HAL
open science

Homogénéisation du modèle de diffusion incluant les mouvements des parois : un modèle simple de représentation dynamique de circuit

Romain Marion, Marie-Ange Raulet, Fabien Sixdenier, Laurent Krähenbühl

To cite this version:

Romain Marion, Marie-Ange Raulet, Fabien Sixdenier, Laurent Krähenbühl. Homogénéisation du modèle de diffusion incluant les mouvements des parois : un modèle simple de représentation dynamique de circuit. MGE'2008, May 2008, Toulouse, France. pp.on CD - 58-61/215. hal-00359372

HAL Id: hal-00359372

https://hal.science/hal-00359372v1

Submitted on 1 Sep 2009

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.

Homogénéisation d'un Modèle Complet de Diffusion Magnétique : un Modèle Simple de Représentation Dynamique de Circuit

R. Marion[1] , M.A. Raulet[1], F. Sixdenier[1], L. Krähenbühl [2]
[1] Université Lyon1, Laboratoire Ampère UMR 5005,
43, Bd du 11/11/1918, 69622 Villeurbanne, France
[2] Ecole Centrale de Lyon, Laboratoire Ampère UMR 5005
36, Av G de Collongue, 69134 Ecully, France
* E-mail : marie-ange.raulet@univ-lyon1.fr

Résumé: Un modèle simple de comportement dynamique de circuit magnétique élémentaire en vue d'une implantation aisée dans des modèles de dispositifs électromagnétiques basés sur du calcul de champs ou sur une approche de schémas de reluctances est présenté. Ce modèle provient d'une homogénéisation simplifiée d'un modèle complet de diffusion magnétique incluant les effets dus aux mouvements de parois. Le modèle de diffusion complet homogénéisé obtenu n'est rien d'autre que le modèle global de représentation dynamique de circuit élaboré il y a plusieurs années dans notre laboratoire. L'intérêt de cette homogénéisation est d'apporter une signification et une identification de la valeur du paramètre associé au modèle global obtenu. Des tests effectués sur plusieurs échantillons de matériaux différents permettent de définir les critères associés au domaine de validité et d'utilisation du modèle global de représentation de circuit présenté.

INTRODUCTION

L'augmentation incessante des performances des dispositifs électromagnétiques passe par des contraintes mécaniques et électriques de plus en plus sévères. De ce fait, les matériaux magnétiques contribuent à l'échauffement des dispositifs de part l'augmentation des pertes fer. La connaissance précise du comportement des matériaux magnétiques devient un facteur indispensable pour le dimensionnement et l'optimisation des dispositifs : elle doit donc être prise en compte dans les outils de modélisation.
Qu'il s'agisse d'une modélisation basée sur des calculs de champs faisant appel à des méthodes numériques ou d'une modélisation plus simple basée sur l'établissement d'un schéma de réluctances, le problème se pose quant à la définition d'une loi dynamique précise des matériaux magnétiques.
L'objectif de cet article est d'établir un modèle précis de représentation dynamique de circuits magnétiques ne nécessitant que peu de paramètres, de temps de calcul et une mise en œuvre simplifiée afin de permettre une implantation aisée dans des modèles de dispositifs électromagnétiques (calcul de champs ou schéma de réluctances).

POSITION DU PROBLEME

Dans le domaine du génie électrique, les outils commerciaux de simulation de dispositifs électromagnétiques, considèrent des propriétés simplifiées de matériaux magnétiques. Les lois envisagées pour les matériaux sont à caractère réversible et inhibent par ce biais tout phénomène dissipatif apparenté au matériau. Les pertes fer sont dans certains cas estimées à partir d'un calcul effectué a posteriori à partir de formules analytiques. Cette démarche constitue une valeur ajoutée à l'outil de simulation mais ne permet pas de rendre compte de l'interaction des phénomènes dynamiques liés au matériau sur les phénomènes qui régissent le comportement temporel du dispositif.
Des travaux de recherche sont menés sur le couplage direct de propriétés dynamiques de matériaux magnétiques dans des modélisations de dispositifs électromagnétiques [1], [2], [3], basés sur une approche calcul de champs 2D ou 3D ou l'approche réseau de réluctances.
Quelle que soit l'approche considérée pour la modélisation du dispositif magnétique (calcul de champs ou réseau de réluctances), une procédure d'homogénéisation permettant d'adapter une loi réaliste dissipative du matériau à la modélisation considérée doit être effectuée.
Nos travaux portent actuellement sur le couplage de lois dynamiques réalistes de matériaux magnétiques dans les deux types de modélisations de circuits magnétiques : calcul de champs 2D et réseau de réluctances.
La loi dynamique de matériau ou, pour être plus précis dans ce cas, la représentation dynamique de circuit magnétique à envisager, doit définir la relation de couplage entre les deux grandeurs magnétiques macroscopiques que sont le champ d'excitation de surface noté *Hs(t)* (localisé sur un élément ou sur une réluctance) et le flux ou l'induction notée *Bm(t)* spatialement moyennée selon la troisième dimension du dispositif occultée par l'une ou l'autre des deux approches de modélisation. Une représentation simple, la moins coûteuse possible en paramètres, en temps de calcul et en mise en œuvre de comportement dynamique de circuit élémentaire est présentée et analysée.

MODELE SIMPLE DE REPRESENTATION DYNAMIQUE DE CIRCUIT

Le point de départ de ce modèle simple *Bm(Hs)* proposé provient du modèle complet de diffusion magnétique DWM (Diffusion&Wall Motion) incluant les effets dynamiques dus aux mouvements de parois.

Homogénéisation simplifiée du modèle DWM

Le modèle DWM qui a fait l'objet de travaux antérieurs [4], est basé sur le couplage de l'équation de diffusion magnétique classique (1) obtenue dans le cas d'une tôle rectangulaire infiniment longue comme indiquée sur la Fig''1'' et d'une loi dynamique de matériau magnétique (2) rendant compte des effets de dissipation dus aux déplacements de parois des domaines.

$$\nabla(H) = -\sigma.\frac{\partial B}{\partial t} \qquad (1)$$

$$\frac{dB}{dt} = \frac{1}{\beta}.[H - H_{stat}(B)] \qquad (2)$$

Dans l'équation (1), σ représente la conductivité électrique du matériau magnétique, elle est supposée constante et homogène. Le paramètre β apparaissant dans la loi dynamique (2) est lié à la structure du matériau, il est caractéristique des effets dynamiques causés par les mouvements de parois. Sa valeur est identifiée à partir d'une comparaison entre les caractéristiques simulée par le modèle DWM et relevée expérimentalement pour une fréquence quelconque. $H_{stat}(B)$ représente la valeur de champ d'excitation associée à la valeur de *B* à partir de la caractéristique statique du matériau.
Afin de pouvoir définir le modèle simple de représentation dynamique de circuit, le modèle DWM est appliqué sur seulement l'épaisseur d de la tôle où le champ magnétique est supposé unidirectionnel et invariant selon oz. Par raison de symétrie (champ d'excitation sur la surface supérieure de la tôle=champ d'excitation sur sa surface inférieure), seule la demi épaisseur d/2 de tôle est considérée pour l'étude de la diffusion magnétique.

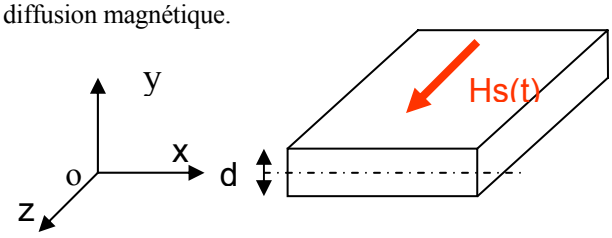

Figure 1 : Domaine d'étude du problème de diffusion

Diffusion classique homogénéisée Dans un premier temps, seule l'équation de diffusion classique (1) réduite à une formulation 1D est considérée et homogénéisée [5]. L'hypothèse simplificatrice de négliger l'effet de peau (l'épaisseur δ est telle que δ>>d/2) est adoptée. Dans ce cas, la valeur locale de l'induction *B(y,t)* est supposée varier peu en fonction de la position dans l'épaisseur de la tôle. Elle sera confondue avec l'induction moyennée *Bm(t)* suivant d (une homogénéisation à l'ordre 0 est effectuée). A partir de deux intégrations successives selon y effectuées sur (1) et des conditions de symétrie du domaine d'étude, une expression analytique de la valeur locale du champ d'excitation *H(y,t)* dans l'épaisseur de la tôle est obtenue (3).

$$H(y,t) = H(\frac{d}{2},t) + \frac{\sigma}{2}.\frac{dBm(t)}{dt}.\left[y^2 - \left(\frac{d}{2}\right)^2\right] \qquad (3)$$

H(d/2,t) représente la valeur du champ d'excitation *Hs(t)* à la surface de la tôle.

Loi constitutive de matériau Le champ local *H(y,t)* doit être relié à l'induction locale *B(y,t)* par la loi constitutive du matériau. D'après l'approximation faite dans l'homogénéisation, *B(y,t)* est supposée égale à *Bm(t)*, il est nécessaire dans ce cas de calculer *Hm(t)* qui correspond à la valeur moyennée de *H(y,t)* suivant l'épaisseur d puis de relier *Hm(t)* à *Bm(t)* par la loi constitutive du matériau magnétique.
L'intégration de *H(y,t)* définie par (3) sur la demi épaisseur de tôle permet d'obtenir *Hm(t)* (4) :

$$Hm(t) = H(\frac{d}{2},t) - \frac{\sigma.d^2}{12}.\frac{dBm(t)}{dt} \qquad (4)$$

La différence entre le modèle de diffusion classique et le modèle DWM réside dans le choix de la loi constitutive du matériau magnétique. Dans le premier modèle, la loi constitutive envisagée est la caractéristique statique $H_{stat}(B)$ du matériau alors que dans le second modèle c'est la loi dynamique traduisant les effets des déplacements des parois (2) qui est considérée. Afin de tenir compte dans le modèle de diffusion homogénéisé de la loi dynamique (2), la relation de couplage entre *Bm(t)* et *Hm(t)* issue de cette loi dynamique (2) doit être définie. Pour cela, le calcul de l'intégrale de (2) selon d/2 est opéré et en approximant *B(y,t)* par *Bm(t)*, on obtient la relation (5) liant *Bm(t)* et *Hm(t)* à partir de la loi dynamique de matériau

$$\frac{dBm(t)}{dt} = \frac{1}{\beta}.Hm(t) - \frac{1}{\beta}.H_{stat}(Bm(t)) \qquad (5)$$

L'association des relations (4) et (5) définit le modèle DWM homogénéisé (6).

$$Hs(t) - H_{stat}(Bm(t)) = \gamma.\frac{dBm(t)}{dt} \text{ avec } \gamma = \sigma.\frac{d^2}{12} + \beta \qquad (6)$$

Discussion

Le modèle DWM homogénéisé n'est rien d'autre que le modèle « global » de représentation dynamique de circuit élaboré il y a plusieurs années au laboratoire [6]. L'intérêt de l'homogénéisation du modèle DWM réside dans l'identification précise du paramètre dynamique γ associé au modèle global. Ce paramètre est la résultante de deux termes : le premier est lié aux courants de Foucault ($\sigma.d^2/12$) et le second est étroitement apparenté au comportement dynamique structurel du matériau (β). Un travail précédent [7], basé sur une démarche expérimentale, avait mis en évidence la décomposition du paramètre γ en deux termes, l'un clairement identifié (lié aux courants de Foucault), l'autre lié aux pertes

excédentaires mais non précisé. Les résultas de cette homogénéisation permettent de conforter les travaux précédents et apportent une précision complémentaire à l'identification du paramètre γ du modèle global.

VALIDATION EXPERIMENTALE DU MODELE ET DOMAINE D'UTILISATION

Protocole de test

Notre objectif est double. Il s'agit de vérifier la validité de la relation (6) et de discuter du domaine de validité et d'utilisation du modèle homogénéisé obtenu. Plusieurs échantillons de circuits constitués de différents matériaux ferromagnétiques sont considérés. Afin de négliger le phénomène d'anisotropie et de satisfaire au mieux l'hypothèse d'une étude 1D, des rondelles de matériaux dont le rapport entre les diamètres extérieur et intérieur est inférieur à 1.2 sont considérés. Pour garantir l'hypothèse d'homogénéité, des sollicitations à fréquences faibles en flux sinusoïdal imposé sont considérées. Pour chaque test opéré, une estimation de la profondeur de peau δ définie par (7) est précisée.

$$\delta = \sqrt{\frac{2.\rho}{\omega.\mu_0.\mu_r}} \qquad (7)$$

La grandeur μ_r représente la valeur de la perméabilité statique du matériau estimée au champ coercitif et ω est la pulsation de sollicitation du matériau. L'estimation de δ est aisée et discutable mais donne néanmoins une indication sur l'hypothèse d'homogénéité. Pour chacun des échantillons, la valeur du paramètre β est déterminée à partir d'une comparaison entre les cycles mesuré et simulé grâce au modèle DWM pour la fréquence de travail la plus élevée. La valeur du paramètre γ est déduite de la relation (6). La quantification des erreurs commises est définie par les formules (8) (erreur quadratique moyenne) et (9) (erreur sur l'aire du cycle). Elles sont calculées à partir de la dernière période des cycles dynamiques obtenus lorsque le régime permanent est établi. Le modèle de loi statique considéré est celui de Jiles Atherton dont les paramètres sont identifiés par la méthode PSO [8].

$$\varepsilon 1 = \sqrt{\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{i=N}\left(\frac{Bsimulé(i) - Bmesuré(i)}{\max(Bmesuré)}\right)^2}.100 \qquad (8)$$

$$\varepsilon 2 = \left|\frac{Aire(mesurée) - Aire(simulée)}{Aire(mesurée)}\right|.100 \qquad (9)$$

Résultats et discussions

<u>Echantillon N°1</u> FeSi 3% GNO

<u>caractéristiques de l'échantillon :</u>

rondelles d'épaisseur d=0.35mm

résistivité : $\rho=45.10^{-8}\Omega.m$

perméabilté relative (à Hc) : $\mu r=12000$

caractéristiques des modèles : $\sigma d^2/12=0.023$, $\beta=0.0025$

Le tableau (1) fournit les valeurs des deux erreurs quadratiques $\varepsilon 1$ et $\varepsilon 2$ et des valeurs de δ pour les différentes fréquences de sollicitations.

Tableau 1 : données obtenues pour l'échantillon N°1

f(Hz)	50	100	200	500	1000	2000
δ(mm)	0.43	0.31	0.218	0.138	0.097	0.069
δ/(d/2)	2.49	1.76	1.25	0.788	0.557	0.394
$\varepsilon 1$(%)	2.15	1.98	2.05	3.05	5.23	7.85
$\varepsilon 2$(%)	1.23	1.46	1.06	1.03	3.29	3.69

Tant que l'hypothèse d'homogénéité, en première approximation indiquée par la valeur de δ, est vérifiée, le modèle homogénéisé permet de donner des résultats précis (jusqu'à la fréquence de 500Hz).

La figure (2) compare les cycles mesuré et simulé par le modèle homogénéisé puis les cycles locaux au centre de la tôle et à l'épaisseur de peau δ simulés par le modèle DWM pour la fréquence de 2000Hz. A cette fréquence, δ vaut environ un 40% de la demi épaisseur de tôle, le champ d'excitation (a fortiori l'induction) n'est plus homogène selon l'épaisseur de la tôle comme on peut l'observer sur la figure (3) qui compare les valeurs temporelles des champs d'excitation obtenus grâce au modèle DWM sur la surface, à la profondeur de peau δ et au centre de l'échantillon. Ces résultats confirment bien la non vérification de l'hypothèse d'homogénéité garantissant la précision du modèle homogénéisé.

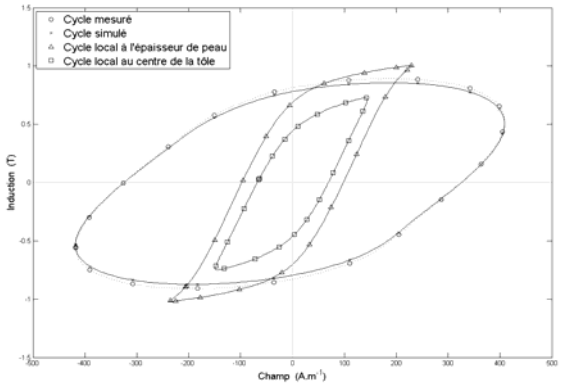

Figure 2 : cycles moyen mesuré et simulé par le modèle homogénéisé et cycles locaux simulés par le modèle DWM

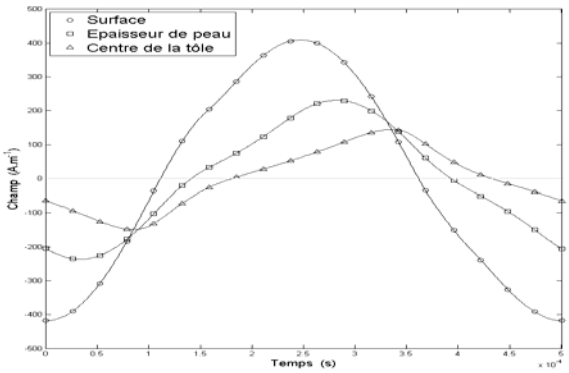

Figure 3 : valeurs temporelles de H à la surface, à la profondeur de peau δ et au centre de l'échantillon

Echantillon N°2 FeNi (supra 50) massif
caractéristiques de l'échantillon :
rondelles massives d'épaisseur d=1.1mm,
résistivité : $\rho=48.10^{-8}\Omega.m$,
perméabilité relative (à Hc) : $\mu r=135000$
caractéristiques des modèles : $\sigma d^2/12=0.21$, $\beta=0.0013$

Tableau 2 : données obtenues pour l'échantillon N°2

f(Hz)	2	20	50	200
δ(mm)	0.671	0.212	0.134	0.0671
δ/(d/2)	1.220	0.386	0.244	0.122
ε1(%)	4.65	15.31	38.42	64.58
ε2(%)	6.32	11.48	18.23	29.38

La valeur de δ fournit encore une fois une bonne indication sur le domaine de validité du modèle homogénéisé qui est outrepassé dès que δ<(d/2). Compte tenu du domaine de validité restreint en fréquence (f<4Hz), le modèle homogénéisé n'apparaît pas comme un outil adapté pour représenter le comportement dynamique d'un circuit massif de FeNi. Le modèle de diffusion classique s'avère être indispensable et suffisant ($\beta>\sigma d^2/12$) pour apporter une solution au problème de représentation des effets dynamiques de ce type de circuit magnétique.

Echantillon N°3 FeCo
caractéristiques de l'échantillon :
rondelles massives d'épaisseur d=3.9mm
résistivité : $\rho=48.510^{-8}\Omega.m$
perméabilité relative (à Hc) : $\mu r=2000$
caractéristiques des modèles : $\sigma d^2/12=2.21$, $\beta=8$

Tableau 3 : données obtenues pour l'échantillon N°3

f(Hz)	5	25	50	100	200
δ(mm)	3.51	1.57	1.11	0.784	0.554
δ/(d/2)	1.80	0.804	0.568	0.402	0.284
ε1(%)	2.18	1.91	4.57	10.77	10.97
ε2(%)	0.98	0.18	1.74	11.41	15.03

Le caractère fortement massif de cet échantillon aurait pu laisser présager des conclusions similaires à celles obtenues pour l'échantillon précédent, c'est-à-dire une prédominance des courants de Foucault pour une fréquence faible et par conséquent un domaine de validité restreint du modèle homogénéisé. Bien que fortement massif, l'échantillon FeCo est constitué d'un matériau dont la résistivité est identique à celle du FeNi mais dont la perméabilité relative (au champ coercitif) est cinquante fois plus faible. En conclusion, à fréquence identique, la profondeur de peau pour l'échantillon FeCo est environ sept fois plus grande que celle de l'échantillon massif FeNi. On conçoit que la butée en fréquence qui définit le domaine de validité du modèle homogénéisé pour l'échantillon FeCo soit plus élevée que celle du FeNi.

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Un modèle simple de représentation dynamique de circuit est présenté et testé sur trois types d'échantillons (matériaux différents). Ce modèle qui dérive de l'homogénéisation simplifiée d'un modèle complet de diffusion magnétique globalise les effets dynamiques grâce à deux paramètres : l'un, clairement identifié qui est apparenté aux courants de Foucault, l'autre dû aux mouvements de parois. Une estimation de la profondeur de peau par la formule classique ainsi qu'une comparaison des valeurs des deux paramètres permet de préciser le domaine d'application du modèle homogénéisé.
Afin d'étendre le domaine de validité du modèle homogénéisé, une homogénéisation plus fine (ordre supérieur) du modèle DWM est en cours de développement. Des travaux menés sur l'implantation du modèle global dans des outils de modélisations de dispositifs électromagnétiques basés sur les approches calcul de champs 2D ou schéma de reluctances sont en cours de mise en œuvre.

REFERENCES

[1] J. Gyselinck, L. Vandevelde, J. Melkebeek, P. Dular, F. Henrotte, W. Legros" Calculation of eddy currents and associated losses in electrical steel laminations", *IEEE Trans. Magn., 35(3), 1999, 1191-1194*

[2] R. Dupré, J. Gyselinck, J.A. Melkebeek, "Complementary finite element methods in 2D magnetics taking into account a vector Preisach model", *IEEE Trans. Magn., 34(5), 1998, 3048-3051*

[3] H. Kaimori, A. Kameari, K. Fujiwara" FEM computation of magnetic field and iron loss in laminated iron core using homogeneization method", *IEEE Trans. Magn 43(4), 2007.*

[4] M.A. Raulet, B. Ducharne, J.P. Masson, G. Bayada," The magnetic field diffusion equation including dynamic hysteresis : a linear formulation of the problem", *IEEE Trans. Magn., 40(2), 2004, 872-875*

[5] A.J. Bergqvist, S.G. Engdahl, "A homogeneization procedure for field quantities in laminated electric steel", *IEEE Trans. Magn., 37(5), 2001, 3329-3331*

[6] F. Marthouret, J.P. Masson, H. Fraisse," Modelling of a non-linear conductive magnetic circuit", *IEEE Trans. Magn. 31 ,1995, 4065-7*

[7] M.A. Raulet, F. Sixdenier, B. Guinand, L. Morel, R. Goyet "Limits and rules of use of a dynamic flux tube model", *COMPEL 27(1), 2008 256, 265*

[8] R. Marion, R. Scorretti, N. Siauve, M.A. Raulet, L. Krähenbühl," Identification of Jiles-Atherton model parameters using Particule Swarm Optimization", *IEEE Trans. Magn. 2008 256 à paraître*