



**HAL**  
open science

## Modèles et outils pour la conception de composants magnétiques HF en électronique de puissance

Zahir Belkaid, François Forest, Philippe Enrici, Thierry Martire, Jean-Jacques  
Huselstein

► **To cite this version:**

Zahir Belkaid, François Forest, Philippe Enrici, Thierry Martire, Jean-Jacques Huselstein. Modèles et outils pour la conception de composants magnétiques HF en électronique de puissance. Symposium de Genie Electrique, Jun 2016, Grenoble, France. hal-01361702

**HAL Id: hal-01361702**

**<https://hal.science/hal-01361702>**

Submitted on 7 Sep 2016

**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.

# Modèles et outils pour la conception de composants magnétiques HF en électronique de puissance

Zahir BELKAID, François FOREST, Philippe ENRICI, Thierry MARTIRE, Jean-Jacques HUSELSTEIN  
IES/Université de Montpellier- CNRS UMR 5214, 34095 Montpellier Cedex 5

**RESUME** -Les composants magnétiques sont des constituants essentiels des convertisseurs électroniques de puissance en termes de volume et de coût, en particulier dans les alimentations à découpage. Pour cette raison, il est intéressant de développer des méthodes et des outils logiciels pour optimiser la conception de dispositifs magnétiques en relation avec les paramètres de conversion. Concevoir et optimiser un composant magnétique suppose de définir parfaitement les contraintes induites par les spécifications, de choisir des conducteurs, isolants et circuits magnétiques, tant sur le plan des matériaux que des géométries, de calculer finement les pertes dans ces différentes parties et enfin, de disposer de modèles thermiques permettant de conduire le design en considérant la contrainte majeure que constituent les températures de fonctionnement des différentes parties du composant.

Le travail présenté ici décrit les bases d'un outil générique d'aide à la conception optimale de composants magnétiques en s'appuyant sur des modélisations analytiques et numériques.

*Mots-clés*— Composant magnétique, Transformateur HF, Optimisation, effets hautes fréquences).

## 1. INTRODUCTION

Le dimensionnement des composants magnétiques doit aboutir à la détermination des dimensions géométriques en fonction des excitations électriques, des variables intermédiaires essentielles qui sont les densités de courant et les flux magnétiques. A ces variables sont associées les pertes Joule et les pertes fer dont l'estimation est indispensable pour intégrer la maîtrise de la température des différentes zones dans le processus de conception, avec la prise en compte d'éventuels points chauds. La philosophie de ses travaux est axée sur la construction de modèles analytiques et/ou numériques validés par des simulations 2D ou 3D et compatibles avec des procédures d'optimisation.

## 2. PERTES FER DANS LE NOYAU

La première étape de notre étude est l'évaluation des pertes fer dans le noyau magnétique. Ces pertes dépendent de la fréquence et de l'induction maximale. L'évolution de ces pertes peut être représentée à travers des formules empiriques [1], [2].

Dans notre outil, le modèle de pertes fer utilisé est celui proposé dans [1]. Il est basé sur une approche empirique qui permet de représenter assez fidèlement le comportement "large bande" avec un seul jeu de paramètres, à partir des abaques de pertes des constructeurs [3]. Les pertes fer volumique sont données par la formule suivante :

$$P_{cv} = (K_{c1} F^{\alpha_1} + K_{c2} F^{\alpha_2}) \Delta B_M^{\beta - \alpha_B F} \quad (1)$$

$\alpha_1, \alpha_2, \alpha_B, \beta, K_{c1}, K_{c2}$  sont des coefficients qui dépendent du matériau magnétique.

Dans ce modèle nous prenons en compte la valeur crête-crête de l'induction magnétique pour les convertisseurs asymétriques.

Pour les excitations non sinusoïdales un autre modèle de perte est utilisé, celui-ci est exprimé à partir de l'équation de Steinmetz appelée Improved Generalized Steinmetz Equation (IGSE) [4], le calcul ne s'effectue pas à partir de la valeur instantanée de l'induction mais de sa valeur crête à crête.

$$P_{cv} = \frac{1}{T} \int_0^T k_i \left| \frac{dB}{dt} \right|^\alpha (\Delta B)^{\beta - \alpha} dt \quad (2)$$

L'expression du coefficient  $k_i$  est :

$$k_i = \frac{C_T \cdot K}{2^{\beta+1} \pi^{\alpha-1} \left( 0.2761 + \frac{1.7061}{\alpha + 1.354} \right)}$$

$\alpha, \beta, K, C_T$  sont des coefficients qui dépendent du matériau magnétique.

L'utilisation de cette équation permet dans le calcul des pertes fer de prendre en compte les cycles majeurs et mineurs (variation de l'induction lors de l'évolution du point de fonctionnement du matériau).

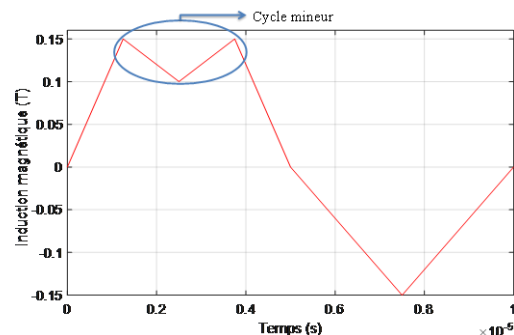


Fig.1 Exemple de forme d'onde non sinusoïdale

L'équation (2) est donc appliquée pour chaque cycle mineur et/ou cycle majeur. Les pertes totales dans ce cas sont notées:

$$P_c = \sum_i P_i \frac{T_i}{T} \quad (3)$$

$P_i$  Pertes pour un cycle majeur ou mineur et  $T_i$  Période du chaque cycle.

Le Tableau 1 donne les résultats des deux méthodes de calcul pour une excitation non sinusoïdale comportant un cycle mineur comme indiqué sur la Fig.1. Nous observons que les pertes données par le modèle IGSE sont logiquement supérieures à celles données par le modèle de l'équation (1).

Tableau 1. Comparaison entre le modèle IGSE et le modèle empirique

Matériau magnétique	Pcv (kW/m3) IGSE	Pcv (kW/m3) Modèle empirique
3F3	240,38	203,19

### 3. PERTES CUIVRE DANS LES CONDUCTEURS

La deuxième étape de notre calcul est l'évaluation de la résistance électrique HF des conducteurs qui sont parcourus par des courants à fréquence élevée. Son accroissement, lié à une répartition non homogène de la densité de courant dans la section des conducteurs peut être mis en équation [5] à partir d'une hypothèse de mono-dimensionnalité de l'excitation magnétique dans la fenêtre d'un transformateur. La formulation classiquement retenue fait intervenir une fonction d'accroissement Fr qui donne le rapport entre la résistance alternative et la résistance continue à fréquence donnée :

$$F_r = \Delta e \frac{\sinh 2\Delta e + \sin 2\Delta}{\cosh 2\Delta e - \cos 2\Delta} + 2\Delta e \frac{m^2 - 1}{3} \frac{[\sinh \Delta e + \sin \Delta e]}{\cosh \Delta e + \cos \Delta} \quad (4)$$

$m$  est le nombre de couche de bobinage

$$\text{Avec } \Delta e = e \sqrt{\frac{\pi \mu_0 f}{\rho}}, \quad \rho \text{ résistivité, } \mu_0 \text{ perméabilité}$$

Cette hypothèse, bien vérifiée quand les bobinages sont "encadrés" par le circuit magnétique, donc dans la fenêtre, n'est a priori plus valide à l'extérieur de cette fenêtre (têtes de bobines) ou en présence d'un entrefer.

Des simulations par éléments finis 3D sont donc effectuées pour vérifier le domaine de validité de la formulation 1D du coefficient Fr en dehors de la fenêtre et de lui apporter d'éventuelles corrections dans certaines configurations. Le maintien de l'approche 1D permet de ne pas avoir recours à des calculs par éléments finis dans les procédures d'optimisation. Les résultats obtenus dans ces simulation 3D sous COMSOL (Fig.2), ont confirmé pour les structures de type E core que la formulation 1D est robuste pour les conducteurs à l'intérieur de la fenêtre du bobinage, et peut être étendue sur les conducteurs à l'extérieur de la fenêtre du bobinage. Sur la Fig.4 nous observons un rapport maximum de 0,94 entre le calcul du coefficient Fr 3D à l'extérieur de la fenêtre de bobinage et le calcul du coefficient Fr de la formulation 1D.

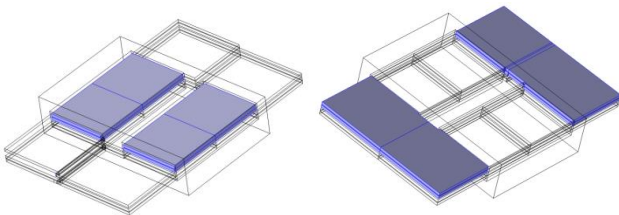


Fig.2 Géométrie simulée sous Comsol : Conducteur dans la fenêtre de bobinage et Tête de bobine

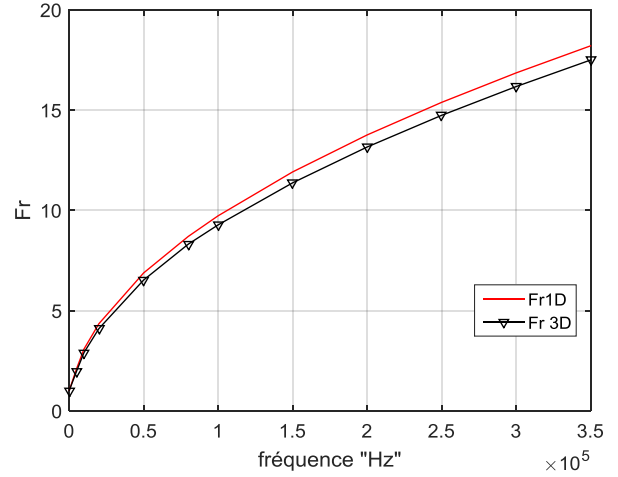


Fig.3 Comparaison entre la formulation 1D et la simulation Comsol 3D

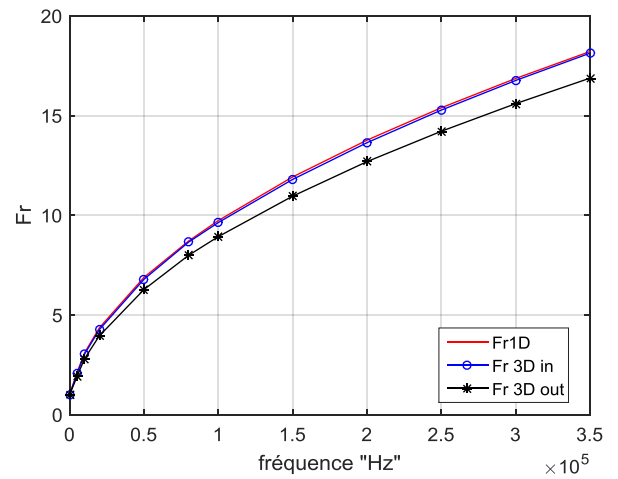


Fig.4 Comparaison de la formulation 1D et la simulation 3D à l'intérieur et l'extérieur de la fenêtre de bobinage

La puissance dissipée  $P_w$  dans les bobinages du composant magnétique pour une excitation quelconque s'exprime alors :

$$P_w = R_{dc1} I_{1eff}^2 \frac{1}{K_1} \sum_{n_1=1}^{K_1} \sum_{h=0}^{\infty} F_{r1}(h, f, n_1) \frac{I_{1heff}^2}{I_{1eff}^2} + R_{dc2} I_{2eff}^2 \frac{1}{K_2} \sum_{n_2=1}^{K_2} \sum_{h=0}^{\infty} F_{r2}(h, f, n_2) \frac{I_{2heff}^2}{I_{2eff}^2} \quad (5)$$

$R_{dc1}$ ,  $R_{dc2}$  : Résistance continue respectivement au primaire et secondaire,

$K_1$ ,  $K_2$  : Nombre de couches,

$F_{r1}(h, f, n_1)$ ,  $F_{r2}(h, f, n_2)$  : Coefficient d'accroissement de la résistance pour l'harmonique  $h$  et fréquence  $hf$ .

La formulation 1D précédente permet également d'estimer l'inductance de fuite et son évolution en fonction de la fréquence. Dans certains cas, cette inductance de fuite peut être un paramètre important du dimensionnement (convertisseurs ZVS) et il est prévu qu'elle puisse être considérée dans les procédures d'optimisation.

### 4. MODELE THERMIQUE

Nous avons choisi de considérer systématiquement le point de température maximale comme base de notre méthode de dimensionnement. Le modèle proposé dans cet article nous permettra donc de calculer la température de point chaud, à

partir de la construction d'un réseau de résistances thermiques équivalentes, prenant en compte les trois modes de transfert de chaleur.

#### 4.1. Modes de transfert thermique

##### 4.1.1. Conduction

On fait ici l'approximation d'une diffusion monodimensionnelle de la chaleur qui peut être décrite par la forme simplifiée suivante de l'équation de Fourier:

$$Q_c = -\lambda A \frac{dT}{dx} \quad (6)$$

A: Aire de la section traversée par le flux de chaleur,

$\lambda$  : Conductivité thermique,

$\frac{dT}{dx}$  : Gradient de température.

En régime stationnaire, on obtient la relation simplifiée classique :

$$\Delta T = R_{th} \cdot q \quad (7)$$

La résistance thermique est donnée par

$$R_{thc} = \frac{\Delta x}{\lambda A} \quad (8)$$

Dans le cas de n plaques d'épaisseur en série ou en parallèle la conductivité thermique de l'équation (9) peut être dissociée en deux composantes :

- Une conductivité thermique série :

$$\lambda_{serie} = \frac{e_1 + e_2 + e_3 + \dots + e_n}{\frac{e_1}{\lambda_1} + \frac{e_2}{\lambda_2} + \frac{e_3}{\lambda_3} + \dots + \frac{e_n}{\lambda_n}} \quad (9)$$

- Une conductivité thermique parallèle :

$$\lambda_{parallèle} = \frac{e_1 \lambda_1 + e_2 \lambda_2 + e_3 \lambda_3 + \dots + e_n \lambda_n}{e_1 + e_2 + e_3 + \dots + e_n} \quad (10)$$

##### 4.1.2. Convection

Le flux de chaleur transmis par convection, entre une surface et un fluide peut être évalué par la relation :

$$Q_{convection} = h_c \cdot S \cdot (T_s - T_f) = h_c \cdot S \cdot \Delta T \quad (11)$$

S : Aire de la surface d'échange de chaleur.

$\Delta T$  : Différence entre la température de surface  $T_s$  et la température du fluide  $T_f$ .

$h_c$  : Coefficient du transfert de chaleur.

La détermination du coefficient d'échange de chaleur par convection est difficile car le mécanisme de convection est très complexe. Le tableau (2) donne des expressions empiriques classiquement utilisées des coefficients d'échange dans le cas d'une paroi plane [6].

Tableau 2. Coefficients d'échange convectif

Géométrie	Coefficient d'échange
Paroi verticale	$h_c = 1,42 \left( \frac{T - T_{amb}}{h} \right)^{\frac{1}{4}}$
Paroi horizontale échangeant vers le haut	$h_c = 1,32 \left( \frac{T - T_{amb}}{l} \right)^{\frac{1}{4}}$
Paroi horizontale échangeant vers le bas	$h_c = 0,66 \left( \frac{T - T_{amb}}{l} \right)^{\frac{1}{4}}$

h : hauteur de la plaque

l : largeur de la plaque

La résistance thermique équivalente correspond à ce mode s'exprime

$$R_{conv} = \frac{1}{h_c S} \quad (12)$$

La résistance thermique par convection dans la fenêtre du bobinage est assez élevée du fait de la faible épaisseur de la lame d'air qui empêche la mise en mouvement du fluide. L'échange convectif est négligeable dans la fenêtre du bobinage, ceci a été montré par des simulations en résolvant l'équation de la chaleur et les équations de Navier-Stokes [7].

##### 4.1.3. Rayonnement

La puissance rayonnée par un corps est définie par la relation de Stefan-Boltzmann :

$$Q_r = \sigma \cdot \varepsilon \cdot S \cdot (T_1^4 - T_2^4) \quad (13)$$

S : Aire de la surface de transmission de chaleur,

$\varepsilon$  : Coefficient de l'émissivité,

$\sigma$  : Constante Stefan-Boltzmann.

On peut linéariser cette relation, en faisant l'approximation suivante :

$$T_1^4 - T_2^4 = (T_1^2 - T_2^2)(T_1 + T_2)(T_1 - T_2) \approx 4T_m^3 (T_1 - T_2) \quad (14)$$

$$\text{Avec : } T_m = \frac{T_1 + T_2}{2}$$

L'équation (14) devient :

$$Q_r = h_r S (T_1 - T_2) \quad (15)$$

$$\text{Avec : } h_r = 4\varepsilon\sigma T_m^3$$

Finalement la résistance équivalente par rayonnement s'écrit :

$$R_r = \frac{1}{h_r S} \quad (16)$$

#### 4.2. Modélisation analytique et simulation

Des simulations 3D par éléments finis ont été effectuées afin d'identifier les modes de transfert thermique majoritaires dans la fenêtre de bobinage. On a vu précédemment que la convection est négligeable dans cette partie de composant.

Nous avons comparé par simulation les résistances équivalentes par conduction et rayonnement. Pour des couches d'isolant qui ne dépassent pas la centaine de  $\mu\text{m}$ , il s'avère que le rayonnement est négligeable devant la conduction (Fig.5).

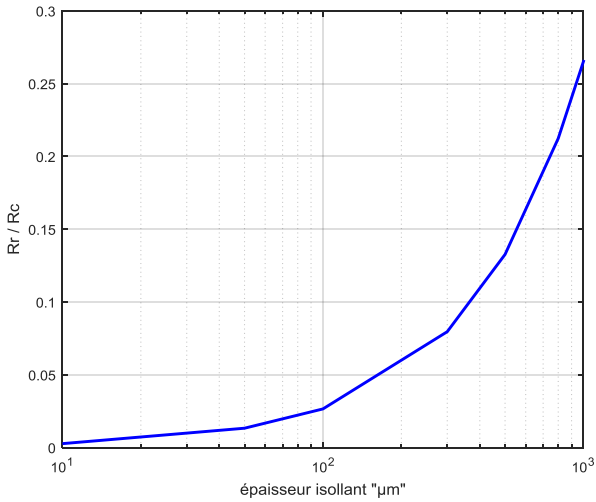


Fig.5 Rapport entre la résistance par conduction et la résistance radiative

Le composant magnétique présente deux axes de symétrie (Fig.6) qui seront utilisées pour simplifier la résolution.

Dans notre modèle, nous faisons l'hypothèse d'une répartition uniforme des pertes fer dans le volume du noyau magnétique. Le noyau sera fractionné en quatre parties, jambe centrale, jambe latérale, partie supérieure et partie inférieure. Les pertes fer dans chaque partie s'expriment alors :

$$P_{c_i} = \frac{V_i}{V_{total}} P_c \quad (17)$$

Avec  $i = 1,2,3,4$  et  $P_c$  : Pertes fer totale.

Dans notre cas nous nous intéressons seulement au régime thermique permanent donc les échanges thermiques sont modélisés par des résistances thermique Fig.6 et Fig.7.

La résolution de ce problème est possible en écrivant la loi des nœuds et la loi des mailles correspondant à ce modèle. Nous exprimons le système d'équations résultant sous forme matricielle :

$$[R] * [\theta] = [P] \quad (18)$$

Avec [R] Matrice des résistances thermique.

$$[\theta] = [T] - [T_a] ; [T] = \begin{bmatrix} T_w \\ T_{c1} \\ T_{c2} \\ T_{c3} \\ T_{c4} \end{bmatrix} ; [P] = \begin{bmatrix} P_w \\ P_{c1} \\ P_{c2} \\ P_{c3} \\ P_{c4} \end{bmatrix}$$

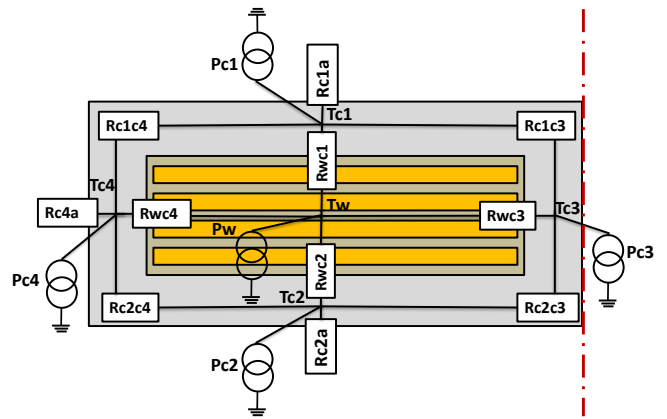


Fig.6 Modèle thermique coupe de face

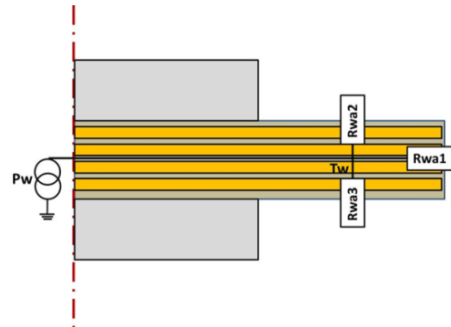


Fig.7 Modèle thermique coupe transversale

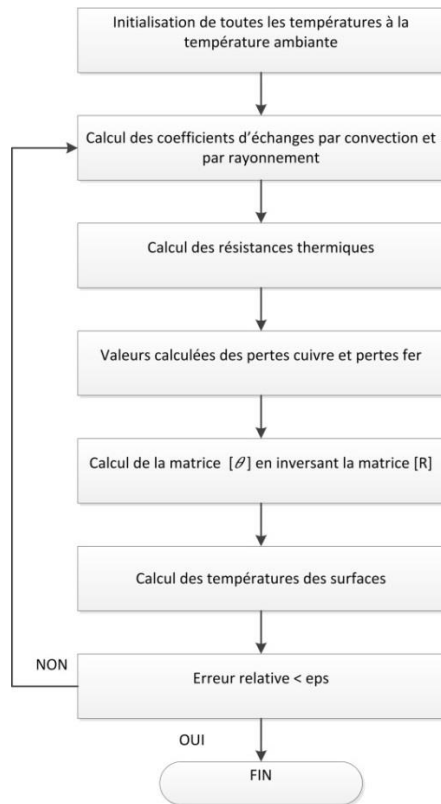


Fig.8 Modèle thermique coupe transversale

Le système d'équations de ce modèle thermique est non linéaire, car les résistances thermiques équivalentes dépendent de la température, ce qui a nécessité le développement d'un algorithme de résolution présenté sur la Fig.8.

Le modèle théorique a été comparé à des simulations en 3D sous COMSOL pour deux formes géométrique du noyau EI planar et ETD (Tableau 3).



Tableau 3. Simulation et calculs de la température du point chaud

Forme du noyau magnétique	Pertes Joules (W)	Pertes Fer (W)	Calcul théorique (°C)	Comsol 3D (°C)
EI Planar	5	2,5	61,61	63,22
ETD	4	2,8	71,56	72,75

On peut observer sur la Fig.9 un exemple de simulation 3D. Sur la coupe 2D on observe la cartographie de la température, le point chaud se situe sur la jambe centrale du noyau magnétique Fig.10.

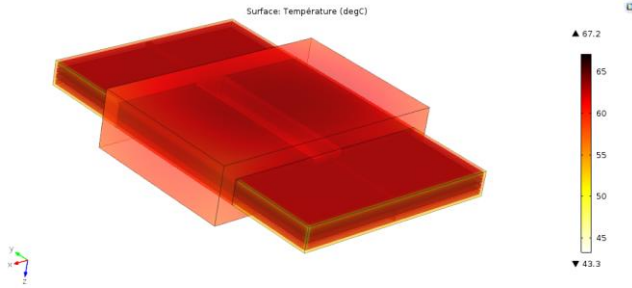


Fig.9 Simulation thermique par éléments finie 3D (Comsol)

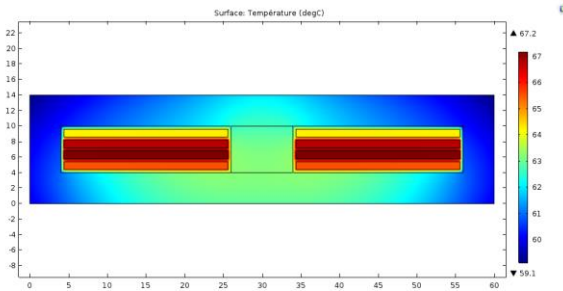


Fig.10 Coupe 2D de la simulation 3D

### 4.3. Expérimentations

#### 4.3.1. Composant de test

Un composant test a été réalisé à partir d'un noyau planar E64. Le matériau est un ferrite standard 3C90 [2]. Les spires sont fabriquées à partir de deux PCB double couches assemblées par brasure, chaque couche comportant deux spires. Un premier bobinage, composé de 4 spires, permet de générer des pertes fer en appliquant une onde de tension rectangulaire par l'intermédiaire d'un onduleur. Un second bobinage, composé de 24 spires, alimenté en courant continu, permet de générer des pertes Joule. Les groupes de spires de ce bobinage sont agencés de façon à ne faire apparaître aucune tension induite à ses bornes lorsque le premier bobinage est alimenté, ce qui facilite l'injection du courant continu. Une vue éclatée du composant réalisé est donnée Fig.11.

Quatre plaques d'époxy de faible épaisseur (0,8 mm) sont insérées dans la fenêtre. Elles incluent des sondes de température (Pt1000) affleurant sur l'une des faces. Deux plaques sont destinées à la mesure des températures intérieures du noyau magnétique et deux autres à la mesure des températures de bobinage (Fig.12). Deux sondes supplémentaires sont collées sur les deux surfaces extérieures du noyau. L'acquisition de ces températures est faite par un microcontrôleur qui lit les tensions envoyées par un conditionneur de température multi-voies.

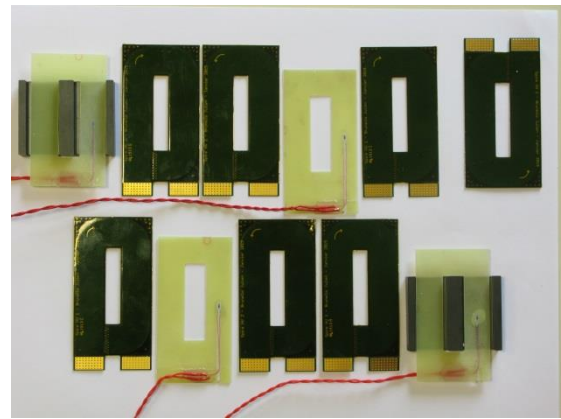


Fig.11 Vue éclatée du composant test

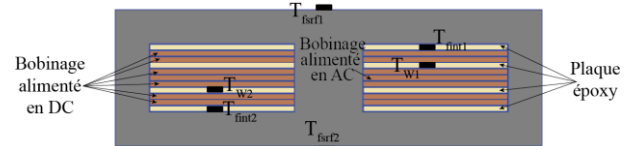


Fig.12 Répartition des sondes de température dans le composant test

#### 4.3.2. Méthodologie de mesure

Pour conduire la validation expérimentale, il est nécessaire de connaître précisément les pertes injectées dans le composant. S'il est facile de mesurer les pertes Joule par une simple méthode volt-ampère-métrique, la valeur exacte des pertes fer à excitation donnée est plus délicate à déterminer.

Une méthode calorimétrique dite isoperibolique (quasi-adiabatique) a donc été mise en œuvre pour évaluer ces pertes fer. Cette méthode a un double intérêt. Elle permet de placer le composant dans des conditions d'échange thermique contrôlées, quasi-indépendantes des conditions extérieures et d'obtenir des accroissements de température importants à puissance injectée faible. L'enceinte utilisée est donc conçue de manière à limiter les échanges thermiques de l'échantillon avec son environnement [8]. Ses parois intérieures sont recouvertes de feuilles de Mylar aluminisées pour réduire l'échange radiatif ( $\varepsilon = 0,05$ ). Un support de faible conductivité thermique ( $\lambda = 0,35 \text{ Wm}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ) portant des pointes permet de réduire l'échange par conduction. Une pompe à vide permet de limiter considérablement l'échange convectif dans l'enceinte.

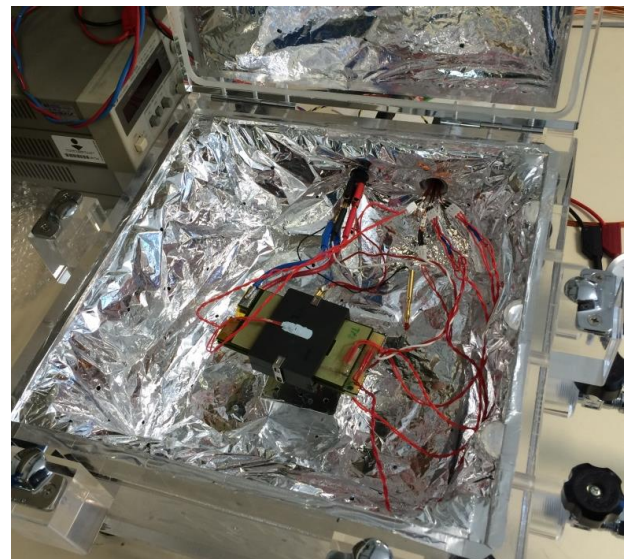


Fig.13 Enceinte quasi-adiabatique

Afin de réduire les temps de mesure, on utilise une méthode dynamique qui évite d'attendre le régime permanent thermique. Elle est basée sur une calibration préalable réalisée à l'aide de résistances chauffantes collées sur le noyau magnétique et alimentées en courant continu, ce qui permet de mesurer aisément la puissance injectée. Pour différentes valeurs de cette puissance, on trace les courbes d'évolution de la température en fonction du temps.

Pour déterminer ensuite les pertes dans l'échantillon à excitation donnée, on relève l'évolution de sa température et par une méthode d'interpolation linéaire portant sur le  $dT/dt$ , on déduit ses pertes des courbes de calibration.

Une première étape à consister à mesurer les pertes fer et les comparer à celles déduites des abaques constructeur [2]. Le bobinage d'excitation a été alimenté par l'onduleur à une fréquence de 50 kHz, avec une tension rectangulaire de 60 volt, ce qui conduit théoriquement à une induction triangulaire de 0.141T. La Fig.14 montre les résultats obtenus. La différence entre ces résultats et ceux données par les abaques constructeur est très probablement due à la différence de forme (sinus et triangle de même amplitude).

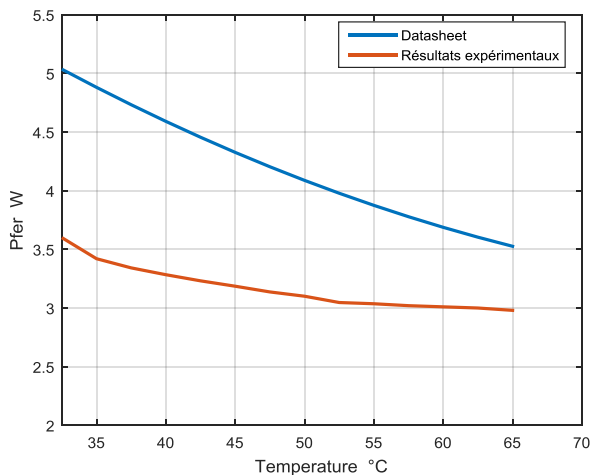


Fig.14 Les pertes fer en fonction de la température

Les pertes dans le matériau magnétique étant connues à excitation donnée, on peut finalement réaliser une caractérisation complète du composant hors de l'enceinte, avec différentes combinaisons de pertes Joule et de pertes fer.

Un exemple de résultat est donné ci-après. Les différentes excitations ont été ajustées pour obtenir une combinaison correspondant à 4W de pertes Joule et 3W de pertes fer en régime permanent thermique. Ces mêmes données ont été utilisées pour réaliser une simulation thermique 3D (Fig.15).

Le tableau (4) montre la comparaison entre les résultats de cette simulation et ceux obtenus lors de l'expérimentation. Ces résultats sont très satisfaisants mais ils devront être complétés par d'autres données, collectées dans des conditions de gradient thermique plus marqué.

Tableau 4. Comparaison des résultats

	Simulation 3D	Modèle analytique	Résultats expérimentaux
$T_{w1}$ (°C)	62,27	60,05	61,24
$T_{w2}$ (°C)	62,47	60,05	61,38
$T_{ferr1}$ (°C)	57,95	57,01	59,07
$T_{ferr2}$ (°C)	58,94	57,89	59,34

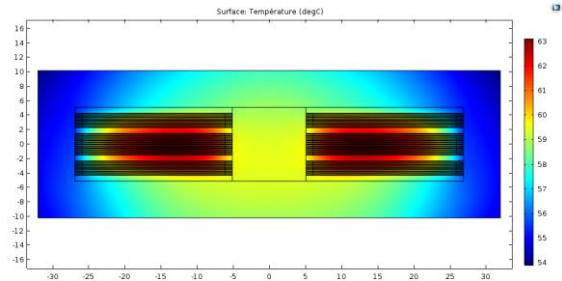


Fig.15 Coupe 2D sur une simulation 3D du composant test

## 5. DIMENSIONNEMENT ET OPTIMISATION

Tous les éléments nécessaires à la mise en place de procédures de dimensionnement évoluées sont maintenant disponibles. La partie qui suit présente un exemple de procédure de dimensionnement par optimisation développée pour des composants planar. Les dimensions génériques des structures étudiées sont indiquées sur la Fig.16.

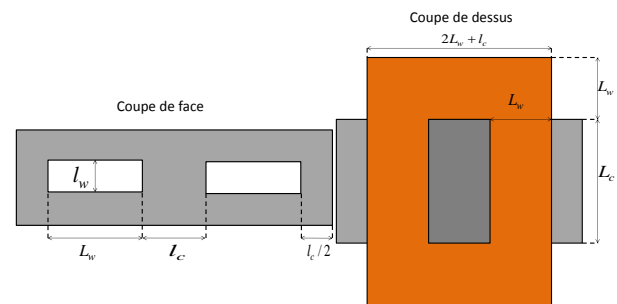


Fig.16 Dimensions géométriques

L'organigramme sur la Fig.17 indique la démarche du dimensionnement et l'optimisation réalisée.

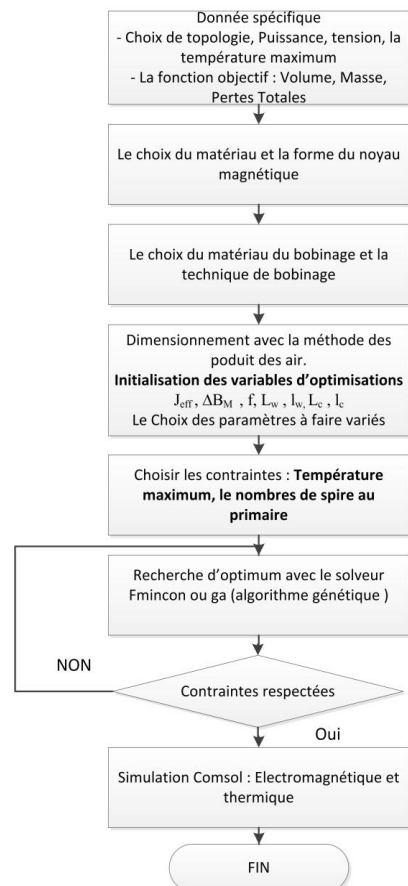


Fig.17 Organigramme du l'optimisation

La technique d'optimisation consiste à mettre en œuvre plusieurs fonctions "objectif" ce qui donne le choix à l'utilisateur des variables à optimiser (Volume, pertes totales, masse,...) en respectant les contraintes. La principale contrainte est la température du point chaud qui ne doit pas dépasser la limite imposée. Elle est calculée grâce au modèle thermique proposé précédemment. La routine d'optimisation est implémentée sur MATLAB en utilisant la programmation orientée objet.

Pour initialiser efficacement les paramètres de l'optimisation, on réalise un premier dimensionnement du composant à partir d'une méthode analytique basée sur le produit des aires (20) [1],[9],[10].

$$S_B S_F = P \frac{\left( K_{p1} \frac{K_{B1}}{J_{1eff}} + K_{p2} \frac{K_{B2}}{J_{2eff}} \right)}{\Delta B_M f} \quad (19)$$

$K_{p1}$ ,  $K_{p2}$  Coefficients qui dépendent de la topologie de convertisseur,  $K_{B1}$ ,  $K_{B2}$  coefficients de bobinage (remplissage).

Cette méthode tient compte de la topologie du convertisseur et de la technique de bobinage (concentrique, empilé, entrelacement des bobinages). Elle permet de fixer des valeurs initiales réalistes des paramètres d'optimisation (induction magnétique, densité de courant, fréquence et dimensions géométrique) [1].

Les modèles de pertes cités précédemment sont introduits dans notre routine d'optimisation. Les pertes fer et les pertes Joule sont elles-mêmes fonction des variables d'optimisation que nous faisons varier pour trouver un optimum.

$$P_w(J, f, L_w, l_w, L_c, l_c) = \rho \left[ Vol_{B1} J_{1eff}^2 \frac{1}{K_1} \sum_{n_1=1}^{K_1} \sum_{h=0}^{\infty} F_{r1}(h, f, n_1) \frac{I_{h1eff}^2}{I_{1eff}^2} + Vol_{B2} J_{2eff}^2 \frac{1}{K_2} \sum_{n_2=1}^{K_2} \sum_{h=0}^{\infty} F_{r2}(h, f, n_2) \frac{I_{h2eff}^2}{I_{2eff}^2} \right] \quad (20)$$

$$P_c(\Delta B_M, f, L_w, l_w, L_c, l_c) = P_{cv} \cdot Vol_f \quad (21)$$

En ce qui concerne les pertes fer, les deux modèles sont introduits dans la routine de calcul. L'utilisateur peut adapter son choix en fonction de la forme de l'excitation et/ou du temps de calcul car la routine "IGSE" est plus longue à exécuter.

Des simulations par éléments finis 2D et 3D sont finalement mises en œuvre pour vérifier et valider les résultats obtenus une fois la phase d'optimisation terminée. La simulation électromagnétique permet d'affiner les valeurs de résistance électrique et de corriger les pertes joule. Une simulation thermique est couplée à cette simulation électromagnétique pour recalculer la nouvelle cartographie de température.

#### Exemple d'étude :

Nous avons choisi comme objet-test le transformateur d'une alimentation à découpage isolé de structure Forward (100 W, 48 V- 5V).

- Ferrite : forme EI planar, matériau 3C90
- Bobinage : Cuivre, bobinage empilé
- Fonction objectif : Volume total

Les résultats de cette optimisation sont présentés dans le tableau (5)

Tableau 5. Résultats d'optimisation

	Routine d'optimisation	Simulation par éléments fini
f (kHz)	397	
$\Delta B_M$ (mT)	69,43	
$J_{1eff}$ (A/mm <sup>2</sup> )	8,69	
N1	4	
Volume total (cm <sup>3</sup> )	2638,41	
Pertes Fer (W)	0,76	
Pertes Cuivre (W)	0,60	0,58
Tmax (°C)	65	62,98

Dans cette optimisation, le gain obtenu par rapport à un volume initial évalué par le produit des aires est de 2,4 (Fig.18)

Initial (X=0) ; Optimisé (X=0.023862) [m]

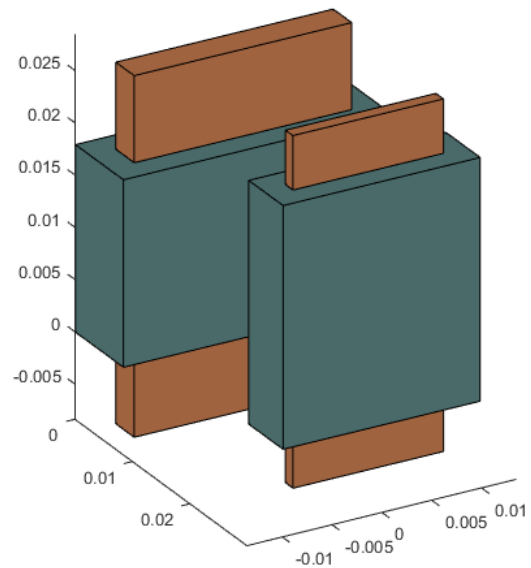


Fig.18 Volume initial et le volume optimisé

À la fin de la validation par éléments finis de l'optimisation, une étape supplémentaire est possible si l'utilisateur désire utiliser un noyau magnétique standard. Dans ce cas, la procédure recherche le noyau le plus proche du résultat dans une bibliothèque [2] et l'ensemble des calculs est refait pour cette configuration figée.

## 6. CONCLUSION

Ces travaux ont permis de jeter les bases d'un outil de dimensionnement avec optimisation des composants magnétiques. Des études théoriques et des simulations 2D et 3D ont permis de décrire les comportements magnétique, électrique, et thermique de ces composants, et d'en déduire les méthodes de calculs des pertes. Une estimation correcte de ces pertes est ainsi obtenue, ce qui est indispensable à la mise en place d'un outil d'aide à la conception efficace.

## 7. REFERENCES

- [1] François Forest, Eric Labouré, Thierry Meynard, M. Arab, « Analytic Design Method Based on Homothetic Shape of Magnetic Cores for High-Frequency Transformers » IEEE, vol. 22, no. 5, pp. 2070-2080, septembre 2007.
- [2] Ferroxcube, « Design of Planar Power Transformer », Appl. Note, 2007.
- [3] L. Jieli, T. Abdallah, C. R. Sullivan, « Improved calculation of core loss with nonsinusoidal waveforms », in Proc. Ind. Appl. Conf., vol. 4, pp. 2203-2210, Sep./Oct. 2001
- [4] K. Venkatachalam, C. R. Sullivan, T. Abdallah, H. Tacca, « Accurate Prediction of ferrite Core Loss with Nonsinusoidal Waveforms using



- only Steinmetz Parameters », 8th IEEE Workshop on Computers in Power Electronics, COMPEL 2002
- [5] P.Dowel, « Effects of eddy currents in transformer windings Proc », Inst. Elect. Eng., vol. 113, pp. 1387–1394, Aug. 1966.
- [6] B. EYGLUNENT « Thermique théorique et pratique » Hermès 1994
- [7] Mickaël Petit, Thierry Martire, Abdallah Darkawi « Analyse du comportement magnétique et thermique d'un transformateur intercellulaire à 4 phases pour application impulsionnelle », SGE, Juillet 2014
- [8] Didier FLUMIAN « Caractérisation des pertes dans les composants magnétiques » Diplôme de recherche universitaire, GIS 3DPH, 2011 (France).
- [9] MISE EN ŒUVRE D'UNE METHODE CALORIMETRIQUE
- [10] Hurley, W.H. Wolfe, J.G. Breslin « Optimized transformer design: inclusive of high frequency effects » IEEE, vol. 13, no. 4, pp. 615-659, Juillet 1998
- [9] R. Petkov, « Optimum design of high-power high-frequency » transformer IEEE., vol. 11, no. 1, pp. 33–42, Janvier 1996