMENT LOGICIEL LABVIEW

La gestion du dispositif expérimental utilisé a été développée sous environnement Labview. Cet environnement autorise un fonctionnement multi tâches du dispositif. Labview est un outil informatique d'aide à la conception d'instrumentation virtuelle [36] [37]. Les instruments de mesures sont conçus à partir des connections orientées entre outils élémentaires préexistants. L'instrument est matérialisé par sa face avant commandable par clavier ou souris et par son diagramme interne comparable à une succession de diapositives photographiques dont la projection cadencée représenterait les différentes étapes d'une mesure. L'environnement Labview propose également des outils de calculs mathématiques et de gestion de communications informatiques diverses. Ce sont ces deux derniers types d'outils qui ont été utilisés pour gérer le fonctionnement du dispositif expérimental.

### Structure informatique du banc

Tous les éléments du banc sur lesquels des interventions, des réglages, des manipulations sont nécessaires, sont reliés au ordinateur par liaison GPIB [38] ; protocole normalisé de dialogue et de liaisons câblées [figure 3]. Tous ces appareils sont compatibles au fonctionnement de Labview (reconnaissance des cartes de dialogue).

L'élément de base de la structure est le ordinateur. Celui-ci coordonne les mesures, contrôle les appareils du banc et permet de réduire les facteurs d'erreurs occasionnées par des manipulations répétitives. Dans l'organisation hiérarchique de notre logiciel, construit sous forme d'un réseau, le ordinateur joue le rôle du maître.

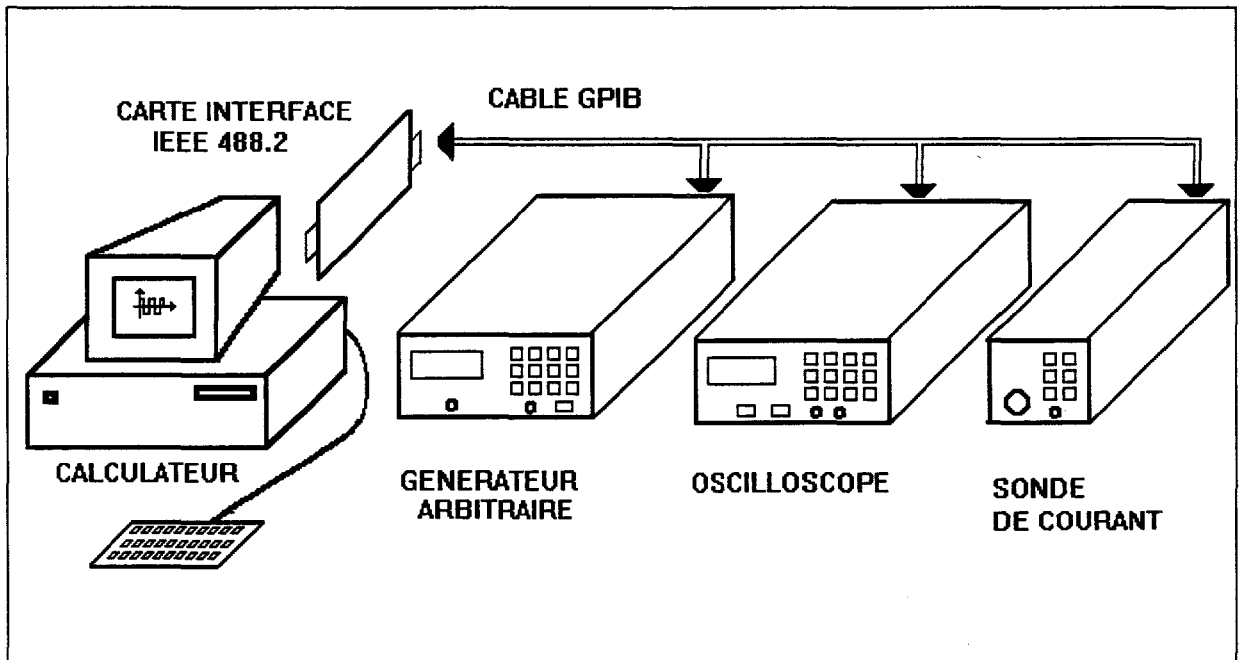


FIGURE 3

## ASSERVISSEMENT DE LA TENSION SECONDAIRE

C'est par le biais de la tension secondaire que l'induction est contrôlée  $u(t) = NS \frac{db(t)}{dt}$ .

Nous avons opté pour un asservissement analogique [39] plutôt que numérique. La raison essentielle qui a guidé ce choix, est liée, d'une part à la faible valeur des fréquences d'échantillonnage des cartes d'acquisitions disponibles sur le marché et compatibles avec l'environnement informatique du dispositif, d'autre part à la relative lenteur des routines de régulation ( de l'ordre de la milliseconde ).

Les principaux critères de cet asservissement sont les suivants:

- Structure unique quelle que soit la forme du signal à contrôler
- Stabilité à haute induction
- Déformation du signal de référence minimale.

La structure adéquate choisie est représentée à la figure 4.

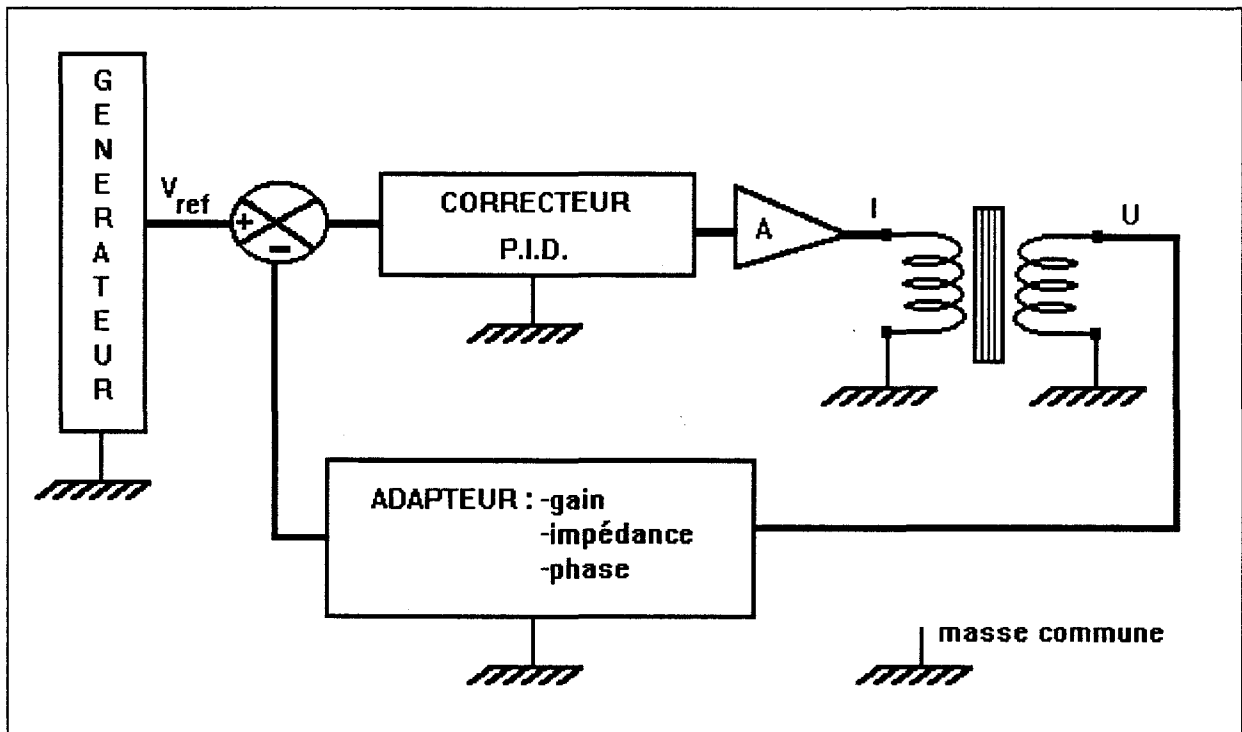


Figure 4 : structure de l'asservissement

Les fréquences de coupure du correcteur P.I.D. sont adaptées suivant les signaux à imposer au circuit magnétique [40] à [44]. En réalité, nous avons réalisé plusieurs cartes de contrôle construites toujours suivant la structure définie figure 4 :

- \*une carte pour l'asservissement en régime d'induction sinusoïdale
- \*une carte pour le contrôle d'une tension de forme M.L.I.

La carte de contrôle M.L.I. est sujette à des modifications de réglage des différents gains et fréquences de coupure liés au contenu harmonique de l'onde de référence. Afin de conserver un asservissement étalon, nous avons réalisé un module d'asservissement figé, calibré pour une onde d'induction sinusoïdale (50 Hz à 400 Hz).

Nous justifions l'utilité d'un asservissement par la simple observation de la distorsion de la tension secondaire lors des phases à forte variation de champ, c'est donc pendant ces phases-là qu'il faut particulièrement bien soigner la forme de l'onde. De plus, les échanges d'énergie entre le générateur et le matériau se déroulent pendant ces phases. Le tracé de la puissance instantanée rend manifeste cette remarque. Les figures 5 et 6 montrent les formes d'ondes sans asservissement ainsi que les spectres des premiers harmoniques des tensions aux bornes du cadre. Ces mesures ont été effectuées sous haute induction.

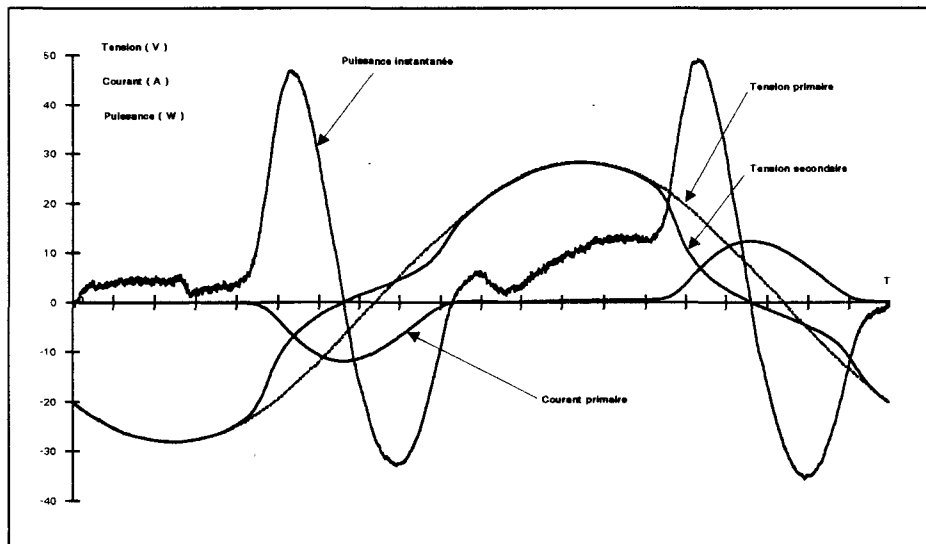


Figure 5

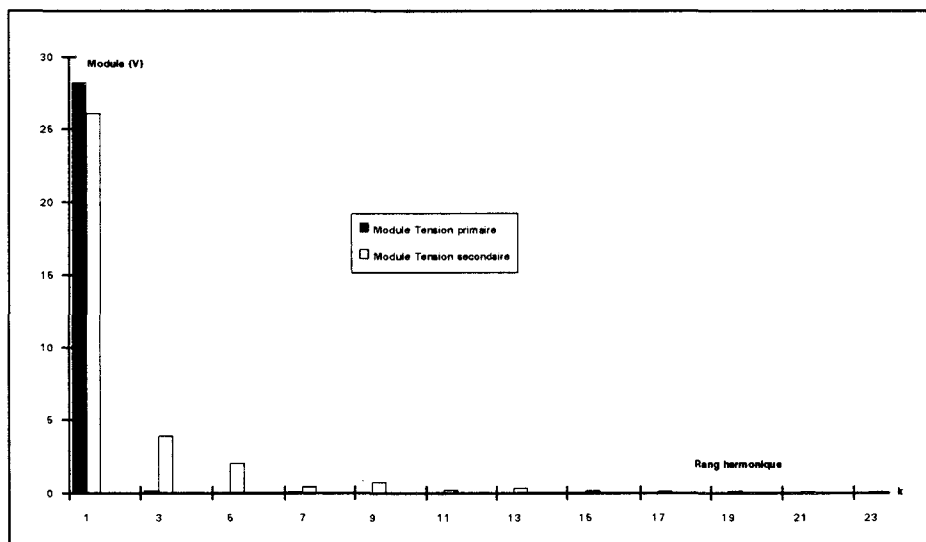


Figure 6

## 1.2. Description de la procédure de mesures

Ce paragraphe récapitule les principales étapes qui constituent l'ensemble du protocole de mesures. Seules les grandes lignes de ces différentes phases sont présentées.

La procédure de mesures peut être scindée en trois étapes :

- 1) Désaimantation des éprouvettes
- 2) Mise sous contrainte du matériau  
Acquisition et transfert des signaux
- 3) Traitement informatique des données et calcul des paramètres caractéristiques

Le fonctionnement général du banc de mesures est le suivant. Le signal de référence est défini par une procédure de calcul sous Labview, puis transféré point par point dans la mémoire tampon du générateur arbitraire. Son amplitude, sa fréquence d'échantillonnage calculée en fonction de sa fréquence fondamentale, sont réglées au sein du générateur par le calculateur. Après conversion analogique, ce signal est amplifié de façon linéaire, puis appliqué au primaire du cadre Epstein. On mesure alors le courant primaire  $i(t)$  et la tension secondaire  $u(t)$ . Ces deux grandeurs sont échantillonnées en mode synchrone et stockées par le biais de la liaison IEEE dans un fichier sauvegarde contenant également tous les paramètres de la mesure (masse, densité, numéro de l'échantillon,...). Un traitement informatique de ces mesures permet d'en déduire toutes les informations nécessaires sur le champ, l'induction et les pertes.

Nous avons mis au point un système d'autocalibration sélectionnant toujours le calibrage optimal de la sonde de courant et de la voie tension de l'oscilloscope. Ces précautions améliorent la précision de l'acquisition des données. Afin de communiquer avec tous les appareils reliés au calculateur, nous avons établi un fichier de reconnaissance appelé plus communément "driver". Toutes les fonctions des appareils peuvent être ainsi commandées par le calculateur.

### 1.2.1. Phase de désaimantation

La désaimantation est une phase fondamentale de la caractérisation d'un matériau magnétique. Cette étape est importante pour contrôler l'état magnétique initial du matériau et ainsi assurer le caractère répétitif des mesures. L'aimantation rémanente dans un échantillon peut influencer considérablement le comportement du matériau et, par conséquent, sa caractérisation. Il est donc indispensable, avant de commencer toute mesure, de s'assurer que les éprouvettes sont complètement désaimantées.

Il est essentiel de bien dissocier deux points dans une phase de désaimantation. Le premier point à soigner est le mode de désaimantation, autrement dit: la forme du signal de désaimantation à imposer au matériau pour le "ramener" à un état magnétique stable. Le second réside dans la vérification de l'effet de ce signal. Il est impératif de contrôler l'efficacité de la salve de désaimantation.

Le dispositif de désaimantation est le même que le dispositif de test. La désaimantation est opérée sur la globalité des échantillons laissés en place. Il serait par ailleurs intéressant de savoir si une désaimantation globale de tous les échantillons en place dans le cadre est mieux adaptée qu'une désaimantation échantillon par échantillon. Ces quelques remarques visent à montrer l'importance d'une désaimantation et le soin qu'il faut lui apporter.

#### 1.2.1.1. Paramètres caractéristiques de la salve de désaimantation

La salve de désaimantation est synthétisée de telle sorte qu'elle impose au matériau un retour progressif vers un état magnétique stable (Induction rémanente nulle). Ici encore, c'est par le biais de la tension secondaire que nous réglons cette décroissance. C'est par conséquent une décroissance alternative que nous imposons à l'induction.

En règle générale, on essaie de désaimanter le matériau d'une façon assez lente. Le choix de la pseudo-période et de la durée de la salve semblent conditionner fortement l'efficacité de la désaimantation. L'onde sinusoïdale amortie est la plus communément utilisée. Le choix du mode d'amortissement n'est jamais complètement justifié, seules quelques études [45] justifient le choix de certains paramètres de la salve de désaimantation par l'observation des modifications dans les domaines magnétiques à l'issue de cette phase.

Les deux amortissements (Figures 7.a; 7.b), les plus communément utilisés, sont linéaire ou exponentiel. Nous n'avons pas tenté de montrer si l'un d'entre eux est plus performant que l'autre. Nous nous sommes attachés à la synthèse d'une salve efficace.



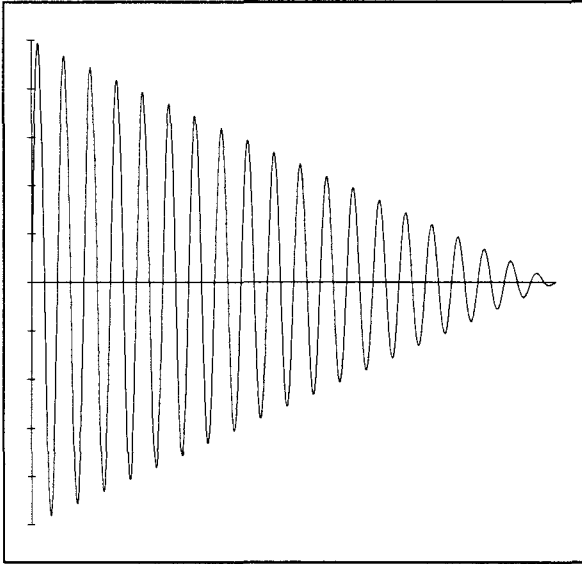


Figure 7.a

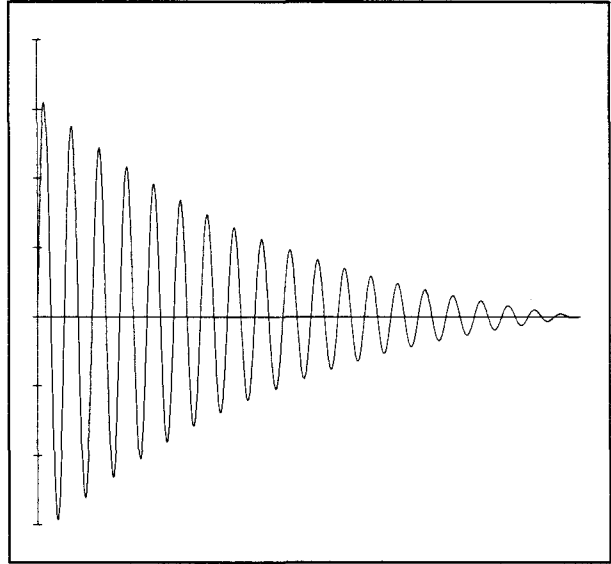


Figure 7.b

Les paramètres caractéristiques de ces types de salve sont les suivants :

- Sa valeur initiale
- Sa pseudo période
- Son amortissement
- Sa durée

Ces différents paramètres sont délicats à définir de façon systématique. La valeur que nous leur avons attribué, n'a été obtenue que par le biais d'observations expérimentales. Il est à noter que ces paramètres peuvent varier selon le type de matériau utilisé [45]. La désaimantation d'un matériau doit, pour être efficace, imposer au matériau une décroissance de l'induction qui laisse le cristal se rééquilibrer magnétiquement en fonction de ses paramètres intrinsèques. La complexité de la texture d'un matériau magnétique laisse difficilement entrevoir le lien qui devrait exister entre la salve de désaimantation, la structure du matériau et l'état magnétique dans lequel il se trouve avant la désaimantation.

Une hypothèse supplémentaire concernant le mode de désaimantation est la suivante: un état rémanent ne conserve pas de traces de la forme de l'onde passée. Ceci revient à dire que l'onde de désaimantation peut être la même, quelles que soient les contraintes passées ou futures appliquées au matériau.

Précisons encore que l'existence d'une induction rémanente lors d'essais sous induction moyenne ou haute ne semble pas affecter notablement les résultats de caractérisation. Il est probable qu'au delà d'une certaine induction limite, qu'il serait intéressant de déterminer, la désaimantation préalable ne se justifie plus autant que pour des essais sous faible induction. Il est alors probable, dans ces cas-là, que la période d'établissement de l'induction ainsi que la valeur de l'induction de travail, sont suffisamment élevées pour estomper toute induction rémanente.

Nous décrivons ici la salve de désaimantation, son mode de synthèse à partir du générateur programmable et enfin les vérifications expérimentales de l'effet démagnétisant de la salve.

Le premier paramètre à définir est la valeur de l'induction à partir de laquelle la salve commence à s'amortir. Nous avons choisi de forcer le matériau à une induction maximale de 1.9 T. Il semble en effet peu probable qu'une aimantation rémanente puisse atteindre de telle valeur dans les matériaux utilisés. De cette façon, toute trace d'aimantation rémanente doit être " gommée ".

Une telle valeur ne peut être imposée brutalement au matériau non désaimanté, d'une part à cause de l'inertie magnétique du matériau et d'autre part à cause de violentes montées du champ et des risques de saturation par là même induits. Comme le montre la figure 8, c'est donc par une prépolarisation progressive du matériau que nous le préparons avant de le désaimanter complètement.

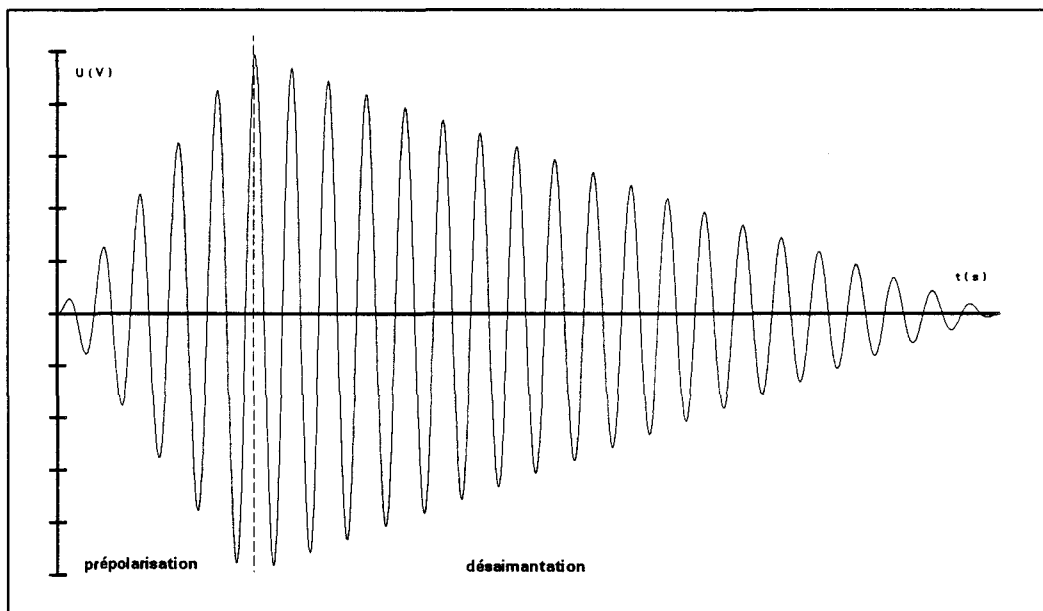


Figure 8

Nous discutons, dans le paragraphe qui suit, du choix de la pseudo-période et de la durée de la salve de désaimantation proprement dite. En ce qui concerne la pseudo-période du signal de désaimantation, il semble que la majeure partie des dispositifs connus fonctionnent en basse fréquence, mais plutôt par habitude que par réelle constatation. Une seule étude fine nous a semblé aborder le problème de façon intéressante puisque le choix des paramètres est justifié expérimentalement. De plus, elle met en évidence l'existence d'une désaimantation optimale pour une fréquence comprise entre 100 Hz à 200 Hz. Cependant, cette fréquence est très différente d'un matériau à l'autre. Ne cherchant pas un calage optimal de cette procédure, mais un procédé de désaimantation valable quelque soit le type de matériau testé, nous avons fixé arbitrairement la pseudo-fréquence à 50 Hz. En effet, pour cette valeur, le niveau de tension nécessaire à l'obtention d'une induction crête de 1.9 T est toujours accessible par notre dispositif quelque soit la section du matériau testé.

La salve de désaimantation est synthétisée par le générateur programmable. Sa profondeur mémoire fait apparaître une difficulté quant à la mise en forme d'une salve efficace.

D'une part, il est impératif de contrôler la qualité de la forme d'onde synthétisée. Elle est réglée par la numérisation du signal. Nous qualifions le signal par son facteur de forme, défini par le rapport de sa valeur efficace sur sa valeur moyenne redressée. Pour un signal sinusoïdal, le facteur de forme est égal  $\frac{\pi}{2\sqrt{2}} = 1.11072$ .

La figure 9 montre l'évolution du facteur de forme en fonction du nombre d'échantillons synthétisant le signal. A noter que ce nombre doit être pair.

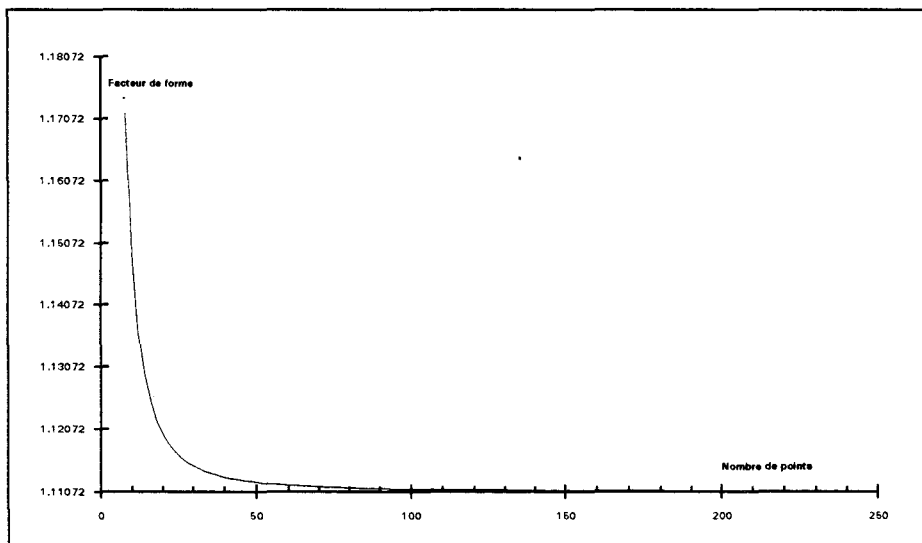


Figure 9

Le choix du nombre d'échantillons par pseudo-période a été fixé de telle sorte que l'écart relatif du facteur de forme soit de 0.1%. Le tableau suivant montre qu'une telle précision nécessite 50 échantillons par pseudo-période.

$$\text{Précision (Nbr points) [\%]} = \frac{\text{Facteur}_{\text{théorique}} - \text{Facteur}_{\text{calculé}} (\text{Nbr points})}{\text{Facteur}_{\text{théorique}}} \cdot 100 \quad (1)$$

Précision	Nombre de points
1%	20
0.8%	22
0.7%	24
0.6%	26
0.5%	28
0.4%	32
0.3%	38
0.2%	46
<b>0.1%</b>	<b>50</b>
0.03%	70
0.01%	86

D'autre part, le nombre maximal d'échantillons impose une limitation de la durée totale de la salve donc du nombre de périodes.

La profondeur mémoire du générateur est de 8000 échantillons ce qui autoriserait une salve de 160 cycles de 20 ms soit une durée de 3,2 s. Des essais expérimentaux ont montré qu'une telle salve était de trop courte durée. Nous avons donc renoncé à ce type de synthèse et opté pour la synthèse non plus globale de la salve, mais uniquement d'une pseudo-période. Nous synthétisons une forme sinusoïdale dont l'amplitude est périodiquement modifiée sur ordre du calculateur. Ce principe ne nécessite plus de prédéfinir la salve dans son intégralité, mais uniquement, l'envoi d'ordres périodiques au générateur afin de réduire l'amplitude du signal de sortie. Ce mode de fonctionnement est très tributaire du temps de dialogue entre le calculateur et le générateur. Le temps de dialogue dépend de plusieurs paramètres parmi lesquels nous pouvons citer : le type de calculateur, la carte d'interface du calculateur, la vitesse d'interprétation du générateur. Nous avons estimé qu'entre l'instant d'envoi de l'ordre de changement d'amplitude et le changement effectif en sortie du générateur, il s'écoule environ 0,5 s. Ce retard engendre deux difficultés. D'une part, l'impossibilité de faire décroître l'amplitude de la salve à chaque période puisque la période choisie est beaucoup plus courte que le délai de transmission de l'ordre. D'autre part, la nécessité d'une synchronisation très fine de l'ordre de changement d'amplitude avec le signal de sortie du générateur. Tout asynchronisme entre ces deux signaux engendrerait des échelons de tension donc des phénomènes transitoires non souhaitables lors d'une désaimantation.

L'atténuation de l'induction ne peut donc pas suivre une loi linéaire ni exponentielle puisque deux ordres de réglage successif sont au moins espacés de 0.5 s soit 25 périodes. Ce phénomène ne remet nullement en cause le principe de désaimantation.

Nous introduisons entre deux décréments de l'induction un palier de stabilisation de l'aimantation. Le réglage du pas de réduction de l'induction a été choisi expérimentalement. Il est variable selon la valeur de l'induction à l'instant de décrémentation. Tant que l'induction est supérieure à 0,2 T le pas de réduction est fixé à 0,05 T, pour les valeurs d'induction inférieures à 0,2 T, ce pas est réduit à 0,01 T. La figure 10 illustre le problème lié au changement d'amplitude de la tension secondaire.

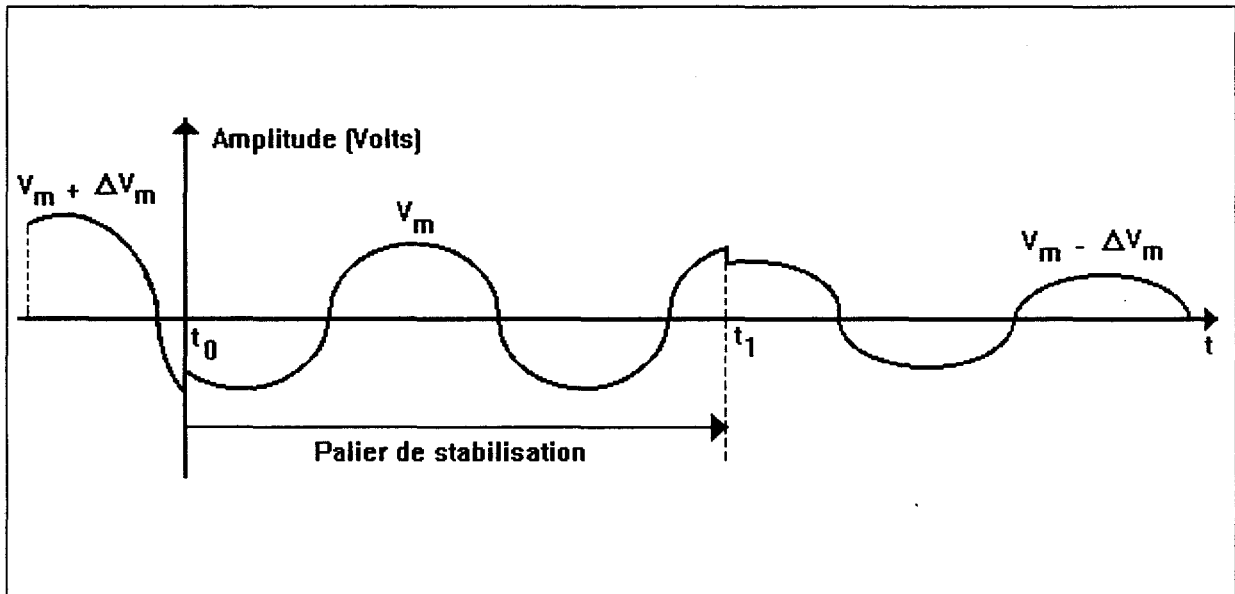


Figure 10

Le choix des valeurs du pas de réduction a été défini par l'observation du courant, donc du champ, lors du changement d'amplitude. Cette modification ne doit pas engendrer de variation importante sur le champ sous peine de voir le matériau se réaimanter. De multiples essais expérimentaux ont montré que, pour les valeurs de pas choisies, la désaimantation se déroulait sans "à-coup" durant toute la salve. Compte tenu de la méthode expérimentale avec laquelle nous avons défini les pas de réduction, la durée de la salve a été fixée à 10 mn. Ce laps de temps peut sembler long, néanmoins, pour tous les essais de désaimantation réalisés, l'efficacité de la salve a été validée par la méthode du cycle sous induction faible (voir paragraphe suivant). Nous admettons donc que notre stratégie de désaimantation est performante.

#### 1.2.1.2. Contrôle de l'efficacité de la salve de désaimantation

Nous basons le contrôle de l'efficacité d'une salve de désaimantation sur l'hypothèse suivante. Si une aimantation rémanente préexiste à une aimantation alternative induite et si celle-ci n'est pas suffisamment élevée ou correctement orientée dans le matériau, il doit subsister au sein du matériau une composante d'aimantation que l'on pourrait qualifier de continue ou moyenne. Cette composante continue est à différencier d'une valeur rémanente dont la signification présuppose l'absence de contrainte magnétique externe.

L'observation de cette composante continue est délicate dans la mesure où l'induction globale est déterminée par observation de la tension secondaire du cadre Epstein. La loi de l'induction montre qu'une composante continue de l'induction n'engendre aucune tension alternative.

Par contre, cette composante continue rend dissymétrique la forme d'onde réelle de l'induction et engendre, par là même, une dissymétrie du champ donc du courant d'aimantation. Il faut par ailleurs noter que la présence d'une composante continue dans l'induction n'engendre pas nécessairement de composante moyenne dans le champ, mais elle en modifie par contre notablement le spectre de fréquences. C'est le courant d'aimantation qui permet de détecter une éventuelle composante continue dans l'induction et donc de juger de l'efficacité de la désaimantation. Nous tenons à signaler qu'aucune composante continue sur le courant n'a été détectée lors de tous les essais.

La vérification de la qualité de la désaimantation est réalisée en imposant au matériau une induction alternative de faible amplitude par rapport aux valeurs rémanentes supposées. Notons encore que la valeur de l'induction rémanente n'est jamais déterminée. Après application d'une salve de désaimantation sur l'ensemble des éprouvettes, nous imposons une onde d'induction sinusoïdale d'amplitude environ égale à 0.3 T et nous observons l'allure du cycle d'hystérésis. Si le cycle présente une dissymétrie flagrante, nous répétons la procédure de désaimantation, sinon nous considérons que l'ensemble des éprouvettes est revenu dans un état magnétique stable.

Le cycle de contrôle est décrit à 50 Hz en régime sinusoïdal. Cette fréquence a été choisie arbitrairement à partir d'un grand nombre d'essais en sachant que l'effet de l'induction rémanente en régime d'induction sinusoïdale semble "gommé" pour une fréquence moyenne comprise entre 200Hz et 400Hz. Tous les résultats obtenus par cette méthode ont été concluants. Aucun argument ne nous a permis d'affirmer que ce choix n'était pas correct et ceci quelle que soit la forme d'onde directement antérieure à l'apparition d'une induction rémanente.

A titre d'illustration de nos propos, nous présentons sur la figure 11, deux cycles d'hystérésis du même matériau; l'un avant désaimantation, l'autre après désaimantation.

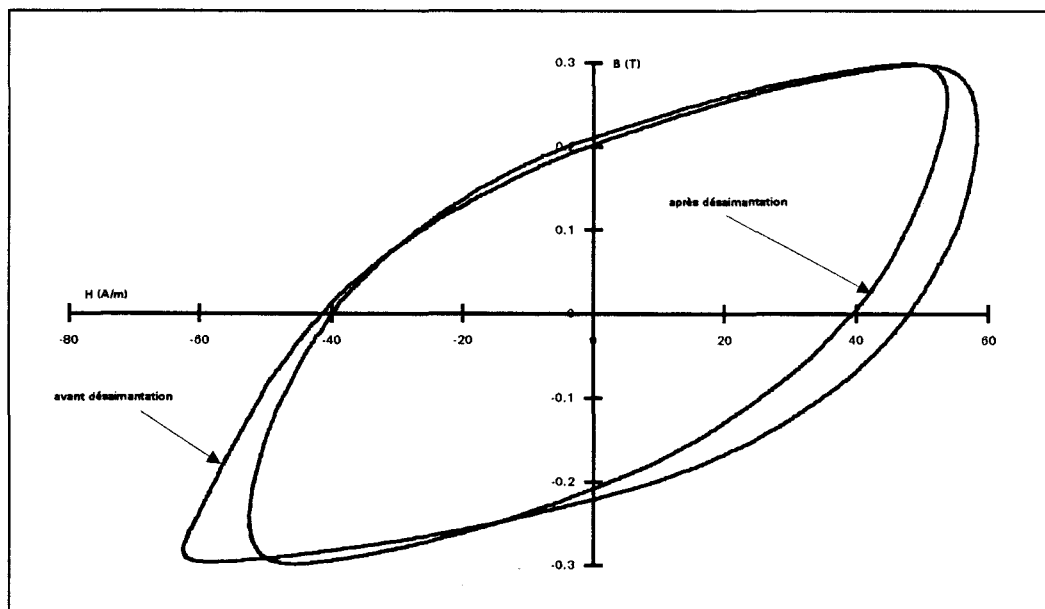


Figure 11

### 1.2.2. Mise sous contrainte du matériau - Acquisition des signaux

La caractérisation d'un matériau magnétique nécessite une augmentation progressive de l'induction. La description du comportement du matériau magnétique est obtenue grâce à l'acquisition des signaux  $u(t)$  et  $i(t)$  pour des valeurs d'induction prédéfinies. Le paramètre de réglage peut indifféremment être l'induction fondamentale  $B_1$  ou l'induction crête  $B_c$ . La grandeur de référence est la tension secondaire du cadre Epstein, l'induction est obtenue par intégration de la tension secondaire.

Pour les essais présentés dans la deuxième partie de ce mémoire, nous nous limitons à tracer des caractéristiques comprises entre 0.1 T et 2 T pour le fondamental ( $B_1$ ). De plus, nous constatons que la fonction de transfert de l'ensemble du dispositif peut, en première approche, être considérée comme quasi linéaire. Nous pouvons donc déterminer le coefficient  $\alpha$  qui lie l'induction fondamentale  $B_1$  à la tension de consigne  $V_c$  ( $V_c = \alpha \cdot B_1$ ). Ce coefficient est déterminé pour  $B_1=1T$ . Cette approximation conduit à des écarts de linéarité qui n'excèdent jamais quelques pour-cent. Cependant, ceux-ci ne sont gênants que lors des mesures pour lesquelles le point de fonctionnement doit être fixé rigoureusement. Cette loi permet au calculateur de définir la valeur de consigne à programmer en fonction de l'induction spécifiée par l'utilisateur.

Le protocole de détermination de caractéristiques se déroule toujours sous induction croissante. Ce mode de fonctionnement présente l'avantage de ne pas nécessiter la désaimantation systématique des échantillons entre deux points de mesures. Afin d'éviter tout phénomène transitoire non contrôlé et par conséquent néfaste à la bonne reproductibilité des mesures, nous amenons le matériau au point de fonctionnement selon une loi de croissance douce prédéfinie. De la même façon, lorsque la phase d'acquisition est achevée, nous ramenons le matériau à une induction nulle suivant une loi de décroissance. Cette méthode permet d'imposer toujours la même procédure pour tous les points de mesures et de contrôler efficacement les conditions initiales.

Cette phase de décroissance joue le rôle d'une phase de désaimantation mais aucun contrôle de l'induction rémanente n'est effectué entre deux points de caractérisation successifs. Il serait tout à fait possible de systématiser le contrôle du rémanent après chaque point de mesure, ceci rallongerait considérablement la durée de caractérisation. Le choix de ne pas contrôler la désaimantation entre deux points de mesures est basé sur l'observation des caractéristiques classiques des matériaux utilisés. Aucune incohérence n'ayant été observée dans nos relevés, nous estimons que notre choix est justifié.

La figure 12 représente l'évolution de la contrainte d'induction avant, pendant et après l'acquisition des signaux.

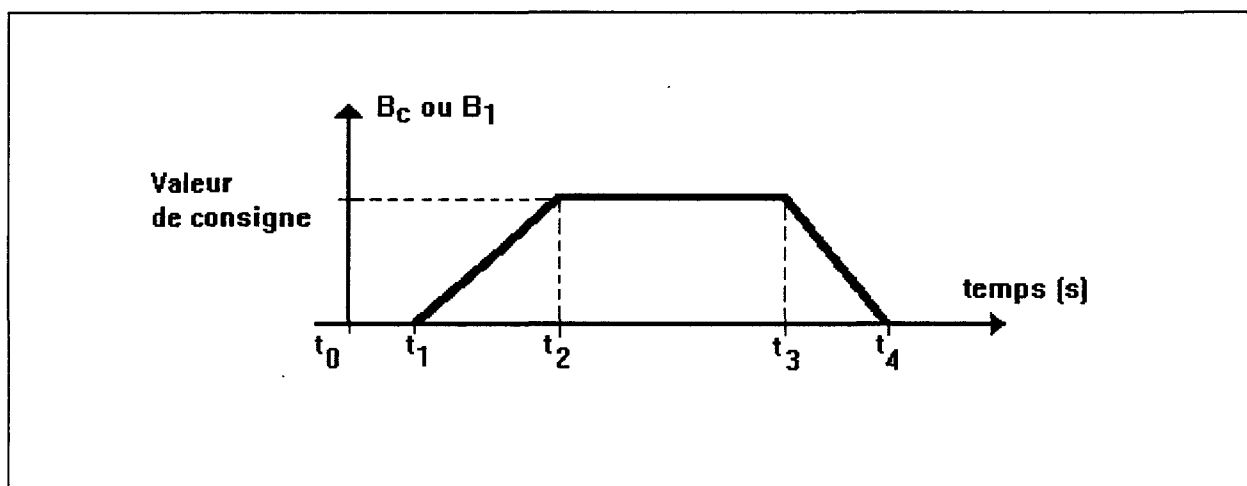


Figure 12

Le protocole de mesures se décompose en quatre étapes :

Etape 1 [ $t_0 ; t_1$ ]	réglages des paramètres
Etape 2 [ $t_1 ; t_2$ ]	phase de croissance de l'induction
Etape 3 [ $t_2 ; t_3$ ]	mesures et acquisition des données
Etape 4 [ $t_3 ; t_4$ ]	phase de décroissance de l'induction

Nous détaillons maintenant les différentes étapes du protocole de mesures

**Etape 1 :** Cette étape est dédiée aux réglages des différents paramètres propres aux divers appareils de mesures. C'est également durant cette étape que le calculateur détermine la valeur de consigne ( $V_c$ ) correspondant au point de fonctionnement désiré ( $B_1$  ou  $B_c$ )



**Etape 2:** La phase de croissance imposée à l'induction se déroule en fait pas à pas par incrémentations successives de 0.01 T. Après chaque incrémentation, le calculateur impose une temporisation de 2 secondes destinée à laisser le matériau s'équilibrer. A l'issue de ce temps, il teste la valeur de l'induction et la compare à la valeur de consigne. Tant que cette valeur n'est pas atteinte, il réitère l'incrémentation. La procédure est décrite par le diagramme suivant (figure 13).

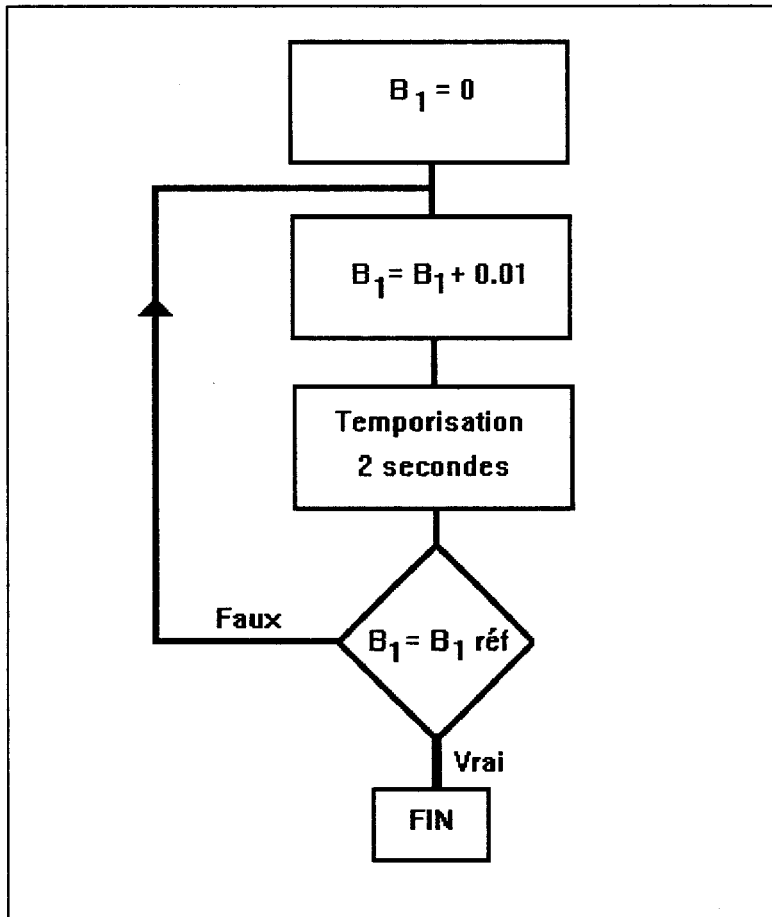


Figure 13

Lors de la mise sous contrainte du matériau magnétique, la croissance de l'induction engendre nécessairement un régime transitoire. Tant que ce régime n'est pas complètement amorti, la phase d'acquisition ne peut commencer. La procédure de mesures étant automatique, il est important de connaître le temps nécessaire à la stabilisation des signaux électriques, afin de retarder la phase d'acquisition. La figure 14 synthétise cette remarque.

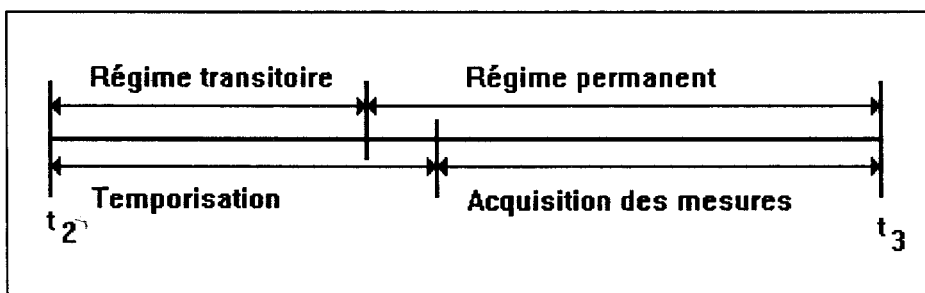


Figure 14

Les figures 15 et 16 mettent en exergue ce phénomène. De plus, un effet dit "d'appel de courant" est visible sur la tension et le courant.

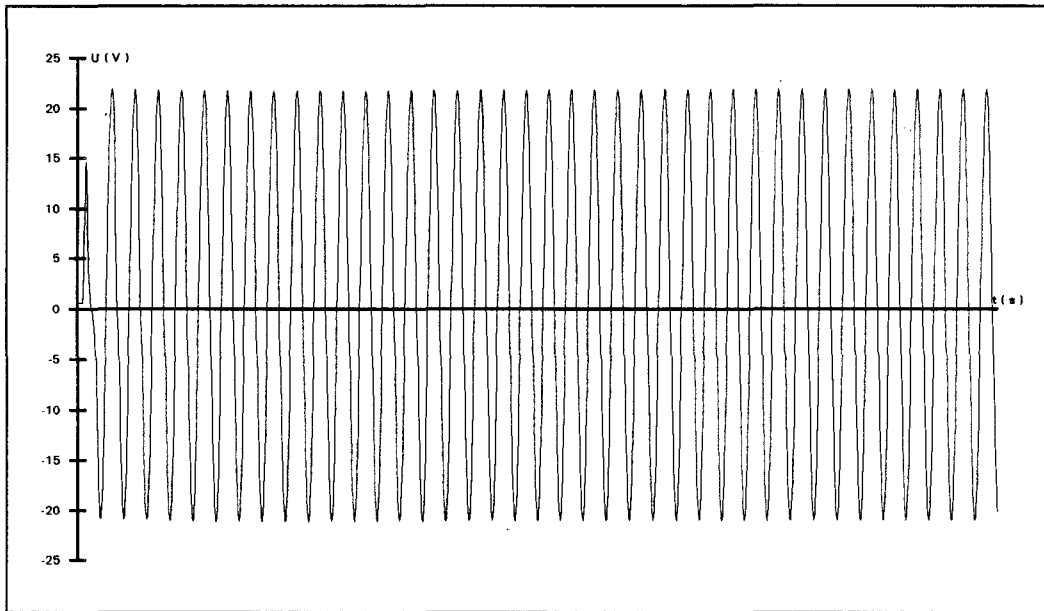


Figure 15

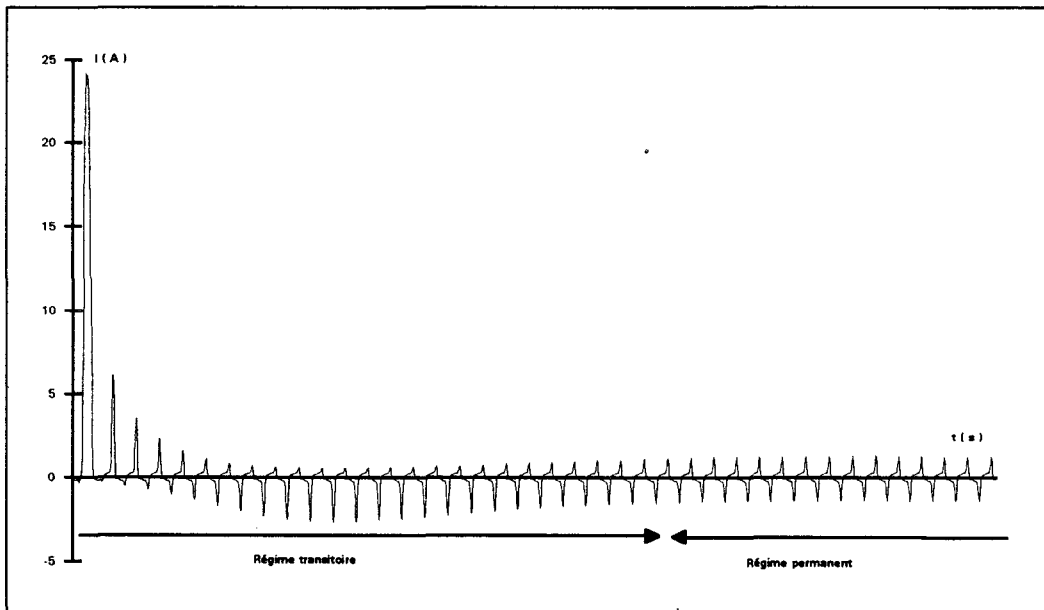


Figure 16

En outre, dans certaines conditions de croissance trop rapide de l'induction, le violent régime transitoire peut engendrer différents régimes permanents nuisant alors au caractère répété de la caractérisation. Une série d'essais nous ont permis de définir un gradient optimal de l'induction crête.

**Etape 3:** A ce stade du protocole le matériau est stabilisé au point de fonctionnement désiré. Le calculateur déclenche l'acquisition des signaux  $u(t)$  et  $i(t)$  via l'oscilloscope et procède à l'enregistrement des données sous forme de fichiers numériques. Cette étape se déroule durant une dizaine de secondes.

L'échantillonnage engendre deux problèmes (figure 17). Le nombre de points échantillonnés ne correspond pas nécessairement à une période du signal. Il est donc non seulement nécessaire pour les traitements mathématiques effectués sur ces signaux, de s'assurer que le premier et le dernier points du segment utile du fichier d'acquisition sont identiques ; mais encore, que la valeur moyenne du signal de tension ainsi obtenu est nulle. Le non respect de ces deux contraintes engendrerait des erreurs de "reboilage" et de divergence lors de calculs d'intégrale [46].

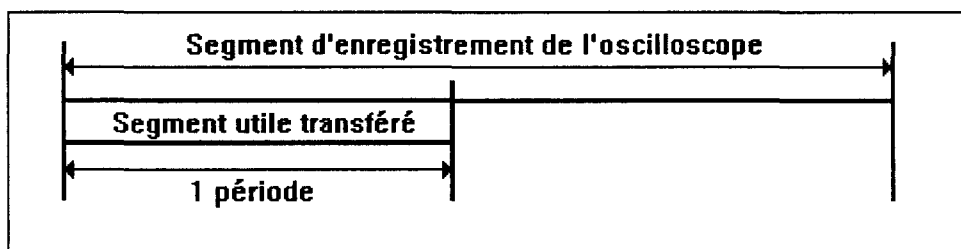


Figure 17

**Etape 4:** Les signaux sont enregistrés, le calculateur impose durant cette dernière phase du protocole une décroissance lente de l'induction par pas de 0.05 T. Cette décroissance s'effectue jusqu'à ce que l'induction soit de l'ordre de grandeur de la précision du calculateur. Ici encore, entre chaque pas de décrémentation, on laisse le matériau se stabiliser. La désaimantation du matériau n'est pas contrôlée aussi finement que dans la phase de désaimantation, mais ceci ne semble pas entraîner de gêne particulière pour les mesures suivantes. La figure 18 décrit la phase de décroissance de l'induction.

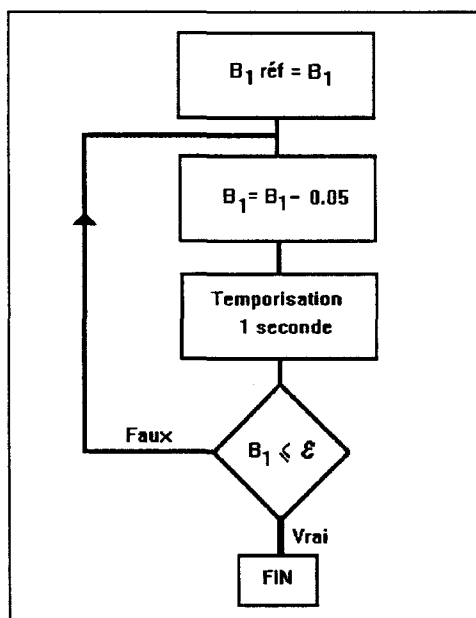


Figure 18

$\mathcal{E}$  est proche de zéro. Ce terme est équivalent à l'erreur de calcul et d'arrondi. La phase de décroissance est plus rapide que la phase de croissance car l'induction du point de fonctionnement suivant sera supérieure à l'induction du point de fonctionnement mesuré.

### 1.2.3. Analyse des signaux caractéristiques

Lorsque les signaux acquis sont mis en forme, ils sont prêts à être traités par le calculateur. Différentes procédures de calcul ont été développées pour déterminer les différents paramètres magnétiques nécessaires à la caractérisation du matériau.

Les pertes magnétiques ont d'abord été estimées par la méthode classique de l'intégrale :

$p = \frac{1}{T} \int u(t).i(t) dt$  [47]. D'ordinaire, on représente le comportement du matériau par son cycle

d'hystérésis. Bien que le cycle d'hystérésis nous semble être une caractéristique non intrinsèque du matériau, nous avons mis en place une routine de tracé de cycle pour tout type de forme d'onde. Cette routine nécessite le tracé de l'onde d'induction  $b(t)$  obtenue par intégration de la tension  $u(t)$  telle que  $u(t) = N.S. \frac{db(t)}{dt}$  et également, celui du champ  $h(t)$  tel que  $h(t).L = N.i(t)$

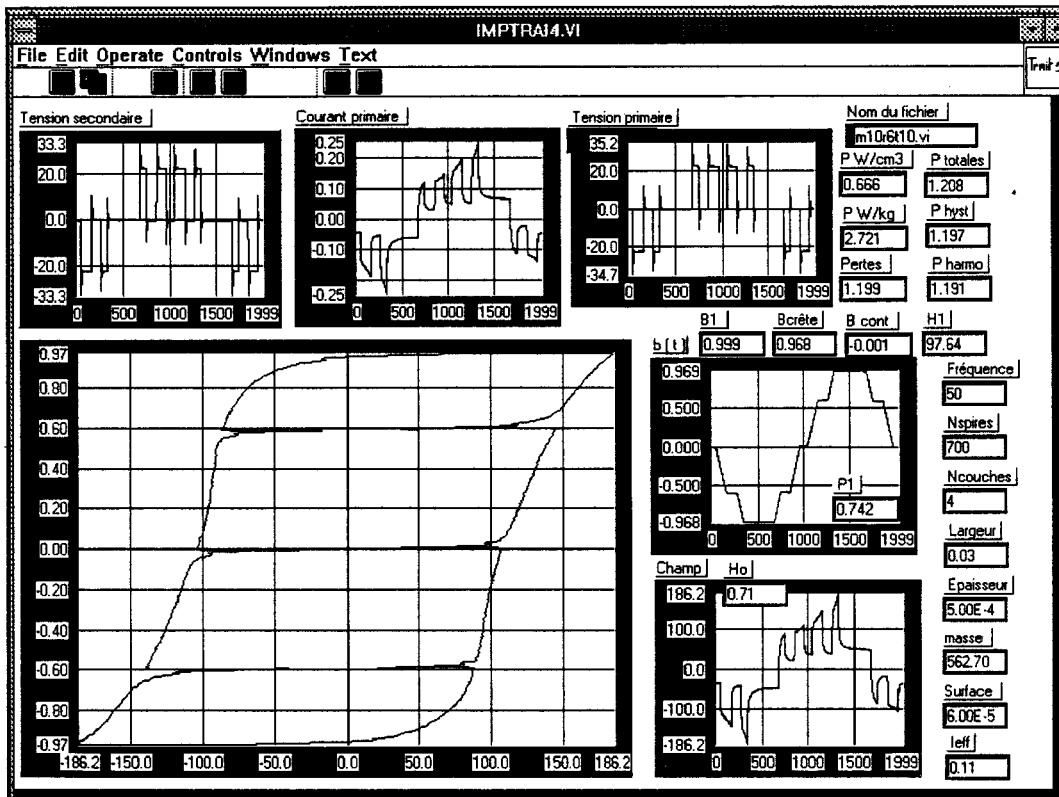
avec :  $N$ , nombre de spires du cadre Epstein  
 $L$ , longueur moyenne du circuit magnétique  
 $S$ , section équivalente du circuit magnétique.

La surface du cycle  $b(h)$  est par définition proportionnelle aux pertes totales [48], nous avons développé une routine de calcul de l'aire du cycle pour vérifier ; d'une part que les grandeurs  $b(t)$  et  $h(t)$  ont été correctement calculées ; d'autre part que le calcul des pertes par la méthode de l'aire est équivalente à celui de l'intégrale temporelle.

Enfin, dans l'objectif de pouvoir caractériser le comportement du matériau par un formalisme harmonique, nous avons aussi développé une routine de décomposition harmonique permettant de connaître les quelques premières centaines d'harmoniques d'un signal quelconque en module et en phase [49]. Cette routine autorise entre autres un calcul de puissances harmoniques et par là même une troisième méthode de détermination des pertes.

Toutes ces données peuvent être ensuite visualisées sur écran ou papier via une routine de présentation sous Labview.

## Tableau de bord du banc de mesures sous Labview



Cette copie d'écran représente le tableau de bord du banc de mesures développé sous l'environnement Labview. Nous tenons tout d'abord à signaler que cette représentation est très sommaire, mais a le mérite de montrer les immenses possibilités de notre logiciel.

On peut distinguer les différentes variables relevées que sont les tensions primaires et secondaires ainsi que le courant primaire. A partir de ces données, on calcule l'induction et le champ, ce qui nous permet de tracer le cycle d'hystérésis. Les différents calculs utilisables pour tous les essais sont affichés. Nous pouvons citer principalement les différents calculs de pertes, les pertes totales mesurées au primaire, l'induction, le champ, et les pertes fondamentales. Vu l'ampleur du nombre d'essais et pour faciliter les travaux de traitement, nous affichons également les paramètres du matériau mais également ceux de la mesure. Enfin, nous affichons la valeur du courant efficace, qui par le biais des pertes totales, nous permettra de calculer la résistance primaire.



## **2. CALIBRATION DU BANC DE MESURES**

Cette partie du mémoire est scindée en deux. Tout d'abord, nous nous attachons à contrôler les performances des outils de calculs utilisés dans les différentes routines informatiques. Nous estimons ensuite les erreurs liées à l'acquisition numérique des signaux ainsi qu'à l'éventuel asynchronisme de l'acquisition. Enfin, c'est la qualité de l'asservissement qui est contrôlée.

Dans une seconde partie, nous relatons les essais de validation du dispositif. Ces essais sont destinés à contrôler les résultats de mesures simples afin de "caler" notre dispositif. Nous testons, entre autres, la reproductibilité des mesures sous différents régimes d'induction. Les essais en régime sinusoïdal nous ont permis de vérifier la fiabilité du dispositif après comparaison avec un dispositif industriel déjà éprouvé.

### **2.1. Contrôle des performances des principaux composants du dispositif**

#### **2.1.1. Procédures informatiques**

Nous n'avons pas, à proprement parler, développé de procédures de calculs mathématiques. L'environnement Labview met à la disposition de l'utilisateur une bibliothèque de fonctions et traitements mathématiques divers. Le seul rôle de l'utilisateur est de configurer l'ensemble des procédures préexistantes sous Labview avec les fichiers numériques servant de base de données informatiques.

Aucun accès à la structure de ces routines n'est possible. Nous avons décidé de tester ces routines de façon externe en les appliquant à des signaux parfaitement connus. Nous n'avons pas contrôlé les fonctions élémentaires mais simplement les deux procédures de calcul fondamentales dans notre dispositif, à savoir la procédure " FFT " et la procédure " INTEGRATION ".

Cette étape est très importante, car c'est essentiellement sur ces deux outils informatiques que reposent tous les résultats de mesures [50]. La précision des résultats fournis par ces procédures est très fortement tributaire du nombre d'échantillons constituant les signaux mesurés. C'est ce point particulier que nous analysons dans les paragraphes suivants.

##### **2.1.1.1. Procédure " F.F.T. "**

Le contrôle de la procédure a été effectué en synthétisant, à partir d'un générateur virtuel développé sous Labview, des signaux périodiques dont le spectre fréquentiel est parfaitement réglable tant en modules qu'en phases. Nous comparons les spectres fréquentiels du signal de synthèse issus du traitement FFT aux spectres du signal de référence. De cette façon, nous pouvons estimer l'erreur introduite par l'algorithme informatique.

En raison des capacités des différents appareils de la chaîne de mesures, les signaux sont synthétisés ou échantillonnés sur 2000 points par période ( 20 ms ). Nous analysons ici les résultats obtenus pour un signal de fréquence 50 Hz constitué de 12 harmoniques de rang inférieur ou égal à 49, mais échantillonné sur un nombre de points variable.

L'équation du signal de synthèse est la suivante:

$$v(t) = 10 \sin \omega t + 5 \sin(3\omega t + 20.15^\circ) + 3 \sin(5\omega t + 40.8^\circ) + \sin(7\omega t + 90.02^\circ) \\ + \sin(9\omega t - 15^\circ) + 0.5 \sin(15\omega t + 45.004^\circ) + 0.250 \sin(21\omega t + 0.002^\circ) + 0.210 \sin(25\omega t - 12.124^\circ) \\ + 0.112 \sin(31\omega t + 28.132^\circ) + 0.085 \sin(35\omega t + 0.004^\circ) + 0.024 \sin(41\omega t + 3^\circ) + 0.005 \sin(49\omega t - 25.004^\circ)$$

Les figures 19 et 20 représentent respectivement les différents harmoniques rigoureusement positionnés les uns par rapport aux autres et le signal résultant  $v(t)$ .

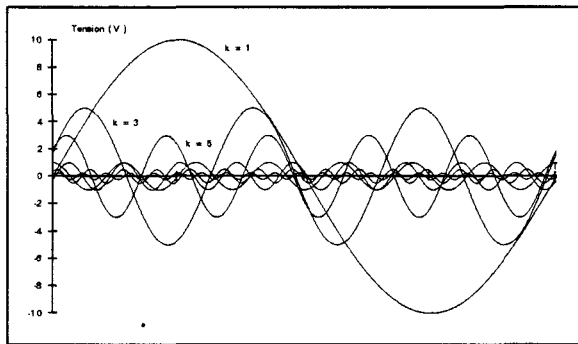


Figure 19

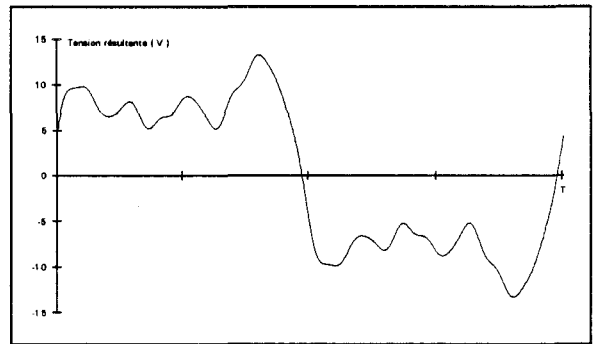


Figure 20

Ces différents essais effectués montrent que la procédure fonctionne correctement tant que le théorème de Shannon est respecté [51] ; du reste, aucun écart supérieur à  $10^{-3}$  n'a été décelé aussi bien sur les modules que sur les phases. Nous décidons donc le choix suivant : la numérisation sur 2000 points tant à la synthèse qu'à l'échantillonnage est amplement suffisante pour une fréquence fondamentale de 50 Hz ou voisine. Dans ces conditions-là, nous pouvons affirmer que la précision sur le module et la phase de tout harmonique calculé est supérieure à  $10^{-3}$ .



### 2.1.1.2. Procédure " INTEGRATION "

Comme précédemment, nous testons la procédure en l'appliquant à un signal connu. L'essai est effectué sur un sinus unitaire. Ce résultat est connu et très facilement appréciable.

$$\int \sin \omega t . d\omega t = -\cos \omega t \quad (2)$$

Avant toute chose, il faut connaître la précision du signal sinusoïdal à intégrer. Le calcul FFT donne un module unitaire et une phase parfaitement nulle.

$$\text{Module}_{\text{sinus}} = 1$$

$$\text{Phase}_{\text{sinus}} = 0$$

La précision du résultat est estimée à partir de l'analyse harmonique du signal et de sa primitive. Ici encore, la condition de Shannon doit être respectée. Nous effectuons ces essais pour différentes finesses d'échantillonnage. Selon l'échantillonnage le module de la primitive n'est quasiment pas modifié. Par contre, comme le montrent les tableaux suivants, la phase du signal intégré est légèrement affectée. Aucune composante continue notable n'a été décelée sur la primitive.

#### Erreur maximale de phase

$$\Delta\varphi [^\circ] = 90^\circ - \varphi_{\text{calculée}} \quad (3)$$

$$\Delta\varphi (\%) = 100 \cdot \frac{\Delta\varphi}{90}$$

Nbr points	100	200	500	1000	1500	2000	2500	3000	3500	4000
$\Delta\varphi (^\circ)$	1.8	0.9	0.36	0.18	0.12	0.09	0.072	0.06	0.051	0.045
$\Delta\varphi \%$	2	1	0.4	0.2	0.13	0.1	0.08	0.06	0.054	0.05

Ici encore le choix d'un échantillonnage à 2000 points par période s'avère suffisant. Une augmentation du nombre d'échantillons n'apporterait qu'une très faible amélioration sur la phase mais conduirait à une augmentation du temps de calcul ainsi qu'à une capacité mémoire beaucoup plus élevée. Ceci pourrait être fortement préjudiciable au fonctionnement "multi-tâches" du système informatique proprement dit.

### 2.1.2. Estimation de l'erreur d'acquisition

Ce paragraphe reprend la même idée que celle qui a été développée pour le contrôle de la procédure " F.F.T. ". Nous tentons ici d'estimer l'erreur introduite par le système d'acquisition [52] [53]. Nous envoyons au système d'acquisition ( l'oscilloscope ), un signal analogique issu du générateur programmable.

Ce signal n'est pas rigoureusement identique au signal numérique synthétisé en mémoire dans le générateur. Ceci revient à dire que le générateur lui-même introduit une erreur sur la forme du signal désiré. Cependant, cette erreur n'est quantifiable que par le biais du système d'acquisition. Ceci nous conduit à l'impossibilité de déterminer l'erreur propre au système d'acquisition. Nous nous contentons de majorer cette erreur par la valeur de l'erreur globale (générateur et système d'acquisition). Nous comparons donc, comme nous l'avons fait au paragraphe 2.1.1.1., le signal synthétisé sur 2000 points sous Labview au signal échantillonné par le système d'acquisition (figure 22). La différence réside dans le contenu harmonique du signal utilisé pour ce test. Nous avons choisi pour ce cas précis un signal à contenu spectral non limité de type M.L.I., de fréquence fondamentale 50 Hz.

#### a) Montage

Le générateur arbitraire et l'oscilloscope sont reliés par liaison IEEE 488.2 au calculateur pilotée par le logiciel Labview (figure 21). La liaison entre le générateur et l'oscilloscope se fait par un câble BNC - BNC 50 Ohms évitant, au maximum, toute superposition de parasites.

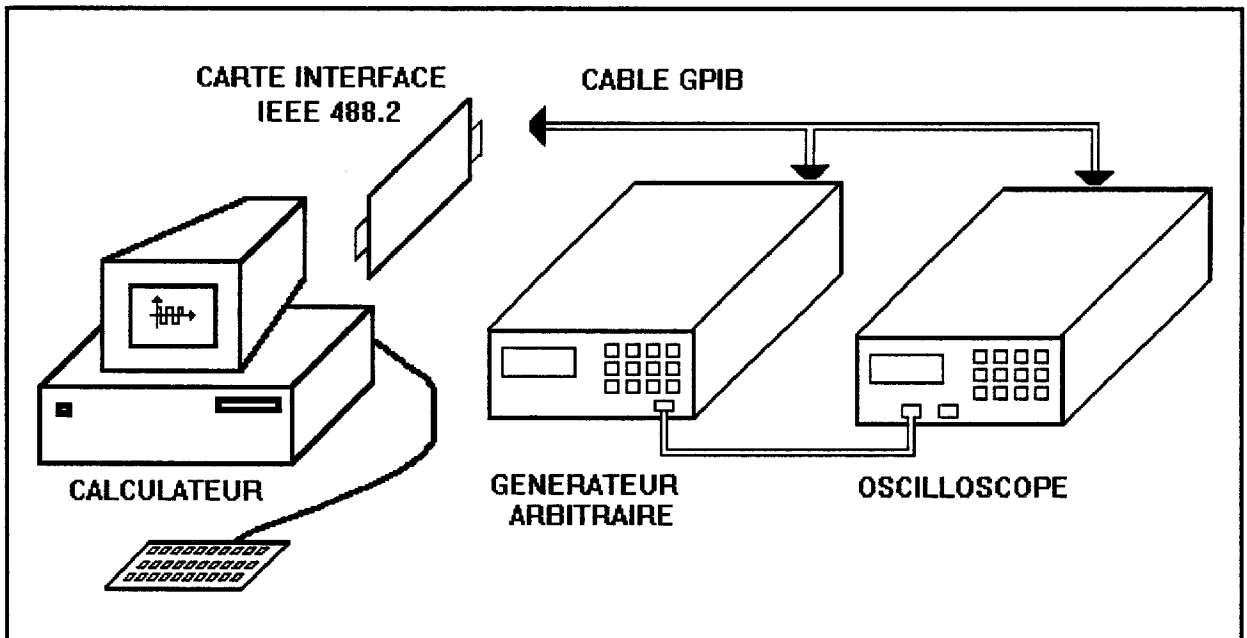


Figure 21

## b) Formes d'ondes

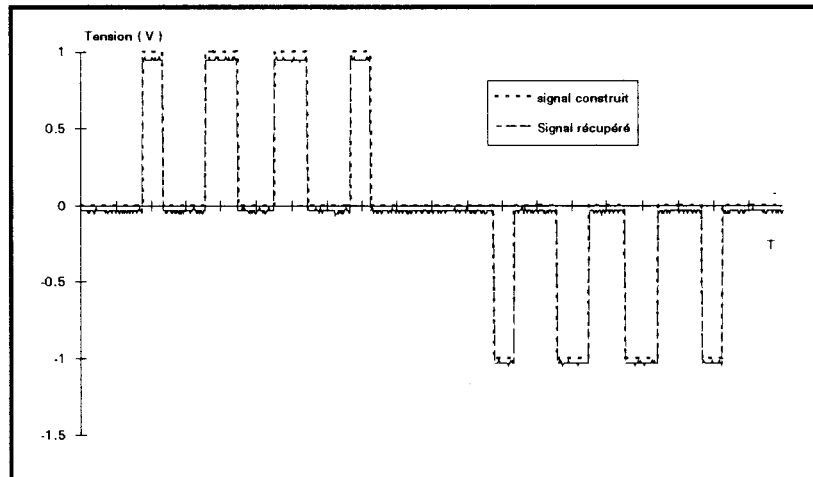


Figure 22

La figure 22 représente le signal élaboré par notre générateur virtuel et le signal échantillonné. A première vue, il existe une légère différence entre les deux signaux. La figure 23 rend manifeste cette observation.

## c) Différences entre les deux signaux

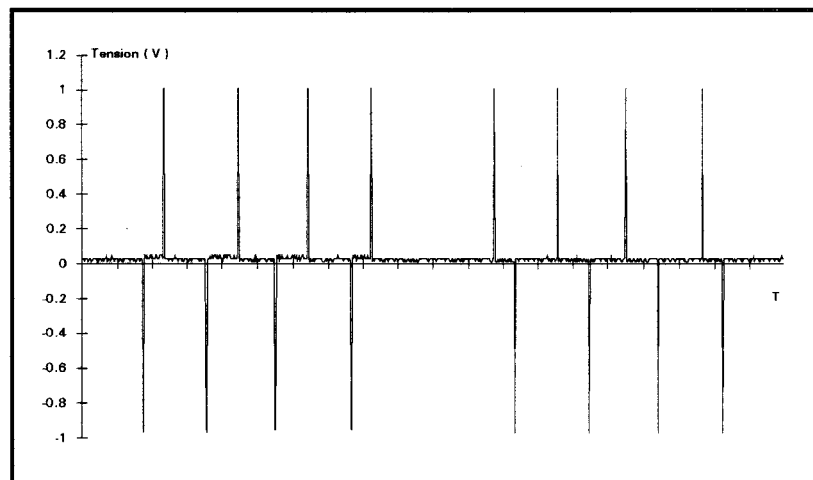


Figure 23

Il existe un léger décalage temporel entre les deux courbes. Cet écart correspond à deux points, soit à un déphasage de  $0.36^\circ$ . De plus, une composante continue est générée par la chaîne de mesures. Cette valeur est constante, de l'ordre de 26 mV, en sachant que l'erreur occasionnée par l'échantillonneur 10 bits de l'oscilloscope est dans ce cas, de 3.9 mV. D'autres essais nous ont permis d'estimer la composante continue systématique du générateur à environ 30mV. Cette composante doit être filtrée pour assurer la stabilité de l'amplificateur de puissance. En mode sinusoïdal, un simple filtre passe-haut suffit. En onde M.L.I., ce procédé n'étant plus envisageable, un correcteur de valeur moyenne dans le contrôle de l'onde est utilisé. Suite à ces modifications, aucune tension continue ne peut être décelée au primaire du cadre Epstein. Le décalage temporel, quant à lui, est à prendre en considération dans le cas d'un asservissement numérique pour le contrôle de l'onde. Ce n'est pas le cas dans l'étude.

### 2.1.3. Estimation de l'erreur d'asynchronisme

L'erreur d'asynchronisme est intrinsèque au système d'échantillonnage de l'oscilloscope. Pour des ondes à variations rapides, cette erreur peut être très préjudiciable à la qualité d'une mesure, tout particulièrement dans le cas de la mesure de puissances électriques [54]. En effet, dans ce cas précis, il faut effectuer le produit d'un courant par une tension. Cette opération est réalisée sur chaque échantillon des deux voies d'acquisition. Si les deux échantillons ne sont pas prélevés au même instant, il est évident que leur produit est entaché d'une erreur. Cet écart peut devenir très important lorsque l'un des signaux présente des fronts très raides et surtout très fréquents au cours d'une période. C'est le cas rencontré pour des signaux de type M.L.I.

Afin de mettre en exergue cette remarque, prenons l'exemple du calcul des pertes en régime d'induction sinusoïdale. Le déphasage  $\theta_1$  entre l'onde fondamentale de tension et l'onde fondamentale de courant est proche de  $90^\circ$  pour des inductions élevées à une fréquence fondamentale de 50 Hz. Dans ce cas, un léger déphasage de l'ordre de  $0.5^\circ$  engendrerait une erreur considérable.

Afin d'estimer cette erreur, supposons que l'angle  $\theta_1$  soit de l'ordre de  $86.8^\circ$  (angle mesuré au cours d'un essai). Sachant que l'acquisition s'effectue sur 2000 points, il est possible de calculer l'erreur engendrée par un léger décalage.

$$Erreur_{relative} = \frac{|\cos \theta'_1 - \cos 86.8^\circ|}{\cos 86.8^\circ} \quad \text{avec } \theta'_1 = \theta_1 + \Delta\theta_1 \quad (4.a)$$

Décalage	$\theta'_1$	Erreur relative
2 points à droite	$87.16^\circ$	0.112
1 point à droite	$86.98^\circ$	0.056
1 point à gauche	$86.62^\circ$	0.056
2 points à gauche	$86.44^\circ$	0.112

Ces résultats montrent que l'erreur minimale sur les pertes est de 5.6 %. Cette explication sommaire met en évidence l'importance de l'acquisition synchrone.

L'oscilloscope utilisé possède un système d'échantillonnage synchrone. Ceci évite théoriquement tout problème à l'acquisition. Il existe néanmoins une limite à cette acquisition synchrone. C'est cette limite que nous avons cherché à déterminer. Nous appliquons à cet effet le même signal sur deux voies de l'oscilloscope et nous comparons ensuite les deux signaux acquis sous Labview. Trois signaux ont été utilisés pour cet essai :

- \* un signal sinusoïdal [figure 25.a]
- \* un signal M.L.I. pont complet ( $m = 10 ; r = 0.6$ ) [figure 25.b]
- \* un signal M.L.I. demi pont ( $m = 9 ; r = 0.6$ ) [figure 25.c]

avec  $m$  indice de modulation, et  $r$  coefficient de réglage ou taux de modulation [cf. Annexe 1]

Le montage utilisé est le suivant (figure 24).

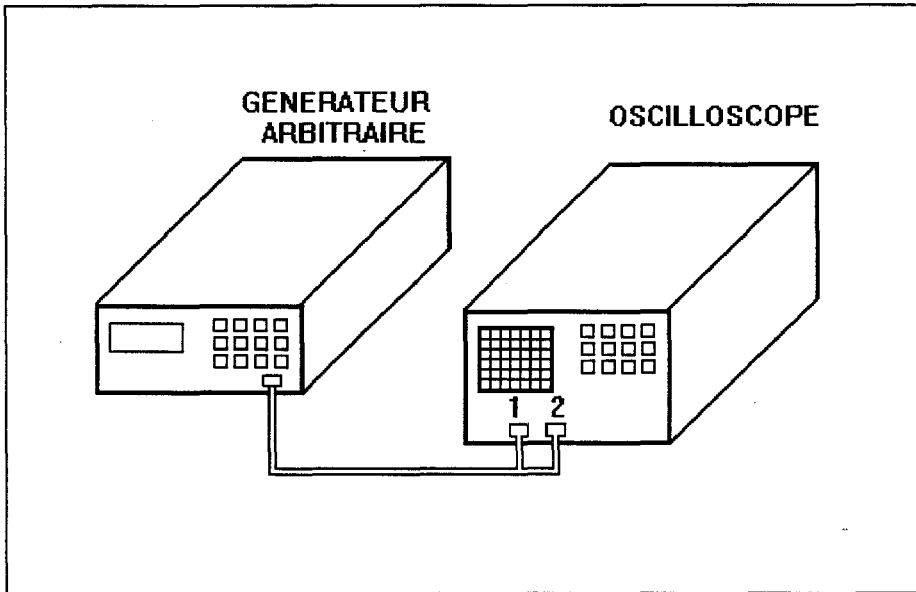


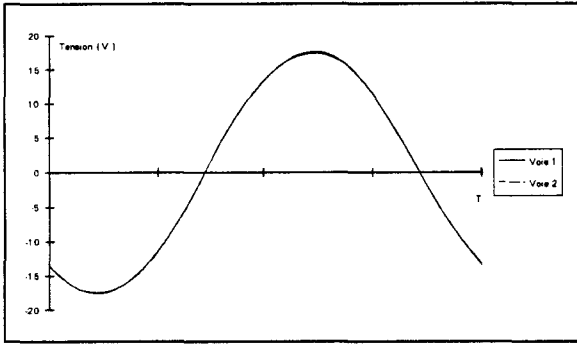
Figure 24

La liaison entre le générateur arbitraire et les deux voies de l'oscilloscope est réalisée par un câble BNC 50 Ohms et un "T" de distribution. Ce dernier peut introduire un léger bruit sur le signal testé mais se révèle être néanmoins la meilleure solution.

L'observation temporelle des signaux ne montre aucune différence significative décelable à l'oeil nu. C'est l'analyse harmonique qui encore une fois nous servira à quantifier l'erreur d'asynchronisme. Nous ne représentons que le spectre des écarts de phase entre les deux signaux échantillonnés. L'écart de phase est défini par la formule suivante :

$$Erreur_{phase}(k) = |Phase_{voie1}(k) - Phase_{voie2}(k)| \quad (4.b)$$

L'analyse harmonique montre que pour des rangs  $k$  inférieurs ou égaux à 40, l'écart de phase harmonique n'excède jamais 0.1 degré. L'écart de module harmonique relatif est proche de 0.01% quel que soit le rang ou le signal considéré. Nous estimons, au vu de ces résultats présentés par les figures 25.a, b et c, que l'erreur d'asynchronisme est quasi inexistante dans notre dispositif.



Erreur phase fondamentale = 0.078°

Figure 25.a

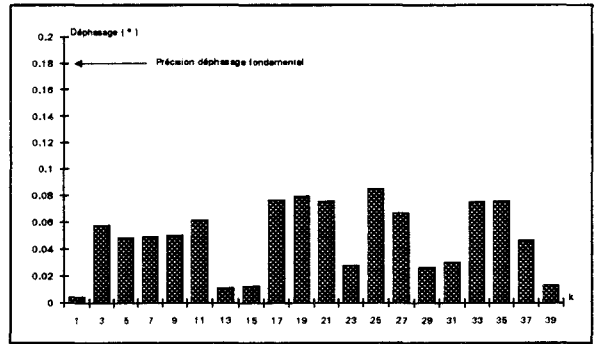
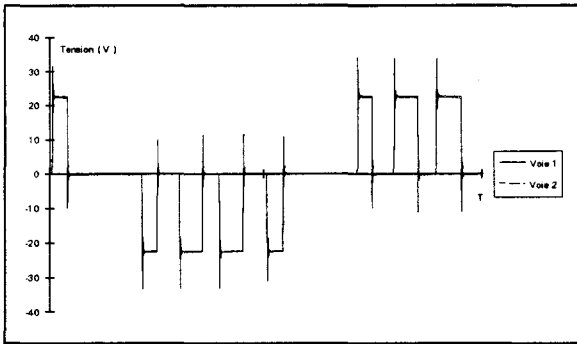


Figure 25.b

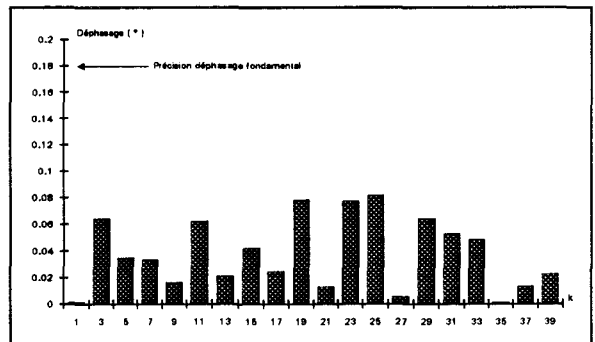
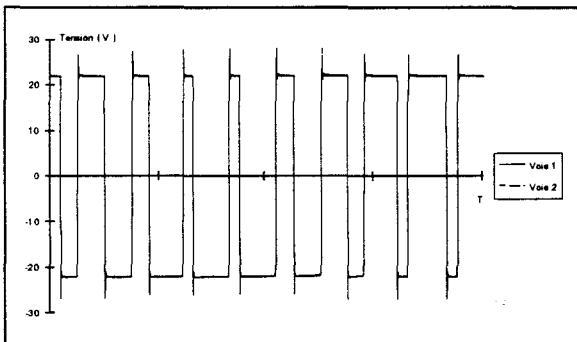


Figure 25.c

#### 2.1.4. Analyse de la qualité de l'asservissement

La caractérisation d'un matériau nécessite de pouvoir imposer aux échantillons une forme d'onde d'induction bien définie. Dans le dispositif Epstein, c'est la tension secondaire qui est choisie comme image de l'induction moyenne. C'est donc la tension secondaire qu'il faut contrôler. En effet, sans asservissement, la forme d'onde de la tension secondaire est fortement tributaire du courant d'aimantation. Celle-ci subit des distorsions liées à la saturation du matériau lorsque l'induction est relativement élevée (cf. §1.1. figure 5). Ce sont ces valeurs d'induction que les constructeurs de machines choisissent généralement comme point de fonctionnement. Il est particulièrement indispensable de caractériser très précisément les matériaux dans ces régimes d'induction et donc d'éliminer ces distorsions en ayant recours à un asservissement.

Nous avons préféré un asservissement analogique à un asservissement numérique en raison de la relative simplicité de mise en oeuvre d'un dispositif analogique par rapport à une structure numérique. En raison de la fréquence des signaux traités, il est actuellement indispensable d'avoir recours à un DSP pour gérer efficacement un asservissement numérique rapide [55] [56].

L'analyse de l'asservissement a été scindée en deux : tout d'abord, en régime d'induction sinusoïdale, puis en régime M.L.I.. Nous qualifions la qualité de l'asservissement par une comparaison harmonique du signal asservi au signal de référence.

##### 2.1.4.1. Analyse de l'asservissement en régime sinusoïdal.

L'utilisation indispensable d'un asservissement a été montrée précédemment par un essai en boucle ouverte. Nous montrons ici les performances de l'asservissement en boucle fermée, particulièrement en haute induction, puisque c'est pour ces valeurs que les distorsions sont les plus importantes.

La précision de l'asservissement est naturellement définie par la qualité de l'onde de tension secondaire, donc de l'induction. Néanmoins, il n'est pas indispensable de demander à l'asservissement de produire une onde parfaite. L'imprécision de forme d'onde introduite par l'asservissement entraîne la présence d'harmoniques dans l'onde secondaire et par conséquent dans les pertes. L'influence des pertes harmoniques au-delà d'un certain rang devient négligeable vis-à-vis des pertes globales théoriquement portées par le fondamental seul. Une bonne caractérisation doit avant toute chose montrer des tendances de comportement comparables à celles d'un dispositif industriel (Machines tournantes, transformateurs). Il est clair que la valeur des pertes est fortement tributaire du dispositif de caractérisation. Comme nous l'avons déjà expliqué, la valeur estimée des pertes massiques ne peut, en aucune façon, être la même que celle qu'on pourrait mesurer dans une machine électrique complète. Nous présentons ici les spectres de l'onde de tension secondaire et des pertes associées. Les figures suivantes montrent les formes d'ondes ainsi que les différents spectres associés pour une induction crête de 1.85 T. Le niveau de précision de l'oscilloscope a été représenté afin de situer les harmoniques à prendre en compte pour estimer les performances de l'asservissement. En régime sinusoïdal, les performances de l'asservissement sont conformes au cahier des charges prévu. Au delà de 1.7 T, nous considérons que l'asservissement entre dans une zone pour laquelle les mesures deviennent moins précises. De légères instabilités commencent d'ailleurs à apparaître. Les essais de reproductibilité de la mesure mettront en exergue ces différentes remarques.

La figure 26 montre l'impact de l'asservissement sur la forme d'onde de la tension secondaire, particulièrement dans les zones à courant élevé. Dans cet essai, la consigne d'induction crête était fixée à 1.85T, l'analyse spectrale de l'onde d'induction indique une valeur fondamentale de 1.86T. Cet écart quantifie la faible distorsion de la tension secondaire dont le spectre fréquentiel, présenté figure 27, corrobore ce propos.

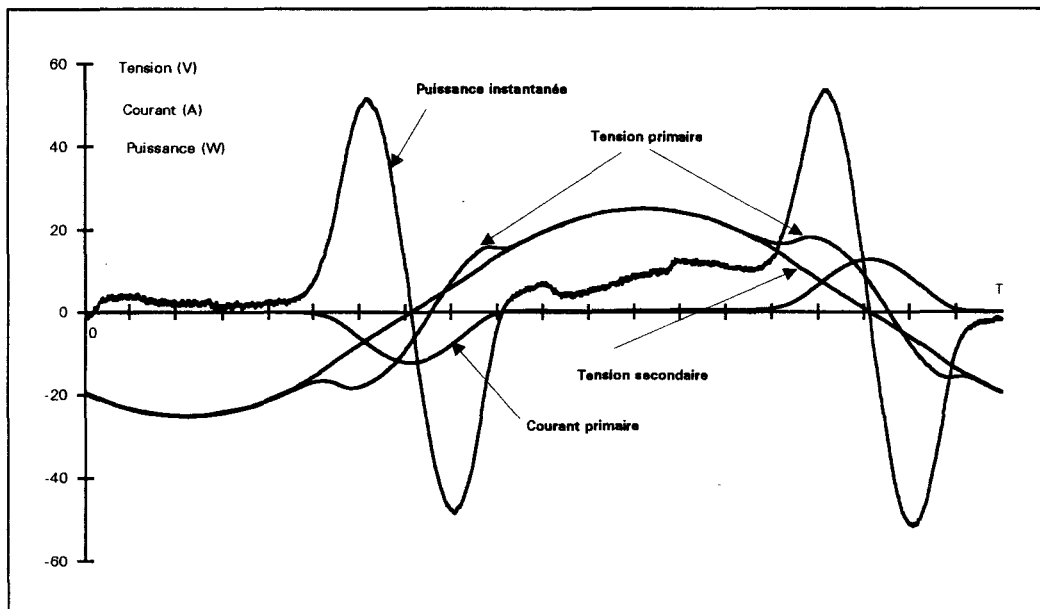


Figure 26

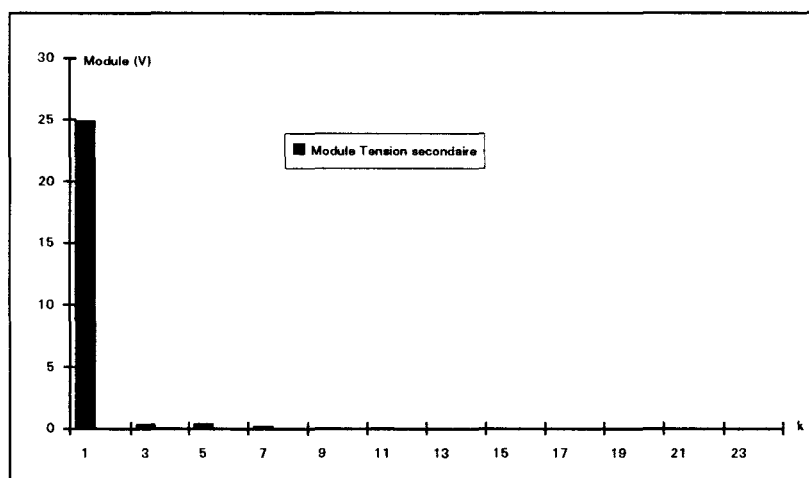


Figure 27

La figure 28 précise l'amplitude des premiers harmoniques contribuant à la distorsion de la tension secondaire. Elle met en évidence la limite au delà de laquelle il serait superflu d'aller ajuster les fréquences de coupure de l'asservissement. Cette limite est fixée par la précision relative de l'oscilloscope, qui est dans ce cas de 0.31 % et calculée par l'expression 6.



Notons que toutes les valeurs de cette figure sont ramenées à la valeur du fondamental de la tension secondaire  $U_1$ .

Nous présentons, figure 29, le spectre des puissances portées par les harmoniques de la tension secondaire  $u(t)$  et du courant  $i(t)$ . Cette représentation montre que l'existence de certains harmoniques de valeurs non négligeables dans la tension, donc dans l'induction, n'engendre pas nécessairement d'harmoniques associés dans le spectre des puissances. Il est à noter que la présence d'harmoniques liés à la distorsion de l'onde de tension engendre non seulement des pertes harmoniques supplémentaires, mais également une modification du comportement fondamental caractérisé sous induction parfaitement sinusoïdale. Un exemple illustrant ce propos est présenté dans la deuxième partie de ce mémoire.

$$U_k \text{ relatif (\%)} = \frac{|U_k|}{|U_1|} \cdot 100 \quad (5)$$

avec  $U_k$  le module de l'harmonique de rang  $k$  de la tension secondaire

$$\mathcal{E}_{acq} (\%) = \frac{8 \times \text{Calibre}_{\text{oscilloscope}}}{|U_1|} \cdot 100 \quad (6)$$

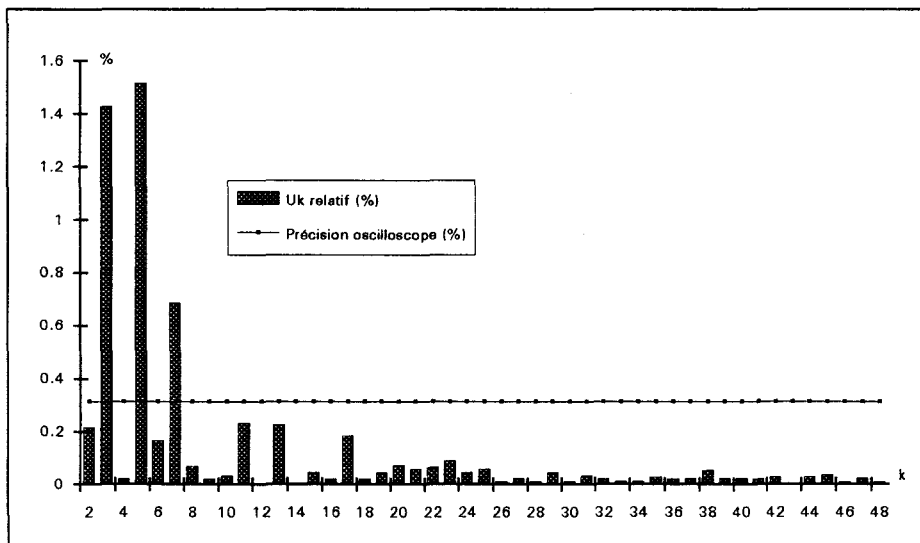


Figure 28

### SPECTRE DE PUISSANCES

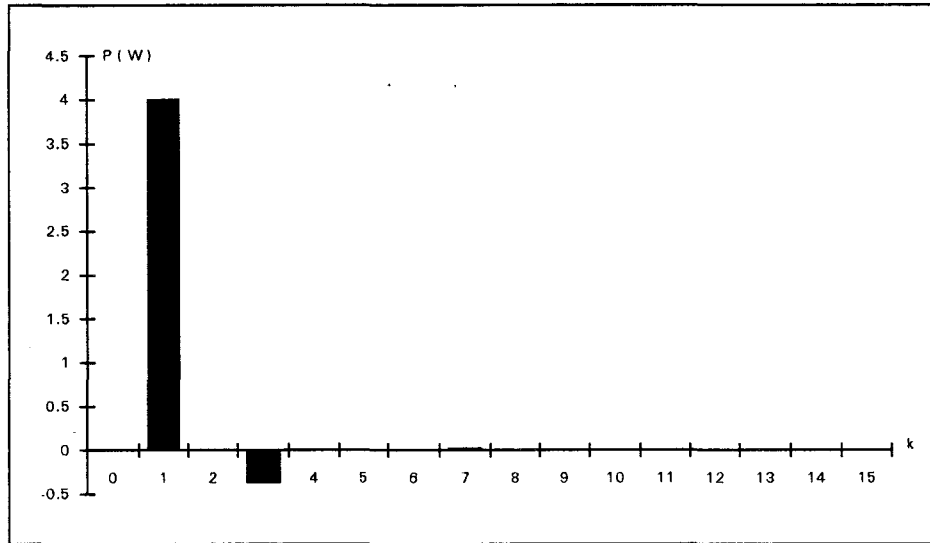


Figure 29

#### 2.1.4.2. Analyse de l'asservissement en régime M.L.I.

Nous procédons ici de la même façon que pour le régime sinusoïdal. Le correcteur P.I.D. engendre une distorsion sur la tension secondaire. Cette déformation se traduit par un écart de module et de phase entre chaque harmonique de la tension secondaire et son homologue de la tension de référence. Afin de mettre en évidence précisément les rangs harmoniques importants à surveiller, nous présentons l'analyse spectrale en module et en phase de ces signaux. Nous illustrons cette analyse à partir de deux types de découpage M.L.I., l'un, caractéristique d'un onduleur en pont complet et l'autre, d'un onduleur en demi-pont. Pour chaque type de découpage nous présentons deux cas. Pour le pont complet, nous étudions successivement les cas " $m = 4 ; r = 0.6$ " et " $m = 10 ; r = 0.6$ ", dans l'autre type de découpage les cas " $m = 9 ; r = 0.6$ " puis " $m = 10 ; r = 0.6$ " sont présentés.

Afin de quantifier la qualité de l'asservissement en régime de tension M.L.I., nous calculons, pour chacun des cas, l'erreur harmonique en module et phase, dont les expressions sont données ci-dessous.

$$\mathcal{E}_m (\%) [k] = \frac{|U_k - V_k|}{V_1} \cdot 100 \quad (7)$$

$$\mathcal{E}_{ph} (\%) [k] = |\phi_k - \beta_k| \quad (8)$$

avec :  $U_k$  le module de l'harmonique de rang  $k$  de la tension secondaire  
 $V_k$  le module de l'harmonique de rang  $k$  de la tension de référence  
 $\Phi_k$  argument de  $U_k$   
 $\beta_k$  argument de  $V_k$

Pour ces quatre essais, la précision d'acquisition sur l'oscilloscope, calculée par la formule 6, est de 0.79%. L'induction crête fondamentale  $B_1$  (T) est fixée arbitrairement à 1.5 T pour le cas du pont complet et à 1.3 T pour celui du demi pont.

Les figures 30 à 45 regroupent les résultats spectraux obtenus pour les différents cas précités. Nous indiquons le relevé des pertes harmoniques pour montrer les rangs susceptibles "de porter" de l'énergie. Le contrôle de ces rangs doit être particulièrement soigné.

A la lumière de ces différents résultats, le montage unique pour l'asservissement en régime de tension M.L.I. est très satisfaisant. L'erreur maximale en module est de 0.1%. Le contrôle de la phase est correct également. Mis à part une légère instabilité en fonctionnement "demi-pont" avec un indice de modulation pair, le contrôle de la phase et celui du module pour les gammes d'induction fondamentale crête citée sont satisfaisants.

1)  $m = 4$   $r = 0.6$

Tension de référence

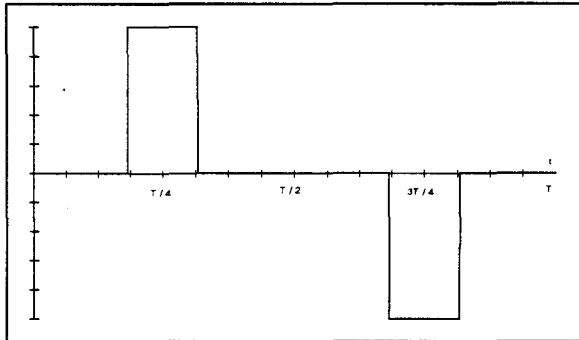


Figure 30.a

Tension secondaire

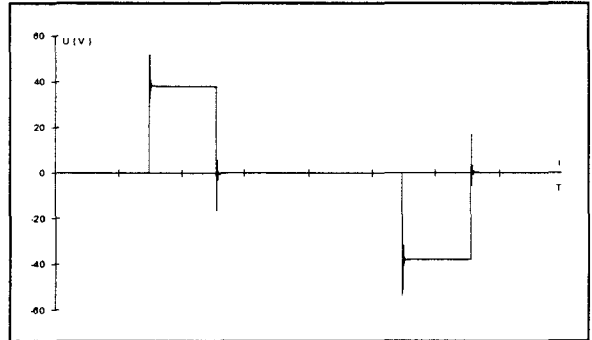


Figure 30.b

Module

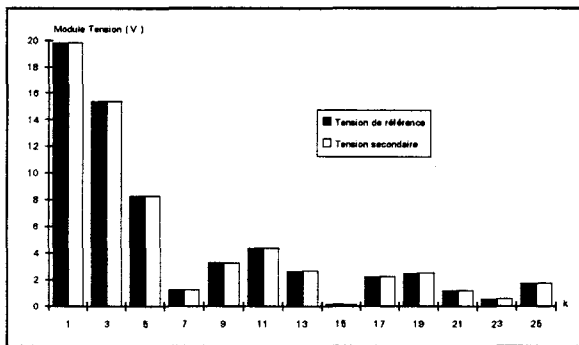


Figure 31.a

Phase

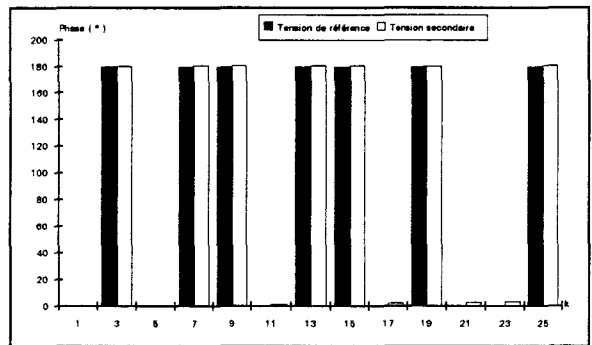


Figure 31.b

Erreur module

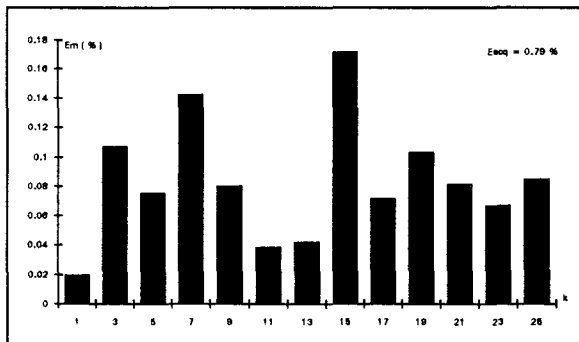


Figure 32.a

Erreur phase

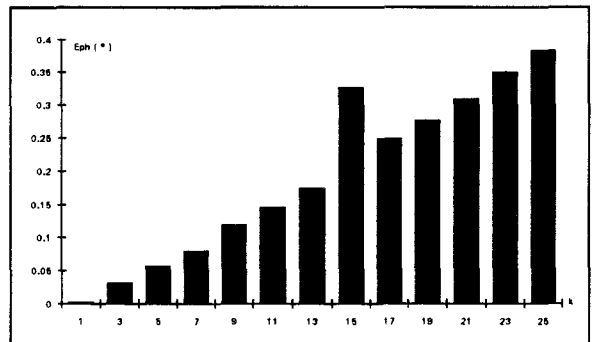


Figure 32.b

Puissances

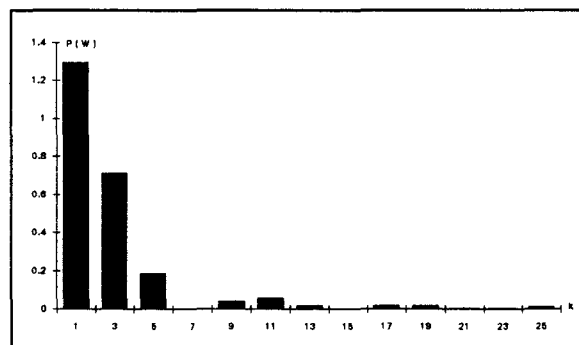


Figure 33

2)  $m = 10$   $r = 0.6$

Tension de référence

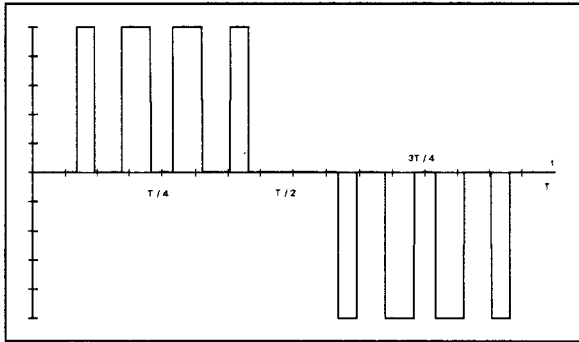


Figure 34.a

Tension secondaire

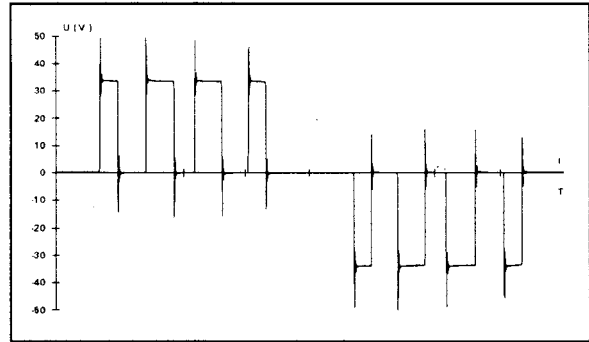


Figure 34.b

Module

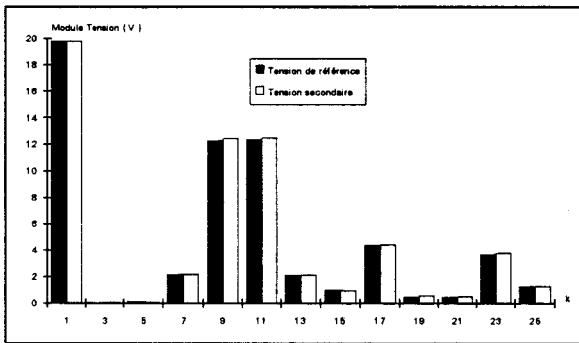


Figure 35.a

Phase

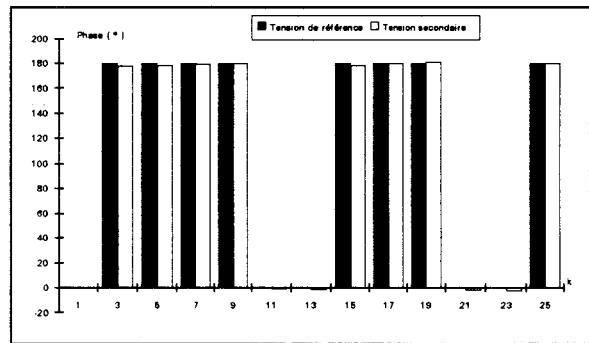


Figure 35.b

Erreur module

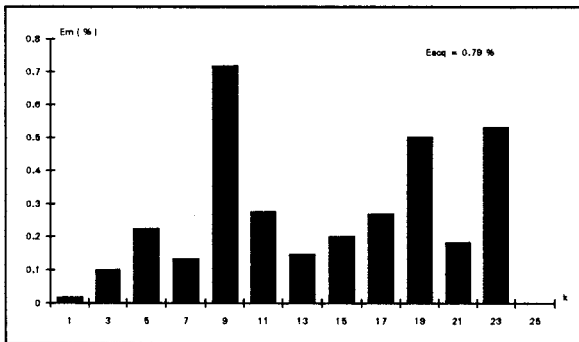


Figure 36.a

Erreur phase

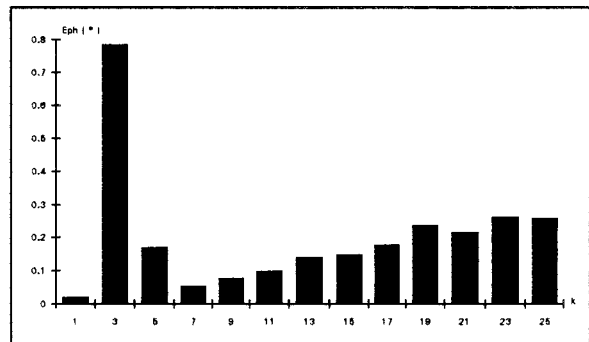


Figure 36.b

Puissances

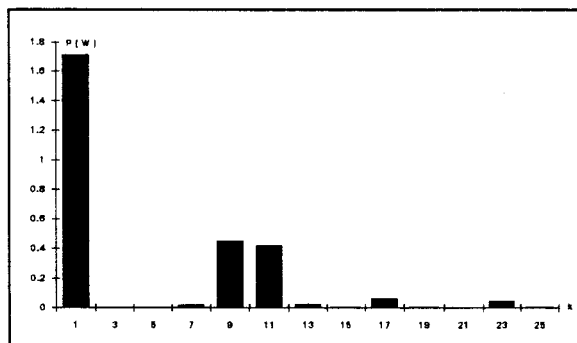


figure 37

3)  $m = 9$   $r=0.6$

Tension de référence

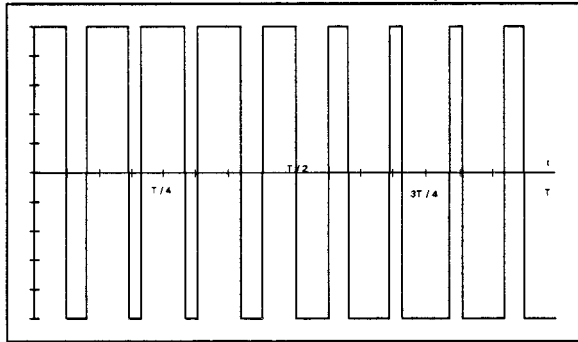


Figure 38.a

Tension secondaire

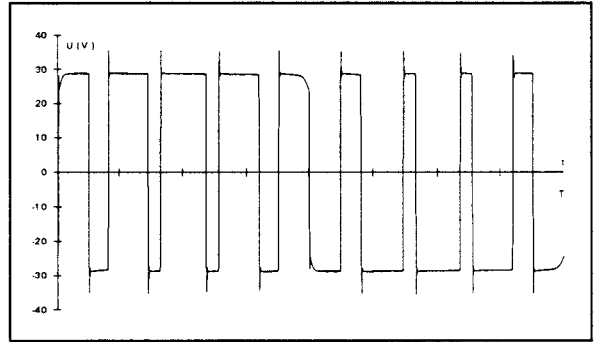


Figure 38.b

Module

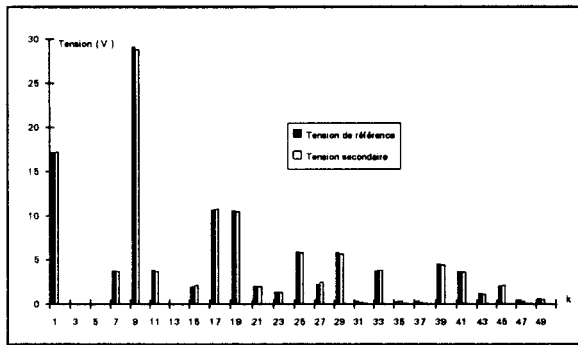


Figure 39.a

Phase

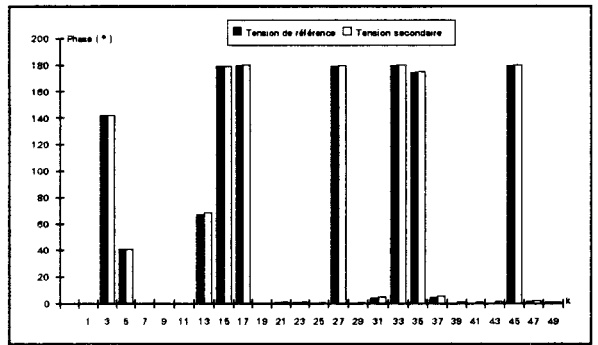


Figure 39.b

Erreur module

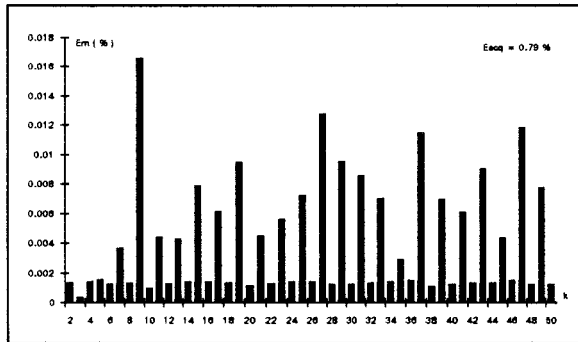


Figure 40.a

Erreur phase

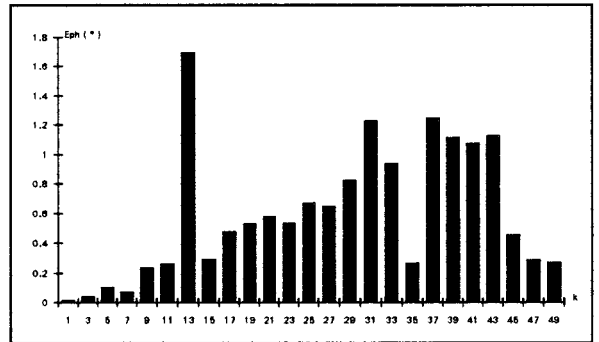


Figure 40.b

Puissances

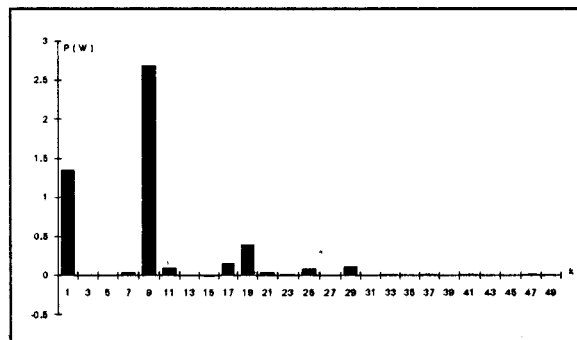


Figure 41

4)  $m = 10$   $r = 0.6$

Tension de référence

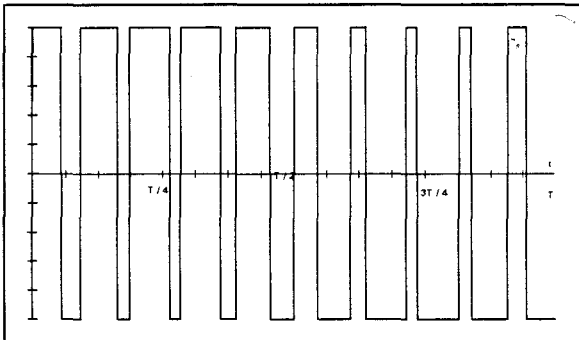


Figure 42.a

Tension secondaire

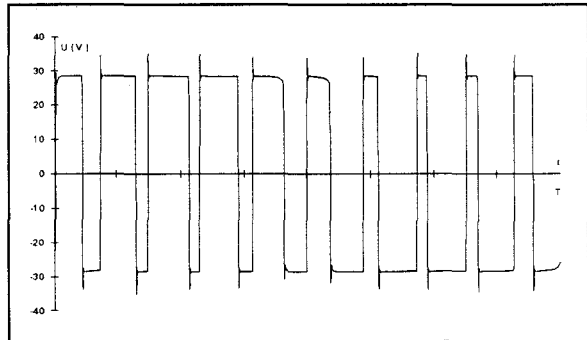


Figure 42.b

Module

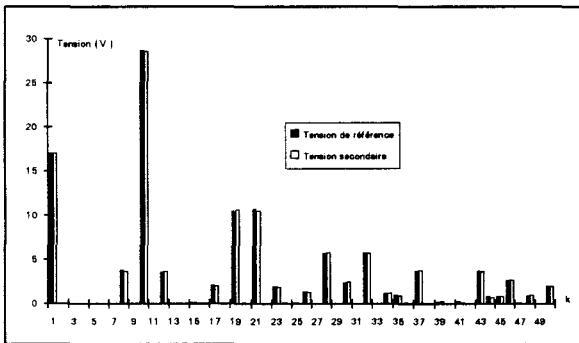


Figure 43.a

Phase

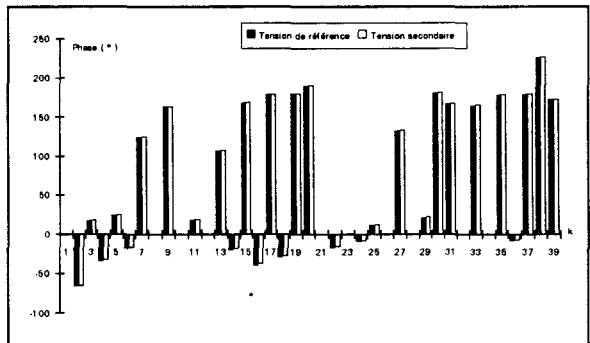


Figure 43.b

Erreur module

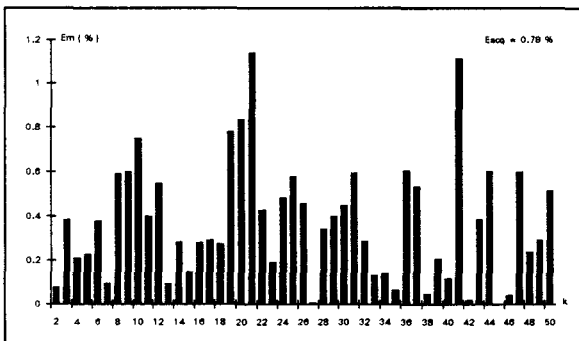


Figure 44.a

Erreur phase

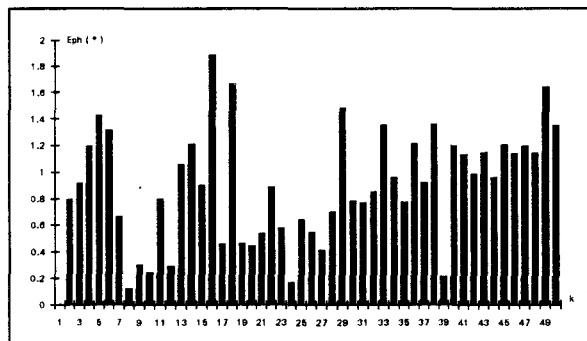


Figure 44.b

Puissances

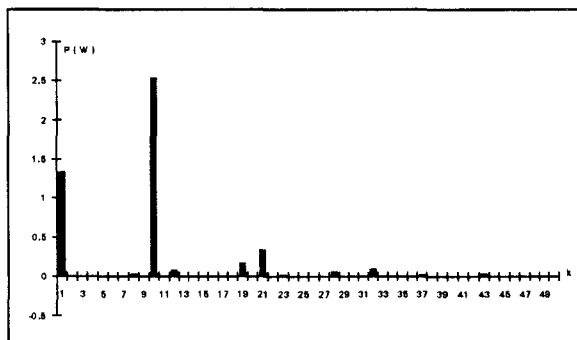


Figure 45





### 2.1.5. Domaine d'investigation du dispositif

Ce paragraphe récapitule les limites d'investigation imposées par les limitations de notre dispositif de caractérisation. Celles-ci sont essentiellement liées à la valeur maximale de la tension de sortie de l'amplificateur et à la dynamique du système. Nous montrons tout d'abord la gamme d'ondes M.L.I. (structures pont complet et demi pont) accessible en supposant une dynamique idéale. Enfin, nous estimons l'impact d'une dynamique réduite sur la forme d'onde des signaux M.L.I. et, par conséquent, sur la gamme maximale.

L'amplitude maximale de la tension secondaire est déterminée par l'alimentation de l'amplificateur de puissance ; la chute de tension primaire peut être considérée négligeable. Nous utiliserons par conséquent 80 Volt comme valeur maximale de l'amplitude de la tension secondaire.

L'induction crête est encore aujourd'hui un paramètre jugé comme représentatif du comportement du matériau. A l'heure actuelle, 2 Tesla est une valeur au-delà de laquelle il ne semble pas nécessaire d'effectuer de caractérisation. Cette valeur n'est jamais dépassée par les constructeurs de machines électriques. Le champ magnétique nécessaire à l'aimantation est alors de l'ordre de 15000 A/m en régime sinusoïdal à 50 Hz. Les enroulements du cadre Epstein atteignent alors les limites d'échauffement admissible. Ces deux valeurs nous ont permis de déterminer la gamme d'investigation offerte par notre dispositif.

Lorsque la tension secondaire du cadre est paire par rapport à son quart de période et impaire par rapport à sa demi-période et si l'effet de peau est négligé dans le matériau, l'induction crête est définie par [57] [58] :

$$B_{\max} = \frac{V_{\text{moy}}}{4 \times f \times N \times S} \quad (9)$$

$$\text{avec} \quad V_{\text{moy}} = \frac{2}{T} \int_0^{\frac{T}{2}} v dt \quad (10)$$

f : la fréquence fondamentale

T = 1 / f

N : le nombre de spires ( 700 )

S : section du circuit magnétique

Le cadre Epstein permet de caractériser en une seule mesure une quantité de matériau dont la section est d'environ 100 mm<sup>2</sup>. Nous avons choisi de travailler avec 16 éprouvettes, quel que soit l'essai effectué. Cette quantité de matériau présente une section d'environ 60 mm<sup>2</sup>. Il est évident que, si la section était encore réduite, l'induction s'en trouverait augmentée; mais le cadre serait alors peu chargé et la répartition des éprouvettes mal équilibrée dans les inducteurs [59]. Nous avons choisi comme section de référence, celle d'un des matériaux qui nous ont servi tout au long de ce travail. Si l'on néglige l'épaisseur du diélectrique, la section S utilisée pour le calcul de l'induction crête est égale à 63 mm<sup>2</sup>.

### 2.1.5.1. Induction crête maximale

Nous précisons par les tableaux suivants, la gamme de découpages M.L.I. accessibles à notre dispositif pour des ondes de type pont complet (Tableau 1) et demi-pont (Tableau 2). Ces tableaux donnent le rapport de la valeur redressée moyenne du signal à l'amplitude du signal M.L.I. en fonction de l'indice (m) et du taux (r) de modulation. Ces tableaux sont exploitables quelles que soient, la fréquence fondamentale du signal étudié, la section du circuit magnétique et l'induction crête. Nous mettons en évidence une frontière qui fixe bien la zone d'investigation de notre dispositif en fonction du taux et de l'indice de modulation du signal M.L.I.. Les valeurs des tableaux 1 et 2 sont obtenues en supposant que le temps de montée des impulsions est nul.

Pour une induction crête de 2 Tesla, à 50 Hz, le rapport admissible par notre système est supérieur ou égal à 17.64 V / 80 V, soit 0.22. (zone non ombragée dans les tableaux).

$$\text{avec } 17.64 = V_{\text{moy}} [50 \text{ Hz}]$$

80 V la tension de sortie maximale délivrable par notre système.  
(critère limitatif de cette étude)

Afin de faciliter la compréhension, nous indiquons la formule permettant de calculer l'amplitude du signal M.L.I. à soumettre pour obtenir l'induction crête désirée.

$$\text{rapport}_{\text{tableau}} = \frac{4 \cdot f \cdot N \cdot S \cdot B_{\text{max}}}{\text{Amplitude}_{\text{MLI}}} \quad (11)$$

**Tableau 1 : Pont complet.**

$\downarrow r$ $m \rightarrow$	4	6	8	10	12	14	16	18	20	50
0.1	0.0498	0.0577	0.0603	0.0615	0.0622	0.0628	0.0628	0.063	0.063	0.0635
0.2	0.0987	0.115	0.12	0.123	0.124	0.125	0.125	0.126	0.126	0.127
0.3	0.146	0.172	0.18	0.184	0.186	0.187	0.188	0.189	0.189	0.19
0.4	0.192	0.229	0.241	0.246	0.248	0.25	0.251	0.252	0.252	0.254
0.5	0.233	0.285	0.301	0.307	0.31	0.312	0.314	0.315	0.315	0.317
0.6	0.272	0.341	0.36	0.368	0.372	0.375	0.376	0.378	0.378	0.381
0.7	0.309	0.395	0.42	0.43	0.435	0.437	0.439	0.441	0.441	0.445
0.8	0.343	0.448	0.479	0.491	0.497	0.5	0.502	0.504	0.505	0.508
0.9	0.374	0.5	0.538	0.552	0.558	0.562	0.565	0.566	0.568	0.572
1	0.403	0.549	0.596	0.612	0.62	0.625	0.628	0.629	0.631	0.635

\*Zone ombragée : gamme inaccessible à 50 Hz

Tableau 2 : Demi pont

$\downarrow r$ $m \rightarrow$	3	5	7	9	11	13	15	17	19	51
0.1	0.392	0.261	0.205	0.174	0.154	0.14	0.13	0.122	0.116	0.083
0.2	0.454	0.324	0.268	0.237	0.217	0.203	0.193	0.185	0.179	0.146
0.3	0.519	0.386	0.331	0.3	0.28	0.267	0.257	0.249	0.243	0.21
0.4	0.58	0.449	0.394	0.363	0.344	0.33	0.32	0.312	0.306	0.274
0.5	0.654	0.513	0.457	0.427	0.407	0.393	0.383	0.376	0.37	0.337
0.6	0.723	0.577	0.521	0.49	0.47	0.457	0.447	0.439	0.433	0.401
0.7	0.793	0.642	0.584	0.553	0.534	0.52	0.511	0.503	0.497	0.465
0.8	0.863	0.707	0.648	0.617	0.597	0.584	0.574	0.566	0.56	0.528
0.9	0.932	0.773	0.712	0.681	0.661	0.647	0.638	0.63	0.624	0.592
1	1	0.84	0.776	0.744	0.725	0.711	0.701	0.694	0.688	0.656

### 2.1.5.2. Caractéristiques dynamiques limites

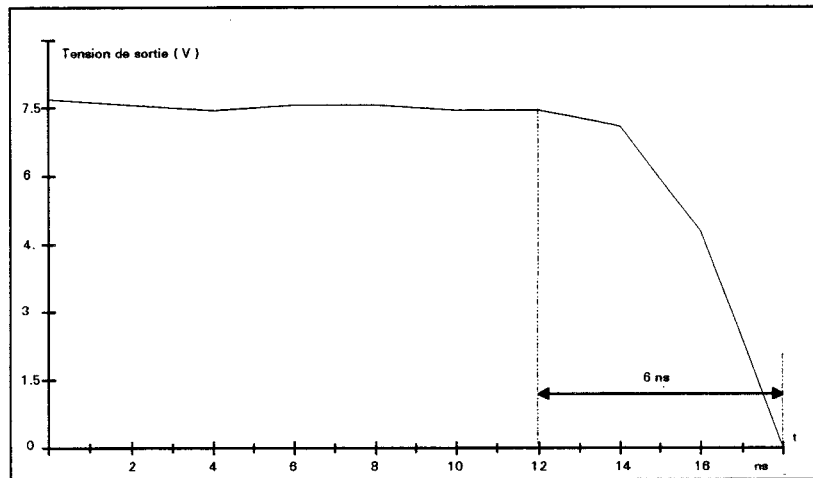
Les formes d'ondes synthétisées sont toujours idéalisées, mais le dispositif génère ses propres contraintes sur les différents motifs. L'un des points, que nous avons jugé important de caractériser, est l'influence du dispositif sur les gradients des impulsions pour des séquences de type M.L.I..

Les flancs d'une impulsion de tension générée par un onduleur atteignent des gradients de l'ordre de quelques milliers de Volt par microseconde. Notre dispositif ne permet pas d'atteindre ces ordres de grandeurs, mais nous montrons par la suite que cette limitation n'occasionne pas d'erreurs notables, ni sur les valeurs d'induction crête accessibles, ni sur la détermination des pertes.

La limitation du gradient de tension secondaire du cadre est liée au générateur arbitraire, à l'amplificateur de puissance, au cadre Epstein et à la boucle d'asservissement. Afin de quantifier les performances dynamiques de notre dispositif, nous avons effectué une série de mesures de temps de montée à différents niveaux du dispositif. Ces mesures nous ont permis de définir l'élément du dispositif qui pénalisait le plus le gradient de tension au secondaire du cadre Epstein. Le tableau suivant résume les performances dynamiques optimales mesurées sur le dispositif, illustrées par les figures 46 à 48.

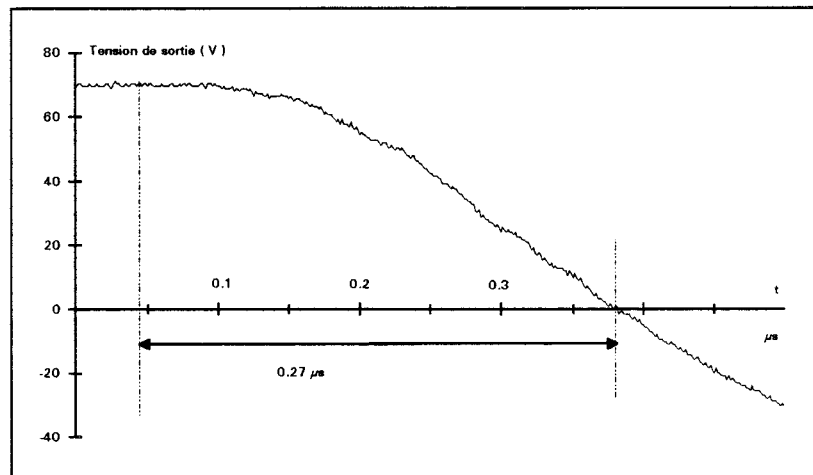
Appareils	Gradient de tension
Générateur arbitraire	1000 V / $\mu$ s
Amplificateur de puissance ( Tension de sortie en charge )	180 V / $\mu$ s
Cadre Epstein ( Tension secondaire )	30 V / $\mu$ s

**Générateur arbitraire**



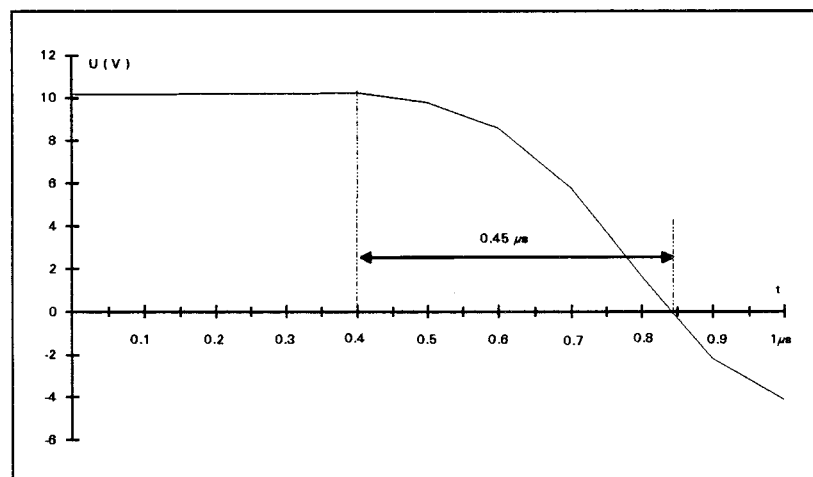
**Figure 46**

**Amplificateur de puissance**



**Figure 47**

**Cadre Epstein ( avec ou sans asservissement )**



**Figure 48**

Au vu de ces relevés, nous constatons que c'est le cadre Epstein qui est l'élément le plus pénalisant pour la dynamique du dispositif. Ces mesures permettent de positionner les performances dynamiques de notre dispositif par rapport aux performances actuelles accessibles aux semi-conducteurs rapides.

Il est clair que notre chaîne de caractérisation ne présente pas une dynamique comparable à celles rencontrées dans les convertisseurs statiques rapides, mais il faut rappeler ici que nous contrôlons l'induction dans le matériau, alors qu'elle ne l'est pas dans une machine électromagnétique. Une dynamique réduite n'est pas nécessairement un inconvénient majeur. L'important est déjà de pouvoir assurer une reproductibilité aux diverses excitations imposées au matériau. Nous avons toutefois décidé d'évaluer l'impact des limitations du gradient de tension secondaire sur l'induction crête maximale accessible avec notre dispositif.

Afin de quantifier la modification de l'amplitude du signal de tension nécessaire à l'obtention de l'induction crête désirée, étudions un cas simple : un signal carré.

On suppose tout d'abord, le temps de montée nul. Il faut donc que  $U = V_{moy}$ .

$$U [ 50 \text{ Hz} ] = 17.64\text{V} \quad \text{et} \quad U [ 400 \text{ Hz} ] = 141.12\text{V}$$

Si on ne suppose plus le gradient de tension infini, mais de  $30\text{V}/\mu\text{s}$  correspondant à celui de notre système (figure 49), il faut donc augmenter l'amplitude de la tension.

$$V_{moy} = \frac{4}{T} \left( \int_0^{t_1} \frac{U \cdot t}{t_1} dt + \int_{t_1}^{\frac{T}{4}} U \cdot dt \right)$$

$$V_{moy} = U \left( 1 - \frac{2 \cdot t_1}{T} \right)$$

$$\text{avec } t_1 = \frac{10^{-6}}{30} U$$

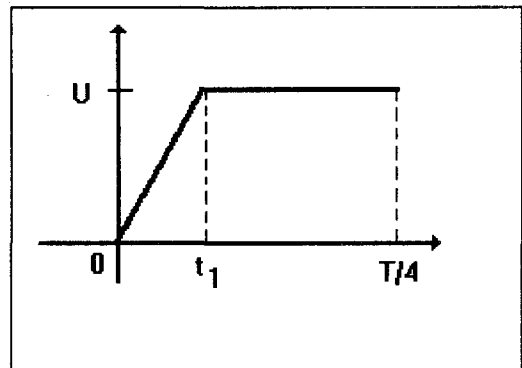


figure 49

Il existe deux solutions répondant à cette équation. Cependant une seule solution est intéressante :

$$U_1 = \frac{1 - \sqrt{1 - 4 \frac{V_{moy} \cdot f \cdot 10^{-6}}{15}}}{\frac{2 \cdot f \cdot 10^{-6}}{15}}$$

A 50 Hz, il n'y a aucun changement de l'amplitude de la tension pour une modification du temps de montée. L'amplitude à 50 Hz est de 17.64 V.

Cette méthode est applicable aux deux types de signaux M.L.I.

Pour des signaux M.L.I., tant que la période de récurrence des impulsions reste élevée vis-à-vis des temps de commutation autorisés par notre dispositif, et si l'on suppose que les flancs des impulsions sont identiques et linéaires à la montée et à la descente, la valeur moyenne du signal redressé reste inchangée. Lorsque le temps de commutation du signal M.L.I. dépasse l'intervalle minimal entre deux impulsions successives ou la largeur minimale d'une impulsion, la valeur moyenne du signal est modifiée engendrant alors une modification de l'induction crête désirée. Les figures "50.a" à "50.d" illustrent chacun de ces cas pour deux types de signaux et mettent en exergue les modifications des ondes de tension et d'induction.

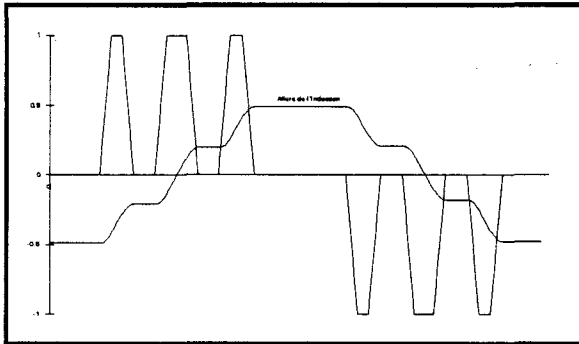


Figure 50.a

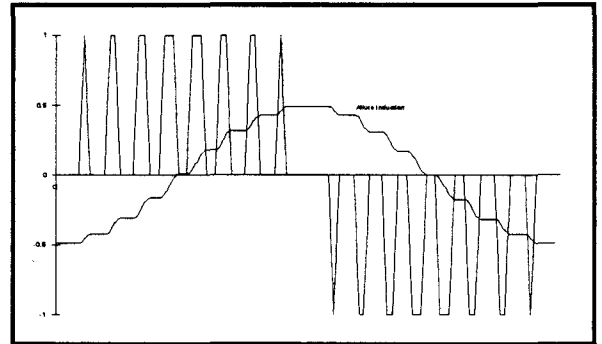


Figure 50.b

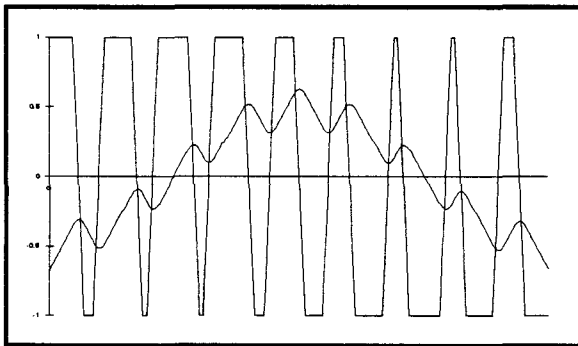


Figure 50.c

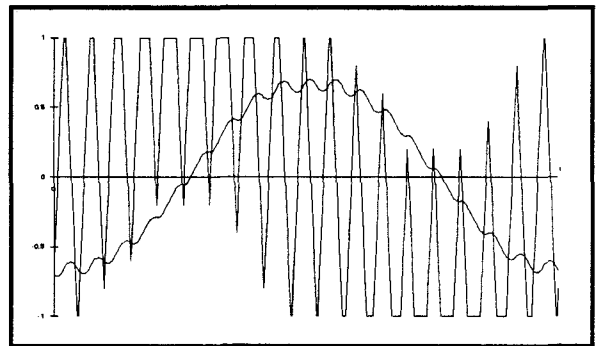


Figure 50.d

Les tableaux 3 et 4 résument les zones pour lesquelles les phénomènes énoncés ci-dessus peuvent survenir. Nous avons visualisé les limites pour les deux types de M.L.I. en fonction des extrémités de gamme de la fréquence fondamentale (50 Hz à 400 Hz).

Légende	Désignation
	Zone inaccessible à 400 Hz
	Zone inaccessible à 50 Hz

a) Tableau 3 : Pont complet

m→ ↓ r	4	6	8	10	12	14	16	20	30	40	50
0.1					■	■	■	■	■	■	■
0.2								■	■	■	■
0.3									■	■	■
0.4									■	■	■
0.5									■	■	■
0.6									■	■	■
0.7									■	■	■
0.8									■	■	■
0.9									■	■	■
1				■	■	■	■	■	■	■	■

b) Tableau 4 : Demi pont

m→ ↓ r	3	5	7	9	11	13	15	17	19	31	41	51
0.1											■	■
0.2											■	■
0.3											■	■
0.4											■	■
0.5											■	■
0.6										■	■	■
0.7									■	■	■	■
0.8						■	■	■	■	■	■	■
0.9			■	■	■	■	■	■	■	■	■	■

A la lecture de ces résultats, nous pouvons conclure que, pour une fréquence fondamentale inférieure ou égale à 400 Hz, la modification des limites d'investigation du système engendrée par le gradient de l'onde secondaire est pratiquement négligeable.

Après avoir effectué ces différents calculs, nous pouvons ainsi connaître les limites de la plage d'étude. Nous avons montré dans la première partie, la linéarité des pertes en fonction de la masse pour le cas d'un signal M.L.I. demi pont ou pont complet. En utilisant cette constatation, il est possible d'éloigner les limites d'étude trouvées pour le cas du pont complet. Cependant, la section du circuit magnétique ne doit pas être trop faible, sinon les mesures ne seraient pas très représentatives du matériau testé.

Suite à cette étude, nous avons choisi de limiter le champ d'expérimentation en onde M.L.I aux taux de modulation compris entre 0.3 et 0.9. Nous montrerons dans la deuxième partie du mémoire les résultats obtenus pour les deux valeurs extrêmes et une valeur intermédiaire de 0.6. La limite haute de l'indice de modulation sera fixée par les résultats expérimentaux.





### 2.1.6. Observation de la dynamique du cadre d'Epstein

Pour développer le dispositif de caractérisation, nous avons délibérément choisi de ne pas remettre en cause le cadre Epstein. Nous avons donc supposé qu'il était parfaitement adapté aux mesures que nous souhaitions faire. Il nous a néanmoins semblé intéressant, après avoir longuement utilisé notre dispositif, de quantifier, au moins par quelques relevés expérimentaux, l'impact de la dynamique du cadre Epstein sur les formes d'onde et les mesures de pertes.

Le cadre utilisé est initialement destiné à caractériser des matériaux magnétiques doux en régime sinusoïdal basse fréquence. Son schéma équivalent est similaire à celui du transformateur monophasé à vide. Le comportement d'un tel dispositif en moyenne fréquence ou en régime de commutation dure est assez nuancé par rapport aux régimes doux. Les effets capacitifs liés aux différents enroulements du cadre et aux couplages capacitifs fer-cuivre ne sont plus négligeables et induisent des oscillations lors des forts gradients de tension. Ces oscillations ne sont pas contrôlées dans notre dispositif et peuvent induire des pertes indésirables dans le matériau.

L'oscillation qui survient lors d'une commutation est un phénomène qu'il faut étudier avec beaucoup de soin. En effet, afin de prendre en compte les effets dus aux commutations, il est nécessaire de rajouter au schéma équivalent classique des capacités de couplage diverses et notamment une capacité parallèle en tête du schéma, ainsi qu'une capacité de couplage primaire secondaire comme le montre la figure 51 [60].

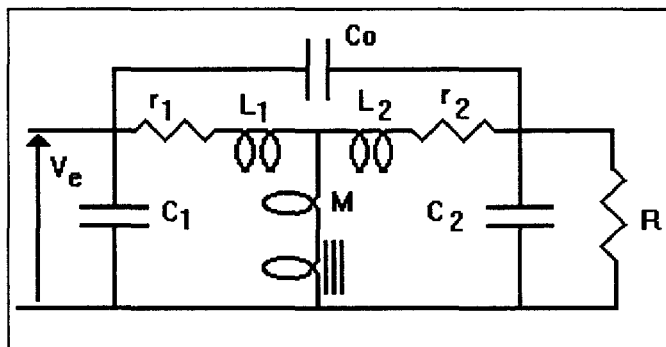


Figure 51

A ce stade, il n'est alors plus du tout certain que la tension secondaire et le courant primaire soient des images de l'induction et du champ relatifs au matériau sous test. Il devient alors délicat de déterminer si les résultats de caractérisations sont entachés ou non d'une erreur, dans la mesure où les grandeurs électriques mesurées sont incertaines. Nous n'avons actuellement aucune réponse à cette question et n'avons trouvé, à ce jour, aucune trace de travaux faisant état de ce problème. Nous avons toutefois tenu à en faire état, bien que nous l'ayons négligé dans le reste de cette discussion. Quelques relevés destinés à montrer les ordres de grandeurs des oscillations et les problèmes de précision susceptibles d'être engendrés lors des mesures, attestent de ces phénomènes.

Les essais suivants découlent de l'étude d'un signal M.L.I. type pont complet ( $m = 14$  ;  $r = 0.6$ ). Les formes d'ondes de la tension secondaire et du courant primaire mesurés pour une induction crête proche de 1.5 Tesla sont représentées par les figures 52 et 53.

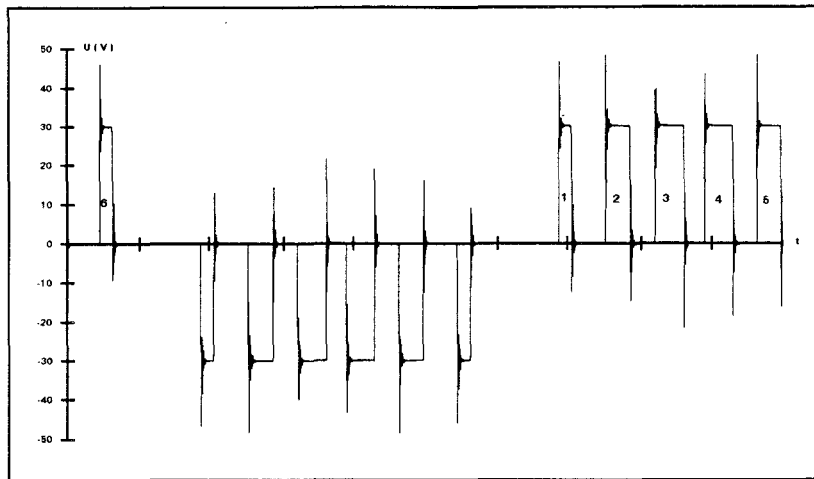


Figure 52

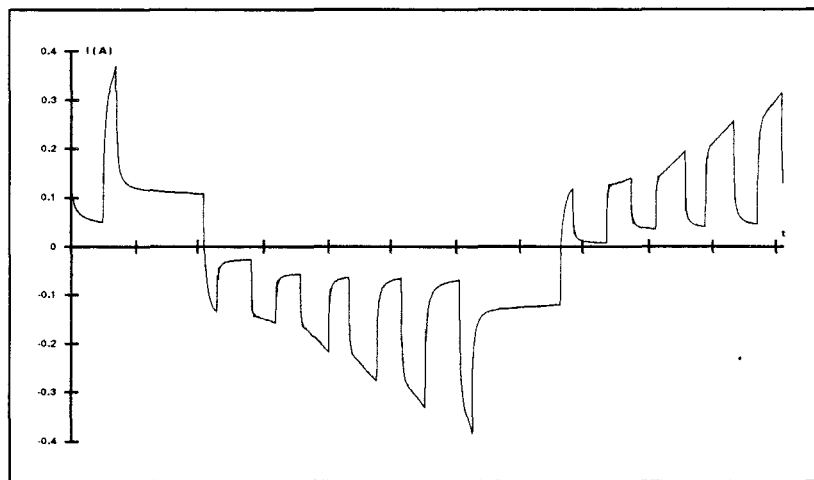


Figure 53

Les figures 54.a et 54.b montrent l'effet de l'asservissement sur l'amplitude et la pseudo fréquence des oscillations observées sur le même front de la même impulsion de l'onde étudiée.

avec asservissement

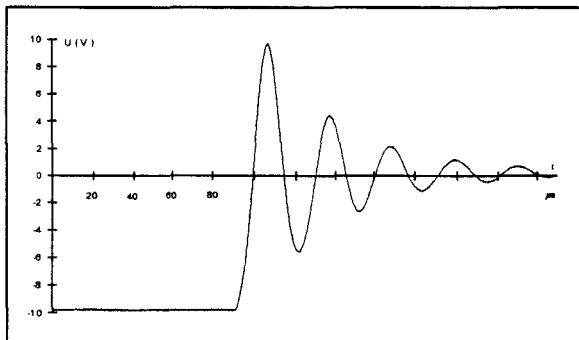


Figure 54.a

sans asservissement

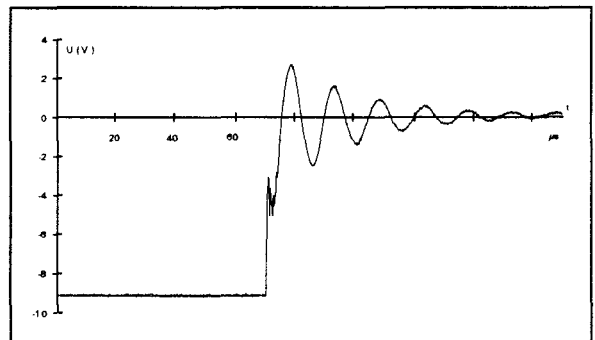
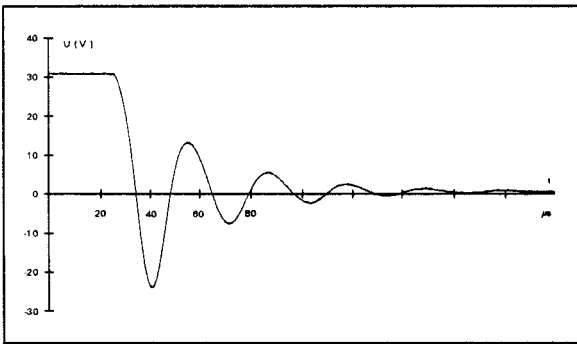


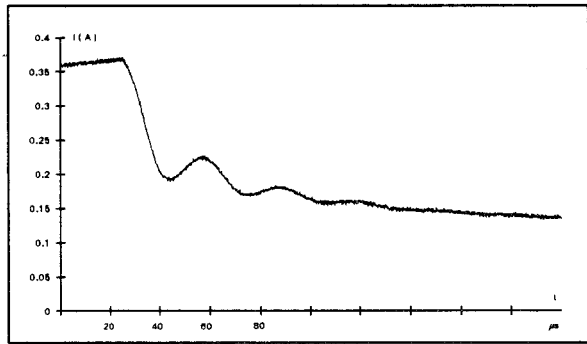
Figure 54.b

L'asservissement augmente la période et l'amplitude des oscillations, mais n'en modifie guère le nombre. L'augmentation de la période est défavorable au contrôle de l'onde lorsque l'indice de modulation est très élevé. Dans ces cas là, la durée de l'oscillation risque d'être majoritaire vis-à-vis de celle des impulsions les plus brèves. L'amplitude initiale des oscillations peut, si on néglige les effets capacitifs de tous ordres, modifier plus ou moins la valeur des pertes. Notons encore que la fréquence et l'amplitude des oscillations de tension semblent très peu tributaires de la valeur du courant lors de la commutation. Les relevés des figures 55 et 56 illustrent bien cette remarque. Elles sont issues d'enregistrements effectués sur les fronts descendants de la première et de la dernière impulsion d'une même demi-période des ondes précédemment citées. L'amplitude, ainsi que la période de ces oscillations, pourraient être réduites en augmentant encore la fréquence de coupure de l'asservissement, mais ceci nuirait alors à la précision de l'ensemble.

**Impulsion n° 6**

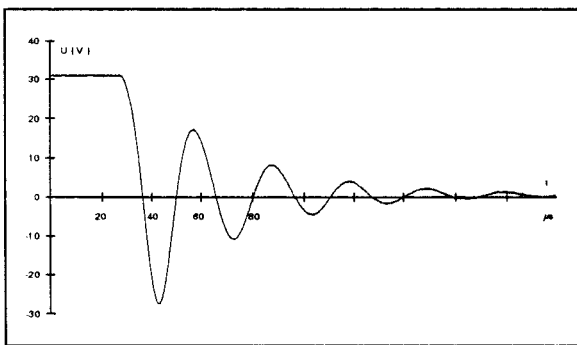


**Figure 55.a**

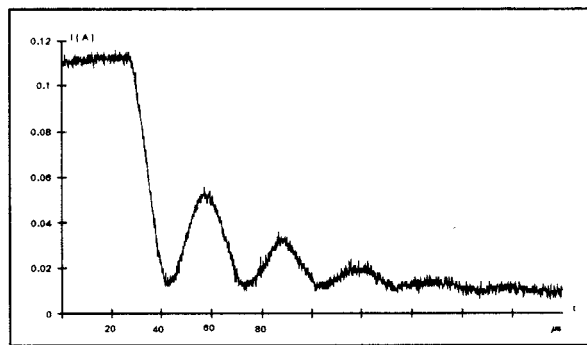


**Figure 55.b**

**Impulsion n° 1**



**Figure 56.a**



**Figure 56.b**

Il nous a enfin semblé intéressant de quantifier l'ordre de grandeur des pertes liées aux oscillations lors des phases de commutation par rapport aux pertes engendrées par la totalité de l'onde. Il est évident que ce genre de calcul devrait, pour amener une information quasi incontournable, être effectué sur différentes formes d'onde.

Le principal problème posé par cette mesure est lié à l'échantillonnage des signaux. La fréquence d'échantillonnage utilisée a une valeur de 100 kHz, la pseudo fréquence des oscillations avoisine les 32 kHz ce qui équivaut à 3 échantillons par période d'oscillation. Même si le théorème de Shannon est respecté, la précision de la mesure, pour la phase d'oscillation seule, est fortement affectée. Il est donc complètement illusoire d'espérer une précision acceptable sur l'énergie transportée pendant l'oscillation à partir d'une mesure effectuée sur une période complète.

Nous avons donc effectué des enregistrements plus fins uniquement sur des durées de l'ordre de grandeur des salves oscillantes. La fréquence d'échantillonnage a été multipliée par 200, soit 20 MHz. Ce test nécessite 24 enregistrements (12 impulsions). Les figures 57 et 58 mettent en exergue cette remarque.

### Fréquence d'échantillonnage = 100 kHz

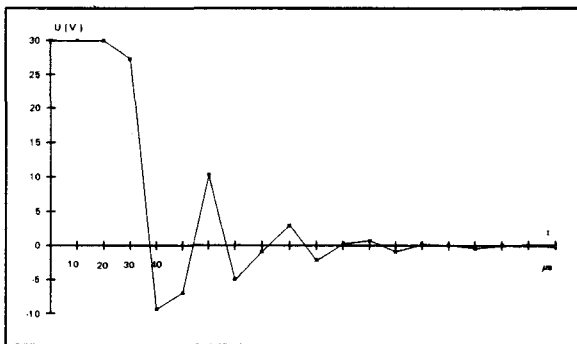


Figure 57.a

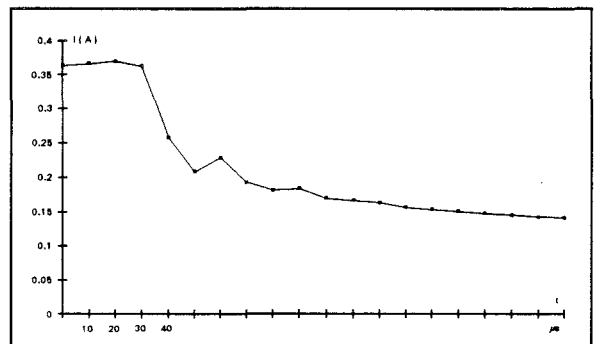


Figure 57.b

### Fréquence d'échantillonnage = 20 MHz

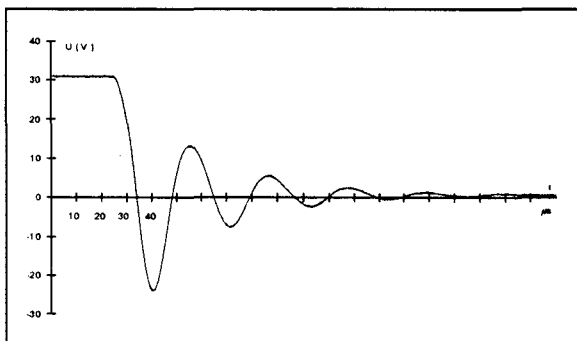


Figure 58.a

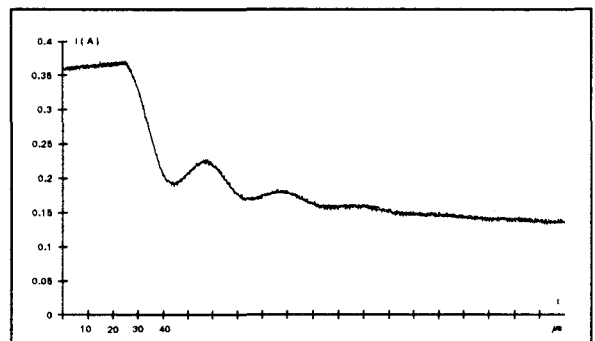


Figure 58.b

A partir de ces enregistrements, nous avons estimé l'erreur engendrée par les oscillations par rapport au cas idéal (temps de commutation nul). Il faut ici dissocier les deux types de commutations.

**a) Front montant des impulsions de tension**

Si le signal était idéal (figure 59.c), le courant suivrait alors une trajectoire plus ou moins exponentielle, selon le niveau de l'induction avant commutation (figures 59.a et 59.b). Cette trajectoire est délicate à identifier, et rend par conséquent l'estimation de l'écart avec le signal réel difficile.

Il serait éventuellement possible d'approcher cette trajectoire en "moyennant" le signal réel. Si l'on admet que le courant est bien l'image du champ magnétique, une étude approfondie de ce phénomène pourrait représenter un atout intéressant pour une meilleure définition du cadre Epstein. Compte tenu de l'incertitude de l'hypothèse émise ci-dessus et du temps nécessaire à identifier la trajectoire moyenne du courant lors de chaque front montant, nous n'avons pas estimé l'écart engendré sur les pertes associées à ce type de commutation.

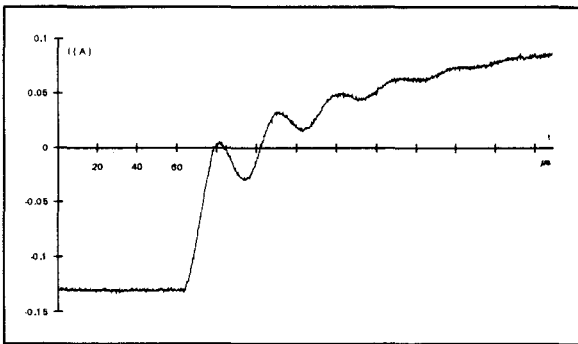


Figure 59.a

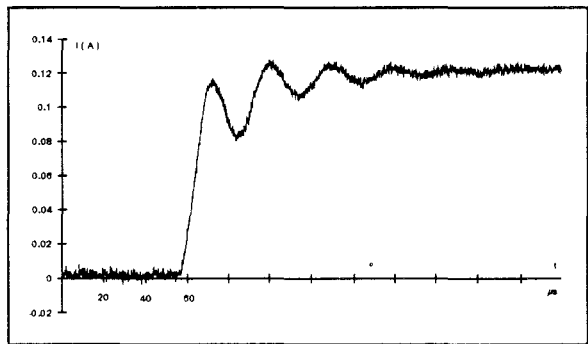


Figure 59.b

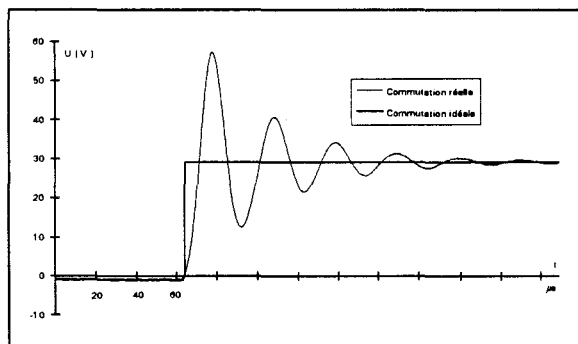


Figure 59.c

### **b) Front descendant des impulsions de tension**

Ce cas est plus simple à traiter dans la mesure où, si le signal était parfait à l'issue d'une commutation (figure 60.c), le niveau de tension, et par là même les pertes associées à la commutation, seraient nuls. Nous avons estimé les pertes occasionnées par les 12 fronts descendants de l'onde étudiée échantillonnée à 20 MHz (figures 60.a et 60.b). La valeur calculée est alors de 21.5 mW, soit 0.94 % des pertes totales obtenues avec une fréquence d'échantillonnage de 100 kHz.

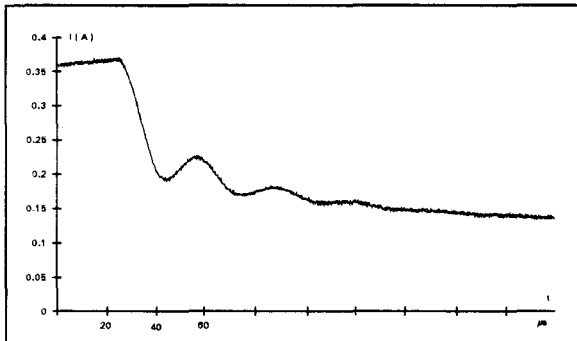


Figure 60.a

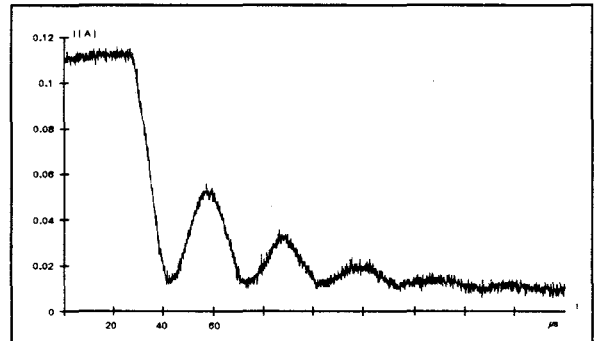


Figure 60.b

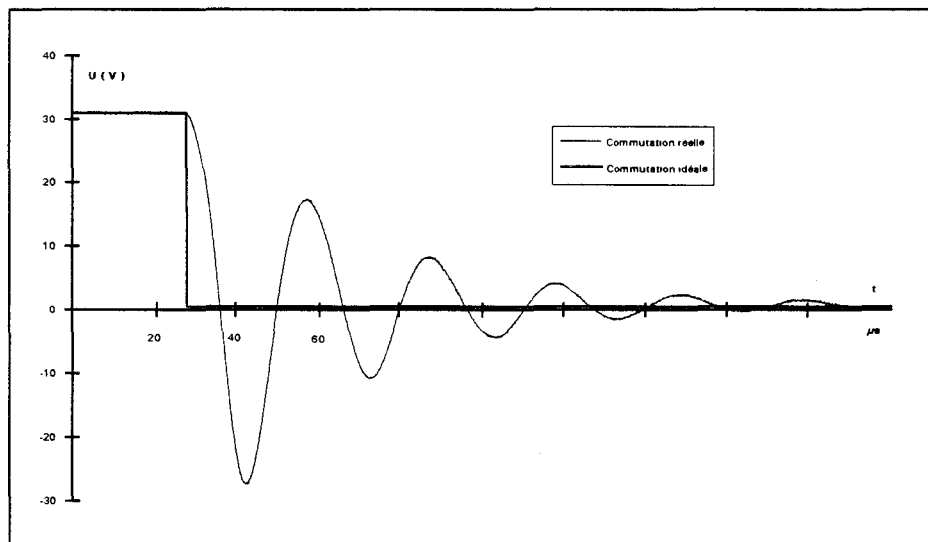


Figure 60.c

S'il s'avérait à l'avenir que les oscillations observées ne dussent pas être prises en compte pour le calcul des pertes et que l'allure du courant à la montée de tension puisse être obtenue par un "moyennage" plus ou moins sophistiqué, ces remarques permettraient de corriger la valeur des pertes.

Nous avons enfin comparé la valeur des pertes liées aux oscillations échantillonnées à 100 kHz par notre dispositif par simple effet "ZOOM" sur la durée des oscillations et la valeur obtenue par des enregistrements successifs à 20 MHz. L'écart obtenu sur la totalité des commutations d'une onde type pont complet ( $m = 14$  et  $r = 0.6$ ) est estimé à 0.29 %. Nous concluons donc que l'échantillonnage à 100 kHz reste un excellent choix tant que l'indice de modulation n'excède pas 20.

## 2.2. Essais de validation du dispositif

La validation d'un dispositif de mesures est une phase indispensable, dont la finalité est la crédibilité des résultats de mesures. Deux éventualités peuvent exister lorsqu'un appareillage de mesures est développé.

Si l'appareillage est déjà existant sur le marché, il répond dans la plupart des cas à des spécifications édictées par une norme ; il suffit alors, pour contrôler la validité du nouvel appareillage, de le soumettre aux tests prévus par la norme. (Notons en outre ici qu'une norme est toujours susceptible d'être modifiée, ce qui traduit bien son caractère non universel).

Si le dispositif est d'un type nouveau ou s'il offre des performances accrues par rapport à un modèle plus "rustique", il devient délicat d'affirmer que les résultats de mesure qu'il donne sont justes.

L'objectif principal du dispositif de caractérisation est de fournir une valeur de pertes massiques associées à un matériau soumis à excitation de forme donnée. C'est donc la valeur des pertes qu'il faut essentiellement valider. Le dispositif que nous avons développé doit non seulement fournir des résultats pour des régimes d'induction sinusoïdale mais également distordus (en particulier M.L.I.). A l'heure actuelle, la normalisation en régime sinusoïdal est, semble-t-il, suffisante pour des dispositifs "NON INFORMATISES". Dès que le support du dispositif de mesures est informatisé, aucune norme stricte ne précise le mode opératoire et les points essentiels à respecter pour espérer effectuer une mesure correcte. Nous avons déjà mentionné certains de ces points.

L'informatisation d'un système de caractérisation s'avère être indispensable, en particulier, si cet outil ouvre la porte à de nouvelles investigations sur le comportement des matériaux magnétiques doux. Une informatisation étendue et conviviale engendre tout naturellement des risques d'erreurs très importants, le plus souvent dûs à de simples détails "noyés" dans la masse parfois hermétique d'une procédure gigantesque. Nous avons pris soin de tester les outils informatiques utilisés indépendamment de toute mesure expérimentale. Cette étape était indispensable. En effet, ces outils informatiques ne sont en aucune façon des outils de mesure soumis aux normes en vigueur dans ce secteur d'activités.

La deuxième étape de cette validation est réalisée au niveau de la mesure en elle-même. Dans un premier temps, nous avons validé nos résultats expérimentaux en onde sinusoïdale en les comparant à ceux obtenus sur les mêmes échantillons caractérisés sur le dispositif de caractérisation industriel, utilisé au centre de recherches de la société UGINE S.A. à Isbergues. Les résultats sous ondes non sinusoïdales n'ont pas pu être validés de cette façon, puisqu'à notre connaissance, aucun dispositif industriel normalisé n'existe à l'heure actuelle. Nous nous contenterons dans la deuxième partie de ce mémoire de montrer la cohérence de l'ensemble des résultats sous onde M.L.I.

Dans les paragraphes suivants, nous relatons les essais de validation proprement dits, mais également, des essais de reproductibilité montrant les écarts de mesures obtenus pour un même matériau et pour la même forme d'onde dans une série d'essais. Nous montrons également la linéarité entre les pertes et la masse de matériau testé. Le nombre d'échantillons à tester simultanément est également un paramètre important (on sait que la compensation de flux de la mutuelle peut induire des erreurs liées au nombre d'éprouvettes sous test). Pour finir, nous montrerons l'influence du sens de découpage des échantillons sur les pertes.

### 2.2.1. Validation en régime sinusoïdal

La validation en régime sinusoïdal a été effectuée sur trois matériaux Fe-Si à grains non orientés, d'épaisseurs différentes, découpés dans le sens de laminage. Nous avons caractérisé ces matériaux à plusieurs fréquences. Les courbes fournies par la société UGINE S.A. représentent les pertes en W / kg. Afin de comparer les pertes obtenues sur les deux bancs, nous utilisons cette unité uniquement dans ce paragraphe. Les figures suivantes montrent l'évolution des pertes massiques en fonction de l'induction crête.

#### Épaisseur des trois échantillons

	Echantillon N°= 1	Echantillon N°= 2	Echantillon N°= 3
Épaisseur en mm	0.35	0.50	0.65

Les trois figures 61 à 63 regroupent les résultats de mesures effectuées sur les deux dispositifs de caractérisation. Les courbes repérées par le nom " Lille " sont relative à notre dispositif , celles obtenues sur le dispositif de la société UGINE S.A. sont notées " UGINE " .

#### Echantillon N°= 1

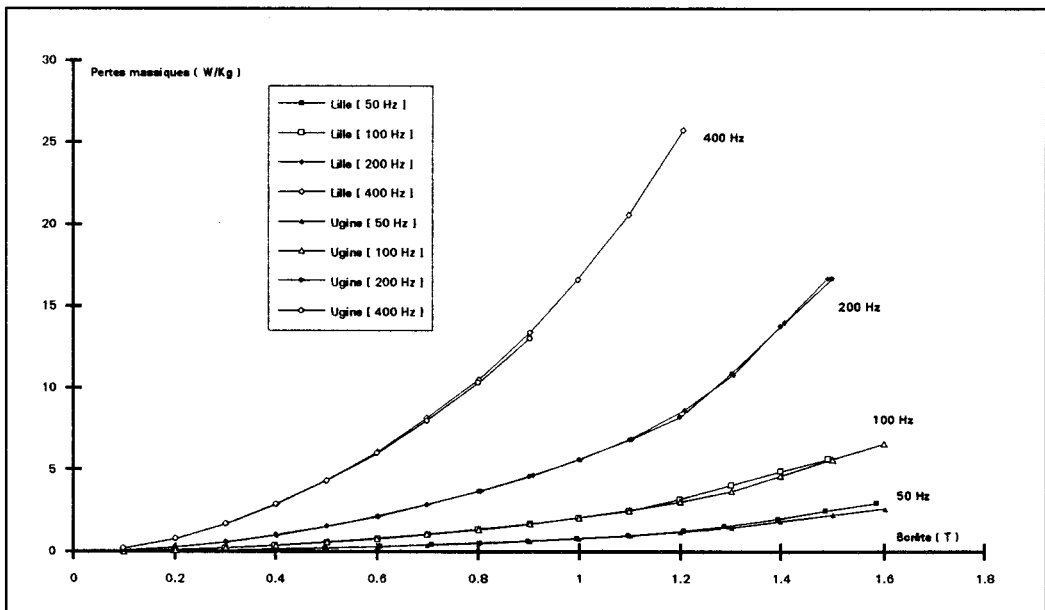


Figure 61



Echantillon N°= 2

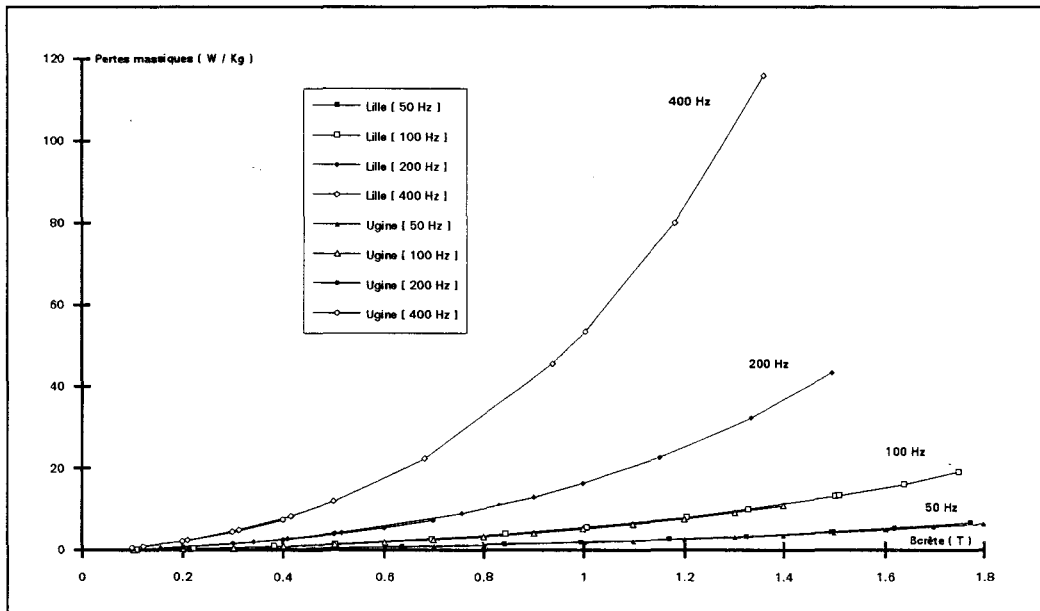


Figure 62

Echantillon N°= 3

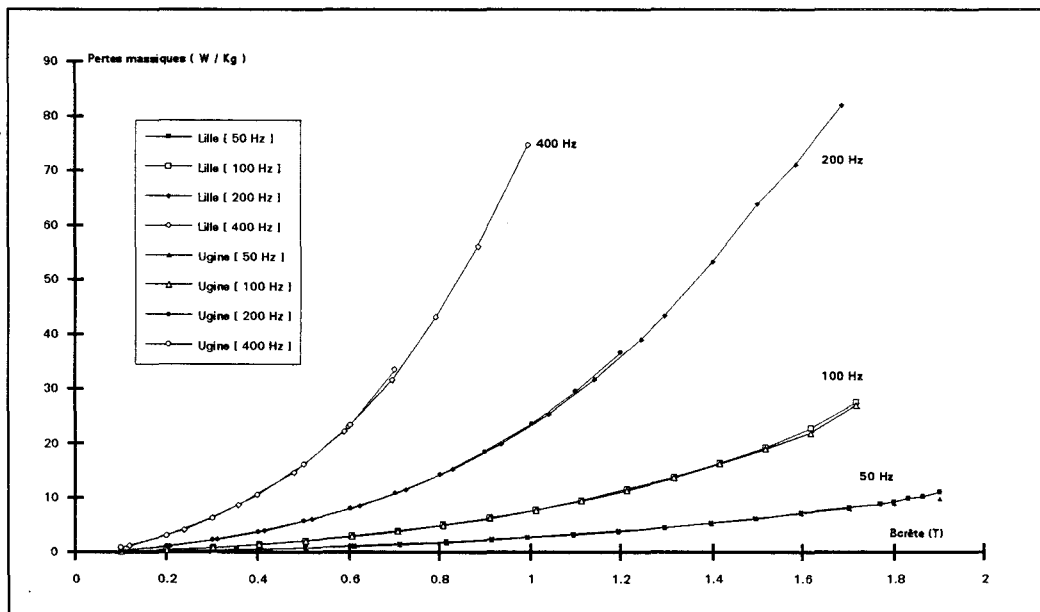


Figure 63

Ces trois séries d'essais totalisent environ 200 points de mesures. Elles ne représentent qu'une partie de tous les essais effectués. Nous avons choisi de ne montrer que les résultats de quelques-uns des matériaux testés. Au vu de la quantité d'essais comparatifs effectués, nous estimons que les performances de notre dispositif sont tout à fait conformes aux normes en régime sinusoïdal. Pour une induction crête fixée, les pertes fer en fonction de la fréquence augmentent. Ce résultat était connu [61].

### 2.2.2. Essais de reproductibilité

La reproductibilité d'un test est une qualité très importante pour un dispositif de mesures. Elle montre la capacité du dispositif de mesures à ne pas influencer aléatoirement les conditions du test, donc les résultats de caractérisation. Une reproductibilité bien contrôlée ne laisse de place qu'aux erreurs systématiques du dispositif de mesures. Elle permet donc de montrer sa fiabilité.

La reproductibilité des tests a été contrôlée en régime sinusoïdal et en régime M.L.I. pour un seul type de matériau. Le matériau N° 2 a été choisi arbitrairement pour ces essais. Le cadre a été chargé avec seize éprouvettes découpées dans le sens longitudinal représentant une masse totale de 562.7 g. Les échantillons ont été numérotés, leurs extrémités et leurs faces repérées. Ils sont installés, à chaque essai, dans le même ordre d'empilement suivant la même progression, ainsi que le montre la figure 64. Le positionnement des tôles se fait manuellement, la surface de recouvrement des tôles peut donc varier légèrement d'un essai à l'autre.

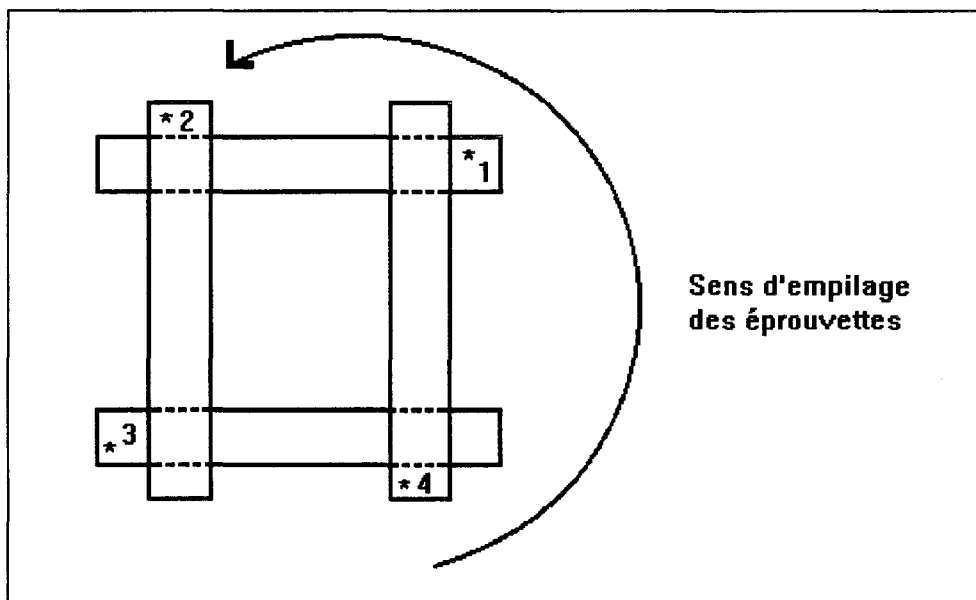


Figure 64

La procédure de test est décrite ci dessous:

- Etat initial:
- 0) Mise hors tension du dispositif - Cadre Epstein déchargé.
  - 1) Mise en place des échantillons en respectant leur sens ( extrémités et faces ) et leur emplacement dans le cadre.
  - 2) Mise sous tension des différents modules du dispositif. ( générateur, amplificateur, calculateur ....)
  - 3) Fermeture de l'interrupteur de liaison amplificateur - cadre.
  - 4) Désaimantation du matériau.
  - 5) Détermination des caractéristiques du matériau.

- 6) Mise hors tension de tous les modules du banc de mesures.
- 7) Ouverture de l'interrupteur primaire
- 8) Décharge du cadre.
- 9) Retour du matériau à la température ambiante ( délai d'une heure entre deux caractérisations )

### 2.2.2.1. Essais en régime sinusoïdal

Nous avons effectué huit essais. Les six premiers sont identiques et ont été réalisés en suivant la procédure décrite précédemment. Le septième est obtenu en effectuant une mesure directement après l'essai précédent, sans arrêter l'amplificateur de puissance qui alimente le cadre Epstein et sans attendre le refroidissement de l'ensemble électromagnétique. Le huitième essai est effectué sans désaimantation. L'induction rémanente est obtenue par ouverture du circuit d'alimentation du cadre sous tension.

Les figures 65 et 66 montrent une très bonne reproductibilité du test jusqu'à 1.7 T. Au-delà de cette valeur, l'instabilité de l'asservissement engendre une dispersion d'environ 5% de la valeur des pertes par rapport à la valeur moyenne de tous les essais. La dispersion sur le champ crête est négligeable au-dessous de 1.7 T et de l'ordre de 2.5% au-delà.

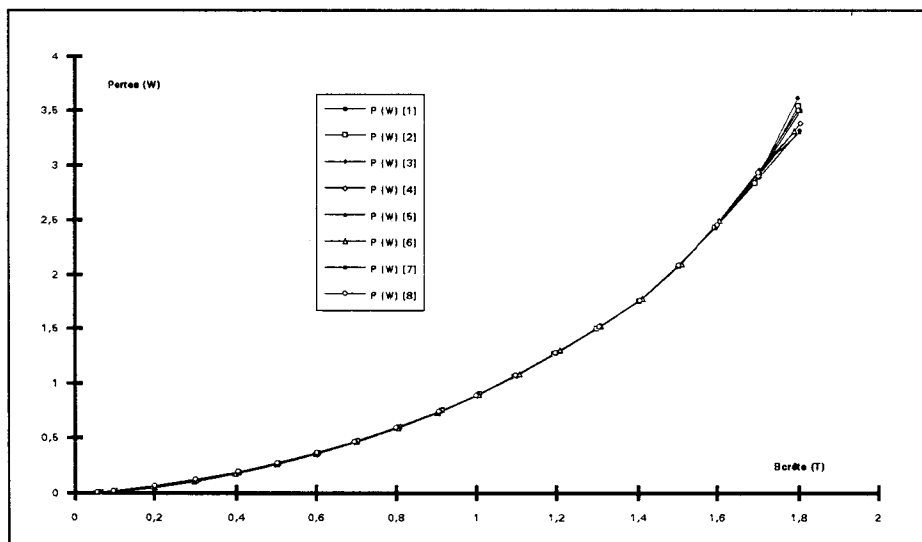


Figure 65

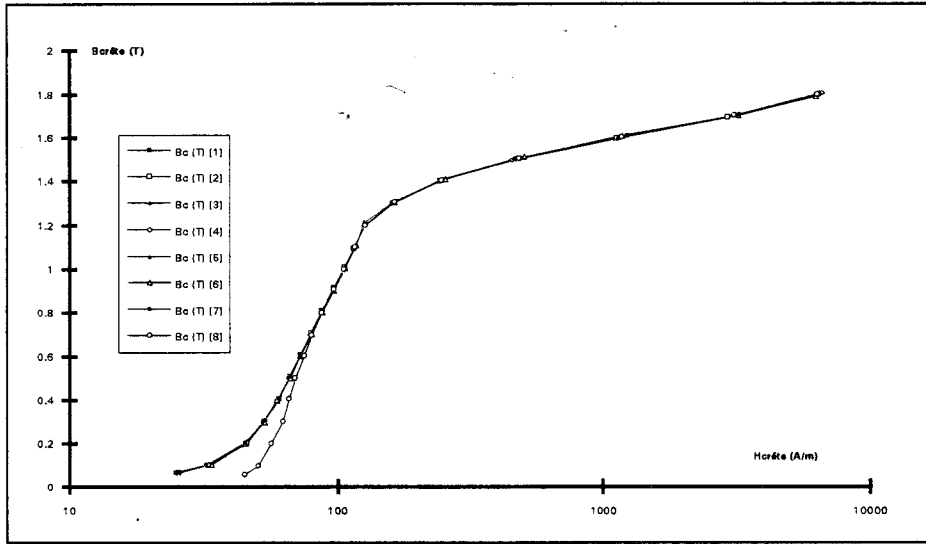


Figure 66

Les figures 67 et 68 montrent, en basse induction, les écarts de caractérisation engendrés par l'absence de désaimantation. L'amplitude de ces écarts ne peut être retenue comme caractéristique, en effet, la valeur de l'induction rémanente est difficilement contrôlable et dépend fortement des conditions dans lesquelles le matériau se trouvait lorsque le champ a été annulé. Cependant, celle-ci modifie le comportement du matériau à basse induction.

Afin de bien visualiser les phénomènes, nous n'avons tracé les courbes que jusqu'à l'induction de 1 T, puisqu'au-delà de cette valeur, les allures de ces deux relevés sont identiques quelles que soient les conditions initiales. La différence sur les pertes est relativement faible, mais celle obtenue sur la courbe  $B_{crête}$  ( $H_{crête}$ ) est plus marquée.

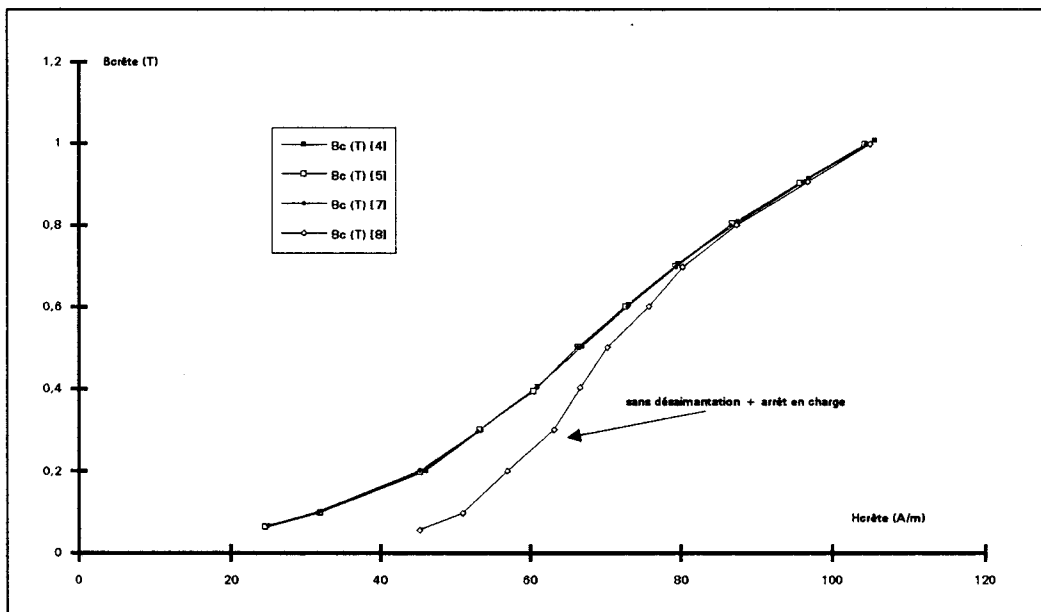


Figure 67

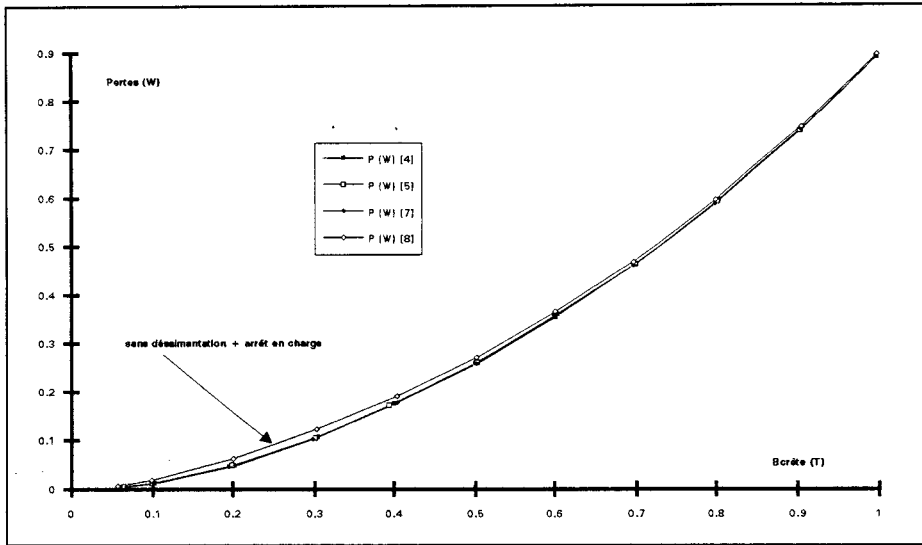


Figure 68

A titre indicatif, nous avons récapitulé, dans le tableau ci-dessous, la fourchette moyenne de dispersion pour quelques valeurs d'induction crête avec et sans désaimantation.

Induction crête	avec désaimantation	avec induction rémanente essai [8]
0.5T	0.3%	4.63%
1T	0.11%	0.56%
1.5T	0.2%	0.2%
1.7T	0.7%	1%

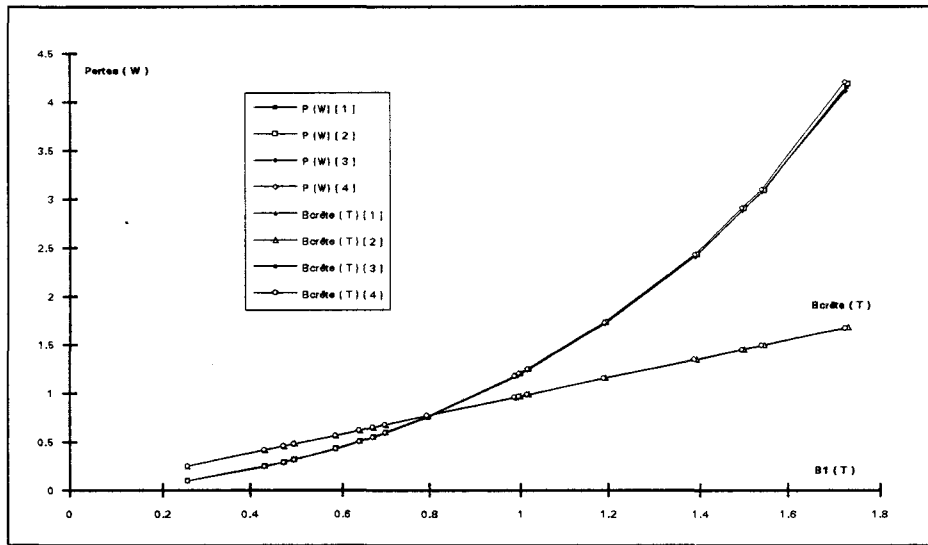
### 2.2.2.2. Essais en régime M.L.I.

Nous présentons ici quelques-uns des essais de reproductibilité en régime M.L.I.. Les figures 69 à 71 regroupent les résultats de mesures des pertes et de l'induction crête en fonction de l'induction fondamentale  $B_1$  pour trois types de découpage M.L.I..

La reproductibilité en régime de tension M.L.I. est très satisfaisante. Le taux de dispersion le plus élevé est de 0.12% ce qui est remarquable. Nous n'avons pas testé la reproductibilité du montage sans avoir préalablement désaimanté le matériau. En effet, à la vue des résultats en régime sinusoïdal, cette procédure est obligatoire.

Nous récapitulons dans un tableau les valeurs de dispersion extrêmes relevées sur les essais présentés. Notons que les essais regroupés ici sont ceux qui présentent les écarts maximaux à la moyenne. La linéarité de l'induction crête en fonction de l'induction fondamentale est un facteur révélateur du bon fonctionnement de l'asservissement. Rappelons que dans ces essais, c'est l'induction fondamentale qui est imposée.

**a) M.L.I. pont complet [ m = 10 et r = 0.6 ]**



**Figure 69**

<b>Induction fondamentale</b>	<b>Dispersion (%)</b>
0.5 T	0.01
1 T	0.03
1.5 T	0.07
1.7 T	0.12

b) M.L.I. type "demi pont" avec indice de modulation impair [  $m = 9$  et  $r = 0.6$  ]

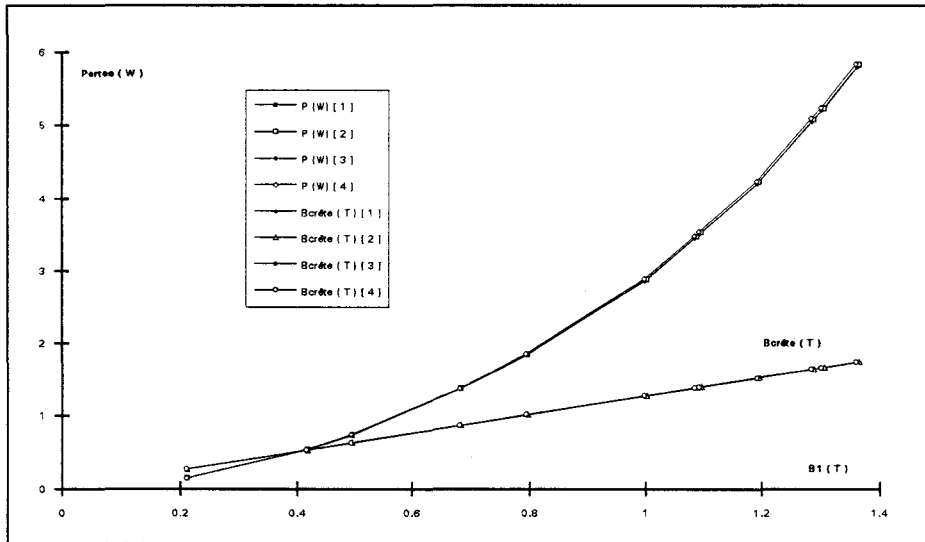


Figure 70

c) M.L.I. type "demi pont" avec indice de modulation pair [  $m = 10$  et  $r = 0.6$  ]

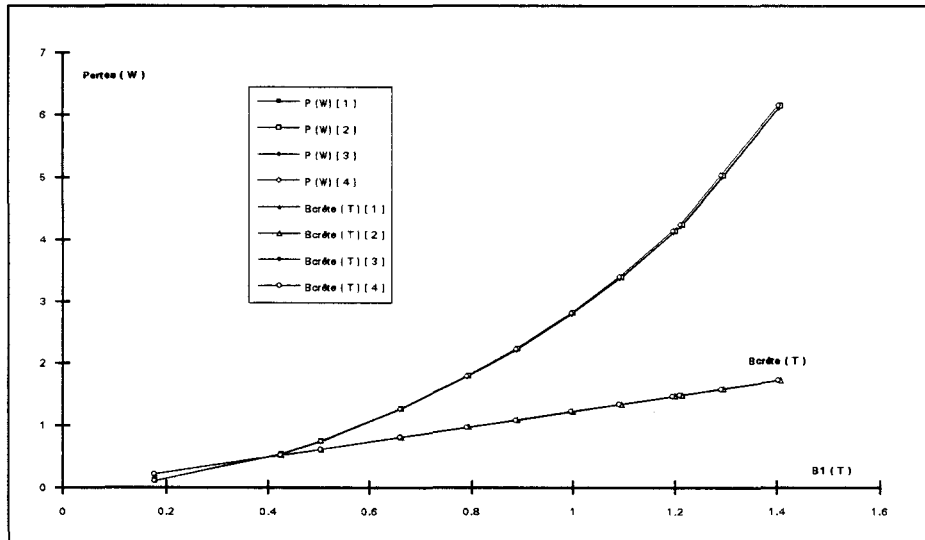


Figure 71

Induction fondamentale	Dispersion indice impair( %)	Dispersion indice pair( %)
0.5 T	0.03	0.02
1 T	0.04	0.04
1.4 T	0.08	0.09

### 2.2.3. Contrôle de l'invariance des pertes massiques

La masse du matériau testé est également un paramètre à contrôler puisque la caractéristique d'un matériau est, entre autres, représentée par ses pertes massiques.

Pour pouvoir caractériser un matériau dans la même gamme d'inductions et dans une bande de fréquences donnée, il devient indispensable, lorsque la tension de sortie maximale de l'amplificateur est atteinte, de réduire la section du circuit magnétique pour les essais d'extrémité de gammes ( $B_{max}$ ,  $f_{max}$ ). La réduction de la section du circuit magnétique est obtenue en diminuant le nombre d'éprouvettes à tester.

Nous vérifions et présentons ici l'invariance des pertes massiques en fonction du nombre d'éprouvettes dans le cadre ( 8 ou 16 bandes ) pour deux régimes sinusoïdaux représentés figures 72 (50Hz) et 73 (400 Hz), puis pour deux régimes M.L.I. (figures 74 et 75). La linéarité des pertes en fonction de la masse est connue en régime d'induction sinusoïdale [39]. A notre connaissance, aucun résultat montrant cette observation en régime de tension M.L.I. n'a été publié.

#### 2.2.3.1. Régime d'induction sinusoïdale

**Fréquence = 50 Hz**

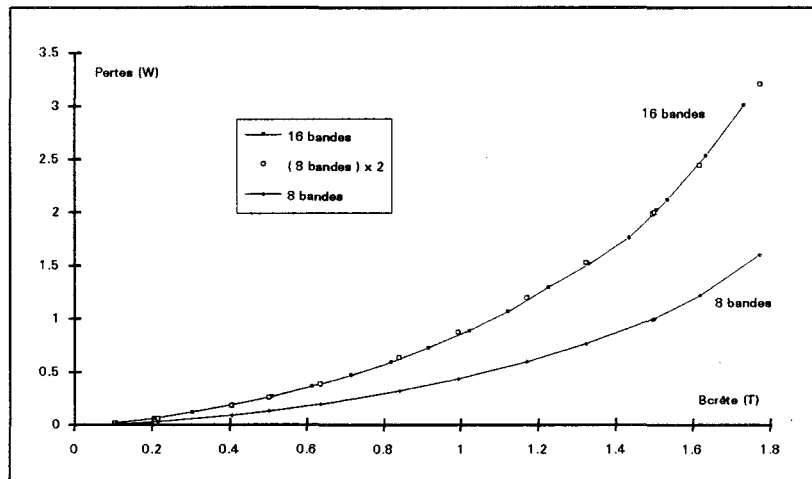


Figure 72

**Fréquence = 400 Hz**

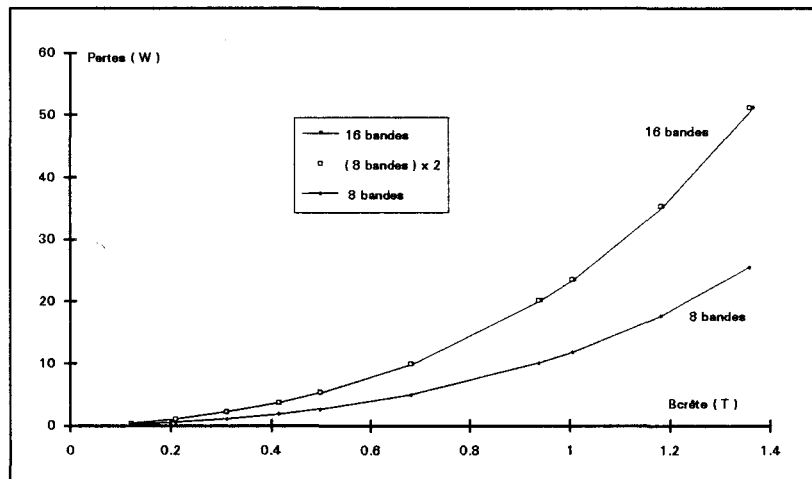


Figure 73



2.2.3.2. Régime de tension M.L.I.

Nous avons montré que la linéarité des pertes en fonction de la masse est vérifiée en régime de tension M.L.I. quelle que soit la fréquence fondamentale comprise entre 50 Hz et 400 Hz, et le type de forme d'onde. Nous avons effectué des essais sous tension M.L.I. "pont complet" et "demi-pont". La condition de linéarité est toujours vérifiée. Afin d'illustrer ces propos, observons deux exemples en "pont complet" avec des indices de modulation différents.

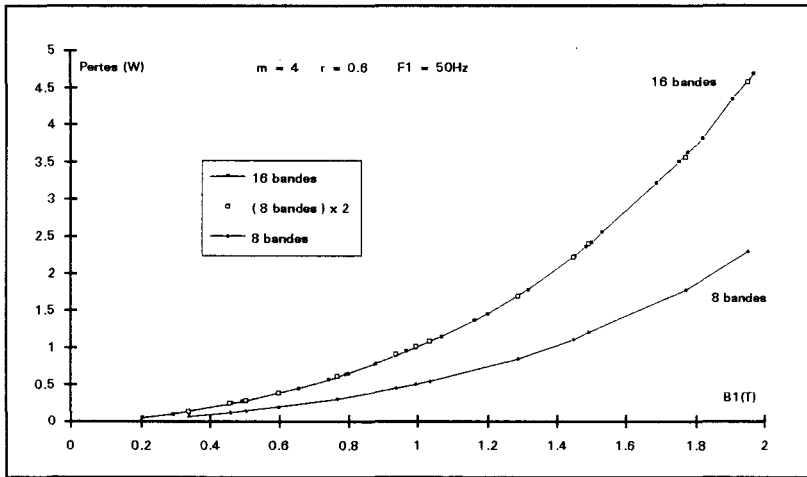


Figure 74

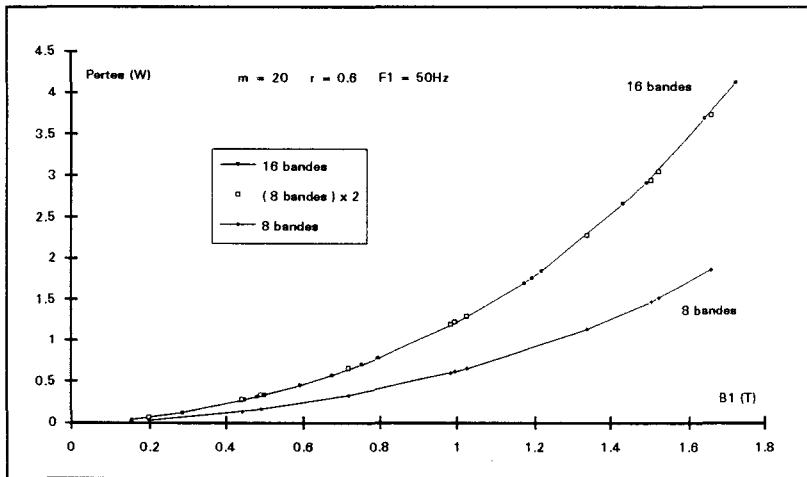


Figure 75

### 2.2.4. Sens de découpage

Le sens de découpage de la tôle est un paramètre important pour la caractérisation. Le comportement d'un matériau varie selon l'orientation du champ magnétique par rapport au sens de laminage [62]. A priori, ce paramètre n'entre pas en compte dans le dispositif directement. Mais, la norme de mesures en régime sinusoïdal spécifie de charger le cadre avec la moitié des éprouvettes découpées dans le sens "long" et l'autre moitié dans le sens "travers".

Nous avons vérifié pour les trois matériaux que notre dispositif respecte bien les comportements supposés par la norme [63]. Nous présentons ci dessous, les résultats obtenus (figures 76 et 77) sur le matériau N° 2 en sens "long", "travers", et en mélangeant moitié sens "long" et moitié sens "travers".

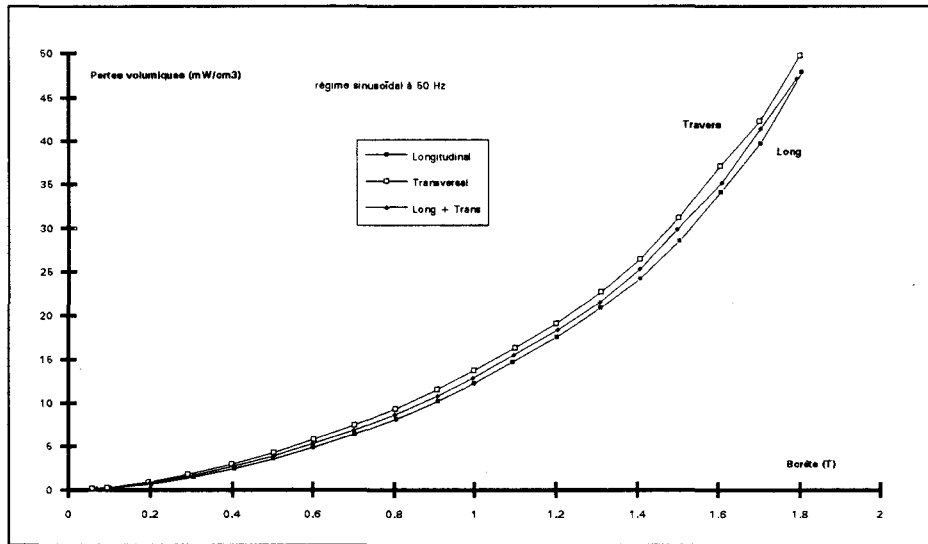


Figure 76

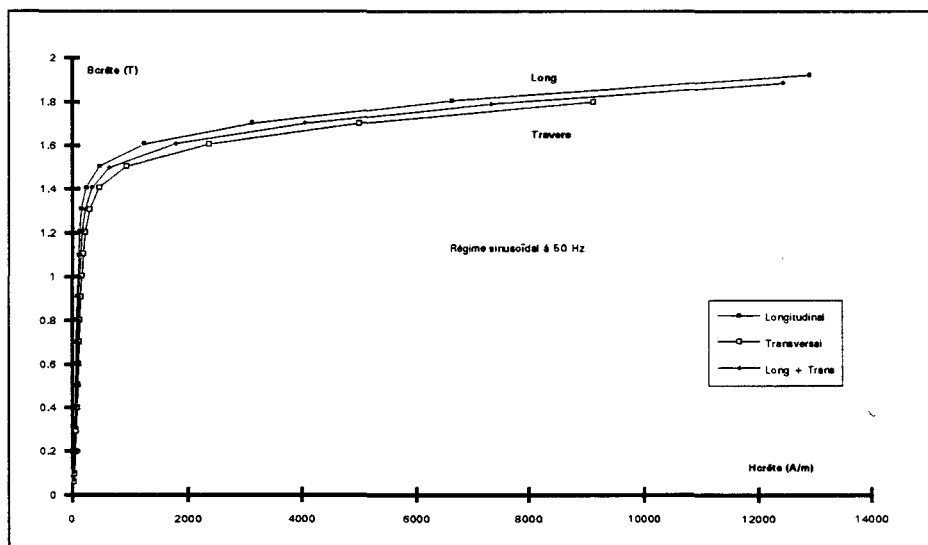


Figure 77

Les caractéristiques trouvées pour les deux sens de découpage sont différentes. Le cas le plus favorable est le sens longitudinal, ce qui était prévisible. On peut remarquer que les caractéristiques obtenues en mélangeant à moitié les deux sens sont à peu près équivalentes aux caractéristiques obtenues en moyennant les courbes trouvées pour les deux sens. Les résultats obtenus selon le critère de mélange en parts égales d'éprouvettes découpées dans le sens "long" et "trans" sont en parfait accord avec la norme [63]. Cependant, nous allons montrer que des phénomènes visibles avec le sens longitudinal ne le sont plus en transversal [64] [65].

En effet, lors de ces essais, il est apparu pour des inductions de l'ordre de 1 Tesla, un phénomène que nous avons baptisé phénomène de double extremum. Le paragraphe suivant relate les diverses observations liées à ce phénomène.

### 2.2.5. Phénomène de double extremum

L'apparition de deux extrema sur le courant n'est pas visible pour tous les matériaux testés et dépend du sens de coupe, de la structure de la tôle et peut-être du revêtement. Afin de mieux cerner ce phénomène, nous n'avons plus mélangé les deux sens de découpe comme l'indique la norme de mesures en régime d'induction sinusoïdale pour cadre Epstein [63].

#### a) Observation du phénomène

Au cours de l'étude de l'influence du sens de découpage sur les pertes en régime d'induction sinusoïdale, nous avons visualisé une allure du courant avec deux extrema. Avant d'en tirer des conclusions physiques, nous nous sommes attachés à savoir si ce phénomène n'était pas dû à une mauvaise mesure du courant, à un filtrage mal adapté ou à tout autre problème technique.

La figure 78 montre les deux extrema du courant pour le matériau N° 2 sens longitudinal. Ce phénomène se retrouve tout naturellement sur le cycle ( figure 79 ).

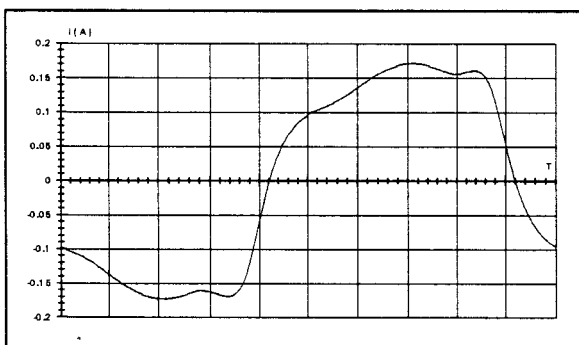


Figure 78

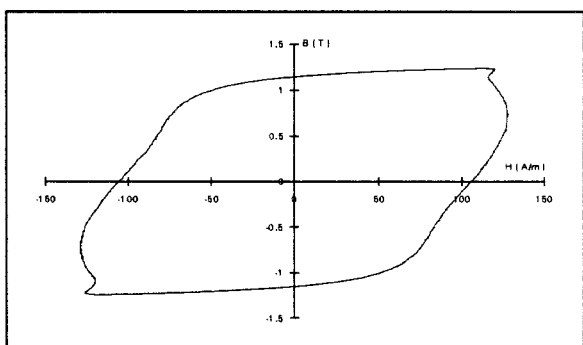


Figure 79

## b) Etude sur différents matériaux

Ce phénomène reste visible avec et sans filtrage, que l'on mesure le courant avec la sonde à effet Hall ou avec un shunt. Nous tenons à signaler que le mot filtrage signifie dans notre cas, réduction du bruit numérique [66]. En effet, le bruit que l'on visualise sur les formes d'onde est dû à l'échantillonnage de l'oscilloscope numérique. Ce bruit étant un signal haute fréquence, apériodique, il suffit d'adapter un filtre passe-bas ou d'utiliser une fonction de "moyennage" pour l'éliminer. En conclusion, ce traitement n'affecte pas les mesures, mais améliore très sensiblement le graphisme des courbes [67].

Afin de ne pas suspecter le banc de mesures, nous avons testé différents matériaux magnétiques Fe-Si à grains non orientés, afin de montrer que ce phénomène dépend uniquement du matériau magnétique à tester.

Les matériaux testés sont les suivants :

Matériaux	Epaisseur	Revêtement
N° 2	0.5 mm	oui
N° 3	0.65 mm	oui
N° 4	0.65 mm	non
N° 5	0.35 mm	non

Pour ces quatre échantillons, nous disposons de 16 bandes transversales et 16 bandes longitudinales. Tous les essais ont été effectués sur 16 bandes.

Le phénomène de double extremum est apparu sur trois des quatre matériaux testés et uniquement dans le sens longitudinal. L'apparition du deuxième extremum est décelable lorsque l'induction crête avoisine 1 Tesla (figure 80). Pour des inductions supérieures, ce deuxième extremum se confond avec le premier pour donner naissance au pic de saturation [68] [69].

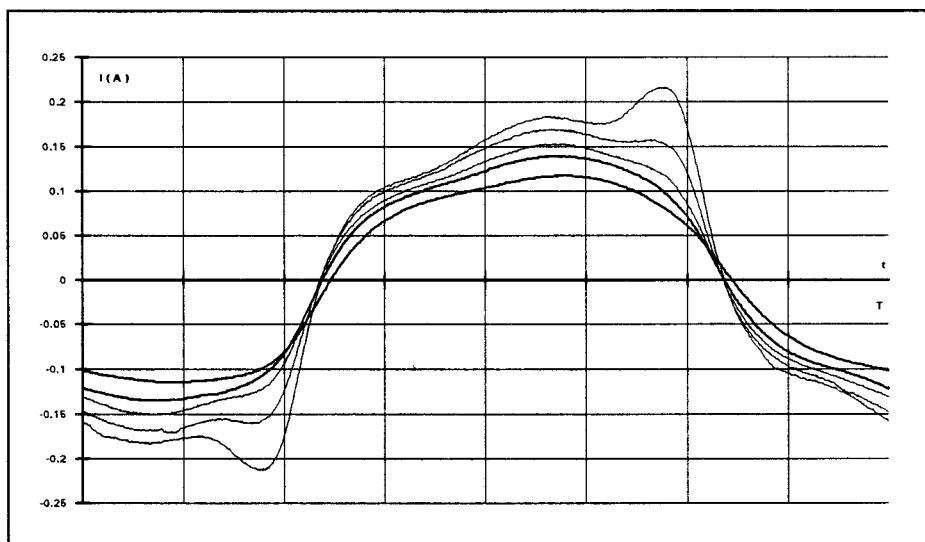


Figure 80

Afin de mettre en évidence cette observation, nous avons indiqué par les figures 81 à 84, l'allure du courant et du cycle d'hystérésis, pour un même matériau testé pour les deux sens de découpe.

### Longitudinal

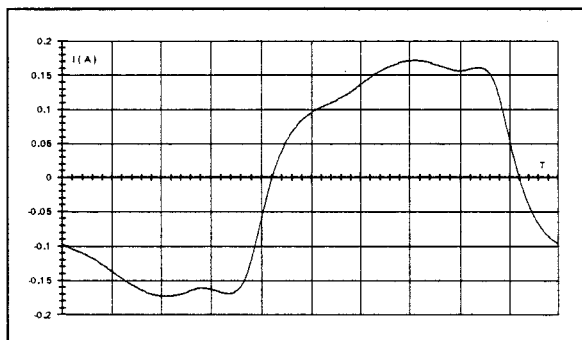


Figure 81

### Transversal

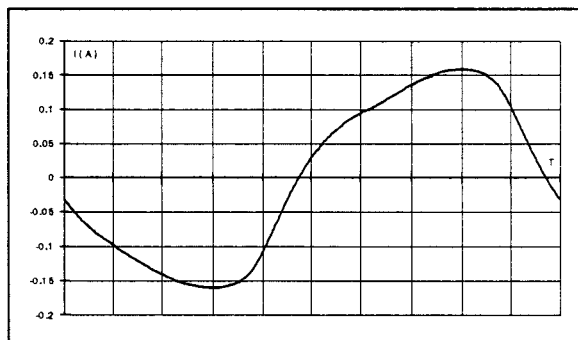


Figure 82

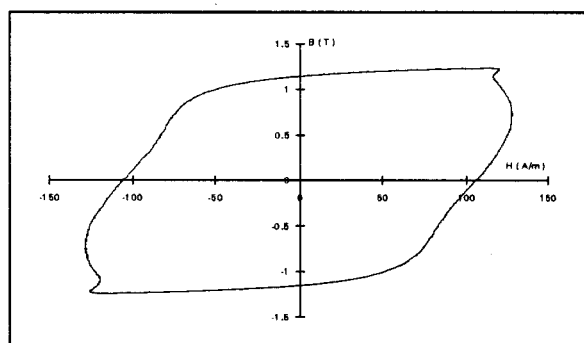


Figure 83

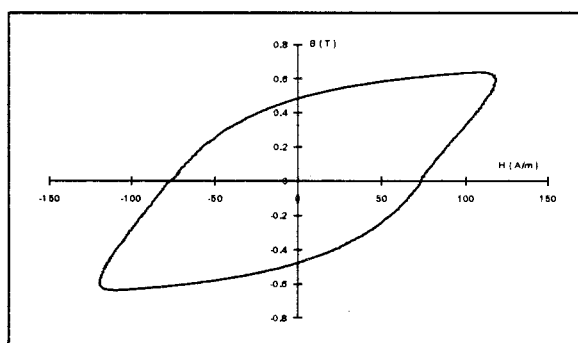


Figure 84

Nous avons ensuite testé les trois matériaux pour lesquels ce phénomène était visible, en mélangeant 8 bandes transversales et 8 bandes longitudinales. Cette disposition respecte alors la norme de mesures sur cadre Epstein [63]. Le phénomène de double extremum n'est alors plus visible. Nous avons également testé les trois matériaux en sens longitudinal en régime sinusoïdal à des fréquences comprises entre 50 Hz et 400 Hz. Le phénomène de double extremum reste visible. En régime de tension M.L.I., ce phénomène n'est pas facilement décelable, mais sous régime d'induction harmonique, mélange d'une induction fondamentale et d'un harmonique trois déphasé [70], ce phénomène est visible.

Un autre paramètre intervenant dans cette étude est l'épaisseur du matériau. En effet, parmi les quatre matériaux testés, le phénomène est invisible uniquement pour le matériau d'épaisseur 0.35mm. A première vue, le phénomène est légèrement différent selon que le matériau est ou non revêtu. Une nouvelle étude mettant en parallèle l'analyse de l'isolant [71] [72] par des caractéristiques électriques (grandeur diélectrique) et l'observation de ce phénomène serait intéressante [73].

Notre but n'est pas d'expliquer ce phénomène, mais de fournir un contre exemple, dans lequel le respect de la norme qui stipule le mélange des deux sens de découpe engendre une restriction des phénomènes visibles. Au vu des résultats de cette étude, il existe des phénomènes très distincts suivant le sens de découpage de la tôle. Nous n'avons donc pas mélangé les deux sens de découpage pour les essais sous tension M.L.I. présentés dans la deuxième partie.



## Partie 2 : Caractérisations en régime d'induction complexe

Cette deuxième partie regroupe les résultats d'essais expérimentaux que nous avons menés sur trois matériaux à grains non-orientés déjà utilisés en régime sinusoïdal pour la validation du banc de mesures. L'objet des pages qui suivent, n'est pas de caractériser une série de matériaux mais de tenter de montrer comment les paramètres des ondes M.L.I. affectent les performances de matériaux connus choisis dans une gamme commerciale classique. Le but est donc bien de couvrir un spectre de matériaux assez large afin de montrer l'impact des ondes M.L.I., et non pas celui des matériaux, sur les caractéristiques obtenues sous des régimes sinusoïdaux.

Il existe une multitude de procédés pour réaliser une onde de type M.L.I.. Nous nous sommes limités à des ondes M.L.I. de type "sinus - triangle" générées par des onduleurs [74] de type pont complet ( **PC** ) et demi-pont ( **DP** ). Tous les essais sont paramétrés par l'indice et le taux de modulation des ondes. (cf. annexe 1)

Comme nous l'avons explicité dans l'introduction de ce mémoire, nous avons choisi l'induction fondamentale comme variable de consigne de nos caractérisations [75]. De plus, nous avons rappelé les difficultés qu'engendre une onde M.L.I. pour la caractérisation. En effet, tous les paramètres issus de calculs intégraux sur une forme d'onde M.L.I. sont proportionnels en raison de la forme impulsionnelle particulière de l'onde. L'induction crête, le gradient de l'induction, l'induction fondamentale sont des grandeurs proportionnelles à l'amplitude des impulsions de tension. Il est par conséquent dangereux de choisir de façon aléatoire, parmi ces grandeurs, un paramètre de référence pour caractériser le comportement d'un matériau. Ce paramètre pourrait parfaitement remplir son rôle pour une onde M.L.I. mais s'avérer n'avoir aucune signification pour une onde complexe de forme très différente. C'est pourquoi nous présentons des résultats relatifs à tous ces paramètres qui pourraient être considérés comme caractéristiques pour l'onde M.L.I., mais également des résultats paramétrés par l'induction fondamentale, seul paramètre commun à tout type d'onde. Pour des signaux M.L.I., l'induction crête est rigoureusement proportionnelle à l'induction fondamentale mais n'est pas caractéristique de la forme d'onde.

Notons ici que la concordance des résultats expérimentaux et prédéterminés théoriquement, qualifie surtout la qualité du signal de tension produit par notre générateur. En effet, tous les résultats relatifs à l'induction sont obtenus par calcul et non pas par mesure. Seule la tension est mesurée. Les sources d'écart entre les résultats théoriques et expérimentaux ne peuvent donc provenir que de la distorsion de la tension secondaire par rapport au signal de consigne. Nous négligeons dans ce cas, les erreurs de mesure minimales engendrées par l'acquisition.

Nous montrons tout d'abord l'influence des paramètres caractéristiques de l'onde M.L.I. sur les pertes [76]. Nous vérifions à l'issue de chaque caractérisation la cohérence des caractéristiques de l'induction (gradient et valeur crête).

Nous nous intéressons ensuite au comportement fondamental des matériaux afin, d'une part, de quantifier l'impact de la modulation sur les paramètres fondamentaux mesurés sous induction sinusoïdale et d'autre part, d'estimer la part de puissance portée par les harmoniques. Nous entendons par comportement fondamental l'ensemble des paramètres spectraux relatifs à la fréquence fondamentale.

Suite à cette étude, nous présentons un compte rendu complet de caractérisation harmonique afin de montrer la localisation des principaux harmoniques de pertes et les spectres caractéristiques.

A l'aide de ces résultats, nous montrons comment il est possible de synthétiser des signaux constitués des principaux harmoniques contenus dans une onde M.L.I. réelle. Nous présentons une caractérisation obtenue sous excitation de synthèse afin d'en estimer les écarts par rapport à l'excitation M.L.I. réelle.

Nous présentons enfin une étude plus découplée de la caractérisation M.L.I. proprement dite, puisqu'elle montre l'influence que peut avoir la position d'une impulsion au sein d'une séquence complète, sur certains paramètres caractéristiques.



## **1. INFLUENCE DES PARAMETRES DE L'ONDE M.L.I. SUR LES PERTES**

Les caractéristiques suivantes sont relatives au même matériau (N° 2). Notons que les tendances observées sur le matériau présenté ici, ont été confirmées sur les deux autres matériaux testés. Nous comparerons les caractéristiques des trois matériaux à l'issue de chaque caractérisation.

Pour chaque cas présenté, (Pont Complet et Demi Pont) en fonction de l'induction fondamentale, nous montrons l'effet des variations des paramètres de la modulation sur les pertes globales, l'induction crête, et sur le gradient de l'induction. Rappelons ici que le gradient de l'induction est proportionnel à l'amplitude des impulsions M.L.I. L'induction  $B_1$  est réglée par l'intermédiaire de la tension crête  $U_c$

Ce chapitre est destiné à montrer comment, pour une induction fondamentale fixée, l'indice ( $m$ ) et le taux ( $r$ ) de modulation d'une onde M.L.I. influencent les pertes dans un matériau magnétique. Ces résultats sont bien évidemment à nuancer puisque l'angle de calage de l'onde de référence est susceptible de les modifier quelque peu. Nous avons délibérément choisi de ne pas étudier l'impact de ce dernier paramètre. Nous avons estimé, sans réellement l'avoir vérifié, que, du moins pour les indices de modulation assez élevés, il ne modifiait pas les tendances de comportement globales des différents matériaux testés. Ce choix a été guidé uniquement par le temps nécessaire à effectuer une étude complète. Les seuls essais présentés représentent environ 4500 points de mesures différents. Il aurait été inconcevable au cours de ce travail de multiplier ce nombre par autant d'angles de calages différents. Une telle étude pourrait se révéler intéressante pour les signaux à faible indice de modulation car [74] alors le calage influence sensiblement sur le contenu harmonique de la tension. Les angles de calage choisis pour cette étude sont précisés dans l'annexe 1 dédiée à la M.L.I.

Toutes les caractérisations présentées ici ont été effectuées à une fréquence fondamentale de 50 Hz. La gamme d'étude a été limitée à des indices compris entre 3 et 20 et des taux choisis entre 0.3 et 0.9.

### **Remarque préliminaire : comment caractériser une onde M.L.I.?**

Si l'indice et le taux de modulation décrivent bien une onde de tension M.L.I., ils ne permettent pas de décrire de façon explicite la forme d'onde de l'induction associée à la séquence M.L.I. Nous expliquons dans les lignes qui suivent pourquoi il est tentant, dans le cas d'une onde M.L.I., de décrire la forme d'onde de l'induction par son gradient ( $dB/dt$ ) et sa valeur crête ( $B_c$ ).

Décrire une onde d'induction par un gradient unique n'est justifiable que si l'onde ne subit que des variations linéaires identiques entre deux extrêmes. Ce paramètre serait par conséquent complètement inadapté pour une onde M.L.I. multi-niveaux [77] [78], c'est le cas d'une phase de machine tournante triphasée couplée en étoile alimentée par un onduleur de tension. Le choix de la valeur crête comme paramètre caractéristique, n'a de signification que si l'onde présente une symétrie centrale par rapport à sa demi-période. Nous verrons que ce choix peut être fortement controversé pour certains types d'onde.

Considérons le cas d'une onde de tension M.L.I. mono-niveau de type DP à indice de modulation impair. Elle est représentée par une succession d'impulsions d'amplitude identique. Durant chaque impulsion, l'induction évolue de façon linéaire entre une valeur initiale imposée par les impulsions précédentes et une valeur finale fixée par l'amplitude et la largeur de l'impulsion présente.

L'évolution globale de l'induction au cours d'une demi-période ne dépend que de l'amplitude de la tension  $U_c$  et du rapport de la somme des largeurs des impulsions positives ( $\Delta T^+$ ) à celle des impulsions négatives ( $\Delta T^-$ ). La figure 85 montre que la variation totale  $\Delta B$  de l'induction au cours d'une demi-période avec une onde à impulsions multiples est identique à celle obtenue avec une onde à deux impulsions par demi-période dont les largeurs seraient égales à  $\Delta T^+ = \sum \tau_i^+$  et  $\Delta T^- = \sum \tau_i^-$ . Il est bien sûr évident qu'une telle onde n'engendrerait pas les mêmes pertes au sein du matériau. Cette transposition illustre simplement le fait que les variations de l'induction peuvent être décrites uniquement à partir des termes  $\Delta T^+$  et  $\Delta T^-$ . L'évolution de ces deux paramètres et du  $(dB/dt)$  en fonction de l'indice et du taux de modulation permet de déterminer l'induction crête.

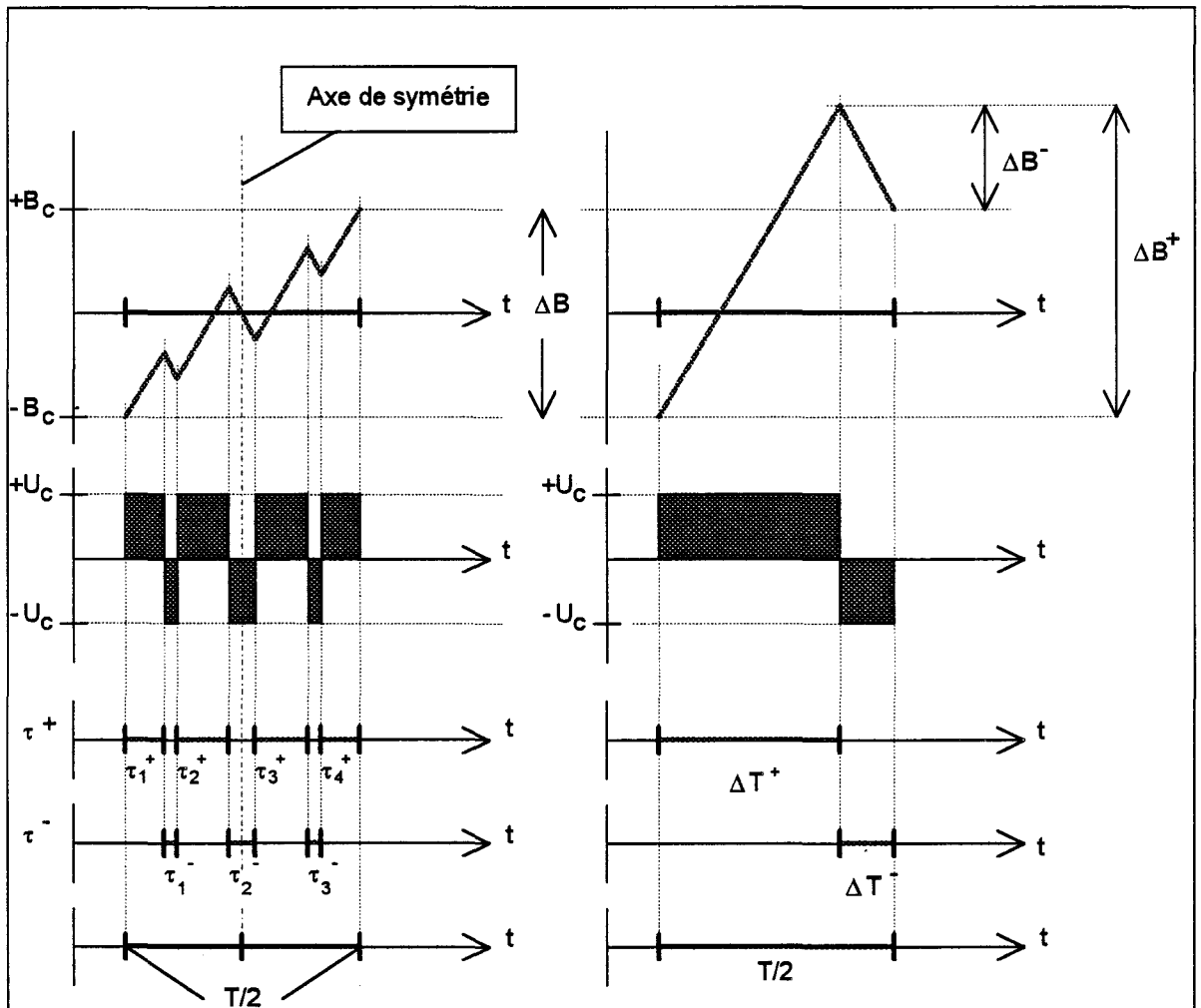


figure 85

Avant de présenter la caractérisation proprement dite, il nous a semblé intéressant de préciser à nouveau l'impact du gradient d'induction sur les pertes dans un matériau soumis à des variations d'induction linéaires. Ce paramètre a fait l'objet de nombreuses publications internationales [79] à [85]. A titre d'exemple, nous présentons les résultats obtenus sur le matériau qui servira de support aux caractérisations M.L.I. suivantes. Nous avons imposé à ce matériau une induction trapézoïdale dont la valeur du gradient est progressivement augmentée (figure 86).

## Influence des paramètres de l'onde M.L.I. sur les pertes

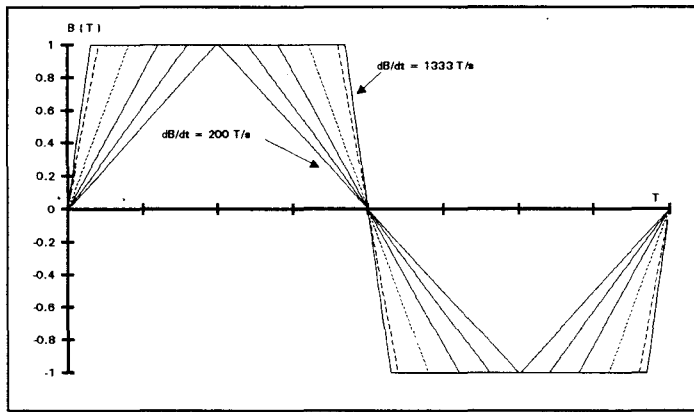


Figure 86

L'augmentation du gradient est obtenue par élévation de l'amplitude de la tension secondaire. L'induction crête est maintenue égale à 1 T pour tous les essais. L'augmentation de l'amplitude des impulsions de tension est donc conjointe à leur rétrécissement (figure 87).

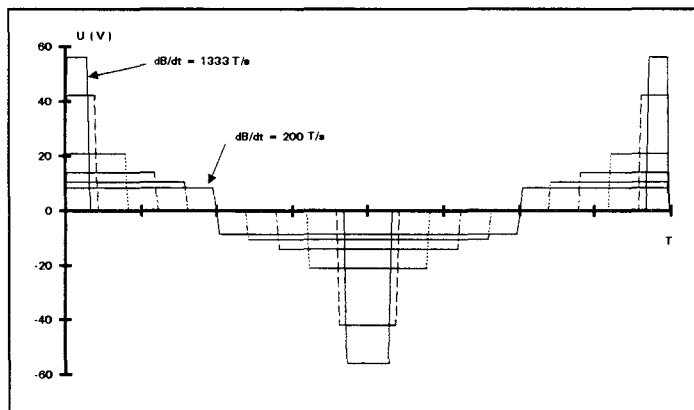


Figure 87

Le dispositif autorise une tension maximale de 80 V, mais nous avons limité l'amplitude de tension à 60 V afin que le régulateur puisse contrôler l'onde correctement.

La figure 88 illustre l'évolution linéaire des pertes en fonction du gradient de l'induction. A  $B_{\text{crête}}$  constant,  $B_1$  augmente beaucoup avec  $dB/dt$  quand celui-ci est faible. Si l'induction fondamentale augmente avec les pertes, elle n'est pas le seul paramètre qui justifie cette augmentation. Nous montrerons par la suite que certains harmoniques sont fortement impliqués dans ce phénomène.

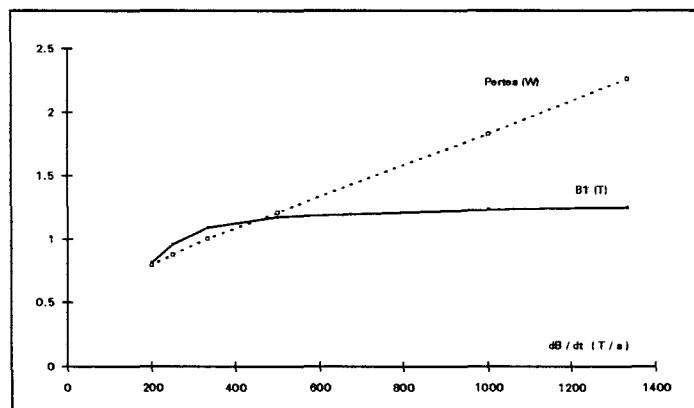


Figure 88

### 1.1. Caractérisation en régime d'induction du type "Pont Complet"

Au cours des différents essais, à fréquence fondamentale fixe (50Hz), nous n'observons plus de variation des caractéristiques de pertes dès que l'indice de modulation est supérieur ou égal à 20, quel que soit le taux de modulation. C'est pourquoi, nous limiterons l'étude à  $m = 20$ . De plus, l'écart existant entre les courbes de pertes  $P(m = 14)$  et  $P(m = 20)$  est très faible, cette différence n'est pas visible sur le tracé et se situe, en valeur absolue, au voisinage de l'erreur de mesure. Cette observation va tout à fait dans le sens des limitations de notre dispositif puisque nous n'avions pas envisagé d'étudier d'ondes dont l'indice serait supérieur à 20.

#### 1.1.1. Caractéristiques expérimentales

Les résultats expérimentaux suivants (figures 89 à 91) montrent l'évolution des pertes, de l'induction crête et du gradient d'induction en fonction de  $B_1$  pour diverses valeurs de l'indice de modulation. Le taux de modulation est maintenu constant.

$r = 0.3$

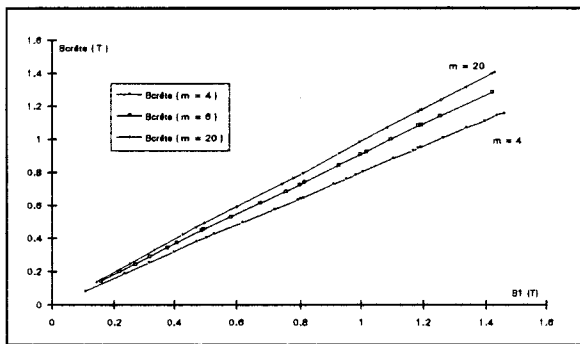


Figure 89.a

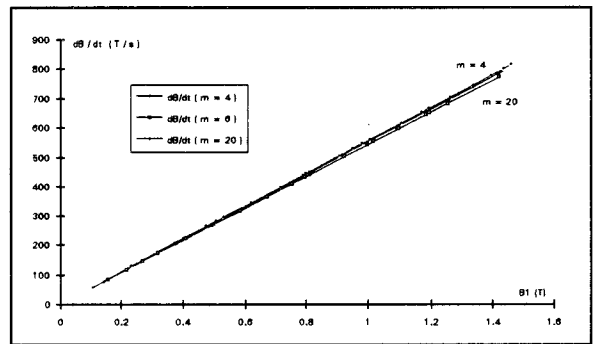


Figure 89.b

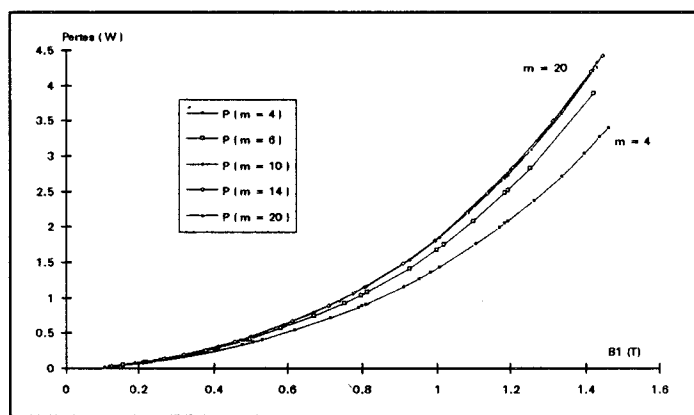


Figure 89.c

$r = 0.6$

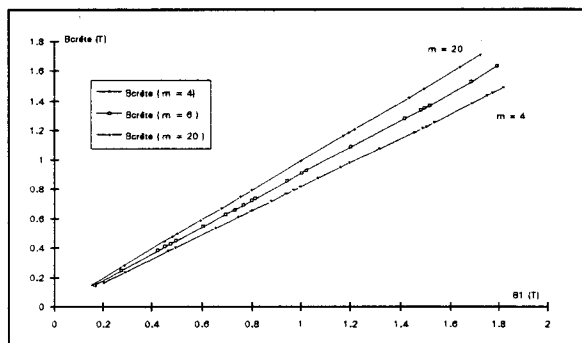


Figure 90.a

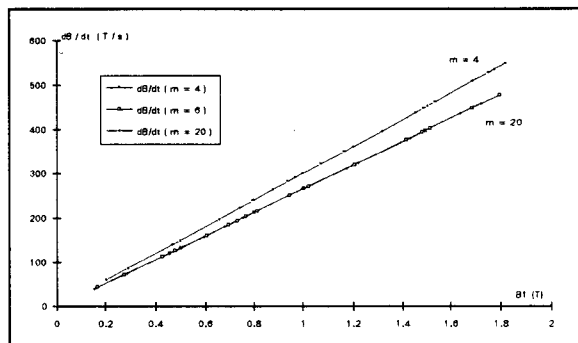


Figure 90.b

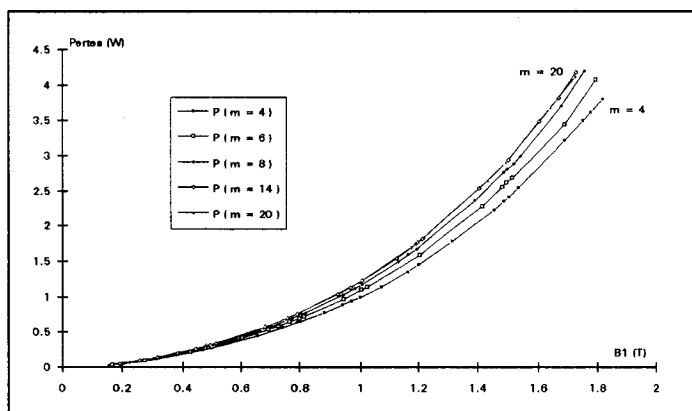


Figure 90.c

$r = 0.9$

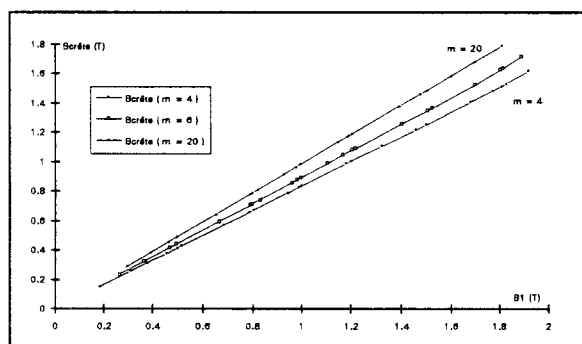


Figure 91.a

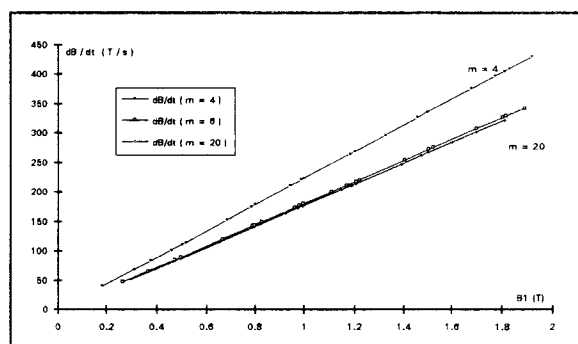


Figure 91.b

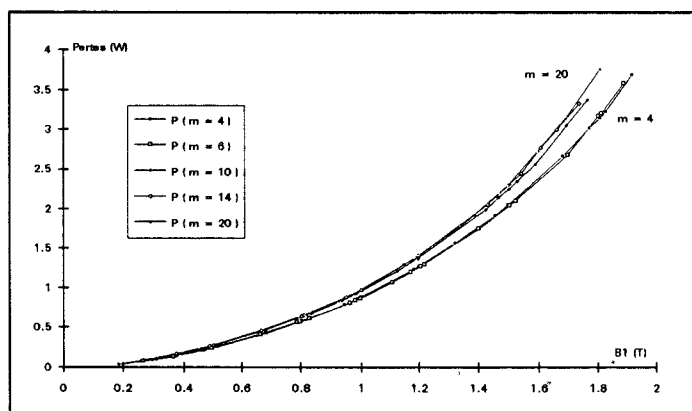


Figure 91.c

La linéarité de l'induction crête et celle du gradient d'induction sont, en fonction de  $B_1$ , correctement vérifiées et confirment bien les performances de l'asservissement. Comme nous l'avons déjà expliqué, cette linéarité est essentiellement liée à la forme des signaux M.L.I. et plus précisément au fait que les impulsions présentent un maximum constant pendant toute leur durée. Si l'asservissement n'avait pas rempli son rôle, la distorsion des impulsions aurait engendré des écarts de linéarité sur les différents paramètres précités.

Les résultats indiquent qu'au-delà de 4, l'indice de modulation n'affecte quasiment plus le gradient d'induction, mais ce dernier est fortement augmenté lorsque le taux de modulation ( $r$ ) diminue. Par contre, l'induction crête est sensible à l'indice de modulation ( $m$ ), mais ces variations sont fortement découplées du taux de modulation. Les pertes sont accrues lorsque l'indice de découpage augmente, et ce d'autant plus que le taux de modulation est faible.

Afin de bien fixer ces résultats, nous présentons sur les figures 92 à 94 l'évolution de ces mêmes paramètres, mais en fonction du taux de modulation à indice de modulation constant.

$$m = 4$$

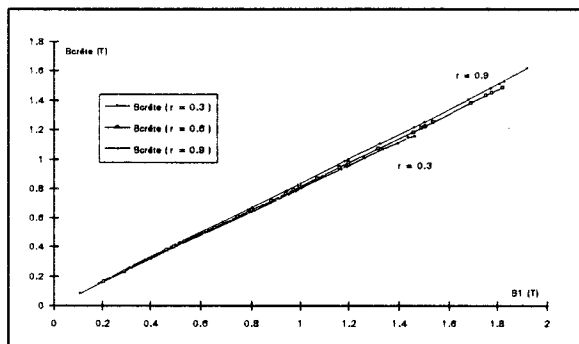


Figure 92.a

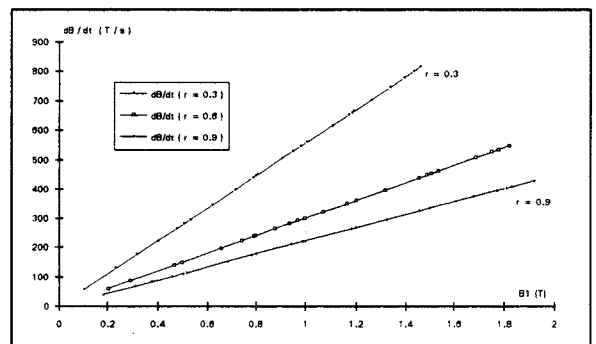


Figure 92.b

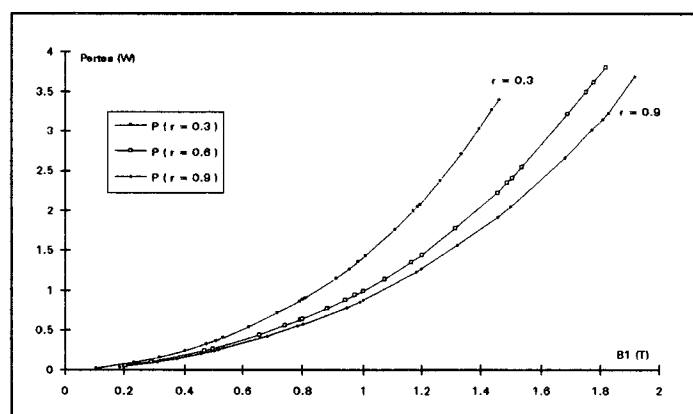


Figure 92.c

$m = 6$

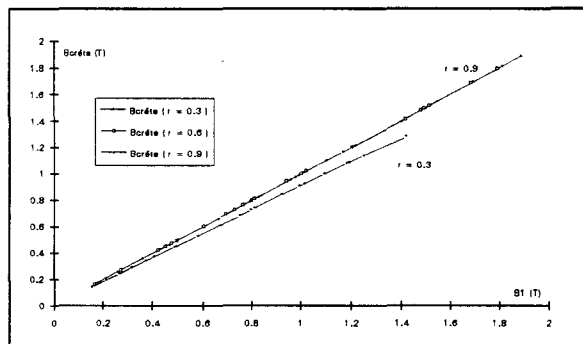


Figure 93.a

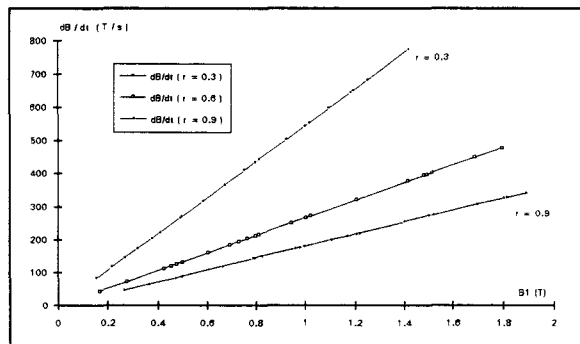


Figure 93.b

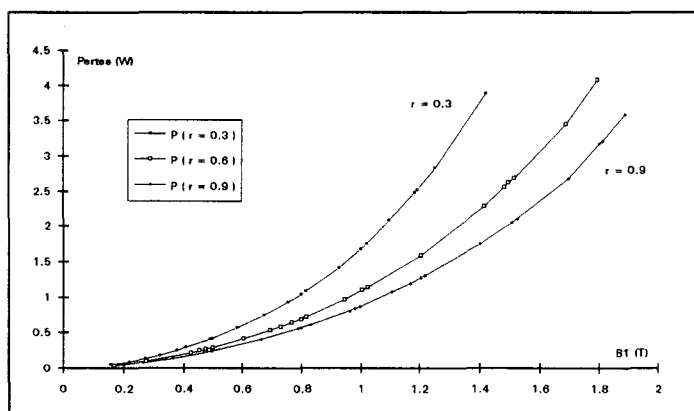


Figure 93.c

$m = 20$

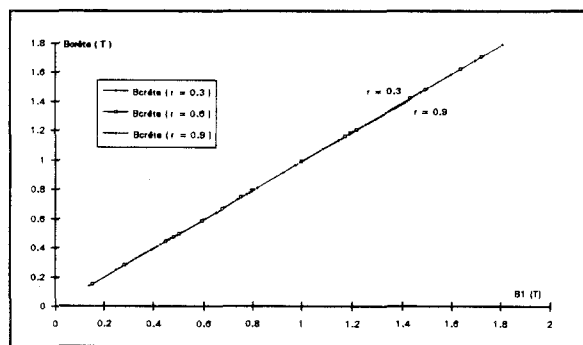


Figure 94.a

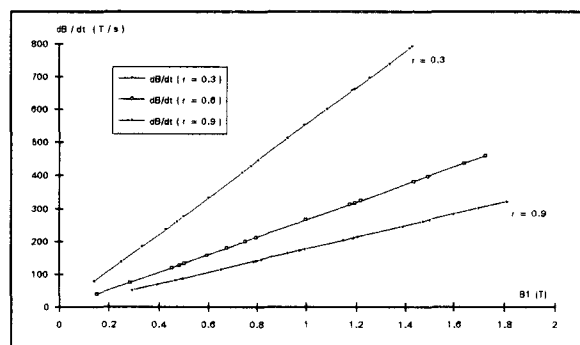


Figure 94.b

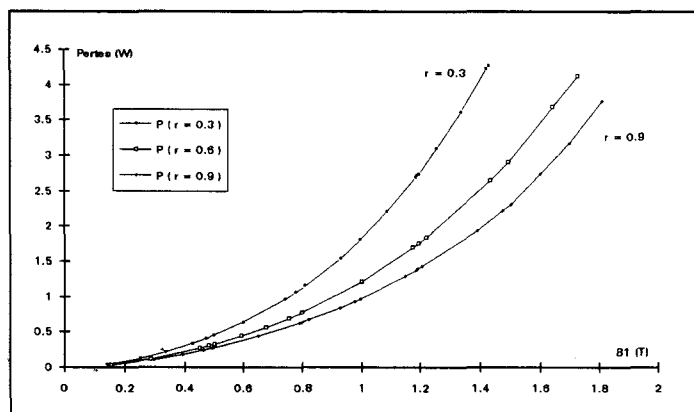


Figure 94.c

Les résultats expérimentaux confirment tout à fait les résultats théoriques donnant l'évolution du fondamental de la tension secondaire  $U_1$  en fonction des paramètres de l'onde M.L.I..  $U_1$  et  $B_1$  sont des grandeurs proportionnelles telles que  $U_1 = NS\omega B_1$ .

Dans le cas d'une onde PC, au cours de l'alternance positive, le terme  $(\Delta T_-)$ , [cf. figure 85], est nul puisqu'au cours d'une demi-période toutes les impulsions sont de même signe. Lorsque l'indice de modulation ( $m$ ) reste constant, le nombre d'impulsions est inchangé. Si le taux de modulation ( $r$ ) augmente, les largeurs d'impulsion augmentent ainsi que  $(\Delta T_+)$ . Le fondamental de la tension et consécutivement de l'induction sont alors augmentés ainsi que le montre la figure 96. Pour compenser l'augmentation de  $B_1$  ( les essais se font à induction fondamentale constante ) il est nécessaire de réduire  $U_c$  et donc le gradient de l'induction  $(\Delta B_+)/(\Delta T_+)$ . L'augmentation de  $(\Delta T_+)$  maintient  $(\Delta B)$  à une valeur constante, l'induction crête varie par conséquent assez peu.

Si le taux de modulation ( $r$ ) est maintenu constant, l'augmentation de l'indice de modulation ( $m$ ) n'affecte quasiment pas le fondamental de l'induction ( figure 96 ), la tension  $U_c$  reste par conséquent inchangée ainsi que le gradient de l'induction. L'augmentation du nombre d'impulsions s'accompagne d'une diminution de leur largeur, le terme  $(\Delta T_+)$  augmente légèrement,  $(\Delta B)$  s'en trouve augmenté ainsi que  $B_c$ . Toutes ces considérations se vérifient bien dans les caractéristiques expérimentales présentées précédemment.

Le cas  $m = 4$  est à juger séparément puisqu'un passage de  $m = 4$  à  $m = 6$  engendre une modification très importante de la forme d'onde (apparition d'une encoche très large dans l'onde de tension au milieu à chaque alternance pour  $m = 6$  comme le montre les figures 95.a et 95.b).

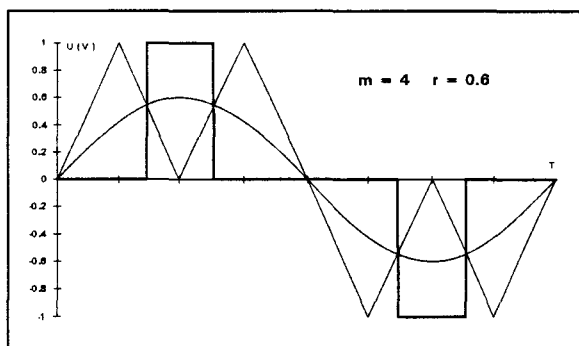


Figure 95.a

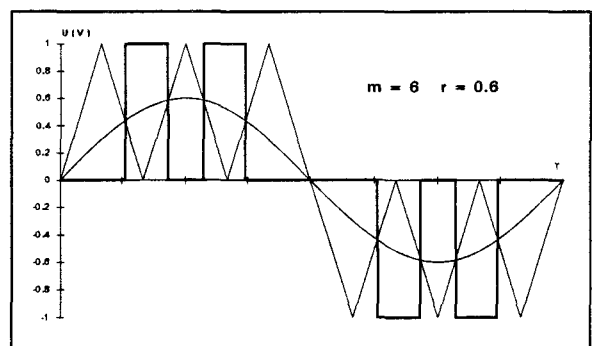


Figure 95.b



A titre indicatif, nous rappelons ci dessous (figure 96) les variations du fondamental de l'onde de tension M.L.I. en fonction des paramètres de la modulation. Ces caractéristiques montrent bien l'insensibilité de  $U_1$  à l'indice de modulation dès que celui-ci excède 4 [74].

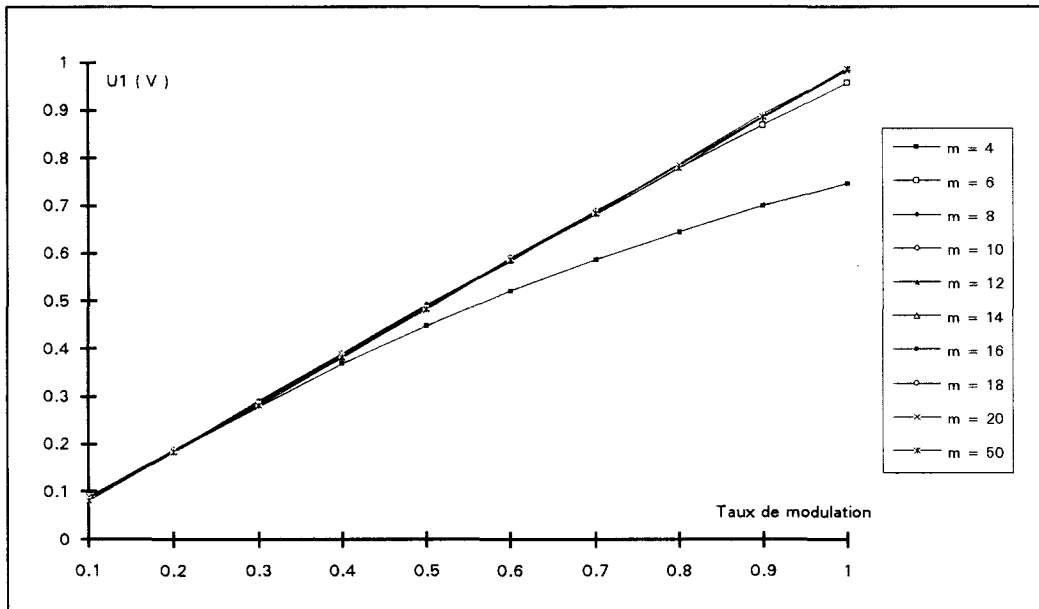


Figure 96

### 1.1.2. Influence de l'induction crête et du gradient d'induction sur les pertes

Nous montrons ici comment il est possible de découpler l'influence des deux paramètres de l'onde M.L.I. sur l'évolution des pertes, à fondamental d'induction constant ( $B_1 = 1T$ ). La figure 97 met en évidence l'influence du taux de modulation sur l'allure, la valeur moyenne et la fourchette de variation des pertes en fonction de l'indice de modulation.

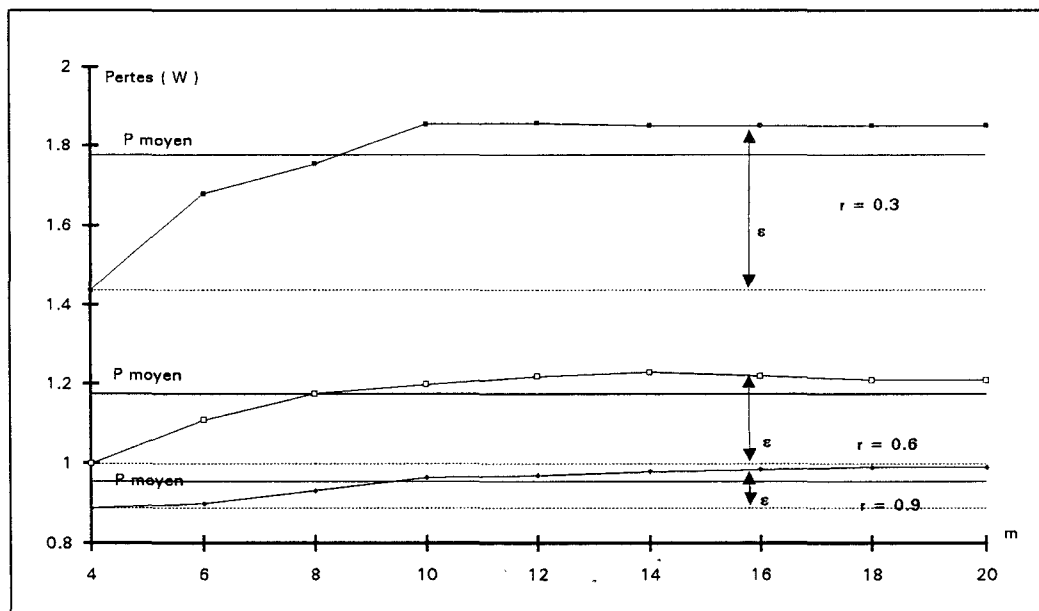


Figure 97

Cette figure montre qu'à induction fondamentale donnée, c'est l'augmentation du taux de modulation qui réduit le niveau moyen des pertes ainsi que l'écart ( $\varepsilon$ ) entre leurs valeurs extrêmes. L'indice de modulation influe plutôt sur l'allure de la caractéristique. On voit donc apparaître ici un découplage des effets de l'indice et du taux de modulation de l'onde M.L.I. sur les caractéristiques de pertes.

Ce découplage d'influence de l'indice et du taux de modulation se retrouve sur les caractéristiques du gradient et de la valeur crête de l'induction. Les figures 98 et 99 montrent bien l'indépendance du gradient d'induction et de l'indice de modulation ainsi que celle de l'induction crête et du taux de modulation. Il semble par conséquent légitime d'associer les variations du niveau moyen des pertes (figure 97) au niveau moyen du gradient de l'induction (figure 98). De la même façon, il semble possible de corréler l'allure de ces caractéristiques de pertes à celles de l'induction crête (figure 99). Il faut toutefois nuancer cette dernière proposition en notant qu'elle est d'autant plus validée que le taux de modulation est faible.

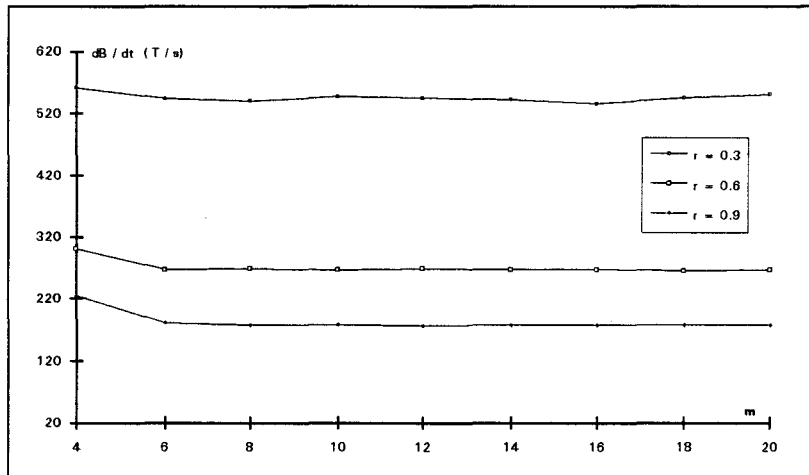


Figure 98

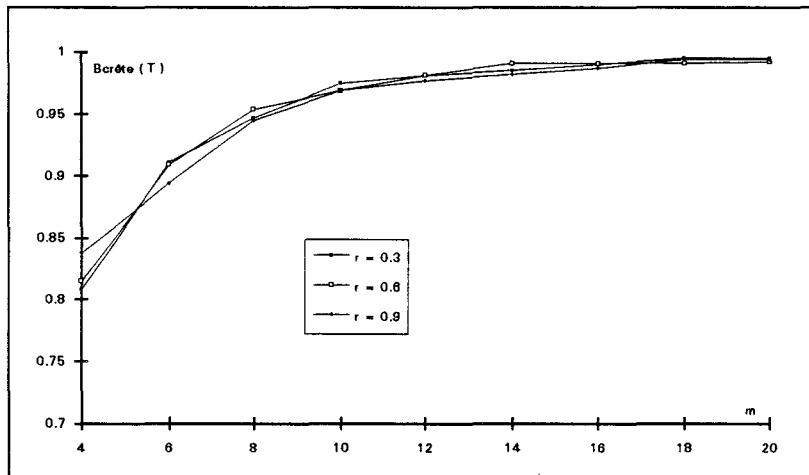


Figure 99

### 1.1.3. Limites de caractéristiques

Ce paragraphe résume les performances extrêmes relevées parmi toutes celles obtenues pour les diverses excitations présentées dans les paragraphes précédents.

Nous positionnons sur la figure 100 les caractéristiques extrêmes de pertes en onde M.L.I. par rapport à la caractéristique en onde sinusoïdale. Cette figure montre donc l'influence des harmoniques de découpage sur la valeur des pertes lorsque l'induction fondamentale est fixée.

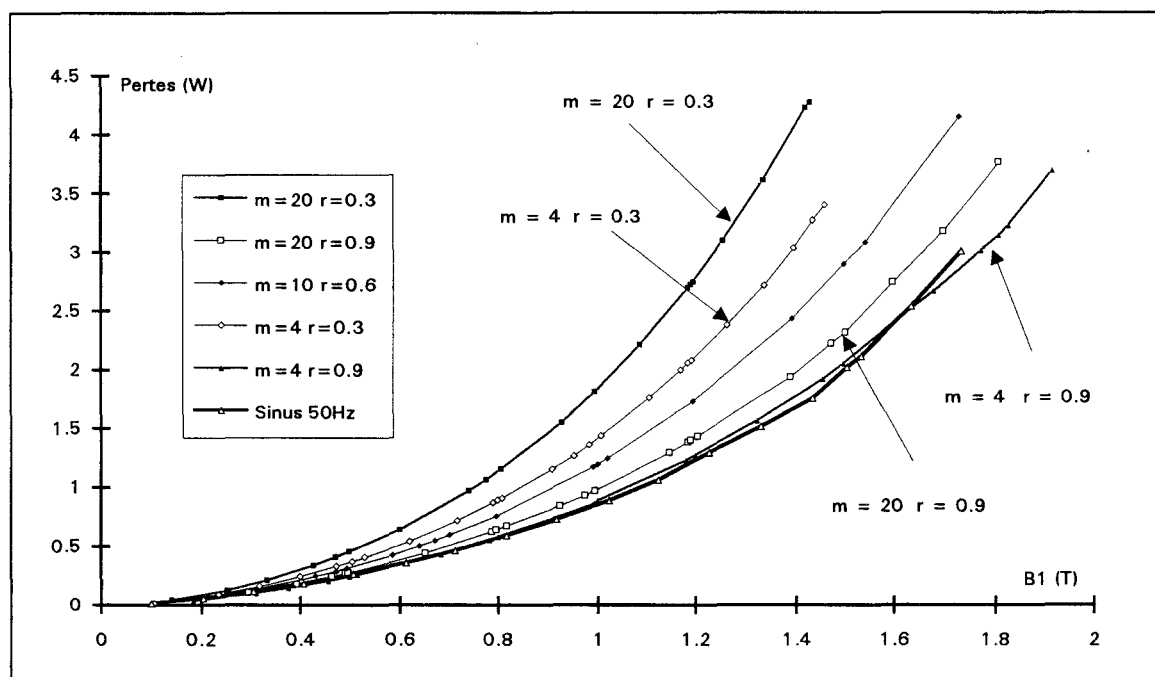


Figure 100

Nous tirons de ces caractéristiques une tendance générale de comportement qui veut qu'à induction fondamentale donnée, les pertes maximales soient toujours obtenues pour des taux de modulation faibles lorsque l'indice est constant. A contrario, lorsque le taux est maintenu constant, c'est pour des indices élevés que les pertes sont maximales.

Il est bien évident que ces caractéristiques ne peuvent en aucun cas être retenues comme universelles, mais elles marquent bien l'effet du "découpage M.L.I." de type "sinus triangle" sur un matériau de gamme classique.

Les figures 101 à 103 montrent les formes d'ondes de l'induction et du courant primaire pour une induction sinusoïdale d'amplitude 1.2 T et pour les cas extrêmes ( $m = 4$  ;  $r = 0.9$ ) et ( $m = 20$  ;  $r = 0.3$ ). Pour ces deux derniers cas, l'amplitude du fondamentale  $B_1$  est fixée à 1.2T. Notons en plus que la valeur efficace du courant primaire et par conséquent des pertes Joule, sont fortement affectées par le découpage.

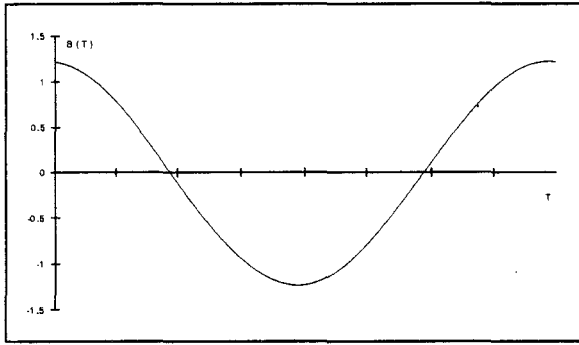


Figure 101.a

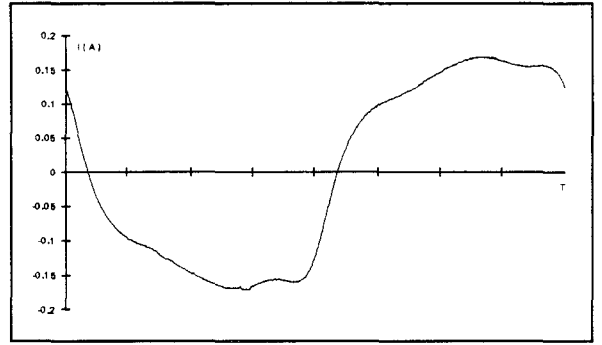


Figure 101.b

$m = 4 \quad r = 0.9$

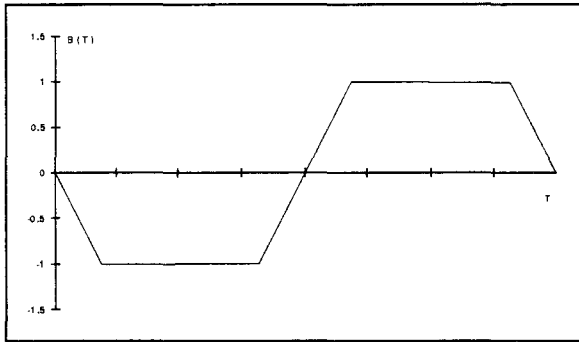


Figure 102.a

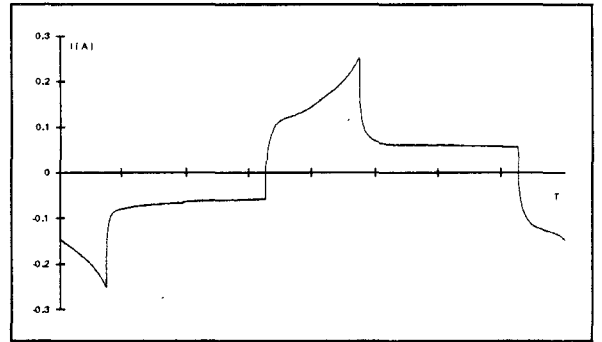


Figure 102.b

$m = 20 \quad r = 0.3$

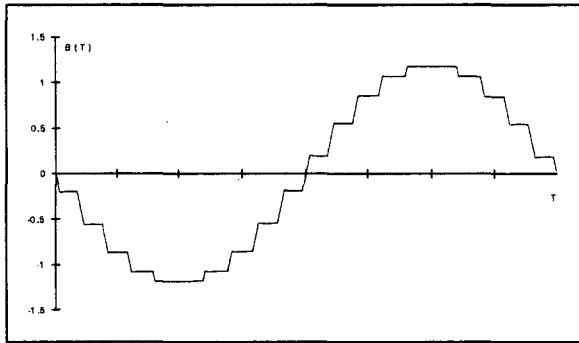


Figure 103.a

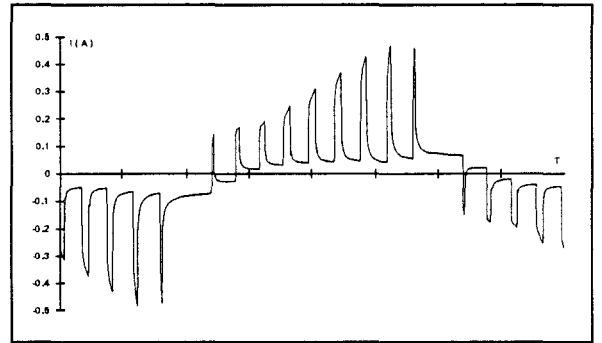


Figure 103.b

Pour ces trois exemples, les pertes globales et les valeurs efficaces du courant sont récapitulées ci après.

Signal	Pertes ( W )	I <sub>eff</sub> ( A )
Sinus	1.25	0.12
$m = 4 \quad r = 0.9$	1.27	0.11
$m = 20 \quad r = 0.3$	2.75	0.15

A titre indicatif, les figures 104 et 105 précisent les limites mesurées sur le gradient d'induction et sur l'induction crête.

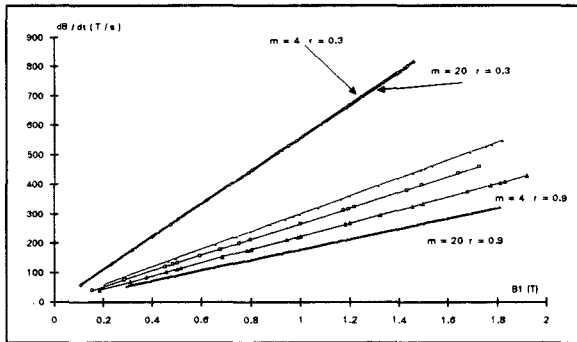


Figure 104

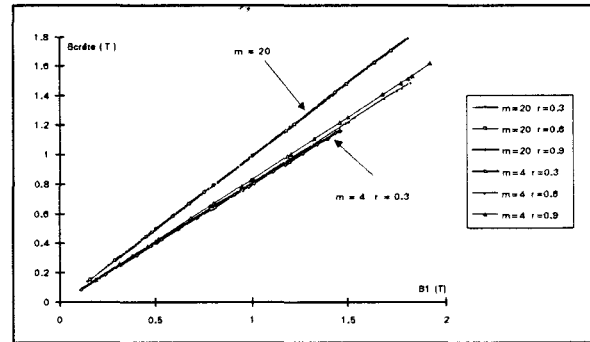


Figure 105

La limite maximale des pertes est obtenue conjointement aux limites de gradient et d'induction crête ( taux de modulation faible ). Tandis que la limite minimale des pertes est moins liée au gradient d'induction et à l'induction crête. Les gradients minimaux sont obtenus pour des taux de découpage élevés alors que les inductions crêtes minimales le sont pour des indices de modulation faibles. Ceci amène tout naturellement à conclure que la minimisation des pertes en onde M.L.I. nécessite des paramètres plus affinés que le gradient et la valeur crête de l'induction. C'est ce que nous montrerons dans les chapitres suivants.

Ces résultats pourraient être toutefois intéressants à utiliser pour le calcul d'une machine ainsi que pour l'optimisation du compromis :

### "FORME D'ONDE D'ALIMENTATION - MATERIAU MAGNETIQUE".

Nous venons en effet de montrer que l'induction fondamentale était la grandeur intéressante à prendre en compte puisque sa fréquence est celle qui va imposer la vitesse de rotation de la machine. Sans présumer des résultats au sein d'une machine, nous montrons que sur un dispositif Epstein l'augmentation de la fréquence de découpage n'est pas nécessairement avantageuse pour une onde de type PC même si elle rend la forme d'onde de l'induction plus sinusoïdale.

Nous tenons également à souligner que le choix d'un matériau magnétique dans une machine, ne doit pas être découplé de son impact sur le courant magnétisant donc sur les pertes dans le cuivre, l'important étant d'optimiser un rendement global [86] [87].

### 1.1.4. Cycles d'hystérésis

Comme nous l'avons déjà mentionné, le cycle d'hystérésis n'amène pas plus d'informations sur le comportement du matériau que n'en amènent conjointement les formes d'ondes du courant et de la tension. Nous avons toutefois tenu à présenter par les figures 106 à 108, quelques allures caractéristiques de découpages M.L.I. [88] superposées au cycle obtenu en régime sinusoïdal. Ces différents relevés sont obtenus pour une induction fondamentale de 1.5 T. Nous mettons ainsi en évidence les zones subissant les variations de pertes liées au découpage M.L.I..

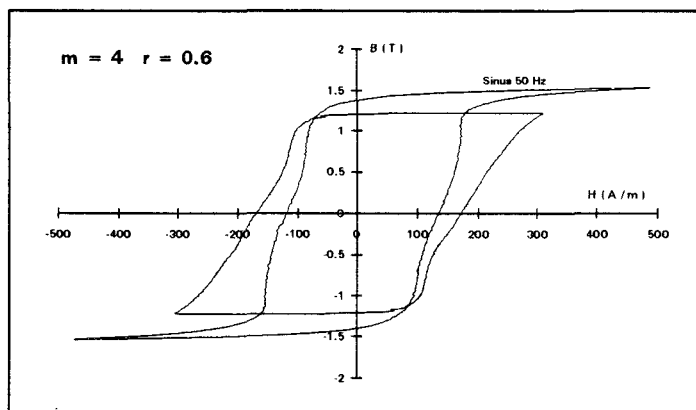


Figure 106

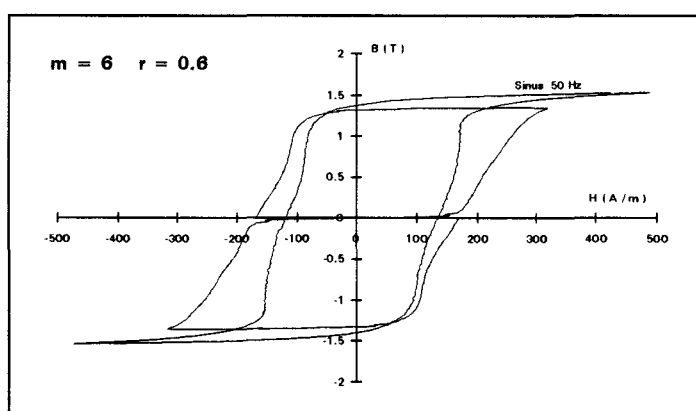


Figure 107

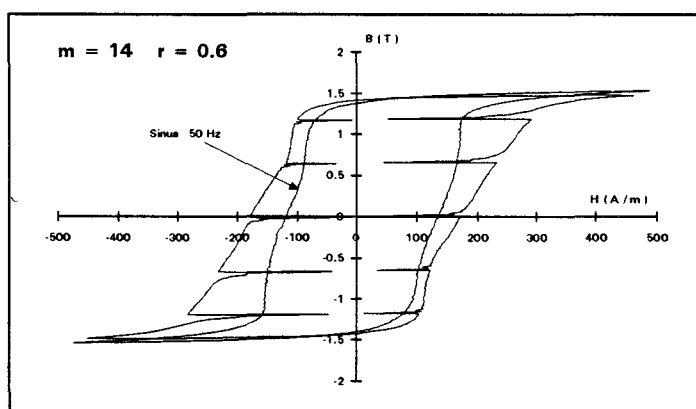


Figure 108

### 1.1.5. Comparaison des trois matériaux

Nous comparons ici les caractéristiques des trois matériaux étudiés en fonction du type d'excitation. Nous montrons l'impact d'une même onde sur chacun d'eux. Ce type de caractéristiques pourrait grandement aider à la détermination d'un compromis judicieux "ONDE - MATERIAU". Il offre la possibilité de comparer les performances de plusieurs matériaux soumis à une excitation M.L.I. par rapport à leurs performances plus classiques en régime sinusoïdal.

Les figures 109.a, b, c, et d caractérisent les trois matériaux en régime sinusoïdal ainsi que pour trois découpages M.L.I. choisis en milieu et en extrémités de gamme. ( $m = 4 ; r = 0.9$ ,  $m = 10 ; r = 0.6$ ,  $m = 20 ; r = 0.3$ ). Il apparaît que le classement des trois matériaux en termes de pertes, reste inchangé quel que soit le mode de découpage. Ce résultat a été vérifié pour toute la gamme d'ondes testées.

Nous constatons également que les performances relatives des trois matériaux sont, elles aussi, beaucoup plus affectées lorsque le rapport de modulation est élevé que quand il est faible.

$B_1 = 1.4 \text{ T}$	sinus 50 Hz	$m = 4 ; r = 0.9$	$m = 10 ; r = 0.6$	$m = 20 ; r = 0.3$
$\Delta P$ (mW/cm <sup>3</sup> )	22	26	35	65

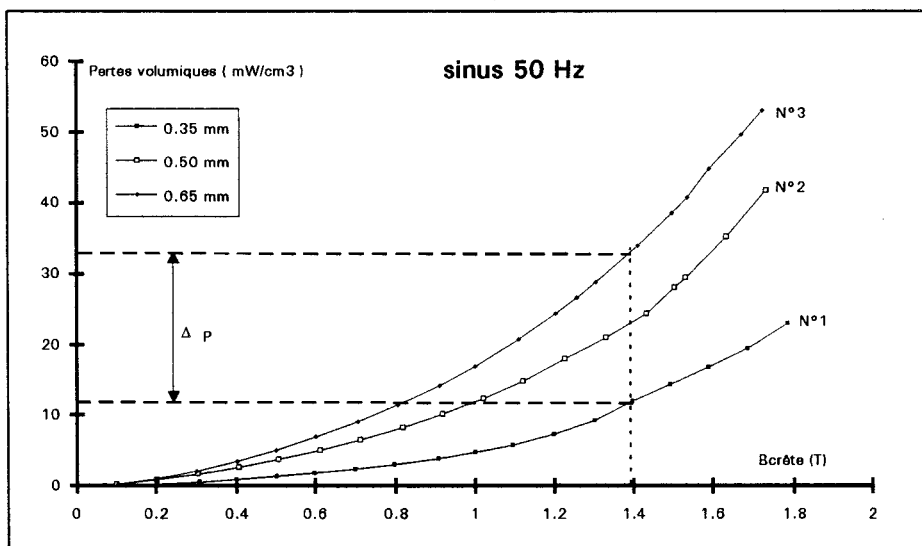


Figure 109.a

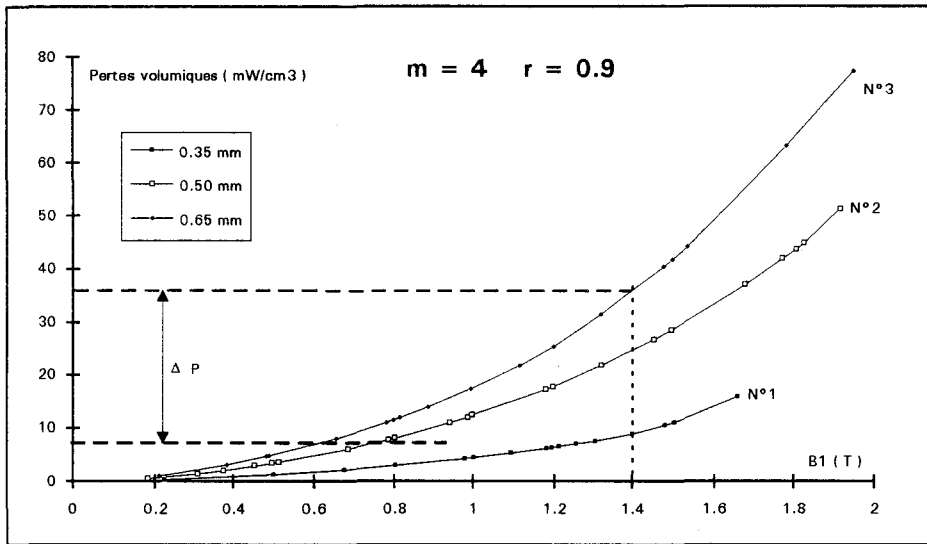


Figure 109.b

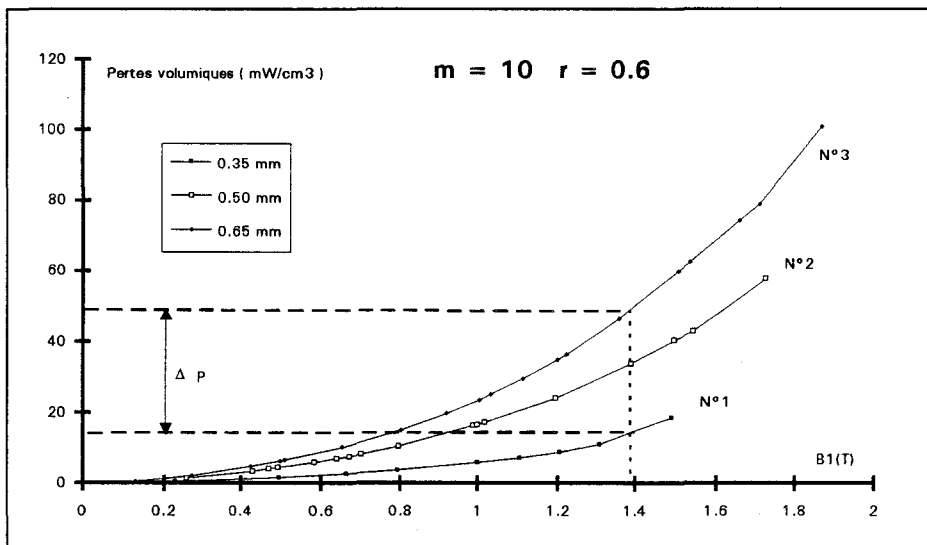


Figure 109.c

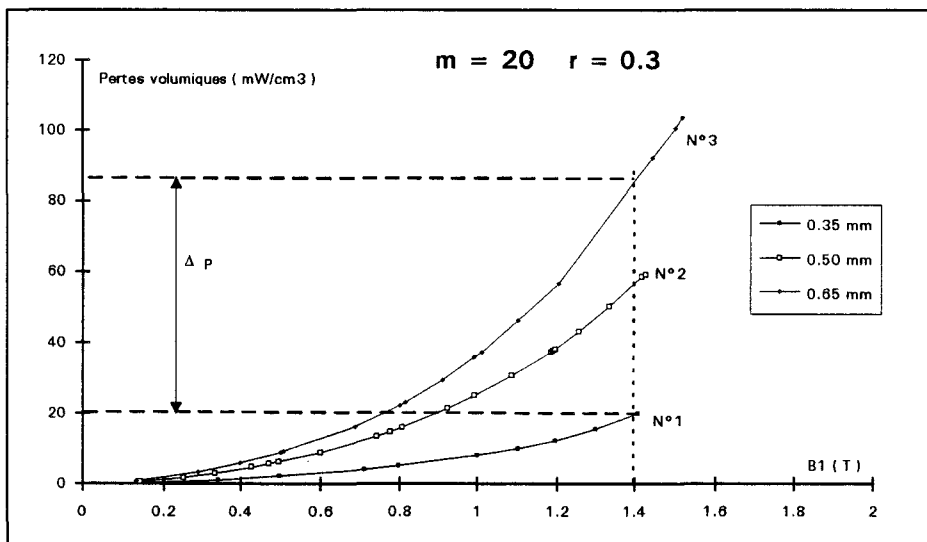


Figure 109.d



## 1.2. Caractérisation en régime d'induction du type "Demi-Pont"

Ce paragraphe se subdivise en deux parties. En effet, la parité de l'indice de modulation dans le cas d'une onde type DP modifie notablement la réponse du matériau. Selon la parité de l'indice, la symétrie de l'onde M.L.I. par rapport au quart de sa période est ou non respectée. Une telle dissymétrie engendre des harmoniques pairs dans les différents spectres, et, par là même, des pertes supplémentaires. L'influence des harmoniques pairs sera développée dans un chapitre ultérieur.

### 1.2.1. Indices de modulation impairs

La gamme d'investigation en régime M.L.I. type DP d'indice impair (DPI) a été limitée à un indice de modulation égal à 19 ; au-delà de cette valeur, aucune différence mesurable n'apparaît sur les pertes.

#### 1.2.1.1. Caractéristiques expérimentales

Comme pour les ondes type PC, nous présentons ici les résultats de caractérisation du même matériau que dans le paragraphe 1.1.1. de ce chapitre. Les figures 110 à 112 regroupent les résultats de mesure obtenus pour différents taux et indices de modulation.

$$r = 0.3$$

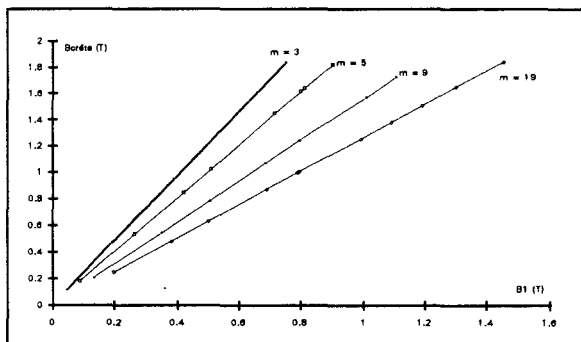


Figure 110.a

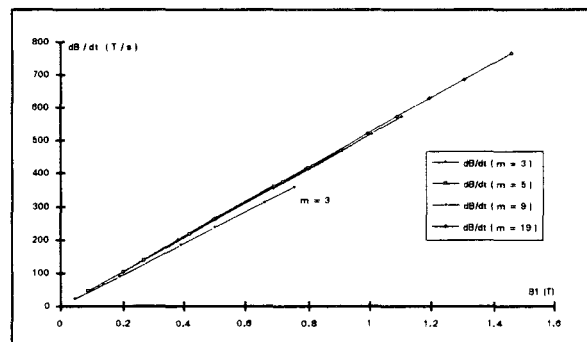


Figure 110.b

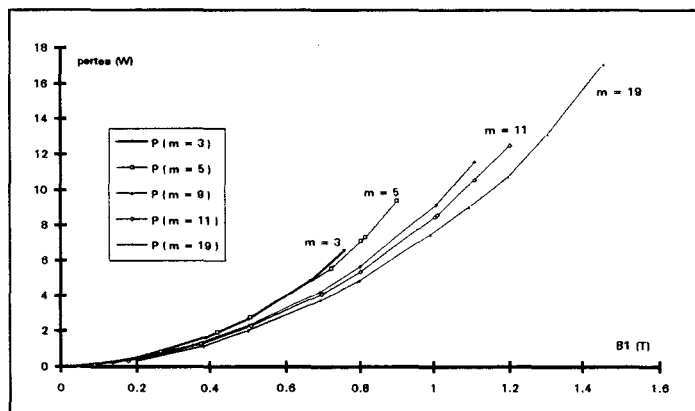


Figure 110.c

$r = 0.6$

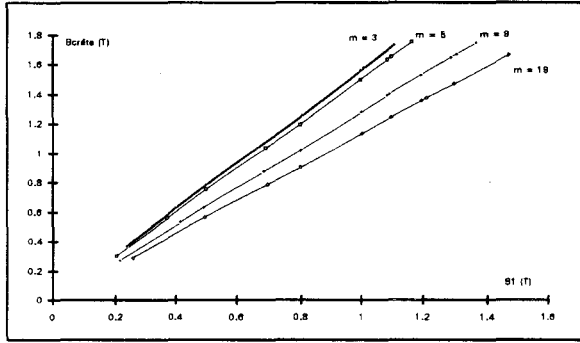


Figure 111.a

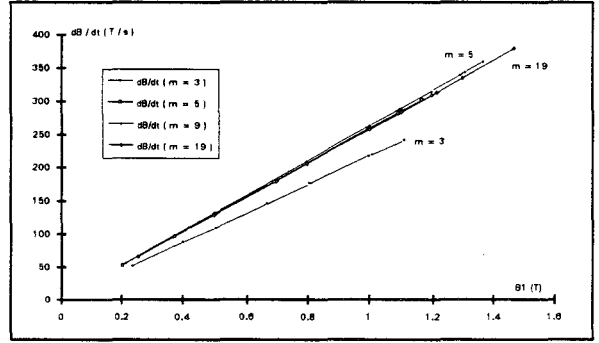


Figure 111.b

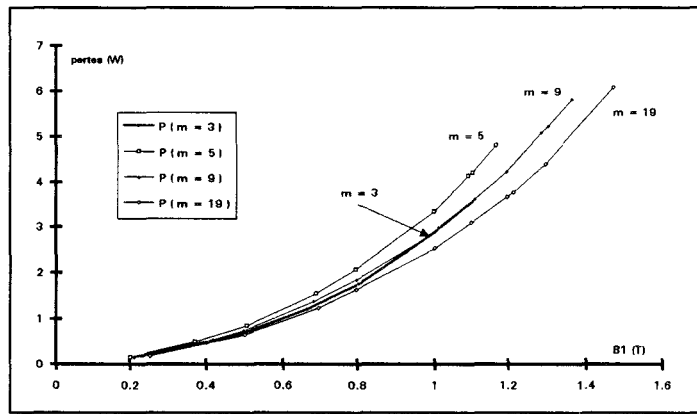


Figure 111.c

$r = 0.9$

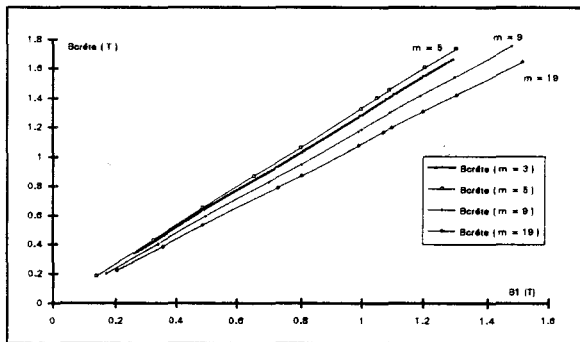


Figure 112.a

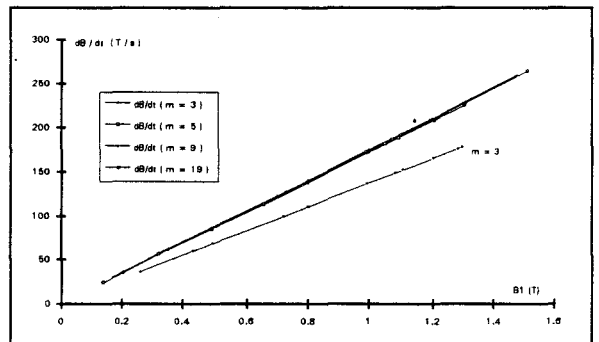


Figure 112.b

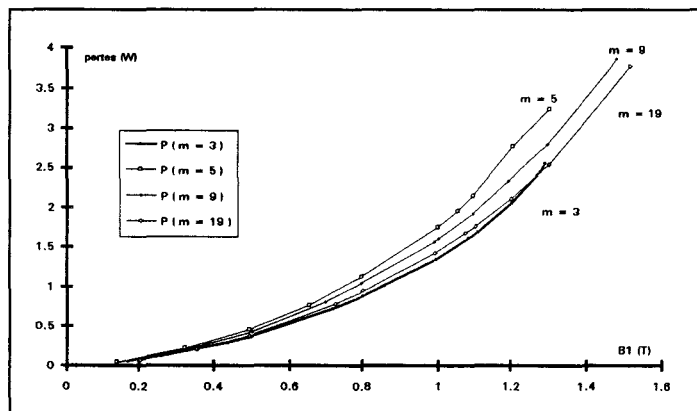


Figure 112.c

Lorsque le taux de modulation ( $r$ ) est constant, les résultats montrent une tendance homogène mis à part pour  $m = 3$ . L'augmentation de l'indice de modulation ( $m$ ) se traduit par une réduction des pertes dans le matériau. Nous observons également une réduction de l'induction crête lorsque  $m$  augmente. Dès que  $m$  est supérieur à 3, le gradient d'induction n'en est plus dépendant. Sur les figures 113 à 115, nous montrons l'influence de  $r$  sur les caractéristiques du matériau lorsque  $m$  est constant.

$m = 3$

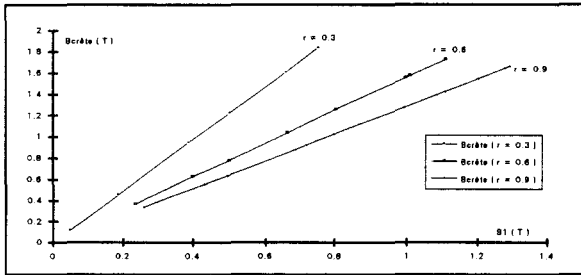


Figure 113.a

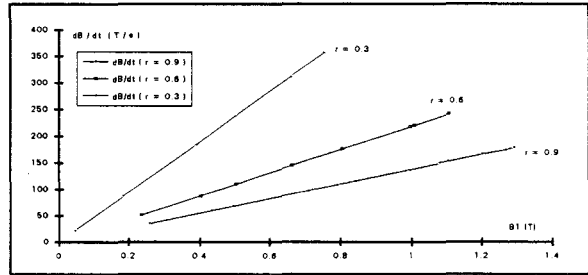


Figure 113.b

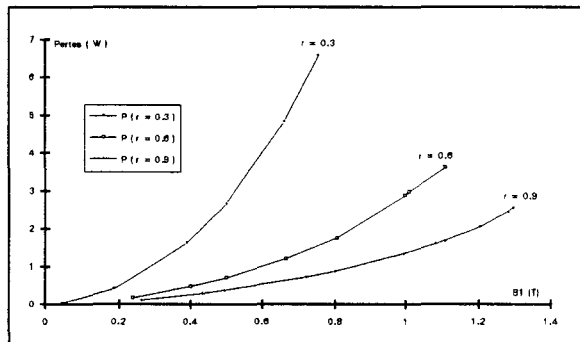


Figure 113.c

$m = 5$

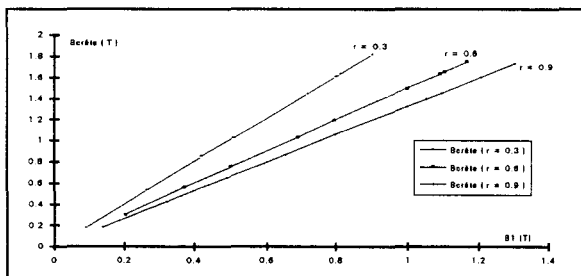


Figure 114.a

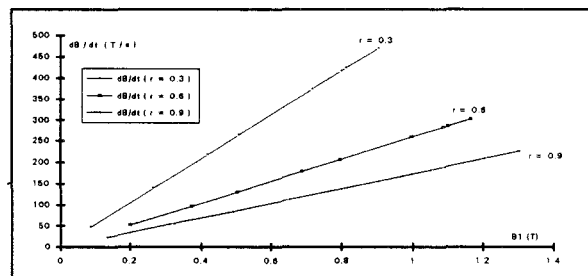


Figure 114.b

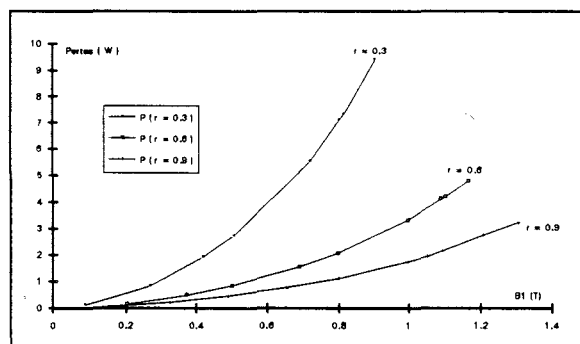


Figure 114.c

$m = 15$

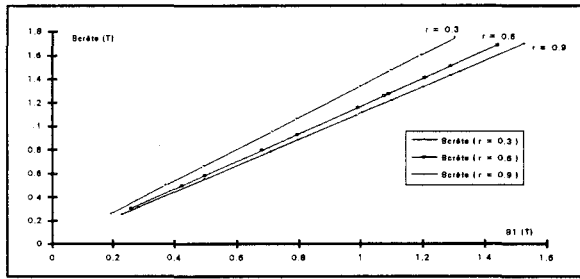


Figure 115.a

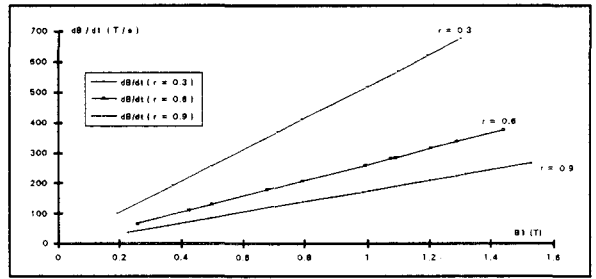


Figure 115.b

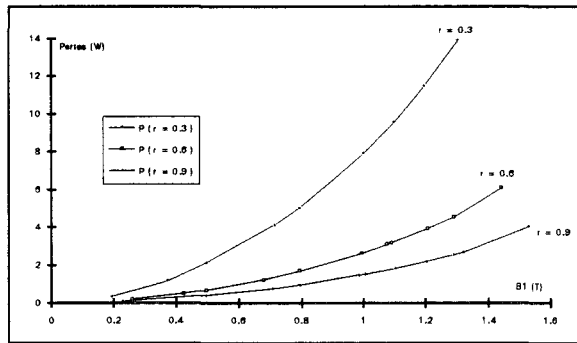


Figure 115.c

A valeurs données de  $B_1$  et  $m$ , lorsque le taux de modulation  $r$  diminue, les pertes, l'induction crête et le gradient d'induction augmentent.

Nous avons cherché à vérifier si les tendances observées étaient compatibles avec la théorie. C'est le fondamental  $U_1$  qui renseigne sur l'induction crête et le gradient d'induction. La figure 116 montre que  $U_1$  est indépendant de  $m$  dès que celui-ci est supérieur à 3, et qu'il évolue de façon linéaire en fonction de  $r$ .

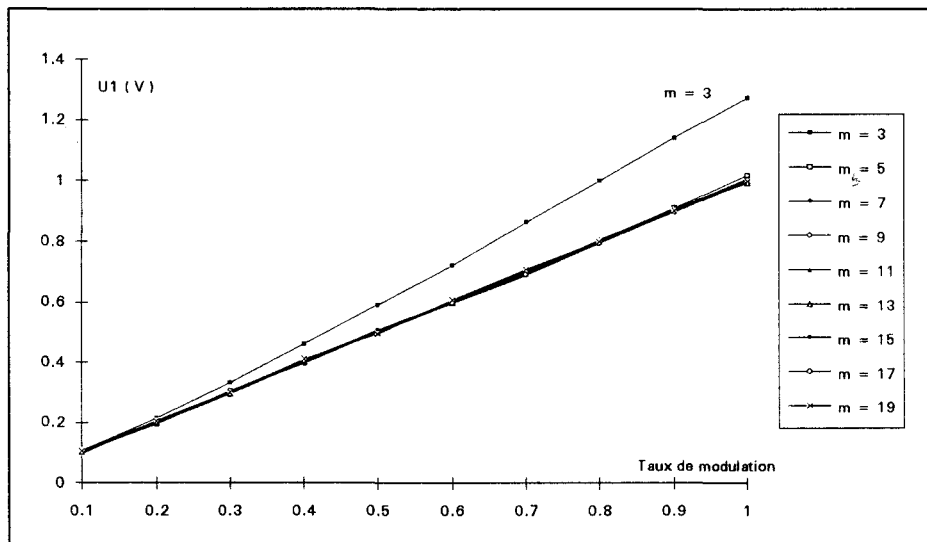


Figure 116

A  $r$  donné, le maintien de l'induction fondamentale à une valeur constante, lorsque  $m$  augmente, ne nécessite pas de modification de la tension crête puisque le fondamental de la tension est quasiment insensible à l'indice de modulation. Le gradient d'induction reste donc également inchangé.

L'augmentation de l'indice de modulation augmente le nombre d'impulsions au cours d'une demi-période. Les largeurs d'impulsions diminuent ainsi que le rapport  $\Delta T^+ / \Delta T^-$ . L'écart ( $\Delta B^+$ ) est réduit tandis que ( $\Delta B^-$ ) augmente ( cf. § 1.1.1. ). L'amplitude  $\Delta B$ , et par conséquent,  $B_c$ , sont donc réduites lorsque l'indice de modulation augmente. Ces comportements sont bien ceux qui sont observés expérimentalement sur les figures 110 à 112.

Lorsque l'indice de modulation reste constant, si le taux de modulation diminue, le fondamental  $U_1$  diminue, il faut alors augmenter  $U_c$ , donc le gradient de l'induction, pour maintenir  $B_1$  constante. La réduction du taux de modulation entraîne l'augmentation de ( $\Delta T^-$ ) et la réduction de ( $\Delta T^+$ ), ceci d'autant moins que l'indice de modulation est élevé. La somme ( $\Delta T^+$ ) + ( $\Delta T^-$ ) reste constante et égale à  $T/2$ . La figure 117 montre la différence des écarts ( $\Delta B_2$ ) et ( $\Delta B_1$ ) engendrée par la diminution du taux de modulation.

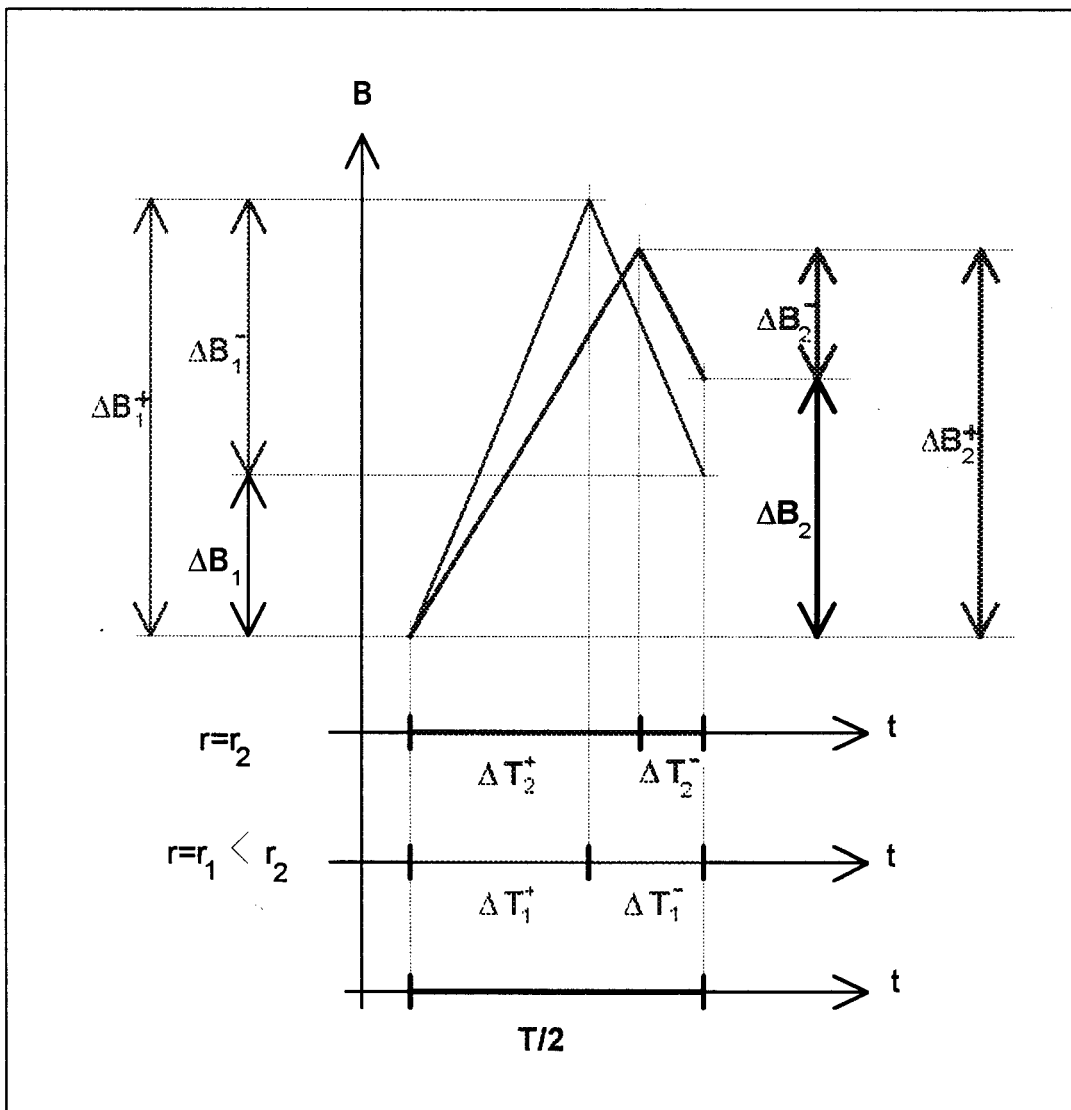


Figure 117

La diminution du taux de modulation réduit l'induction crête lorsque l'indice de modulation est constant. Ceci confirme bien les tendances des caractéristiques sur les figures 113 à 115.

### 1.2.1.2. Influence de l'induction crête et du gradient d'induction sur les pertes

Consécutivement aux observations du paragraphe précédent, nous montrons qu'il est possible, ici encore, de découpler l'influence du gradient et celle de la valeur crête de l'induction. Ce découplage semble toutefois moins évident lorsque le taux de modulation devient faible. En effet, l'induction crête est fortement sensible à l'indice de modulation lorsque le taux de modulation est faible. Les figures 118 à 120 montrent l'évolution des caractéristiques de l'induction, de son gradient, et celle des pertes en fonction de l'indice et du taux de modulation pour une induction fondamentale de 1T.

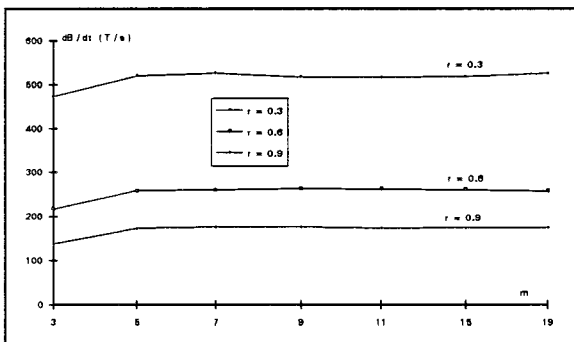


Figure 118

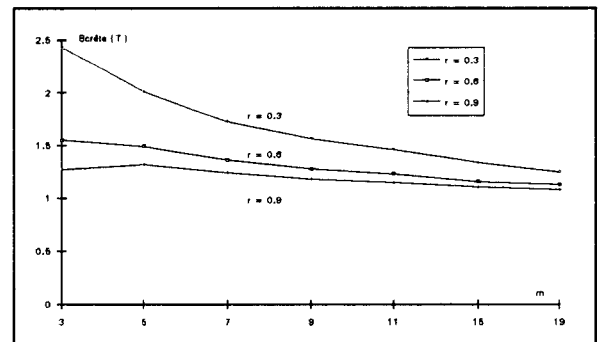


Figure 119

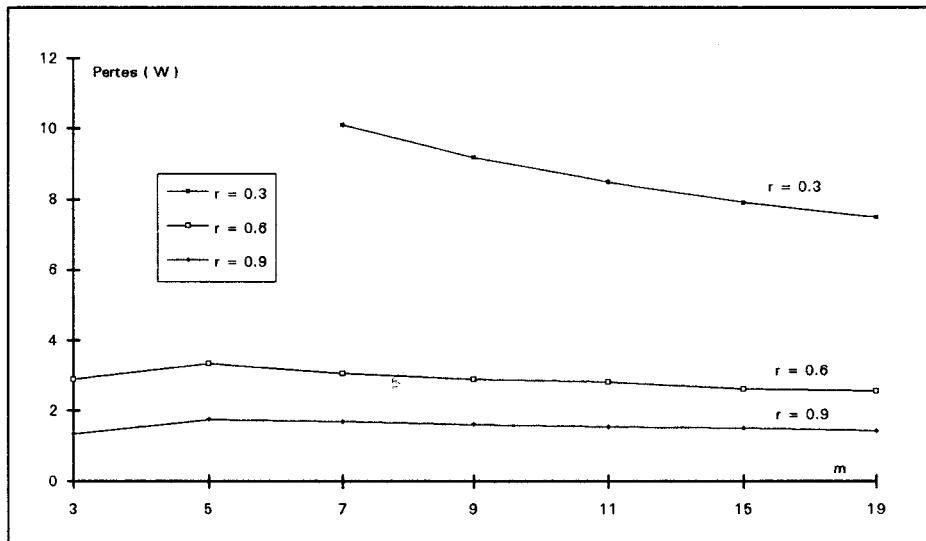


Figure 120

Le cas  $m = 3$  présente une légère singularité par rapport aux autres valeurs, mais, dans l'ensemble, il est encore possible d'associer à la valeur moyenne du gradient d'induction, un niveau moyen de pertes et à l'allure de la caractéristique d'induction crête, une allure de pertes.

1.2.1.3. Limites des caractéristiques

Nous présentons ici les limites des différentes caractéristiques que notre dispositif de mesure permet de relever. Les caractéristiques de pertes sont représentées sur la figure 121. Elles montrent que les pertes maximales sont obtenues pour des taux et indices simultanément faibles. La valeur maximale de  $B_1$  accessible est assez réduite quand  $m$  et  $r$  sont faibles en raison de la valeur élevée de la tension secondaire mais également, en raison de la limite en courant de notre banc de mesures.

Les valeurs minimales sont obtenues pour des taux de modulation élevés. Les limites de l'induction crête (figure 123) sont obtenues pour les mêmes configurations que les limites des pertes. Ici encore, l'induction crête semble bien être corrélée aux pertes dans le matériau. Le gradient d'induction (figure 122) évolue entre des limites fixées par des couples (Taux-Indice) légèrement différentes de celles obtenues sur les pertes.

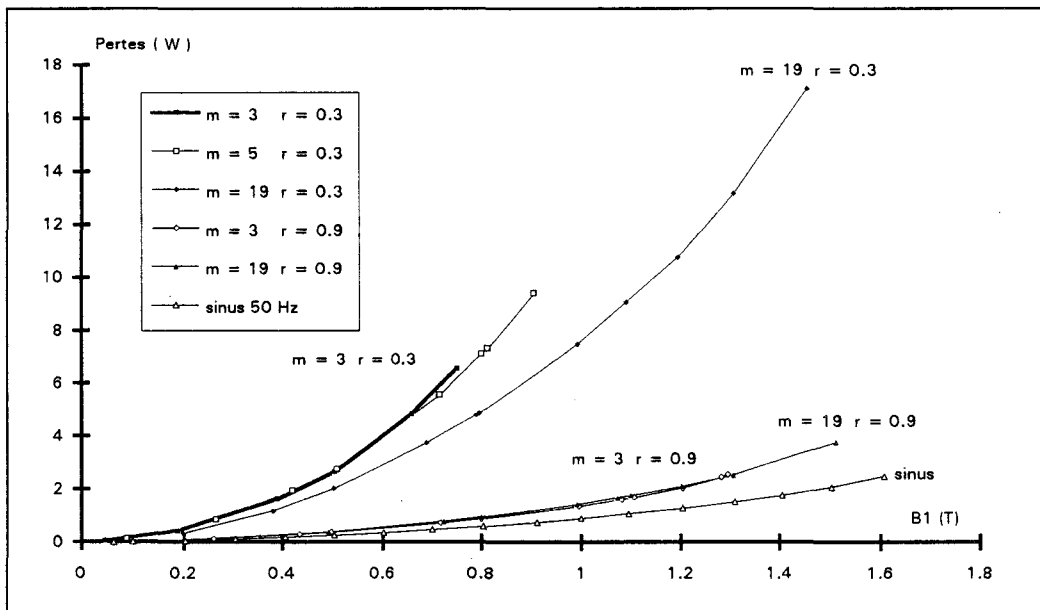


Figure 121

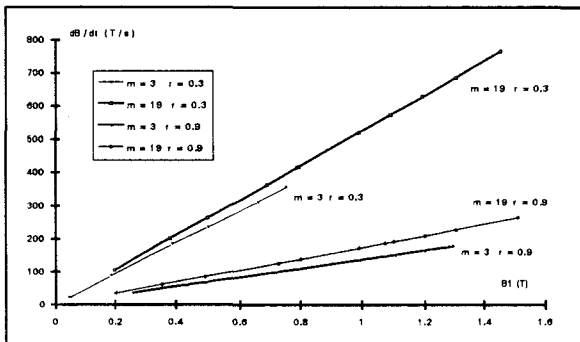


Figure 122

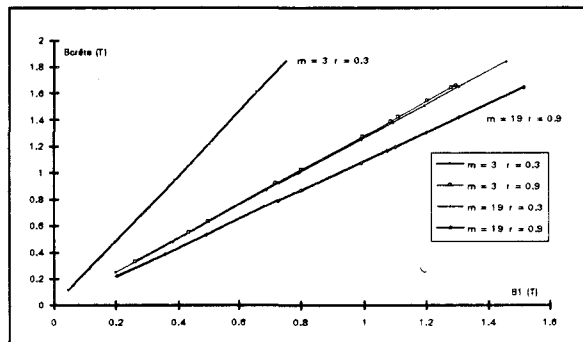


Figure 123

Les figures 124 à 126 montrent le champ et l'induction pour les deux cas extrêmes ( $m = 3 ; r = 0.3 ; m = 19 ; r = 0.9$ ), mais également pour un cas intermédiaire ( $m = 9 ; r = 0.6$ ). Nous résumons les pertes et la valeur efficace du courant, obtenues pour ces essais dans un tableau pour deux inductions fondamentales. A  $B_1$  donné, le courant primaire, et par conséquent les pertes Joules, augmente quand on réduit le taux de modulation.

$m = 3 \quad r = 0.3$

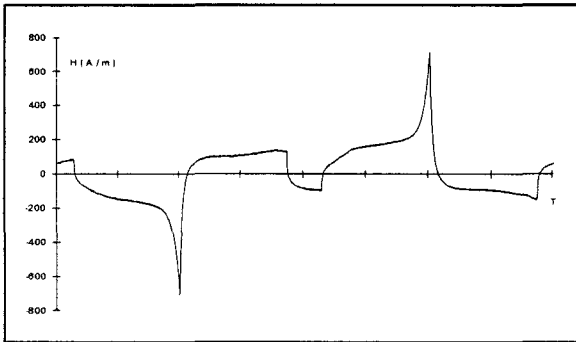


Figure 124.a

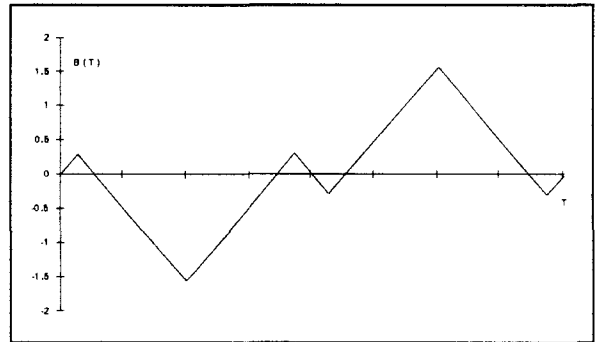


Figure 124.b

$m = 9 \quad r = 0.6$

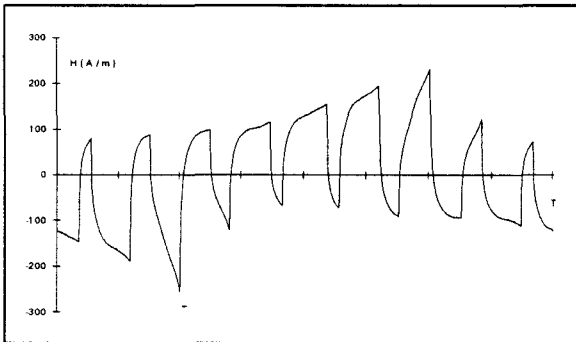


Figure 125.a

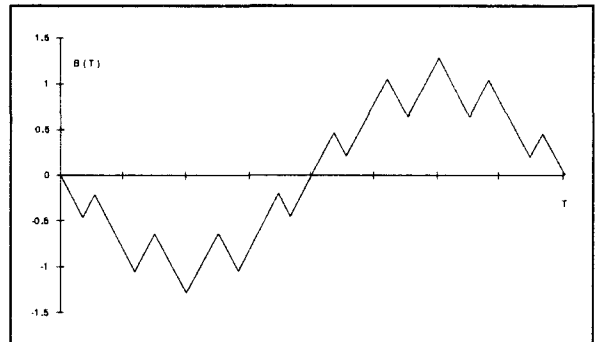


Figure 125.b

$m = 19 \quad r = 0.9$

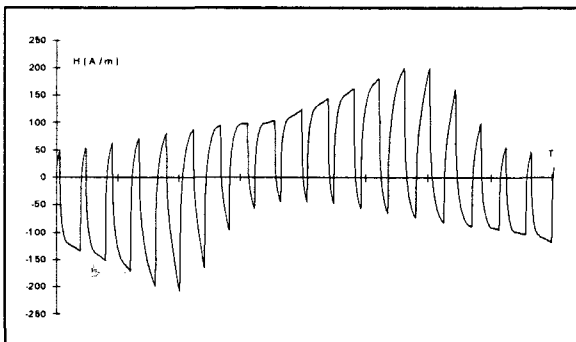


Figure 126.a

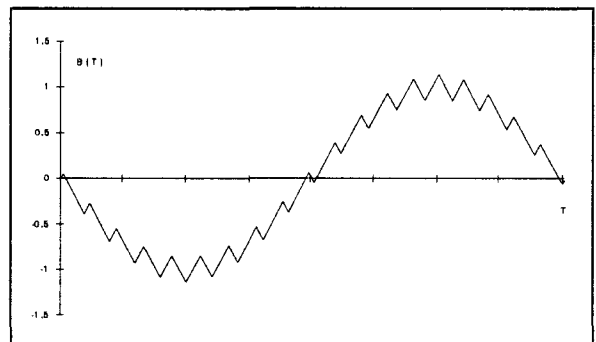


Figure 126.b

Signal	$B_1 = 0.5 \text{ T}$		$B_1 = 1 \text{ T}$	
	Pertes ( W )	I <sub>eff</sub> ( A )	Pertes ( W )	I <sub>eff</sub> ( A )
sinus	0.268	0.07	0.887	0.11
$m = 3 \quad r = 0.3$	2.653	0.15	////////////////////	////////////////////
$m = 9 \quad r = 0.6$	0.738	0.08	2.845	0.15
$m = 19 \quad r = 0.9$	0.384	0.07	1.432	0.12



#### 1.2.1.4. Cycles d'hystérésis

Nous présentons par les figures 127 et 128, l'allure de deux cycles d'hystérésis obtenus pour un taux de modulation moyen et des indices de modulation distincts. Ces cycles présentent  $(m-1)$  boucles de rebroussement internes [48], liées aux multiples inversions de signe de la tension au cours de la même demi-période. Ces cycles intérieurs sont décrits dans le même sens que le cycle externe, leurs puissances associées viennent s'ajouter à celle du cycle principal. Ces cycles sont comparés au cycle sinusoïdal obtenu pour la même induction fondamentale de  $1T$ .

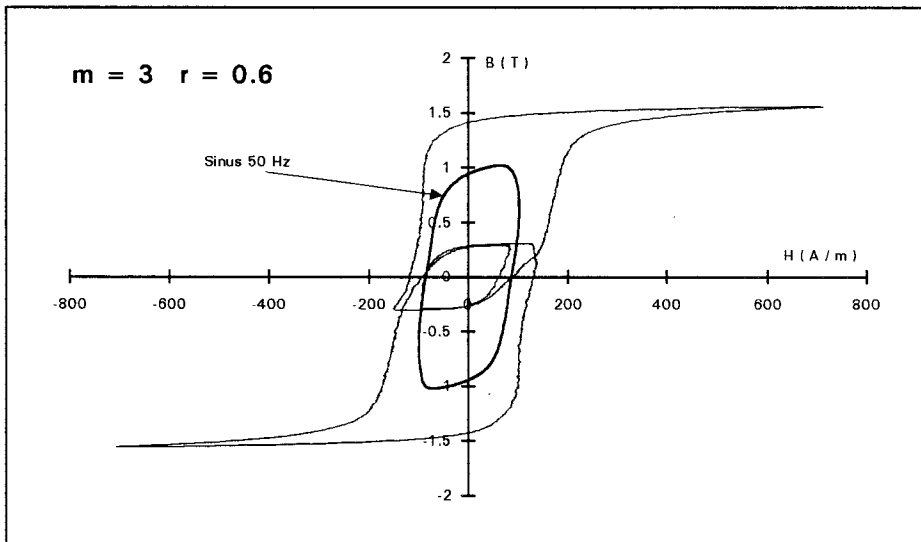


Figure 127

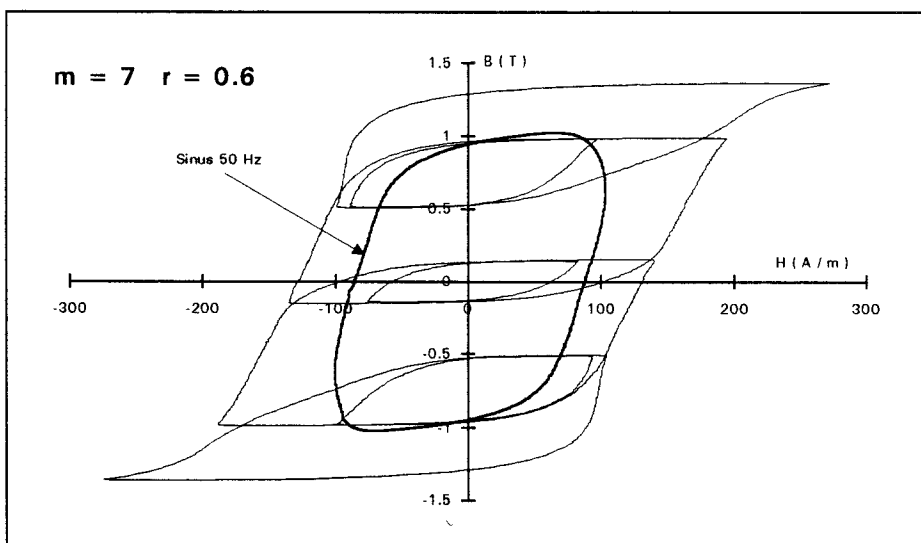


Figure 128

1.2.1.5. Comparaison des trois matériaux

Les figures 129 à 132 montrent des caractéristiques relatives aux trois matériaux testés. Les positions relatives de ces caractéristiques sont identiques à celles obtenues en régime sinusoïdal.

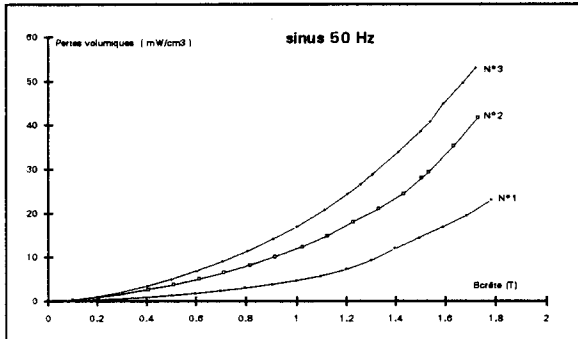


Figure 129

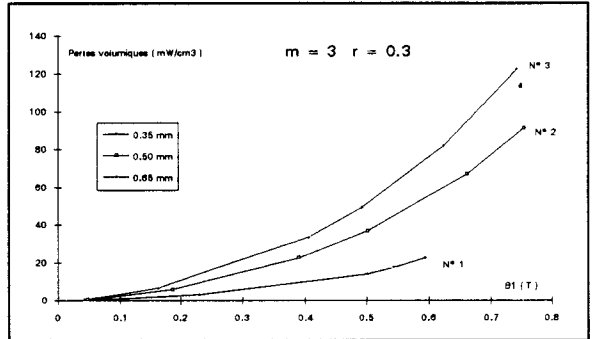


Figure 130

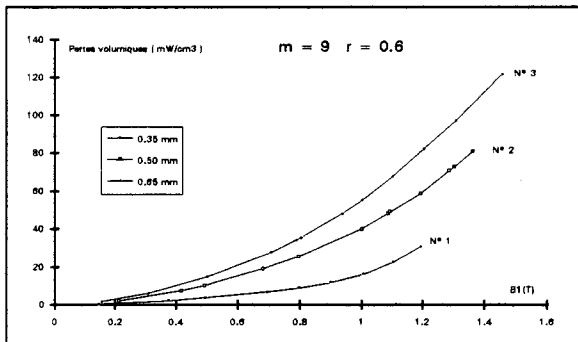


Figure 131

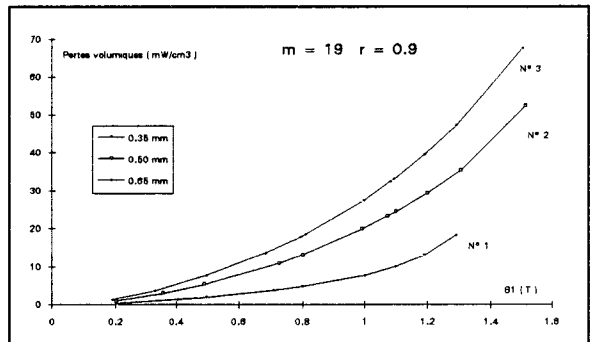


Figure 132

Le tableau suivant montre les écarts de caractéristiques sous diverses excitations pour deux valeurs de  $B_1$  fixées.

$\Delta p$ (mW / cm <sup>3</sup> )	sinus 50Hz	$m = 3 ; r = 0.3$	$m = 9 ; r = 0.6$	$m = 19 ; r = 0.9$
$\Delta p [B_1 = 0.5 \text{ T}]$	4	35	11	6
$\Delta p [B_1 = 1 \text{ T}]$	22	////////////////////	39	20

Plus les valeurs de taux et d'indice de modulation sont faibles, plus l'écart des performances entre matériaux est élevé. Lorsque ces paramètres sont élevés, les caractéristiques rejoignent celles correspondant au régime sinusoïdal.

### 1.2.2. Indices de modulation pairs

Comme nous l'avions déjà annoncé, les ondes M.L.I. dont l'indice de modulation est pair (DPp) engendrent des différences notables par rapport aux cas précédemment étudiés. Ces différences sont liées à la rupture de symétrie centrale de la demi-période de ces ondes. Ce type de dissymétrie est peu courant, mais les phénomènes qu'il engendre ont un tel impact sur les matériaux qu'il est indispensable de bien les décrire.

Le premier point à mentionner est la présence d'harmoniques de rang pair dans le spectre d'une onde M.L.I. d'indice de modulation pair. Ces harmoniques n'existent que par le fait de la dissymétrie de demi-période. En électrotechnique, on "pourchasse farouchement" ce type d'harmoniques. Ils causent toujours de gros désagréments aux structures qu'ils hantent. Nous verrons qu'ils sont à la hauteur de leur réputation lorsqu'ils s'attaquent aux matériaux magnétiques.

L'objet de ce travail est d'observer l'impact d'une forme d'onde d'induction ou de champ magnétique non sinusoïdale sur le comportement macroscopique d'un matériau. Dans le cas présent, l'onde d'induction est alternative, elle est encore formée d'une succession de segments linéaires mais les deux alternances ne sont plus identiques au signe près. La figure 133 montre le cas d'une onde d'indice 2 et de taux de modulation 0.6. Si l'on suppose la valeur moyenne de l'onde d'induction comme nulle, les inductions crêtes sont nécessairement différentes.

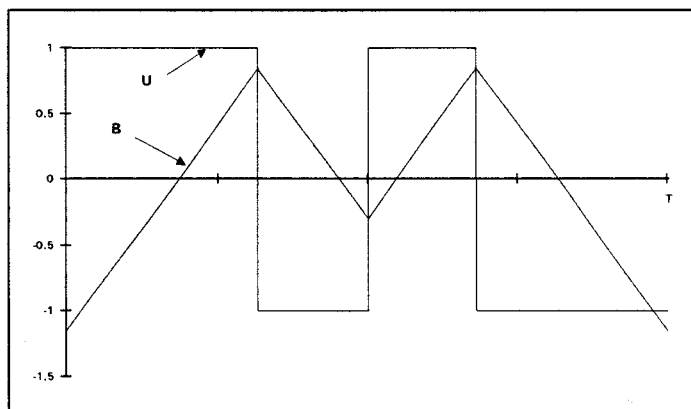


Figure 133

Cette simple remarque vient justifier les propos que nous tenions dans l'introduction de la deuxième partie de ce mémoire. L'induction crête, si elle semble être liée à l'évolution des pertes, peut être reconnue comme l'un des paramètres représentatifs d'une onde d'induction type M.L.I. lorsque le spectre de cette onde est dépourvu d'harmoniques pairs. Ici, la notion d'induction crête perd tout son sens puisque le signal présente des extrêmes différents selon son signe.

D'habitude, la nature périodique des signaux d'excitation implique une symétrie dans le plan  $B(H)$ . Cette symétrie semble toujours avoir été interprétée comme une propriété du matériau. Les résultats que nous allons montrer prouvent bien qu'il n'en est rien, mais que c'est bel et bien la forme de l'onde qui détermine la symétrie de comportement. Le matériau adapte sa réponse à une excitation asymétrique, mais ne rétablit nullement une éventuelle symétrie. Encore une fois, les notions liées aux régimes sinusoïdaux se révèlent n'être issues que de cas bien particuliers d'ondes simplement périodiques. Rappelons encore que la périodicité temporelle d'un signal n'impose rien quant à ses diverses symétries. Elle stipule uniquement qu'à deux instants espacés d'une période correspond une valeur unique du signal.

Ces observations nouvelles nous ont amené à réfléchir sur ces notions de symétrie. En effet, l'induction résulte toujours d'une intégration de la tension mais nous supposons toujours que la constante d'intégration est nulle ; autrement dit, que l'induction est dépourvue de composante continue ( $B_0$ ). Cette composante, si elle existait, serait indécélable dans la tension puisque sa dérivée temporelle serait nulle. **Mais la non observation d'un phénomène ne prouve en rien qu'il n'existe pas.**

Nous nous sommes donc demandés s'il était possible que l'induction présente une valeur moyenne.

Se pose alors la question de la détermination de cette valeur moyenne. La constante d'intégration peut, a priori, être quelconque mathématiquement, mais physiquement, il est nécessaire de trouver une explication à la valeur choisie.

Comme nous l'avions expliqué dans le paragraphe dédié à la désaimantation, l'observation d'un niveau continu, "à différencier d'un niveau rémanent", dans l'induction peut être faite par l'observation du courant, donc du champ magnétique.

Nous montrons sur les figures 134 et 135 les allures de l'induction et du champ pour une onde M.L.I. d'indice pair. La forme d'onde de l'induction est représentée en supposant que la valeur moyenne est nulle.

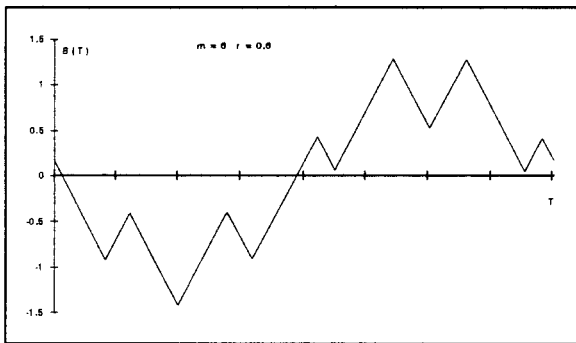


Figure 134

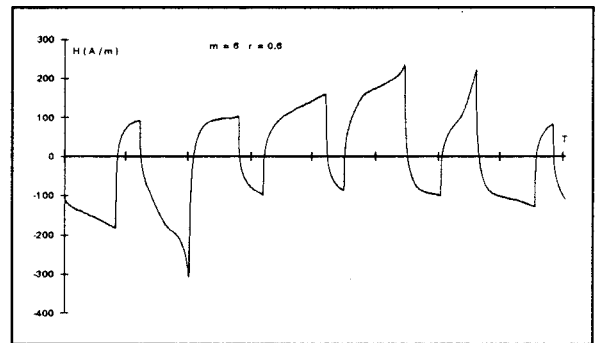


Figure 135

La forme d'onde du champ montre des extréma successifs dont les variations suivent celles des extréma de l'induction. Les deux alternances de la forme d'onde de l'induction n'étant pas identiques, il est difficile de dire si les dissymétries observées sur le courant et notamment les effets de saturation, sont liées à la présence d'une induction continue ou s'ils proviennent simplement du fait que l'induction prend au cours de certaines alternances des valeurs proches des valeurs dites de saturation. Cette difficulté provient du fait qu'il n'existe aucun niveau continu superposable à ce type d'onde, tel que le rajout de ce niveau continu puisse symétriser les deux alternances de l'onde initiale. Ceci est, entre autres, lié au fait que le nombre d'extréma de l'induction n'est pas le même dans les deux alternances. La forme d'onde d'induction n'est pas symétrisable par translation verticale.

La notion de composante continue dans l'induction est fortement liée au régime transitoire succédant à la mise sous tension. A la mise sous tension d'un dispositif tel que le cadre d'Epstein, un régime transitoire apparaît de la même façon que lors de la mise sous tension d'un transformateur classique. Une différence doit être néanmoins signalée ; la présence de l'asservissement qui participe bien évidemment au régime transitoire. Lors de ces phases transitoires, le matériau recherche un état d'équilibre pour lequel les échanges d'énergie avec la source d'alimentation sont minimisés [89]. Lorsque les deux alternances du signal d'excitation sont symétriques le matériau "converge" vers un état pour lequel les échanges d'énergie sont identiques dans chaque demi-période, par conséquent, il est tout à fait naturel que la composante moyenne de l'induction en régime permanent soit nulle. En effet, si cette

composante n'était pas nulle, le courant ne serait plus symétrique et les pertes ne seraient plus les mêmes dans chaque demi-période. Aucune des expérimentations que nous avons effectuées n'a permis de telles observations. La figure 136 représente la puissance instantanée au cours d'une période relative à une onde de type PC. Elle montre bien l'égalité des pertes dans les deux demi-périodes.

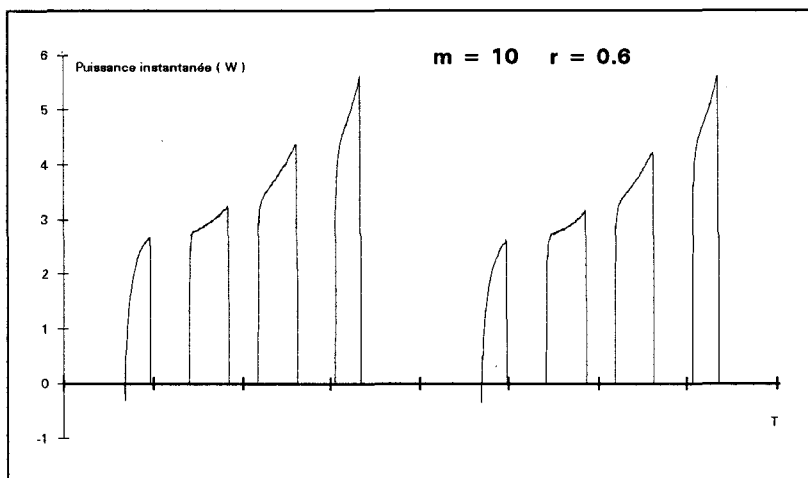


Figure 136

Lorsque le signal d'excitation n'est plus symétrique comme dans le cas d'une onde M.L.I. d'indice de modulation pair, la notion même de demi-période n'a plus de sens.

Il nous semble possible que le matériau cherche "à converger" après le régime transitoire vers un niveau d'induction moyen autour duquel l'induction va évoluer selon les variations imposées par la tension secondaire. ( Rappelons que la tension secondaire n'impose que les variations de l'induction mais pas son niveau moyen ). Afin d'illustrer nos dires, nous présentons la puissance instantanée obtenue pour une onde type DPp par la figure 137. L'égalité des pertes par demi-période n'est plus assurée. Il existe donc un paramètre qui impose cette dissymétrie.

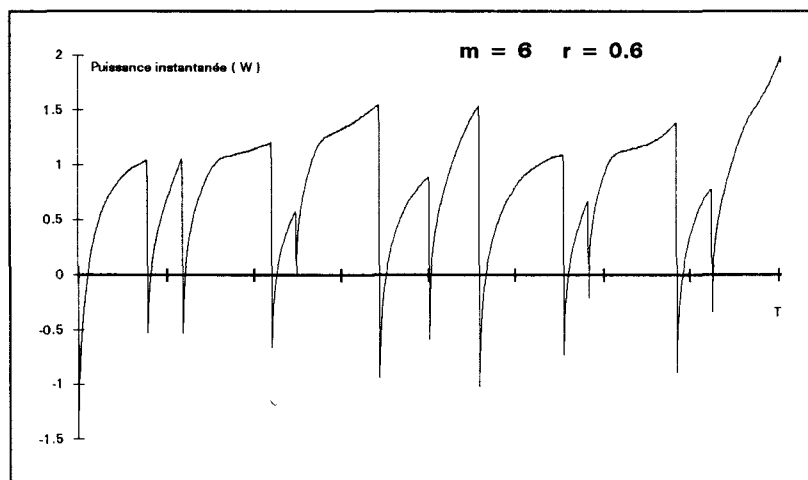


Figure 137

Il nous semble possible qu'un niveau continu d'induction puisse exister afin de décaler la forme d'onde de telle façon que l'échange d'énergie moyen entre le matériau et la source d'énergie soit minimal. Afin de renforcer nos propos, nous avons observé le régime permanent pour une onde M.L.I. d'indice pair pour deux mises sous tension effectuées sous des conditions initiales différentes. Lors de ces deux essais, les régimes transitoires sont différents et conduisent à des régimes permanents (figures 140 et 141) pour lesquels les ondes de courant sont différentes. Alors que les variations de l'onde d'induction sont les mêmes, nous observons pour des instants identiques de la période des valeurs de courant sensiblement différentes (figures 138 et 139). On observe des pointes de saturation tantôt sur les valeurs positives du courant, tantôt sur les valeurs négatives. Notons ici que ces divergences ne sont pas liées à la dispersion des résultats. De multiples essais ont été effectués et laissent persister ces différences.

Induction

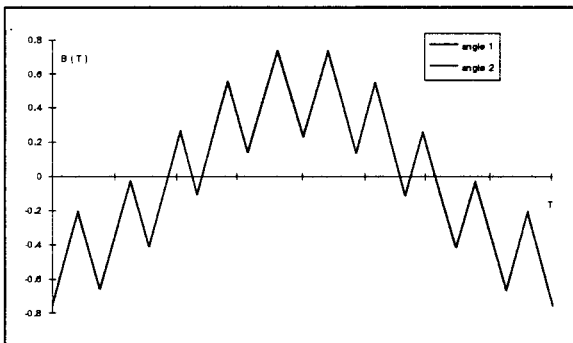


Figure 138

Champ

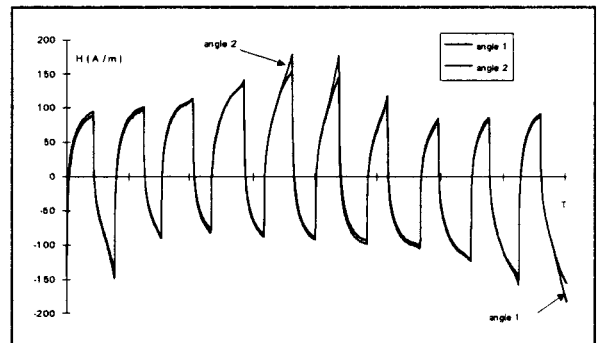


Figure 139

## Cycle d'hystérésis

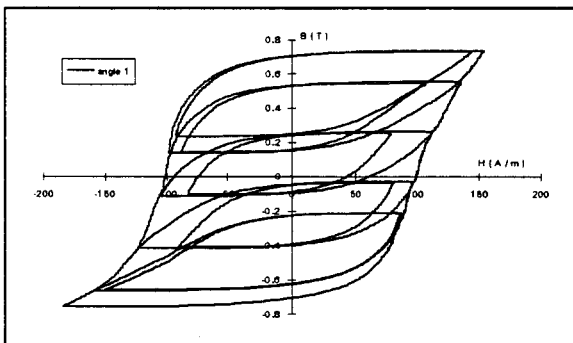


Figure 140

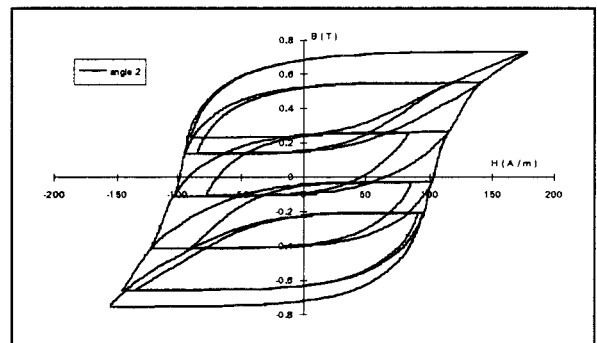


Figure 141

Ces différences ne sont explicables que par la modification du niveau moyen d'induction selon les conditions initiales à la mise sous contrainte du matériau. Les conditions initiales de mise sous tension influent notablement sur le régime transitoire au sein du matériau [90]. Bien que nous n'ayons pas effectué de contrôle systématique de l'influence du régime transitoire sur le régime permanent ; les quelques essais effectués, s'ils mettent bien en évidence la présence d'un niveau d'induction continue, ne nous ont pas permis d'observer de différences notables sur les mesures de pertes. Nous en concluons, sous réserve de mesures contradictoires que la modification du niveau moyen de l'induction ne semble pas affecter les pertes lors du régime permanent. Cette dernière observation est très importante, car une caractérisation correcte ne

saurait être tributaire d'un tel phénomène. La répétabilité des mesures ne serait alors plus assurée pour ce type d'ondes asymétriques. Si, dans l'avenir, il devait s'avérer que le niveau de pertes, pour des ondes asymétriques, soit tributaire de conditions initiales ou du régime transitoire, il serait alors évident qu'un nouveau paramètre serait à prendre en compte pour caractériser un matériau. Nous avons déjà paré à une dispersion des caractéristiques liée aux conditions initiales en intégrant systématiquement avant toute caractérisation une procédure de désaimantation des éprouvettes sous test. Suite à l'observation relative au régime transitoire, nous avons décidé de rajouter au sein de la procédure de test globale un contrôle de l'instant d'enclenchement. La phase transitoire est alors indépendante de ce paramètre. La répétabilité des mesures a été contrôlée pour ces régimes d'induction asymétrique et la dispersion des résultats s'est montrée tout à fait comparable à celle obtenue lors des essais de validation du dispositif. Bien que nos propos semblent être bien étayés par ces quelques observations, la question de la valeur de l'induction continue reste posée. Nous n'avons hélas aucune réponse à proposer à ce sujet là, mais ceci n'entrave en rien la poursuite des caractérisations en régime d'induction M.L.I. asymétrique.

La présence du terme continu dans l'induction ne permet pas de donner de valeur exacte des extréma de l'induction. Afin de caractériser les ondes de type DPp, nous avons choisi de définir comme paramètre représentatif  $B'c = [(Bc^+) - (Bc^-)]/2$ . La définition de ce paramètre est également valable pour des ondes symétriques de type PC ou DPi.

### 1.2.2.1. Caractéristiques expérimentales

Comme pour les cas précédents, nous montrons les caractéristiques de pertes, de gradient et de valeur crête apparente  $B'c$ . Lorsque le taux de modulation est maintenu constant, l'augmentation de l'indice de modulation réduit les pertes ainsi que l'induction crête apparente. Le gradient d'induction est quasiment insensible aux variations de l'indice de modulation. Les figures 142 à 144 regroupent tous ces résultats.

$$r = 0.3$$

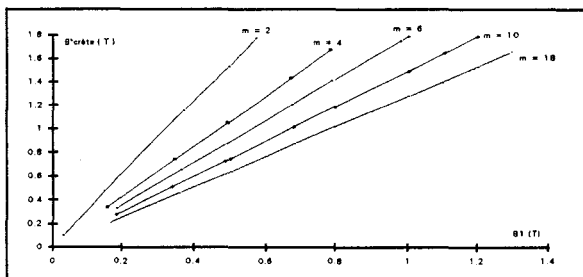


Figure 142.a

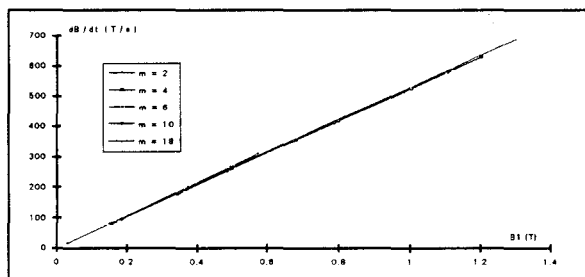


Figure 142.b

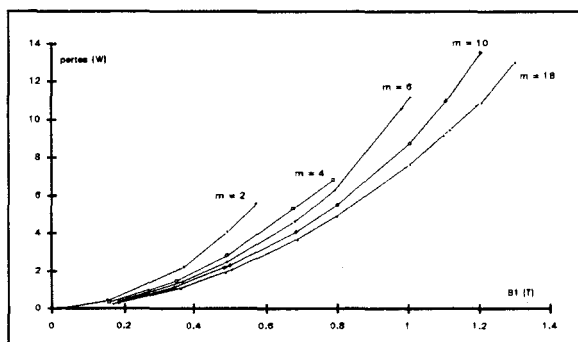


Figure 142.c

$r = 0.6$

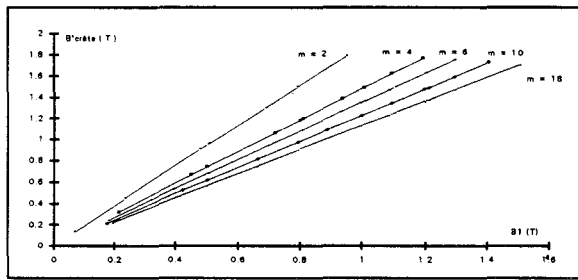


Figure 143.a

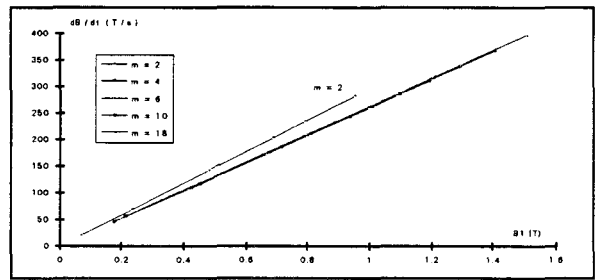


Figure 143.b

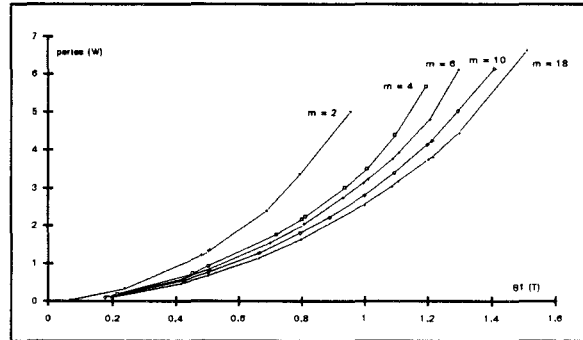


Figure 143.c

$r = 0.9$

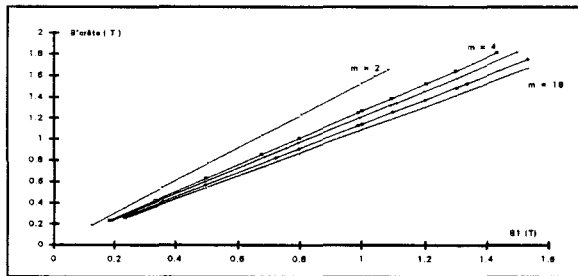


Figure 144.a

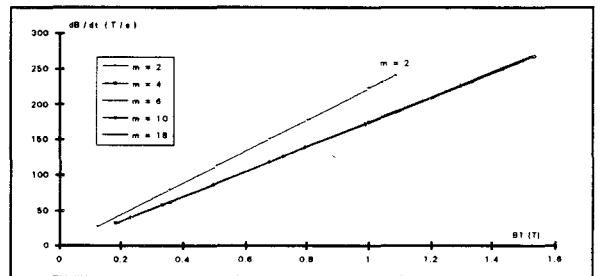


Figure 144.b

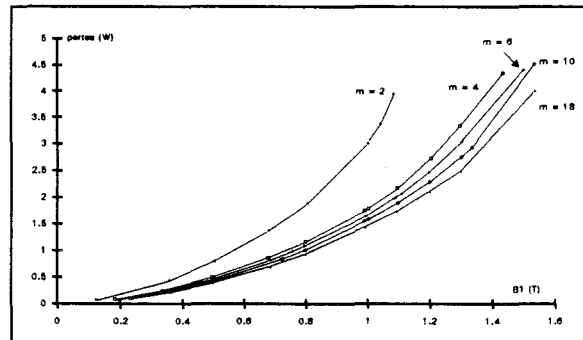


Figure 144.c



Lorsque l'indice de modulation reste constant, la réduction du taux de modulation engendre des augmentations des pertes, du gradient et de la valeur crête apparente de l'induction. Les figures 145 à 147 montrent que ces variations sont d'autant plus importantes que l'indice de modulation est élevé.

$m = 2$

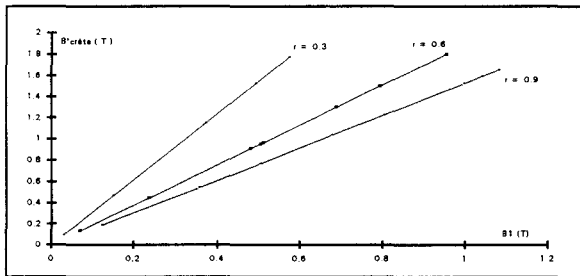


Figure 145.a

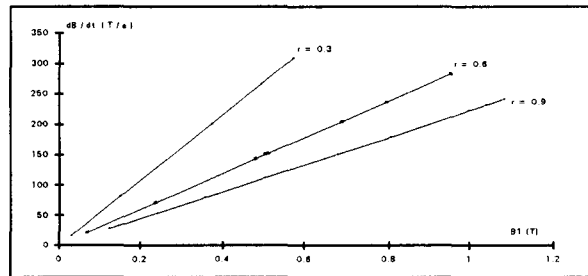


Figure 145.b

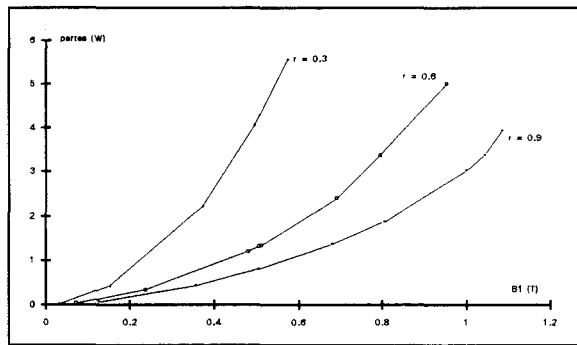


Figure 145.c

$m = 4$

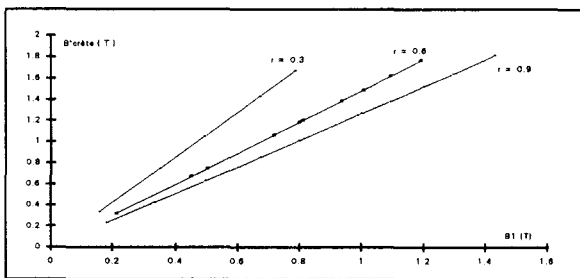


Figure 146.a

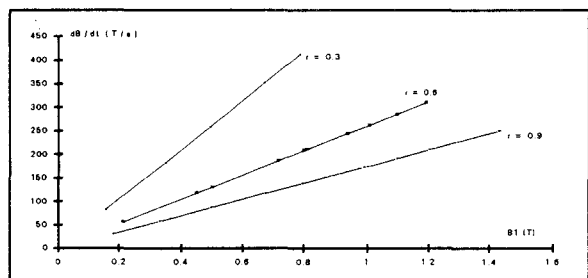


Figure 146.b

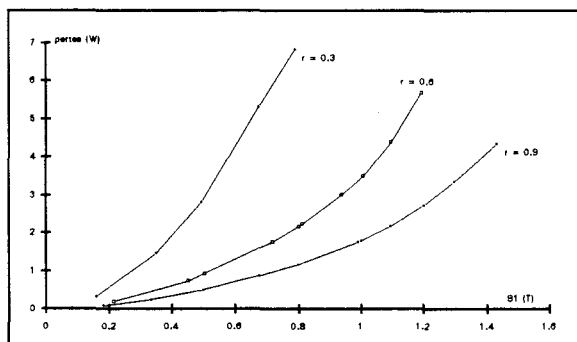


Figure 146.c

$m = 14$

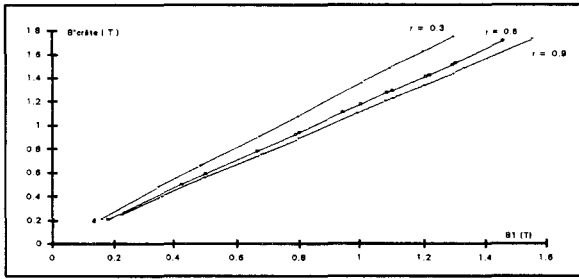


Figure 147.a

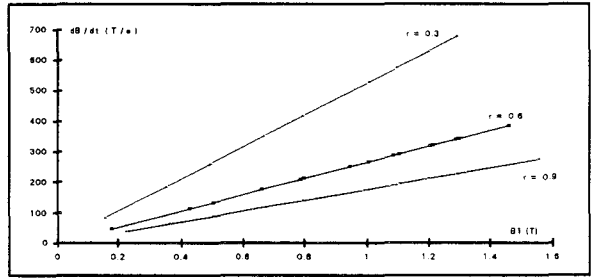


Figure 147.b

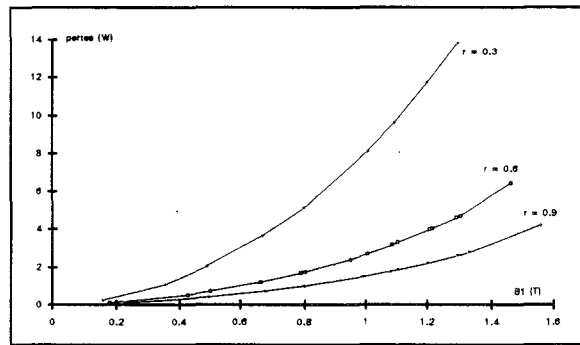


Figure 147.c

Tout comme pour les ondes DPI, nous montrons sur la figure 148 l'indépendance du fondamental de la tension M.L.I. et de l'indice de modulation lorsque celui-ci est supérieur à 2. Cette constatation amène les mêmes conclusions sur les tendances théoriques explicitées dans le cas des indices impairs (cf. § 1.2.1.1.). Ici encore, les caractéristiques expérimentales concordent parfaitement avec les prévisions théoriques.

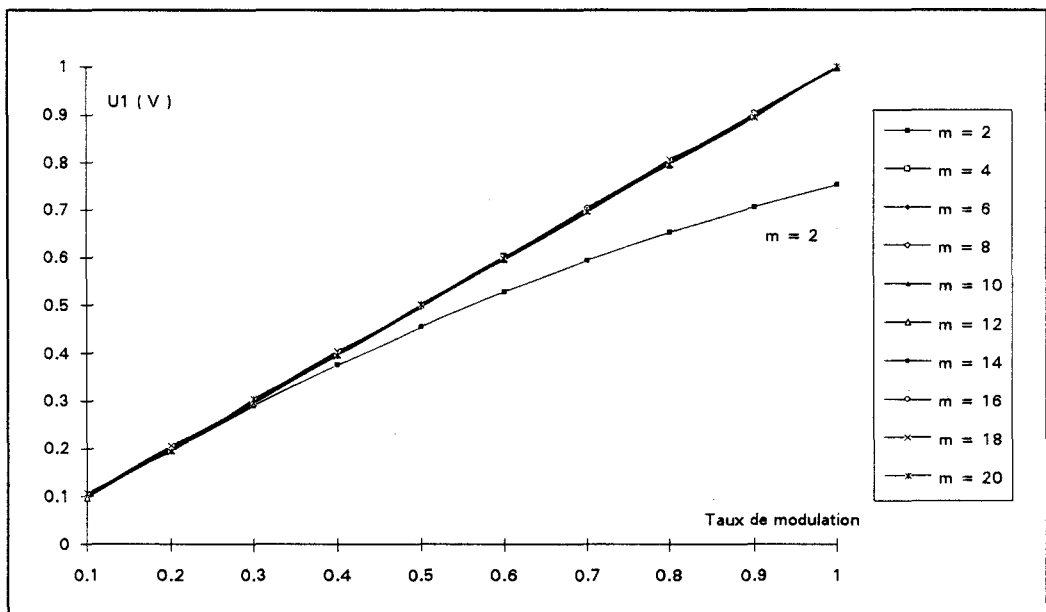


Figure 148

1.2.2.2. Influence de l'induction crête et du gradient d'induction sur les pertes

L'impact des paramètres de modulation sur les pertes, le gradient et l'induction crête apparente pour des onde de type DPP est mis en évidence par les figures 149 à 151. Ces caractéristiques ont été obtenues pour une induction fondamentale égale à 1T. Elles montrent que c'est plutôt le gradient d'induction qui règle le niveau moyen des pertes en fonction de l'indice de modulation. Par contre, l'allure des caractéristiques de pertes en fonction de l'indice de modulation est couplée à l'induction crête apparente, même si celle-ci est sensible au taux de modulation.

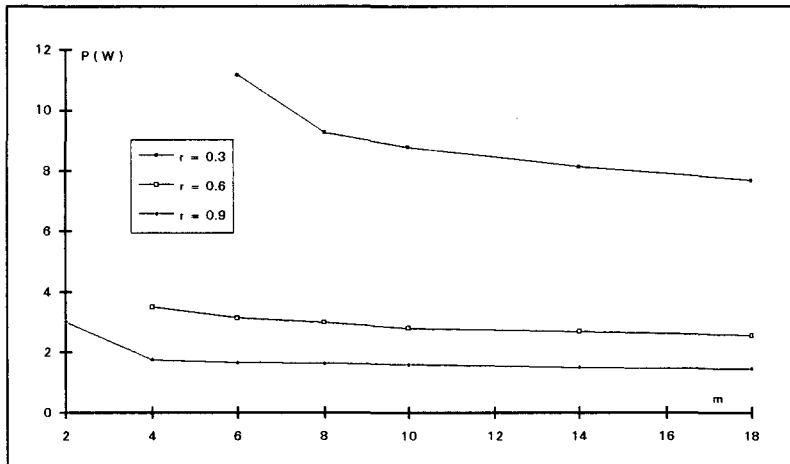


Figure 149

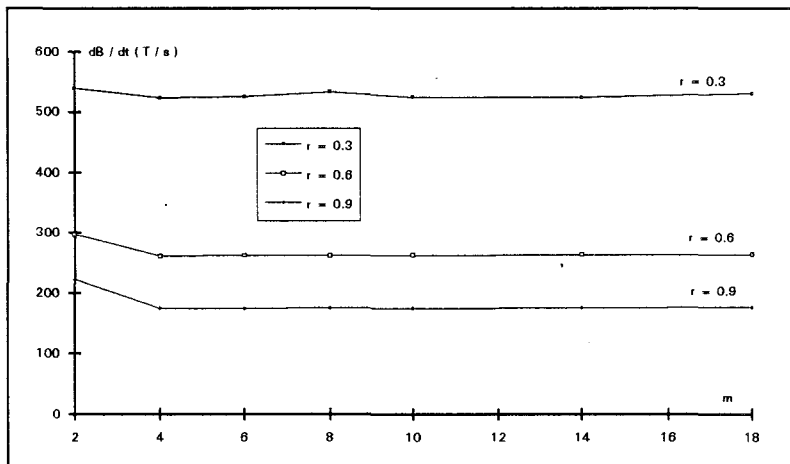


Figure 150

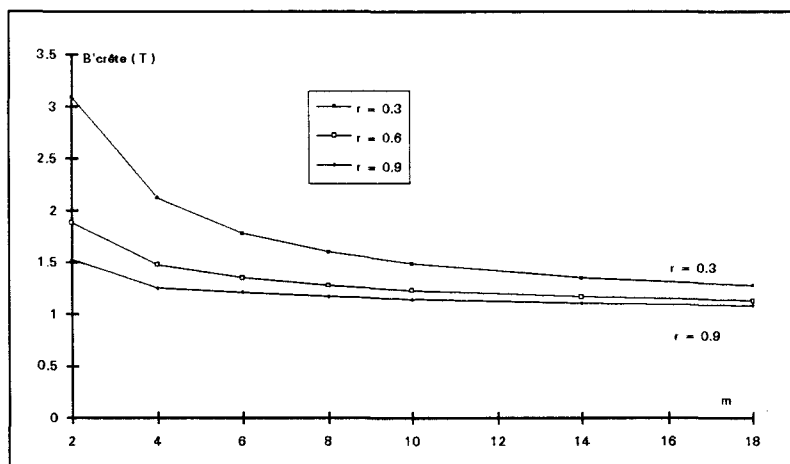


Figure 151

1.2.2.3. Limites de caractéristiques

Nous représentons dans ce paragraphe les caractéristiques limites que nous avons pu relever sur le matériau caractérisé précédemment. Les figures 152 à 154 illustrent ces résultats en fonction des paramètres de la modulation.

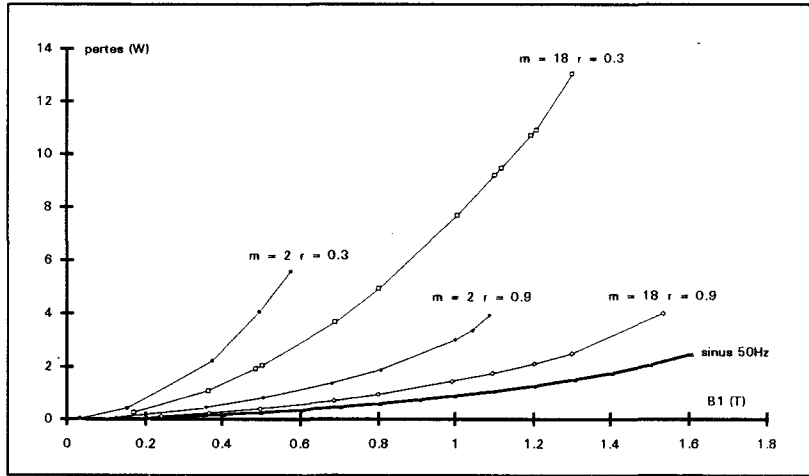


Figure 152

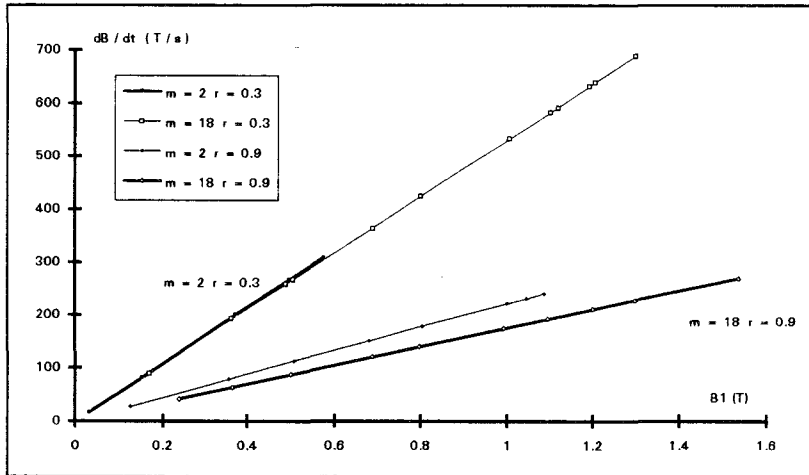


Figure 153

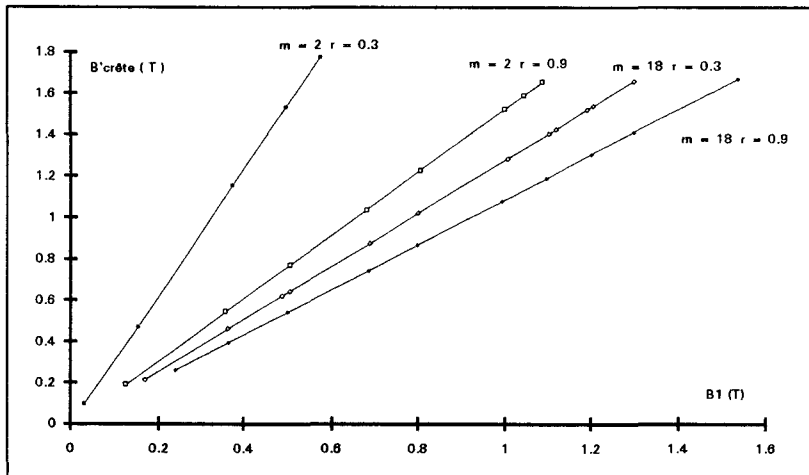


Figure 154

Les limites supérieures de ces caractéristiques sont obtenues pour les indices et les taux les plus faibles, les limites inférieures correspondent à des paramètres de modulation maximaux. Le maximum que l'on peut donner à  $B_1$  est d'autant plus faible que  $m$  et  $r$  sont eux-mêmes plus faibles. Les figures 155 et 156 montrent l'une pour  $m$  et  $r$  faibles, l'autre pour  $m$  et  $r$  grands, les formes d'onde du champ et de l'induction pour une même induction fondamentale de 1T. Elles confirment l'intérêt d'augmenter la fréquence de récurrence de l'onde de tension pour des régimes demi-pont.

$m = 2 \quad r = 0.3$

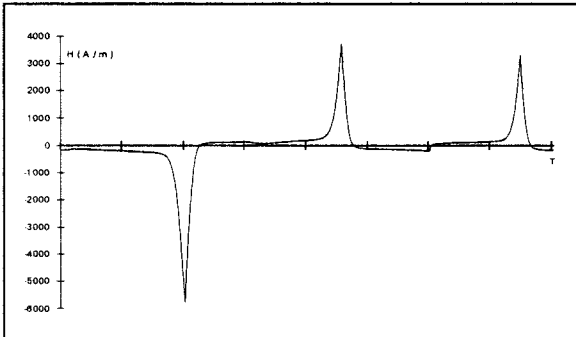


Figure 155.a

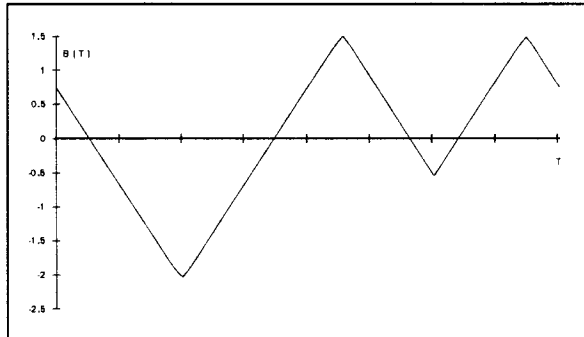


Figure 155.b

$m = 18 \quad r = 0.9$

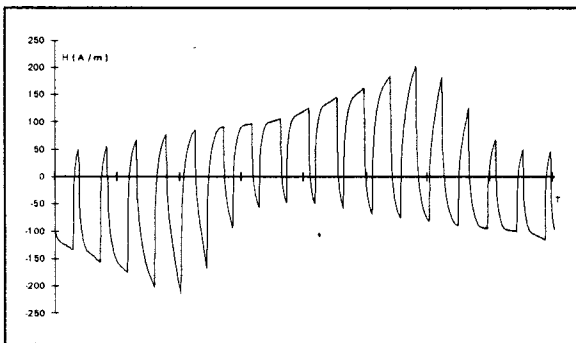


Figure 156.a

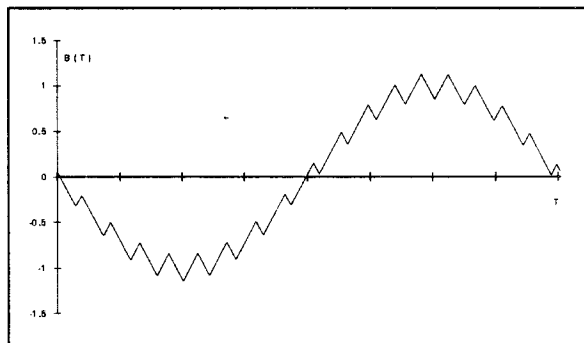


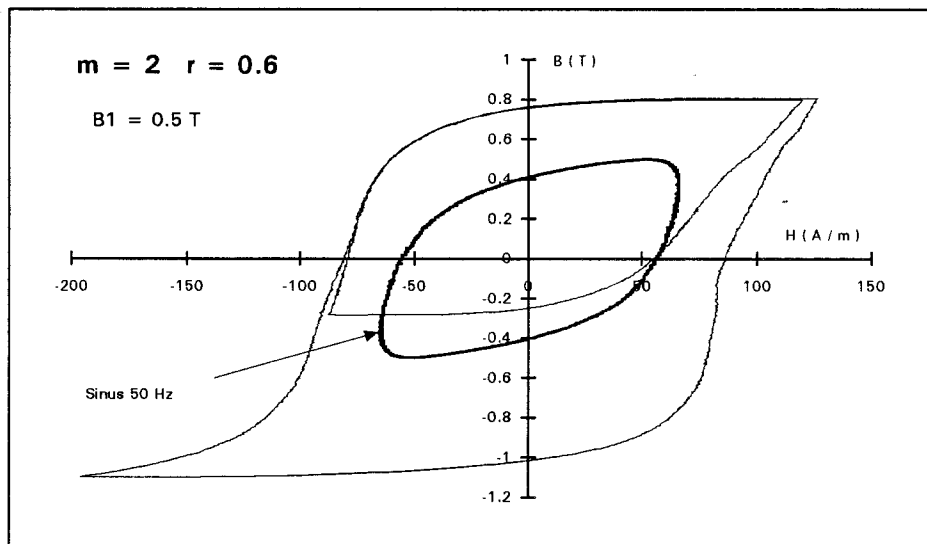
Figure 156.b

A fondamental d'induction donné, l'augmentation de l'indice de modulation minimise les effets de pic de l'induction par rapport au terme fondamental. L'effet du caractère pair de  $m$  est fortement atténué lorsque l'indice de modulation augmente, la symétrie de la forme d'onde du champ en est la preuve. Les pertes sont alors fortement réduites. Il en est de même pour la valeur efficace du courant d'aimantation.

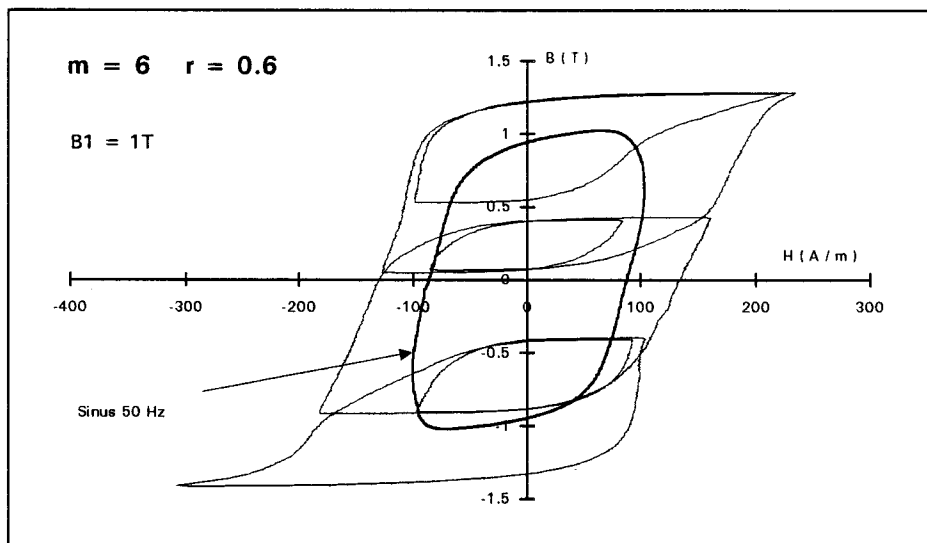
Signal	$B_1 = 0.5 \text{ T}$		$B_1 = 1 \text{ T}$	
	Pertes ( W )	I <sub>eff</sub> ( A )	Pertes ( W )	I <sub>eff</sub> ( A )
sinus	0.268	0.07	0.887	0.11
$m = 2 \quad r = 0.3$	4.062	0.22	////	////
$m = 10 \quad r = 0.6$	0.748	0.08	2.805	0.15
$m = 18 \quad r = 0.9$	0.396	0.07	1.448	0.12

#### 1.2.2.4. Cycle d'hystérésis

Les figures 157 et 158 montrent deux cycles d'hystérésis obtenus pour des indices, taux et inductions fondamentales différents. Ces cycles sont constitués de  $m$  boucles de rebroussement. Ces cycles mettent bien en évidence les dissymétries de champ déjà évoquées au début de ce paragraphe. Ces cycles ont été centrés de telle sorte que les inductions crêtes soient égales à l'induction crête apparente. Notons bien que ce centrage ne modifie en rien la valeur des pertes puisque la forme globale du cycle, donc de sa surface, reste inchangée. Le cycle de la figure 158 montre bien la symétrisation de l'onde de champ liée à l'augmentation de l'indice de modulation par rapport à la figure 157.



**Figure 157**



**Figure 158**

1.2.2.5. Comparaison des trois matériaux

Nous comparons ici les performances en terme de pertes des trois matériaux testés. Pour des régimes d'induction de type DPp, le classement des trois matériaux reste inchangé par rapport à celui obtenu en régime sinusoïdal. Les caractéristiques suivantes montrent que l'augmentation de l'indice ou du taux de modulation rétrécit fortement les écarts de performance entre les trois matériaux. Les figures 159 à 162 regroupent ces résultats pour différents couples (m,r).

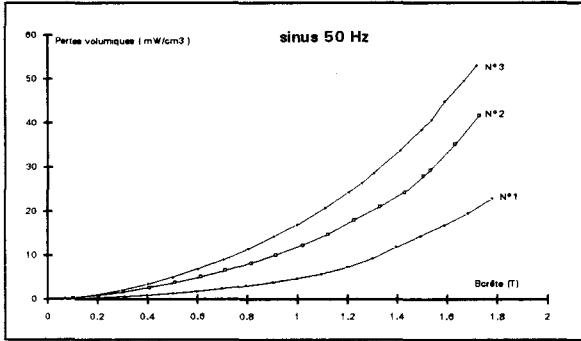


Figure 159

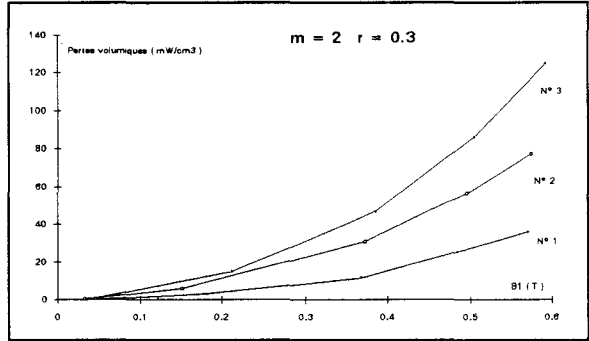


Figure 160

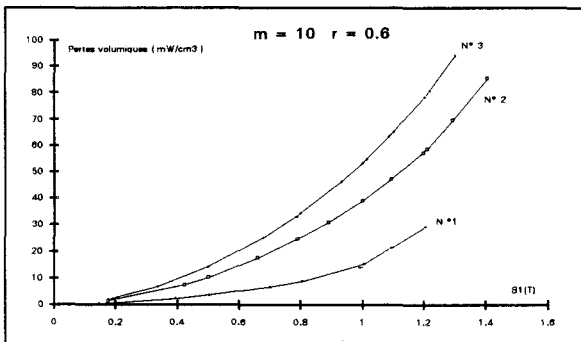


Figure 161

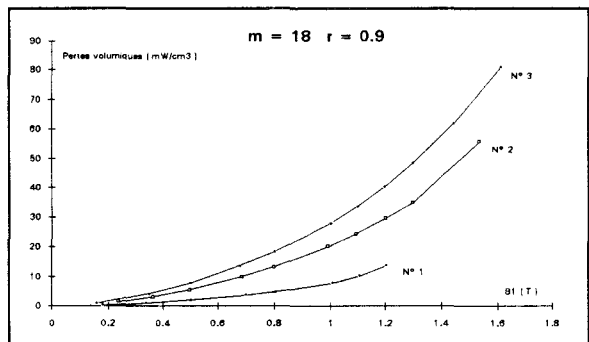


Figure 162

$\Delta p$ (mW / cm <sup>3</sup> )	sinus 50Hz	m = 2 ; r = 0.3	m = 10 ; r = 0.6	m = 18 ; r = 0.9
$\Delta p$ [B <sub>1</sub> = 0.5 T]	4	59	11	6
$\Delta p$ [B <sub>1</sub> = 1 T]	22	////////////////////	38	20

Nous remarquons que pour des couples (m,r) élevés, les caractéristiques se rapprochent de celles obtenues en régime sinusoïdal. Cette observation est tout à fait cohérente puisque les formes d'onde obtenues pour de fortes valeurs de l'indice et du taux tendent vers la sinusoïde.

### 1.3. Conclusions

Les tendances de comportement des matériaux sont résumées par les graphes 163 et 164. Ceux-ci sont typiques d'une induction fondamentale de 1T.

#### Modulation type "Pont complet"

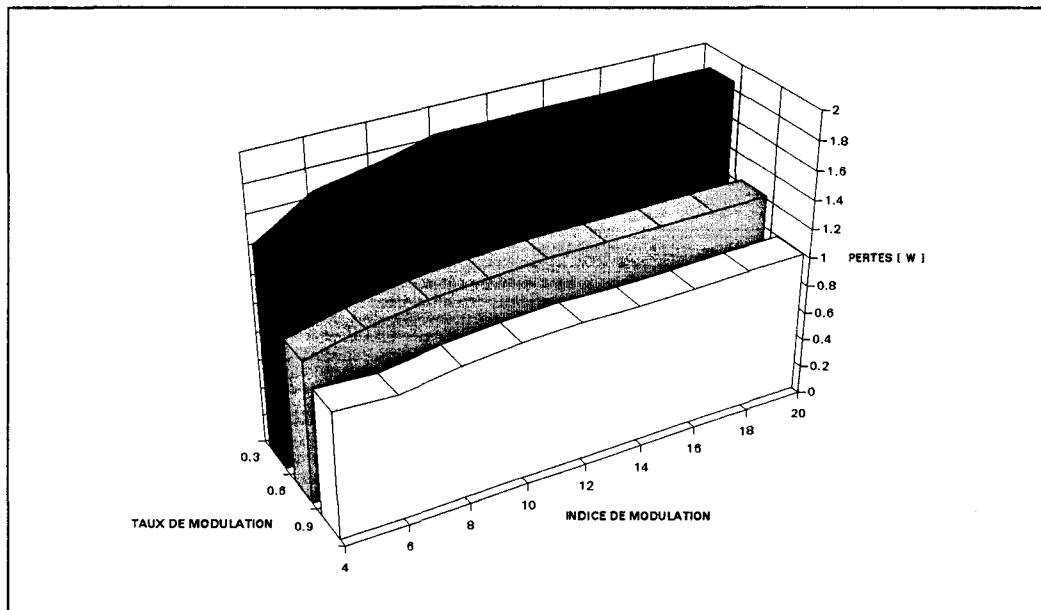


Figure 163

#### Modulation type "Demi-pont"

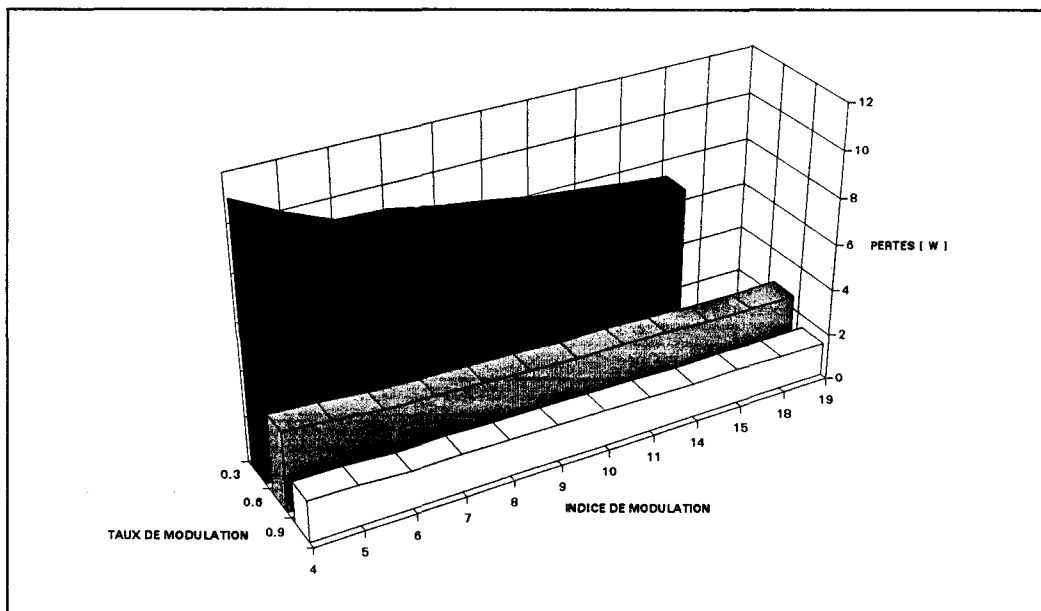


Figure 164



Ces graphes montrent bien que l'indice de découpage n'est pas nécessairement un paramètre favorable à la réduction des pertes lorsqu'il est élevé. La forme de l'onde et par conséquent la structure de l'onduleur alimentant la machine, dont on souhaite optimiser la construction, sont des facteurs très importants à prendre en compte [91] à [95].

En ce qui concerne le taux de modulation, l'impact est identique pour les deux types d'onde étudiés. Un taux de modulation élevé est toujours un gage de pertes minimales.

L'indice de modulation provoque des effets contraires, quand aux pertes selon la structure de l'onduleur.

Les écarts entre les caractéristiques des trois matériaux sont toujours minimisés lorsque le taux de modulation est élevé quel que soit le type d'onde. Par contre, l'effet de l'indice de modulation sur les écarts de caractéristiques varie selon que l'onde est du type DP ou PC. Pour les ondes PC, l'augmentation de l'indice de modulation accentue les écarts de caractéristiques entre matériaux alors qu'elle les réduit pour des ondes DP. Le choix adéquat d'un matériau magnétique pour la construction du circuit magnétique d'une machine électrique, alimentée par un convertisseur statique, nécessite de pouvoir comparer les performances de différents matériaux, à condition que ces performances aient été déterminées dans des régimes d'induction adaptés à la structure du convertisseur. Les écarts de performance entre plusieurs matériaux sous des inductions non sinusoïdales peuvent s'avérer très différents des écarts déterminés en régime sinusoïdal.

Toutes les caractérisations présentées dans ce chapitre montrent les tendances globales de l'évolution des pertes en fonction des paramètres de la modulation.

Ces caractéristiques peuvent s'avérer suffisantes si l'on se contente de caractériser un matériau par ses pertes globales. Il peut néanmoins s'avérer très intéressant de décomposer plus finement ces pertes et en particulier de façon spectrale. Rien, a priori, ne permet de localiser fréquemment les variations observées sur les pertes. Nous avons donc choisi de caractériser les matériaux précédents par leur spectre fréquentiel. Ces types de caractérisation sont développés dans les chapitres suivants.



## 2. CARACTERISATION HARMONIQUE

Depuis le début de la présentation des résultats de caractérisation, nous avons montré que les paramètres classiques que sont la fréquence, l'induction crête, éventuellement le gradient d'induction, ne suffisent pas à décrire correctement le comportement d'un acier magnétique doux soumis à des contraintes électromagnétiques non sinusoïdales. Ces paramètres nous semblent en outre être inadaptés à l'utilisation que recherche un constructeur de machines électriques.

L'étude des grandeurs périodiques non sinusoïdales a toujours tenu une grande place en électrotechnique. Le développement de l'électronique de puissance, où les signaux alternatifs sont rarement sinusoïdaux, a accru l'intérêt porté à l'étude des harmoniques. Il est traditionnel de décomposer une grandeur alternative non sinusoïdale en série de Fourier et d'examiner les effets, utiles ou nuisibles, des harmoniques qui se superposent au fondamental.

Dans le cas des matériaux magnétiques non linéaires soumis à des excitations non sinusoïdales, il est particulièrement instructif de considérer les effets des harmoniques de l'excitation sur la puissance et le courant magnétisant.

Si la décomposition spectrale des signaux d'excitation non sinusoïdale d'un matériau magnétique ne permet pas de prévoir a priori le comportement de celui-ci, l'analyse de ce comportement permet d'observer les effets des divers harmoniques. Certains d'entre eux sont sources de pertes supplémentaires, d'autres sont filtrés par le biais de la perméabilité du matériau. Certains types d'ondes affectent le comportement fondamental du matériau, d'autres le laissent inchangé par rapport à des excitations sinusoïdales. Bref, il est évident que derrière tout ce comportement harmonique se cache une quantité d'informations essentielles au bon dialogue entre le métallurgiste soucieux de répondre le plus précisément possible à l'électrotechnicien en mal de matériau adapté à ses besoins.

Aussi avons nous entrepris une longue démarche de caractérisation harmonique dans le but, d'une part d'expliquer quels nous semblaient être les paramètres nouveaux intéressants à mesurer dans le cas d'excitations complexes et d'autre part de montrer comment ces paramètres évoluent en fonction des paramètres de l'onde d'excitation.

### 2.1. Rappels

Avant toute chose nous avons tenu à préciser de nouveau les diverses relations mathématiques utilisées pour définir les paramètres utilisés dans nos caractérisations harmoniques [96].

Le point de départ de nos réflexions a été l'expression harmonique des pertes magnétiques. L'énergie moyenne dissipée dans le matériau testé sur cadre Epstein est déterminée par

l'expression classique :  $p = \frac{1}{T} \int_0^T u(t) \cdot i(t) dt$  (cf. description du banc partie 1 § 1.2.3.)

$u(t)$  et  $i(t)$  sont des grandeurs électriques de même fréquence  $f = 1/T$ . Elles s'expriment par conséquent sous la forme d'une somme d'harmoniques et d'un terme moyen :

avec

$$\begin{aligned} u(t) &= U_0 + \sum_{k=1}^{k \rightarrow +\infty} u_k(t) & \text{avec } u_k(t) &= U_k \sqrt{2} \cos(k\omega t + \Phi_k) \\ \text{et} & & & \\ i(t) &= I_0 + \sum_{k=1}^{k \rightarrow +\infty} i_k(t) & \text{avec } i_k(t) &= I_k \sqrt{2} \cos(k\omega t + \Psi_k) \end{aligned} \quad (12)$$

Dans la plupart des cas classiques, on évite la présence d'un terme moyen dans l'expression du courant pour ne pas saturer le matériau. La tension secondaire présente toujours une composante continue nulle de par le principe du cadre Epstein. En conséquence, les termes  $U_0$  et  $I_0$  seront toujours nuls dans chaque caractérisation.

Compte tenu de ces expressions, la puissance moyenne véhiculée par le couple  $\{ u(t), i(t) \}$  peut s'exprimer par la somme des puissances harmoniques suivante :

$$p = \sum_{k=1}^{k \rightarrow +\infty} U_k I_k \cos(\Phi_k - \Psi_k) \quad (13)$$

A chaque couple de vecteurs  $(\bar{U}_k, \bar{I}_k)$  représentant  $u_k$  et  $i_k$ , correspond un couple  $(\bar{B}_k, \bar{H}_k)$  tel que :

$$\bar{B}_k = \frac{\bar{U}_k}{jkNS\omega} \text{ et } \bar{H}_k = \frac{N\bar{I}_k}{L} \quad (14)$$

La figure 165 précise les déphasages temporels relatifs de ces quatre vecteurs.

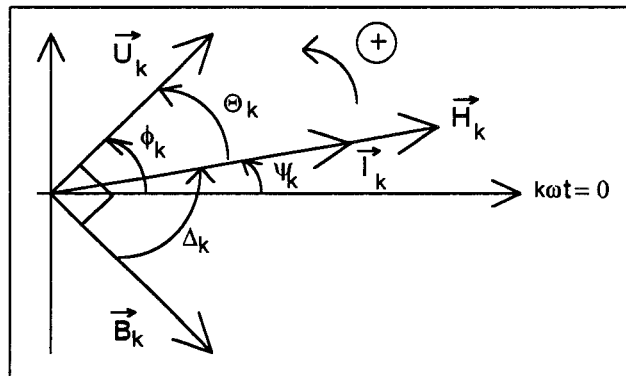


Figure 165

L'induction magnétique  $b(t)$  peut être obtenue en sommant les termes  $b_k(t)$ , elle s'écrit donc :

$$b(t) = B_0 + \sum_{k=1}^{k \rightarrow +\infty} b_k(t) \quad \text{avec } b_k(t) = B_k \sqrt{2} \cos(k\omega t + \Phi_k - \Pi/2) \quad (15)$$

Notons au passage que rien ne s'oppose à ce que la composante  $B_0$  existe. Nous verrons que certains types d'ondes peuvent générer une telle composante. De la même façon, le champ magnétique  $h(t)$  s'exprime selon l'égalité suivante.

$$h(t) = \sum_{k=1}^{k \rightarrow +\infty} h_k(t) \quad \text{avec } h_k(t) = H_k \sqrt{2} \cos(k\omega t + \Psi_k) \quad (16)$$

En substituant aux grandeurs électriques les grandeurs magnétiques, l'expression des pertes s'écrit sous la forme classique suivante :

$$p = 2\Pi f S L \sum_{k=1}^{k \rightarrow +\infty} k B_k H_k \sin \Delta_k \quad \text{avec } \Delta_k = \Psi_k - \Phi_k + \Pi/2. \quad (17)$$

Il est également possible d'associer à chaque couple  $(\bar{B}_k, \bar{H}_k)$  une puissance, que nous baptiserons puissance d'aimantation. Cette puissance est produite par les composantes colinéaires de  $\bar{B}_k$  et  $\bar{H}_k$ . Électriquement, c'est la composante de  $\bar{U}_k$  en quadrature avec  $\bar{I}_k$  qui traduit cette puissance d'aimantation qu'on nomme classiquement puissance réactive. Cette puissance d'aimantation harmonique s'exprime sous la forme :

$$q_k = 2\Pi f S L B_k H_k \cos \Delta_k. \quad (18)$$

Le rapport  $\frac{p_k}{q_k}$  marque la quantité d'énergie dissipée à la fréquence  $k \cdot f$  pour obtenir l'induction  $B_k$ .

Les puissances  $p_k$  et  $q_k$  sont également représentées par les composantes  $\mu'_k$  et  $\mu''_k$  de la perméabilité complexe  $\bar{\mu}_k = \mu'_k - j \mu''_k$  avec  $\bar{\mu}_k = \frac{\bar{B}_k}{\bar{H}_k}$ . Les composantes  $\mu'_k$  et  $\mu''_k$  s'expriment simplement en fonction de  $\mu_k$  et  $\Delta_k$  comme suit :

$$\mu'_k = \mu_k \cos \Delta_k \text{ et } \mu''_k = \mu_k \sin \Delta_k \quad (19)$$

Ces perméabilités complexes seront normalisées par la suite par rapport à  $\mu_0$ . Afin de ne pas alourdir la rédaction, nous n'introduisons pas de nouveau symbole suite à cette opération.

Les puissances  $p_k$  et  $q_k$  s'expriment enfin de la façon suivante :

$$\begin{aligned} p_k &= 2 \Pi f S L k \mu''_k H_k^2 \\ \text{et} \\ q_k &= 2 \Pi f S L k \mu'_k H_k^2 \end{aligned} \quad (20)$$

Il est clair que pour une induction  $B_k$  donnée, la connaissance du couple  $(\mu'_k, \mu''_k)$  et du champ  $H_k$  suffit à connaître les puissances  $p_k$  et  $q_k$ . Nous montrerons toutefois, dans la suite de ce chapitre, les variations de tous les paramètres harmoniques, même si certains d'entre eux fournissent des informations redondantes.

Afin de mieux appréhender les résultats obtenus, nous scindons en deux parties la caractérisation harmonique. Nous montrons d'abord les variations des paramètres fondamentaux, relatifs à la fréquence  $f$ , nous globaliserons ensuite les caractéristiques harmoniques proprement dites dans un autre paragraphe.

## 2.2. Caractéristiques fondamentales

Nous présentons dans cette partie les résultats de caractérisation fondamentale pour le matériau qui a servi de support aux résultats présentés dans le chapitre précédent. Les caractéristiques présentées sont relatives aux ondes M.L.I. (PC, DPi et DPp) déjà traitées plus avant.

Une comparaison des trois matériaux testés au cours de ce travail sera présentée à l'issue de ce chapitre afin de valider les tendances observées sur le matériau d'abord caractérisé et de quantifier les écarts de performances entre ces trois matériaux.

A chaque faisceau de caractéristiques, nous avons joint la caractéristique obtenue en régime sinusoïdal afin de faciliter les comparaisons avec des résultats plus classiques. Les caractéristiques obtenues en régime sinusoïdal seront simplement nommées : caractéristiques "sinusoïdales" pour abrégé la rédaction.

## 2.2.1. Caractérisation en régime d'induction du type "Pont Complet"

### 2.2.1.1. Pertes fondamentales

Nous avons montré au chapitre précédent que pour une induction fondamentale donnée, l'augmentation de l'indice de modulation occasionne d'autant moins de pertes supplémentaires, par rapport à une onde sinusoïdale, que le taux de modulation est plus élevé. A  $m$  et  $r$  donnés, les pertes augmentent toujours avec l'induction fondamentale.

Cette description globale de l'augmentation des pertes liée aux paramètres de la modulation occulte la façon dont sont distribuées les pertes suivant les harmoniques d'induction et de champ magnétique.

Dans un premier temps, nous avons cherché à séparer les pertes liées aux grandeurs fondamentales  $B_1$  et  $H_1$ , des pertes harmoniques globales.  $B_1$  et  $H_1$  sont déduits de l'analyse harmonique de la tension secondaire et du courant primaire du cadre, grâce à la procédure FFT que nous avons développée.

Les figures 166.a, b et c montrent l'augmentation des pertes dues aux paramètres de modulation d'une onde de type PC, par rapport aux pertes obtenues en régime sinusoïdal. Elles montrent en outre les pertes portées par les ondes fondamentales. Les écarts entre ces deux familles de caractéristiques sont naturellement propres aux harmoniques.

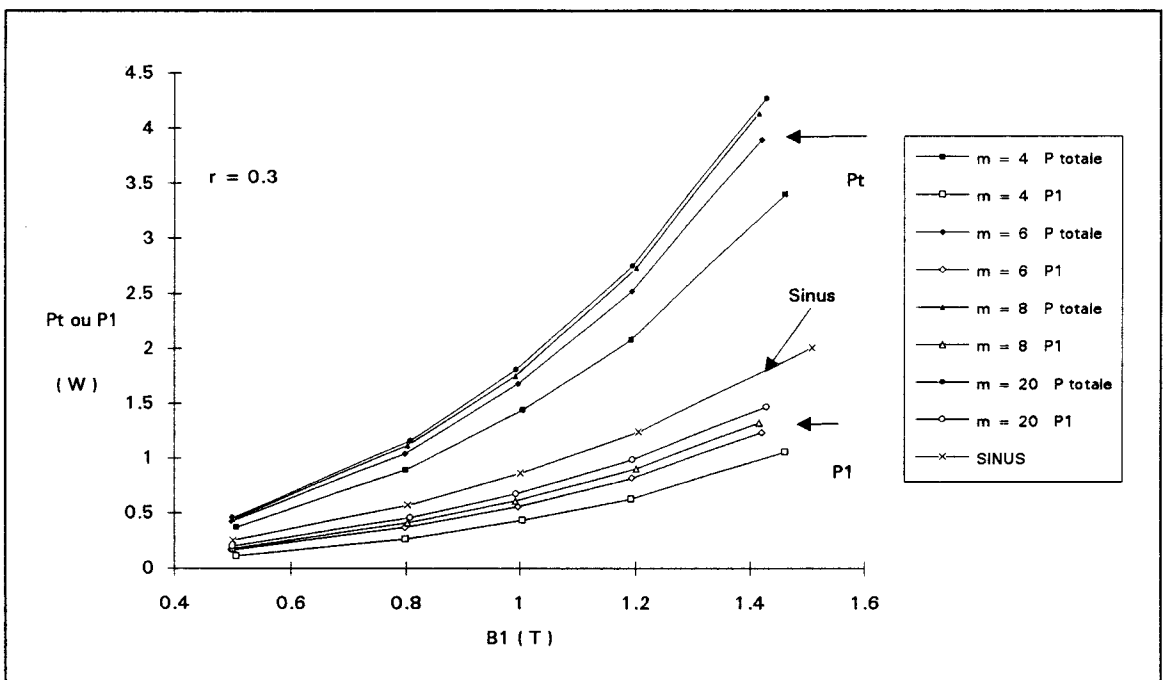


Figure 166.a

Caractérisation harmonique

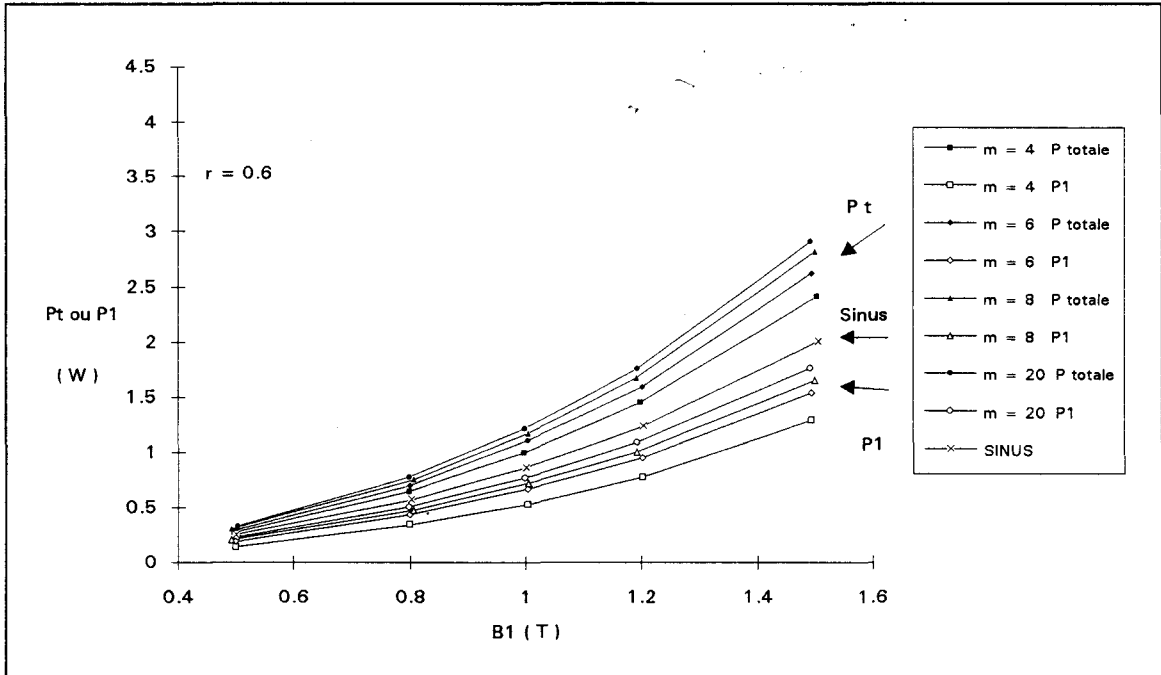


Figure 166.b

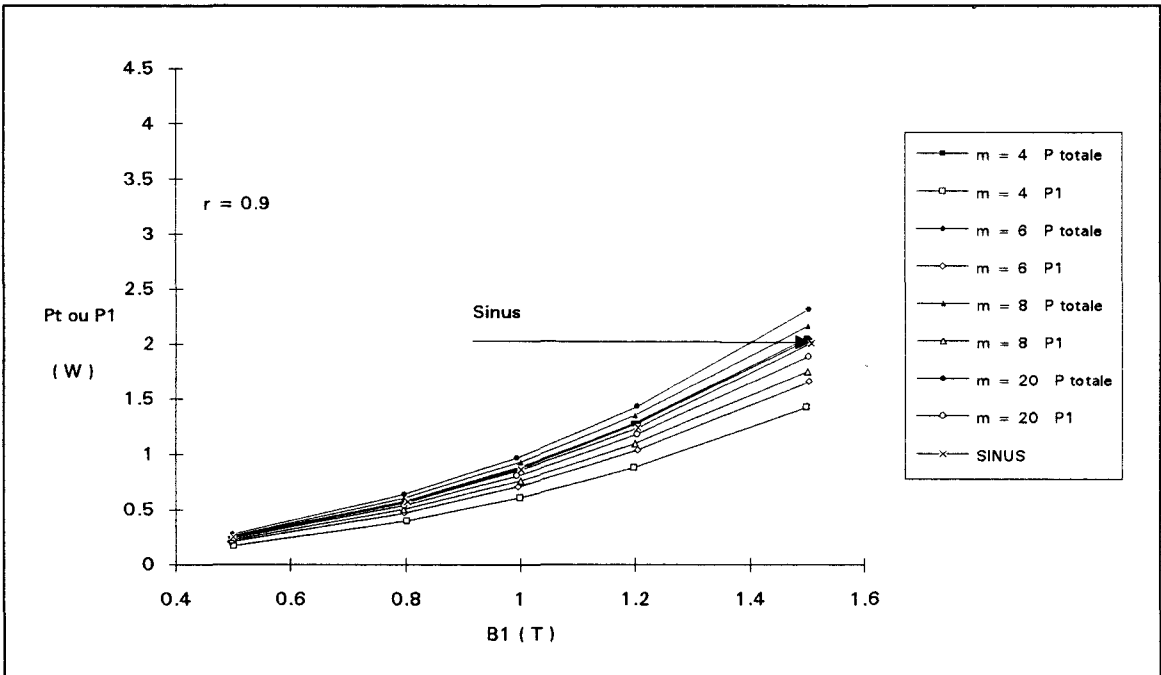


Figure 166.c

Ces caractéristiques montrent deux choses :

- à induction fondamentale donnée, l'augmentation des pertes est loin de n'être qu'un ajout de pertes harmoniques aux pertes globales mesurées en régime d'induction sinusoïdale pour le même niveau d'induction  $B_1$ . En effet, **les pertes fondamentales sont toujours inférieures aux pertes "sinusoïdales"**. La modulation, et par conséquent les harmoniques qu'elle induit, modifient notablement le comportement fondamental du matériau. Nous montrerons plus loin les variations des paramètres de la caractérisation fondamentale.
- les pertes harmoniques sont d'autant plus élevées que l'indice de modulation ( $m$ ) et le taux de modulation ( $r$ ) sont faibles, les pertes fondamentales sont alors nettement réduites.

En conclusion, si l'on compare l'impact d'ondes de type PC et d'une onde sinusoïdale de même induction fondamentale sur les pertes, il semble que celui-ci se résume ainsi :

- pour une induction fondamentale donnée, l'augmentation des pertes liées au découpage par rapport aux pertes "sinusoïdales" se traduit toujours par une diminution des pertes fondamentales et par des pertes harmoniques globales supérieures à l'écart mesuré entre les pertes fondamentales et les pertes sinusoïdales.
- un indice et un taux de modulation élevés sont toujours gages de pertes harmoniques minimales.

Par exemple, pour étudier le comportement du matériau au sein d'une machine asynchrone dont le stator est alimenté par un convertisseur statique, il faut tenir compte du fait que l'énergie électrique statorique est transmise au rotor par le biais d'un champ électromagnétique "tournant" à la vitesse de synchronisme imposée par la fréquence fondamentale de sortie du convertisseur statique. Le circuit magnétique doit donc être aimanté à une fréquence égale à la fréquence fondamentale choisie.

Nous montrons ici que l'onde M.L.I. est source d'aimantation harmonique inutile au fonctionnement de la machine et que cette aimantation harmonique engendre tout naturellement des pertes harmoniques.

Il peut donc s'avérer intéressant d'ajuster le choix d'un matériau à la forme des ondes électriques qui alimentent le moteur. Dans ce cas, le taux de pertes harmoniques, voire leur répartition spectrale, pourrait influencer le choix d'un matériau. Nous montrerons dans le chapitre suivant comment sont localisées ces pertes harmoniques et comment évoluent les paramètres qui les caractérisent.

L'énergie dissipée au sein d'un matériau est un point important à prendre en compte pour le choix d'un matériau magnétique, mais l'énergie d'aimantation encore appelée énergie réactive ne peut être mise à l'écart. En effet, elle nécessite des intensités de courant plus ou moins importantes et induit, par conséquent, des pertes supplémentaires dans les conducteurs électriques. Le constructeur de machines doit donc, s'il souhaite optimiser correctement le rendement de sa machine, tenir compte d'une éventuelle augmentation des pertes électriques liées à l'augmentation du courant d'aimantation.

Nous montrons dans le paragraphe suivant comment évolue l'énergie d'aimantation fondamentale en fonction des paramètres de l'onde M.L.I..



### 2.2.1.2. Puissance d'aimantation fondamentale

L'énergie d'aimantation fondamentale  $Q_1$  se traduit électriquement par le déphasage ( $\Theta_1$ ) du fondamental du courant  $I_1$  par rapport au fondamental de tension  $U_1$ . Ce déphasage est lié à l'écart de phase  $\Delta_1$  entre  $B_1$  et  $H_1$  {équation 17 p. 126}. La mesure de ces déphasages permet de déterminer aisément la valeur de  $Q_1 = P_1 \cdot \text{tg}(\Theta_1)$ .

Les figures 167.a, b et c montrent l'évolution de la puissance d'aimantation fondamentale en fonction de l'induction fondamentale désirée.

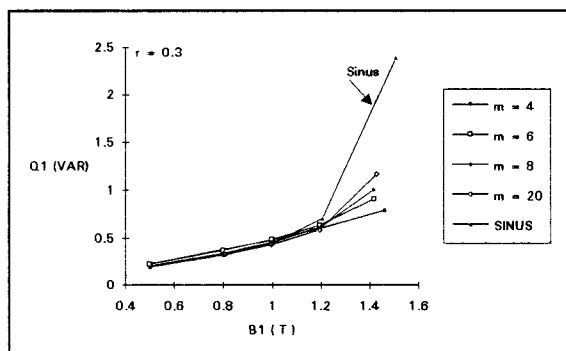


Figure 167.a

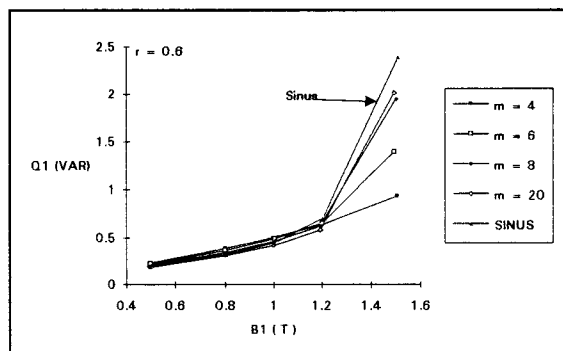


Figure 167.b

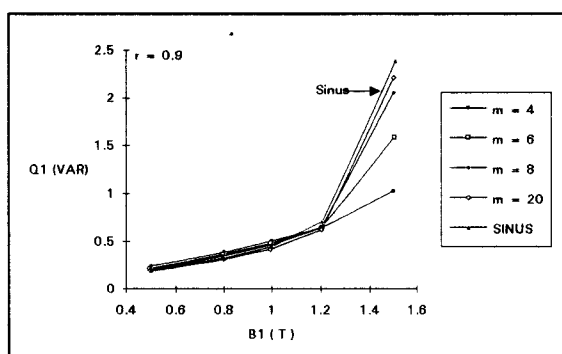


Figure 167.c

Au vu de ces courbes, il semble qu'au-dessous d'une induction fondamentale limite, dans le cas présent  $B_1 = 1.2\text{T}$ , la puissance d'aimantation soit insensible au taux et à l'indice de modulation.  $Q_1$  reste en outre inchangée par rapport aux régimes sinusoïdaux. Au-delà de 1.2 T, donc pour des comportements saturés du matériau,  $Q_1$  diminue en s'écartant notablement de sa valeur en régime sinusoïdal lorsque  $m$  est faible et ceci d'autant plus que  $r$  est faible. Il semblerait donc que l'aimantation fondamentale d'un matériau magnétique doux nécessite moins d'énergie fondamentale dans des régimes de type PC que dans des cas sinusoïdaux.

Pertes et puissance d'aimantation sont des grandeurs qui peuvent s'exprimer en fonction du champ  $H_1$ , de la perméabilité complexe  $\mu_1$  et du déphasage  $\Delta_1$  (cf. définition dans l'introduction de ce chapitre). Il nous a semblé intéressant de mesurer les variations de ces paramètres.

Les paragraphes suivant regroupent les caractéristiques du champ  $H_1$ , de l'angle  $\Delta_1$  et des perméabilités  $\mu'_1$  et  $\mu''_1$ .

### 2.2.1.3. Champ magnétique fondamental

#### Module de $H_1$

Les caractéristiques du champ fondamental (figures 168.a, b et c) montrent clairement que le champ fondamental est un paramètre responsable des variations observées sur  $P_1$  et  $Q_1$ .  $H_1$  est toujours inférieur à la valeur mesurée en régime sinusoïdal. Il est d'autant plus réduit que l'indice ( $m$ ) et le taux ( $r$ ) sont faibles.

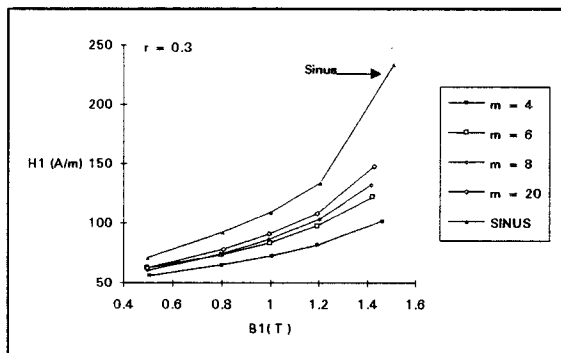


Figure 168.a

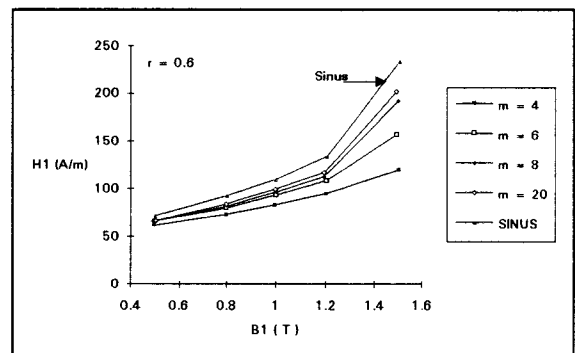


Figure 168.b

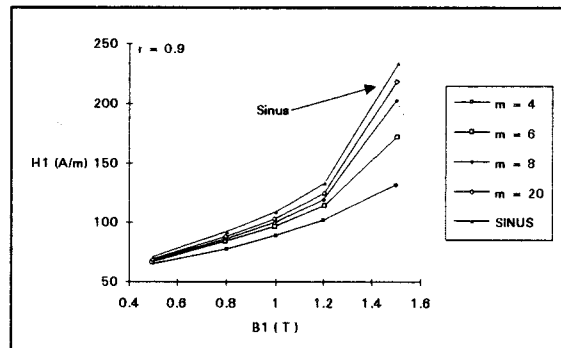


Figure 168.c

### Argument de $H_1$ [ $\Delta_1$ ]

Le déphasage  $\Delta_1$  entre  $B_1$  et  $H_1$  subit des variations importantes en fonction du niveau d'induction  $B_1$ . Ce déphasage est très sensible à l'indice et au taux de modulation. Les figures 169.a, b et c montrent les importantes rotations de phase du champ fondamental lorsque les paramètres de l'onde M.L.I. varient. Dans la majorité des cas,  $\Delta_1$  est inférieur à sa valeur en régime sinusoïdal. Le produit  $H_1 \sin \Delta_1$  est donc fortement réduit, ceci concorde bien avec l'observation générale relative à la réduction des pertes fondamentales pour des ondes de type DP. Le produit  $H_1 \cos \Delta_1$  varie peu sauf pour des inductions fondamentales élevées ; ce résultat confirme bien les mesures de  $Q_1$ .

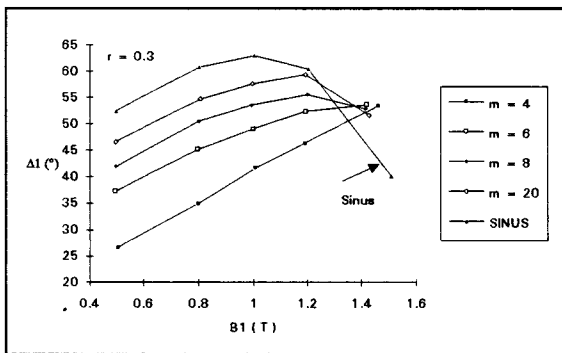


Figure 169.a

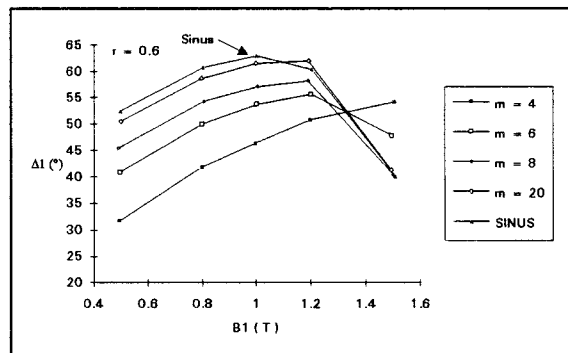


Figure 169.b

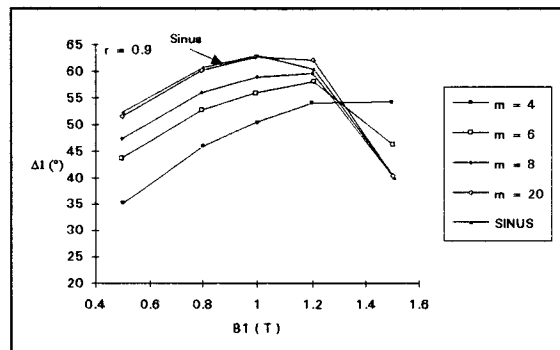


Figure 169.c

Nous concluons donc que le module et la phase du champ fondamental sont deux paramètres fortement influents dans le comportement fondamental du matériau.

Pour caractériser les performances fondamentales du matériau, nous avons enfin déterminé les deux composantes de la perméabilité complexe  $\mu_1$ . Le paragraphe suivant résume les variations de ces paramètres en fonction de l'induction fondamentale.

2.2.1.4. Perméabilité fondamentale

Perméabilité d'aimantation

Les caractéristiques 170.a, b et c représentent l'évolution de la perméabilité d'aimantation fondamentale relative  $\mu'_1/\mu_0$ .

La perméabilité d'aimantation  $\mu'_1$  caractérise le rapport entre la composante de  $\vec{H}_1$  en phase avec  $\vec{B}_1$ . Elle est calculée à partir du rapport  $B_1/H_1 = \mu_1$  et de  $\Delta_1$ .  $\mu'_1 = \mu_1 \cdot \cos(\Delta_1)$ . La puissance d'aimantation fondamentale peut alors s'écrire  $Q_1 = \alpha_1 \cdot \mu'_1 H_1^2$  avec  $\alpha_1 =$  constante fonction de la géométrie du circuit magnétique.

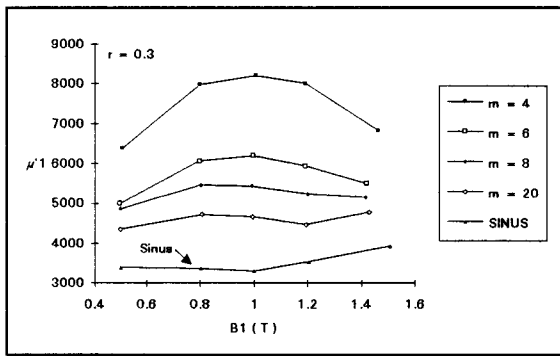


Figure 170.a

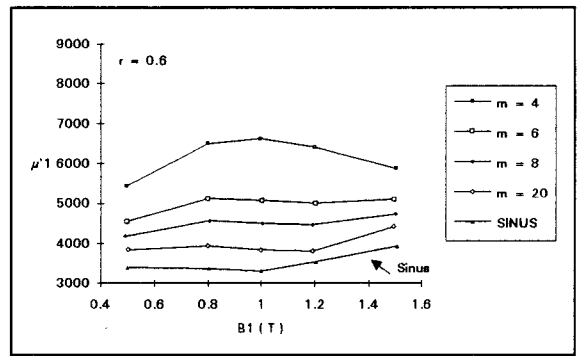


Figure 170.b

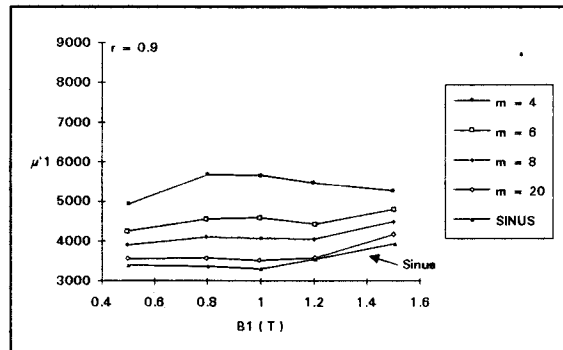


Figure 170.c

Ces caractéristiques montrent l'importante influence des paramètres de la modulation sur la perméabilité d'aimantation. Cette perméabilité est considérablement augmentée par rapport à celle qu'on mesure en régime sinusoïdal. Elle est maximale lorsque l'indice et le taux de modulation prennent des valeurs faibles. Pour une induction  $B_1$  donnée, dès que  $m$  et  $r$  diminuent,  $\mu'_1$  diminue.

### Perméabilité de pertes

Ici encore c'est une perméabilité relative qui est indiquée (figures 171.a, b et c). La perméabilité de pertes caractérise le rapport de la composante de  $\vec{B}_1$  en quadrature avec  $\vec{H}_1$ . La perméabilité  $\mu''_1$  est obtenue à partir de l'expression  $B_1/H_1 \sin(\Delta_1)$ .

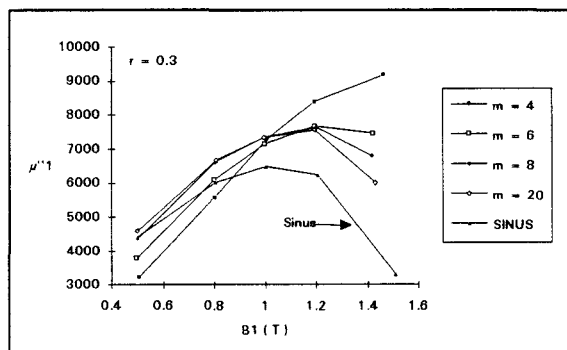


Figure 171.a

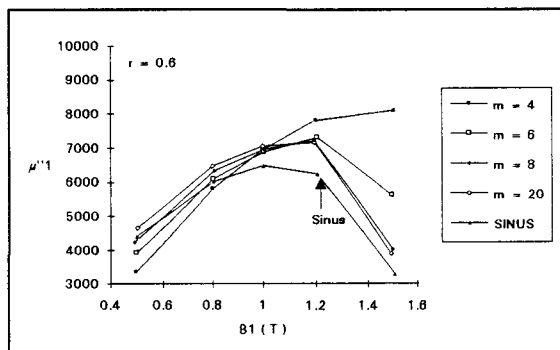


Figure 171.b

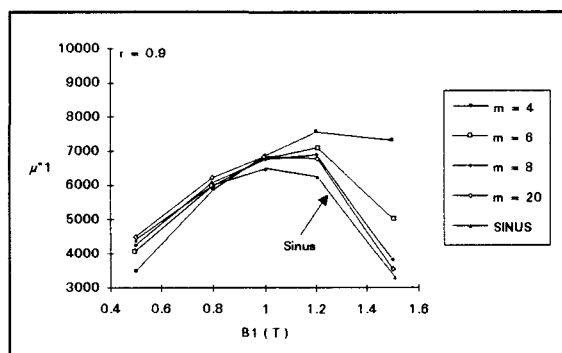


Figure 171.c

Si  $\mu''_1$  est sensible aux paramètres de la modulation, il faut toutefois noter que ces variations sont beaucoup moins marquées que pour  $\mu'_1$ . C'est toujours pour les valeurs d'indice et de taux faibles que les écarts à la caractéristique sinusoïdale sont observés. Lorsque le taux et l'indice sont élevés,  $\mu''_1$  est d'autant supérieure à  $\mu''_1$  "sinus" que l'induction fondamentale est élevée.

#### 2.2.1.5. Conclusions

Les informations présentées ici mettent en évidence un phénomène intéressant. Ce phénomène est la modification du comportement fondamental du matériau. Tous les paramètres caractéristiques présentés dans cette étude sont sensibles aux paramètres de modulation. Bien entendu, si l'on ne peut généraliser, la quantité d'essais effectués montrent bien qu'il existe un phénomène important à prendre en compte lorsqu'on désire optimiser le choix d'un matériau pour la construction d'une machine alimentée par un convertisseur statique.

Notons que plus l'indice ou le taux de modulation sont élevés, plus les caractéristiques fondamentales tendent vers les caractéristiques sinusoïdales. Ce comportement semble tout à fait cohérent dans la mesure où la forme d'onde de l'induction se rapproche de la sinusoïde à mesure que l'indice ou le taux de modulation augmentent.

### 2.2.2. Caractérisation en régime d'induction du type "Demi-Pont"

Dans le chapitre précédent, nous avons choisi de scinder la caractérisation en régime M.L.I. type DP en deux selon la parité de l'indice de modulation. En effet, un indice pair engendre des dissymétries d'onde importantes lorsque  $m$  est faible. Dans le cadre de la caractérisation fondamentale, nous n'avons pas séparé les résultats de caractérisation selon la parité de  $m$ . En effet, les tendances de comportement des différents paramètres fondamentaux sont très similaires que  $m$  soit pair ou non. Toutes les caractéristiques présentées regroupent les résultats relatifs aux indices pairs et impairs.

#### 2.2.2.1. Pertes fondamentales

Si, en général une onde DP engendre plus de pertes qu'une onde PC d'indice et de taux et d'induction fondamentale semblables, cette augmentation semble influencer beaucoup moins la valeur des pertes fondamentales. Les figures 172.a, b et c montrent bien la quasi invariance de  $P_1$  en fonction de  $m$  et  $r$ .

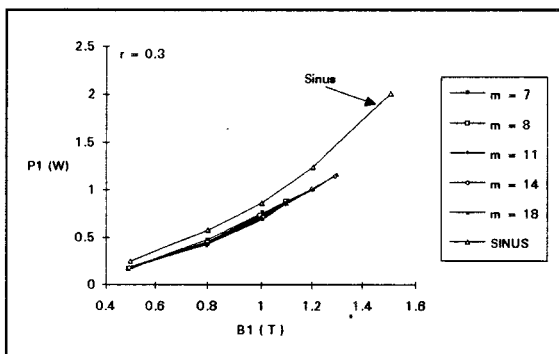


Figure 172.a

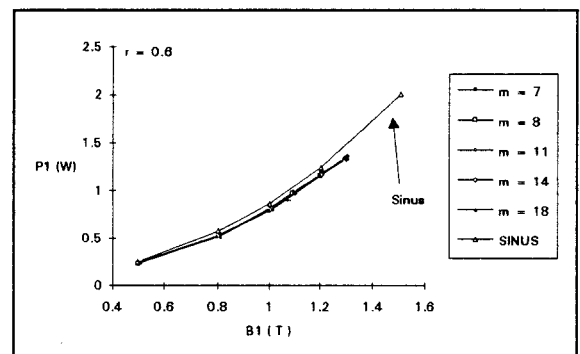


Figure 172.b

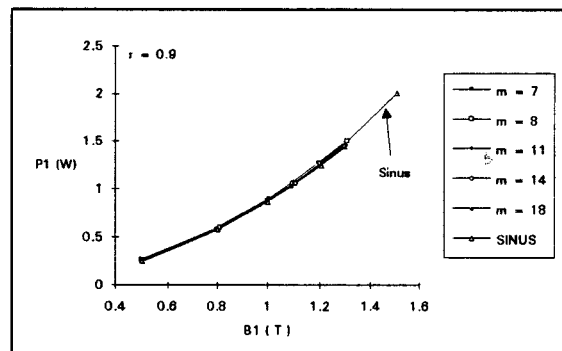


Figure 172.c

Les valeurs de  $P_1$  restent en outre très proches, par valeurs légèrement inférieures, de celles mesurées en régime sinusoïdal. Les figures 173.a, b et c permettent d'estimer l'effet des harmoniques en terme de pertes et montrent que dans ce cas l'augmentation des pertes peut être considérée comme due aux seuls harmoniques.

## Caractérisation harmonique

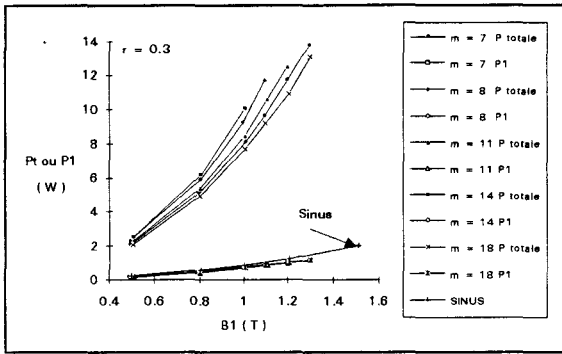


Figure 173.a

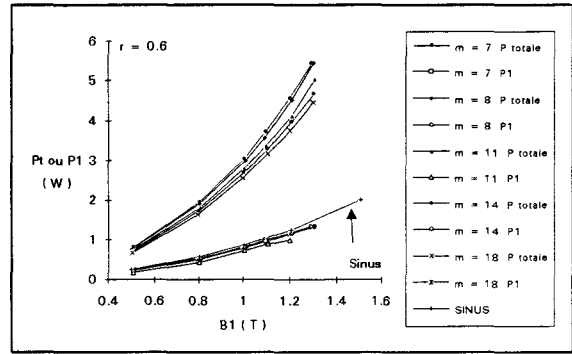


Figure 173.b

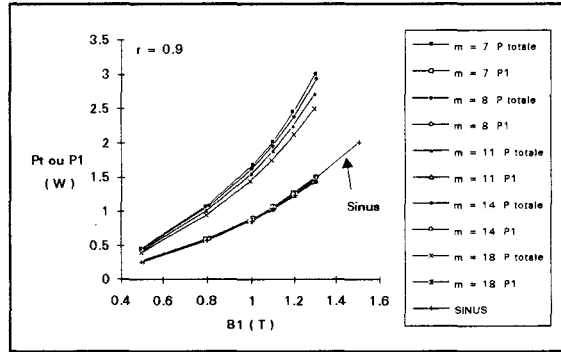


Figure 173.c

### 2.2.2.2. Puissance d'aimantation fondamentale

Le comportement réactif du matériau à la fréquence fondamentale est peu affecté par les paramètres de la modulation tant que l'induction  $B_1$  reste inférieure à des valeurs de l'ordre de 0.8T à 1T (dans le cas présent); au-delà de ces valeurs, l'augmentation de  $Q_1$  est d'autant plus marquée que  $m$  et  $r$  sont faibles. Les figures 174.a, b et c montrent que pour une même valeur de  $B_1$ , la puissance  $Q_1$  peut augmenter très fortement par rapport à la valeur "sinusoïdale".

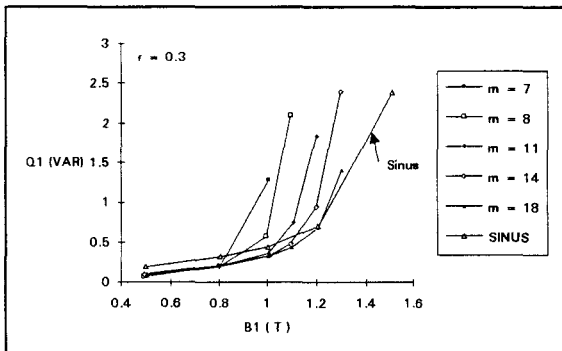


Figure 174.a

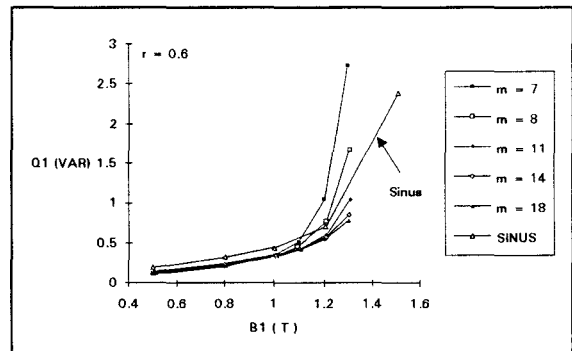


Figure 174.b

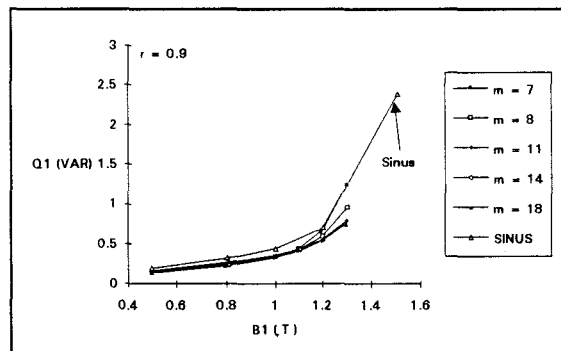


Figure 174.c

Ces caractéristiques montrent que l'aimantation fondamentale nécessite une énergie fortement tributaire des paramètres de la modulation lorsque ceux-ci sont faibles, même lorsque l'induction fondamentale est située dans une zone éloignée de la saturation.

Nous examinons ensuite le comportement du champ fondamental afin de mieux cerner les paramètres responsables des variations observées sur  $P_1$  et  $Q_1$ .

### 2.2.2.3. Champ magnétique fondamental

#### Module de $H_1$

Les caractéristiques 175.a, b et c montrent que l'allure des variations de  $H_1$  est très voisine de celles de  $Q_1$ . Le module de  $H_1$  est donc un paramètre influent sur la puissance d'aimantation. Ces variations sont par contre transparentes en ce qui concerne les pertes fondamentales. Encore une fois, c'est l'écart de phase ( $B_1 / H_1$ ) qui va nous permettre de conclure.

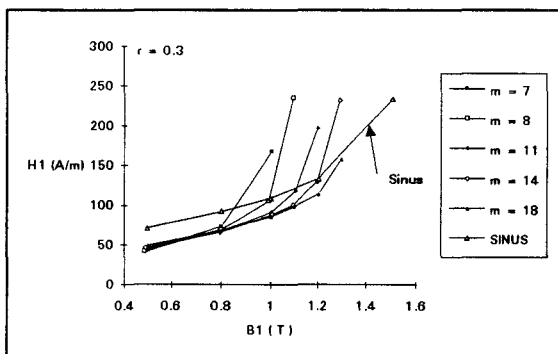


Figure 175.a

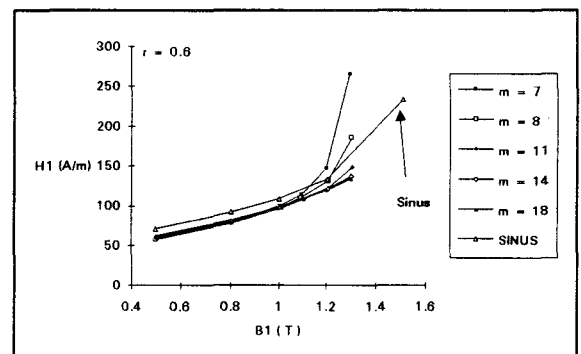


Figure 175.b

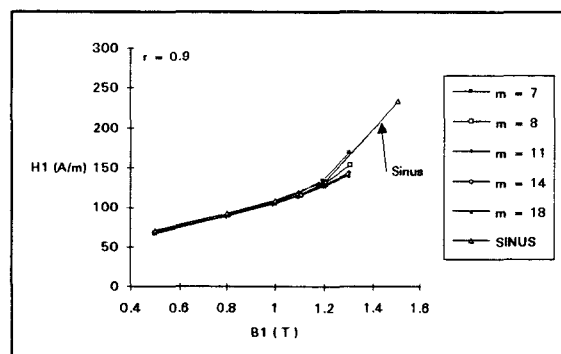


Figure 175.c



Argument de  $H_1$

Le déphasage de  $\bar{H}_1$  par rapport à  $\bar{B}_1$  subit des variations très marquées dès que le taux de modulation prend des valeurs faibles. Ces fortes variations renforcent celles du champ et conduisent naturellement aux fortes variations enregistrées sur la puissance d'aimantation  $Q_1$  ( $Q_1\% H_1 \cos \Delta_1$ ), elles s'y opposent en ce qui concerne la puissance  $P_1$  ( $P_1\% H_1 \sin \Delta_1$ ). Les figures 176.a, b et c illustrent ces variations.

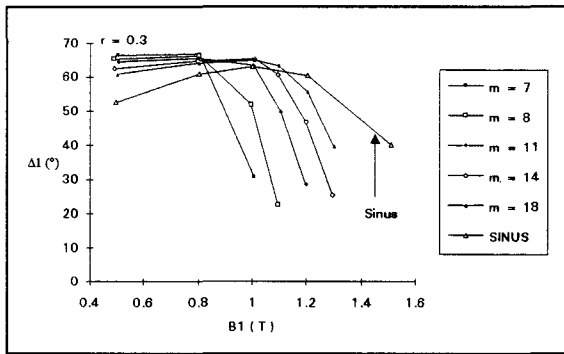


Figure 176.a

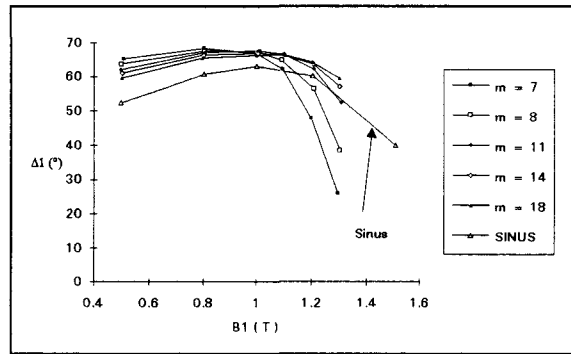


Figure 176.b

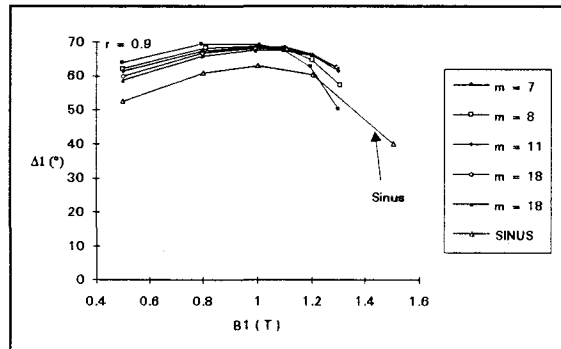


Figure 176.c

### 2.2.2.4. Perméabilité fondamentale

Les caractéristiques présentées donnent l'évolution des perméabilités fondamentales relatives.

#### Perméabilité d'aimantation

Si l'indice de modulation affecte la perméabilité d'aimantation fondamentale, c'est surtout le taux de modulation qui semble marquer les différences de comportement vis-à-vis de la caractéristique "sinusoïdale". Pour des valeurs de  $r$  faibles, la perméabilité d'aimantation semble être plutôt supérieure à ce qu'elle est en régime sinusoïdal. Lorsque le taux de modulation est élevé, c'est le contraire. Les figures 177.a, b et c illustrent ces remarques.

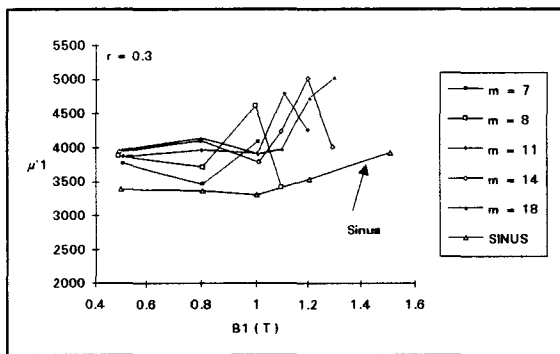


Figure 177.a

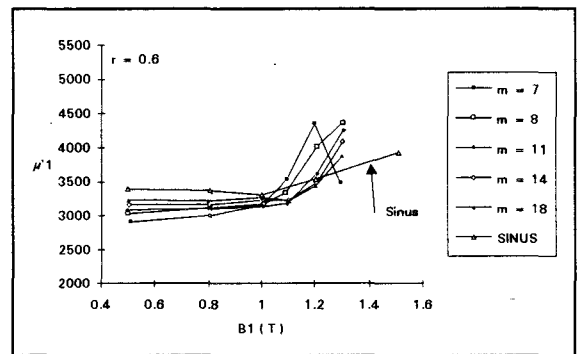


Figure 177.b

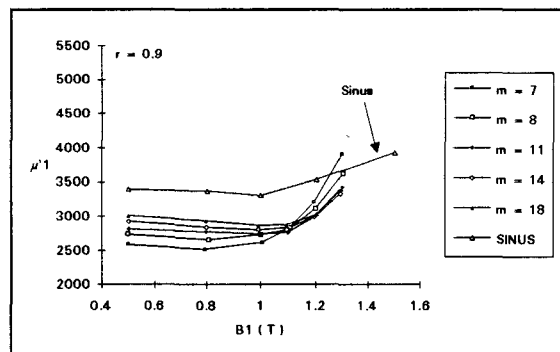


Figure 177.c

Ces caractéristiques laissent apparaître des extréma d'autant plus décalés vers les inductions fondamentales faibles que le taux de modulation est réduit.

### Perméabilité de pertes

Elle est d'autant plus élevée que la perméabilité "sinusoïdale" que l'induction  $B_1$  et le taux de modulation sont faibles. Elle devient plus faible que cette dernière dès lors que  $B_1$  augmente. Les figures 178.a, b et c regroupent les résultats expérimentaux.

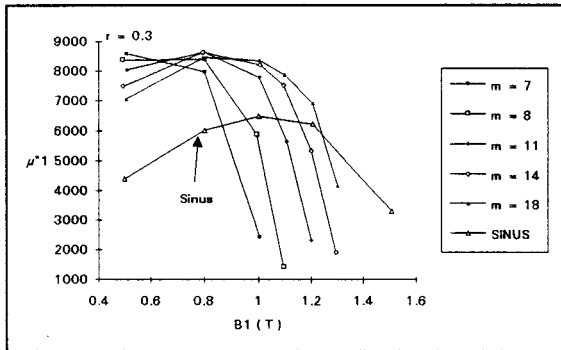


Figure 178.a

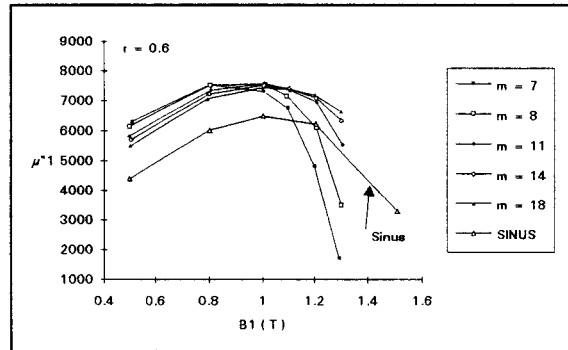


Figure 178.b

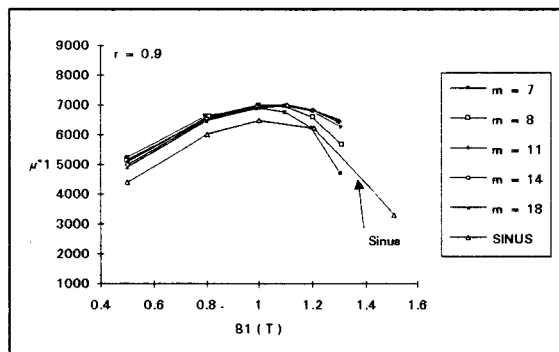


Figure 178.c

L'effet de l'indice de modulation est d'autant plus marqué que le taux de modulation est plus faible.

#### 2.2.2.5. Conclusions

Les différentes caractéristiques obtenues présentent toutes un point commun. Les variations importantes par rapport aux caractéristiques sinusoïdales apparaissent toujours au voisinage d'une induction fondamentale de 1.2T pour le matériau présenté. Cette zone de variation est plutôt décalée vers des inductions plus faibles lorsque l'onde est de type DP, et plus particulièrement lorsque le taux de modulation est faible. Ces variations sont classiquement attribuées à la saturation du matériau magnétique. Il s'ensuit une observation intéressante, à savoir que le matériau est fortement sensible aux variations mêmes minimales des paramètres de la modulation DP. Il est possible de corréler ces observations aux résultats relatifs à l'induction crête. (cf. partie 2 § 1.2.1.1.). Nous avons montré que pour des taux de modulation faibles, l'induction crête est d'autant plus élevée que l'indice de modulation est faible. Il semble donc normal que pour ces valeurs de  $m$  et  $r$ , les variations observées sur les caractéristiques apparaissent pour des inductions fondamentales plus faibles qu'en régime sinusoïdal.

### 2.2.3. Comparaison des trois matériaux

Ce paragraphe est destiné à mettre en évidence les différences d'ordre de grandeur des paramètres caractéristiques de la fréquence fondamentale ( 50 Hz ) entre une valeur des paramètres de modulation (  $m=8$ ;  $r=0.6$  ) Pont Complet et Demi-Pont et une excitation sinusoïdale.

Ces caractéristiques montrent bien que, si les tendances classiquement déterminées par l'observation des pertes globales offrent une classification, donc un mode de choix, des matériaux, elle ne permettent pas de prédire les écarts de comportement traduits par les autres paramètres. Ici encore, tous les paramètres sont représentés bien que certains soient redondants. Nous ne proposons pas de démarche systématique pour le choix d'un matériau, nous nous contentons de proposer l'examen attentif de ces paramètres. L'utilisateur privilégiera lui-même tels ou tels paramètres selon les critères qu'il se fixe pour le fonctionnement de la machine qu'il doit concevoir. A titre indicatif, nous joignons à cette série de caractéristiques "fondamentales" (figures 180 à 185) les caractéristiques comparatives regroupant les pertes globales (figure 179) pour les mêmes types d'excitation.

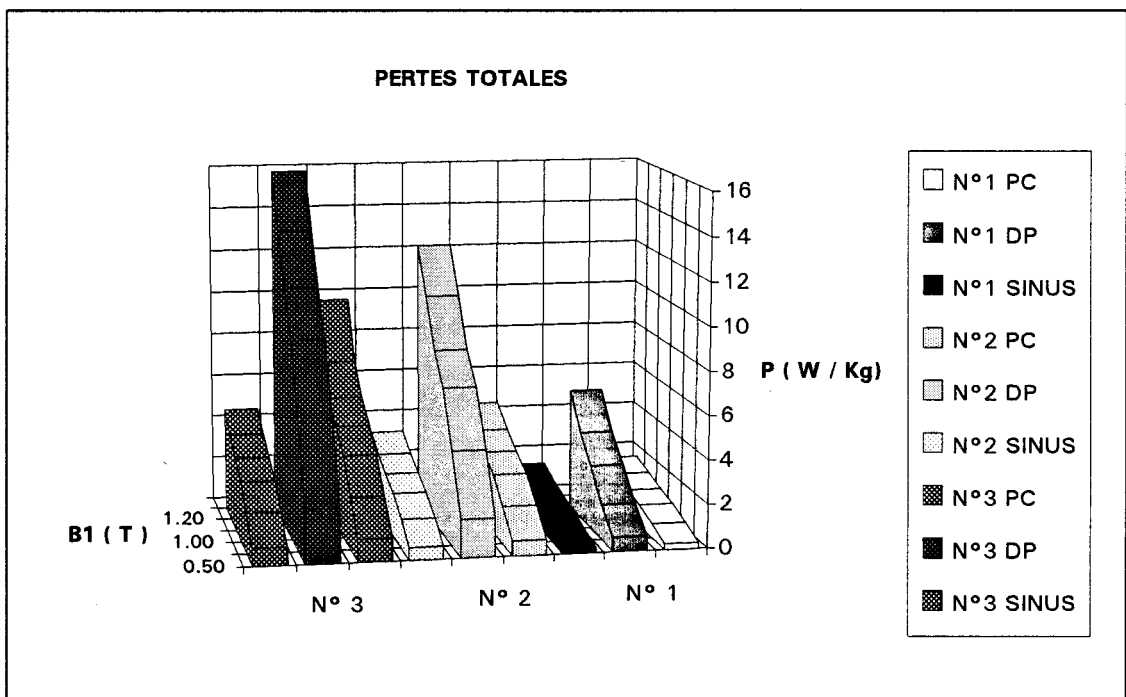


Figure 179

A titre d'exemple, si nous comparons les performances en termes de pertes des matériaux 1 et 2 en onde DP à 1.25 T, le matériau numéro un est plus favorable que le deux. Si maintenant, nous observons la puissance d'aimantation fondamentale (figure 181), c'est le matériau numéro deux qui est plus performant. La puissance d'aimantation nécessaire à une induction de 1.25 T nécessite un champ fondamental beaucoup plus élevé pour le matériau numéro un ainsi qu'en atteste la figure 182. Les pertes Joules dues à  $H_1$  dévalorisent fortement la qualité du matériau numéro un en termes de pertes.

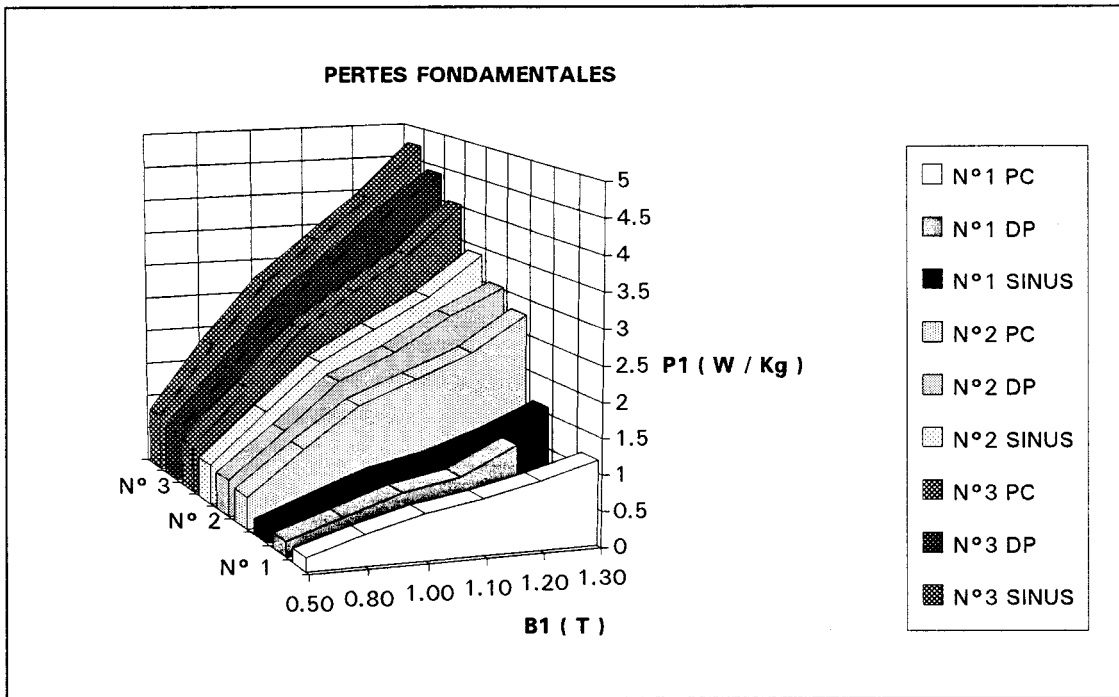


Figure 180

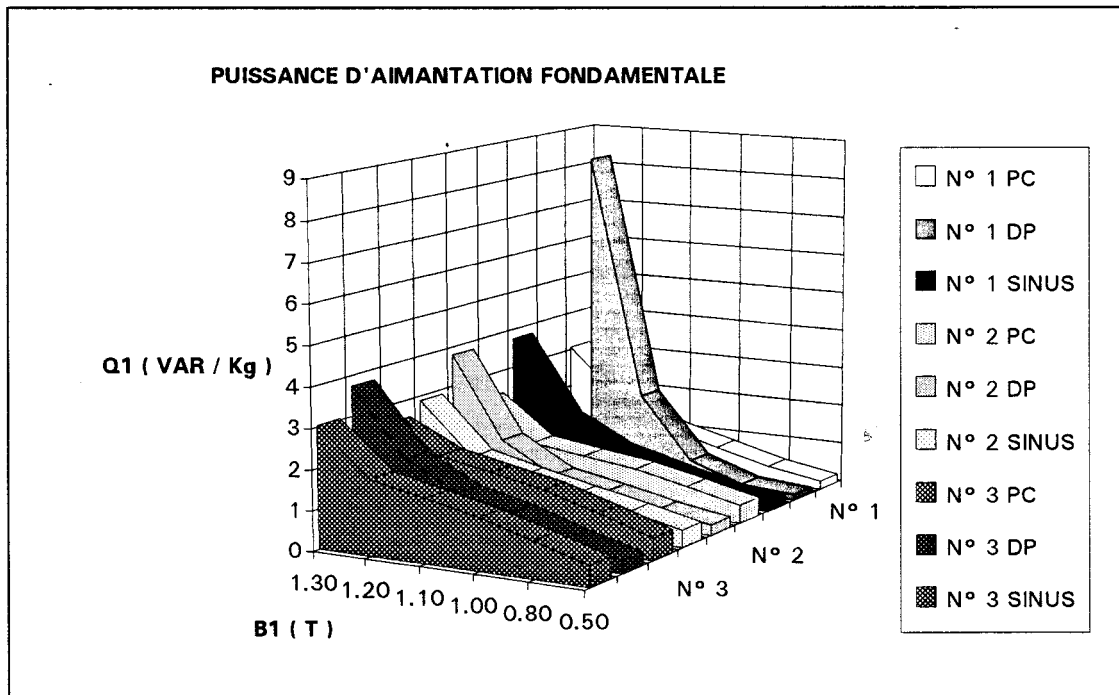


Figure 181

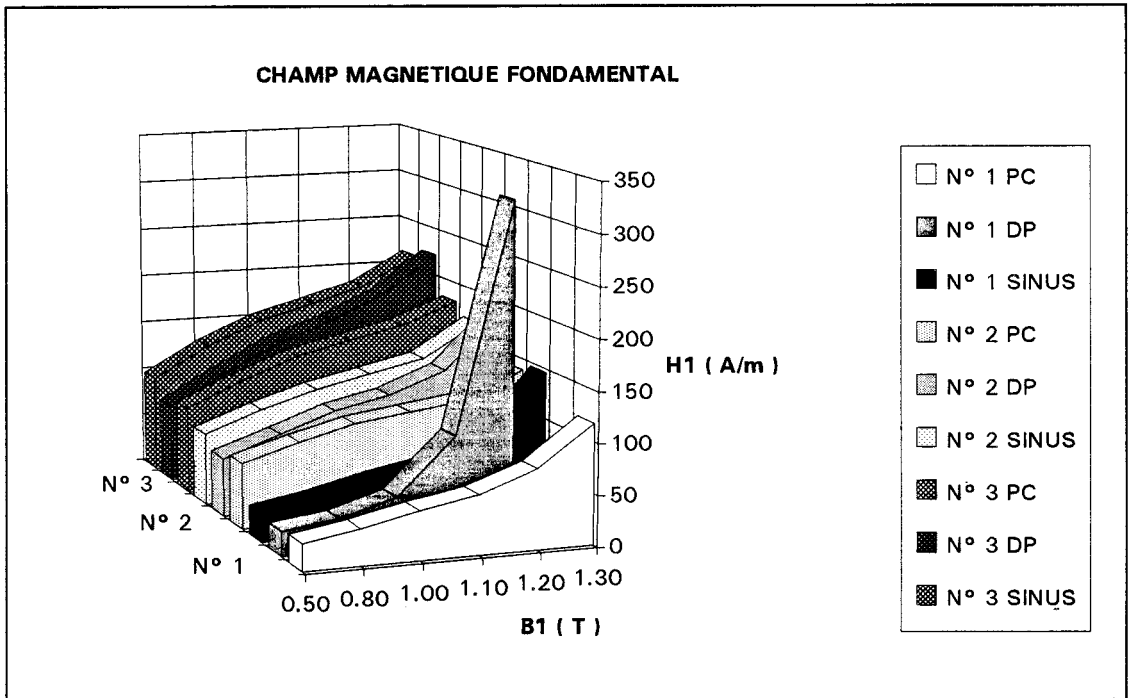


Figure 182

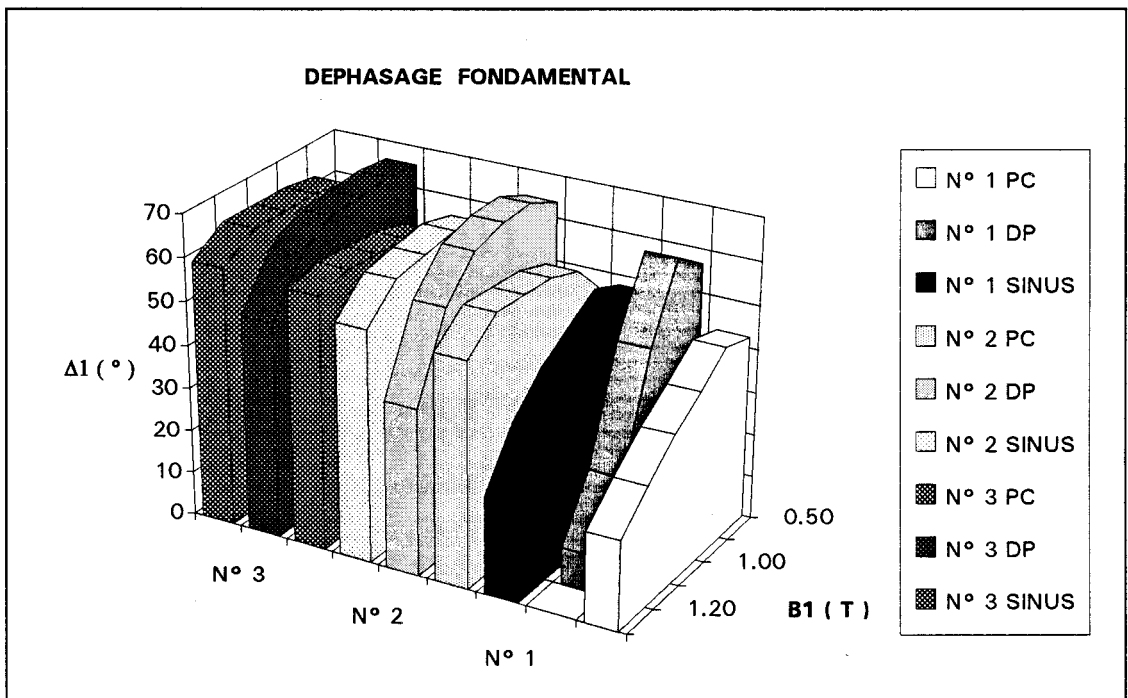
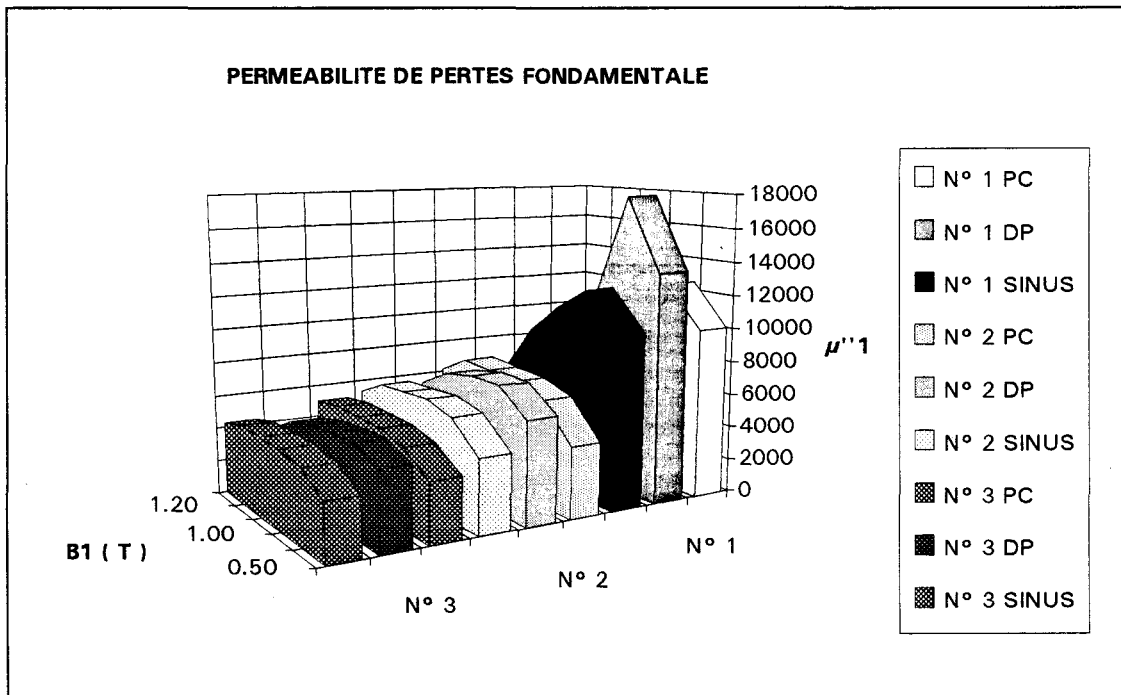
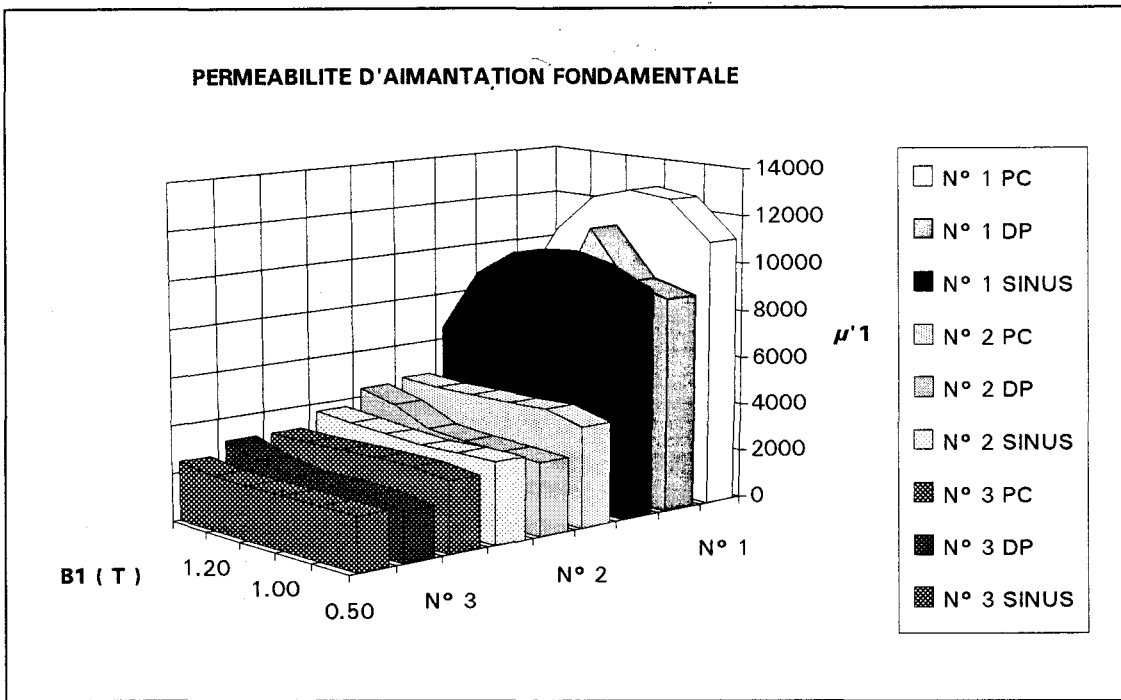


Figure 183



#### 2.2.4. Conclusions

Si nous nous étions contentés de caractériser le matériau par ses pertes fondamentales, nous aurions très probablement conclu à un comportement relativement peu sensible aux paramètres de la modulation. On caractérise classiquement les matériaux en termes de pertes, on parle par contre beaucoup plus rarement de la puissance d'aimantation  $Q$ . Ceci provient du fait que la réduction des pertes magnétiques a été longtemps le cheval de bataille des métallurgistes ; "il fallait que les machines électriques aient un bon rendement". La puissance d'aimantation n'a jamais fait l'objet de la même attention, par contre, elle a toujours été "traitée" de puissance réactive, sans effet sur la puissance utile des machines électromagnétique mais dégradant le facteur de puissance de ces machines. Or, cette puissance réactive traduit la quantité d'énergie magnétique pouvant être stockée dans le matériau. C'est de cette grandeur que dépend le flux magnétique et par conséquent le couple, pour une machine tournante, ou la tension secondaire, pour un transformateur. Dans ces deux structures électromagnétiques, c'est la composante fondamentale des ondes électromagnétiques qui véhicule l'énergie ; c'est donc bien  $Q_1$  qu'il faut observer. Pour présenter les paramètres caractéristiques des échanges d'énergie ( $P$  et  $Q$ ) en termes de perméabilités, les paramètres  $\mu'$  et  $\mu''$  sont parfaitement adaptés.

Ces paramètres sont sujets à de grandes variations selon les niveaux de modulation. En ce qui concerne la caractérisation fondamentale, il est évident qu'une seconde étape serait de pouvoir édicter des règles de comportement moyennes des matériaux soumis à de telles excitations, afin que l'utilisateur puisse se faire une idée de ce qu'il peut espérer attendre de tel ou tel matériau. Malgré la quantité déjà importante de résultats expérimentaux, nous n'avons pu dans le cadre de ce premier travail émettre de règles générales. Nous tenions simplement par le biais de ces résultats expérimentaux à attirer l'attention vers tous ces paramètres, certes très nombreux, mais très riches d'informations. Il ne nous appartient pas non plus de faire le lien entre ces paramètres et le comportement intrinsèque fin du matériau. Nous avons simplement montré qu'il était parfaitement possible de définir des paramètres supplémentaires directement interprétables par un utilisateur de matériaux magnétiques.

Il nous semble que l'adéquation optimale entre un matériau magnétique et son type d'excitation (que celle-ci soit de type M.L.I. ou non) suppose un examen attentif de ces paramètres. L'observation des paramètres harmoniques dont nous présentons le comportement dans le paragraphe suivant, est également nécessaire si l'on désire affiner le choix du matériau.



### 2.3. Caractéristiques harmoniques

Après avoir étudié de manière approfondie le comportement fondamental des matériaux magnétiques en régime de tension M.L.I., nous montrons qu'il est possible, à partir d'un grand nombre de résultats harmoniques, de n'observer que quelques paramètres significatifs pour décrire les tendances harmoniques générales. Il reste bien entendu que cette présentation n'est valable pour les ondes M.L.I. que nous avons étudiées et qu'une étude plus fine raie par raie, bien que fastidieuse, serait tout à fait possible dans le cas d'un choix très optimisé de matériaux.

Comme pour l'étude du comportement fondamental, nous décrivons le comportement du matériau par l'évolution des paramètres harmoniques  $B_k$ ,  $H_k$ ,  $P_k$ ,  $Q_k$ ,  $\mu'_k$  et  $\mu''_k$  en fonction de l'induction fondamentale  $B_1$  [97].

L'analyse spectrale des signaux M.L.I. montre l'existence d'harmoniques ou de familles d'harmoniques dont le rang est directement lié à l'indice de modulation. Il semble donc évident que les raies de caractérisations spectrales les plus riches d'informations seront celles que la modulation impose. L'observation des quelques raies significatives permet d'avoir une idée du comportement des raies laissées de côté.

La figure 186 montre le type de fiche signalétique remplie pour caractériser le comportement harmonique d'un matériau. Les figures 187 à 190 et 191 à 194 donnent deux exemples de relevés, l'un pour une onde type PC ( $m = 10$  ;  $r = 0.6$ ), l'autre pour une onde type DP ( $m = 10$  ;  $r = 0.6$ ), avec une induction fondamentale d'amplitude égale à 1.3 T.

## FICHE SIGNALÉTIQUE

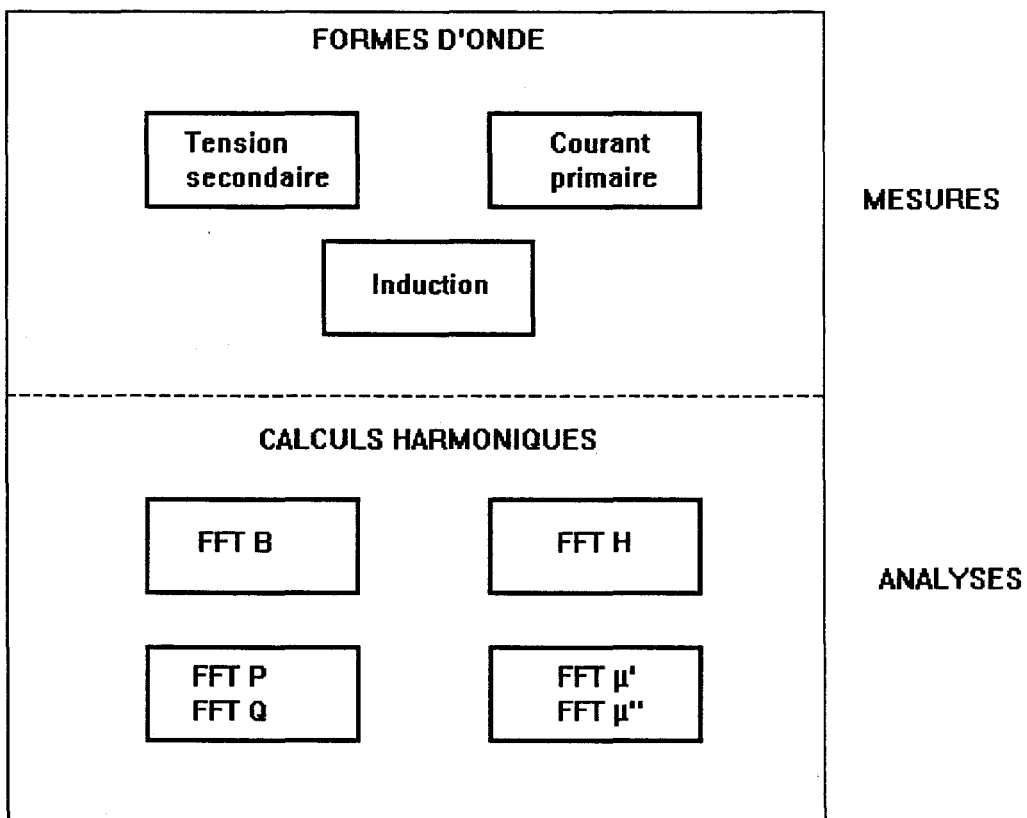
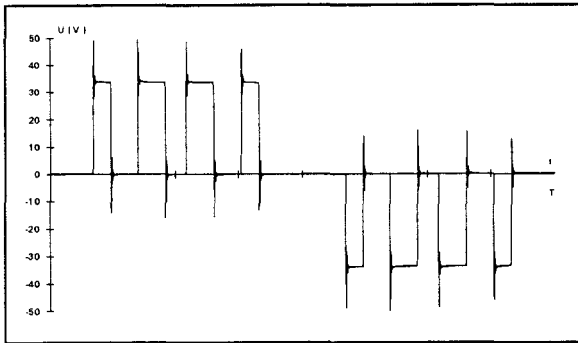


Figure 186

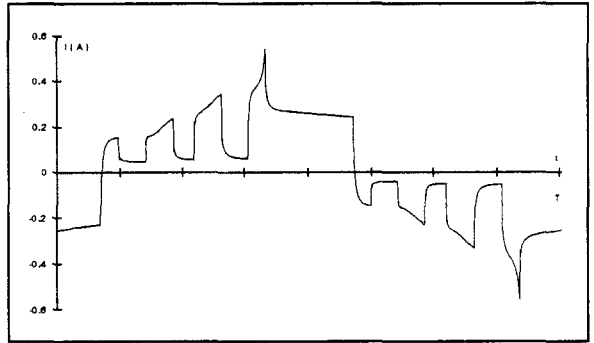
**ONDE TYPE PC  $m = 10 ; r = 0.6$**

**Tension secondaire**



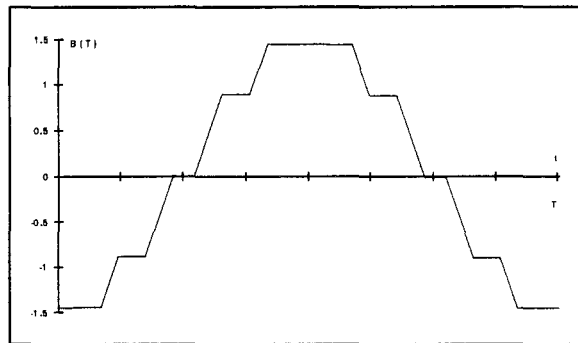
**Figure 187.a**

**Courant primaire**

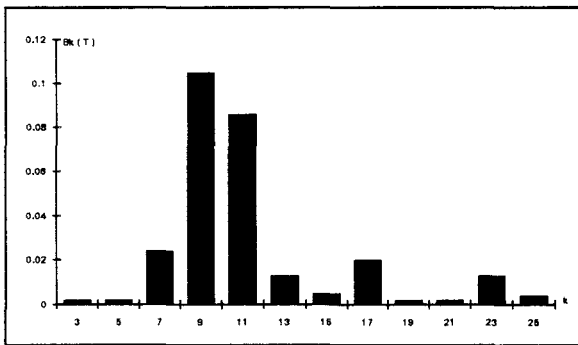


**Figure 187.b**

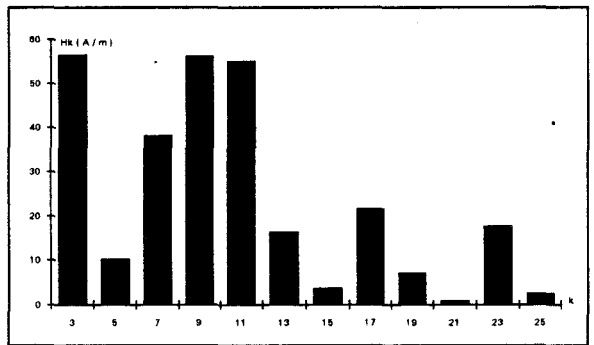
**Induction**



**Figure 188**

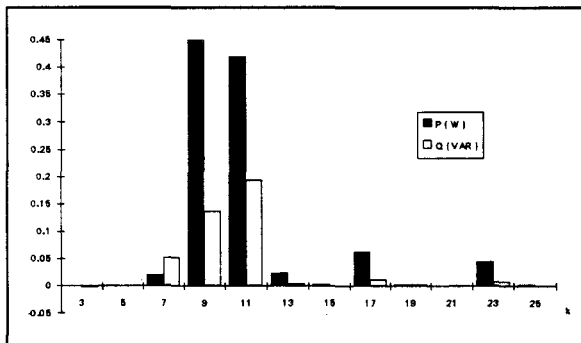


**Figure 189.a**



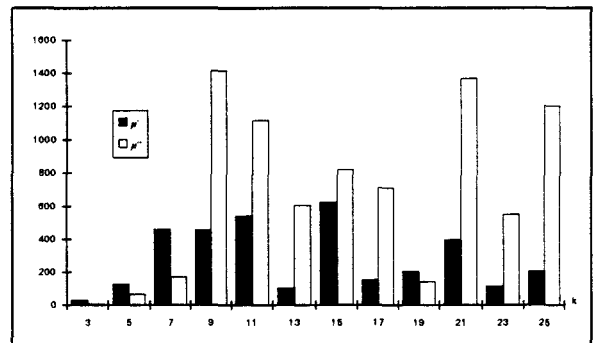
**Figure 189.b**

**Puissances**



**figure 190.a**

**Perméabilités relatives**



**Figure 190.b**

**ONDE TYPE DP  $m = 10 ; r = 0.6$**

Tension secondaire

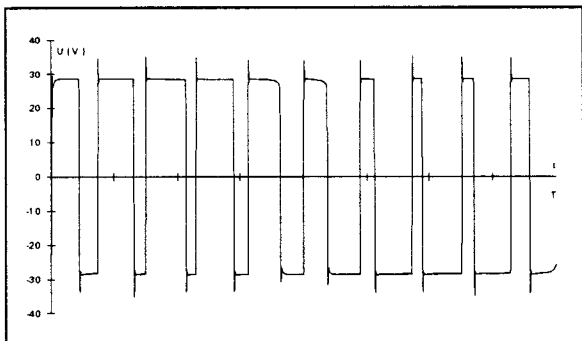


Figure 191.a

Courant primaire

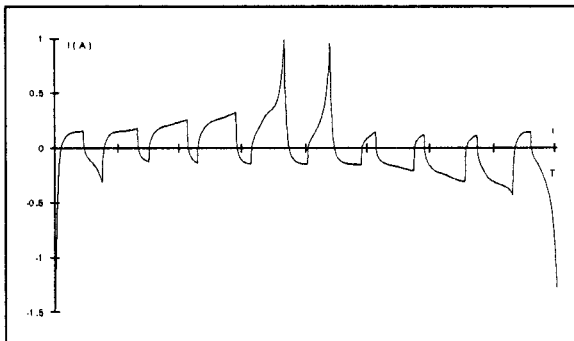


Figure 191.b

Induction

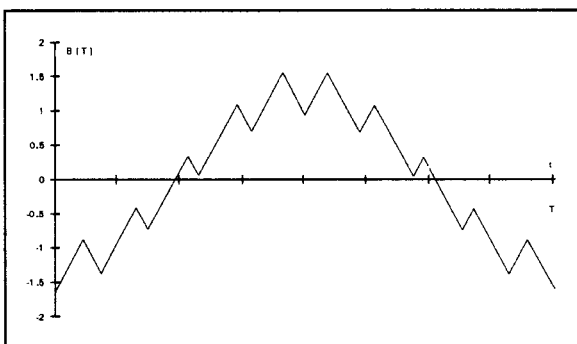


Figure 192

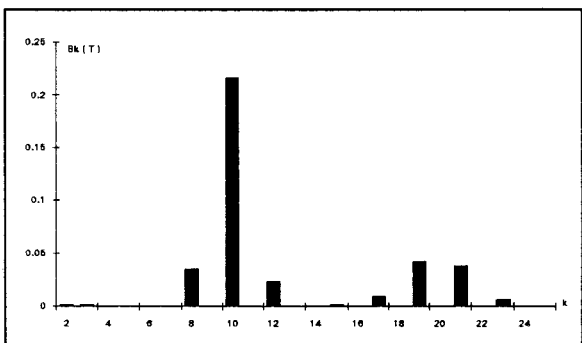


Figure 193.a

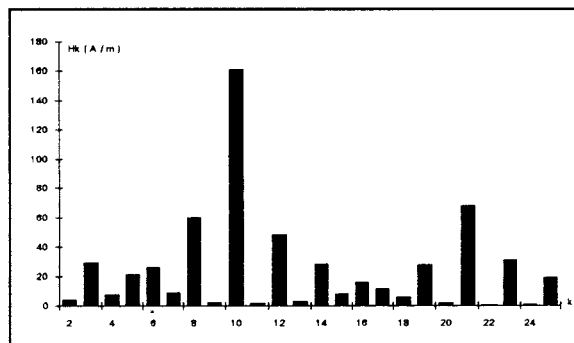


Figure 193.b

Puissances

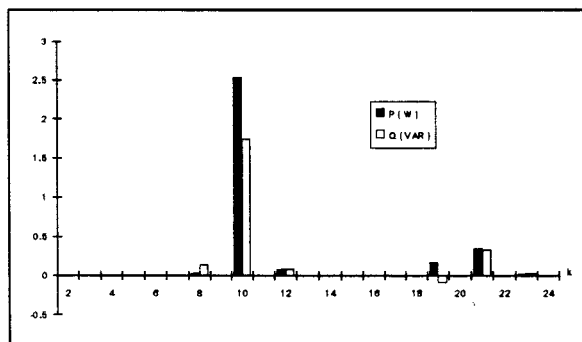


Figure 194.a

Perméabilités relatives

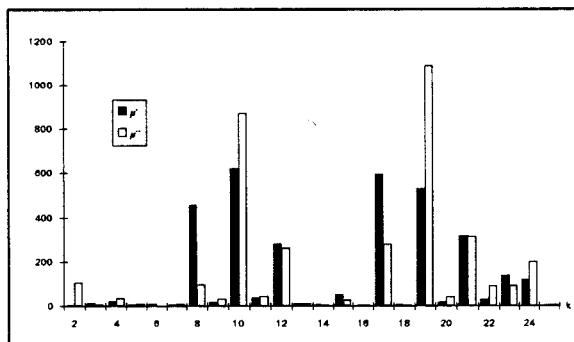


Figure 194.b

Les deux séries de caractéristiques relevées pour les deux types d'ondes, mettent en évidence les raies de découpage. Seules ces raies de découpage seront présentées en fonction de l'induction crête dans les paragraphes suivants.

Notons toutefois que le niveau d'induction engendre dans certains cas des modifications de comportement vraisemblablement liées au phénomène de saturation. Cette dernière remarque se veut préventive quant aux interprétations de caractérisations trop hâtives. Les interactions entre harmoniques existent et peuvent parfois modifier des tendances. Nous l'illustrons par la caractéristique de pertes harmoniques  $P_k$  (figure 195) relative aux raies de découpage d'une onde PC ( $m = 10$  ;  $r = 0.6$ ).

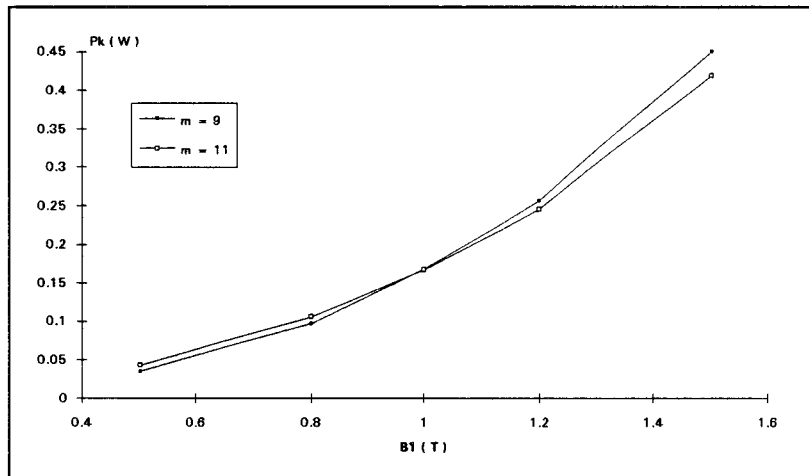


Figure 195

Bien que l'écart de pertes entre les deux raies soit faible et qu'a priori le fait que les pertes de rang 9 soient plus élevées ou plus faibles que les pertes de rang 11 influence assez peu la caractéristique de pertes globales, nous tenions à montrer que le comportement harmonique du matériau peut être sujet à des variations et qu'il faut observer avec beaucoup de soin ces caractéristiques dans le cas d'une étude très fine du matériau.

Cette observation a été confirmée sur deux autres matériaux. Le tableau suivant regroupe les valeurs de pertes mesurées sur les trois matériaux pour le cas d'une onde PC ( $m=10$   $r=0.6$ ) à une induction fondamentale de 1T.

k	N° 1	N° 2	N° 3
1	0.295	0.742	1.013
9	0.053	0.168	0.246
11	0.057	0.167	0.235

Tout comme l'induction crête peut amener certaines informations quant au comportement global du matériau, nous avons cherché à définir un paramètre dont les tendances sont relativement significatives du comportement harmonique global.

Le paramètre qui nous a semblé le plus adéquat, dans le cas d'ondes M.L.I., est l'harmonique d'induction de rang  $k$  égal à  $m$ , dans le cas d'ondes DP, ou ceux directement voisins de l'indice de modulation ( $k=m-1$  et  $k=m+1$ ), dans le cas d'ondes PC. Le fait que l'indice de découpage engendre des paires d'harmoniques dans le cas d'onde de type PC n'est pas gênant dans la mesure où les informations fournies par les raies de rang  $(m-1)$  et  $(m+1)$  montrent des tendances similaires. Nous avons baptisé ce paramètre, induction de découpage ( $B_d$ ).

Les caractéristiques présentées ci-après ne montrent que les résultats obtenus pour des indices de modulation extrêmes  $m=4$  et  $m=20$  et des taux de modulation égaux à 0.3, 0.6 et 0.9. Nous avons volontairement limité la quantité d'informations pour ne pas transformer ce document en un simple catalogue de caractéristiques. L'objectif de ce travail n'est pas, rappelons-le, de caractériser des matériaux en onde M.L.I. mais bien de montrer ce que pourrait être la caractérisation fine d'un matériau. Les résultats expérimentaux ne servent que de support à la présentation de ce type de caractérisation et de validation des capacités et performances de notre dispositif.

### 2.3.1. M.L.I. type "Pont Complet"

Nous avons montré que les ondes PC génèrent deux raies de découpage. Après étude, nous n'avons pas constaté d'écarts de comportement notables entre ces deux raies. Aussi, pour les indices de modulation présentés, ne présenterons nous que la raie de rang  $k=m-1$ , soit  $k=3$  pour  $m=4$  et  $k=19$  pour  $m=20$ .

#### 2.3.1.1. Induction et champ magnétique harmoniques

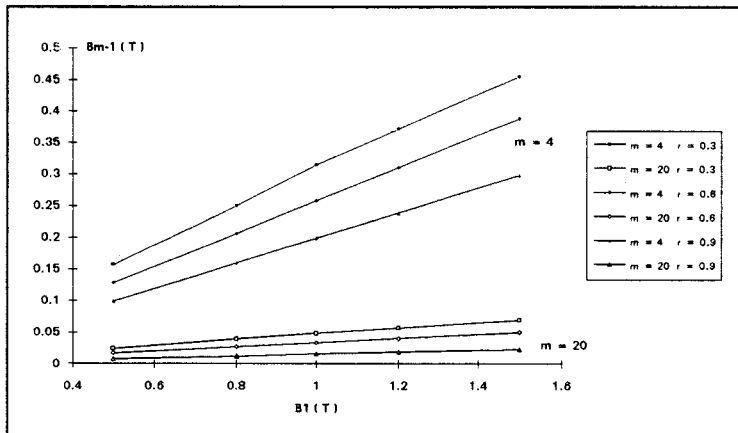


Figure 196

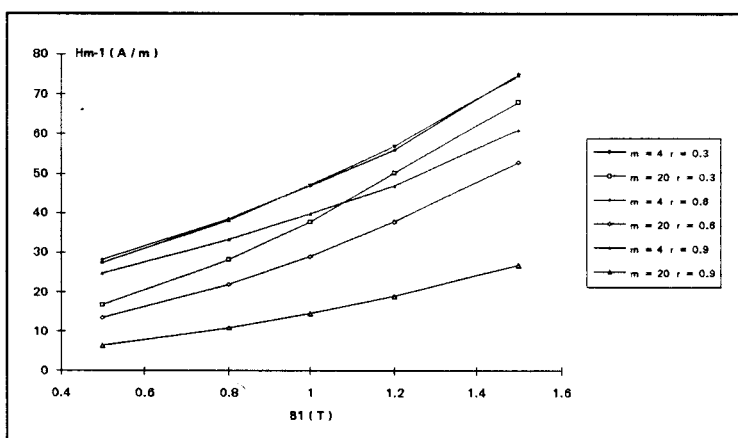


Figure 197

Ces caractéristiques (figures 196 et 197) montrent des tendances de comportement prévisibles pour l'induction et cohérentes pour le champ. Lorsque  $m$  ou  $r$  augmente  $B_{m-1}$  et  $H_{m-1}$  diminuent. Ces évolutions sont normales dans la mesure où l'augmentation de  $m$  ou  $r$  contraint l'onde d'induction à se rapprocher de la sinusoïde donc à en réduire le contenu harmonique.

2.3.1.2. Puissance active et puissance d'aimantation harmonique

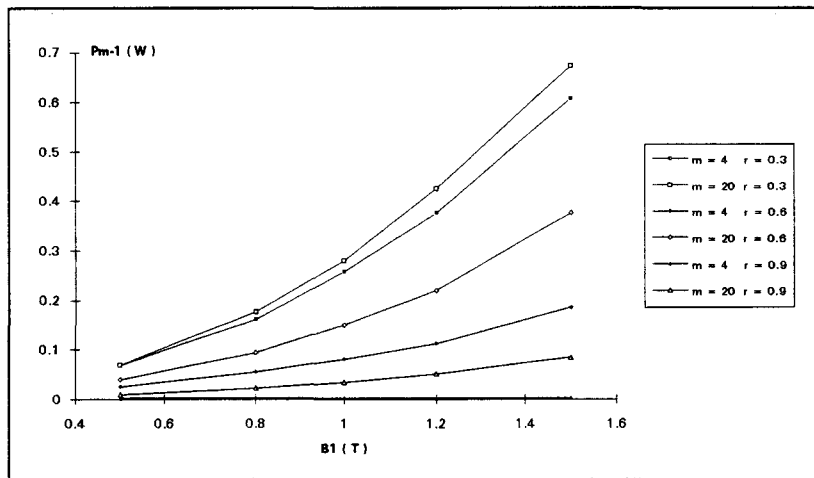


Figure 198

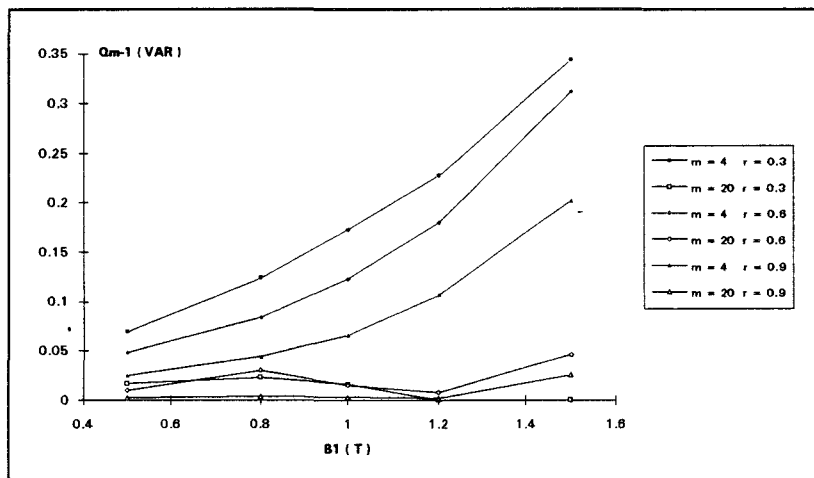


Figure 199

Ici encore l'augmentation de  $m$  ou de  $r$  réduit  $P_k$  (figure 198) et  $Q_k$  (figure 199). La réduction est très nettement marquée sur  $Q_k$  et moins sur  $P_k$ . Afin de mieux apprécier ces tendances, nous présentons par les figures 200 et 201 les puissances propres des harmoniques définies par  $P_k/k$  et  $Q_k/k$ . En effet, les puissances  $P_k$  et  $Q_k$  sont dans un rapport  $k$  avec les produits  $B_k H_k \sin \Delta_k$  et  $B_k H_k \cos \Delta_k$ . L'effet des harmoniques est donc masqué par le coefficient  $k$ .

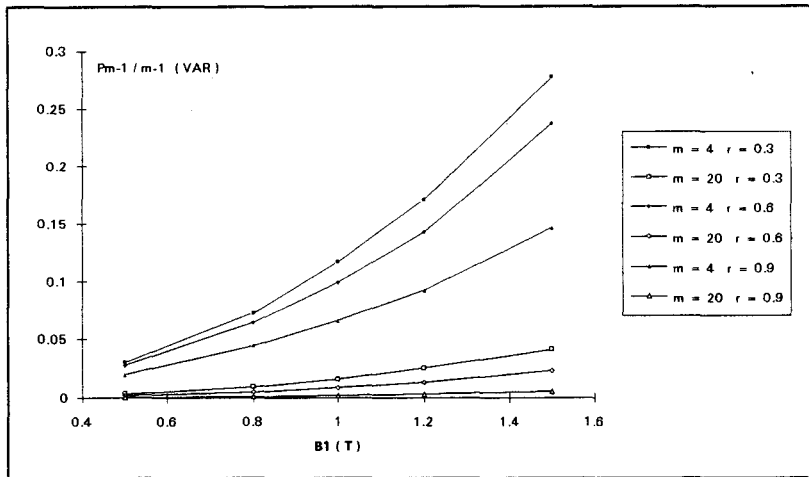


Figure 200

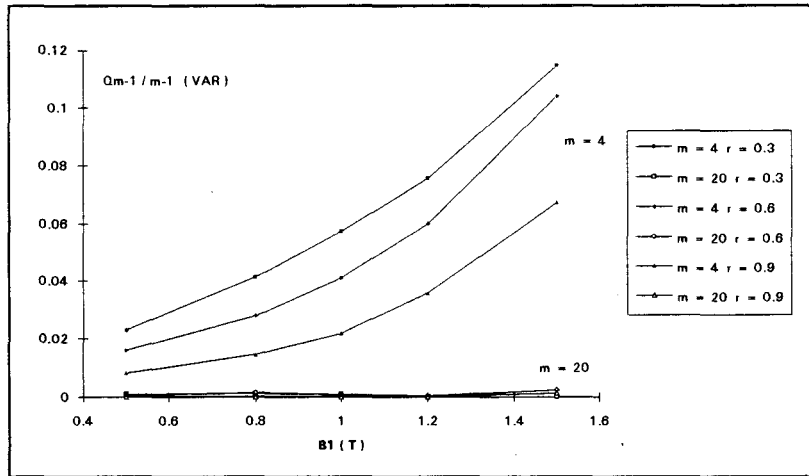


Figure 201

Ces deux séries de caractéristiques mettent en évidence deux phénomènes intéressants à savoir, d'une part, que les puissances harmoniques tendent vers zéro lorsque les harmoniques associés sont faibles, d'autre part, que pour certains harmoniques de rang faible, la valeur de la puissance réactive peut être négative. Ce dernier phénomène a été observé sur une raie de rang 5 (250 Hz) pour une modulation particulière. A cette fréquence-là, les phénomènes capacitifs liés au bobinage peuvent a priori être écartés de même que les problèmes liés à la précision de l'analyse harmonique du dispositif de mesure. Nous avons donc cherché à savoir ce que pouvait signifier une telle observation et s'il était possible de la renouveler en utilisant d'autres signaux.

L'inversion du signe d'une puissance réactive est liée au signe du déphasage du courant harmonique par rapport à la tension harmonique associée. Nous avons étudié les corrélations qui existent entre les paramètres de modulation et la phase de l'harmonique impliqué. Suite à cette étude, nous avons synthétisé un signal dont les caractéristiques permettent d'amplifier le phénomène observé. Les mesures effectuées en excitant le matériau par ce type de signal, montrent d'une part, qu'il est possible à partir de signaux soigneusement définis de mesurer des puissances réactives harmoniques négatives, ce qui implique que pour la fréquence considérée l'ensemble [cadre Epstein + matériau] se comporte comme un condensateur, d'autre part que les puissances actives harmoniques peuvent, elles aussi, prendre des valeurs négatives, ce qui implique que les harmoniques considérés transportent de l'énergie vers le générateur à la fréquence qui leur est propre.

Ces observations entraînent certaines remarques très importantes. D'une part, si certaines composantes du courant sont de nature capacitive, il est difficile de savoir si, à la fréquence considérée, seul un effet capacitif existe ou s'il existe conjointement un effet inductif qui serait masqué par le précédent. En tout état de cause, le courant n'est alors plus une image du champ. D'autre part, définir une perméabilité harmonique n'a alors plus de sens.

Toutes ces remarques montrent que la caractérisation fine d'un matériau nécessite encore beaucoup de travail. On entrevoit ici certaines idées plus communes en hyperfréquence, comme l'étude des propagations de champs électromagnétiques, l'excitation de mode magnétique pur ou de mode électrique pur. Il nous semble très intéressant d'entrevoir un rapprochement avec ces concepts de l'électricité assez peu utilisés en basse fréquence.

Pour terminer les remarques relatives aux pertes, nous ajoutons ci-après une série de caractéristiques regroupant pour une induction de 1T l'évolution des trois principales raies de pertes en fonction de  $m$  et de  $r$  pour les trois matériaux testés. Ces caractéristiques, représentées par les figures 202 à 204, n'ont pour but que de montrer que les tendances d'évolution des principales raies de pertes semblent bien être identiques pour des matériaux occupant des places différentes dans une gamme commerciale. Si la modulation augmente les pertes, ce sont les pertes fondamentales qui représentent toujours la majorité des pertes totales quels que soient  $m$  et  $r$ .



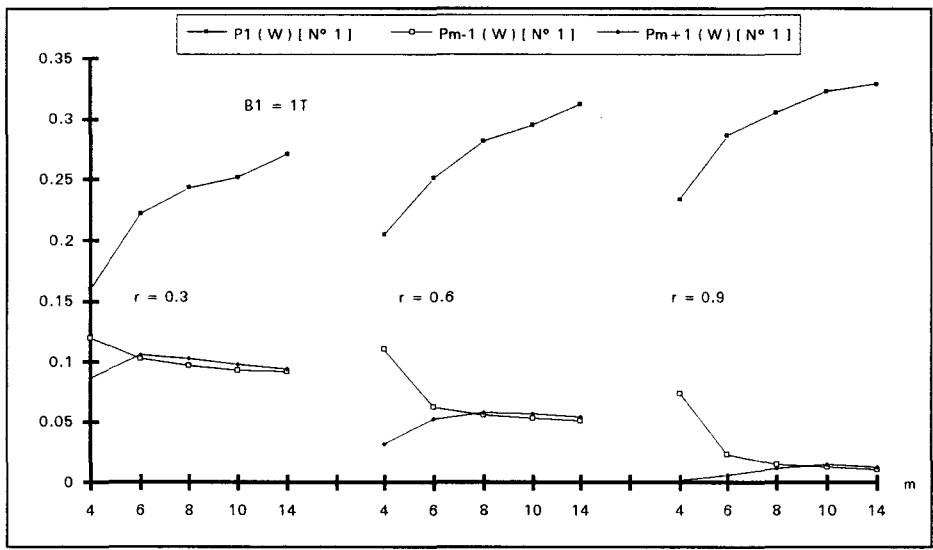


Figure 202

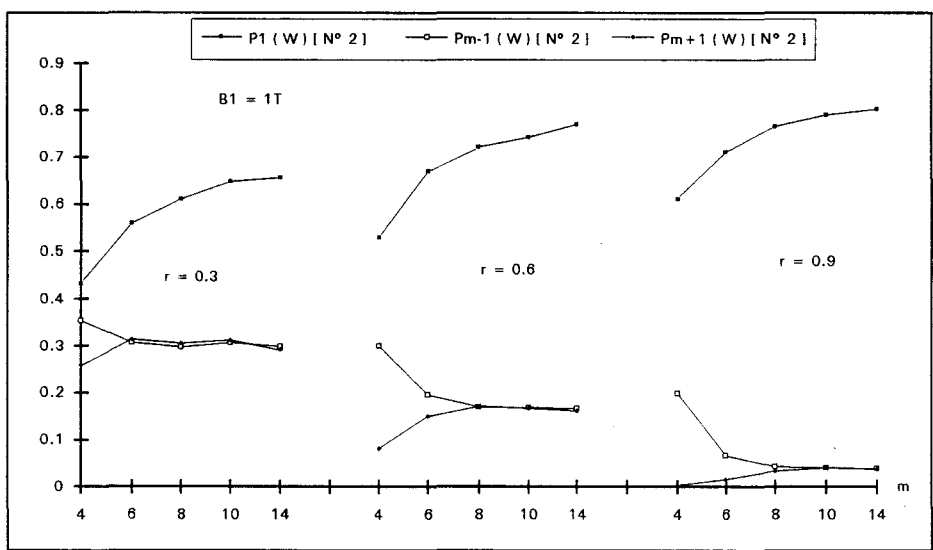


Figure 203

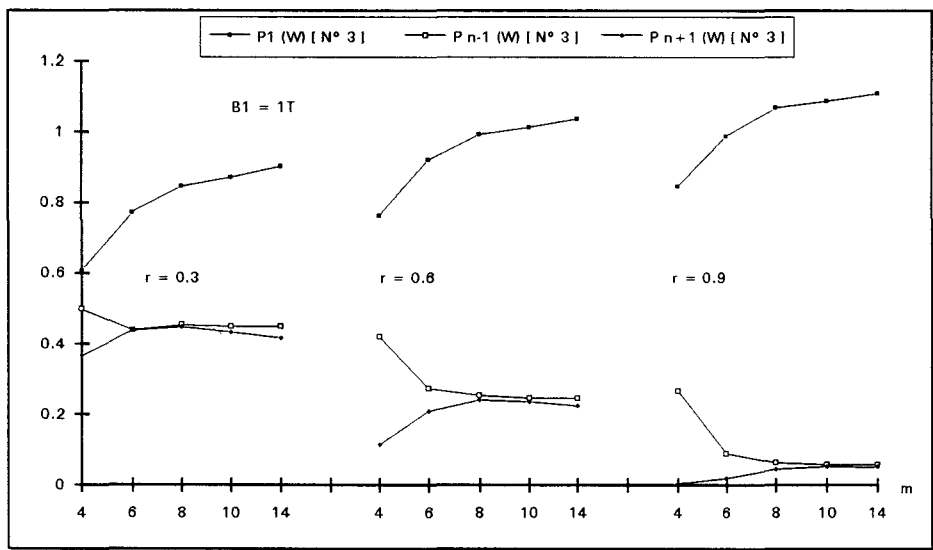
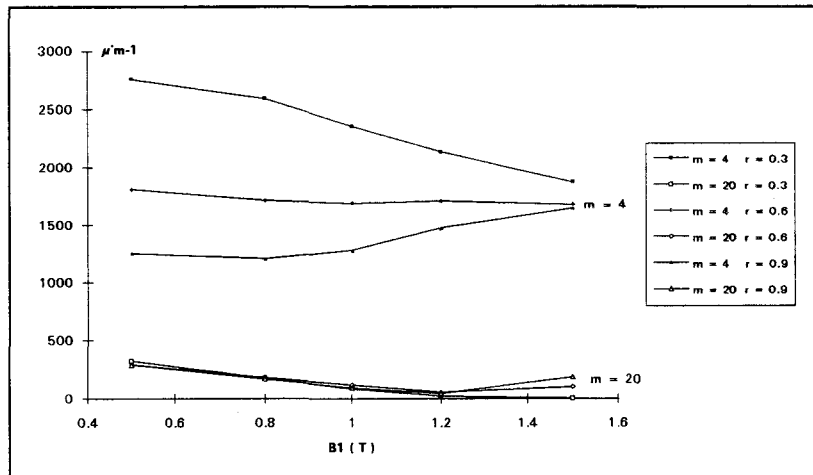
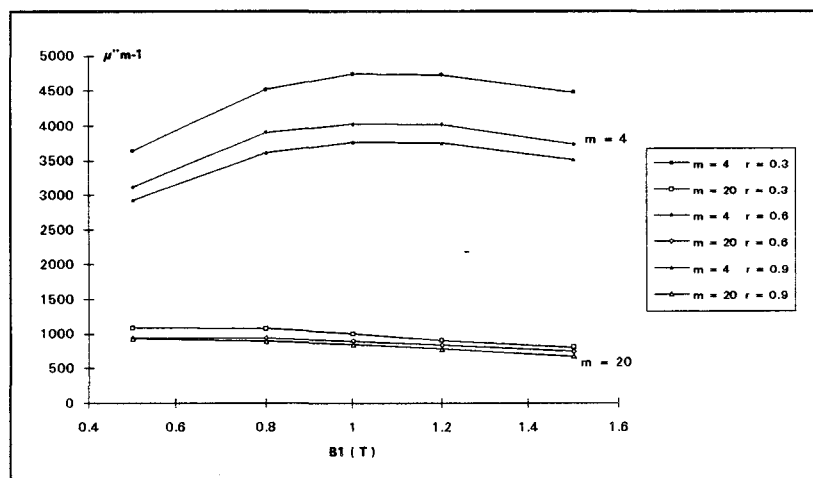


Figure 204

**2.3.1.3. Perméabilités harmoniques**



**Figure 205**



**Figure 206**

Les tendances sont similaires pour les deux perméabilités, le taux de modulation réduit peu  $\mu'$  et  $\mu''$  lorsqu'il augmente. L'augmentation de l'indice de modulation repousse la première raie de chaque spectre vers des fréquences hautes. Nous en concluons donc que les perméabilités du matériau diminuent lorsque la fréquence prise en compte augmente (figures 205 et 206)

### 2.3.2. M.L.I. type "Demi-Pont"

Nous présentons ici les caractéristiques de la raie de rang  $k = m$ , de loin la plus importante surtout quand  $r$  est faible.

#### 2.3.2.1 Induction et champ magnétique harmoniques

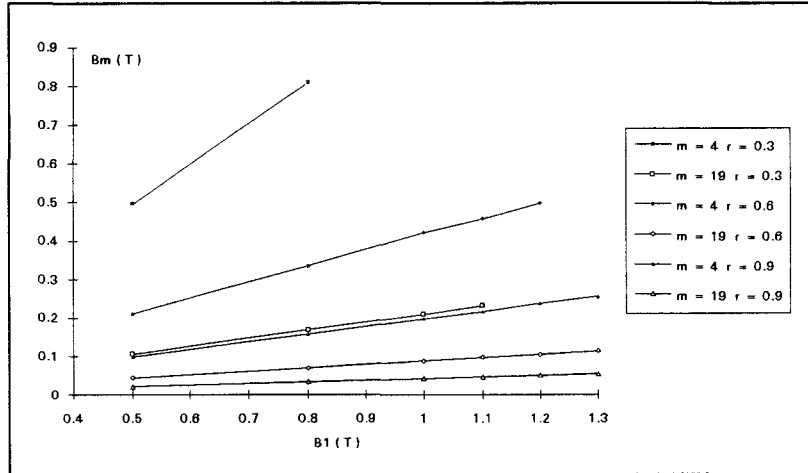


Figure 207

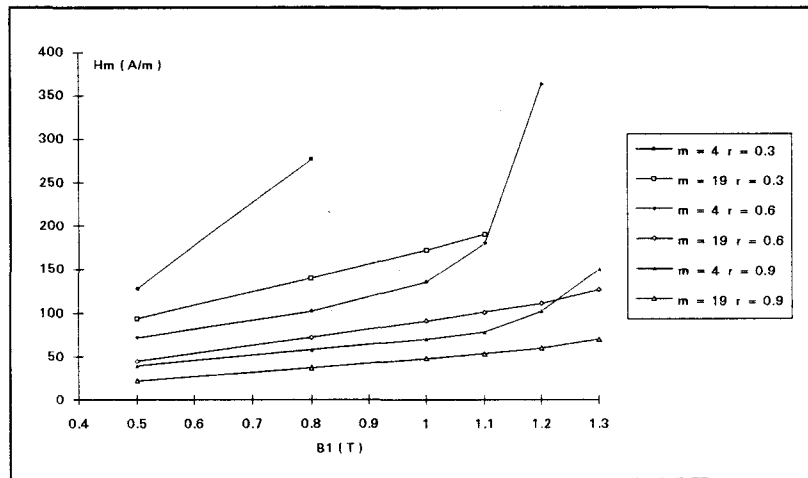


Figure 208

Les tendances observées (figures 207 et 208) du point de vue de l'induction sont très semblables à celles observées en onde PC. Les gammes d'induction harmonique sont très voisines, par contre la gamme de champ harmonique couverte en onde DP est plus vaste que celle couverte en onde PC.

### 2.3.2.2. Puissance active et puissance d'aimantation harmoniques

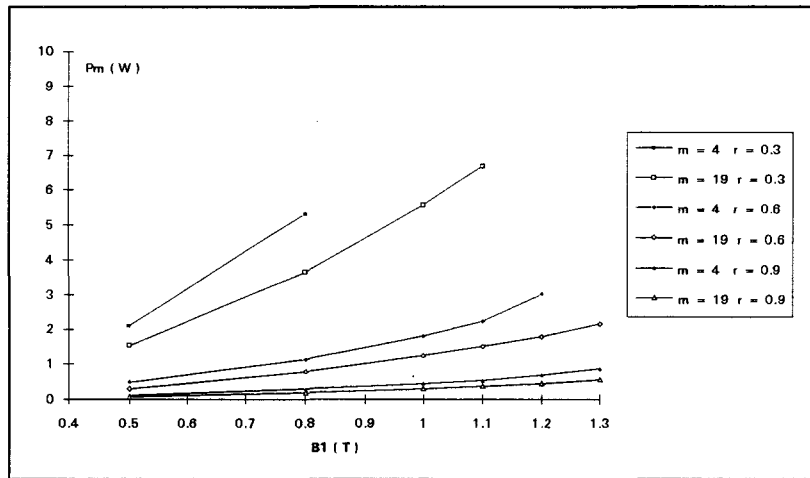


Figure 209

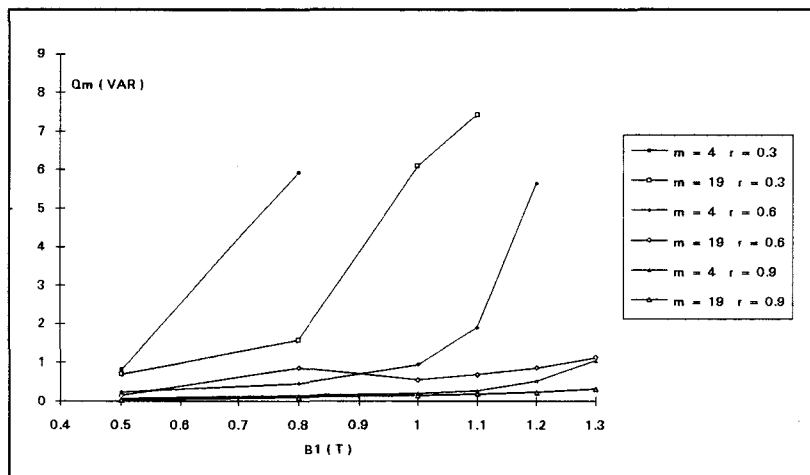


Figure 210

L'augmentation des puissances (figures 209 et 210) est très nette vis-à-vis des ondes PC. Ces observations sont cohérentes par rapports aux résultats obtenus sur le champ harmonique.

Ramenées à leur période propre les puissances harmoniques montrent des tendances comparables à celles que produisent des ondes PC. Les figures 211 et 212 illustrent ces tendances.

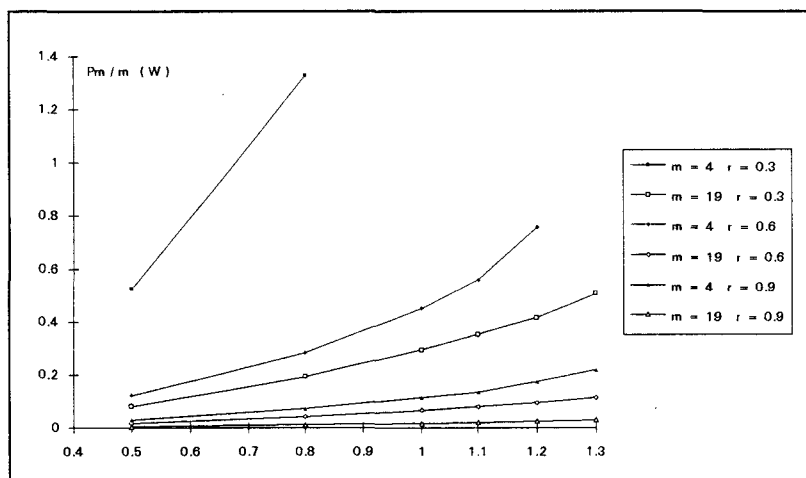


Figure 211

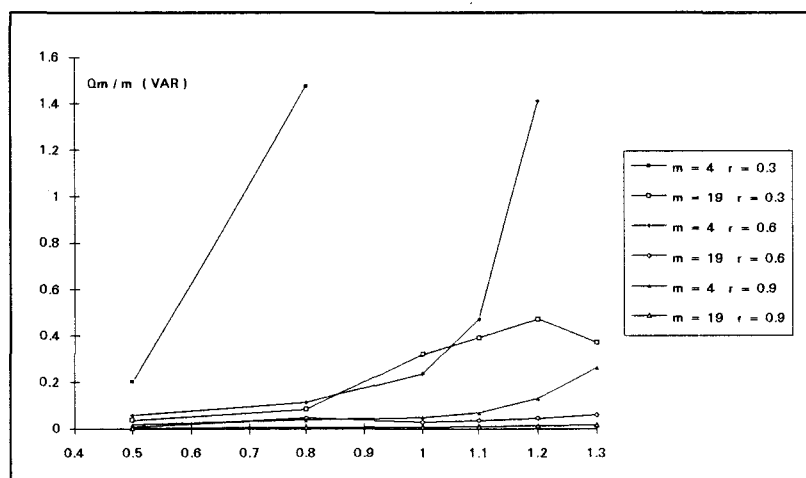


Figure 212

Les figures 213 à 217 montrent l'écart entre les pertes fondamentales et la principale raie de pertes selon les indices et taux de modulation. Si la modulation augmente les pertes, ce sont les pertes liées au découpage qui prédominent toujours au sein des pertes totales. Ces pertes s'amenuisent à mesure que m et r augmentent.

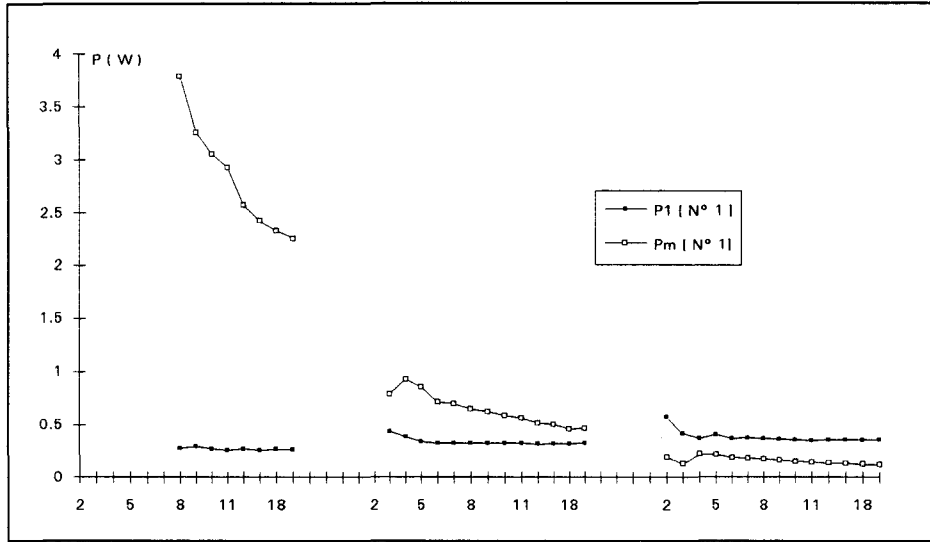


Figure 213

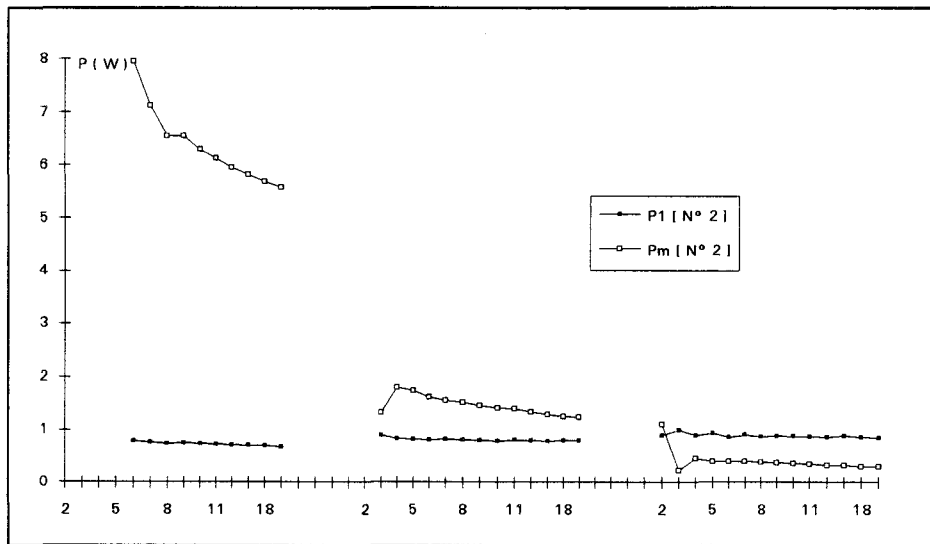


Figure 214

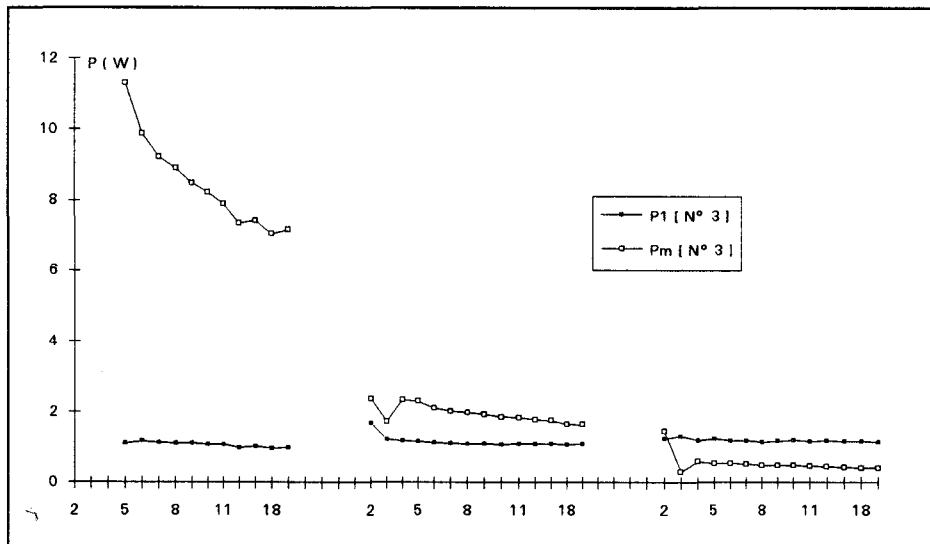


Figure 215

2.3.2.3. Perméabilités harmoniques

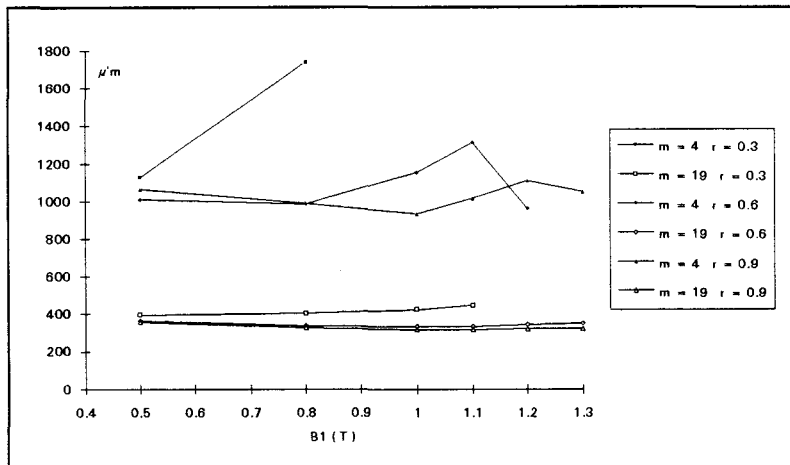


Figure 216

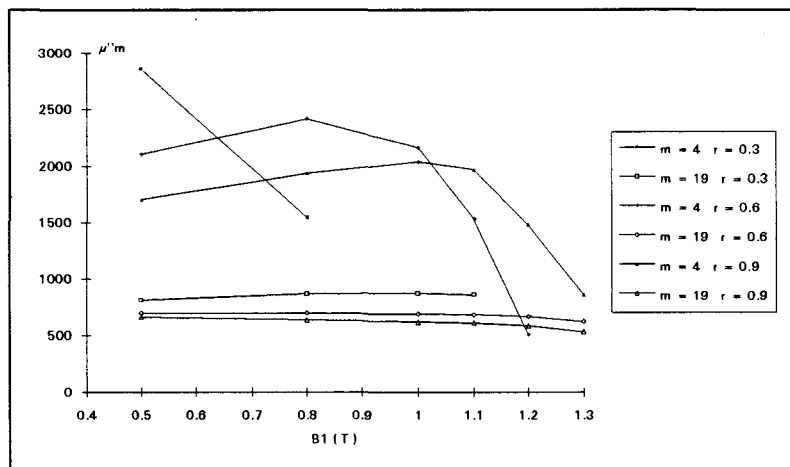


Figure 217

Si les perméabilités sont fortement réduites pour des indices de modulation élevés, elles dépendent peu de  $B_1$ , tout comme nous l'avons observé pour des ondes PC. Par contre, pour des indices faibles, les perméabilités sont beaucoup plus sensibles au taux de modulation et à  $B_1$  qu'elles ne l'étaient pour des ondes PC. Les figures 216 et 217 illustrent nos propos.

2.3.3. Conclusions

Des harmoniques d'induction dont le rang ne diffère que d'une unité ( 3 ou 4, 19 ou 20 ) d'amplitude approximativement identiques engendrent des harmoniques de champ qui peuvent être très différents. Nous mettons en évidence ici que l'effet d'un harmonique d'induction peut varier sensiblement selon le spectre au sein duquel il est inclus. Il est évident que nous ne procédons pas ici à l'étude détaillée du comportement d'un harmonique particulier en fonction du type d'onde auquel il appartient. Nous nous contentons de montrer d'une part, que notre dispositif permettrait de faire ce type d'étude, d'autre part que si certaines tendances de comportement semblent se dégager, le comportement global d'un matériau ne peut pas être facilement prédéterminé à partir de résultats de régimes sinusoïdaux obtenus pour différentes fréquences. Des campagnes de mesure en régime sinusoïdal à des fréquences plus élevées seraient nécessaires pour tenter de proposer une réponse à cette question.





### **3. CARACTERISATION HARMONIQUE SIMPLIFIEE**

Ce chapitre est consacré à la présentation d'une méthode de caractérisation simplifiée. Ce procédé vise à réduire les contraintes dynamiques sur les différents appareils entrant en jeu dans le dispositif de caractérisation.

Le temps de montée de la tension secondaire est un paramètre hautement pénalisant pour le rapport coût/performance du dispositif. Le coût financier de l'amplificateur de puissance est fortement couplé à sa bande passante. Celle-ci doit être d'autant plus large que l'on souhaite pouvoir contrôler des gradients de tension importants.

Nous avons donc cherché à savoir comment seraient affectés les résultats de caractérisation d'un matériau si on ne lui infligeait qu'une partie du spectre de l'onde d'excitation M.L.I. désirée.

Une telle limitation du spectre de la contrainte d'excitation aurait pour premier effet d'autoriser une bande passante plus réduite que pour une caractérisation "complexe" (nous associons au terme complexe, le fait que l'onde d'excitation est une onde M.L.I. réelle et non pas une onde simplifiée). La limitation de l'étendue spectrale du signal d'excitation doit néanmoins fournir des résultats de caractérisation proches des résultats de caractérisation complexe.

Si cette démarche ne permet pas d'effectuer une caractérisation très fine, elle peut toutefois s'avérer suffisamment riche d'informations pour un constructeur de machines électriques soucieux de prendre en compte l'impact de l'onde d'alimentation dans les paramètres de définition de leurs machines. Nous avons déjà précisé que dans l'état actuel des choses, une précision extrême sur les paramètres de caractérisation n'est pas nécessairement indispensable à un constructeur dans la mesure où le simple fait d'imposer telle ou telle géométrie de découpe à une tôle en modifie fortement les caractéristiques. De plus, les conditions d'excitation d'une machine tournante sont loin d'être similaires à celles qui sont fixées dans un dispositif de caractérisation Epstein. Nous présentons donc ci-après une caractérisation harmonique simplifiée.

Cette caractérisation présente en outre l'intérêt de réduire notablement le nombre de paramètres susceptibles d'influencer le choix d'un matériau. Les résultats de caractérisation harmonique montrent que pour des signaux M.L.I., les paramètres harmoniques les plus significatifs sont relatifs à certains rangs ou groupes harmoniques. Ces derniers peuvent être déterminés à partir du spectre de l'onde de tension M.L.I.. Le spectre des pertes est, entre autre, fortement couplé au spectre de la tension M.L.I..

Nous avons donc reconstitué des signaux d'excitation dont le contenu spectral est limité aux principaux harmoniques porteurs de pertes déterminés par la caractérisation complexe. Il est bien entendu évident que le module et la phase de ces harmoniques ont été respectés dans le signal de synthèse.

Nous avons ensuite comparé les résultats de la caractérisation simplifiée à ceux de la caractérisation complexe afin de valider notre proposition. Les essais ont été effectués sur le matériau utilisé comme support de présentation de nos travaux dans les paragraphes précédents. Ici encore, la suite logique à donner à ces travaux, serait de tester la validité de cette caractérisation simplifiée sur une gamme commerciale étendue de matériaux.

Dans la pratique, cette méthode se substituerait à une caractérisation complexe. Nous avons procédé différemment, dans la mesure où le contenu harmonique des signaux simplifiés a été déterminé à partir des résultats de la caractérisation complexe. Le contenu harmonique des signaux simplifiés est obtenu en ne sélectionnant que les premiers harmoniques issus d'un tri par valeurs décroissantes des puissances harmoniques. Le premier harmonique exclu est alors tel que la somme des pertes portées par tous les précédents égale environ 90% des pertes mesurées en caractérisation complexe.

La sélection des harmoniques est issue d'un tri effectué sur des ondes M.L.I. diverses relatives à une induction fondamentale  $B_1$  de 0.5 T. Ce choix d'induction est déterminé par le fait que pour des inductions fondamentales faibles la redistribution des pertes liées à la saturation n'apparaît pas. Les spectres de puissance et d'induction sont alors fortement corrélés. Les résultats de la caractérisation souffriront naturellement de quelques écarts pour des valeurs de l'induction fondamentale plus proches du niveau de saturation. Notons encore que l'influence de la saturation n'est probablement pas la seule raison qui permet d'expliquer les écarts entre les deux caractérisations. Il existe des influences inter-harmoniques qui peuvent être très différentes selon le contenu spectral du signal d'excitation [12]. Ces influences, si nous sommes sûrs qu'elles existent, sont néanmoins très complexes à quantifier. Nous ne tenterons donc en aucun cas de justifier les faibles écarts obtenus d'une caractérisation à une autre.

Dans la suite de ce chapitre, nous présentons les résultats obtenus en terme de pertes pour quelques configurations (m,r) de modulation. Viennent ensuite les comparaisons des caractérisations spectrales précédées des formes d'ondes temporelles des principaux signaux illustrant les distorsions liées à la limitation du contenu harmonique des signaux reconstitués par rapport aux signaux complexes.

En ce qui concerne les pertes, nous récapitulons pour chaque cas présenté l'erreur commise sur la valeur des pertes globales en caractérisation complexe lorsqu'on ne prend en compte que les neuf premiers harmoniques triés (nous baptiserons cette erreur : erreur d'approximation  $\epsilon_a$ ). Le choix du nombre d'harmoniques triés sélectionnés (ici 9) est dû au simple fait que les neuf premiers harmoniques triés supportent toujours au moins 90% des pertes totales. Deux exemples illustrent nos propos (figures 218 et 219).

Nous calculons ensuite l'erreur entre la valeur des pertes réellement mesurées sous excitation simplifiée et les pertes totales. Cette erreur diffère plus ou moins de l'erreur d'approximation pour les raisons invoquées plus haut. Cette erreur est baptisée erreur de synthèse ( $\epsilon_s$ ). Les termes  $\epsilon_a$  et  $\epsilon_s$  sont définis comme suit :

$$\epsilon_a (\%) = 100 \frac{P_{totale} - \sum_{j=1}^9 P_j}{P_{totale}}$$

$$\epsilon_s (\%) = 100 \frac{P_{totale} - P_{synthèse}}{P_{totale}}$$

Avec  $P_j$  : puissance portée par les harmoniques de rang  $j$  après tri suivant les valeurs croissantes.

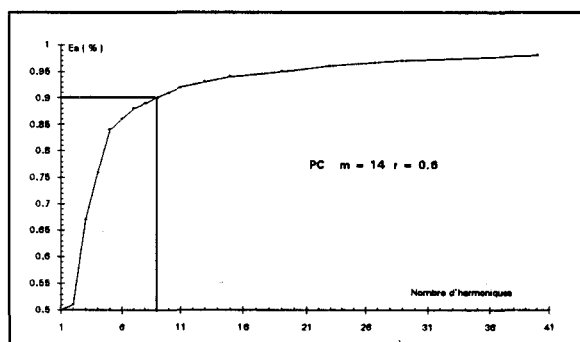


Figure 218

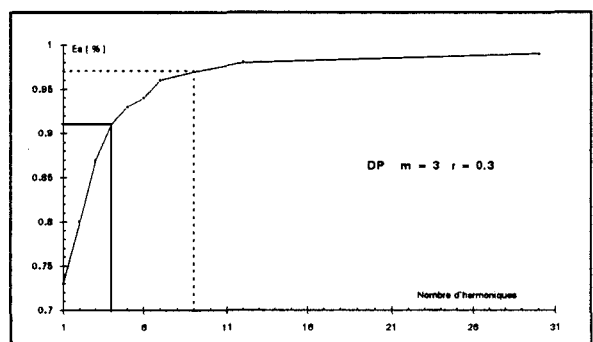


Figure 219

Les deux paragraphes suivants regroupent des résultats expérimentaux obtenus pour quelques configurations de modulation M.L.I.. Nous n'avons pas cherché à comparer tous les résultats de caractérisation obtenus dans les chapitres précédents à des résultats de caractérisation simplifiée. L'objectif est simplement de montrer une faisabilité et l'ordre de grandeur des erreurs induites par cette simplification.

### 3.1. Caractérisation simplifiée pour des ondes de type "Pont Complet"

Nous regroupons ici des résultats de caractérisation relatifs à neuf configurations de modulation (trois valeurs de  $m$  et trois valeurs de  $r$ ). Dans un premier temps nous regroupons sur les figures 220 à 222, les caractéristiques de comportement en termes de pertes afin de fixer l'ordre de grandeurs des écarts entre les deux modes de caractérisation. Tous les résultats de caractérisation simplifiée ont été obtenus en conservant les neuf harmoniques les plus riches en pertes.

$m = 4$

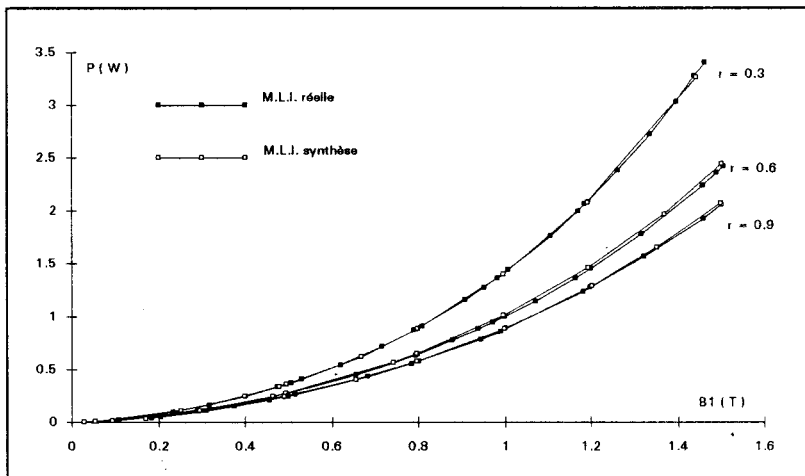


Figure 220

$m = 10$

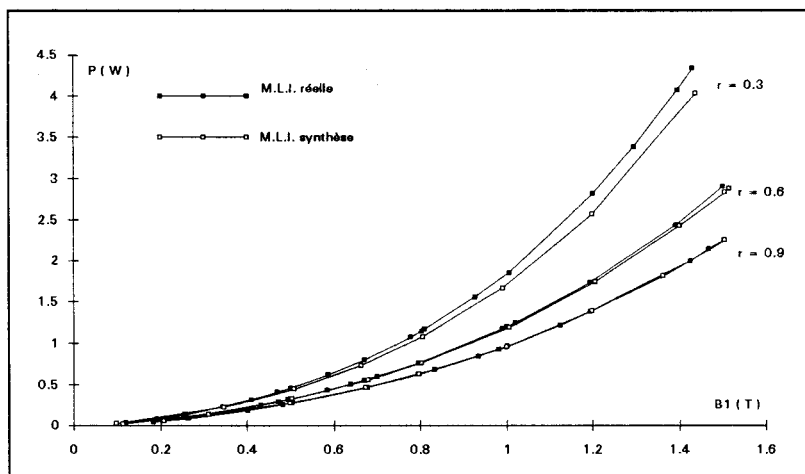


Figure 221

$$m = 14$$

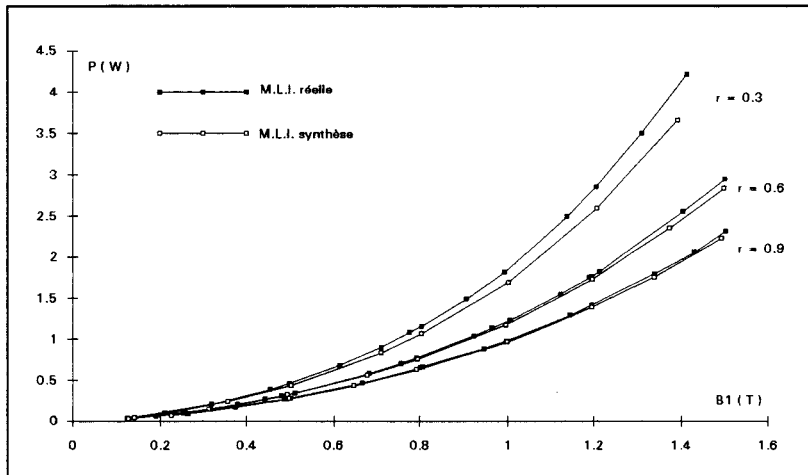


Figure 222

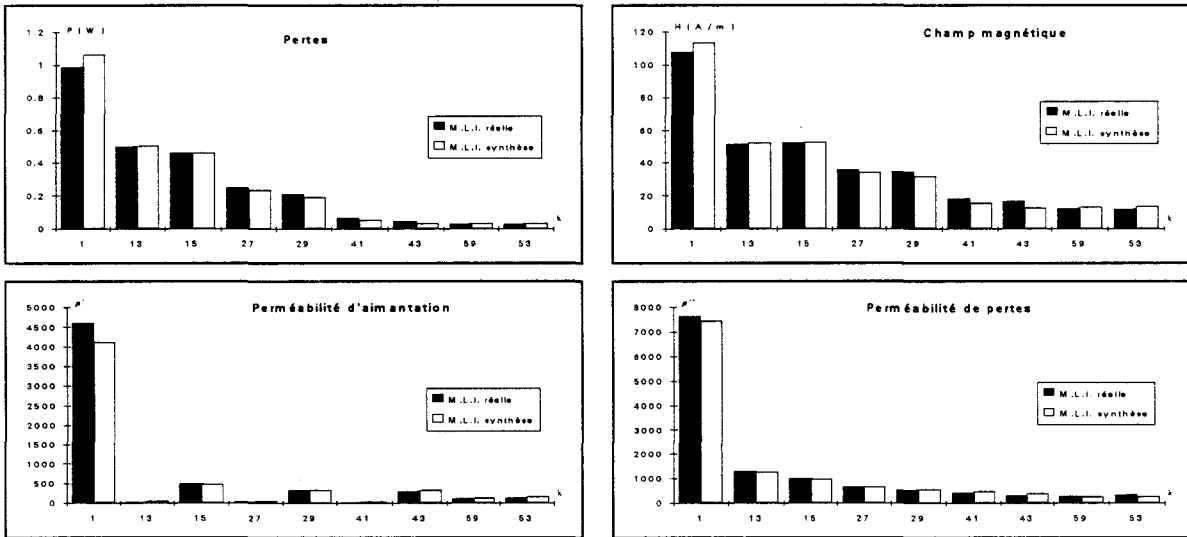
Dans la quasi totalité des cas étudiés, la caractérisation simplifiée sous-estime la valeur des pertes totales.

A titre indicatif les erreurs  $\varepsilon_a$  et  $\varepsilon_s$  relatives aux neuf configurations présentées sont regroupées dans un tableau pour une valeur de  $B_1$  égale à 1.5 T.

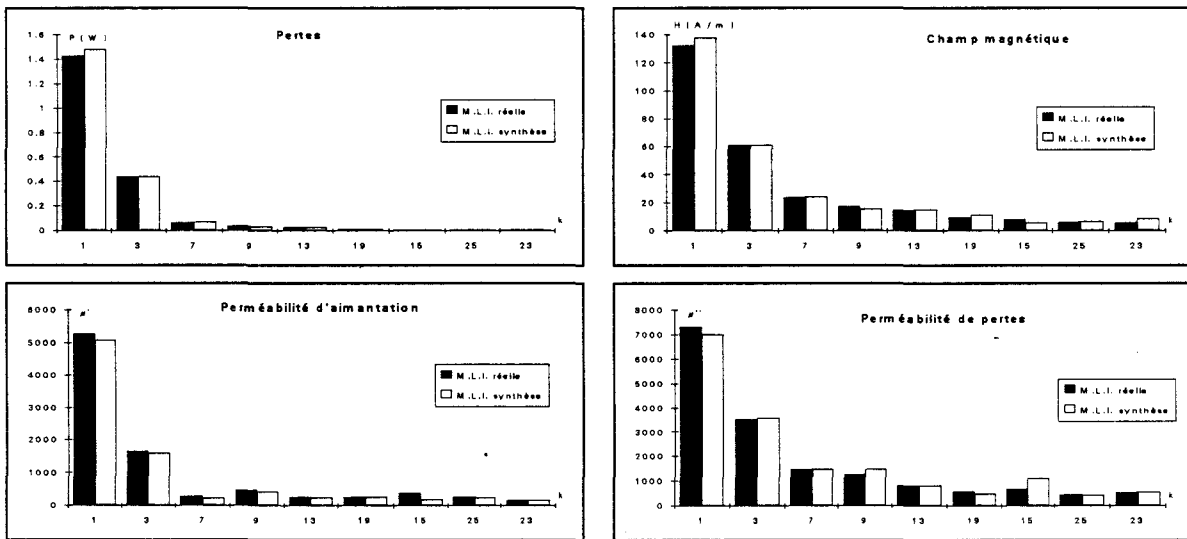
		$m = 4$	$m = 10$	$m = 14$
$r = 0.3$	$\varepsilon_a$	6%	10%	10%
	$\varepsilon_s$	0.2%	9%	10%
$r = 0.6$	$\varepsilon_a$	3%	4%	6%
	$\varepsilon_s$	0.8%	2.5%	4%
$r = 0.9$	$\varepsilon_a$	1%	3%	4%
	$\varepsilon_s$	0.7%	0.05%	2%

Ces caractéristiques montrent qu'à faible induction l'erreur de synthèse est très faible, par contre en haute induction cette erreur augmente. La saturation du matériau introduit de fortes variations sur les paramètres harmoniques, en particulier des rotations de phase et des modifications de perméabilité. Ces modifications induisent des redistributions spectrales des pertes. Afin de fixer les idées sur ces modifications spectrales, nous montrons par les figures 223 à 225 quelques résultats de caractérisation harmonique simplifiée. Seuls les spectres relatifs aux pertes, champs et perméabilités sont présentés. Nous rappelons que toutes les autres grandeurs harmoniques caractéristiques peuvent être déduites de ces spectres. Nous attirons l'attention sur les graduations en abscisses des spectres. Celles-ci indiquent les rangs des harmoniques triés en fonction des pertes qu'ils véhiculent par valeurs décroissantes.

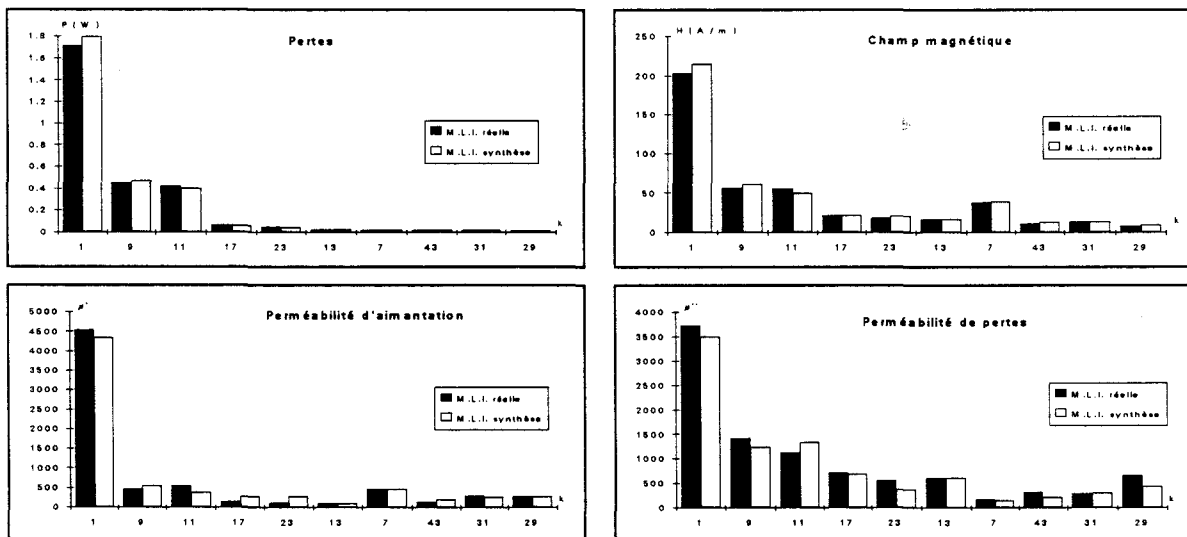
$m = 14$   $r = 0.3$   $B_1 = 1.2$  T [ Figure 223 ]



$m = 4$   $r = 0.9$   $B_1 = 1.5$  T [ Figure 224 ]



$m = 10$   $r = 0.6$   $B_1 = 1.5$  T [ Figure 225 ]



Ces caractérisations simplifiées offrent des résultats très voisins des résultats de caractérisation complète. Les caractéristiques fondamentales sont très peu affectées par la simplification. Les perméabilités de rang relativement élevées sont sujettes à des écarts plus importants. Notons enfin que la répartition des pertes ne semble pas souffrir de modifications importantes. Afin d'illustrer complètement ce paragraphe, nous présentons ci-après quelques formes d'ondes typiques ainsi que les cycles d'hystérésis associés (figures 226 à 228). Elles permettent de situer de façon temporelle les distorsions induites par la simplification de l'onde.

configuration :  $m = 4$   $r = 0.6$   $B_1 = 1T$

Tension secondaire

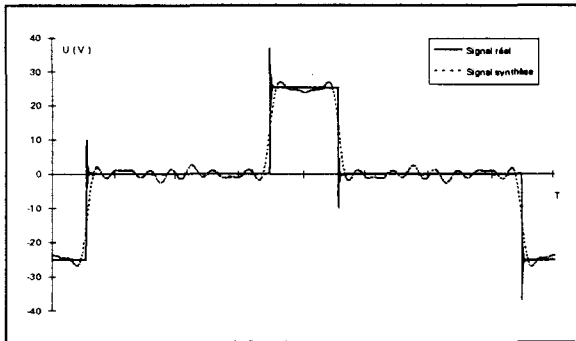


Figure 226.a

Courant primaire

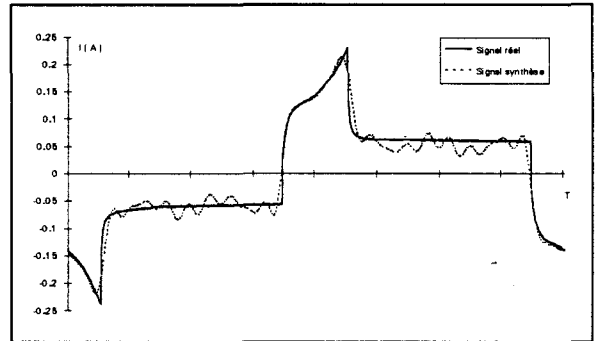


Figure 226.b

Induction

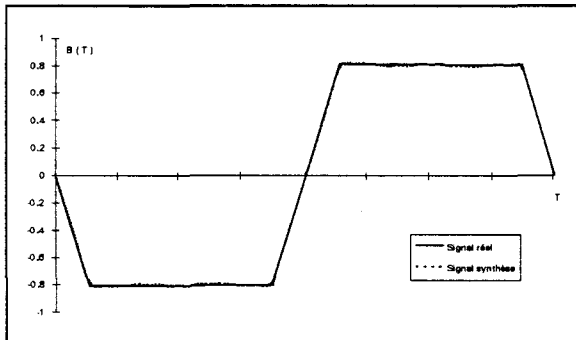


Figure 226.c

Champ

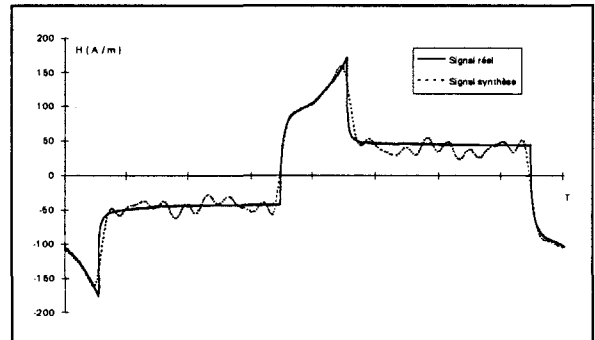


Figure 226.d

Cycle d'hystérésis

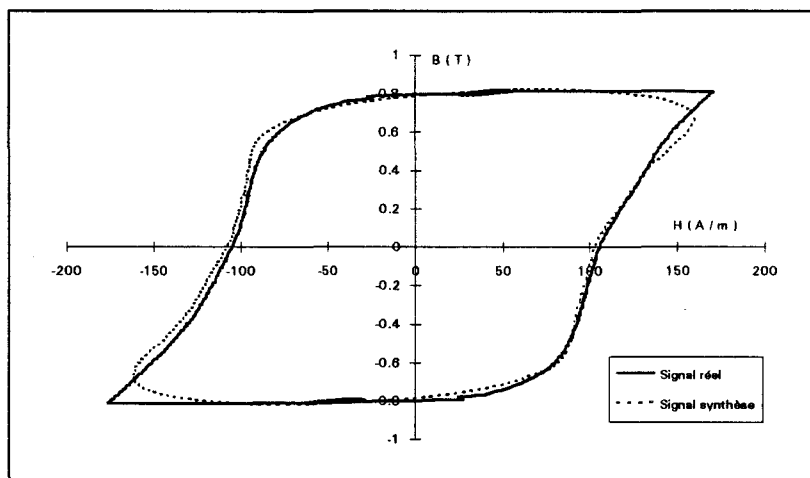


Figure 226.e

configuration :  $m = 10$   $r = 0.6$   $B_1 = 1T$

Tension secondaire

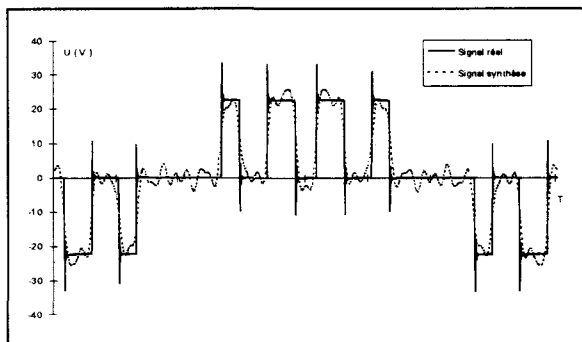


Figure 227.a

Courant primaire

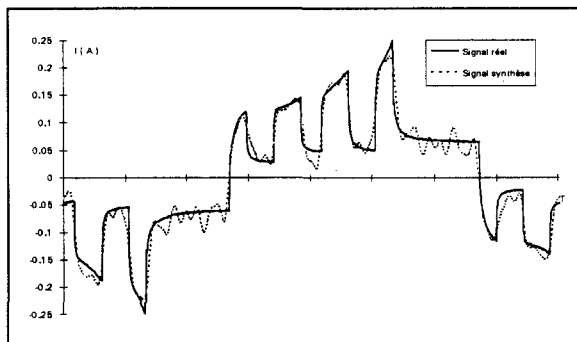


Figure 227.b

Induction

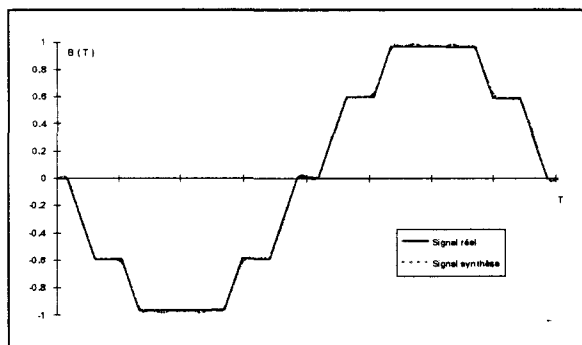


Figure 227.c

Champ

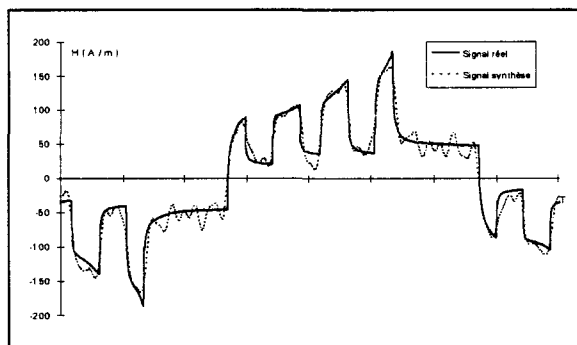


Figure 227.d

Cycle d'hystérésis

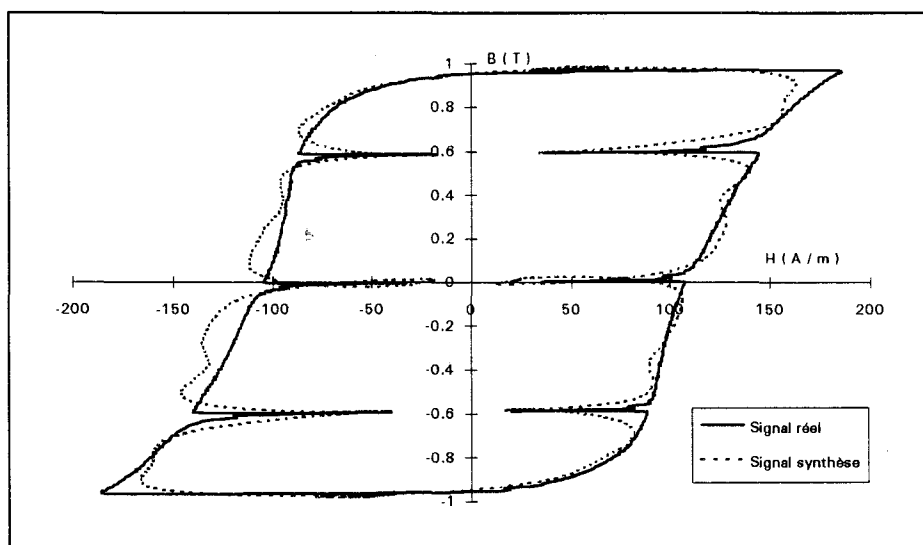


Figure 227.e

configuration :  $m = 14$   $r = 0.6$   $B_1 = 1T$

Tension secondaire

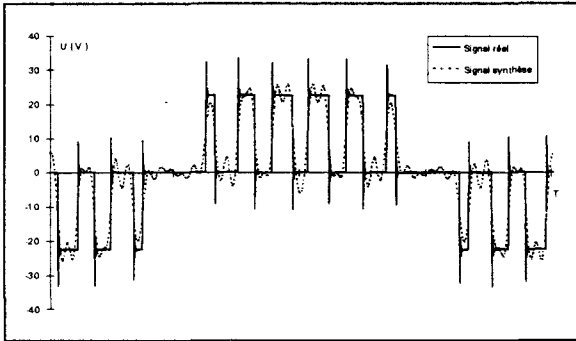


Figure 228.a

Courant primaire

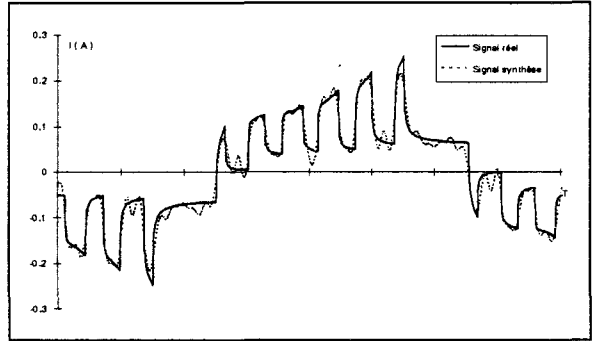


Figure 228.b

Induction

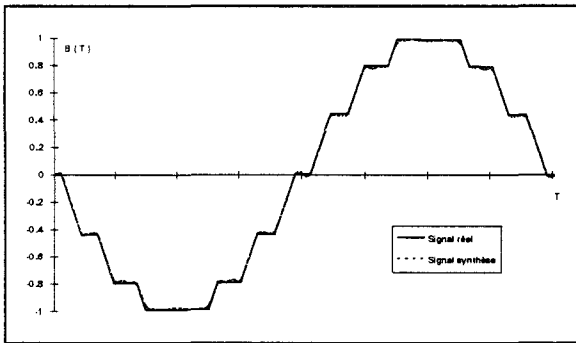


Figure 228.c

Champ

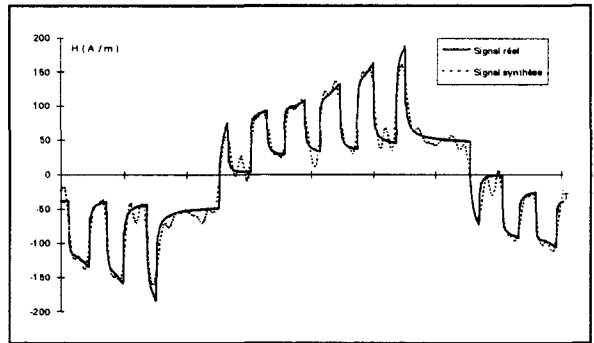


Figure 228.d

Cycle d'hystérésis

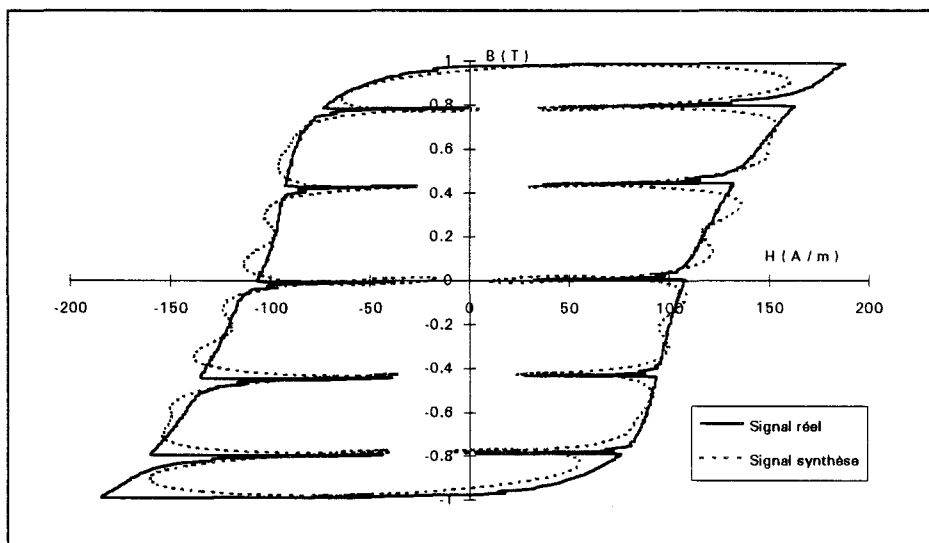


Figure 228.e



### 3.2. Caractérisation simplifiée pour des ondes de type "Demi-Pont"

Les résultats de caractérisation présentés dans ce paragraphe sont relatifs à tous les indices de modulation quelle que soit leur parité. En effet, bien que les rangs harmoniques porteurs de pertes soient différents selon la parité de l'indice de modulation, il ne nous a pas semblé primordial de dissocier les résultats en deux parties. Nous verrons que les écarts de caractérisation sont à peu près du même ordre de grandeur que l'onde soit de type DPp ou DPi. Les caractéristiques représentées par les figures 229 à 234, montrent que l'erreur de synthèse est comparable à celle obtenue pour les ondes de type PC, que l'indice de modulation soit pair ou pas.

**m = 3**

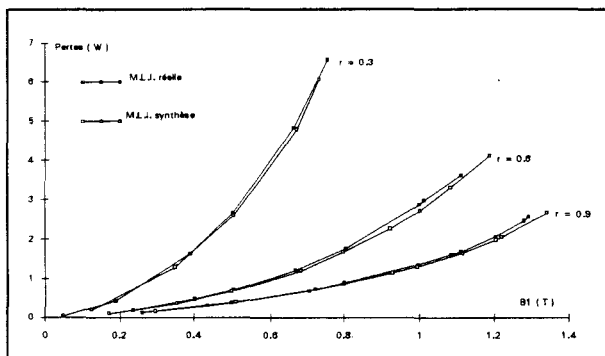


Figure 229

**m = 2**

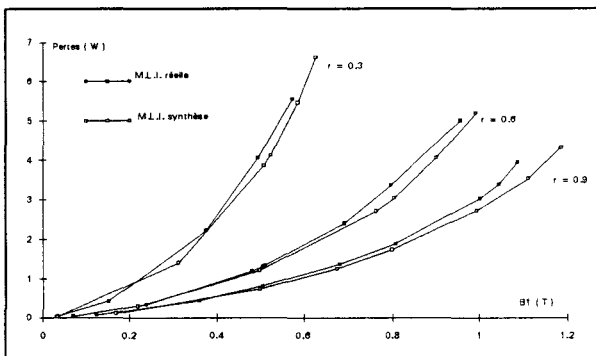


Figure 230

**m = 5**

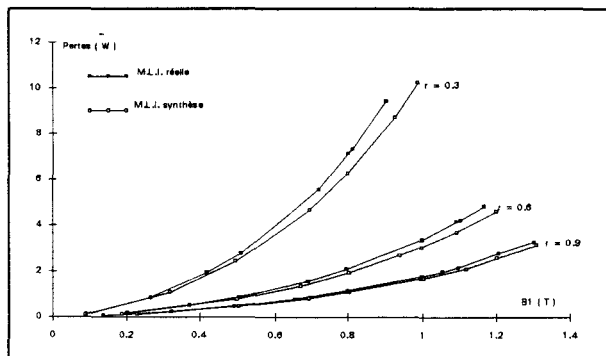


Figure 231

**m = 6**

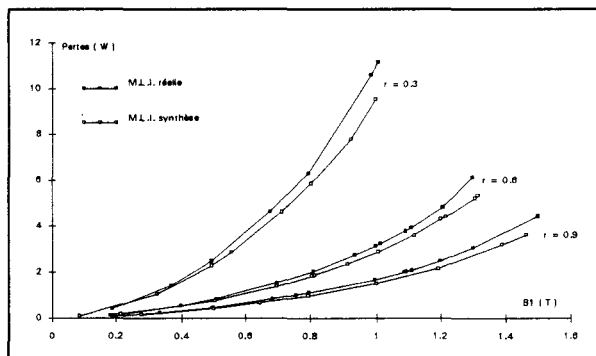


Figure 232

**m = 19**

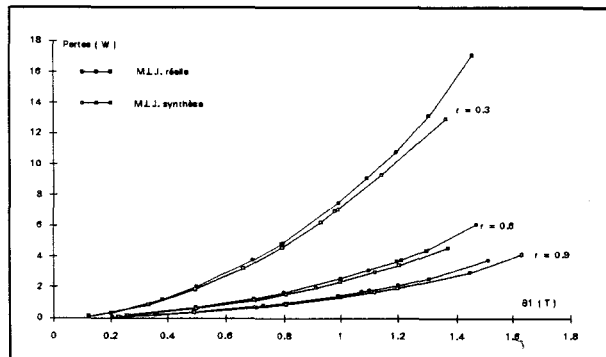


Figure 233

**m = 18**

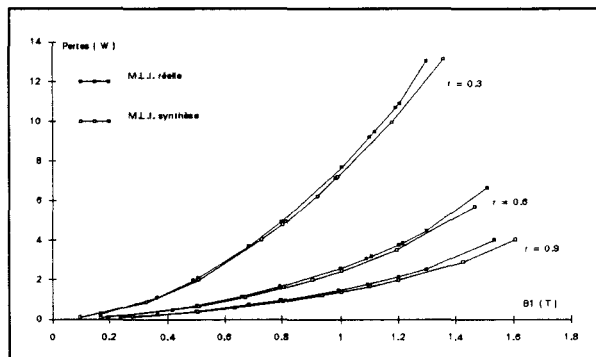


Figure 234

Encore une fois les tendances de comportement globales sont respectées. L'onde de synthèse tend toujours à sous-estimer la valeur globale des pertes.

Le tableau suivant donne une idée des erreurs  $\epsilon_a$  et  $\epsilon_s$  pour différentes configurations de modulation. Les inductions fondamentales sont précisées en regard de chaque erreur. Ces quelques chiffres témoignent d'une cohérence d'ensemble de la caractérisation simplifiée.

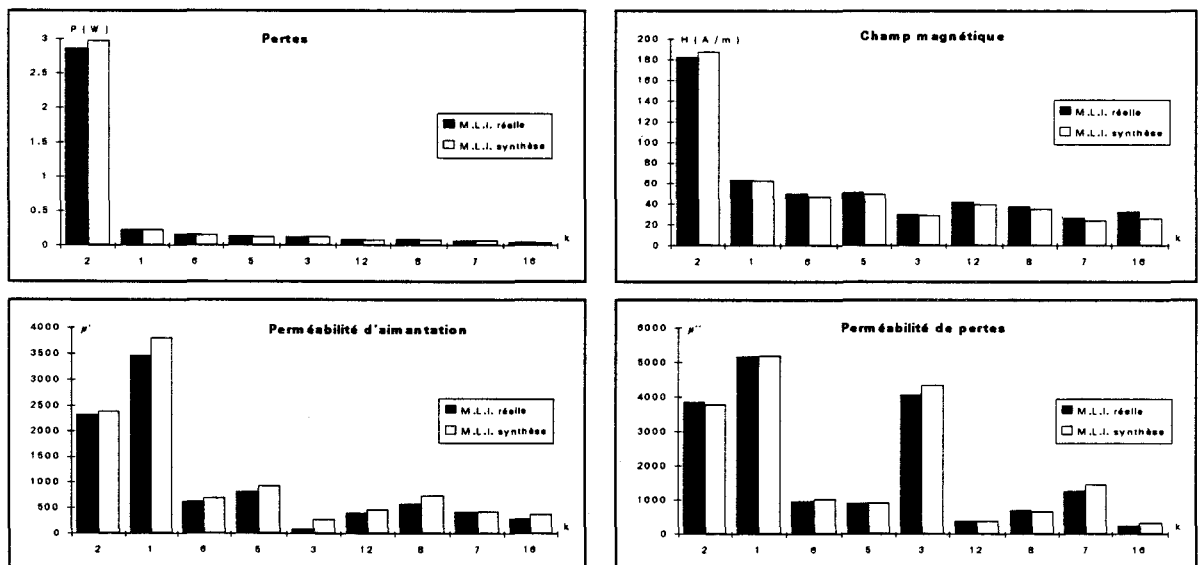
**Tableau des précisions**

		m = 2	m = 3	m = 5	m = 6	m = 18	m = 19
r = 0.3	$\epsilon_a$ %	7 [ 0.5 T ]	5 [0.5 T]	5 [0.5 T]	8 [0.5 T]	5 [1 T]	5 [1 T]
	$\epsilon_s$ %	2 [ 0.5 T ]	0.6 [0.5 T] 1 [0.8 T]	9 [0.5 T] 10 [0.8 T]	3 [0.8 T] 10 [1 T]	3.5 [1 T]	3 [1 T]
r = 0.6	$\epsilon_a$ %	7 [ 0.5 T ]	3 [1 T]	5 [1 T]	6 [1 T]	5 [1 T]	7 [1 T]
	$\epsilon_s$ %	6 [ 0.5 T ] 7 [ 0.8 T ]	5 [1 T]	7.5 [1 T] 3 [1.2 T]	4.5 [1 T] 7 [1.2 T]	1.5 [1 T] 3.7 [1.2 T]	5.5 [1 T] 4 [1.2 T]
r = 0.9	$\epsilon_a$ %	6 [ 0.5 T ]	3 [1 T]	4 [1 T]	9 [1 T]	7 [1 T]	10 [1 T]
	$\epsilon_s$ %	8 [ 0.5 T ] 11 [ 1 T ]	2 [1 T] 3.5 [1.2 T]	3 [1 T] 6 [1.2 T]	4.5 [1 T] 8 [1.2 T]	2.5 [1 T] 4 [1.2 T]	2.5 [1 T] 5.5 [1.2 T]

Les quelques caractéristiques spectrales suivantes montrent des tendances identiques à celles observées pour des ondes type PC (figures 235 à 238).

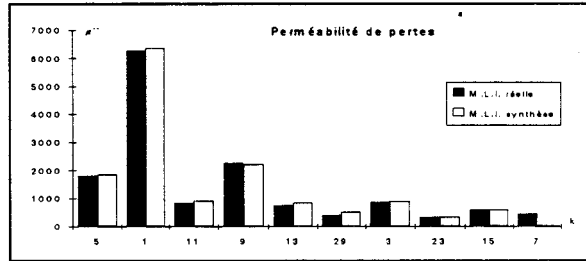
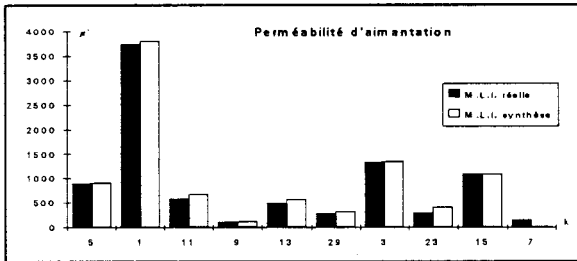
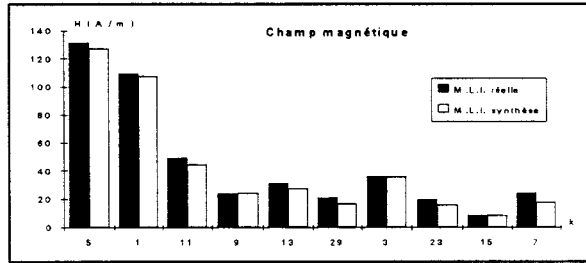
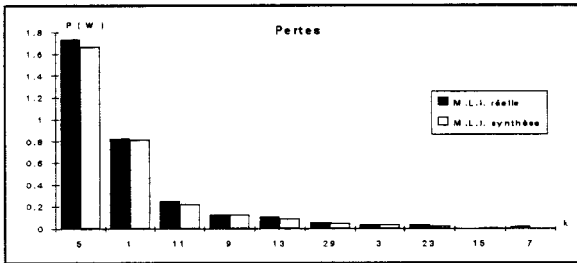
**m = 2 r = 0.3 B<sub>1</sub> = 0.5 T**

**[ Figure 235 ]**



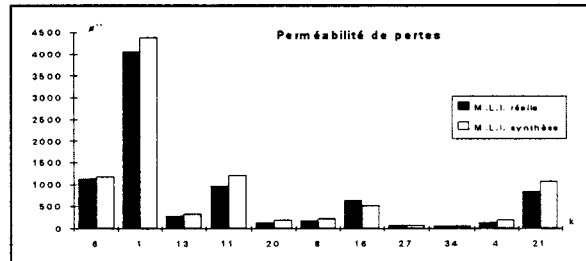
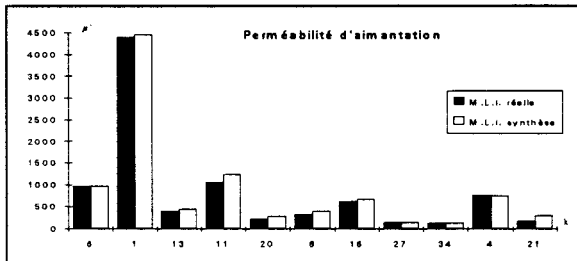
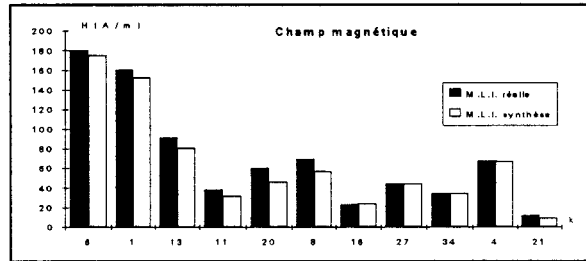
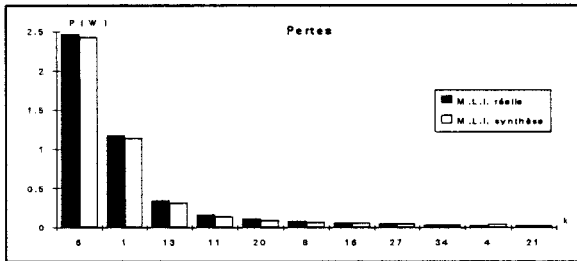
$m = 5$   $r = 0.6$   $B_1 = 1T$

[ Figure 236 ]



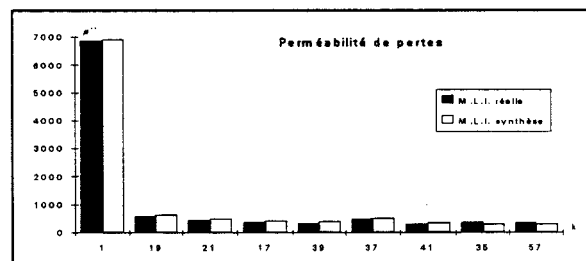
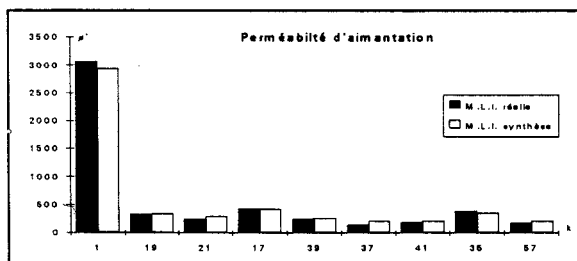
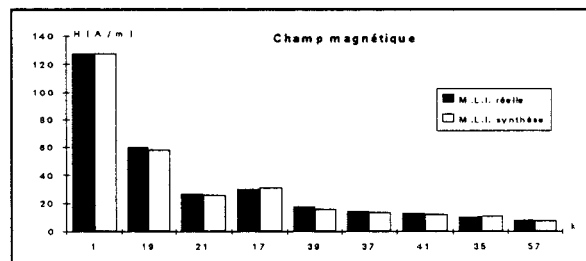
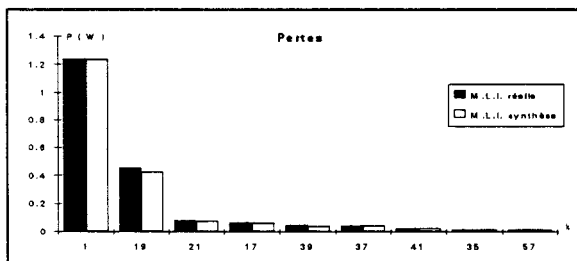
$m = 6$   $r = 0.6$   $B_1 = 1.2 T$

[ Figure 237 ]



$m = 19$   $r = 0.9$   $B_1 = 1.2 T$

[ Figure 238 ]



Les quelques formes d'ondes suivantes permettrons au lecteur d'établir un lien visuel entre les nuances observées sur les différents paramètres harmoniques et la distorsion des signaux de synthèse superposés aux signaux idéaux (figures 239 à 241).

configuration :  $m = 3$   $r = 0.6$   $B_1 = 1T$

Tension secondaire

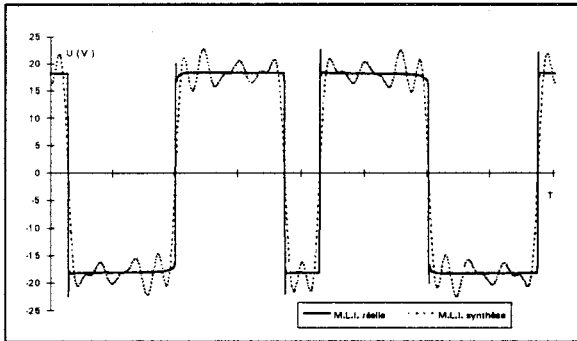


Figure 239.a

Courant primaire

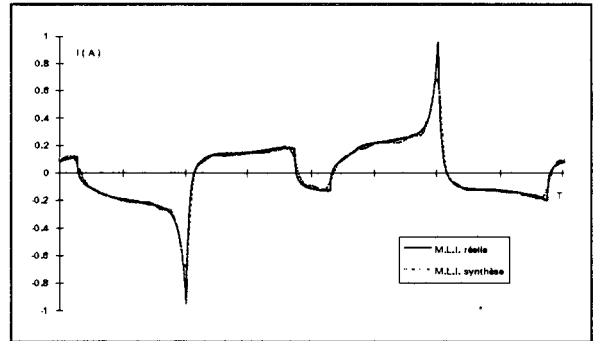


Figure 239.b

Induction

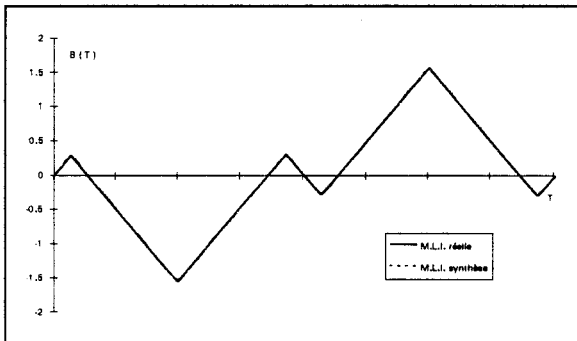


Figure 239.c

Champ

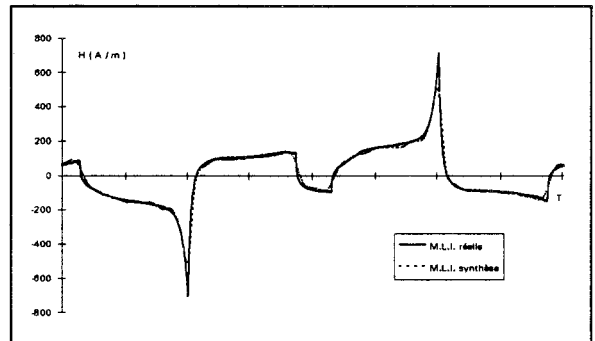


Figure 239.d

Cycle d'hystérésis

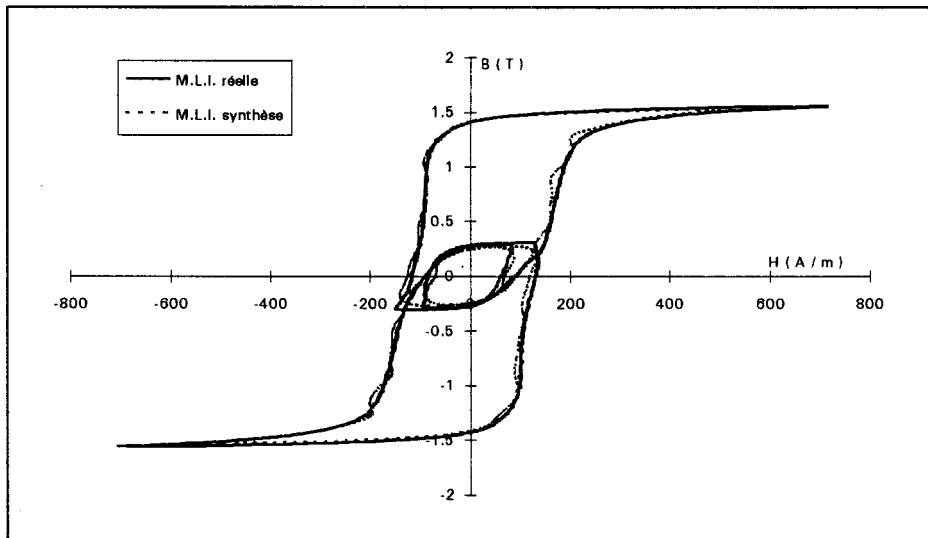


Figure 239.e

configuration :  $m = 6$   $r = 0.6$   $B_1 = 1T$

Tension secondaire

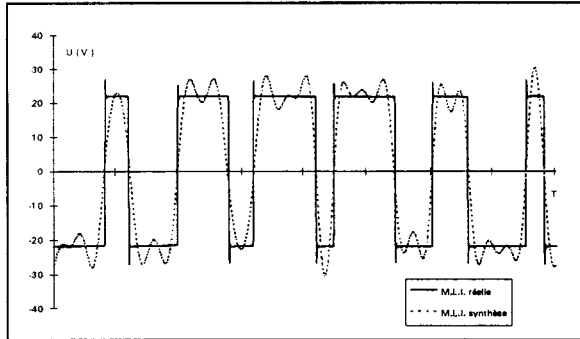


Figure 240.a

Courant primaire

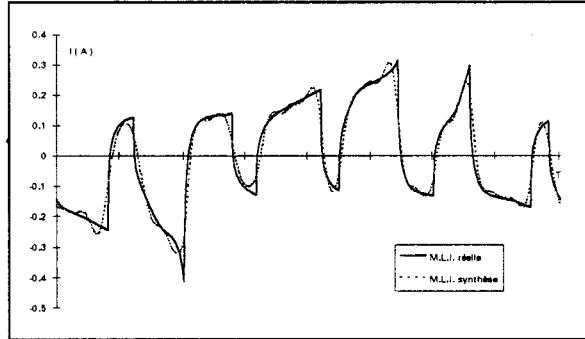


Figure 240.b

Induction

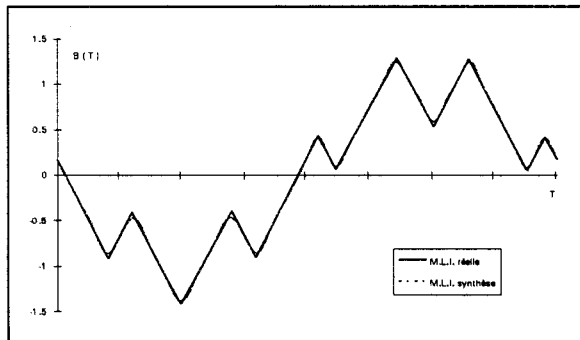


Figure 240.c

Champ

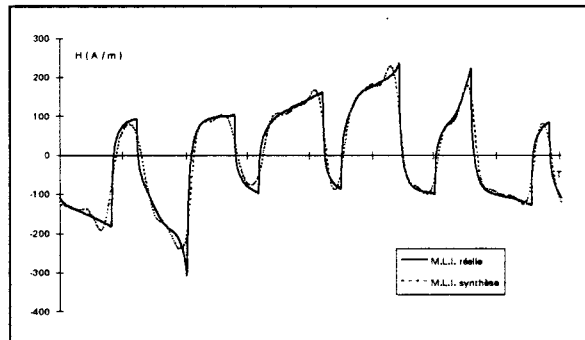


Figure 240.d

Cycle d'hystérésis

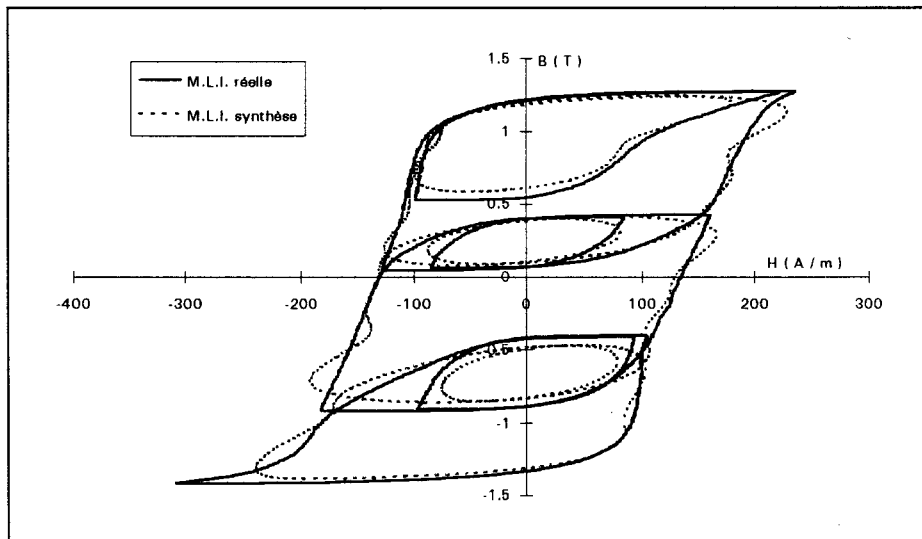


Figure 240.e

configuration :  $m = 9$   $r = 0.6$   $B_1 = 1T$

Tension secondaire

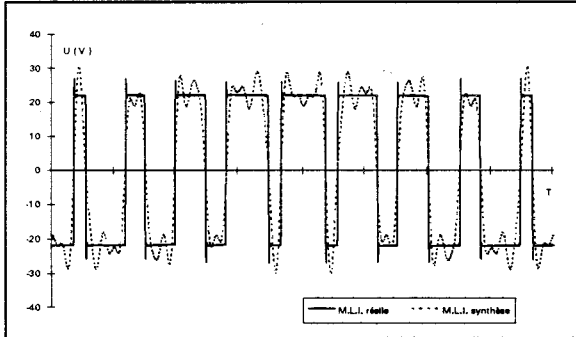


Figure 241.a

Courant primaire

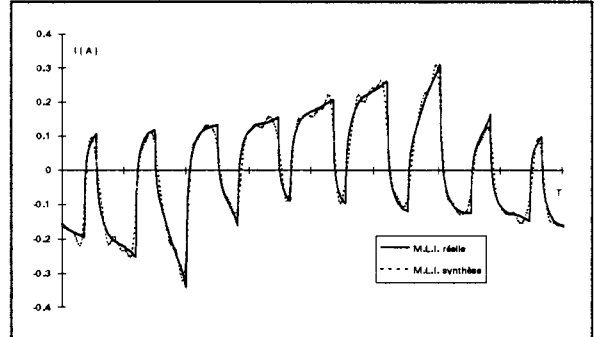


Figure 241.b

Induction

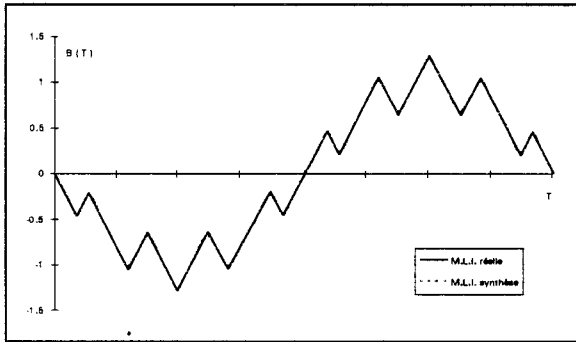


Figure 241.c

Champ

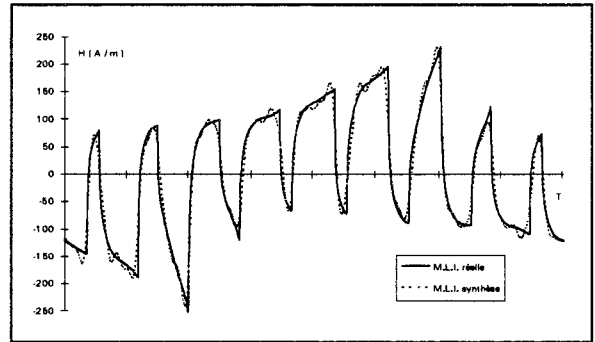


Figure 241.d

Cycle d'hystérésis

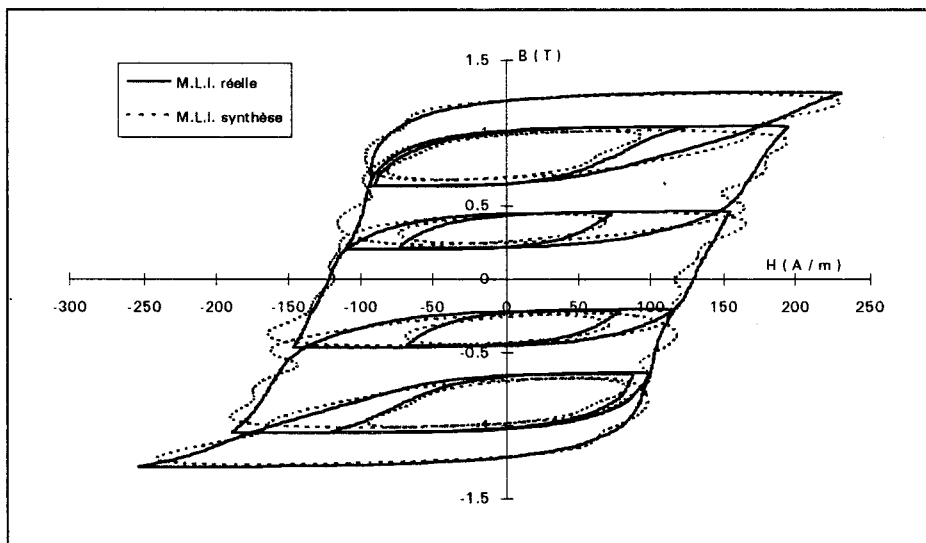


Figure 241.e

Les allures des différentes ondes synthétisées sont très proches des ondes idéales. L'allure des cycles peut apparaître peu engageante, mais elle ne fait que retranscrire les distorsions engendrées sur les ondes d'excitation. En effet, le fait de synthétiser le signal avec un nombre limité d'harmoniques engendre des oscillations par rapport aux paliers de hauteur constante sur la forme de la tension. La forme de l'induction n'admet plus de brusque changement de pente mais chaque extremum est lissé. Ceci modifie la valeur du champ crête sans néanmoins modifier l'évolution du champ. La seule différence notable se trouve au point ( $B_{\text{crête}}$ ,  $H_{\text{crête}}$ ). Cette constatation est d'autant plus appréciable que l'indice de modulation est faible. En effet, pour un indice élevé, le phénomène de lissage de la courbe d'induction semble plus marqué que pour un indice de modulation faible.

### 3.3. Conclusions

Comme nous l'espérons, cette méthode de caractérisation simplifiée peut fournir des éléments de réflexion intéressants pour établir des critères de choix de matériaux. Les écarts de mesures n'ont pas été chiffrés complètement pour chaque paramètre harmonique ni pour chaque configuration M.L.I. Il serait fortement intéressant d'appliquer cette méthode à une gamme de matériaux assez étendue et sous d'autres configurations de modulation. Cette investigation serait naturellement longue et fastidieuse mais notre dispositif pourrait parfaitement remplir cette tâche. Les résultats pourraient ensuite être "moyennés" de telle sorte qu'il soit statistiquement possible d'établir un terme correcteur aux caractéristiques simplifiées. Ce terme correcteur n'est d'ailleurs pas nécessairement indispensable dans la mesure où il est, à l'heure actuelle, relativement délicat de corréler des résultats de caractérisation, qu'elle soit de type Epstein ou autre, avec des mesures précises sur machine tournante. Lorsque la mesure précise de pertes sur machine sera correctement définie, il sera alors possible de décider de la précision souhaitable pour une caractérisation.

Nous n'avons pas présenté les relevés des courants efficaces en fonction de l'induction fondamental étant donné qu'il est invariant pour les deux modes de caractérisation. Cette constatation ajoute de nouveau à cette méthode une exigence nécessaire. En effet, le courant efficace est synonyme de pertes Joule et ne pas le connaître ou l'entacher d'une erreur aurait été une entrave grave à la poursuite de cette méthode de caractérisation simplifiée.





#### 4. NOUVELLE APPROCHE DE L'IMPACT D'UNE ONDE M.L.I. SUR LES CARACTERISTIQUES CLASSIQUES

La principale difficulté de la caractérisation de matériaux magnétiques en régime non sinusoïdal est liée aux paramètres représentatifs de l'onde étudiée. Nous avons cherché à utiliser un formalisme général indépendant de la forme des ondes étudiées. Ce formalisme permet une étude très fine du matériau induisant une connaissance approfondie laquelle n'est pas forcément indispensable, tout dépend de ce que l'utilisateur recherche. En ce qui concerne la M.L.I., l'une des facilités de représentation de l'onde est liée à sa forme impulsionnelle. Une difficulté réside dans la description des différentes impulsions (largeur et position au sein d'une période). La représentation d'une onde M.L.I. par des paramètres géométriques simples, si elle n'offre, a priori, que des possibilités de caractérisations grossières, pourrait s'avérer être à l'avenir un moyen rapide de discerner les performances d'une onde M.L.I. en termes de pertes uniquement.

Ce chapitre est destiné avant toute chose à montrer comment quelques paramètres significatifs de l'aspect impulsionnel d'une onde M.L.I. pourraient amener des informations succinctes sur le comportement du matériau.

Les résultats que nous présentons sont les fruits de quelques idées qui n'ont pas été complètement développées mais qui pourraient servir de base de réflexion pour des travaux futurs.

Nous avons effectué une série de caractérisations en induction contrôlée à partir d'ondes alternatives constituées de trois ou quatre impulsions rectangulaires par demi-période. Nous avons modifié la position, la largeur, l'amplitude de certaines de ces impulsions afin d'observer l'effet que pouvaient avoir les modifications de ces différents paramètres sur les caractéristiques simples (pertes, champ crête) en fonction de l'induction crête et de l'induction fondamentale.

Toutes les modifications de paramètres effectuées sur un signal donné sont telles que la surface totale des impulsions d'une même demi-période reste constante. Cette condition permet de maintenir l'induction crête indépendante des modifications [82] [97] [98].

Pour les signaux générant des inductions asymétriques, nous avons défini l'induction crête apparente de la même manière que pour le cas des ondes de type DPp [  $B_c' = (B_c^+) + (B_c^-)$  ]. Tous les essais sont effectués à 50 Hz sur le matériau N° 2 déjà référencé dans cette étude.

##### 4.1. Modification du nombre d'impulsions

Cette série de tests tend à montrer que pour une onde M.L.I. de type PC, la modification du nombre d'impulsions par demi-période ne modifie pas les pertes si la surface totale des impulsions est maintenue constante. Ces caractéristiques ont été obtenues à partir des trois

signaux vérifiant la condition  $\sum_{i=1}^{i=n} A \cdot \tau_i = C^{te}$  ( $A$  : amplitude des impulsions,  $\tau_i$  largeur de l'impulsion  $i$ , et  $n$  le nombre d'impulsions par demi-période). Les formes d'ondes utilisées sont regroupées sur les figures 242 à 244.

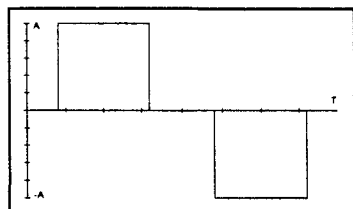


Figure 242

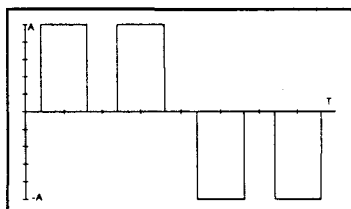


Figure 243

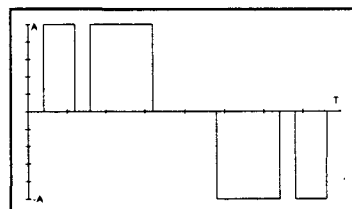


Figure 244

Nous présentons par les figures 245 à 250, l'allure de l'induction et du champ pour les trois signaux testés à une induction crête voisine de 1T.

### 1 impulsion symétrique par rapport à T/4

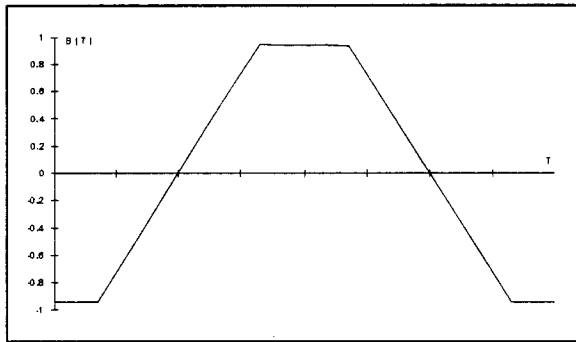


Figure 245

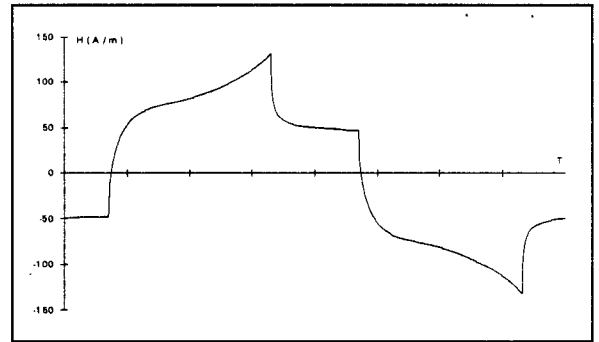


Figure 246

### 2 impulsions symétriques par rapport à T/4

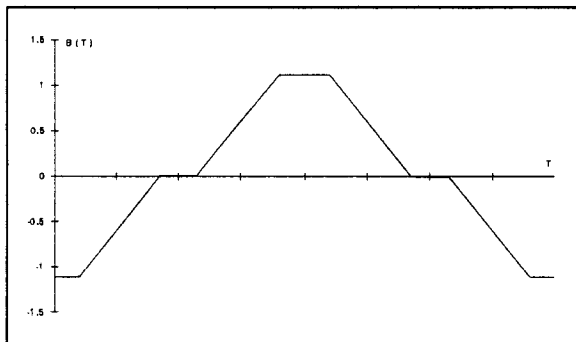


Figure 247

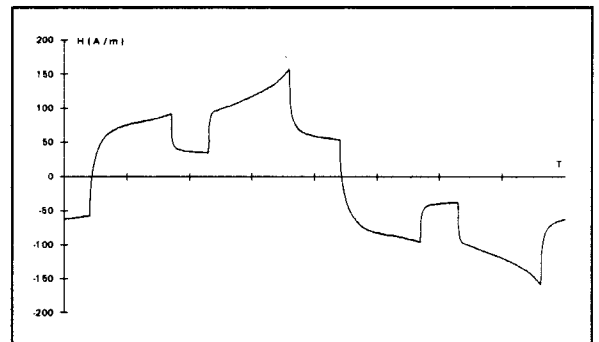


Figure 248

### 2 impulsions non symétriques par rapport à T/4

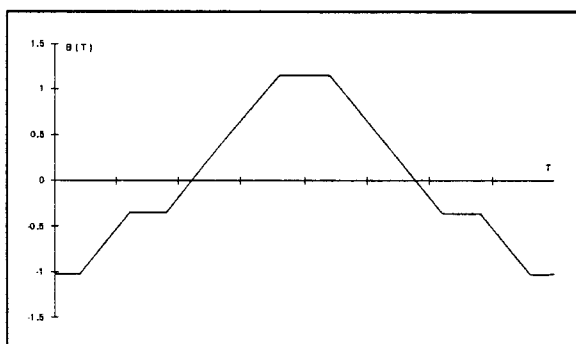


Figure 249

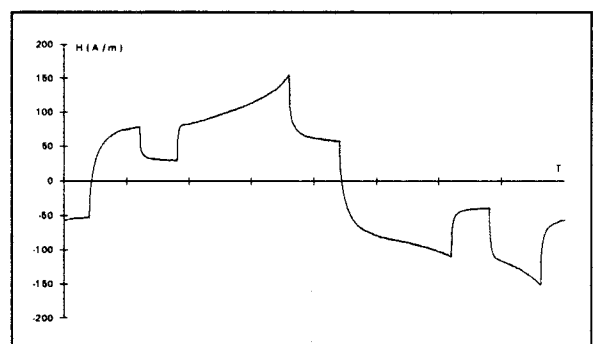


Figure 250

Pour une induction crête donnée, le courant efficace, le champ crête ainsi que le champ fondamental semblent insensibles aux variations du nombre d'impulsions.

La modification du nombre d'impulsions engendre par contre une modification de l'induction fondamentale. Si c'est ce terme qui est pris en compte pour le choix d'une onde M.L.I., il devient nécessaire de dégager des tendances de comportement en fonction du nombre d'impulsions et des symétries de position des impulsions, puisque les caractéristiques classiques ne sont plus identiques selon le signal utilisé.

L'ensemble de ces constatations est regroupé sur les figures 251 à 256. Les caractéristiques sont regroupées par familles en fonction de  $B_{\text{crête}}$  ou de  $B_1$ .

### Pertes totales

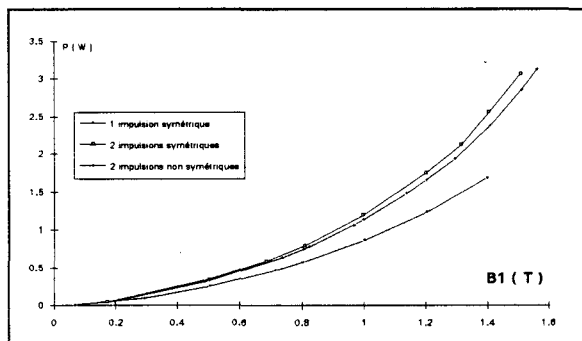


Figure 251

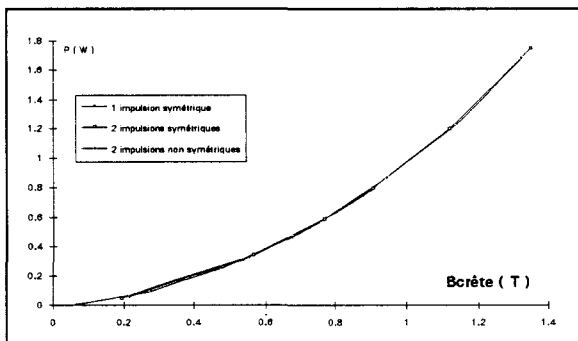


Figure 252

### Courant efficace

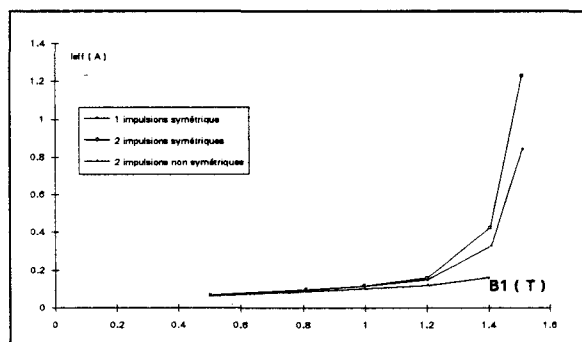


Figure 253

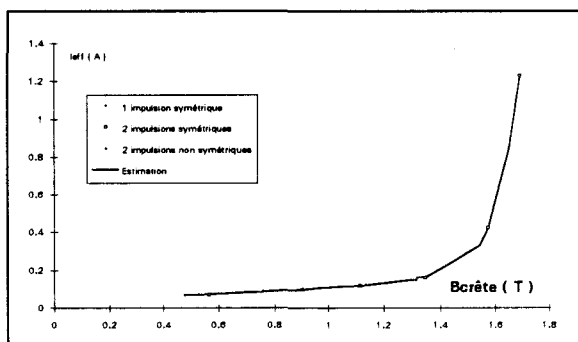


Figure 254

### Champ fondamental

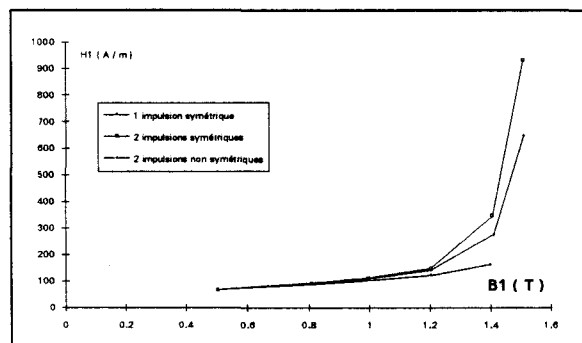


Figure 255

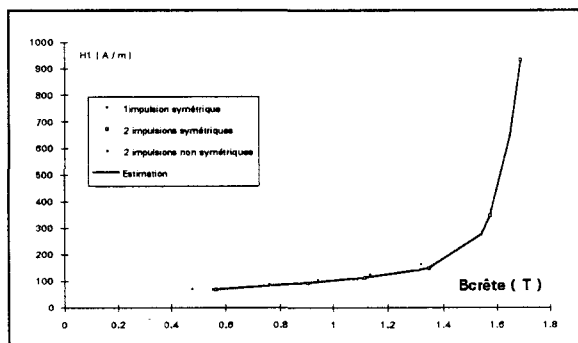


Figure 256

Il est à noter que l'induction crête pour le signal non symétrique par rapport au quart de période, est obtenue en rendant symétrique la courbe de l'induction et en adoptant un nouveau paramètre : l'induction continue (  $B_0$  ).

$$b(t) = B_c \cdot f(t) + B_0$$

Dans ce cas, le champ n'est pas symétrique. Afin de tracer l'évolution de l'induction crête en fonction du champ crête, nous supposons que le champ crête est égal, en première approche, à la demi différence des deux valeurs extrêmes. Cet artifice mathématique permet d'obtenir une caractéristique pour le signal admettant une non symétrie par rapport au quart de période.

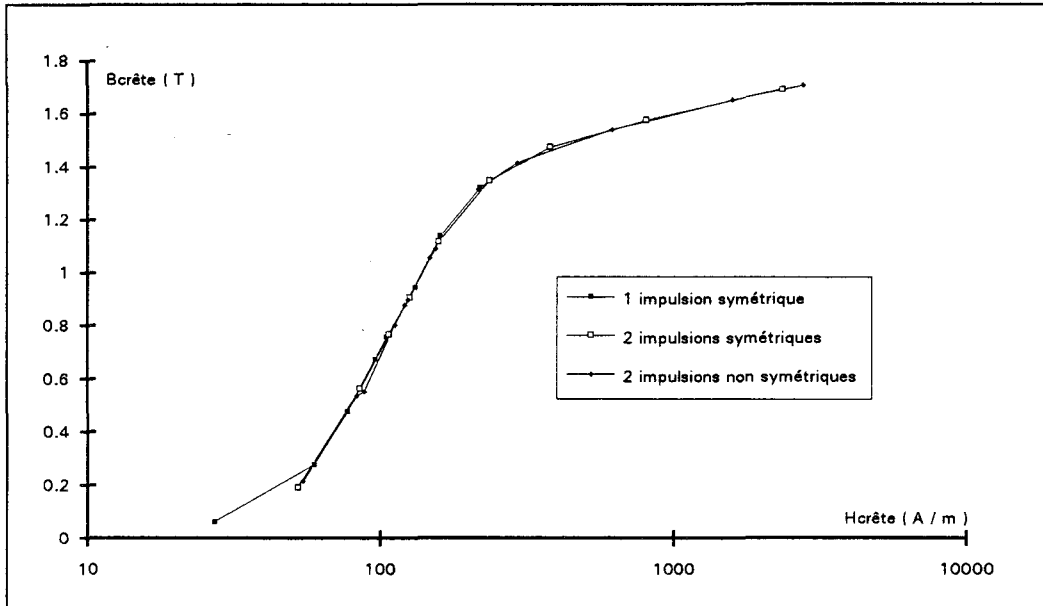


Figure 257

L'évolution de ces trois courbes semble montrer l'unicité du résultat (Figure 257). Il semble alors concevable, pour un signal admettant une dissymétrie, d'opérer un tel artifice mathématique aussi bien sur l'induction que sur le champ. Cependant, rendre symétrique l'induction ne peut être contredit mathématiquement parlant, voire même physiquement. Mais, introduire une composante continue sur le champ n'est pas une solution physique. En effet, lors de la mesure, qui est dans ce cas le seul juge, aucune composante continue n'a été relevée. Nous avons simplement introduit ce paramètre pour spécifier cette observation liée à cette modification mathématique.

Notons que l'invariance des pertes lorsque l'induction crête est maintenue constante est un phénomène mentionné par de nombreux travaux [99] [100] [101]. Ces constatations ne sont plus vérifiées pour des ondes de type DP. Nous avons mesuré les pertes pour deux signaux de type DP (figures 258 et 259). Les caractéristiques présentées par les figures 260 à 264 montrent que même si l'induction crête est maintenue constante, les pertes ne restent pas identiques lorsque le nombre d'impulsions varie.

Pour ce faire, l'impulsion référencée "2" du signal représenté par la figure 258, est scindée en deux impulsions "2'" et "2''" donnant alors le signal représenté par la figure 259. On peut résumer cette opération par :

$$\text{impulsion } 2 = \text{impulsion } 2' + \text{impulsion } 2''$$

$$\text{impulsion } 3 = \text{impulsion } 3' + \text{impulsion } 3''$$

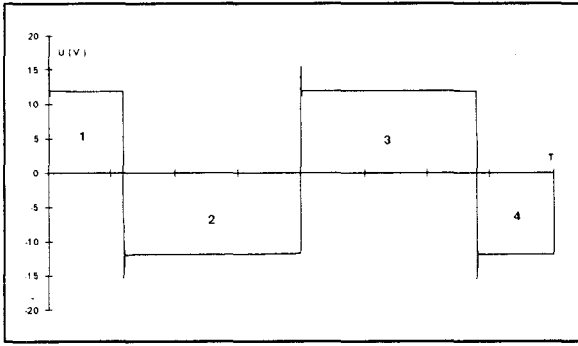


Figure 258

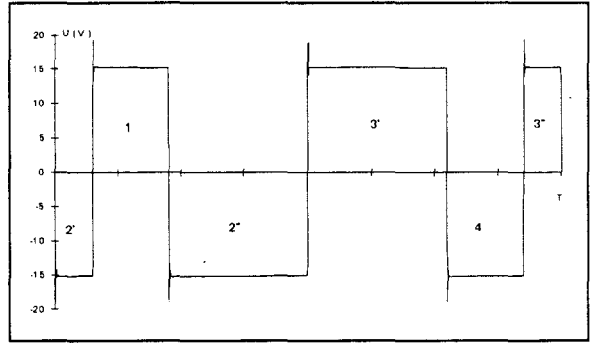


Figure 259

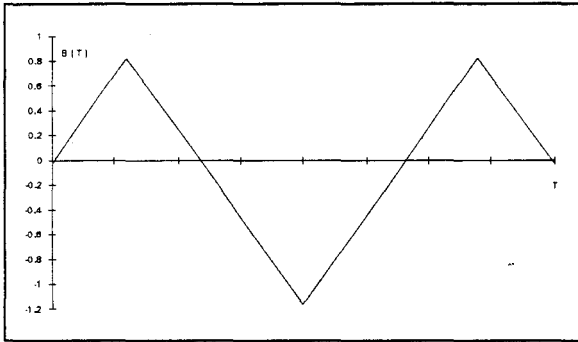


Figure 260

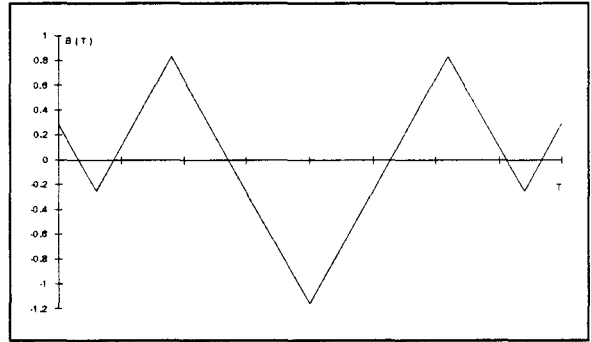


Figure 261

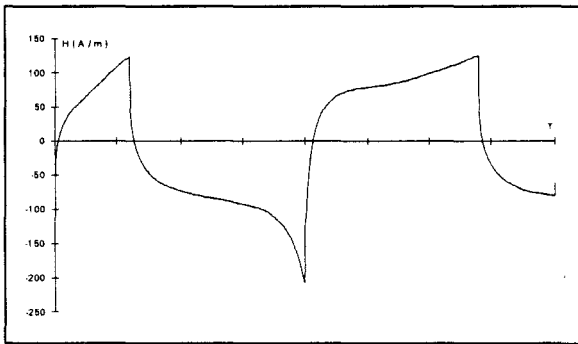


Figure 262

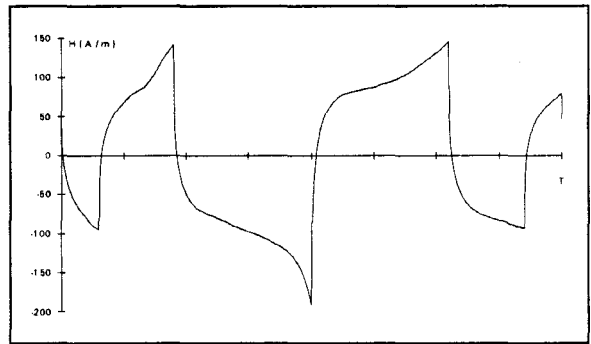


Figure 263

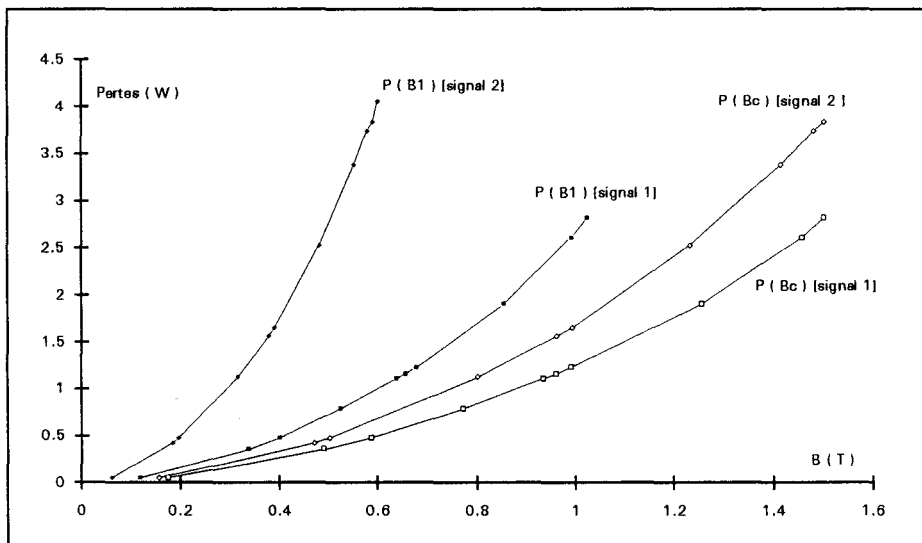


Figure 264

### 4.2. Modification de la place des impulsions sans modification des "temps morts"

Nous étudions l'effet de la position des impulsions dans une alternance d'onde M.L.I. Pour ce faire, nous scindons ce paragraphe en deux. Tout d'abord, nous traitons le cas de créneaux tous de même amplitude (signaux mono-niveau) pour aboutir dans un deuxième temps à l'étude des signaux multi-niveaux. Cette séparation se traduit sur l'induction par un gradient simple ou double.

Cette étude se résume à intervertir la place d'une impulsion par rapport aux autres. Par exemple, pour un signal formé de trois impulsions, il existe trois combinaisons d'emplacement (figures 265 à 267).

#### 4.2.1. Signal de tension mono-niveau

signal 1

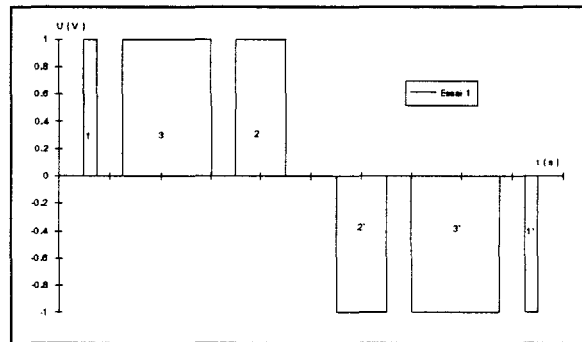


Figure 265

signal 2

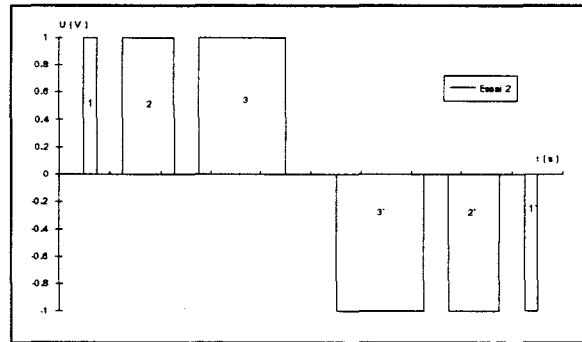


Figure 266

signal 3

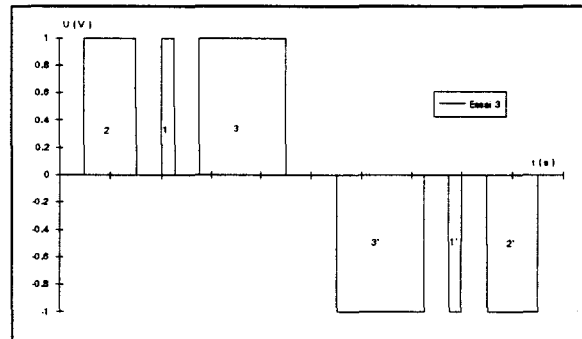


Figure 267

Les trois signaux (figures 265 à 267) sont asymétriques par rapport au quart de période, ce qui se résume par une inégalité entre les deux alternances de l'induction. Nous présentons l'allure du champ et de l'induction pour ces trois essais par les figures 268 à 273. Il est à noter que dans ce cas de figure, le gradient d'induction est unique. Des similitudes sur la forme du champ sont visibles.

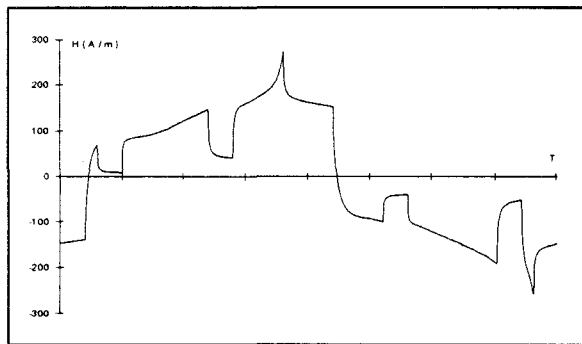


Figure 268

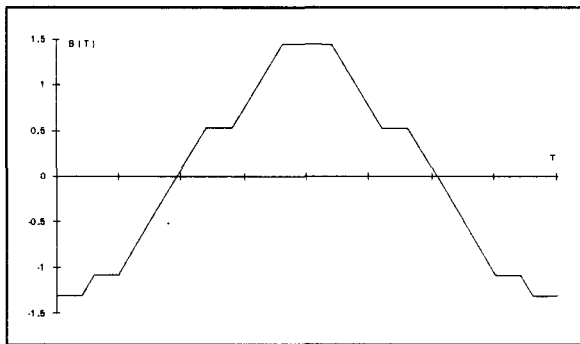


Figure 269

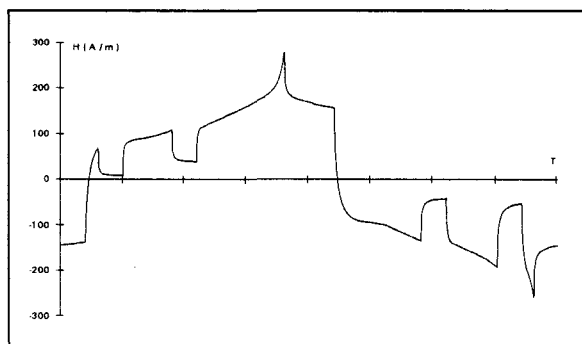


Figure 270

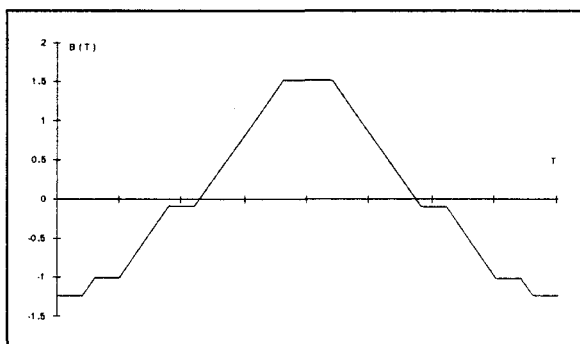


Figure 271

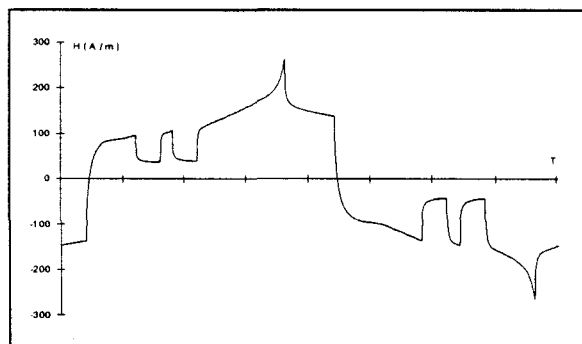


Figure 272

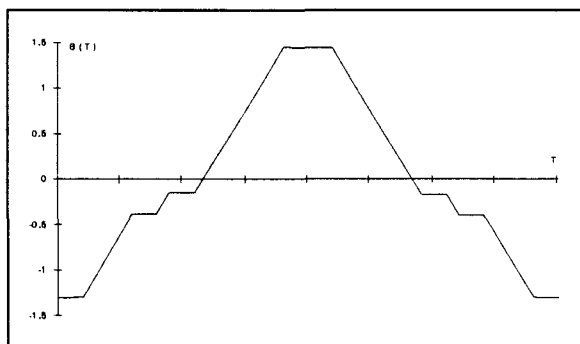


Figure 273

Comme pour les essais précédents, nous présentons les relevés de pertes tracés en fonction de l'induction fondamentale (figure 274) et en fonction de l'induction crête (figure 275). De nouveau, l'unicité de la courbe des pertes paramétrées par  $B_{\text{crête}}$  est montrée. Les différents relevés du courant efficace en fonction de  $B_{\text{crête}}$  montre une invariance pour ces quatre signaux testés. La position des impulsions ne modifie donc ni les pertes totales, ni la valeur du courant efficace. Ce critère ne doit pas être pris en compte de façon prioritaire lors de l'élaboration d'un signal de commande. Cependant, ces remarques ne sont plus valables lorsque ces courbes sont paramétrées en fonction de  $B_1$ .

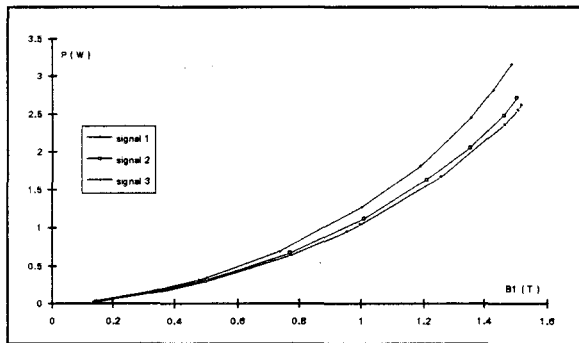
Pertes [  $B_1$  ]

Figure 274

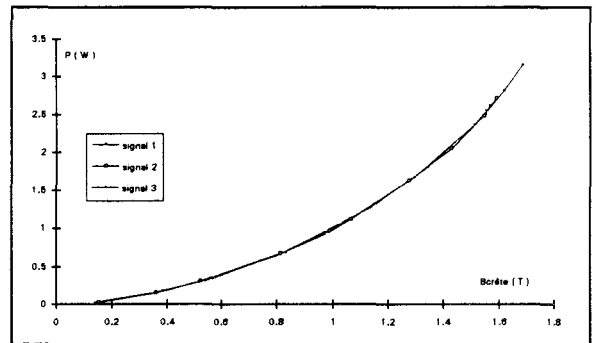
Pertes [  $B_{\text{crête}}$  ]

Figure 275

Afin de faciliter la visualisation de l'égalité des pertes pour les trois signaux en fonction de  $B_{\text{crête}}$ , nous présentons le cycle d'hystérésis obtenu pour un  $B_{\text{crête}}$  de 1.5 T par la figure 276.

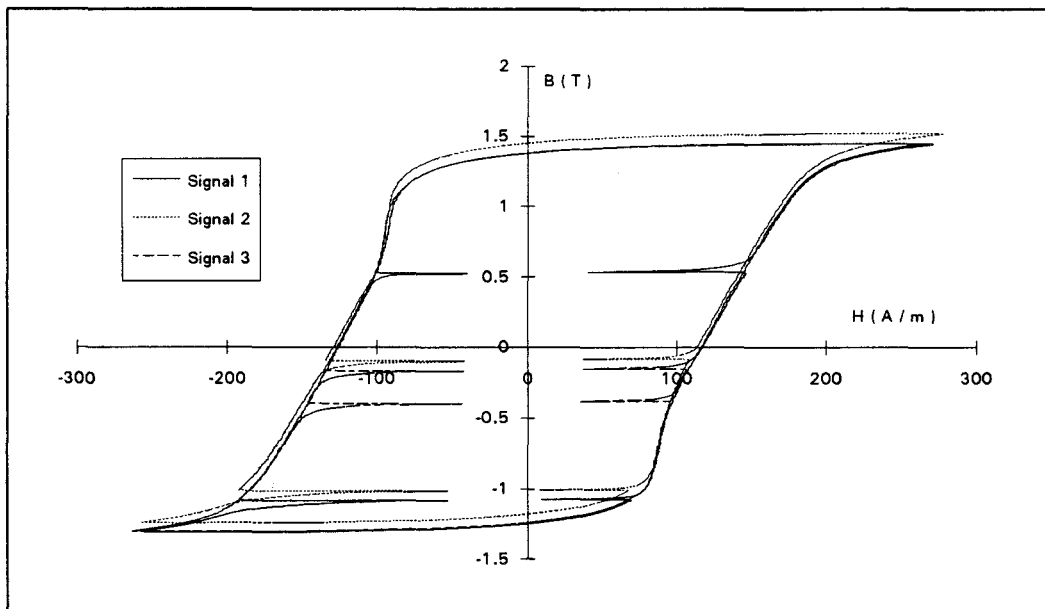


Figure 276



Après avoir observé l'invariance des pertes en fonction de  $B_{\text{crête}}$  et les similitudes sur les allures de champ que nous avons regroupées par la figure 277, nous désirons affiner cette constatation en calculant la puissance transportée par chaque impulsion en fonction de sa position dans une demi-période. Pour ce faire, nous avons numéroté chaque impulsion comme l'indiquent les figures 265, 266 et 267 et étudions deux cas particuliers, fixés arbitrairement, de valeur d'induction crête 0.7 T puis 1.4 T.

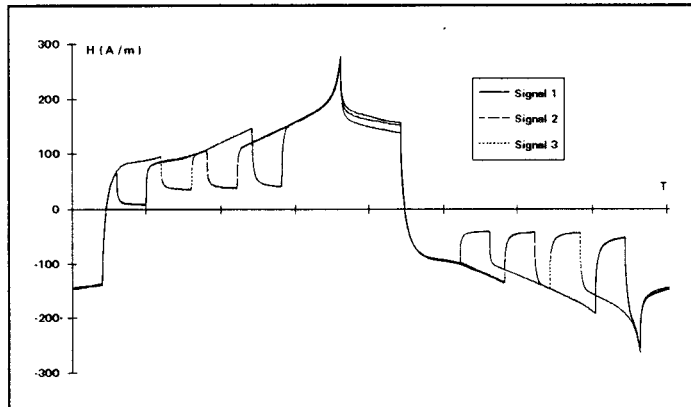


Figure 277

La légère disparité sur les pertes s'explique par les erreurs d'arrondi effectuées sur chaque calcul mais également par la dispersion observée sur l'induction crête. Cependant, certaines observations sont remarquables. La puissance d'une impulsion ne dépend alors que de sa position. De plus si cette position reste inchangée d'un signal à l'autre, la puissance associée reste également inchangée. On peut remarquer que la somme de la puissance d'une impulsion et de sa "jumelle" reste constante quelles que soient leurs positions. Les tableaux suivants montrent la puissance en watt associée à chaque impulsion en fonction du signal.

$B_{\text{crête}} = 0.7 \text{ T}$

N°impulsion	1	2	3	1'	2'	3'
signal 1	0.023	0.114	0.135	0.029	0.048	0.171
signal 2	0.021	0.065	0.183	0.028	0.104	0.115
signal 3	0.012	0.048	0.183	0.023	0.111	0.118

N°impulsion	1 + 1'	2 + 2'	3 + 3'	Pertes totales
signal 1	0.052	0.162	0.306	0.521
signal 2	0.049	0.169	0.298	0.517
signal 3	0.043	0.159	0.301	0.504

$B_{\text{crête}} = 1.4 \text{ T}$

N°impulsion	1	2	3	1'	2'	3'
signal 1	0.015	0.461	0.481	0.129	0.189	0.640
signal 2	0.015	0.236	0.714	0.129	0.411	0.417
signal 3	0.064	0.182	0.701	0.087	0.457	0.424

N°impulsion	1 + 1'	2 + 2'	3 + 3'	Pertes totales
signal 1	0.145	0.650	1.121	1.916
signal 2	0.145	0.648	1.131	1.925
signal 3	0.151	0.640	1.125	1.917

4.2.2. Signaux multi-niveaux

Nous construisons un signal formé de quatre impulsions, puis nous modifions l'emplacement de celles-ci (figures 278 à 280). Les signaux 1 et 2 admettent une symétrie par rapport à la demi-période et au quart de période, ce qui permet de supposer que l'induction n'admet pas de composante continue. A ce titre, le tracé de l'évolution de l'induction crête en fonction du champ crête s'avère une information riche d'enseignements puisqu'il est possible de trouver la valeur du champ crête simplement par une mesure sans artifice mathématique. Nous présentons l'allure des trois inductions respectives à ces trois signaux par les figures 281 à 283.

signal 1

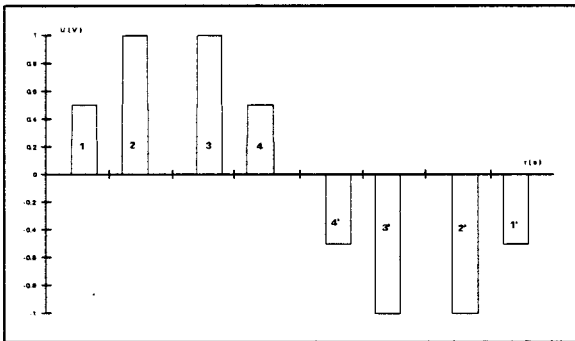


Figure 278

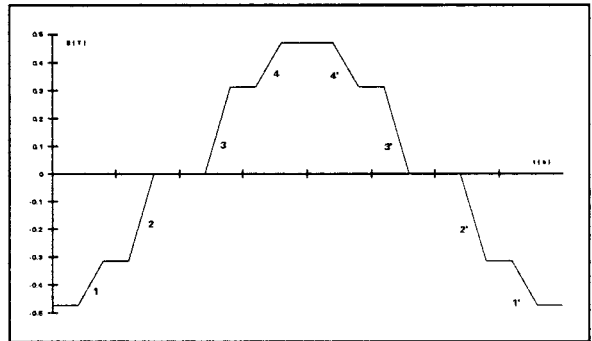


Figure 381

signal 2

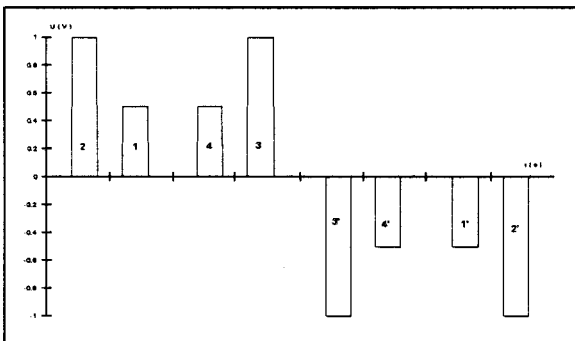


Figure 279

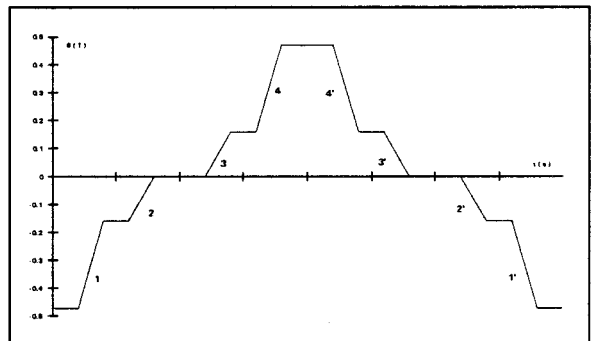


Figure 382

signal 3

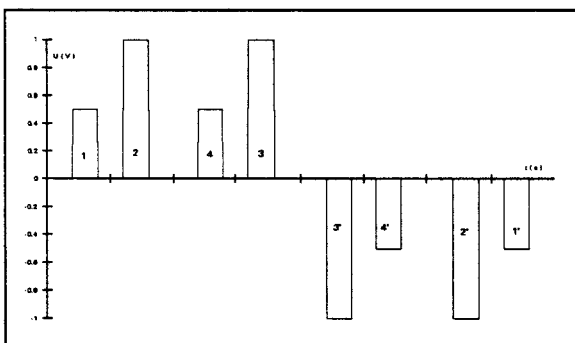


Figure 280

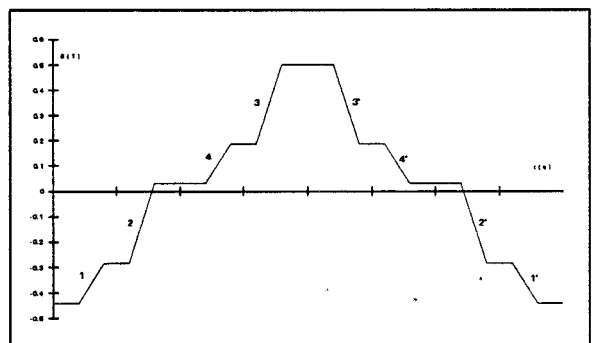


Figure 383

De nouveau, l'invariance des pertes en fonction de  $B_{\text{crête}}$  est manifeste (figure 284). En effet, avec un signal formé de plusieurs taux de montée sur l'induction, la théorie de Bertotti s'avère encore exacte, agrandissant alors, à nos yeux, son domaine de validité. Afin de faciliter la visualisation de cette observation, nous présentons l'allure du cycle obtenu pour les deux premiers signaux à une induction crête de 1T. La figure 285 montre bien les différentes zones d'influence des impulsions.

Pertes [  $B_1$  ou  $B_{\text{crête}}$  ]

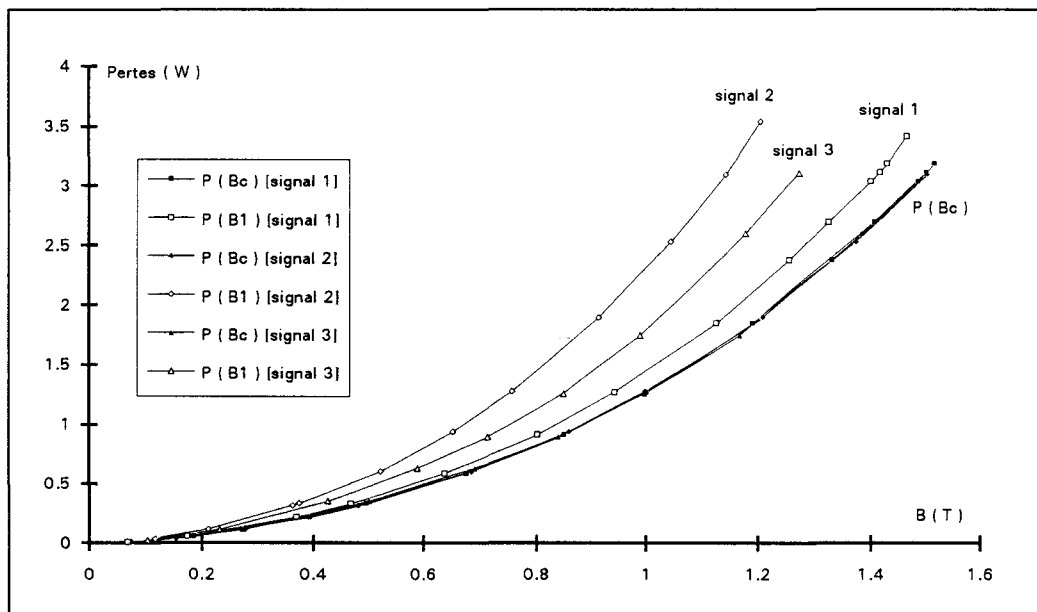


Figure 284

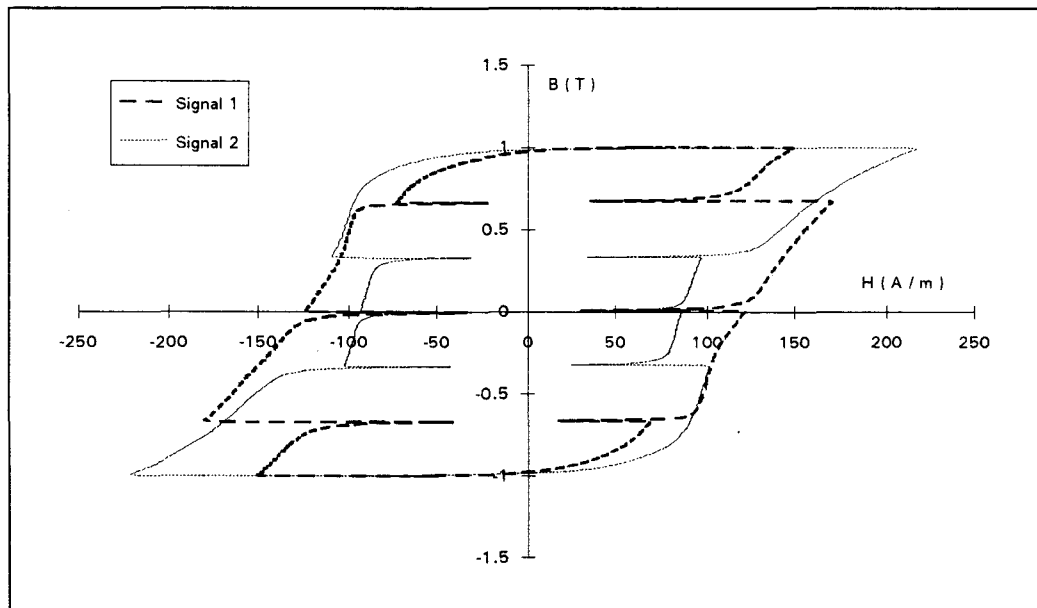


Figure 285

Nous présentons par les figures 286 à 291 l'allure des champs obtenus pour deux inductions crête de 1 et 1.5 T. Dans le premier cas, à une induction crête de 1 T, l'effet de la saturation n'est nettement visible sur le champ que pour le troisième signal. Tandis que pour  $B_{crête}$  égale à 1.5 T, l'effet de la saturation est visible pour les trois signaux. Nous concluons donc qu'à une induction crête donnée, même si les pertes sont identiques, les phénomènes observés sur le champ ne le sont pas. Cette remarque est très intéressante puisqu'elle signifie que d'un signal à un autre, nous sommes capable de connaître les pertes et peut être "de mieux appréhender certains phénomènes comme la saturation".

$B_{crête} = 1 \text{ T}$

$B_{crête} = 1.5 \text{ T}$

Signal 1

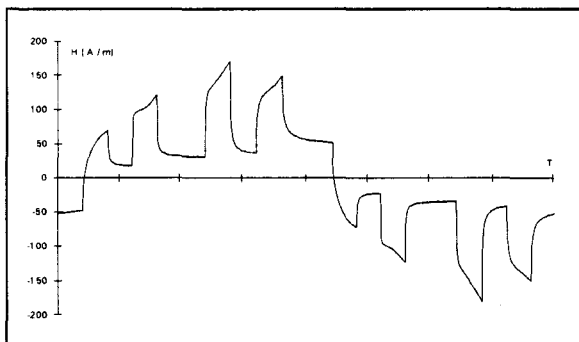


Figure 286

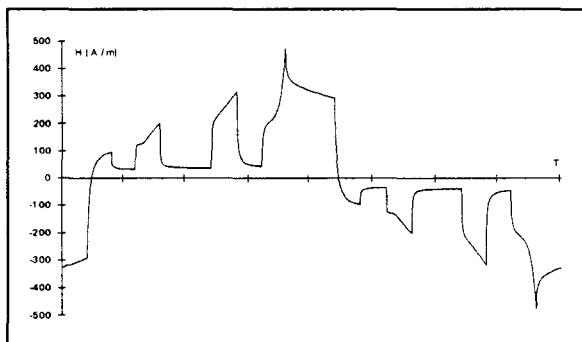


Figure 289

Signal 2

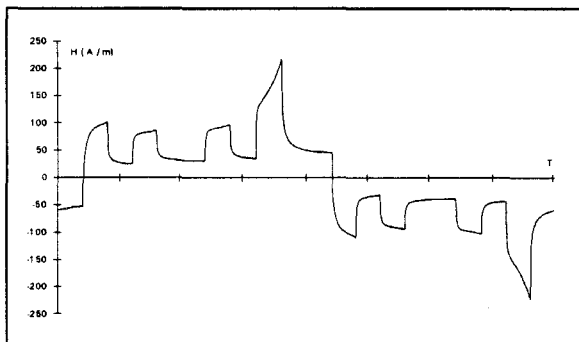


Figure 287

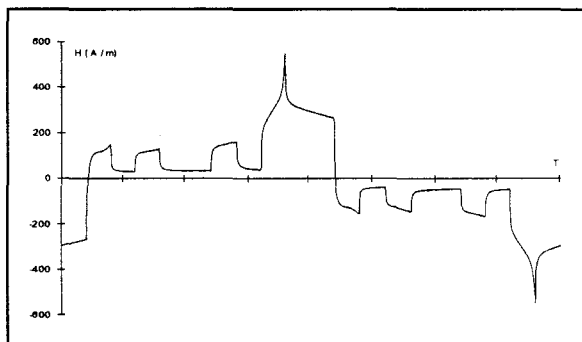


Figure 290

Signal 3

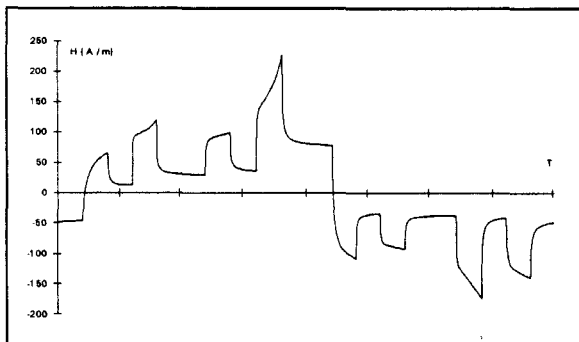


Figure 288

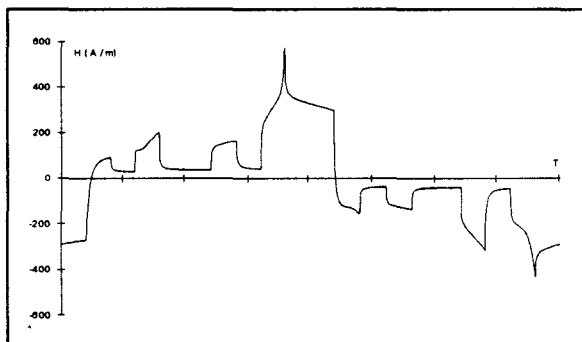


Figure 291

Comme nous venons de le stipuler, les phénomènes visibles sur le champ sont très différents d'un signal à l'autre, même si les pertes sont identiques. Tout naturellement, ces constatations se traduisent sur la courbe ( $B_{\text{crête}}$ ,  $H_{\text{crête}}$ ) représentée par la figure 292. Celle-ci montre que pour un même  $B_{\text{crête}}$ , nous trouvons une valeur différente de  $H_{\text{crête}}$  pour chaque type de signal. La courbe traçant le courant efficace en fonction de  $B_c$  montre une très faible différence d'un signal à l'autre (figure 294).

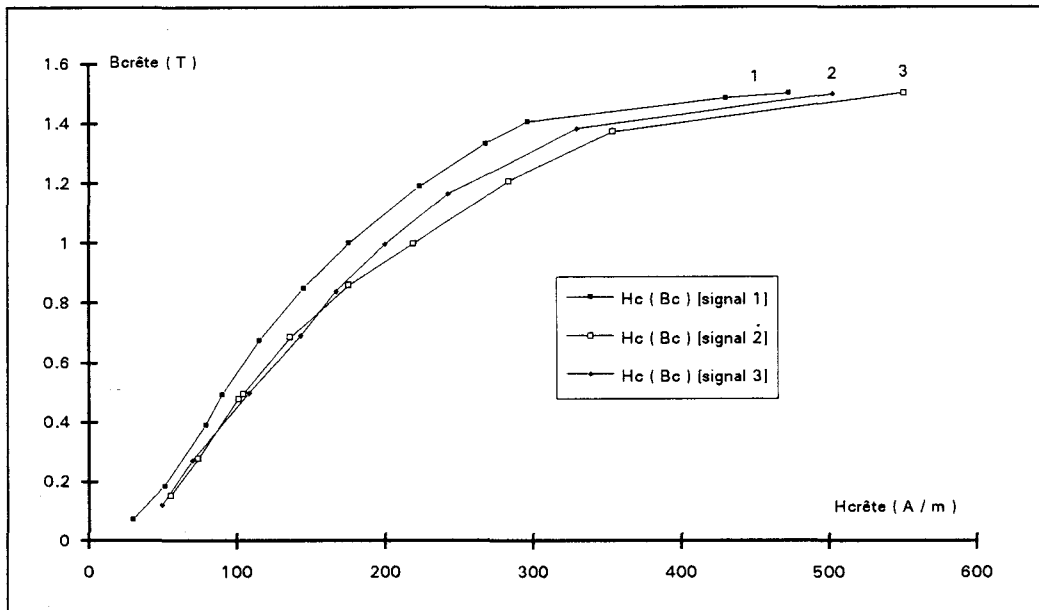


Figure 292

### Courant efficace

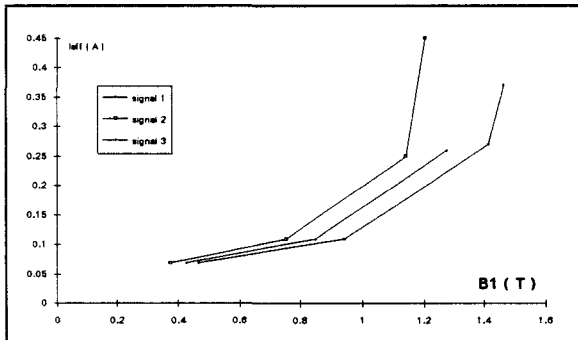


Figure 293

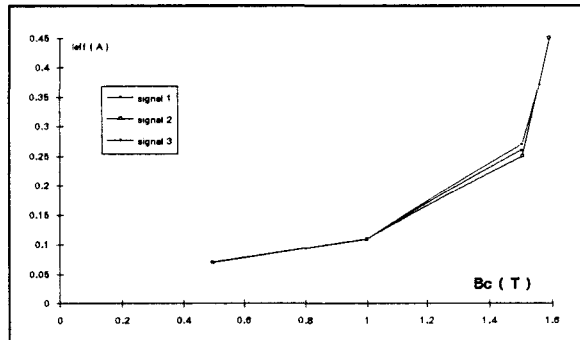


Figure 294

Comme nous l'avons déjà remarqué, les allures du champ pour les trois signaux admettent quelques similitudes. En effet, quand l'emplacement de l'impulsion reste inchangé d'un signal à l'autre, l'allure respective du champ est identique. Cette remarque tendrait à prouver que la puissance transportée par l'impulsion ne dépendrait pas de l'effet antérieur que produisent les autres impulsions. Nous tenons à rester prudent sur ce genre de remarque qui, par manque de temps, n'est pas trop étayée. Nous résumons les allures du champ obtenues pour les inductions crêtes de 1 T et 1.5 T sur les graphes 295 et 296. Ceux-ci mettent en valeur nos propos.

$B_{\text{crête}} = 1 \text{ T}$

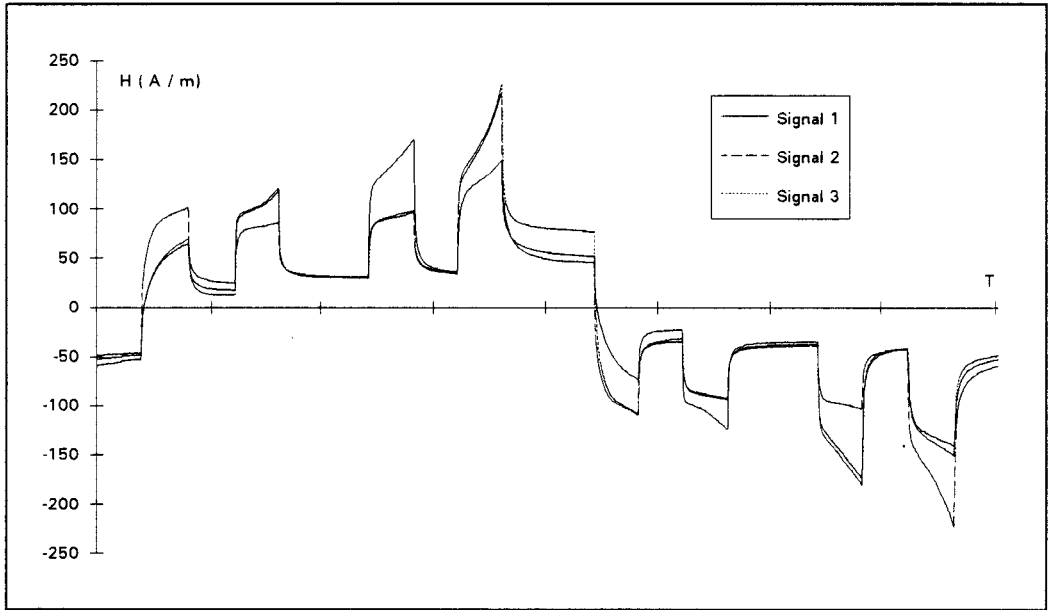


Figure 295

$B_{\text{crête}} = 1.5 \text{ T}$

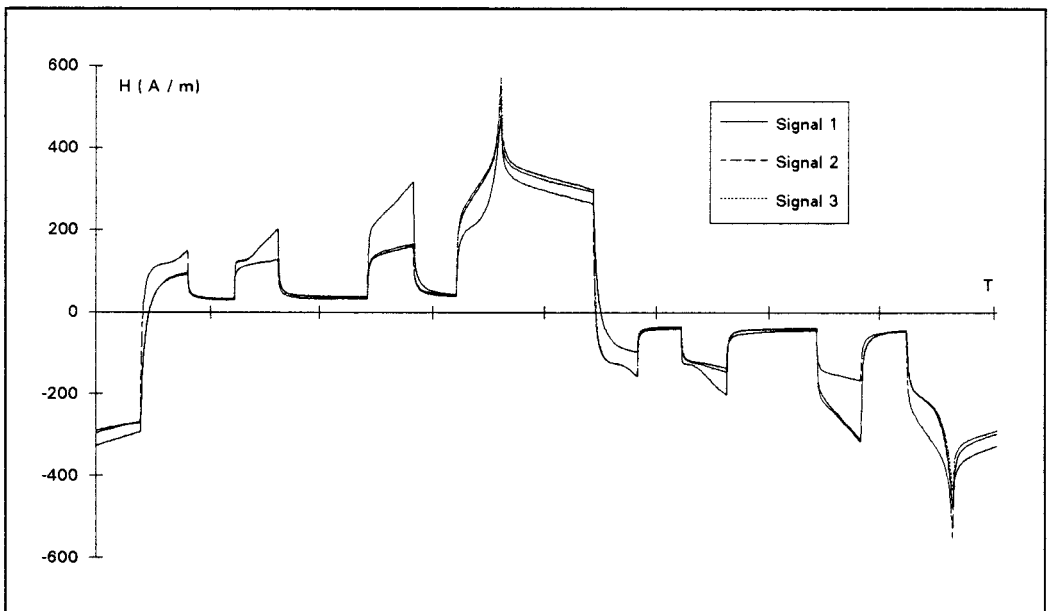


Figure 296

### 4.3. Influence de la modification du "temps mort" entre deux impulsions

signal 4

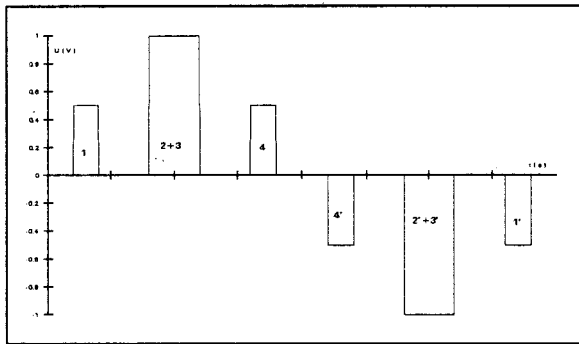


Figure 297.a

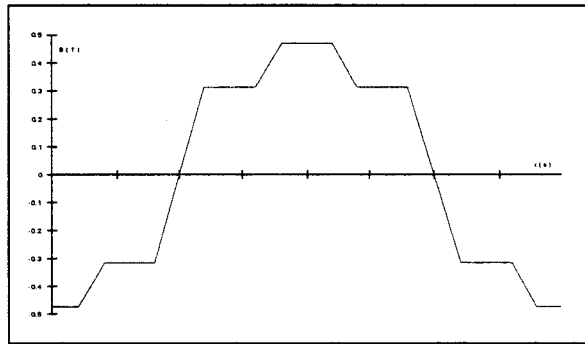


Figure 297.b

signal 5

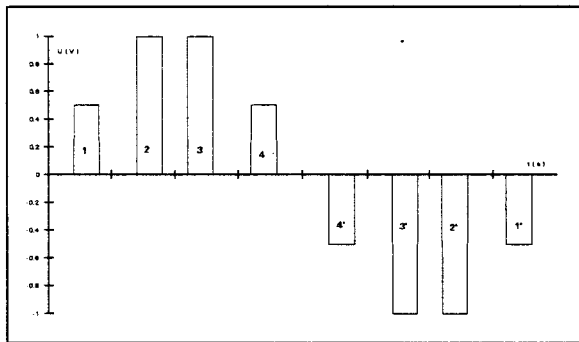


Figure 298.a

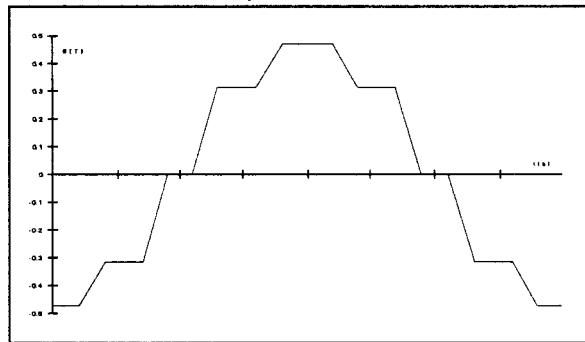


Figure 298.b

signal 6

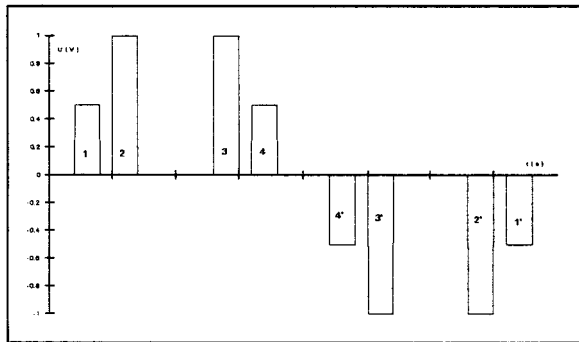


Figure 299.a

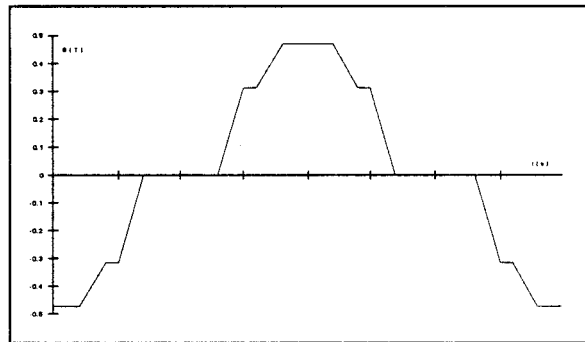


Figure 299.b

signal 7

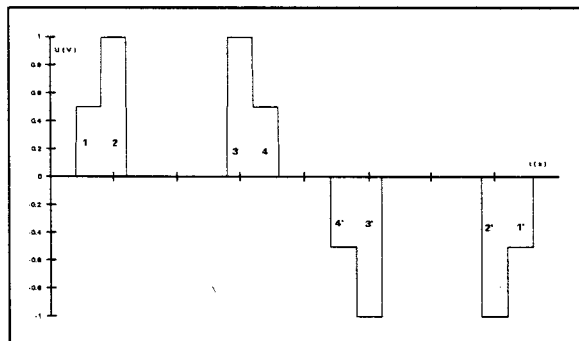


Figure 300.a

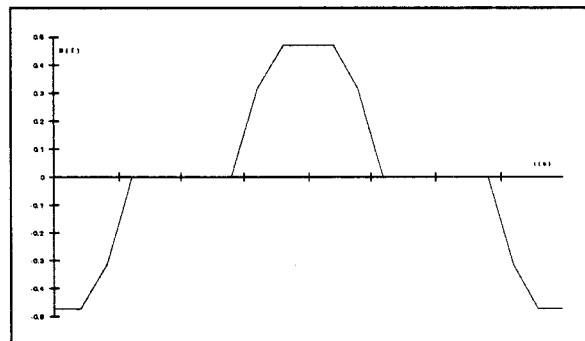


Figure 300.b

Afin de tester l'influence de la modification des "temps morts" entre les impulsions, nous construisons différents signaux en partant d'un signal formé de quatre impulsions par alternance. Pour le signal 4 (figure 297) pas de temps mort entre les impulsions 2 et 3, pour le signal 7 (figure 300) pas de temps mort entre les impulsions 1 et 2 et entre les impulsions 3 et 4. Ne voulant pas introduire trop de paramètres géométriques dans cette étude, nous avons fixé une durée des impulsions identique sur tous les signaux. Les différentes formes des signaux sont représentées par les figures 297.a à 300.a en représentant également l'allure de leur induction respective (figure 297.b à 300.b).

Les allures des champs obtenues pour une induction crête de 1 T et 1.5 T sont représentées par les figures 301 et 302. De nouveau, il est possible de définir des zones où l'évolution du champ est identique. Le champ pour les impulsions 1 et 4 est identique pour les quatre signaux. Cela signifie que l'allure du champ ne dépend pas des impulsions intermédiaires, dans ce cas précis.

$B_{\text{crête}} = 1 \text{ T}$

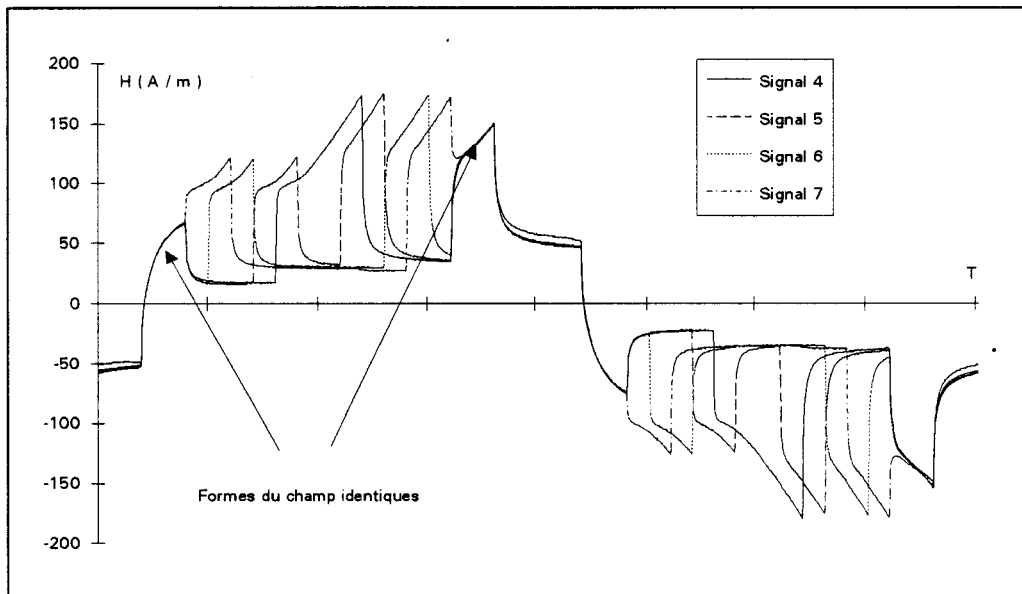


Figure 301

$B_{\text{crête}} = 1.5 \text{ T}$

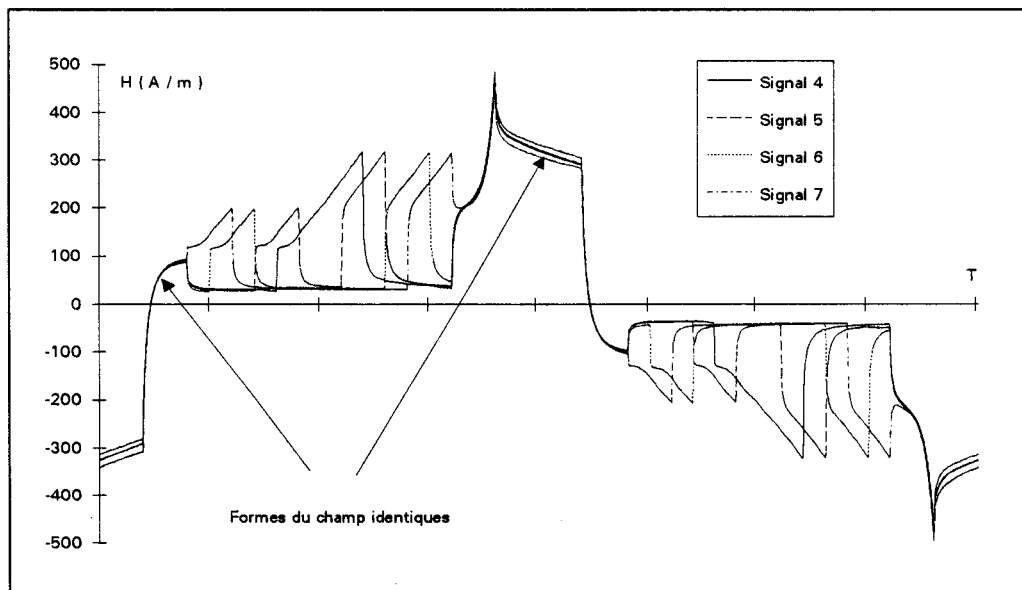
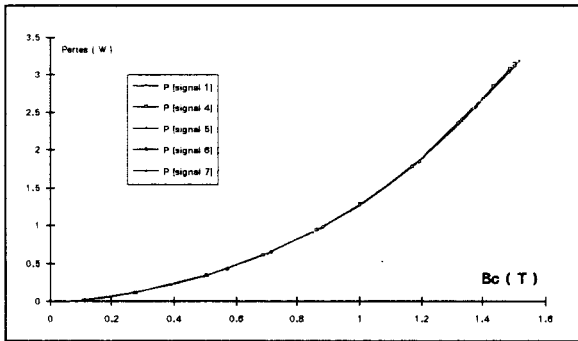


Figure 302

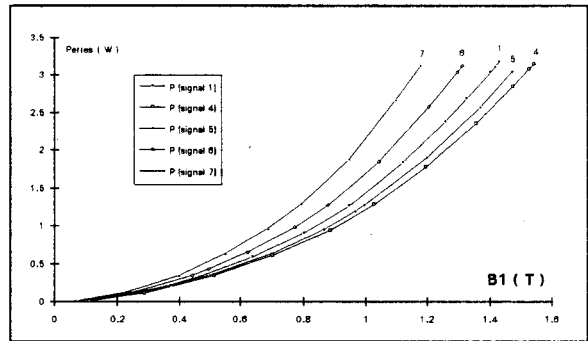


La modification du "temps mort" n'a pas influencé les pertes globales (figure 303), ni la caractéristique  $B_{crête}$  [  $H_{crête}$  ] représentée par la figure 307, ni la courbe représentant le courant efficace (figure 305). De nouveau, pour faciliter la visualisation, nous présentons l'allure des cycles (figures 308 et 309) pour deux valeurs d'induction crête, l'un où le phénomène de la saturation n'est pas trop sensible, l'autre où il est nettement plus marqué.

**Pertes ( W )**

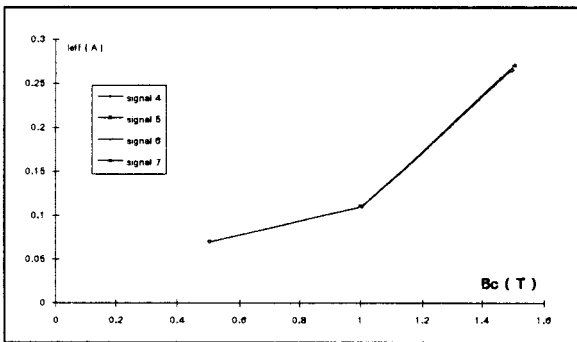


**Figure 303**

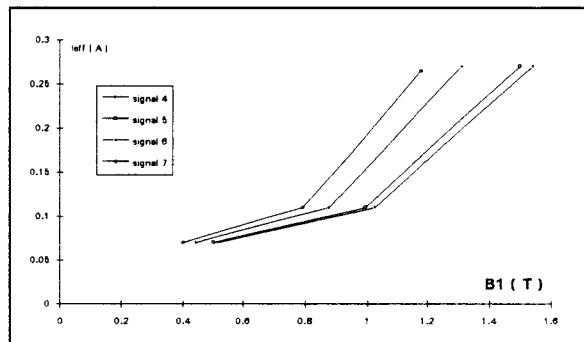


**Figure 304**

**Courant efficace ( A )**

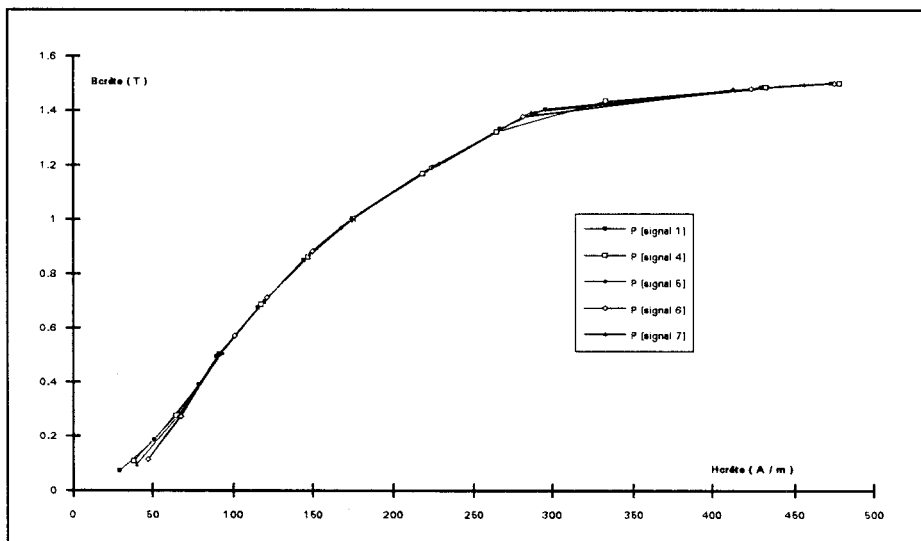


**Figure 305**



**Figure 306**

**$B_{crête}$  [  $H_{crête}$  ]**



**Figure 307**

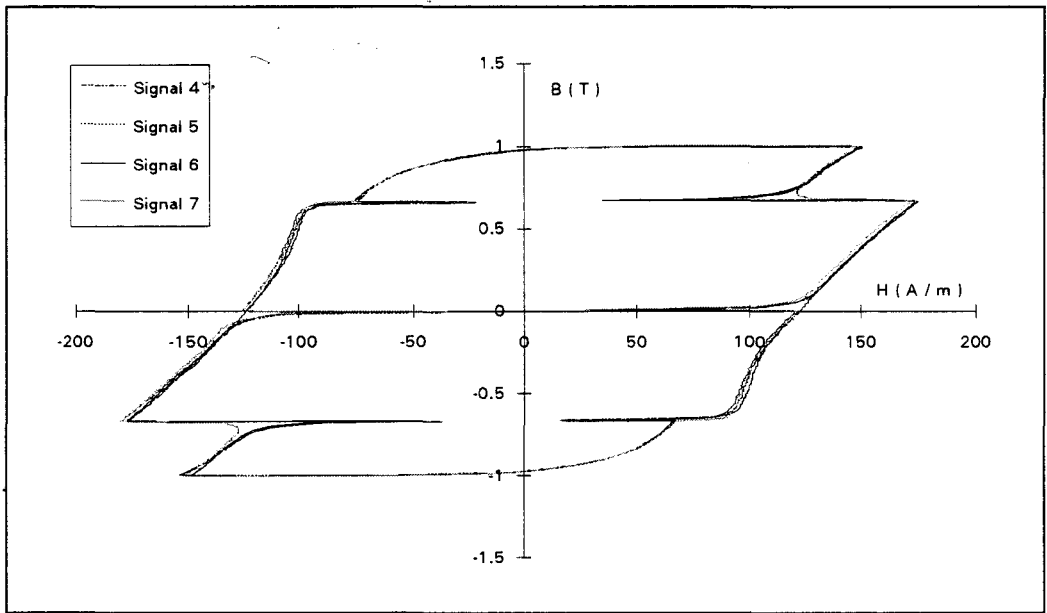


Figure 308

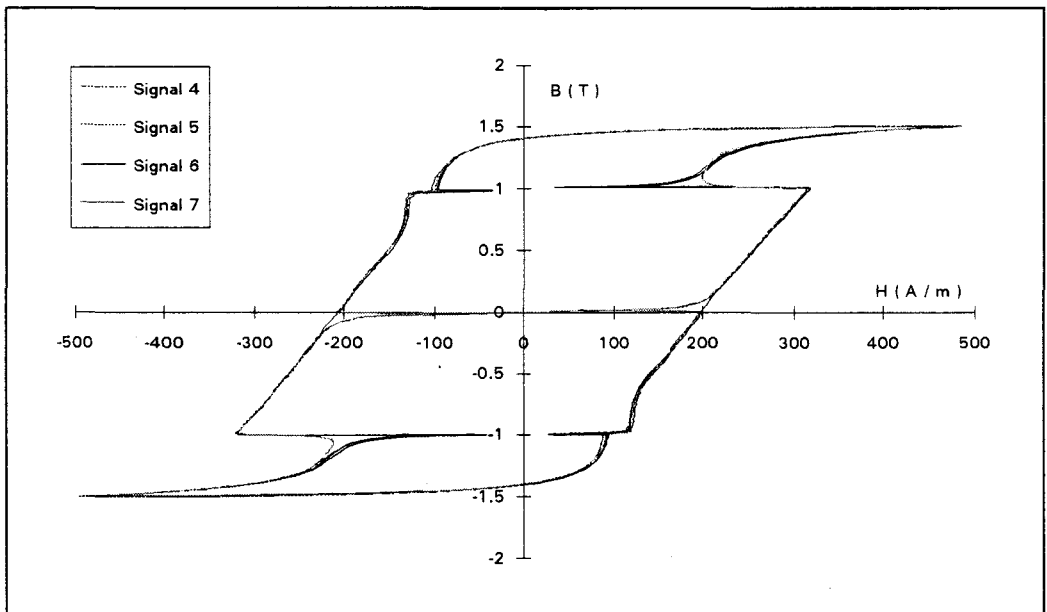


Figure 309

#### 4.4. Effet du gradient de l'induction

Comme nous l'avons déjà montré, l'influence du " $dB/dt$ " sur les pertes est évident. Dans ce paragraphe, nous évaluons l'influence de la localisation du " $dB/dt$ " au sein d'une période. Pour ce faire, nous utilisons une onde de tension à deux amplitudes de créneaux, ce qui se traduit par une induction à deux gradients. Afin de ne pas trop compliquer l'étude, le rapport entre les deux niveaux de tension est pris égal à deux. Nous tenons à rappeler que les différentes tensions sont toujours élaborées en respectant la loi énoncée dans l'introduction de ce chapitre, soit l'invariance de la surface totale des impulsions d'un signal à un autre.

Nous observons d'abord deux signaux symétriques formés de trois impulsions. La durée des impulsions pour le signal 1 est unique, pour le signal 2, seules les impulsions 1 et 3 ont la même durée. La représentation de ces signaux et des inductions associées est fournie par les figures 310 à 313.

##### signal 1

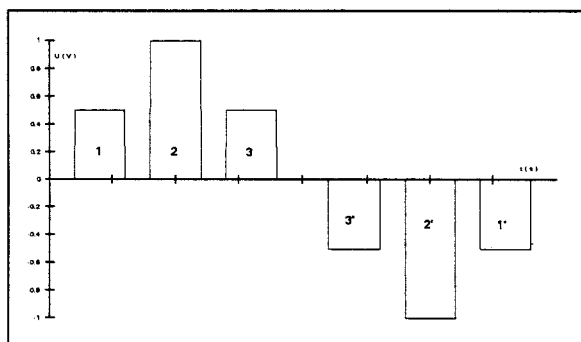


Figure 310

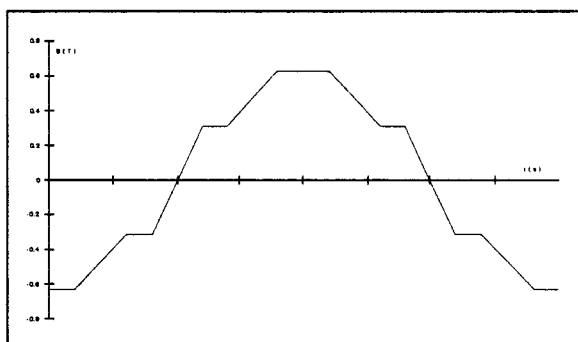


Figure 311

##### signal 2

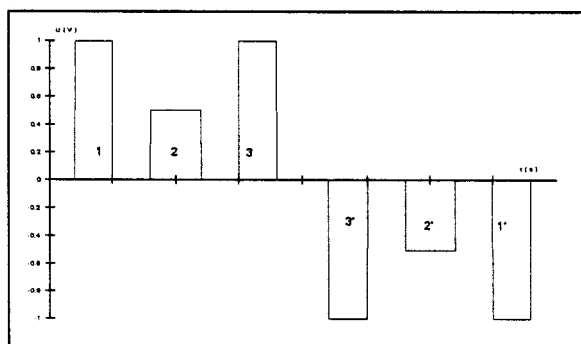


Figure 312

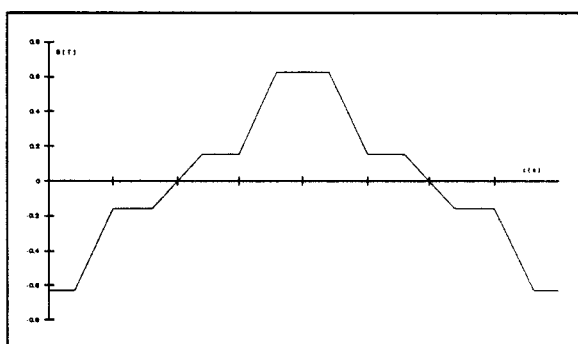


Figure 313

Nous présentons l'allure de la tension et du courant pour une induction crête de 1 T par les figures 314 et 317. Il existe une légère similitude entre les deux formes de courant, au début de l'alternance positive de la tension, mais également à la demi-période.

Signal 1

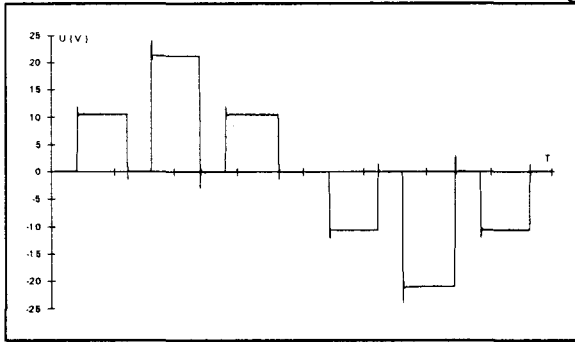


Figure 314

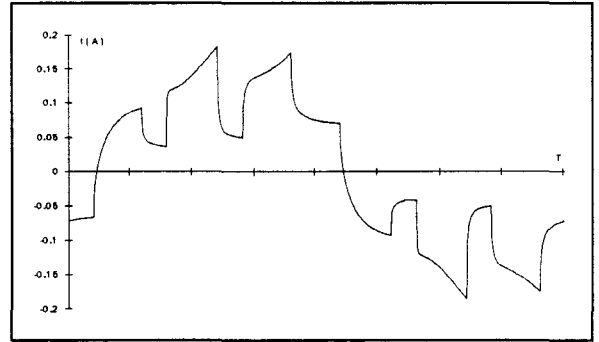


Figure 316

Signal 2

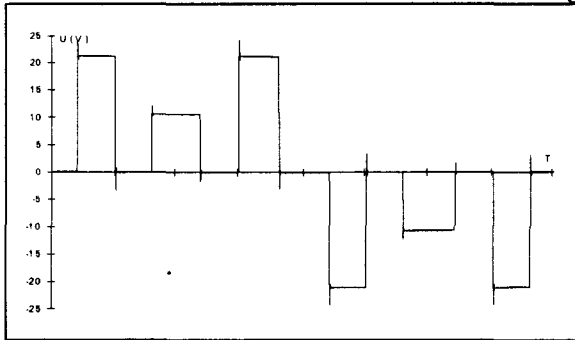


Figure 315

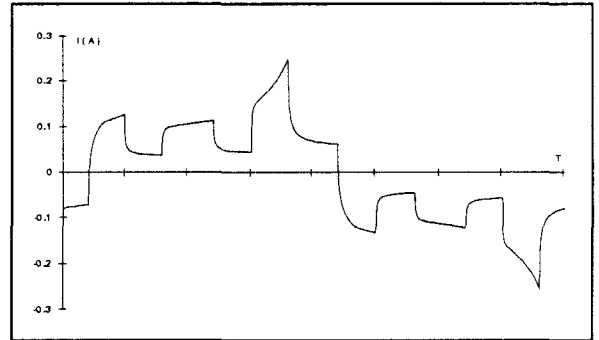


Figure 317

Les pertes en fonction de  $B_{crête}$  sont différentes pour les deux signaux testés (figure 318). Les pertes sont plus élevées lorsque le gradient de l'induction est plus élevé à l'instant de l'induction crête. Cette constatation peut être étendue aux champs crêtes et au courant efficace. Pour ces deux essais, il existe des différences importantes. Les caractéristiques relatives au signal 2 présentent des valeurs supérieures à celles mesurées pour le signal 1.

Pertes en fonction de  $B_1$  et  $B_{crête}$

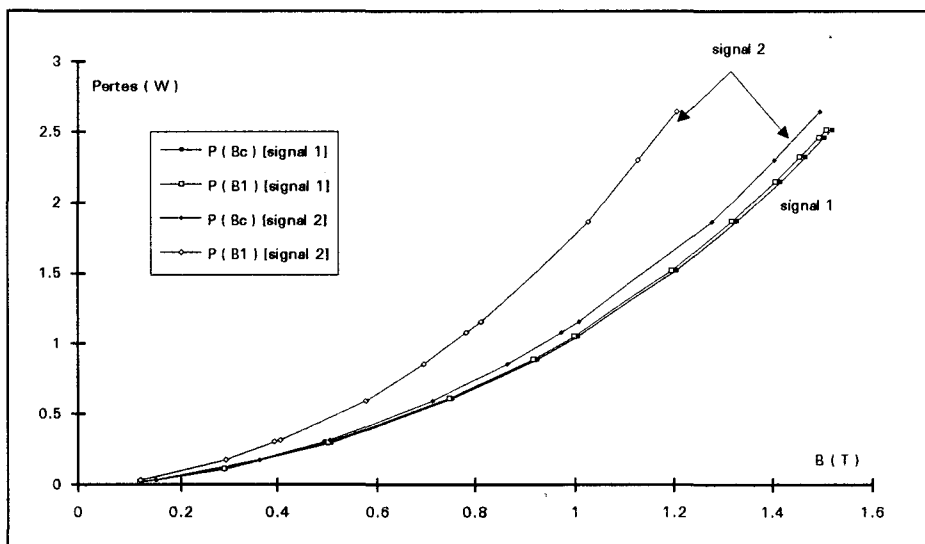


Figure 318

### Zone d'influence sur les pertes pour différents dB/dt

Une zone d'influence du gradient est définie par l'impact de celui-ci sur la puissance liée à une impulsion. Il est prévisible pour des signaux symétriques, qu'un fort gradient à l'instant où l'induction est proche de sa valeur maximale, induira plus de pertes qu'un gradient modéré au même instant. Mais cette constatation, concevable dans ce cas, est difficilement applicable pour des signaux porteurs d'harmoniques pairs.

Afin d'affiner les zones d'influence du gradient de l'induction sur les pertes, nous étudions un signal d'induction à double gradient. Nous modifions successivement le temps de montée, puis de descente, puis analysons l'évolution des pertes pour trois inductions crêtes identiques.

Pour ce faire, le signal de tension est formé de trois impulsions de durée identique afin d'éviter l'interaction de la largeur des impulsions et de la valeur dB/dt qu'elle induit. Puis, nous intervertissons les trois impulsions pour former les signaux à étudier (figures 319 à 322). Ces différents signaux respectent la condition énoncée précédemment : à une tension crête donnée, nous obtenons la même induction crête pour les quatre signaux.

Bien que la modification du "temps mort" entre deux impulsions ne semble pas avoir d'effet sur les caractéristiques classiques, nous ne modifions pas les temps de "repos" d'un signal à l'autre. Nous effectuons juste une combinaison entre les impulsions.

signal 1

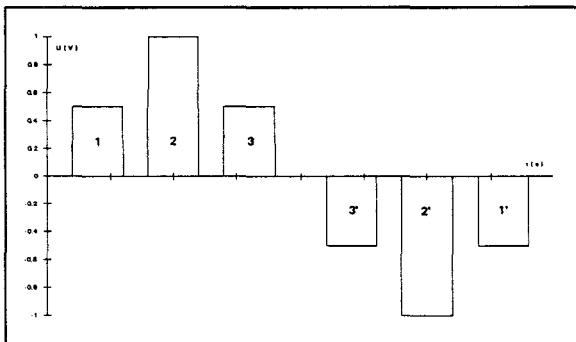


Figure 319

signal 2

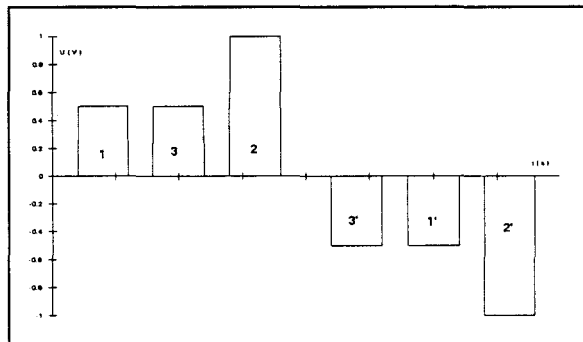


Figure 320

signal 3

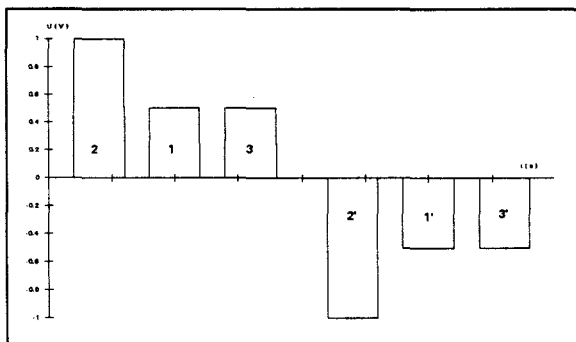


Figure 321

signal 4

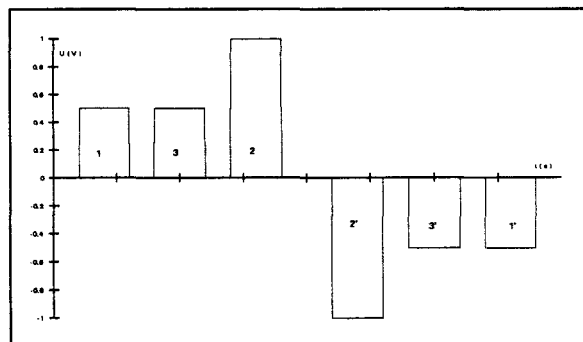
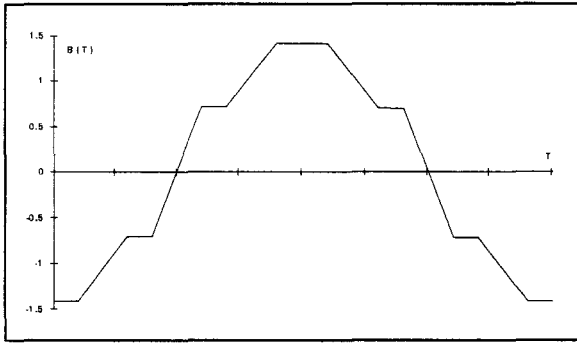


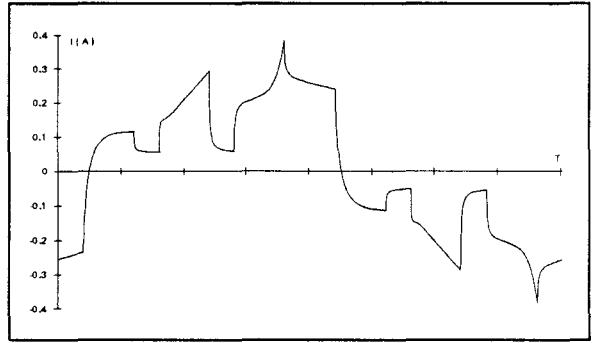
Figure 322

Nous présentons par les figures 323 à 326 l'allure de l'induction et du champ obtenus pour une induction crête de 1.4 T. Certaines similitudes sont visualisables sur les formes d'ondes du courant. Nous rappelons que pour les signaux 2 à 4, l'induction crête est apparente.

**Signal 1**

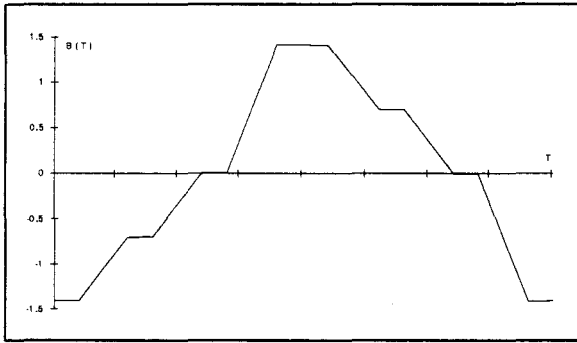


**Figure 323.a**

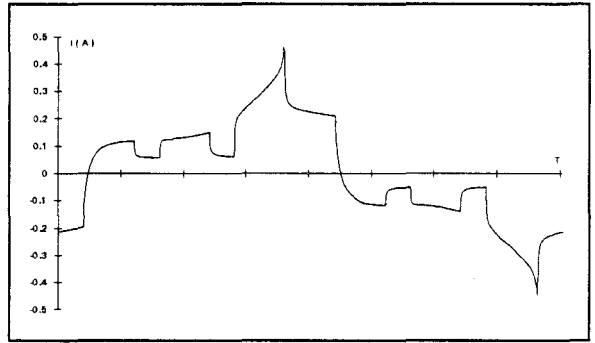


**Figure 323.b**

**Signal 2**

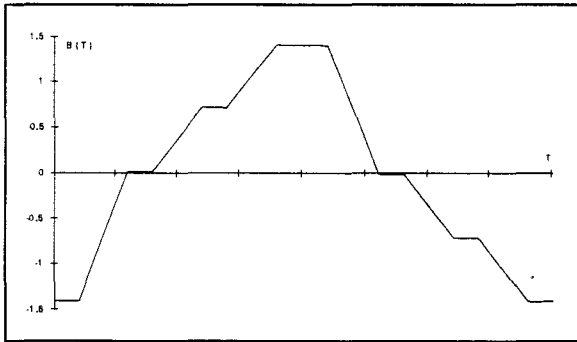


**Figure 324.a**

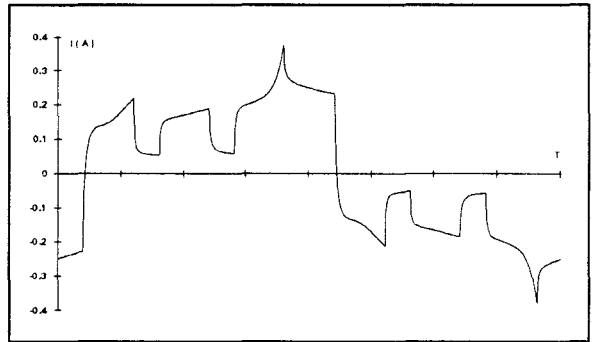


**Figure 324.b**

**Signal 3**

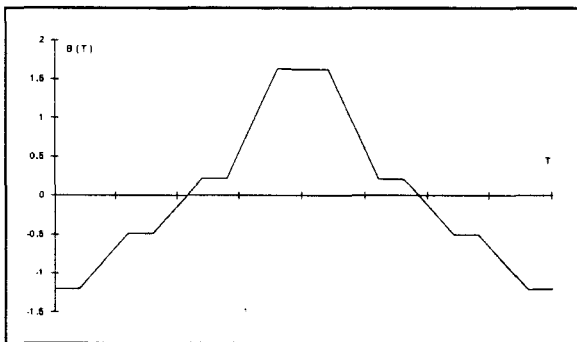


**Figure 325.a**

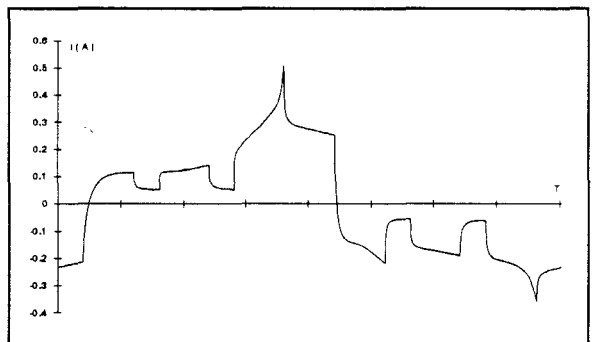


**Figure 325.b**

**Signal 4**



**Figure 326.a**



**Figure 326.b**

Nous résumons dans le tableau suivant les pertes totales obtenues pour les quatre signaux. Celles-ci sont différentes et la loi de Bertotti n'est plus valable.

Le signal 2 est celui pour lequel les pertes totales en fonction de  $B_{\text{crête}}$  sont les plus élevées. Dans ce cas de figure, l'arrivée à l'induction maximale se fait par un gradient élevé.

Le signal 3 est celui pour lequel les pertes totales en fonction de  $B_{\text{crête}}$  sont les plus faibles. Dans ce cas de figure, la décroissance à partir de l'induction maximale se fait par un gradient élevé.

Il est difficile de conclure suite à ces quelques essais. Cependant, une piste serait intéressante à "suivre". En effet, la localisation d'un fort gradient d'induction serait plus avantageuse, au point de vue pertes, au cours de la décroissance de l'induction à partir de sa valeur maximale en le limitant jusqu'au changement de signe de l'induction par exemple.

### Pertes globales en watt

	$B_{\text{crête}} = 0.47 \text{ T}$	$B_{\text{crête}} = 0.94 \text{ T}$	$B_{\text{crête}} = 1.41 \text{ T}$
signal 1	0.262	0.920	2.142
signal 2	0.269	0.965	2.288
signal 3	0.268	0.905	2.001
signal 4	0.286	0.932	2.173

### Pertes respectives par impulsion

Comme nous l'avons fait pour les autres cas, nous calculons la puissance portée par impulsion pour chacun des signaux testés. La représentation du courant met en évidence des zones pour lesquelles les valeurs de la puissance "portée" par une impulsion seraient identiques d'un signal à l'autre. Afin de bien visualiser l'emplacement des impulsions, nous avons rajouté sur la figure 327 la localisation de chacune des impulsions des signaux 1 à 4.

Afin d'étayer cette constatation, nous indiquons dans les tableaux suivants la valeur de la puissance respective à chacune des impulsions pour trois valeurs d'induction crête. Les résultats attestent du fondement de notre remarque. Par exemple, entre le signal 1 et le signal 4, les puissances de l'impulsion 1 sont identiques, mais également celles de l'impulsion 1'. Cela signifie que la puissance portée par une impulsion serait inchangée si la position de celle-ci n'était pas modifiée et de plus, cette puissance serait indépendante des phénomènes se produisant dans les autres impulsions. Un découplage par impulsion serait donc possible ? Nous tenons de nouveau à rester très prudent et à ne pas formuler de conclusions trop hâtives.

$B_{\text{crête}} = 0.47 \text{ T}$

	1	2	3	3'	2'	1'
signal 1	0.0064	0.0846	0.0442	0.0049	0.0788	0.0425
signal 2	0.0070	0.1012	0.0306	0.0046	0.0984	0.0274
signal 3	0.0384	0.0541	0.0448	0.0437	0.0508	0.0364
signal 4	0.0047	0.1191	0.0280	0.0400	0.0514	0.0439

$B_{\text{crête}} = 0.94 \text{ T}$

	1	2	3	3'	2'	1'
signal 1	0.0585	0.2716	0.1389	0.0550	0.2644	0.1343
signal 2	0.0608	0.3327	0.0988	0.0571	0.3238	0.0942
signal 3	0.1130	0.2090	0.1377	0.1340	0.2057	0.1092
signal 4	0.0534	0.3302	0.0907	0.1153	0.2105	0.1359

$B_{\text{crête}} = 1.41 \text{ T}$

	1	2	3	3'	2'	1'
signal 1	0.1151	0.6334	0.3456	0.1093	0.6174	0.3376
signal 2	0.1216	0.8645	0.1960	0.1160	0.8302	0.1822
signal 3	0.2512	0.4300	0.3387	0.3346	0.4231	0.2470
signal 4	0.1134	0.8556	0.1856	0.2538	0.4330	0.3406

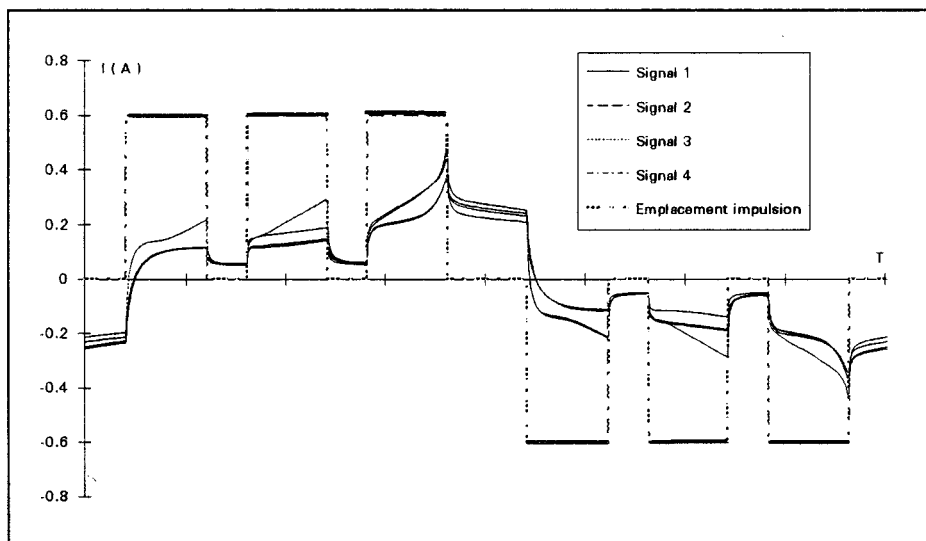


Figure 327



## 4.5. Conclusions

Ces différents essais démontrent, si cela devait l'être encore, la polyvalence de notre système de caractérisation. Nous avons montré une nouvelle facette de notre banc de mesures, qui nous permettra de mener des investigations dans de nouveaux domaines.

Dans ce chapitre, la surface totale des impulsions par demi-période était constante. En respectant cette condition, nous avons validé notre système en régime d'induction complexe. En effet, les travaux cités ont démontré que le respect de cette condition pour des signaux mono-niveau et symétriques par rapport au quart de période, induisait des pertes totales constantes en fonction de l'induction crête. Nous avons obtenu les mêmes résultats pour ces types de signaux. Cependant, pour des signaux multi-niveaux, les pertes totales en fonction de  $B_{\text{crête}}$  restent constantes dans certaines configurations. Nous ne pouvons réellement conclure en affirmant que tel ou tel signal induit tel phénomène étant donné le nombre relativement modeste d'essais effectués.

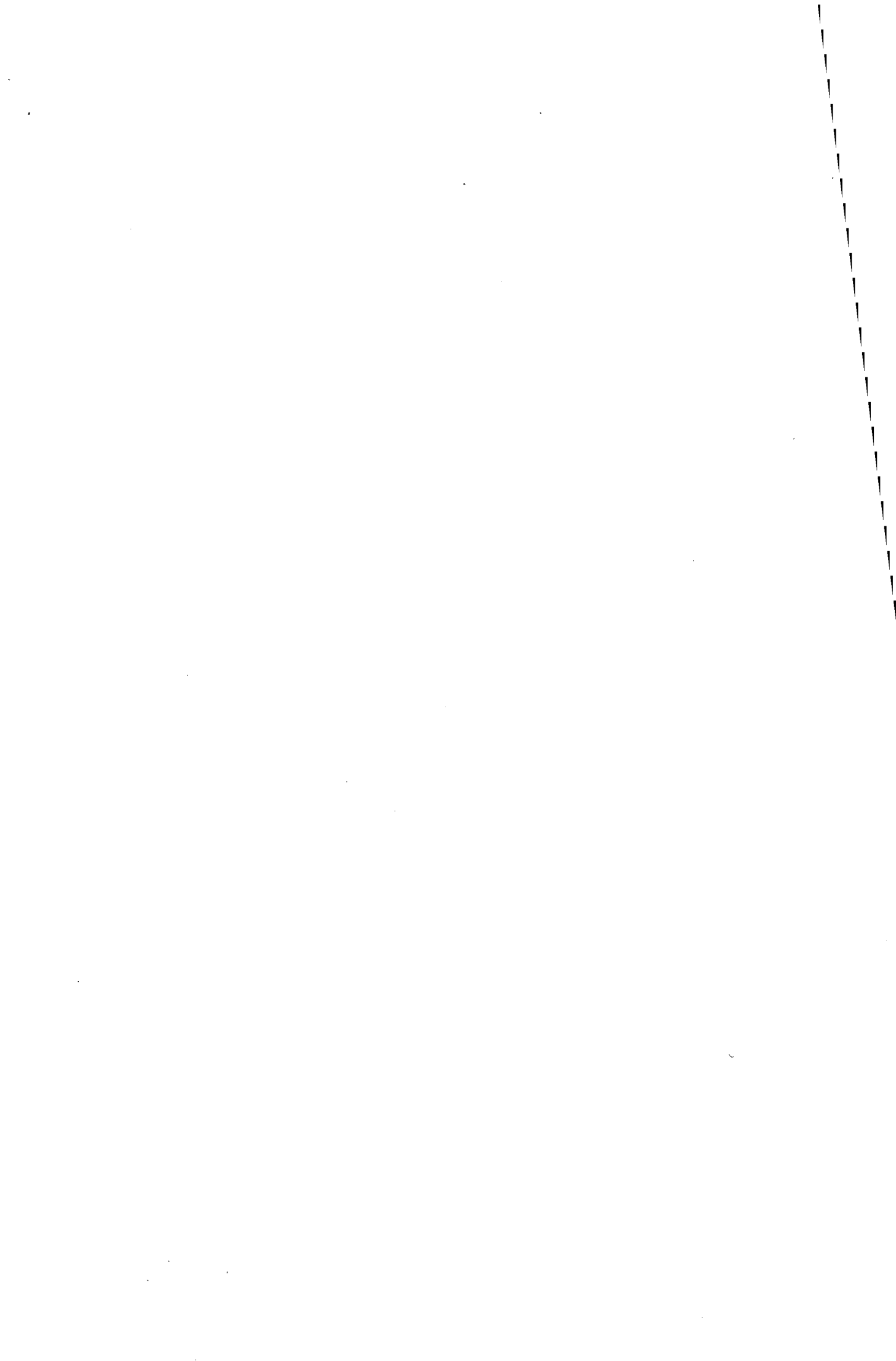
De nos jours, l'alimentation des machines tournantes se fait par des convertisseurs statiques. La commande de ces derniers est de plus en plus sophistiquée, car elle prend en compte les grandeurs d'état de la machine à contrôler, des contraintes physiques comme le bruit et les vibrations [102]. Les signaux d'alimentation dans ce cas sont définis par calcul [103]. Les contraintes engendrées par le circuit magnétique n'ont jamais été réellement prises en considération lors de la définition de ces signaux calculés. Il est vrai que les algorithmes mathématiques de résolution des contraintes sont très complexes et rajouter de nouveaux paramètres à contrôler serait relativement difficile. Tel n'est pas notre but. Mais, dans certains cas, il peut exister plusieurs solutions d'équations de contrainte et le choix de l'une d'entre elles pourrait être fait à partir des résultats de l'étude que nous avons tenté de mettre en oeuvre.

Lors de tous les essais effectués dans ce chapitre, le bruit, voire les vibrations, engendré par les formes d'onde est très dissemblable. Ne possédant pas de matériels adéquats pour quantifier ces phénomènes, ce critère dans ce cas ne peut être que quantitatif et soumis à "la bonne oreille" du chercheur. Signalons toutefois que le bruit émis par les signaux multi-niveaux non symétriques par demi-période est très supérieur à celui obtenu avec les autres signaux testés.

Les travaux de modélisation des pertes effectués, dans le laboratoire de l'Université de TURIN (ITALIE) que nous avons cité dans ce chapitre, introduisent toujours une conductivité. Grossièrement, les pertes totales pour un signal de tension M.L.I. mono-niveau s'écrivent :

$$P_{\text{totales}} = P_{\text{hystérésis}} + \sigma \cdot K_1 \sum_{k \geq 1} (k^2 B_k^2) f + K_2 \sqrt{\sigma} F(f, k, B_k, \Phi_k) + P_{\text{excès}} \quad (21)$$

Il nous paraît difficile de définir une conductivité unique au matériau, surtout quand celui-ci est soumis à une induction non sinusoïdale. D. J. EPSTEIN, dans ses travaux, introduit des perméabilités résistives et inductives déduites de mesure et sans lien réellement établi avec la perméabilité même du matériau. Cette remarque nous ramène tout naturellement à notre formalisme harmonique. En effet, nous avons tracé une perméabilité d'aimantation et une perméabilité de pertes. Il nous paraît alors intéressant dans l'avenir d'essayer, afin de réduire le terme d'erreur de cette formule que représente les pertes par excès, d'introduire dans leur modèle (formule 21), notre formalisme harmonique.



### Partie 3 : Contrôle du courant

Cette partie de notre travail regroupe les réflexions et résultats expérimentaux relatifs à la caractérisation de matériaux magnétiques en régime de champ contrôlé. Dans un dispositif Epstein, si l'on néglige les effets capacitifs, le courant primaire est l'image du champ magnétique moyen. C'est donc cette grandeur qu'il faut contrôler, la tension secondaire, et par conséquent, l'induction sont laissées libres d'évoluer.

Nous n'avons pas cherché à développer un dispositif permettant un contrôle des formes d'ondes de courant à forts gradients. Si les machines tournantes sont parfois alimentées par des sources de courant [105] [106], elles ne supportent pas les ondes à fronts raides à cause des surtensions qu'elles engendrent par le biais des inductances de la machine. Nous avons limité notre domaine d'investigations à des ondes de champ sinusoïdales de fréquence 50 Hz. Ici encore, la bibliographie relative à ce type de caractérisation fait cruellement défaut. Un mémoire de thèse [107] met en évidence, à partir de résultats de caractérisation en champ contrôlé, la nécessité de modifier les caractéristiques du cadre Epstein. Cependant, nous ne remettons pas en cause la structure de ce dispositif. Nous avons effectué tous les essais expérimentaux sur le cadre utilisé pour le contrôle de l'induction et nous nous sommes attachés à développer un générateur de courant performant en régime sinusoïdal [108]. Le point essentiel à respecter pour une telle caractérisation est la distorsion de l'onde. Dans le cas de la caractérisation en régime sinusoïdal, la présence d'harmoniques de courant dûs à un mauvais contrôle de l'onde engendre des modifications du fondamental de l'induction. Le comportement "fondamental" du matériau est alors modifié et la caractérisation faussée.

Nous avons utilisé deux techniques pour générer l'onde de courant primaire (figure 328).

La première consiste à alimenter le cadre Epstein par un onduleur de tension contrôlé en courant par le biais d'un asservissement à hystérésis [109] [110].

La seconde est basée sur une alimentation par amplificateur linéaire de tension, asservi au courant primaire du cadre Epstein.

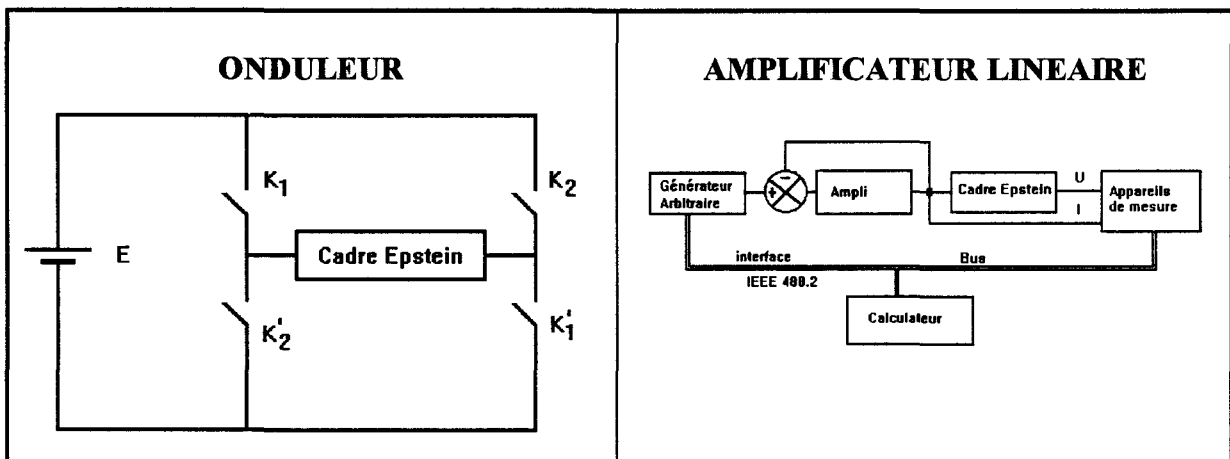


Figure 328

Nous présentons ici les principales caractéristiques des deux dispositifs ainsi que les résultats qu'ils ont fournis. Nous critiquons ces résultats ainsi que les dispositifs utilisés. Nous ébauchons une discussion concernant la dualité de comportement des matériaux selon qu'ils sont sollicités sous induction ou sous champ contrôlé.

## 1. LA MESURE DU COURANT

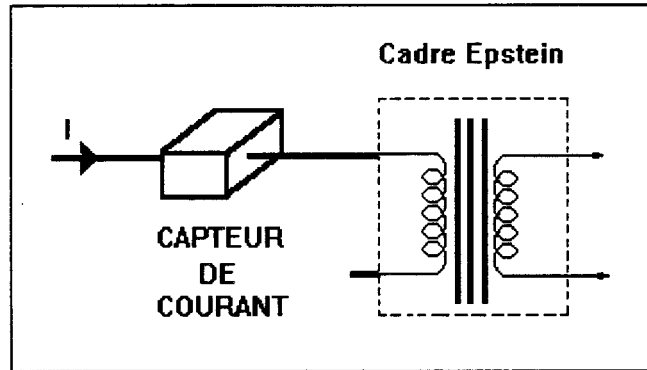


Figure 329

Le fonctionnement des deux dispositifs que nous présentons, nécessite une mesure du courant primaire du cadre Epstein [111]. Cette mesure fournit aux dispositifs une information utilisée pour commander les interrupteurs statiques dans le cas de l'onduleur ou modifier la tension d'entrée de l'amplificateur dans le cas de l'asservissement linéaire. Dans les deux types d'asservissement, un étage analogique pilote la partie puissance à partir du signal fourni par le capteur de courant (figure 329). Le capteur de courant doit donc fournir une information sous forme de tension d'un niveau suffisant pour que le bruit environnant ne perturbe pas les décisions de l'étage analogique. Le problème qui se pose est lié à l'amplitude de la gamme de courants que nous souhaitons contrôler. Cette plage s'étend de 20 mA à 10 A. Si le rapport de transformation du capteur de courant est fixe [112], le niveau de sortie peut difficilement être maintenu suffisant quel que soit le niveau de courant contrôlé. Il serait possible de remédier à cette difficulté en modifiant le rapport de transformation apparent du capteur. En ce qui concerne l'onduleur, nous n'avons pas adapté de telle modification. La mesure du courant était déjà intégrée au dispositif de commande des semi-conducteurs par le biais d'un capteur de courant à effet Hall de rapport de transformation fixe.

En ce qui concerne l'asservissement du dispositif à amplificateur linéaire, c'est par le biais d'une sonde de courant et de son amplificateur à gain réglable que nous avons choisi de mesurer le courant. La mesure par shunt non inductif, représentée figure 330, a été écartée vu le faible niveau de tension disponible pour ce genre de capteur. De plus, l'utilisation d'un amplificateur faible bruit, inévitable dans ce cas précis, n'a pas été envisagée pour une question de délais de réalisation d'un tel amplificateur.

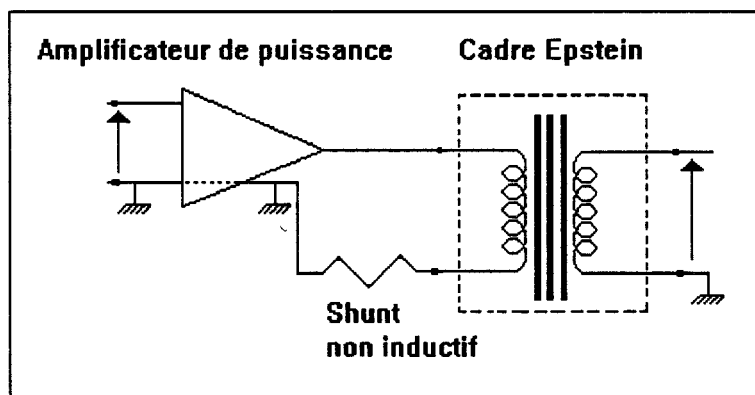


Figure 330

## 2. ALIMENTATION PAR ONDULEUR DE TENSION CONTRÔLÉ EN COURANT

Le dispositif utilisé a été conçu dans le cadre d'une autre étude menée au laboratoire [113]. La stratégie de commande de l'onduleur est adaptée à des récepteurs monophasés non-linéaires [114]. La structure de l'onduleur est précisée par la figure 331. Le principe de contrôle du courant est simple. Un comparateur à hystérésis [115] détecte tout dépassement du courant d'une des deux limites encadrant la forme d'onde de consigne. Dès qu'un dépassement survient, les deux interrupteurs conducteurs sont bloqués et les deux autres fermés, provoquant ainsi une inversion de polarité de la tension primaire du cadre et un changement du sens de variation du courant [116]. Le courant oscille donc autour de la valeur de consigne sans que l'oscillation n'excède l'écart fixé par le comparateur à hystérésis.

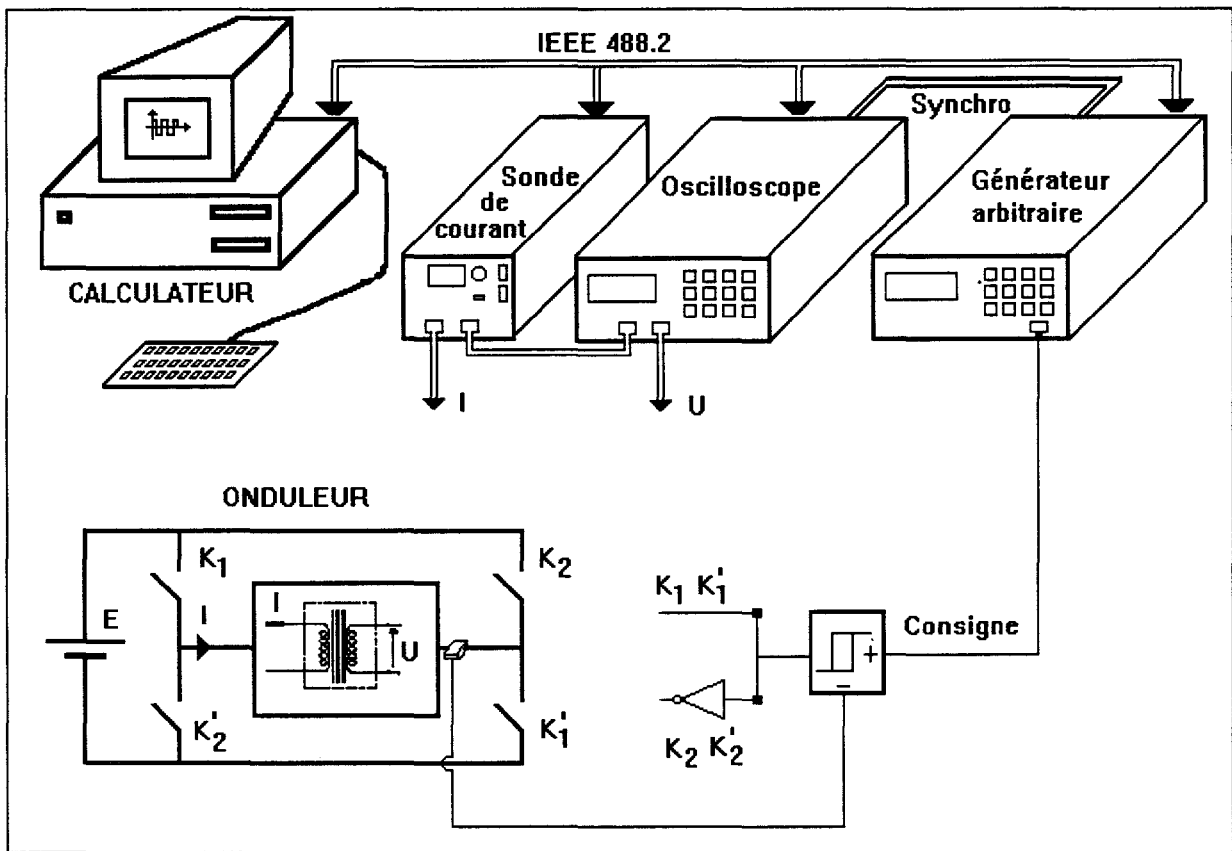


Figure 331

Les transistors de puissance utilisés pour réaliser l'onduleur, sont des IGBT 1200 volts 50 ampères autorisant des fréquences de commutation de l'ordre de 20 kHz. Le niveau de courant maximal que nous utilisons est de l'ordre de 10 A sous une tension de 150 V ; ce fort déclassement des semi-conducteurs [117] autorise une fréquence de commutation plus élevée (environ 50 kHz), d'où une enveloppe d'hystérésis réduite et donc un contrôle de l'onde performant.

## 2.1. Gamme de contrôle de l'onduleur

Le principe du contrôle à hystérésis impose deux limites de fonctionnement à l'onduleur. Le contrôle du courant est obtenu par confinement de l'onde dans une enveloppe constituée de deux ondes décalées d'un niveau continu ( $+\varepsilon$  et  $-\varepsilon$ ) par rapport à l'onde de référence. L'épaisseur de cette enveloppe ( $2\varepsilon$ ) ne peut, pour des raisons technologiques, être rendue négligeable vis-à-vis des plus faibles niveaux contrôlables. Ceci implique que pour des valeurs de courants faibles (quelques dizaines de mA) l'épaisseur d'enveloppe soit réduite au maximum de telle sorte que le découpage imposé par les commutations n'entache pas notablement la composante fondamentale. C'est par conséquent la valeur minimale d'épaisseur d'enveloppe qui impose la valeur minimale du courant contrôlable [118].

La limite maximale est imposée par la fréquence de commutation extrême autorisée par les semi-conducteurs ainsi que par le niveau de tension de sortie maximal. Le niveau de tension maximal est limité à 150 V. Cette valeur est imposée par la rigidité diélectrique du cadre Epstein. La fréquence des commutations est d'autant plus élevée que la tension est importante. En effet les gradients de courant entre les deux extrémités de l'enveloppe sont d'autant plus forts que la tension de sortie de l'onduleur est élevée ( $V = l\Delta i/\Delta t$ ). L'épaisseur d'enveloppe  $\Delta i$  étant fixe,  $\Delta t$  est imposé par  $V$  et  $l$  (inductance du cadre). La fréquence des commutations ( $f \approx 1/\Delta t$ ) est par conséquent un facteur limitatif du courant maximal contrôlable.

Les figures 332 et 333 illustrent les propos précédents pour deux niveaux crêtes de courant sinusoïdal de 1 A et 7 A. Le bruit de découpage superposé à l'onde de référence est représenté par les spectres de la figure 334. Ces spectres montrent la bonne cohérence du fondamental et l'existence de groupes d'harmoniques.

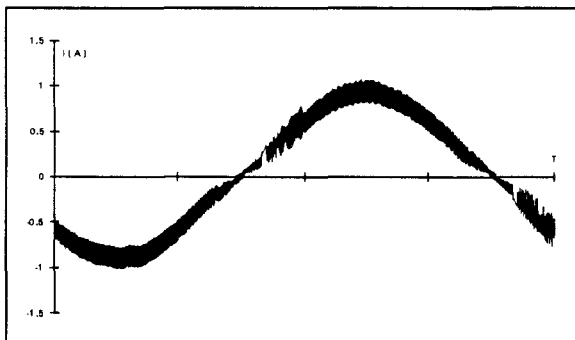


Figure 332

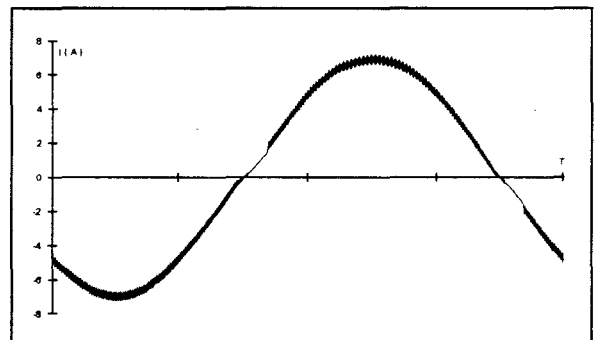


Figure 333

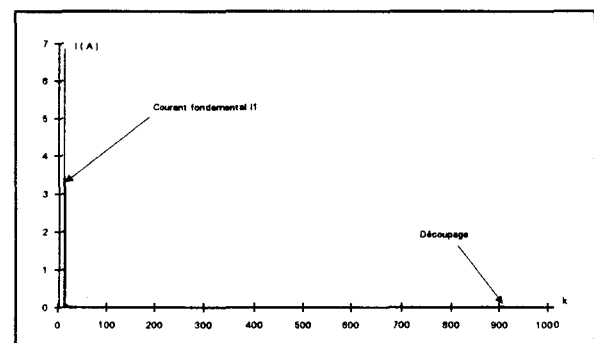
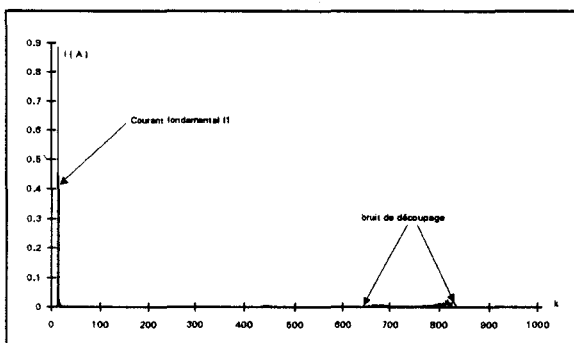


Figure 334

## 2.2. Formes d'ondes

Si les ondes de courant ne sont que légèrement perturbées par rapport à la sinusoïde visée, (amplitude des premiers harmoniques faible vis-à-vis du fondamental) ; il n'en va pas de même pour le spectre de la tension. Les harmoniques de même rang sont beaucoup plus élevés par rapport au fondamental. Nous montrerons plus loin que ceux-ci contribuent pour une très grande part aux pertes totales [119]. Comme nous l'avons déjà observé lors des essais en régime d'induction contrôlée, le comportement du matériau à la fréquence fondamentale est très fortement dépendant des harmoniques de distorsion. Les figures 335 et 336 montrent les formes d'onde des tensions correspondant aux ondes de courant présentées sur les figures 332 et 333. Leurs spectres respectifs sont également présentés par les figures 337 et 338 et mettent bien en évidence l'importance des groupes d'harmoniques liés au découpage.

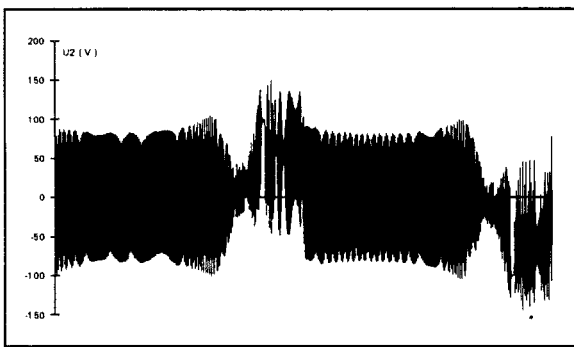


Figure 335

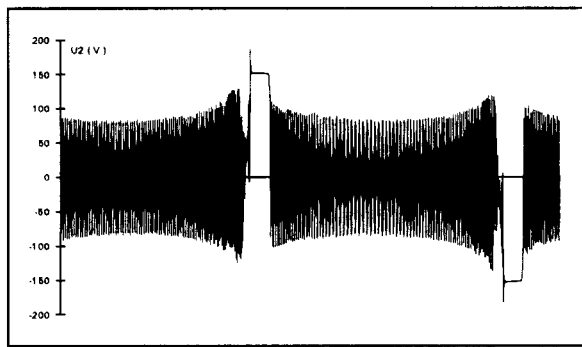


Figure 336

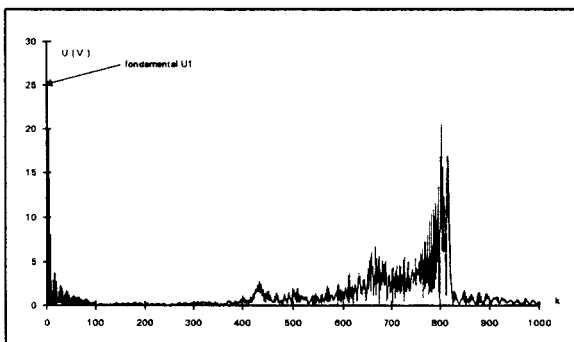


Figure 337

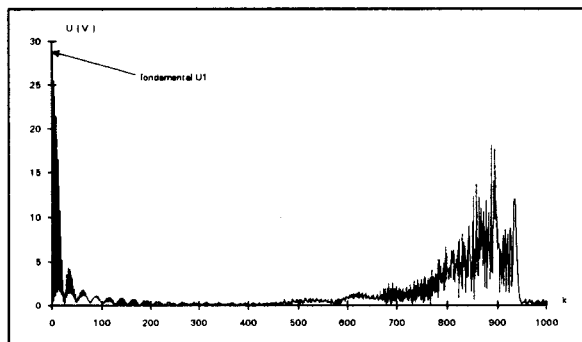


Figure 338

Le principe même de l'asservissement à hystérésis rend le courant et la tension de sortie de l'onduleur apériodiques au sens mathématique du terme. Cette non périodicité des signaux engendre des écarts de mesure puisque la notion même de période n'est qu'approchée. Ce phénomène est gênant dans la mesure où il affecte plus ou moins notablement la répétabilité des mesures [120] à [123]. Afin de stabiliser les résultats, nous avons choisi d'acquérir les signaux par le biais d'un mode "moyenné". L'acquisition des signaux est réalisée sur 16 périodes et chaque signal est reconstitué après "moyennage".

Notons enfin que la fréquence apparente de découpage maximale utilisée est de l'ordre de 45 kHz. Cette fréquence correspond à un rang harmonique environ égal à 900. Cette valeur est proche de la limite autorisée par notre dispositif puisqu'au delà de cette fréquence, la finesse d'échantillonnage deviendrait insuffisante pour que l'analyse de Fourier reste précise ( cf. § 2.1.1.1 Partie 1 ).

Nous montrons enfin les formes d'onde de l'induction (figures 339 et 340) relatives aux deux essais précédents ainsi que les cycles d'hystérésis (figures 341 et 342).

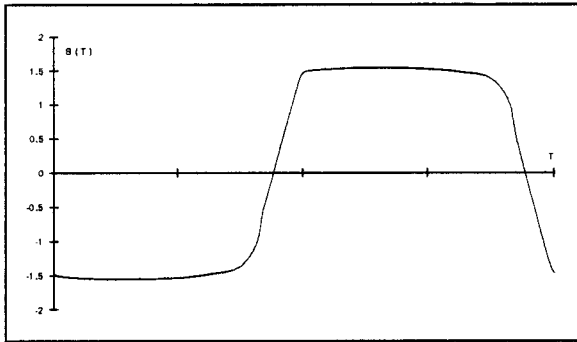


Figure 339

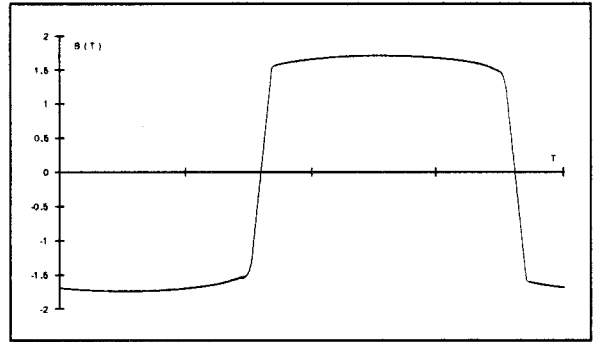


Figure 340

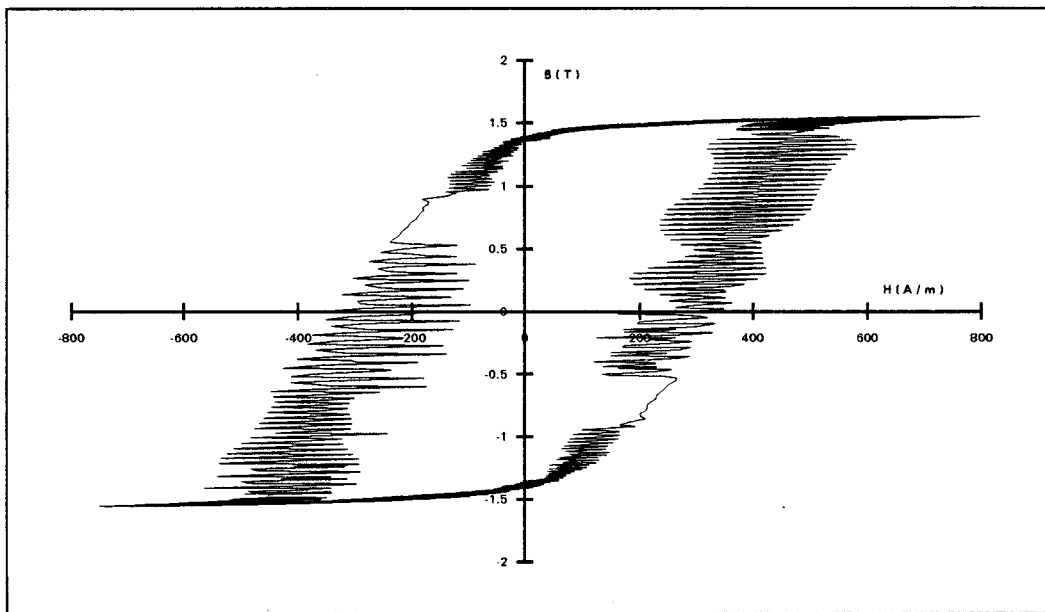


Figure 341

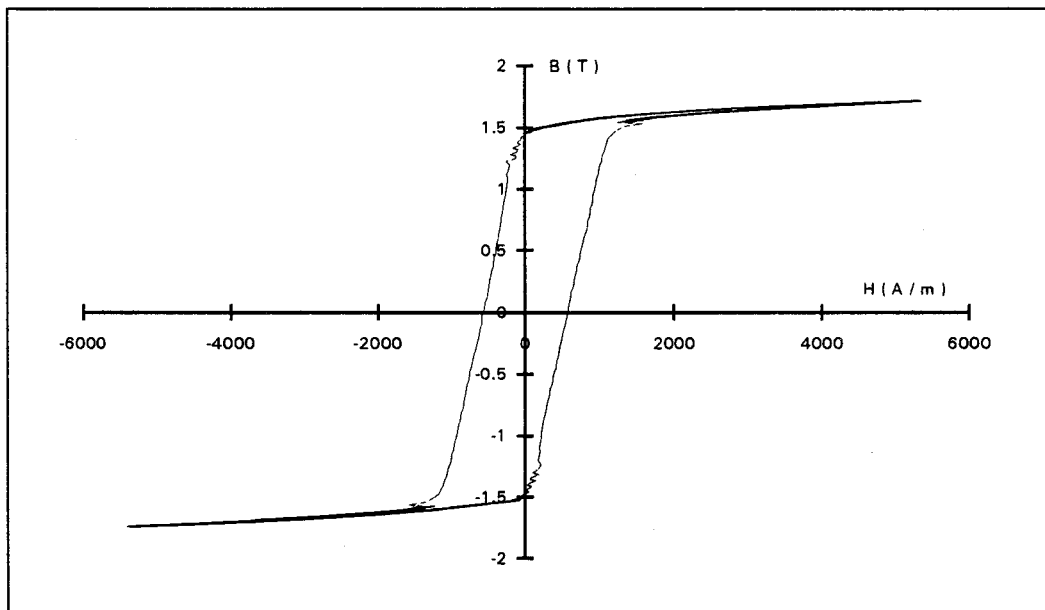


Figure 342



### 2.3. Effets du découpage sur la répartition spectrale des pertes

Nous présentons brièvement dans ce paragraphe quelques mesures de pertes en fonction de la fréquence apparente de découpage, définie par le plus important des harmoniques du courant, sans tenir compte du fondamental bien sûr. Les caractéristiques suivantes (figure 343) représentent les pertes totales ainsi que les pertes fondamentales pour le matériau N° 2, déjà utilisé dans les parties précédentes. Ces relevés permettent donc de montrer la part de puissance portée par les harmoniques et donc de qualifier les performances du générateur de courant. Rappelons que nous étudions ici des régimes de champ sinusoïdaux et que par conséquent, l'intégralité des pertes doit être portée par les termes fondamentaux du champ et de l'induction. Toute différence entre la valeur des pertes totales et des pertes fondamentales traduit donc la qualité du contrôle de l'onde.

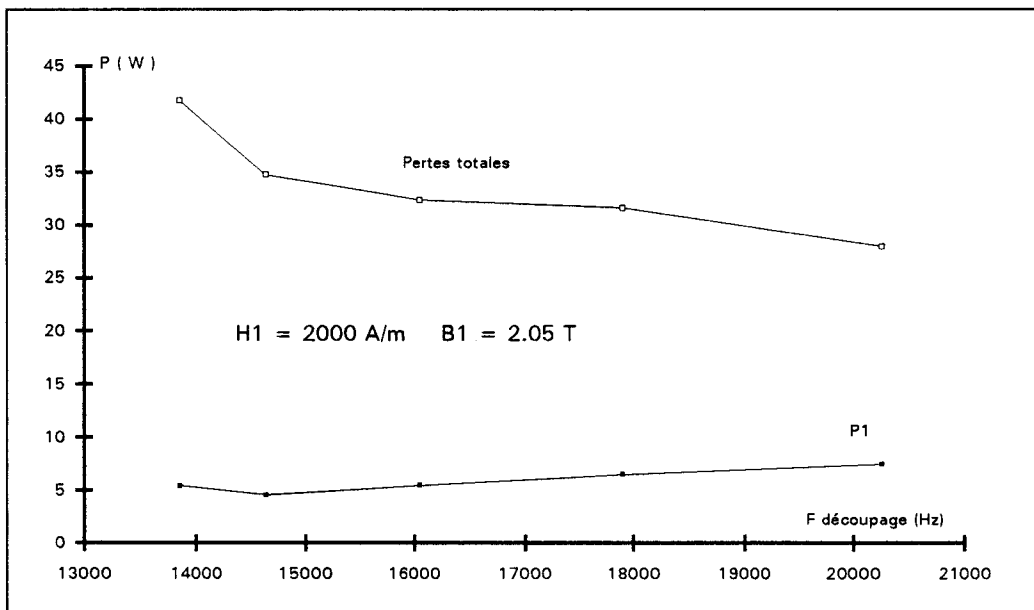


Figure 343

Tous ces relevés ont été effectués sous un champ sinusoïdal d'environ 2000 A/m et une induction fondamentale de 2.05 T.

Ces caractéristiques valident d'une part ce qui était prévisible au vu des spectres de la tension et du courant, à savoir que le poids des harmoniques est très important au sein des pertes totales. Plus la fréquence de découpage est élevée plus les harmoniques diminuent. D'autre part,  $P_1$  augmente en fonction de la fréquence de découpage ( $F_d$ ). La caractérisation fondamentale ( $B_1$ ,  $H_1$ ) est donc faussée et dépend fortement de  $F_d$ . Une extrapolation de ces deux caractéristiques vers des fréquences plus élevées permettrait de définir un ordre de grandeur de la fréquence de découpage qu'il faudrait atteindre pour que l'onde de courant soit suffisamment sinusoïdale et que les harmoniques de la tension n'engendrent quasiment plus de pertes. Un tracé approximatif indiquerait une fréquence de l'ordre de 50 kHz. Un essai à une fréquence de découpage d'environ 42 kHz a montré que pour un champ de 2000 A/m et une induction fondamentale de 2.05 T, les pertes totales étaient réduites à 11.3 W et les pertes fondamentales à 9.25 W. Notre extrapolation est donc justifiée.

Les deux spectres représentés par les figures 344 et 345, montrent la répartition spectrale des pertes obtenues dans les deux cas limites exposés plus haut.

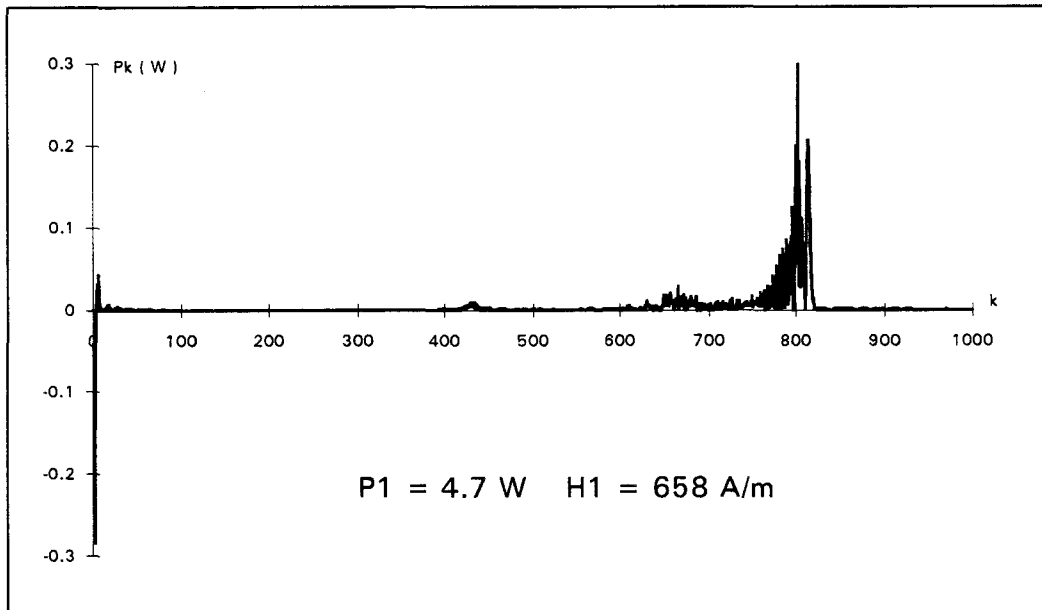


Figure 344

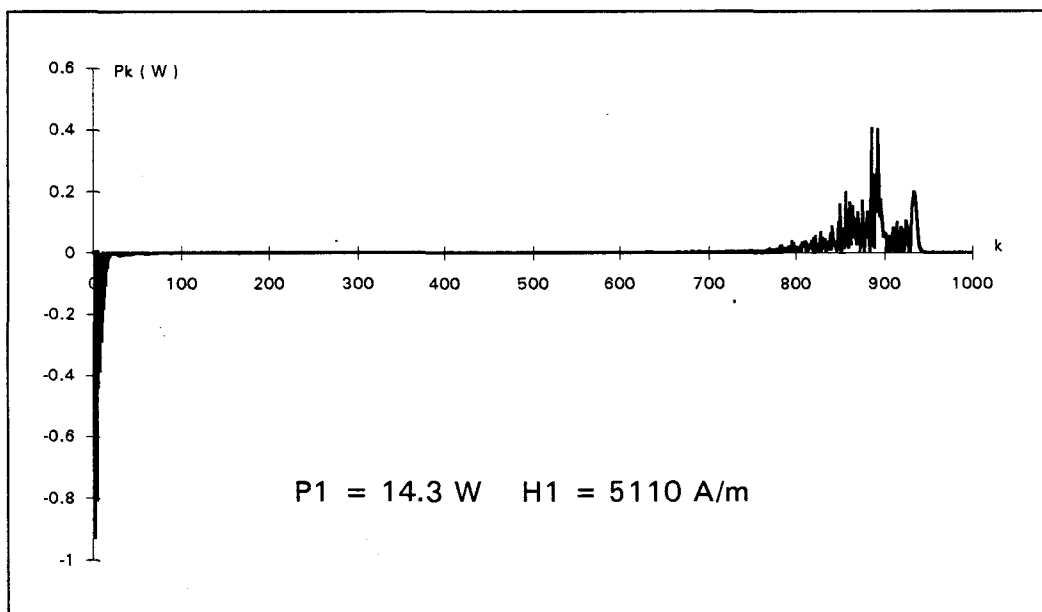


Figure 345

Ces spectres laissent apparaître des valeurs négatives pour les premiers harmoniques de puissance. Ces résultats, s'ils peuvent surprendre, n'entachent en rien la valeur totale des pertes qui de toute manière reste positive. Il faut toujours avoir à l'esprit que la décomposition spectrale n'est qu'une représentation d'un comportement global. Cet effet est toutefois intéressant car il montre que certains harmoniques pourraient avoir un rôle efficace dans le cas d'une recherche de minimisation de pertes. Il est à noter que l'amplitude des raies de puissance des premiers harmoniques est loin d'être négligeable vis-à-vis des raies haute fréquence. La valeur du fondamental n'a pas été représentée afin de permettre une comparaison aisée des raies extrêmes.

## 2.4. Conclusions

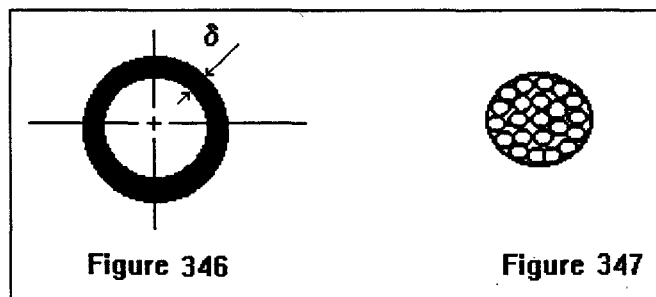
Les résultats obtenus sur les pertes sont difficilement exploitables vue la distorsion de l'onde de courant même pour des fréquences de découpage voisines de 50 kHz. A ces fréquences, il serait de plus souhaitable d'augmenter la finesse d'échantillonnage de notre dispositif [124]. A titre d'exemple, nous avons effectué des mesures à partir de 5000 échantillons par période ( au lieu de 2000 ), l'écart relevé sur la mesure des pertes est de 10%. Cette augmentation de la fréquence d'échantillonnage nécessiterait un redimensionnement de taille de la mémoire RAM du calculateur. Ceci est impossible avec le type de micro-ordinateur utilisé étant donné que nous sommes déjà à la limite de ses possibilités.

Nous avons poussé le dispositif dans ses derniers retranchements en augmentant la fréquence de découpage au delà de 50 kHz. D'importants problèmes de parasites électromagnétiques sont apparus provoquant la destruction plus ou moins aléatoire des protections des semi-conducteurs. De part les limites d'échantillonnage du calculateur et de commutation des semi-conducteurs, nous avons préféré ne pas dépasser la limite de 50 kHz.

La réduction des harmoniques liés au découpage pourrait être envisagée à partir d'un filtrage passif au primaire du cadre Epstein. Ce procédé n'a pas été étudié. En effet, la variation de l'inductance du cadre notamment pendant les phases transitoires risque d'engendrer des phénomènes de résonance électrique généralement destructeurs.

Une autre difficulté rencontrée avec ce dispositif est le contrôle de la phase de montée en champ du matériau. Pendant cette phase, le courant n'est pas sinusoïdal. La montée en courant est assurée par l'augmentation progressive de la tension d'entrée de l'onduleur. Ce réglage est manuel et ne permet donc aucun contrôle précis de la phase transitoire. Des effets liés à ce régime transitoire peuvent exister comme nous l'avons montré dans la partie réservée au contrôle de l'induction. Il reste donc de nombreux points à développer concernant ce type de générateur.

La pseudo fréquence de la tension primaire du cadre Epstein est de l'ordre de 50 kHz. Un phénomène d'effet de peau peut apparaître dans les conducteurs (figure 346). Afin d'éviter cela, il serait alors souhaitable de bobiner l'inducteur primaire avec des fils de Litz (figure 347) [125]. La norme stipule simplement que le bobinage secondaire doit être formé d'une couche unique. De plus, à ces fréquences, une autre question peut être posée. Le courant est-il l'image du champ? A 50 Hz, les effets capacitifs du cadre peuvent être négligés. A 50 kHz, cette hypothèse n'est plus évidente. C'est pourquoi, soigner la construction de l'inducteur primaire est une idée à "creuser". Cependant, la caractérisation en courant doit permettre la connaissance du comportement du matériau pour son éventuelle utilisation dans un moteur alimenté par un onduleur de courant. Les bobinages d'une machine ne sont que rarement réalisés avec des fils multi brins. Cette technique ne permettrait donc pas une adaptation des caractéristiques Epstein aux paramètres magnétiques nécessaire à la conception d'une machine. Mais réellement, comment doit être défini la structure du capteur magnétique pour répondre correctement à la contrainte d'une machine alimentée en courant? [126]





### 3. ALIMENTATION PAR AMPLIFICATEUR LINEAIRE

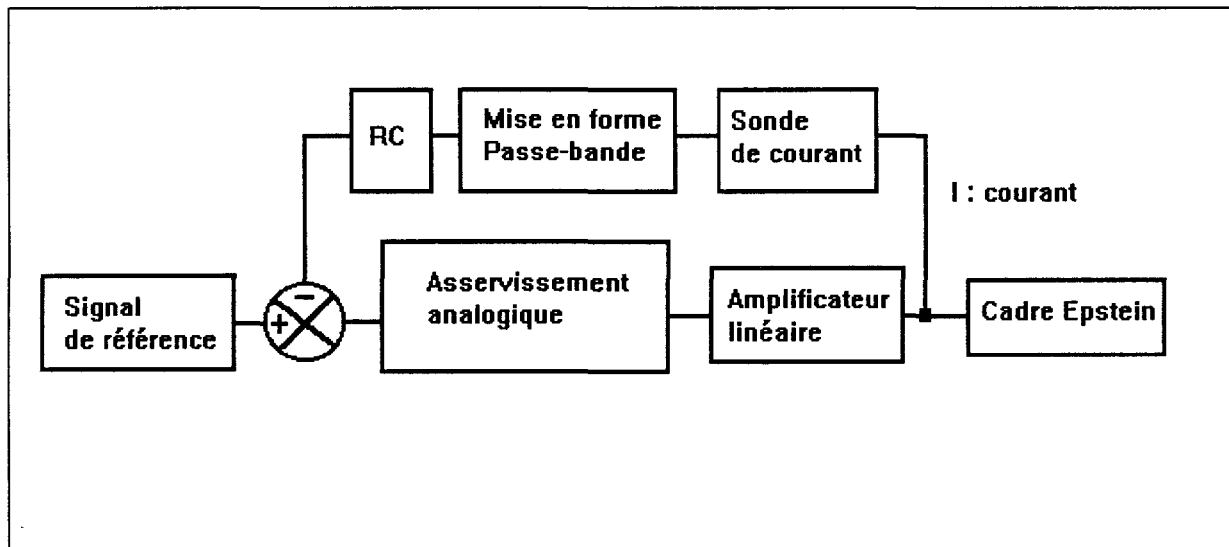


Figure 348

La figure 348 montre le principe général de l'asservissement de l'amplificateur. Suite aux diverses observations notifiées dans le paragraphe précédent, nous avons utilisé une sonde de courant à effet Hall et son amplificateur comme capteur de courant. Le gain de l'amplificateur de la sonde est modifié selon le niveau de courant à mesurer. La composante continue parasite générée par l'amplificateur de sonde est corrigée par un réseau RC. Ce correcteur est suffisant vu la forme et la fréquence des signaux contrôlés.

La parfaite désaimantation du matériau avant toute caractérisation est un point à respecter particulièrement. L'existence d'une induction rémanente, si elle n'a pas d'effet notable au delà de 1 T pour les matériaux que nous avons caractérisés en induction contrôlée, engendre une déformation difficilement contrôlable dans le cas d'un contrôle du champ.

La désaimantation de la sonde à effet Hall est également fortement conseillée avant toute mesure. Nous n'avons pas pu observer la phase transitoire à la montée en champ de notre dispositif, mais il semble que le comportement du dispositif soit notablement différent de celui que nous avons décrit dans la première partie de ce mémoire. Une étude plus fine de cette phase serait nécessaire pour étayer ces propos.

### 3.1. Formes d'ondes

Cette étude étant moins approfondie que l'étude sous induction contrôlée, nous nous sommes limités à l'observation du fonctionnement de notre dispositif selon le type de matériau utilisé sans essayer de caractériser ces matériaux.

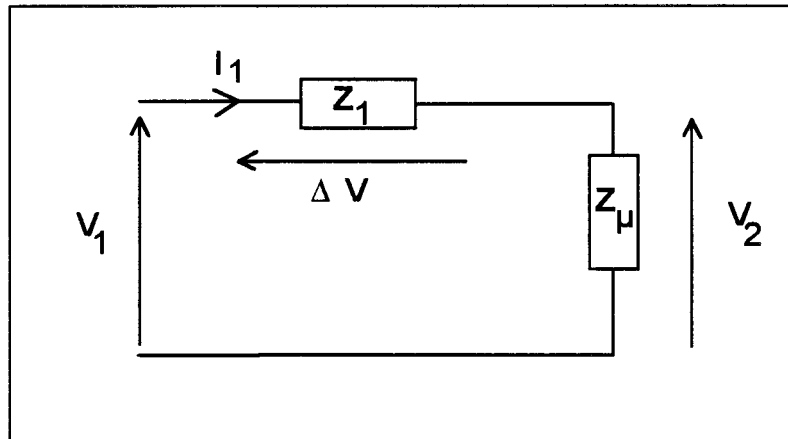


Figure 349

L'asservissement du champ présente une différence essentielle par rapport à l'asservissement de l'induction. La figure 349 représente le cadre Epstein de façon élémentaire mais suffisamment "parlante" pour interpréter les différences de comportement du dispositif selon la grandeur asservie.

Lorsque le dispositif est asservi en induction, c'est la tension  $V_2$  qui est contrôlée. Les variations importantes du courant lorsque le matériau est porté à la saturation, sont faiblement répercutées sur  $V_1$  puisque l'impédance  $Z_1$  est très faible d'une part et quasi indépendante de  $I_1$  d'autre part. La correction apportée par l'asservissement peut, en première approximation, être considérée comme insignifiante.

Lorsque le champ est contrôlé, c'est  $\Delta V$  qui est approximativement l'image du courant. Tant que le matériau est peu saturé, l'impédance  $Z_\mu$  reste sensiblement constante ; mais dès que le niveau de saturation est suffisant, cette impédance diminue fortement. L'asservissement doit alors compenser des variations non négligeables sur  $V_2$ . Selon les matériaux caractérisés, ces variations sont plus ou moins importantes.

Le module d'asservissement en courant est très semblable au module utilisé pour le contrôle de l'induction, ceci dans un souci de gain de temps de réalisation. Si pour deux des matériaux testés, l'asservissement assure un contrôle correct de l'onde de courant, pour le troisième, une importante distorsion apparaît sur le courant pour un niveau de champ d'environ 40 A/m alors que le dispositif permet de contrôler correctement des champs sinusoïdaux de 1000 A/m sur les deux premiers.

Les deux figures 350 et 351 montrent la réaction de la tension de sortie de l'amplificateur lorsque le courant commence à dériver. A cet instant-là, la tension chute rapidement pour contrecarrer l'augmentation du courant liée à la diminution de  $Z_\mu$ . Le gradient de tension est insuffisant pour maintenir le courant proche de la sinusoïde souhaitée.

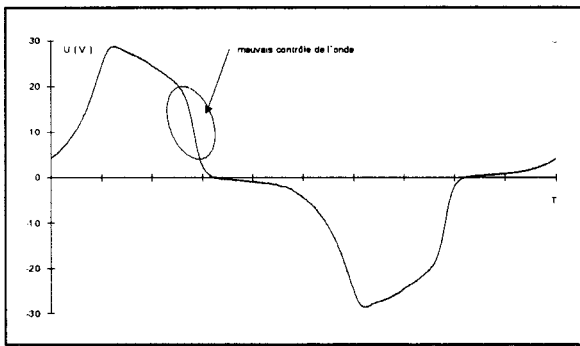


Figure 350

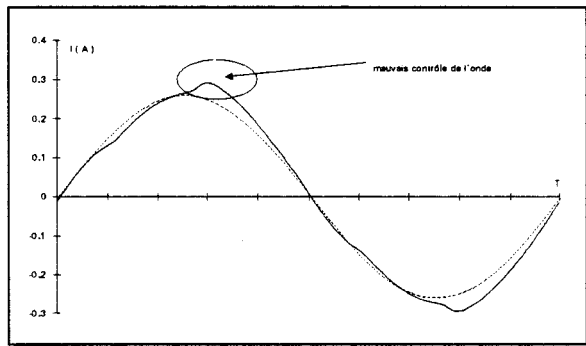


Figure 351

Les figures 352 à 354 montrent les formes d'onde de la tension et du courant primaires ainsi que de l'induction pour les trois matériaux pour un champ de référence sinusoïdal d'amplitude égale à 100 A/m, soit un courant I de 135 mA.

### Matériau N° 1

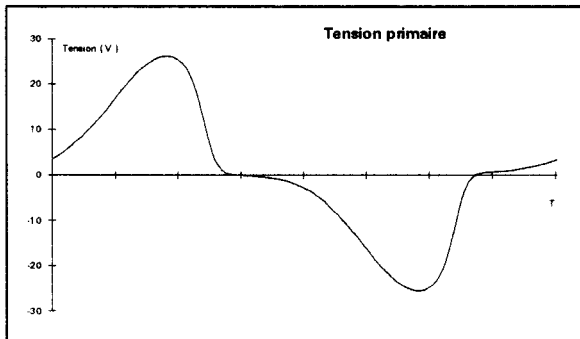


Figure 352.a

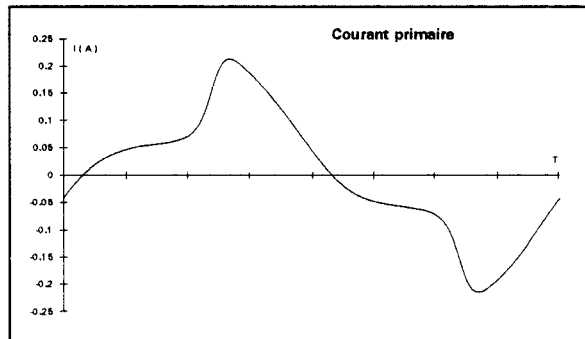


Figure 352.b

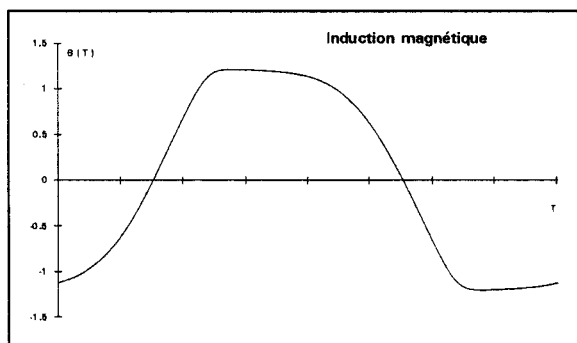


Figure 352.c

### Matériau N° 2

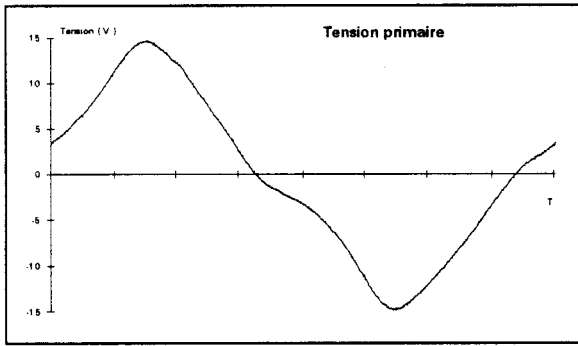


Figure 353.a

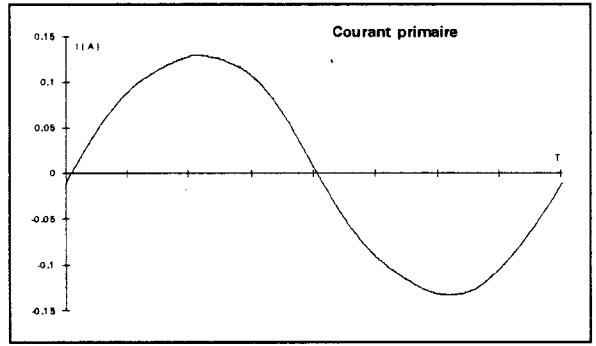


Figure 353.b

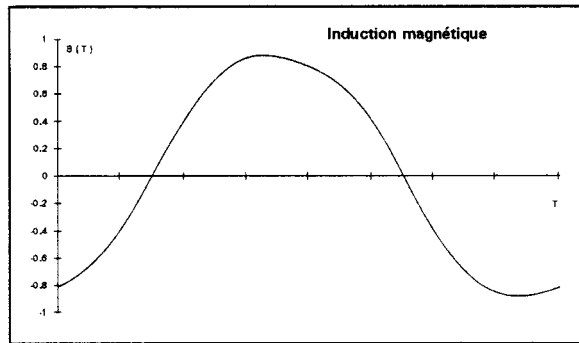


Figure 353.c

### Matériau N° 3

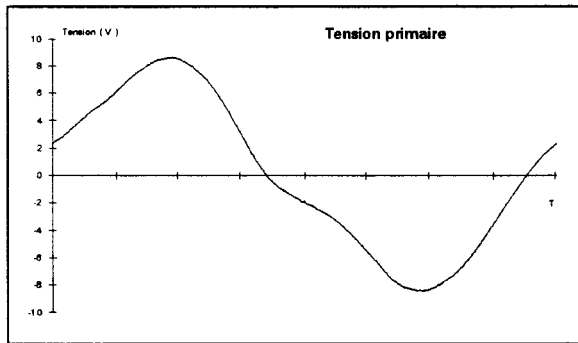


Figure 354.a

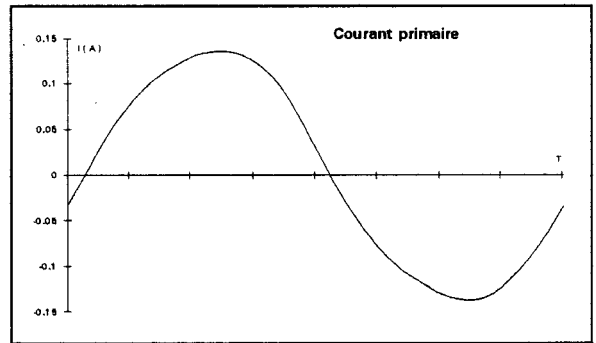


Figure 354.b

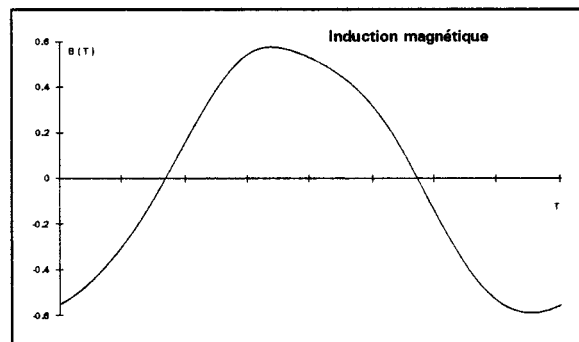


Figure 354.c



Les erreurs de contrôle du champ sur les trois matériaux sont représentées par les caractéristiques  $H_1(H_{\text{crête}})$ . Si l'onde sinusoïdale est correctement contrôlée ( $H_1 = H_{\text{crête}}$ ), la caractéristique est une droite (figure 355), sinon la présence d'harmoniques et particulièrement celui de rang trois, dégrade les performances de l'asservissement.

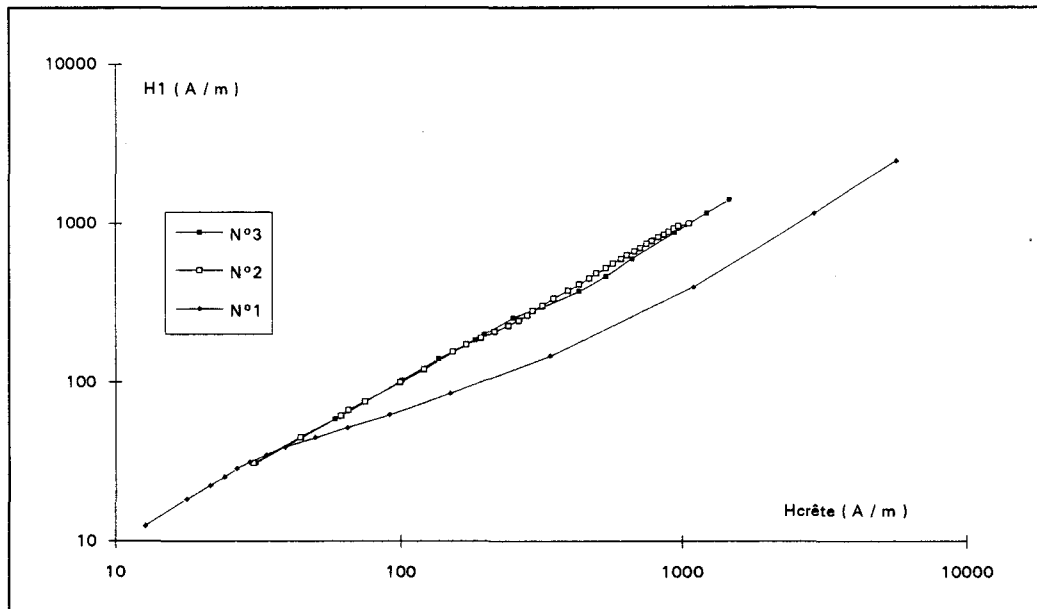


Figure 355

Le tableau suivant donne le taux d'harmonique trois du champ pour un champ crête de référence de 800 A/m dans les trois matériaux.

	N° 3	N° 2	N° 1
$H_1$ (A / m)	874	811	828
$H_3$ (A / m)	36	28	99

Notons que la distorsion du champ observée sur le matériau N°1 avait déjà été décelée à faible induction lors de caractérisations sous induction contrôlée. La figure 356 montre les allures du courant sur une demi-période à 50 Hz dans le cas d'une induction sinusoïdale de 1.2 T pour les trois matériaux utilisés. Le matériau N°1 laisse apparaître la distorsion la plus importante.

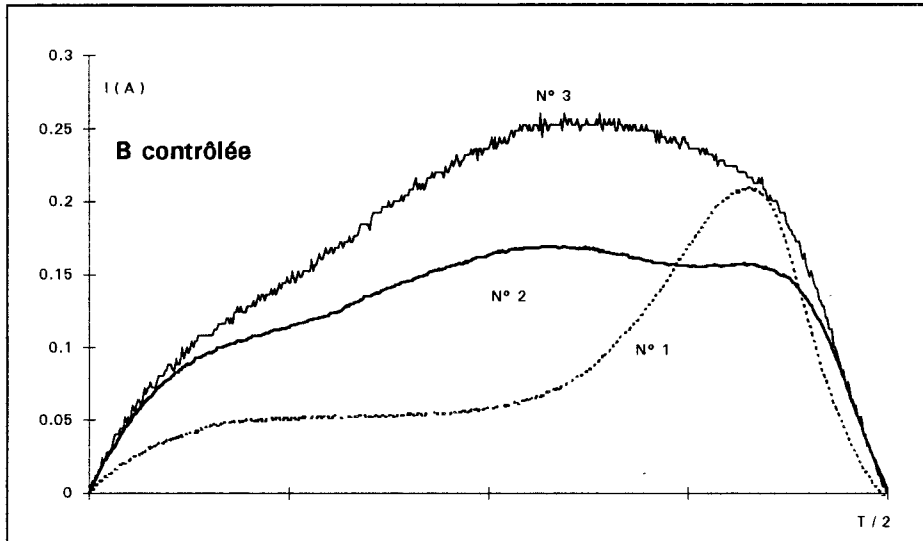


Figure 356

Il est par ailleurs intéressant de noter que cette forte distorsion se traduit par une augmentation du rapport  $H_3/H_1$ . Le tableau suivant récapitule, pour ces trois cas, les amplitudes des champs  $H_1$  et  $H_3$ .

$B_1 = 1.2 \text{ T}$	N° 3	N° 2	N° 1
$H_1 \text{ (A / m)}$	182	133	85
$H_3 \text{ (A / m)}$	19	22	44

Comme nous l'avons déjà présenté pour la caractérisation avec l'onduleur, la distorsion due à la saturation est essentiellement portée par les premiers harmoniques. Un fait intéressant est observé ici encore : les pertes totales mesurées lorsque la distorsion apparaît sont inférieures aux pertes fondamentales [127]. Ceci implique des raies de puissance active négatives. Nous présentons ici, par la figure 357, l'évolution de la raie de rang trois en fonction de  $B_1$  [128].

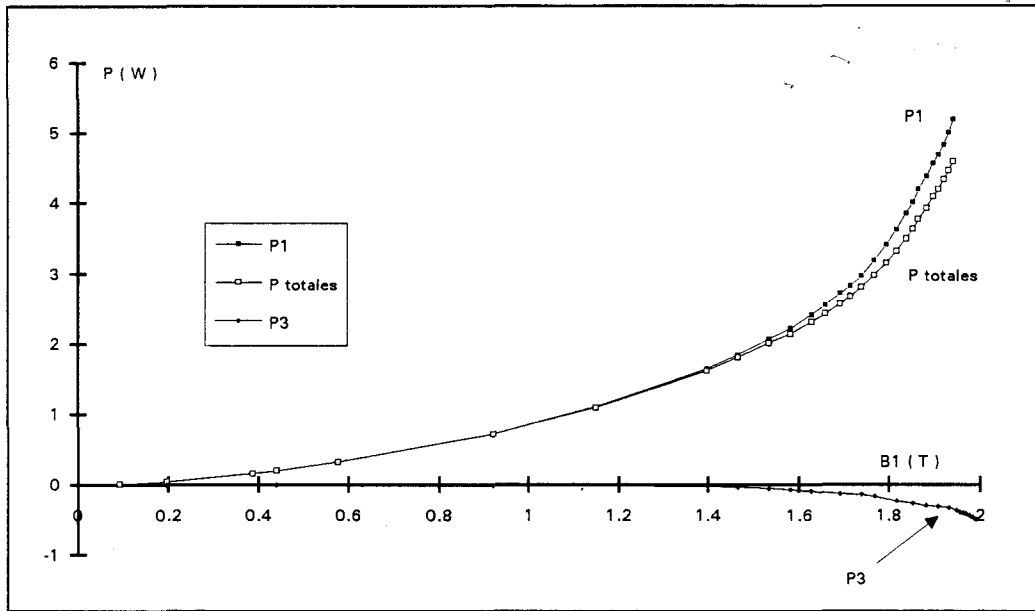


Figure 357

Ces observations pourraient se traduire par le fait que le matériau "cherche", dès qu'il reprend le contrôle de l'onde, à réduire les effets mesurés sur le fondamental en distordant l'onde de telle sorte qu'elle génère des harmoniques qui minimisent les pertes en "renvoyant" de l'énergie à la source. Notons encore que pour ces essais, des valeurs négatives ont été également mesurées sur certaines raies de puissance réactive. Comme nous l'avons déjà explicité plus avant, nous pensons que la caractérisation d'un matériau en régime harmonique ne doit pas se limiter à l'observation des modes magnétiques [ $\mu$ ] mais aussi des modes électriques [ $\epsilon$ ].

Le comportement du matériau peut se résumer à celui d'un système possédant des degrés de liberté ( les harmoniques ) que l'on contrôle plus ou moins. Selon les degrés de liberté contrôlés et le type d'excitation, le matériau " répond " selon un mode qui lui est propre, en minimisant l'énergie qu'il stocke.

A titre indicatif, nous précisons que le matériau N° 1 est le plus mince des trois matériaux testés et qu'il possède les perméabilités les plus élevées.

Ces observations temporelles et fréquentielles nous amènent à penser que l'utilisation d'un asservissement numérique permettrait un contrôle plus performant de l'onde, notamment en ce qui concerne la sélectivité du filtrage des harmoniques engendrant les distorsions observées précédemment. La boucle de retour de notre dispositif comporte un filtre passe bande ( 0.1 Hz-16 kHz ). La réduction de la fréquence de coupure haute permettrait de corriger plus efficacement les harmoniques les plus gênants, mais des oscillations importantes apparaissent dès 12 kHz. Les figures 358 à 360 témoignent de ce phénomène.

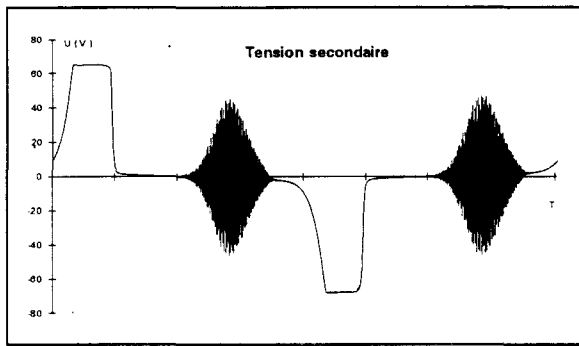


Figure 358

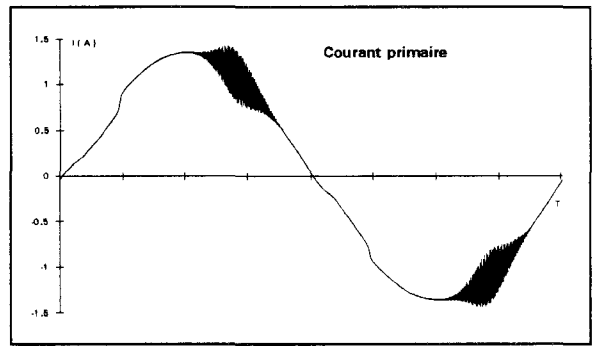


Figure 359

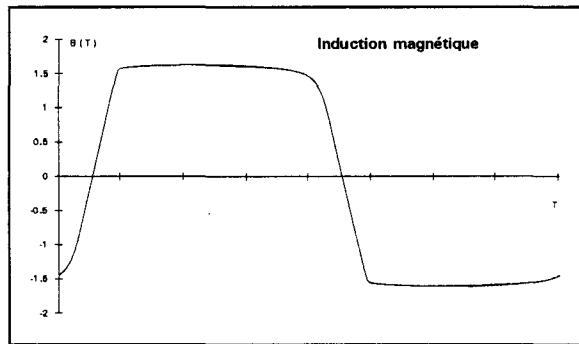


Figure 360

L'augmentation de la fréquence basse engendre un battement dans l'onde de courant. Il apparait délicat avec ce type d'asservissement de contrôler correctement le courant lorsque le phénomène de saturation apparait pour des valeurs de courant faibles.

Si les modifications de l'onde de champ sont bien connues lorsque l'induction est contrôlée, celles de l'induction le sont moins lorsque c'est le champ qui l'est. La figure 361 montre comment l'onde d'induction se distord lorsque le champ crête augmente.

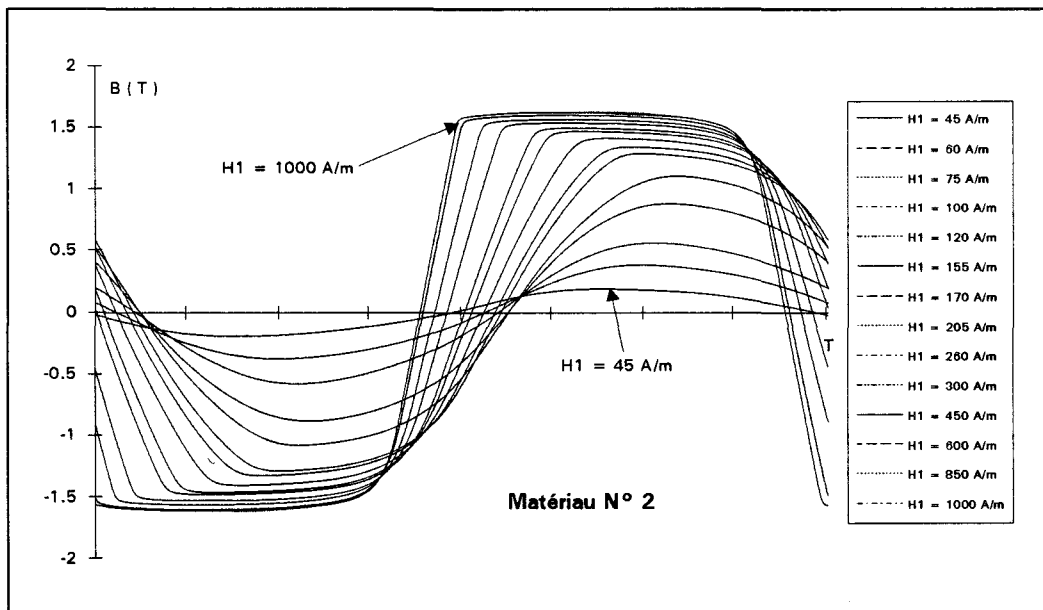


Figure 361

### 3.2. Résultats expérimentaux

Plutôt que de présenter directement les caractéristiques expérimentales obtenues en contrôle de champ, nous préférons les associer à celles que nous avons relevées sous induction contrôlée afin de mettre en évidence les différences de comportement selon l'onde contrôlée.

Ce paragraphe se décompose en deux parties.

La première met en évidence, à partir de résultats obtenus sur le matériau N° 2, des plages de fonctionnement pour lesquelles l'aimantation du matériau est indépendante de l'onde asservie. Ce caractère est baptisé dualité d'aimantation.

La seconde montre la non unicité de l'onde d'induction associée à une onde de champ unique fixe, selon que c'est l'induction ou le champ qui est contrôlé. Cette notion de non unicité est baptisée : " Bijektivité du matériau " .

#### 3.2.1. Dualité induction-champ

Ce paragraphe est destiné à mettre en évidence le degré de réciprocité dans le comportement d'un matériau magnétique selon qu'on lui impose l'induction ou le champ. Ceci peut se résumer en deux tableaux. Le premier représente les harmoniques de champ obtenus sous induction sinusoïdale, le second les harmoniques d'induction mesurés sous champ sinusoïdal. A chaque onde correspond également une valeur crête dont il est possible d'estimer la réciprocité.

##### Induction sinusoïdale

<b>B</b>	$B_1$	0	0	0	0	0	$B_c = B_1$
<b>H</b>	$H_1$	$H_3$	$H_5$	.....	.....	$H_n$	$H_{\text{crête}}$

##### Champ sinusoïdal

<b>B</b>	$B_1$	$B_3$	$B_5$	.....	.....	$B_n$	$B_c$
<b>H</b>	$H_1$	0	0	0	0	0	$H_{\text{crête}} = H_1$

Dans les deux cas, il existe une onde contrôlée et une onde libre de prendre la forme imposée par le matériau. Nous nommons ces deux ondes : **onde asservie** et **onde libre**.

La première façon de traiter le phénomène de dualité consiste à observer les valeurs crête  $B_c$  et  $H_{\text{crête}}$  sans se soucier de la distorsion de l'onde libre. A cet effet, nous représentons sur la figure 362 les caractéristiques  $B_c(H_{\text{crête}})$  sous induction contrôlée et sous champ contrôlé.

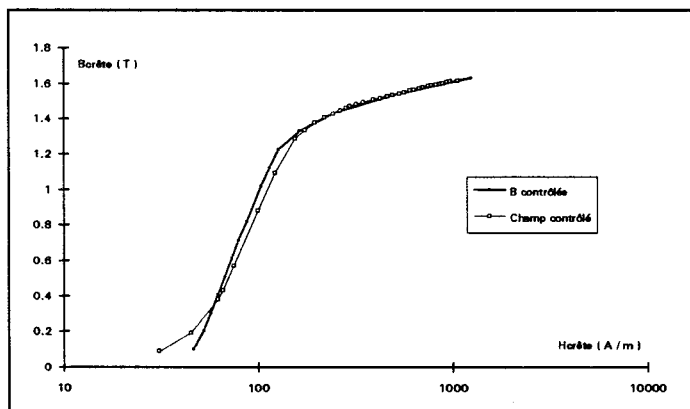


Figure 362

Ces deux caractéristiques montrent la quasi insensibilité de cette caractéristique à la nature de l'onde contrôlée. Notons que cette observation est identique pour le matériau N°3. Le matériau N°1 n'est pas présenté dans la mesure ou notre dispositif ne permet pas un contrôle correct de l'onde de courant sur la gamme désirée pour ce type de matériau.

Cette observation peut être très trompeuse. Si, comme il est communément admis en régime sinusoïdal, on estime le comportement du matériau à partir de la connaissance des valeurs crêtes de l'induction et du champ, on risque de commettre une lourde erreur dans la mesure où le chemin magnétique décrit par le point de fonctionnement instantané du matériau peut être très différent selon le mode d'asservissement. Ces propos sont illustrés figure 363 par les cycles relevés pour deux couples  $(B_{\text{crête}}, H_{\text{crête}})$  identiques mais dans deux modes d'asservissement différents.

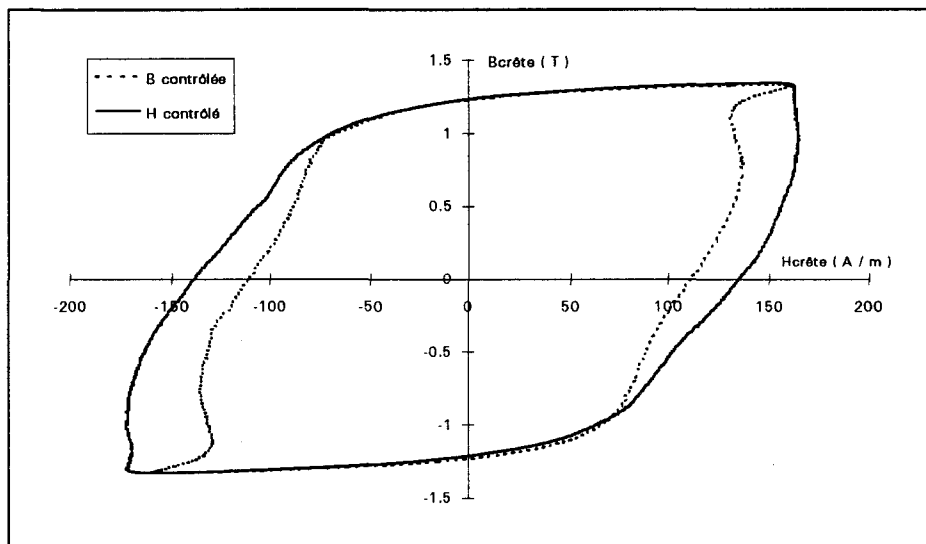


Figure 363

La forme des cycles est essentiellement modifiée dans les zones à forte variation de l'induction. Cette simple observation montre que l'induction crête ou le champ crête ne peuvent plus être considérés comme des paramètres suffisants pour caractériser le comportement d'un matériau. La distorsion du chemin magnétique entre les valeurs extrêmes du cycle doit être chiffrée pour que la caractérisation soit correcte.

La représentation harmonique des ondes est le fondement essentiel de notre travail aussi continuons nous à l'utiliser pour quantifier le phénomène de dualité.

Afin de renforcer cette idée, nous montrons comment les harmoniques modifient la forme du cycle fondamental jusqu'à lui donner sa forme finale. Notons que la surface du cycle fondamental est égale à celle du cycle complet lorsque l'onde asservie est parfaitement contrôlée. Nous nous limitons à présenter l'effet des harmoniques trois de  $B$  et  $H$  sur la forme du cycle fondamental. Les figures 364 à 367 mettent en évidence ces déformations. Les figures 368 et 369 montrent les cycles complets.

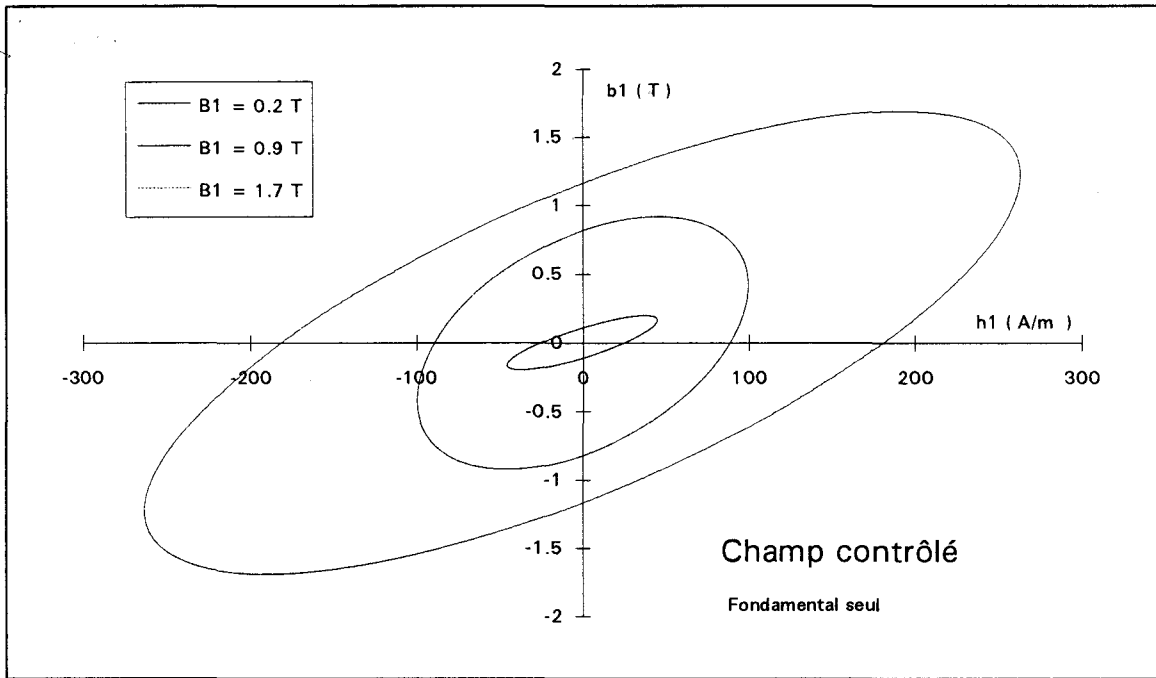


Figure 364

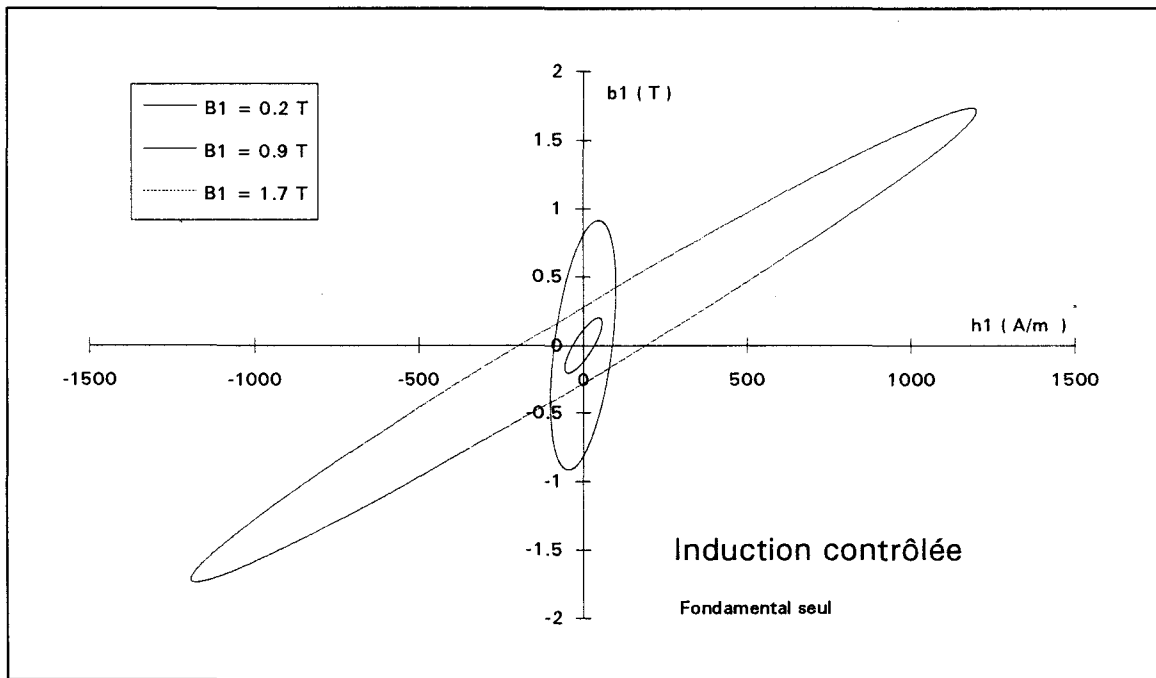


Figure 365

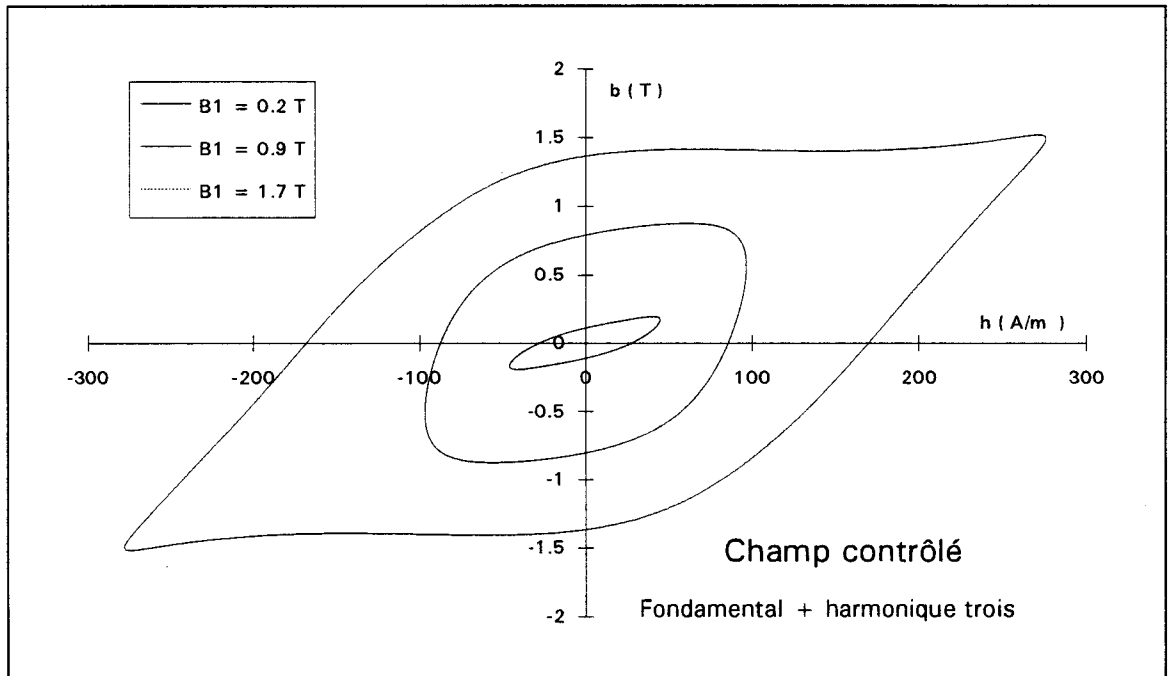


Figure 366

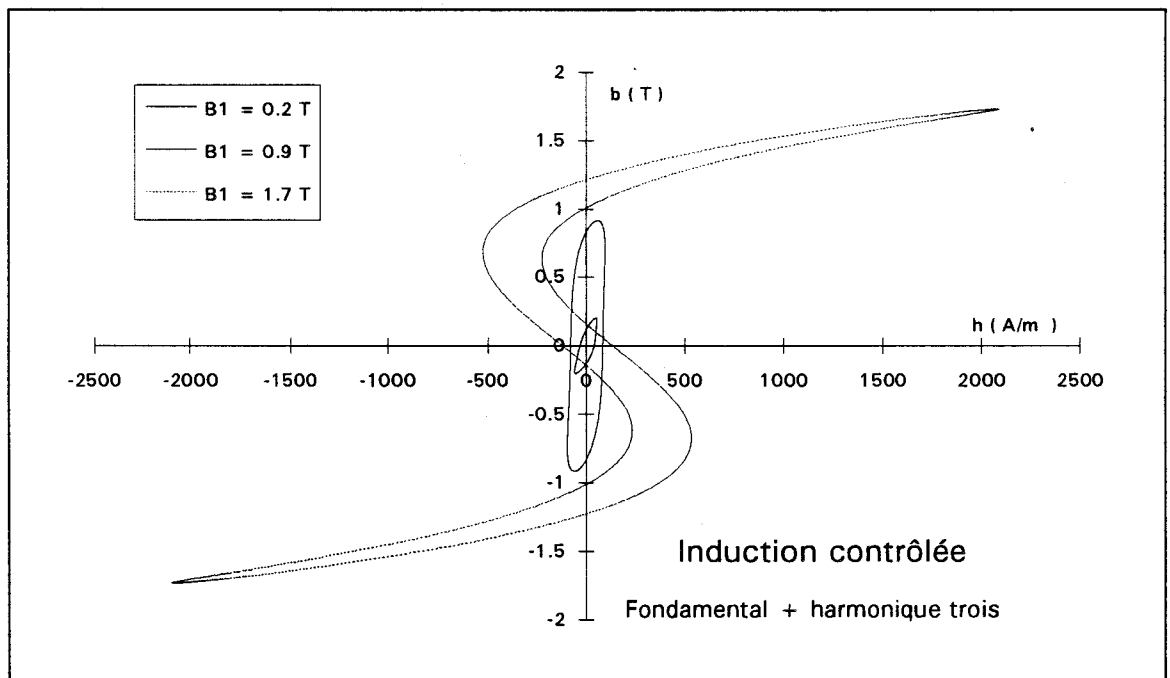


Figure 367



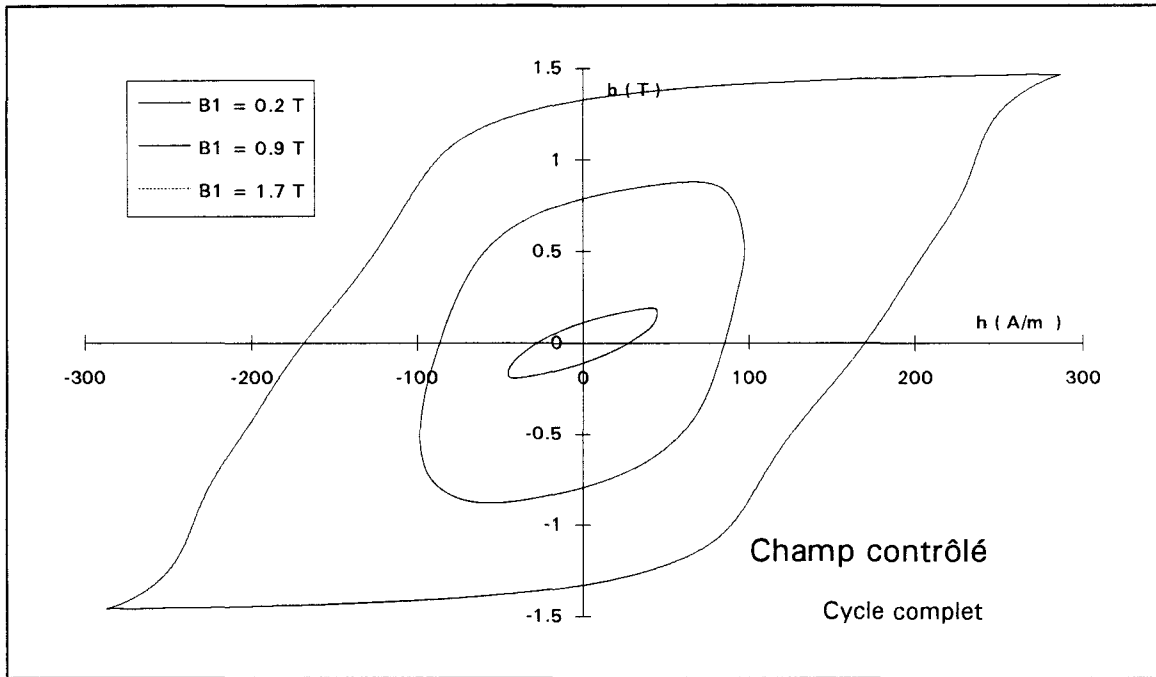


Figure 368

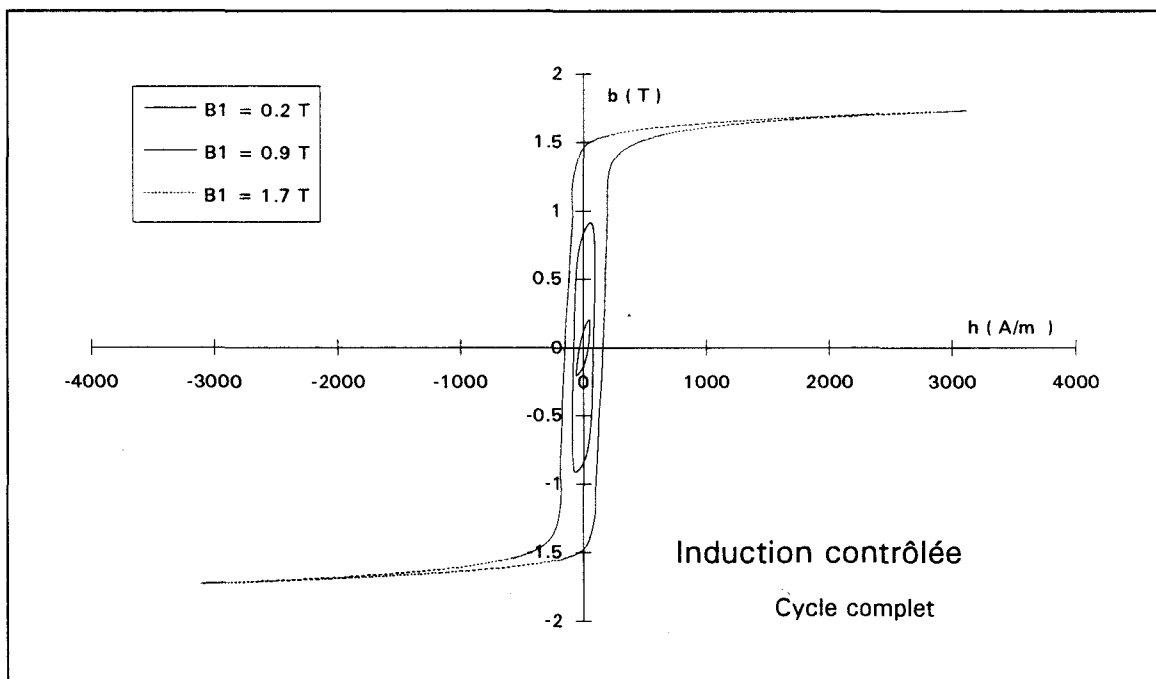


Figure 369

La notion de dualité si elle peut numériquement être traduite à partir des valeurs crêtes des deux ondes, ne présente à notre avis pas d'intérêt puisque la distorsion du cycle n'est pas duale. Les seules grandeurs qui peuvent marquer efficacement le phénomène de dualité sont les fondamentaux des deux ondes  $B_1$  et  $H_1$ . Nous représentons à la figure 370 les caractéristiques  $B_1(H_1)$  pour les deux modes de caractérisation.

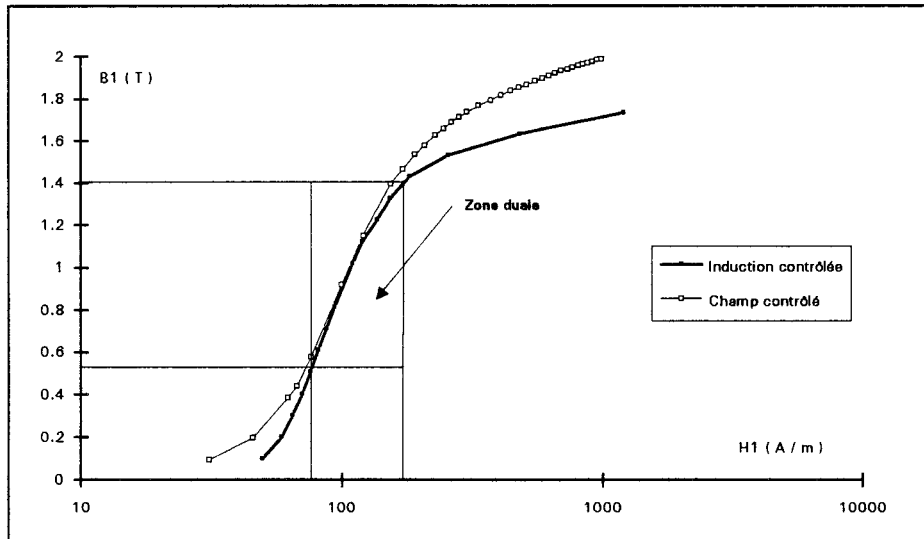


Figure 370

Ces caractéristiques mettent en évidence une zone duale au sein de laquelle les couples  $\{B_1 ; H_1\}$  sont identiques quel que soit le mode de caractérisation. A l'extérieur de cette zone, pour un champ fondamental donné, l'induction fondamentale est toujours plus élevée en mode de champ contrôlé.

En considérant que seul l'harmonique trois de l'onde libre influe sur le fondamental de cette même onde, nous avons cherché à quantifier le taux relatif d'harmonique trois de l'onde libre  $B_3/B_1$  en champ contrôlé et  $H_3/H_1$  en induction contrôlée. Ces taux de distorsion indiquent si la distorsion du cycle possède un caractère dual.

Les deux figures 371 et 372 montrent comment évolue l'harmonique trois de l'onde libre dans les deux modes de caractérisation.

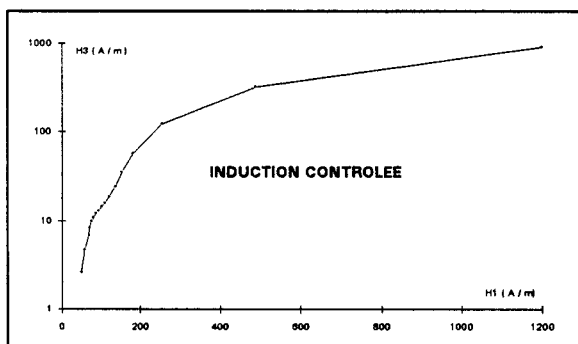


Figure 371

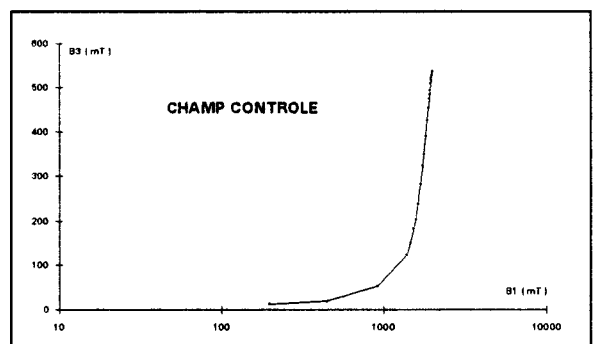


Figure 372

Ces deux caractéristiques mettent bien en évidence que la distorsion induite par l'harmonique trois de l'onde libre n'a pas un caractère dual quel que soit le point de fonctionnement. Dans la zone duale définie à partir des caractéristiques  $B_1(H_1)$ , les taux de distorsion de l'onde libre sont relativement proches. Cette observation cadre correctement avec la forme des cycles obtenus pour ces mêmes niveaux d'induction (figures 373 et 374).

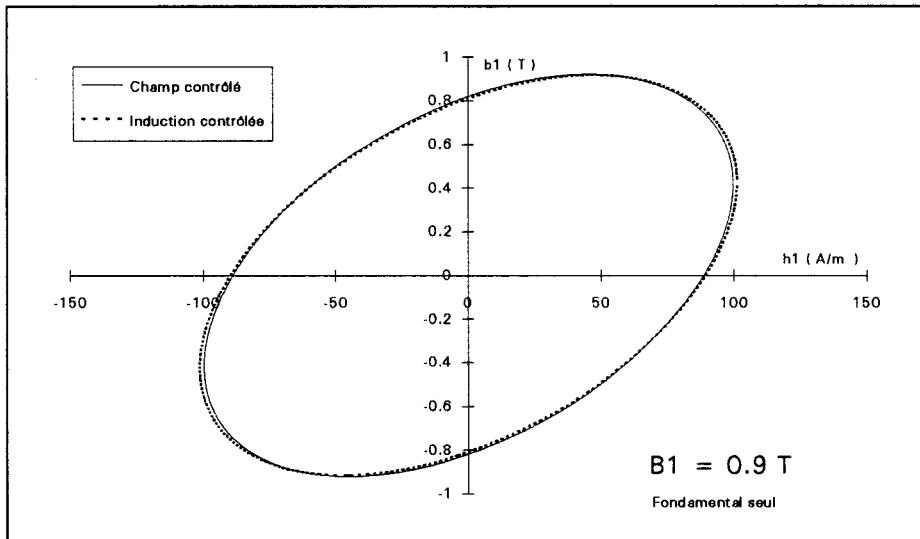


Figure 373

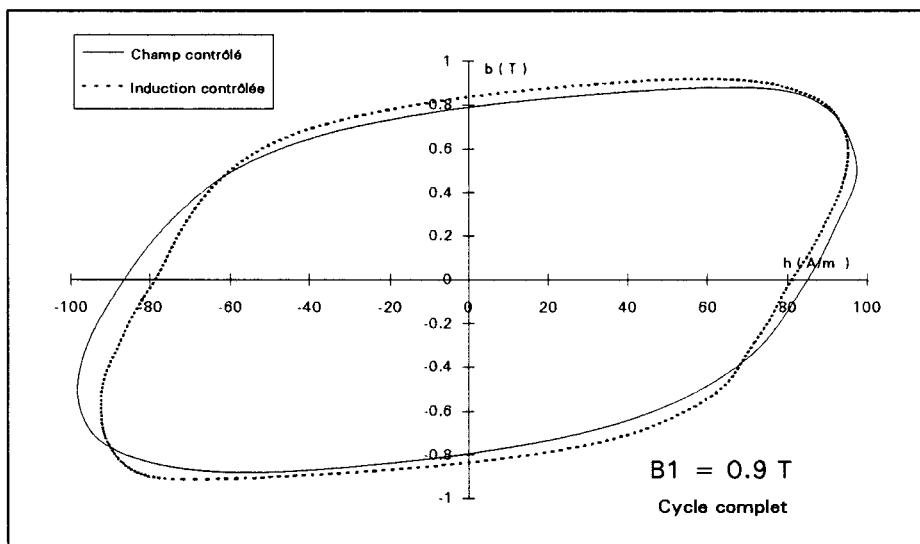


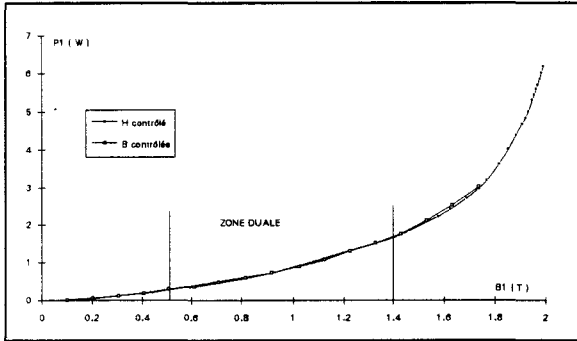
Figure 374

Les différences majeures sont situées dans la zone de champs supérieurs à ceux de la zone duale. C'est le mode de contrôle de champ qui donne l'induction fondamentale la plus élevée pour un champ fondamental donné. A induction fondamentale donnée, c'est le mode de contrôle de l'induction qui donne le champ fondamental le plus élevé. Cette remarque montre que le comportement "fondamental" du matériau est influencé par la distorsion de l'onde libre et que cette distorsion ne possède pas de caractère dual.

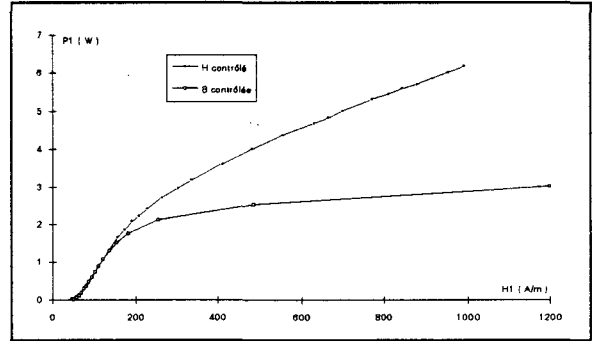
Pour terminer cette présentation, nous montrons l'évolution des paramètres fondamentaux ( $P_1$ ,  $Q_1$ ,  $\mu'_1$ ,  $\mu''_1$ ) en fonction de  $B_1$  (figures 375 à 378) et de  $H_1$  (figures 379 à 382) pour les deux modes de caractérisation.

**Variable :  $B_1$**

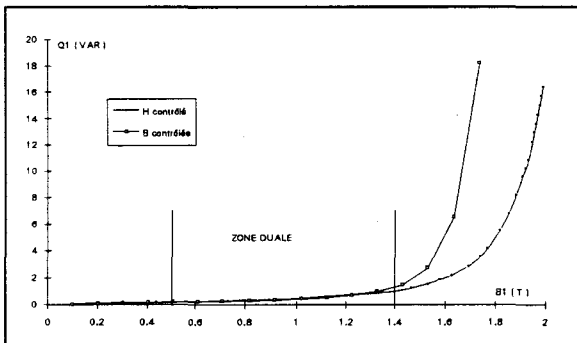
**Variable :  $H_1$**



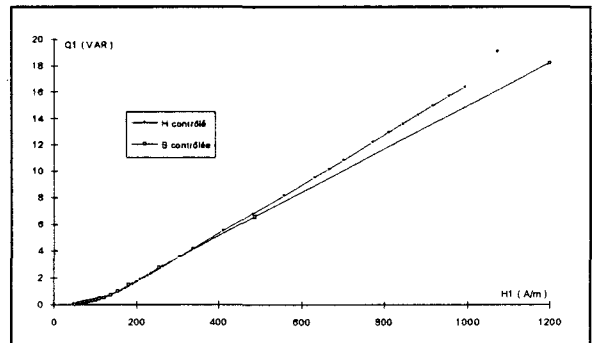
**Figure 375**



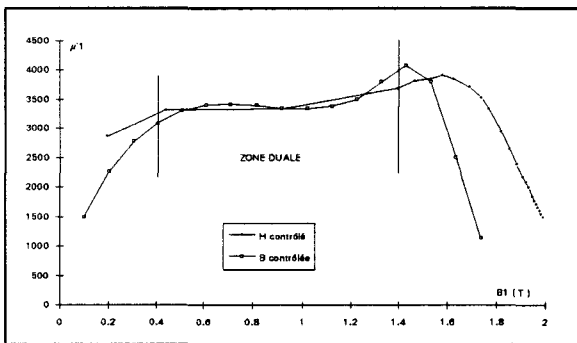
**Figure 379**



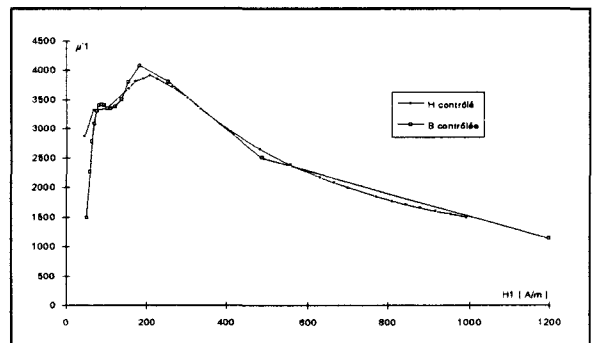
**Figure 376**



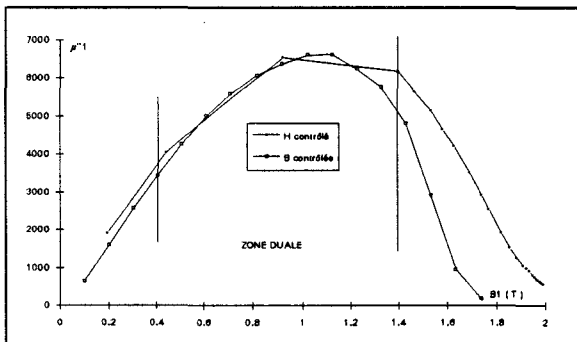
**Figure 380**



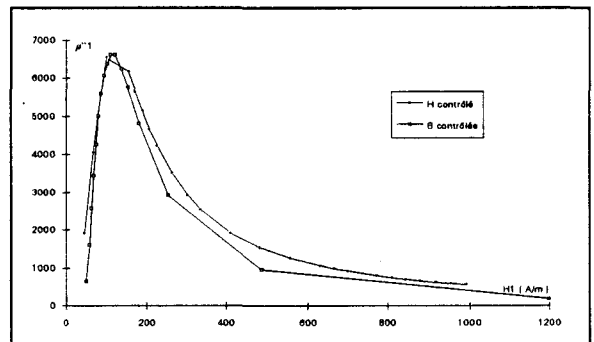
**Figure 377**



**Figure 381**



**Figure 378**



**Figure 382**

De part l'étendue de la plage de variation du champ fondamental, la zone duale est délicate à observer sur les caractéristiques fonction de  $H_1$ . Sur les caractéristiques fonctions de  $B_1$  la zone duale est parfaitement décelable.

Afin de renforcer nos propos quant à l'insuffisance des paramètres "crêtes" des ondes magnétiques, nous présentons par les figures 383 à 387, les formes d'ondes et les cycles obtenus pour deux caractérisations duales en régime d'induction ou de champ triangulaire. Les valeurs crêtes des champs et des inductions ont été respectées mais les distorsions des ondes libres sont totalement différentes. La forme des cycles marque bien les distorsions et la différence de surface, donc de pertes. Seule l'analyse harmonique permettrait de quantifier les écarts de dualité entre ces deux caractérisations.

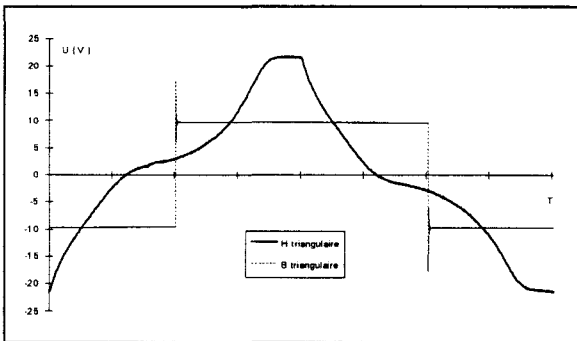


Figure 383

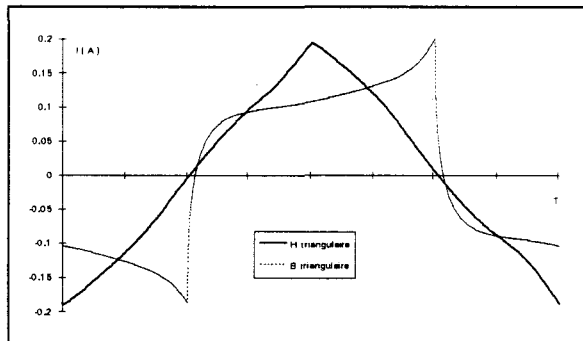


Figure 384

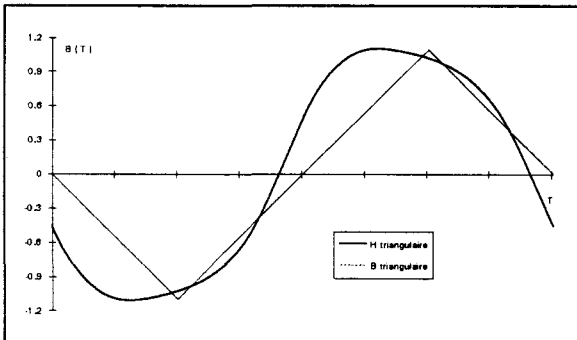


Figure 385

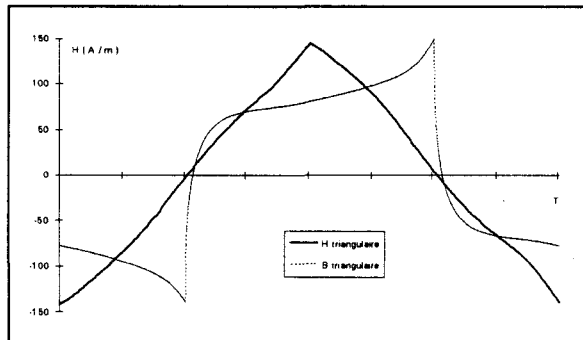


Figure 386

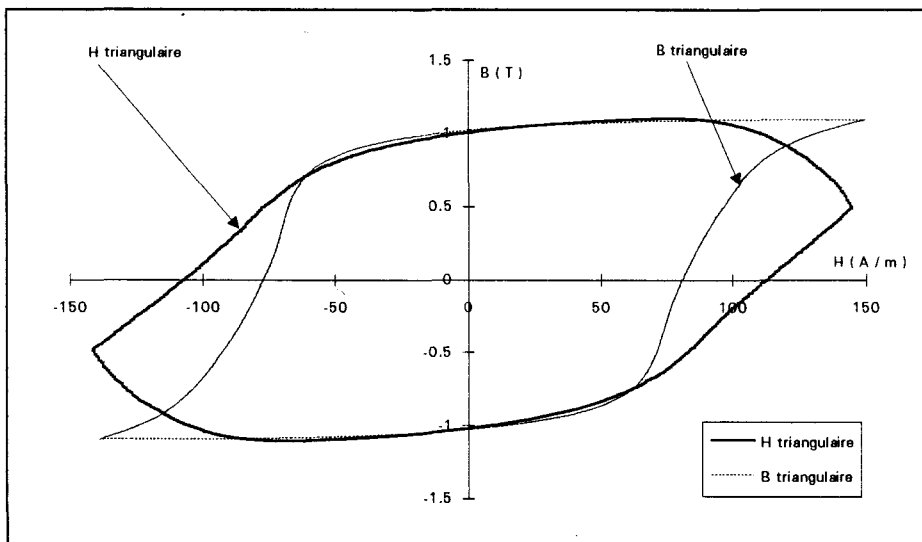


Figure 387

### 3.2.2. Nouvelle méthode de caractérisation des pertes en régime sinusoïdal

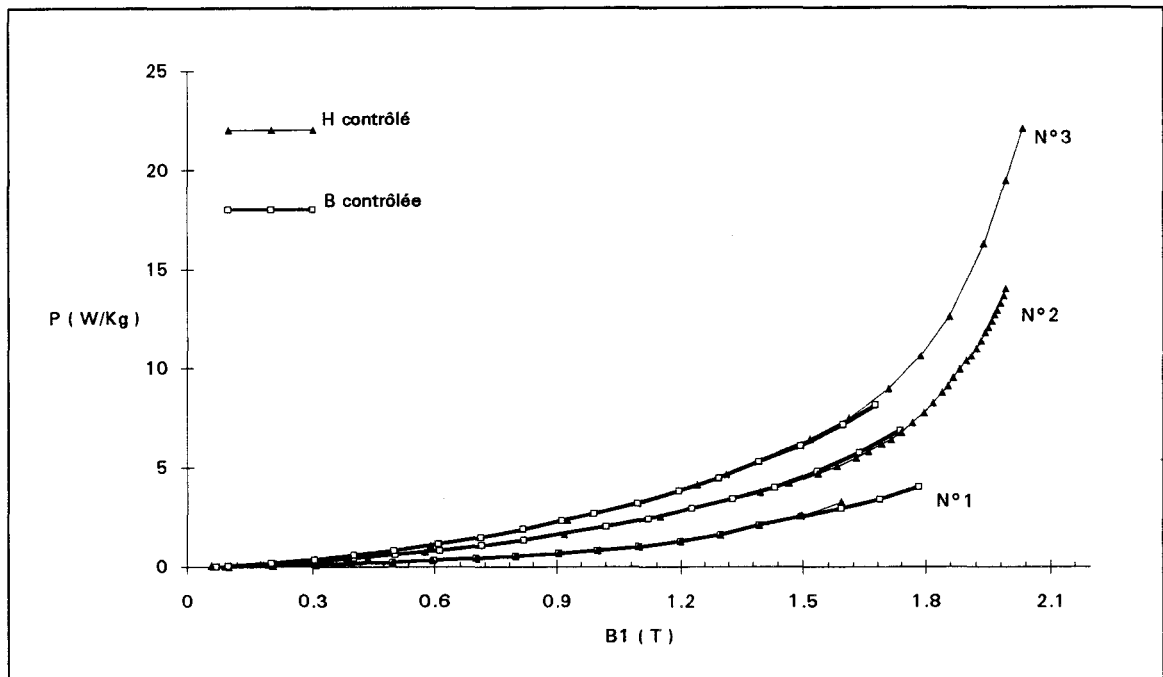


Figure 388

Ce graphe (figure 388) résume l'évolution des pertes massiques en fonction de  $B_1$  pour les trois matériaux testés. Il en résulte que les pertes massiques sont identiques pour les modes d'excitation que sont l'induction et le champ contrôlés. Cependant, une remarque débouchant peut être sur une nouvelle stratégie de mesure s'impose. Les relevés des pertes obtenus en champ contrôlé sont tracés pour une gamme plus étendue d'induction. En effet, il est plus facile d'obtenir une induction fondamentale de 2T en champ contrôlé qu'en induction contrôlée. Ce dernier cas nécessite un champ plus élevé donc un niveau de courant de l'ordre de 20A, soit un appareillage surdimensionné (taille des conducteurs, caractéristiques des composants de puissance de l'amplificateur, ...), voire spécifique. Notons que pour une induction fondamentale de 2T en champ contrôlé, le niveau de courant est de l'ordre de 1A. La différence est donc notable. Cette constatation, si elle s'avérait juste, remettrait en cause la caractérisation classique.

## Définition des zones accessibles

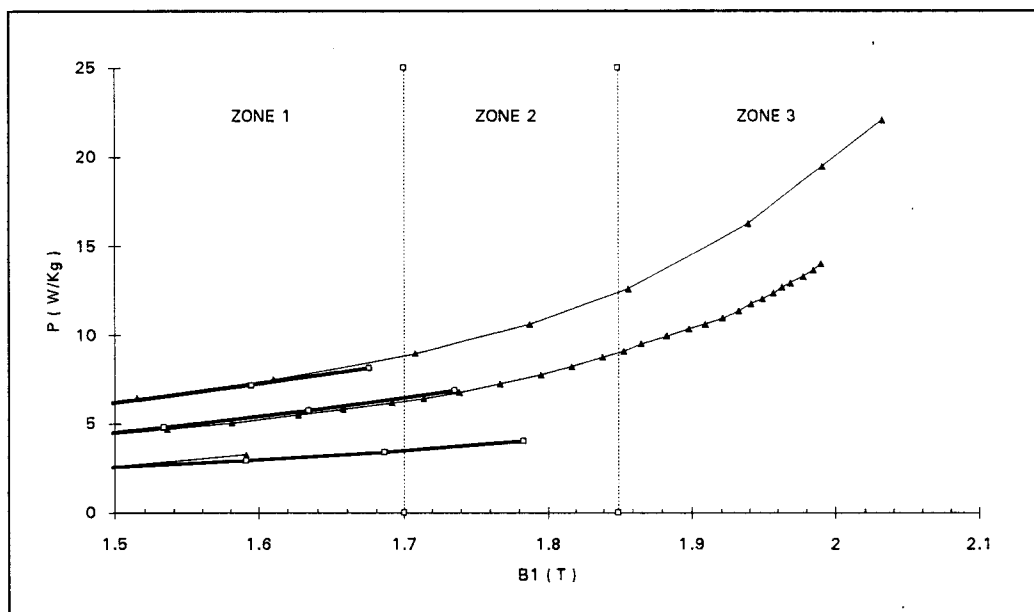


Figure 389

Nous résumons cette constatation sur le graphe de la figure 389. Nous décomposons celui-ci en trois zones :

**zone 1** : accessible facilement par les deux modes d'excitation.

**zone 2** : accessible facilement en courant, mais nécessite l'emploi de techniques novatrices et de subtilités dans les mesures pour obtenir une caractérisation de qualité.

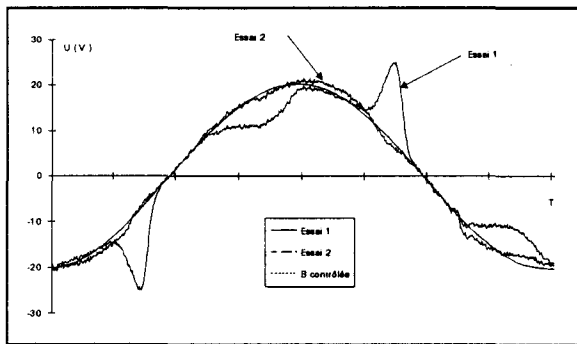
**zone 3** : uniquement accessible en courant. Pour travailler dans cette zone en induction contrôlée, il faut un cadre Epstein ayant des caractéristiques bien spécifiques. Par exemple, le nombre de spires est augmenté au primaire. De plus, dans cette zone, il existe des problèmes de mesure difficilement surmontables pour lesquels seul un appareillage d'acquisition très soigné pourrait répondre à ces critères.

Dans les zones saturées, le courant présente une forme très pointu qu'il est important de bien acquérir. La fréquence d'échantillonnage doit être alors fortement augmentée pour que toute l'information du signal soit préservée.

### 3.2.3. Bijectivité d'un matériau

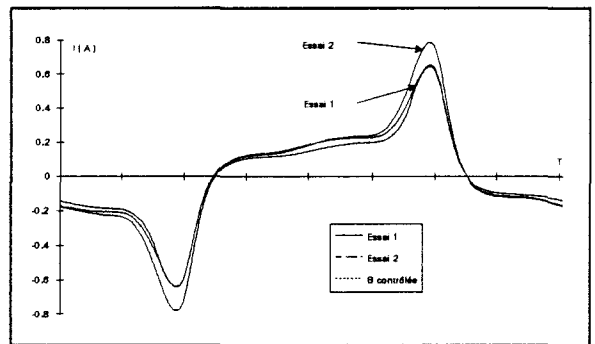
Nous cherchons à montrer par ces quelques essais qu'un matériau magnétique n'adopte pas un comportement unique selon que la même onde de champ ou d'induction est asservie ou libre. Les résultats présentés ont été obtenus de la façon suivante. Dans un premier temps, nous avons imposé une onde d'induction sinusoïdale au matériau et nous avons relevé la forme d'onde du courant primaire. Nous avons ensuite imposé cette même onde de courant au dispositif en espérant relever une onde d'induction identique à celle imposée précédemment. Les figures 390 à 393 montrent que dans ces conditions-là ( essai n°1 ), la bijectivité du matériau n'est pas vérifiée (à une forme d'onde de champ correspondent deux ondes d'induction selon le mode de caractérisation). Un deuxième essai en champ contrôlé avec la même onde de courant mais d'amplitude supérieure à la précédente a été nécessaire pour retrouver une induction semblable à celle qui était contrôlée ( essai n°2 ).

**Tension secondaire**



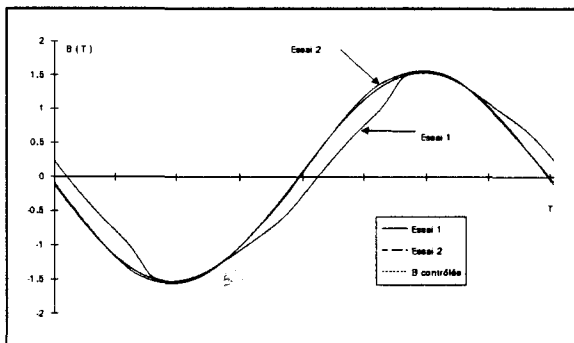
**Figure 390**

**Courant primaire**



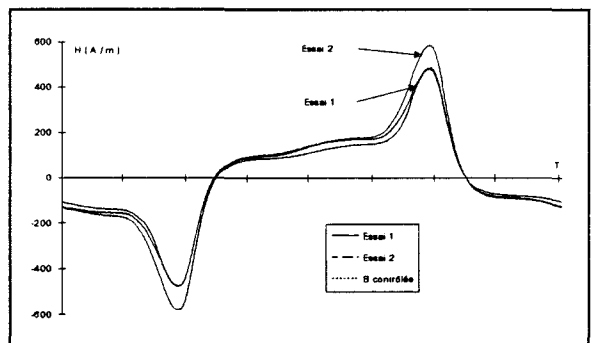
**Figure 391**

**Induction magnétique**



**Figure 392**

**Champ magnétique**



**Figure 393**

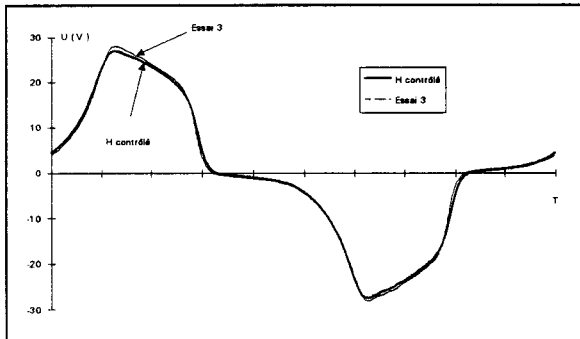


Afin de ne pas suspecter les asservissements pour les deux modes, nous avons testé leurs influences.

Premièrement, on mesure en champ contrôlé, la tension secondaire et le courant primaire. On relève la tension primaire que l'on soumet dans un second temps, au primaire du cadre Epstein en supprimant la boucle d'asservissement (essai n°3). On peut remarquer que la tension secondaire et le courant primaire sont identiques.

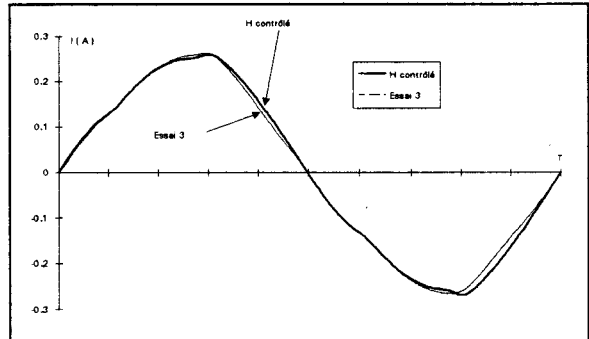
Ce résultat, illustré par les figures 394 à 398, montre que l'asservissement en courant n'intervient nullement sur le résultat global qu'est le régime permanent.

**Tension secondaire**



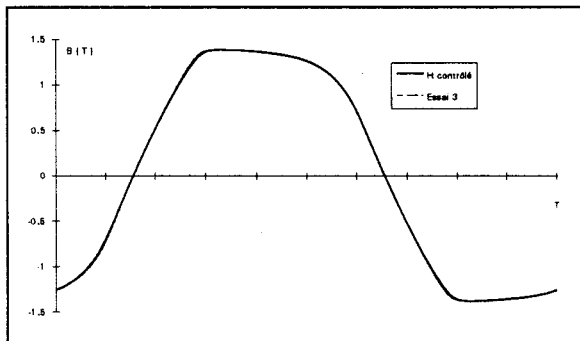
**Figure 394**

**Courant primaire**



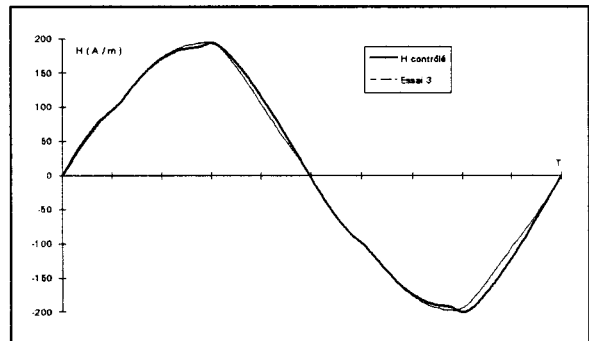
**Figure 395**

**Induction magnétique**

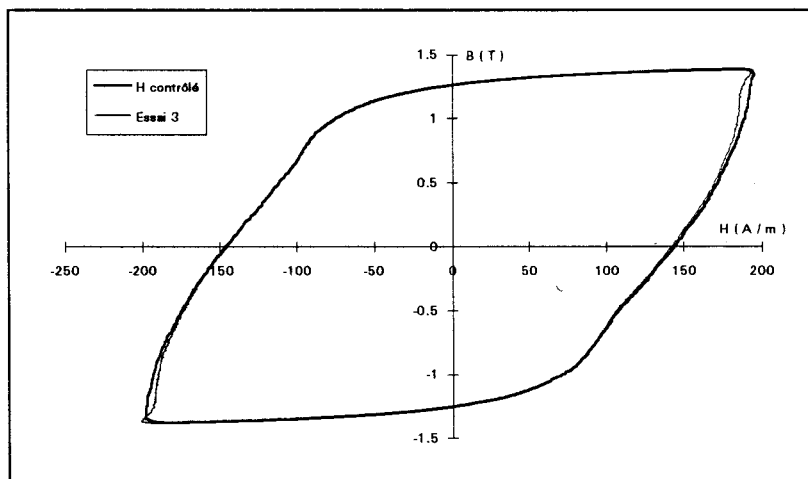


**Figure 396**

**Champ magnétique**



**Figure 397**



**Figure 398**

Nous avons également testé l'influence de l'asservissement en contrôle d'induction. Nous effectuons les mêmes séries d'essais. De nouveau, les résultats (figures 399 à 403) témoignent du peu d'effet de l'asservissement sur le régime permanent.

Tension secondaire

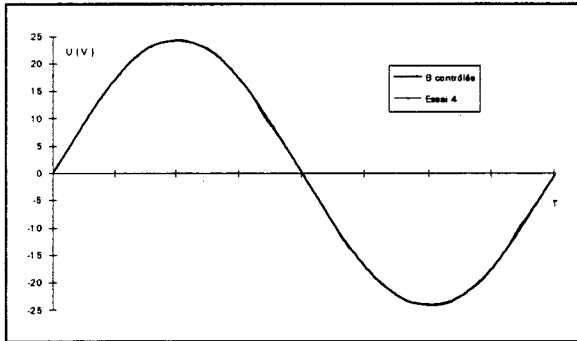


Figure 399

Courant primaire

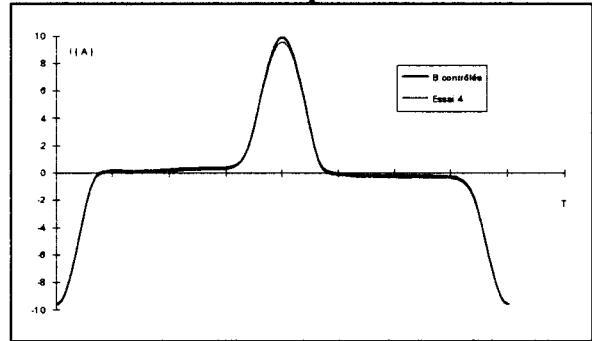


Figure 400

Induction magnétique

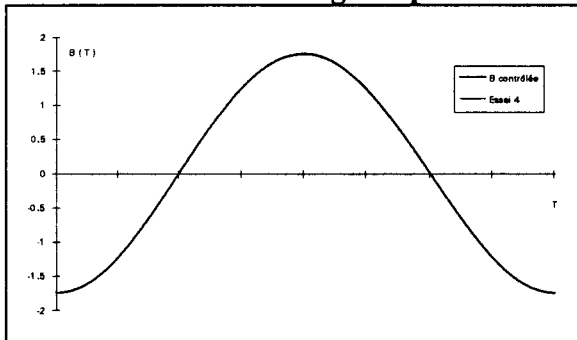


Figure 401

Champ magnétique

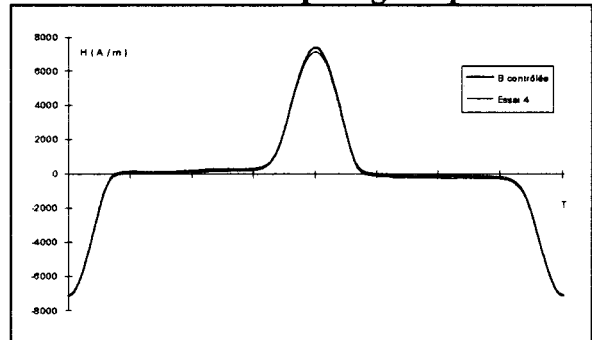


Figure 402

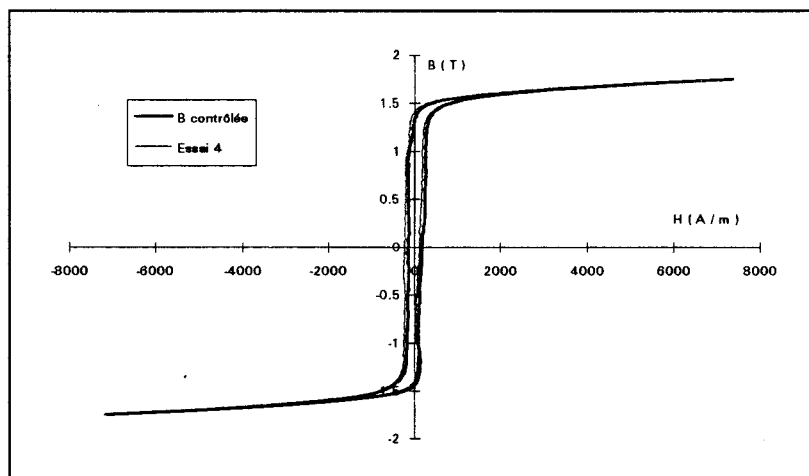


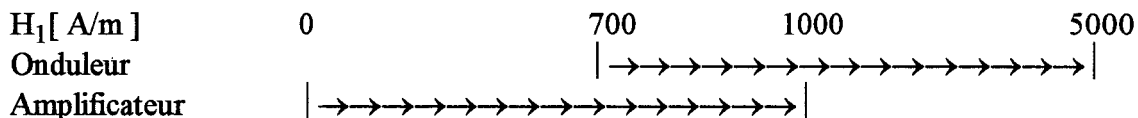
Figure 403

### 3.3. Conclusions

Ces observations succinctes montrent que le choix d'un matériau magnétique doit également prendre en compte le mode d'alimentation de la machine. Pour certaines plages de fonctionnement dual, il semble possible de prévoir les caractéristiques à partir de n'importe quelle mode de caractérisation. En dehors de ces plages et particulièrement dans la zone saturée, il apparaît nécessaire de caractériser dans le mode adapté au type d'alimentation de la machine.

#### 4. COMPARAISON DES DEUX GENERATEURS

Les deux générateurs présentent deux plages de fonctionnement différentes mais possédant des intervalles de fonctionnement communs.



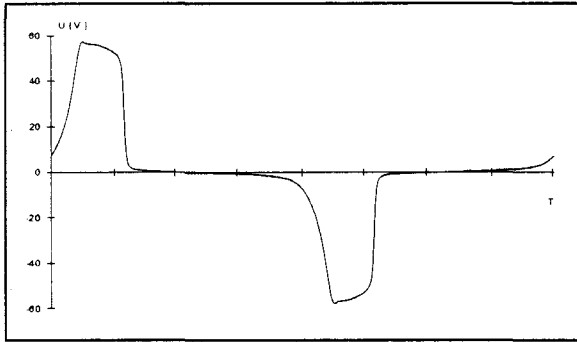
Nous avons choisi un point voisin de 700 A/m pour comparer ces deux dispositifs.

Les figures 404 à 411 montrent les diverses formes d'ondes obtenues pour le même niveau de consigne sur les deux générateurs.

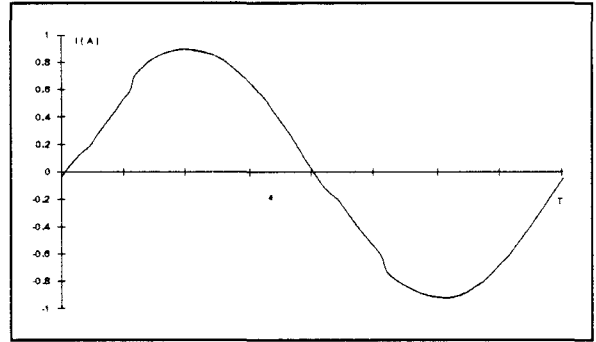
Le tableau comparatif suivant montre les écarts de comportement enregistrés sur le matériau N°2.

Paramètre	Onduleur	Amplificateur
$H_{\text{crête}}$ ( A/m )	773	670
$H_1$ ( A/m )	659	664
$B_{\text{crête}}$ ( T )	1.553	1.575
$B_1$ ( T )	1.898	1.921
Pertes ( W )	8.722	4.329
$P_1$ ( W )	4.666	4.829
$Q_1$ ( VAR )	10.22	10.21
$\mu'_1$	2087	2083
$\mu''_1$	949	980
$I_{\text{eff}}$ ( A )	0.63	0.63
$\Phi_3 - \Psi_3$ ( ° )	-162°	-180°
$H_3$ ( A/m )	22	23
$B_3$ ( T )	0.500	0.484
$P_3$ ( W )	-0.285	-0.299
$Q_3$ ( VAR )	-0.091	0
$\mu'_3$	5504	153
$\mu''_3$	17119	16585

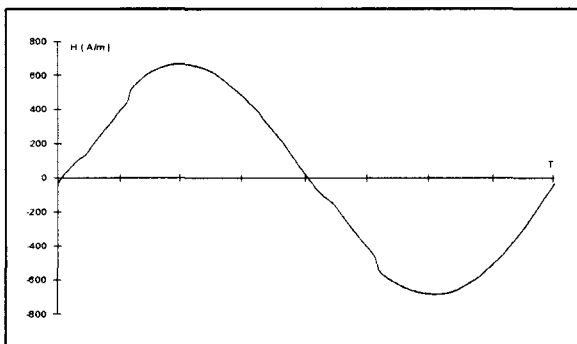
**amplificateur linéaire**



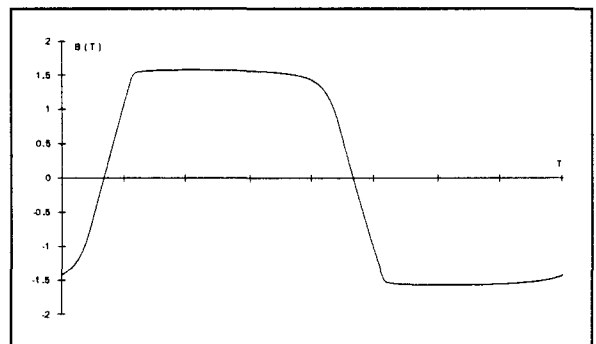
**Figure 404**



**Figure 405**

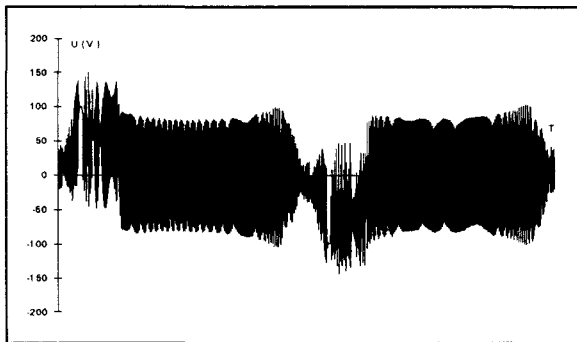


**Figure 406**

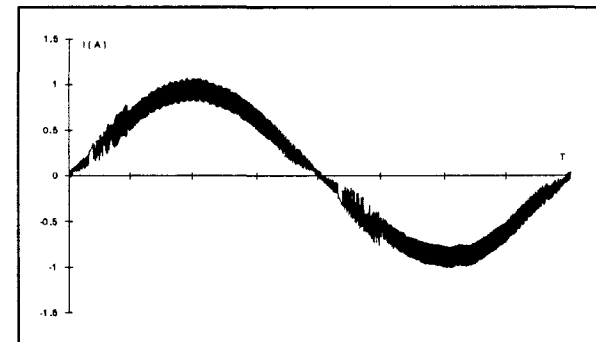


**Figure 407**

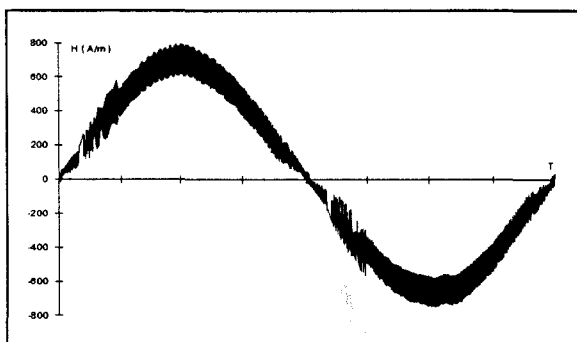
**onduleur**



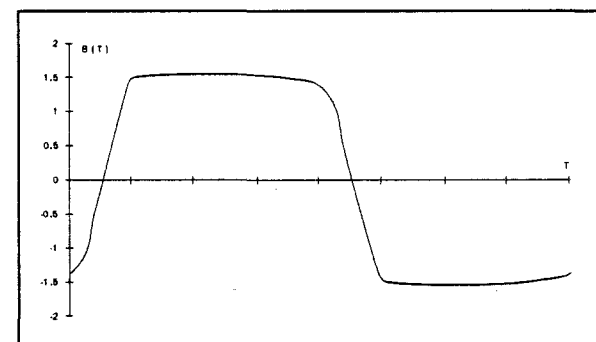
**Figure 408**



**Figure 409**



**Figure 410**



**Figure 411**

En ce qui concerne les paramètres fondamentaux, aucune différence notable n'apparaît. Par contre les pertes totales sont beaucoup plus élevées dans le cas d'une alimentation par onduleur. Nous avons montré que cette différence de pertes est liée au découpage, mais le point important mis en évidence par les mesures avec amplificateur est le découplage quasi total, au moins pour ce point de fonctionnement, entre le comportement fondamental du matériau et des harmoniques de haute fréquence. Autrement dit, une caractérisation en régime sinusoïdal basse fréquence semble tout à fait envisageable avec une alimentation par onduleur. Le tableau montre également les paramètres de rang trois dûs à la distorsion de l'onde de champ. La différence essentielle entre les deux modes d'alimentation est visible sur la puissance d'aimantation (réactive). Ces nuances sont liées au déphasage  $u_3/i_3$ . Ce déphasage est très proche de  $180^\circ$  dans le cas de l'alimentation par amplificateur, ce qui conduit à une valeur de  $Q_3$  quasi-nulle. Il est donc délicat de définir une valeur de  $\mu_3$ . Dans le cas de l'onduleur,  $Q_3$  est négatif, il est donc évident que  $\mu_3$  n'a pas de sens ici. Dans ce cas précis, la puissance réactive correspond à un mode capacitif, par conséquent  $B_3$  et  $H_3$  ne peuvent être définis.

Cette remarque est très importante car elle remet en cause la détermination de l'induction à partir de la tension  $u_2$ . En effet, le schéma équivalent du cadre Epstein suppose que l'impédance voyant la tension  $u_2$  est purement inductive quel que soit l'harmonique considéré. En toute logique, il faudrait associer à cette impédance, des capacités. Toute la difficulté provient du fait qu'à certaines fréquences, l'effet des capacités masque l'effet de l'inductance, d'où le signe négatif de la puissance réactive. Il devient alors délicat de déterminer un champ magnétique et une induction lorsque  $Q_k$  est négatif. Les harmoniques associés aux effets capacitifs, lorsque ceux-ci sont majoritaires face aux effets inductifs, ne doivent pas être retenus pour décrire l'induction. Dans la grande majorité des cas, les effets capacitifs sont masqués par les effets inductifs, mais le mélange harmonique dû aux signaux non sinusoïdaux semble avoir la propriété d'exciter des effets électromagnétiques différents selon le contenu spectral du signal contrôlé [129] [130].

Pour un harmonique donné, le dispositif peut être représenté par le schéma équivalent de la figure 412.

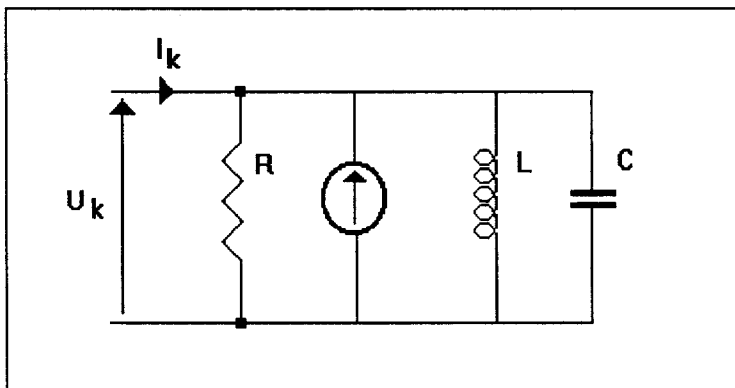


Figure 412

Selon la fréquence considérée la partie réactive de l'impédance est globalement équivalente à une inductance. On définit alors une perméabilité harmonique apparente. Dans le cas contraire, cette impédance est capacitive, on ne peut alors plus estimer une perméabilité harmonique apparente des mesures effectuées sur le cadre.



## Conclusion générale

- La première étape de notre travail qui consistait en la construction d'un banc de mesure de caractérisation en régime d'induction complexe, nous semble avoir été réalisée de façon satisfaisante. Le banc a été validé en régime d'induction sinusoïdale. Les caractéristiques obtenues en régime de tension M.L.I. présentent une bonne cohérence d'ensemble. Lorsque le taux et l'indice de modulation sont élevés, les résultats tendent vers ceux qui ont été obtenus en régime d'induction sinusoïdale. Ceci démontre, d'une part que les tendances observées sont correctes, d'autre part que le dispositif de mesure est fiable en régime de forts gradients de tension. Nous pouvons donc affirmer que cet outil de caractérisation répond bien aux idées maîtresses du cahier des charges : la polyvalence et la souplesse d'utilisation. Nous espérons que ce manuscrit, témoin synthétique d'un grand nombre d'essais, met en valeur les lettres de noblesse de ce dispositif.

Nous sommes donc capable de caractériser un matériau magnétique soumis à tout type d'onde basse fréquence que celle-ci soit issue d'un dispositif industriel ou plus simplement qu'elle soit synthétisée à partir d'un calcul ou d'un spectre spécifique. L'automatisation, le codage structuré des données numériques, les connaissances acquises des subtilités nécessaires à l'obtention de mesures de qualité rendent cet outil très "souple et performant".

- Nous avons caractérisé les différents matériaux en utilisant les paramètres fréquemment utilisés que sont l'induction crête, le gradient d'induction mais également l'induction fondamentale, seul paramètre commun à tout type d'onde périodique. Nous tenons à rappeler que ce paramètre n'a pas, a priori, de sens physique, mais qu'il est une base solide pour la comparaison des différents types de signaux d'excitation. Lors de cette première étude, nous avons validé notre système puisque nous avons retrouvé des tendances globales déjà connues, tout en proposant une synthèse sur la caractérisation de la M.L.I. "sinus-triangle". Par la suite, nous avons introduit un nouveau formalisme de caractérisation des matériaux magnétiques en proposant une fiche signalétique harmonique.

Le fait nouveau et, à notre sens, le plus intéressant, réside dans l'utilisation de la décomposition en harmoniques et la présentation détaillée du comportement du matériau à la fréquence fondamentale. La puissance d'aimantation, très souvent oubliée, comme critère important de comparaison des matériaux, résume la richesse de cette caractérisation. Cependant, certains spécialistes de la M.L.I. pourraient être heurtés par des essais à des inductions élevées pour des configurations de M.L.I. inutilisées pour de telles valeurs. Citons pour exemple, un taux de modulation de 0.3. Nous tenons à rappeler que l'objet de cette thèse n'est pas d'étudier l'impact de la M.L.I. "sinus-triangle" sur le comportement magnétique des matériaux, mais de développer un dispositif de caractérisation et d'étayer notre proposition de description du comportement des matériaux magnétiques soumis à des signaux relativement complexes et présentant des gradients suffisamment élevés pour démontrer la fonctionnalité de notre banc. Nous rappelons encore que ces signaux possèdent des propriétés "dangereuses" liées à leur forme impulsionnelle. Cette forme impulsionnelle engendre des liens linéaires entre les paramètres classiques que sont l'induction crête, l'induction fondamentale et le gradient d'induction. Ces paramètres pourraient trouver une utilisation propre aux ondes M.L.I., mais il perdent leur intérêt pour d'autres types d'ondes moins régulières.

Nous proposons donc une contribution à l'élaboration d'une caractérisation avancée qui fait cruellement défaut lors de l'étude des phénomènes physiques dans les systèmes électrotechniques. Nous rappelons que la passerelle reliant l'électrotechnique à la métallurgie qu'offre la décomposition harmonique sera nécessaire à la prise en compte de la connaissance fine du comportement du matériau au sein de la machine.

- Nous avons étudié et adapté notre système pour la caractérisation des matériaux Fe-Si à grains non orientés. Dans un premier temps, nous pourrions compléter cette étude par des essais sur des matériaux de même composition mais cette fois à grains orientés. Par la suite, afin d'élargir l'éventail de nos compétences, nous caractériserions d'autres matériaux magnétiques tel que le Fe-Co, Fe-Ni pour ne citer que ceux-là. Nous tenons à ajouter que l'adaptation du dispositif en contrôle de champ aux matériaux à grains orientés risque d'être délicate et qu'elle nécessitera un investissement plus important dans la numérisation de l'ensemble. Cependant, ce point est déjà à l'étude et nous espérons, dans un avenir relativement proche, arriver à concevoir un tel dispositif.

Nous pensons avoir ouvert de nombreuses brèches. Si nous devons n'en citer qu'une, la plus notable serait l'hypothèse d'une induction continue pour certaines ondes d'induction, témoin d'un déséquilibre dans le champ. Nous avons déjà pensé à la possibilité de déterminer, voire de contrôler ce paramètre. La réalisation d'un système est en cours et les premiers essais sont très encourageants. Des travaux futurs pourront valoriser cette hypothèse. De plus, nous sommes persuadés que la réponse à bon nombre d'interrogations se trouve dans l'étude fine des régimes transitoires. Cette étude très vaste nécessite l'emploi de techniques d'investigation très différentes de celles présentées ici.

L'induction continue, déduite d'une observation dans les mesures, pourrait s'avérer liée également à certains types de bobinage de machines tournantes engendrant des ondes asymétriques. Nous pourrions donc supposer que certaines zones du circuit magnétique soumises à une induction continue, donc à des niveaux de saturation locale plus élevés, seraient le siège de pertes supplémentaires et donc d'échauffements excessifs.

Grâce à notre dispositif, nous pensons qu'il sera possible de mieux comparer les tendances de comportement d'un matériau par rapport à un autre. Un tel dispositif serait d'une grande utilité pour évaluer rapidement les performances d'un matériau lors de son développement. Dans l'avenir, il sera indispensable de réussir l'adéquation "matériau-machine" en caractérisant celui-ci non plus uniquement du point de vue magnétique, mais en introduisant un ensemble de paramètres complexes formé de perméabilités mais également de conductivités. La caractérisation avancée que nous proposons permet d'ouvrir des débouchés encourageants dans ce domaine.



La conception du banc de mesure en régime de champ contrôlé doit être plus approfondie. Nous avons déjà songé à une nouvelle structure de banc permettant à la fois de caractériser en induction et en champ contrôlé, avec un meilleur contrôle de l'onde en régime de champ sinusoïdal et trapézoïdal. En effet, afin de valider nos résultats sur une gamme étendue de matériaux, mais également pour réussir le lien des caractéristiques entre les mesures Epstein et le comportement réel du matériau implanté dans un système électrotechnique, il faudrait prévoir une vaste campagne de mesures qui ne serait possible que si le banc admet une évolution souhaitable vers une automatisation plus complète de certaines tâches. Cependant, nous tenons à signaler que cette opération est délicate, et ne devrait se faire au détriment de la répétabilité des mesures, donc de leur qualité.

Une partie non négligeable de ce travail est basée sur l'élaboration et la conception d'un système de mesure informatisé. Les normes de mesure électrique sont complètement dépassées par les nouvelles technologies et la construction d'un outil de caractérisation passe nécessairement par l'utilisation d'une structure de mesure informatisée. Ce point de conception est délicat et sans une réelle attention, il est possible de mesurer des grandeurs non significatives et entachées de multiples erreurs. Cette thèse apporte quelques idées qui nous l'espérons déboucheront sur une normalisation nouvelle des mesures électriques.



## **ANNEXE 1 : Synthèse d'un signal M.L.I. "sinus-triangle"**

Cette annexe a été rédigée à l'intention des non spécialistes de l'électronique de puissance. Elle regroupe les informations nécessaires à la bonne interprétation des paramètres de modulation que sont l'indice ( $m$ ) et le taux ( $r$ ). Les différentes caractéristiques typiques à la M.L.I. ont été très largement développées dans le tome 4 du traité d'Electronique de Puissance rédigé par MM. SEGUIER et LABRIQUE [74].

Il existe de nombreuses méthodes de définition d'un signal M.L.I. offrant des performances différentes selon l'objectif recherché. Citons plusieurs exemples de choix de construction des commandes : modulation "sinus-triangle", modulation "suboptimale", modulation calculée en vue de supprimer certains harmoniques, modulation vectorielle, modulation en "sigma-delta" ou "delta", .... De toutes ces possibilités, nous n'avons retenu que le mode "sinus-triangle", représentant le type de commande le plus fréquemment rencontré. Nous en expliquons alors la synthèse.

La position des impulsions est déterminée à partir des points d'intersection entre un signal triangulaire (onde de modulation) et un signal sinusoïdal (onde de référence). Ces ondes M.L.I. peuvent être obtenues par deux types d'onduleurs de structures différentes. L'onduleur type pont complet (PC) et l'onduleur type demi-pont (DP).

### **Définition des paramètres d'un signal M.L.I.**

Le signal de référence est un signal sinusoïdal de fréquence  $f$ . L'onde de modulation, de fréquence  $f'$  nettement supérieure à  $f$ , est une onde triangulaire. La caractérisation de la modulation, si la référence est sinusoïdale, est définie par deux paramètres de commande :

\* l'indice de modulation ( $m$ ), égal au rapport des fréquences de l'onde de modulation et l'onde de référence ;  $m = f' / f$

\* le coefficient de réglage en tension ou taux de modulation ( $r$ ), égal au rapport de l'amplitude de la tension de référence à la valeur de crête de l'onde de modulation.

Au cours de cette étude, nous n'étudierons que le cas de la modulation synchrone, c'est-à-dire lorsque  $f'$  est un multiple entier de  $f$ .

## ONDULEUR TYPE PONT COMPLET

Pour commencer, nous présentons la structure de l'onduleur en pont complet (figure A1.1). Ce type de montage nécessite quatre interrupteurs.

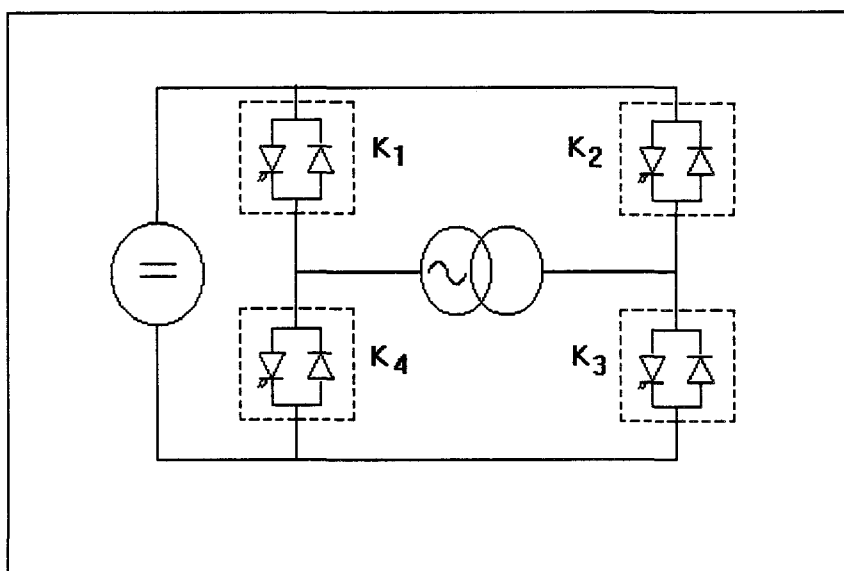


Figure A1.1

L'indice de modulation est égal au nombre de triangles par période. Celui-ci est choisi pair pour obtenir une symétrie par rapport à la demi-période et au quart de période. De ce fait, il n'existe pas d'harmonique pair dans la décomposition en série de Fourier. Les différentes formes d'ondes, déduites du cas  $m = 10$  et  $r = 0.6$ , sont représentées par la figure suivante.

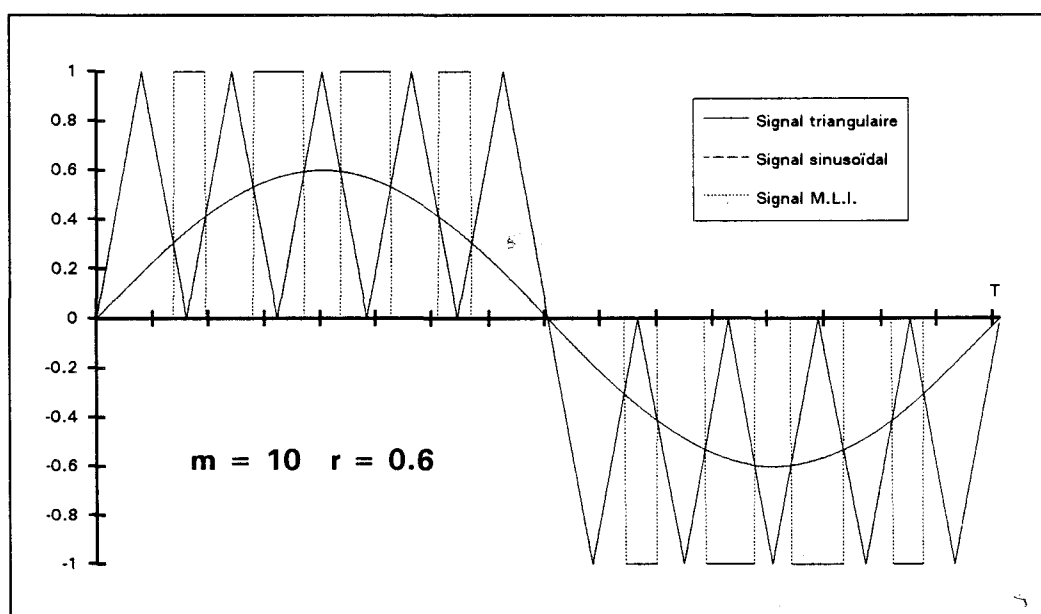


Figure A1.2

Pour obtenir une modulation synchrone sans composante continue, il faut un indice de modulation pair. La tension moyenne redressée par demi alternance [V<sub>moy</sub> partie 1 - paragraphe 2.1.5.] est fonction de l'indice de modulation (m) et du taux de modulation (r). Etant donnés les axes de symétries d'un tel signal, il n'est pas nécessaire de calculer tous les angles correspondants à l'intersection du signal sinusoïdal et du signal triangulaire. Il existe un axe de symétrie en T/2 et T/4. Sachant cela, il suffit donc de calculer ( m/2 - 1 ) angles.

Le système d'équations de l'onde de modulation et de l'onde de référence qui donne les intersections, est pour i variant de 1 à  $\frac{m}{2} - 1$ , dans la première demi-période,

$$y_{triangle} = -\frac{m}{\pi} \left( \theta - \frac{\pi \times i}{m} \right) + 1 \quad , \text{ à la descente}$$

$$y_{triangle} = \frac{m}{\pi} \left( \theta - \frac{\pi \times i}{m} \right) \quad , \text{ à la montée}$$

$$y_{sinus} = r \times \sin(\theta)$$

Le calcul de ces angles (intersections entre l'onde de modulation et l'onde de référence) nous est utile pour construire notre signal numérique M.L.I..

## ONDULEUR TYPE DEMI-PONT

La structure demi-pont n'utilise que deux interrupteurs commandés (Figure A1.3). Néanmoins, comme le montre le schéma, en monophasé, il faut scinder la source continue en deux demi-sources égales à l'aide d'un diviseur capacitif.

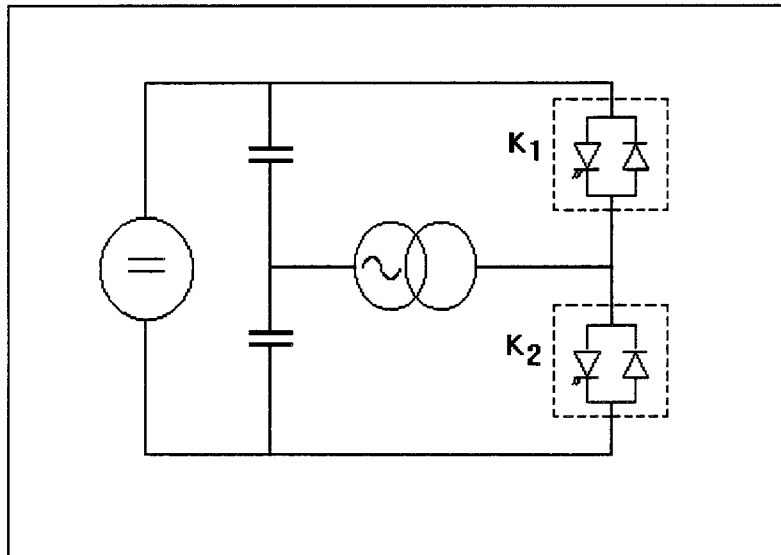


Figure A1.3

Si l'indice de modulation  $m$  est impair, le développement en série de Fourier ne comporte pas d'harmonique pair. Au contraire, si  $m$  est pair, on retrouve, dans le développement en série de Fourier, **une composante continue** et des harmoniques pairs et impairs. On peut remarquer que cette composante est négligeable pour  $m$  pair égal ou supérieur à 6. Dans notre cas, nous avons choisi un angle de calage qui maintient la composante continue nulle

En règle générale, lorsque l'onduleur est à sortie monophasée, on choisit des valeurs de  $m$  impaires. Le cas de  $m$  pair est envisageable pour des onduleurs à pont triphasé.

Nous divisons cette partie suivant la parité de l'indice de modulation. En effet, l'existence d'harmoniques pairs crée des dissymétries et des phénomènes très particuliers, voire peu communs et à bannir dans les systèmes électrotechniques.

### Indice de modulation impair

Nous présentons les formes d'onde issues de la commande (  $m = 5$  ;  $r = 0.6$  ). Dans ce cas, l'onde de tension présente des passages brusques d'un niveau positif vers un niveau négatif, ou vice versa. Cette contrainte impose des variations brutales à l'induction, se traduisant sur le cycle par des boucles de rebroussement. Cependant, dans ce cas de figure, l'induction est symétrique par rapport à la demi période.

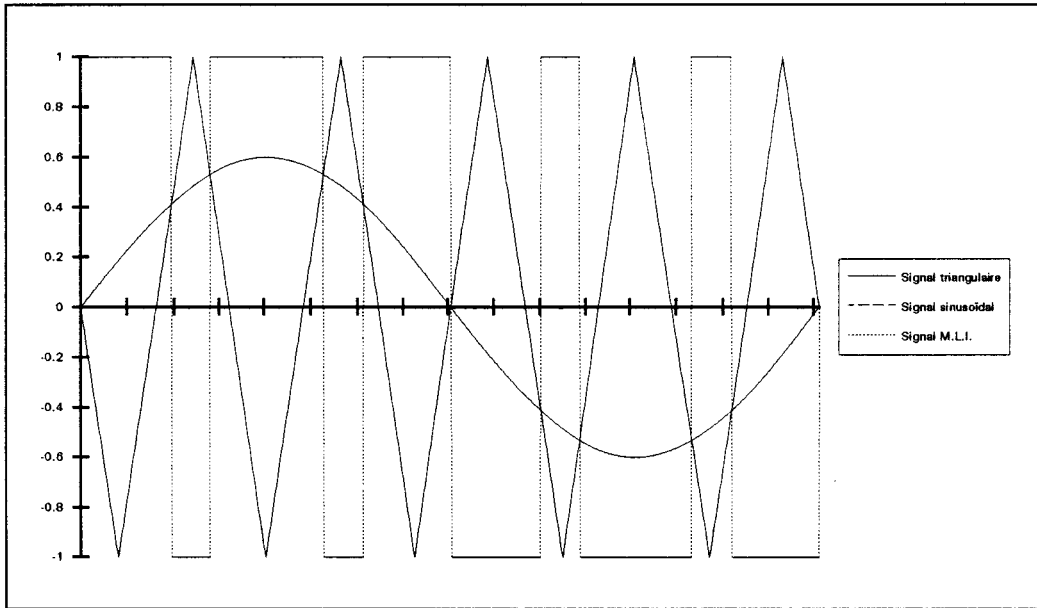


Figure A1.4

En utilisant la même méthode vue précédemment, il n'est pas nécessaire de calculer tous les angles mais seulement  $\left(\frac{m-1}{2}\right)$ .

Avec  $i$  variant de 1 à  $\left(\frac{m-1}{2}\right)$ , pour la première demi-période, les équations du système sont :

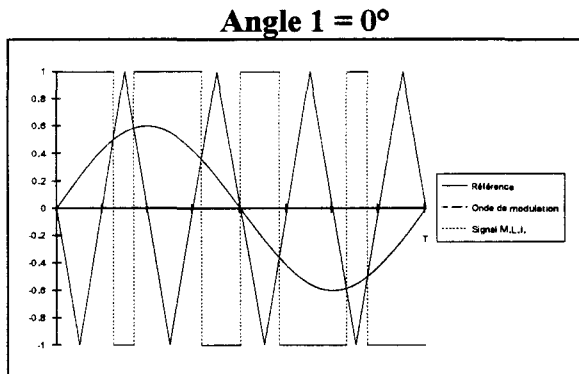
$$y_{\text{triangle}} = -\frac{2 \times m}{\pi} \left( \theta - \left( \frac{(i-1)\pi}{m} + \frac{\pi}{2 \times m} \right) \right) + 1 \quad \text{à la descente}$$

$$y_{\text{triangle}} = \frac{2 \times m}{\pi} \left( \theta - \frac{\pi \times i}{m} \right) \quad \text{à la montée}$$

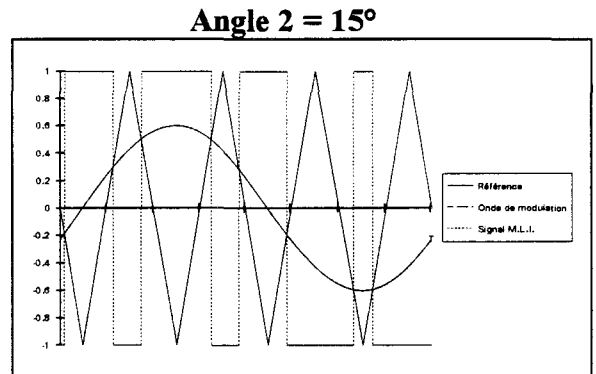
$$y_{\text{sinus}} = r \times \sin(\theta)$$

## Indice de modulation pair

Dans ce cas de figure, l'angle de calage de l'onde sinusoïdale par rapport à l'onde triangulaire est très important. En effet, une composante continue sur la tension peut exister, engendrant de graves problèmes de saturation. Cependant, ce type d'onde n'est pas utilisé en monophasé mais en triphasé où les composantes continues s'annulent. Nous n'avons pas cherché à étudier ce phénomène sur le comportement magnétique des matériaux. Afin de bien fixer les choses, nous présentons deux angles de calage, pour une configuration  $m = 4$   $r = 0.6$ .

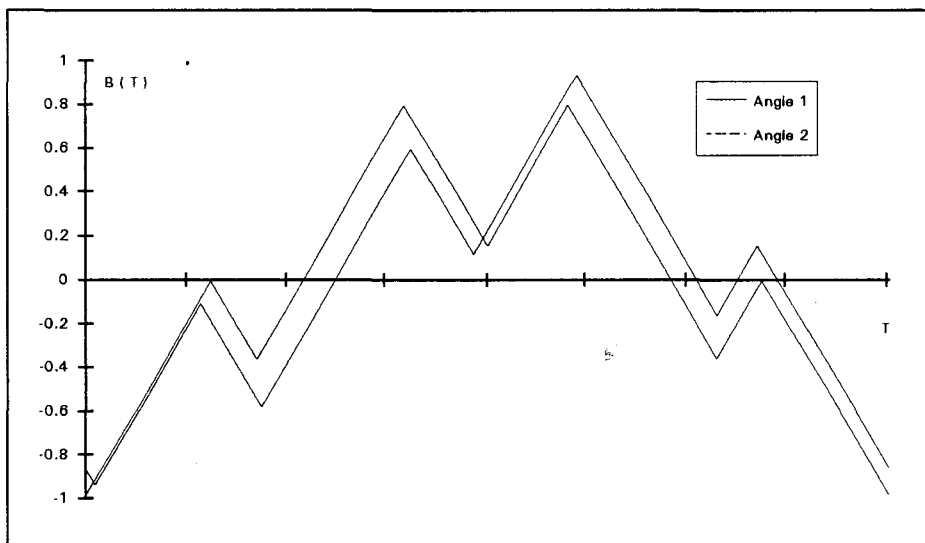


**Figure A1.5.a**



**Figure A1.5.b**

Tout naturellement, l'angle de calage de l'onde instaure plus ou moins des dissymétries dans l'onde d'induction. La figure suivante présente les deux inductions obtenues pour les deux angles cités ci dessus.



**Figure A1.6**



Afin de choisir l'angle de calage de notre étude, nous présentons les variations de la valeur moyenne de l'onde ( $V_0$ ) en fonction de la valeur de l'angle de calage. Ces tracés montrent qu'il existe des calages pour lequel la valeur moyenne de l'onde est nulle. De plus, pour un angle nul, la valeur moyenne reste nulle pour toutes les configurations. C'est pourquoi, nous avons choisi cette valeur en sachant que ce calage n'était pas optimal. Nous rappelons que le calage optimal correspond à l'angle pour lequel les alternances de la tension M.L.I. sont symétriques par rapport à leurs milieux. L'angle 2 illustré par la figure A1.5.b, montre le calage optimal pour cette configuration donnée.

Les figures A1.7 et A1.8 représentent l'évolution de  $V_0$  en fonction de l'angle de calage pour un indice de 2 et de 8 calculée pour trois taux de modulation différents et une amplitude unitaire des créneaux. Ces figures montrent que cette composante est loin d'être négligeable pour des indices de modulation faibles.

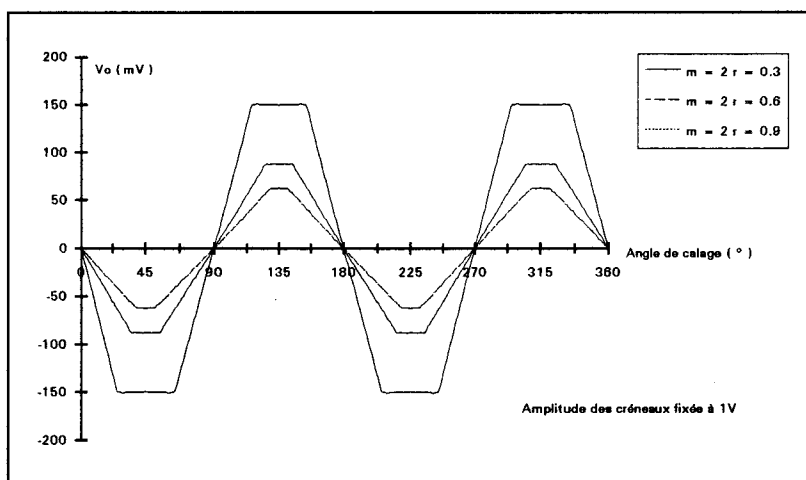


Figure A1.7

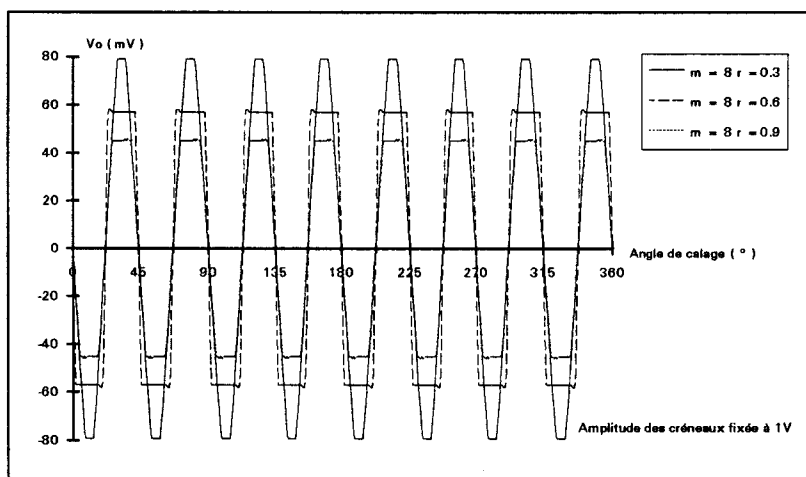
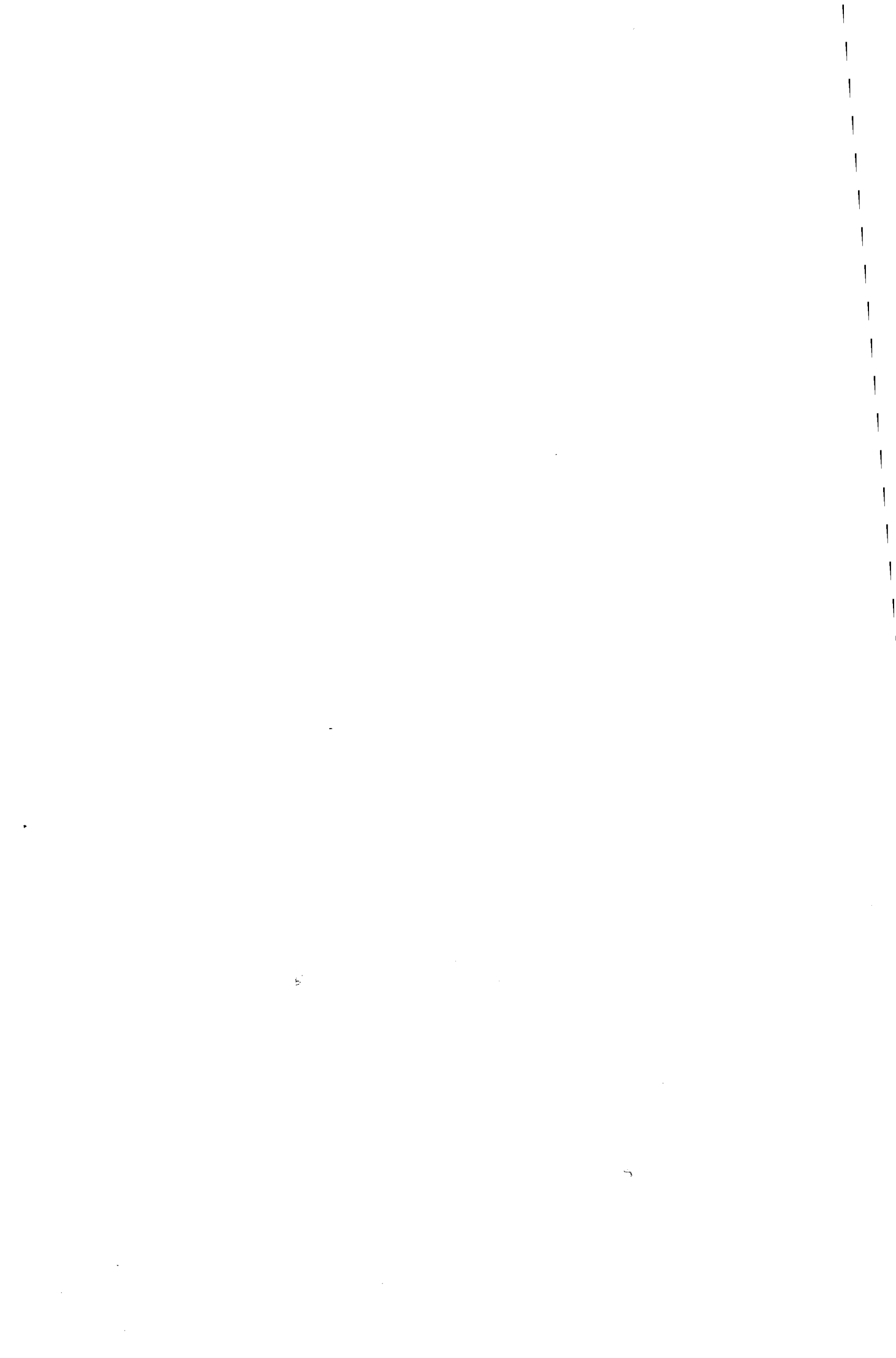


Figure A1.8



## BIBLIOGRAPHIE

- [1] Y. QUERE  
Physique des matériaux  
Ellipse, Edition MARKETING 1988, p. 463
- [2] P. ROBERT  
Matériaux de l'électrotechnique  
DUNOD, PARIS, 1979, p. 359
- [3] R. M. BOZORTH  
Ferromagnetism  
D. Van Nostrand Co., (New York. 1951), p. 968
- [4] P. BRISSONNEAU  
Non-oriented electrical sheets  
Invited paper Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 41, pp. 38-46, 1984
- [5] G. HERZER and H. R. HILZINGER  
Recent developments in soft magnetic materials  
Physica Scripta., Vol. T24., pp. 22-28, 1988
- [6] J.C. BAVAY et J. VERDUN  
Alliages fer-silicium  
Techniques de l'Ingénieur D2110 3-1992
- [7] H. BOYER, M. NORBET, R. PHILIPPE  
Matériaux de construction électrique  
TOME 1, 3<sup>eme</sup> édition, La Capitelle SA. Editions UZES (GARD) 1970, p. 216
- [8] Arthur R. von HIPPEL traduit par M. SAUZADE  
Les diélectriques et leurs applications  
DUNOD PARIS, 1961, p. 438
- [9] M. G. WILLIAMS and A. J. MOSES  
A microprocessor controlled magnetising and loss measuring system  
Journal of Magnetism and Magnetic Materials., 41, pp. 216-218, 1984
- [10] A. SAKAIDA and A. J. MOSES  
Effects of distorted flux density on losses of grain oriented electrical steels  
SMM7 Conference Proceedings, Paper 4.8, Blackpool 1985
- [11] J. S. HSU, HERBERT H. WOODSON, and SHY-SHENQ P. LIOU  
Experimental study of harmonic-flux effects in ferromagnetic materials  
IEEE Trans. Magn., VOL. MAG-25, N° 3, pp. 2678-2685, May 1989
- [12] G. BERTOTTI, E. FERRARA, F. FIORILLO, and M. PASQUALE  
Loss measurements on amorphous alloys under sinusoidal and distorted  
induction waveform using a digital feedback technique  
J. Appl. Phys. 73 (10), 15 May 1993

- [13] J. DEGAUQUE  
Les pertes d'énergie dans les ferromagnétiques métalliques doux : origines physiques  
Mémoires et Etudes Scientifiques Revue de Métallurgie, Janvier 1985, pp. 5-20
- [14] F. DUMAS  
Détermination des pertes fer d'une machine électrique  
Thèse de doctorat, UTC COMPIEGNE, 4 Decembre 1993
- [15] P. BRISSONNEAU  
Les domaines magnétiques  
Revue de physique appliquée, Tome 9, Septembre 1974, page 783
- [16] D. SADARNAC et D. SCHWANDER  
Mesurer les pertes dans les composantes inductifs  
Electronique N° 20 - Septembre 1992, pp. 58-63
- [17] ELNEKAVE  
Mesures magnétiques  
Techniques de l'Ingénieur, R 1125, pp. 1-24
- [18] E. PASSAGLIA  
Measurement of physical properties : magnetic properties and mossbauer effect  
VOLUME 6, Part 2, in Techniques of Metals Research, edited by R. F. BUNSHAH
- [19] M. HONDA  
The impedance measurement handbook  
A guide to measurement technology and techniques  
Yokogawa - Hewlett-Packard LTD, 1989
- [20] David J. EPSTEIN  
Perméabilité, TECHNIQUE DES MESURES  
A. R. von HIPPEL, DUNOD PARIS, 1961, pp. 122-133
- [21] A. J. MOSES  
Recent Advances in experimental methods for the investigation of silicon iron  
Physica Scripta. Vol. T24, pp. 49-53, 1988
- [22] A. A. ARAM BONYAR and A. BASAK  
Flux and loss distribution in a spilt-core five-limb transformer  
IEEE Trans. Magn., VOL. 25, N° 5, pp. 3961-3963, September 1989
- [23] A. BASAK and A. A. QADER  
Fundamental and harmonic flux behaviour in a 100 KVA distribution transformer core  
IEEE Trans. Magn., VOL. MAG-19, N° 5, pp. 2100-2102, Septembre 1983
- [24] G. GRELLET  
Les pertes dans les machines électriques et les incidences constructives  
Journée Club EEA, BELFORT, Mars 1993

- [25] K. VENKATESAN and J. F. LINDSAY  
Comparitive study of the losses in voltage and current source inverter fed induction motors  
IEEE Trans. Indus. Appli., VOL. IA-18, N° 3, pp. 240-246, May / June 1982
- [26] O. WALTI, F. LEGRAND  
Calcul des paramètres intrinsèques des matériaux de 2 à 40 GHz à l'aide de mesures du coefficient de réflexion  
Congrès SNPE Département Missile Espace, Avril 1992
- [27] K. J. BINNS and P. J. LAWRENSEN  
Analysis and computation of electric and magnetic field problems  
PERGAMON PRESS, NEW YORK - LONDON, Second Edition, 1973, p. 319
- [28] J. P. DHAINÉ  
Définition d'un appareillage de caractérisation des propriétés de tôles magnétiques soumises à des ondes non sinusoïdales de haute fréquence  
L.E.E.P. U.S.T.L. LILLE, D.E.A. 1992
- [29] E. CARMINATI, A. FERRERO  
A virtual instrument for the measurement of the characteristics of magnetic materials  
IEEE Trans. Instru. and Meas., VOL. 41, N° 6, pp. 1005-1009, December 1992
- [30] O. WALTI  
Caractérisation du comportement des matériaux magnétiques soumis à des ondes complexes  
Firelec 2<sup>ème</sup> Journée des jeunes chercheurs, pp. III.1, GRENOBLE 94
- [31] G. CAUFFET, J. P. KERADEC  
Digital oscilloscope measurements in high frequency switching power electronics  
IEEE Trans. Instru. and Meas., VOL. 41, N° 6, pp. 856-860, December 1992
- [32] J. K. KOLANKO  
Accurate measurement of power, energy, and true rms. voltage using synchronous counting  
IEEE Trans. Instru. and Meas., VOL. 42, N° 3, pp. 752-754, June 1993
- [33] G. CAUFFET  
Optimisation d'une chaîne de mesures électriques pour l'électronique de puissance. Analyse des problèmes de mesures.  
Caractérisation, Correction et Validation  
Thèse de doctorat INPG, 3 Juillet 1992
- [34] L. BRUGEL, P. BRISSONNEAU, A. KEDOUS, J.C. PERRIER LEG  
Effects of the Epstein Frame imperfections on the accuracy of power measurements at medium frequencies.  
Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 41, pp. 230-232, 1984

- [35] Norme EURONORM 118-87 Ancienne édition 1975  
Méthodes de détermination des caractéristiques magnétiques à l'aide du cadre Epstein de 25 cm
- [36] F. COTTET  
Les bases de la programmation avec LABVIEW Langage graphique  
Edition NIF, Septembre 1993, p. 194
- [37] National Instruments Corporation  
Evolutions Logicielles dans la Mesure et l'Instrumentation  
Revue interne National Instruments, Août 1992, p. 94
- [38] ELECTRONIQUE N°36, Mars 1994, pp. 36-38  
La réalisation d'une interface GPIB se simplifie.
- [39] AFEF KEDOUS  
Contribution à l'étude à basse fréquence des matériaux magnétiques amorphes  
Thèse de doctorat INPG, 21 Juin 1985
- [40] H. BUHLER  
Electronique de réglage et de commande  
Edition DUNOD, PARIS, 1987, p. 343
- [41] Y. LOISELET  
L'amplificateur opérationnel dans les asservissements  
Edition DUNOD, PARIS, 1971, Bibliothèque de l'automaticien N° 36, p. 104
- [42] J.C. GILLE  
Introduction aux systèmes asservis non linéaires  
Edition DUNOD, PARIS, 1977, p. 126
- [43] F. de CARFORT, C. FOULARD, J. CALVET  
Asservissements linéaires continus  
Edition DUNOD, PARIS, 3<sup>eme</sup> Edition, 1976, p. 182
- [44] Y. SEVELY  
Systèmes et asservissements linéaires échantillonnés  
Edition DUNOD, PARIS, 2<sup>eme</sup> Edition, 1973, p. 210
- [45] M. ENOKIZONO, T. TODAKA, M. KUMOI  
Demagnetisation and magnetic domain structure of silicon steel sheet  
Journal Magn., 112, pp. 207-211, 1992
- [46] C. NOWAKOWSKI  
Méthodes de calcul numérique  
Edition P.S.I. Tome 1, 1984, p. 157  
Tome 2, 1984, p. 183

- [47] F. J. J. CLARKE and J. R. STOCKTON  
Principles and theory of wattmeters operating on the basis of regulary spaced sample pairs  
Journal Phys. E: Sci. Instrum., Vol. 15, pp. 645-652, 1982
- [48] N. BURAIIS and G. GRELLET  
Iron losses under non sinusoidal excitations waves  
Journal of Magnetism and Magnetic Materials, pp. 345-348, (26), 1982
- [49] A. BASAK and R. NOURIZADEH  
Microprocessor evaluation of magnetic properties of silicon-iron using a novel Fourier algorithm  
Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 112, pp. 460-462, 1992
- [50] C. CLAYTON, J. A. Mc CLEAN and G. Y. Mc CARRA  
FFT performance testing of data acquisition systems  
IEEE Trans. Instru. Meas., VOL. IM-35, pp. 212-215, 1986
- [51] H. AHLERS, L. RAHF, H. RAHF, H. HARTWIG, and J. D. SIEVERT  
Programmable digital two-channel function generator for testing power meters  
IEEE Trans. Instru. and Meas., VOL. IM-34, N° 2, pp. 231-234, June 1985
- [52] A. BRANDOLINI and A. GANDELLI  
Testing methodologies for analog to digital converters  
IEEE Trans. Instru. and Meas., VOL. 41, N° 5, pp. 595-603, October 1992
- [53] R. Z. MORAWSKI, A. PODGORSKI, and K. SUKOWSKI  
Dynamic calibration of measurement channels using algorithms of non differentiable optimization  
IEEE Trans. Instru. Meas., VOL. 41, N° 6, pp. 881-884, December 1992
- [54] G. N. STENBAKKEN  
A wideband sampling Wattmeter  
IEEE Trans. Power App. Sys., VOL. PAS-103, N° 10, pp. 2919-2925, October 1984
- [55] J. C. MONTANO, A. LOPEZ, M. CASTILLA, J. GUTIEREZ  
DSP-based algorithm for electric power measurement  
IEE PROCEEDINGS-A, VOL. 140, N° 6, pp. 485-490, November 1993
- [56] L. RAHF and J. D. SIEVERT  
Microprocessor controlled test assembly for electrical steel sheets  
IEEE Trans. Instru. and Meas., VOL. IM-36, N° 3, pp. 847-850, September 1987
- [57] A. BOGLIETTI, P. FERRARIS, M. LAZARRI, F. PROFUMO  
Iron losses in magnetic materials with six step and PWM inverter supply  
IEEE Trans. Mag., VOL. 27, N° 6, pp. 5334-5336, November 1991

- [58] G. H. SHIRKOOHI and A. J. MOSES  
Effects of stress on iron loss and apparent power in low silicon non-oriented electrical steel  
Anales de Fisica, Serie B, Vol. 86, pp. 265-267, 1990
- [59] P. BECKLEY, C. H. PORTER and D. SNELL  
On-line, single sheet and Epstein power loss testing  
Journal of Magnetism and Magnetic Materials 26 (1982), pp. 168-175
- [60] J. P. KERADEC, B. COGITORE, E. LAVEUVE LEG  
Des circuits à constantes localisées pour représenter les transformateurs haute fréquence  
RGE N° 5/92, pp. 36-47, Mai 1992
- [61] A. LEX and H. HUNEUS  
Magnetic properties of non-oriented magnetic steel at medium frequencies  
STEEL RESEARCH, Vol. 61, N° 12, pp. 608-613, 12/1990
- [62] M. BARISONI, F. FIORILLO  
Power loss and microstructure in non-oriented Si Fe laminations  
Journal de Phys., Colloque C8, Supplément au n°12, Tome 49, Décembre 1988
- [63] Norme CEI 404-2 Deuxième édition 1978
- [64] D. DAVIES and A. J. MOSES  
Causes of some errors in measurements in grain-oriented silicon-iron using the Epstein frame  
Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 26, pp. 35-36, 1982
- [65] A.J. MOSES and P. S. PHILIPS  
Proc. IEE 124 (1977), 413
- [66] J. MAX  
Méthodes et techniques de traitement du signal, applications aux mesures physiques  
Edition Masson, 1985, p. 345
- [67] A. CHAROY  
Parasites et perturbations des électroniques. Sources, couplages, effets  
Edition DUNOD PARIS, 1992, p. 191
- [68] P. BRISSONNEAU  
Le trainage magnétique  
J. Phys. Rad., 19, Avril 1958, 490
- [69] L. NEEL  
Le trainage magnétique  
J. Phys. Rad. (F) 12 1951 p 339-51  
et Oeuvres Scientifiques Paris 1978 n° A 78 (34 réf.) CNRS



- [70] A. J. MOSES and G. H. SHIRKOOHI  
Iron loss in non-oriented electrical steels under distorted flux condition  
IEEE Trans. Mag., VOL. MAG-23, N° 5, pp. 3217-3220, September 1987
- [71] A.S.T.M. D 150-87  
Test methods for A-C loss characteristics and permittivity of solid electrical insulating materials  
American society for testing and Materials
- [72] A.S.T.M., D 150-54 T  
Définition donnée à la constante diélectrique et aux pertes diélectriques
- [73] M. C. MARION-PERA, A. KEDOUS-LEBOUC, B. CORNUT  
Etude de la caractérisation de l'isolation des tôles magnétiques  
RGE - N° 8/93, pp. 26-30, Septembre 1993
- [74] G. SEGUIER, F. LABRIQUE  
La conversion continu - alternatif Volume 4  
Technique et Documentation, Edition Lavoisier, PARIS, 1989, p. 413
- [75] H. BAUSH, B. LANGE, D. SAHM  
Experimental investigation of losses in a PWM  
Machine Drive System, Conf. Rec. ICEM 1990, Boston (USA), pp. 195-201
- [76] A. BOGLIETTI, P. FERRARIS, M. LAZZARI and F. PROFUMO  
Effects of different modulation index on the iron losses in soft magnetic materials supplied by PWM inverter  
IEEE Trans. Magn., VOL. 29, N° 6, pp. 3234-3236, November 1993
- [77] O. ICHINOKURA, S. KIKUCHI and K. MURAKAMI  
Operating characteristics of coupling-decoupling transformer  
IEEE Trans. Magn., VOL. MAG-19, N° 5, pp. 2103-2105, September 1983
- [78] J. P. SWAN, O. WALTJ et J. F. BRUDNY  
Using harmonic parameters for characterization of soft magnetic materials  
ISEF 95, Thessaloniki, GREECE 25-27 September 1995
- [79] T. NAKATA, N. TAKAHASHI, K. FUJIWARA, M. NAKATO, K. MATSUBARA  
Iron losses under square wave voltage excitation  
Physica Scripta, Vol. 39, pp. 645-647, 1989
- [80] KEDOUS, LEBOUC, BRISSONNEAU  
Etude des pertes dans des tôles magnétiques soumises à des variations d'induction  $B(t)$  de forme trapézoïdale  
Revue Phys. Appl. 21 (1986), pp. 269-275
- [81] A. MOUILLET, M. AKROUNE, M.A. DAMI  
Caractérisation des tôles magnétiques Fe Si à grains non orientés sous induction à variation temporelle trapézoïdale  
GERE IUT Le CREUSOT

- [82] P. BRISSONNEAU and D. LÉBOUC  
Core losses with trapezoidal waveform of induction  
IEEE Trans. Magn., VOL. MAG-20, pp. 1484-1486, 1984
- [83] F. FIORILLO and A. NOVIKOV  
An improved approach to power losses in magnetic laminations under nonsinusoidal induction waveform  
IEEE Trans. Mag., VOL. 26, N° 5, pp. 2904-2910, 1990
- [84] F. FIORILLO and A. NOVIKOV  
Power losses under sinusoidal, trapezoidal and distorted induction waveform  
IEEE Trans. Mag., VOL. 26, N° 5, pp. 2559-2561, September 1990
- [85] F. FIORILLO, C. APPINO and M. BARISONI  
Power losses in magnetic laminations with trapezoidal induction waveform  
Anales de Fisica, Serie B, Vol. 86, 1990, pp. 238-240
- [86] T. NGNEGUEU, G. MEUNIER, J. C. SABONNADIÈRE,  
M. MAILHOT et J. P. ARTHAUD  
Quelques modèles de calcul de pertes supplémentaires dans les bobinages des transformateurs de puissance  
Revue Phys. Appl. 25, pp. 295-311, Mars 1990
- [87] F. G. G. de BUCK, P. GISTELINCK and D. de BACKER  
A simple but reliable loss model for inverter-supplied induction motors  
IEEE Trans. Indus. Appl., IA-20, pp. 190-202, January / February 1984
- [88] T. SASAKI and S. TAKADA  
Power losses of electrical iron sheets with quasi-sinusoidal magnetic flux change by PWM voltage excitations  
Anales de Fisica, série B, Vol. 86, 1990, pp. 258-260
- [89] FEYNMAN  
Tome 2, Electromagnétisme, 2 volumes  
Inter-Editions (PARIS), 1979
- [90] J.L. KOTNY et J.P. SWAN  
Réduction des appels de courant dans les transformateurs  
PRCR NANTES 95, pp. 189-199
- [91] P. G. CUMMINGS  
Estimating effect of system harmonics on losses and temperature rise of squirrel-cage motors  
IEEE Trans. Indus. Appl., VOL. IA-22, N° 6, pp. 1121-1126, November 1986
- [92] G. K. CREIGHTON, I.R. SMITH and A. F. MERGEN  
Loss minimisation in 3-phase induction motors with P.W.M. inverter supplies  
IEE Electric Power Applications, VOL. 2, N° 5, pp. 167-173, October 1979

- [93] S. WAHSH, M. EL-BAKRY  
Additional core losses in induction machines with P.W.M. inverter  
ETEP, VOL. 1, N° 4, pp. 189-193, July/August 1991
- [94] R. M. GREEN and J. T. BOYS  
PWM sequence selection and optimization : a novel approach  
IEEE Trans. Indus. Appli., VOL. IA-18, N° 3, pp. 146-151, March / April 1982
- [95] J. M. D. MURPHY and M. G. EGAN  
A comparison of PWM strategies for inverter-fed induction motors  
IEEE Trans. Indus. Appli., IA-19, pp. 363-369, 1983
- [96] M. BERTOCCO, C. OFFELLI, D. PETRI  
Numerical Algorithms for power measurements  
ETEP VOL. 3, N° 1, pp. 91-101, January / February 1993
- [97] O. WALTI, J. P. SWAN, J. F. BRUDNY  
Harmonic effects of P.W.M. waves parameters on non oriented Fe-Si magnetic steel  
EMMA 95, Vienna, AUSTRIA, September 4-8, 1995
- [98] G. BERTOTTI, P. MAZZETTI and G. P. SOARDO  
A general model of losses in soft magnetic materials  
Journal of Magnetism and Magnetic Materials 26 (1982) pp. 225-233
- [99] G. BERTOTTI, F. FIORILLO and G. P. SOARDO  
The prediction of power losses in soft magnetic materials  
Journal de physique Colloque C8, Tome 49, December 1988, C8 pp. 1915-1919
- [100] R. A. NEWBURY  
Prediction of loss in silicon steel from distorted waveforms  
IEEE Trans. Magn., VOL. MAG-14, N° 4, pp. 263-268, 1978
- [101] R. H. PRY and C. P. BEAN  
Calculation of the energy loss in magnetic sheet materials using a domain model  
Journal Appl. Phys., VOL. 29, pp. 532-533, Mar 1955.
- [102] G. BAN and G. BERTOTTI  
Frequency and peak induction dependence of eddy current losses in AlSiFe magnetic laminations  
IEEE Trans. Magn., VOL. 25, N° 5, pp. 3967-3969, September 1989
- [103] J. F. IMHOFF, G. MEUNIER, G. REYNE, A. FOGGIA, J. C. SABONNADIÈRE  
Spectral analysis of electromagnetic vibrations in D.C. machines through the finite element method  
IEEE Trans. Magn., VOL. 25, N° 5, pp. 3590-3592, September 1989

- [104] T. YOKOI and D. EBIHARA  
An optimal design technique for high speed single-sided linear induction motors using mathematical programming method  
IEEE Trans. Magn., VOL. 25, N° 5, pp. 3596-3598, September 1989
- [105] J. P. LOUIS et C. BERGMANN  
Commande numérique des ensembles convertisseurs-machines  
RGE - N° 5 / 92, pp. 124-133, Mai 1992
- [106] A. AGBOSSOU et F. HERARD  
Onduleur à IGBT pour machines asynchrones rapides  
RGE - N° 10 / 94, pp. 29-32, Novembre 1994
- [107] S. ERRARD  
Détermination et analyse des pertes supplémentaires développées dans les tôles des machines alimentées par convertisseur statique  
Thèse de doctorat LEG, 17 Mai 1993
- [108] J. J. ROUSSEAU et J. P. MASSON  
Appareillage de caractérisation de matériaux magnétiques pour l'électrotechnique  
Revue Phy. Appl. 23, pp. 947-954, Mai 1988
- [109] A. BOGLIETTI, P. FERRARIS, M. LAZZARI, M. PASTORELLI, F. PROFUMO  
New power supply method for soft magnetic material characterization at high flux density values  
IEEE Trans. Magn., VOL. 28, N° 5, pp. 2459-2461, Sepembre 1992
- [110] G. BERTOTTI, A. BOGLIETTI, F. FIORILLO, M. LAZZARI, M. CHIAMPI  
An improved estimation of iron losses in rotating electrical machines  
IEEE Trans. Magn., VOL. 27, pp. 5007-5009, November. 1991
- [111] E. FARJAH, J. BARBAROUX, R. PERRET  
Incertitude dans les mesures de courant : un obstacle dans la caractérisation des composants en électronique de puissance  
Journal Phys., pp. 1509-1523, Juillet 1993
- [112] W. SCHWITZ, R. KAMPFER, A. BRAUN  
International comparison of current transformer calibrations  
IEEE Trans. Instru. Meas., VOL. IM-34, N° 2, June 1985
- [113] R. LOONIS  
Réalisation d'un générateur d'ondes de courant pré-définies pour la caractérisation d'inductances  
L.E.E.P. U.S.T.L. LILLE, D.E.A. 1993
- [114] P. MAUSSION, J. FAUCHER et M. GRANDPIERRE  
Principe de commande numérique temps réel d'un onduleur à modulation de largeur d'impulsion sur charges non linéaires  
Journal Phys. III, FRANCE 4, pp. 1101-1119, 1994

- [115] A. KAWARAMURA and R. HOFT  
Instantaneous Feedback Controlled PWM Inverter with Adaptive Hysteresis  
IEEE Trans. Ind. Appl. IA-20, pp. 769-775, 1984
- [116] J. P. HAUTIER, X. GUILLAUD, J. A. HUJEUX  
Méthodologie pour la commande des montages bidirectionnels à interrupteurs bicommandables  
RGE N° 6, Juin 1992
- [117] D. MEDAULE et L. PREVOT  
L'IGBT : Applications et Protections  
Actes de la Journée d'étude : commande et protection des composants à grille isolée  
INSA de LYON, 21 Oct 93.
- [118] R. D. MIDDLEBROOK  
Small-Signal modeling of pulse-width modulated switched-mode power converters  
Proceedings of the IEEE, VOL. 76, N° 4, April 1988
- [119] K. D. T. NGO  
Low frequency characterization of PWM converters  
IEEE Trans. Power. Electron., VOL. PE-1, pp. 223-230, October 1986
- [120] B. BOASHASH  
Estimating and interpreting the instantaneous frequency of a signal  
Proceedings of the IEEE, VOL. 80, N° 4, pp. 519-568, April 1992
- [121] J. CIOFFI and T. KAILATH  
Fast recursive-least-squares, transversal filters for adaptive filtering  
IEEE Trans. Acoust., Speech, Signal Processing, VOL. 32, pp. 304-337, 1984
- [122] D. McMAHON and R. BARRETT  
Generalization of the method for the estimation of the frequencies of tones in noise from the phases of discrete Fourier transforms  
IEEE Trans. Acoust., Speech, Signal Processing, VOL. 12, pp. 371-383, 1987
- [123] S. TRETTER  
Estimating the frequency of a noisy sinusoid by linear regression  
IEEE Trans. Inform. Theory., VOL. IT-31, pp. 832-835, November 1985
- [124] V. J. THOTTUVELIL, T. G. WILSON and H. A. OWEN  
High frequency measurement techniques for magnetic cores  
IEEE Trans. Power Elec., VOL. 5, N° 1, January 1990
- [125] P. ESTOP, A. LACAZE  
Stabilité et pertes des conducteurs pour régime alternatif  
Journal Phys. III, FRANCE 4, pp 569-579, 1994
- [126] J. SIEVERT and H. AHLERS  
Is the Epstein frame replaceable ?  
Annales de FISICA, Serie B, VOL. 86, pp. 58-63, 1990

- [127] J.D. LAVERS, P. P. BIRINGER, and H. HOLLITSCHER  
Estimation of core loss when the flux waveform contains the fundamental plus a single odd harmonic component  
IEEE Trans. Magn., VOL. MAG-13, pp. 1128-1130, 1977
- [128] J. S. HSU, H. H. WOODSON, and S. P. LIOU  
Potential of loss reductions in power transformers through utilization of third-harmonic flux  
IEEE / IAS Annual Meet. PITTSBURGH, PA, OCT. 2-7
- [129] R. M. WALSER and A. P. VALANJU  
Displacement eddy currents in magnetic laminates  
IEEE Trans. Magn., VOL. 28, N° 5, pp. 2280-2282, September 1992
- [130] M. EHSANI, O. H. STIELAU, J. D. van WYK, and I. J. PITTEL  
Integrated reactive components in power electronic circuits  
IEEE Trans. Power Electro., VOL. 8, N° 2, pp. 208-215, April 1993

## LISTE DES PARAMETRES

classés par ordre alphabétique

A : Ampère

B : induction magnétique

b(t) : induction magnétique instantanée

$$b(t) = B_0 + \sum_{k=1}^{k \rightarrow +\infty} b_k(t) \quad \text{avec } b_k(t) = B_k \sqrt{2} \cos(k\omega t + \Phi_k - \frac{\pi}{2})$$

B<sub>0</sub> : composante continue de l'induction

B<sub>1</sub> : induction fondamentale

B<sub>c</sub> ou B<sub>crête</sub> : induction crête

$$B'_c : \text{induction crête apparente} \quad B'_c = \frac{[(B_c^+) - (B_c^-)]}{2}$$

B<sub>d</sub> : induction de découpage

B<sub>k</sub> : valeur efficace de l'harmonique de rang k de l'induction

B<sub>r</sub> : induction rémanente

DP : structure d'un convertisseur en Demi-Pont

DPI : modulation Demi-Pont avec un indice Impair

DPp : modulation Demi-Pont avec un indice Pair

f : fréquence fondamentale

f' : fréquence de l'onde de modulation

Fd : fréquence de découpage de l'onduleur

H : Champ magnétique

h(t) : champ magnétique instantané

$$h(t) = H_0 + \sum_{k=1}^{k \rightarrow +\infty} h_k(t) \quad \text{avec } h_k(t) = H_k \sqrt{2} \cos(k\omega t + \Psi_k)$$

H<sub>1</sub> : champ fondamental

H<sub>crête</sub> : champ crête

H<sub>k</sub> : valeur efficace de l'harmonique de rang k du champ

I : courant primaire du cadre Epstein

i(t) : courant primaire instantané

$$i(t) = I_0 + \sum_{k=1}^{k \rightarrow +\infty} i_k(t) \quad \text{avec } i_k(t) = I_k \sqrt{2} \cos(k\omega t + \Psi_k)$$

I<sub>eff</sub> : valeur efficace du courant primaire

I<sub>k</sub> : valeur efficace de l'harmonique de rang k du courant primaire

J : Joule

**k** : rang harmonique

**L** : longueur de la ligne de champ moyenne

**ℓ** : inductance équivalente du cadre Epstein

**l<sub>1</sub>** : inductance primaire du cadre Epstein

**l<sub>2</sub>** : inductance secondaire du cadre Epstein

**long** : sens de découpe longitudinal

**m** : indice de modulation

**[ m ]** : mètre

**N** : nombre de spires

**N<sub>1</sub>** : nombre de spires primaires du cadre Epstein

**N<sub>2</sub>** : nombre de spires secondaires du cadre Epstein

**P<sub>1</sub>** : pertes fondamentales

**PC** : structure d'un convertisseur en Pont Complet

**P<sub>t</sub>** : pertes totales  $p = \frac{1}{T} \int u(t)i(t) dt$

**P<sub>k</sub>** : puissance harmonique portée par les rangs k

**Q<sub>1</sub>** : puissance d'aimantation fondamentale

**Q<sub>k</sub>** : puissance d'aimantation portée par les rangs k

**r** : taux de modulation (coefficient de réglage en tension)

**r<sub>1</sub>** : résistance primaire du cadre Epstein

**r<sub>2</sub>** : résistance secondaire du cadre Epstein

**S** : section du circuit magnétique

**s** : seconde

**T = 1 / f** période du signal de référence

**[ T ]** : Tesla

**t** : temps

**trans** : sens de découpe transversal

**U** : tension secondaire aux bornes du cadre Epstein

**u(t)** : tension secondaire instantanée

$u(t) = U_0 + \sum_{k=1}^{k \rightarrow +\infty} u_k(t)$  avec  $u_k(t) = U_k \sqrt{2} \cos(k\omega t + \Phi_k)$

**U<sub>1</sub>** : valeur efficace du fondamental de la tension secondaire

**U<sub>c</sub>** : tension secondaire crête

**U<sub>k</sub>** : valeur efficace de l'harmonique de rang k de la tension secondaire

**V** : Volt



$V_o$  : valeur moyenne de l'onde de tension de référence

$V_k$  : valeur efficace de l'harmonique de rang k de la tension de référence

$V_c$  : tension de référence ou valeur de consigne

$V_m$  : amplitude de tension au cours d'un palier de désaimantation

$V_{moy}$  : tension moyenne redressée par demi alternance

W : Watt

$\alpha$  : coefficient de proportionnalité entre  $B_1$  et  $V_c$

$\alpha_1$  : constante fonction de la géométrie du circuit magnétique

$\beta_k$  : argument de  $V_k$

$\Delta_1$  : déphasage entre  $B_1$  et  $H_1$

$\Delta_k = \Psi_k - \Phi_k + \frac{\Pi}{2}$  : déphasage entre  $B_k$  et  $H_k$

$\bar{\varepsilon}$  : permittivité complexe avec  $\bar{\varepsilon} = \varepsilon' - j\varepsilon''$

$\varepsilon'$  : permittivité réelle

$\varepsilon''$  : permittivité imaginaire

$\varepsilon_a$  : erreur d'approximation

$\varepsilon_{acq}$  : erreur d'acquisition relative en %

$\varepsilon_m$  : erreur de module

$\varepsilon_{ph}$  : erreur de phase

$\varepsilon_s$  : erreur de synthèse

$\Phi_k$  : argument de  $U_k$

$\bar{\mu}$  : perméabilité magnétique complexe

$\mu'$  : perméabilité d'aimantation ( "Energy storage" )

$\mu''$  : perméabilité de pertes ( "Losses" )

$\mu_0$  : perméabilité magnétique du vide

$\theta_1$  : déphasage entre les ondes fondamentales de tension  $U_1$  et de courant  $I_1$   $\theta_1 = \Psi_1 - \Phi_1$

$\theta_k$  : déphasage entre  $U_k$  et  $I_k$   $\theta_k = \Psi_k - \Phi_k$

$\sigma$  : conductivité du matériau

$\Omega$  : Ohms

$\omega$  : pulsation fondamentale des signaux électriques et magnétiques

$\Psi_k$  : argument de  $I_k$

