

Analyse des pertes fer dans un acier au silicium à température cryogénique

Arthur RIETZLER, Olivier de la BARRIÈRE, Frédéric MAZALEYRAT
Université Paris-Saclay, ENS Paris-Saclay, CNRS, SATIE

RESUME – Les pertes fer dans les tôles à grains non orienté utilisées pour la construction des machines ont un impact fondamental sur le rendement des actionneurs. Les aciéristes fournissent les caractéristiques magnétiques de leurs produits dans les conditions standard à température ambiante. Or, de plus en plus de constructeurs dans les domaines de l'automobile, de l'avionique et de la production d'énergie s'intéressent aux machines cryogéniques à bobinage supraconducteur, voir à conducteurs normaux. Cet article a pour but d'évaluer les pertes fer à température d'azote liquide dans une gamme d'induction et de fréquence étendue permettant l'extraction des paramètres du modèle de Bertotti afin de prévoir l'augmentation des pertes dans ces conditions pour différentes épaisseurs de tôles.

Mots-clés – acier électrique non orienté ; pertes fer ; séparation des pertes ; cryogénie ; basse température.

1. INTRODUCTION

Dans un contexte de réduction des coûts d'exploitation des installations de forte puissance (transformateurs de centrales, alternateurs, éoliennes, etc.), la réduction des pertes devient d'autant plus nécessaire que le prix de l'énergie augmente. Dans les applications embarquées de forte puissance comme les futurs avions à propulsion électrique, la réduction des pertes est cruciale pour l'autonomie. Beaucoup de constructeurs et de chercheurs se posent la question de concevoir des machines ou des transformateurs opérant à température d'azote liquide pour pouvoir utiliser des supraconducteurs à haute température critique [1], voir simplement pour bénéficier de la réduction des pertes cuivre. Compte tenu de l'énergie consommée par l'équipement cryogénique et de son prix, déterminer à partir de quelle puissance le passage à 77 K permet un gain nécessite de prévoir toutes les sources de pertes. Si certaines pertes sont prévisibles, les pertes fer à cette température restent largement inconnues. S'il existe quelques études traitant le problème à 50 Hz [2, 3, 4], l'effet de la fréquence est peu ou pas connu. Cet article vise à analyser les pertes à l'aide du modèle de Bertotti afin de déterminer comment les composantes des pertes évoluent de manière à prévoir les pertes dans cet environnement.

2. EXPÉRIMENTATION ET MODÉLISATION

2.1. Caractérisation

Le matériau étudié est un acier non orienté composée d'environ 3,5% de silicium et 0,5% d'aluminium et de 0,2 mm d'épaisseur typique pour les moteurs à fréquence variable. Des anneaux de 30 mm de rayon intérieur et 35 de rayon extérieur ont été découpés et empilés pour former un toroïde de 53 couches bobiné de 180 spires réparties sur la circonférence pour le primaire et 50 spires secondaires (Fig. 1). La forme d'onde est contrôlée numériquement pour que l'induction soit sinusoïdale avec un facteur à moins de 3% de la valeur théorique 1,1107 comme le prévoit la norme IEC, la fréquence est étendue de 1 à 2000 Hz et l'induction de 20 mT à 1,2 T et limitée à 1000 Hz pour les inductions jusqu'à 1,6 T. Compte tenu de l'auto-échauffement, les mesures sont réalisées en trains d'onde limités au temps d'acquisition à température ambiante (293 K) et

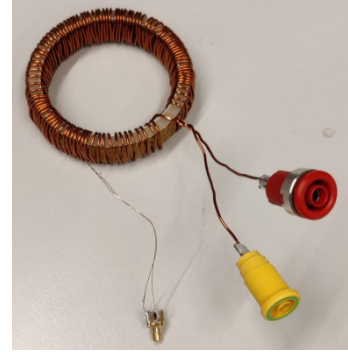


FIG. 1. Photographie de l'anneau bobiné utilisé pour les mesures

plongé dans l'azote liquide (77 K). La mesure de résistivité a été effectuée par la méthode des 4 pointes avec un anneau sectionné sur lequel un thermocouple de type T a été disposé. La mesure a été réalisée dans l'azote liquide, puis l'anneau a été suspendu au dessus de l'azote liquide pour se thermaliser lentement et mesurer la résistivité entre 100 et 200 K.

2.2. Modélisation

Les pertes mesurées sont décomposées en pertes par hystérésis, pertes classiques (par courant de Foucault sans effet de peau) et pertes supplémentaires (ou excédentaires) :

$$W_m = W_h + W_{cl} + W_{sup} \quad (1)$$

Dans l'hypothèse d'un effet de peau négligeable (B est uniforme sur toute la section), les pertes classiques ou par courant de Foucault en régime d'induction sinusoïdal s'expriment par la formule bien connue :

$$W_{cl} = \frac{\pi^2}{6\rho} B^2 f e^2 \quad (2)$$

où ρ est la résistivité, B est la valeur maximale de l'induction, f la fréquence et e l'épaisseur de la tôle.

Les pertes par hystérésis sont obtenues par une mesure à très basse fréquence ou par extrapolation, ce qui permet de déduire les pertes excédentaires en soustrayant les pertes classiques calculées et les pertes par hystérésis aux pertes mesurées (la relation 1.)

Les pertes excédentaires sont dues au déplacement des parois de Bloch, elles sont décrites par Bertotti [5] à partir du modèle de Pry & Bean [6] :

$$P_{sup} = \frac{G\sigma S}{n} \left(\frac{\partial B}{\partial t} \right)^2 \quad (3)$$

où $G = 0,135$ est une constante et n le nombre effectif d'objets magnétiques actifs dans la section S , ce qui permet de définir le champ d'excès :

$$H_{sup} = \frac{G\sigma S}{n} \cdot \frac{\partial B}{\partial t} \quad (4)$$

En première approximation n est considéré comme variant linéairement en fonction du champ d'excès :

$$n = n_0 + \frac{H_{sup}}{V_o} \quad (5)$$

avec n_0 le nombre d'objets magnétiques actifs à champ d'excès nul et V_o le champ nécessaire pour activer un objet magnétique supplémentaire.

Pour des matériaux très doux, $n_0 \rightarrow 0$, ce qui permet d'obtenir à partir de (8) et (5) pour un B sinusoïdal [7] :

$$P_{sup} = 8,76 \sqrt{\sigma V_o G S} J_p^{\frac{3}{2}} f^{\frac{3}{2}} \quad (6)$$

$$W_{sup} = 8,76 \sqrt{\sigma V_o G S} J_p^{\frac{3}{2}} \sqrt{f} \quad (7)$$

Partant de ce résultat, les pertes par hystérésis sont déterminées par extrapolation des courbes $W_h - W_{cl} = g(\sqrt{f})$ en utilisant la formule standard des pertes classiques et le paramètre V_o est déduit de la pente.

Dans le cas où n_0 ne serait pas négligeable devant n sur la plage de fréquence étudiée la relation (3) devient

$$P_{ex} = \frac{n_0 V_o}{2} \left(\sqrt{1 + \frac{4\sigma G S}{n_0^2 V_o} \cdot \frac{\partial B}{\partial t}} - 1 \right) \frac{\partial B}{\partial t} \quad (8)$$

et les paramètres n_0 et V_o sont déduits en traçant la courbe $n(H_{sup})$ à partir de la relation (4).

3. RÉSULTATS ET DISCUSSION

3.1. Résultats des mesures

Les courbes des pertes mesurées en fonction de la fréquence ont été représentées sur la Fig.2 (pour plus de lisibilité seules les inductions multiples de 0,2 T sont affichées). A l'évidence la différence est assez faible y compris à 2000 Hz alors qu'on aurait pu s'attendre à une augmentation marquée des pertes par courant de Foucault sachant que la résistivité diminue à basse température. Une partie de l'explication tient au fait que contrairement aux métaux purs, les alliages non-ordonnés peuvent avoir une résistivité résiduelle importante. La mesure présentée Fig.3 montre que la résistivité dépend linéairement de la température entre 300 et 100 K avec une nette inflexion entre 100 et 77 K. A 77 K la résistivité vaut 500 nΩm contre 576 à 293 K, soit une variation de -14% entre 295 et 77 K (contre -80% pour le cuivre). Néanmoins, cet effet n'explique pas complètement la faible différence, il faut donc analyser plus précisément ces résultats.

3.2. Extraction des paramètres du modèle de Bertotti

Le tracé des courbes $W_m - W_{cl}$ en fonction de $\sqrt{f}$ donne un réseau de droites sur toute l'étendue des mesures ce qui montre que le modèle est bien dans son domaine de validité et notamment que l'effet de peau est négligeable même à 2000 Hz en raison de la résistivité relativement élevée et de la faible épaisseur des tôles.

A partir de ce tracé, on détermine $W_h(B)$ par extrapolation à fréquence nulle pour tracer les pertes par hystérésis. Sur la Fig.5 on constate que les courbes sont très proches pour les deux températures avec une légère augmentation pour les fortes induction à basse température ce qui s'explique par une augmentation de la constante d'anisotropie magnétocristalline. Ces courbes peuvent être modélisées suivant le modèle de Steinmetz $W_h = k B^\beta$ avec $\beta = 1,3$ dans la plage de 0 à 0,8 T, ce qui est assez faible par rapport à ce que l'on trouve habituellement

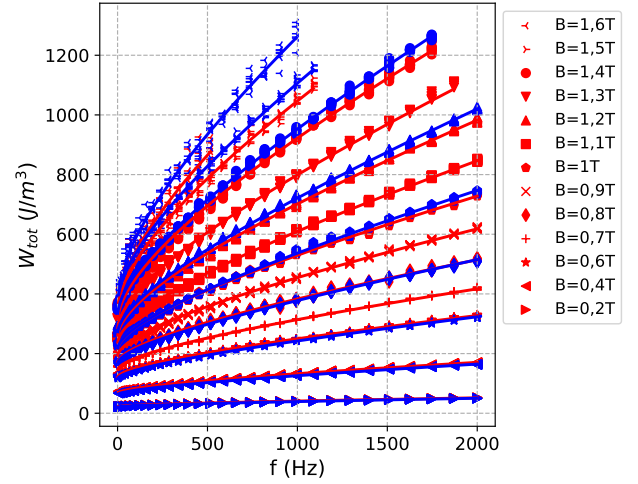


FIG. 2. Énergie volumique dissipée en fonction de la fréquence et de l'induction à 77 (en bleu) et 300 K (en rouge.)

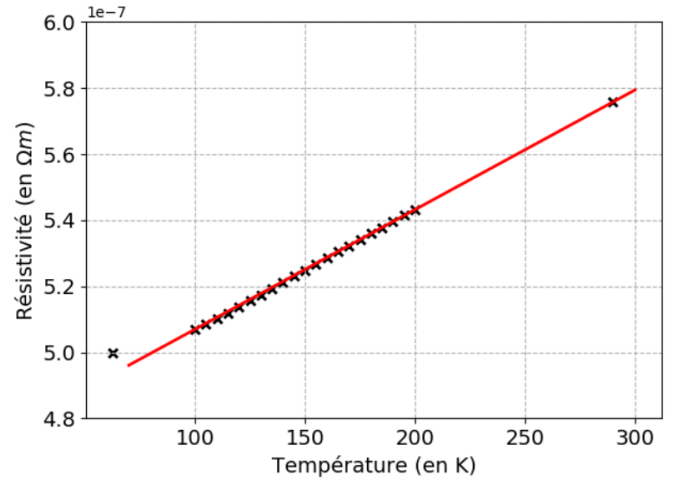


FIG. 3. Variation de la résistivité de l'échantillon avec la température. La ligne a été ajustée entre 100 et 300 K.

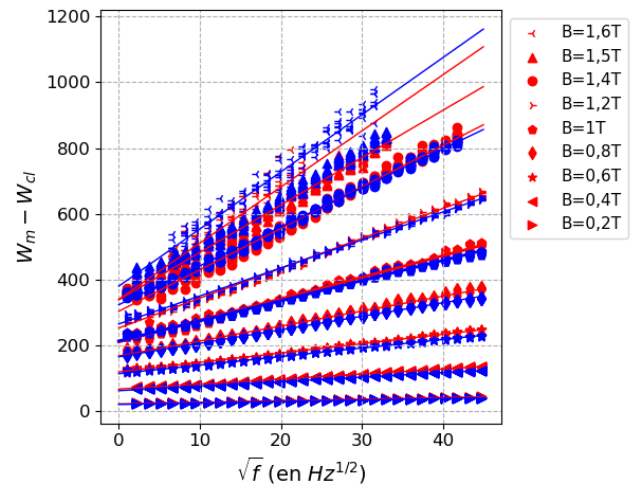


FIG. 4. Pertes mesurées soustraites des pertes classiques $W_m - W_{cl} = W_h + W_{sup}$ en fonction de la racine carré de la fréquence à 77 (en bleu) et 293 K (en rouge.)

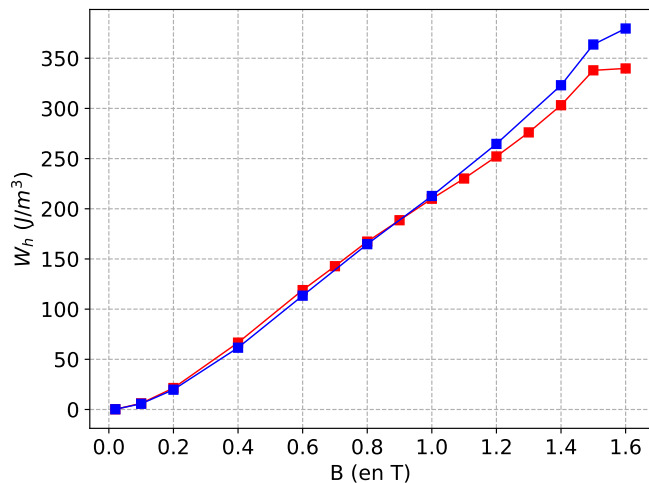


FIG. 5. Pertes par hystérésis à 77 K (en bleu) et 293 K (en rouge.)

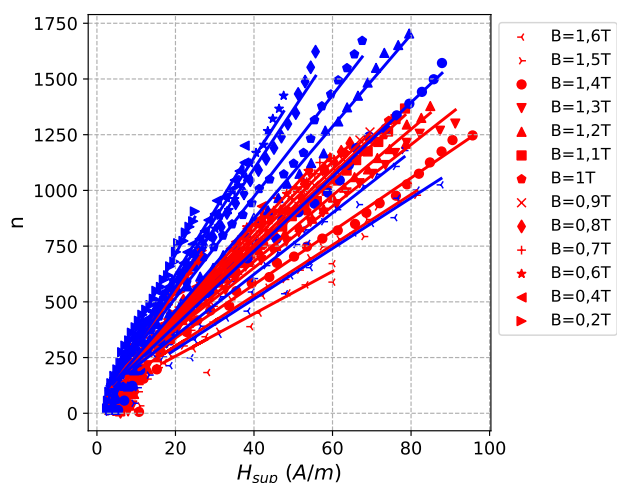


FIG. 6. Variation du nombre d'objets magnétiques actifs en fonction du champ d'excès à 77 K (en bleu) et 293 K (en rouge.)

dans les acier électriques (plutôt autour de 1,7). Ceci peut s'expliquer par le fait que la tôle utilisée est très fine et qu'elle n'a pas été recuite après découpe. Compte tenu de l'étroitesse des anneaux, il est probable que les contraintes de découpe affectent ce paramètre.

Dans un second temps, on peut évaluer $V_0(B)$ (méthode 1), mais, on peut observer un léger par rapport à la droite pour les plus basses fréquences. Ceci est dû au fait que n_0 n'est pas négligeable, ce qui justifie d'utiliser la méthode 2. Sur la Fig. 6 on retrouve la dépendance linéaire attendue, avec une déviation près de $H_{sup} = 0$ due à une légère sous-estimation de W_h , mais cela n'affecte pas significativement l'évaluation de la pente.

Le nombre n_0 en principe est indépendant de B ce qui est vérifié ici moyennant une incertitude assez élevée du fait du cumul de l'incertitude de mesure et de la soustraction des pertes par courant de Foucault et par hystérésis. Le nombre d'objets magnétiques activés à champ nul s'établit à 65 à température ambiante et 50 à température d'azote liquide, néanmoins cette différence n'affecte pas particulièrement les pertes supplémentaires compte tenu du fait que n prend des valeurs allant jusqu'à 1750. Ce résultat est cohérent avec ce que l'on observe usuellement sur les acier électriques et très différents de ce que l'on trouve dans les composites doux pour lesquels n_0 est très grand [8].

A partir des deux méthodes, régression linéaire sur $W_{sup}(f)$ et sur $n(H_{sup})$, il est possible de déduire le champ excédentaire

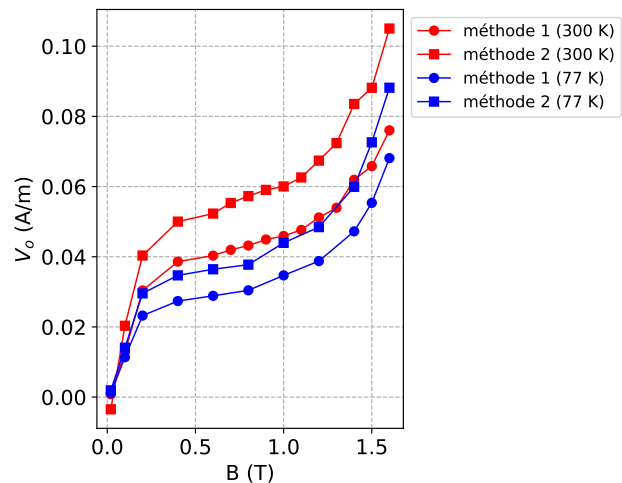


FIG. 7. Variation du champ nécessaire pour activer un objet magnétique supplémentaire en fonction de l'induction.

nécessaire pour activer un objet magnétique supplémentaire V_0 . Les valeurs obtenues avec les deux méthodes sont tracées sur la Fig. 7. Les courbes ont une allure conforme à ce qui est connu dans la littérature. Pour une même température, les deux méthodes ne diffèrent que par un décalage lié à la prise en compte ou non de n_0 . En revanche, si l'on compare les courbes à 77 et 293 K obtenues par la même méthode (1 ou 2) on constate que :

- V_0 tend vers 0 à 0 T ce qui s'explique par le fait qu'aux très faibles inductions le processus d'aimantation est essentiellement réversible (processus par fléchissement de paroi) ce qui ne nécessite pas d'activation d'objets magnétiques (processus irréversible);
- V_0 tend à converger pour $B > 1,6$ T, ce qui s'explique par le fait qu'en approchant de la saturation il n'y a plus que très peu d'objets magnétiques disponibles, voir plus du tout et donc à la saturation $V_0 \rightarrow 0$;
- aux inductions moyennes, $0,4 < B < 1,2$, V_0 est jusqu'à 25% plus faible.

Au vu de cette analyse, il apparaît donc que qu'à température d'azote liquide et par rapport à la température ambiante, les pertes par hystérésis sont identiques pour $B < 1$ T et augmentent au maximum de 10% en approchant la saturation, les pertes classiques augmentent de 14% et les pertes supplémentaires diminuent d'un facteur qui est d'autant plus important que la fréquence augmente. La diminution des pertes supplémentaires s'expliquent par une diminution du champ V_0 , ce qui signifie que les objets magnétiques sont plus facilement activés ce qui semble contre intuitif dans la mesure où la constante d'anisotropie est plus importante et devrait augmenter la rigidité des parois et le champ de piégeage (ce que confirme l'augmentation des pertes par hystérésis). Ce phénomène pourrait s'expliquer par une diminution de l'interaction entre parois de Bloch et phonons, la température baissant, la vibration du réseau cristallin devient très faible (ce qui est confirmé par le fait qu'à 77 K la résistivité n'est plus linéaire et est proche de sa valeur résiduelle) et permettrait aux parois de se propager plus facilement.

Le tableau 1 illustre la décomposition des pertes à 1,5 T pour 50 et 1000 Hz. A fréquence industrielle, les pertes à 77 K augmentent de moins de 6% alors qu'à 1000 Hz cette augmentation n'est plus que de 4,8%.

A partir des paramètres du modèle extraits de l'expérience et en considérant en première approximation qu'ils sont indépendants de l'épaisseur de la tôle, il est possible de prévoir l'augmentation des pertes pour les épaisseurs courantes dans la même gamme de fréquence (voir Fig. 8). Dans ce calcul nous avons considéré que les paramètres du modèle de Bertotti sont les mêmes pour toutes les épaisseurs. En pratique, ce n'est pas tout à fait le cas, mais dans la mesure où ce calcul est réduit au proprié-

TABLEAU 1. Décomposition des pertes à 1,5 T 50 Hz et 1000 Hz

T (K)	f (Hz)	P_m (W/kg)	W_m (Jm ⁻³)	W_h (Jm ⁻³)	W_{cl} (Jm ⁻³)	W_{ex} (Jm ⁻³)
77	50	3,11	480	360	15	101
300	50	2,94	450	340	13	102
77	1000	144	1100	360	293	450
300	1000	136	1050	340	253	456

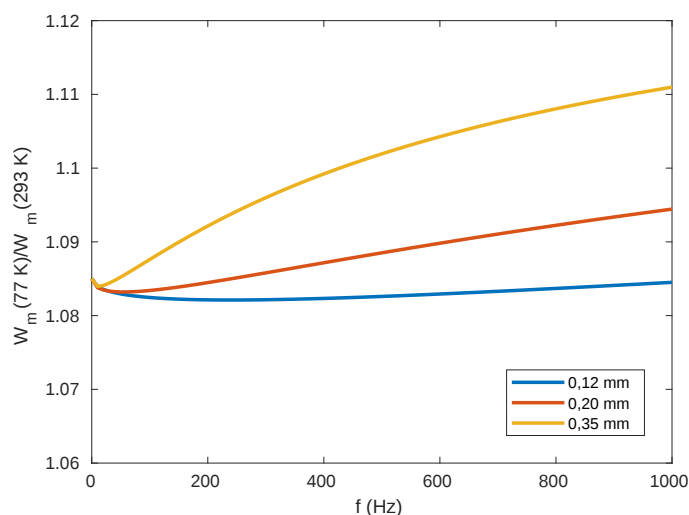


FIG. 8. Prévision de la variation des pertes relatives à l'ambiante à 77 K pour différentes épaisseurs de tôles calculée à partir des coefficient de Bertotti identifiés sur la tôle de 0,2 mm

t s mesurées à l'ambiante, l'impact de cette variation affecte peu les courbes de la Fig.8. Le facteur principal d'augmentation des pertes est l'augmentation de l'hystérésis d'environ 8% à 1,5 T, les pertes totales augmenteraient au maximum de 11% pour une tôle de 0,35 mm à 1 kHz.

4. CONCLUSIONS

Nous avons comparé les pertes fer dans un acier électrique à 77 K avec celles mesurées à l'ambiante dans une large gamme de fréquence et montré que l'augmentation est limitée même à haute fréquence du fait que la résistivité à 77 K diminue peu comparé au cuivre (-12% contre -80%) ce qui est lié à l'état désordonné de l'alliage (le Si et l'Al sont en solution solide). Il en résulte que l'augmentation prévisible des pertes par hystérésis et par courants de Foucault est partiellement compensée par la diminution des pertes supplémentaire. Dans le cadre d'une application aux machines à bobinages supraconducteurs à haute température critique, la variation des pertes fer devrait peu impacter le dimensionnement pour les inductions usuelles. Cependant, si l'induction atteignait des valeurs de plusieurs teslas, le modèle ne permet pas actuellement de prédire l'évolution des pertes fer du fait de la divergence de V_o . Néanmoins, le modèle permet en l'état d'évaluer l'impact de la basse température sur les pertes par rapport aux données du fabricant mesurées à l'ambiante et montre que l'épaisseur de la tôle est le premier facteur d'influence. Des travaux seront entrepris en vue d'améliorer le modèle et d'étendre la caractérisation sur des matériaux recuits de différentes épaisseurs.

5. RÉFÉRENCES

- [1] L. Qu val, «Modeling and simulation of grid-connected superconducting wind turbine generators,» Thèse de doctorat de l'Université de Tokyo, 2013.
- [2] P. Breining et al., «Iron loss measurement of nonoriented silicon and cobalt iron electrical steel sheets at liquid nitrogen temperature using ring

specimen», IEEE International Electric Machines and Drives Conference (IEMDC), Miami, FL, USA (2017) pp. 1-7

- [3] A.G. Pronto et al. «Measurement and Separation of Magnetic Losses at Room and Cryogenic Temperature for Three Types of Steels Used in HTS Transformers», J Supercond Nov Magn 24 (2011) pp. 981-985
- [4] N. Takahashi, M. Morishita, D. Miyagi and M. Nakano, «Comparison of Magnetic Properties of Magnetic Materials at High Temperature» in *IEEE Transactions on Magnetics* 47 (2011) pp. 4352-4355
- [5] G. Bertotti, «General properties of power losses in soft ferromagnetic materials», IEEE Transactions on Magnetics 24 (1988) pp. 621-630
- [6] R.H. Pry and C.P. Bean, «Calculation of the energy loss in magnetic sheet materials using a domain model», Journal of applied physics 29 (1958) pp. 532-533.
- [7] E. Barbisio, F. Fiorillo, and C. Ragusa «Predicting loss in magnetic steels under arbitrary induction waveform and with minor hysteresis loops», IEEE Transactions on Magnetics, 40 (2004) pp.1810-1819.
- [8] O. de la Barrière, et al. «Loss separation in soft magnetic composites», Journal of Applied Physics 109 (2011).