

# Estimation de l'état de contrainte mécanique par mesure du bruit Barkhausen

Patrick FAGAN<sup>a,b,c</sup>, Benjamin DUCHARNE<sup>c,d</sup>, Laurent DANIEL<sup>a,b</sup>, Anastasios SKARLATOS<sup>e</sup>, Mathieu DOMENJOU<sup>a,b</sup>, Christophe REBOUD<sup>e</sup>

<sup>a</sup>Université Paris-Saclay, Centrale Supélec, CNRS, Group of Electrical Engineering-Paris (GeePs), 91192, Gif-sur-Yvette, France

<sup>b</sup>Sorbonne Université, CNRS, Group of Electrical Engineering-Paris (GeePs), 75252, Paris, France

<sup>c</sup>Laboratoire de Génie Electrique et Ferroélectricité – INSA de Lyon, Villeurbanne, France

<sup>d</sup>ELyTmAX UMI 3757, CNRS – Université de Lyon – Tohoku University, International Joint Unit, Tohoku University, Sendai, Japan

<sup>e</sup>CEA, List, Université Paris-Saclay, Palaiseau, F-91129, France

Cette étude établit des relations entre la contrainte mécanique appliquée à un matériau et certains indicateurs magnétiques, déterminés pour des cycles d'hystérésis magnétique classique et MBNE (Magnetic Barkhausen Noise Energy, ou énergie du bruit Barkhausen magnétique) à la fois à partir de mesures expérimentales et de simulations. Le but est de valider la procédure de caractérisation proposée, permettant de simuler le comportement magnétique du matériau en prenant en compte la contrainte mécanique.

**Mots-clés**— Aimantation, contrôle non-destructif magnétique, bruit Barkhausen.

## 1. INTRODUCTION

Le magnétisme est à la base d'un grand nombre de techniques de contrôle non-destructif [1]. Certaines d'entre elles permettent de déterminer l'état mécanique de la pièce. Les contraintes mécaniques internes sont un facteur important pour les performances d'un matériau donné, son intégrité structurelle et la durée de vie de systèmes industriels [2]. Leur estimation est très intéressante pour anticiper des dégradations mécaniques dans des aciers ferromagnétiques, très utilisés dans les domaines de la construction, du transport et de l'énergie. Le bruit Barkhausen, généré par les mouvements irréversibles de parois de domaine lors de l'aimantation d'une pièce, est influencé de manière notable par l'état micro-structurel du matériau, et est donc un candidat intéressant pour évaluer de façon non-destructive l'état de contrainte interne d'un matériau ferromagnétique [3]. Dans ce travail, les outils de modélisation sont d'abord présentés, puis les résultats de modélisation sont

comparés aux résultats expérimentaux obtenus sous sollicitations de traction uniaxiale.

## 2. MODÉLISATION

### 2.1. Traitement du signal Barkhausen brut

Le bruit Barkhausen est un phénomène stochastique lié à la superposition d'un grand nombre de mouvements de parois élémentaires [4]. Différentes enveloppes temporelles ont été étudiées au cours du temps, donnant des indicateurs plus stables que le signal brut et plus simples à comparer avec ceux du cycle d'hystérésis classique. Dans cette étude, l'enveloppe  $MBN_{energy}$  [3], définie à l'Eq. 1, a été choisie.

$$MBN_{energy}(t) = \nu \int_0^t \text{sign}\left(\frac{dH}{ds}\right) \cdot |V_{MBN}(s)|^2 ds \quad (1)$$

avec  $\nu$  un coefficient de renormalisation. Cette expression n'est pas une énergie au sens strict du terme, mais elle permet d'obtenir des cycles d'hystérésis fermés sur lesquels la rotation de l'aimantation n'a pas d'effet, et qui peuvent être comparés aux cycles d'hystérésis classiques en ajustant la valeur de  $\nu$ . L'enveloppe RMS du bruit Barkhausen étant supposée proportionnelle à  $\sqrt{dB/dt}$  [5][6],  $MBN_{energy}$  sera plus proche du cycle d'hystérésis classique que l'enveloppe RMS classique grâce à l'utilisation du carré de la tension Barkhausen.

### 2.2. Modèle multi-échelle

Les simulations des cycles  $MBN_{energy}(H)$  et  $B(H)$  ont été réalisées grâce à un modèle multi-échelle (MME)

[7][8], qui permet de simuler le comportement anhystérétique (réversible) d'un matériau en passant par une distribution statistique des domaines magnétiques et la connaissance de propriétés élémentaires du matériau. Plus précisément, ces propriétés sont l'aimantation à saturation  $M_s$ , les coefficients d'anisotropie magnétocristalline  $K_1$  et  $K_2$ , les coefficients de magnétostriction  $\lambda_{100}$  et  $\lambda_{111}$ , la texture cristallographique [9] et un coefficient énergétique  $A_s$ .

Ce modèle va simuler le matériau à trois échelles différentes : le domaine magnétique, le grain et le matériau macroscopique. Pour une excitation magnétique  $\vec{H}$  et un tenseur de contraintes  $\sigma$  connue, la proportion volumique  $\beta$  de domaines dont la magnétisation suit une direction  $\gamma(\theta, \phi)$  est donnée par une renormalisation de Boltzmann sur l'énergie issue des équations micro-magnétiques, avec  $A_s$  un paramètre qui peut être déterminé à partir de la courbe de première aimantation [8] :

$$\beta(\theta, \phi) = \frac{e^{-A_s W(\theta, \phi)}}{\sum_i e^{-A_s W(\theta, \phi)_i}} \quad (2)$$

En suivant cette équation, les domaines qui ont une faible énergie seront favorisés et leur proportion volumique  $\beta$  sera plus élevée que pour des domaines plus énergétiques.

L'énergie d'un domaine dont l'aimantation a une direction  $\vec{\gamma} = [\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3]$  est la somme de trois composantes : l'énergie magnétostatique  $W_{ms}$ , l'énergie d'anisotropie magnétocristalline  $W_{ma}$  et l'énergie magnétoélastique  $W_{me}$ . Chaque énergie peut être calculée en connaissant l'excitation magnétique  $\vec{H}$ , le tenseur de déformation de magnétostriction  $\epsilon$  [8] :

$$W(\theta, \phi) = W_{ms} + W_{ma} + W_{me} \quad (3)$$

$$\begin{cases} W_{zeeman} = -\mu_0 M_s \vec{H} \cdot \vec{\gamma} \\ W_{ma} = K_1(\gamma_1^2 \gamma_2^2 + \gamma_2^2 \gamma_3^2 + \gamma_3^2 \gamma_1^2) + K_2 \gamma_1^2 \gamma_2^2 \gamma_3^2 \\ W_{me} = -\sigma : \epsilon \end{cases} \quad (4)$$

L'aimantation  $\vec{M}_{moy}$  et la déformation de magnétostriction moyennes  $\epsilon_{moy}$  peuvent ensuite être déterminées par une moyenne pondérée par  $\beta$  :

$$\vec{M}_{moy} = \sum_i \beta(\theta, \phi)_i \cdot \vec{M}(\theta, \phi)_i \quad (5)$$

$$\epsilon_{moy} = \sum_i \beta(\theta, \phi)_i \cdot \epsilon(\theta, \phi)_i \quad (6)$$

### 2.3. Simulation du cycle MBN<sub>energy</sub>

Le MME a déjà permis de prédire le comportement anhystérétique pour le cycle classique

$B(H)$  [10] et peut être facilement adapté aux cycles MBNE. La différence de modélisation entre les deux cycles réside dans le fait que, pour les cycles MBNE, la rotation de l'aimantation est interdite en augmentant de manière arbitraire les coefficients  $K_1$  et  $K_2$ . Les cycles majeurs d'hystérésis sont reconstruits à travers un modèle d'hystérésis de frottement sec [11], en déplaçant la courbe anhystérétique  $M_{an}(H_{an})$  d'une valeur  $H_c$  sur l'axe des abscisses :

$$M(H) = M_{an}[H_{an} \mp \text{sign}\left(\frac{dH}{dt}\right) \cdot H_c] \quad (7)$$

Le MME donnant des courbes anhystérétiques, le champ coercitif ne peut pas être simulé et comparé avec les valeurs expérimentales. L'aimantation à 95% du niveau de saturation magnétique  $H_{95}$  a donc été défini comme repère de comparaison (Eq. 3) :

$$M_{an}(H_{95}) = 0.95 \cdot M_s \quad (8)$$

Cet indicateur permet de définir une borne au-delà de laquelle l'activité Barkhausen est réduite.

### 2.4. Matériaux étudiés

Le comportement de deux aciers électriques testés par la suite, un alliage de fer-cobalt (FeCo) et un alliage de fer-silicium à grains orientés (FeSi GO), a été simulé grâce au MME sur la base des paramètres donnés dans le Tableau 1.

Tableau 1. Tableau présentant la valeur des variables du MME pour les matériaux étudiés [8].

Coefficient	$M_s$	$K_1 ; K_2$	$\lambda_{100} ; \lambda_{111}$	$A_s$
Unité	A/m	kJ/m <sup>3</sup>	10 <sup>-6</sup>	m <sup>3</sup> /J
FeSi GO	$1.61 \cdot 10^6$	38; 0	23; -4.5	$2 \cdot 10^{-2}$
FeCo	$1.91 \cdot 10^6$	2; 0	101; 27	$3 \cdot 10^{-3}$

### 3. MESURES EXPÉRIMENTALES

Des mesures expérimentales sous contrainte uniaxiale ont été réalisées sur un banc de caractérisation magnéto-mécanique [11]. Un échantillon pour chaque matériau simulé a été testé avec une contrainte en traction allant jusqu'à 50% de la limite d'élasticité, et en compression jusqu'à -50 MPa. L'échantillon est ensuite aimanté à l'aide de deux culasses magnétiques bobinées et identiques, alimentées avec un courant triangulaire suffisant pour saturer complètement le matériau et à une fréquence de 1 Hz. Une machine d'acquisition National Instruments USB-6346 a été utilisé pour échantillonner les signaux de ce montage à une fréquence de 500 kHz.

Les cycles d'hystérésis  $B(H)$  (à gauche) et  $MBN_{energy}(H)$  (à droite) ont été mesurés et comparés aux cycles simulés sur la Figure 1. Dans les deux cas, la contrainte mécanique va réduire le champ coercitif, et ce de manière très marquée pour le FeCo.

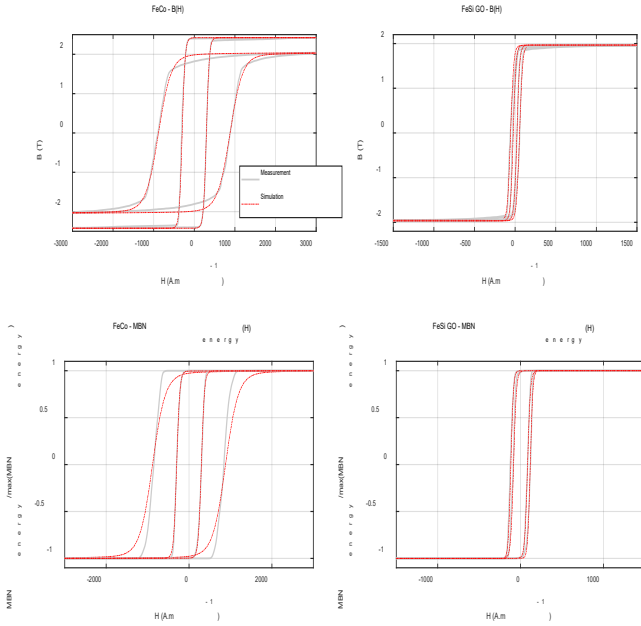


Fig. 1 : Comparaison entre les cycles expérimentaux (gris) et simulés (rouge) pour le  $B(H)$  et le  $MBN_{energy}$  pour le FeCo et le FeSi GO. Les contraintes affichées sont 0 et 500 MPa pour le FeCo et 0 et 90 MPa pour le FeSi GO.

L'allure des cycles d'hystérésis mesurés suit celle des courbes anhystérétiques avec et sans contrainte appliquée [3]. La rotation de l'aimantation jouant un rôle important dans le fer-cobalt (faible anisotropie magnéto-cristalline), il y a une différence notable entre les cycles sans contrainte et à forte contrainte, ce dernier étant beaucoup plus raide. En revanche, cet effet est négligeable pour le fer-silicium à grains orientés. Les cycles d'hystérésis simulés sont proches des mesures, avec quand même des différences importantes aux coudes de saturation pour le FeCo, et l'effet qualitatif de la contrainte sur  $H_{95}$  est correctement simulé.

La figure 2 compare l'évolution de  $H_{95}$  en fonction de la contrainte pour les deux matériaux. Les tendances qualitatives sont correctement simulées, avec un  $H_{95}$  qui croît progressivement avec la contrainte en compression et un plateau en traction. La différence entre les champs avec et sans rotation est très marquée dans les simulations pour le FeCo, ce qui ne se retrouve pas tout à fait sur les mesures expérimentales (limitées en compression par le risque de flambage de l'échantillon et par le fait de ne plus réussir à aimanter correctement le matériau au-delà d'un certain seuil de compression).

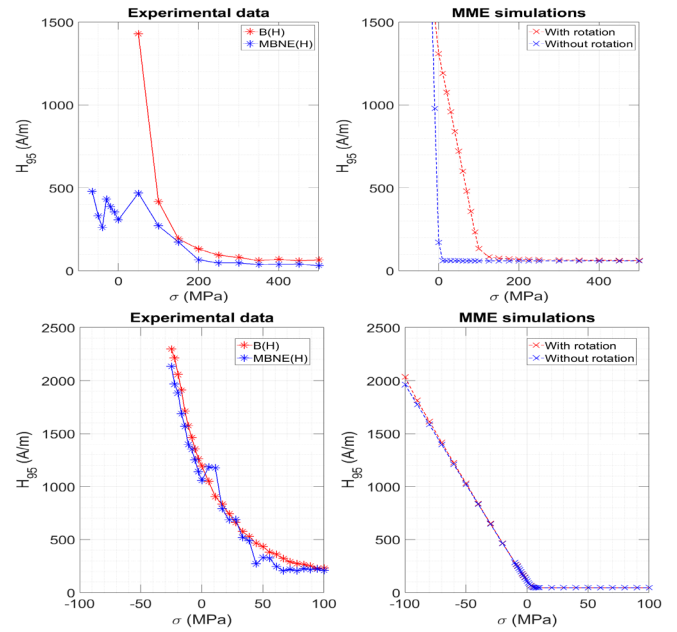


Fig.2 : évolution de  $H_{95}$  pour le FeCo (haut) et le FeSi (bas), avec les mesures expérimentales à gauche et les simulations à droite.

Les indicateurs liés au MBN ( $H_{95}$  et  $H_{99}$ ) ont été comparés aux indicateurs classiques issus du cycle  $B(H)$  (champ coercitif et aire du cycle d'hystérésis) à la Fig. 3. On peut voir une évolution similaire pour tous les indicateurs dans les deux matériaux (avec quand même une légère différence à faible traction pour le FeCo et une forte incertitude pour le FeSi liée à la faible valeur de son champ coercitif).

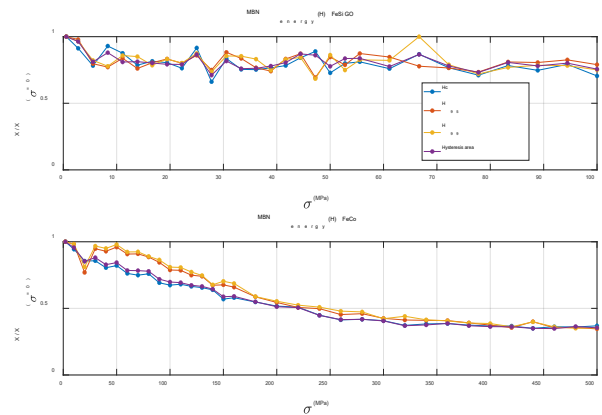


Fig.3 : évolution relative du champ coercitif, de  $H_{95}$ , de  $H_{99}$  et de l'aire du cycle  $B(H)$  en fonction de la contrainte mécanique pour les deux matériaux.

Ces résultats doivent aussi être nuancés par les résultats issus du MME, et montrés à la figure 4. Encore une fois, le MME parvient à simuler le fait que les champs à saturation vont décroître avec l'application d'une contrainte en traction, mais l'ampleur de l'effet est censée être plus importante pour le FeSi, et la transition devrait être beaucoup plus rapide pour le FeCo.

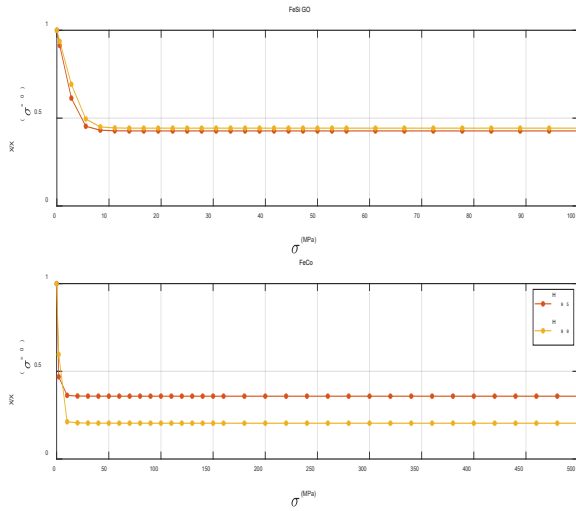


Fig. 4 : évolution relative de  $H_{95}$  et  $H_{99}$  d'après les simulations du MME.

Pour résumer cette partie, le MME prédit correctement l'évolution qualitative du  $H_{95}$  pour les deux matériaux, mais il y a encore de grandes différences quantitatives avec les données expérimentales. Plusieurs facteurs vont nécessiter d'être étudiés plus en profondeur avant de pouvoir faire des prédictions quantitatives avec le MME, notamment l'uniformité de la contrainte appliquée en compression.

#### 4. SIMULATIONS MULTIAXIALES

Le MME étant un modèle intrinsèquement multiaxial, des simulations en présence d'une contrainte de traction et d'une excitation magnétique dans différentes directions du plan de laminage ont pu être réalisées. Deux cas biaxiaux différents ont été simulés par la suite, sans avoir pu les vérifier avec le système expérimental mis en place pour l'instant.

##### 4.1. Contrainte mécanique uniaxiale et suivant DL, excitation magnétique avec un angle $\theta$ par rapport à DL

La figure 5 montre l'évolution relative de  $H_{95}$  (1 étant sa valeur sans contrainte) en fonction de l'angle  $\theta$ . Malgré la faible anisotropie magnétique du FeCo, la valeur de  $H_{95}$  évolue considérablement avec la direction de  $\vec{H}$ , avec une sensibilité à la contrainte très élevée (de l'ordre de  $0.6H_{95}$  (A/m)/MPa) pour un angle  $\theta$  autour de  $75^\circ$ .

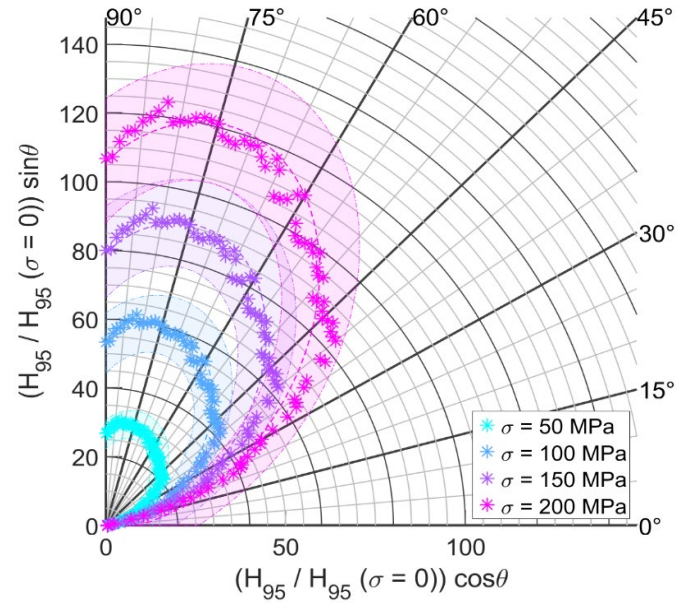


Fig. 5 : Diagramme polaire montrant l'évolution relative de  $H_{95}$  pour le FeCo en fonction de l'angle  $\theta$  entre DL et excitation magnétique et de l'amplitude de la contrainte mécanique  $\sigma$  suivant DL. Les points représentent les résultats de simulation, et les surfaces colorées représentent l'incertitude de la reconstruction par interpolation cubique.

##### 4.2. Contrainte mécanique biaxiale ( $\sigma_{xx}$ suivant DL, $\sigma_{yy}$ suivant DT), excitation magnétique suivant DL.

La figure 6 montre l'évolution relative de  $H_{95}$  dans le cas où la contrainte mécanique est biaxiale, pendant que l'excitation magnétique est uniaxiale et suivant DL.  $H_{95}$  a été normalisée par rapport à sa valeur en absence de contrainte mécanique.

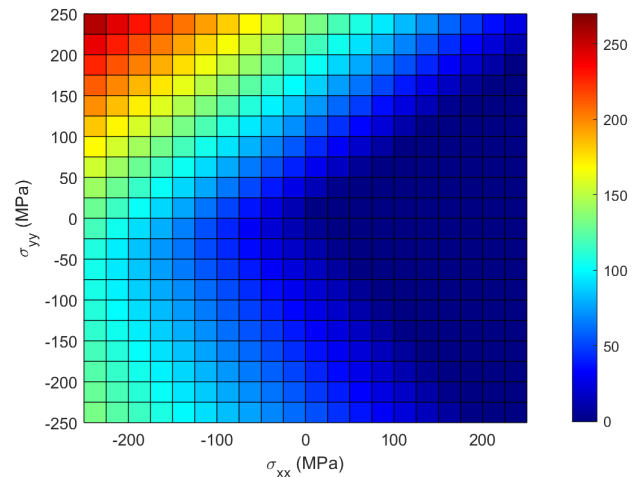


Fig. 6 : évolution relative de  $H_{95}$  en fonction de la contrainte mécanique (traction ou compression) appliquée suivant DL ou DT.

Le  $H_{95}$  reste très peu sensible à une traction mécanique suivant DL, mais le MME prévoit deux cas dans lequel sa sensibilité à la contrainte est renforcée : une compression suivant DL et une traction suivant DT.

#### 5. CONCLUSION

Cette étude a permis de mettre en place une procédure complète de caractérisation d'un matériau, de la simulation numérique à la mesure expérimentale. Cette procédure a été appliquée sur deux matériaux courants en ingénierie électrique, et une correspondance qualitative a pu être établie entre les simulations et les mesures. L'intérêt principal de cette approche repose sur le caractère prédictif du MME, ce qui permet d'optimiser la sensibilité des mesures magnétiques en jouant sur la contrainte appliquée. La validation expérimentale a été limitée jusqu'ici, puisque seules des mesures en traction uniaxiale ont pu être réalisées. Une validation expérimentale multiaxiale permettra d'utiliser le MME pour prévoir et optimiser le placement de capteurs magnétiques dans une pièce pour maximiser la sensibilité de la mesure magnétique à la contrainte mécanique.

Dans le long terme, un des objectifs attendus est de réussir à lier le cycle d'hystérésis issu du bruit Barkhausen au cycle d'hystérésis classique, qui ne peut être mesuré qu'avec une bobine encerclante. Le bruit Barkhausen pouvant être mesuré avec une bobine à la surface du matériau [12], sa mesure est plus aisée pour le contrôle non destructif d'aciers magnétiques dans l'industrie, et le MME est un candidat potentiel pour mieux simuler et analyser le bruit Barkhausen dans ce cadre. D'axes potentiels pour étendre ces travaux sont l'utilisation de bobines pancake pour la mesure du bruit Barkhausen dans de conditions expérimentales plus proches du cadre du contrôle non-destructif et la validation de la modélisation du bruit Barkhausen à travers des essais en contrainte biaxiale. Cela passe aussi par une meilleure caractérisation des éprouvettes pour voir si le MME peut donner de résultats plus proches des mesures expérimentales et par une meilleure estimation des sources d'erreur.

Un autre champ de recherche visé par cette application est la validation expérimentale de la séparation des pertes d'hystérésis [13]. Le  $MBN_{energy}$  étant issu du bruit Barkhausen, la contribution de la rotation de magnétisation est ignorée, ce qui permettrait de l'extraire à partir du cycle  $B(H)$  classique, qui est sensible à la fois à la rotation de la magnétisation et aux mouvements des parois de domaine. Si la séparation des pertes par hystérésis est vérifiée expérimentalement, une étude plus quantitative de l'effet Barkhausen pourra être testée,

par exemple en fixant la valeur de renormalisation  $\nu$  de sorte à égaliser la surface du cycle aux pertes excédentaires  $P_{exc}$  :

$$\nu = \frac{P_{exc}}{\oint MBN_{energy}(H) dH} \quad (9)$$

## 6. REFERENCES

- [1] J. BLITZ, « Electrical and magnetic methods of nondestructive testing », NASA STI/Recon Technical Report A, vol. 94, p. 10775, 1991.
- [2] S. K. DWIVEDI, M. VISHWAKARMA et A. SONI, « Advances and researches on non destructive testing: A review », *Materials Today: Proceedings*, vol. 5, no 2, p. 3690-3698, 2018.
- [3] P. FAGAN, B. DUCHARNE, L. DANIEL et A. SKARLATOS, « Multiscale modelling of the magnetic Barkhausen noise energy cycles », *J. Magn. Magn. Mat.*, vol. 517, p. 167395, 2021.
- [4] D. C. JILES, L. B. SIPAHI et G. WILLIAMS, « Modeling of micromagnetic Barkhausen activity using a stochastic process extension to the theory of hysteresis », *J. Appl. Phys.*, vol. 73, no 10, p. 5830-5832, 1993.
- [5] A. STUPAKOV, « Dynamic normalization of the Barkhausen noise signal », *JMMM*, vol. 482, p.135-147, 2019.
- [6] P. FAGAN, B. DUCHARNE et al., « Barkhausen noise hysteresis cycle: theoretical and experimental understanding », *JMMM*, 578, 2023, 170810
- [7] O. HUBERT et L. DANIEL, « Multiscale modeling of the magneto-mechanical behavior of grain-oriented silicon steels », *J. Magn. Magn. Mat.*, vol. 320, no 7, p. 1412-1422, 2008.
- [8] P. FAGAN, B. DUCHARNE, L. DANIEL, A. SKARLATOS, M. DOMENJOU, et C. REBOUD, "Effect of stress on the magnetic Barkhausen noise energy cycles: A route for stress evaluation in ferromagnetic materials," *Materials Science and Engineering: B*, vol. 278, p. 115650, Apr. 2022
- [9] T. BAUDIN, D. CHATEIGNER, C. ESLING, L. LUTTEROTTI et M. MORALES, « Analyse des textures cristallographiques et des microstructures », *Reflets de la physique*, no 44-45, p. 80-85, 2015.
- [10] A. BERGQVIST, « Magnetic vector hysteresis model with dry friction-like pinning », *Physica B*, vol. 233, no 4, p. 342-347, 1997.
- [11] M. DOMENJOU et L. DANIEL, « Effects of plastic strain and reloading stress on the magneto-mechanical behavior of electrical steels: Experiments and modeling », *Mech. Mat.*, vol. 176, p. 104510, 2023.
- [12] S. SANTA-AHO, A. LAITINEN, A. SORSA, « Barkhausen Noise Probes and Modelling: A Review », *J. Nondestruct. Eval.*, vol. 38 (2019)
- [13] G. BERTOTTI, F. FIORILLO, G. SOARDO, « The Prediction Of Power Losses In Soft Magnetic Materials », *J. Phys. Colloques*, vol. 49 (1988)