

MODELISATION ELECTRIQUE DES COMPOSANTS MAGNETIQUES HAUTE FREQUENCE : PRISE EN COMPTE DE LA TEMPERATURE ET CARACTERISATION DES FERRITES

Patrick Fouassier

▶ **To cite this version:**

Patrick Fouassier. MODELISATION ELECTRIQUE DES COMPOSANTS MAGNETIQUES HAUTE FREQUENCE : PRISE EN COMPTE DE LA TEMPERATURE ET CARACTERISATION DES FERRITES. Energie électrique. Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, 1998. Français. NNT : . tel-00820228

HAL Id: tel-00820228

https://theses.hal.science/tel-00820228

Submitted on 3 May 2013

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

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

THESE

Présentée par

Patrick FOUASSIER

- Ingénieur ENSIEG -

Pour obtenir le titre de **DOCTEUR**

DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE

(Arrêté ministériel du 30 mars 1992)

Spécialité : Génie Electrique

MODELISATION ELECTRIQUE DES COMPOSANTS MAGNETIQUES HAUTE FREQUENCE : PRISE EN COMPTE DE LA TEMPERATURE ET CARACTERISATION DES FERRITES

Soutenue le 09 octobre 1998 devant le jury composé de :

M.	**J.C. SABONNADIERE**	Président
MM.	**R. BAUSIERE**	Rapporteur
	J.C. PEUZIN	Rapporteur
	B. COGITORE	Examinateur
	J.P. KERADEC	Examinateur

Thèse préparée au sein du Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble

À mes parents,
À La P'tite...

- AVANT-PROPOS -

Ce travail résulte d'une collaboration, dans le cadre d'une convention CIFRE, entre la société MicroSpire et le Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble. Je remercie ces deux partenaires pour le support financier et matériel qu'ils ont mis à ma disposition.

Je tiens à exprimer mes sincères remerciements à :

- Monsieur Jean-Claude Sabonnadière, Professeur à l'ENSIEG et Directeur du Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble, pour son accueil au sein du LEG et pour m'avoir fait l'honneur de présider ce jury,
- Monsieur Jean-Claude Peuzin, Directeur de Recherche au CNRS, détaché au Laboratoire Louis Néel (Grenoble), qui a accepté d'être rapporteur de cette thèse, et pour sa vision de physicien en radio- et hyperfréquences qui nous a permis de compléter notre approche d'électrotechniciens,
- Monsieur Robert Bausière, Professeur à l'Université de Lille, qui a également accepté d'être rapporteur de ce mémoire,
- Monsieur Jean-Pierre Kéradec, Professeur à l'IUT de Génie Electrique de Grenoble, qui a encadré ces travaux, et pour toutes les discussions passionnées que nous avons pu avoir au cours de ces années de recherche,
- Monsieur Bruno Cogitore, Responsable Recherche et Développement chez MicroSpire, pour le coencadrement de cette thèse du point de vue industriel, pour sa disponibilité, ses conseils et sa bonne humeur.

Je veux également remercier toutes les personnes qui m'ont aidé à réaliser ce travail :

- Monsieur Yves Nold, PDG de MicroSpire SA, pour l'accueil au sein de son entreprise et pour m'avoir donné l'opportunité de poursuivre dans l'industrie,
- Monsieur Alphonse Barnaba du CNES (Toulouse), pour nos rencontres à chaque fois très enrichissantes,
- Monsieur Robert Perret, pour toute son expérience et le maintien de la bonne humeur au sein du laboratoire et de l'équipe Electronique de Puissance,
- Monsieur Bernard Morel, pour le développement et la maintenance du logiciel CIRTRANS,
- Monsieur Jean-Michel Terrot du CIME (Grenoble), ainsi que Christian Uzel et Irène Pheng, pour la réalisation de contacts métalliques de qualité sur les ferrites,
- Monsieur Bruno Seguin du LEMD (Grenoble), pour son aide et sa patience dans les mesures calorimétriques,
- Monsieur Gérard Meunier et l'un de ses nombreux thésards, Fabiano Garcia, dans le cadre de la collaboration avec l'équipe Modélisation, ainsi que Florence Ossart et Dimitri Tudorache, pour l'utilisation du logiciel FLUX3D® et la validation de nos modèles,
- Toute l'équipe Electronique de Puissance, et en particulier, Ambroise Schellmanns et Jean Schutz pour leur discernement dans mes travaux, ainsi que Rachid Laouamer et Yves Lembeye pour leur aide sur le plan informatique.

- Les ingénieurs et techniciens des ateliers de mécanique et d'électronique, en particulier : Bruno Mallet, Claude Brun et Daniel Ogier,

- Toute l'équipe du support informatique : Patrick Guillot, Etiennette Callegher, Florence François, Bruno Ferrari et Marie-Thérèse Loubinoux,

- Toute l'équipe du secrétariat pour son aide au quotidien et la bonne humeur qu'il y règne.

Merci aussi à Khoumissa Berrouche dont j'ai encadré le stage de DEA et Jérôme Pierre pour son projet d'option à l'ENSIEG.

Je pense également à tous ceux du LEG qui m'ont témoigné beaucoup de gentillesse et qui se reconnaîtront dans ces remerciements. Je tiens notamment à exprimer toute ma reconnaissance à ceux qui m'ont épaulé dans mon rôle de Représentant des Thésards au Conseil de Laboratoire.

Un clin d'œil ici au club de volley-ball du CAESUG, sous la direction de Jacques Davoine, pour les instants de détente, de joie et de défaite passés ensembles.

Une mention toute spéciale à mes collègues Benjamin Grevin (déjà Docteur !) et Matthieu Durnerin (peut-être bientôt...) avec qui nous avons affronté les affres de la vie du jeune chercheur et refait le monde autour de (trop) nombreux cafés.

A tous mes collègues passionnés avec qui nous avons partagé, été comme hiver, les voies et les plus beaux sommets des grandes montagnes des Alpes.

A Cécile, ma fiancée, pour qui la fin de ces belles années estudiantines à été partagée entre un Pat parfois un peu saoulant avec ses préoccupations de thèse et les préparatifs de notre mariage. Merci à elle pour son soutien, ainsi qu'à tous les membres de ma future belle-famille pour la considération qu'ils m'ont toujours portée.

Enfin et surtout, un grand merci à mes parents, ma sœur Laurence et mon frère Yann, pour leurs encouragements, leur confiance et tout ce que je leur dois pour être arrivé au niveau où je suis aujourd'hui. Je leur dédie ce mémoire.

- TABLE DES MATIERES -

AVANT-PROPOS 5

TABLE DES MATIERES 9

INTRODUCTION GENERALE 17

CHAPITRE I :
LE TRANSFORMATEUR EN TEMPERATURE UNIFORME 23

I. INTRODUCTION 25

II. LES DERNIERES AVANCEES DU SCHEMA EQUIVALENT 25
II.1. La modélisation électrique des composants magnétiques 25
II.2. Les acquis du schéma équivalent 26
II.3. Les derniers développements scientifiques 27
II.3.1. Gradation de la représentation de la partie réactive 27
II.3.2. Représentation des pertes par courants induits 28

III. DEFINITION D' UN PROTOTYPE 28
III.1. Rappel du cahier des charges 28
III.2. Le circuit magnétique 29
III.3. Les bobinages 29
III.4. Nombres de spires et rapport de transformation 30

IV. CARACTERISATION DU PROTOTYPE A 22°C 30
IV.1. Inductances et pertes 30
IV.2. Prise en compte des pertes par courants induits 32
IV.3. Détermination des capacités 33
IV.4. Schéma équivalent à 22°C 34
IV.5. Comparaison des relevés expérimentaux avec le modèle 34

V. ETUDE QUALITATIVE PRELIMINAIRE EN TEMPERATURE 35
V.1. Constante de temps thermique 35
V.2. Relevés expérimentaux 37
V.3. Les variations avec la température 38

VI. CARACTERISATION A 100°C 39
VI.1. Schéma équivalent à 100°C 39
VI.2. Comparaison des relevés expérimentaux avec le modèle 39
VI.3. Ce qui reste identique 40
VI.4. Ce qui a changé 41

VII. PREDICTION DU COMPORTEMENT ELECTRIQUE EN TEMPERATURE 42
VII.1. Comparaison entre 22°C et 100°C 42
VII.1.1. Les données constructeur 42
VII.1.2. Rapprochement des variations observées avec les données constructeur 42
VII.1.3. Première conclusion 44
VII.2. Augmentation du nombre de cellules l-r 44
VII.3. Prédiction à 100°C 46
VII.4. Conclusions 48

VIII. CONCLUSION 49

CHAPITRE II :
VALIDATION CALORIMETRIQUE DES RESISTANCES DU SCHEMA EQUIVALENT 51

I. INTRODUCTION 53

II. DEFINITION DES MESURES A REALISER 53
II.1. Montage du prototype dans le calorimètre 53
II.2. Alimentation du prototype 54
II.3. Choix des fréquences de mesure 55

III. DESCRIPTION DU CALORIMETRE 56
III.1. Principe calorimétrique de la mesure 56
III.2. Description du fonctionnement 57
III.3. Le dispositif expérimental 60
III.4. Le calorimètre 60
III.5. Protection vis-à-vis des perturbations 61
III.6. Résumé des performances de l'appareil 61

IV. RESULTATS DE L'ETUDE 62
IV.1. Etalonnage du dispositif 62
IV.2. Mesures réalisées et comparaisons 63

V. LIMITATIONS DU DISPOSITIF 66
V.1. Problèmes rencontrés 66
V.2. Amélioration du calorimètre 67
V.3. Amélioration du prototype 68
V.4. Remarque 68

VI. CONCLUSION 69

CHAPITRE III :
ESTIMATION DES PERTES A PARTIR DU SCHEMA EQUIVALENT 71

I. INTRODUCTION 73

II. LES LOGICIELS DE SIMULATION ELECTRONIQUE 73
II.1. Généralités 73
II.2. Un logiciel adapté à nos besoins : TRANSFERT 74
II.3. Choix du logiciel de travail : PSpice® 75

III. COMPARAISON ENTRE LES PERTES ESTIMEES ET MESUREES 76

IV. ESTIMATION DES PERTES EN REGIME SINUSOIDAL 78
IV.1. Modélisation du prototype 78
IV.2. Pertes en court-circuit 79
IV.3. Pertes à vide 80
IV.4. Pertes pour une charge résistive de 50 Ω 81
IV.5. Pertes pour une charge résistive de 600 Ω 83
IV.6. Pertes pour une charge résistive de 10 kΩ 84
IV.7. Discussion sur le calcul des pertes en régime sinusoïdal 85

V. CALCUL DES PERTES EN REGIME PERIODIQUE NON SINUSOIDAL 86
V.1. Formes d'onde 86
V.2. Choix de la tension d'alimentation 87
V.3. Fonctionnement à tension efficace d'alimentation constante 88
V.4. Fonctionnement à induction efficace constante 89
V.5. Fonctionnement à induction maximum constante 89
V.6. Discussion sur le calcul des pertes en régime périodique non sinusoïdal 89

VI. CONCLUSION 90

CHAPITRE IV :
POUR MIEUX CARACTERISER LES FERRITES DE L'ELECTRONIQUE DE PUISSANCE 93

I. INTRODUCTION 95

II. LES FERRITES 96
II.1. Une théorie aujourd'hui cinquantenaire 96
II.2. Deux familles principales de ferrites "doux" 97
II.3. Un procédé de fabrication difficile à maîtriser 98
II.4. Des ferrites pour l'Electronique de Puissance 98

III. LIMITES DES METHODES STANDARDS 100

III.1. Critique de la mesure classique 100
III.2. Conduction des ferrites 101
III.3. Une approche plus complète 104

IV. UNE NOUVELLE METHODE DE CARACTERISATION DES FERRITES 104
IV.1. L'idée originale 104
IV.2. Précautions expérimentales 105
IV.2.1. Choix du ferrite - Usinage de l'échantillon 105
IV.2.2. Mesure de nature magnétique - ZB 106
a) Influence de la hauteur 106
b) Influence du nombre de spires 107
c) Dispersion de la phase en haute fréquence 108
d) Variation orthoradiale de l'induction 109
e) Influence de la métallisation 111
f) Autres précautions expérimentales 112
g) Configuration de bobinage adoptée 113
h) Conclusion sur la mesure de ZB 113
IV.2.3. Mesure de nature électrique - ZE 114
a) Nature des contacts 114
b) Linéarité 115
c) Influence de la longueur axiale 115
d) Sensibilité à la température 117
e) Amenée du courant de test 119
f) Conclusion sur la mesure de ZE 120
IV.3. Développements analytiques 120
IV.3.1. Généralités 120
a) Description du problème 120
b) Equation différentielle 120
c) Déroulement du tore 121
d) Influence de la hauteur 124
IV.3.2. Impédance magnétique - ZB 126
a) Hypothèses 126
b) Schéma du modèle 126
c) Symétries 127
d) Résolution 127
e) Calcul de l'impédance ZB 127
IV.3.3. Impédance électrique - ZE 128
a) Hypothèses 128
b) Schéma du modèle 128
c) Symétries 128
d) Résolution 129
e) Calcul de l'impédance ZE 129
f) Remarques 130
IV.3.4. Déduction des propriétés complexes du matériau 130
a) Résumé 130

b) Inversion du modèle....130
c) Formules....131

V. RESULTATS DE CARACTERISATION....131
V.1. Echantillons testés....131
V.2. Philips 3C85....132
V.3. Philips 3F3....133

VI. CONCLUSION....134

CHAPITRE V :
INCIDENCE DES PROPRIETES DIELECTRIQUES DU MATERIAU MAGNETIQUE....137

I. INTRODUCTION....139

II. COMPARAISON AVEC LES DONNEES CONSTRUCTEUR....139

III. PROFIL DU CHAMP ELECTROMAGNETIQUE....141
III.1. Tore de 1 cm d'épaisseur....141
III.2. Tore de 1 mm d'épaisseur....143
III.3. Influence des paramètres complexes....143
III.4. Longueur d'onde et profondeur de pénétration....145

IV. LES PERTES....146
IV.1. Calcul de la puissance échangée avec un matériau linéaire, homogène et isotrope....146
IV.2. Exemple de calcul 1D....147
IV.3. Remarque....149

V. INTRODUCTION DES DONNEES EN SIMULATION....149
V.1. Première approche....149
V.2. Une identification réaliste....150

VI. RETOUR AU SCHEMA EQUIVALENT D'UN COMPOSANT BOBINE....152
VI.1. Amélioration de la représentation inductive....152
VI.2. Augmentation du nombre de cellules....153
VI.3. Perspective....154

VII. MESURES EN TEMPERATURE....155
VII.1. Présentation....155
VII.2. Résultats....156
VII.3. Phénomène de désaccommodation....156

VIII. CONCLUSION....157

CONCLUSION GENERALE 159

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES 165

ANNEXES 175

ANNEXE 1 :
Données du constructeur Philips pour la carcasse ETD44 et le ferrite 3C85 177

ANNEXE 2 :
Description du calorimètre 181

ANNEXE 3 :
Calcul de la tension à imposer pour conserver V_{eff}, B_{eff} ou B_{max} constante 189

ANNEXE 4 :
Calcul de gains sur un quadripôle à partir de ses impédances à vide et en court-circuit 193

ANNEXE 5 :
Calcul 2D-plan du champ électromagnétique dans une lame de ferrite 199

- INTRODUCTION GENERALE -

Depuis quelques années, l'évolution des techniques et des technologies dans le domaine de l'Electronique de Puissance s'accompagne d'un accroissement important des fréquences de travail dans les convertisseurs statiques de l'énergie. Les avantages d'une telle démarche sont nombreux : diminution de la taille et du poids des composants, surtout des composants magnétiques, plus grande puissance convertie pour un même volume de l'alimentation, vibrations acoustiques à des fréquences inaudibles... Inévitablement, certains inconvénients apparaissent également : pertes par commutation dans les semi-conducteurs, pertes par courants de Foucault dans les conducteurs, les enroulements et les matériaux magnétiques, aggravation des problèmes de compatibilité électromagnétique (CEM)...

Cette sensible augmentation de la fréquence a entraîné, pour tous les composants, la recherche de modèles qui rendent compte fidèlement de leur comportement électrique jusqu'en très haute fréquence. Cela est vrai pour tous les composants passifs, notamment les inductances et les transformateurs.

La diminution de la taille des composants magnétiques s'accompagne essentiellement d'une augmentation de leurs pertes, ce qui conduit le plus souvent à une dégradation de leur comportement thermique. Parallèlement, un certain nombre d'éléments parasites apparaissent lorsque la fréquence augmente. Ainsi, bien qu'assurant toujours ses fonctions principales (changement du niveau de tension, isolation galvanique, transfert de l'information), le fonctionnement du transformateur est altéré : le couplage électrostatique entre enroulements ne peut plus être négligé. Ces deux exemples de dégradation illustrent bien que, pour augmenter le rendement et la fiabilité de la conversion d'énergie en Electronique de Puissance, les phénomènes physiques qui interviennent dans le fonctionnement des composants magnétiques doivent être bien maîtrisés.

Les études menées au Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble depuis 1985, et notamment celles réalisées en collaboration avec la société MicroSpire depuis 1991, ont permis d'aboutir à une très bonne compréhension du fonctionnement haute fréquence des inductances et des transformateurs à deux enroulements. Les circuits électriques équivalents à constantes localisées développés au cours de ces travaux permettent d'obtenir des simulations électriques fiables et, grâce à la méthode de caractérisation expérimentale élaborée simultanément, ils peuvent être établis sans aucune hypothèse technologique. Les composants classiquement étudiés couvrent une gamme de puissance allant de quelques centaines de mW à quelques centaines de W, alors que la plage de fréquence s'étend du continu jusqu'à quelques MHz, voire quelques dizaines de MHz. Tous les matériaux constitutifs sont supposés linéaires, stationnaires, homogènes et isotropes.

L'objectif à long terme de nos travaux, en partenariat avec la société MicroSpire, est la prédiction, à partir de simulations uniquement, des défaillances d'un produit, sans aucun essai en environnement réel. Le temps gagné à travers cette démarche est considérable si l'on songe aux durées de cyclage d'un composant en étuve, ou si l'on regarde le nombre de prototypes détruits pour jauger le courant maximum admissible.

Les travaux antérieurs ont abouti à une caractérisation plus complète et, par suite, à une plus grande fiabilité des prévisions issues de la simulation électrique. Aujourd'hui, pour asseoir la maîtrise

technologique des produits magnétiques, la compréhension du comportement thermique de ces composants devient primordiale.

Avant d'accéder à la carte des températures dans un composant en fonctionnement, il faut déjà bien comprendre son évolution lorsqu'il passe d'une température uniforme à une autre. Le chapitre I décrit un prototype astucieusement défini pour répondre aux besoins de cette étude. Successivement caractérisé à la température ambiante puis à 100°C par son schéma électrique équivalent, il fait ressortir les paramètres les plus sensibles à cette augmentation de température. Les derniers développements scientifiques, qui permettent d'obtenir un circuit équivalent à la fois plus précis et de manière plus systématique, sont rapidement présentés. La possibilité de prédire le comportement de ce composant à toute température à partir de mesures à la température ambiante uniquement sont alors discutées.

Les résistances du circuit équivalent apportent de nombreux éléments de réponse quant à la nature des puissances dissipées à l'intérieur du composant et sur les endroits où elles interviennent. Cependant, des vérifications expérimentales sur la précision des valeurs de ces résistances s'imposent. C'est l'objet du chapitre II, où sont présentés des essais calorimétriques permettant une mesure directe des échauffements. Le calorimètre utilisé ainsi que son principe de fonctionnement y sont décrits. Les résultats obtenus valident de façon remarquable la mesure électrique. Les limitations du calorimètre et du prototype, nuisibles à la poursuite de cette étude, sont abordées.

Les éléments résistifs placés sur le schéma équivalent permettent alors d'estimer les pertes et le rendement du composant pour des excitations et des charges quelconques, et ce, sans faire aucune mesure complémentaire. Pour ce faire, l'utilisation des logiciels de simulation électronique est présentée au chapitre III, où il est également discuté de la nécessité de posséder un logiciel vraiment adapté à nos préoccupations. Pour les mêmes essais, les résultats de simulation sont dans un premier temps comparés avec ceux des mesures calorimétriques, quantifiant ainsi directement la précision des paramètres résistifs du schéma. Dans un second temps, des exemples de calculs de pertes sont donnés et comparés pour différentes charges usuelles et différents régimes d'alimentation.

Comme cela aura été précisé au cours des trois précédents chapitres, les pertes les plus facilement modélisables sont les pertes "cuivre". Les pertes "fer", plus faibles et donc plus difficilement décelables, demeurent nettement moins connues. Le comportement du noyau magnétique reste pourtant très sensible à une augmentation de température. Il apparaît par ailleurs que les données fournies par les constructeurs de ferrites, basées sur une approche magnétostatique, sont insuffisantes pour représenter correctement et complètement le comportement du matériau, particulièrement au-delà de quelques centaines de kHz. Pour remédier à ces manquements, nous présentons, au chapitre IV, une méthode originale de caractérisation de ces matériaux. L'idée directrice de cette démarche y est présentée, ainsi que les précautions expérimentales à respecter dans les mesures à effectuer et les modèles analytiques mis en jeu pour déduire les paramètres recherchés. Des caractérisations de ferrites typiquement rencontrés en Electronique de Puissance sont présentées.

Les propriétés physiques des ferrites sont très généralement décrites par leur seule perméabilité complexe. Au chapitre V nous allons plus loin en exploitant notre nouvelle méthode de

caractérisation, qui permet de mettre en avant l'incidence des propriétés diélectriques de ces matériaux. Cette influence est en effet non négligeable dès quelques dizaines de kHz. La comparaison des profils de champ à l'intérieur du matériau excité ou de ses pertes, en utilisant soit les données standards, soit les nôtres, permet de conclure quant aux erreurs globales et physiques engendrées par l'utilisation d'un nombre réduit de paramètres de caractérisation. L'utilisation d'outils de simulation par éléments finis se révèle très performante pour ce type de calculs. Enfin, la méthode de caractérisation proposée est appliquée en température sur un matériau particulier pour avoir une idée complète du comportement de ce ferrite à toute fréquence et toute température.

En conclusion, nous rappelons quels sont les points importants abordés au cours de ce travail et les domaines dans lesquels les avancées sont significatives. Nous donnons quelques indications sur les prolongements possibles de cette étude.

- CHAPITRE I -

LE TRANSFORMATEUR EN TEMPERATURE UNIFORME

I. INTRODUCTION

Aujourd'hui, ce qui apparaît prioritaire pour améliorer la maîtrise technologique des composants magnétiques, c'est la compréhension de leur comportement thermique. En pratique, il s'agit, partant de la description physique du composant, de prévoir la répartition des températures ainsi que l'emplacement des points chauds éventuels, afin d'en déduire les limites du fonctionnement fiable. Atteindre cet objectif nécessite de savoir où est dissipée la puissance, mais également comment elle s'écoule vers la source froide. C'est un travail de longue haleine et il semble raisonnable, dans une première étape, de laisser de côté le second aspect. En clair, l'objectif visé ici est de prédire le comportement d'un composant magnétique à toute température, à partir de mesures à la température ambiante uniquement et de la connaissance de la variation de quelques caractéristiques physiques des matériaux en fonction de la température.

Par expérience, on constate que la plupart des limitations d'utilisation de ces composants trouvent leur origine dans une cause thermique : une température qui amène le ramollissement d'un isolant, un gradient de température qui entraîne la fissuration du noyau en ferrite... C'est pourquoi la connaissance des températures atteintes dans le composant au travail est essentielle pour prévoir ses défaillances. S'il maîtrise cette prévision, le concepteur peut, après s'être fixé librement une marge de sécurité, utiliser au mieux les matériaux disponibles. Il dispose alors de sérieux arguments pour garantir la fiabilité de ses produits au meilleur coût.

Avant d'aborder l'étude proprement dite, nous rappelons au paragraphe II les avantages de la caractérisation expérimentale des composants magnétiques par un circuit électrique équivalent précis. Nous présentons également les derniers développements scientifiques qui permettent d'améliorer encore la précision et la fiabilité du modèle adopté pour de tels composants et d'en accélérer la détermination pratique. Un transformateur de test sera ainsi préalablement caractérisé au paragraphe IV par son schéma équivalent à température ambiante. Le prototype utilisé doit posséder une structure qui permette de le réutiliser par la suite, notamment lors des mesures calorimétriques envisagées pour l'étude des dissipations. Le cahier des charge en est donné au paragraphe III. Une première série d'observations qualitatives, décrites au paragraphe V, va guider nos recherches et nous indiquer les erreurs à éviter lors de mesures en température. Elles permettent en particulier de dégager les paramètres qui varient de façon significative avec la température. Nous donnons au paragraphe VI le modèle du transformateur testé à 100°C. Nous verrons alors au paragraphe VII dans quelle mesure il est possible de prédire le comportement électrique d'un tel composant à toute température à partir de mesures à la température ambiante uniquement.

II. LES DERNIERES AVANCEES DU SCHEMA EQUIVALENT

II.1. La modélisation électrique des composants magnétiques

Les transformateurs ont été l'objet de beaucoup d'études mais en fait, peu de circuits équivalents ont été proposés. Pour parvenir à ce schéma équivalent, le système étudié peut être regardé comme une "boîte noire", et seules des mesures extérieures au composant sont ainsi autorisées : c'est une

approche "macroscopique". C'est celle que nous adopterons. A l'opposé, d'autres d'approches qui nécessitent la connaissance de la géométrie et de la technologie de fabrication du composant ont également été proposées [Labouré-96]. Elles restent donc des approches de type "microscopique". Le but de la modélisation reste bien entendu axé sur la meilleure représentation possible des principaux phénomènes intervenant au niveau du transformateur, aujourd'hui jusqu'à des fréquences très hautes [Labouré-95, Gautier-96]. Les exemples sont nombreux au travers de la littérature récente sur le sujet [Ahmad-90, Vannier-92, Schlenk-93, Tabaga-93, Fouassier-94/1].

La représentation équivalente peut être décrite de différentes manières. La géométrie du composant peut tout d'abord être introduite dans un simulateur par éléments finis en indiquant les propriétés physiques de tous ses éléments constitutifs. La simulation permet alors, pour une excitation donnée, de tracer des profils de champ, d'observer l'influence respective des paramètres de perméabilité, de résistivité ou de permittivité, ou encore d'une dimension. L'électrotechnicien préfère cependant souvent ramener son modèle à un schéma électrique simple, composé d'éléments passifs courants (résistances, inductances, capacités et mutuelles). Ce dernier peut être à constantes réparties ou localisées. Dans le cas de la représentation à constantes réparties, une même cellule élémentaire est répétée un grand nombre de fois pour approcher le comportement global du composant. La cellule élémentaire est par exemple définie en tenant compte des propriétés locales d'un matériau ou en regardant ce qu'il se passe au niveau d'une spire pour le généraliser à tout le bobinage. Le schéma équivalent à constantes localisées demeure néanmoins le plus courant car il est synthétique et facile à mettre en œuvre. Sa topologie reste identique pour différents composants du même type. Si les paramètres du modèle sont alors uniquement caractérisés par des mesures extérieures au composant, seules leurs valeurs changeront d'un transformateur à l'autre.

Pour l'ingénieur, disposer d'une modélisation électrique précise du composant est un atout majeur. Le circuit équivalent peut être utilisé pour comparer deux prototypes concurrents ou pour diagnostiquer certains problèmes : capacités prohibitives, courants induits dans les conducteurs... Il peut aussi être exploité aisément par un logiciel de simulation électronique. Sa précision permet alors, par exemple, de prévoir les résonances parasites liées au transformateur ou d'estimer la puissance dissipée dans le composant. Son exploitation peut être menée soit en régime harmonique pour une étude en fréquence, soit dans le domaine temporel pour l'examen de sa réponse à différentes formes d'onde. Cette description sera étendue au chapitre III.

II.2. Les acquis du schéma équivalent

Depuis quelques années, notre équipe a développé un circuit équivalent en adoptant une démarche "macroscopique". Nous disposons aujourd'hui, pour décrire le comportement électrique d'un transformateur à deux enroulements, d'un circuit équivalent caractérisé par une vingtaine de constantes localisées (R, L, C et coupleurs parfaits). Ce circuit prend en compte le couplage magnétique, les pertes "cuivre" et "fer", ainsi que le comportement électrostatique [Laveuve-91/2, Cogitore-94/2, Blache-95/2]. Il couvre une plage de fréquence allant du continu jusqu'à une ou deux décades au-delà de la fréquence maximale d'utilisation du composant. Nous avons déjà exploité ce circuit pour décrire une multitude de transformateurs, allant du modèle intégré (quelques mW) [Mino-96] au transformateur de chauffage à induction (15 kW) [Colpo-97].

Des remises en cause importantes ont été nécessaires pour parvenir à ce circuit : valeur du rapport de transformation, répartition primaire/secondaire des fuites, représentation des courants induits par des constantes localisées, introduction de capacités négatives [Kéradec-92]. Toutes ces ruptures ont fait l'objet d'une justification physique et d'une validation expérimentale [Kéradec-94, Kéradec-96/1]. En définitive, pratiquement tous les résultats acquis sont applicables indépendamment du nombre d'enroulements (simple et systématique pour un, deux et trois enroulements) [Berrouche-97]. L'identification expérimentale, basée uniquement sur des mesures d'impédances électriques extérieures au composant, est une démarche fiable et générale. Elle est déjà exploitée industriellement [Cogitore-94/1].

La connaissance d'un circuit équivalent fiable et réaliste permet d'optimiser rapidement un ou plusieurs composants magnétiques dans leur environnement électronique [Saurin-92]. Elle assure ainsi de mieux les utiliser mais aussi de mieux les spécifier. Cette méthode de caractérisation expérimentale permet de déceler des dérives minimes du composant et d'en diagnostiquer la cause, accroissant ainsi la maîtrise du procédé de fabrication [Blache-94, Cogitore-95/1].

Les représentations antérieures des composants magnétiques menaient, lors des simulations électroniques, à de piètres résultats. Avec ce circuit équivalent, les résultats obtenus sont très proches des mesures, que le composant soit utilisé seul ou au sein d'un montage [Blache-95/1]. Pour autant, il n'est pas toujours nécessaire d'utiliser ce circuit équivalent dans son intégralité : suivant l'environnement électronique, certaines simplifications sont compatibles avec la précision des résultats cherchés.

Pour tirer tout le bénéfice de ces méthodes de caractérisation des composants magnétiques et établir leur circuit équivalent à constantes localisées, il faut disposer d'outils réduisant leur temps de mise en œuvre. Le circuit électrique à constantes localisées montre en effet une complexité qui croît si vite avec le nombre d'enroulements que son étude manuelle devient inextricable dès trois enroulements. Ce fait est d'autant plus regrettable qu'il survient même si le fonctionnement du composant est entièrement compris et que la généralisation des concepts développés pour deux enroulements permet de fixer complètement la topologie de son circuit équivalent. L'utilisation de logiciels de calcul analytique [Mathcad-97], de simulation électronique de type PSpice® [MicroSim-96], ou développés suivant nos besoins [Fouassier-94/2, Cogitore-94/2, Cogitore-95/2], permet de gagner un temps précieux, notamment si l'on peut superposer les courbes relevées expérimentalement (pont d'impédance) avec leurs homologues déduites du circuit équivalent testé.

II.3. Les derniers développements scientifiques

Des développements scientifiques récents permettent d'améliorer encore la précision et la fiabilité de nos modèles et d'accélérer leur identification expérimentale [Fouassier-97/2, Fouassier-98/3]. Cette recherche s'articule autour de deux axes que nous exposons ci-dessous.

II.3.1. Gradation de la représentation de la partie réactive

Une approche par approximations successives permet maintenant, de façon systématique et

rigoureuse, de compliquer le schéma équivalent progressivement suivant le domaine de validité fréquentielle souhaité (fréquence maximum d'utilisation). Bien que sa validité soit plus générale, cette méthode est particulièrement utile lorsque les enroulements sont fortement couplés, ce qui est très fréquent. Par exemple, l'inductance de fuite d'un transformateur à deux enroulements fortement couplés est négligeable par rapport à l'inductance magnétisante, et il est possible de ramener à 3 (au lieu de 6) le nombre de capacités du schéma équivalent. Cette approche a été validée expérimentalement en observant toutes les impédances mesurables sur le composant. Elle est extensible à un nombre quelconque d'enroulements [Schellmanns-98].

L'accroissement de précision que cette approche amène lors de la détermination des capacités sera très précieuse pour étudier la CEM conduite. Des convertisseurs sont actuellement montés et étudiés afin de mesurer les courants inter-enroulements, d'en évaluer l'impact et de les comparer aux prévisions de la simulation [Schutz-98].

II.3.2. Représentation des pertes par courants induits

D'autre part, la prise en compte des pertes magnétodynamiques (pertes "cuivre") est grandement améliorée par une augmentation raisonnable du nombre de cellules l-r (associations, en série, de couples résistance-inductance en parallèle) [Cogitore-93, Cogitore-94/1, Cogitore-94/2]. Là aussi, une démarche systématique permet aujourd'hui de déterminer le nombre de cellules à introduire et les valeurs des composants (r et l), en fonction de la précision souhaitée et de la gamme de fréquence visée [Seguin-96/2, Seguin-97/2]. Ainsi par exemple, pour prendre en compte les pertes par courants induits dans un conducteur, il faut introduire une résistance qui varie comme $\omega^{1/2}$. On sait maintenant que l'introduction de 4 cellules l-r parallèles donne cette variation sur 3 décades de fréquence avec une erreur inférieure à 4%.

III. DEFINITION D'UN PROTOTYPE

III.1. Rappel du cahier des charge

La variation du comportement électrique en fonction de la température a pu être observée sur un grand nombre de composants magnétiques, que ce soient des composants du commerce ou des composants bobinés selon nos besoins. Cependant, afin de mener toutes les mesures sur un même composant, il nous a semblé judicieux de définir un prototype de travail apte à supporter l'ensemble des contraintes imposées par les différentes mesures envisagées. Pour conduire les études en température uniforme et les mesures calorimétriques qui seront présentées au chapitre suivant, le composant doit présenter :

- Une structure proche d'un transformateur couramment utilisé en Electronique de Puissance,
- Des dimensions compatibles avec celles de la cellule de mesure calorimétrique,
- Des pertes mesurables par le calorimètre,
- Deux enroulements pour que sa caractérisation électrique soit complète et simple,
- Un comportement sensible à la température,

- Des phénomènes intéressants en dessous de 1 MHz (limite du calorimètre).

Après plusieurs essais, un prototype de transformateur a été fabriqué pour répondre au cahier des charges décrit ci-dessus.

III.2. Le circuit magnétique

Le circuit magnétique retenu est constitué par un noyau ferrite au manganèse-zinc (MnZn) ETD44 en 3C85 de chez Philips Components [Philips-98]. L'annexe 1 regroupe les données fournies par le constructeur pour la carcasse et le matériau utilisés. Ce noyau (Fig. III.1) permet de réaliser un composant dont les dimensions extérieures sont 50 x 50 x 40 mm^3, ce qui est compatible avec les dimensions de la cellule de mesure du calorimètre que nous décrirons au chapitre II. Le 3C85 est un matériau fréquemment utilisé dans les applications de l'Electronique de Puissance. Du point de vue des pertes, il se trouve à mi-chemin entre le 3C80 et le 3F3 [Philips-98], ce qui doit conduire à des pertes "fer" suffisantes pour être mesurées.

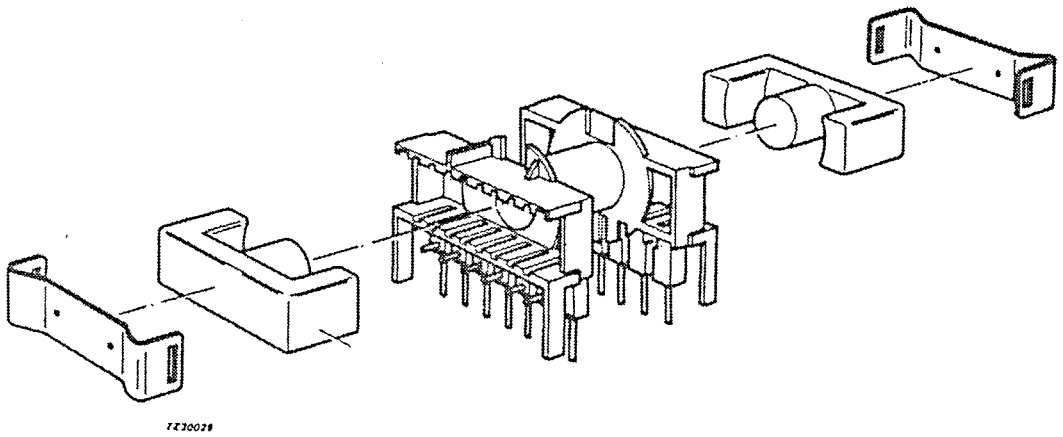


Fig. III.1 : Carcasse ETD44 (Philips Components)

II.3. Les bobinages

Les deux enroulements sont bobinés sur la jambe centrale cylindrique du noyau ETD. Du fil de grade I ou de grade II sera choisi indifféremment, compte tenu du fait que les courants de test resteront faibles et que les températures ne dépasseront pas 120°C. Pour un fil isolé dont le cuivre a un diamètre effectif de 1 mm :

- Grade I : diamètre réel du conducteur de 1,068 mm,
- Grade II : diamètre réel du conducteur de 1,093 mm.

Ceci correspond à 1 ou 2 spires de plus par enroulement si l'on utilise du grade II plutôt que du grade I. Le grade correspond au nombre de couches d'émail isolant qui recouvre le cuivre.

Afin que les pertes "cuivre" soient mesurables, il faut que les résistances d'enroulement soient

suffisamment grandes. En outre, pour étudier les dissipations dans les zones fréquentielles où le transformateur n'est plus purement inductif, il faut que les fréquences de résonance (à vide et en court-circuit) soient les plus basses possibles car, comme nous le verrons, le calorimètre n'est plus utilisable au-delà de quelques MHz. Cela correspond à des capacités parasites importantes, ce qui revient à avoir beaucoup de spires. On cherche à placer, en particulier, les premières résonances parallèles, à vide et en court-circuit, ainsi que la première résonance série à vide, en-deçà de 1 MHz. L'utilisation de bobinages en couches régulières semble bien adaptée. Globalement, il faut donc avoir beaucoup de cuivre, réparti sur de grands nombres de spires.

Pour séparer facilement les pertes "fer" des pertes "cuivre", le rapport de couplage (k) doit être le plus proche possible de l'unité. Là encore, le bobinage en rangées et couches régulières est bien adapté. Le primaire comporte finalement 5 couches de fil 0,8 mm de diamètre (grade II) et le secondaire 3 couches de fil 0,4 mm de diamètre (grade II également). Les deux enroulements sont bobinés en rangées et couches régulières et en aller-retour complet. Le secondaire est bobiné en premier (au plus proche de la jambe centrale).

II.4. Nombres de spires et rapport de transformation

La hauteur de la fenêtre de bobinage est de 29,5 mm comme indiqué à l'annexe 1 [Philips-98]. Connaissant le diamètre réel des fils de grade II (respectivement 0,8744 mm pour le primaire et 0,4372 mm pour le secondaire) et le nombre de couches (5 et 3), il est facile d'avoir une idée des nombres de spires Np et Ns des deux enroulements du transformateur :

$$Np = 5\,\frac{29,5}{0,8744} = 169 \text{ spires} \qquad Ns = 3\,\frac{29,5}{0,4372} = 202 \text{ spires}$$

Le rapport de transformation vaut dans ce cas 1,2 mais les nombres de spires ne sont pas connus avec précision. Pour avoir une estimation expérimentale de ce rapport, on alimente le transformateur au primaire sous une tension sinusoïdale de 500 mV_{eff} (à 1 kHz) pour laquelle on mesure au secondaire à vide une tension de 600 mV_{eff}, soit effectivement un rapport de transformation de 1,2. On profite de cet essai pour repérer les bornes homologues du transformateur (déphasage de 180° ou non entre les deux tensions visualisées à l'oscilloscope).

IV. CARACTERISATION DU PROTOTYPE A 22°C

IV.1. Inductances et pertes

On utilise l'analyseur d'impédance Hewlett-Packard HP4194A [Hewlett-89, Schanen-94] pour déduire tous les paramètres du schéma équivalent donné pour un transformateur à deux enroulements [Cogitore-94/1, Cogitore-94/2]. Le comportement linéaire du transformateur est admis lorsque l'on envisage de le représenter par son schéma équivalent. Pour que cette hypothèse soit satisfaite, nous avons noté après quelques essais à vide qu'il fallait régler l'amplitude de la tension de

sortie de l'analyseur à 100 mV_{eff} pour conserver une inductance constante en basse fréquence. Pour une excitation de 1 V_{eff}, ce phénomène n'est cependant plus visible à partir de 3 kHz. L'appareil est convenablement compensé pour le niveau choisi.

L'inductance à vide L_{01} se déduit directement de la représentation Ls-Rs de l'impédance Z_0 à vide du primaire en basse fréquence. On trouve :

$$L_{01} = L_0 = 99{,}5 \text{ mH} \quad (\text{à } 1{,}5 \text{ kHz})$$

De même L_{02} s'obtient à partir de l'impédance à vide vue du secondaire :

$$L_{02} = 148{,}0 \text{ mH} \quad (\text{à } 1{,}5 \text{ kHz})$$

On déduit le rapport de transformation η par :

$$\eta = \sqrt{\frac{L_{02}}{L_{01}}} = 1{,}2$$

Ce rapport η correspond ici au rapport des nombres de spires Ns/Np.

L'inductance en court-circuit l_{cc} se déduit de la représentation Ls-Rs de l'impédance Z_{cc} en court-circuit (Fig. IV.1). l_{cc} doit être déterminée à une fréquence où l'effet de l'inductance à vide en basse fréquence est devenu négligeable et où les courants induits ne se manifestent pas encore. On mesure :

$$l_{cc} = 121 \ \mu\text{H} \quad (\text{à } 1{,}5 \text{ kHz})$$

On peut maintenant calculer le coefficient de couplage k :

$$k = \sqrt{1 - \frac{l_{cc}}{L_0}} = 0{,}9994$$

Compte tenu de ce très fort couplage, les inductances parallèle et série du schéma équivalent (Lp et ls) peuvent être confondues respectivement avec L_0 et l_{cc}.

L'observation des parties résistives en basse fréquence (à 100 Hz) de Z_0 et Z_{cc} (Fig. V. 2 et Fig. V.3) permet de donner les résistances (ramenées au primaire) des deux enroulements. On trouve :

$$r1 = 500 \text{ m}\Omega \qquad r2 = 1{,}02 \ \Omega$$

La mesure des ces résistances à l'aide d'un microhmmètre de précision (AOIP OM 10) donne des résultats légèrement différents :

$$r1 = 450 \text{ m}\Omega \qquad r2 = 1{,}11 \ \Omega$$

La connaissance exacte de ces valeurs reste de première importance pour déterminer correctement les pertes "cuivre" en continu. L'analyseur ne donne pas obligatoirement les valeurs les plus justes. En

basse fréquence, il est difficile de mesurer une résistance quasiment pure de faible valeur compte-tenu des spécificités de l'appareil. En outre, la résistance mesurée peut également tenir compte d'autres phénomènes (résistance de pertes "fer"). Cela risque notamment d'introduire une erreur importante dans la prédiction des pertes à partir du schéma équivalent.

La résistance de pertes "fer" s'obtient grâce à l'impédance à vide. Elle est mesurée à la première résonance de Z_0. On trouve :

$$Rp = 735\ k\Omega \quad (\text{à } 24{,}8\ kHz)$$

La précision sur cette mesure n'est pas toujours très bonne car la valeur exacte de l'impédance à la première résonance parallèle, très pointue, est difficile à déterminer. De plus, cette mesure ne permet pas d'observer une éventuelle variation de Rp avec la fréquence [Berrouche-97].

IV.2. Prise en compte des pertes par courants induits

L'observation de la décomposition Ls-Rs de l'impédance en court-circuit Z_{cc} (Fig. IV.1) montre que des courants de Foucault interviennent de façon non négligeable dans les enroulements (effet de peau et de proximité) [Dowell-66, Urling-89, Laveuve-91/1]. Pour en tenir compte sur le schéma équivalent, l'inductance ls est fragmentée en trois cellules ls-rs parallèles. La première est composée de l'inductance estimée atteinte en haute fréquence et d'une résistance qui permet de régler les amortissements des résonances série sur Z_0 et parallèle sur Z_{cc}. Les deux autres introduisent deux fréquences de coupure où l'épaisseur de peau dans le cuivre devient successivement de l'ordre de grandeur du rayon du conducteur primaire (0,4 mm) puis du rayon du conducteur secondaire (0,2 mm). La somme des inductances de ces trois cellules est égale à l'inductance en basse fréquence.

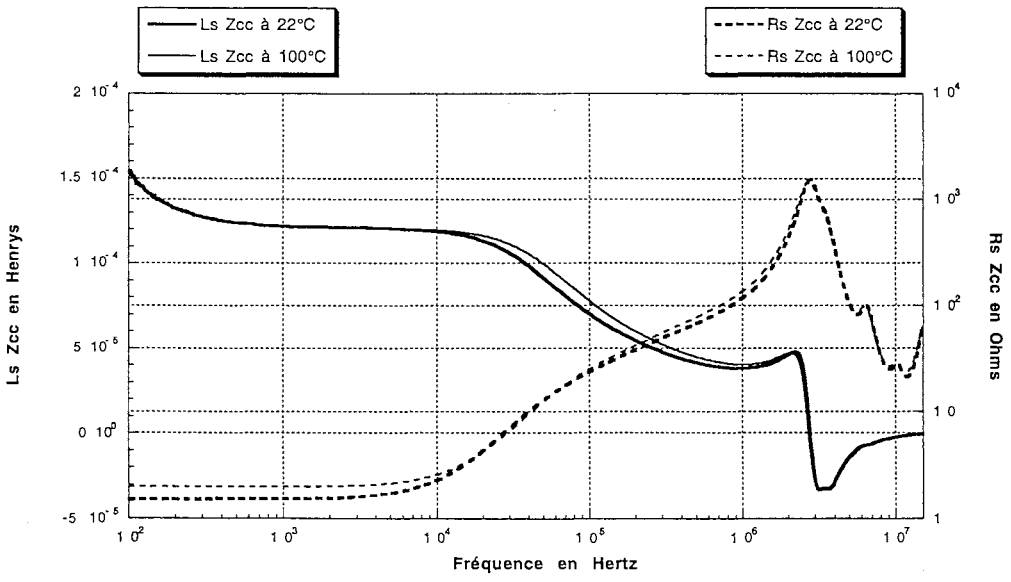


Fig. IV.1 : Impédances en court-circuit du prototype à 22°C et 100°C

Par approximations successives, on ajuste les six valeurs numériques pour faire coïncider les courbes du modèle avec les relevés expérimentaux. On obtient ainsi :

Cellule 1 :	ls1 = 35 µH	et	rs1 = 1,85 kΩ
Cellule 2 :	ls2 = 34 µH	et	rs2 = 8 Ω
Cellule 3 :	ls3 = 52 µH	et	rs3 = 48 Ω

Notons que si l'on double le nombre de cellules (six en tout), comme cela sera exposé au paragraphe VII.2, on parvient à faire coïncider parfaitement le modèle avec l'expérience, mais le schéma est plus compliqué, ce qui ralentit son exploitation numérique. On se rapproche en fait d'une représentation à constantes réparties. Le fait de conserver ici trois cellules permet de garder un lien entre cette représentation et les phénomènes physiques qui interviennent. Cette représentation semble suffisante pour la simulation électronique d'un circuit complet. Le composant n'est alors ni complètement à vide ni réellement en court-circuit.

A titre indicatif, les fréquences effectives où les courants de Foucault dans les bobinages deviennent manifestes sont obtenues lorsque l'épaisseur de peau (δ) atteint le rayon r_{Cu} du conducteur :

$$f = \frac{\rho}{\pi \mu_0 r_{Cu}^2}$$

A 22°C, la résistivité ρ du cuivre vaut $\rho = 1{,}75.10^{-8}$ Ωm [Plonus-78] et on trouve :

Pour le primaire :	r_{Cu} = 0,4 mm	fp = 27,7 kHz
Pour le secondaire :	r_{Cu} = 0,2 mm	fs = 110,8 kHz

Ces valeurs se rapprochent finalement assez bien des fréquences de coupure des cellules ls2-rs2 (37,4 kHz) et ls3-rs3 (146,9 kHz) calculée grâce à la relation :

$$f_c = \frac{rs}{2\pi ls}$$

IV.3. Détermination des capacités

On utilise différentes connexions entre les quatre bornes du transformateur (3 tensions indépendantes V_1, V_2 et V_3) pour déduire les six coefficients de la forme quadratique de l'énergie électrostatique [Cogitore-94/2] :

$$W_E = \frac{1}{2} C_{11} V_1^2 + \frac{1}{2} C_{22} V_2^2 + \frac{1}{2} C_{33} V_3^2 + C_{12} V_1 V_2 + C_{13} V_1 V_3 + C_{23} V_2 V_3$$

Dans chaque configuration, où l'on s'est arrangé pour avoir une tension ou une combinaison de tensions nulles, on mesure les premières résonances parallèle et série de Z_0, ainsi que la première résonance parallèle de Z_{cc}. Connaissant les inductances associées à ces fréquences, on détermine les capacités liées à la configuration choisie, et il ne reste plus qu'à identifier les coefficients cherchés. L'utilisation de configurations redondantes permet d'optimiser l'obtention des six coefficients attendus. Les six capacités à disposer sur le schéma équivalent sont calculées à partir de ces coefficients. Certaines capacités peuvent apparaître négatives.

051 097968 9

IV.4. Schéma équivalent à 22°C

Le schéma équivalent du prototype à 22°C est donné en résumé à la figure IV.2. La source de tension marquée V désigne le primaire d'où sont vues toutes les impédances mesurées ou simulées.

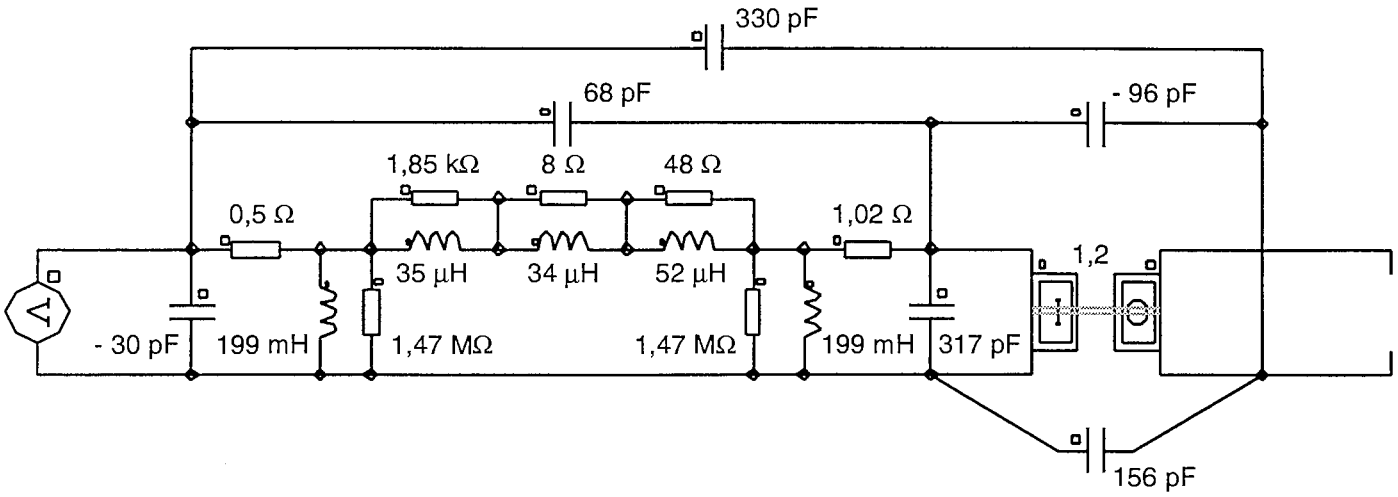


Fig. IV.2 : Schéma équivalent du prototype à 22°C

IV.5. Comparaison des relevés expérimentaux avec le modèle

Les figures IV.3 à IV.5 superposent les relevés expérimentaux de Z_0 et Z_{cc} avec les réponses fréquentielles du modèle à 22°C. L'accord est très bon jusqu'à environ 4 MHz. Ce transformateur ne sera pas utilisé dans un montage fonctionnant au-delà de 20 kHz puisqu'à cette fréquence son impédance à vide devient capacitive. En s'appuyant sur cette remarque on peut dire que ce modèle est apte à traiter correctement les 200 premiers harmoniques d'un signal périodique quelconque. On remarquera en particulier le bon accord obtenu, grâce à la décomposition de l'inductance de fuite, sur l'impédance en court-circuit entre 1 kHz et 1 MHz (Fig. IV.5).

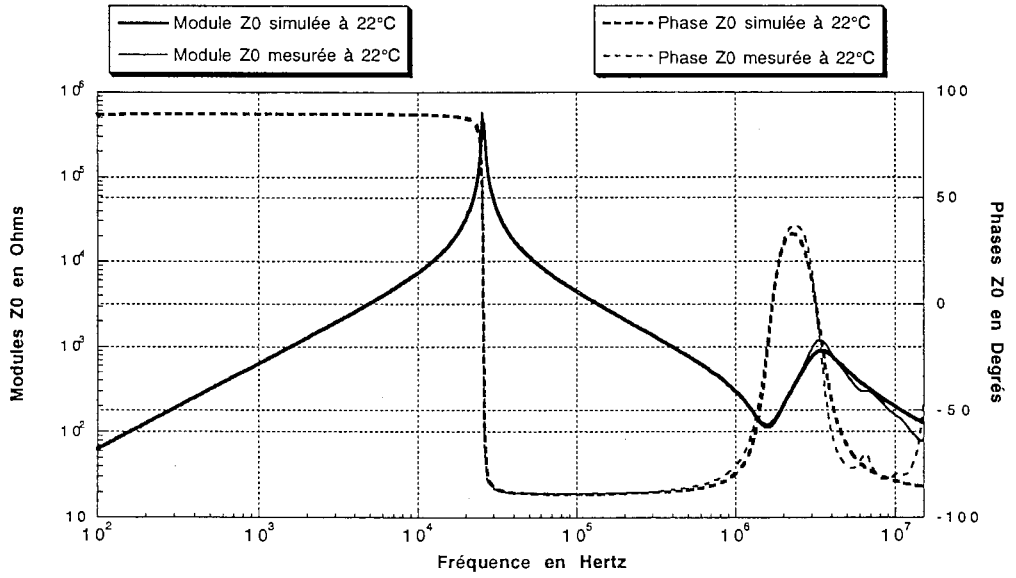


Fig. IV.3 : Impédance à vide du prototype à 22°C

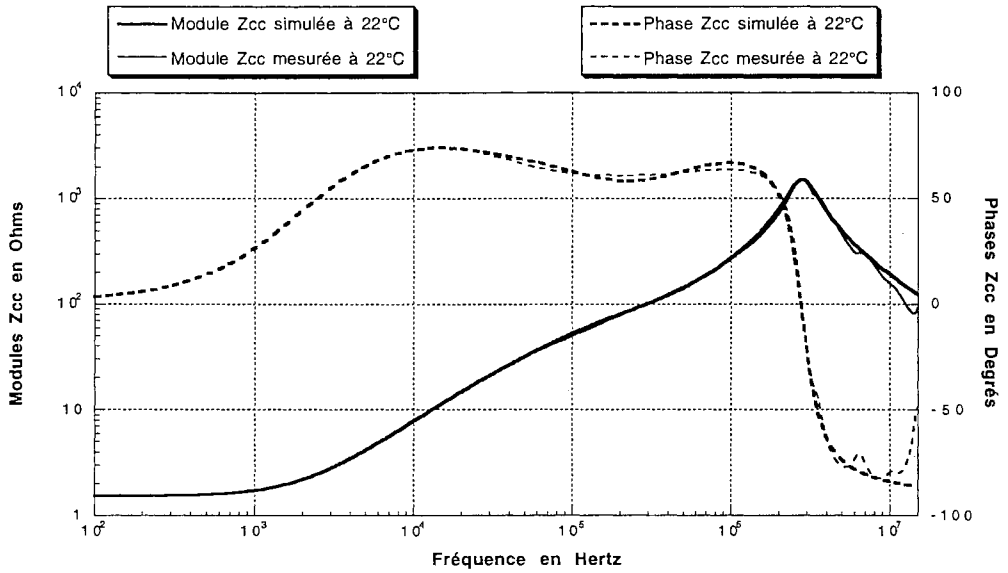


Fig. IV.4 : Impédance en court-circuit du prototype à 22°C

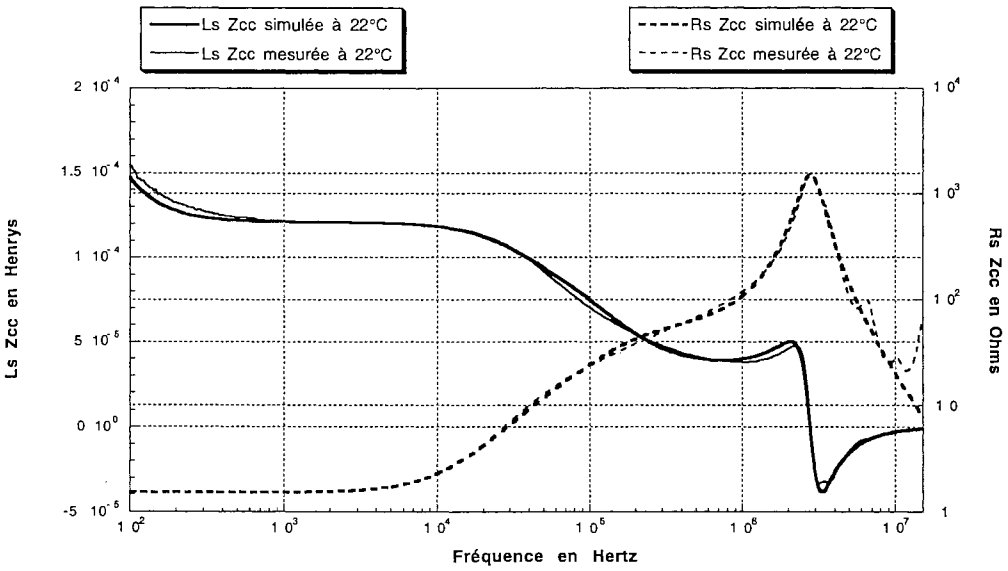


Fig. IV.5 : Impédance en court-circuit du prototype à 22°C

V. ETUDE QUALITATIVE PRELIMINAIRE EN TEMPERATURE

V.1. Constante de temps thermique

Les mesures de nature thermique sont longues car elles nécessitent l'établissement d'un équilibre qui met en jeu des constantes de temps importantes. Il faut en particulier que l'enceinte dans laquelle est placé le composant ait atteint son régime établi et que toutes les températures soient devenues homogènes à l'intérieur du volume chauffé, jusqu'au coeur du prototype testé. Pour ces essais, il est utile de connaître l'ordre de grandeur de la constante de temps thermique du prototype car c'est elle qui fixe la durée de stabilisation en température et donc le temps minimum à attendre entre deux

mesures.

Dans un transformateur, les calories se répartissent relativement vite au coeur du cuivre des bobinages et c'est le circuit magnétique qui présente la plus grande inertie thermique. Pour quantifier ce comportement, il suffit de suivre l'évolution d'un paramètre thermosensible. La mesure de l'inductance magnétisante (L_m) après l'application d'un échelon de température permet d'évaluer la constante recherchée.

Le prototype est pour cela introduit au temps t = 0 min dans une étuve préalablement chauffée et stabilisée à 100°C. La première courbe (trait continu) de la figure V.1 donne l'allure de la réponse en température de la grandeur L_m. La seconde courbe (traits pointillés) donne l'allure d'une réponse du premier ordre à peu près semblable. Il est préférable de ne faire démarrer cette dernière qu'au temps t = 2,5 min (retard pur) où l'étuve semble à nouveau stabilisée en température après introduction du transformateur et fermeture de la porte. Pour ce relevé, le primaire du prototype est relié à un pont RLC automatique (RCL-meter Philips PM6303) fonctionnant à 1 kHz et faible niveau d'excitation, ce qui permet, à cette fréquence, la mesure de l'inductance magnétisante sans saturation du circuit magnétique.

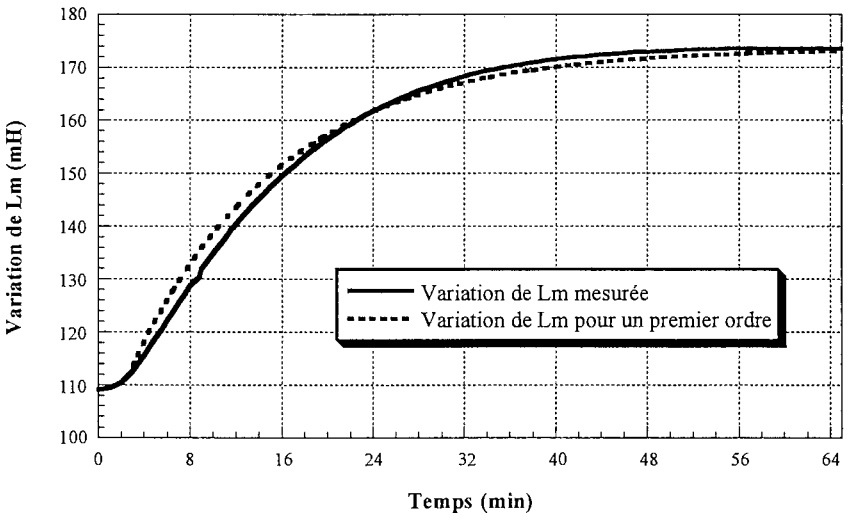


Fig. V.1 : Variation de l'inductance magnétisante lorsque le prototype est brutalement porté de 22 °C à 100 °C

On note que :

- Pour t = 0 min, L_m = 109 mH (à 22°C),
- Pour t = 2,5 min, L_m = 111,4 mH,
- Pour t = 65 min, L_m = 173 mH (stable à 100°C).

En partant du temps t = 2,5 min et grâce à l'expression mathématique du premier ordre, on trouve que la variation de la grandeur L_m a atteint 63% de la variation maximale en 13 min, ce qui chiffre la constante de temps thermique. On retiendra qu'une attente minimum d'une trentaine de minutes est nécessaire avant chaque manipulation afin d'atteindre l'équilibre thermique sur lequel repose le

principe même de ces mesures.

V.2. Relevés expérimentaux

Les figures V.2 et V.3 ci-après superposent les tracés des impédances à vide (Z_0) et en court-circuit (Z_{cc}) en fonction de la fréquence (de 100 Hz à 15 MHz) relevées à deux températures uniformes distinctes : 22°C (ambiante) et 100°C (étuve). Ces mesures ont été réalisées à l'aide de l'analyseur d'impédance HP4194A. Le fait de déporter le composant à l'intérieur de l'étuve nécessite l'utilisation d'une connectique supplémentaire (support, câble de 1 m). Les variations fréquentielles observées (modules en traits continus et phases en pointillés) sont conformes à celles que l'on relève habituellement sur les composants magnétiques de l'Electronique de Puissance [Cogitore-94/2].

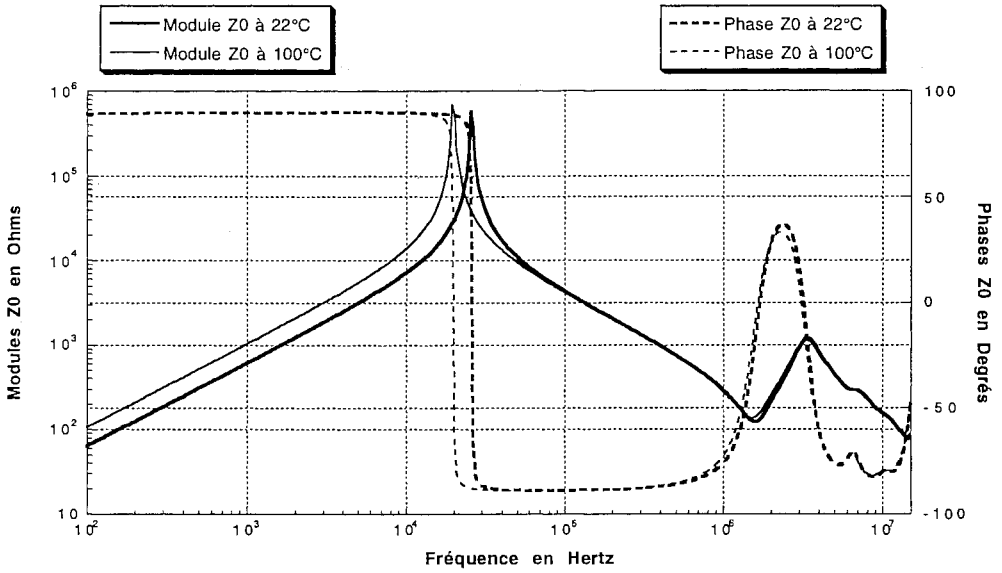


Fig. V.2 : Impédances à vide du prototype à 22°C et 100°C

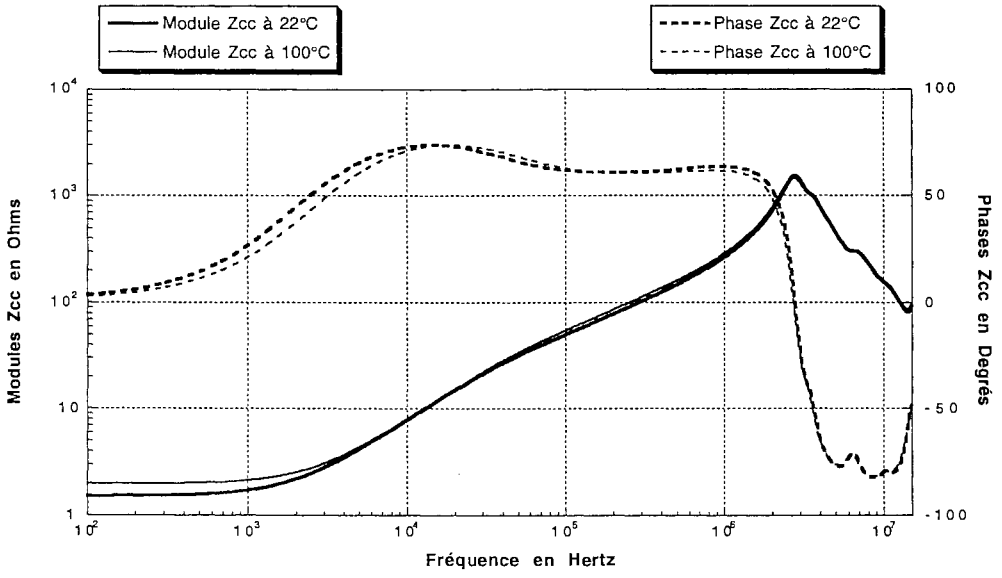


Fig. V.3 : Impédances en court-circuit du prototype à 22°C et 100°C

V.3. Les variations avec la température

Les essais précédents montrent la sensibilité du comportement électrique avec la température. Ces observations préliminaires nous conduisent à classer les causes des variations les plus sensibles en trois catégories :

1 - Les propriétés "fer" (inductance magnétisante et pertes) varient très vite et de façon importante avec la température. Sur Z_0, la pente positive d'une décade par décade (jusqu'à 10 kHz environ) représentative de l'inductance magnétisante L_m augmente d'un facteur voisin de 2 lorsque l'on passe de 22°C à 100°C. La résonance principale (première résonance parallèle), où l'impédance à vide s'identifie à la résistance R_{Fer} représentative des pertes "fer", augmente également avec la température (d'environ 20% pour cet écart de 80 °C). Les pertes "fer" chutent donc dans le même rapport si la tension aux bornes d'un enroulement est fixée. Cette variation est toujours visible sur les autres composants testés. La variation des pertes "fer" peut cependant s'effectuer en sens inverse. Pour un autre composant (Fig. V.4) possédant un circuit magnétique différent (FERRINOX® T22 de LCC), on voit que les pertes sont multipliées par 5 pour une élévation de température de 50°C, ce qui est énorme. L'annexe 1 indique comment varient les propriétés du matériau 3C85 équipant notre prototype en fonction de la température [Philips-98]. La comparaison demeure cependant délicate puisque les niveaux d'excitation ne sont pas nécessairement les mêmes et que les données du constructeur ne sont proposées que pour quelques fréquences et inductions particulières.

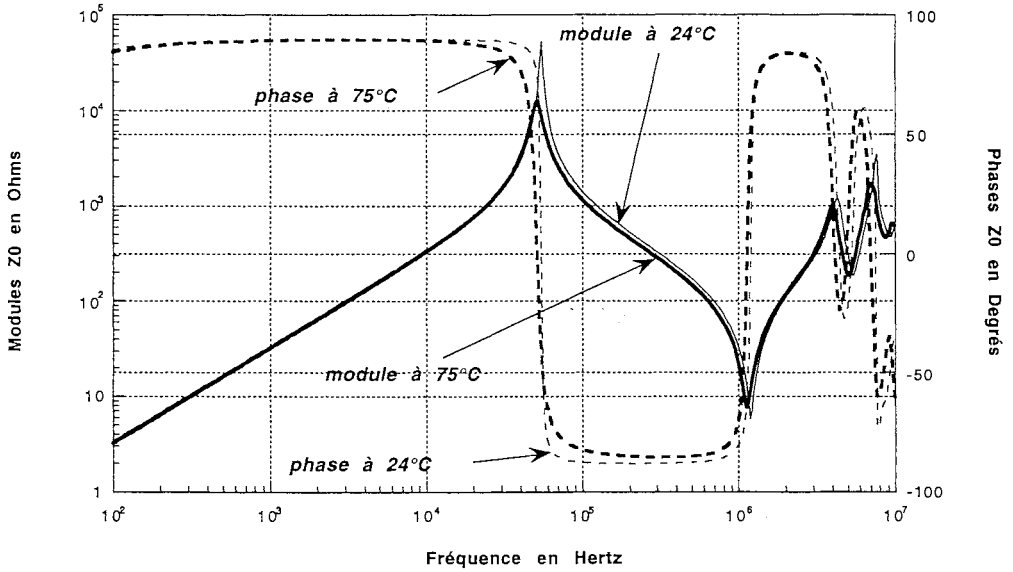


Fig. V.4 : Impédances à vide à 24°C et 75°C d'un transformateur MicroSpire (noyau en ferrite FERRINOX® T22 de LCC)

2 - Les pertes "cuivre" augmentent linéairement avec la température en accord avec la résistivité du cuivre, approximativement proportionnelle à la température absolue. Cela est particulièrement bien visible en basse fréquence sur la résistance série des enroulements (modules de Z_{cc}). Ce phénomène est largement documenté dans la littérature [Plonus-78].

3 - Lorsque la température augmente, les fréquences de résonance et les parties descendantes des

modules d'impédances se déplacent vers les basses fréquences, ce qui est dû à une augmentation des capacités parasites du système. Cela peut être imputé soit à une modification des dimensions du composant (dilatations), soit à une variation de certaines permittivités avec la température. Ces modifications, presque indécelables pour le prototype fabriqué (Fig. V.2 et Fig. V.3), se voient plus nettement pour le composant de la figure V.4.

L'effet d'augmentation de la résistance des fils était attendu. Celui d'une dilatation à l'intérieur des enroulements ou d'une variation de la constante diélectrique des isolants (vernis, cartons...) avec la température est moins banale mais demeure faible et sans doute négligeable vis-à-vis des autres variations. La variation la plus notable, sensible dès les fréquences d'utilisation, est celle liée au noyau magnétique.

Ce type d'investigations a été répété afin d'accumuler les observations qualitatives sur de nombreux composants. Pour l'exploitation industrielle, il serait utile de traduire toutes ces variations par des lois comportementales en fonction de la température.

VI. CARACTERISATION A 100°C

VI.1. Schéma équivalent à 100°C

Le schéma équivalent du prototype à 100°C est résumé à la figure VI.1.

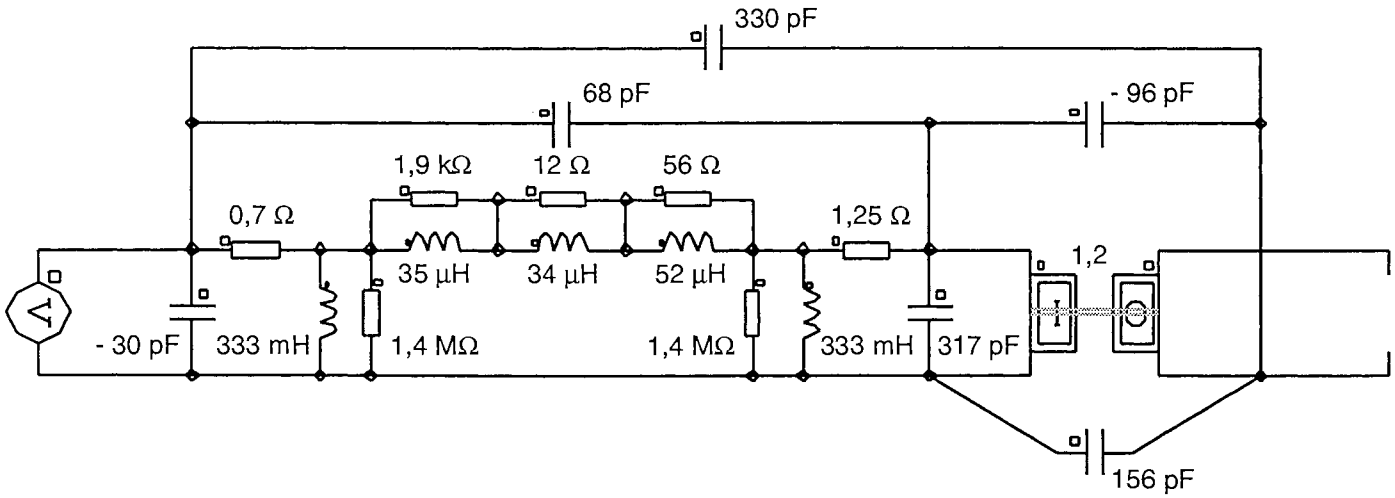


Fig. VI.1 : Schéma équivalent du prototype à 100°C

VI.2. Comparaison des relevés expérimentaux avec le modèle

Les courbes ci-après comparent les relevés expérimentaux de Z_0 (Fig. VI.2) et Z_{cc} (Fig. VI.3 et Fig. VI.4) avec les réponses fréquentielles du modèle à 100°C. Le modèle est toujours très bon jusqu'à environ 4 MHz. Les mêmes remarques qu'à 22°C peuvent être formulées.

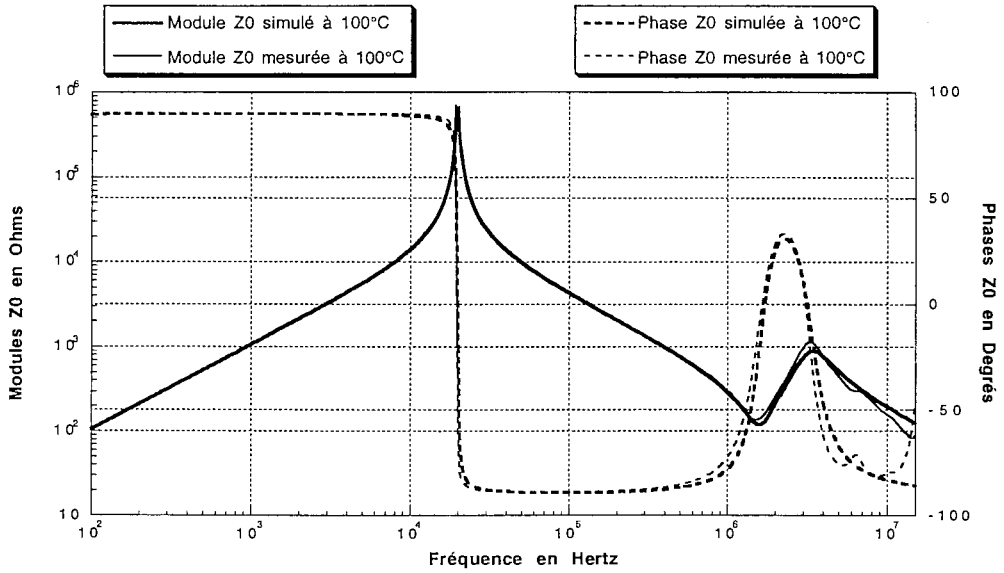


Fig. VI.2 : Impédance à vide du prototype à 100°C

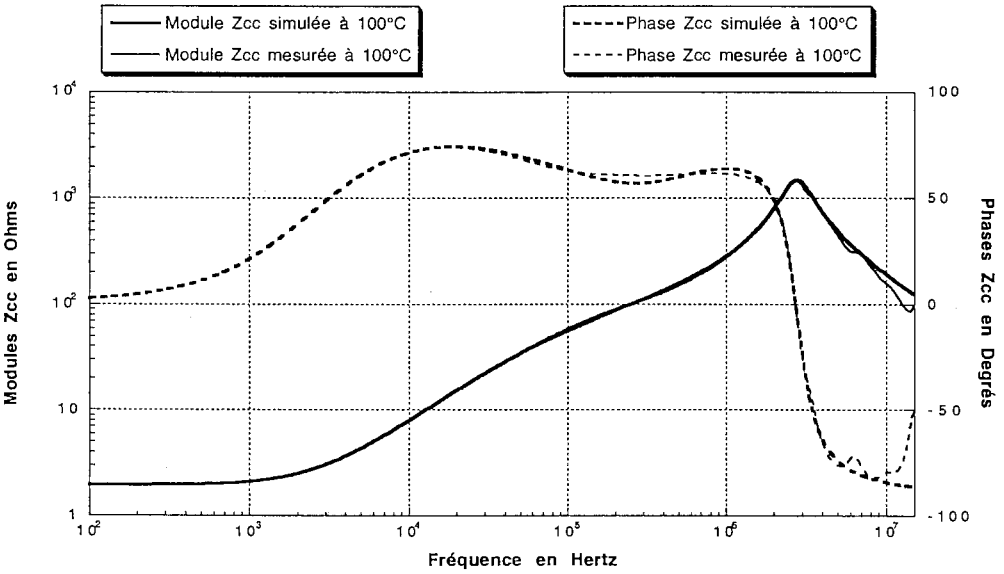


Fig. VI.3 : Impédance en court-circuit du prototype à 100°C

VI.3. Ce qui reste identique

Le rapport de transformation η demeure inchangé, ce qui semble logique puisque L_{01} et L_{02} augmentent dans les mêmes proportions avec la température. On note également que les capacités parasites demeurent identiques (pas de déplacement des fréquences de résonance secondaires), tout comme les inductances de fuite (même valeur de ls et donc de ls1, ls2 et ls3 qu'à 22°C). Il n'y a pas d'effet visible sur ces paramètres lorsque la température augmente, ce qui laisse présager qu'aucune dilatation sensible n'apparaît au sein du transformateur lorsqu'il est porté à 100°C et que les propriétés des isolants ne sont pas modifiées.

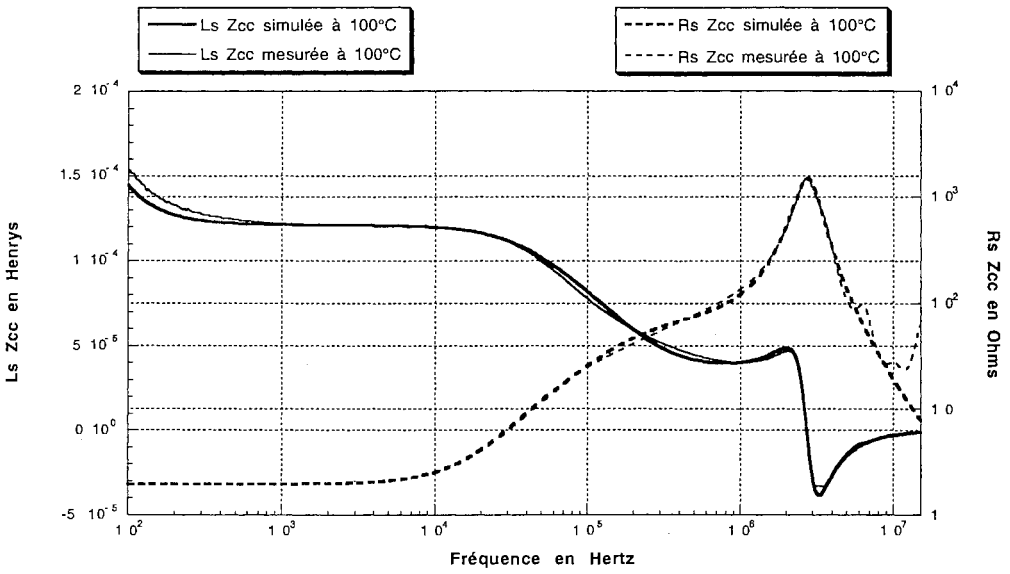


Fig. VI.4 : Impédance en court-circuit du prototype à 100°C

VI.4. Ce qui a changé

L'inductance magnétisante (visible sur Z_0) est plus grande à 100°C. Cela est dû à la dépendance de la perméabilité avec la température. On trouve une nouvelle valeur de Lp = 166,5 mH (à 1,5 kHz). La première résonance parallèle est ainsi déplacée de 24,8 kHz à 19,8 kHz. En conséquence, le rapport de couplage k varie un peu :

$$k = \sqrt{1 - \frac{l_{cc}}{L_0}} = 0{,}9996$$

Les pertes "fer" sont plus fortes et se traduisent par une nouvelle résistance Rp = 700 kΩ plus faible.

Certaines valeurs fortement liées à la résistivité du cuivre ont également changé. Tout d'abord les résistances des enroulements (visibles sur Z_{cc}) sont plus fortes. On mesure respectivement à 100 Hz, r1 = 700 mΩ et r2 = 1,25 Ω. Ensuite, de nouvelles valeurs doivent être données aux résistances qui traduisent les effets des courants de Foucault afin de faire coïncider les courbes du modèle avec le relevé de Z_{cc} de la figure IV.1. A 100°C, la résistivité du cuivre vaut $\rho = 2{,}33.10^{-8}$ Ωm [Plonus-78]. On trouve donc les nouvelles fréquences caractéristiques des courants de Foucault suivantes :

Pour le primaire :	r_{Cu} = 0,4 mm	fp = 36,8 kHz
Pour le secondaire :	r_{Cu} = 0,2 mm	fs = 147,3 kHz

A titre indicatif, les deux dernières cellules ont leur fréquence de coupure respectivement à 56,2 kHz et 171,4 kHz. Il ne faut pas oublier qu'elles sont placées mathématiquement pour suivre au mieux l'augmentation de la résistance série des bobinages. Cela explique l'écart constaté avec les fréquences attendues. Le fait de calculer ces dernières en prenant $r_{Cu} = \delta$ n'est peut-être pas non plus le choix le plus judicieux dans la mesure où l'effet de peau est déjà bien manifeste avant ces fréquences.

VII. PREDICTION DU COMPORTEMENT ELECTRIQUE EN TEMPERATURE

VII.1. Comparaison entre 22°C et 100°C

VII.1.1. Les données constructeur

La résistivité ρ du cuivre est, à peu de choses près, proportionnelle à la température absolue. Plus précisément, autour de 0°C, elle est donnée par [Plonus-78] :

$$\rho = \rho_0 [1 + \alpha (T - T_0)] \qquad \text{avec} \qquad \alpha = 0{,}0039\ °C^{-1} \quad \text{pour le cuivre}$$

T_0 est une température de référence où l'on connaît ρ_0 (généralement 25°C). On trouve ainsi :

Pour T = 22°C : $\rho = 1{,}8.10^{-8}\ \Omega m$
Pour T = 100°C : $\rho = 2{,}3.10^{-8}\ \Omega m$

Les caractéristiques du matériau 3C85 données à l'annexe 1 [Philips-98] permettent d'autre part d'avoir une idée de la variation de la perméabilité avec la température. Ces valeurs ne sont cependant données que pour la perméabilité initiale μ_i (à très faible excitation magnétique) :

A T = 22°C : $\mu_i = 1900$
A T = 100°C : $\mu_i = 3900$

VII.1.2. Rapprochement des variations observées avec les données constructeur

Les essais menés au paragraphe V.1 nous permettaient déjà d'accéder à la variation de la perméabilité relative avec la température grâce à la relation classique :

$$\mu = \frac{L_m}{\mu_0} \frac{\Sigma(l/A)}{N^2}$$

Avec $\mu_0 = 4\pi.10^{-7} = 1{,}26.10^{-6}\ Hm^{-1}$ (perméabilité absolue du vide), $\Sigma(l/A) = 0{,}589\ mm^{-1}$ facteur géométrique de forme donné à l'annexe 1 pour le noyau ETD44 [Philips-98] et l'estimation N = Np= 169 spires pour le primaire, on en déduit les perméabilités relatives suivantes pour le 3C85 :

A T = 22°C : $\mu = 1784$
A T = 100°C : $\mu = 2841$

A 100°C, la valeur de la perméabilité mesurée est assez différente de la valeur donnée par l'abaque constructeur. Il faut rester prudent à l'égard des valeurs données par le constructeur car les abaques sont donnés à 20% près et le niveau d'induction n'est pas le même que celui appliqué durant nos mesures.

Le tableau VII.1 rappelle les valeurs des inductances et des résistances mesurées à 22°C puis à 100°C. Le tableau VII.2 compare leur variation relative avec celle donnée par les constructeurs

lorsque l'on passe de 22°C à 100°C.

	T = 22°C	T = 100°C	Rapport $\frac{Valeur_{100°C}}{Valeur_{22°C}}$
r1 (mΩ)	500	700	1,40
r2 (Ω)	1,02	1,25	1,23
rs1 (kΩ)	1,85	1,9	1,03
rs2 (Ω)	8	12	1,50
rs3 (Ω)	48	56	1,17
Lp (mH)	99,5	166,5	1,67
μ mesurée	1784	2841	1,59
Rp (kΩ)	735	700	0,95
ρ (Ωm)	$1,8.10^{-8}$	$2,3.10^{-8}$	1,28
μ_i annoncée	1900	3900	2,05

Tab. VII.1 : Valeurs mesurées à 22°C puis à 100°C

	Rapport $\frac{Mesure_{100°C}}{Mesure_{22°C}}$	Rapport $\frac{Donnée_{100°C}}{Donnée_{22°C}}$	Ecart (%)
r1	1,40	1,28	+ 9,4
r2	1,23	1,28	- 3,9
rs1	1,03	1,28	- 19,5
rs2	1,50	1,28	+ 17,2
rs3	1,17	1,28	- 8,6
Lp	1,67	2,05	- 18,5
μ	1,59	2,05	- 22,4
Rp	0,95	???	???

Tab. VII.2 : Variations relatives des grandeurs mesurées à 22°C puis à 100°C par rapport aux données constructeur

Au vu de ces résultats, on peut formuler trois remarques importantes concernant la possibilité de prédire la valeur des paramètres à 100°C à partir de leur mesure à la température ambiante :

1 - Les résistances en continu (r1 et r2) mesurées avec l'analyseur d'impédance (HP4194A) ne suivent pas très bien l'évolution linéaire de la résistivité du cuivre avec la température. D'autres mesures à l'aide d'un microhmmètre de précision (AOIP OM10) permettent cependant d'avoir des écarts inférieurs à 1% (ce qui confirme par ailleurs la loi d'évolution du cuivre avec la température).

2 - Les 3 cellules (ls1-rs1, ls2-rs2 et ls3-rs3) qui représentent l'augmentation des pertes "cuivre" avec la fréquence (conjointement à une légère baisse de l'inductance de fuite) ne corroborent

également pas la loi annoncée. Les valeurs données à rs1, rs2 et rs3 sont obtenues en essayant de faire coïncider au mieux les courbes du modèle avec les relevés expérimentaux (à chaque température). Ceci constitue une approche mathématique qui peut ne pas traduire fidèlement le comportement physique observé. Nous allons voir dans la suite quelle est l'incidence d'un nombre plus important de cellules.

3 - Les écarts sur les propriétés "fer" (perméabilité et pertes) ne paraissent pas plus cohérents. La perméabilité relative μ et l'inductance à vide Lp sont surestimées par les données constructeur si on se réfère à nos mesures à 100°C (20% de différence). Pour les pertes, ces données sont insuffisantes car seuls quelques abaques (généralement 5 ou 6 courbes) sont donnés en fonction de la température, et cela pour une fréquence et un niveau d'induction particulier qui, de surcroît, risquent d'être différents de ceux rencontrés en pratique.

VII.1.3. Première conclusion

Compte tenu de l'importance des écarts observés par rapports aux valeurs attendues, la prédiction des paramètres du schéma équivalent à 100°C en partant de ceux à la température ambiante est hors de portée. Pour la partie parallèle du schéma équivalent, il manque essentiellement des données précises concernant le matériau magnétique. Pour la partie série, il faut mesurer précisément les résistances des enroulements et s'assurer que les cellules introduites pour modéliser les courants induits représentent le comportement réel avec une précision suffisante.

VII.2. Augmentation du nombre de cellules l-r

Au-delà de 10 kHz, les pertes provoquées par les courants induits dans les conducteurs deviennent non négligeables. Une étude antérieure [Laveuve-91/1, Cogitore-94/2, Kéradec-96/2] a montré que ces effets pouvaient être pris en compte, avec une précision convenable, en partageant l'inductance de fuite en deux parties en série et en plaçant, en parallèle sur l'une des parties, la résistance qui est le siège des pertes. La constante de temps $\tau = l/r$ associée aux deux éléments l-r en parallèle est alors étroitement liée à la fréquence pour laquelle l'épaisseur de peau est approximativement égale au rayon du conducteur. Si deux conducteurs de diamètres différents sont utilisés, il peut être judicieux d'introduire, en série, deux cellules l-r parallèles caractérisées par des constantes de temps différentes.

La représentation des pertes haute fréquence par une seule cellule l-r pour chaque enroulement n'est qu'une approximation de la loi réelle. Pour suivre fidèlement la réalité, il faudrait qu'en haute fréquence la résistance série soit proportionnelle à $\omega^{1/2}$. En toute rigueur, ceci n'est pas compatible avec des constantes localisées. Il s'avère, cependant, que l'association en série de trois cellules l-r en parallèle traduit ce comportement avec une erreur inférieure à 4% sur plus de trois décades de fréquence.

Des études récentes ont pour objectif de préciser, d'une part, la loi théorique suivie par cette résistance série [Kéradec-96/1, Schellmanns-97] et, d'autre part, de déduire des mesures les valeurs de tous les éléments l-r impliqués [Seguin-96/2, Seguin-97/2]. Le travail ci-dessous a précédé ces

études, et c'est de façon empirique que nous avons ajusté les constantes de temps pour rapprocher les courbes relatives au modèle de celles issues des mesures.

Afin d'améliorer l'accord modèle-expérience, nous avons remplacé les deux cellules basse fréquence du circuit déjà présenté (Fig. IV.2 et Fig. VII.3a) par cinq cellules (Fig. VII.3b). La résistance de 1,85 kΩ, présente dans les deux cas, n'intervient qu'en haute fréquence pour ajuster les amortissements des résonances.

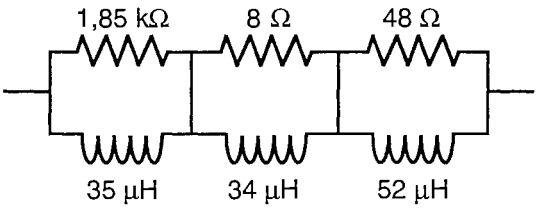


Fig. VII.3a : 3 cellules à 22°C

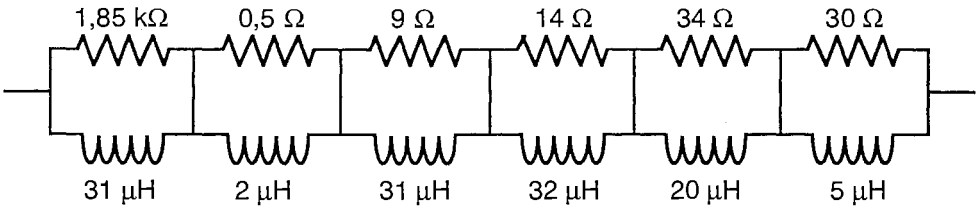


Fig. VII.3b : 6 cellules à 22°C

On constate (Fig. VII.4) que l'accord entre ce nouveau circuit et l'expérience est très bon. Le gain de précision dû à cette complication du modèle est encore plus marqué sur la figure VII.5. Au-delà de 1 MHz, la résonance visible sur la figure VII.4 est proche, et les pertes diélectriques, non prises en compte ici, ne peuvent plus être ignorées. Notons enfin que, dans l'association à 3 cellules, l'écart varie de façon quasi sinusoïdale, ce qui illustre bien l'intervention des cellules l'une après l'autre à des fréquences de coupure clés.

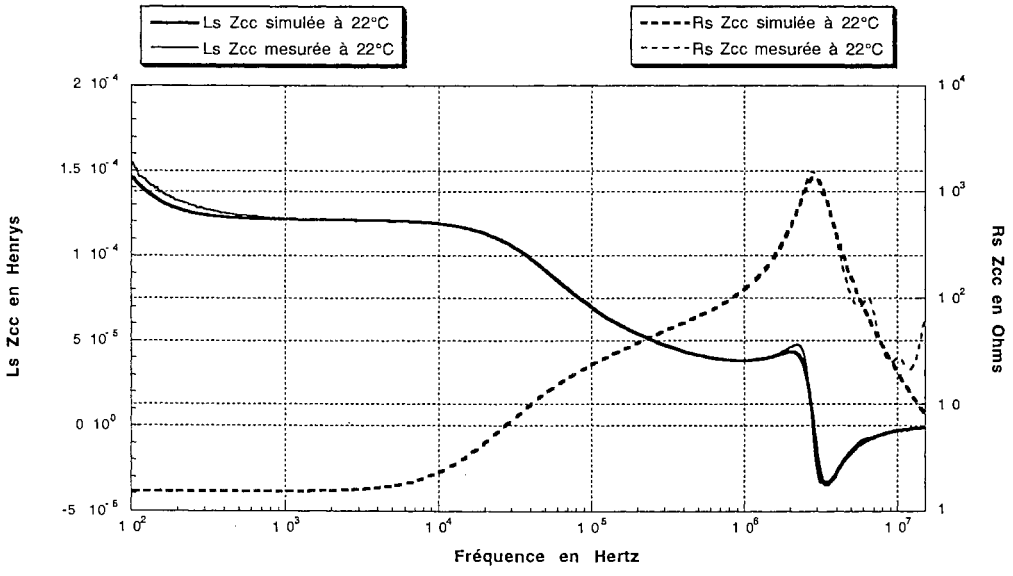


Fig. VII.4 : Impédance en court-circuit à 22°C (6 cellules)

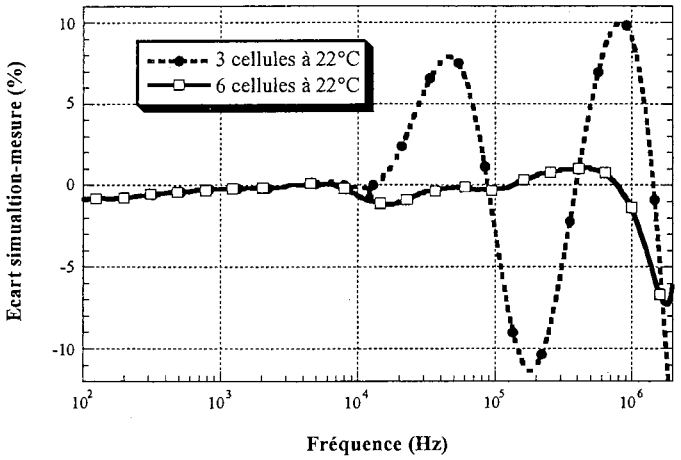


Fig. VII.5 : Influence du nombre de cellules à 22°C

VII.3. Prédiction à 100°C

Connaissant la variation de la résistivité du cuivre avec la température, la valeur des résistances à 100°C se déduit aisément de leur valeur à la température ambiante. Les résultats sont consignés sur les figures VII.6a et VII.6b. Il est supposé que la partie inductive ne change pas puisqu'il s'agit d'inductances de fuite basse fréquence ; qu'elles soient dans le cuivre où dans l'air, elles dépendent de μ_0 qui ne varie pas avec la température.

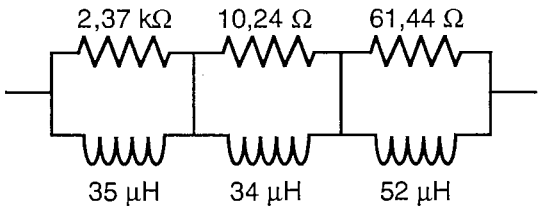


Fig. VII.6a : Prédiction des 3 cellules à 100°C

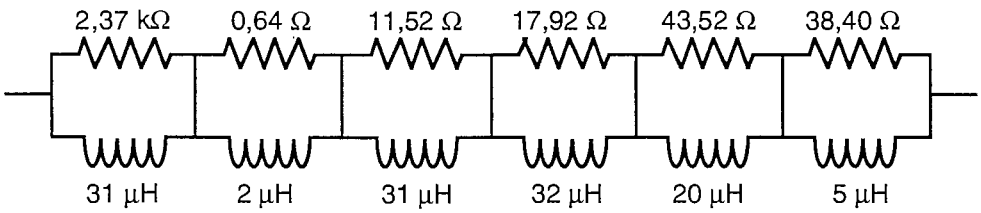


Fig. VII.6b : Prédiction des 6 cellules à 100°C

Le fait que les résistances des cellules l-r parallèles varient, avec la température, suivant la même loi que la résistance basse fréquence des enroulements mérite d'être justifié. Si on admet que la fréquence de coupure f_c d'une cellule l-r est celle pour laquelle l'épaisseur de peau est égale au rayon (r_{Cu}) ou à α fois le rayon, on a :

$$f_c = \frac{1}{2\pi \frac{l}{r}} \quad \text{soit} \quad r = l\, 2\pi f_c \quad \text{et} \quad \delta = \sqrt{\frac{2\rho}{\mu_0\, 2\pi f_c}} = \alpha \cdot r_{Cu} \quad \text{soit} \quad 2\pi f_c = \frac{2\rho}{\mu_0\, \alpha \cdot r_{Cu}}$$

Si bien que :

$$r = l\frac{2\rho}{\mu_0 \alpha \cdot r_{Cu}}$$

Si on admet que l et r_{Cu} varient peu avec la température T, on voit que la variation de la résistance r est liée à celle de ρ comme celle de la résistance en continu. Ici, l'énergie de fuite est entièrement située dans l'air et dans le cuivre ; dans un matériau ferromagnétique, où μ varie avec T, les choses ne seraient pas si simples !

Les courbes des figures VII.7 et VII.8 comparent mesure et prédiction à 100°C pour, respectivement, 3 et 6 cellules. Les écarts entre ces courbes sont portés à la figure VII.9.

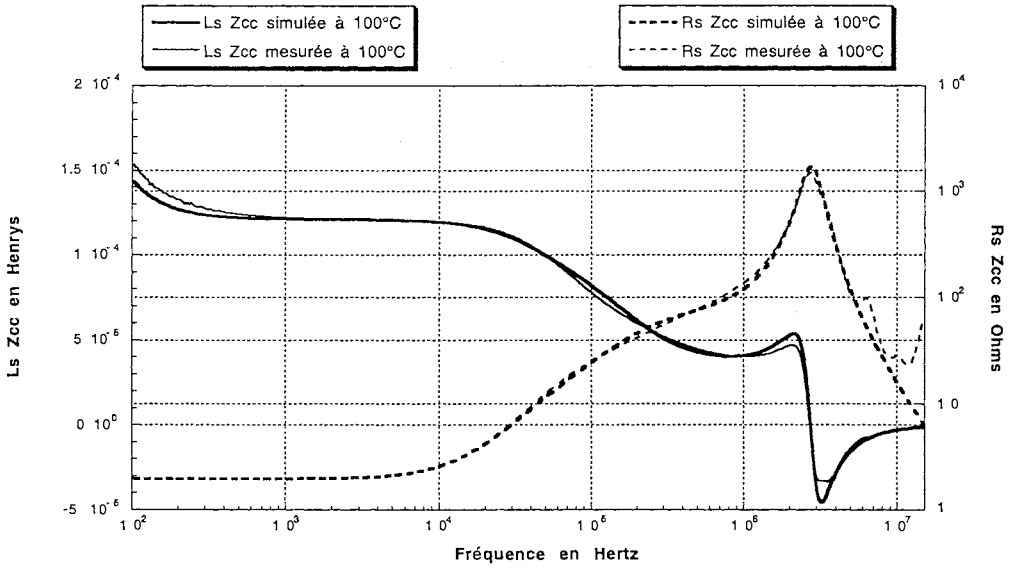


Fig. VII.7 : Impédance en court-circuit à 100°C (mesure et prédiction 3 cellules)

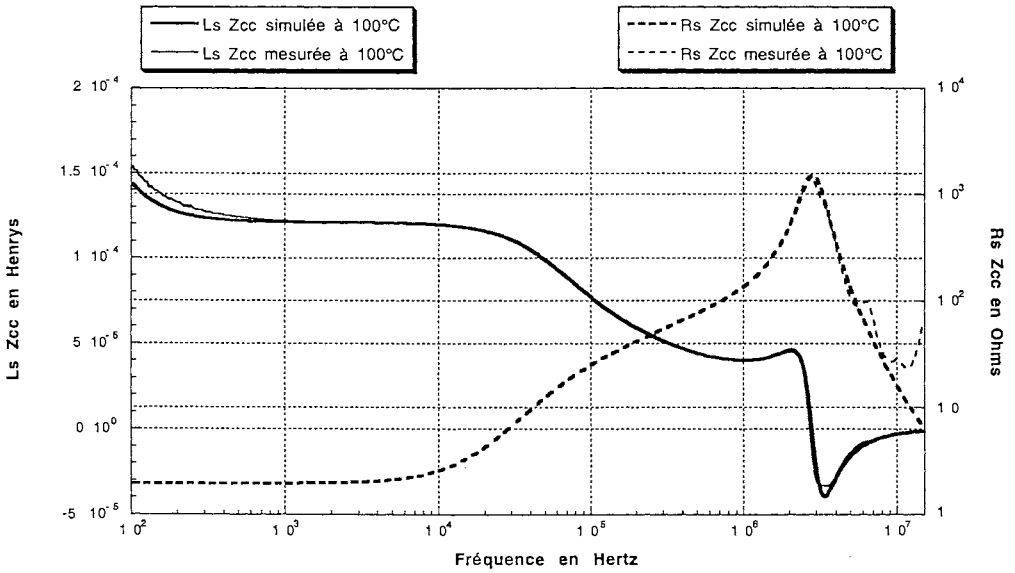


Fig. VII.8 : Impédance en court-circuit à 100°C (mesure et prédiction 6 cellules)

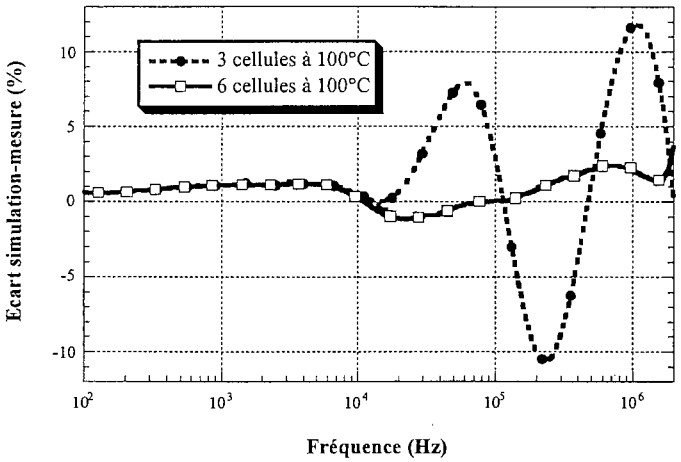


Fig. VII.9 : Influence du nombre de cellules dans la prédiction à 100°C

Le modèle à 6 cellules permet de prédire le comportement avec une erreur inférieure à 2,4% (à 1 MHz) alors que cette dernière atteint 11,8% (à 1 MHz) lorsqu'on exploite le modèle à 3 cellules. En définitive, la précision du modèle à 6 cellules nous autorise à conclure que les résistances varient de manière prévisible lorsque la température change, alors que les inductances demeurent inchangées. Pour le modèle à 3 cellules, la conclusion précédente reste applicable, mais la prévision associée garde, approximativement, sa précision initiale.

VII.4. Conclusions

Nous avons montré que la prédiction du comportement électrique du composant à partir de la connaissance de son schéma équivalent à la température ambiante est possible pour sa partie série (résistance des enroulements, inductance de fuite, influence des courants induits). Pour que les résultats soient fiables, deux précautions doivent être prises :

1 - Les résistances en continu doivent être mesurées avec précision, en utilisant un appareil bien adapté. Leurs valeurs sont souvent très faibles : de quelques dizaines de mΩ à quelques Ω pour les transformateurs habituellement utilisés en Electronique de Puissance. Ces valeurs sont déterminantes pour l'estimation des pertes en basse fréquence lorsqu'il est en court-circuit ou relié à une charge de faible impédance.

2 - Les cellules l-r qui représentent les effets des courants induits dans les bobinages doivent être suffisamment nombreuses pour représenter le comportement réel avec une précision suffisante. Si leurs éléments sont correctement évalués à la température ambiante, la prédiction basée sur l'évolution de la résistivité du cuivre avec la température sera fidèle. Notons que seuls les termes résistifs évoluent avec la température.

Concernant la partie parallèle du composant (inductance magnétisante et pertes "fer"), prédire le comportement à toute température avec les seules données constructeur semble beaucoup plus difficile et aléatoire. Ces données sont incomplètes puisqu'elles ne concernent que quelques inductions et fréquences différentes. Il est en général difficile de recouper les valeurs relevées

expérimentalement lors du test.

Pour finir, notons que les capacités parasites de notre composant ne varient que très peu d'une température à l'autre et de façon négligeable par rapport aux autres phénomènes. Il serait bien entendu très difficile d'essayer de prédire leur variation avec la température, liées soit à des dilations internes au composant, soit à des modifications de la permittivité de certains isolants.

VIII. CONCLUSION

Les travaux présentés dans ce chapitre ont élargi notre connaissance des composants magnétiques, tant sur le plan de la modélisation de leur comportement par un schéma équivalent, que sur la compréhension des phénomènes intervenant lorsque la température de travail change.

Les principaux résultats antérieurs à cette thèse concernaient principalement l'établissement de circuits à constantes localisées permettant de simuler le comportement électrique du composant, ainsi que l'élaboration d'une méthode expérimentale conduisant à la détermination de toutes les valeurs caractéristiques de ces circuits. De tels schémas couvrent une plage de fréquence allant du continu jusqu'à une ou deux décades au-delà de la fréquence maximale d'utilisation du composant, ce qui permet d'envisager sereinement des simulations en régime non harmonique.

Ce circuit équivalent a pu être amélioré sur deux points : la représentation de l'influence des courants induits et celle de toutes les propriétés liées au couplage magnétique-électrique. Les réflexions mathématiques menées dans ce but sont fructueuses car elles conduisent à des modèles simplifiés plus faciles à caractériser et, si nécessaire, elles permettent d'améliorer la précision des modèles complets. Tous ces développements vont dans le sens d'une systématisation de la démarche de caractérisation des composants magnétiques. Une méthode de caractérisation fiable, précise et facilement exploitable en un minimum de temps demeure, bien sûr, le souhait de tout industriel.

L'étude de l'évolution du comportement électrique en fonction de la température a montré que les variations les plus nettes sont dues aux bobinages (cuivre) et au circuit magnétique (ferrite), les isolants ne jouant qu'un rôle secondaire. La loi de variation de la résistivité du cuivre avec la température permet de bien quantifier l'augmentation de toutes les résistances associées aux enroulements avec la température. En revanche, le manque de données fournies par les fabricants de ferrites ne permet pas de prévoir quantitativement l'évolution du circuit magnétique. Ces investigations ont suscité deux axes de recherche complémentaires qui seront développés dans la suite de ce mémoire.

En principe, les résistances du circuit électrique équivalent nous permettent de savoir quelles puissances sont dissipées à l'intérieur du composant et en quels endroits. Cependant, des vérifications expérimentales concernant ces prévision s'imposent. Ceci nous conduit à réaliser des mesures calorimétriques de la dissipation du composant dans différentes situations d'utilisation. Le principe en est exposé au chapitre II. Les conséquences pratiques de ces calculs de puissances dissipées seront exposées au chapitre III.

Pour la partie parallèle (induction et pertes "fer"), l'utilisation des abaques ne permet pas une prédiction précise. Pour faire mieux, il faut envisager de caractériser soi-même le matériau magnétique, aux fréquences et températures d'intérêt, avec le niveau d'excitation requis. C'est une des raisons qui nous ont poussés à développer une nouvelle méthode de caractérisation des matériaux magnétiques haute fréquence (ferrites). Cette méthode sera présentée au chapitre IV.

- CHAPITRE II -

VALIDATION CALORIMETRIQUE DES RESISTANCES DU SCHEMA EQUIVALENT

I. INTRODUCTION

Au chapitre I, un circuit électrique équivalent à constantes localisées a été associé à notre prototype de transformateur à deux enroulements dans le but de traduire fidèlement son comportement électrique. Moyennant quelques connaissances supplémentaires, ce schéma permet la prédiction du comportement à des températures autres que l'ambiante. Les résistances de ce circuit sont censées représenter, le plus précisément possible, les pertes "cuivre" et "fer" du composant, ainsi que leur évolution avec la fréquence et/ou la température.

Ces résistances renseignent sur les puissances dissipées à l'intérieur du composant et donnent une idée de leur localisation. Elles permettent normalement, en régime linéaire, de calculer les pertes et le rendement du composant, pour des excitations et des charges quelconques, sans faire aucune mesure complémentaire. Le schéma équivalent du transformateur étant issu d'une caractérisation ne faisant appel qu'à des mesures d'impédances, une vérification expérimentale directe de ces prédictions s'impose. C'est pourquoi des mesures calorimétriques de la dissipation ont été envisagées pour différentes conditions de fonctionnement.

Afin de chiffrer l'éventuel écart entre les dissipations prévues par le modèle électrique et celles directement détectées par la calorimétrie, il faut clairement définir les essais à réaliser. Si celui-ci demeure faible pour l'ensemble des plages d'utilisation du composant, la possibilité d'utiliser les résistances du schéma équivalent pour prédire les échauffement sera établie.

Ces essais sont présentés au paragraphe II. Le calorimètre, initialement conçu pour mesurer des dissipations au sein de condensateurs utilisés en Electronique de Puissance, est décrit au paragraphe III. Son principe de fonctionnement, ainsi que les précautions d'utilisation qui s'y rattachent, y sont exposées. Le paragraphe IV conclut sur les résultats obtenus et nous indiquons, au paragraphe V, les modifications qu'il faudrait apporter au calorimètre et au prototype utilisés pour compléter cette étude.

II. DEFINITION DES MESURES A REALISER

II.1. Montage du prototype dans le calorimètre

Le prototype utilisé, déjà décrit au chapitre I, possède des dimensions compatibles avec la cellule de mesure du calorimètre. Les mesures calorimétrique s'effectuant sous vide, il est essentiel, pour garder la température uniforme, de drainer les calories s'échappant par la surface extérieure du composant. Ce drainage est assuré par un collier de cuivre qui enserre les bobinages. C'est en effet la disposition la plus simple qui permette d'être en contact avec le maximum de surface extérieure du composant. Ce collier ne doit en aucun cas être fermé, sinon il formerait une spire en court-circuit. Afin de garantir l'isolation électrique, un film polypropylène, correctement enduit de graisse aux silicones, est intercalé entre la surface extérieure de la bobine et la surface intérieure du collier pour améliorer le contact thermique. La cellule de mesure complète sera présentée ultérieurement.

II.2. Alimentation du prototype

L'excitation est un signal sinusoïdal de fréquence variable entre le continu (DC) et 10 MHz. Il est utile de rappeler que, lorsque la tension appliquée est de l'ordre de quelques V_{eff}, le transformateur à vide présente déjà une légère saturation en basse fréquence, visible jusqu'à quelques kHz. L'hypothèse de linéarité étant essentielle durant notre caractérisation, il sera impossible d'alimenter le composant avec de fortes tensions. Comme nous le verrons, cela nous interdira de mesurer les pertes "fer" de notre prototype.

Si on se limite à une tension de 1 V_{eff}, la puissance dissipée ne devrait pas dépasser 2 W, puissance obtenue en court-circuit pour le continu, les pertes "fer" demeurant bien plus faibles que les pertes "cuivre". Les deux essais à vide et en court-circuit devraient tout de même permettre de bien les séparer.

Le prototype est alimenté par un générateur basse fréquence suivi d'un amplificateur large bande (NF Electronic Instruments 4055), DC – 10 MHz / 50 VA. La tension (V_{alim}) aux bornes du composant ainsi que le courant (I_{alim}) sont mesurés grâce à deux multimètres numériques de précision (Metrix MX 579), utilisables jusqu'à 300 kHz pour la tension, 100 kHz pour le courant. Un oscilloscope numérique (Tektronix TDS 320) permet de visualiser ces deux formes d'onde. Pour le courant, une sonde active, associée à un transformateur élévateur d'intensité, est utilisée afin de passer les basses fréquences. L'oscilloscope permet également d'estimer les tensions, courants et fréquences d'alimentation jusqu'à plusieurs MHz. A chaque point de mesure, il est possible de former le rapport V_{alim}/I_{alim} et de s'assurer qu'il correspond bien à l'impédance (Z_0 ou Z_{cc}) du transformateur à cette fréquence.

La puissance moyenne fournie au composant est mesurée avec une très bonne précision grâce à un multimètre numérique très performant (Keithley 2000) monté en wattmètre. De nombreuses précautions sont prises (filtres, blindages...) pour protéger les signaux contre les perturbations électromagnétiques. Le vide (environ 10^{-4} mbar) est réalisé dans l'enceinte calorimétrique pour éviter tout phénomène de convection. Un schéma d'ensemble est présenté à l'annexe 2.

Initialement, il était prévu de mener les essais calorimétriques avec le prototype successivement à vide et en court-circuit, aux deux températures de 22°C et 100°C. Les performances du calorimètre et la structure du prototype n'ont cependant permis de ne réaliser que l'essai en court-circuit à 22°C. Ces limitations seront expliquées par la suite.

Les premiers essais réalisés en alimentant le transformateur en court-circuit par une tension constante de 1 V_{eff} ont révélé, en basse fréquence, un échauffement important du cuivre qui entraînait une modification non négligeable de sa résistivité pendant la mesure. On atteignait en effet environ 2 W en continu et 0.7 W de 50 Hz à 3 kHz, sans aucune convection pour refroidir le composant. La valeur du courant devenait alors impossible à stabiliser.

Plutôt que de conserver une tension d'alimentation constante, nous avons, par la suite, travaillé à puissance dissipée constante. Un essai à 50 mW permet de voir que la résistivité du cuivre ne change pas sous l'effet de cette puissance de chauffe. Une dissipation de 50 mW est en outre facilement

mesurable par le calorimètre. La mesure électrique préalable de l'impédance en court-circuit (Hewlett-Packard HP4194A) permet de calculer l'ordre de grandeur de la tension à appliquer, à chaque fréquence, pour que le composant dissipe cette puissance active. On forme alors un tableau avec les fréquences auxquelles on souhaite faire une mesure et les tensions à appliquer au composant. Par ailleurs, le maintien de la même puissance dissipée durant une série de mesures entraîne un gain de temps considérable car, l'équilibre thermique étant peu modifié entre deux mesures consécutives, les températures se stabilisent très vite.

II.3. Choix des fréquences de mesure

Les mesures calorimétriques sont longues car elles sont rythmées par les constantes de temps thermiques. Pour notre prototype dans le vide avec sa bride collectrice, elle est de l'ordre de 15 minutes. Nous allons sélectionner des fréquences qui sont représentatives d'un mode particulier de fonctionnement du transformateur : continu et très basse fréquence, fonctionnement inductif normal, intervention des courants de Foucault, intervention des capacités parasites...

Les deux impédances d'entrée extrêmes, secondaire à vide puis en court-circuit, sont retenues car elles permettent, dans le cas d'un très bon couplage, de bien séparer les pertes entre les pertes "fer" (relevées à vide) et les pertes "cuivre" (mesurées en court-circuit). Les diagrammes de la figure II.1 permettent de déterminer les fréquences les plus intéressantes pour le composant étudié, aux deux températures uniformes de 22°C et de 100°C. Ces fréquences sont regroupées dans le tableau II.2.

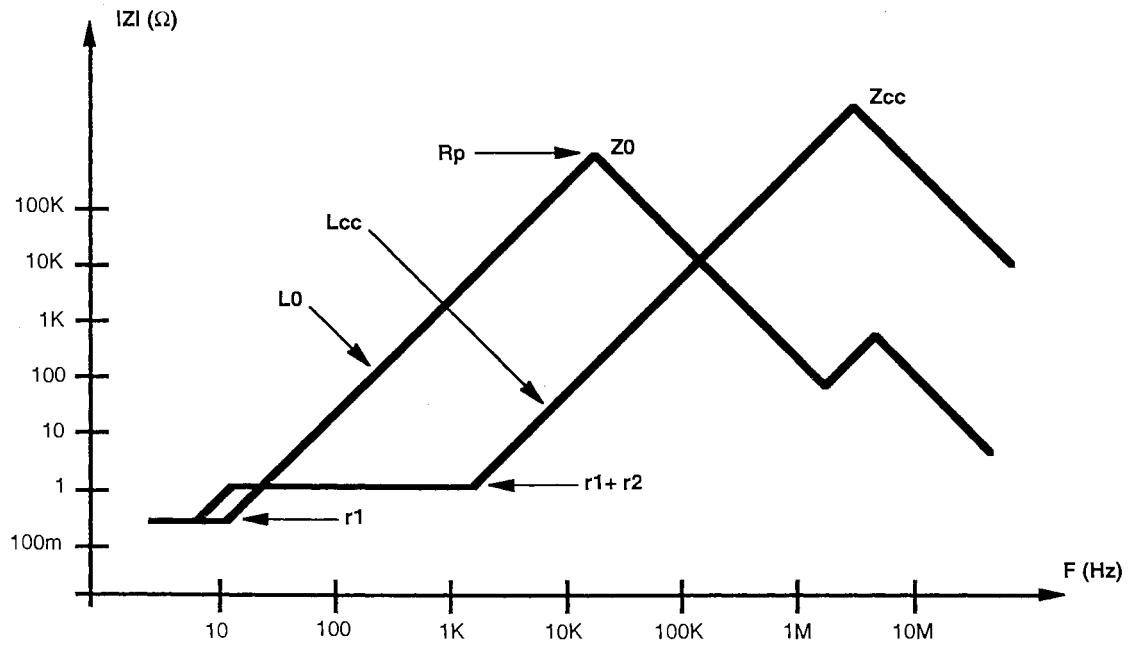


Fig. II.1 : Exemple de diagrammes de Bode asymptotiques des modules de Z_0 et Z_{cc}

	Dénomination de la fréquence	Valeur
Z_0	Pertes "cuivre" - Résistance en continu (r1)	0 (DC)
	Comportement inductif (Lp = L0)	5 kHz
	Résonance parallèle à vide - Pertes "fer" (Rp)	24,8 kHz (22°C) 19,8 kHz (100°C)
	Comportement capacitif	300 kHz
	Résonance série à vide	1,65 MHz
Z_{cc}	Pertes "cuivre" - Résistance en continu (r1)	0 (DC)
	Pertes "cuivre" - Résistance en basse fréquence (r1 et r2)	150 Hz
	Inductance de fuite (ls = lcc)	1,5 kHz
	Apparition des courants de Foucault au primaire	27,7 kHz (22°C) 36,8 kHz (100°C)
	Apparition des courants de Foucault au secondaire	110,8 kHz (22°C) 147,3 kHz (100°C)
	Résonance parallèle en court-circuit	2,80 MHz

Tab. II.2 : Récapitulatif des fréquences où seront mesurées les dissipations du prototype

III. DESCRIPTION DU CALORIMETRE

III.1. Principe calorimétrique de la mesure

Le calorimètre exploité résulte d'une collaboration entre le Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble (LEG) et le Laboratoire d'Electrostatique et des Milieux Diélectriques (LEMD) qui a abouti, récemment, à la soutenance d'une thèse [Seguin-97/2]. Il est toujours utilisé pour mesurer les pertes dans des condensateurs. Une bonne part de nos contraintes expérimentales ayant été prises en compte au moment de la conception, les modifications à apporter pour l'adapter à nos mesures sur composants bobinés ont été minimes. Seul le collier de drainage des calories a dû être refait pour pouvoir enserrer les bobinages, d'un diamètre légèrement supérieur à celui des condensateurs habituellement testés. Le dispositif expérimental permet de mesurer des pertes en régime établi, sous réserve de respecter les limitations suivantes :

- Dimensions du composant testé inférieures à celles d'un cube de 10 cm d'arête,
- Spectre borné à 1 MHz,
- Tensions efficaces applicables jusqu'à 300 V,
- Courants efficaces jusqu'à 10 A,
- Températures du composant comprises entre -50°C et +50°C.

Les deux avantages essentiels du dispositif de mesure adopté vis-à-vis d'autres méthodes [Rust-86, Berzan-91] sont : le maintien du composant à une température constante pendant la mesure et la mesure directe de la puissance dissipée.

Les calories dégagées par le composant sont collectées par une bride en cuivre qui l'enserre et avec laquelle le contact thermique est amélioré par de la graisse aux silicones. Le dispositif ainsi équipé est placé dans une enceinte métallique sous vide dont la température est maintenue à T_1 par une première régulation de température. Toutes les calories collectées par la bride sont évacuées vers l'enceinte par une résistance thermique bien identifiée. La température de la bride est T_2 ($> T_1$). Lorsque T_2 est proche de T_1, les échanges par rayonnement sont négligeables et les mesures réalisées sont relatives à la température T_1. La gamme de régulation de T_1 fixe ainsi l'étendue des températures accessibles.

Une résistance additionnelle, placée à côté du composant, ajoute une puissance facilement mesurable à celle dégagée par le composant. Cette puissance est commandée par une seconde régulation pour que l'écart $T_2 - T_1$ reste constant, autrement dit, pour que la puissance fournie par l'ensemble composant-résistance soit constante.

Pour accéder à la puissance cherchée, il faut mesurer la puissance fournie à la résistance, dans un premier temps, lorsque le composant n'est pas alimenté et, dans un deuxième temps, lorsqu'il est sous tension. La différence de ces deux valeurs est la puissance dissipée par le composant.

III.2 Description du fonctionnement

Le fonctionnement du calorimètre est décrit à la figure III.1. Le système comporte trois étages de température :

1 - Le réservoir d'azote liquide (corps C_0) maintient à la température de référence stable T_0 (T_0 = -196°C) le point A_0 de fixation du dispositif. Ce réservoir tient lieu de source froide.

2 - Le double écran thermique (corps C_1), assurant la protection vis-à-vis du rayonnement, comporte un couvercle. Son centre A_1, relié thermiquement au point A_0 par une résistance R_{TH1}, est maintenu à la température T_1 par une première régulation de température (régulation 1 de température absolue), qui chauffe le couvercle.

3 - La cellule de mesure (corps C_2) est constituée d'un collier de cuivre, serré autour du composant testé. Elle est placée à l'intérieur de l'écran et est reliée au point A_1 par une résistance thermique R_{TH2}. Le point de fixation de R_{TH2} sur la cellule est noté A_2, sa température est T_2. L'écart ΔT ($\Delta T = T_2 - T_1$) est stabilisé par une deuxième régulation de température (régulation 2 d'écart). Cette régulation est en réalité conçue pour réguler un écart de température nul, la régulation autour de zéro étant par principe plus précise. La consigne ΔT est alors fixée en plaçant une résistance variable en parallèle sur la sonde (sonde de platine 100 Ω à 0°C) mesurant la température T_2, ce qui abaisse la valeur apparente de la résistance de cette sonde. La régulation d'écart chauffe la cellule pour ramener cette résistance apparente à la même valeur que la résistance de la sonde mesurant la température T_1, et régule en réalité un écart $\Delta T \geq 0$.

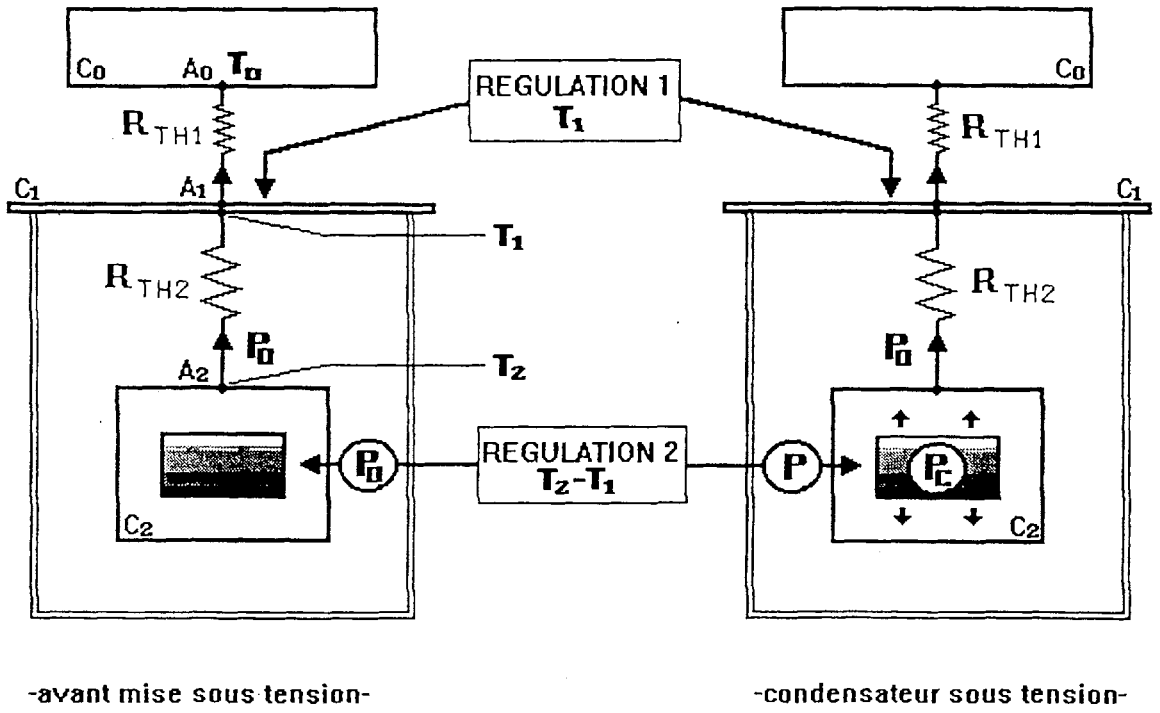


Fig. III.1 : Principe de la mesure

Les deux consignes T_1 et ΔT étant fixées, la mesure s'effectue en deux temps :

1 - Le composant n'est pas alimenté. En régime stationnaire, la puissance calorifique transitant entre A_2 et A_1 est stabilisée à la valeur P_0 par la régulation d'écart. Cette puissance P_0 est mesurée à l'aide du multimètre numérique de précision. Elle correspond à la puissance délivrée par la régulation pour maintenir l'écart ΔT constant :

$$P_0 = \frac{\Delta T}{R_{TH2}}$$

2 - Lorsque le composant est mis sous tension, il dissipe une puissance calorifique égale à la puissance active consommée P_C. Cette puissance participe au chauffage de la cellule, ce qui a pour effet d'élever la température T_2, et donc l'écart ΔT. La régulation d'écart répond à cette perturbation en abaissant la puissance qu'elle délivre à la cellule. Lorsque le régime stationnaire est de nouveau atteint, on mesure la nouvelle puissance de chauffe P délivrée par la régulation d'écart. On a :

$$P + P_C = \frac{\Delta T}{R_{TH2}}$$

L'écart ΔT étant maintenu constant par la régulation, on peut écrire :

$$P_C = P_0 - P$$

Le principe de la mesure est illustré à la figure III.2. Les deux courbes représentent l'évolution de l'écart ΔT apparent (qui est régulé autour de zéro) et du courant I délivré par la régulation d'écart à partir de l'instant où l'on met le composant sous tension.

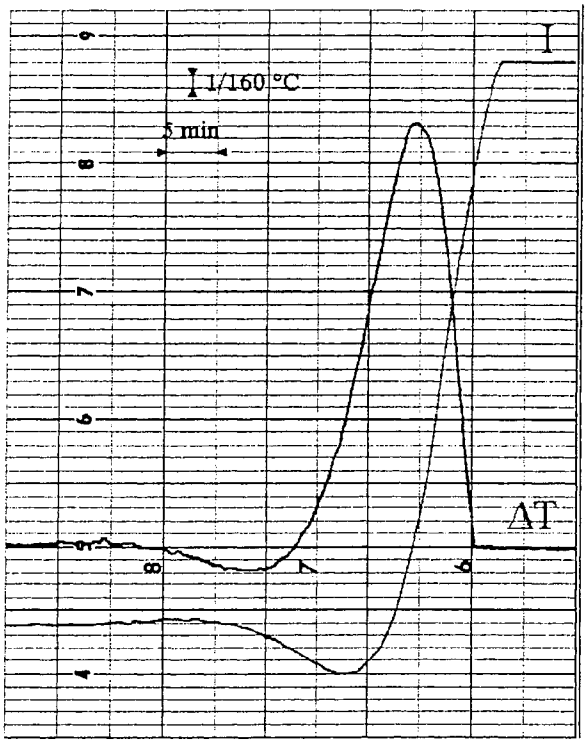


Fig. III.2 : Evolution de ΔT apparent et du courant délivré par la régulation d'écart au cours d'une mesure

Cette figure a été tracée au cours de la mesure effectuée à -45°C sur un condensateur de 680 nF au mylar, parcouru par un courant efficace de 2,2 A à 100 kHz. Sur cet exemple, le courant initial débité par la régulation en régime stationnaire vaut 42,97 mA, ce qui correspond à une puissance P_0 délivrée de 135,53 mW. Le courant final en régime stationnaire vaut 20,70 mA et correspond à une puissance P de 31,46 mW. La puissance P_C dissipée par le composant alimenté vaut dans ce cas 104,07 mW. L'échelle du temps est de 5 minutes par division, celle des températures pour la courbe représentant ΔT de 1/160°C par division. Ces dernières informations donnent une bonne idée de la durée d'une mesure (ici plus de 30 minutes) et de la sensibilité des régulations.

Malheureusement, cette mesure de puissance intègre systématiquement une partie de la puissance dissipée par effet Joule dans les fils d'alimentation du composant testé. Le résultat (P_0 - P) est en réalité égal à la somme de la puissance P_C effectivement dissipée dans le composant et de la partie P_J de la puissance dissipée dans les fils, que l'on peut représenter par une résistance R_J. La connaissance du courant efficace I_{eff} traversant le composant pendant la mesure permet de déterminer la valeur de la résistance totale R qui s'exprime par :

$$R = Rs + R_J = \frac{P_0 - P}{I_{eff}^2} = \frac{P_C + P_J}{I_{eff}^2}$$

Pour déduire de cette mesure la valeur Rs (partie réelle de l'impédance série du composant à la fréquence de travail) qui permet une comparaison directe avec la mesure électrique, il est nécessaire de mesurer préalablement la valeur de R_J en déconnectant le composant et en court-circuitant les fils dans la cellule. Cette correction introduit sur la valeur estimée de Rs une incertitude supplémentaire dont la valeur est directement liée à la valeur du rapport R_J/Rs. Ces calculs sont présentés à la fin de

l'annexe 2. Pour minimiser cette incertitude, la résistance des fils d'alimentation du composant doit être la plus faible possible.

III.3. Le dispositif expérimental

L'appareillage est constitué du système de mesure calorimétrique (calorimètre, régulations de température, système de mesure) et du circuit d'alimentation du composant conçu pour les essais en régime sinusoïdal (Fig. III.3).

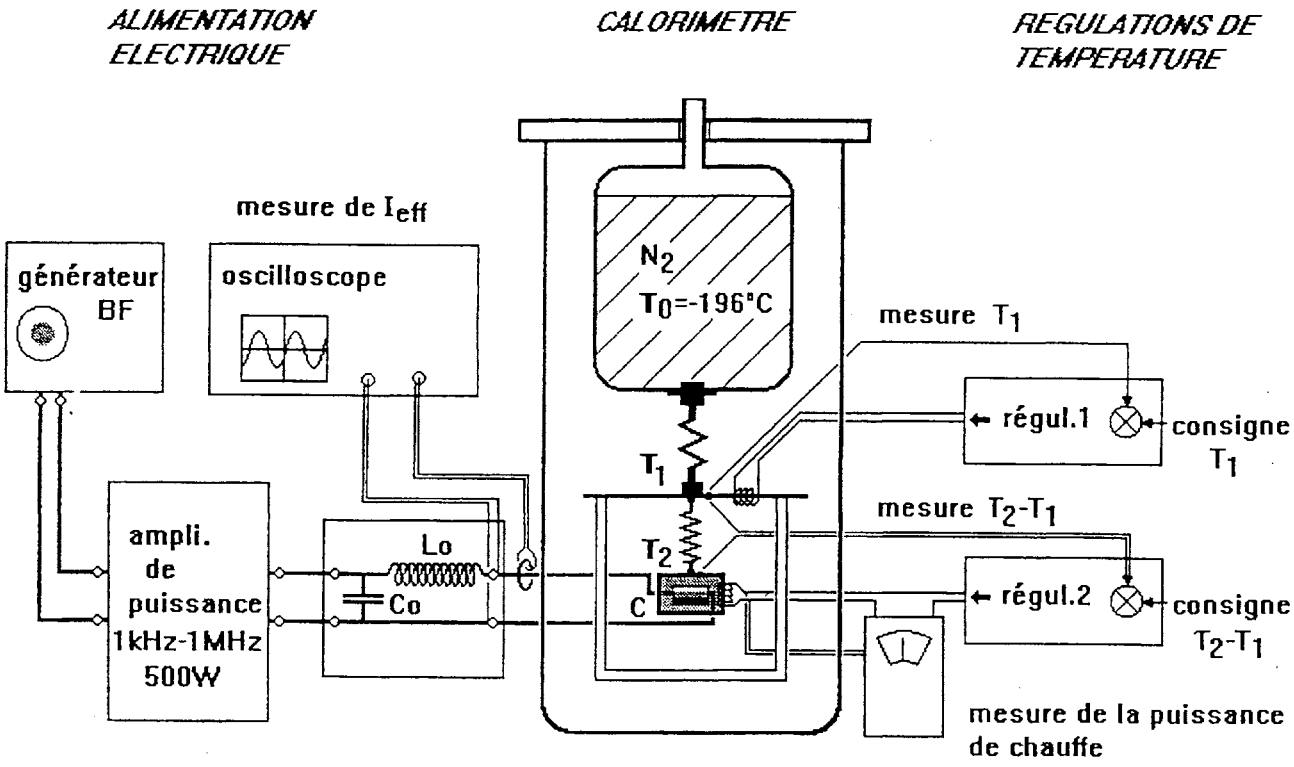


Fig. III.3 : Le dispositif expérimental

Il est à noter qu'un circuit d'alimentation spécial est présent durant le test de condensateurs. La puissance absorbée par le condensateur étant essentiellement réactive et de forte valeur (jusqu'à 3 kVAr pour les condensateurs testés), ce circuit a pour buts de constituer une impédance quasi résistive de valeur adaptée aux caractéristiques de sortie de l'amplificateur et d'échanger avec le condensateur une puissance réactive supérieure à la puissance active débitée par la source. Ce circuit exploite le principe de la résonance et doit, en conséquence, être dimensionné pour chaque valeur de la fréquence de mesure. La même astuce peut servir lors d'essais sur des composants magnétiques fonctionnant au-delà de leur première fréquence de résonance, car ils se comportent alors de façon capacitive.

III.4. Le calorimètre

Il est composé, comme le décrit l'annexe 2, d'un réservoir d'azote liquide plongé dans une enceinte à vide, fixant ainsi une température absolue de référence stable (-196°C), d'un écran thermique dont le

couvercle est fixé sur ce réservoir par l'intermédiaire de la résistance thermique R_{TH1}, et d'une cellule de mesure elle-même fixée à l'intérieur de l'écran par l'intermédiaire de la résistance thermique R_{TH2} [Seguin-97/1, Seguin-98]. En termes d'échanges thermiques, ce dispositif doit répondre aux objectifs suivants :

1 - Minimisation des échanges convectifs entre le composant et les parois de l'enceinte. Pour cela, le vide (autour de 10^{-4} mbar) est réalisé à l'intérieur de l'enceinte.

2 - Minimisation des échanges par rayonnement entre la cellule et l'enceinte externe par la présence d'un double écran thermique maintenu à une température proche de celle de la cellule et par l'abaissement de l'émissivité des surfaces en les recouvrant d'aluminium (collage de feuilles ou peinture).

3 - Stabilisation de la puissance échangée par conduction entre la cellule et le couvercle par la régulation de l'écart entre les deux températures et le contrôle des fuites par thermalisation des fils, afin qu'ils ne présentent pas de gradient de température entre leurs extrémités (annexe 2).

III.5. Protection vis-à-vis des perturbations

Le système de mesure et le circuit d'alimentation du composant testé ne sont en réalité pas totalement indépendants. En effet, le rayonnement électromagnétique dû à de forts courants de fréquence élevée provoque la circulation de courants parasites sur les fils de mesure de température ainsi que sur les fils d'alimentation des résistances chauffantes. Ces phénomènes faussent la mesure des différentes températures, perturbant ainsi le système de régulation et la puissance de chauffe délivrée par la régulation d'écart. Le dispositif a dû être muni d'un système de protection vis-à-vis de ces perturbations [Seguin-96/1] pour que ses circuits sensibles soient immunisés vis-à-vis d'une alimentation du composant allant jusqu'à 1 MHz.

Pour augmenter la fréquence limite d'utilisation de l'appareil, les perturbations électromagnétiques ont été réduites à trois niveaux :

- En réduisant le rayonnement à sa source, à l'extérieur du calorimètre tout comme à l'intérieur,
- En réduisant la susceptibilité de la connectique du système de régulation,
- En filtrant les signaux de mesure et de chauffage.

Ces améliorations sont présentées à l'annexe 2 qui décrit, en détail, l'équipement du calorimètre.

III.6. Résumé des performances de l'appareil

Finalement, le calorimètre possède les spécifications suivantes (Tab. III.4) :

Dimensions du système testé	< cube de 10 cm d'arête
Sensibilité	de 10 mW à 10 W
Température de test	de -50°C à +50°C
Fréquence de test	de DC à 1 MHz
Courant de test	< 10 A_{eff}
Tension appliquée	< 300 V_{eff}
Précision moyenne	# 1,5% sur la mesure des pertes

Tab. III.4 : Performances du calorimètre

IV. RESULTATS DE L'ETUDE

IV.1 Etalonnage du dispositif

Toute série de mesures est précédée par un pompage qui ramène la pression dans le calorimètre à moins de 10^{-3} mbar. Le bon fonctionnement et la précision du dispositif calorimétrique sont testés en utilisant une résistance chauffante cylindrique enserrée dans la cellule de mesure. L'étalonnage est réalisé en continu pour les deux températures 22°C et 100°C, et pour différents niveaux de la puissance injectée afin de jauger la sensibilité de l'appareillage. On fait en sorte que la puissance P_0, régulée en l'absence d'alimentation du composant à tester, soit assez proche de la puissance injectée dans le composant P_{inj}. Ceci minimise l'erreur commise lors de la déduction de la puissance P_C dissipée ($P_C = P_0 - P$, avec P nouvelle puissance injectée par la régulation d'écart lorsque le composant est alimenté). La puissance de chauffe est connue en mesurant avec soin tension et courant sur la résistance. Le tableau IV.1 donne la précision obtenue sur la mesure calorimétrique.

Température (°C)	22			100	
P_{inj} (mW)	52.35	14.32	5.21	58.69	puiss. injectée connue
P_0 (mW)	74.62	17.43	9.17	91.10	puiss. régul. composant non alimenté
P (mW)	22.53	3.29	3.12	34.82	puiss. régul. composant alimenté
P_C (mW)	52.09	14.14	6.05	56.28	puiss. dissipée : $P_C = P_0 - P$
Ecart (%)	**0.50%**	**1.26%**	**14.92%**	**4.19%**	écart relatif entre P_C et P_{inj}

Tab. IV.1 : Etalonnage du dispositif calorimétrique

A 22°C, le calorimètre se comporte très bien pour mesurer des puissances proches de 50 mW, ce qui sera le cas pour les mesures envisagées sur notre prototype. A 15 mW, on a déjà perdu en précision et, à 5 mW, le calorimètre ne permet quasiment plus de mesure (oscillations de ΔT trop importantes). Ce dernier point nous empêchera de réaliser des essais sur le prototype à vide.

A 100°C, le calorimètre n'est pas aussi précis, même pour des dissipations relativement importantes. D'importants problèmes de rayonnement subsistent. Les parois latérales de la cellule de mesure sont en effet en regard direct avec les parois de l'enceinte calorimétrique et l'on sait que la

puissance échangée par rayonnement fait intervenir la puissance quatrième des températures de chaque paroi. Il faudrait augmenter encore le nombre d'écrans thermiques et essayer d'abaisser encore l'émissivité de ces surfaces.

IV.2. Mesures réalisées et comparaisons

Deux séries de mesures sur le prototype en court-circuit à 22°C ont été réalisées. La seconde série a été menée avec plus d'attention pour essayer d'augmenter la précision des résultats obtenus. Elle permet, en outre, de s'assurer de la bonne reproductibilité des résultats calorimétriques.

La tension V_{alim} est choisie, à chaque fréquence, en vue d'obtenir une dissipation constante de 50 mW. La puissance P_0, initialement injectée, est fournie par la régulation d'écart lorsque le composant n'est pas alimenté. Pour une bonne régulation et une déduction précise des puissances mises en jeu, elle doit être de 1,5 à 2 fois la puissance P_C que l'on pense mesurer. On s'assure qu'elle reste bien constante tout au long de la manipulation.

Pour comparer ces mesures avec celles issues de l'analyseur d'impédance (HP4194A), on choisit le paramètre Rp (partie résistive parallèle de l'impédance) directement représentatif de l'énergie active consommée par le composant (Fig. IV.4). Rp peut se déduire aisément de la puissance (P_C), puisque l'on connaît la tension d'alimentation (V_{alim}), ou de la mesure de l'impédance en court-circuit (Z_{cc}) :

$$Rp_{calo} = \frac{V_{alim}^2}{P_C} \qquad Rp_{analy} = \frac{|Z_{cc}|}{\cos\left(\frac{\pi}{180}\arg(Z_{cc})\right)}$$

Le tableau IV.2 récapitule les résultats obtenus pour quelques fréquences spécifiques déjà définies.

Fréquence (Hz)	DC	150	1.50k	10.14k	27.91k	69.70k	109.8k	600.5k	1.03M
V_{alim} (V)	0.162	0.276	0.345	1.17	1.76	2.12	2.36	4.34	5.57
P_0 (mW)	103.10	97.63	97.63	97.63	97.63	98.03	98.03	98.03	98.03
P (mW)	42.35	54.22	52.36	49.85	50.41	50.69	51.26	48.10	51.59
P_C (mW)	60.75	43.41	45.27	47.78	47.22	47.34	46.77	49.93	46.44
Rp calo (Ω)	0.43	1.75	2.63	28.65	65.60	94.94	119.08	377.24	668.06
Rp analy (Ω)	/	1.52	2.40	27.20	62.65	89.58	111.91	370.28	615.35
Ecart Rp (%)	/	**14.34%**	**9.12%**	**5.19%**	**4.60%**	**5.81%**	**6.21%**	**1.86%**	**8.21%**

Tab IV.2 : Comparaison calorimétrie - analyseur d'impédance (1er jeu de mesures)

Les écarts constatés vont systématiquement dans le même sens, à savoir $Rp_{calo} > Rp_{analy}$. Les mesures électriques semblent donc surestimer les pertes vis-à-vis de la calorimétrie. Pour confirmer ces premiers résultats et assurer la reproductibilité du dispositif expérimental, un second jeu de mesures est présenté dans le tableau IV.3. Ici, le courant I_{alim} est également mesuré, ce qui permet de vérifier que l'on retrouve bien le module de l'impédance du composant à la fréquence de test ($|Z_{calo}|$ # $|Z_{analy}|$). On peut alors également accéder au paramètre Rs (partie résistive série de l'impédance)

en vue de le comparer à la grandeur directement mesurée avec l'analyseur d'impédance (Fig. IV.4) :

$$Rs_{calo} = \frac{P_C}{I_{alim}^2}$$

Fréquence (Hz)	DC	152	1.51k	10.13k	27.91k	70.28k	109.9k	600.5k	1.03M
V_{alim} (V)	0.163	0.275	0.346	1.17	1.76	2.12	2.37	4.33	5.58
I_{alim} (mA)	389	182	182	150	91	53	44	/	/
Z calo (Ω)	0.42	1.51	1.90	7.80	19.34	40.00	53.80	/	/
Z analy (Ω)	/	1.51	1.92	7.89	19.94	39.77	53.03	168.58	272.99
Ecart Z (%)	/	**0.00%**	**1.05%**	**1.15%**	**3.05%**	**0.58%**	**1.44%**	/	/
P_0 (mW)	118.50	117.80	118.50	118.50	118.50	118.50	119.20	119.20	119.20
P (mW)	56.70	71.30	70.90	70.10	71.20	70.40	71.20	71.60	70.50
P_C (mW)	61.80	46.50	47.60	48.40	47.30	48.10	48.00	47.60	48.70
Rp calo (Ω)	0.43	1.63	2.52	28.28	65.49	93.44	117.02	393.88	639.35
Rp analy (Ω)	/	1.52	2.40	27.20	62.65	89.58	111.91	370.28	615.35
Ecart Rp (%)	/	**6.76%**	**4.68%**	**3.90%**	**4.43%**	**4.22%**	**4.46%**	**6.18%**	**3.83%**
Rs calo (Ω)	0.41	1.40	1.44	2.15	5.71	17.12	24.79	/	/
Rs analy (Ω)	/	1.51	1.53	2.29	6.39	17.65	25.13	76.75	121.11
Ecart Rs (%)	/	**7.29%**	**6.27%**	**6.25%**	**11.21%**	**3.03%**	**1.35%**	/	/

Tab IV.3 : Comparaison calorimétrie - analyseur d'impédance (2nd jeu de mesures)

Les mesures de courants et tensions concordent car elles permettent de retrouver précisément l'impédance du composant à chaque fréquence ($|Z_{calo}| \# |Z_{analy}|$). Les écarts constatés sur Rp sont moins importants que dans le tableau IV.2, mais ils vont toujours dans le sens $Rp_{calo} > Rp_{analy}$. Les écarts sur Rs sont un peu plus importants et vont logiquement dans le sens $Rs_{calo} < Rs_{analy}$ (on a en effet dans tous les cas $|Z|^2 = Rp \cdot Rs$). Compte tenu des appareils utilisés au cours de cette manipulation, la mesure de tension s'avère plus précise que la mesure de courant. En continu (DC), il manque les données de l'analyseur d'impédance qui ne démarre qu'à 100 Hz. En haute fréquence (au-delà de 300 kHz) la mesure de courant n'a plus été possible. L'utilisation d'une sonde de courant n'a pas donné les résultats escomptés. Cela explique l'absence de résultats (/) dans certaines cases des tableaux.

Les courbes des figures IV.5 et IV.6 superposent respectivement les résultats déduits pour Rp et Rs (Fig. IV.4) à partir des mesures calorimétriques (2nd jeu) aux mesures issues de l'analyseur d'impédance. L'utilisation d'échelles logarithmiques permet de voir que, malgré des écarts relativement importants entre les deux méthodes de mesures (jusqu'à 7% sur Rp et 11% sur Rs), le calorimètre estime correctement la résistance équivalente du composant aux fréquences étudiées. Au-delà du MHz, les mesures calorimétriques ne sont plus exploitables en raison de nombreux problèmes de rayonnement électromagnétique qui perturbent le dispositif (courants induits dans les métaux) et de courants qui circulent dans des capacités parasites externes.



Fig. IV.4 : Définition de Rp et Rs

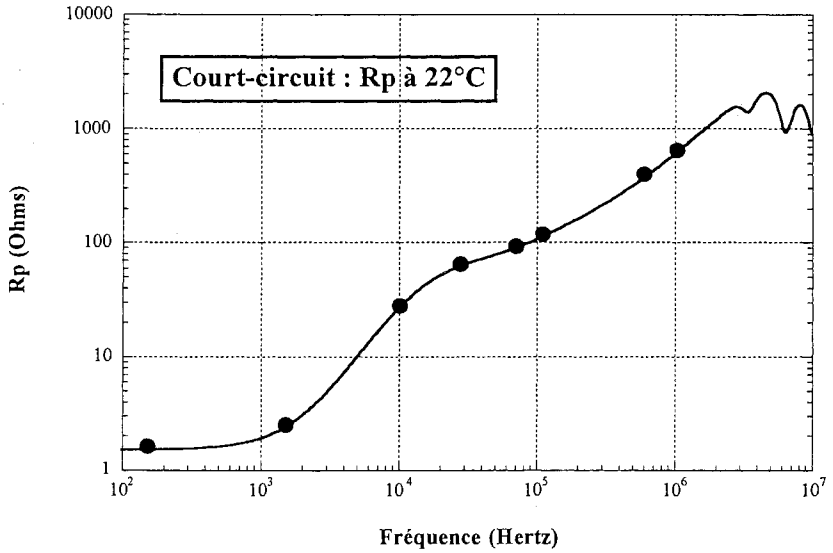


Fig. IV.5 : Comparaison Rp (● = calorimètre)

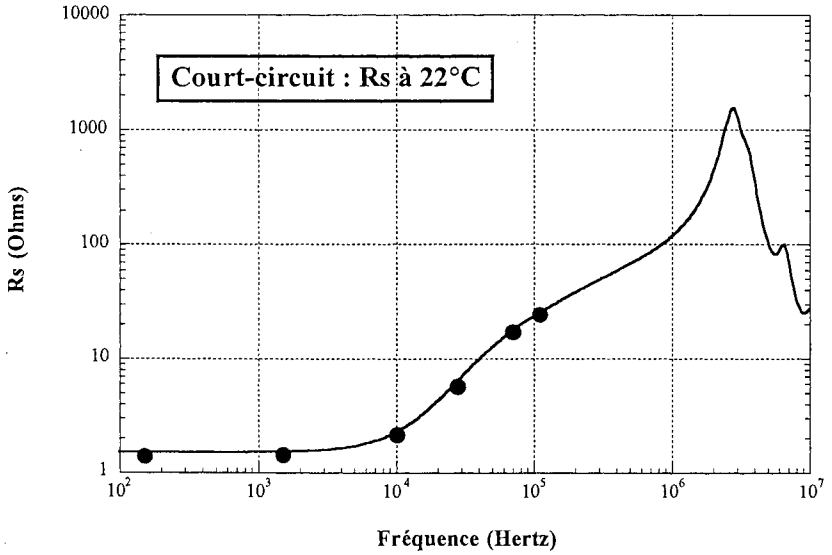


Fig. IV.6 : Comparaison Rs (● = calorimètre)

Si l'on revient sur la comparaison du paramètre Rp dans le tableau IV.3, on observe que l'écart est systématique. L'origine de cet écart n'a pas été trouvée (offset ?). Nous avons tout de même pris la décision de minorer de 5% les valeurs déduites de la calorimétrie ; les nouveaux écarts sont mentionnés dans le tableau IV.7 ci-après.

Fréquence (Hz)	DC	152	1.51k	10.13k	27.91k	70.28k	109.9k	600.5k	1.03M
Rp calo (Ω)	0.43	1.63	2.52	28.28	65.49	93.44	117.02	393.88	639.35
Rp corrigé (Ω)	0.41	1.55	2.40	26.95	62.41	89.05	111.52	375.37	609.30
Rp analy (Ω)	/	1.52	2.40	27.20	62.65	89.58	111.91	370.28	615.35
Ecart Rp (%)	/	**1.95%**	**-0.13%**	**-0.91%**	**-0.38%**	**-0.60%**	**-0.35%**	**1.37%**	**-0.99%**

Tab. IV.7 : Comparaison calorimétrie - analyseur d'impédance (2nd jeu de mesures après corrections)

En corrigeant l'écart systématique observé (environ 5%), on constate que les mesures calorimétriques ne présentent plus qu'une très faible dispersion vis-à-vis des valeurs données par l'analyseur d'impédance (inférieure à 1% dès quelques centaines de Hz). Cela est encourageant, car si on trouvait la cause de cette erreur systématique, la mesure calorimétrique validerait les valeurs issues de mesures électriques avec une précision inespérée.

On remarque également que l'écart le plus important apparaît en très basse fréquence (150 Hz). Les spécifications de l'analyseur d'impédance indiquent que c'est dans cette bande de fréquence que l'appareil est le moins précis. On a déjà noté de fortes dispersions sur les valeurs attribuées aux résistances des enroulements, mesurées en continu ou basse fréquence. Le calorimètre, étalonné en continu avec le même niveau de puissance que lors des tests, se révèle très performant pour ces fréquences. En revanche, lorsqu'on atteint quelques MHz, sa précision est limitée par des problèmes de CEM et elle devient plus aléatoire que celle de l'analyseur.

V. LIMITATIONS DU DISPOSITIF

V.1. Problèmes rencontrés

Les problèmes rencontrés au cours de nos manipulations sont de plusieurs ordres. Il y a d'abord les limites propres au calorimètre :

1 - Compte tenu d'importants problèmes de rayonnement électromagnétique (courants induits dans les épaisseurs métalliques et/ou capacités parasites), les mesures deviennent impossibles à partir de quelques MHz. Connaissant cette limite, le composant testé avait été dimensionné de façon à ce que ses fréquences de résonance soient aussi basses que possible. Ainsi, la plage de fréquence balayée lors des essais calorimétriques fait intervenir l'essentiel des phénomènes physiques rencontrés habituellement.

2 - Bien que très précis pour des températures basses, le calorimètre ne permet pas encore les mesures autour de 100°C. Les surfaces en regard de la cellule de test avec les parois extérieures de l'enceinte créent en effet, pour ces températures, des pertes supplémentaires par rayonnement (terme en T^4). Pour ces raisons, seul l'essai à température ambiante (22°C) a pu être réalisé.

3 - Le calorimètre ne possède pas une sensibilité qui permette la mesure de pertes très faibles.

Avec les résistances thermiques montées, il faut que le composant testé dissipe au moins quelques dizaines de mW pour que la mesure soit fiable. Il n'a donc pas été possible de réaliser d'essai à vide, représentatif des pertes "fer" du transformateur (735 kΩ pour le prototype). L'alimentation du composant devant rester raisonnable pour ne pas saturer le circuit magnétique, les pertes envisagées ne peuvent excéder quelques mW, ce qui demeure bien trop faible. Un compromis est donc à trouver sur le niveau d'induction que l'on peut faire circuler dans le noyau pour avoir un maximum de pertes tout en restant en régime linéaire. Une fois le composant fabriqué, la seule grandeur ajustable est la tension d'alimentation. On gagnerait ainsi à utiliser un transformateur comportant moins de spires.

4 - La durée des mesures calorimétriques limite le nombre d'essais réalisables dans un délai raisonnable. Le ferrite présentant une inertie thermique très importante, il faut environ 35 minutes pour stabiliser une puissance P_0 (P_0 # 100 mW pour 22°C), et environ 20 minutes entre deux mesures (P # 50 mW), si l'on travaille à puissance dissipée ($P_C = P_0 - P$) constante. Pour homogénéiser la température du prototype à 100°C, alors qu'il était initialement à la température ambiante, il faut plusieurs heures. Il ne faut pas oublier que ces opérations se déroulent dans le vide et non plus dans l'air où la convection naturelle aide à uniformiser la température du composant. A cela s'ajoutent les durées d'installation du prototype dans le calorimètre, de pompage, de stabilisation thermique (réservoir d'azote liquide et régulations)...

Le prototype que nous avons défini est également à l'origine de plusieurs limitations :

1 - Le composant, optimisé pour ses caractéristiques électriques, comprend 8 couches de fil vernis, ce qui augmente la résistance thermique. Les calories sont en effet amenées ou récupérées sur la surface extérieure du composant par un collier en cuivre. Sans convection, les échanges thermiques entre la bride et la jambe centrale du noyau ETD sont difficiles et la constante de temps thermique est grande.

2 - La répartition des bobinages (nombres de spires) pour le ferrite employé fait qu'il va être impossible d'alimenter le composant sous tension importante, afin d'avoir des pertes "fer" significatives, sans saturer le circuit magnétique. L'essai à vide est donc rendu impossible pour ce prototype, en accord avec la sensibilité du calorimètre.

V.2. Amélioration du calorimètre

Plusieurs pistes peuvent être envisagées pour améliorer les performances du dispositif calorimétrique :

1 - Revoir la conception du système écran / cellule de mesure : dimensions, nombre d'écrans... Il s'agit de réduire, le plus possible, les pertes par rayonnement entre surfaces présentant des différences de température notables, cela en vue de réaliser des essais à température élevée (100°C).

2 - Améliorer le blindage de l'ensemble pour permettre des mesures au-delà du MHz, en limitant

les problèmes de compatibilité électromagnétique (CEM). Atteindre 10 MHz serait déjà très intéressant pour les applications envisagées.

3 - D'un point de vue pratique, il serait souhaitable de câbler de façon fixe certaines connexions flottantes : filtres en sortie des régulations, platine supportant le prototype...

4 - De la même façon, pour faciliter l'utilisation du dispositif, il serait bon de clarifier le câblage, la connectique, l'organisation des appareils de lecture et, éventuellement, de proposer un manuel d'utilisation.

Les mesures calorimétriques étant par nature très longues, il est indispensable de clarifier au maximum le montage et de faciliter son utilisation pour éviter les erreurs de manipulation. Aujourd'hui, seul le concepteur du dispositif est capable de le maintenir et/ou de l'améliorer.

V.3. Amélioration du prototype

Pour remplir pleinement l'objectif initial (validation de tous les paramètres résisitifs du schéma équivalent), il est nécessaire d'imaginer un autre prototype qui permette les mesures non réalisables avec le premier. Ce nouveau composant doit répondre au cahier des charges suivant :

1 - Composant enrobé dans une résine caloporteuse pour permettre une homogénéisation globale et rapide des calories. L'utilisation de matières souples, bonnes conductrices de la chaleur, pourrait également améliorer le contact entre le composant et la bride qui draine les calories.

2 - Afin de pouvoir mesurer les pertes "fer", il faut un rapport "ferrite sur cuivre" qui permette de déceler ces pertes tout en conservant un niveau d'alimentation convenable pour ne pas saturer le circuit magnétique. Dans l'hypothèse linéaire, pour un volume de ferrite fixé et une fréquence imposée, les pertes "fer" sont proportionnelles au carré de l'induction. Il faut donc obtenir une induction maximum, sans pour autant dépasser la tension limite conduisant à la saturation. Cela revient à diminuer le nombre de spires. Dans ce cas, le courant doit également être surveillé, afin de ne pas dépasser une valeur limite non supportable par le prototype et/ou le calorimètre.

3 - Pour ce type d'essai, il faut une forme de noyau (tore) qui permette de capter les calories directement sur le ferrite et non plus sur les bobinages. De la même façon, résistances de chauffage et sondes de température doivent être directement placées au contact du ferrite.

Malheureusement, par manque de temps, cette nouvelle expérimentation n'a pu être effectuée.

V.4. Remarque

Les limites du calorimètre (10 A_{eff} - 300 V_{eff}) doivent être complétées par celles de l'appareillage électrique environnant. Par exemple, l'amplificateur utilisé ne délivre pas plus de 0,7 A_{eff} - 35 V_{eff} à

10 MHz. La résistance optimale de charge est alors de 50 Ω. Pour atteindre 10 W avec ces limites en tension et courant, on peut se permettre une valeur de charge comprise entre 20 Ω et 122 Ω. Une puissance de 10 W représente la dissipation maximum que le calorimètre peut mesurer. Pour nos essais réalisés autour de 50 mW, la charge doit être comprise entre 0,1 Ω et 24,5 kΩ. Cette puissance est en effet bien adaptée à la sensibilité du calorimètre et permet des mesures fiables. On retiendra en conclusion, pour l'amplificateur utilisé, que les prototypes de test doivent présenter, à la fréquence d'essai :

- Une résistance série d'impédance en court-circuit > 0,1 Ω,
- Une résistance parallèle d'impédance à vide < 24 kΩ.

L'impédance parallèle du prototype fait 735 kΩ ; avec dix fois moins de spires elle serait descendue autour de 7 kHz, conduisant à des pertes "fer" décelables. Reste le problème de la saturation...

VI. CONCLUSION

La campagne de mesures calorimétriques menée en collaboration avec le Laboratoire d'Electrostatique et des Matériaux Diélectriques (LEMD) permet de tirer des conclusions fort intéressantes. Elle montre tout d'abord que le calorimètre, initialement conçu pour étudier les pertes des condensateurs, est également bien adapté à la mesure des dissipations de composants magnétiques. Ses résultats s'avèrent précis et reproductibles pour les plages de mesures suivantes : dissipations de l'ordre de 50 mW, composant à la température ambiante, bande de fréquence du continu à 1 MHz.

Un transformateur à deux enroulements a été étudié à 22°C. Les essais en court-circuit permettent de valider, de façon précise, la partie résistive du schéma équivalent qui représente ses pertes "cuivre" (dispersion inférieure à 1%). Sous réserve que les éléments soient suffisamment nombreux et précis pour suivre le comportement électrique réel du composant, ces mesures calorimétriques permettent d'affirmer qu'il est possible, à toute fréquence, d'estimer les pertes à partir de ce schéma. Il demeure souhaitable de confirmer cela pour les pertes "fer", et de mener la même campagne de mesures à d'autres températures. Les essais initialement prévus à vide et à 100°C n'ont pu être réalisés, à la fois en raison de difficultés inhérentes au dispositif lui-même, et à l'inadaptation de notre prototype. Pour aborder ce type de mesures avec quelques chances de succès, il est nécessaire d'apporter quelques modifications au calorimètre afin d'améliorer ses performances (tenue du vide, réduction du rayonnement...). Il faut également revoir la structure du prototype pour permettre les mesures attendues.

Après cette étude calorimétrique, on peut affirmer sans prendre beaucoup de risques que l'introduction de notre schéma équivalent dans un logiciel de simulation électronique autorise le calcul de puissances et de rendements, en régime linéaire, avec une bonne précision, et ceci pour des excitations et des charges quelconques. Les résultats pourront directement être comparés à une mesure calorimétrique. Ils permettront de prévoir le comportement du composant dans une application particulière. Ces points sont successivement abordés au chapitre suivant.

- CHAPITRE III -

ESTIMATION DES PERTES A PARTIR DU SCHEMA EQUIVALENT

I. INTRODUCTION

Nous avons étudié, au chapitre I, un transformateur particulier à deux enroulements. Un schéma électrique équivalent à constantes localisées lui a été associé. Uniquement basé sur des mesures d'impédances extérieures au composant, il permet de représenter correctement et complètement son comportement électrique jusqu'à plusieurs MHz, c'est-à-dire plus de deux décades au-delà de sa fréquence de travail. Ainsi, ce schéma reste encore très performant pour des excitations présentant de forts taux d'harmoniques.

La démarche suivie pour élaborer ce circuit équivalent est extensible à un nombre quelconque d'enroulements. Elle s'avère déterminante pour la prédiction du fonctionnement d'un montage au moyen de la simulation électronique. Au chapitre II, des essais calorimétriques ont établi le bien fondé des résistances placées sur le circuit équivalent pour représenter les pertes. Nous allons maintenant montrer comment ce schéma peut être exploité à l'aide de logiciels de simulation électronique et analyser quelques exemples de résultats.

Dans l'Industrie, le but recherché lors de l'utilisation de tels logiciels est la simulation d'un montage électronique permettant d'éviter la réalisation de prototypes. Avec les récentes avancées informatiques, ils offrent aujourd'hui de nombreuses possibilités. Leurs objectifs sont présentés au paragraphe II. Nous calculons, au paragraphe III, les pertes dans le prototype en court-circuit pour les différentes fréquences et tensions d'alimentation choisies lors des essais en calorimétrie. Les écarts entre mesures électriques et thermiques ayant déjà été discutés au chapitre II, nous précisons ici l'ordre de grandeur de cet écart entre ces dernières et les pertes estimées à partir du schéma équivalent. En simulation, il s'avère facile et intéressant de calculer les pertes du transformateur pour différentes connexions et différents régimes d'alimentation. Des exemples de calcul en régime harmonique pour différentes charges usuelles sont présentés au paragraphe IV. L'introduction de formes d'onde non sinusoïdales (triangle, carrée) est présentée au paragraphe V. Les pertes obtenues peuvent alors être comparées à celles attendues pour un signal sinusoïdal de même valeur efficace ou conduisant à conserver le même niveau d'induction dans le noyau magnétique.

II. LES LOGICIELS DE SIMULATION ELECTRONIQUE

II.1. Généralités

Afin que l'ingénieur puisse tirer tout le bénéfice du circuit à constantes localisées déduit d'une caractérisation du composant magnétique, il doit disposer d'un outil réduisant son temps de mise en œuvre. Ce circuit présente en effet une complexité qui croît si vite avec le nombre d'enroulements que son étude manuelle devient inextricable dès trois enroulements [Berrouche-97]. Ce fait est d'autant plus regrettable qu'il survient même si le fonctionnement du composant est entièrement compris, et que la généralisation des concepts développés pour deux enroulements permet de fixer complètement la topologie de son circuit équivalent [Keradec-94].

Pour nous, ceci constitue aujourd'hui la première motivation dans l'utilisation d'un logiciel de simulation électronique. Elle répond au souhait de disposer d'un outil permettant de comparer le comportement d'un circuit à celui du composant réel, observé dans les conditions simples des tests de caractérisation. Plus précisément, le but visé est de pouvoir comparer directement les courbes relevées à l'aide d'un analyseur d'impédances et de gains (style HP4194A) à leurs homologues déduites du circuit testé. Il sera alors possible d'étudier la sensibilité des paramètres du schéma équivalent vis-à-vis de la réponse observée en pratique.

Il existe aujourd'hui sur le marché différents logiciels permettant la simulation de circuits électroniques : PSpice® [MicroSim-96], SIMplorer® [Simplorer-97], CEDRAT-CIRCUIT® [Cedrat-97], SABER®, EMTP®, PACTE®... Sans rentrer ici dans les détails, notons simplement qu'ils présentent des noyaux de résolution différents, et que l'utilisation de l'un plutôt que d'un autre doit être soigneusement réfléchie en fonction des applications envisagées. Leur coût est également un argument incontournable dans ce choix.

Tous ces logiciels sont généralistes dans ce sens qu'ils prévoient le fonctionnement de systèmes linéaires ou non, incluant éventuellement des interrupteurs commandés, plusieurs sources indépendantes et/ou encore des modèles précis de composants actifs ou passifs, si bien que les formes d'ondes impliquées sont souvent complexes. Cette généralité nécessite cependant des modes de résolution peu adaptés à l'objectif visé ici. Il est en effet peu rationnel, pour effectuer une étude harmonique, de rechercher la réponse temporelle pas-à-pas jusqu'au régime établi, et ce, pour chaque point de la courbe fréquentielle cherchée. En outre, en prévision du mode de résolution adopté, la plupart des logiciels imposent de sévères contraintes au moment de décrire les circuits : pas de valeur négative d'élément, pas de maille inductive, pas d'isolation galvanique, même en présence d'un transformateur...

Il y a quelques années, ces logiciels n'étaient pas aussi souples ni aussi commodes qu'aujourd'hui. En raison de limitations évoquées ci-dessus, le développement d'un logiciel adapté à nos besoins, TRANSFERT, a été entrepris dès 1990 [Cogitore-90, Fouassier-94/2, Cogitore-94/2, Cogitore-95/2]. Ce dernier, opérationnel depuis janvier 1996, a déjà rendu de grands services aux deux partenaires. L'Industriel l'utilise pour caractériser ses composants, ainsi que ceux fournis par des clients ou des confrères. Il propose alors l'établissement de circuits équivalents sous forme de prestations de services. Le Laboratoire l'exploite également pour faciliter les études relatives aux composants passifs.

II.2. Un logiciel adapté à nos besoins : TRANSFERT

Au cours de nos études, nous avons été amenés à introduire de nouveaux éléments linéaires (coupleurs), à attribuer des valeurs négatives à certains composants (inductances, capacités) et nous ne sommes pas certains que cette extension soit terminée. Afin de pouvoir éventuellement la compléter, le logiciel réalisé demeure un outil exclusivement mathématique. Il n'impose ni contrainte topologique au circuit étudié, ni restriction numérique aux valeurs des composants.

Cette position de principe distingue d'emblée TRANSFERT des logiciels existants. En effet, malgré de récents assouplissements, ces derniers imposent encore certaines règles topologiques (pas de partie isolée, pas de maille purement inductive, pas de condensateurs en série...) ou numériques (pas de valeurs négatives pour les composants, pas de coefficient de couplage égal à 1...). L'insertion de composants complémentaires, qui permet de contourner certains interdits de ces logiciels, introduit des pôles et des zéros supplémentaires dans les fonctions de transfert étudiées, ce qui reste inacceptable pour les études visées.

Pour résumer, en restant dans le domaine des circuits linéaires stationnaires à constantes localisées, tout calcul faisable à la main (même péniblement) doit pouvoir être traité par notre logiciel. Si un calcul est infaisable, un message d'attention est affiché, et l'utilisateur choisit comment modifier le problème posé.

La description fonctionnelle du logiciel TRANSFERT a déjà été longuement présentée [Fouassier-94/2, Cogitore-94/2, Cogitore-95/2, Keradec-96/2] et ne sera donc pas répétée ici. Rappelons simplement les principaux modules qui le composent :

- Description graphique de circuits électriques,
- Analyse matricielle et calcul de fonctions de transfert,
- Extraction numérique des pôles et zéros d'une fonction de transfert,
- Exploitation graphique des résultats, en particulier, superposition des courbes théoriques et expérimentales,
- Dialogue avec l'analyseur d'impédance Hewlett-Packard HP4194A.

Cependant, sans le temps et la compétence d'un informaticien, le développement et la maintenance d'un tel logiciel ne sont pas des choses aisées à mener simultanément à une activité de recherche ou industrielle. Pour cette raison, comparé aux versions des simulateurs disponibles aujourd'hui, TRANSFERT, à son tour, fait apparaître quelques limitations qui freinent son utilisation :

- Temps de calculs trop importants,
- Interruptions inopinées pour des circuits complexes (nombreux coupleurs parfaits),
- Convivialité réduite,
- Portabilité des résultats insuffisante.

Au vu de la complexité atteinte par les schémas (augmentation du nombre de cellules) et du besoin d'obtenir des résultats facilement réutilisables, dans des logiciels mathématiques comme Mathcad® [Mathcad-97], il nous est apparut plus judicieux d'utiliser, dans la suite de cette étude, un autre logiciel de simulation électronique, le logiciel PSpice®.

II.3. Choix du logiciel de travail : PSpice®

Dans le cas des applications envisagées (simulation du comportement électrique, estimation des pertes), le logiciel PSpice® n'est pas le seul qui puisse satisfaire à nos besoins, mais trois raisons simples ont poussé à le choisir.

C'est tout d'abord un logiciel connu et largement diffusé. Il est un fait que PSpice® est aujourd'hui le standard des logiciels de simulation électronique et de nombreux fournisseurs de composants électroniques proposent à leurs clients des librairies de modèles utilisables avec ce logiciel. Ce dernier point est important lorsqu'on désire faire l'étude d'un circuit électronique complet, où composants actifs et passifs se côtoient. Son utilisation est aisée. Il fonctionne sous un environnement PC standard, et les temps de calculs sont remarquablement courts pour les modélisations qui nous concernent.

Ce logiciel admet des valeurs négatives de composants, ce qui n'est pas le cas de tous les logiciels de simulation. C'est le cas de certaines capacités du modèle électrostatique du prototype étudié. Il en va de même pour la représentation d'un coupleur parfait, qui peut astucieusement être défini ici comme l'association d'une source de tension liée et d'une source de courant liée. Comme cela est expliqué ci-après, certains éléments fictifs devront par contre être introduits pour que l'exploitation du circuit demeure possible.

Enfin, bien que les possibilités offertes par PSpice® en matière de présentation graphique des résultats soient déjà étendues, le couplage avec Mathcad® permet de plus de superposer les courbes du modèle aux impédances mesurées, et de pousser plus loin l'exploitation des résultats.

III. COMPARAISON ENTRE LES PERTES ESTIMEES ET MESUREES

A partir du schéma équivalent associé au prototype décrit et caractérisé au chapitre I, il est possible de calculer la puissance dissipée dans le composant. Les tensions et fréquences d'alimentation sont choisies conformément au tableau IV.3 du chapitre II. Le circuit introduit dans le logiciel de simulation PSpice® est donné à la figure III.1 ; c'est celui établi pour 22°C. Deux sources liées de tension (E1-E) et de courant (F1-F) permettent de représenter un coupleur parfait. Leur gain respectif est réglé à 1,2 qui est le rapport de transformation du prototype. Le secondaire du composant est en court-circuit ; il est alimenté par la tension sinus V_{alim} (Fig. III.2). Les résistances supplémentaires Rinfi (1 GΩ) et Rzéro (1 nΩ) sont nécessaires au fonctionnement du logiciel. De même, le court-circuit présente une résistance Rch de valeur minime (1 nΩ).

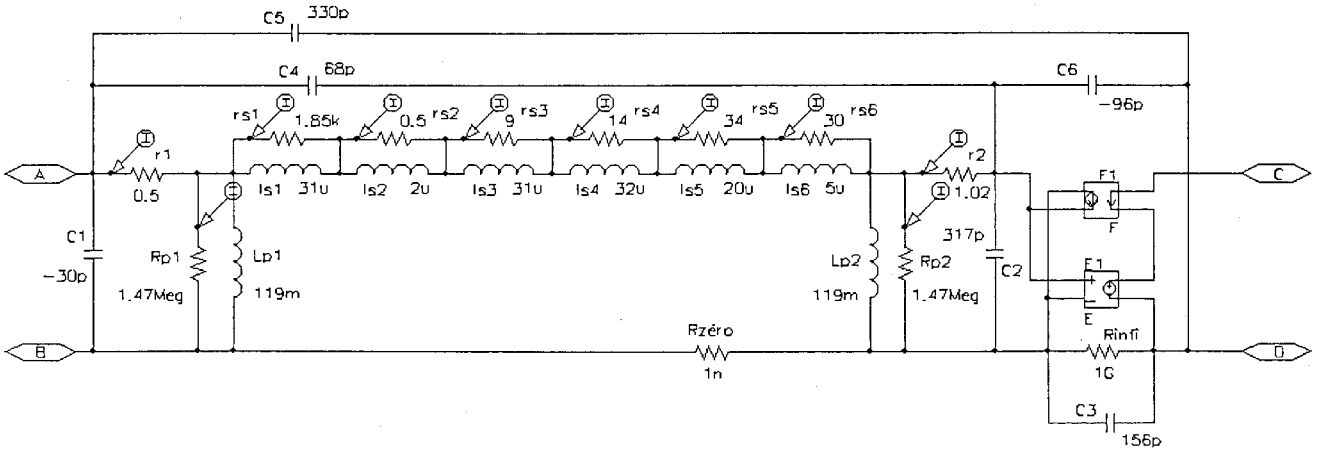


Fig. III.1 : Schéma équivalent de transformateur introduit sous PSpice®

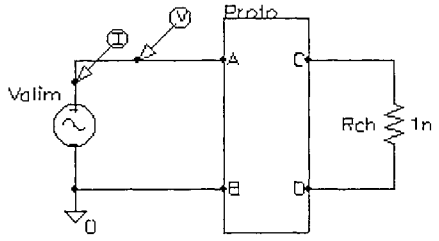


Fig. III.2 : Exemple de branchement du prototype (court-circuit)

Pour chacune des fréquences spécifiées, les pertes dans le transformateur sont obtenues en sommant les puissances dissipées dans chacune des résistances du schéma équivalent :

$$P_{calc} = \sum RI^2$$

Elles sont de l'ordre de 50 mW pour les tensions (V_{alim}) imposées. Cette démarche permet également de ne visualiser que la contribution d'une résistance, ou d'un groupe de résistances, en fonction de la fréquence (continu, courants induits, pertes magnétiques) en ne sommant que les termes RI^2 correspondants. On obtient les résultats (P_{calc}) reportés au tableaux III.3, si la partie série du transformateur comporte 3 cellules pour représenter l'effet des courants de Foucault, et III.4, pour 6 cellules. Ils sont à chaque fois comparés à la mesure directe (P_{mes}) de la dissipation relevée en calorimétrie.

Fréquence (Hz)	DC	152	1.51k	10.13k	27.91k	70.28k	109.9k	600.5k	1.03M
P_{mes} (mW)	64.9	48.8	50.0	50.8	49.7	50.5	50.4	50.0	51.1
P_{calc} (mW)	52.5	49.4	50.2	50.3	48.3	44.8	46.8	49	43.5
Ecart P (%)	**-21.1%**	**+1,2%**	**+0.4%**	**-1.0%**	**-2.85%**	**-12.0%**	**-7.4%**	**-2.0%**	**-16.05%**

Tab. III.3 : Comparaison des pertes estimées et mesurées en court-circuit à 22°C (3 cellules)

Fréquence (Hz)	DC	152	1.51k	10.13k	27.91k	70.28k	109.9k	600.5k	1.03M
P_{mes} (mW)	64.9	48.8	50.0	50.8	49.7	50.5	50.4	50.0	51.1
P_{calc} (mW)	52.7	49.4	49.9	50.4	50.2	50.5	50.7	49.8	50.1
Ecart P (%)	**-20.7%**	**+1,2%**	**-0.2%**	**-0.8%**	**+1.0%**	**-0.01%**	**+0,6%**	**-0,4%**	**-2.05%**

Tab. III.4 : Comparaison des pertes estimées et mesurées en court-circuit à 22°C (6 cellules)

Globalement, les écarts sont faibles entre mesure thermique et prédiction des pertes à partir du schéma équivalent. Conformément à ce qui a été vu au chapitre I, pour le circuit à 3 cellules, les écarts atteignent plus de 10% pour certaines fréquences, où le circuit n'est plus suffisamment précis pour suivre le comportement réel, mais ils deviennent presque négligeables avec le circuit à 6 cellules (dispersion inférieure à 1% jusqu'à 1 MHz).

Bien que la puissance dissipée déduite de la simulation ait été calculée d'une manière plus directe qu'au chapitre II, la cohérence schéma équivalent / calorimétrie se confirme. Ces simulations

donnent, comme attendu, les mêmes résultats que les calculs de $Rs \cdot I^2$ ou V^2/Rp effectués au chapitre précédent. Toute dispersion entre ces valeurs n'est liée qu'à l'écart qui subsiste entre le modèle et le relevé expérimental qui a servi à le caractériser.

IV. ESTIMATION DES PERTES EN REGIME SINUSOIDAL

IV.1. Modélisation du prototype

En régime harmonique, l'utilisation du logiciel PSpice® permet de calculer la réponse du composant placé dans différentes situations. Le schéma équivalent (Fig. III.1) permet d'obtenir les courbes des impédances en court-circuit (Fig. IV.1) et à vide (Fig. IV.2), vues du primaire.

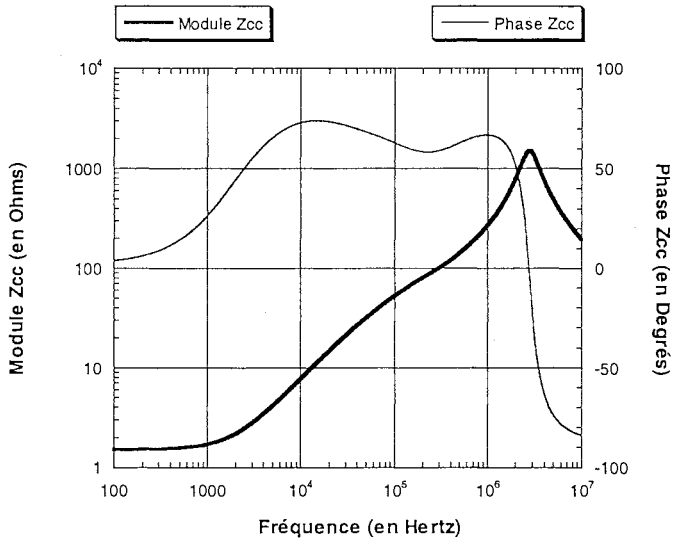


Fig. IV.1 : Impédance en court-circuit

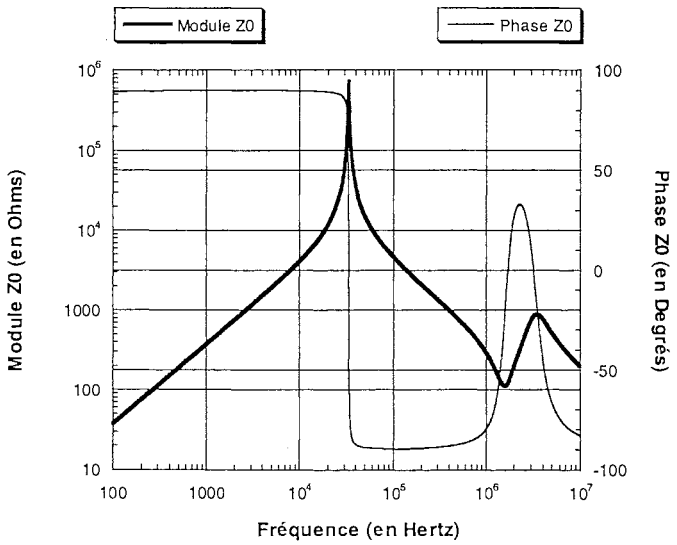


Fig. IV.2 : Impédance à vide

Des calculs de pertes et de rendements sont proposés dans les paragraphes suivants afin d'illustrer l'explotation de notre schéma équivalent par le logiciel de simulation électronique. Le composant est successivement placé en court-circuit et à vide, puis branché sur différentes charges résistives. Certaines remarques seront formulées au cours de cette présentation. Des conclusions plus générales seront tirées au paragraphe IV.7.

IV.2. Pertes en court-circuit

Le secondaire étant en court-circuit, on s'intéresse à la répartition des pertes dans le composant pour une alimentation de 1 V_{eff} (Fig. IV.3). On distingue les pertes "cuivre" en basse fréquence (notées pertes séries dans les légendes), les pertes "cuivre" en haute fréquence (pertes cellules), les pertes "fer" (pertes parallèles) et la somme des pertes (pertes totales).

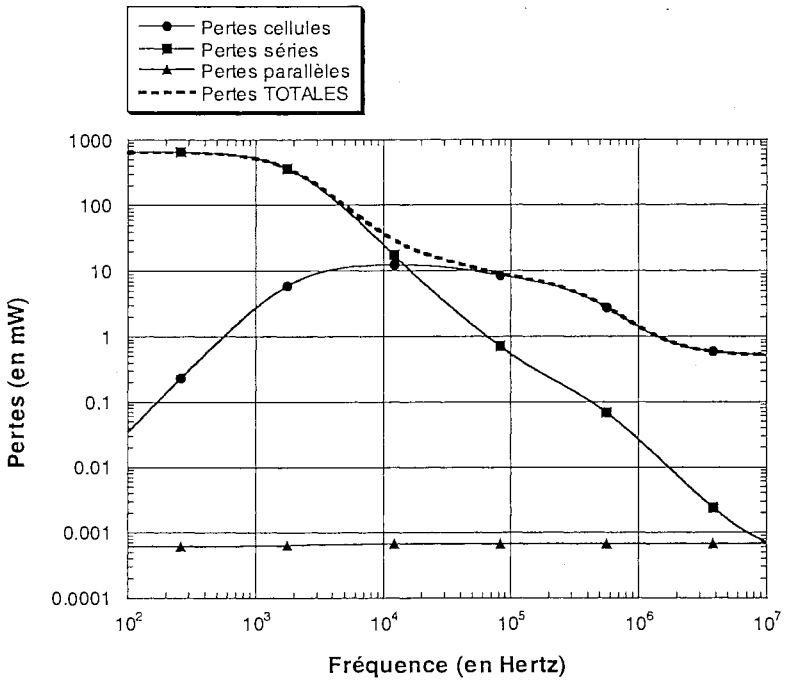


Fig. IV.3 : Pertes en court-circuit (V_{alim} = 1 V_{eff})

Les pertes totales (traits pointillés) présentent une diminution en $\omega^{-1/2}$ à partir de quelques kHz, où les courants induits ne sont plus négligeables. En court-circuit, ce comportement était attendu pour une alimentation à tension constante, puisque la résistance série, elle, varie en $\omega^{1/2}$. C'est la succession des fréquences de coupure des cellules qui explique le caractère bosselé de cette courbe.

Il est également possible de tracer les rapports entre les pertes de chaque type et les pertes totales (Fig. IV.4). Les deux courbes concernant les pertes en continu et celles liées aux courants de Foucault par rapport aux pertes totales se croisent vers 20 kHz, puis s'inversent. Cette fréquence est vraisemblablement liée aux diamètres des fils.

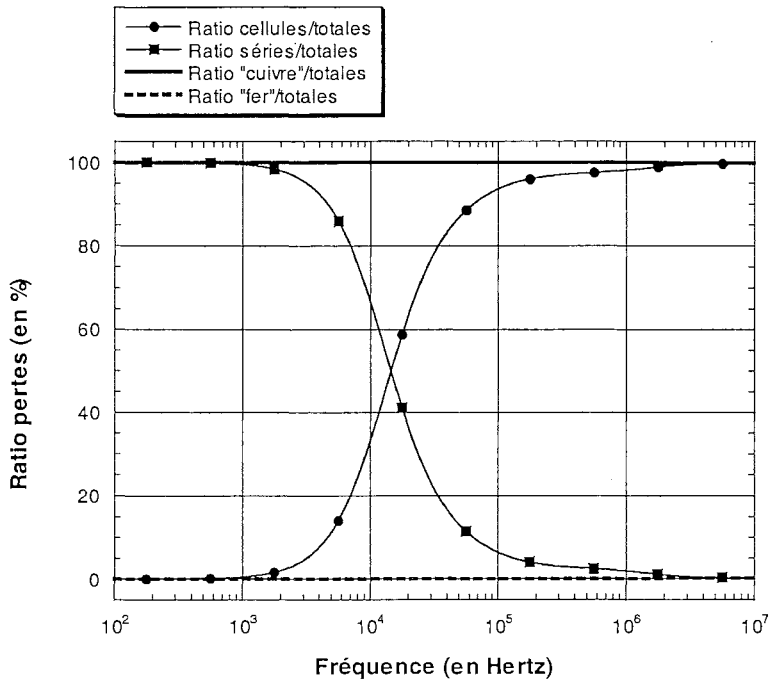


Fig. IV.4 : Ratios pertes en court-circuit (V_{alim} = 1 V_{eff})

IV.3. Pertes à vide

Avec des conditions d'excitation identiques, on trace les mêmes courbes (Fig. IV.5 et Fig. IV.6) pour le secondaire à vide.

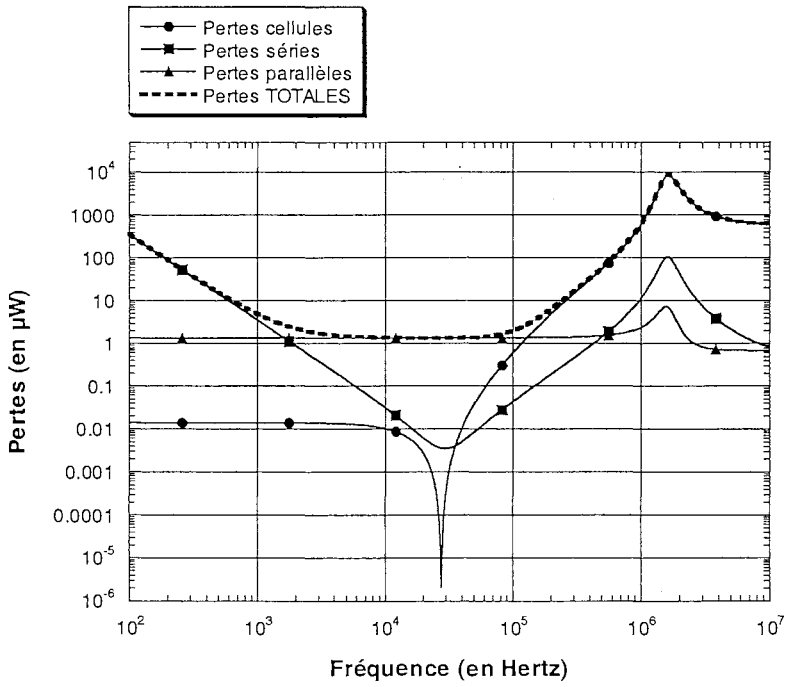


Fig. IV.5 : Pertes à vide (V_{alim} = 1 V_{eff})

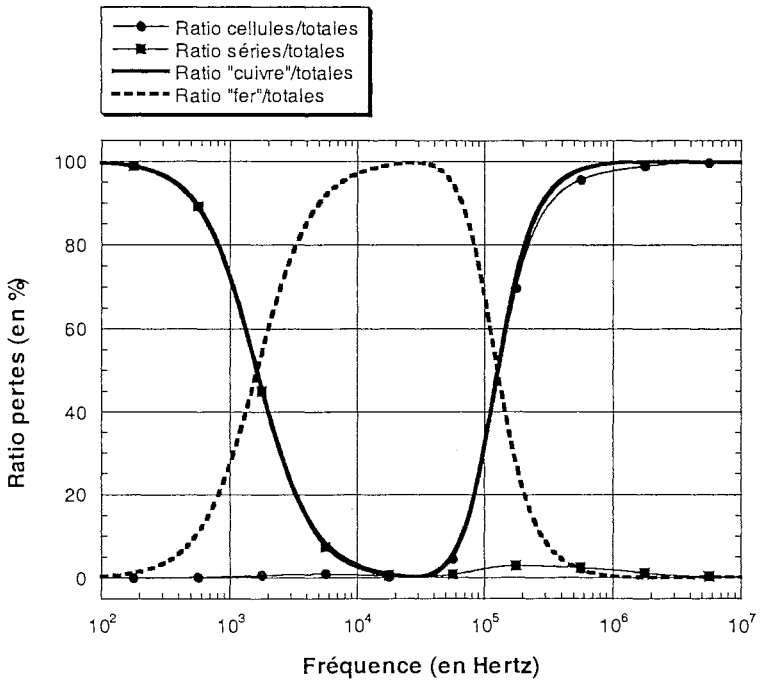


Fig. IV.6 : Ratios pertes à vide (V_{alim} = 1 V_{eff})

Ce dernier graphique nous amène à rappeler que les pertes "fer" ne sont pas toujours dominantes lors de l'essai à vide. Les pertes générées par les enroulements peuvent en effet être plus importantes en basse fréquence (jusqu'à 2 kHz), du fait des résistances en continu, mais aussi en haute fréquence (au-delà de 150 kHz), en raison de courants induits importants.

IV.4. Pertes pour une charge résistive de 50 Ω

Pour une alimentation sinusoïdale réaliste de 100 V_{eff}, on trace la répartition des pertes pour une charge résistive Rch de 50 Ω (Fig. IV.7). Cette impédance de charge est très utilisée en Electronique. Standardisée, elle permet de comparer des gains et de conserver des configurations de mesure usuelles. Il est également possible de tracer la puissance dissipée dans la charge ainsi que la puissance fournie par la source à chaque fréquence. Le rendement du transformateur peut également être donné pour cette utilisation (Fig. IV.8).

On remarque sur ces figures que, même en dessous-de 10 kHz, les pertes "cuivre" ne sont pas égales aux pertes "fer". Ce transformateur n'est donc pas optimisé pour une charge de 50 Ω, ce qui ne doit pas surprendre, puisqu'il a été optimisé pour des critères totalement différents.

La charge adaptée du transformateur est donnée par la moyenne géométrique des résistances série et parallèle de son schéma équivalent. Cela suppose, bien entendu, que la résistance de pertes "fer" soit très grande devant celle des enroulements et que l'inductance de fuite puisse être négligée. Pour le transformateur étudié, ces éléments ramenés au primaire valent :

$$Rp = 735\ k\Omega \qquad r1 + r2 = 1.52\ \Omega \qquad (\eta = 1{,}2)$$

En basse fréquence, la charge adaptée au secondaire vaut dans ce cas :

$$R_{adaptée} = \eta^2 \, [Rp \cdot (r1+r2)]^{1/2} = 1{,}5 \text{ k}\Omega$$

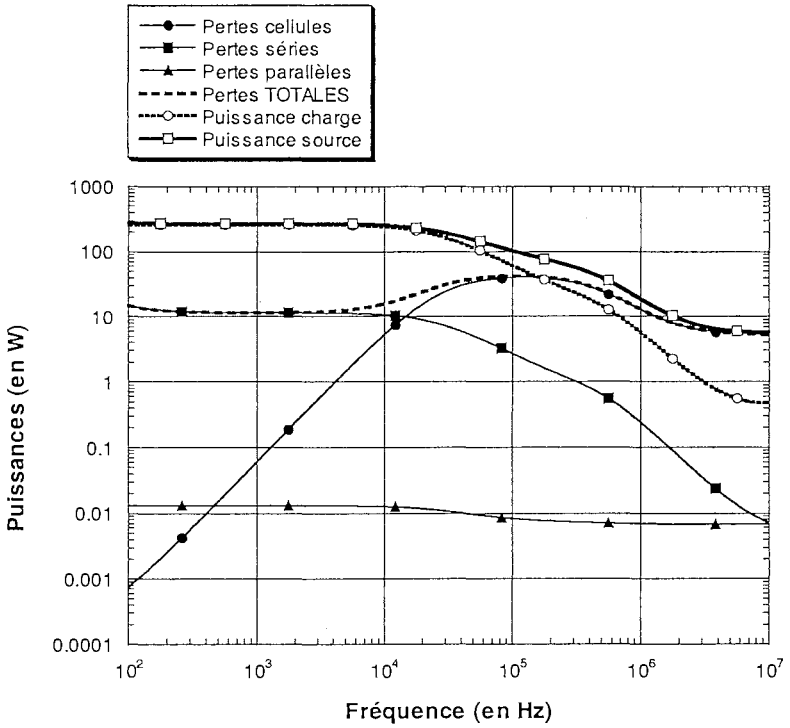


Fig. IV.7 : Puissances mises en jeu en charge (V_{alim} = 100 V_{eff} – R_{ch} = 50 Ω)

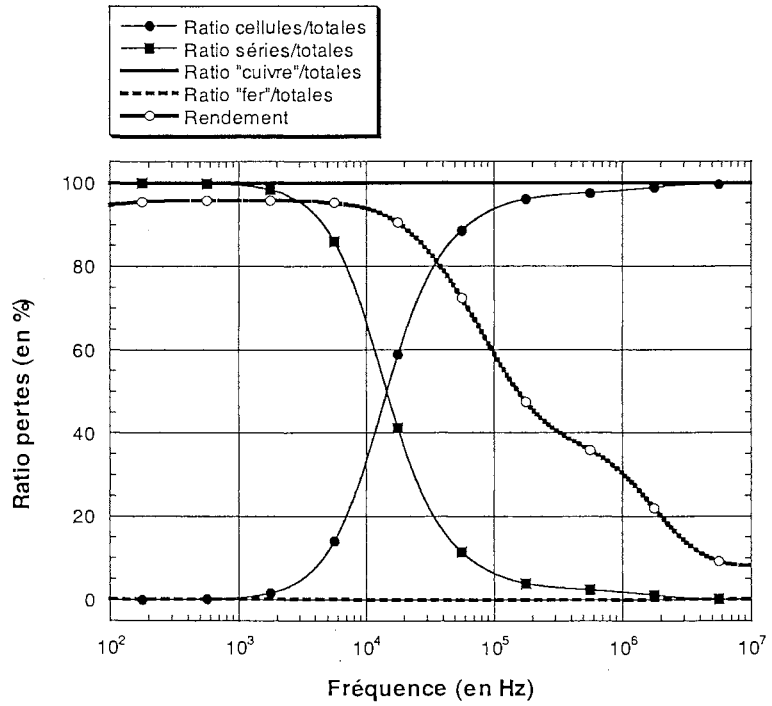


Fig. IV.8 : Ratios puissances en charge (V_{alim} = 100 V_{eff} – R_{ch} = 50 Ω)

IV.5. Pertes pour une charge résistive de 600 Ω

La même estimation des pertes, toujours sous 100 V_{eff} en sinus, peut être calculée pour une charge résistive de 600 Ω (Fig. IV.9 et Fig. IV.10). Cette impédance se retrouve très fréquemment dans le domaine des télécommunications où elle représente l'impédance de la ligne dans la bande audio.

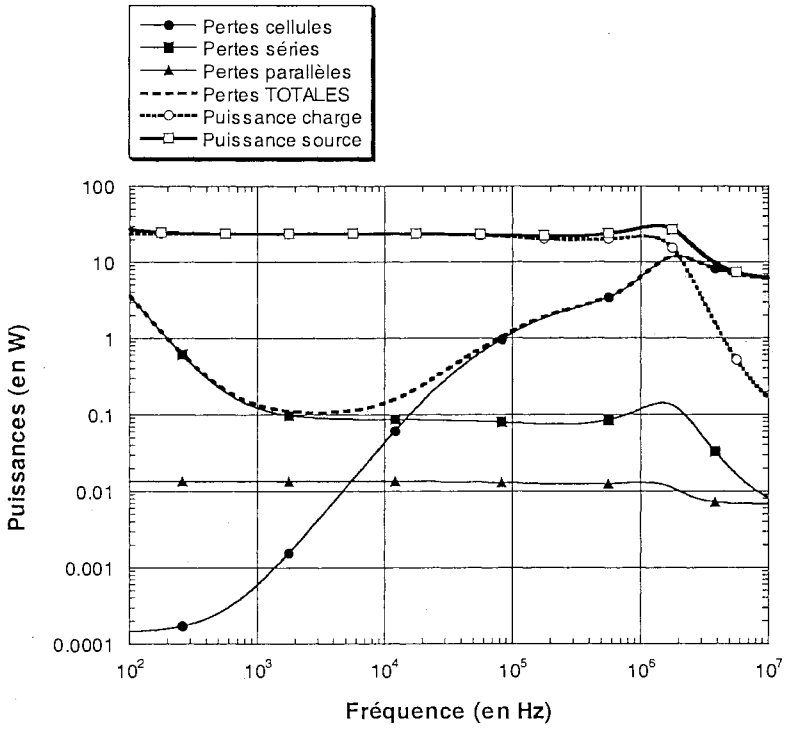


Fig. IV.9 : Puissances mises en jeu en charge (V_{alim} = 100 V_{eff} – R_{ch} = 600 Ω)

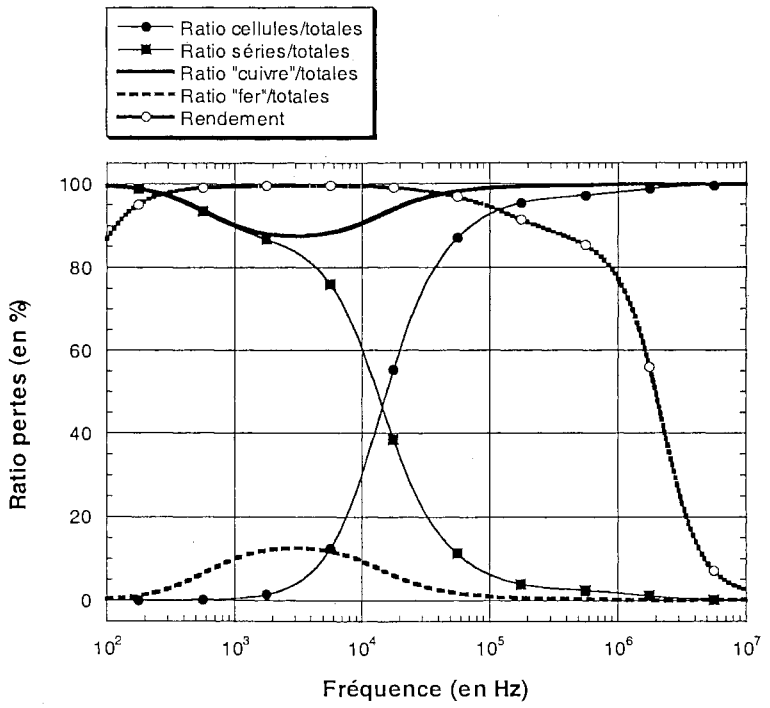


Fig. IV.10 : Ratios puissances en charge (V_{alim} = 100 V_{eff} – R_{ch} = 600 Ω)

IV.6. Pertes pour une charge résistive de 10 kΩ

On effectue encore le même calcul pour une charge résistive de 10 kΩ (Fig. IV.11 et Fig. IV.12). Cette impédance est de l'ordre de grandeur de l'impédance d'entrée d'un étage bipolaire qui pourrait avoir comme but d'amplifier le signal dès sa transformation via le composant bobiné.

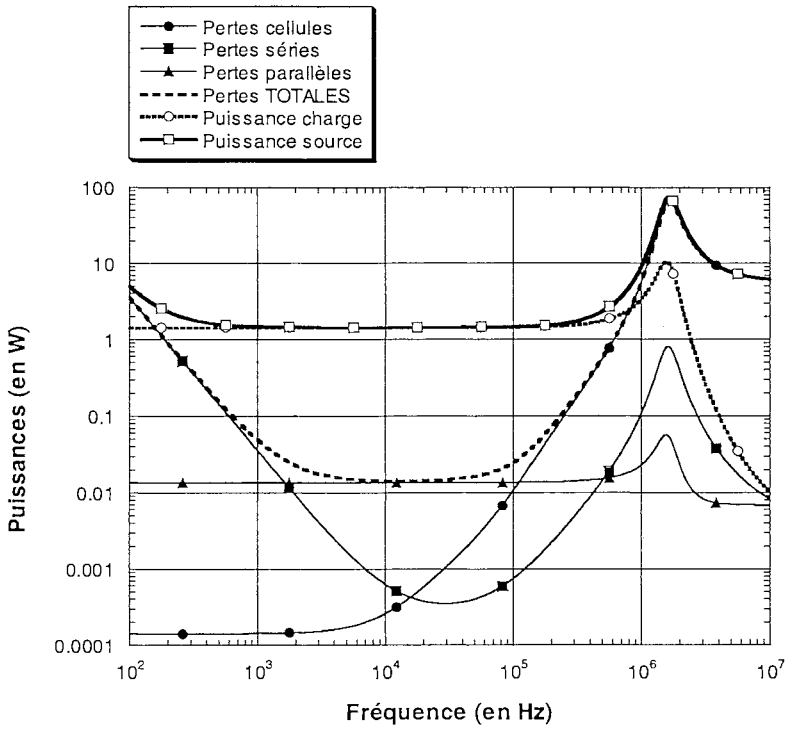


Fig. IV.11 : Puissances mises en jeu en charge (V_{alim} = 100 V_{eff} – R_{ch} = 10 kΩ)

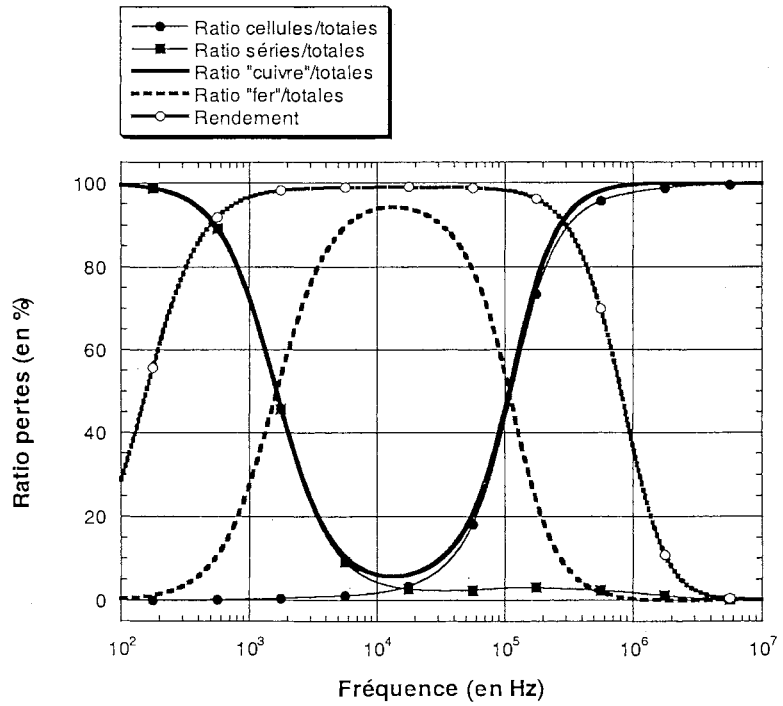


Fig. IV.12 : Ratios puissances en charge (V_{alim} = 100 V_{eff} – R_{ch} = 10 kΩ)

Cette fois, on a dépassé la valeur de la charge adaptée, et la répartition des pertes est différente par rapport à celle obtenue avec des charges plus faibles. Selon la fréquence considérée, ce sont tour à tour les pertes "cuivre" ou "fer" qui dominent.

IV.7. Discussion sur le calcul des pertes en régime sinusoïdal

Les résultats de simulation obtenus pour le transformateur à deux enroulements conduisent à souligner les observations suivantes :

1 - Les pertes en court-circuit (Fig. IV.3 et Fig. IV.4) permettent de bien distinguer la part des pertes "cuivre" qui sont dues à la résistance en continu des enroulements, puis à l'effet de peau dans les bobinages lorsque la fréquence augmente. Jusqu'à 10 kHz, les courants de Foucault dans les conducteurs ne sont pas encore prépondérants, et la totalité des pertes est prise en compte dans les résistances séries. Au-delà de 10 kHz, où l'épaisseur de peau devient de l'ordre de grandeur des rayons des conducteurs, c'est l'effet des courants de Foucault qui domine. Les pertes "fer" demeurent par contre négligeables sur toute la gamme de fréquence (de 100 Hz à 10 MHz).

2 - Les pertes à vide (Fig. IV.5 et Fig. IV.6) permettent de distinguer la nature des pertes qui sont à prendre en compte pour une fréquence donnée. Jusqu'à 2 kHz, ce sont les pertes "cuivre" (résistances DC) qui sont les plus importantes. De 2 kHz à 100 kHz, les pertes "fer" dominent. Au-delà de 100 kHz, les pertes "cuivre" sont à nouveau prépondérantes (courants de Foucault dans les enroulements).

Les résultats obtenus en charge permettent également de tirer les conclusions suivantes :

3 - Pour une charge de 50 Ω, configuration classique (signal et mesure), on retrouve des résultats très proches de ceux obtenus en court-circuit (Fig. IV.7 et Fig. IV.8). La connaissance de la puissance fournie par la source (ou consommée dans la charge) permet aussi de tracer le rendement du transformateur :

$$\text{rendement} = 1 - \frac{\text{Pertes TOTALES}}{\text{Puissance source}} = \frac{\text{Puissance charge}}{\text{Puissance source}}$$

Ce rendement est de l'ordre de 96% jusqu'à 10 kHz pour cette charge.

4 - Pour une charge de 600 Ω, autre configuration classique (télécommunications), on est un peu plus proche de la charge adaptée du transformateur (Fig. IV.9 et Fig. IV.10). Les pertes "cuivre" sont cependant toujours prépondérentes par rapport aux pertes "fer". Le rendememement est optimum autour de 3 kHz (99%). Il est bon (> 95%) de 200 Hz à 100 kHz, montrant que, pour certaines applications, un transformateur peut être utilisé au-delà de sa fréquence de résonance la plus basse. Il faudra cependant tenir compte de la diminution probable de la résistance de pertes "fer" R_P lorsque la fréquence augmente.

5 - Pour une charge de 10 kΩ, impédance d'entrée typique d'un étage à transistor bipolaire, on retrouve des résultats très proche de ceux obtenus à vide (Fig. IV.11 et Fig. IV.12). Le rendememement est bon (98%) entre 1 kHz et 100 kHz.

V. CALCUL DES PERTES EN REGIME PERIODIQUE NON SINUSOIDAL

V.1. Formes d'onde

L'utilisation de PSpice® permet également de faire des calculs dans le domaine temporel. On alimente successivement le prototype avec un signal de 100 V_{eff} à 15 kHz de forme sinusoïdale (Fig. V.1), triangulaire (Fig. V.2) ou carrée (Fig. V.3). Dans ces conditions, le point de fonctionnement nominal supposé du transformateur (15 kHz) se situe à la limite de son comportement inductif à vide. La charge est constituée d'une résistance Rch de valeur arbitraire 300 Ω. Dans chacun de ces trois cas, on trace la forme d'onde du courant absorbé par le transformateur.

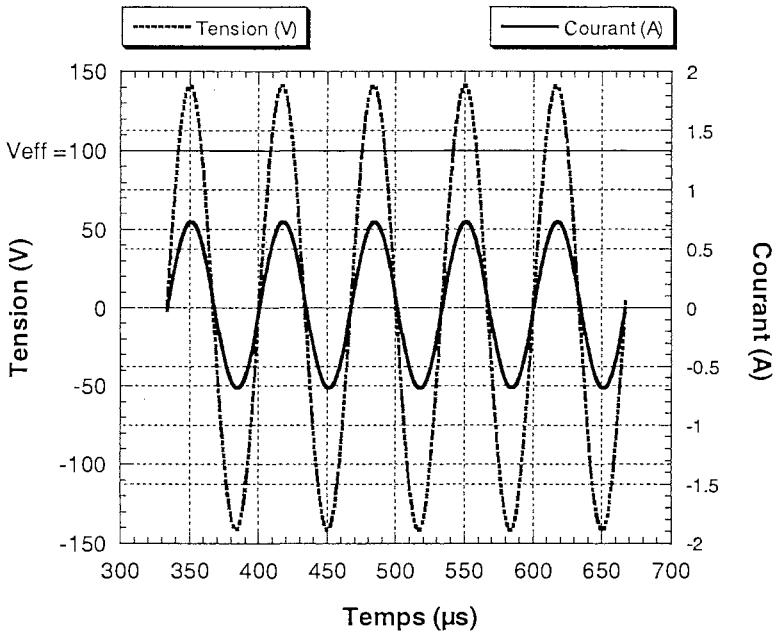


Fig. V.1 : Alimentation en sinus (100 V_{eff} – 15 kHz – R_{ch} = 300 Ω)

Dans chacun de ces trois cas, le courant au primaire du transformateur présente une forme très semblable à celle de la tension d'alimentation. Le comportement du montage à 15 kHz est ainsi quasi résistif. A cette fréquence nominale de fonctionnement, le transformateur ramène simplement sa charge côté alimentation, et ce, sans déformation notable.

Les résultats obtenus pour le calcul des pertes dans chacun des trois cas vont être discutés ci-après. On ne s'intéresse ici qu'au régime permanent où les grandeurs électriques sont devenues parfaitement périodiques. PSpice® permettrait, aussi simplement, de mener l'étude du régime transitoire.

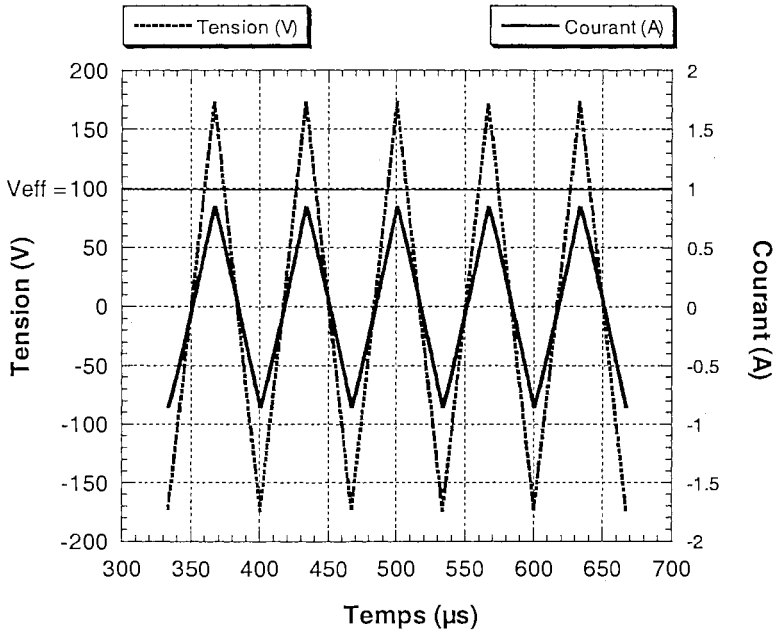


Fig. V.2 : Alimentation en triangle (100 V_{eff} – 15 kHz – R_{ch} = 300 Ω)

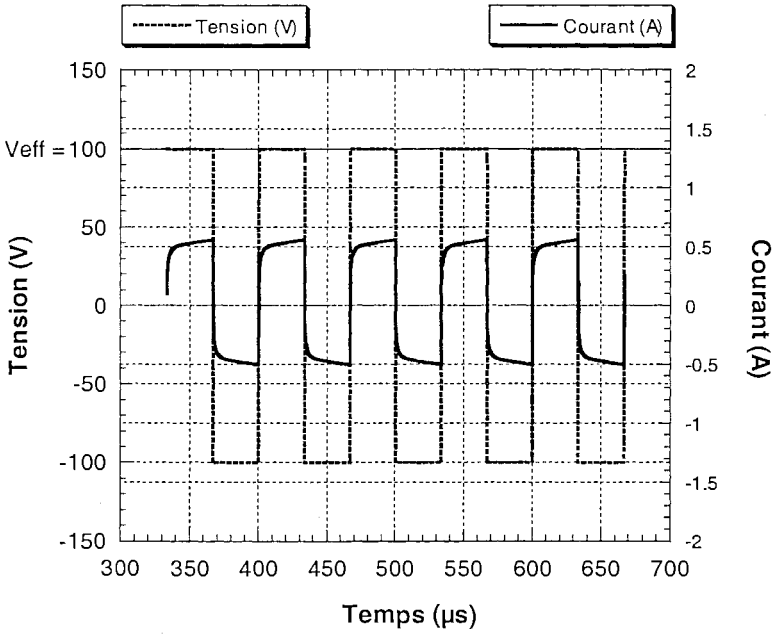


Fig. V.3 : Alimentation en carré (100 V_{eff} – 15 kHz – Rch = 300 Ω)

V.2. Choix de la tension d'alimentation

Le tableau V.4 indique la tension crête d'alimentation à appliquer, pour les trois formes d'onde, afin de conserver l'une des grandeurs V_{eff}, B_{eff} ou B_{max} constante. Les calculs sont présentés à l'annexe 3. En triangle et carré, on se sert du développement en série de Fourier du signal pour accéder à l'induction (qui est une primitive de la tension).

	Sinus	Triangle	Carré
Veff constant	Vm	1.225 Vm	0.707 Vm
Beff constant	Vm	1.233 Vm	0.780 Vm
Bmax constant	Vm	1.273 Vm	0.637 Vm

Tab. V.4 : Tension crête d'alimentation (Vm) à imposer pour conserver l'une des grandeur V_{eff}, B_{eff} ou B_{max} constante pour les trois formes d'onde sinus, carré et triangle

V.3. Fonctionnement à tension efficace d'alimentation constante

Les résultats obtenus pour le calcul des pertes (en mW) sont résumés dans le tableau ci-dessous (Tab. V.5). On ne s'intéresse qu'au régime permanent où les grandeurs électriques sont devenues indépendantes du temps. Les tensions crêtes et efficaces du signal sont indiquées à chaque fois (en V).

	Sinus	Triangle	Carré
Tension max d'alim	141.4	173.2	100.0
Tension eff signal	100.0	100.0	100.0
Pertes cellules	353	408	943
Pertes séries	341	337	328
Pertes parallèles	13	13	13
Pertes TOTALES	**707**	**758**	**1284**

Tab. V.5 : Pertes dans le transformateurs pour différentes formes d'alimentation (V_{eff} constant – 15 kHz – Rch = 300 Ω)

On note que, pour la même valeur efficace de la tension, les pertes sont plus importantes en carré ou triangle qu'en régime harmonique. Les pertes sont d'autant plus importantes que les signaux possèdent un fort taux d'harmoniques. Ceci n'est évidemment vrai que si, en régime sinusoïdal, les pertes croissent avec la fréquence, ce qui est bien le cas, au-delà de 15 kHz, pour le composant testé. On peut noter que les pertes "fer", faibles, demeurent identiques pour les trois formes d'onde et valent :

$$P_{Fer} = \frac{V_{eff}^{\ 2}}{R_P} \qquad \text{avec} \qquad R_P = 735\ k\Omega$$

Pour être plus proche encore de la réalité, il faudrait sans doute affiner la partie parallèle du schéma équivalent pour tenir compte d'une éventuelle variation de ces pertes avec la fréquence. Nous verrons en effet, au chapitre V, qu'une meilleure connaissance des ferrites qui équipent de tels composants conduit à une meilleure prise en compte de cette variation. Notons cependant qu'en première approximation, l'utilisation d'une résistance R_P indépendante de la fréquence donne souvent un ordre de grandeur acceptable.

V.4. Fonctionnement à induction efficace constante

La tension d'alimentation est maintenant ajustée de manière à conserver l'induction efficace B_{eff} constante pour les trois formes d'onde étudiées. Les résultats sont résumés par le tableau V.6.

	Sinus	Triangle	Carré
Tension max d'alim	141.4	174.4	110.3
Tension eff signal	100.0	100.7	110.3
Pertes cellules	353	414	1136
Pertes séries	341	343	399
Pertes parallèles	13	14	16
Pertes TOTALES	**707**	**771**	**1551**

Tab. V.6 : Pertes dans le transformateurs pour différentes formes d'alimentation (B_{eff} constant – 15 kHz – Rch = 300 Ω)

V.5. Fonctionnement à induction maximum constante

Les mêmes résultats sont présentés (Tab. V.7) si l'on conserve cette fois une induction maximum B_{max} constante pour les trois formes d'onde.

	Sinus	Triangle	Carré
Tension max d'alim	141.4	180.0	90.4
Tension eff signal	100.0	103.9	90.4
Pertes cellules	353	442	758
Pertes séries	341	366	268
Pertes parallèles	13	14	11
Pertes TOTALES	**707**	**822**	**1037**

Tab. V.7 : Pertes dans le transformateurs pour différentes formes d'alimentation (B_{max} constant – 15 kHz – Rch = 300 Ω)

La conservation de B_{max} constant est sans doute le cas le plus proche des applications pratiques. Le transformateur est en effet dimensionné pour exploiter au mieux son circuit magnétique. Le compromis de la recherche d'une induction maximum tout en conservant un taux de pertes acceptable conduit à placer son point de fonctionnement dans le coude de saturation, c'est-à-dire à la limite physique des deux régimes linéaire et saturé. Une fois ce point défini, on cherchera à le conserver quelle que soit l'application envisagée. La tension d'alimentation devra être adaptée en conséquence.

V.6. Discussion sur le calcul des pertes en régime périodique non sinusoïdal

Les remarques suivantes peuvent être formulées :

1 - Les pertes sont systématiquement plus importantes dans le cas des formes triangle et carré par rapport au régime sinus. Comme attendu, les harmoniques de ces signaux contribuent à des pertes supplémentaires.

2 - Ces pertes supplémentaires sont les plus importantes lorsque B_{eff} est conservé constant ; ce n'est pas le cas usité en pratique, puisqu'on préfère fixer l'induction maximum à la limite de la saturation.

3 - Les variations les plus sensibles entre les trois régimes s'observent essentiellement sur les pertes liées aux courants induits dans les bobinages en haute fréquence (pertes cellules) : elles sont par exemple multipliées par 2,2 entre le sinus et le carré si B_{eff} est gardé constant. Les pertes "fer" (pertes parallèles) augmentent dans ce cas d'environ 23% ; les pertes en continu (pertes séries) de 17%.

Ces quelques exemples illustrent toute l'utilité d'un schéma équivalent précis du composant étudié introduit dans un logiciel de simulation électronique. La caractérisation du prototype en régime linéaire et harmonique, à partir de mesures extérieures uniquement, permet ainsi de prédire une infinité de comportements, pour des alimentations et des charges quelconques. C'est une démarche très intéressante en pratique car elle permet d'estimer grand nombre de valeurs sans faire aucune mesure complémentaire. L'estimation des pertes à partir du schéma équivalent constitue, sans aucun doute, un point de départ pour l'étude des échauffements au sein du composant.

VI. CONCLUSION

Les résultats présentés ici montrent quelques exemples de ce que l'on peut déduire de la simulation à partir du schéma électrique équivalent d'un transformateur. Les logiciels de simulation électronique, tels que PSpice®, sont aujourd'hui très performants et répondent bien à nos attentes. L'exploitation peut se faire en régime harmonique, afin d'observer les pertes en fonction de la fréquence, ou dans le domaine temporel, afin de comparer les résultats pour différents types d'alimentation (triangle, carré, trapèze...). Dans chaque cas, source et charge sont définies par l'utilisateur, conformément au circuit dans lequel il souhaite utiliser le composant.

Il est ainsi possible de séparer les différentes pertes ("fer" et "cuivre"), et d'évaluer leur importance relative en fonction de la fréquence, de la charge et/ou du type d'alimentation, et de calculer des rendements. Il apparaît que ces renseignements sont indispensables pour prédire les échauffements à l'intérieur du composant, hors points chauds.

Tous ces résultats dépendent, bien entendu, de la précision dont on peut créditer le schéma équivalent. En complément du chapitre II, la comparaison des résultats de simulation avec les mesures thermiques par calorimétrie a confirmé le bien fondé et la précision de la représentation, par 6 cellules l-r parallèles, du comportement des bobinages, donc du cuivre avec la fréquence.

Malheureusement, nos connaissances actuelles demeurent insuffisantes pour garantir une aussi bonne fiabilité de la représentation des pertes "fer" par une résistance parallèle constante. Les essais calorimétriques n'ont pas permis de valider cette représentation. Pour remédier à ces lacunes, et en l'absence d'informations suffisantes données par les fournisseurs de ferrites, nous avons décidé d'étudier le matériau magnétique en vue de mieux le caractériser. Ces développements font l'objet du chapitre suivant.

- CHAPITRE IV -

POUR MIEUX CARACTERISER LES FERRITES DE L'ELECTRONIQUE DE PUISSANCE

I. INTRODUCTION

Si on excepte quelques matériaux ferromagnétiques disponibles en feuilles très minces (amorphes, nanocristallins), les matériaux magnétiques couramment employés au-delà de quelques kHz sont les ferrites et les poudres de fer. Les ferrites sont très répandus en Electronique de Puissance. Utilisés à des fréquences de plus en plus élevées, leur résistivité jugée importante réduit les pertes liées aux courants de Foucault. Ils répondent ainsi à la demande des utilisateurs, en particulier des fabricants d'alimentations à découpage. Le choix du ferrite et du type de noyau est donc d'une importance capitale puisqu'il détermine les caractéristiques de l'alimentation conçue : rendement, fréquence de fonctionnement, encombrement, prix... Le préalable à toute prévision du comportement d'un composant faisant appel à ces matériaux est de disposer d'une caractérisation fiable du circuit magnétique à toutes les fréquences et, en particulier, aux harmoniques des fréquences de travail.

Les composants bobinés sont, la plupart du temps, utilisés dans leur domaine de fonctionnement linéaire ou dans un domaine à faible non linéarité. L'étude du comportement linéaire est donc d'une grande importance pratique. Les propriétés linéaires des ferrites sont aujourd'hui spécifiées par leur perméabilité complexe, la déduction de cette grandeur reposant sur un modèle magnétostatique. Pourtant, l'isolation des grains, qui évite la circulation de courants en basse fréquence, perd de son efficacité au-delà de quelques dizaines de kHz. Dès lors, des courants de conduction et/ou de déplacement peuvent circuler dans ces matériaux, et les raisonnements habituels ne sont plus crédibles. Plusieurs observations expérimentales suggèrent ainsi que les méthodes de caractérisation utilisées habituellement par les fournisseurs de ferrites sont insuffisantes pour représenter correctement, par la seule perméabilité complexe, le comportement linéaire du matériau. Une description plus conforme à la réalité doit faire appel également à la permittivité complexe. Pour le moment, rien n'engage par contre à remettre en cause l'homogénéité et l'isotropie de ces matériaux.

Pour ces raisons, une nouvelle méthode de caractérisation des ferrites a été imaginée. Elle vise à caractériser, d'emblée, l'ensemble des propriétés électromagnétiques (magnétiques et diélectriques) des matériaux linéaires, homogènes et isotropes. On sait en effet que le comportement de ce type de matériaux, qui comprend les ferrites, ne dépend que du couple perméabilité-permittivité complexes $(\underline{\mu},\underline{\varepsilon})$ qui rend compte de l'ensemble des phénomènes physiques impliqués, conduction inclue. La méthode, fondée sur un modèle analytique simple, requiert la mesure de deux grandeurs complexes, à chaque fréquence d'intérêt, pour déduire le couple $(\underline{\mu},\underline{\varepsilon})$. La mesure traditionnelle (impédance d'un bobinage torique) est exploitée, mais elle est complétée par une autre.

Le paragraphe II de ce chapitre est une présentation générale des ferrites au cours de laquelle on rappelle : leur constitution, leur fabrication et leurs principales applications. Le principe des caractérisations actuelles est remis en cause au paragraphe III ; leurs limites y sont également clairement énoncées. L'idée directrice de notre caractérisation est présentée au paragraphe IV, ainsi que des observations expérimentales menées sur des ferrites standards au manganèse-zinc (MnZn). Ces observations justifient les recherches entreprises, et elles mettent en lumière l'influence de nombreux paramètres expérimentaux sur les valeurs déduites pour $\underline{\mu}$ et $\underline{\varepsilon}$. Pour les ferrites étudiés, la méthode de caractérisation proposée donne déjà des résultats plausibles jusqu'à environ 10 MHz. Quelques résultats de caractérisation, relatifs à des ferrites très fréquemment rencontrés en Electronique de Puissance, sont donnés au paragraphe V.

II. LES FERRITES

II.1. Une théorie aujourd'hui cinquantenaire

Les ferrites sont des oxydes magnétiques qui ont été découverts au début du siècle. Cependant, il a fallu attendre la publication, en 1948, des travaux de Louis Néel sur le ferrimagnétisme (par opposition au ferromagnétisme) pour comprendre leur fonctionnement. Ces travaux, qui lui ont valu un prix Nobel de Physique en 1970, décrivent les propriétés magnétiques statiques de ces matériaux, et notamment leur aimantation à saturation et leur température de transition. Par la suite, on imagina de nombreuses applications de ces nouveaux matériaux, notamment en haute fréquence, ce que facilitait leur résistivité électrique élevée, caractéristique de la plupart des oxydes.

Les ferrites "doux" sont constitués de petits cristaux d'une taille typique de 10 à 20 µm [Snelling-91]. A l'intérieur de ces cristaux, pour une température inférieure à la température de Curie, se forment des domaines baptisés domaines de Weiss dans lesquels les moments magnétiques élémentaires sont déjà alignés [Talbot-93, Berdai-93]. L'excitation magnétique H générée par un bobinage sur un noyau déplace et aligne progressivement, en fonction de son amplitude, les domaines suivant la direction imposée par H (Fig. II.1).

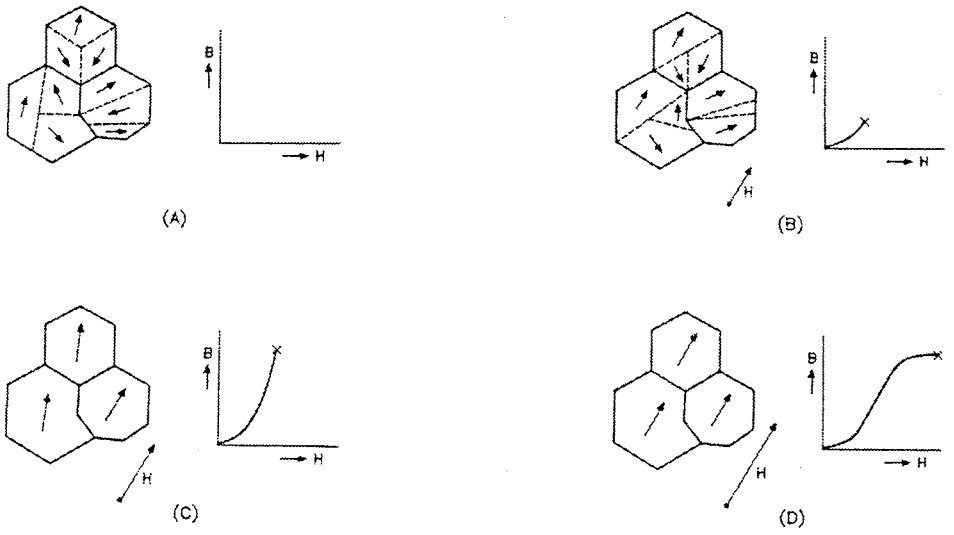


Fig. II.1 : Alignement des domaines suivant le champ d'excitation

Si le bobinage est parcouru par un champ alternatif, l'excitation magnétique H et l'induction B décrivent un cycle d'hystérésis assez semblable à celui des matériaux ferromagnétiques (Fig. II.2). On définit en particulier un champ cœrcitif H_c et une induction rémanente au repos B_r. De l'aire de cette courbe d'hystérésis va alors dépendre une partie des pertes du matériau [Rousseau-96], qui se divisent en trois grandes catégories : les pertes par hystérésis, les pertes par courant de Foucault et les pertes par relaxation [Hess-93, Saotome-97].

Les pertes par courant de Foucault sont dues aux courants induits circulant dans le matériau sous l'effet du champ électromoteur. Ces courants créent un champ qui s'oppose au champ magnétique qui les a engendrés [O'kelly-72]. Ces pertes dépendent essentiellement de la résistivité du matériau et augmentent avec la fréquence. Les pertes par relaxation (ou encore pertes par résonance

ferromagnétique), dues aux mécanismes de rotation et de déplacement des parois des domaines, sont également très présentes à fréquence élevée.

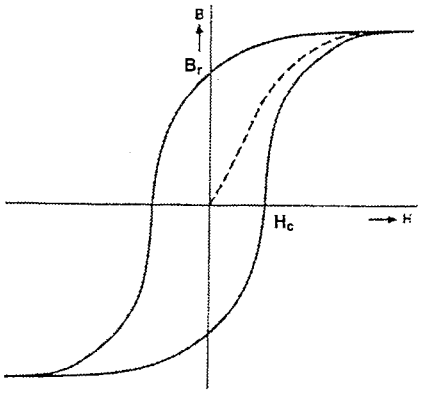


Fig. II.2 : Cycle d'hystérésis

II.2. Deux familles principales de ferrites "doux"

Outre la résistivité, les paramètres qui caractérisent les ferrites sont l'aimantation à saturation M_S, qui peut varier de 1500 à 6000 G, et le champ d'anisotropie H_a. Ce dernier caractérise la rigidité avec laquelle l'aimantation est maintenue dans des directions privilégiées du cristal. Plus l'aimantation peut se déplacer facilement sous l'action d'un faible champ magnétique extérieur, plus le matériau est "doux" et sa perméabilité est élevée. On appelle par opposition ferrite "dur" un ferrite difficile à aimanter, présentant des champs cœrcitif et d'anisotropie élevés (Ha > 100 kA/m).

Les ferrites "doux", dont nous parlons ici, permettent de couvrir des fréquences de fonctionnement allant de quelques kHz à quelques centaines de MHz et sont utilisés dans des domaines comme la conversion d'énergie ou le traitement de signal. Ils se présentent sous l'aspect de noyaux solides dont les formes sont standardisées, les plus connues étant sans doute les tores, les noyaux E et dérivés, les pots RM ou FP et, dernièrement, les planars. Ils sont gris sombres ou noirs. Ce sont des matériaux très durs mais cassants. Ils sont chimiquement inertes. Ils sont isotropes et ont une structure cristalline cubique. Par contre, leur composition exacte et leurs modes de fabrication ne sont pas connus du public, car font partie du savoir-faire de chaque fabricant. Chacun d'eux en a plus d'une dizaine à son catalogue et les propose sous diverses références telles que 3F3 chez Philips, 505 chez Sagem, N67 chez Siemens ou T9 chez TPC...

L'appellation ferrite "doux" recouvre ainsi une variété importante de composés dont la formule générique est $MeFe_2O_4$, où Me représente des métaux de transition comme le manganèse (Mn), le zinc (Zn), le nickel (Ni), le cobalt (Co), le cuivre (Cu), le fer (Fe), ou encore des éléments comme le magnésium (Mg) ou le lithium (Li). Ces oxydes sont caractérisés par un comportement magnétique en dessous d'une certaine température, baptisée température de Curie, dépendant de la composition du matériau (jusqu'à 770°C pour le fer pur).

Les deux types de ferrites les plus utilisés se classent en fonction de leur fréquence d'utilisation et des pertes générées à cette fréquence. Les ferrites MnZn sont destinées principalement à un fonctionnement de puissance de 10 kHz à 1 MHz (et même jusqu'à 3 MHz pour les dernières

évolutions de matériaux intégrant certains additifs). Leur formule générique est $Mn_xZn_yFe_zFe_2O_4$ avec x + y + z = 1, le réglage des coefficients x, y et z étant l'un des paramètres qui déterminent la plage de fréquence. Leurs aimantations sont parmi les plus élevées (jusqu'à 0,6 T) mais leurs résistivités électriques restent parmi les plus faibles (inférieures ou égales à quelques Ωm). Les ferrites NiZn, de formule $Ni_xZn_{1-x}Fe_2O_4$, couvrent la gamme de fréquences de 1 MHz à 500 MHz. Les aimantations à saturation sont plus modestes (inférieures à 450 mT) mais leurs résistivités électriques sont nettement plus élevées (jusqu'à 10^5 Ωm), ce qui en fait des matériaux très adaptés pour les fonctionnements à haute et très haute fréquence [Lebourgeois-97].

II.3. Un procédé de fabrication difficile à maîtriser

Les moyens d'élaboration des ferrites sont les mêmes pour toutes les familles (spinelles, grenats, hexaferrites...). Ces sont des procédés d'élaboration de poudres, suivis d'une étape de cuisson à haute température appelée frittage.

Les matières premières utilisées pour produire des ferrites "doux" sont les oxydes ou les carbonates de métaux : Fe_2O_4, Mn_3O_4, NiO, ZnO... Après mélange des poudres suivant les proportions de la recette du fabriquant et du matériau voulu, l'ensemble est préfritté à plus de 1000°C, ce qui le transforme déjà en ferrite. Le solide obtenu est alors rebroyé pour obtenir une taille de grain précise. Ces grains sont ensuite mélangés à un liant organique pour assurer leur cohésion avant cuisson, ainsi qu'à certains additifs plus ou moins secrets comme de l'oxyde de calcium ou de la silice (ils sont, entre autres, destinés à augmenter la résistivité entre ces grains). Le tout est alors mis en forme pour constituer une pièce, le plus souvent par pressage. Cette pièce est ensuite portée à haute température, entre 1200°C et 1500°C, pour souder les grains entre eux. Au cours de ce frittage, les surfaces se rétractent de 10 à 20% par rapport à la forme précédente, ce qui fait quelquefois apparaître des fissures et rend difficile la maîtrise des dimensions finales de la pièce. La dispersion obtenue est, typiquement, de l'ordre de 2%.

De la montée en température et de la teneur de l'atmosphère du four de frittage dépendent également la microstructure et la composition chimique exacte du ferrite final. La précision du suivi de ces paramètres influe, de manière importante, sur les performances magnétiques. Les développements en cours visent essentiellement à maîtriser, le plus précisément possible, le retrait, ce qui est primordial pour la miniaturisation des noyau [Hebdo-98]. Cette maîtrise réduirait les opérations d'usinage destinées à rattraper les écarts de forme.

II.4. Des ferrites pour l'Electronique de Puissance

Chaque fabricant décline sa gamme de ferrites en une vingtaine de variétés, optimisées principalement pour une plage de fréquence et un mode de fonctionnement donnés. Pour les utilisations de l'Electronique de Puissance [MicroSpire-97], nous ne retiendrons que les ferrites de type MnZn et NiZn.

Les ferrites de type MnZn sont caractérisés par l'induction à saturation la plus élevée des ferrites,

jusqu'à 0,6 T, mais aussi par une résistivité électrique de l'ordre de 1 Ωm, qui ne leur permet pas de monter très haut en fréquence. Leur perméabilité initiale est relativement élevée ; elle varie, suivant la fréquence maximum d'utilisation visée, de 15000 pour les matériaux de fréquence faible à 1000 et moins pour les fréquences élevés, avec des pointes à 23000 pour des matériaux de laboratoire. Une perméabilité élevée constitue parfois un atout. Elle permet, par exemple, de réduire le nombre de spires des bobinages et, en conséquence, les pertes dans les conducteurs, la question principale étant l'optimisation des pertes dans l'ensemble du composant. Il faut noter, pour relativiser ces valeurs, que les perméabilités initiales sont spécifiées, dans les catalogues, avec une précision de 25 à 30% pour les noyaux sans entrefer.

Les principales applications des ferrites MnZn peuvent se classer en deux catégories :

- Des applications fort niveau ou de puissance, où le ferrite est destiné à transférer ou à stocker de l'énergie sous forme magnétique,
- Des applications bas niveau, où l'induction du ferrite ne dépasse pas quelques pourcents de l'aimantation à saturation, comme dans le cas du filtrage.

Les applications de puissance concernent essentiellement la conversion d'énergie (alimentations à découpage, convertisseurs continu-continu...), les transformateurs et les inductances de choc. Actuellement, l'essentiel de la production mondiale est destinée aux alimentations qui fonctionnent entre 30 et 100 kHz. Les ferrites de puissance sont optimisés au fur et à mesure de l'évolution des applications et des autres composants (les actifs, comme les transistors). Cette optimisation est surtout fonction de la gamme de fréquence, mais elle tient compte également de la température et de l'induction de fonctionnement. Il faut signaler que, lorsqu'on utilise un ferrite de puissance à haute fréquence, on diminue son induction de fonctionnement : à 100 kHz, les inductions de fonctionnement sont situées aux alentours de 200 mT, alors qu'à 1 MHz, on les choisit autour de 50 mT [Lebourgeois-97].

Dans les applications de filtrage, on ne cherche plus la qualité du signal mais son atténuation. Les types de filtrages utilisant des ferrites sont le filtrage en ligne et le filtrage en mode commun. C'est ce dernier qui nécessite de très fortes impédances et donc des matériaux haute perméabilité (10000, voire plus).

Les ferrites de type NiZn sont, eux, caractérisés par des résistivités qui atteignent 10^6 Ωm. C'est la raison pour laquelle ils sont adaptés à des fonctionnements à fréquences élevées, de 1 MHz à 500 MHz. Cependant, leur induction maximum est limitée à 0,45 T et leur perméabilité initiale ne varie qu'entre 1000 et 10. Leurs applications principales en bande HF, VHF et UHF concernent les transformateurs de puissance large bande, les coupleurs et les inductances de choc pour les applications fort niveau. Dans les domaines bas niveau, on les exploite pour réaliser des inductances à fort coefficient de surtension pour le filtrage et les barreaux d'antennes pour les applications bas niveau. Dans tous les cas ils sont destinés à accroître la compacité des appareils en diminuant les volumes des composants inductifs [Lebourgeois-97].

III. LIMITES DES METHODES STANDARDS

III.1. Critique de la mesure classique

Les caractérisations de transformateurs en température uniforme, présentées au chapitre I, montrent que l'effet le plus notable est celui lié au noyau magnétique (importantes variations des propriétés "fer" avec la température) [Boucetta-92, Forest-94]. Comme nous allons le voir, plusieurs observations expérimentales suggèrent que les méthodes de caractérisation utilisées actuellement par les fournisseurs de ferrites sont insuffisantes pour représenter correctement et complètement le comportement du matériau, particulièrement au-delà de quelques dizaines de kHz. Il est donc temps de s'interroger à leur sujet. L'évaluation de la puissance dissipée en tout point du noyau demeure en effet un préalable au calcul des échauffements, et cette évaluation ne peut se faire qu'à partir d'une connaissance précise des propriétés physiques des ferrites à toute fréquence et à toute température.

Nous soupçonnons l'existence de courants induits circulant dans les circuits magnétiques grâce à la permittivité des ferrites. Ce sont ces derniers qui peuvent porter atteinte à la validité des méthodes standards de caractérisation magnétique. En effet, dès que l'on admet l'existence de courants de conduction et/ou de déplacement dans un matériau, les méthodes habituelles de caractérisation, basées sur la magnétostatique [Goldfarb-87, Thottuvelil-90, Gradzki-91, Peuzin-96], peuvent être remises en cause. Si des effets de peau interviennent, les mesures traditionnelles ne donnent plus, pour la valeur de l'induction B (et donc pour celle de la perméabilité μ), qu'une moyenne spatiale. Dans ce cas, la relation $\phi = B \cdot S$, exploitée durant les caractérisations courantes, n'est plus valable !

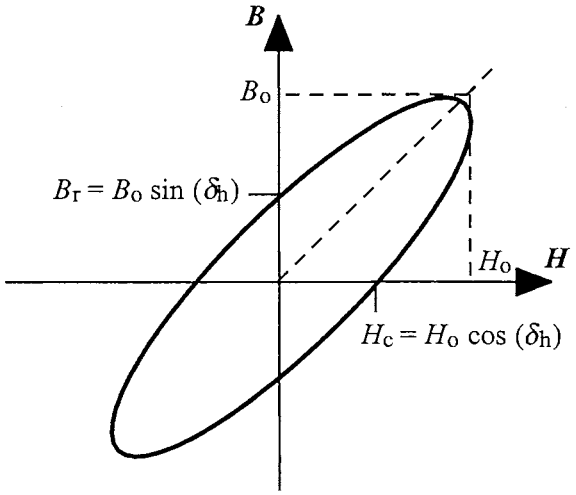


Fig. III.1 : Cycle d'hystérésis approché par une ellipse

Une étude critique des méthodes de caractérisation des matériaux magnétiques utilisées par les constructeurs a été menée au Laboratoire au cours de précédents travaux relatifs à des fontes [Blache-95/2]. Il a été montré que la connaissance du couple réel (μ,ρ), souvent seul pris en compte au cours de la modélisation, est insuffisante pour traduire correctement le comportement d'un matériau magnétique conducteur. Il est apparu, en outre, que la caractérisation standard devenait fausse à partir de fréquences parfois très basses, pour lesquelles l'épaisseur de peau devenait plus petite que les dimensions transversales du circuit. La ventilation des pertes qui en était déduite,

hystérésis et courants de Foucault, reposait plus sur un a priori théorique que sur une évidence expérimentale. Il faut donc tenir compte à la fois d'une perméabilité complexe $\underline{\mu}$ et d'une résistivité ρ, ainsi que de la variation de ces paramètres avec la fréquence. L'introduction de la perméabilité complexe permet, en régime linéaire, d'approcher le cycle d'hystérésis réel par une ellipse de même surface (Fig. III.1).

La même critique s'applique à la caractérisation des ferrites haute fréquence. Ces derniers ne sont caractérisés, par les constructeurs, que par leur perméabilité complexe et, éventuellement, leur résistivité donnée en continu (Fig. III.2). Basées sur l'hypothèse magnétostatique ($\phi = B \cdot S$), ces caractérisations ne prennent pas en compte le creusement de l'induction résultant des courants qui circulent en haute fréquence. Les paramètres μ'_s et μ''_s (avec "s" comme "statique") ne sont donc pas des paramètres purement magnétiques, puisqu'ils incluent cet effet.

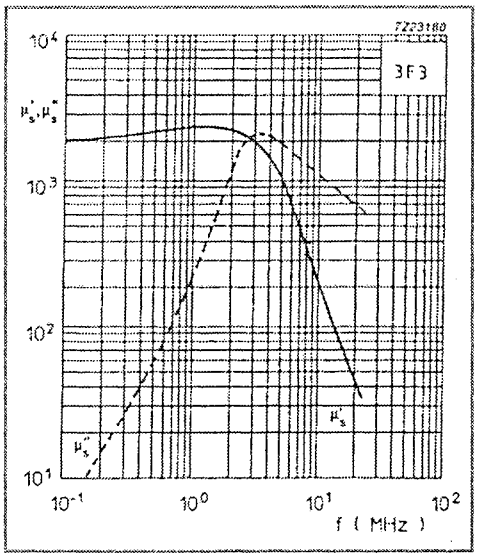


Fig. III.2 : Perméabilité complexe du 3F3 (Philips) (avec $\rho_{DC} \approx 1\ \Omega m$)

III.2. Conduction des ferrites

On a coutume d'admettre que le ferrite est un isolant électrique, si bien que la plupart du temps on ne parle que de ses propriétés magnétiques. Une telle description s'avère pourtant insuffisante pour expliquer certains phénomènes constatés en pratique. Par exemple, le noyau ferrite de certains transformateurs très haute tension (plusieurs kV) est souvent relié à la masse par les fabricants de matériel dans le but d'assurer la sécurité des personnes (un courant peut circuler à travers le noyau !). Pour réaliser un transformateur d'intensité haute fréquence, il faut veiller à ne pas plaquer les spires sur le noyau ferrite car des courants capacitifs peuvent alors circuler entre les spires et le noyau, qui se comporte comme un matériau conducteur. Ceci amène un effet de shunt capacitif de l'enroulement et un abaissement de la fréquence de coupure haute du transformateur.

A titre d'illustration de ce comportement, la capacité inter-enroulements C_{ps} d'un transformateur torique à deux enroulements (Fig. III.3) se montre presque indépendante de l'écartement des bobinages. Le circuit magnétique est en ferrite N27 (Siemens) et les bobines, comportant chacune 5

spires jointives, sont mises en court-circuit. La variation fréquentielle de cet ensemble est étudiée suivant le décalage angulaire θ (Fig. III.4).

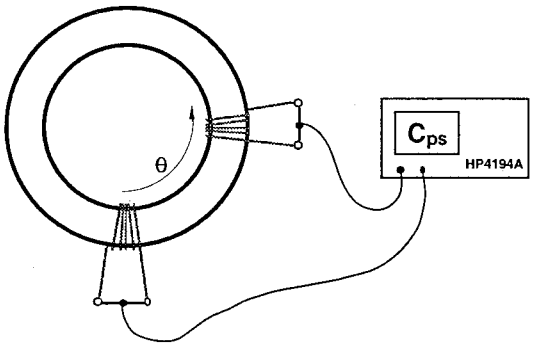


Fig. III.3 : Mesure de C_{ps}

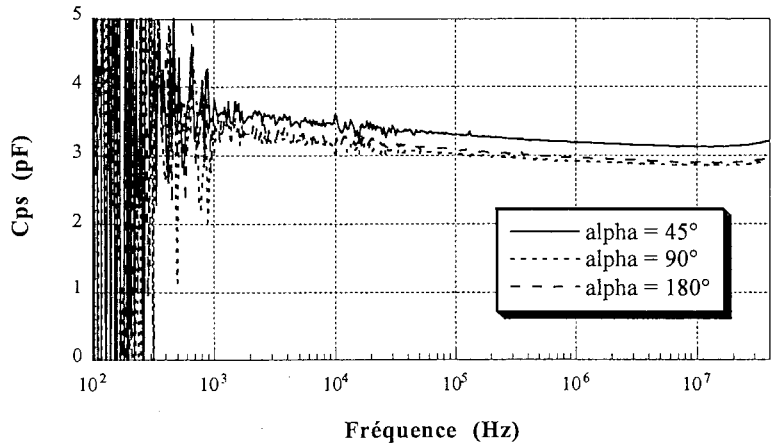


Fig. III.4 : Capacité inter-enroulements C_{ps}

Cette capacité d'environ 3 pF reste constante au-delà de 10 kHz et, surtout, elle ne dépend pas du décalage angulaire entre les deux bobines. Il n'y a donc pas de couplage capacitif entre les enroulements ; seuls interviennent des courants capacitifs entre bobinage et ferrite. Ces derniers peuvent aussi être mis en évidence en remplaçant les bobines par des rubans conducteurs plats dont on fait varier la largeur. Dans ce cas, on retrouve des capacités inter-enroulements proportionnelles aux surfaces en regard entre rubans et ferrite. Ce phénomène, qui peut être important pour les selfs de mode commun, ne peut s'expliquer en s'appuyant sur les spécifications actuelles des ferrites.

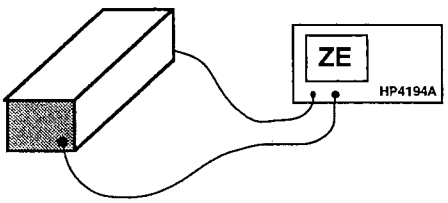


Fig. III.5 : Mesure de l'impédance électrique d'un barreau de ferrite

Par ailleurs, des essais menés sur des barreaux de ferrite (Fig. III.5) font apparaître une résistance peu élevée (typiquement de quelques dizaines d'Ohms à une centaine d'Ohms) en continu et en basse

basse fréquence. Cette résistance est shuntée par un effet capacitif dès quelques dizaines de kHz, et le comportement se complique aux alentours du MHz (Fig. III.6).

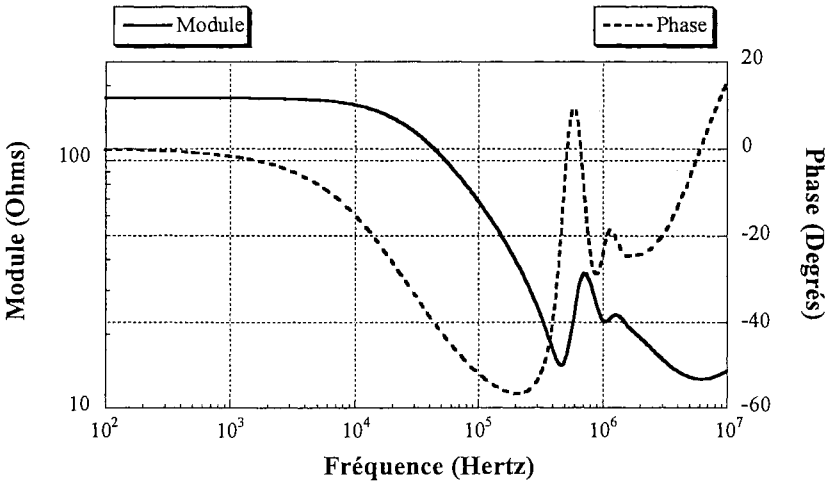


Fig. III.6 : Impédance électrique d'un barreau de ferrite

La structure microscopique même des noyaux en ferrite (grains conducteurs de quelques microns de diamètre séparés par une couche isolante très fine) laisse deviner un comportement très diélectrique de ces matériaux. La mesure des résistances en basse fréquence, accompagnée de la connaissance des dimensions, permet de retrouver les résistivités annoncées (quelques Ωm). Le relevé de la fréquence de coupure (vers 50 kHz) permet ensuite d'estimer une permittivité relative réelle de l'ordre de 10^5. Seul Philips annonce cet ordre de grandeur pour les ferrites qu'il propose pour les applications de l'Electronique de Puissance (ferrites au MnZn) [Philips-98]. La situation est bien résumée dans un article de presse récent : "Les ferrites : stratégiques mais méconnus [...]" [Hebdo-98].

Pour ces matériaux, il faut noter également un comportement semi-conducteur dans la mesure où leur résistivité décroît avec la température [Boucetta-94]. Les relevés de la figure III.7 sur le même barreau, aux deux températures 24°C (température ambiante) et 75°C, montrent une chute de résistance basse fréquence de près de 40% pour cette variation de température. Cette chute de résistivité conforte le fait que les pertes "fer" augmentent avec la température : les pertes sont en effet plus élevées si le matériau est moins résistif.

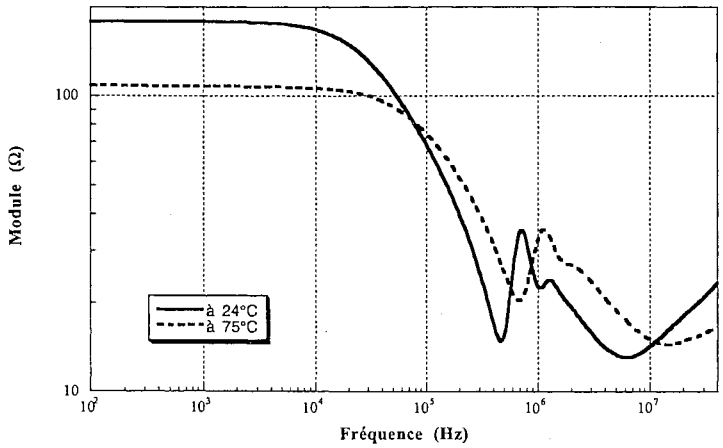


Fig. III.7 : Comportement semi-conducteur des ferrites

III.3. Une approche plus complète

Les méthodes de caractérisation habituelles des matériaux magnétiques, justifiées par une approche magnétostatique, semblent injustifiées dans la mesure où des courants de conduction et de déplacement importants circulent dans le matériau dès quelques kHz [Geri-94]. En résumé, le ferrite apparaît macroscopiquement comme un matériau homogène, isotrope et linéaire (au moins tant que l'induction crête reste inférieure à 400 mT), mais sa description par sa seule perméabilité complexe est insuffisante.

Une description plus conforme à la réalité doit faire appel également à la permittivité complexe (qui intègre la conductivité) [Skutt-96]. Evidemment, les effets d'inhomogénéité et/ou de non linéarité du matériau magnétique devraient également être pris en compte mais, expérimentalement, ces effets semblent pouvoir être négligés lors d'une première approche. Ces phénomènes seront abordés, si nécessaire, lorsque la caractérisation linéaire sera bien maîtrisée.

La mise au point de cette nouvelle méthode de caractérisation des matériaux magnétiques haute fréquence a déjà donné lieu a plusieurs publications [Fouassier-96, Fouassier-97/1, Fouassier-98/1, Fouassier-98/2, Garcia-98/1, Garcia-98/2].

IV. UNE NOUVELLE METHODE DE CARACTERISATION DES FERRITES

IV.1. L'idée originale

Pour déduire, à chaque fréquence, les deux grandeurs complexes $\bar{\mu}$ et $\bar{\varepsilon}$ qui caractérisent un matériau ferrite, il est nécessaire de disposer de deux mesures complexes complémentaires. On utilise des tores de section rectangulaire, dont les faces parallèles sont métallisées pour permettre la mesure de l'impédance électrique apparaissant entre ces bornes. Il a été choisi de réaliser les deux mesures suivantes : la première - ZB - est de nature inductive (inductance d'un bobinage de n spires de fil isolé autour du noyau), et la seconde - ZE - est de nature résistive ou capacitive (impédance entre les deux faces parallèles du tore). L'analyseur d'impédance utilisé pour ces mesures (HP4194A) permet de couvrir la gamme 100 Hz - 40 MHz.

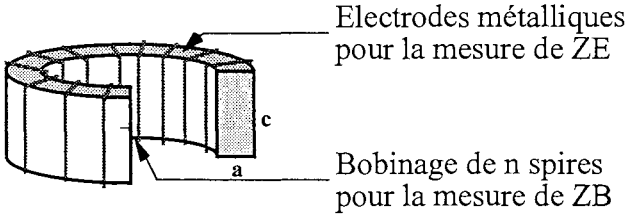


Fig. IV.1 : Equipement d'un échantillon torique en ferrite pour la mesure de ZB et de ZE

Le choix de ces deux mesures (Fig. IV.1) a été guidé par le fait que, la mesure habituelle d'inductance dépendant principalement de la perméabilité, il fallait naturellement lui adjoindre une mesure de

capacité, plutôt liée à la permittivité. Un argument supplémentaire en faveur de ce choix concerne la répartition de l'énergie électromagnétique dans le noyau dans chacun des cas : il paraît évident que l'énergie magnétique stockée lors de la mesure d'inductance (ZB) est nettement prépondérante (par rapport à l'énergie électrostatique), et que l'inverse est vrai lors de l'autre mesure (ZE).

Le couple $(\bar{\mu},\bar{\varepsilon})$ se déduit du jeu de mesures (ZB,ZE) en exploitant un modèle analytique qui suppose que les champs présentent certaines symétries et qui exploite des approximations :

$$\begin{cases} ZB = f(\bar{\mu},\bar{\varepsilon}) \\ ZE = g(\bar{\mu},\bar{\varepsilon}) \end{cases} \quad \underset{\text{inversion}}{\overset{\text{approximations}}{\Rightarrow}} \quad \begin{cases} \bar{\mu} = h_1(ZB,ZE) \\ \bar{\varepsilon} = h_2(ZB,ZE) \end{cases}$$

Ce dernier doit fidèlement respecter la configuration de mesure. On essaye de le conserver aussi simple que possible pour que l'inversion des relations qui, initialement, donnent ZB et ZE en fonction de $\bar{\mu}$ et $\bar{\varepsilon}$ soit réalisable. Le jeu de mesures initial constitue le point de départ de notre méthode. Il faut soigneusement noter les conditions dans lesquelles elles sont effectuées pour fixer correctement les conditions aux limites à imposer au modèle ainsi que sa dimension.

Le paragraphe IV.2 suivant expose les précautions expérimentales à respecter lors des mesures ZB et ZE. Nous devrons en tenir compte pour permettre l'exploitation des modèles analytiques présentés au paragraphe IV.3. Tout au long de cette description, nous précisons les hypothèses dans lesquelles nous nous plaçons, et nous justifions toutes les approximations usitées.

IV.2. Précautions expérimentales

IV.2.1. Choix du ferrite - Usinage des échantillons

Pour des raisons de simplicité expérimentale et de conformité aux hypothèses des développements analytiques, le choix se porte sur la gamme des tores à section rectangulaire. Les matériau sélectionnés sont des ferrite au MnZn des fournisseurs Philips (3F3, 3C85) [Philips-98] et Siemens (N27) [Siemens-91]. Leur perméabilité initiale μ_i est de l'ordre de 2000 et leur résistivité de quelques Ωm. Ils sont très souvent utilisés pour la fabrication de composants bobinés destinés à l'Electronique de Puissance. L'étude d'autres tores au MnZn ou au NiZn a été envisagée parce qu'ils présentent des résistivités différentes, soit très faible (0,5 Ωm pour le Philips 3E5 - μ_i = 10000), soit très forte (10^5 Ωm pour le Philips 4A11 - μ_i = 700) [Philips-98]. Tous ces matériaux présentent une saturation du noyau vers 400-500 mT et possèdent une température de Curie supérieure à 200°C. Par manque de temps, ces études complémentaires n'ont pu être effectuées dans la durée de cette thèse.

Ces tores, généralement enrobés en usine d'une mince couche de polyamide, doivent être décapés sur leurs faces parallèles afin de mettre le ferrite à nu. Les deux faces sont ensuite recouvertes d'électrodes métalliques afin d'assurer un bon contact électrique, indispensable à la mesure de ZE (surfaces équipotentielles). Notons dès à présent que la présence de cette métallisation influence la mesure de ZB à partir de quelques MHz. Une mesure de ZB, réalisée avant et après métallisation, présente en effet des différences notables aux hautes fréquences (Fig. IV.2). Cela constitue une

preuve supplémentaire de l'existence de courants de Foucault qui circulent dans le matériaux à ces fréquences.

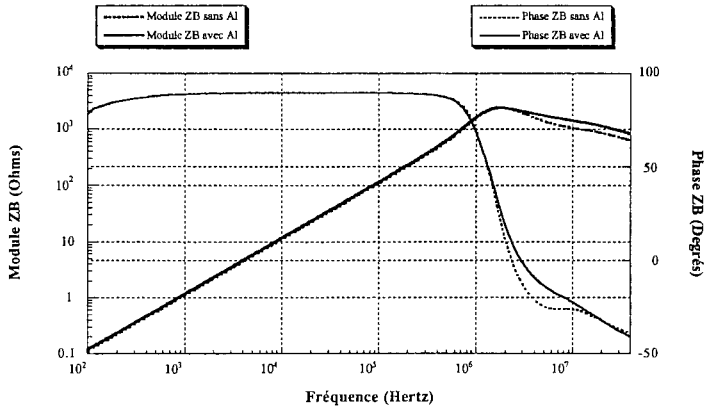


Fig. IV.2 : Influence de la métallisation sur la mesure de ZB

La figure IV.3 ci-après indique comment est équipé l'échantillon torique en ferrite pour permettre les mesures de ZB et de ZE. Comme nous allons le voir, la disposition des spires, ainsi que la nature des électrodes déposées, conditionnent grandement la précision des paramètres $\bar{\mu}$ et $\bar{\varepsilon}$ que l'on déduit de cette caractérisation.

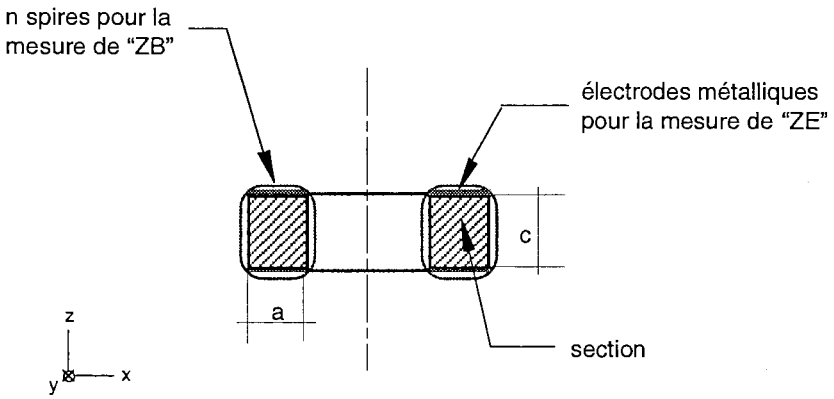


Fig. IV.3 : Section d'un échantillon de ferrite étudié

IV.2.2. Mesure de nature magnétique - ZB

Plusieurs observations expérimentales incitent à la prudence quant à la mesure de nature magnétique. La disposition des spires utilisées pour la mesure de ZB doit préserver, au sein de l'échantillon testé, les symétries supposées par l'étude analytique.

IV.2.2.a) Influence de la hauteur

Les relevés d'impédances (Fig. IV.4) effectués sur deux dispositif S_{1T} et S_{3T} avec un même nombre de spires (n = 38 spires) montrent, avant l'intervention des capacités parasites (en dessous de 200 kHz), un écart constant correspondant à un facteur voisin de 3 sur le module (tant que la phase reste proche de 90°). Le dispositif S_{3T} est constitué de l'empilage de trois tores identiques à S_{1T} ($Ø_{in}$ =

21,5 mm - $Ø_{out}$ = 33 mm - h = 11,5 mm). Ceci est conforme à le théorie magnétostatique qui conduit à une impédance proportionnelle à la section du tore. Il n'y a logiquement pas d'influence de la dimension axiale du tore sur la mesure de ZB. Le comportement au-delà de 200 kHz est analysé au paragraphe suivant.

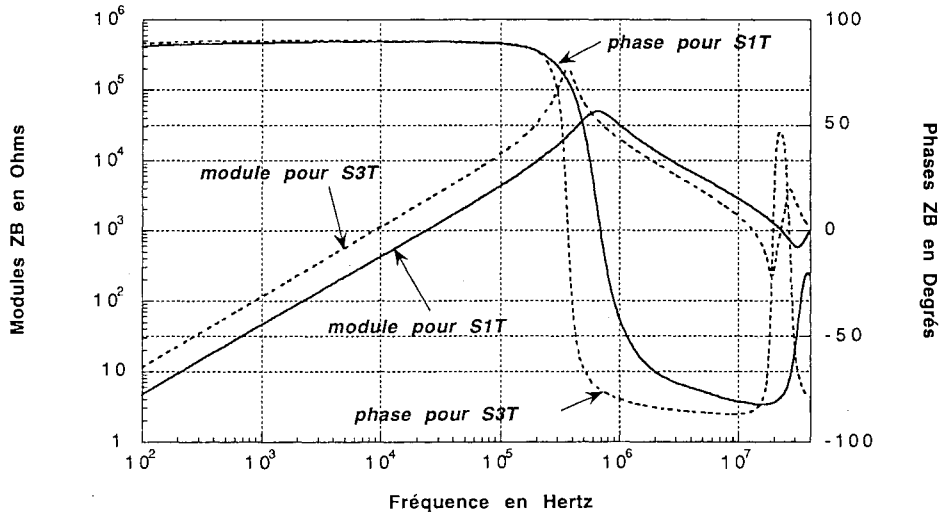


Fig. IV.4 : Impédances ZB pour S_{1T} et S_{3T} (n = 38 spires)

Le même essai a été mené (Fig. IV.5) sur des tores plus petits ($Ø_{in}$ = 9,5 mm - $Ø_{out}$ = 14 mm - h = 4,5 mm puis h = 2,3 mm) avec un faible nombre de spires (n = 6 spires). Le tore initial (h = 4,5 mm) a été meulé après mesure pour disposer d'un tore deux fois plus fin (h = 2,3 mm). Dans ce cas, Les impédances demeurent dans le rapport 2 sur toute la gamme de fréquence étudiée (100 Hz - 40 MHz).

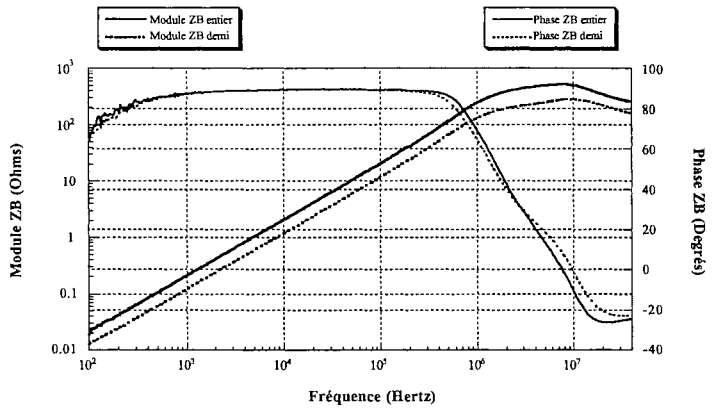


Fig. IV.5 : Mesures ZB sur de petits tores (n = 6 spires)

IV.2.2.b) Influence du nombre de spires

La proportionnalité de l'inductance à la hauteur axiale n'est assurée que jusqu'à 200 kHz dans le cas de la figure IV.4. Il faut comprendre ce qui se passe au-delà. La figure IV.6 montre les courbes de plusieurs inductances, réalisées en bobinant des nombres de spires différents autour du noyau S_{1T}.

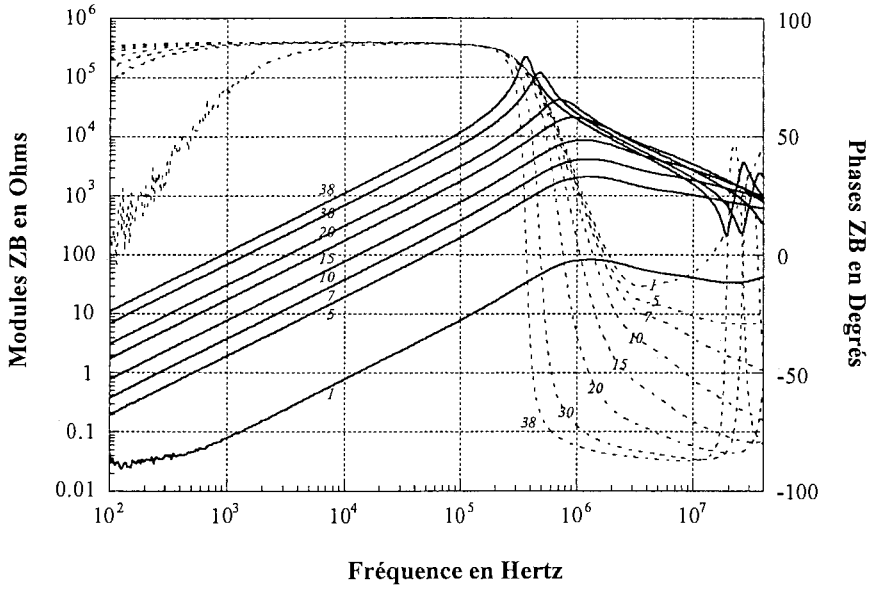


Fig. IV.6 : Impédances ZB sur S_{1T} pour différents nombres de spires ($1 \leq n \leq 38$)

Dans tous les cas, jusqu'à l'apparition de la première résonance parallèle (vers 300 kHz), le comportement inductif du dispositif est caractérisé par une pente d'une décade par décade : on passe d'une droite à l'autre en invoquant la proportionnalité de l'inductance au carré du nombre de spires. Deux observations fondamentales sont à retenir :

1 - Pour un grand nombre de spires ($n > 10$), la première résonance parallèle se déplace vers les basses fréquences lorsque n augmente et les modules décroissent comme $1/\omega$ au-delà de ce maximum. Ce comportement capacitif est dû aux capacités parasites localisées entre les spires du bobinage et/ou entre les spires et le ferrite.

2 - Pour un petit nombre de spires ($1 \leq n \leq 10$), les modules des impédances ZB demeurent quasiment parallèles jusqu'à 10 MHz. La résonance principale reste immobile au voisinage de 1 MHz et la pente des modules apparaît, au-delà de la résonance, moins inclinée que précédemment. Ici, les capacités parasites ne sont plus prépondérantes. Le phénomène observé dépend uniquement des propriétés magnétiques du matériau : la notion de réluctance est toujours valable.

En conclusion, pour réaliser une mesure de ZB exploitable, il faut limiter le nombre de spires afin d'éviter l'effet de shunt des capacités parasites. Un nombre compris entre 3 et 10 semble un compromis intéressant [Laveuve-90].

IV.2.2.c) Dispersion de la phase en haute fréquence

Les relevés de ZB réalisés avec de faibles nombres de spires (Fig. IV.6) présentent cependant un comportement inexpliqué au-delà de 2-3 MHz. En effet, bien que les modules demeurent pratiquement parallèles jusqu'à 40 MHz (limite haute du pont de mesure), les arguments présentent une importante dispersion en haute fréquence. Entre 1 et 10 spires on relève même un écart de plus

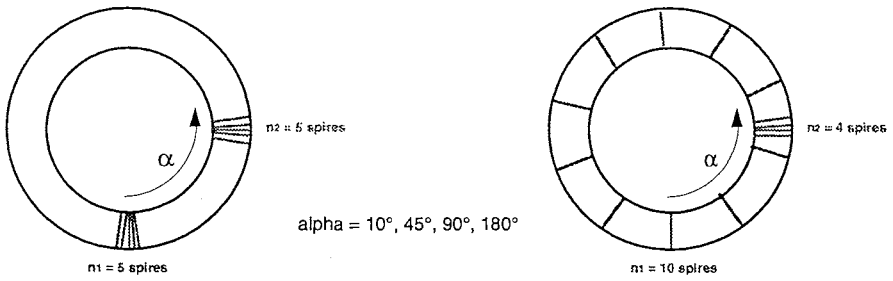
de 90° à 40 MHz ! La mesure de ZB étant exploitée en grandeur complexe, toute erreur sur la phase conduira inévitablement à des valeurs fausses pour les grandeurs recherchées ($\bar{\mu}$ et $\bar{\varepsilon}$).

Pour que ZB reste proportionnelle à n^2, il faut que les spires soit parfaitement couplées deux à deux. En basse fréquence, la perméabilité est grande, le flux est bien guidé, les spires sont bien couplées quel que soit leur écartement. En haute fréquence, la perméabilité est plus faible et le couplage entre les spires se rapproche de ce qu'il serait dans l'air. Les composantes axiale et radiale du champ B ne sont plus nécessairement nulles : le circuit magnétique fuit. Pour que la théorie analytique proposée soit applicable, il faut que la densité de courant qui engendre B préserve la symétrie cylindrique, même si le matériau est devenu un très mauvais guide magnétique.

IV.2.2.d) Variation orthoradiale de l'induction

Les dispersions de phase observées en haute fréquence montrent que pour certaines réalisations (spires mal réparties sur la circonférence), le flux n'est plus constant sur tout le périmètre du tore. Afin de quantifier ce phénomène, nous avons équipé le dispositif S_{1T} de deux bobines (Fig. IV.7). L'une, fixe, est alimentée, à toute fréquence, par une excitation faible niveau (100 mV_{eff}) et génère l'induction. L'autre, mobile, comprend 4 ou 5 spires jointives et sert à capter le flux sur une section quelconque du tore décalée d'un angle α.

Il est intéressant de comparer l'homogénéité des flux créés par deux bobines excitatrices distinctes : la première localisée (5 spires jointives), et la seconde répartie (10 spires régulièrement espacées sur la circonférence du tore). Les figures IV.8 et IV.9 présentent, pour chacune des deux configurations, le rapport de tensions bobine mobile sur bobine source. Le pont de mesure charge la bobine mobile par une impédance d'entrée de 50 Ω.



1) Bobinage mal réparti 2) Bobinage bien réparti

Fig. IV.7 : Deux dispositifs de bobinage (mal et bien réparti)

Ces mesures sont des mesures de gains directement obtenues grâce à l'analyseur HP4194A en mode gain/phase ; on ne peut les utiliser que de manière relative les unes par rapport aux autres. Elles nous permettent ainsi de bien mettre en évidence les fuites liées à un bobinage mal réparti, mais ne peuvent aucunement nous renseigner sur les valeurs réelles du rapport de flux en haute fréquence.

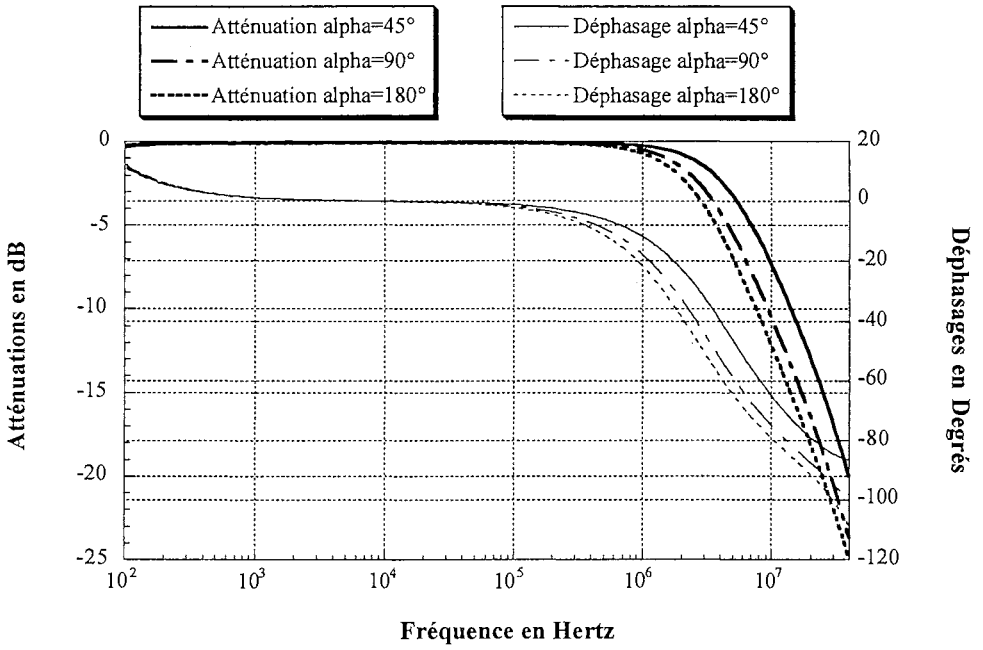


Fig. IV.8 : Atténuation et déphasage des tensions selon α (spires localisées)

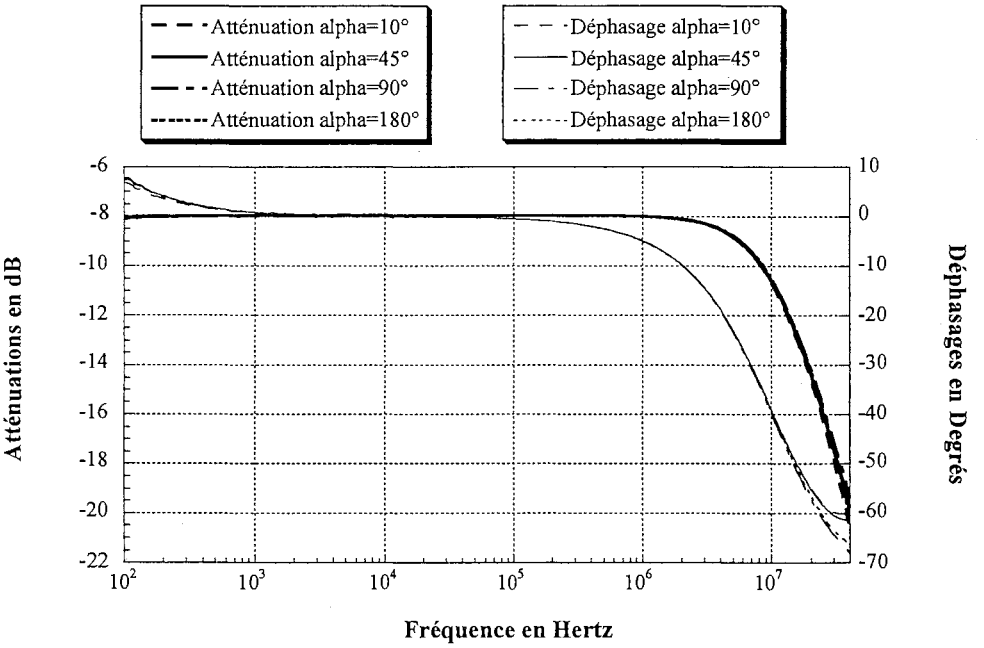


Fig. IV.9 : Atténuation et déphasage des tensions selon α (spires réparties)

Au-delà de 1 MHz, lorsque la bobine excitatrice est localisée, l'atténuation est d'autant plus importante que la bobine mobile est éloignée, avec un maximum lorsqu'elle est diamétralement opposée. Le flux n'est donc plus le même, à ces fréquences, en toute section du tore : il y a propagation orthoradiale des grandeurs électromagnétiques. Dans l'autre cas, les 10 spires de la bobine source sont bien réparties : le flux est constant sur tout le périmètre du tore.

Une autre méthode pour évaluer atténuation et déphasage du flux consiste à utiliser les relations analytiques qui permettent de relier le gain à vide (G_V) et/ou le gain en charge (G_C) aux impédances Z_0, Z_0' et Z_{cc} du quadripôle que constituent nos deux bobines couplées. L'annexe 4 précise les développements mathématiques nécessaires. Cette méthode a l'avantage principal de donner les valeurs de gain en tension à vide, ce que l'analyseur ne peut fournir. Seul le gain à vide représente directement un rapport de flux.

Ces relevés d'impédances, présentés à l'annexe 4, montrent également que les inductances de fuite (visibles sur Z_{cc}) associées aux flux circulant hors du matériau sont pratiquement indépendantes de la fréquence. De ce fait, lorsque la fréquence croît, il est possible que leur ordre de grandeur devienne comparable à celui de l'inductance magnétisante (visible sur Z_0) car, à 10 MHz, la partie réelle de la perméabilité a chuté d'un facteur 100 et l'inductance magnétisante aussi ! Il va donc falloir intégrer ceci dans nos préoccupation : placer les spires sondes de flux de manière à capter aussi peu de flux de fuite que possible, surtout aux hautes fréquences.

IV.2.2.e) Influence de la métallisation

La présence de plans conducteurs, déposés sur les faces parallèles du tore, est nécessaire pour permettre la mesure de ZE. Pour identifier leur l'influence sur la mesure de ZB on a déjà comparé la valeur de cette impédance en présence ou non des électrodes (Fig. IV.2). Il est également possible d'effectuer un court-circuit entre ces plans et d'observer son influence (Fig. IV.10). On note dans ce cas une très nette modification de ZB dès 500 kHz. Cette observation revient à dire qu'une différence de potentiels doit apparaître entre les plans métalliques, et que son influence sur la mesure de ZB devient non négligeable à partir de cette fréquence.

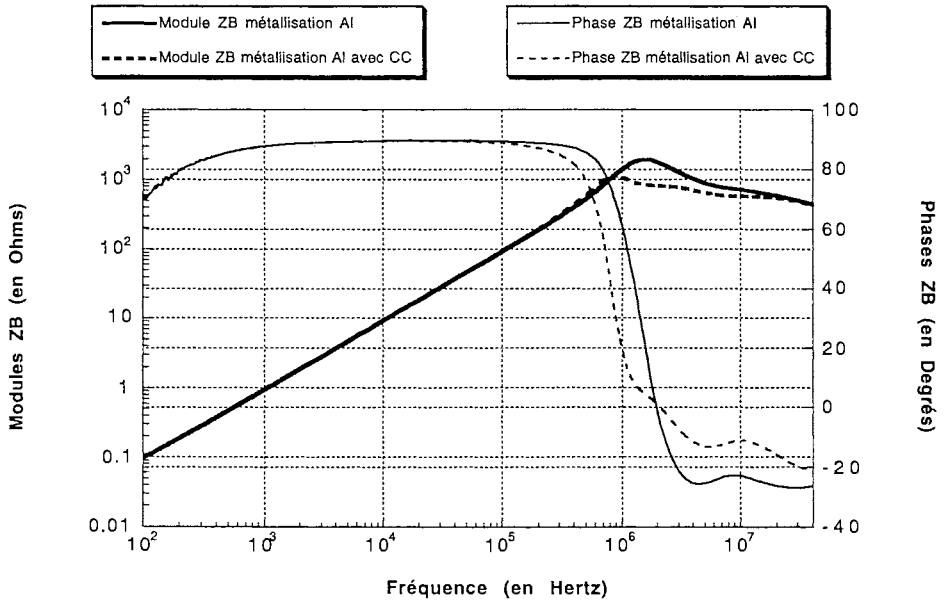


Fig. IV.10 : Mesures ZB sur un tore métallisé avec ou sans court-circuit (CC) des faces parallèles

Ainsi, la présence des plans conducteurs sera éventuellement (si ZB est mesurée avec eux) à prendre en compte dans le modèle qui exploite ces mesures pour ne pas déduire des paramètres erronés. Cela reviendra à fixer une condition aux limites de nature électrique au niveau de ces interfaces. En fait,

comme nous l'illustrerons plus loin, ces électrodes permettent aux courants induits dans le ferrite de se refermer rapidement et localement au travers des couches métalliques, alors que pour un tore non métallisé, ils se referment de façon évanescente de la surface au cœur du tore.

IV.2.2.f) Autres précautions expérimentales

Lors des mesures de type inductif sur les tores, deux autres points concernant le protocole de mesure lui-même doivent être soulignés :

1 - Tout d'abord celui concernant le niveau d'excitation (réglable de 10 mV_{eff} à 1 V_{eff} pour le HP4194A). Il faut s'assurer que le courant qui circule dans les spires ne conduit pas à la saturation du noyau testé. Pour ce faire on mesure ZB sous plusieurs niveaux d'excitation, et on recherche la plage de tension pour laquelle il n'y a pas de variation de la valeur de l'inductance. Pour les dispositifs testés jusqu'ici, une alimentation comprise entre 10 mV et 100 mV convient bien, mais attention car la tension maximum admissible, pour une induction fixée, est proportionnelle à la fréquence. L'induction magnétique à ne pas dépasser dans le noyau est de l'ordre de 100 mT pour assurer le régime linéaire.

2 - Le second point concerne les mesures d'inductances à très petits nombres de spires (1, 2 ou 3). Dans ce cas, la résistance du fil est prépondérante en basse fréquence. C'est pourquoi les courbes ZB ne sont pas purement inductives à 100 Hz (Fig. IV.6). En outre, pour de faibles niveaux d'excitation (10 mV), les mesures basse fréquence présentent un bruit important. Pour remédier à ces inconvénients, il est possible d'employer une méthode "4 points" en bobinant deux enroulements identiques sur le noyau magnétique. Le premier amène le courant I nécessaire à la création du champ ; le second permet la mesure de la tension V au secondaire. L'analyseur permet de retrouver l'impédance avec ce câblage. La tension étant relevée aux bornes d'un enroulement non parcouru par un courant, le quotient V/I ainsi mesuré est débarrassé des effets liés à la résistance du conducteur (Fig. VI.11). Cependant, cette configuration de mesure, qui nécessite un câblage plus complexe, est a priori moins favorable en haute fréquence. Nous retiendrons que cette méthode amène un surcroît de précision en dessous de 10 kHz.

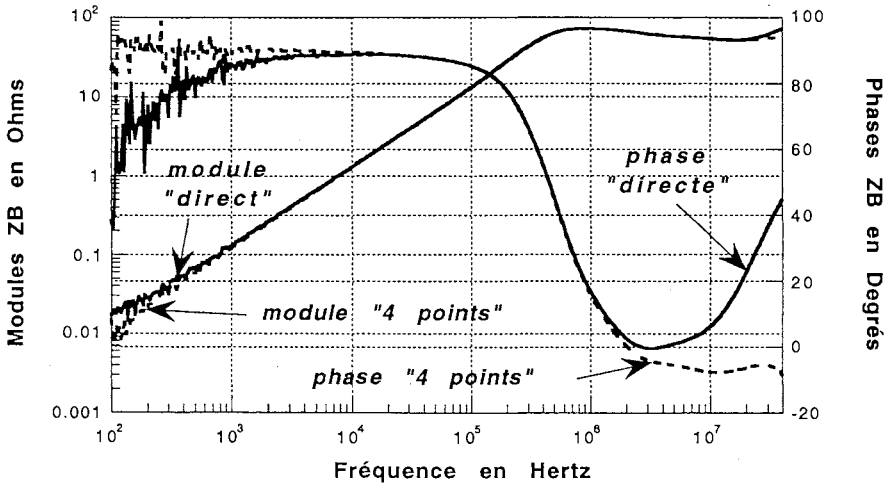


Fig. IV.11 : Impédances ZB relevées (n = 2 spires) par mesure "directe" ou "4 points"

IV.2.2.g) Configuration de bobinage adoptée

En résumé, on sait maintenant que pour les tores soumis au test (environ 3 cm de diamètre pour une hauteur de 1 cm), il faut un nombre de spires compris entre 6 et 10, réparties au mieux sur tout le périmètre du tore et serrées au plus près du matériau. On remarque cependant, en très haute fréquence, un comportement inductif de l'impédance. Peut-être celui-ci est-il dû à la non planéité des spires ? Lorsqu'on bobine un faible nombre de spires sur un périmètre déjà important, il est clair que fil "intérieur" et fil "extérieur" d'une même spire ne peuvent être parallèles. Pour éviter cette différence par rapport au modèle analytique, on peut procéder comme indiqué sur la figure IV.12.

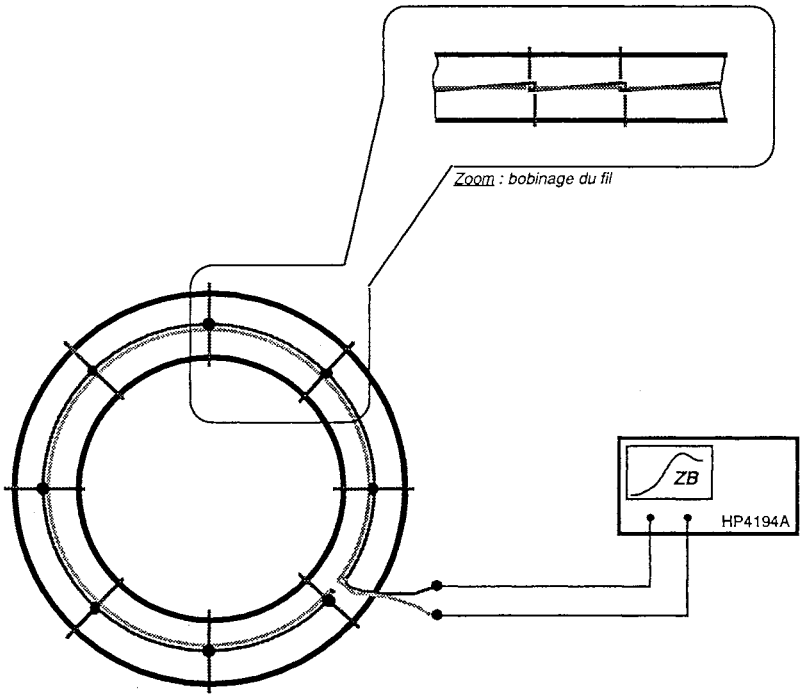


Fig. IV.12 : Disposition des spires sur un tore

Chaque spire est formée dans un plan qui contient l'axe du tore en croisant le fil "aller" (en foncé) comme indiqué sur la figure (zoom). Le fil "retour" (en clair) est alors placé contre la partie circulaire du fil "aller" de façon à en annuler le champ. Ce mode de bobinage permet d'avoir en pratique la même disposition des courants qui génèrent l'induction que celle adoptée sur le modèle.

IV.2.2.h) Conclusion sur la mesure de ZB

Afin que la mesure inductive ZB soit valable, certaines règles de bobinage doivent être respectées pour que les hypothèses simplificatrices invoquées lors du calcul de $\overline{\mu}$ et $\overline{\varepsilon}$ demeurent loisibles. En particulier, le nombre de spires doit rester suffisamment petit pour que les capacités parasites n'interviennent pas ; il doit toutefois rester suffisant pour que la répartition de l'induction soit homogène suivant tout le périmètre du tore de test. Il faut également disposer les spires au plus près du ferrite pour limiter les flux de fuite dans l'air, surtout en haute fréquence, où le matériau est devenu un mauvais matériau magnétique, et toujours dans un plan contenant l'axe du tore pour conserver une symétrie simple. Enfin, l'influence des plans métalliques, nécessaires pour ZE, ne doit pas être négligée dans le modèle à exploiter : ces derniers modifient la répartition du champ électromagnétique dans le volume du tore, en imposant des conditions aux limites différentes pour

les courants qui circulent dans le ferrite.

IV.2.3. Mesure de nature électrique - ZE

IV.2.3.a) Nature des contacts

L'utilisation de peinture ou de colle chargée à l'argent s'est avérée inefficace pour obtenir de bons contacts électriques. Celles-ci vieillissent et s'oxydent rapidement, et posent souvent des problèmes de durcissement. Tout cela est source d'irreproductibilités fort gênantes pour la mesure de ZE. On a ainsi pu observer, par exemple, une sensibilité des caractéristiques électriques mesurées à la force de serrage des contacts, des variations inexpliquées d'une journée à l'autre... Sans maîtrise parfaite de ce procédé [Boucetta-94], l'utilisation de ces colles ou peintures est donc à proscrire, car elles ne donnent aucun résultat valable. Rappelons que les grains d'argent portés dans une colle par exemple possèdent un diamètre d'environ 40 µm, alors que les grains de ferrite mesurent typiquement environ 20 µm ; la pénétration du conducteur en surface du ferrite n'est ainsi peut-être pas optimum pour ce procédé.

Pour obtenir de bons contacts électriques, nous avons fait métalliser directement nos échantillons toriques. Il s'agit d'une pulvérisation sous vide d'aluminium-vapeur. Le dépôt ainsi formé possède une épaisseur d'environ 1 à 2 µm. Les surfaces latérales doivent être protégées pour ne pas subir la métallisation par une résine ou un scotch spécifique. La reproductibilité des résultats est alors assurée, et il n'apparaît plus aucun problème. Ce procédé de métallisation présente cependant l'inconvénient majeur de nécessiter des moyens lourds et onéreux. Il est envisageable pour le moment dans le cadre de cette activité de recherche, où les échantillons sont de fait peu nombreux. Une extension de ces possibilités, pour mettre sur pied un atelier de caractérisation des ferrites, demeure complexe.

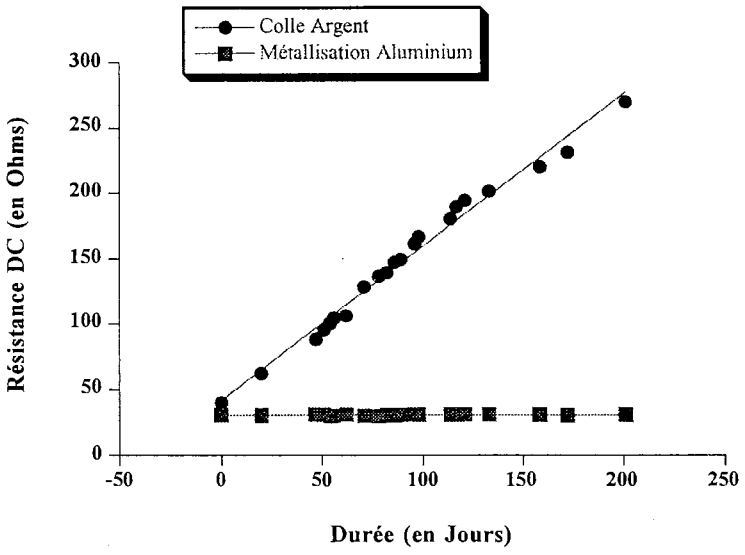


Fig. IV.13 : Vieillissement de l'interface ferrite / colle à l'argent

La figure IV.13 compare l'évolution, avec le temps, de la résistance en continu R_{DC} de deux tores

identiques. Les faces parallèles de l'un ont été recouvertes de colle à l'argent, celles de l'autre par une métallisation directe à l'aluminium (1-2 µm). Cette mesure est réalisée à l'aide d'un multimètre numérique. La température reste constante au cours du temps. L'augmentation de la résistance montre une dégradation sensible du contact argenté avec le temps. En 200 jours, cette valeur a pratiquement été multipliée par un facteur 7 ! N'oublions pas que l'argent est un métal qui s'oxyde très rapidement au contact de l'air ; une dégradation chimique du même genre intervient probablement au niveau de l'interface ferrite-argent.

IV.2.3.b) Linéarité

Pour compléter les mesures d'impédances électriques ZE, nous avons relevé la caractéristique statique de nos échantillons de ferrite (Fig. IV.14 et Fig. IV.15). Pour cela, nous avons utilisé un traceur (Sony/Tektronix 370) balayant à 50 Hz. Ces essais permettent de tester la linéarité du dispositif lors de la mesure électrique, et la pente de cette courbe permet également de retrouver la résistivité basse fréquence du ferrite étudié.

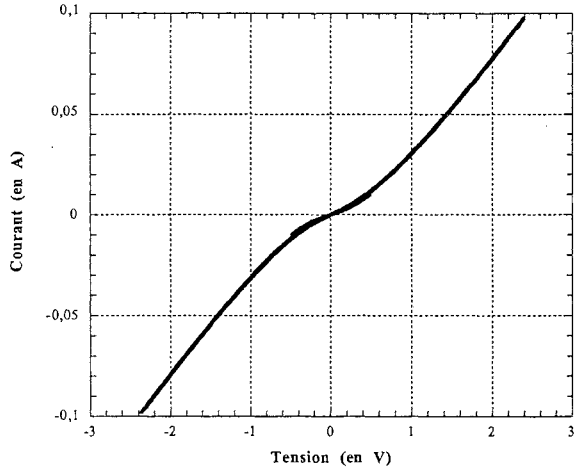


Fig. IV.14 : Caractéristique statique d'un ferrite (contacts colle à l'argent)

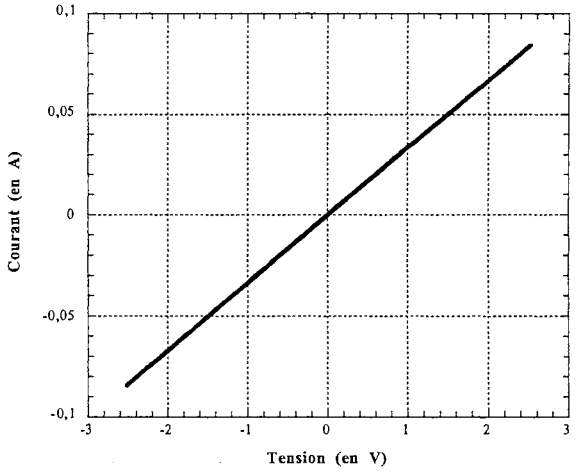


Fig. IV.15 : Caractéristique statique d'un ferrite (contacts aluminium vaporisé)

Il est à noter que si l'interface ferrite-électrode ne procure pas un bon contact électrique, comme c'est généralement le cas avec la colle à l'argent, ces caractéristiques présentent des courbures importantes (Fig. IV.14). Bien que pouvant être dû aux joints entre grains du matériau, ce comportement est probablement lié à la barrière de potentiel imposée par ces mauvaises électrodes ; il disparaît lorsque les électrodes sont convenables (Fig. IV.15).

IV.2.3.c) Influence de la longueur axiale

Pour ZB, des règles de bobinages doivent être observées pour préserver la validité d'un modèle analytique simple. Il en est de même pour ZE et, pour cette raison, l'influence éventuelle de la hauteur du tore de test doit être connue. Si une propagation du champ électromagnétique suivant cette direction a des effets sensibles, il faudra en tenir compte. La figure IV.16 donne le relevé de ZE pour un tore de section importante ($Ø_{in}$ = 23 mm - $Ø_{out}$ = 36 mm - h = 13 mm) ; la figure IV.17 pour des tores plus petits ($Ø_{in}$ = 9,5 mm - $Ø_{out}$ = 14 mm - h = 4,5 mm puis h = 2,3 mm). Dans ce dernier cas, le tore initial a été meulé afin de réduire sa hauteur de moitié.

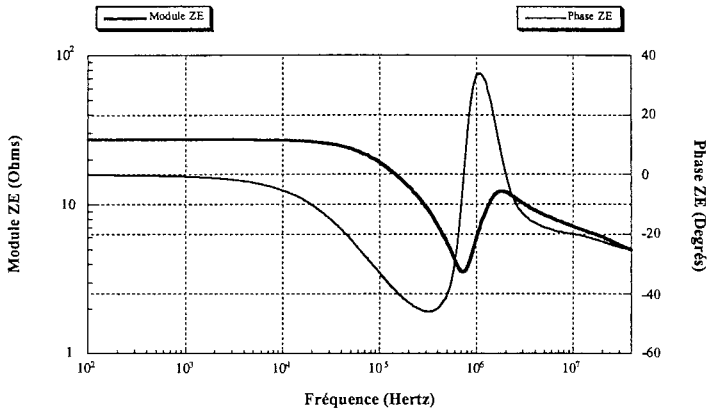


Fig. IV.16 : ZE pour un "grand" tore

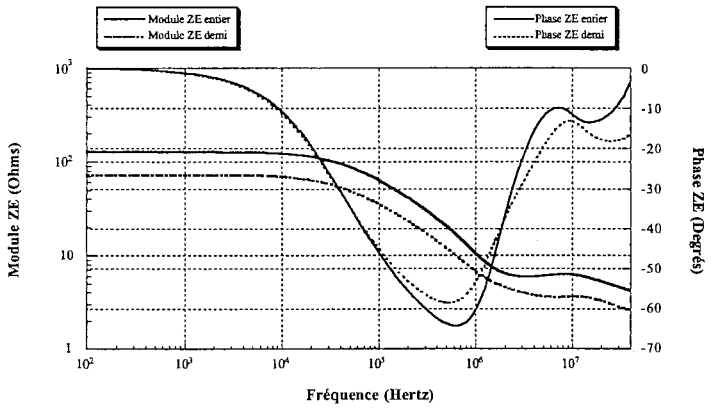


Fig. IV.17 : ZE pour de "petits" tores

On retrouve le comportement déjà noté lors de l'étude de barreaux de ferrite (Fig. III.6) :

- Comportement résistif en basse fréquence,
- Comportement capacitif dès quelques dizaines de kHz,
- Résonances au-delà du MHz.

Les résonances rencontrées sont plus marquées et interviennent plus bas en fréquence pour les tores de plus fortes dimensions : vers 1 MHz pour les gros et vers 6-7 MHz pour les petits. Ce sont des résonances dimensionnelles dont on ne pourra en aucun cas faire abstraction. L'exploitation de la mesure électrique ZE, par un modèle ne tenant pas compte de la hauteur, ne pourra donc être faite que pour des tores de petites dimensions, pour lesquels les phénomènes de propagation sont rejetés plus haut en fréquence. Les impédances de la figure IV.17 restent, à peu de choses près, dans un rapport 2, qui est aussi celui des hauteurs des deux échantillons, sur toute la plage de fréquence (100 Hz - 40 MHz). Pour ces faibles dimensions, la propagation dans la direction axiale a donc moins d'influence. Avec ces tores, il est possible d'accéder à une caractérisation valable jusqu'à presque 10 MHz. Pour aller au-delà, ou pour caractériser des échantillons plus gros, il faudra compliquer le modèle analytique pour prendre en compte une seconde dimension.

En magnétostatique comme en électrostatique, pour admettre valablement qu'un échantillon

parallélépipédique (c'est le cas si l'on déroule le tore) est infiniment long, il suffit qu'une dimension soit très supérieure aux autres. On peut alors négliger les "effets de bord" pour mener une étude 2D au lieu de 3D. En revanche, lorsque la fréquence croît, des longueurs caractéristiques du milieu (épaisseur de peau, longueur d'onde) et dépendant de la fréquence invalident ce raisonnement. Ce n'est pas parce qu'un échantillon est très long que le champ sera invariant suivant cette direction ! Bien au contraire, c'est la plus grande dimension qui, la première, risque d'être égale au quart de la longueur d'onde... En première approximation, pour les ferrites étudiés, à 1 MHz, la longueur d'onde vaut 1,4 cm ! Il ne faut pas non plus perdre de vue que la netteté des résonances caractéristiques des modes propres dépend beaucoup de l'amortissement. D'une manière générale, elles seront plus nettes si elles surviennent vers quelques centaines de kHz que vers quelques MHz, car les pertes des ferrites étudiés sont plus grandes dans la seconde zone.

IV.2.3.d) Sensibilité à la température

Nous avons déjà remarqué (Fig. III.7) que ces matériaux présentent un fort coefficient de température négatif. Leurs propriétés électromagnétiques sont donc très sensibles à des variations de température, même minimes. Pour cette raison, il est prudent de bien noter la température ambiante, ou même, d'effectuer les mesures systématiquement à l'intérieur d'une étuve dont la température reste parfaitement contrôlée.

Lors des mesures électriques, si le composant est alimenté par une source de tension, il peut apparaître un emballement thermique, c'est-à-dire une variation de la résistivité du ferrite avec le courant d'excitation, pouvant ainsi entraîner un échauffement, qui peut devenir important pour de forts niveaux. Des mesures de "résistance carrée" ont été réalisées sur un barreau de ferrite. Elles ont mis ce phénomène en évidence. La mesure est réalisée grâce à un "capteur" comportant quatre pointes fines alignées et espacées régulièrement de 0,7 mm. Les deux pointes extrêmes amènent le courant (générateur continu réglable), et les deux pointes centrales permettent de relever la tension. Ce dispositif appuie directement sur la surface du matériau que l'on veut caractériser grâce un système de ressort. Cette méthode de mesure de "résistance carrée" est utilisable pour déduire la résistivité d'un matériau en couche mince. Dans ce cas, on peut considérer que la densité de courant sous les pointes est la même dans toute l'épaisseur de la couche, et calculer la résistivité à partir du rapport V/I. Cela n'est plus vrai pour le barreau de ferrite étudié qui présente une section carrée importante (27,5 mm par 33 mm). On peut cependant regarder la forme des caractéristiques I-V pour tester la linéarité.

Le courant variant entre 0 à 80 mA, on relève un nombre suffisant de points pour tracer la caractéristique statique I-V. Deux séries de mesures distinctes sont réalisées :

1 - I(V) "ponctuel" : Pour un courant donné, on place successivement les griffes, de façon instantanée, en différents points de la surface du barreau, et on moyenne les valeurs relevées pour la tension afin de masquer les inhomogénéité de surface.

2 - I(V) "continu" : On choisi un emplacement privilégié sur la surface du barreau où l'on place les pointes. On fixe des courants et on relève les tensions correspondantes. En fait, cela a été effectué successivement en deux endroits de la surface, à nouveau pour moyenner les tensions.

On peut comparer les caractéristiques obtenues (Fig. IV.18), et on s'aperçoit qu'elles ne se superposent plus à partir d'un courant de l'ordre de 20 mA. Dans le cas "continu", il doit il y avoir un échauffement localisé sous les pointes qui courbe davantage la caractéristique.

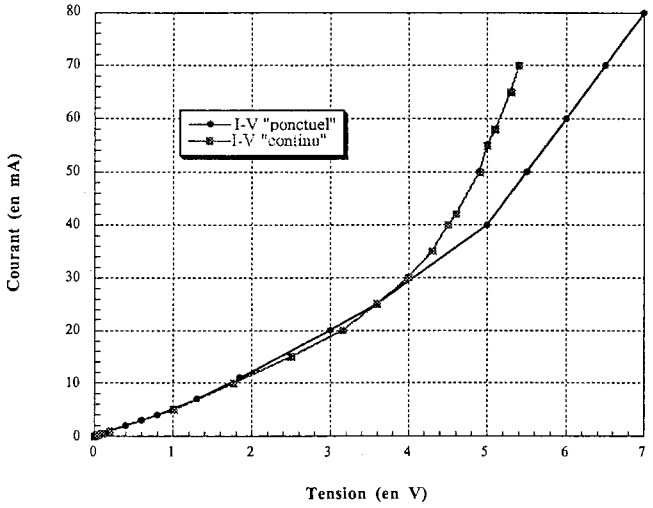


Fig. IV.18 : Caractéristiques statiques "ponctuelle" et "continue"

Nous avons également effectué le test suivant :

- On place les pointes sur la surface du barreau et on injecte un courant constant de 70 mA,
- On relève la tension toutes les 10 secondes.

On trouve successivement V = 6,2 V / 5,3 V / 5,2 V / 5,1 V / 5,1 V. Il y a donc une très forte chute de la résistivité au voisinage des pointes en un laps de temps très court (I est constant, imposé par le générateur de courant). On note ainsi un couplage thermique important et il faut rester prudent lors de tout relevé électrique.

D'autres essais ont été réalisés pour essayer de saisir la caractéristique I-V très rapidement dans le temps afin que l'échantillon testé n'ait pas le temps de s'échauffer sous l'effet du courant de mesure. Cela est facile à mettre en œuvre en utilisant un GBF programmable qui permet par exemple de n'envoyer qu'une arche de sinusoïde basse fréquence (par exemple à 50 ou 100 Hz). La courbe est relevée à l'oscilloscope en mode X-Y, le courant étant mesuré via une sonde passive. Ce genre de manipulation permet de découpler le problème d'emballement thermique lors d'une mesure de caractéristique électrique sur un échantillon de ferrite.

Même si les puissances impliquées ne semblent pas permettre un échauffement global du matériau, il est permis d'avancer que seule la couche isolante, qui sépare les grains, chauffe (les chutes de tension ne se font pas dans les grains conducteurs !). Les échauffements étant localisés dans de très faibles volumes (10^{-5} du volume de l'échantillon), ils pourraient conduire à des élévations de température locales importantes, capables de modifier le comportement électrique global du matériau.

IV.2.3.e) Amenée du courant de test

Afin de mesurer l'impédance électrique entre les faces métallisées du tore, il faut relier chacune de ces bornes à l'analyseur d'impédance (HP4194A). Un câblage comme celui de la figure IV.19.(a) n'est cependant pas satisfaisant dans la mesure où il rompt la symétrie cylindrique du dispositif et fait apparaître un champ magnétique parasite à l'extérieur du tore. Comment définir l'impédance mesurée dans ce cas ? Les champs décroissant sur tout l'espace, l'énergie demeure infinie et, en conséquence, non quantifiable...

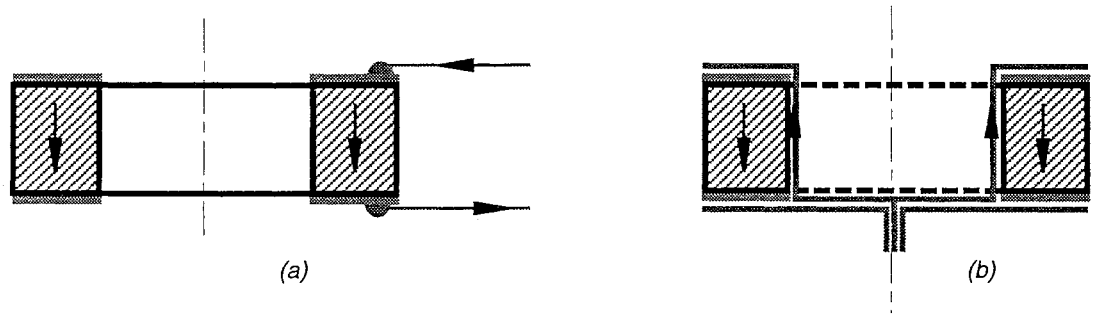


Fig. IV.19 : Amenée du courant pour la mesure de ZE

Il est nettement préférable d'amener le courant par une paire de coupelles métalliques (laiton) comme présenté à la figure IV.19.(b). Dans ce cas, la symétrie cylindrique est conservée et le champ magnétique ne s'étend que dans le volume du tore. Cette disposition autorise une terminaison de type coaxial, qui réduit l'inductance parasite jusqu'aux bornes de l'appareil de mesure.

En théorie, les surfaces métalliques ainsi ajoutées pourraient faire apparaître des capacités parasites entre le métal et le ferrite. En pratique, celles-ci s'avèrent négligeables vis-à-vis des impédances mesurées. Dans le cas contraire, il aurait été possible de diminuer les surfaces en regard en y perçant des trous. La figure IV.20 montre que l'influence des connexions apparaît dès 100 kHz.

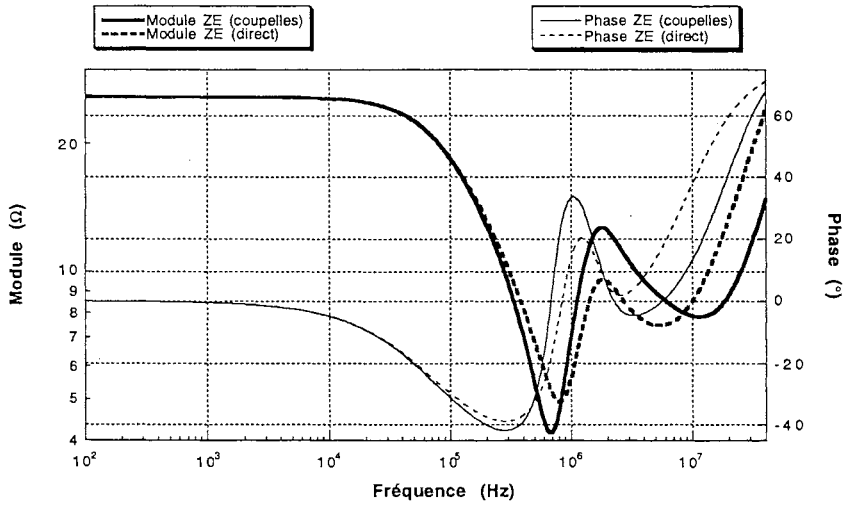


Fig. IV.20 : Mesure ZE avec et sans les coupelles métalliques

Enfin, tout comme pour ZB, la mesure "4 points" peut être mise en œuvre ici ; elle reste la meilleure méthode pour s'affranchir de la dépendance des contacts et éliminer tout problème de compensation.

IV.2.3.f) Conclusion sur ZE

Pour la mesure de nature électrique ZE, la première difficulté à surmonter est la réalisation de bons contacts. Ni la laque, ni la colle à l'argent, ne nous ont donné de bons résultats. Seule la métallisation sous vide semble conduire à des résultats fiables et reproductibles. Ce procédé est bien évidemment plus lourd à mettre en œuvre et plus coûteux. Il faut garder à l'esprit que ces mesures peuvent engendrer des échauffements localisés importants, remettant en cause l'homogénéité thermique si les tensions appliquées atteignent quelques Volts. Enfin, lors de cette mesure, il faut s'assurer d'avoir une symétrie des courants qui permettent l'exploitation d'un modèle analytique simple, et réduire autant que possible l'inductance ajoutée par les fils de connexion.

IV.3. Développements analytiques

IV.3.1. Généralités

IV.3.1.a) Description du problème

On se propose de caractériser un matériau magnétique (ferrite) supposé linéaire, stationnaire, isotrope et homogène. Dans ce but, on considère un tore de section rectangulaire d'épaisseur a et de hauteur c. Son périmètre moyen est noté b. Les faces parallèles du tore sont recouvertes, chacune, par un plan métallique parfaitement conducteur permettant la mesure de son impédance électrique ZE. Un bobinage de n spires enroulé autour de ce noyau permet de relever l'impédance magnétique ZB (Fig. IV.1 et Fig. IV.3). Nous allons, dans un premier temps, établir les expressions de ZB et ZE en fonction de $\bar{\mu}$, $\bar{\varepsilon}$, ω et des dimensions. Nous verrons ensuite comment inverser ces relations pour déduire $\bar{\mu}$ et $\bar{\varepsilon}$ de ZB et ZE.

IV.3.1.b) Equation différentielle

En tout point de la lame :

$$\operatorname{div}\vec{B} = 0 \qquad \operatorname{div}\vec{D} = 0 \qquad \overrightarrow{\operatorname{rot}}\,\vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \qquad \overrightarrow{\operatorname{rot}}\,\vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

Avec, en régime harmonique, les relations constitutives suivantes :

$\vec{B} = \bar{\mu}\,\vec{H}$ avec $\bar{\mu} = \mu_0\left(\mu_r' - j\mu_r''\right)$ perméabilité complexe

$\vec{D} = \overline{\varepsilon_D}\,\vec{E}$ avec $\overline{\varepsilon_D}$ permittivité complexe propre à la nature diélectrique du matériau

$\vec{J} = \sigma\,\vec{E}$ avec $\sigma = 1/\rho$ conductivité électrique

Soit :

$$\overrightarrow{\operatorname{rot}}\,\vec{H} = \sigma\,\vec{E} + j\omega\,\overline{\varepsilon_D}\,\vec{E} = j\omega\,\bar{\varepsilon}\,\vec{E}$$

La permittivité complexe est définie par :

$$\bar{\varepsilon} = \overline{\varepsilon_D} + \frac{\sigma}{j\omega} = \varepsilon_0 \left(\varepsilon_r' - j\varepsilon_r''\right)$$

L'excitation magnétique $\vec{H}$ peut alors être connue en résolvant la relation au laplacien classique :

$$\Delta\vec{H} + k^2 \vec{H} = \vec{0} \qquad \text{où l'on pose} \qquad k^2 = \omega^2 \bar{\mu}\,\bar{\varepsilon} \qquad (\vec{k} \text{ vecteur d'onde})$$

De même, pour le champ électrique $\vec{E}$, on obtient :

$$\Delta\vec{E} + k^2 \vec{E} = \vec{0}$$

Afin de résoudre ces équations, nous allons adopter deux approximations distinctes qui seront examinées en détail au paragraphes IV.3.1.c et IV.3.1.d :

1 - En adoptant, naturellement, des coordonnées cylindriques (r,φ,z), nous admettons que les champs ne varient que suivant r.

2 - Nous admettons, comme en magnétostatique, que le fait de dérouler le tore pour le rendre parallélépipédique modifie peu les résultats.

IV.3.1.c) Déroulement du tore

En magnétostatique, pour déduire μ, on mesure l'inductance d'un tore de section rectangulaire (largeur a, hauteur c). On suppose pour cela que l'induction B est uniforme sur la section de l'échantillon et que la longueur (l_{moy}) de celui-ci vaut 2π fois son rayon moyen (r_{moy}) ; cela revient à assimiler le tore à une lame à faces parallèles de même section et de longueur l_{moy}. Evaluons l'erreur introduite par cette approximation.

Dans le calcul habituel, si n spires sont bobinées autour d'un tore de section S :

$$\phi = n\,B\,S = n\,\mu\,H\,S$$

Par ailleurs, le théorème d'Ampère nous indique aussi, pour un courant I dans l'inductance :

$$H_{moy} = \frac{n\,I}{2\pi\,r_{moy}} = \frac{n\,I}{l_{moy}}$$

En notant L l'inductance de cette bobine, μ se déduit de L, n et des dimensions parmi lesquelles on fait apparaître la longueur de la ligne de flux moyenne :

$$L = \frac{\phi}{I} = n\,\mu\,\frac{n}{l_{moy}}\,S \qquad \text{soit} \qquad \mu = \frac{l_{moy}}{S}\,\frac{L}{n^2}$$

Dans le calcul rigoureux, le théorème d'Ampère conduit à :

$$H(r) = \frac{n\,I}{2\pi\,r}$$

Et donc :

$$\phi = n\int_{r_{min}}^{r_{max}} B(r)\,c\,dr = \mu\,c\,\frac{n^2\,I}{2\pi}\int_{r_{min}}^{r_{max}}\frac{dr}{r} = \mu\,c\,\frac{n^2\,I}{2\pi}\ln\left(\frac{r_{max}}{r_{min}}\right)$$

μ se déduit, comme précédemment, en formant le rapport L :

$$\mu = \frac{2\pi}{c}\,\frac{L}{n^2}\,\frac{1}{\ln\left(\dfrac{r_{moy}+\frac{a}{2}}{r_{moy}-\frac{a}{2}}\right)}$$

On peut faire apparaître les variables géométriques précédentes, l_{moy} et S, ainsi qu'un terme correctif qui ne dépend que du rapport $x = \frac{a}{2\,r_{moy}}$:

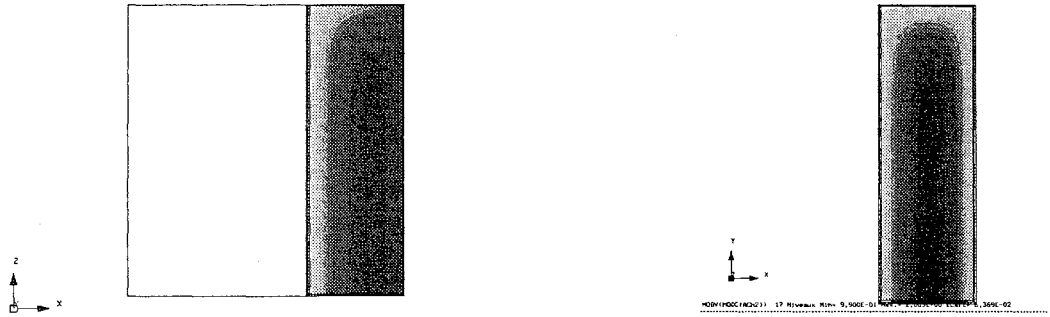
$$\mu = \frac{l_{moy}}{S}\,\frac{L}{n^2}\,\frac{x}{\frac{1}{2}\ln\left(\frac{1+x}{1-x}\right)} = \frac{l_{moy}}{S}\,\frac{L}{n^2}\left[1 - \frac{1}{12}\left(\frac{a}{r_{moy}}\right)^2 - \frac{1}{180}\left(\frac{a}{r_{moy}}\right)^4 + \ldots\right]$$

Le développement limité ci-dessous a été utilisé [Spiegel-74] :

$$\frac{1}{2}\ln\left(\frac{1+x}{1-x}\right) = x + \frac{x^3}{3} + \frac{x^5}{5} + \ldots \qquad \text{avec} \qquad x << 1, \text{ ce qui est le cas pour } a << r_{moy}$$

En définitive, l'erreur commise à cause de l'approximation du tore déroulé n'est pas très grande ; elle est donnée par le premier terme du développement. Pour un échantillon représentatif des dimensions étudiées (a = 5,75 mm, c = 11 mm et r_{moy} = 27,25 mm), on trouve le premier terme correctif égal à $-3{,}71.10^{-3}$, alors que le second vaut $-1{,}10.10^{-5}$. On peut donc estimer que cette erreur est inférieure à 0,4% !

En magnétodynamique, puisque la déformation exploitée conserve le périmètre de la section et la longueur moyenne, l'erreur introduite devrait être faible également. Nous pouvons le vérifier en utilisant le logiciel FLUX3D® développé au Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble [Meunier-88, Cedrat-93]. Les profils du champ magnétique pour un tore et sa lame équivalente sont respectivement représentés à la figure IV.21. Compte tenu des symétries, seul le quart supérieur droit du tore en coupe, ainsi que la moitié supérieure de la lame sont représentés ici. Le champ est plus intense dans les régions claires, et plus faible dans les régions foncées. Les caractéristiques du matériau adoptées pour ce calcul, $\underline{\mu} = \mu_0\,(24 - j\,330)$ et $\underline{\varepsilon} = \varepsilon_0\,(920 - j\,9900)$, ont été évaluées par nos soins sur le ferrite N27 de Siemens à 10 MHz [Siemens-91]. On note très bien la présence de courants induits importants à cette fréquence, puisque le champ est plaqué sur les deux bords pour le modèle 2D-plan (Fig. IV.21.(b)), ou sur le bord intérieur pour le modèle 2D-axisymétrique, avec une décroissance vers l'extérieur (Fig. IV.21.(a)).



(a) (b)

Fig. IV.21 : Profil de l'induction pour un tore et sa lame équivalente (ZB)

Pour un courant total de 10 A_{eff} et les dimensions évoquées ci-dessus, le flux magnétique relatif à chacun des cas est reporté dans le tableau IV.22. L'écart relatif entre les deux valeurs n'est que de 1,6% et il sera encore plus faible vers les basses fréquences où les courants induits sont moindres. Cela justifie, a posteriori, que le déroulement du tore n'introduit que des erreurs minimes dans le calcul de ZB.

2D-axisymétrique (tore)	2D-plan (lame)
$3{,}14.10^{-6}$ Wb	$3{,}09.10^{-6}$ Wb

Tab. IV.22 : Comparaison du flux dans le tore et sa lame équivalente

Pour être plus précis, on peut étudier l'influence du rapport a/r_{moy} sur le flux calculé en simulation 2D-axisymétrique (Fig. IV.23). Lorsque ce rapport est inférieur à 0,8 le flux devient, à 1% près, égal à celui obtenu pour la lame à faces parallèles équivalente [Garcia-98/1, Garcia-98/2]. C'est le cas des tores utilisés en pratique, pour lesquels le rayon moyen est au moins deux fois plus grand que l'épaisseur.

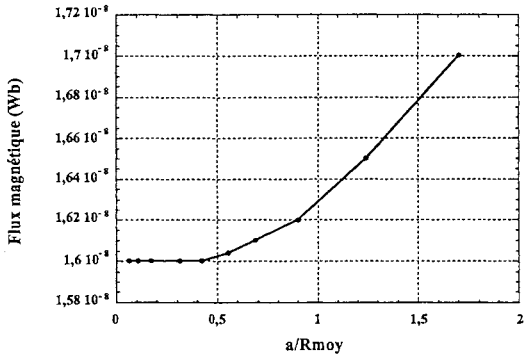


Fig. IV.23 : Influence du rapport a/r_{moy} (ZB)

Regardons maintenant ce qu'il advient des valeurs de résistance et de capacité dans la mesure de ZE au cours de la déformation du tore. La résistance de la lame est donnée par :

$$R = \rho \frac{h}{S} = \rho \frac{c}{a\, l_{moy}}$$

R représente ici la résistance mesurée entre les deux faces parallèles de surface S et distantes de h (hauteur du tore). Pour le tore nous aurions :

$$R = \rho \frac{h}{S} = \rho \frac{c}{\pi \left(r_{max}^2 - r_{min}^2\right)} = \rho \frac{c}{2\pi \left(r_{max} - r_{min}\right) \frac{\left(r_{max} + r_{min}\right)}{2}}$$

Mais on a déjà posé :

$$r_{max} - r_{min} = a \qquad r_{moy} = \frac{r_{max} + r_{min}}{2} \qquad l_{moy} = 2\pi\, r_{moy}$$

On retrouve donc exactement l'expression établie pour la lame. Le même raisonnement s'applique à la mesure de la capacité entre ces deux plans :

$$C = \varepsilon_0\, \varepsilon_r \frac{S}{e} = \varepsilon_0\, \varepsilon_r \frac{a\, l_{moy}}{c}$$

Dans ce cas, e représente la distance entre les deux armatures de la capacité et S la surface d'une électrode. On vérifie que :

$$R\, C = \varepsilon_0\, \varepsilon_r\, \rho$$

Ainsi, le déroulement du tore n'a aucune incidence, en statique, sur les éléments de ZE.

IV.3.1.d) Influence de la hauteur

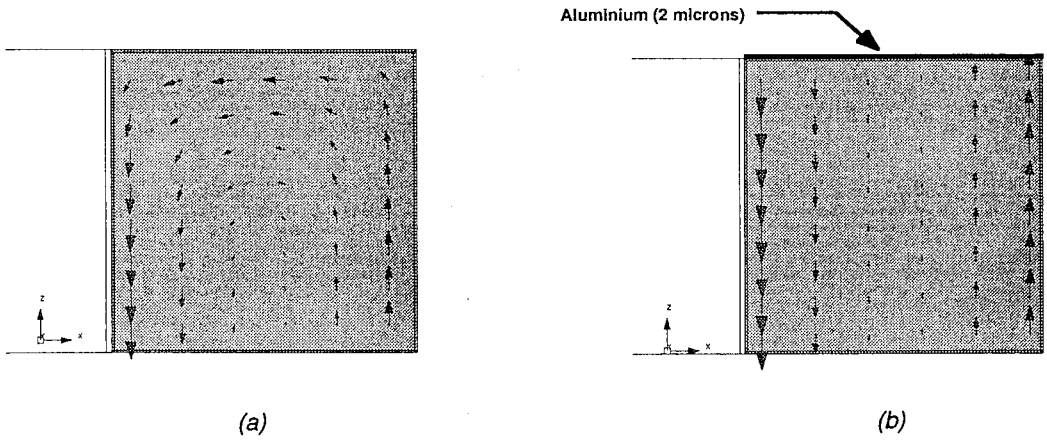


Fig. IV.24 : Influence de la métallisation sur les courants induits (ZB)

On a déjà vu que la présence de métal sur les faces planes du tore entraînait de sensibles modifications de ZB en haute fréquence (Fig. IV.2 et Fig. IV.10). En fait, il attire les courants induits dans le ferrite qui viennent se refermer par ces plans comme indiqué sur la figure IV.24. Les lignes de champ électrique sont calculées à l'aide de FLUX3D®. On travaille toujours à 10 MHz avec

$\bar{\mu} = \mu_0 (24 - j\,330)$ et $\bar{\varepsilon} = \varepsilon_0 (920 - j\,9900)$. Les électrodes sont constituées d'une couche d'aluminium de 2 µm d'épaisseur et de résistivité électrique $\rho = 2{,}7.10^{-8}$ Ωm [Plonus-78, Garcia-98/1, Garcia-98/2].

Compte tenu des symétries, seule la partie supérieure de la section de droite est représentée pour modéliser le tore. La taille des flèches est directement proportionnelle à l'intensité du champ électrique. On voit que celui-ci est plaqué le long des faces latérales (courants de Foucault importants), et que son intensité maximale est atteinte sur le côté intérieur du tore. En l'absence de toute métallisation (Fig. IV.24.(a)), les lignes de champ tournent et se referment dans la section du tore, de façon évanescente vers le cœur du matériau. En présence d'aluminium (Fig. IV.24.(b)), elles choisissent le chemin le plus conducteur. Dans ce dernier cas, toutes les lignes de champ sont parallèles à l'axe du tore et, semble-t-il, la longueur des vecteurs est constante sur une ligne de courant. L'étude peut donc se ramener à celle d'un modèle unidimensionnel, où n'intervient plus que la coordonnée suivant l'épaisseur.

A titre indicatif, le tableau IV.25 compare le flux obtenu, en présence d'aluminium, en exploitant une représentation respectivement 1D et 2D-axisymétrique. L'écart est de l'ordre de 0,2%. L'étude 1D (tore déroulé, pas d'influence de la hauteur) peut donc être utilisée, avec une très bonne approximation, pour modéliser le tore dans la configuration de mesure ZB, sous réserve que ses faces planes soient métallisées.

2D-axisymétrique (tore)	1D (lame infinie)
$3{,}121.10^{-6}$ Wb	$3{,}127.10^{-6}$ Wb

Fig. IV.25 : Comparaison des flux 1D et 2D-axi en présence d'aluminium

L'épaisseur de la couche de métal n'est pas critique. La métallisation réalisée en pratique (1-2 µm) est largement suffisante. L'étude de la répartition des courants de Foucault montre que les lignes de champ cessent d'être perpendiculaires aux surfaces métalliques seulement si l'épaisseur de métal est divisée par 1000 ; ceci est essentiellement lié à la résistivité élevée du ferrite.

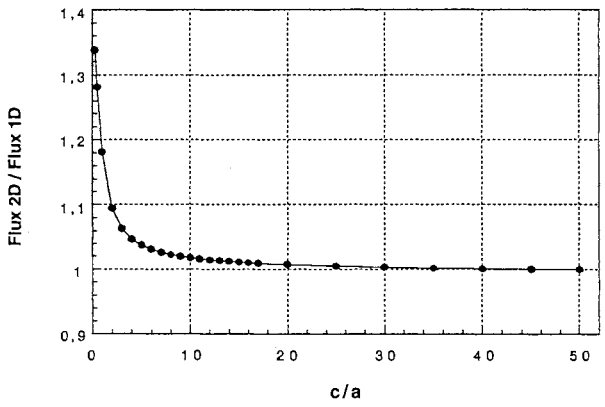


Fig. IV.26 : Influence de la hauteur (ZB)

L'annexe 5 présente, pour ZB, le calcul 2D-plan du champ électromagnétique dans la lame à face parallèles associée au tore déroulé. Cette étude analytique permet de tracer l'influence de la hauteur sur le flux magnétique dans le matériau (Fig. IV.26) [Lofti-93, Feeley-96]. A 10 MHz, Lorsque le rapport c/a devient supérieur à 10, le modèle 1D (hauteur infinie) convient bien (écart inférieur à 2%) [Garcia-98/1, Garcia-98/2]. C'est cependant rarement le cas en pratique dans la mesure où les tores étudiés présentent généralement une épaisseur et une hauteur de dimensions comparables.

Quant à la mesure de ZE, il semble qu'une propagation intervienne dans la direction axiale (Fig. IV.16 et Fig. IV.17). En toute rigueur, elle ne peut être négligée si on ne veut pas déduire de paramètres faux. Les développements analytiques prenant en compte ce phénomène sont en cours. Dans l'étude présentée ici, nous nous bornons à des échantillons toriques suffisamment fins, pour que les phénomènes caractéristiques de cette propagation soient rejetés au-delà de 10 MHz ou soient suffisamment amortis.

IV.3.2. Impédance magnétique - ZB

IV.3.2.a) Hypothèses

Les hypothèses suivantes sont conservées :

- Le tore est déroulé ($a << r_{moy}$),
- Il n'y a pas d'influence de la hauteur (plans métalliques),
- Le bobinage, uniformément réparti, est assimilable à une nappe de courant de densité superficielle $\vec{J_0}$.

IV.3.2.b) Schéma du modèle

Le tore est soumis à l'excitation magnétique ($\vec{H_0}$) d'une nappe de courant superficiel (I_0). L'objectif de cette étude est de relier le champ $\vec{H}$, à l'intérieur du tore, aux propriétés physiques complexes $\bar{\mu}$ et $\bar{\varepsilon}$ du matériau, en fonction des dimensions, et de l'excitation $\vec{H_0}$ (à la pulsation $\omega = 2\pi f$) sur les bords (Fig. IV.27).

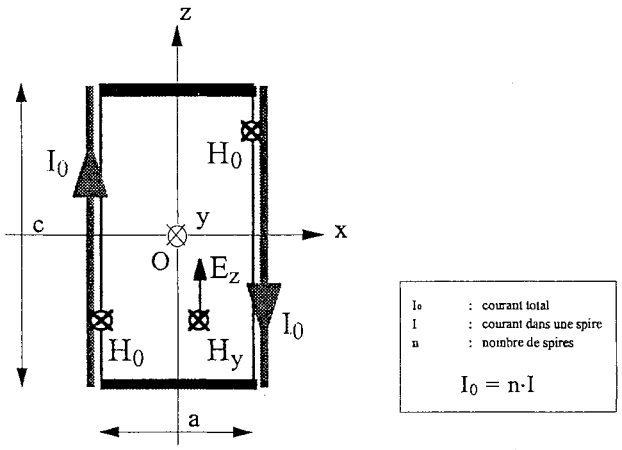


Fig. IV.27 : Modèle analytique pour ZB

IV.3.2.c) Symétries

La forme du système étudié incite à rapporter l'espace à des coordonnées cartésiennes (x,y,z) dont l'origine O est choisie au centre d'une section du tore. L'invariance le long de l'axe (Oy) est admise, compte tenu du fait que le matériau est homogène et que la densité de courant $\vec{J_0}$ ne dépend pas de y. $\vec{H}$ ne dépend donc pas de y. On admet également que la présence des plans métalliques entraîne une invariance des champs le long de l'axe (Oz). Le problème se restreint à une étude unidimensionnelle. $\vec{H}$ ne dépend donc plus que de x. Tout plan perpendiculaire à l'axe (Oy) est un plan de symétrie paire pour la densité de courant qui engendre $\vec{H}$. D'après le principe de Curie, le pseudo-vecteur $\vec{H}$ (vecteur axial) est normal à ce plan ; il est donc orienté selon (Oy). Le plan (yOz) est un plan de symétrie impaire pour la densité de courant et, en conséquence, H_y est une fonction paire de x. En conclusion, on a :

$$\vec{H} = \overrightarrow{H_y}(x) \qquad \text{avec} \qquad \overrightarrow{H_x} = \overrightarrow{H_z} = \vec{0}$$

$$\text{et} \qquad \forall\, |x| \leq \frac{a}{2},\ H_y(-x) = H_y(x)$$

IV.3.2.d) Résolution

L'équation à résoudre du paragraphe IV.3.1.b) se ramène alors simplement à :

$$\frac{\partial^2 H_y(x)}{\partial x^2} + k^2\, H_y(x) = 0 \qquad \text{de solution générale} \qquad H_y(x) = A\cos(kx) + B\sin(kx)$$

Compte tenu du fait que H_y est paire en x ($B = 0$) et que les conditions aux limites imposent $H_y\left(\pm \frac{a}{2}\right) = H_0$, on obtient la solution 1D suivante :

$$H_y(x) = H_0 \frac{\cos(kx)}{\cos\left(k\frac{a}{2}\right)} \qquad \text{avec} \qquad H_0 = \frac{I_0}{b}$$

IV.3.2.e) Calcul de l'impédance ZB

Le flux ϕ, en toute section de la lame, est défini par :

$$\phi = \bar{\mu}\, c \int_{-\frac{a}{2}}^{+\frac{a}{2}} H_y(x)\, dx$$

Et pour l'expression correspondante donnée à H_y ci-dessus, on obtient :

$$\phi = \frac{2}{\omega}\, c\, H_0\, Z_C \tan\left(k\frac{a}{2}\right) \qquad \text{avec} \qquad Z_C = \sqrt{\frac{\bar{\mu}}{\bar{\varepsilon}}} \text{ impédance caractéristique du matériau}$$

L'impédance ZB se déduit de :

$$ZB = \frac{V}{I} = j\omega \frac{\phi}{I_0}$$

Finalement, en revenant au courant I qui parcourt les n spires du bobinages ($I_0 = nI$) :

$$ZB = 2j \frac{c}{b} n^2 Z_C \tan\left(k\frac{a}{2}\right)$$

IV.3.3. Impédance électrique - ZE

IV.3.3.a) Hypothèses

Les hypothèses suivantes sont conservées :

- Le tore est déroulé ($a << r_{moy}$),
- Il n'y a pas d'influence de la hauteur (tore suffisamment fin),
- Un jeu de coupelles métalliques amène le courant de telle manière à ne pas avoir de champ à l'extérieur du matériau.

IV.3.3.b) Schéma du modèle

Le tore est alimenté sous la tension V. Il est alors traversé par le courant I amené par les deux coupelles métalliques permettant de ne pas avoir de champ magnétique à l'extérieur du système (Fig. IV.28).

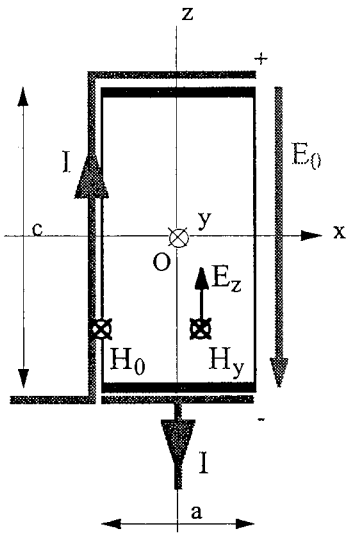


Fig. IV.28 : Modèle analytique pour ZE

IV.3.3.c) Symétries

L'invariance le long de l'axe (Oy) est toujours de rigueur, de même que suivant (Oz). $\vec{H}$ ne dépend

donc que de x. Le problème se ramène de nouveau à une étude unidimensionnelle. Tout plan perpendiculaire à l'axe (Oy) est toujours plan de symétrie paire pour la densité de courant qui engendre $\vec{H}$, alors orienté suivant (Oy). En conclusion, on a :

$$\vec{H} = \overrightarrow{H_y}(x) \qquad \text{avec} \qquad \overrightarrow{H_x} = \overrightarrow{H_z} = \vec{0}$$

IV.3.3.d) Résolution

La solution générale est toujours de la forme :

$$H_y(x) = A \cos(kx) + B \sin(kx)$$

Les conditions aux limites imposent $H_y\left(-\frac{a}{2}\right) = H_0$ et $H_y\left(+\frac{a}{2}\right) = 0$, soit :

$$H_y(x) = \frac{H_0}{2}\left[\frac{\cos(kx)}{\cos\left(k\frac{a}{2}\right)} - \frac{\sin(kx)}{\sin\left(k\frac{a}{2}\right)}\right] \qquad \text{avec} \qquad H_0 = \frac{I}{b}$$

Compte tenu de $\overrightarrow{rot}\,\vec{H} = j\omega\,\bar{\varepsilon}\,\vec{E}$, le champ électrique vaut :

$$E_z(x) = \frac{1}{j\omega\,\bar{\varepsilon}}\frac{\partial H_y(x)}{\partial x} = j\,Z_C\,\frac{I}{2b}\left[\frac{\sin(kx)}{\cos\left(k\frac{a}{2}\right)} + \frac{\cos(kx)}{\sin\left(k\frac{a}{2}\right)}\right]$$

IV.3.3.e) Calcul de l'impédance ZE

Le champ électrique global $\overrightarrow{E_T}$ dirigé suivant (Oz) contient à la fois le champ électromoteur $\overrightarrow{E_z}$ et le champ électrostatique appliqué $\overrightarrow{E_0}$ (sous la différence de potentiels V). On a :

$$\overrightarrow{E_T} = \overrightarrow{E_z} + \overrightarrow{E_0} \qquad \text{soit encore} \qquad E_T(x) = E_z(x) + \frac{V}{c}$$

En négligeant l'énergie des champs dans l'air (perméabilité et permittivité bien plus faibles que celles du matériau jusqu'en très haute fréquence), le champ électrique étant nul dans le métal amenant le courant le long de la face intérieur du tore, on a :

$$E_z\left(-\frac{a}{2}\right) + \frac{V}{c} = 0 \qquad \text{soit} \qquad \frac{1}{2j}\,Z_C\,\frac{I}{b}\left[\frac{1}{\tan\left(k\frac{a}{2}\right)} - \tan\left(k\frac{a}{2}\right)\right] = \frac{V}{c}$$

L'impédance électrique est définie par $ZE = \frac{V}{I}$:

$$ZE = \frac{1}{2j}\,\frac{c}{b}\,Z_C\left[\frac{1}{\tan\left(k\frac{a}{2}\right)} - \tan\left(k\frac{a}{2}\right)\right]$$

Ou encore, en utilisant la relation $\tan(2\theta) = \frac{2\tan(\theta)}{1 - \tan^2(\theta)}$:

$$ZE = \frac{1}{j}\frac{c}{b} Z_C \frac{1}{\tan(ka)}$$

IV.3.3.f) Remarques

1 - On peut aussi, pour le calcul, couper le tore en deux, dérouler les deux moitiés ainsi formées et les coller bord à bord. Le système possède alors une symétrie paire et fait directement intervenir l'angle double, puisqu'il est deux fois plus épais.

2 - Le courant peut également être amené par une coupelle entourant la surface extérieure du tore.

IV.3.4. Déduction des propriétés complexes du matériau

IV.3.4.a) Résumé

Un jeu de quatre équations qui relient $\bar{\mu}$ et $\bar{\varepsilon}$ à ZB et ZE a été établi :

$$ZB = 2j\frac{c}{b} n^2 Z_C \tan(\theta) \quad (1)$$

$$ZE = \frac{1}{j}\frac{c}{b} Z_C \frac{1}{\tan(2\theta)} \quad (2)$$

$$Z_C = \sqrt{\frac{\bar{\mu}}{\bar{\varepsilon}}} \quad (3)$$

$$\theta = \omega\sqrt{\bar{\mu}\,\bar{\varepsilon}}\,\frac{a}{2} \quad (4)$$

IV.3.4.b) Inversion du modèle

Nous cherchons maintenant à exprimer $\bar{\mu}$ et $\bar{\varepsilon}$ en fonction de ZB et ZE. En éliminant θ entre (1) et (2), on peut déduire Z_C :

$$\tan(\theta) = \frac{ZB}{2j\, n^2 \frac{c}{b} Z_C}$$

$$ZE = \frac{1}{2j}\frac{c}{b} Z_C \left[\frac{2j\, n^2 \frac{c}{b} Z_C}{ZB} - \frac{ZB}{2j\, n^2 \frac{c}{b} Z_C}\right] = n^2 \left(\frac{c}{b}\right)^2 \frac{Z_C^2}{ZB} + \frac{ZB}{4n^2}$$

$$ZB \cdot ZE - \frac{ZB^2}{4n^2} = n^2 \left(\frac{c}{b}\right)^2 Z_C^2$$

Soit :

$$Z_C = \pm \frac{ZB}{2n^2}\frac{b}{c}\sqrt{4n^2 \frac{ZE}{ZB} - 1}$$

Il est alors possible d'exprimer $\tan(\theta)$ en fonction de ZB et ZE sans faire intervenir Z_C :

$$\tan(\theta) = \pm \frac{1}{\sqrt{1 - 4n^2 \frac{ZE}{ZB}}} \qquad \text{et} \qquad \tan(2\theta) = \pm \frac{\sqrt{1 - 4n^2 \frac{ZE}{ZB}}}{2n^2 \frac{ZE}{ZB}}$$

Les paramètres $\bar{\mu}$ et $\bar{\varepsilon}$ se déduisent alors facilement des quotient (3) et produit (4) par :

$$\bar{\mu} = \frac{2}{a\,\omega}\,\theta\,Z_C \qquad \text{et} \qquad \bar{\varepsilon} = \frac{2}{a\,\omega}\,\frac{\theta}{Z_C}$$

IV.3.4.c) Formules

Il est à noter que Z_C et $\tan(\theta)$ sont de même signe. Il en va de même pour θ et $\tan(\theta)$ puisque la fonction tangente est impaire. Comme la déduction de $\bar{\mu}$ et $\bar{\varepsilon}$ ne fait finalement intervenir que les produit et quotient entre θ et Z_C, on choisira arbitrairement :

$$Z_C = \frac{ZB}{2n^2}\,\frac{b}{c}\,\sqrt{4n^2 \frac{ZE}{ZB} - 1} \qquad \text{et} \qquad \tan(\theta) = \frac{1}{\sqrt{1 - 4n^2 \frac{ZE}{ZB}}}$$

En s'affranchissant de θ et Z_C, les expressions directes de $\bar{\mu}$ et $\bar{\varepsilon}$ sont :

$$\bar{\mu} = \frac{1}{n^2}\,\frac{ZB}{j\omega}\,\frac{b}{ac}\,\sqrt{1 - A^2}\,\arctan\left(\frac{1}{\sqrt{1 - A^2}}\right)$$

où $\qquad A^2 = 4n^2 \frac{ZE}{ZB}$

$$\bar{\varepsilon} = \frac{1}{j\omega\,ZE}\,\frac{c}{ab}\,\frac{A^2}{2\sqrt{1 - A^2}}\,\arctan\left(2\,\frac{\sqrt{1 - A^2}}{A^2}\right)$$

La correction, par rapport à la fonction basse fréquence, est, dans les deux cas, du type $\frac{\arctan(x)}{x}$ avec un x différent :

pour $\bar{\mu}$: $\quad x = \frac{1}{\sqrt{1 - A^2}}$ $\quad$ et $\quad ZB_{BF} = j\omega L$ $\quad$ avec $\quad L = \bar{\mu}\,n^2\,\frac{ac}{b}$

pour $\bar{\varepsilon}$: $\quad x = 2\,\frac{\sqrt{1 - A^2}}{A^2}$ $\quad$ et $\quad ZE_{BF} = \frac{1}{j\omega\,C}$ $\quad$ avec $\quad C = \bar{\varepsilon}\,\frac{ab}{c}$

V. RESULTATS DE CARACTERISATION

V.1. Echantillons testés

Nous avons étudié des échantillons de faibles dimensions ($Ø_{in}$ = 9,5 mm - $Ø_{out}$ = 14 mm - h = 2,3 mm) pour rejeter haut en fréquence les phénomènes de propagation que notre modèle ne prend pas

en compte pour l'instant. Ils ont été rectifiés et correctement métallisés pour permettre la mesure de ZE. Pour cette dernière, l'utilisation de coupelles en laiton de petite dimension permet d'effectuer le test en conservant à la fois la définition donnée à ZE et la symétrie cylindrique. La mesure de ZB a, quant à elle, été faite avec 6 spires bien réparties sur la circonférence. Nous donnons ci-après les résultats concernant deux ferrites très utilisés dans les applications de puissance haute fréquence.

V.2. Philips 3C85

Les courbes ci-dessous montrent la perméabilité complexe (Fig. V.1) et la permittivité complexe (Fig. V.2) obtenues pour le ferrite 3C85 de Philips [Philips-98]. Les courbes sont données jusqu'à 7 MHz, fréquence jusqu'à laquelle nous sommes sûrs des paramètres déduits. Au-delà de celle-ci, les effets de propagation entraînent des résonances qui faussent toute déduction avec les modèles analytiques utilisés.

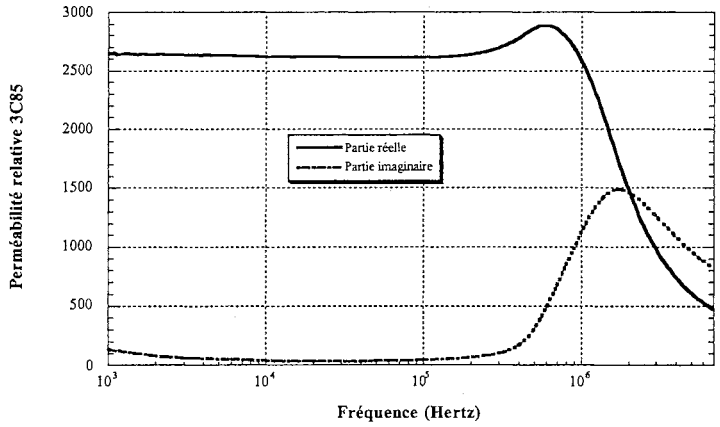


Fig. V.1 : Perméabilité complexe du 3C85 (Philips)

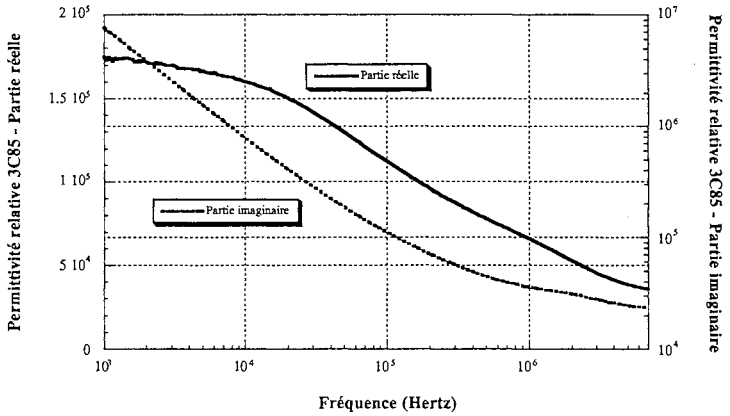


Fig. V.2 : Permittivité complexe du 3C85 (Philips)

En basse fréquence, la valeur de la partie réelle de la perméabilité (autour de 2600) est différente de la valeur annoncée pour la perméabilité initiale ($\mu_i = 2000$). Cela peut être attribué à la dispersion de fabrication et peut-être au fait que le courant d'excitation délivré par le pont de mesure n'est pas suffisamment faible pour considérer que l'on travaille à excitation tendant vers zéro où μ_i est défini

[Cagan-84] :

$$\mu_i = \left(\frac{\partial B}{\partial H}\right)_{H \to 0}$$

Par ailleurs, la partie imaginaire de la perméabilité remonte lorsqu'on descend vers les très basses fréquences. Cela s'explique par des pertes supplémentaires dues à la résistance du fil qui constitue le bobinage pour ZB. La mesure "4 points" permet de s'affranchir de ce problème.

La permittivité réelle est, en basse fréquence, de l'ordre de 10^5, ce qui était attendu. La résistivité se déduit de la décroissance linéaire de la partie imaginaire, bien visible en dessous de 10 kHz ; on trouve une valeur proche de celle annoncée par le fournisseur.

V.3. Philips 3F3

Les mêmes remarques peuvent être formulées pour cet autre matériau classique de l'Electronique de Puissance dont les propriétés complexes sont données aux figures V.3 et V.4.

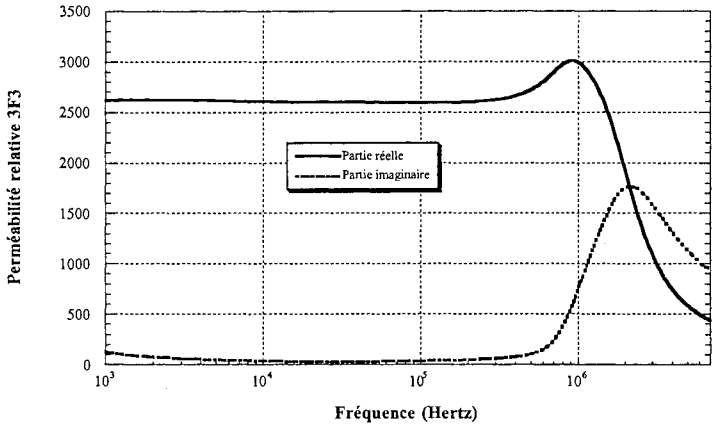


Fig. V.3 : Perméabilité complexe du 3F3 (Philips)

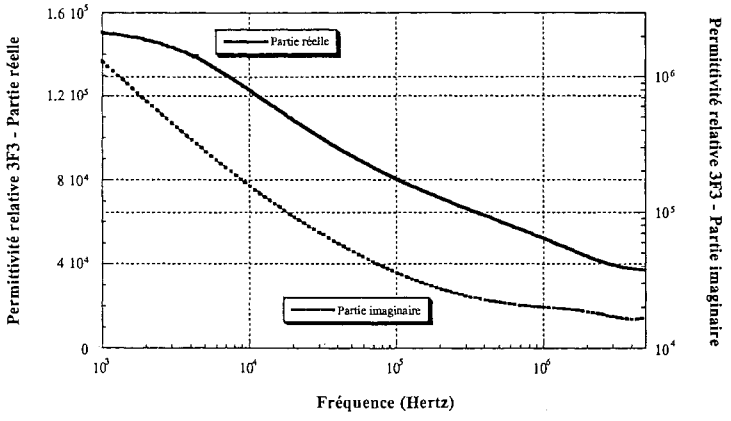


Fig. V.4 : Permittivité complexe du 3F3 (Philips)

La résistivité semble différente de la précédente ; il pourrait être intéressant de les comparer.

VI. CONCLUSION

Présents dans toutes les applications de l'Electronique, en tant que noyau d'un composant bobiné comme un transformateur ou une inductance, de l'alimentation de puissance aux systèmes hyperfréquences en passant par les liaisons numériques ou la CEM, les matériaux magnétiques "doux" (ferrites), bien qu'assez mal connus des ingénieurs, couvrent des domaines d'utilisation très variés se traduisant par une grande diversité de familles et de caractéristiques. Souvent considérés comme des isolants électriques, ils sont de fait assez mal caractérisés, surtout lorsque la fréquence augmente. En effet, des courants de Foucault importants, de conduction et de déplacement, apparaissant dès quelques dizaines de kHz, les caractérisations standards, basées sur une hypothèse magnétostatique, ne peuvent rendre compte correctement de tous les phénomènes physiques qui interviennent.

L'étude du comportement macroscopique de ces matériaux nécessite une description microscopique suffisamment fine. Qui plus est, les paramètres caractéristiques du matériau doivent se déduire d'une expérimentation appropriée. La connaissance du comportement des ferrites au manganèse-zinc (MnZn) a progressé nettement grâce à l'apport d'une nouvelle méthode de caractérisation de ces matériaux. Contrairement à la caractérisation standard, elle est basée sur la mesure de deux impédances électriques complémentaires. Elle permet d'accéder, à toute fréquence, aux données perméabilité et permittivité complexes au moyen de relations analytiques simples et ce, sans faire aucune hypothèse concernant les variations fréquentielles de $\underline{\mu}$ et de $\underline{\varepsilon}$. Ces expressions résultant d'un modèle analytique, il était fondamental de le choisir de manière à ce que, moyennant quelques précautions expérimentales, il soit proche de la réalité tout en restant relativement simple.

Outre le fait qu'elle remédie aux insuffisances de la caractérisation habituelle (conduction résistive et capacitive du matériau), la méthode originale mène à des grandeurs applicables à tout circuit magnétique quelle que soit sa forme et sa taille, dès lors que l'hypothèse de linéarité est satisfaite. Ce n'est pas le cas, en haute fréquence, de la perméabilité complexe seule donnée actuellement. Son exploitation permet d'obtenir des caractéristiques valides jusqu'à une dizaine de MHz qui corrigent et complètent les abaques des fournisseurs. Elle rend compte de tous les phénomènes physiques qui prennent naissance dans le matériau lorsque la fréquence augmente, notamment du comportement capacitif que l'on observe dans les ferrites dès quelques dizaines de kHz. Elle permet également de répartir les pertes entre leurs différentes causes (magnétiques et diélectriques) sans faire aucune hypothèse concernant la variation fréquentielle des pertes de chaque type.

Cette méthode peut être utilisée alors que le composant à tester est dans une étuve pour connaître de façon précise, à toute fréquence et toute température, le comportement électromagnétique d'un ferrite donné. L'ingénieur dispose alors de données réalistes qu'il peut utiliser en simulation lors de la conception de nouveaux circuits magnétiques. Leur introduction dans un logiciel de simulation par éléments finis (FLUX3D® par exemple) permet d'accéder à la carte d'induction dans le circuit, de localiser les points chauds et de calculer les puissances dissipées. Devenant paramètres des éléments

magnétiques (inductance magnétisante, résistance de pertes "fer") d'un schéma équivalent de transformateur par exemple, elles permettent de compléter les approches des chapitres I et III, où ils manquaient des données essentielles pour prédire le fonctionnement d'un composant bobiné.

Le chapitre V présente quelques applications qui nécessitent l'utilisation des données $\bar{\mu}$ et $\bar{\varepsilon}$, et qui montrent l'incidence des propriétés diélectriques des matériaux étudiés.

- CHAPITRE V -

INCIDENCE DES PROPRIETES DIELECTRIQUES DU MATERIAU MAGNETIQUE

I. INTRODUCTION

Nous avons décrit, au chapitre précédent, une nouvelle méthode de caractérisation des matériaux magnétiques, particulièrement bien adaptée à une représentation correcte et complète de leur comportement lorsque leur fréquence d'utilisation fait intervenir des phénomènes de conduction non pris en compte par les méthodes standards. Elle permet de tenir compte de la diminution de la résistivité du matériau avec la fréquence, et de bien représenter les courants de déplacement, qui apparaissent dès quelques dizaines de kHz. Ses avantages sont indéniables, tant dans le domaine de l'étude des composants magnétiques en haute fréquence, que sur le plan de leur dimensionnement.

Nous allons voir, dans ce chapitre, quelle est l'incidence de ces nouvelles données sur le comportement des ferrites. Dans un premier temps, nous comparons, au paragraphe II, les données perméabilité et permittivité complexes déduites par notre méthode avec celles fournies par le constructeur. L'utilisation de ces deux types de données, dans un calcul de champ ou de pertes, peut conduire à des résultats fortement différents. Le paragraphe III, montre l'influence des propriétés diélectriques du matériau sur la répartition du champ électromagnétique. Dans le paragraphe IV, nous analysons les pertes globales prévues dans chaque cas. La connaissance de fonctions de transfert équivalentes, comme celles proposées au paragraphe V, permet de décrire, de façon très simple, avec un nombre réduit de paramètres, les variations fréquentielles des deux données complexes, en vue de les utiliser dans des logiciels de simulation électromagnétique. Enfin, nous présentons, aux paragraphes VI et VII, deux applications directes de notre caractérisation. La première consiste, à partir des caractéristiques physiques déduites, à affiner la partie parallèle du schéma équivalent associé à un composant bobiné (inductance magnétisante et pertes "fer") en vue de représenter plus précisément son comportement en fonction de la fréquence. La seconde s'intéresse aux variations liées à la température. Le matériau, déjà connu à la température ambiante, est maintenant caractérisé aux deux températures extrêmes de fonctionnement –55°C et +125°C. Cette connaissance suffit à couvrir une très large plage d'utilisation, tant en fréquence, qu'en température.

II. COMPARAISON AVEC LES DONNEES CONSTRUCTEUR

Les courbes données ci-dessous (Fig. II.1) comparent les résultats de notre caractérisation à ceux obtenus par la méthode standard. Ces essais ont été réalisés sur un tore de ferrite 3F3 du fournisseur Philips dont les dimensions sont les suivantes :

$\varnothing_{out}$ = 14 mm		a = 2,3 mm
$\varnothing_{in}$ = 9,5 mm	soit	b = 36,9 mm
h = 2,3 mm		c = 2,3 mm

Pour ces faibles dimensions, la méthode originale permet d'obtenir des données perméabilité complexe (Fig. II.1.(a) et Fig. II.1.(b)) et permittivité complexe (Fig. II.1.(c) Fig. II.1.(d)) fiables jusqu'à environ 8 MHz. La méthode de caractérisation standard déduit, quant à elle, la perméabilité

complexe à partir d'une unique mesure d'inductance (équivalente à l'impédance ZB sans métallisation), en supposant que l'induction demeure homogène sur toute la section du matériau :

$$\bar{\mu} = \frac{1}{n^2}\,\frac{b}{a\,c}\,\frac{ZB}{j\,\omega}$$

Ne faisant pas intervenir de phénomène de propagation, cette dernière déduction est utilisable sur toute la plage de fréquence de mesure (jusqu'à 40 MHz pour le HP4194A). La seule caractéristique électrique du matériau éventuellement indiquée par les constructeurs est la donnée de sa résistivité (ρ) mesurée en continu. D'après nos mesures, on trouve ici :

$$\rho_{DC} = 13{,}7\ \Omega m$$

La résistivité apparente, qui inclut les pertes diélectriques, est reliée à la permittivité (partie imaginaire ε_r") par la relation :

$$\rho = \frac{1}{\omega\,\varepsilon_0\,\varepsilon_r''}$$

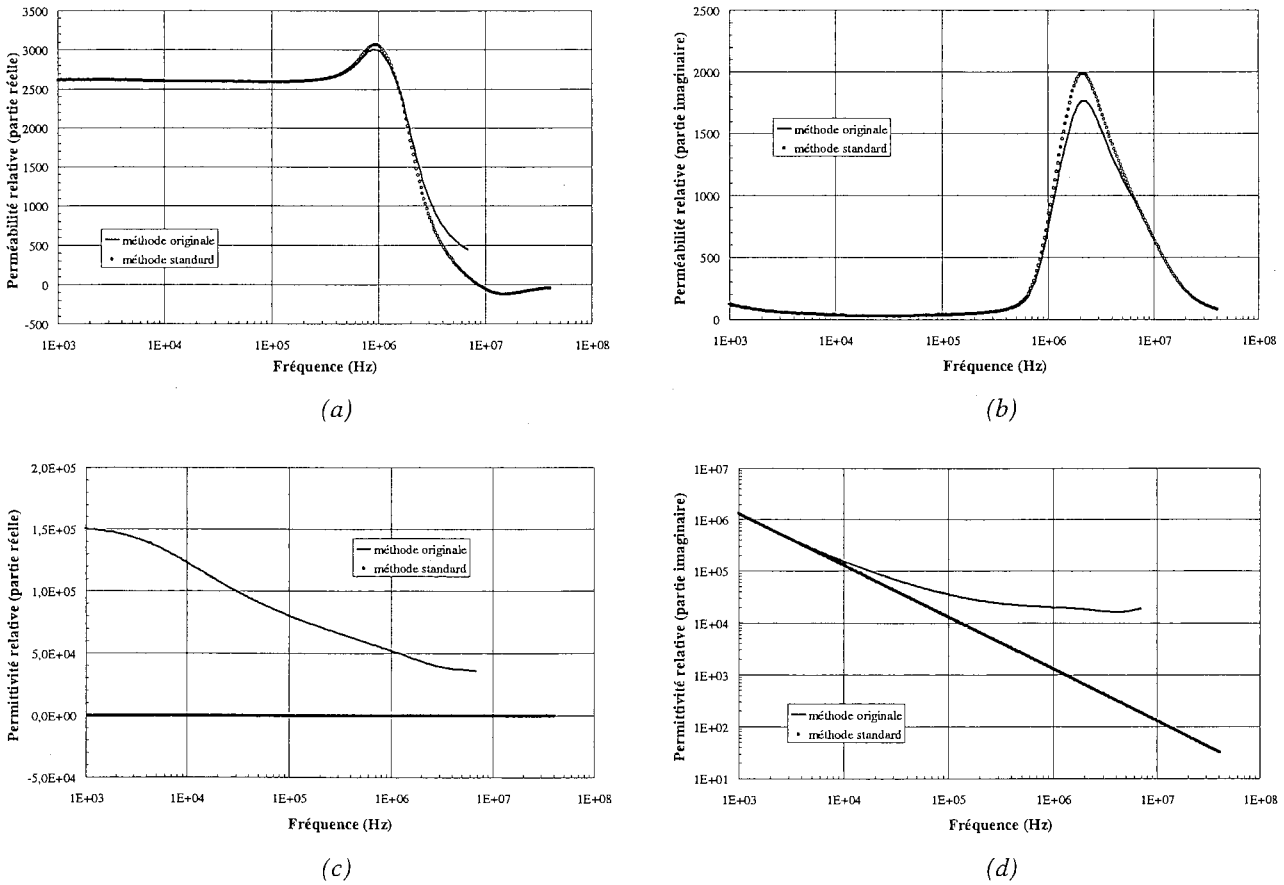


Fig. II.1 : Comparaison méthode originale / méthode standard (Philips 3F3)

Cette valeur est finalement élevée vis-à-vis de la donnée constructeur (≈ 1 Ωm) [Philips-98] ou de celle déduite sur des tores plus gros. On note une dispersion importante des caractéristiques du matériau suivant la taille et la forme données au circuit magnétique. N'oublions pas que celles-ci

dépendent grandement des conditions de fabrication (température, pression, dosage des ingrédients...) et que, d'une dimension à l'autre ou d'un lot à l'autre, une dispersion est inévitable.

La méthode standard n'indique rien concernant le comportement diélectrique du matériau (pas de partie réelle ε_r' pour la permittivité) et suppose que les pertes électriques sont uniquement dues à une résistivité constante avec la fréquence ($\rho = \rho_{DC}$). Les pertes magnétiques (partie imaginaire μ_r'' de la perméabilité) sont un peu plus importantes : elles sont censées englober les pertes supplémentaires liées à l'augmentation de fréquence (courants de Foucault). La perméabilité donnée dans ce cas est un paramètre macroscopique qui n'est plus représentatif des seules propriétés magnétiques. Notons encore que la méthode standard conduit à une perméabilité relative (partie réelle μ_r') qui devient négative au-delà d'une certaine fréquence (environ 8 MHz ici), ce qui, physiquement, mériterait d'être expliqué. C'est sans doute la raison pour laquelle les fournisseurs arrêtent toujours leurs abaques avant cette fréquence [Philips-98].

III. PROFIL DU CHAMP ELECTROMAGNETIQUE

III.1. Tore de 1 cm d'épaisseur

Considérons maintenant un tore déroulé, assimilé à une lame à faces parallèles de dimensions :

a = 1 cm	(épaisseur)
b = 10 cm	(longueur)
c = 10 cm	(hauteur)

Ces dimensions, peut-être peu réalistes en pratique, seront néanmoins conservées dans toute la suite de l'étude. En effet, conformément aux développements du chapitre IV, elles permettent de dérouler le tore (a << b) et de négliger toute propagation dans le sens de la hauteur (a << c). On attribue à ce circuit magnétique les propriétés physiques présentées plus haut (Philips 3F3). Ce tore est alimenté par un bobinage assimilable à une nappe superficielle de courant I de valeur efficace 1 A_{eff} imposant une excitation H_0 constante sur les bords du dispositif (Fig. III.1).

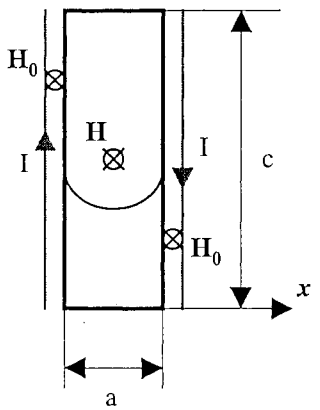


Fig. III.1 : Dispositif étudié

Le champ en tout point de la lame est alors donné par [Skutt-96] :

$$H(x) = H_0 \frac{\cos(k\,x)}{\cos\left(k\frac{a}{2}\right)} \qquad \text{avec} \qquad k = \omega\sqrt{\bar{\mu}\,\bar{\varepsilon}}$$

La figure III.2 indique le profil du champ magnétique H dans l'épaisseur de la lame (1 cm) en fonction de la fréquence (atténuation et déphasage). Deux cas sont traités, suivant que l'on utilise les paramètres $\bar{\mu}$ et $\bar{\varepsilon}$ déduits respectivement :

- De la caractérisation standard (Fig. III.2.(a1) et Fig. III.2.(b1)),
- De notre démarche originale de caractérisation (Fig. III.2.(a2) et Fig. III.2.(b2)).

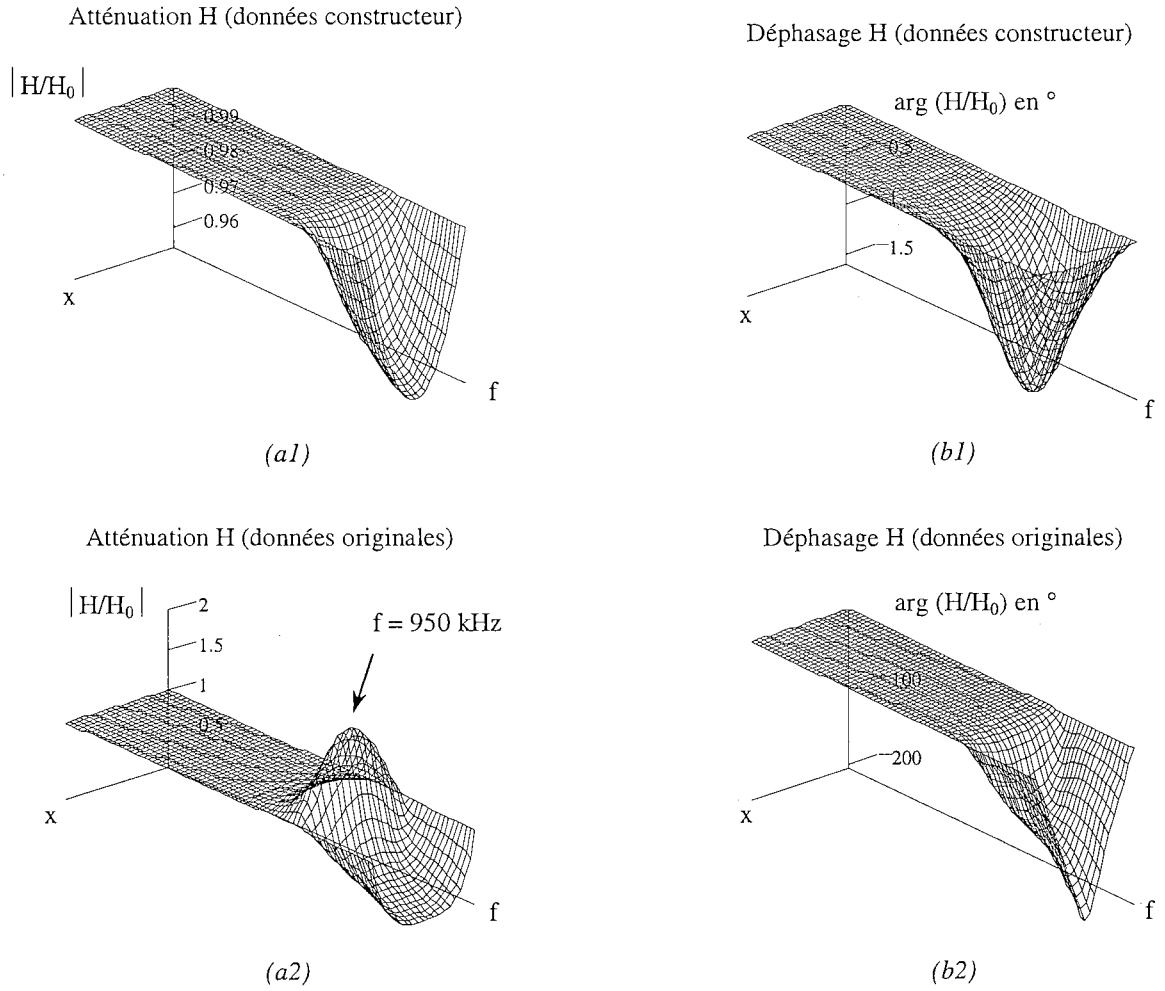


Fig. III.2 : Profil du champ magnétique dans l'épaisseur (1 cm) d'une lame de ferrite (3F3) en fonction de la fréquence (comparaison données mesurées / données constructeur)

Dans les deux cas, le champ est homogène et égal à H_0 en basse fréquence (jusqu'à 300 kHz environ) sur toute la section de la lame. En haute fréquence (au-delà de quelques MHz), le profil se creuse en raison de la présence de courants induits dans le matériau. Pour les données relatives à notre caractérisation, une bosse apparaît aux fréquences intermédiaires avec un maximum se situant autour de 950 kHz. A cette fréquence, le champ magnétique au centre est deux fois plus important

que sur les bords ! Avec les données constructeur, ce phénomène n'est pas visible. Seul un creusement du champ est observable au-delà de quelques MHz, mais il ne dépasse pas 4% à 10 MHz, alors qu'il est atténué de plus de 95% avec les données complètes. Les données standards sont visiblement très insuffisantes pour traduire le comportement du matériau à ces fréquences. Nous n'avons, pour l'instant, pas eu l'occasion de mettre en évidence ce phénomène de manière expérimentale.

III.2. Tore de 1 mm d'épaisseur

Le même calcul, avec les données $\overline{\mu}$ et $\overline{\varepsilon}$ complètes, peut être appliqué à un tore dix fois moins large (1 mm). Dans ce cas, la bosse se situe plus haut en fréquence (maximum à 1,7 MHz avec une amplification de seulement 1% du champ). C'est donc bien un phénomène de résonance dimensionnelle dans l'épaisseur de la lame. Logiquement, celui-ci intervient à plus basse fréquence pour des tores plus gros. Les fréquences ne sont cependant pas dans le rapport des dimensions, car l'indice de réfraction varie rapidement avec la fréquence. Par ailleurs, les pertes augmentant avec la fréquence, les ondes réfléchies s'atténuent plus vite en haute fréquence, et la bosse est moins marquée.

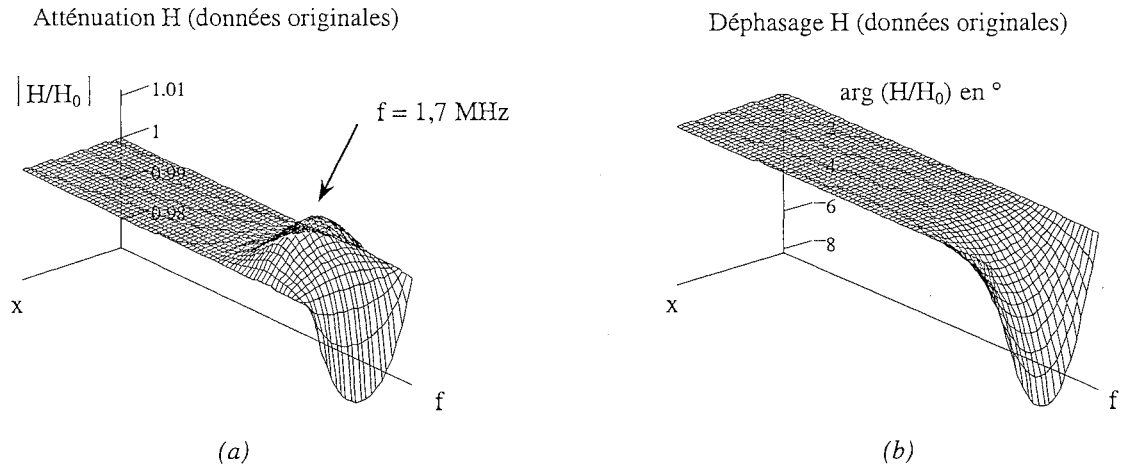


Fig. III.3 : Profil du champ magnétique dans l'épaisseur de la lame (1 mm) en fonction de la fréquence

Il est courant, pour les fortes puissances, d'utiliser des tores dont l'épaisseur dépasse le centimètre. Leur utilisation en haute fréquence peut faire intervenir ce phénomène qui, comme nous allons le voir plus loin, a une répercussion directe sur les pertes dans le matériau (pertes "fer"), ou peut conduire à une saturation non prévue.

III.3. Influence des paramètres complexes

Pour affiner ces observations, nous avons étudié l'influence de chacun des paramètres μ_r', μ_r'', ε_r' et ε_r'' sur le champ magnétique au centre de la lame. Les figures III.4 et III.5 présentent ces résultats pour les différents cas suivants :

- $\overline{\mu} = \mu_0 \mu_r'$ et $\overline{\varepsilon} = \varepsilon_0 \varepsilon_r'$ (pas de pertes)
- $\overline{\mu} = \mu_0 (\mu_r' - j\,\mu_r'')$ et $\overline{\varepsilon} = \varepsilon_0 \varepsilon_r'$ ($\overline{\varepsilon}$ réel)
- $\overline{\mu} = \mu_0 (\mu_r' - j\,\mu_r'')$ et $\overline{\varepsilon} = \varepsilon_0 (1 - j\,\varepsilon_r'')$ ($\overline{\varepsilon}$ imaginaire)
- $\overline{\mu} = \mu_0 (\mu_r' - j\,\mu_r'')$ et $\overline{\varepsilon} = \varepsilon_0 (\varepsilon_r' - j\,\varepsilon_r'')$ (données complètes)
- $\overline{\mu}^{\,s} = \mu_0 (\mu_r'^{\,s} - j\,\mu_r''^{\,s})$ et $\overline{\varepsilon}^{\,s} = \varepsilon_0 \left(1 - j \dfrac{1}{\omega\, \rho_{DC}\, \varepsilon_0} \right)$ (données constructeur)

On vérifie que c'est ε_r' qui permet de justifier une amplification du champ à certaines fréquences ; en son absence ($\overline{\varepsilon}$ imaginaire), le profil ne peut être que creusé. La part des pertes (μ_r'' et ε_r'') conditionne l'amplitude de ce dépassement : il est maximum dans le cas sans pertes ($\overline{\mu}$ et $\overline{\varepsilon}$ réels). L'utilisation des données constructeur ($\overline{\mu}^{\,s}$ et ρ_{DC}) se traduit par un profil presque plat. L'incidence du caractère diélectrique des ferrites est donc indéniable : les variations de la partie imaginaire (ε_r'') avec la fréquence (diminution de la résistivité apparente ρ) creuse le profil, et la partie réelle (ε_r') fait apparaître un phénomène de résonance dimensionnelle. Pour des tores de section importante, ces phénomènes peuvent intervenir dès quelques centaines de kHz, c'est-à-dire à des fréquences où il n'est pas rare de les faire fonctionner pour convertir des puissances importantes [Skutt-96, Saotome-97].

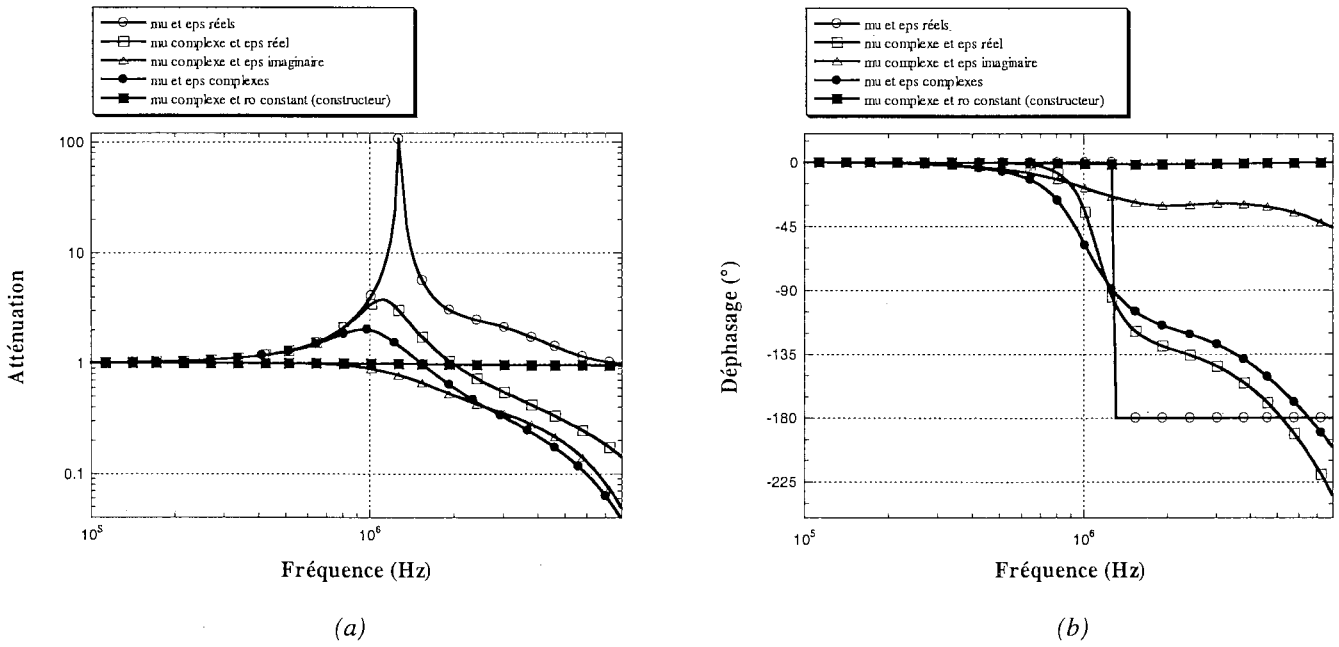
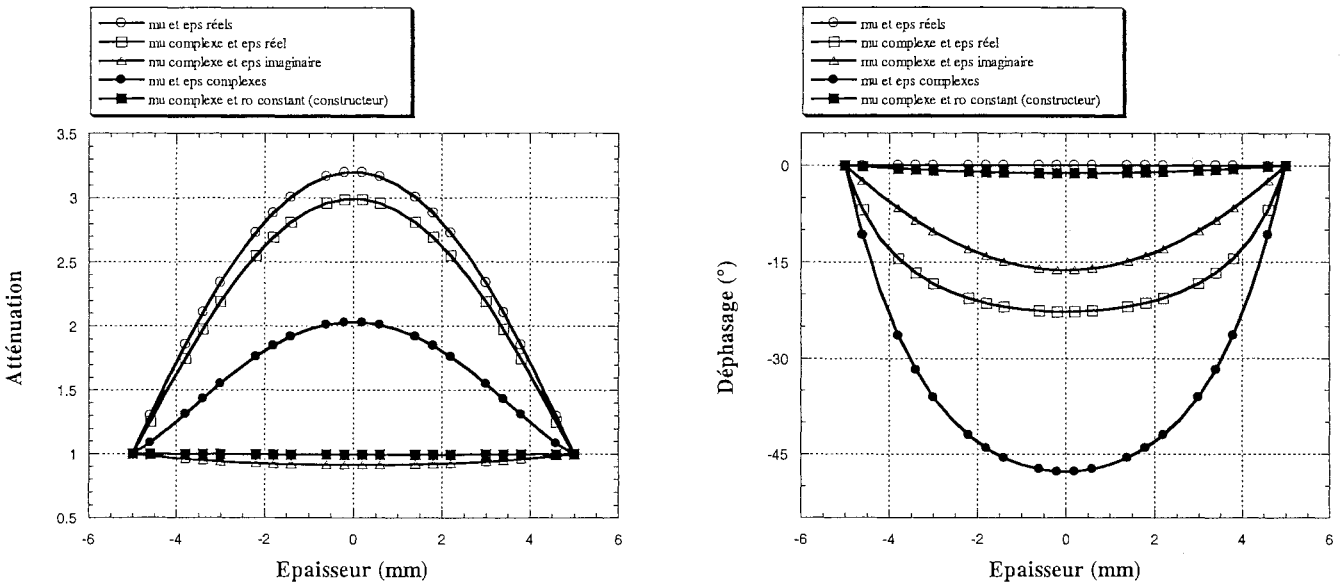


Fig. III.4 : Atténuations et déphasages au centre de la lame (1 cm) pour différents choix des propriétés du matériau

Les résultats de la figure III.5 entraînent les mêmes conclusions. On a représenté ici atténuation et déphasage du champ magnétique dans l'épaisseur de la lame (1 cm) à la fréquence de 950 kHz. Celle-ci correspond à un maximum du champ H lorsque le matériau est caractérisé complètement.



(a) *(b)*

Fig. III.5 : Atténuations et déphasages dans l'épaisseur de la lame (1 cm) à une fréquence donnée (950 kHz)

III.4. Longueur d'onde et profondeur de pénétration

Le vecteur d'onde (complexe) peut être décomposé comme suit :

$$k = \omega \sqrt{\bar{\mu}\,\bar{\varepsilon}}\,\frac{a}{2} = k' - j\,k'' = \frac{2\pi}{\lambda} - j\,\frac{1}{\delta}$$

λ est la longueur d'onde et δ la profondeur de pénétration de l'onde dans le matériau. Ces deux paramètres permettent de décrire, d'une autre manière, la propagation de l'onde électromagnétique dans la matière. Contrairement à ce qui se passe dans le vide, ces grandeurs dépendent de la fréquence, puisque perméabilité et permittivité varient avec elle. Dans le cas de la lame unidimensionnelle, il est alors intéressant d'étudier les phénomènes en fonction des deux rapports a/λ et a/δ.

Dans le cas où l'on omet les pertes ($\bar{\mu}$ et $\bar{\varepsilon}$ réels), la bosse a son maximum (Fig. III.4) à la fréquence f = 1,27 MHz. A cette fréquence on relève :

$$\begin{cases} \bar{\mu}_r = 2802 \\ \bar{\varepsilon}_r = 49270 \end{cases}$$

La longueur d'onde vaut alors :

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{\text{Ré}\left(\sqrt{\bar{\mu}_r\,\bar{\varepsilon}_r}\right)} \quad \text{avec} \quad \lambda_0 = \frac{v_c}{f} = \frac{2\pi\, v_c}{\omega} \quad \text{où} \quad v_c = 3.10^8\ \text{ms}^{-1} \text{ célérité de la lumière dans le vide}$$

A cette fréquence, on obtient ainsi, pour une lame de 1 cm d'épaisseur :

$$\lambda = 2{,}012 \text{ cm} \quad \text{soit} \quad \frac{a}{\lambda} = 0{,}497 \,\#\, \frac{1}{2} \quad \text{ou encore un déphasage de l'onde de} \quad \varphi = 2\pi\frac{a}{\lambda} = 3{,}123 \,\#\, \pi$$

Etant donné que ce milieu est plus réfringent que le milieu ambiant, un déphasage de π est ajouté au moment de la réflexion, si bien que les ondes de sens opposés sont en phase au centre de la lame. Cela explique la présence de la bosse observée. Si l'on considère le milieu dissipatif ($\bar{\mu}$ et $\bar{\varepsilon}$ possédant une partie imaginaire), cette bosse est atténuée et déplacée vers des fréquences plus basses. Dans ce cas, la netteté de l'apparition des modes propres dépend beaucoup de l'amortissement δ. Le calcul avec les données complètes à 950 kHz permet de bien s'en apercevoir :

$$\begin{cases} \bar{\mu}_r = 3005 - j\,653 \\ \bar{\varepsilon}_r = 52850 - j\,20210 \end{cases}$$

La longueur d'onde vaut dans ce cas :

$$\lambda = 2{,}500 \text{ cm} \quad \text{soit} \quad \frac{a}{\lambda} = 0{,}400 \quad \text{ou encore un déphasage} \quad \varphi = 2\pi\frac{a}{\lambda} = 2{,}514$$

IV. LES PERTES

IV.1. Calcul de la puissance échangée avec un matériau linéaire, homogène et isotrope

La puissance complexe P fournie à un système de volume V, limité par une surface fermée S, est égale au flux du vecteur de Poynting $\vec{R}$ à travers cette surface :

$$P = -\oiint_S \vec{R} \cdot d\vec{S} = -\iiint_V \operatorname{div}\vec{R}\, dV \qquad \text{avec} \qquad \vec{R} = \vec{E} \wedge \vec{H}^*$$

Une relation classique donne la divergence d'un produit vectoriel :

$$\operatorname{div}\vec{R} = \operatorname{div}\left(\vec{E} \wedge \vec{H}^*\right) = \vec{H}^* \cdot \operatorname{rot}\vec{E} - \vec{E} \cdot \operatorname{rot}\vec{H}^*$$

Et en revenant aux équations de Maxwell, nous obtenons :

$$\operatorname{div}\vec{R} = \vec{H}^* \cdot \left(-j\omega\,\bar{\mu}\,\vec{H}\right) - \vec{E} \cdot \left(j\omega\,\bar{\varepsilon}\,\vec{E}\right)^* = -j\omega\left(\bar{\mu}\left|\vec{H}\right|^2 - \bar{\varepsilon}^*\left|\vec{E}\right|^2\right)$$

Donc, la puissance complexe P pénétrant dans le volume V supposé contenir un matériau homogène s'écrit [Gardiol-87] :

$$P = j\omega \iiint_V \left(\bar{\mu} \left|\vec{H}\right|^2 - \bar{\varepsilon}^* \left|\vec{E}\right|^2 \right) dV$$

On écrit :

$$\begin{cases} \bar{\mu} = \mu' - j\mu'' \\ \bar{\varepsilon} = \varepsilon' - j\varepsilon'' \end{cases}$$

Soit :

$$P = \omega \iiint_V \left(\mu'' \left|\vec{H}\right|^2 + \varepsilon'' \left|\vec{E}\right|^2 \right) dV + j\omega \iiint_V \left(\mu' \left|\vec{H}\right|^2 - \varepsilon' \left|\vec{E}\right|^2 \right) dV$$

La partie réelle de cette puissance (puissance active) est la partie dissipée, alors que la partie imaginaire (puissance réactive) est échangée alternativement et temporairement stockée par le système sous forme d'énergie interne :

$$\begin{cases} P_a = \text{Ré}(P) = \omega \iiint_V \left(\mu'' \left|\vec{H}\right|^2 + \varepsilon'' \left|\vec{E}\right|^2 \right) dV \\ P_r = \text{Im}(P) = 2\omega \iiint_V \left(\frac{\mu'}{2} \left|\vec{H}\right|^2 - \frac{\varepsilon'}{2} \left|\vec{E}\right|^2 \right) dV \end{cases}$$

Dans le cas d'une onde plane, comme celle circulant dans la lame, il n'y a à intégrer que sur la coordonnée x. L'expression de la puissance active permet d'évaluer séparément les pertes magnétiques et électriques :

$$\begin{cases} P_a^{magn} = \omega b c \mu'' \int_{-\frac{a}{2}}^{+\frac{a}{2}} \left|\vec{H}\right|^2 dx \\ P_a^{élec} = \omega b c \varepsilon'' \int_{-\frac{a}{2}}^{+\frac{a}{2}} \left|\vec{E}\right|^2 dx \end{cases}$$

VI.2. Exemple de calcul 1D

Ces dernières expressions rendent possible le calcul de la puissance dissipée dans la lame de la figure III.1. Nous avons choisi de conserver à toute fréquence une tension d'alimentation constante (1 V_{eff}). L'induction dans le matériau ne restera donc pas la même ; il aurait fallu, pour la maintenir constante, conserver un courant d'excitation constant. Un fonctionnement à tension constante permet en revanche d'être proche des conditions rencontrées, aussi bien au cours des tests, que dans certaines applications. La figure IV.1 compare les pertes calculées en utilisant les différents jeux de caractéristiques physiques du matériau.

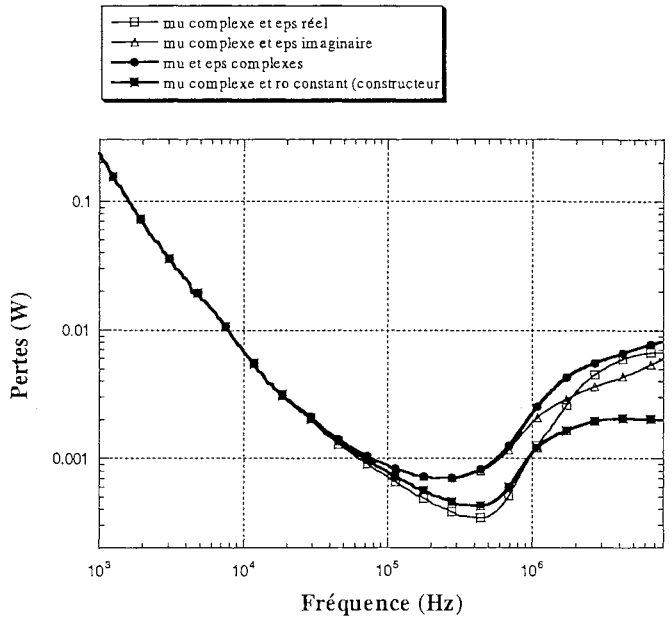


Fig. IV.1 : Pertes à tension d'alimentation constante pour différentes définitions des propriétés du matériau

Les deux courbes en gras comparent les pertes totales, calculées soit avec nos données originales, soit avec les données constructeur. On s'aperçoit que l'utilisation de ces dernières sous-estime gravement les dissipations dans le matériau en haute fréquence ; l'écart devient supérieur à 10% dès 100 kHz, pour atteindre plus de 50% à 1 MHz (Fig. IV.2) ! Les deux autres courbes, en traits plus fins, permettent d'évaluer l'influence des paramètres diélectriques (ε_r' et ε_r'') du matériau sur les pertes en haute fréquence.

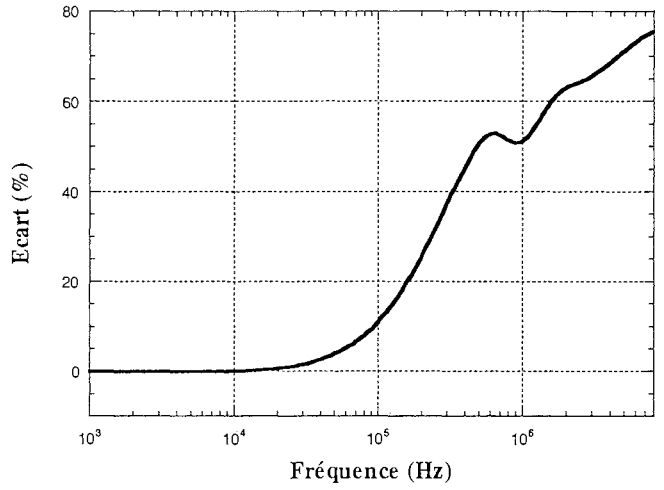


Fig. IV.2 : Ecart entre les pertes estimées à partir de la méthode originale de caractérisation et des données constructeur

Les courbes de la figure IV.3 reprennent ce calcul en séparant les pertes magnétiques (P_{magn}) et électriques ($P_{élec}$). L'écart sur la perméabilité, entre celle issue de notre caractérisation et celle donnée par la méthode standard, conduit à un taux de pertes magnétiques différent à partir du MHz (Fig. IV.3.(a)). Mais c'est surtout sur les pertes de nature électrique que la plus grande différence apparaît (Fig. IV.3.(b)). L'utilisation d'une résistivité constante (cas constructeur) se traduit par un

taux de pertes électriques constant sur toute la plage de fréquence, égal à celui observé en basse fréquence. En revanche, la prise en compte d'une permittivité complexe dépendant de la fréquence, traduit correctement l'augmentation des pertes par effet Joule avec la fréquence (partie ε_r" de $\bar{\varepsilon}$). Notons enfin que la présence d'une permittivité réelle (partie ε_r' de $\bar{\varepsilon}$) n'influe pas beaucoup sur la répartition des pertes électriques, mais elle entraîne un net renforcement des pertes magnétiques. Cela est particulièrement bien visible sur la décade 400 kHz - 10 MHz.

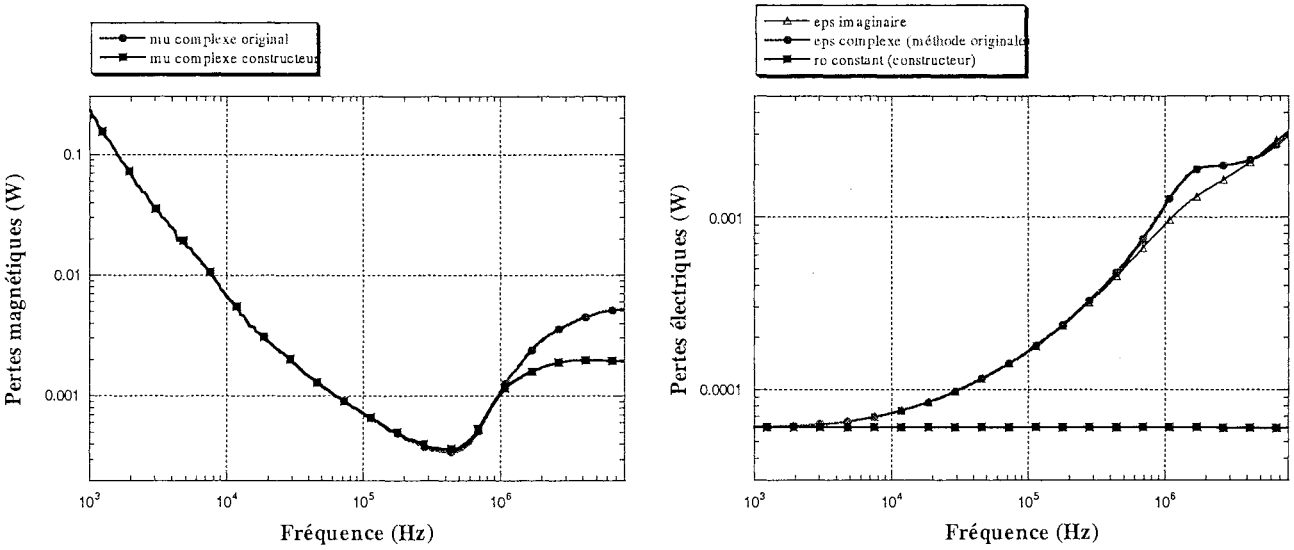


Fig. IV.3 : Pertes magnétiques et électriques dans la lame (1 cm) à tension d'alimentation constante (comparaison méthode originale / données constructeur)

IV.3. Remarque

Pour finir, notons que ces développements pourraient être menés en 2D, sans changement fondamental, si une propagation supplémentaire pouvait intervenir suivant la direction axiale. Les formules mathématiques nécessaires à ces calculs sont données à l'annexe 5. Le traitement numérique est en revanche nettement plus lourd dans la mesure où, en plus des points en fréquence, interviennent deux directions de l'espace suivant lesquelles il faut intégrer les champs pour accéder aux pertes. Si l'on souhaite ne pas dérouler le tore, cela complique encore davantage l'étude, puisque vont apparaître des fonctions de Bessel et de Neumann. Rappelons que nous avons cherché à éviter ces situations pour pouvoir inverser les relations $\bar{\mu} = h_1(ZB,ZE)$ et $\bar{\varepsilon} = h_2(ZB,ZE)$.

V. INTRODUCTION DES DONNEES EN SIMULATION

V.1. Première approche

Afin de simplifier l'introduction des données complexes $\bar{\mu}$ et $\bar{\varepsilon}$ dans les logiciels de simulation, que ce soit à base de calcul analytique ou de résolution par éléments finis, il nous a semblé utile

d'essayer d'approcher les variations fréquentielles de ces paramètres par des fonctions de transfert. L'allure de ces courbes peut être rapprochée de celles de modèles simples pour la perméabilité et la permittivité d'un noyau de ferrite [Blache-95/2]. La résistivité globale qui résulte de la structure granulaire du ferrite est élevée (plusieurs Ωm), mais la permittivité qui résulte de la très faible épaisseur d'isolant entre les grains l'est également (ε_r' d'environ 10^5). Pour évaluer l'incidence des courants capacitifs sur les observations et les mesures standard, on peut proposer la loi de variation suivante :

$$\bar{\varepsilon} = \varepsilon_0 \left(1 + \varepsilon_r' \frac{1}{1 + j\frac{f}{f_\varepsilon}} + \frac{1}{j\rho\varepsilon_0\omega} \right)$$

Le premier terme suppose une diminution de la permittivité relative (ε_r') à partir de f_ε (de l'ordre du MHz), celle-ci pouvant être due à la résistance série de la capacité. Le second terme rend compte des courants de fuite passant grâce à la résistivité globale (ρ). Pour la perméabilité, on peut admettre un filtrage passe-bas du premier ordre de fréquence de coupure f_μ (autour du MHz), la perméabilité relative basse fréquence étant assimilée à μ_r' :

$$\bar{\mu} = \mu_0 \left(1 + \mu_r' \frac{1}{1 + j\frac{f}{f_\mu}} \right)$$

Le 1 ajouté aux deux expressions initiales de $\bar{\mu}$ et $\bar{\varepsilon}$ évite que ces grandeurs ne deviennent inférieures à 1, ce qui ne serait pas physique et pourrait mener à des vitesses de propagation supérieure à v_c (vitesse de la lumière). Cet ajout n'intervient qu'en très haute fréquence.

V.2. Une identification réaliste

Ces premières approximations, bien que basées sur une description des phénomènes par une théorie simple, ne permettent malheureusement pas de suivre avec une précision suffisante les variations observées de $\bar{\mu}$ et $\bar{\varepsilon}$ avec la fréquence. Comme l'allure des courbes obtenues expérimentalement demeure relativement simple, ce travail d'identification peut être mené intuitivement. Nous proposons les fonctions de transfert suivantes pour le matériau N27 de chez Siemens [Siemens-91] :

$$\bar{\mu} = \mu_0 \left(1 + \mu_r' \frac{1}{\left(1 + j\frac{f}{f_\mu}\right)^2} \right) \qquad \text{avec} \qquad \mu_r' = 4600 \quad \text{et} \quad f_\mu = 720 \text{ kHz}$$

$$\bar{\varepsilon} = \varepsilon_0 \left(1 + \frac{k}{2\pi j f} \frac{1 + j\frac{f}{f_{\varepsilon 1}}}{1 + j\frac{f}{f_{\varepsilon 2}}} \right) \qquad \text{avec} \qquad \frac{k}{2\pi} = 7{,}5 \text{ GHz} \quad \text{et} \quad f_{\varepsilon 1} = 75 \text{ kHz}, f_{\varepsilon 2} = 1 \text{ MHz}$$

Les constantes μ_r', k, f_μ, $f_{\varepsilon 1}$ et $f_{\varepsilon 2}$ sont directement calculées d'après l'allure des courbes de $\bar{\mu}$ et $\bar{\varepsilon}$ que l'on utilise en représentation module-phase. Il s'agit en fait simplement de relever les gains et les fréquences de coupure. La figure V.1 permet de comparer les courbes relatives à ces expressions avec celles issues de la mesure.

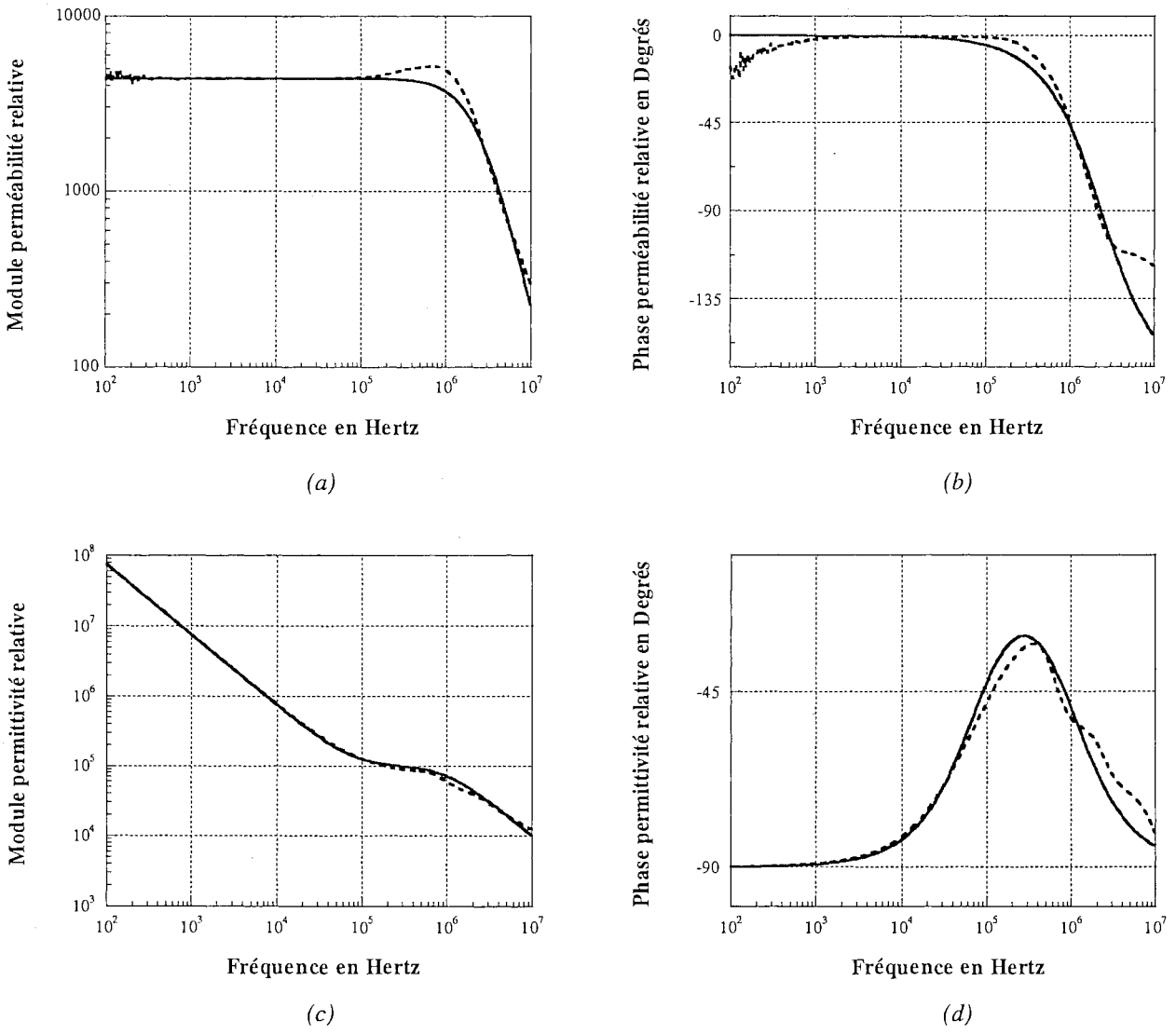


Fig. V.1 : Fonctions de transfert équivalentes aux propriétés complexes (Siemens N27)

On constate que cette représentation des paramètres caractéristiques du matériau ramène à 5 constantes le nombre de données à introduire dans le logiciel de simulation pour étudier des ferrites depuis le continu jusqu'à presque 10 MHz. Pour le moment, l'utilisation d'un programme spécifique d'identification pour trouver des fonctions de transfert ne nous a apporté aucun avantage décisif. On obtient une bonne approche de la perméabilité avec 2 pôles et 1 zéro, alors que pour modéliser la permittivité, il est nécessaire de porter à 3 le nombre de pôles et de zéros. Les

diagrammes de Bode relatifs aux fonctions ainsi définies, dont la seule justification est mathématique, ne sont pas superposés ici aux résultats précédents, car ils n'apportent rien de plus.

VI. RETOUR AU SCHEMA EQUIVALENT D'UN COMPOSANT BOBINE

VI.1. Amélioration de la représentation inductive

En nous appuyant sur des observations expérimentales, nous avons déjà proposé d'améliorer la représentation des pertes dans les noyaux en ferrite, en remplaçant la résistance unique R_0 par l'ensemble R_1, R_2 et C_2 (Fig. VI.1) [Laveuve-90, Schellmanns-97]. Pour justifier cet ajout, il est certain que la caractérisation du matériau par sa seule perméabilité, fut-elle complexe, doit être dépassée.

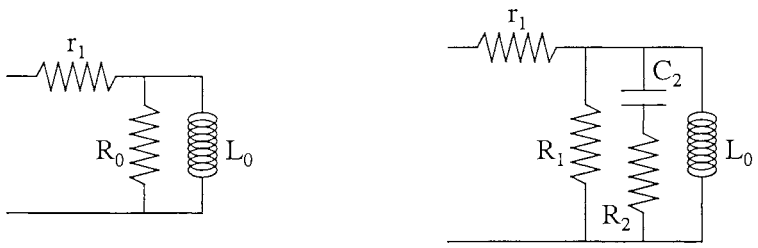


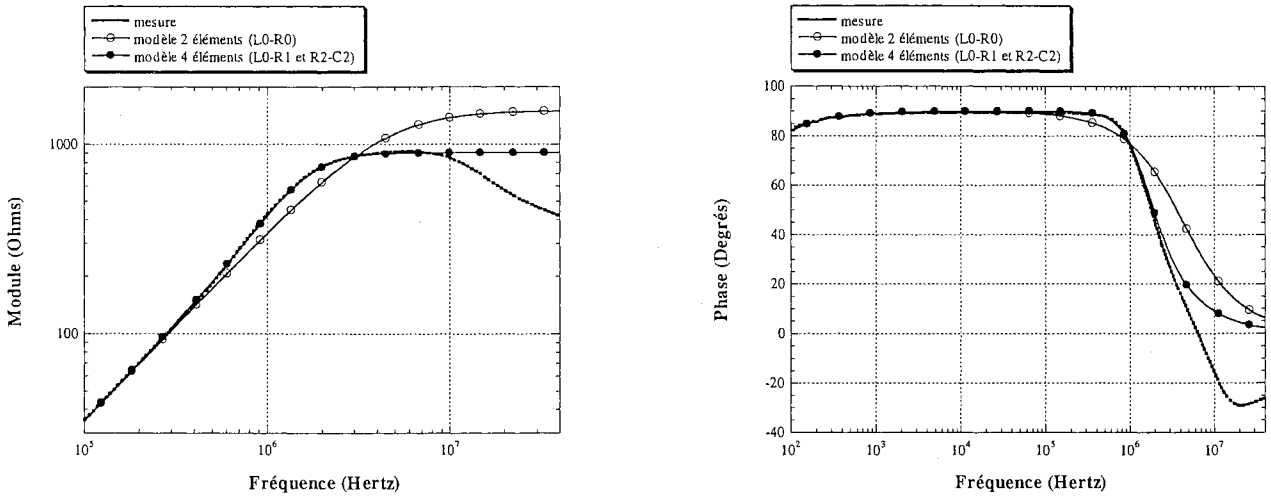
Fig. VI.1 : Les pertes des noyaux en ferrite incluent celles associées au passage, dans les grains, des courants qui traversent capacitivement le liant

La résistance r_1 représente la résistance du bobinage, la bobine L_0 son inductance. Sur le premier schéma R_0 englobe l'ensemble des pertes (magnétiques et électriques) ; c'est la représentation usuelle, qui consiste à supposer, pour une tension d'alimentation donnée, que les pertes "fer" demeurent indépendantes de la fréquence. La capacité C_2 du second circuit permet de tenir compte du caractère diélectrique du matériau ; associée à la résistance de fuite R_2, elle permet de majorer les pertes en haute fréquence. R_1 inclut toujours dans ce cas les deux types de pertes (magnétiques et électriques). Notons que pour un circuit magnétique en tôle, ou possédant un entrefer important, il est judicieux de scinder l'inductance L_0 en la remplaçant par des cellules L-R parallèles associées en série. Cette décomposition, identique à celle utilisée pour traduire les effets des courants de Foucault dans le cuivre des bobinages (voir le chapitre I), permet de suivre fidèlement son évolution avec la fréquence, tout comme celle de R_0 ou de R_1 [Keradec-92, Fouassier-98/3].

Nous présentons à la figure VI.2 l'écart entre la mesure de l'impédance d'un bobinage réalisé sur un tore en ferrite et sa modélisation par les deux schémas équivalents respectivement donnés ci-dessus. Les paramètres sont identifiés comme suit :

$r_1 = 5\ m\Omega$ $L_0 = 55\ \mu H$ $R_0 = 1{,}5\ k\Omega$

$R_1 = 10\ k\Omega$ $R_2 = 900\ \Omega$ $C_2 = 170\ pF$



(a) *(b)*

Fig. VI.2 : Comparaison mesure / modèles d'une inductance

L'inductance L_0 est mesurée en basse fréquence et la résistance R_0 est proche de celle obtenue à la fréquence de résonance (Fig. VI.2.(a)). Pour le second circuit, il est possible d'estimer les trois autres paramètres (R_1, R_2 et C_2) à partir de l'impédance mesurée. Ce modèle peut en effet être donné en tant que fonction de transfert et, en utilisant cette expression, les paramètres sont adaptés pour obtenir la meilleure approximation. La résistance r_1 est mesurée en continu. Avec les paramètres ainsi définis, le modèle standard (R_0 et L_0) permet de suivre l'impédance mesurée jusqu'aux alentours de 100 kHz ; l'apport des éléments R_2 et C_2 repousse cette limite jusqu'à quelques MHz (Fig. VI.2.(b)).

VI.2. Augmentation du nombre de cellules

Comme c'était le cas, au chapitre I, pour la modélisation des bobinages en haute fréquence (cellules l-r), l'augmentation du nombre de cellules R-C permet d'améliorer la précision du modèle. L'utilisation d'une cellule supplémentaire (Fig. VI.3) conduit aux écarts de la figure VI.4.

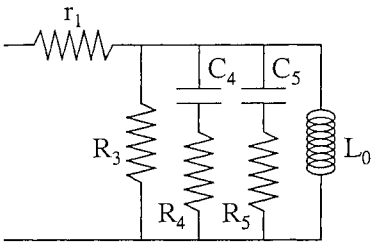


Fig. VI.3 : Amélioration de la représentation des pertes "fer" en augmentant le nombre de cellules

$r_1 = 5\ m\Omega$ $L_0 = 55\ \mu H$ $R_3 = 10\ k\Omega$ $R_4 = 950\ \Omega$ $C_4 = 175\ pF$

$R_5 = 450\ \Omega$ $C_5 = 8\ pF$

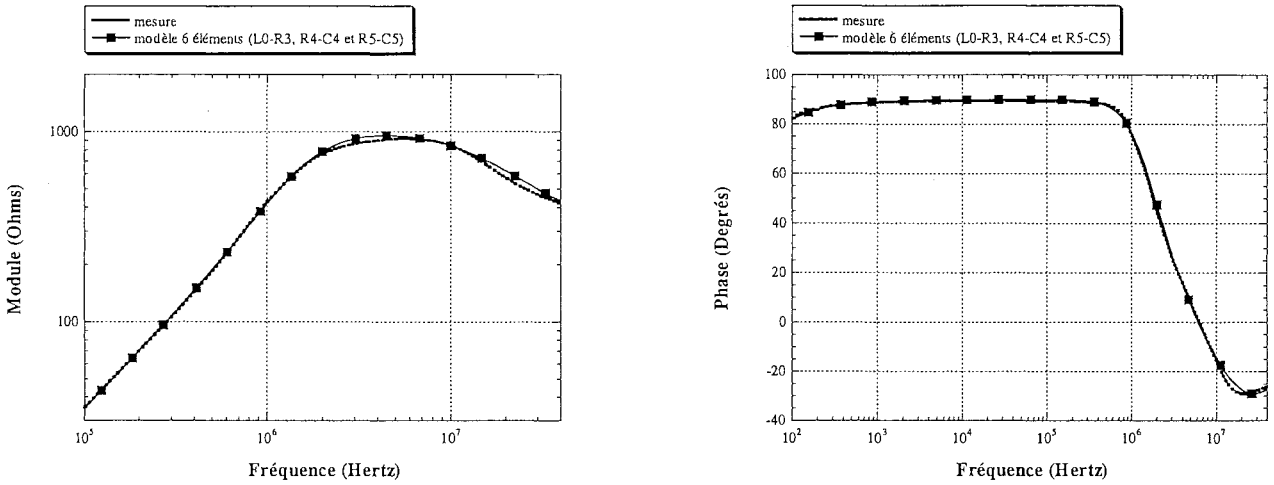


Fig. VI.4 : Comparaison mesure / modèle d'une inductance (modèle augmenté)

Cette fois, le modèle présente une précision correcte jusqu'à 10 MHz. Les deux cellules introduites sont fortement découplées puisque leurs fréquences de coupure sont séparées par plus d'une décade (respectivement 960 kHz et 44 MHz). La précision de ce modèle peut être améliorée à l'infini en augmentant encore le nombre de cellules.

VI.3. Perspective

Nous avons vu comment, empiriquement, améliorer la représentation du comportement d'une inductance réalisée sur un noyau en ferrite. Le modèle associé doit comporter un nombre suffisant de cellules pour prétendre à une précision suffisante. Ces cellules n'ont cependant pas été ajoutées au hasard. Elles font intervenir des résistances et des capacités supplémentaires qui traduisent des phénomènes physiques comme le caractère diélectrique du matériau (capacité entre les grains, conduction du grain lui-même). Pour observer cela, il faut impérativement réaliser un bobinage dont les capacités parasites n'interviennent pas sur la plage fréquentielle observée (jusqu'à 40 MHz).

Nous essayons actuellement de relier directement, par des raisonnements physiques, les valeurs des éléments localisés (L, R et C) du schéma équivalent aux paramètres complexes $\bar{\mu}$ et $\bar{\varepsilon}$. Cette analyse permettrait de savoir, à partir de la caractérisation du matériau, comment représenter les pertes "fer" du composant jusqu'en haute fréquence. C'est un moyen pour affiner le schéma équivalent que l'on attribue aux composants magnétiques et dont la partie parallèle n'est pas, actuellement, suffisamment détaillée pour traduire tous les phénomènes, surtout au-delà de quelques centaines de kHz (cf. chapitre I). Cela demande de compléter les données constructeur, tant en fonction de la fréquence, qu'en fonction de la température (cf. paragraphe suivant), pour mieux modéliser ou prédire le fonctionnement d'un composant.

En résumé, cette démarche consiste à s'appuyer sur des fonctions de transfert aussi précises que possible pour représenter perméabilité et permittivité complexes avec la fréquence, en vue d'établir un développement limité de l'impédance théorique équivalente à la mesure. Ce développement peut se présenter comme une fraction rationnelle de la variable de Laplace $p = j\omega$. On calcule par

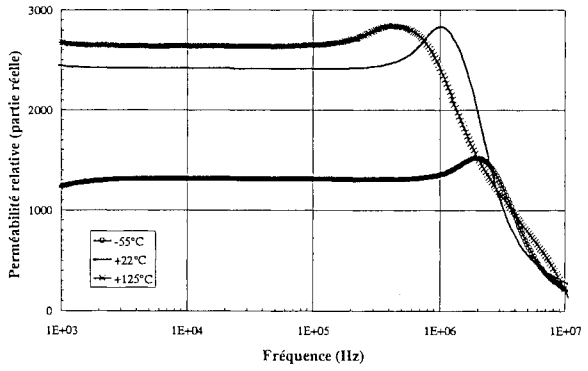
ailleurs, pour un nombre donné de cellules, l'impédance électrique du schéma équivalent. Cette expression sert ensuite de guide à l'élaboration d'un circuit à constantes localisées. Un compromis entre le nombre de cellules nécessaires et la précision visée doit être recherché en permanence.

VII. MESURES EN TEMPERATURE

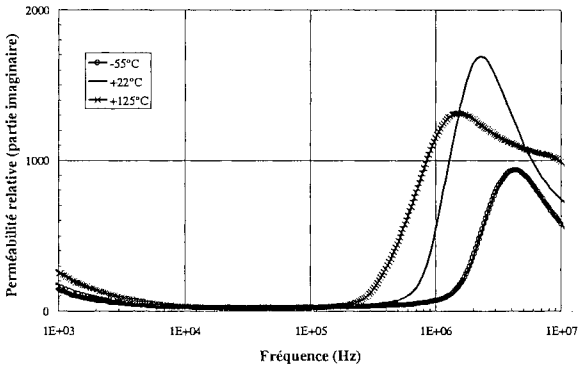
VII.1. Présentation

Le 3F3 de Philips est un matériau moderne à très faibles pertes, réservé aux applications haute fréquence de l'Electronique de Puissance. Notre caractérisation nous a déjà permis d'en donner les propriétés physiques complexes $\overline{\mu}$ et $\overline{\varepsilon}$ à toute fréquence (Fig. II.1). Il est néanmoins intéressant de connaître ces paramètres à d'autres températures que la température ambiante, en particulier, aux températures extrêmes de fonctionnement du composant (–55°C et +125°C).

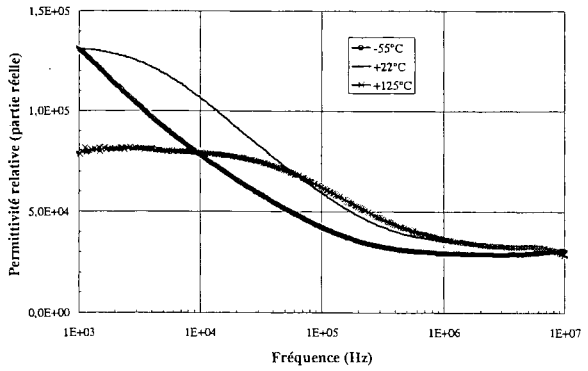
D'un point de vue pratique, les mesures de ZB et ZE, définies au chapitre IV, sont réalisées de façon identique sur le même échantillon torique mais, cette fois, l'échantillon est placé dans une étuve. La connectique de liaison jusqu'à l'analyseur d'impédance HP4194A (4 x 1 m de câble) permet de couvrir la plage de fréquence 100 Hz - 15 MHz (nos données ne sont de toute façon annoncées que jusqu'à 8 MHz...). Pour chaque mesure, à froid ou à chaud, on s'assure de la réversibilité de l'opération en renouvelant l'acquisition à la température ambiante, qui demeure la référence.



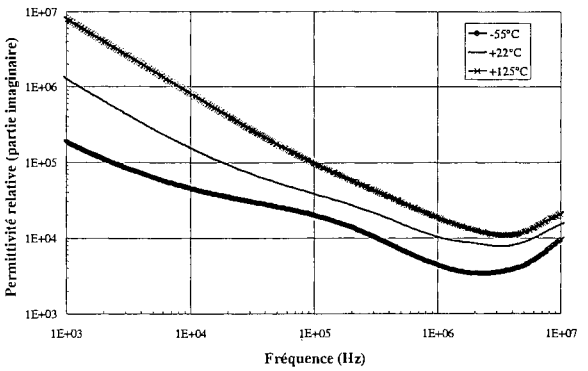
(a1)



(b1)



(a2)



(b2)

Fig. VII.1 : Propriétés du 3F3 (Philips) avec la température

VII.2. Résultats

Les données obtenues pour $\bar{\mu}$ et $\bar{\varepsilon}$, aux trois températures -55°C, +22°C (température ambiante) et +125°C, sont illustrées par la figure VII.1. Les deux températures extrêmes ont été choisies identiques à celles des marchés de l'aéronautique et du spatial.

Pour la perméabilité, la partie réelle (μ_r') augmente avec la température (Fig. VII.1.(a1)), conformément à l'abaque constructeur [Philips-98] tracé jusqu'à la température de Curie (T_C). Les pertes magnétiques (μ_r'') augmentent également avec la température (Fig. VII.1.(b1)), et interviennent d'autant plus bas en fréquence que la température est élevée [Cagan-84]. Pour la permittivité, le plateau basse fréquence de la partie réelle (ε_r') chute avec la température (Fig. VII.1.(a2)), tout comme la partie imaginaire décroissante (ε_r''). Cette dernière diminution (Fig. VII.1.(b2)) permet de chiffrer le caractère semi-conducteur du ferrite par un coefficient de température négatif α, qui chiffre la baisse de résistivité avec la température ; on trouve pour le 3F3 [Boucetta-92, Boucetta-94] : $\alpha \# -0.015\ °C^{-1}$.

VII.3. Phénomène de désaccommodation

Un phénomène supplémentaire apparaît lors de la mesure, en étuve, de l'impédance ZB. Ce dernier est nommé "phénomène de désaccommodation" par Philips [Philips-98]. Il s'agit d'une variation spéciale de la perméabilité qui intervient après une forte augmentation de la température du matériau. Philips décrit ce phénomène, qui fait suite à une forte perturbation thermique, en disant que la très rapide augmentation de la perméabilité est suivie d'une décroissance beaucoup plus lente (annoncée proportionnelle au logarithme du temps). Nous avons effectivement constaté ce phénomène en pratique (Fig.VII.2).

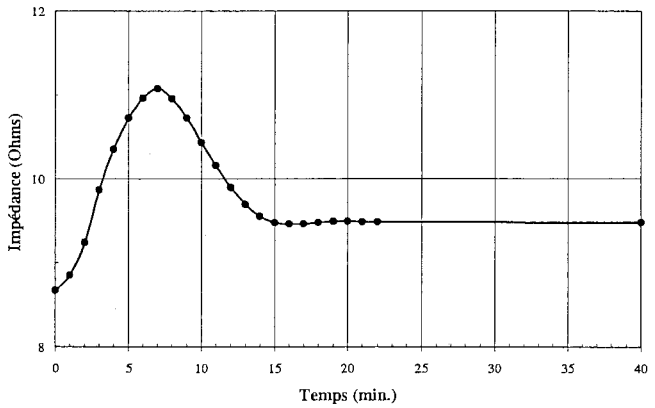


Fig. VII.2 : Evolution de l'impédance ZB avec le temps (50,6 kHz) provoquée par une augmentation brutale de la température ambiante

L'étuve, initialement à la température ambiante (22°C), contient l'échantillon de ferrite entouré de 8 spires correctement disposées pour permettre la mesure de ZB. Le module de cette impédance vaut 8,67 Ω à 50,6 kHz, fréquence que nous garderons pour ces observations. On programme alors l'étuve pour obtenir une température finale de 125°C. Le module de ZB augmente, tout d'abord très vite, pour atteindre une valeur maximum avant de décroître. Lorsque la température vaut 65°C, il

est au maximum (au bout de 7 min, durée qui dépend de la régulation de chauffe). Les 100°C sont atteints au bout de 13 min ; les 125°C au bout de 16 min. Dès 15 min, le module de ZB se stabilise à sa valeur finale (faible rebond dû à la régulation ?). C'est donc uniquement après ce laps de temps que l'on peut se permettre d'effectuer le relevé de ZB.

Comme pour toute expérimentation en température variable, ces observations incitent à la prudence quant aux durées à attendre pour stabiliser à la fois la température de l'étuve et celle de l'échantillon, et pour éviter toute dégénérescence de son comportement suite à une perturbation thermique. Quoi qu'il en soit, la connaissance de l'ordre de grandeur des paramètres $\overline{\mu}$ et $\overline{\varepsilon}$ pour les températures extrêmes de fonctionnement du composant (-55°C et +125°C) permet d'avoir une idée de son comportement pour une utilisation à une fréquence donnée et une température comprise entre ces limites. Malgré l'imperfection de ces données, elles sont déjà très utiles pour la conception et le dimensionnement des produits.

VIII. CONCLUSION

La connaissance des caractéristiques du matériau permet d'étudier son comportement et, éventuellement, de le prédire. Ces données doivent demeurer fiables et précises sur toute la plage de fréquence où le composant est censé fonctionner, afin de ne pas conduire à des résultats faussés par l'utilisation de paramètres erronés ou incomplets. Pour les ferrites de l'Electronique de Puissance (MnZn), la méthode de caractérisation présentée au chapitre IV permet d'aller plus loin que les données fournies par le constructeur. L'introduction des paramètres complexes issus de cette caractérisation originale (perméabilité et permittivité) permet en effet de rendre compte de tous les phénomènes qui interviennent lorsque la fréquence augmente, notamment des effets diélectriques du matériau (permittivité réelle, diminution de la résistivité avec la fréquence), ce que les méthodes standards sont incapables de justifier.

Ces écarts sont déjà observables sur les courbes de perméabilité et de permittivité en fonction de la fréquence. Pour la perméabilité complexe, l'utilisation des abaques standards, dont l'établissement repose sur l'hypothèse magnétostatique supposant l'induction uniforme à toutes les fréquences, aboutit à des paramètres qui ne sont pas purement magnétiques. En effet, des courants de Foucault importants se développant dans le matériau dès quelques dizaines de kHz, ces paramètres englobent nécessairement ce phénomène, puisque la caractérisation classique est basée sur une unique mesure d'inductance. Pour la permittivité, aucune courbe n'est donnée par le fabriquant ; seule la résistivité du matériau en continu est généralement indiquée. On saisit bien ici l'apport de notre nouvelle démarche, qui fournit des données magnétiques réalistes et qui renseigne complètement sur la conduction des ferrites.

La connaissance des propriétés physiques du matériau permet, en particulier, de calculer le champ électromagnétique dans le milieu et d'estimer les dissipations. L'utilisation des formules proposées dans ce mémoire (dans des hypothèses 1D ou 2D) permet de tracer le profil du champ dans l'épaisseur d'un tore en ferrite. L'introduction de données partielles ou complètes pour la perméabilité et la permittivité a montré l'influence de ces paramètres sur la modélisation de son

comportement fréquentiel. La prise en compte d'une partie réelle pour la permittivité conduit à l'apparition d'un renforcement du champ lorsque la longueur d'onde est proche du double de l'épaisseur. Cette bosse se déplace vers des fréquences plus basses lorsque les échantillons grossissent. Nous savons également qu'un caractère plus ou moins dissipatif du milieu joue sur la netteté de l'apparition de ce mode propre. La prise en compte d'une résistivité qui diminue avec la fréquence (intervention des pertes diélectriques), comme pour un effet de peau, creuse quant à elle davantage le profil en haute fréquence. En aucun cas les données constructeur ne sont capables de refléter de tels comportements.

La même étude, appliquée au calcul des pertes dans le composant, indique que c'est essentiellement la variation de la résistivité du matériau qui conditionne des pertes supplémentaires en haute fréquence. Le caractère diélectrique du ferrite peut également, pour des tores de section importante, influencer la répartition des pertes électriques à partir de fréquences qui peuvent être très proches des fréquences de fonctionnement du composant. Là encore, les données constructeur sont critiquables, puisqu'elles conduisent généralement à sous-estimer les pertes pour les fréquences où ces phénomènes interviennent.

Dès qu'elles sont correctement mesurées, les données perméabilité et permittivité complexes peuvent être approchées par des fonctions de transfert simples, dépendant d'un nombre très réduit de paramètres, et suffisamment précises sur une large plage de fréquence (du continu à plusieurs dizaines de MHz). Cette équivalence permet une introduction rapide des données dans les logiciels de simulation électromagnétique par éléments finis (tel FLUX3D®) ou lors de calculs analytiques complexes (champ et pertes en 2D...). L'utilisation de programmes d'identification automatique peut sans doute simplifier la recherche de ces fonctions de transfert mais, au vu des courbes initiales, l'appel à ces outils est pour le moment superflu.

Une meilleure connaissance des ferrites qui équipent les circuits magnétiques des composants bobinés haute fréquence permet également de préciser le schéma équivalent qu'on peut leur associer. Le caractère diélectrique de ces matériaux incite à revoir la représentation habituelle inductance magnétisante - résistance de pertes "fer". L'ajout d'une capacité, avec sa résistance série en parallèle sur ce premier modèle, permet de gagner au moins une décade sur la validité du circuit équivalent. Le fractionnement de cette cellule en plusieurs éléments R-C placés en parallèle permet d'aller encore plus loin. Après cette approche semi-empirique, le nouvel objectif consisterait à relier directement les valeurs des éléments discrets (R, L et C) aux paramètres perméabilité et permittivité complexes. La seule connaissance des données physiques du matériau permettrait ainsi de combler, par un schéma équivalent plus complet, les lacunes de la modélisation actuelle.

Enfin, l'exploitation, à différentes températures, de notre caractérisation permet à la fois d'obtenir des abaques complets en fréquence et température, et de fixer les limites de variations des paramètres déduits pour une utilisation donnée du composant. La connaissance, à toute fréquence, des propriétés physiques du matériau, aux températures extrêmes de fonctionnement du produit (typiquement -55°C et +125°C pour les produits de faible puissance comme dans le domaine du spatial), renseigne déjà énormément sur l'évolution de son comportement pour une utilisation à température autre que la température ambiante, ou lors d'échauffements importants.

- CONCLUSION GENERALE -

Les travaux présentés dans ce mémoire ont permis, en partenariat avec la société MicroSpire, d'acquérir une meilleure connaissance des composants magnétiques.

Les résultats dont nous sommes partis résidaient dans l'établissement de circuits équivalents à constantes localisées et dans la méthode conduisant à la détermination de tous leurs paramètres caractéristiques. Ils permettent de simuler le comportement électrique du composant sur une suffisamment large plage de fréquence pour permettre d'envisager sereinement des simulations en régime non sinusoïdal. La caractérisation expérimentale, dont ces circuits sont issus, repose uniquement sur des mesures d'impédances extérieures au composant : celui-ci est abordé comme une "boîte noire", sans aucune considération sur sa géométrie ou son procédé de fabrication. La philosophie de nos travaux, comme des travaux précédents, suppose que tous les matériaux sont homogènes et isotropes, et que leur comportement demeure linéaire et stationnaire.

La recherche de modèles de plus en plus précis pour répondre à l'augmentation sensible des fréquences au sein des convertisseurs statiques nous a poussé à perfectionner le circuit équivalent représentatif du comportement des composants bobinés. Deux points ont été approfondis dans cette optique : l'aspect magnétodynamique, en précisant davantage les cellules qui modélisent les courants de Foucault dans les enroulements en haute fréquence, et la détermination des capacités parasites, en vue des études sur la CEM conduite. Les réflexions mathématiques initiées dans ce but sont très enrichissantes et permettent de disposer de modèles plus simples à caractériser et plus précis.

L'objectif final de ces caractérisations est de réussir à prédire les défaillances d'un composant à partir de simulations uniquement, sans faire aucun essai en environnement réel. Le temps gagné dans cette démarche est considérable pour un industriel qui pourrait alors réduire les tests de cyclage en étuve, ou le nombre de prototypes détruits pour réussir à jauger le courant maximum admissible. D'un point de vue pratique, le prolongement des travaux antérieurs de modélisation nous a permis d'aboutir à une caractérisation plus complète et, donc, à une plus grande fiabilité des prévisions issues de la simulation électrique. Aujourd'hui, pour affiner la maîtrise technologique des produits magnétiques, la compréhension de leur comportement thermique est devenue primordiale.

Avant de pouvoir avoir accès à la carte des températures dans un composant en fonctionnement, il faut déjà bien comprendre ses évolutions lorsque celui-ci passe d'une température homogène à une autre. L'utilisation d'un prototype de transformateur à deux enroulements judicieusement choisi nous a permis, après caractérisation à la température ambiante puis à 100°C, de mettre en avant les paramètres les plus sensibles à cette augmentation de température. La possibilité de prédire le comportement du composant à toute température à partir de son modèle à la température ambiante uniquement a été discuté. Si les cellules qui représentent les courants de Foucault dans les bobinages en haute fréquence sont suffisamment nombreuses et bien paramétrées, l'évolution des bobinages peut être prédite avec une très grande précision. On ne peut malheureusement pas en dire autant en ce qui concerne les éléments magnétiques du composant, dans la mesure où les données des fournisseurs de ferrites sont généralement très insuffisantes pour envisager la moindre prédiction réaliste. Les isolants, quant à eux, (vernis, résine, scotch...) sont autant d'éléments qui font d'un composant magnétique un ensemble hétérogène mais, heureusement, ils ne présentent pas de variations sensibles avec la température.

Les résistances placées sur le schéma équivalent pour représenter les pertes dans le composant apportent déjà une idée très concrète des puissances dissipées dans son volume et des endroits où elles prennent naissance. Ces résistances ont été validées par calorimétrie pour la partie série (pertes "cuivre") à la température ambiante (22°C). Ces résultats de mesure directe des échauffements valident de façon remarquable la mesure électrique. La conception propre du calorimètre et le cahier des charges du prototype utilisé n'ont par contre pas permis de mener d'essais sur le transformateur à vide (pertes "fer"), ni à d'autres températures. Les améliorations à poursuivre dans ce but, tant au niveau du calorimètre que du prototype, ont été explicitées.

Une fois validés, les éléments résistifs du circuit équivalent permettent d'estimer les pertes et le rendement du composant pour des excitations et des charges quelconques. Dans tous les cas de figures, l'utilisation d'un logiciel de simulation électronique (PSpice®) permet ces calculs sans aucune mesure complémentaire. La comparaison des résultats de simulation à ceux des essais calorimétriques nous a permis de quantifier directement la précision des paramètres résistifs du schéma. Pour des formes d'onde classiques (sinus, triangle, carré), nous avons pu estimer et comparer les pertes dans le composant à vide, en court-circuit et pour différentes valeurs usuelles (mesure, télécommunications, spatial) de charge résistive (50 Ω, 600 Ω, 10 kΩ). Dans chaque cas, nous avons également présenté la répartition des pertes de chaque type et tracé le rendement.

En vue de répondre à l'absence de données complètes et réalistes de la part des fournisseurs, la connaissance du comportement des ferrites MnZn qui équipent les noyaux des composants haute fréquence a progressé nettement grâce à l'apport d'une nouvelle méthode de caractérisation des matériaux magnétiques. Contrairement aux méthodes normalisées, cette méthode, basée sur la mesure de deux impédances électriques complémentaires, permet d'accéder, à toute fréquence, aux données perméabilité et permittivité complexes au moyen de relations analytiques simples, et ce, sans faire aucune hypothèse sur les variations fréquentielles des paramètres recherchés. La méthode fournit des grandeurs applicables à tout circuit magnétique, quelle que soit sa forme, et elle rend compte de tous les phénomènes physiques qui prennent naissance dans le matériau lorsque la fréquence augmente, notamment du comportement capacitif que l'on observe dans les ferrites dès quelques dizaines de kHz. Pour des tores suffisamment fins, afin de s'affranchir des phénomènes de propagation dans la direction axiale (résonances dimensionnelles suivant la hauteur) qui compliqueraient cette étude, les résultats de caractérisations proposés (applications de l'Electronique de Puissance) sont confirmés jusqu'à presque 10 MHz, ce qui dépasse largement les abaques constructeur.

Les propriétés physiques des ferrites sont très généralement décrites par leur seule perméabilité complexe. L'exploitation de notre nouvelle méthode de caractérisation permet de mettre en avant l'incidence des propriétés diélectriques de ces matériaux. Cette influence est en effet non négligeable dès quelques dizaines de kHz, où aux courants de conduction s'ajoutent des courants de déplacement. La comparaison des profils de champ à l'intérieur du matériau excité et de ses pertes, en utilisant soit les données standards, soit les nôtres, permet de conclure quant aux erreurs physiques et globales engendrées par l'utilisation d'un nombre réduit de paramètres de caractérisation. En particulier, la présence d'une permittivité réelle peut entraîner, à des fréquences relativement basses pour des ferrites de grandes dimensions, un renforcement du champ dans le matériau, ce qui peut se traduire par une saturation ou des pertes supplémentaires, non prévues par

les données standards ; la prise en compte d'une résistivité (partie imaginaire de la permittivité) qui diminue avec la fréquence permet par ailleurs de représenter de façon bien plus réaliste les pertes en haute fréquence. L'utilisation de fonctions de transfert équivalentes aux variations fréquentielles de ces paramètres permet de les décrire aisément dans un logiciel de simulation par éléments finis (FLUX3D®) grâce à un nombre très réduit de constantes, ce qui permet un gain de temps en calcul non négligeable. Enfin, l'exploitation de la méthode de caractérisation proposée en température ouvre tout un champ d'investigations nouvelles dans la connaissance rigoureuse du comportement des ferrites (à toute fréquence et à toute température).

Il reste encore du chemin à parcourir avant que tout ce savoir puisse être exploité industriellement. Les points présentés ci-après constituent autant de sujets d'étude à finaliser ou à entreprendre :

- Mise à disposition de la méthode de caractérisation des matériaux magnétiques : définition d'un banc de caractérisation et production d'abaques (en température, jusqu'à 10 MHz...),
- Extension à d'autres types de matériaux : permalloys, bandes, amorphes...,
- Meilleure connaissance des pertes "fer" : essais de validation en calorimétrie et proposition de modèles équivalents (en fréquence et température),
- Affinement de la prédiction du comportement des composants sur une large gamme de température à partir du modèle à la température ambiante (de -25°C à +150°C),
- Prise en compte des inhomogénéités : réalisation réelle des bobinages, points chauds...

N'oublions pas que, pour un industriel, ce sont les axes suivants qui demeurent primordiaux :

- Connaissance rigoureuse du matériau magnétique à toute fréquence et à toute température,
- Extrapolation du comportement thermique d'un composant à partir de son modèle à 25°C,
- Optimisation de la conception des composants, ce qui ne peut être poursuivi avec les données actuelles qui restent insuffisantes.

Rappelons en dernier point que, pour tout industriel et MicroSpire en particulier, l'objectif le plus important de ces études est l'appréhension, par la voie des caractérisations et de la simulation, des problèmes thermiques de manière moins empirique, plus systématique et scientifique.

- REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES -

[Ahmad-90] **A. AHMAD, P. AURIOL, C. KIENY**
A New Power Transformer Model for High Frequency Electromagnetic Transient Studies
IMACS'90, 1990, Proceedings.

[Berdai-93] **M.N. BERDAI**
Contribution à la modélisation du comportement dynamique des matériaux magnétiques – Proposition d'un modèle
Thèse de Doctorat, décembre 1993, Université des Sciences et Technologies, Lille.

[Berrouche-97] **K. BERROUCHE**
Recherche expérimentale du circuit équivalent d'un transformateur à trois enroulements
Rapport de DEA, juin 1997, INPG, LEG, Grenoble.

[Berzan-91] **V.P. BERZAN, V.K. RIMSKII, O.L. MEZENIN, M.D. KLIONSKII**
Calorimetric Method for Determining Tangent of the Loss Angle of High-Q Capacitors of High Capacitance
Soviet Electrical Engineering, vol. 62, no. 4, pp. 111-116.

[Blache-94] **F. BLACHE, J.P. KERADEC, B. COGITORE**
Stray Capacities of Two-Winding Transformers : Equivalent Circuit, Measurements, Calculation and Lowering
IEEE IAS'94, October 1994, Denver, Colorado, Proceedings, pp. 1211-1217.

[Blache-95/1] **F. BLACHE, J.P. KERADEC, J.L. SCHANEN**
Improving Electronic Simulation Accuracy by using New Equivalent Circuits for Wound Components
EPE'95, September 1995, Séville, Spain, Proceedings, vol. 2, pp. 813-818.

[Blache-95/2] **F. BLACHE**
Modélisation électronique et électromagnétique d'un transformateur haute fréquence à circuit magnétique en fonte
Thèse de Doctorat, décembre 1995, INPG, LEG, Grenoble.

[Boucetta-92] **A. BOUCETTA, H. YAHOUI, A. JAMMAL, G. GRELLET**
Influence de la température sur les caractéristiques électriques et magnétiques des ferrites de grande dimension
EPF'92, octobre 1992, Marseille, Proceedings.

[Boucetta-94] **A. BOUCETTA**
Contribution au calcul par éléments finis des pertes dans les ferrites
Thèse de Doctorat, juin 1994, Université Claude Bernard, Lyon I.

[Cagan-84] **V. CAGAN, M. GUYOT**
Fast and Convenient Technique for Broadband Measurements of Complex Initial Permeability of Ferrimagnets
IEEE Transactions on Magnetics, September 1984, vol. MAG-20, no. 5, pp. 1732-1734.

[Cedrat-93] **CEDRAT**
Analyse tridimensionnelle des dispositifs électriques et magnétiques par la méthode des éléments finis
Notice d'utilisation FLUX3D®, novembre 1993, CEDRAT SA, ZIRST - 38240 Meylan, France.

[Cedrat-97] **CEDRAT**
CEDRAT-CIRCUIT® : Analyse et conception de circuits en électronique de puissance
Mode d'emploi pour Windows 95/NT, version 4.5, avril 1997.

[Cogitore-90] **B. COGITORE**
Modélisation semi-automatique de composants passifs linéaires
Rapport de DEA, juin 1990, INPG, LEG, Grenoble.

[Cogitore-93] **B. COGITORE, J.P. KERADEC, R. CORNEC**
Representation of Copper Losses of Magnetic Components in High Frequency : An Equivalent Circuit with Fixed Value Models
EECC'93, May 1993, Noordwijk, The Netherlands, Proceedings, pp. 267-272.

[Cogitore-94/1] **B. COGITORE, J.P. KERADEC, J. BARBAROUX**
The Two-Winding Transformer : An Experimental Method to Obtain a Wide Frequency Range Equivalent Circuit
IEEE Transactions on Instrumentation and Measurements, April 1994, vol. 43, no. 2, pp. 364-371.

[Cogitore-94/2] **B. COGITORE**
Recherche de circuits équivalents pour les composants magnétiques haute fréquence
Thèse de Doctorat, juillet 1994, INPG, LEG, Grenoble.

[Cogitore-95/1] **B. COGITORE, J.P. KERADEC, B. KRAFFT**
Understanding Wire Heatings near Magnetic Air Gap
EPE' 95, September 1995, Séville, Spain, vol. 1, Proceedings, pp. 151-156.

[Cogitore-95/2] **B. COGITORE**
Modélisation électrique des composants magnétiques haute fréquence
Rapport de fin de contrat avec le CNES, 31 octobre 1995, LEG, Grenoble.

[Colpo-97] **P. COLPO, R. ERNST, J.P. KERADEC**
Electrical Modeling of the RF Coupled Inductors Supplying a Double Frequency Inductive Plasma Reactor
IEEE APEC'97, February 1997, Atlanta, USA, Proceedings, pp. 937-943.

[Dowell-66] **P.L. DOWELL**
Effects of Eddy Currents in Transformer Windings
Proceedings IEE, August 1966, vol. 133, no. 8, pp. 1387-1394.

[Feeley-96] **J.J. FEELEY**
A Simple Dynamic Model for Eddy Currents in a Magnetic Actuator
IEEE Transactions on Magnetics, March 1996, vol. 32, no. 2, pp. 453-458.

[Forest-94] **F. FOREST, Y. PATIN**
Problématique de la conception des composants magnétiques HF : Etat de l'art - Perspectives
EPF'94, 1994, ENS de Cachan, Proceedings, pp. 1-6.

[Fouassier-94/1] **P. FOUASSIER**
Modélisation des composants bobinés utilisés en haute fréquence
Travail bibliographique de synthèse réalisé dans le cadre du DEA de Génie Electrique, mars 1994, INPG/ENSIEG, LEG, Grenoble.

[Fouassier-94/2] **P. FOUASSIER**
Calcul automatique de fonctions de transfert pour les circuits équivalents de composants bobinés
Rapport de DEA, septembre 1994, INPG, LEG, Grenoble.

[Fouassier-96] **P. FOUASSIER, J.P. KERADEC, B. COGITORE**
Vers une nouvelle méthode de caractérisation haute fréquence des ferrites
EPF' 96, décembre 1996, Grenoble, Proceedings, pp. 257-262.

[Fouassier-97/1] **P. FOUASSIER, J.P. KERADEC, F. BLACHE, F. GARCIA**
Une nouvelle méthode de caractérisation des matériaux magnétiques : Etude des fondements analytiques
NUMELEC'97, mars 1997, Lyon, Proceedings, pp. 134-135.

[Fouassier-97/2] **P. FOUASSIER**
Modélisation thermique des composants magnétiques utilisés dans les convertisseurs haute fréquence
Rapport de fin de contrat avec le CNES, 18 novembre 1997, Toulouse, LEG, Grenoble.

[Fouassier-98/1] **P. FOUASSIER, J.P. KERADEC**
An Original New Method to Better Characterize Ferrite Materials used in Power Electronic Applications
Journal de Physique IV, 1998, SMM'13 Proceedings, Grenoble, France, vol. 8, pp. 449-452.

[Fouassier-98/2] **P. FOUASSIER, F.L.S. GARCIA, J.P. KERADEC, G. MEUNIER**
Improving Characterization of MnZn Ferrite Materials – Part I : A New Method Accounting for Permittivity Effects
IEEE CEFC'98, June 1998, Tucson, Arizona, USA, Proceedings, p. 7.

[Fouassier-98/3] **P. FOUASSIER, B. COGITORE, J.P. KERADEC**
Modélisation haute fréquence des transformateurs : De la recherche aux applications industrielles
EPF'98, décembre 1998, Belfort, Proceedings.

[Garcia-98/1] **F.L.S. GARCIA, G. MEUNIER, P. FOUASSIER, J.P. KERADEC**
One-Dimensional Model Treatment of a 3D Magneto-Dynamic Problem by the Finite Element Method
EMF'98, May 1998, Marseille, France, Proceedings.

[Garcia-98/2] **F.L.S. GARCIA, P. FOUASSIER, G. MEUNIER, J.P. KERADEC**
Improving Characterization of MnZn Ferrite Materials – Part II : The 1D-Analytical Model Validation by Finite Element Method Simulations
IEEE CEFC'98, June 1998, Tucson, Arizona, USA, Proceedings, p. 403.

[Gardiol-87] **F. GARDIOL**
Electromagnétisme
Dunod, Presses polytechniques romandes, 1987.

[Gautier-96] **C. GAUTIER, E. LABOURE, F. COSTA**
Modélisation fine des composants passifs pour la simulation CEM des convertisseurs statiques
EPF'96, décembre 1996, Grenoble, Proceedings, pp. 251-256.

[Geri-94] **A. GERI, A. SALVINI, G.M. VECA**
Displacement Eddy Current Computation in Magnetic Laminates
IEEE Transactions on Magnetics, March 1994, vol. 30, no. 2, pp. 1075-1077.

[Goldfarb-87] **R.B. GOLDFARB, H.E. BUSSEY**
Method for Measuring Complex Permeability at Radiofrequencies
Rev. Sci. Instrum., April 1987, no. 58 (4), pp. 624-627.

[Gradzki-91] **P.M. GRADZKI, F.C. LEE**
High-Frequency Core Loss Characterization Technique based on Impedance Measurement
HFPC'91, 1991, Proceedings, pp. 108-115.

[Hebdo-98] **E. HUMBERT**
Les ferrites : Stratégiques mais méconnus
Electronique International Hebdo, avril 1998, n° 305, pp. 19-24.

[Hess-93] **J. HESS**
Measurement and Calculation Techniques for Power Losses of Ferrites from kHz to MHz Range
PCIM'93, 1993, Proceedings, pp. 327-344.

[Hewlett-89] **HEWLETT-PACKARD**
HP4194A - Impedance / Gain-Phase Analyzer
Operational Manual, April 1989.

[Kéradec-92] **J.P. KERADEC, B. COGITORE, E. LAVEUVE**
Des circuits à constantes localisées pour représenter les transformateurs haute fréquence
RGE, mai 1992, n° 5, pp. 36-47.

[Kéradec-94] **J.P. KERADEC, B. COGITORE, E. LAVEUVE, M. BENSOAM**
Des schémas équivalents pour les circuits couplés multi-enroulements
Journal de Physique III, avril 1994, n° 4, pp. 751-773.

[Kéradec-96/1] **J.P. KERADEC, B. COGITORE, F. BLACHE**
Power Transfer in a Two-Winding Transformer : From 1-D Propagation to an Equivalent Circuit
IEEE Transactions on Magnetics, January 1996, vol. 32, no. 1, pp. 274-280.

[Kéradec-96/2] **J.P. KERADEC**
Le temps d'apprivoiser les étoiles filantes
Habilitation à Diriger des Recherches, novembre 1996, LEG, Grenoble.

[Labouré-95] **E. LABOURE**
Contribution à l'étude des perturbations conduites dans les alimentations continu-continu isolées
Thèse de Doctorat, décembre 1995, LESIR, ENS de Cachan, Paris.

[Labouré-96] **E. LABOURE, F. FOREST, J.P. DELVINQUIER, F. BEAUCLAIR, M. COLLET**
Calcul des impédances d'un transformateur multi-enroulements à partir de sa géométrie
EPF' 96, décembre 1996, Grenoble, Proceedings, pp. 283-288.

[Laveuve-90] **E. LAVEUVE, J.P. KERADEC, F. LAPPAS**
Un obstacle à la montée en fréquence : Les éléments bobinés
EPF'90, octobre 1990, Toulouse, Proceedings, pp. 115-119.

[Laveuve-91/1] **E. LAVEUVE, J.P. KERADEC, G. MEUNIER**
Influence of Induced Currents in Conductors on Leakage and Losses in a Transformer
Electric Machines and Power Systems, January 1991, vol. 19, no. 1, pp. 55-68.

[Laveuve-91/2] **E. LAVEUVE**
Modélisation des transformateurs des convertisseurs haute fréquence
Thèse de Doctorat, septembre 1991, INPG, LEG, Grenoble.

[Lebourgeois-97] **R. LEBOURGEOIS**
Les ferrites faibles pertes pour l'Electronique de Puissance
La revue 3E.I, SEE, septembre 1997, n° 10, pp. 13-29.

[Lofti-93] **A.W. LOFTI, F.C. LEE**
Two-Dimensional Field Solution for High Frequency Transformer Windings
PESC' 93, 1993, Proceedings, pp. T7-T13.

[Mathcad-97] **MATHSOFT INC.**
Manuel de l'utilisateur
Mathsoft, Inc., Première édition, juin 1995, versions 6.0 et PLUS 6.0, Cambridge, USA, 746 p.

[Meunier-88] **G. MEUNIER, D. SCHEN, J.L. COULOMB**
Modelisation of 2D and axisymetrical Magneto-Dynamic Problem Domain by Finite Element Method
IEEE Transactions on Magnetics, 1988, vol. 24, pp. 166-169.

[MicroSim-96] **MICROSIM CORPORATION**
MicroSim PSpice® A/D & Basics+, Circuit Analysis Software
User's Guide, version 7.1, October 1996, USA.

[MicroSpire-97] **MICROSPIRE SA**
Transformers, Inductors, Filters
Catalogue 1997, Illange, France, 47 p.

[Mino-96] **M. MINO, T. YACHI, A. TAGO, K. YANAGISAWA, K. SAKAKIBARA**
Planar Microtransformer with Monolithically-Integrated Rectifier Diodes for Micro-Switching Converters
IEEE Transactions on Magnetics, March 1996, vol. 32, no. 2, pp. 291-296.

[O'kelly-72] **D. O'KELLY**
Flux Penetration in a Ferromagnetic Material Including Hysteresis and Eddy Current Effects
J. Phys. D : Appl. Phys., vol. 5, 1972.

[Peuzin-96] **J.C. PEUZIN**
Caractérisation radiofréquence et hyperfréquence des matériaux magnétiques
Journées Nationales d'Etudes, mai 1996, Clubs CRIN / SEE, Grenoble, pp. 55-60.

[Philips-98] **PHILIPS**
Data Handbook - Soft Ferrites
Book MA01, Philips Components, Magnetic Products, 1998.

[Plonus-78] **M.A. PLONUS**
Applied Electromagnetics
International Student Edition, McGraw-Hill Kogakusha, Ltd., 1978, 615 p.

[Rousseau-96] **J.J. ROUSSEAU, D. LIGOT, P. TENANT, L. ZEGADI**
Banc de caractérisation haute fréquence pour ferrite doux
EPF' 96, décembre 1996, Grenoble, Proceedings, pp. 305-309.

[Rust-86] **K. RUST, G. McDUFF**
Calorimetric Measurement of the Equivalent Serie Resistance of Low-Loss, High Repetition Pulse Discharge Capacitors
IEEE Conference Record of the 1986 Seventeenth Power Modulator Symposium, June 1986, Seattle, USA, Proceedings, pp. 202-206.

[Saotome-97] **H. SAOTOME, Y. SAKAKI**
Iron Loss Analysis of Mn-Zn Ferrite Cores
IEEE Transactions on Magnetics, vol. 33, no. 1, January 1997, pp. 728-734.

[Saurin-92] **L. SAURIN, M. THOLOMIER**
Conception des éléments bobinés - Une approche synthétique
EPF' 92, octobre 1992, Marseille, Proceedings.

[Schanen-94] **J.L. SCHANEN**
Intégration de la Compatibilité ElectroMagnétique dans la conception de convertisseurs en Electronique de Puissance
Thèse de Doctorat, janvier 1994, INPG, LEG, Grenoble.

[Schellmanns-97] **A. SCHELLMANNS, P. FOUASSIER, J.P. KERADEC, J.L. SCHANEN**
1D-Propagation based Equivalent Circuits for Transformers : Accounting for Multi-layer Structure of Windings and Ferrite Losses
IEEE IAS' 97, October 1997, New Orleans, Louisiana, USA, Proceedings, pp. 1211-1216.

[Schellmanns-98] **A. SCHELLMANNS, K. BERROUCHE, J.P. KERADEC**
Multiwinding Transformers : A Successive Refinement Method to Characterize a General Equivalent Circuit
IEEE IMTC' 98, May 1998, St. Paul, Minnesota, USA, Proceedings, pp. 717-722.

[Schlenk-93] **M.R. SCHLENK**
Design of a Resonant Transformer
PCIM' 93, 1993, Proceedings, pp. 391-400.

[Schutz-98] **J. SCHUTZ, J. ROUDET, A. SCHELLMANNS**
Transformer Modeling in EMC Applications
IEEE IAS' 98, October 1998, St. Louis, USA, Proceedings.

[Seguin-96/1] **B. SEGUIN**
Dispositif calorimétrique de mesure des pertes dans les condensateurs de puissance sous tension nominale dans la gamme 1 kHz – 1 MHz
FIRELEC, avril 1996, Lyon, pp. 92-95.

[Seguin-96/2] **B. SEGUIN, J.P. FERRIEUX**
Etude et modélisation de la résistance série équivalente ESR des condensateurs utilisés en électronique de puissance – Application au calcul des pertes en régime sinusoïdal
EPF' 96, décembre 1996, Grenoble, Proceedings, pp. 263-268.

[Seguin-97/1] **B. SEGUIN, J.P. GOSSE**
Dispositif calorimétrique de mesure des pertes dans les condensateurs de puissance
Journal de Physique III, février 1997, vol. 7, n° 2, pp. 321-336.

[Seguin-97/2] **B. SEGUIN**
Les pertes dans les condensateurs bobinés utilisés en Electronique de Puissance : Mesure calorimétrique et modélisation
Thèse de Doctorat, mai 1997, INPG, LEMD, Grenoble.

[Seguin-98] **B. SEGUIN, J.P. GOSSE, A. SYLVESTRE, P. FOUASSIER, J.P. FERRIEUX**
Calorimetric Apparatus for Measurement of Power Losses in Capacitors
IEEE IMTC' 98, May 1998, St. Paul, Minnesota, USA, Proceedings, pp. 602-607.

[Siemens-91] **SIEMENS**
Ferrites and Accessories - Data Book
Siemens Matsushita Components, 1990/91.

[Simplorer-97] **B. KNORR, U. KNORR, L. ZACHARIAS, H. PUDER**
SIMPLORER® – Reference Manual – version 3.3
First Edition, January 1997.

[Skutt-96] **G.R. SKUTT, F.C. LEE**
Characterization of Dimensional Effect in Ferrite Core Magnetic Devices
IEEE PESC' 96, June 1996, Baveno, Italy, Proceedings, pp. 1435-1440.

[Snelling-91] **E.C. SNELLING**
Soft Ferrites - Properties and Applications
2nd Edition, Borough Green, Sevenoaks, England, Butterworths, 1991, 363 p.

[Spiegel-74] **M.R. SPIEGEL**
Formules et tables mathématiques
McGraw Hill, New-York, 1974.

[Stoll-74] **R.L. STOLL**
The Analysis of Eddy Currents
Clarendon Press, Oxford, 1974.

[Tabaga-93] **S. TABAGA, L. PIERRAT, A. FOGGIA**
Modelling of a High Frequency Power Transformer – 3D Magnetodynamic Calculation of Parameters
IMACS'93, 1993, Proceedings, pp. 357-361.

[Talbot-93] **P. TALBOT**
Introduction à l'étude des matériaux magnétiques composites
Thèse de Doctorat, février 1993, Université de Bretagne Occidentale, Brest.

[Thottuvelil-90] **V.J. THOTTUVELIL, T.G. WILSON, H.A. OWEN**
High-Frequency Measurement Techniques for Magnetic Cores
IEEE Transactions on Magnetics, January 1990, vol. 5, no. 1, pp. 41-53.

[Urling-89] **A.M. URLING, V.A. NIEMELA, G.R. SKUTT, T.G. WILSON**
Characterizing High Frequency Effects in Transformer Windings : A Guide to Several Significant Articles
APEC' 89, 1989, Proceedings, pp. 373-385.

[Vannier-92] **J.C. VANNIER, R. KIELBASA**
Vers un outil de conception de composants passifs bobinés
EPF'92, octobre 1992, Marseille, Proceedings.

- ANNEXES -

- ANNEXE 1 -

DONNEES DU CONSTRUCTEUR PHILIPS POUR LA CARCASSE ETD44 ET LE FERRITE 3C85

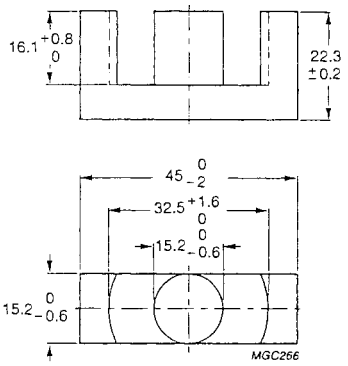
Philips Components — Product specification

ETD cores and accessories — ETD44

CORE SETS

Effective core parameters

SYMBOL	PARAMETER	VALUE	UNIT
$\Sigma(l/A)$	core factor (C1)	0.589	mm^{-1}
V_e	effective volume	17800	mm^3
l_e	effective length	103	mm
A_e	effective area	173	mm^2
A_{min}	minimum area	172	mm^2
m	mass of core half	≈47	g



Dimensions in mm.

Fig.1 ETD44 core half.

Core halves

Clamping force 40 ±20 N. Gapped cores are available on request.

GRADE	A_L (nH)	μ_e	AIR GAP (μm)	TYPE NUMBER
3C30 des	3100 ±25%	≈1550	≈0	ETD44-3C30
3C85	3800 ±25%	≈1900	≈0	ETD44-3C85
3C90 des	3800 ±25%	≈1900	≈0	ETD44-3C90
3F3 des	3500 ±25%	≈1780	≈0	ETD44-3F3

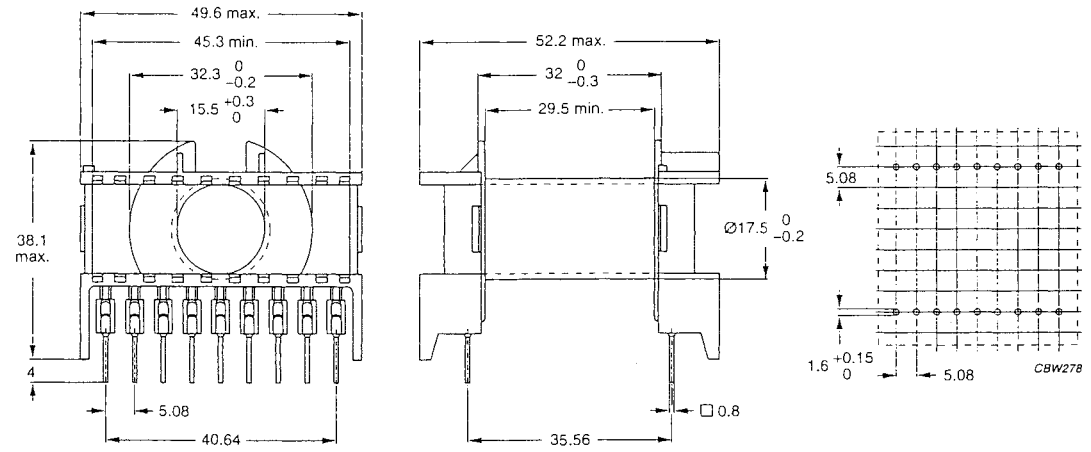
Properties of core sets under power conditions

GRADE	B (mT) at	CORE LOSS (W) at		
	H = 250 A/m; f = 25 kHz; T = 100 °C	f = 25 kHz; $\hat{B}$ = 200 mT; T = 100 °C	f = 100 kHz; $\hat{B}$ = 100 mT; T = 100 °C	f = 400 kHz; $\hat{B}$ = 50 mT; T = 100 °C
3C30	≥360	≤2.0	≤2.2	–
3C85	≥320	≤2.5	≤3.0	–
3C90	≥330	≤2.0	≤2.2	≤
3F3	≥320	–	≤2.2	≤ 3.9

COIL FORMERS

General data 18-pins ETD44 coil former

PARAMETER	SPECIFICATION
Coil former material	polybutyleneterephtalate (PBT), glass-reinforced, flame retardant in accordance with *"UL 94V-0"*; UL file number E45329(R)
Pin material	copper-tin alloy (CuSn), tin-lead alloy (SnPb) plated
Maximum operating temperature	155 °C, *"IEC 85"* class F
Resistance to soldering heat	*"IEC 68-2-20"*, Part 2, Test Tb, method 1B, 350 °C, 3.5 s
Solderability	*"IEC 68-2-20"*, Part 2, Test Ta, method 1



Dimensions in mm.

Fig.2 ETD44 coil former; 18-pins.

Winding data for 18-pins ETD44 coil former

NUMBER OF SECTIONS	WINDING AREA (mm^2)	MINIMUM WINDING WIDTH (mm)	AVERAGE LENGTH OF TURN (mm)	TYPE NUMBER
1	214	29.5	77	CPH-ETD44-1S-18P

Philips Components

Material grade specification 3C85

3C85 SPECIFICATIONS

SYMBOL	CONDITIONS	VALUE	UNIT
μ_i	25 °C; ≤10 kHz; 0.1 mT	2000 ±20%	
μ_a	100 °C; 25 kHz; 200 mT	5500 ±25%	
B	25 °C; 10 kHz; 250 A/ m	≥400	mT
	100 °C; 10 kHz; 250 A/ m	≥330	
P_V	100 °C; 25 kHz; 200 mT	≤140	kW/m^3
	100 °C; 100 kHz; 100 mT	≤165	
ρ	DC; 25 °C	≈2	Ωm
T_C		≥200	°C
density		≈4800	kg/m^3

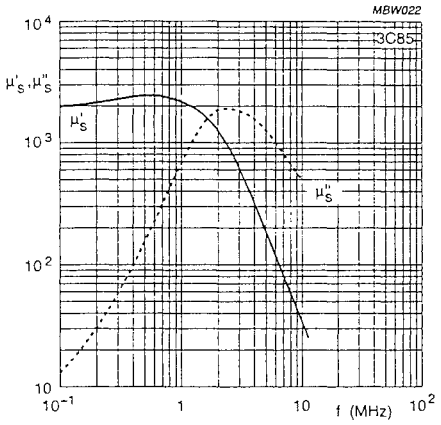


Fig.1 Complex permeability as a function of frequency.

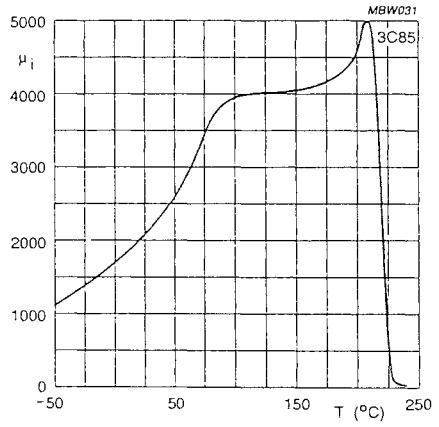


Fig.2 Initial permeability as a function of temperature.

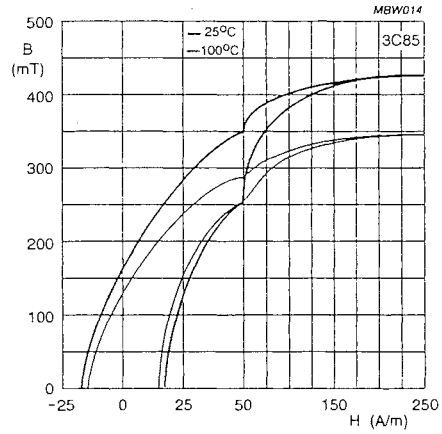


Fig.3 Typical B-H loops.

Material grade specification 3C85

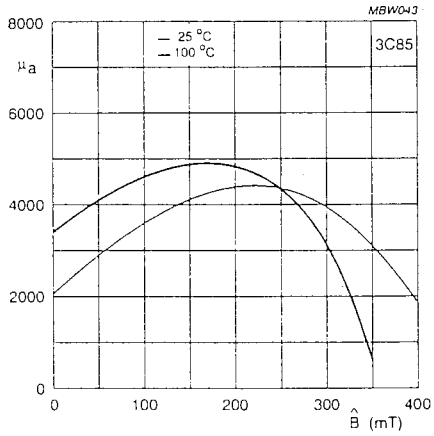


Fig.4 Amplitude permeability as a function of peak flux density.

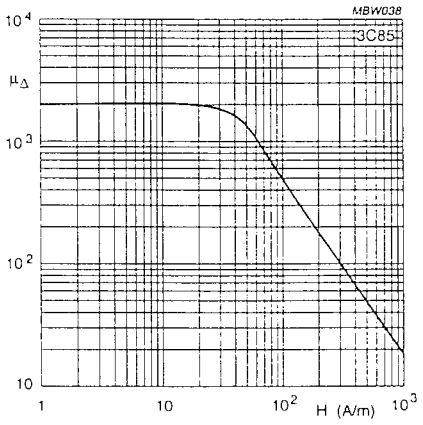


Fig.5 Incremental permeability as a function of magnetic field strength.

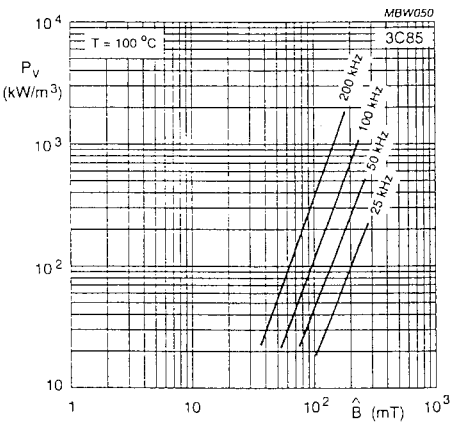


Fig.6 Specific power loss as a function of peak flux density with frequency as a parameter.

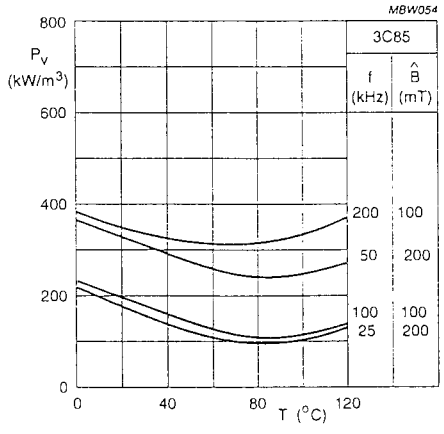


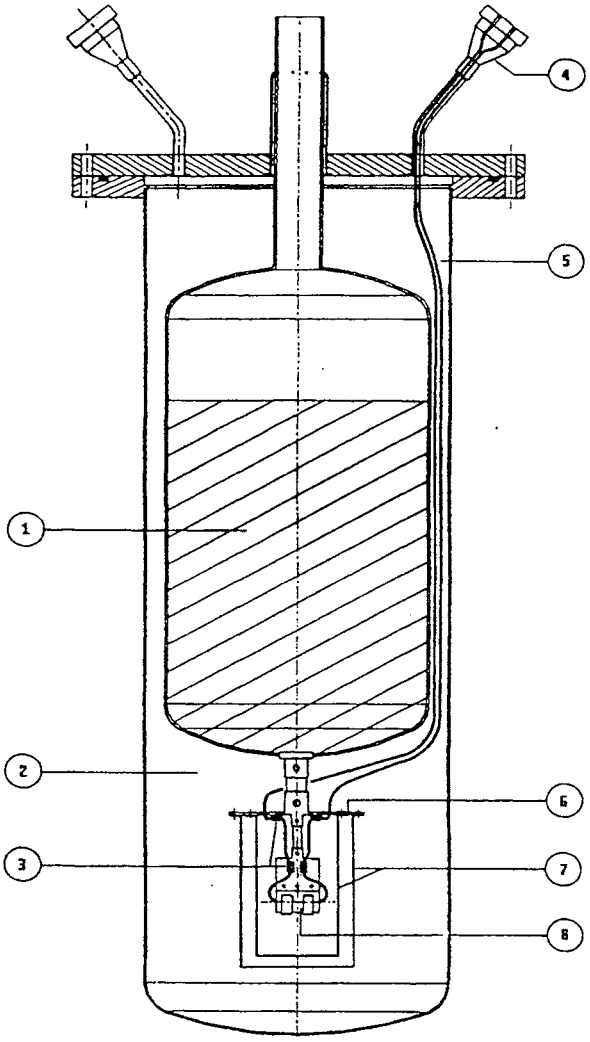
Fig.7 Specific power loss for several frequency/flux density combinations as a function of temperature.

- ANNEXE 2 -

DESCRIPTION DU CALORIMETRE

1. Le calorimètre

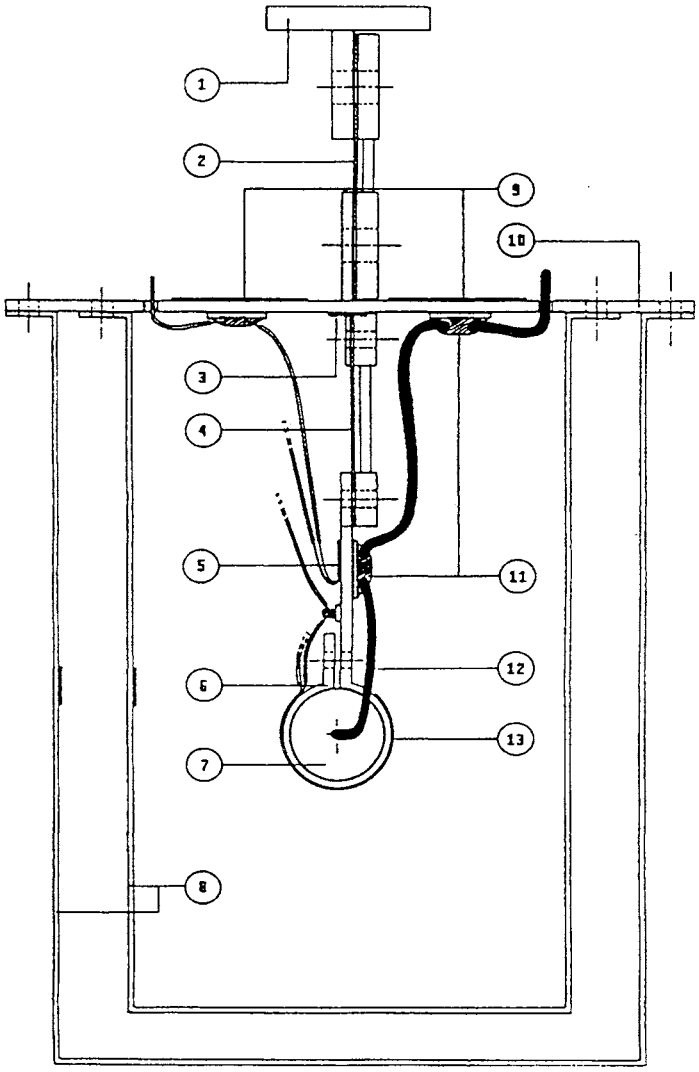
Il est composé, comme décrit ci-dessous, d'un réservoir d'azote liquide plongé dans une enceinte à vide, fixant ainsi une température absolue de référence stable (-196°C), d'un écran thermique dont le couvercle est fixé sur ce réservoir par l'intermédiaire de la résistance thermique R_{TH1}, et d'une cellule de mesure, elle-même fixée à l'intérieur de l'écran par l'intermédiaire de la résistance thermique R_{TH2}.



Le système calorimétrique :
1. Réservoir d'azote C_0 - 2. Enceinte sous vide -
3. Thermalisation des fils - 4. Connexion - 5. Fils d'alimentation -
6. Couvercle C_1 - 7. Ecran thermique - 8. Cellule C_2

En termes d'échanges thermiques, ce dispositif répond à une minimisation des échanges convectifs (vide à 10^{-4} mbar réalisé à l'intérieur de l'enceinte) et des échanges par rayonnement (abaissement de l'émissivité des surfaces en les recouvrant d'aluminium), et à une stabilisation des échanges par conduction entre la cellule et le couvercle par contrôle des fuites thermiques (thermalisation des fils).

2. Ecran thermique et cellule de mesure



Système écran / cellule de mesure :
1. Température de référence T_0 - 2. Résistance thermique R_{TH1} -
3. Sonde de température T_1 - 4. Résistance thermique R_{TH2} - 5. Sonde de température T_2 -
6. Collier C_2 - 7. Condensateur - 8. Ecran thermique - 9. Résistance chauffante R_1 -
10. Couvercle de l'écran C_1 - 11. Pastilles de thermalisation des fils -
12. Fils d'alimentation électrique - 13. Résistance chauffante R_2

a - L'écran thermique

Cet écran en cuivre est constitué de deux enveloppes cylindriques coaxiales d'épaisseur 1 mm fixées sur un même couvercle d'épaisseur 2 mm. Le rôle de ces deux enveloppes est de limiter les échanges par rayonnement entre la cellule et l'enceinte extérieure. Toutes les pièces en cuivre ont été recouvertes d'aluminium dont l'émissivité est plus faible.

Le couvercle, dont la température est fixée à la valeur T_1, assure la stabilité des échanges thermiques avec la cellule ; il constitue le corps isotherme C_1. La température du couvercle est stabilisée par une première régulation de température débitant sur une résistance chauffante R_1 de 25 Ω. La puissance maximale ainsi délivrée par la régulation est de 50 W, et la gamme de température pour la consigne a

été choisie entre -50°C et +100°C [Seguin-97/1, Seguin-97/2, Seguin-98].

La température du couvercle ne pouvant être parfaitement homogène, c'est au point de mesure (sur la sonde de platine) que la température est effectivement fixée à la valeur T_1 de la consigne. Les échanges thermiques entre le couvercle et le réservoir d'azote s'effectuent à travers la résistance R_{TH1} fixée à une extrémité au réservoir, et à l'autre extrémité au centre du couvercle ; c'est en ce point que la température doit être fixée à la valeur T_1, la sonde est donc placée au plus près du centre du couvercle (environ 1 cm). Il en sera de même pour les échanges entre la cellule et le couvercle et les deux sondes de mesure de l'écart ΔT.

b - La cellule de mesure

La cellule de mesure est constituée d'un collier en cuivre d'épaisseur 1 mm serré autour du composant testé ; elle est reliée thermiquement au centre du couvercle du double écran par l'intermédiaire d'une résistance R_{TH2} en cuivre. Le collier est chauffé par une résistance R_2 de 75 Ω alimentée par une deuxième régulation qui régule l'écart de température ΔT avec le couvercle.

La puissance calorifique P_0 transférée de la cellule C_2 au couvercle C_1 étant proportionnelle à ΔT, c'est la stabilité de cet écart de température qui conditionnera la précision de la mesure. Aucun dispositif de régulation ne pouvant être parfaitement stable, l'utilisation de deux régulations de température absolue constituerait une double source d'instabilité, et donc une double cause d'incertitude. Avec une régulation absolue T_2 associée à une régulation d'écart ΔT, quelques soient les éventuelles variations de la température T_1, la réponse de la régulation d'écart, visant à stabiliser ΔT, entraînera des variations identiques de T_2. L'instabilité de ΔT, et donc l'incertitude sur la mesure, provient ainsi de l'imperfection de la régulation d'écart seule. Il est à noter que cette solution n'est possible que si la constante de temps thermique du double écran est grande devant celle de la cellule. La régulation de ΔT nécessite deux capteurs de température placés au plus près des extrémités de la résistance thermique R_{TH2}. Elle est conçue pour réguler des écarts de température compris entre 1 et 10°C et délivre une puissance maximum de 10 W.

c - Thermalisation des fils

Les différents fils reliés aux capteurs de température, aux résistances chauffantes et surtout les fils d'alimentation du composant constituent des fuites thermiques qu'il est nécessaire de contrôler afin d'éviter que d'éventuelles variations de ces fuites n'influencent la mesure ou ne perturbent la stabilité des échanges en régime établi.

Les fils de section faible (capteurs, résistances chauffantes) constituent une résistance thermique élevée, mais le gradient de température entre la cellule et la portion de ces fils en contact thermique avec le réservoir d'azote est très important (de 150 à 300°C), et les fuites ainsi générées sont susceptibles d'influer sur la mesure. Pour diminuer ces fuites thermiques, un point de chacun de ces fils est soudé sur une pastille en céramique, conducteur thermique et isolant électrique, située sur le couvercle.

Les fils d'alimentation du composant, possédant une section de cuivre plus importante, constituent

ainsi une résistance thermique faible. La fuite thermique à travers ces fils ne peut cependant être négligée, même avec un gradient de 10°C ! Le but recherché étant en effet la stabilité des échanges calorifiques au cours de la mesure, il est nécessaire de rendre négligeable les éventuelles variations de puissance s'échappant par ces fils. La même technique de thermalisation est utilisée, mais pour deux points de ces fils, les pastilles étant situées au plus près des deux sondes mesurant l'écart ΔT. Cet écart étant stabilisé par la régulation, la puissance transitant entre ces deux points ne subit pas de variations au cours de la mesure.

3. Protection vis-à-vis des perturbations

a - Réduction du rayonnement

A l'extérieur du calorimètre :

- L'amplificateur de puissance est enfermé dans une cage de Faraday reliée à la terre. Un filtre placé sur l'alimentation secteur empêche le retour des perturbations sur le réseau.
- Le calorimètre étant relié à la terre, son enceinte extérieure constitue également une cage de Faraday.
- Les fils d'alimentation situés entre la cage et le calorimètre sont insérés dans une tresse, reliée à ses extrémités à ces deux éléments. Cet ensemble élimine le rayonnement émis à l'extérieur du calorimètre et susceptible de perturber les appareils de mesure et de régulation.

A l'intérieur du calorimètre :

- La portion des fils d'alimentation située entre la tulipe de connexion et l'écran thermique est également insérée dans une tresse reliée à la masse du calorimètre.
- Le rayonnement à l'intérieur de l'écran thermique (qui constitue aussi un écran vis-à-vis du rayonnement électromagnétique) est réduit par le blindage des fils d'alimentation à l'aide d'épaisses feuilles d'aluminium, connectées au couvercle C_1, lui-même relié mécaniquement à la masse du calorimètre.
- La cellule de mesure est constituée d'un collier en cuivre serré autour du composant testé et relié mécaniquement à la masse du calorimètre. Ce collier constitue également un écran protégeant les sondes de température et les résistances chauffantes vis-à-vis du rayonnement du composant.

b - Réduction de la susceptibilité de la connectique du système de régulation

- Le câblage du système de régulation est réalisé jusqu'à l'écran thermique à l'aide de câbles blindés reliés à la masse du calorimètre.
- Toutes les résistances chauffantes et les sondes de température sont recouvertes d'une feuille d'aluminium reliée à la masse.
- Un écran supplémentaire (feuille d'aluminium) recouvre la cellule de mesure, renforçant ainsi la protection de la sonde de mesure T_2 et de la résistance R_2.
- Les fils des sondes de température situés à l'intérieur de l'écran thermique sont torsadés et blindés par une feuille d'aluminium reliée à la masse.

c - Filtrage des signaux de mesure et de chauffage

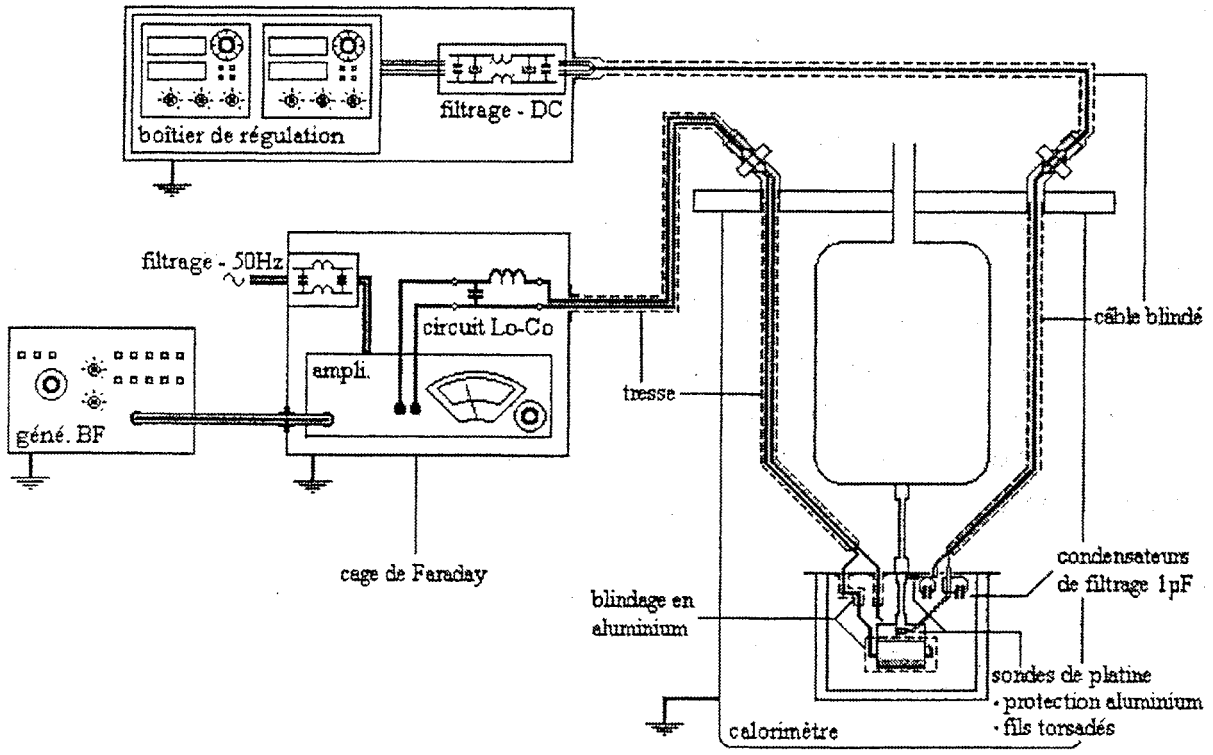
- Un premier filtrage est réalisé au niveau du couvercle. Un condensateur céramique de 1 µF est placé en parallèle sur chacun des éléments du système de régulation (sondes et résistances chauffantes). Chacun de ces condensateurs est soudé sur les pastilles de thermalisation des fils. En constituant un chemin préférentiel en hautes fréquences, ce condensateur réduit la circulation des courants parasites asymétriques vers l'extérieur de l'écran thermique. Vis-à-vis des signaux continus, la valeur élevée de sa résistance d'isolement rend négligeable son l'influence sur la mesure.

- Un deuxième étage de filtrage est placé à l'entrée du boîtier de régulation (également relié à la masse). Des condensateurs céramiques et au tantale de 1 µF sont placés en parallèle sur chacun des éléments (réduction des courants asymétriques) et entre chaque fil et la masse (réduction des courants symétriques). Enfin, l'insertion en série d'inductances bobinées sur des tores en ferrite bloque la circulation des courants haute fréquence tout en constituant une résistance très faible (et identique sur chaque fil) en continu. L'influence de ce filtrage sur les mesures est également négligeable.

- Il est également nécessaire de filtrer le courant délivré par la régulation d'écart pour effectuer sa mesure lors des essais en régime non sinusoïdal. L'élément de filtrage est constitué de deux inductances placées en série à l'entrée et à la sortie de l'ampèremètre mesurant ce courant continu. Elles sont bobinées sur un même tore en ferrite, le sens des enroulements étant choisi pour que les deux flux provoqués par la circulation des courants parasites dans les bobines s'annulent.

d - Schéma récapitulatif

La mise en place de tous ces éléments de protection et de filtrage a permis d'éliminer totalement le problème causé par les perturbations électromagnétiques pour les essais en régime sinusoïdal sur la gamme de 1 kHz à 1 MHz. Ces amélioration sont résumées sur le schéma ci-dessous [Seguin-96/1].



4. Précision et sensibilité du dispositif

a - Incertitude sur la mesure

La minimisation des échanges par convection et par rayonnement entre la cellule de mesure et le milieu extérieur rend leurs éventuelles variations au cours de la mesure négligeables devant la puissance calorifique mesurée. Par contre, la stabilité des échanges thermiques par conduction étant le facteur déterminant pour la précision de la mesure, les variations de ces échanges constituent les principales causes d'incertitude.

En outre, la puissance mesurée P_C est en réalité constituée de la puissance P_C^* effectivement dissipée dans le composant testé, associée à sa résistance série Rs, et d'une partie de la puissance dissipée par effet Joule P_J dans les fils d'alimentation, associée à une résistance R_J. La détermination de cette résistance R_J introduit une incertitude supplémentaire sur la mesure de la résistance série du composant testé.

Les instabilités de la régulation d'écart provoquent des variations δP_0 de la puissance échangée entre la cellule et le couvercle, qui se traduit par des variations $\delta(\Delta T)$ de l'écart de température. La relation liant δP_0 à $\delta(\Delta T)$ est :

$$\frac{\delta P_0}{P_0} = \frac{\delta(\Delta T)}{\Delta T}$$

Ces variations constituent une cause d'incertitude sur la valeur mesurée de la puissance dissipé P_C. La mesure étant effectuée en deux temps, cette incertitude s'exprime par :

$$\left(\frac{\delta P_C}{P_C}\right)_{mes} = 2\frac{\delta P_0}{P_C} = 2\frac{\delta P_0}{P_0}\frac{P_0}{P_C} = 2\frac{\delta(\Delta T)}{\Delta T}\frac{P_0}{P_C}$$

Les variations $\delta(\Delta T)$ observées en régime stabilisé n'excèdent pas 0.003°C. L'écart ΔT étant supérieur à 1°C, le rapport $\delta(\Delta T)/\Delta T$ est inférieur à 3.10^{-3}. Le rapport P_0/P_C étant limité à la valeur 3/2 (la puissance P_0 est adaptée à la valeur de P_C estimée a priori), cette incertitude est de toute façon inférieure à 1% :

$$\left(\frac{\delta P_C}{P_C}\right)_{mes} < 1\ \%$$

La thermalisation des fils d'alimentation du composant testé n'est pas parfaite ; chaque pastille en céramique constitue en réalité une résistance thermique non nulle. De plus, le cuivre séparant ces pastilles de la sonde de platine constitue également une résistance thermique. La dissipation de chaleur dans le composant lorsque celui-ci est sous tension peut provoquer la variation de la température du fil au point théoriquement thermalisé à T_2, donc de la puissance P_F transitant par ces fils. Un calcul approché de ces différentes résistances thermiques a permis d'estimer la valeur maximale de ces variations à environ :

$$\frac{\delta P_F}{P_C} \approx 0{,}5\ \%$$

La mesure de la puissance de chauffe délivrée par la régulation de température est effectuée à l'aide d'un multimètre de précision. L'incertitude sur la mesure de cette puissance est négligeable (de l'ordre de 0.01%). L'incertitude totale sur la mesure de la puissance dissipée vaut donc :

$$\frac{\delta P_C}{P_C} = \left(\frac{\delta P_C}{P_C}\right)_{mes} + \frac{\delta P_F}{P_C} \approx 1{,}5\ \%$$

Le composant étant traversé par un courant efficace I_{eff}, la puissance P_C est égale à :

$$P_C = P_C^* + P_J = (Rs + R_J)\cdot I_{eff}^2 = R\cdot I_{eff}^2$$

La mesure du courant efficace est effectué à l'aide d'un oscilloscope numérique avec une incertitude relative de 1%, l'incertitude relative sur le calcul de R vaut :

$$\frac{\delta R}{R} = \frac{\delta P_C}{P_C} + 2\,\frac{\delta I_{eff}}{I_{eff}} \approx 3{,}5\ \%$$

La résistance R_J, représentant l'apport de chaleur des fils d'alimentation à la cellule de mesure, est également mesurée à l'aide du dispositif calorimétrique, en déconnectant le composant et en court-circuitant les fils dans la cellule. Cette mesure est effectuée avec la même précision que la mesure de la résistance R :

$$\frac{\delta R_J}{R_J} = \frac{\delta R}{R} \approx 3{,}5\ \%$$

L'incertitude sur le calcul de la résistance Rs s'exprime finalement par :

$$\frac{\delta Rs}{Rs} = \frac{\delta R}{Rs} + \frac{\delta R_J}{Rs} = \left(\frac{R + R_J}{Rs}\right)\frac{\delta R}{R} = \left(1 + 2\,\frac{R_J}{Rs}\right)\frac{\delta R}{R}$$

Cette dernière incertitude dépend de la valeur de R_J par rapport à la valeur mesurée Rs. La valeur de la résistance R_J résulte d'un compromis : la résistance électrique des fils d'alimentation doit être la plus faible possible pour minimiser R_J, mais la résistance thermique de ces fils doit rester la plus grande possible pour minimiser les fuites P_F.

Il est à noter que les valeurs R_J ne peuvent pas être mesurées électriquement. En effet, R_J ne correspond pas à la résistance électrique totale des fils d'alimentation, mais représente la quantité de chaleur qu'ils fournissent à la cellule pour un régime donné. Les fils étant thermalisés en deux points (à T_1 sur le couvercle et à T_2 sur la cellule), la moitié de la puissance dissipée dans la portion des fils située entre le couvercle et la cellule participe au chauffage de la cellule, alors que la totalité de la puissance dissipée dans la portion située "dans la cellule", entre le composant et le point à T_2, est prise en compte dans la mesure. Toutefois, cette représentation de l'apport de chaleur par une résistance convient puisque nous avons pu vérifier par les mesures que R_J ne varie pas avec la valeur

du courant circulant dans les fils.

Bien que la valeur de R_J soit faible en basse fréquence (1,2 mΩ), il ne pas oublier, qu'à toute température, l'effet de peau dans les conducteurs augmente considérablement sa valeur avec la fréquence (11,5 mΩ à 1 MHz). Les fils d'alimentation sont ainsi constitués de fils de Litz réduisant l'effet de peau. De plus, la résistance en haute fréquence des soudures sur les pastilles de thermalisation a également été réduite par apposition d'un capot en cuivre (la section externe de la soudure conduisant la majeure partie du courant en haute fréquence est ainsi constituée de cuivre de résistivité inférieure au mélange étain-plomb). Malgré ces améliorations, l'évolution de R_J avec la fréquence est encore importante et les valeurs atteintes par ce paramètre pour les fréquences proches de 1 MHz constituent le principal facteur d'incertitude sur l'estimation finale de Rs. Avec un rapport R_J/Rs limité à une valeur de 1/4, on obtient finalement comme précision sur la mesure :

$$\frac{\delta Rs}{Rs} \approx 5\ \%$$

b - Sensibilité du dispositif

La résistance thermique R_{TH2} est constituée d'une pièce mobile en cuivre, il est possible de lui affecter une valeur pouvant varier dans un rapport de 1 à 100. L'écart ΔT pouvant être régulé entre 1 et 10°C, la puissance P_0, dont la valeur est adaptée à la puissance P_C que l'on souhaite mesurer, peut en conséquence varier dans un rapport de 1 à 1000.

Une puissance de 10 mW peut être mesurée avec la précision $\delta P_C/P_C \approx 1{,}5\ \%$. Le dispositif est ainsi conçu pour la mesure de puissances dissipées dans la gamme :

$$10\ mW < P_C < 10\ W$$

- ANNEXE 3 -

CALCUL DE LA TENSION A IMPOSER POUR CONSERVER V_{EFF}, B_{EFF} OU B_{MAX} CONSTANTE

On conserve comme référence une tension d'alimentation sinusoïdale de pulsation ($\omega = 2\pi F$) et de valeur crête ($\hat{V}$) données. On s'intéresse à des excitations triangle et carrée, de mêmes fréquence et amplitude, représentées par leur développement en série de Fourier.

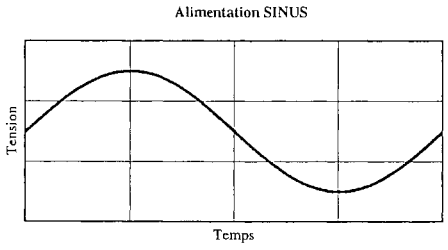
Pour toute forme d'onde, l'induction dans le circuit magnétique est une primitive de la tension d'alimentation, conformément à la loi de Lenz :

$$V(t) = -\frac{1}{K}\frac{dB(t)}{dt}$$

La constante K tient compte de la géométrie du circuit magnétique (section) et de la constitution de la bobine (nombre de spires).

1. Alimentation en sinus

$$V_{SIN}(t) = \hat{V}\sin(\omega t)$$



$$V_{SIN}^{eff} = \frac{\hat{V}}{\sqrt{2}}$$

L'induction vaut :

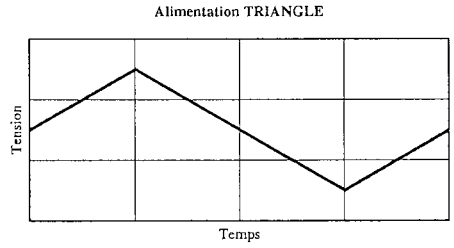
$$B_{SIN}(t) = \frac{K}{\omega}\hat{V}\cos(\omega t)$$

Et donc :

$$\hat{B}_{SIN} = B_{SIN}(0) \qquad B_{SIN}^{eff} = \sqrt{\frac{1}{T}\int_0^T {B_{SIN}}^2(t)dt}$$

2. Alimentation en triangle

$$V_{TRI}(t) = \frac{8}{\pi^2}\hat{V}\sum_{k=0}^{\infty}\frac{(-1)^k}{(2k+1)^2}\sin[(2k+1)\omega t]$$



$$V_{TRI}^{eff} = \frac{\hat{V}}{\sqrt{3}}$$

L'induction vaut :

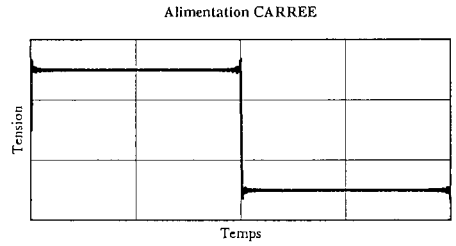
$$B_{TRI}(t) = \frac{K}{\omega}\frac{8}{\pi^2}\hat{V}\sum_{k=0}^{\infty}\frac{(-1)^k}{(2k+1)^3}\cos[(2k+1)\omega t]$$

Et donc :

$$\hat{B}_{TRI} = B_{TRI}(0) \qquad B_{TRI}^{eff} = \sqrt{\frac{1}{T}\int_0^T {B_{TRI}}^2(t)dt}$$

3. Alimentation en carré

$$V_{CAR}(t) = \frac{4}{\pi}\hat{V}\sum_{k=0}^{\infty}\frac{1}{2k+1}\sin[(2k+1)\omega t]$$



$$V_{CAR}^{eff} = \hat{V}$$

L'induction vaut :

$$B_{CAR}(t) = \frac{K}{\omega}\frac{4}{\pi}\hat{V}\sum_{k=0}^{\infty}\frac{1}{(2k+1)^2}\cos[(2k+1)\omega t]$$

Et donc :

$$\hat{B}_{CAR} = B_{CAR}(0) \qquad B_{CAR}^{eff} = \sqrt{\frac{1}{T}\int_0^T {B_{CAR}}^2(t)dt}$$

4. Conservation de l'une des grandeurs constante

Pour conserver V_{eff} constant il faut appliquer :

$$\hat{V}_{SIN} = \hat{V} \qquad \hat{V}_{TRI} = \frac{\sqrt{6}}{2}\hat{V} \qquad \hat{V}_{CAR} = \frac{\sqrt{2}}{2}\hat{V}$$

Pour conserver B_{max} constant il faut appliquer :

$$\hat{V}_{SIN} = \hat{V} \qquad \hat{V}_{TRI} = \frac{\hat{B}_{SIN}}{\hat{B}_{TRI}}\hat{V} \qquad \hat{V}_{CAR} = \frac{\hat{B}_{SIN}}{\hat{B}_{CAR}}\hat{V}$$

Ou encore, compte-tenu de :

$$\sum_{k=0}^{\infty}\frac{(-1)^k}{(2k+1)^3} = \frac{\pi^3}{32} \qquad \sum_{k=0}^{\infty}\frac{1}{(2k+1)^2} = \frac{\pi^2}{8}$$

$$\hat{V}_{SIN} = \hat{V} \qquad \hat{V}_{TRI} = \frac{4}{\pi}\hat{V} \qquad \hat{V}_{CAR} = \frac{2}{\pi}\hat{V}$$

Pour conserver B_{eff} constant il faut appliquer :

$$\hat{V}_{SIN} = \hat{V} \qquad \hat{V}_{TRI} = \frac{\hat{B}^{eff}_{SIN}}{\hat{B}^{eff}_{TRI}}\hat{V} \qquad \hat{V}_{CAR} = \frac{\hat{B}^{eff}_{SIN}}{\hat{B}^{eff}_{CAR}}\hat{V}$$

La correction à apporter dans ce cas est calculée numériquement, car on ne peut trouver de rapports simples.

4. Récapitulatif

Le tableau ci-dessous indique en conclusion les corrections sur $\hat{V}_{TRI}$ et $\hat{V}_{CAR}$ par rapport à $\hat{V}$ à appliquer afin de conserver l'une des grandeurs V_{eff} ou B_{eff} ou B_{max} constante pour les trois formes d'onde :

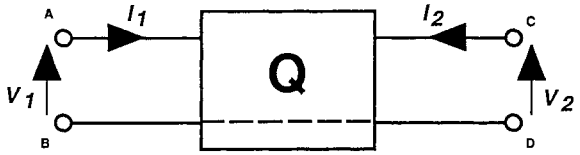
	Sinus	Triangle	Carré
V_{eff} constant	$\hat{V}$	1.225 $\hat{V}$	0.707 $\hat{V}$
B_{eff} constant	$\hat{V}$	1.233 $\hat{V}$	0.780 $\hat{V}$
B_{max} constant	$\hat{V}$	1.273 $\hat{V}$	0.637 $\hat{V}$

- ANNEXE 4 -

CALCUL DE GAINS SUR UN QUADRIPOLE A PARTIR DE SES IMPEDANCES A VIDE ET EN COURT-CIRCUIT

1. Relations quadripolaires générales

Un quadripôle passif linéaire stationnaire est un système à deux entrées indépendantes, et les relations qu'il impose entre les diverses grandeurs d'entrée peuvent s'écrire sous la forme :



$$\begin{cases} V_1 = Z_{11}\, I_1 + Z_{12}\, I_2 \\ V_2 = Z_{21}\, I_1 + Z_{22}\, I_2 \end{cases} \quad \text{avec, pour un quadripôle passif,} \quad Z_{12} = Z_{21}$$

Les principales grandeurs utilisées pour décrire un tel système sont :

- L'impédance d'entrée primaire à vide : $Z_0 = \dfrac{V_1}{I_1}$ avec $I_2 = 0$

- L'impédance d'entrée secondaire à vide : $Z_0' = \dfrac{V_2}{I_2}$ avec $I_1 = 0$

- L'impédance d'entrée pour le secondaire en court-circuit : $Z_{cc} = \dfrac{V_1}{I_1}$ avec $V_2 = 0$

Si l'on pose $Z_m = Z_{12} = Z_{21}$ on note ainsi :

$$\begin{cases} V_1 = Z_0\, I_1 + Z_m\, I_2 \\ V_2 = Z_m\, I_1 + Z_0'\, I_2 \end{cases} \quad \text{avec} \quad Z_m = \sqrt{Z_0' \,(Z_0 - Z_{cc})}$$

2. Gain à vide

Le gain à vide est défini par :

$$G_V = \frac{V_2}{V_1} \quad \text{avec} \quad I_2 = 0$$

Soit donc :

$$G_V = \frac{Z_m}{Z_0}$$

Et en remplaçant Z_m par son expression fonction de Z_0, Z_0' et Z_{cc} on trouve :

$$G_V = \sqrt{\frac{Z_0'}{Z_0}\left(1 - \frac{Z_{cc}}{Z_0}\right)}$$

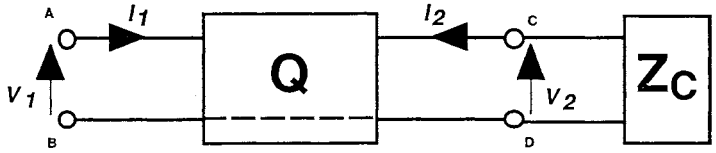
NB : Pour un transformateur à deux enroulements dont les bobinages primaire et secondaire sont identiques, on a $Z_0 = Z_0'$ et donc :

$$G_V = \sqrt{1 - \frac{Z_{cc}}{Z_0}}$$

3. Gain en charge

Le gain en charge sur l'impédance Z_C est défini par :

$$G_C = \frac{V_2}{V_1} \quad \text{avec} \quad I_2 = -\frac{V_2}{Z_C}$$



On a dans ce cas le système :

$$\begin{cases} V_1 = Z_0\, I_1 - \dfrac{Z_m}{Z_C} V_2 \\ V_2 = Z_m\, I_1 - \dfrac{Z_0'}{Z_C} V_2 \end{cases}$$

Et donc en éliminant le courant I_1 :

$$G_C = \frac{Z_m}{Z_0} \frac{1}{1 + \dfrac{Z_0'}{Z_C} - \dfrac{Z_m^2}{Z_0\, Z_C}}$$

En remplaçant finalement Z_m par son expression fonction de Z_0, Z_0' et Z_{cc} on trouve :

$$G_C = G_V \frac{1}{1 + \dfrac{Z_0'}{Z_0} \dfrac{Z_{cc}}{Z_C}}$$

On voit bien que pour des impédances Z_C très grandes, le gain en charge G_C se rapproche du gain à vide G_V.

NB : Pour un transformateur à deux enroulements avec $Z_0 = Z_0'$ on trouve plus simplement :

$$G_C = G_V \frac{1}{1 + \frac{Z_{cc}}{Z_C}}$$

4. Application au calcul de gains pour comparaison avec des gains mesurés

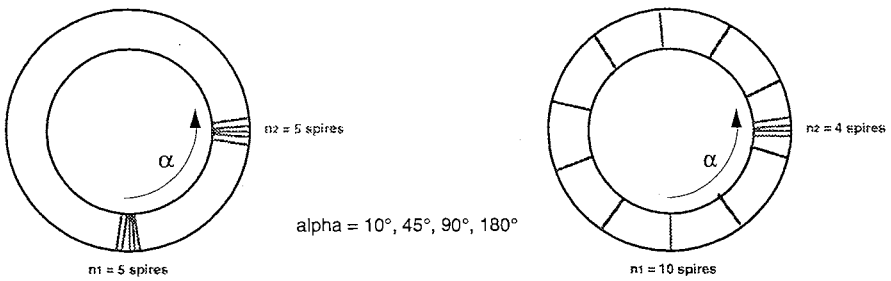
Le pont de mesure Hewlett-Packard HP4194A utilisé lors des mesures de gain possède une impédance d'entrée sélectionnée à 50 Ω sous 15 pF. Dans ce cas, on définit la charge Z_C par :

$$Z_C = \frac{R_C}{1 + j\, R_C\, C_C\, \omega} \qquad \text{avec} \qquad R_C = 50\ \Omega \quad \text{et} \quad C_C = 15\ \text{pF}$$

Si l'on souhaite reproduire ces gains par calcul à partir de la mesure des impédances Z_0, Z_0' et Z_{cc} des systèmes étudiés, il faut utiliser les formules qui donnent le gain en charge G_C avec l'impédance de charge Z_C décrite ci-dessus.

5. Mesures

a - Configurations de bobinage



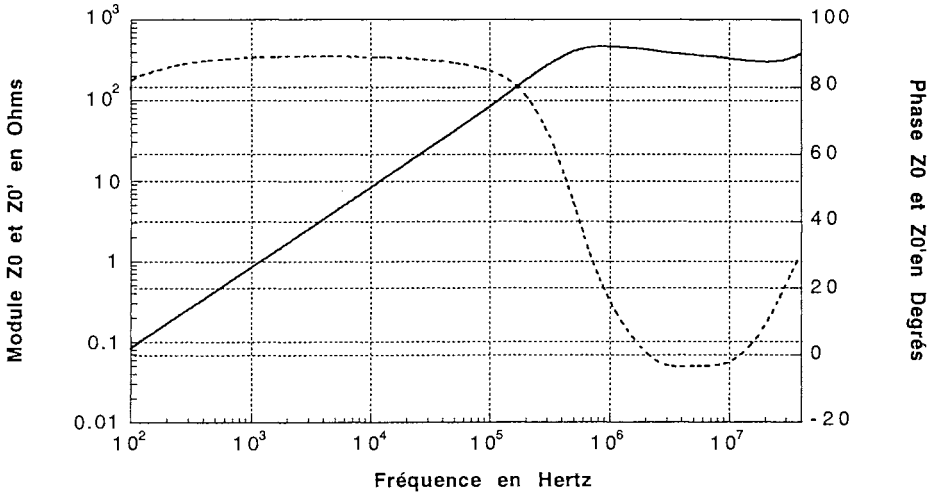
1) Bobinage mal réparti

2) Bobinage bien réparti

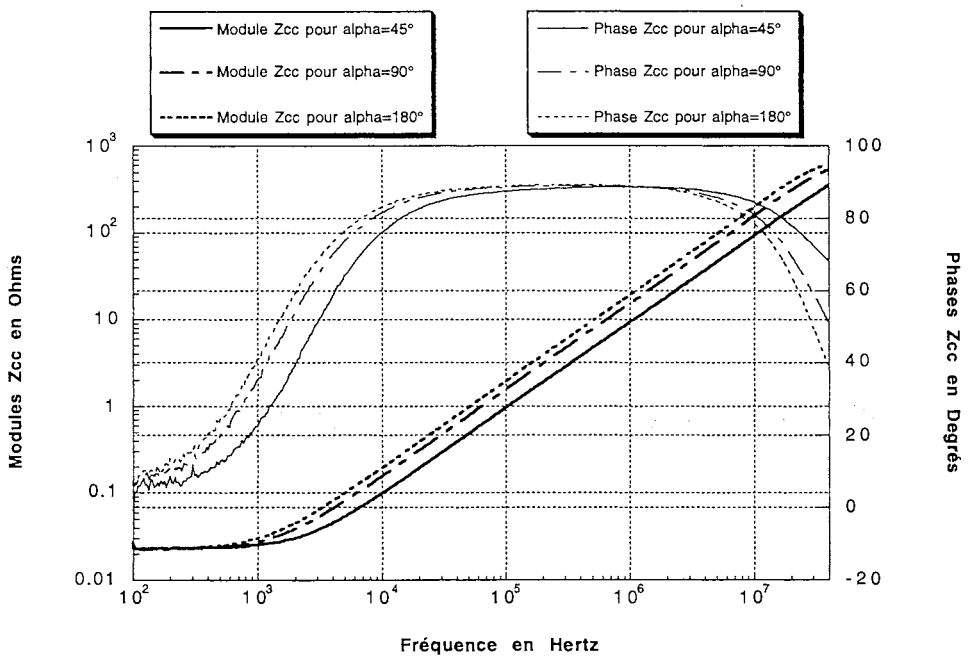
Les figures suivantes représentent les impédances à vide et en court-circuit que l'on a respectivement relevées pour un bobinage mal et bien réparti. Dans le premier cas, on s'assure que les impédances à vide des deux enroulements sont identiques ($Z_0 = Z_0'$) pour le même nombre de spires. Ces impédances sont indépendantes de la position angulaire des bobines l'une par rapport à l'autre. Les impédances en court-circuit (Z_{cc}), représentatives des fuites des deux dispositifs, sont fortement influencées par l'angle α : l'inductance de fuite est maximum lorsque les bobines sont diamétralement opposées. On représente alors les gains calculés en charge (50 Ω // 15 pF) pour ces deux configurations respectives. Les allures trouvées sont tout à fait similaires aux gains que l'on a pu mesurer directement. Les fréquences de coupure peuvent être décalées à la fois parce que la charge

modélisée ne peut être rigoureusement exacte et que l'appareil n'a pu être compensé correctement lors de la mesure de gains.

b - Bobinage mal réparti

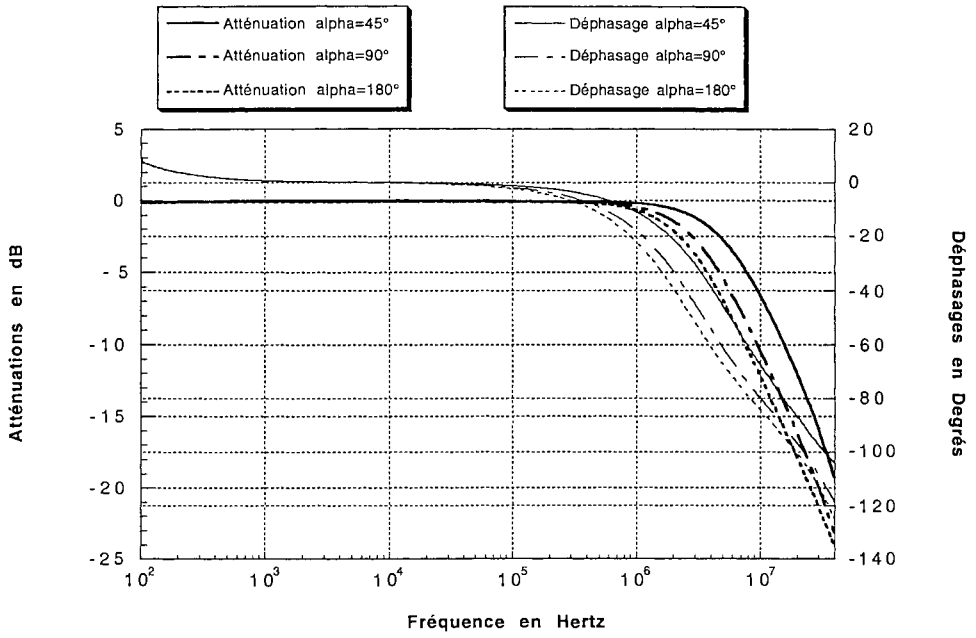


Impédances à vide $Z_0 = Z_0'$ (spires mal réparties)



Impédances en court-circuit Z_{cc} (spires mal réparties)

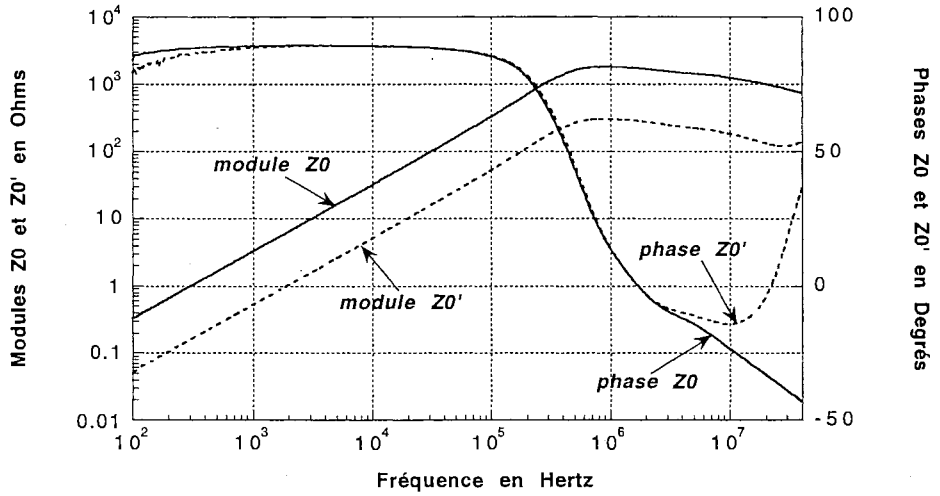
On note ici que c'est l'inductance de fuite qui est modifiée lorsque α augmente, et cela dès 1 kHz, donc lorsque la perméabilité est encore grande et réelle... Cette inductance de fuite (environ 2 µH) semble demeurer constante jusqu'à au moins 20 MHz. Son incidence va devenir grande lorsque l'inductance magnétisante sera du même ordre !



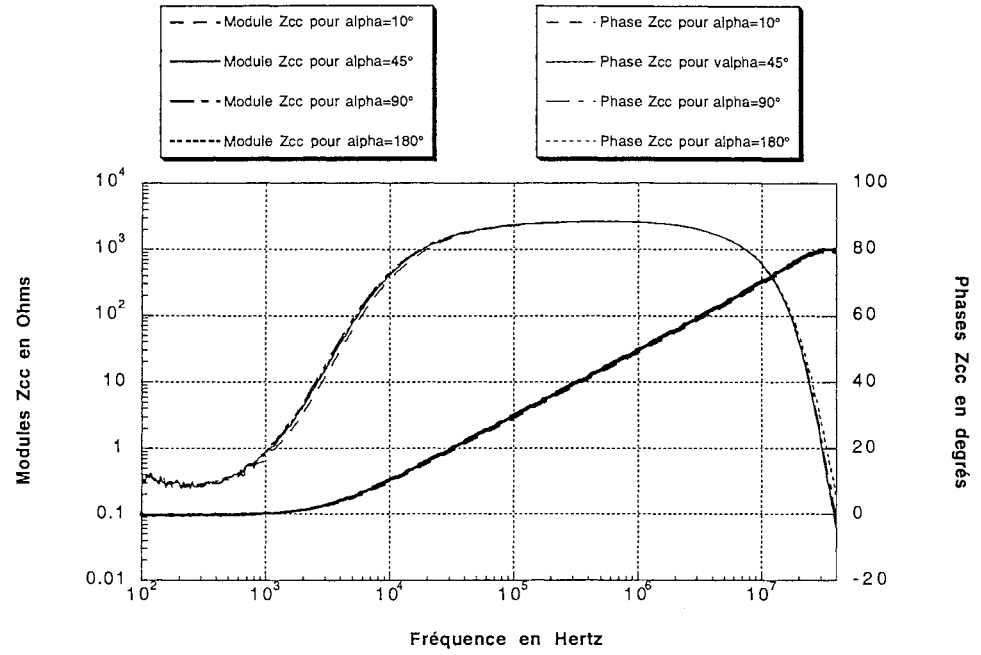
Calcul de l'atténuation et du déphasage "en charge" du flux (spires mal réparties)

Le gain est nul au départ (jusqu'à quelques centaines de kHz) pour un même nombre de spires au primaire comme au secondaire.

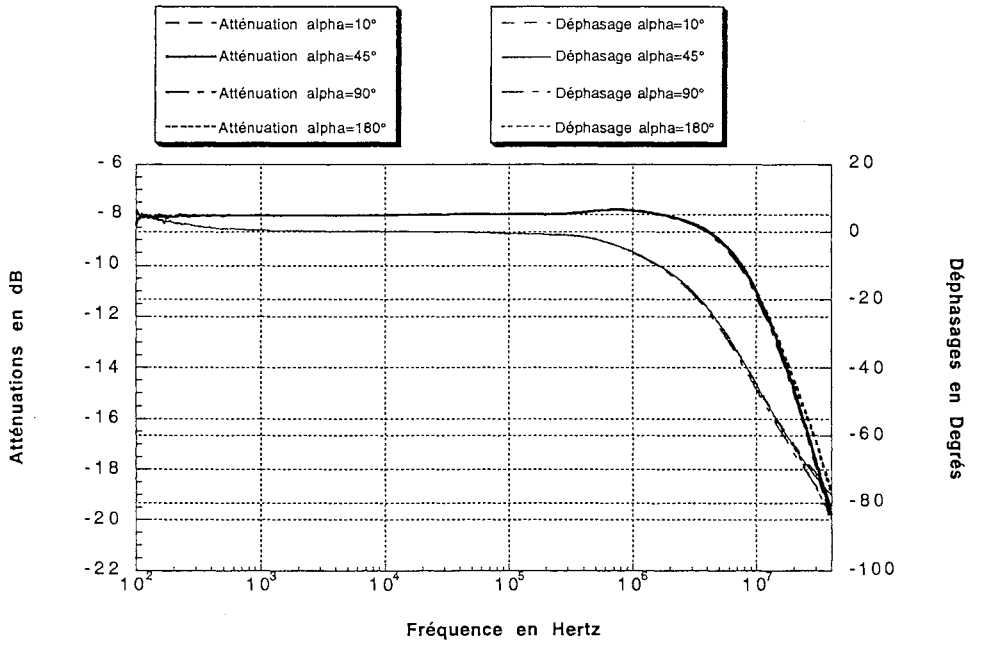
c - Bobinage bien réparti



Impédances à vide Z_0 et Z_0' (spires bien réparties)



Impédances en court-circuit Z_{cc} (spires bien réparties)



Calcul de l'atténuation et du déphasage "en charge" du flux (spires bien réparties)

L'atténuation est de -8 dB au départ (jusqu'à quelques centaines de kHz). Cela est dû à des nombres de spires différents pour les deux bobinages :

$$G_C\,(\mathrm{dB}) = 20\log\left(\frac{V_2}{V_1}\right) = 20\log\left(\frac{n_2}{n_1}\right) = 20\log\left(\frac{4}{10}\right) \# -7{,}96$$

- ANNEXE 5 -

CALCUL 2D-PLAN DU CHAMP ELECTROMAGNETIQUE DANS UNE LAME DE FERRITE

1. Rappels sur les fonctions de variable complexe

a - Parité

Les fonctions f de la variable complexe z telles que $f(-z) = -f(z)$ pour tout $z \in \mathbf{C}$ sont appelées fonctions impaires, cependant que celles pour lesquelles $f(-z) = f(z)$ pour tout $z \in \mathbf{C}$ sont appelées fonctions paires.

Exemple : $\forall z \in \mathbf{C}$, $\sin(-z) = -\sin(z)$ et la fonction sinus est impaire dans le plan complexe
$\forall z \in \mathbf{C}$, $\cos(-z) = \cos(z)$ et la fonction cosinus est paire dans le plan complexe

b - Zéros des fonctions trigonométriques

Les zéros de l'équation $\sin(z) = 0$ sont tous réels et ont pour valeurs :

$$z = 0, \pm\pi, \pm 2\pi, \pm 3\pi, \ldots = k\pi \quad (k \in \mathbf{Z})$$

Les zéros de l'équation $\cos(z) = 0$ sont tous réels et ont pour valeurs :

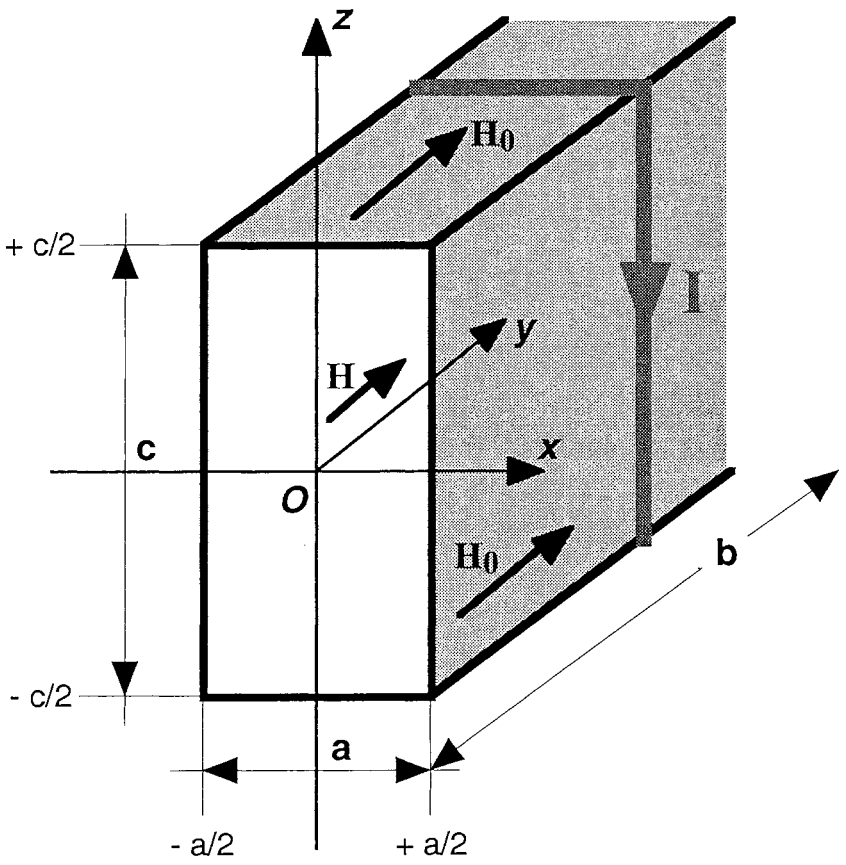
$$z = \pm\frac{\pi}{2}, \pm\frac{3\pi}{2}, \pm\frac{5\pi}{2}, \ldots = \left(k + \frac{1}{2}\right)\pi \quad (k \in \mathbf{Z})$$

Démonstration : $\sin(z) = 0 \Leftrightarrow e^{jz} = e^{-jz} \Leftrightarrow e^{2jz} = 1 \Leftrightarrow 2z = 2k\pi \Leftrightarrow z = k\pi \quad (k \in \mathbf{Z})$

$\cos(z) = 0 \Leftrightarrow e^{jz} = -e^{-jz} \Leftrightarrow e^{2jz} = -1 \Leftrightarrow 2z = (2k+1)\pi \Leftrightarrow z = \left(k + \frac{1}{2}\right)\pi \quad (k \in \mathbf{Z})$

2. Description du problème

Soit un tore de matériau magnétique supposé linéaire, stationnaire, isotrope et homogène. Le tore possède une section rectangulaire (d'épaisseur a et de hauteur c). Il est soumis à l'excitation magnétique ($\overrightarrow{H_0}$) d'une nappe de courant superficiel (I). Les faces parallèles du tore peuvent être recouvertes ou non par un plan métallique parfaitement conducteur. L'objectif de cette étude est de relier les champs $\vec{H}$ et $\vec{E}$, à l'intérieur du tore, aux propriétés physiques complexes du matériau $\bar{\mu}$ et $\bar{\varepsilon}$, en fonction des dimensions, et de l'excitation $\overrightarrow{H_0}$ (à la pulsation $\omega = 2\pi f$) sur les bords. Le tore est supposé déroulé et est alors équivalent à une lame à faces parallèles de longueur égale au périmètre moyen du tore (longueur b). Différentes techniques de résolution vont être présentées et comparées.



Modèle 2D-plan du tore déroulé

3. Symétries

La forme du tore déroulé et de la nappe de courant incitent à rapporter l'espace à des coordonnées cartésiennes (x,y,z) dont l'origine O est choisie au centre d'une section du tore. L'invariance le long de l'axe (Oy) est admise compte tenu du fait que le matériau est homogène et que la densité de courant ne dépend pas de y (b est par ailleurs très grand devant a et c). Cette situation pseudo-plane restreint l'étude au plan (xOz), et $\vec{H}$ ne dépend donc pas de y. Tout plan perpendiculaire à l'axe (Oy) est un plan de symétrie paire pour la densité de courant qui engendre $\vec{H}$. D'après le principe de Curie, le pseudo-vecteur $\vec{H}$ (vecteur axial) est alors normal à ce plan, et $\vec{H}$ est ainsi orienté selon la direction (Oy). Le plan (yOz) est un plan de symétrie impaire pour la densité de courant, et en conséquence, H_y est une fonction paire de x. De même, le plan (xOy) est un plan de symétrie impaire pour la densité de courant, si bien que, H_y est aussi une fonction paire de z. En conclusion, on a :

$$\vec{H} = \overrightarrow{H_y}(x,z) \qquad \text{avec} \qquad \overrightarrow{H_x}(x,z) = \overrightarrow{H_z}(x,z) = \vec{0}$$

$$\forall |x| \leq \frac{a}{2},\ \forall |z| \leq \frac{c}{2},\ H_y(-x,z) = H_y(x,z) \qquad \text{et} \qquad \forall |x| \leq \frac{a}{2},\ \forall |z| \leq \frac{c}{2},\ H_y(x,-z) = H_y(x,z)$$

4. Equation différentielle

On écrit les équations de Maxwell en tout point de la lame :

$$\text{div}\,\vec{B} = 0 \qquad \text{div}\,\vec{E} = 0 \qquad \overrightarrow{\text{rot}}\,\vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \qquad \overrightarrow{\text{rot}}\,\vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

Avec, en régime harmonique, les relations constitutives suivantes :

$\vec{B} = \bar{\mu}\,\vec{H}$ avec $\bar{\mu} = \mu_0\left(\mu_r' - j\mu_r''\right)$ perméabilité complexe

$\vec{D} = \varepsilon_D\,\vec{E}$ avec ε_D permittivité propre à la nature diélectrique du matériau

$\vec{J} = \sigma\,\vec{E}$ avec $\sigma = 1/\rho$ conductivité électrique

Soit :

$$\overrightarrow{\text{rot}}\,\vec{H} = \sigma\,\vec{E} + j\omega\,\varepsilon_D\,\vec{E} = j\omega\,\bar{\varepsilon}\,\vec{E}$$

On définit ainsi la permittivité complexe par :

$$\bar{\varepsilon} = \varepsilon_D + \frac{\sigma}{j\omega} = \varepsilon_0\left(\varepsilon_r' - j\varepsilon_r''\right)$$

Et on arrive, pour l'excitation magnétique $\vec{H}$, à la relation au laplacien classique :

$$\boxed{\Delta\vec{H} + k^2\,\vec{H} = \vec{0}} \qquad \text{où l'on pose} \qquad \boxed{k^2 = \omega^2\,\bar{\mu}\,\bar{\varepsilon}}$$

De même, pour le champ électrique $\vec{E}$, on obtient :

$$\boxed{\Delta\vec{E} + k^2\,\vec{E} = \vec{0}}$$

5. Champ électrique

Les champs $\vec{H}$ et $\vec{E}$ sont reliés par l'opérateur $\overrightarrow{\text{rot}}$, si bien que, connaissant $\vec{H}$:

$$\vec{H} = \overrightarrow{H_y}(x,z) = \begin{vmatrix} 0 \\ H_y(x,z) \\ 0 \end{vmatrix} \qquad \text{implique} \qquad \overrightarrow{\text{rot}}\,\vec{H} = \begin{vmatrix} -\dfrac{\partial H_y(x,z)}{\partial z} \\ 0 \\ \dfrac{\partial H_y(x,z)}{\partial x} \end{vmatrix}$$

Soit donc :

$$\vec{E} = \begin{cases} E_x(x,z) = -\dfrac{1}{j\omega\bar{\varepsilon}}\dfrac{\partial H_y(x,z)}{\partial z} \\ E_y(x,z) = 0 \\ E_z(x,z) = \dfrac{1}{j\omega\bar{\varepsilon}}\dfrac{\partial H_y(x,z)}{\partial x} \end{cases}$$

6. Résolution

$\vec{H}$ est dirigé suivant (Oy) et varie suivant (Ox) et (Oz) :

$$\vec{H} = \overrightarrow{H_y}(x,z)$$

Il faut donc résoudre l'équation différentielle :

$$\frac{\partial^2 H_y(x,z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_y(x,z)}{\partial z^2} + k^2 H_y(x,z) = 0$$

La méthode de résolution classique consiste à séparer les variables en posant :

$$H_y(x,z) = X(x)\cdot Z(z)$$

Soit :

$$\frac{1}{X(x)}\frac{\partial^2 X(x)}{\partial x^2} + \frac{1}{Z(z)}\frac{\partial^2 Z(z)}{\partial z^2} + k^2 = 0$$

Ou encore, puisque chacun des termes en x et en z doit être constant :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial^2 X(x)}{\partial x^2} + k_x^2 X(x) = 0 \\ \dfrac{\partial^2 Z(z)}{\partial z^2} + k_z^2 Z(z) = 0 \end{cases} \qquad \text{avec} \qquad k_x^2 + k_z^2 = k^2$$

On obtient pour X et Z :

$$\begin{cases} X(x) = C_1 \cos(k_x x) + C_2 \sin(k_x x) \\ Z(z) = C_3 \cos(k_z z) + C_4 \sin(k_z z) \end{cases}$$

Pour assurer la parité de H_y en x et z, il faut nécessairement poser $C_2 = C_4 = 0$. On obtient ainsi la

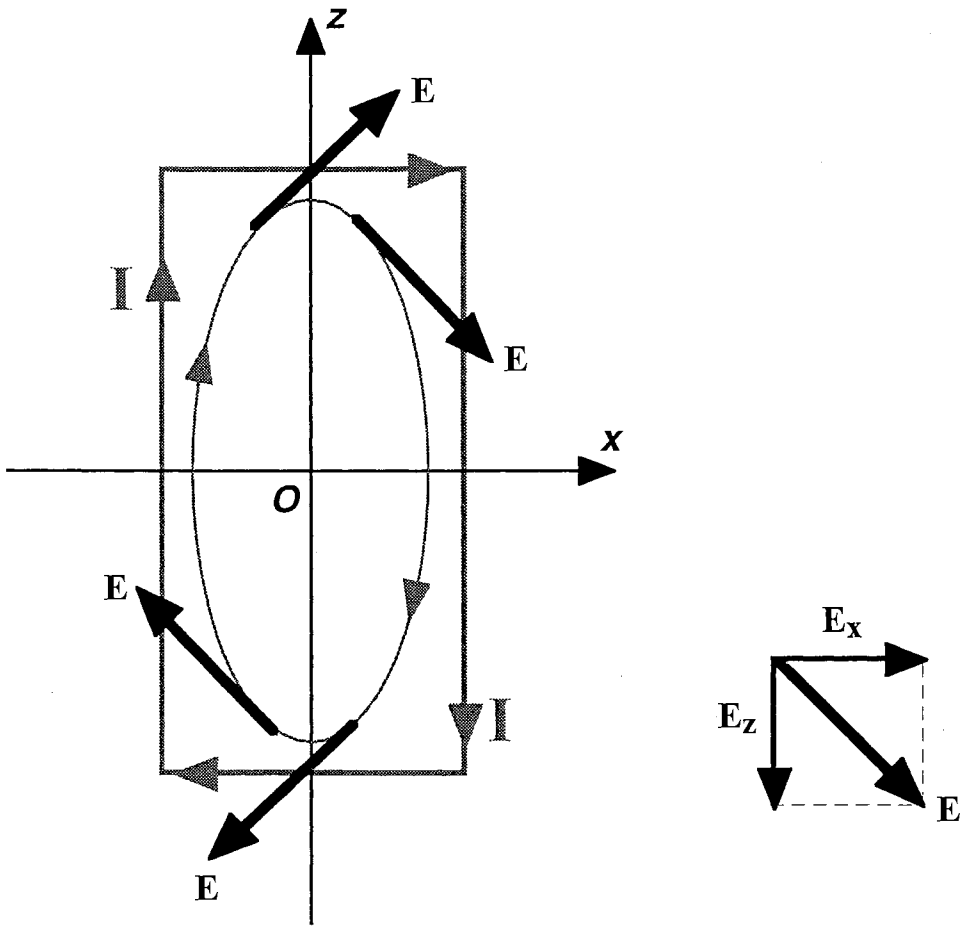
solution particulière suivante (C coefficient indépendant de x et z) :

$$H_y(x,z) = C \cos(k_x x) \cos(k_z z)$$

Et pour le champ électrique :

$$\begin{cases} E_x(x,z) = \dfrac{k_z}{j\omega\bar{\varepsilon}} C \cos(k_x x) \sin(k_z z) \\ E_z(x,z) = -\dfrac{k_x}{j\omega\bar{\varepsilon}} C \sin(k_x x) \cos(k_z z) \end{cases}$$

E_x est paire en x et impaire en z, tandis que E_z est impaire en x et paire en z. Les parités des fonctions E_x et E_z ainsi trouvées respectent bien la disposition de la densité de courant I créant l'excitation $\overrightarrow{H_0}$ sur les bords. On doit avoir de plus $E_x = 0$ sur les bords $x = \pm\frac{a}{2}$, et $E_z = 0$ sur les bords $z = \pm\frac{c}{2}$, ce qui est équivalent à dire que le champ électrique $\vec{E}$ est tangentiel aux surfaces extérieures (aucun courant induit ne s'échappe du volume du tore).



Orientation du champ électrique dans le plan (xOz)

Le courant I est imposé sur les quatre faces de la lame de façon uniforme sur toute la longueur b. Il

crée l'excitation $\overrightarrow{H_0}$ dirigée selon l'axe (Oy) telle que $I = H_0 \cdot b$ (théorème d'Ampère). Ceci en supposant que le champ $\vec{H}$ soit nul à l'extérieur du tore.

a - Résolution par le champ électrique

E_x est paire en x et impaire en z, alors que E_z est impaire en x et paire en z. Les solutions conformes à ces symétries sont nécessairement de la forme :

$$\begin{cases} E_x(x,z) = \alpha \cos(k_x x) \sin(k_z z) \\ E_z(x,z) = \beta \sin(k_x x) \cos(k_z z) \end{cases} \quad \text{où} \quad \alpha \text{ et } \beta \text{ sont des constantes indépendantes de x et z}$$

Pour respecter $\vec{E}$ tangentiel à la surface extérieure, il faut que :

$$\begin{cases} \forall |z| \le \frac{c}{2},\ E_x(\pm \frac{a}{2}, z) = 0 \\ \forall |x| \le \frac{a}{2},\ E_z(x, \pm \frac{c}{2}) = 0 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \cos\left(k_x \frac{a}{2}\right) = 0 \Rightarrow k_x = (2n+1)\frac{\pi}{a},\ n \in \mathbf{Z} \\ \cos\left(k_z \frac{c}{2}\right) = 0 \Rightarrow k_z = (2m+1)\frac{\pi}{c},\ m \in \mathbf{Z} \end{cases}$$

En définitive, compte tenu de la relation de dispersion $k_x^2 + k_z^2 = k^2$, les expressions générales pour le champ électrique sont :

$$\begin{cases} E_x(x,z) = \sum_{n=0}^{\infty} \alpha_n \cos\left((2n+1)\pi \frac{x}{a}\right) \sin\left(\sqrt{k^2 - (2n+1)^2 \frac{\pi^2}{a^2}}\, z\right) \\ E_z(x,z) = \sum_{m=0}^{\infty} \beta_n \sin\left(\sqrt{k^2 - (2m+1)^2 \frac{\pi^2}{c^2}}\, x\right) \cos\left((2m+1)\pi \frac{z}{c}\right) \end{cases}$$

De ces expressions on déduit celle de $H_y(x,z)$ grâce à la relation $\overrightarrow{rot}\,\vec{E} = -j\omega \bar{\mu}\,\vec{H}$:

$$-j\omega \bar{\mu} H_y(x,z) = \sum_{n=0}^{\infty} \alpha_n \sqrt{k^2 - (2n+1)^2 \frac{\pi^2}{a^2}} \cos\left((2n+1)\pi \frac{x}{a}\right) \cos\left(\sqrt{k^2 - (2n+1)^2 \frac{\pi^2}{a^2}}\, z\right)$$
$$- \sum_{m=0}^{\infty} \beta_n \sqrt{k^2 - (2m+1)^2 \frac{\pi^2}{c^2}} \cos\left(\sqrt{k^2 - (2m+1)^2 \frac{\pi^2}{c^2}}\, x\right) \cos\left((2m+1)\pi \frac{z}{c}\right)$$

Ce qui s'écrit également :

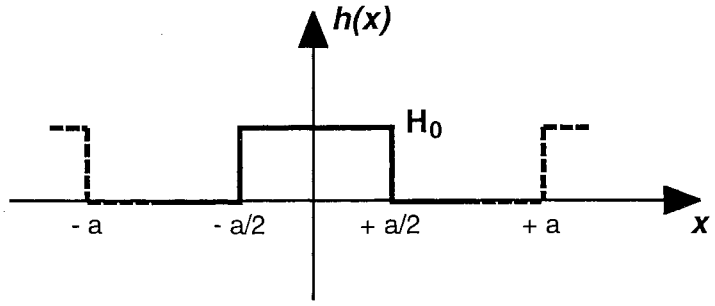
$$H_y(x,z) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \cos\left((2n+1)\pi \frac{x}{a}\right) \cos\left(\sqrt{k^2 - (2n+1)^2 \frac{\pi^2}{a^2}}\, z\right)$$
$$+ \sum_{m=0}^{\infty} B_n \cos\left(\sqrt{k^2 - (2m+1)^2 \frac{\pi^2}{c^2}}\, x\right) \cos\left((2m+1)\pi \frac{z}{c}\right)$$

Pour déterminer A_n et B_m, on fixe $H_y(x,z) = H_0$ sur la surface. Sur les bords $z = \pm \frac{c}{2}$, on obtient :

$$\forall |x| < \frac{a}{2},\ H_0 = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \cos\left(\sqrt{k^2 - (2n+1)^2 \frac{\pi^2}{a^2}}\ \frac{c}{2}\right) \cos\left((2n+1)\,\pi\,\frac{x}{a}\right)$$

Cette dernière somme apparaît comme le développement en série de Fourier d'une fonction de x de période 2a. On peut ainsi admettre qu'il s'agit de la fonction h représentée ci-après. Pour que l'identité soit satisfaite, il faut alors que :

$$A_n \cos\left(\sqrt{k^2 - (2n+1)^2 \frac{\pi^2}{a^2}}\ \frac{c}{2}\right) = \frac{4}{\pi} H_0 \frac{(-1)^n}{2n+1}$$



Fonction 2a-périodique valant H_0 sur les bords $z = \pm c/2$ pour tout $- a/2 < x < + a/2$

En effet, h étant paire et 2a-périodique :

$$h(x) = \sum_{n=0}^{\infty} h_n \cos\left(n\pi\,\frac{x}{a}\right)$$

On a :

$$\begin{cases} h_0 = \dfrac{1}{2a} \displaystyle\int_{-\frac{a}{2}}^{+\frac{a}{2}} H_0\, dx \\ h_n = \dfrac{2}{2a} \displaystyle\int_{-\frac{a}{2}}^{+\frac{a}{2}} H_0 \cos\left(n\pi\,\frac{x}{a}\right) dx \quad \text{pour} \quad n \geq 1 \end{cases} \Leftrightarrow \begin{cases} h_0 = \dfrac{H_0}{2} \\ h_{2n+1} = \dfrac{2}{\pi} H_0 \dfrac{(-1)^n}{2n+1} \\ h_{2n} = 0 \end{cases}$$

Soit donc :

$$h(x) = \frac{H_0}{2} + \frac{2}{\pi} H_0 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{2n+1} \cos\left((2n+1)\,\pi\,\frac{x}{a}\right)$$

Sur les bords $z = \pm \frac{c}{2}$, il faut :

$$\forall |x| < \frac{a}{2},\ h(x) = H_0$$

Et par identification, on arrive au résultat souhaité :

$$H_0 - \frac{H_0}{2} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2}{\pi} H_0 \frac{(-1)^n}{2n+1} \cos\left((2n+1)\,\pi\,\frac{x}{a}\right)$$

$$= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{A_n}{2} \cos\left(\sqrt{k^2 - (2n+1)^2\,\frac{\pi^2}{a^2}}\;\frac{c}{2}\right) \cos\left((2n+1)\,\pi\,\frac{x}{a}\right)$$

Le même raisonnement sur les bords $x = \pm\frac{a}{2}$ conduit à poser :

$$B_m \cos\left(\sqrt{k^2 - (2m+1)^2\,\frac{\pi^2}{c^2}}\;\frac{a}{2}\right) = \frac{4}{\pi} H_0 \frac{(-1)^m}{2m+1}$$

On obtient finalement la solution 2D suivante pour le champ magnétique à l'intérieur du tore :

$$\vec{H} = \overrightarrow{H_y}(x,z) = \frac{4}{\pi} H_0 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{2n+1} \left[\cos\left((2n+1)\,\pi\,\frac{x}{a}\right) \frac{\cos\left(\sqrt{k^2 - (2n+1)^2\,\frac{\pi^2}{a^2}}\;z\right)}{\cos\left(\sqrt{k^2 - (2n+1)^2\,\frac{\pi^2}{a^2}}\;\frac{c}{2}\right)} + \frac{\cos\left(\sqrt{k^2 - (2n+1)^2\,\frac{\pi^2}{c^2}}\;x\right)}{\cos\left(\sqrt{k^2 - (2n+1)^2\,\frac{\pi^2}{c^2}}\;\frac{a}{2}\right)} \cos\left((2n+1)\,\pi\,\frac{z}{c}\right) \right] \vec{u_y}$$

Le radical qui apparaît ici ne devient réel que lorsque la longueur d'onde est inférieure à 2 fois la longueur (a ou c) concernée. Il est donc préférable, aux fréquences usuelles, de faire apparaître un ch en inversant le signe sous le radical :

$$\vec{H} = \overrightarrow{H_y}(x,z) = \frac{4}{\pi} H_0 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{2n+1} \left[\cos\left((2n+1)\,\pi\,\frac{x}{a}\right) \frac{\mathrm{ch}\left(\sqrt{(2n+1)^2\,\frac{\pi^2}{a^2} - k^2}\;z\right)}{\mathrm{ch}\left(\sqrt{(2n+1)^2\,\frac{\pi^2}{a^2} - k^2}\;\frac{c}{2}\right)} + \frac{\mathrm{ch}\left(\sqrt{(2n+1)^2\,\frac{\pi^2}{c^2} - k^2}\;x\right)}{\mathrm{ch}\left(\sqrt{(2n+1)^2\,\frac{\pi^2}{c^2} - k^2}\;\frac{a}{2}\right)} \cos\left((2n+1)\,\pi\,\frac{z}{c}\right) \right] \vec{u_y}$$

Et pour le champ électrique $\vec{E} = \overrightarrow{E_x}(x,z) + \overrightarrow{E_z}(x,z)$:

$$\vec{E} = -\frac{4}{\pi} j\omega \bar{\mu} H_0 \left[\begin{array}{l} \displaystyle\sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{2n+1} \frac{\cos\left((2n+1)\,\pi\,\frac{x}{a}\right)}{\sqrt{(2n+1)^2\,\frac{\pi^2}{a^2} - k^2}} \frac{\mathrm{sh}\left(\sqrt{(2n+1)^2\,\frac{\pi^2}{a^2} - k^2}\; z\right)}{\mathrm{ch}\left(\sqrt{(2n+1)^2\,\frac{\pi^2}{a^2} - k^2}\;\frac{c}{2}\right)} \vec{u_x} \\ \displaystyle -\sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-1)^m}{2m+1} \frac{\cos\left((2m+1)\,\pi\,\frac{z}{c}\right)}{\sqrt{(2m+1)^2\,\frac{\pi^2}{c^2} - k^2}} \frac{\mathrm{sh}\left(\sqrt{(2m+1)^2\,\frac{\pi^2}{c^2} - k^2}\; x\right)}{\mathrm{ch}\left(\sqrt{(2m+1)^2\,\frac{\pi^2}{c^2} - k^2}\;\frac{a}{2}\right)} \vec{u_z} \end{array} \right]$$

b - Résolution par le champ magnétique

Repartons des solutions particulières données pour $\vec{H}$ et $\vec{E}$ (C coefficient indépendant de x et z) :

$$H_y(x,z) = C\cos(k_x x)\cos(k_z z) \qquad \begin{cases} E_x(x,z) = \dfrac{k_z}{j\omega\bar{\varepsilon}} C\cos(k_x x)\sin(k_z z) \\ E_z(x,z) = -\dfrac{k_x}{j\omega\bar{\varepsilon}} C\sin(k_x x)\cos(k_z z) \end{cases}$$

Compte tenu de la relation de dispersion $k_x^2 + k_z^2 = k^2$ et des propriétés linéaires, l'écriture ci-dessous est solution de l'équation différentielle initiale :

$$H_y(x,z) = \sum_{m=0}^{\infty} P_m \cos(p_m x)\cos\left(\sqrt{k^2 - p_m^2}\; z\right)$$

Il en est de même si l'on choisit de placer le radical devant x plutôt que devant z :

$$H_y(x,z) = \sum_{n=0}^{\infty} Q_n \cos\left(\sqrt{k^2 - q_n^2}\; x\right)\cos(q_n z)$$

La solution générale sera ainsi écrite comme combinaison linéaire de toutes ces solutions particulières :

$$H_y(x,z) = \sum_{m=0}^{\infty} P_m \cos(p_m x)\cos\left(\sqrt{k^2 - p_m^2}\; z\right) + \sum_{n=0}^{\infty} Q_n \cos\left(\sqrt{k^2 - q_n^2}\; x\right)\cos(q_n z)$$

La condition aux limites sur les bords $x = \pm\frac{a}{2}$ est :

$$H_y\left(\pm\frac{a}{2}, z\right) = H_0 \quad \text{pour} \quad |z| \le \frac{c}{2}$$

Celle-ci est réalisée si :

$$\begin{cases} \cos\left(p_m \frac{a}{2}\right) = 0, \; m \in \mathbf{N} \\ \forall |z| \le \frac{c}{2}, \; \sum_{n=0}^{\infty} Q_n \cos\left(\sqrt{k^2 - q_n^2}\, \frac{a}{2}\right) \cos(q_n z) = H_0 \end{cases}$$

Ce qui définit déjà :

$$p_m = (2m+1)\frac{\pi}{a} \quad \text{pour} \quad m \in \mathbf{N}$$

De même, la condition aux limites sur les bords $z = \pm \frac{c}{2}$ est réalisée si :

$$\begin{cases} \cos\left(q_n \frac{c}{2}\right) = 0, \; n \in \mathbf{N} \\ \forall |x| \le \frac{a}{2}, \; \sum_{m=0}^{\infty} P_m \cos(p_m x) \cos\left(\sqrt{k^2 - p_m^2}\, \frac{c}{2}\right) = H_0 \end{cases}$$

Ce qui définit encore :

$$q_n = (2n+1)\frac{\pi}{c} \quad \text{pour} \quad n \in \mathbf{N}$$

Il reste donc à assurer :

$$\begin{cases} \forall |x| \le \frac{a}{2}, \; \sum_{m=0}^{\infty} P_m \cos\left((2m+1)\,\pi\,\frac{x}{a}\right) \cos\left(\sqrt{k^2 - (2m+1)^2 \frac{\pi^2}{a^2}}\, \frac{c}{2}\right) = H_0 \\ \forall |z| \le \frac{c}{2}, \; \sum_{n=0}^{\infty} Q_n \cos\left(\sqrt{k^2 - (2n+1)^2 \frac{\pi^2}{c^2}}\, \frac{a}{2}\right) \cos\left((2n+1)\,\pi\,\frac{z}{c}\right) = H_0 \end{cases}$$

L'utilisation des développements en séries de Fourier (cf. § 6.a) permet de trouver les coefficients P_m et Q_n :

$$\begin{cases} P_m \cos\left(\sqrt{k^2 - (2m+1)^2 \frac{\pi^2}{a^2}}\, \frac{c}{2}\right) = \frac{4}{\pi} H_0 \frac{(-1)^m}{2m+1} \\ Q_n \cos\left(\sqrt{k^2 - (2n+1)^2 \frac{\pi^2}{c^2}}\, \frac{a}{2}\right) = \frac{4}{\pi} H_0 \frac{(-1)^n}{2n+1} \end{cases}$$

On arrive finalement à la même solution pour $\vec{H}$ que celle donnée au § 6.a. Le champ électrique peut, quant à lui, se déduire de la relation donnée au § 5., mais l'on trouve finalement un résultat plus complexe pour les deux fonctions E_x et E_z de x et z :

$$\vec{E_x}(x,z) = \frac{4}{\pi}\frac{1}{j\omega\bar{\varepsilon}} H_0 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{2n+1} \left[(2n+1)\frac{\pi}{c} \frac{ch\left(\sqrt{(2n+1)^2\frac{\pi^2}{c^2} - k^2}\ x\right)}{ch\left(\sqrt{(2n+1)^2\frac{\pi^2}{c^2} - k^2}\ \frac{a}{2}\right)} \sin\left((2n+1)\pi\frac{z}{c}\right) + \sqrt{(2n+1)^2\frac{\pi^2}{a^2} - k^2}\cos\left((2n+1)\pi\frac{x}{a}\right) \frac{sh\left(\sqrt{(2n+1)^2\frac{\pi^2}{a^2} - k^2}\ z\right)}{ch\left(\sqrt{(2n+1)^2\frac{\pi^2}{a^2} - k^2}\ \frac{c}{2}\right)} \right] \vec{u_x}$$

$$\vec{E_z}(x,z) = -\frac{4}{\pi}\frac{1}{j\omega\bar{\varepsilon}} H_0 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{2n+1} \left[\frac{sh\left(\sqrt{(2n+1)^2\frac{\pi^2}{c^2} - k^2}\ x\right)}{ch\left(\sqrt{(2n+1)^2\frac{\pi^2}{c^2} - k^2}\ \frac{a}{2}\right)} \sqrt{(2n+1)^2\frac{\pi^2}{a^2} - k^2}\cos\left((2n+1)\pi\frac{z}{c}\right) + (2n+1)\frac{\pi}{a}\sin\left((2n+1)\pi\frac{x}{a}\right) \frac{ch\left(\sqrt{(2n+1)^2\frac{\pi^2}{a^2} - k^2}\ z\right)}{ch\left(\sqrt{(2n+1)^2\frac{\pi^2}{a^2} - k^2}\ \frac{c}{2}\right)} \right] \vec{u_z}$$

c - Résolution selon R.L. Stoll

Compte tenu des symétries et des considérations précédentes, on part de :

$$H_y(x,z) = \sum_{m=0}^{\infty} P_m \cos(p_m x)\cos\left(\sqrt{k^2 - p_m^2}\ z\right) + \sum_{n=0}^{\infty} Q_n \cos\left(\sqrt{k^2 - q_n^2}\ x\right)\cos(q_n z)$$

Pour permettre à la seconde série en $\cos(q_n z)$ de prendre la valeur H_0 sur deux des bords, la première série doit être nulle lorsque $x = \pm\frac{a}{2}$, c'est-à-dire pour :

$$\cos\left(p_m\frac{a}{2}\right) = 0,\ m \in \mathbf{N} \quad \Rightarrow \quad p_m = (2m+1)\frac{\pi}{a},\ m \in \mathbf{N}$$

Le premier terme de la seconde série peut satisfaire la condition aux limites si $q_0 = 0$, ce qui conduit à poser :

$$Q_0 = \frac{H_0}{\cos\left(k\frac{a}{2}\right)} \qquad \text{et} \qquad Q_n = 0 \quad \text{pour} \quad n \geq 1$$

On obtient donc [Stoll-74] :

$$H_y(x,z) = H_0 \frac{\cos(kx)}{\cos\left(k\frac{a}{2}\right)} + \sum_{m=0}^{\infty} P_m \cos\left((2m+1)\,\pi\,\frac{x}{a}\right) \cos\left(\sqrt{k^2 - (2m+1)^2\,\frac{\pi^2}{a^2}}\; z\right)$$

Lorsque $z = \pm\frac{c}{2}$, H_y prend la valeur H_0, et les coefficients P_m peuvent être trouvés par analyse de Fourier. En multipliant par exemple l'équation précédente par $\cos\left(p\pi\,\frac{x}{a}\right)$, où p est un entier, et en intégrant entre les limites $x = \pm\frac{a}{2}$, on obtient, les fonctions $\cos\left((2m+1)\,\pi\,\frac{x}{a}\right)$ et $\cos\left(p\pi\,\frac{x}{a}\right)$ étant orthogonales :

$$\frac{P_p}{H_0} \cos\left(\sqrt{k^2 - \frac{p^2\,\pi^2}{a^2}}\;\frac{c}{2}\right) \int_{-\frac{a}{2}}^{+\frac{a}{2}} \cos^2\left(p\pi\,\frac{x}{a}\right) dx = \int_{-\frac{a}{2}}^{+\frac{a}{2}} \left(1 - \frac{\cos(kx)}{\cos\left(k\frac{a}{2}\right)}\right) \cos\left(p\pi\,\frac{x}{a}\right) dx$$

En intégrant deux fois le second membre par parties, on obtient, avec p entier impair (p = 2m+1) :

$$\frac{P_p}{H_0}\,\frac{a}{2} \cos\left(\sqrt{k^2 - \frac{p^2\,\pi^2}{a^2}}\;\frac{c}{2}\right) = -\,\frac{a^2\,k^2}{p^2\,\pi^2} \int_{-\frac{a}{2}}^{+\frac{a}{2}} \frac{\cos(kx)}{\cos\left(k\frac{a}{2}\right)} \cos\left(p\pi\,\frac{x}{a}\right) dx$$

Notons I_p l'intégrale suivante qu'il reste à calculer :

$$I_p = \int_{-\frac{a}{2}}^{+\frac{a}{2}} \frac{\cos(kx)}{\cos\left(k\frac{a}{2}\right)} \cos\left(p\pi\,\frac{x}{a}\right) dx$$

En égalant les deux expressions précédentes, on obtient :

$$\frac{a^2\,k^2}{p^2\,\pi^2}\,I_p = I_p - \int_{-\frac{a}{2}}^{+\frac{a}{2}} \cos\left(p\pi\,\frac{x}{a}\right) dx$$

Soit :

$$I_p = \frac{\frac{2a}{p\pi} \sin\left(p\frac{\pi}{2}\right)}{1 - \frac{a^2\,k^2}{p^2\,\pi^2}}$$

Finalement :

$$P_m = \frac{\frac{4\,k^2}{(2m+1)\,\pi}(-1)^m}{\left(k^2 - \frac{(2m+1)^2\,\pi^2}{a^2}\right)} \frac{H_0}{\cos\left(\sqrt{k^2 - \frac{(2m+1)^2\,\pi^2}{a^2}}\,\frac{c}{2}\right)}$$

La solution ainsi obtenue pour $\vec{H} = \vec{H_y}(x,z)$ s'écrit finalement :

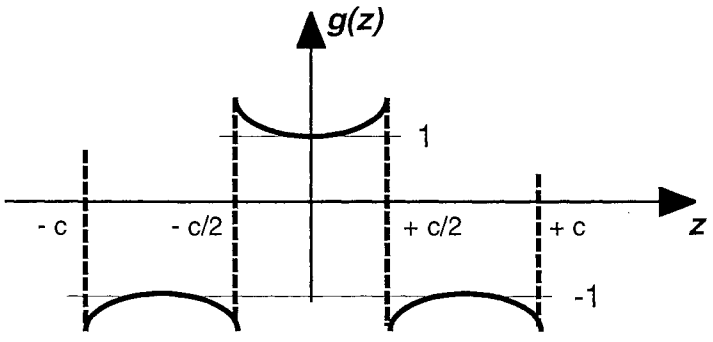
$$\vec{H} = H_0 \frac{\cos(kx)}{\cos\left(k\frac{a}{2}\right)} + \frac{4\,k^2}{\pi} H_0 \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-1)^m}{(2m+1)\left(k^2 - \frac{(2m+1)^2\,\pi^2}{a^2}\right)} \cos\left((2m+1)\,\pi\,\frac{x}{a}\right) \frac{\operatorname{ch}\left(\sqrt{k^2 - (2m+1)^2\,\frac{\pi^2}{a^2}}\,z\right)}{\operatorname{ch}\left(\sqrt{k^2 - \frac{(2m+1)^2\,\pi^2}{a^2}}\,\frac{c}{2}\right)} \vec{u_y}$$

La comparaison avec la solution 1D montre que la série infinie du résultat précédent représente les "effets de bord" de la section rectangulaire. Le champ électrique $\vec{E} = \vec{E_x}(x,z) + \vec{E_z}(x,z)$ peut quant à lui facilement être déduit de la relation $\overrightarrow{rot}\,\vec{H} = j\omega\,\bar{\varepsilon}\,\vec{E}$ (cf. § 5.).

d - Développement en double série de Fourier

Il peut être intéressant de développer, dans la solution symétrique trouvée pour $\vec{H}$ au § 6.a et 6.b, le terme en ch sous forme d'une seconde série de Fourier. Si l'on travaille sur la coordonnée z, considérons la fonction g définie comme ci-dessous. Sur le domaine d'étude, on écrit :

$$\forall\, |z| < \frac{c}{2},\ g(z) = \operatorname{ch}\left(\sqrt{(2n+1)^2\,\frac{\pi^2}{a^2} - k^2}\,z\right)$$



La fonction g

La fonction étudiée est 2c-périodique. Elle ne présente pas de composante continue, elle est paire, et sa symétrie est telle que son développement en série de Fourier ne comporte pas d'harmoniques pairs. Ainsi :

$$g(z) = \sum_{m=0}^{\infty} A_m \cos\left((2m+1)\,\pi\,\frac{z}{c}\right)$$

Les coefficients A_m se déduisent de :

$$A_m = \frac{2}{2c} \int_{-\frac{c}{2}}^{+\frac{c}{2}} g(z) \cos\left((2m+1)\,\pi\,\frac{z}{c}\right) dz$$

Compte tenu des symétries évoquées plus haut, il est possible de restreindre le domaine d'intégration :

$$A_m = 4\,\frac{1}{c} \int_{0}^{+\frac{c}{2}} ch\,(\alpha_n z) \cos\left((2m+1)\,\pi\,\frac{z}{c}\right) dz \qquad \text{où} \qquad \alpha_n = \sqrt{(2n+1)^2\,\frac{\pi^2}{a^2} - k^2}$$

La décomposition en exponentielles complexes permet d'arriver au résultat :

$$A_m = 4\,\pi\,(2m+1)\,(-1)^m\,\frac{ch\left(\alpha_n \frac{c}{2}\right)}{\alpha_n^2\,c^2 + (2m+1)^2\,\pi^2}$$

Si $\alpha_n = 0$, on a une fonction carrée et : $A_m = \frac{4}{\pi}\,\frac{(-1)^m}{2m+1}$.

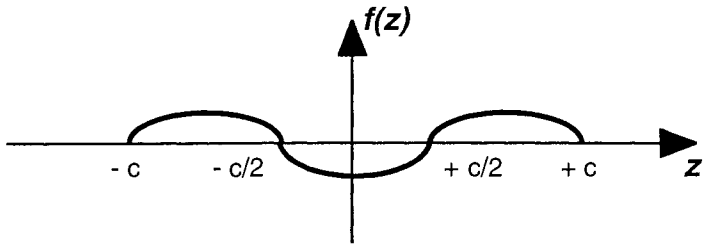
Le même raisonnement est à appliquer à la coordonnée x afin de conduire au résultat symétrique final pour $\vec{H} = \vec{H_y}(x,z)$:

$$\vec{H} = 16\,H_0 \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} (-1)^{n+m}\,\frac{2m+1}{2n+1} \left[\frac{a^2 \cos\left((2n+1)\,\pi\,\frac{x}{a}\right) \cos\left((2m+1)\,\pi\,\frac{z}{c}\right)}{(2n+1)^2\,\pi^2\,c^2 - k^2\,a^2\,c^2 + (2m+1)^2\,\pi^2\,a^2} + \frac{c^2 \cos\left((2m+1)\,\pi\,\frac{x}{a}\right) \cos\left((2n+1)\,\pi\,\frac{z}{c}\right)}{(2n+1)^2\,\pi^2\,a^2 - k^2\,a^2\,c^2 + (2m+1)^2\,\pi^2\,c^2} \right] \vec{u_y}$$

Le champ électrique $\vec{E} = \vec{E_x}(x,z) + \vec{E_z}(x,z)$ peut à nouveau facilement être déduit de la relation $\vec{rot}\,\vec{H} = j\omega\,\bar{\varepsilon}\,\vec{E}$ (cf. § 5.).

Contrairement aux résultats précédemment donnés aux § 6.a, 6.b et 6.c, où les solutions étaient écrites avec une seule sommation, ce dernier résultat comporte une somme double. Il en sera de même pour les composantes du champ électrique. La méthode du développement en double série de Fourier sera donc nettement moins intéressante pour les applications numériques. La forme de ce résultat reste cependant très intéressante sur le plan analytique. Pour gagner en rapidité de calcul numérique, il est souhaitable d'éviter les discontinuités observées sur la fonction g. Considérons pour cela la fonction f définie comme suit sur le domaine d'étude :

$$\forall\, |z| < \frac{c}{2},\ f(z) = g(z) - ch\left(\alpha_n \frac{c}{2}\right)$$



La fonction f

Le développement en série de Fourier donne, compte tenu des parités des fonctions envisagées :

$$\sum_{m=0}^{\infty} B_m \cos\left((2m+1)\,\pi\,\frac{z}{c}\right) = \sum_{m=0}^{\infty} A_m \cos\left((2m+1)\,\pi\,\frac{z}{c}\right) - \frac{4}{\pi}\,\mathrm{ch}\left(\alpha_n\frac{c}{2}\right)\sum_{m=0}^{\infty}\frac{(-1)^m}{2m+1}\cos\left((2m+1)\,\pi\,\frac{z}{c}\right)$$

La série retranchée représente le développement en série de Fourier de la fonction carrée d'amplitude $\mathrm{ch}\left(\alpha_n\frac{c}{2}\right)$ qu'il faut additionner à la fonction f pour obtenir la fonction g.

On sait déja que :

$$A_m = 4\,\pi\,(2m+1)\,(-1)^m\,\frac{\mathrm{ch}\left(\alpha_n\frac{c}{2}\right)}{\alpha_n^2\,c^2 + (2m+1)^2\,\pi^2}$$

Il reste à calculer les coefficients B_m :

$$B_m = A_m - \frac{4}{\pi}\,\mathrm{ch}\left(\alpha_n\frac{c}{2}\right)\frac{(-1)^m}{2m+1} = 4\,\pi\,(2m+1)\,(-1)^m\,\frac{\mathrm{ch}\left(\alpha_n\frac{c}{2}\right)}{\alpha_n^2\,c^2 + (2m+1)^2\,\pi^2} - \frac{4}{\pi}\,\mathrm{ch}\left(\alpha_n\frac{c}{2}\right)\frac{(-1)^m}{2m+1}$$

Ce qui donne après simplification :

$$B_m = -\frac{4}{\pi}\,\mathrm{ch}\left(\alpha_n\frac{c}{2}\right)\frac{(-1)^m}{2m+1}\,\frac{\alpha_n^2\,c^2}{\alpha_n^2\,c^2 + (2m+1)^2\,\pi^2}$$

Le développement en série de la fonction f, continue, avec les coefficients B_m, présente ainsi le très net avantage de converger bien plus rapidement que le développement en A_m de la fonction g qui présente des fronts verticaux. Le premier est en effet en $1/m^3$, alors que le second est en $1/m$. On obtient finalement, sur le domaine d'étude :

$$\forall\,|z| < \frac{c}{2},\ g(z) = \mathrm{ch}\left(\alpha_n\frac{c}{2}\right)\left(1 - \sum_{m=0}^{\infty}\frac{4}{\pi}\,\frac{(-1)^m}{2m+1}\,\frac{\alpha_n^2\,c^2}{\alpha_n^2\,c^2 + (2m+1)^2\,\pi^2}\cos\left((2m+1)\,\pi\,\frac{z}{c}\right)\right)$$

Et en remplaçant finalement pour obtenir $\vec{H}$:

$$\vec{H} = \overrightarrow{H_y}(x,z) = \frac{4}{\pi} H_0 \cdot$$

$$\left[\sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{2n+1} \left[\cos\left((2n+1)\,\pi\,\frac{x}{a}\right) + \cos\left((2n+1)\,\pi\,\frac{z}{c}\right) \right] \right. \vec{u_y}$$

$$\left. - \frac{4}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-1)^{n+m}}{(2n+1)(2m+1)} \left(\frac{\left[(2n+1)^2\,\pi^2\,c^2 - k^2\,a^2\,c^2\right] \cos\left((2n+1)\,\pi\,\frac{x}{a}\right) \cos\left((2m+1)\,\pi\,\frac{z}{c}\right)}{(2n+1)^2\,\pi^2\,c^2 - k^2\,a^2\,c^2 + (2m+1)^2\,\pi^2\,a^2} \right. \right.$$

$$\left. \left. + \frac{\left[(2n+1)^2\,\pi^2\,a^2 - k^2\,a^2\,c^2\right] \cos\left((2m+1)\,\pi\,\frac{x}{a}\right) \cos\left((2n+1)\,\pi\,\frac{z}{c}\right)}{(2n+1)^2\,\pi^2\,a^2 - k^2\,a^2\,c^2 + (2m+1)^2\,\pi^2\,c^2} \right) \right]$$

Ce résultat, plus complexe que le double développement classique, doit cependant converger plus rapidement. D'un point de vue purement numérique, il reste finalement toujours avantageux d'utiliser les résultats ne faisant appel qu'à une seule sommation. La solution de Richard L. Stoll [Stoll-74] demeure intéressante car elle permet une comparaison directe avec le modèle 1D.

7. Calcul du flux

Pour le modèle 2D, le flux se calcule en toute section de la lame par :

$$\Phi = \bar{\mu} \int_{-\frac{c}{2}}^{+\frac{c}{2}} \int_{-\frac{a}{2}}^{+\frac{a}{2}} H_y(x,z)\,dx\,dz$$

A partir de l'expression donnée pour H_y au § 6.a par exemple, le calcul simple de cette intégrale conduit à :

$$\Phi = \frac{8}{\pi^2} a\,c\,H_0\,\bar{\mu} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{(2n+1)^2} \left[\frac{\tan\left(\sqrt{k^2 - (2n+1)^2\,\frac{\pi^2}{c^2}}\,\frac{a}{2}\right)}{\sqrt{k^2 - (2n+1)^2\,\frac{\pi^2}{c^2}}\,\frac{a}{2}} + \frac{\tan\left(\sqrt{k^2 - (2n+1)^2\,\frac{\pi^2}{a^2}}\,\frac{c}{2}\right)}{\sqrt{k^2 - (2n+1)^2\,\frac{\pi^2}{a^2}}\,\frac{c}{2}} \right]$$

De façon analogue, il est possible, selon la méthode utilisée pour écrire la solution de l'équation différentielle, de donner l'expression du flux pour chacune des formules du § 6. qui expriment H_y. On retrouve les mêmes commentaires quant à l'exploitation analytique de la formule obtenue, ou à son utilisation via un solveur numérique.

Pour le modèle 1D, cette expression se limite à :

$$\Phi = \bar{\mu}\, c \int_{-\frac{a}{2}}^{+\frac{a}{2}} H_y(x)\, dx$$

Et pour l'expression correspondante donnée à H_y :

$$\boxed{\Phi = \frac{2}{\omega} c\, H_0\, Z_C \tan\left(k\frac{a}{2}\right)} \qquad \text{avec} \qquad Z_C = \left(\frac{\bar{\mu}}{\bar{\varepsilon}}\right)^{1/2}$$

8. Résultats numériques

Les applications numériques qui suivent sont données pour le dispositif suivant :

Tore en ferrite de dimensions : $\varnothing_{in} = 23$ mm - $\varnothing_{out} = 36$ mm - $h = 13$ mm

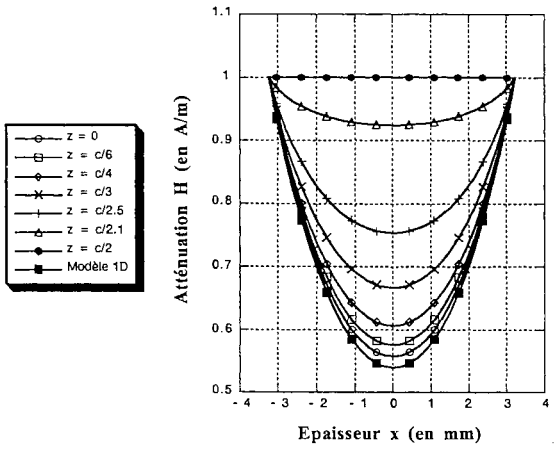
$$\Rightarrow \qquad a = 6{,}5 \text{ mm} - b = 92{,}7 \text{ mm} - c = 13{,}0 \text{ mm}$$

Ce système est excité par une nappe de courant superficielle I supposée créer le champ constant $H_0 = 1$ Am^{-1} à la fréquence $f = 10$ MHz. Les propriétés physiques du matériaux sont approchées, pour cette fréquence, par les paramètres suivants :

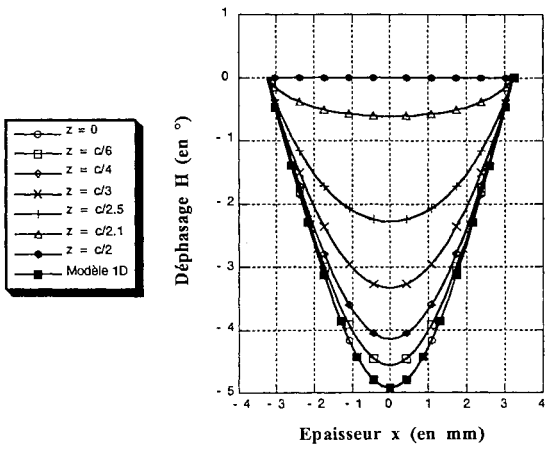
$$\bar{\mu} = \mu_0 (24 - j\,330) \qquad \text{et} \qquad \bar{\varepsilon} = \varepsilon_0 (920 - j\,9900)$$

a - Champ magnétique

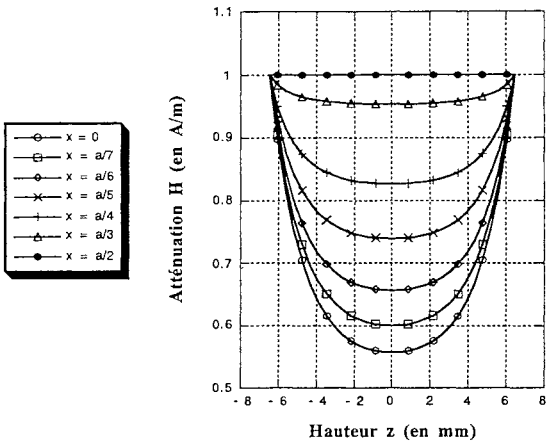
La solution 2D (en x et z) pour le champ $\vec{H}$ sous ces conditions peut être calculée numériquement à partir de l'une quelconque des relations présentées au § 6. Les courbes ci-dessous présentent, en atténuation et déphasage, les variations de la fonction H_y selon la coordonnée x pour différentes hauteurs z fixées, ainsi que ses variations suivant z pour différentes épaisseurs x fixées.



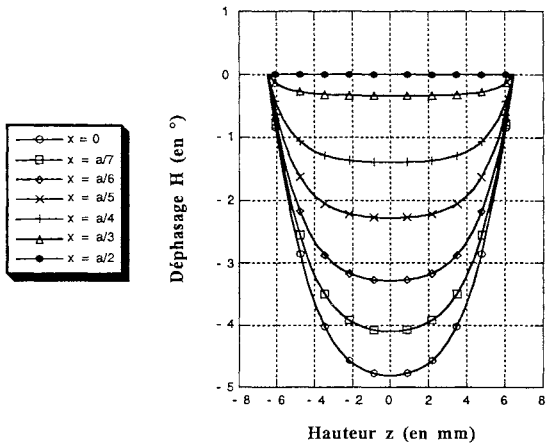
Atténuation H selon x (c/a = 2)



Déphasage H selon x (c/a = 2)



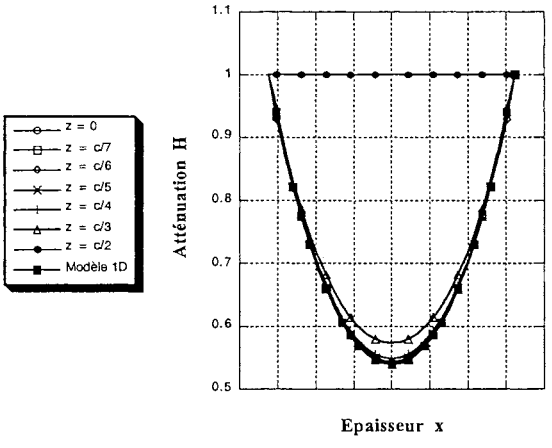
Atténuation H selon z (c/a = 2)



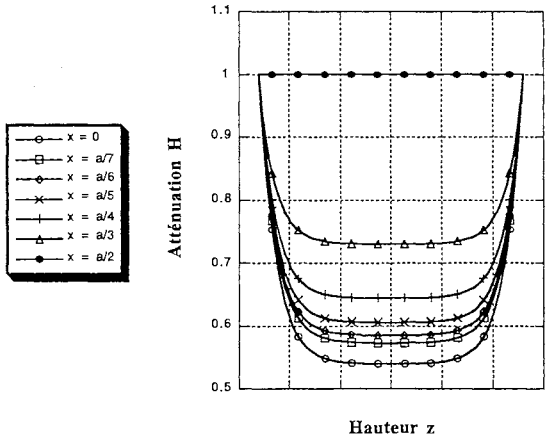
Déphasage H selon z (c/a = 2)

b - Comparaison 2D / 1D

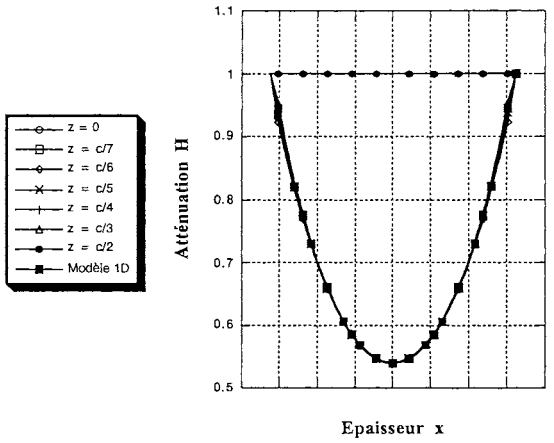
Les courbes ci-dessus montrent une différence notable quant au comportement de H_y le long de l'épaisseur a (suivant x) suivant la hauteur à laqueele on se place dans la lame (z). Ici, le rapport hauteur sur épaisseur du dispositif respecte les proportions c/a = 2. Dans ce cas, il semble indéniable que le modèle 1D soit insuffisant pour traduire correctement le comportement électromagnétique du matériau. Etudions ce qu'il se passe si le rapport c/a est supérieur. Les courbes ci-après reprennent les variations du module de H_y suivant x et z lorsque le rapport c/a vaut respectivement 4 puis 10.



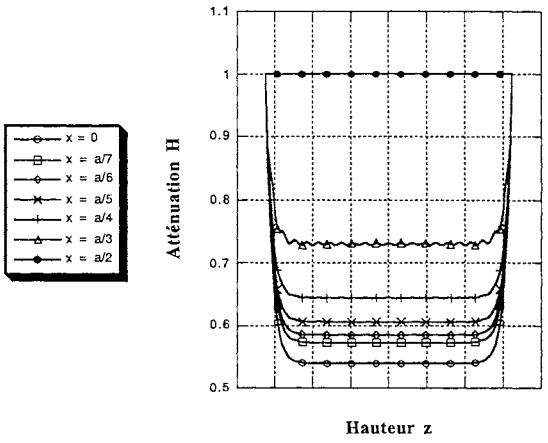
Atténuation H selon x (c/a = 4)



Atténuation H selon z (c/a = 4)



Atténuation H selon x (c/a = 10)



Atténuation H selon z (c/a = 10)

Les variations de H_y suivant x montrent bien que les profils 2D du champ convergent vers celui du modèle 1D. Les variations de H_y suivant z confortent encore cela en indiquant des valeurs presque constantes du champ quelque soit la hauteur considérée dans le tore, pourvu que le rapport c/a soit suffisamment grand. Il apparaît au vu de ces résultats q'un rapport d'environ 10 est suffisant pour confondre les solutions 2D et 1D.

Cette conclusion peut être chiffrée de façon plus quantitative si l'on s'intéresse au calcul du flux à travers une section de la lame. Le tableau ci-dessous indique l'écart relatif entre les flux calculés à partir des modèles 2D et 1D. Dès que le rapport c/a est plus grand que 10, l'utilisation du modèle 1D s'avère suffisante. Les flux sont donnés en Weber (Wb).

c/a	2	4	10	20
Φ_{2D}	$9{,}917.10^{-10} - j\,2{,}679.10^{-8}$	$1{,}587.10^{-9} - j\,5{,}085.10^{-8}$	$3{,}369.10^{-9} - j\,1{,}229.10^{-7}$	$6{,}351.10^{-9} - j\,2{,}433.10^{-7}$
$\lvert\Phi_{2D}\rvert$	$2{,}681.10^{-8}$	$5{,}087.10^{-8}$	$1{,}230.10^{-7}$	$2{,}434.10^{-7}$
Φ_{1D}	$5{,}960.10^{-10} - j\,2{,}406.10^{-8}$	$1{,}192.10^{-9} - j\,4{,}812.10^{-8}$	$2{,}980.10^{-9} - j\,1{,}203.10^{-7}$	$5{,}960.10^{-9} - j\,2{,}406.10^{-7}$
$\lvert\Phi_{1D}\rvert$	$2{,}407.10^{-8}$	$4{,}814.10^{-8}$	$1{,}203.10^{-7}$	$2{,}407.10^{-7}$
Ecart en module	**10,77%**	**5,53%**	**2,17%**	**1,11%**

Comparaison des flux 2D et 1D en fonction du rapport c/a

c - Comparaison des différentes solutions

Il a été présenté quatre expressions analytiques différentes qui correspondent à la solution H_y de l'équation différentielle de départ. Elles incluent toutes une ou plusieurs séries infinies. Selon la formulation utilisée, la précision et le temps de calcul ne seront cependant pas les mêmes d'un résultat à l'autre, pour un même nombre de termes calculés dans la ou les séries.

La première expression donnée au § 6.a (et 6.b) nécessite au-moins une dizaine de termes pour présenter une précision valable. Le temps de calcul est ainsi raisonnable. Le double développement

en séries de Fourrier du § 6.d présente une expression analytique plus symétrique pour l'utilisateur. Pour assurer la convergence de ce résultat, il faut cependant sommer, pour chaque série, plusieurs dizaines de termes afin d'obtenir une solution proche de la réalité. D'où l'astuce développée à la fin de ce paragraphe, qui consiste à assurer une convergence bien plus rapide en éliminant les discontinuités rencontrées. Avec cette dernière solution, qui présente en contre-partie une expression assez complexe, le résultat est assuré au bout de quelques sommations seulement. D'où un gain de temps très important, sans dégrader la précision. Enfin, l'approche développée par Richard L. Stoll (§ 6.c) permet une comparaison directe avec le modèle 1D. Elle permet en outre un calcul de très bonne précision avec également un faible nombre de termes à sommer. Il reste donc pour l'utilisateur à choisir la formulation qu'il souhaite adopter, en trouvant le meilleurs compromis entre précision, rapidité et clarté de la solution analytique utilisée.

d - Validation par la simulation

Afin de valider les résultats obtenus à partir des solutions analytiques présentées, il est souhaitable de les comparer à ceux obtenus en utilisant un outil de simulation à éléments finis. Une version spécifique du logiciel FLUX3D®, qui permet l'introduction des paramètres complexes perméabilité et permittivité, est utilisée dans ce but. Elle permet un calcul du champ soit pour le tore réel (2D-axisymétrique), soit pour le tore déroulé, approximé par la lame (2D-cartésien). Pour le dispositif proposé au début du paragraphe, le tableau ci-dessous permet de comparer les différents résultats.

	Module du flux (Wb)
Calcul analytique 2D	$2{,}681.10^{-8}$
Simulation 2D-cartésien	$2{,}67.10^{-8}$
Simulation 2D-axisymétrique	$2{,}72.10^{-8}$

Comparaison calcul / simulation pour le flux

Les trois résultats présentés sont très proches (écart relatif inférieur à 1,5%). Cela valide, pour la lame, la formulation analytique 2D développée. La comparaison avec la simulation en axisymétrique permet de valider l'hypothèse du tore déroulé. En effet, puisque l'écart est minime à 10 MHz, là où les profils sont nettement creusés en raison de la présence de courants induits importants, cette hypothèse sera d'autant plus vraie pour les fréquences inférieures. En conclusion, le calcul analytique proposé, avec les hypothèses qu'il comporte, approche de façon très précise le comportement électromagnétique réel de l'échantillon étudié.

e - Remarques

Deux remarques complémentaires peuvent être formulées ici. La première consiste à souligner qu'il a été bien vérifié numériquement que les solutions analytiques proposées étaient valables jusqu'en très basse fréquence. Pour cela, on fait tendre le vecteur d'onde k vers 0 (k est directement proportionnel à la pulsation ω). Il n'y a pas de problème car l'ensemble des solutions convergent alors vers la valeur $\overrightarrow{H_0}$ en tout point de la lame.

L'approximation du tore déroulée est une première approche. Pour le tore réel, une formulation analytique axisymétrique est envisageable en introduisant les fonctions de Bessel et Neumann

(d'indice 1). La manière de procéder demeure cependant identique pour résoudre les équations différentielles. Seul l'allure des résultats sera plus compliquée et moins facile à exploiter numériquement (variables complexes). Il est raisonnable de penser que l'utilisation de développements limités de ces solutions devraient permettre de les utiliser avec plus de flexibilité.

9. Conclusion

Un calcul 2D-plan du champ électromagnétique dans un tore de matériau supposé linéaire, homogène et isotrope a été proposé. Il permet, moyennant quelques approximations, de représenter fidèlement le comportement réel du dispositif. Plusieurs formulations mathématiques des solutions sont présentées. Elles peuvent chacune être plus ou moins claire, rapide et précise. Une application numérique a été comparée aux résultats que l'on peut attendre de simultaions à éléments finis. Ces dernières valident très bien la démarche. Une étude numérique a été menée pour savoir quel rapport de dimensions devait posséder l'échantillon pour pouvoir être représenté par un modèle unidimensionnel plus simple. Tous ces développemnts ont été étudiés et formalisés dans le but de répondre au besoin de posséder un modèle analytique précis, capable de représenter fidèlement le comportement électromagnétique complet d'un matériau magnétique sur une large plage de fréquence.

INPG

AUTORISATION DE SOUTENANCE

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

Vu les Rapports de présentations de :

Monsieur Robert BAUSIERE

Monsieur Jean-Claude PEUZIN

Monsieur Patrick FOUASSIER

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

Fait à Grenoble, le 22 SEP 1998

Pierre GENTIL
Professeur INPG
Directeur du Collège Doctoral

MODELISATION ELECTRIQUE DES COMPOSANTS MAGNETIQUES HAUTE FREQUENCE : PRISE EN COMPTE DE LA TEMPERATURE ET CARACTERISATION DES FERRITES

L'augmentation des fréquences de fonctionnement des convertisseurs statiques de l'Electronique de Puissance a rendu obligatoire une modélisation plus réaliste des composants magnétiques. Déduit uniquement de mesures extérieures au composant, le circuit électrique équivalent qui leur est associé comporte une vingtaine d'éléments discrets. Déterminé de façon systématique, grâce à une approche théorique et expérimentale rigoureuse, et rapide, grâce à l'utilisation de moyens informatiques adaptés, il permet de représenter l'ensemble des phénomènes physiques qui interviennent du continu jusqu'à une où deux décades au-delà de leur fréquence de travail.
Une étude en température uniforme a montré que la possibilité de prédire le comportement électrique d'un transformateur à toute température, à partir de sa caractérisation à la température ambiante uniquement, était assurée pour les enroulements. Les données constructeur demeurent par contre insuffisantes pour quantifier correctement l'évolution du circuit magnétique. Les résistances du circuit équivalent, représentatives des pertes dans le composant, ont par ailleurs été validées par calorimétrie. Elles permettent ainsi d'estimer, avec une très bonne précision, les puissances dissipées pour une excitation et une charge données.
En vue de répondre à l'absence de données complètes et réalistes de la part des fournisseurs de ferrites, une nouvelle méthode de caractérisation des matériaux magnétiques a été développée. Moyennant quelques précautions expérimentales, elle permet d'accéder, à toute fréquence et toute température uniforme, aux données perméabilité et permittivité complexes au moyen de relations analytiques simples. La méthode donne des grandeurs applicables à tout circuit magnétique, quelle que soit sa forme, et elle rend compte de tous les phénomènes physiques qui prennent naissance dans le matériau lorsque la fréquence augmente, notamment du comportement capacitif que l'on observe dans les ferrites MnZn dès quelques dizaines de kHz. Cette méthode permet d'estimer les pertes fer jusqu'à environ 10 MHz.

ELECTRIC MODELING OF HIGH FREQUENCY MAGNETIC COMPONENTS : ACCOUNTING FOR TEMPERATURE EFFECTS AND FERRITE CHARACTERIZATION

The increase of working frequencies in static converters used in power electronic applications requires a more realistic modeling of magnetic components. The lumped equivalent electrical circuit assigned to a component has about twenty elements, derived by external impedance measurements only. This equivalent circuit, designed with a rigorous theoretical and experimental approach, and quickly worked out using well adapted computer tools, enables all the physical phenomena to be represented from DC to one or two decades beyond its operating frequency.
A uniform temperature study has shown that the prediction of the electric behavior of a transformer at any temperature, from its characterization at ambient temperature only, was possible for windings. On the other hand, supplier data remain insufficient to correctly quantify the behavior of magnetic core. Moreover, resistances placed on the equivalent circuit to represent losses of the component have been validated by calorimetry. Thus, they allow dissipations to be determined with fine accuracy for a given source and load.
To better characterize high frequency magnetic materials in the absence of complete and reliable data from ferrite manufacturers, a new original method has been developed. With this method requiring some experimental precautions, simple analytical relations lead to the deduction of both complex permeability and complex permittivity at each frequency and uniform temperature. It also gives parameters applicable to any geometry of magnetic core and accounts for all the physical phenomena occurring in the material when the frequency increases, notably the capacitive behavior that can be noticed in MnZn ferrites above tens of kHz. This method allows iron losses to be computed up to 10 MHz.

MOTS CLES

Electronique de Puissance, Composants magnétiques, Haute fréquence, Caractérisation expérimentale, Circuit équivalent, Température, Pertes, Ferrites, Perméabilité, Permittivité