



**HAL**  
open science

## Caractérisation électromagnétique de matériaux conducteurs non conventionnels

Hocine Menana, Bruno Douine, Kévin Berger, Jean Lévêque, Melika Hinaje

► **To cite this version:**

Hocine Menana, Bruno Douine, Kévin Berger, Jean Lévêque, Melika Hinaje. Caractérisation électromagnétique de matériaux conducteurs non conventionnels. Symposium de Génie Electrique (SGE 2016): Electrotechnique du Futur (EF), Electronique de Puissance du Futur (EPF) et Matériaux pour le Génie Electrique (MGE), Jun 2016, Grenoble, France. pp. 1-4, id. 87106 - SP-2: 25. hal-01286551v2

**HAL Id: hal-01286551**

**<https://hal.science/hal-01286551v2>**

Submitted on 23 Jun 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.

# Caractérisation électromagnétique de matériaux conducteurs non conventionnels

Hocine MENANA, Bruno DOUINE, Kévin BERGER, Jean LEVEQUE, Melika HINAJE  
GREEN, Université de Lorraine, 54506 Vandœuvre-lès-Nancy, France.

**RESUME – Cet article présente une synthèse de quelques approches développées pour la caractérisation électromagnétique de deux types de matériaux conducteurs non-conventionnels : les matériaux composites à fibres de carbone et les supraconducteurs. Chacun de ces matériaux présente des propriétés spécifiques et, de ce fait, exige des approches de caractérisation particulières.**

*Mots-clés—Caractérisation électromagnétique, conductivité électrique, composites conducteurs, supraconducteurs.*

## 1. INTRODUCTION

La connaissance des lois de comportement des matériaux est primordiale pour leur intégration dans les codes de simulation pour le dimensionnement et l'optimisation des systèmes. Hélas, les propriétés physiques des matériaux, mêmes conventionnelles, ne sont pas toujours connues de manière précise ; une caractérisation une fois le matériau construit est souvent nécessaire. Ce besoin est encore plus accru lorsqu'il s'agit de matériaux non conventionnels tels que les matériaux composites ou supraconducteurs. En effet, ce sont des matériaux synthétiques dont les propriétés peuvent varier considérablement d'un échantillon à un autre en fonction de la composition qui n'est pas toujours parfaitement maîtrisée.

La caractérisation des matériaux nécessite un travail théorique important et la mise au point de techniques expérimentales dont la mise en œuvre peut s'avérer parfois très difficile, en particulier pour ce type de matériaux dont la structure peut être complexe et anisotrope, et qui peuvent présenter des comportements fortement non-linéaires. On peut distinguer deux types de méthodes de caractérisation: les méthodes directes et indirectes. Les méthodes directes sont basées sur la mesure de grandeurs locales (champs), et les méthodes indirectes, sur la mesure de grandeurs globales (courant, tension, impédance). Les mesures indirectes sont souvent plus simples à mettre en œuvre, mais, elles présentent la difficulté de de la reconstitution d'une loi locale à partir de mesures de grandeurs globales. Dans les deux cas, le problème de la modélisation physique des phénomènes et de leur simulation numérique reste entier. L'autre aspect de ce problème est qu'une fois connue la loi de comportement d'un échantillon, il faut la développer à l'échelle d'un composant, comme par exemple : passer d'un échantillon de fil supraconducteur à une bobine supraconductrice dans son environnement.

La caractérisation des matériaux est un domaine très large, ainsi, nous nous limitons ici à la caractérisation de la conductivité électrique des matériaux composites à fibres de

carbone et des supraconducteurs. L'objectif étant de donner un aperçu des difficultés rencontrées et de quelques approches développées pour la caractérisation de ces deux types de matériaux qui présentent des propriétés physiques et géométriques non-conventionnelles.

## 2. MATERIAUX COMPOSITES A FIBRES DE CARBONE

Les matériaux composites ont de nombreux avantages comparés aux matériaux conventionnels, notamment la légèreté et la résistance mécanique. Leur utilisation s'est généralisée à plusieurs secteurs industriels tels que l'aérospatial, les transports sous toutes ses formes, la santé et les loisirs. Certains types de matériaux composites sont conducteurs d'électricité et sont, de ce fait, actifs du point de vue électromagnétique, même en basses fréquences. La caractérisation de la conductivité de ces matériaux est d'un intérêt majeur pour les systèmes qui les intègrent (CEM, CND...) Nous nous sommes particulièrement intéressés aux matériaux composites à fibres de carbone à matrice organique (CFRPs), dont la structure est présentée dans la Figure 1. Ils sont composés de plusieurs couches (plis) unidirectionnels d'environ 125  $\mu\text{m}$  d'épaisseur, empilées avec différentes orientations de fibres. Chaque pli est constitué de fibres de carbone alignées dans la même direction et noyées dans une matrice en polymère. Le diamètre des fibres varie de 8 à 15  $\mu\text{m}$  ; ainsi une dizaine de fibres sont disposées suivant l'épaisseur d'un pli [1]. Dans chaque pli, la conductivité électrique dépend de la nature et de la fraction volumique des fibres. Elle varie entre  $5 \times 10^3$  et  $5 \times 10^4$  S/m dans la direction des fibres, et entre 10 et  $2 \times 10^2$  S/m dans la direction transversale [2]. Lorsque les plis sont assemblés par l'opération de polymérisation, des contacts se créent entre les fibres des plis adjacents, donnant lieu à une conductivité suivant l'épaisseur du stratifié, et dont la valeur est d'environ la moitié de la valeur de la conductivité dans la direction transversale aux fibres dans un pli [2].

Les difficultés rencontrées dans la caractérisation de ce type de matériaux sont liées à leurs structures hétérogènes en couches minces et à leurs fortes anisotropies qui compliquent à la fois la modélisation et les mesures. Des méthodes d'homogénéisation et de caractérisation en courant continu à l'aide de la méthode des pointes ont été utilisées pour déterminer la conductivité des CFRPs. L'homogénéisation consiste à définir les propriétés globales du matériau à l'échelle macroscopique, grâce aux informations dont on dispose à l'échelle microscopique. Il est donc nécessaire de connaître la structure du matériau et les

propriétés physiques de ses constituants [3]. La mesure directe par la méthode des points est associée à la résolution analytique de la loi d'Ohm et de la loi de conservation du courant électrique sur des géométries relativement simples [4]. Cependant, cette méthode dépend fortement du positionnement des points.

Comme alternative à ces méthodes, nous avons développé une méthode de caractérisation par courants de Foucault, basée sur une structure originale de capteur rectangulaire tournant [5]. Le système modélisé est décrit dans la Figure 2. Il s'agit d'une bobine rectangulaire située à une distance  $l$  d'une plaque en CFRP d'épaisseur  $\tau$ . La bobine tourne autour d'un axe perpendiculaire à la surface de la plaque. Elle est alimentée par un courant  $I_s$  dont la densité est considérée homogène. Chaque pli de la plaque est modélisé par un tenseur de conductivité impliquant les conductivités longitudinale  $\sigma_L$  (suivant la direction des fibres) et transversale  $\sigma_T$  (suivant la direction perpendiculaire aux fibres).

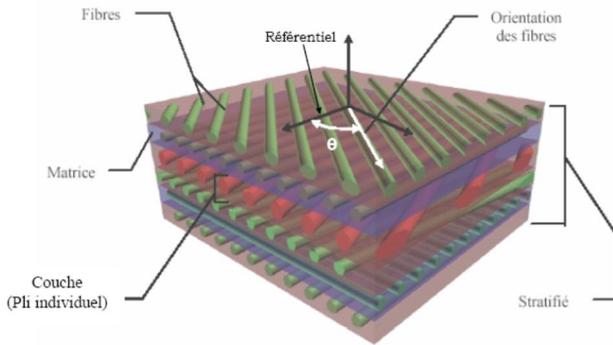


Fig. 1 Structure d'un stratifié en composite à fibres de carbone (CFRP)

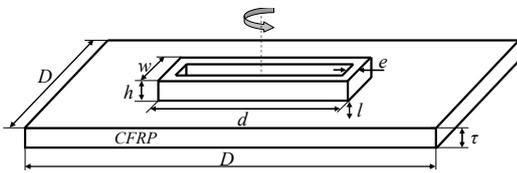


Fig. 2 Système plaque en CFRP - bobine rectangulaire tournante

La Figure 3 représente la variation de la partie réelle de l'impédance normalisée de la bobine en fonction de l'angle de rotation au-dessus d'une plaque en CFRP constituée de quatre plis orientés dans les directions  $[0^\circ/45^\circ/90^\circ/-45^\circ]$ . Nous obtenons quatre lobes orientés dans les directions des fibres dans les quatre plis. L'amplitude de chaque lobe donne la position (profondeur) du pli qui lui correspond.

Les figures 4 (a) et (b) représentent les variations de la partie réelle de l'impédance normalisée en fonction de la rotation de la bobine au-dessus d'un pli pour différentes valeurs des conductivités longitudinale ( $\sigma_L$ ) et transversale ( $\sigma_T$ ). Les variations d'impédance obtenues se présentent sous forme de lobes orientés dans le sens des fibres ( $\theta=0^\circ$ ). L'augmentation de  $\sigma_T$  conduit à une augmentation significative de  $|\Delta R_0|$  (bobine orientée dans le sens des fibres), et une modeste augmentation de  $|\Delta R_{90}|$  (bobine orientée dans le sens transversal aux fibres). Augmenter  $\sigma_L$  conduit à une augmentation significative de  $|\Delta R_0|$ , et une augmentation négligeable de  $|\Delta R_{90}|$ .

Selon la physique des courants induits, la conductivité longitudinale ou transversale ne peut agir seule sur la variation

d'impédance de la bobine, car l'annulation de l'une d'elles implique l'annulation des courants induits dans la plaque. Nous avons donc cherché une relation du type

$$|\Delta R| = \sum_i a_i \sigma_L^{\alpha_i} \sigma_T^{\beta_i} \quad (1)$$

En limitant la relation (1) à son premier terme, on a

$$|\Delta R_0| \approx a_0 \sigma_L^{\alpha_0} \sigma_T^{\beta_0} \quad (2)$$

$$|\Delta R_{90}| \approx a_{90} \sigma_L^{\alpha_{90}} \sigma_T^{\beta_{90}} \quad (3)$$

Dans (2) et (3),  $\Delta R_0$  et  $\Delta R_{90}$  correspondent aux variations de la partie réelle de l'impédance de la bobine lorsqu'elle est orientée, respectivement, dans les directions parallèle et perpendiculaire à la direction des fibres.

Les relations (2) et (3) sont inversées pour exprimer  $\sigma_L$  et  $\sigma_T$  en fonction de  $|\Delta R_0|$  et  $|\Delta R_{90}|$ . Après quelques arrangements, nous avons obtenu

$$\sigma_L = \left[ \left( \frac{|\Delta R_0|}{a_0} \right) \left( \frac{|\Delta R_{90}|}{a_{90}} \right)^{-1} \right]^{\frac{\beta_{90}}{(\alpha_0 \beta_{90} - \alpha_{90} \beta_0)}} \quad (4)$$

$$\sigma_T = \left( \frac{|\Delta R_{90}|}{a_{90}} \right)^{\frac{1}{\beta_{90}}} \left[ \left( \frac{|\Delta R_0|}{a_0} \right)^{-\alpha_{90}} \left( \frac{|\Delta R_{90}|}{a_{90}} \right)^{\frac{\alpha_{90} \beta_0}{\beta_{90}}} \right]^{\frac{1}{(\alpha_0 \beta_{90} - \alpha_{90} \beta_0)}} \quad (5)$$

La linéarisation des équations (2) et (3) permet de déterminer les paramètres  $a_\theta$ ,  $\alpha_\theta$  et  $\beta_\theta$  qui sont obtenus par simple identification sur trois points à partir des courbes donnant les variations de  $|\Delta R_0|$  et de  $|\Delta R_{90}|$  en fonction de  $\sigma_L$  et  $\sigma_T$ . Ces dernières sont obtenues par un calcul numérique.

Le modèle est toutefois très peu sensible aux variations de  $\sigma_L$  pour les faibles valeurs de  $\sigma_T$ . Par ailleurs, au vu des fréquences utilisées, les effets capacitifs entre fibres et entre plis doivent être pris en compte.

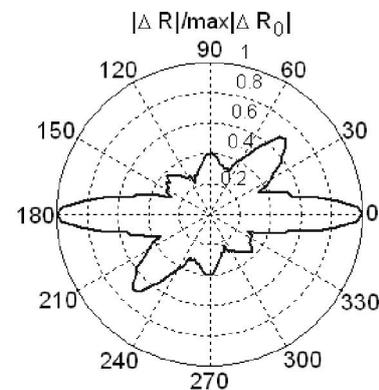


Fig. 3 Variation de la partie réelle de l'impédance de la bobine en fonction de l'angle de rotation au-dessus d'une plaque comportant quatre plis orientés dans les directions  $[0^\circ/45^\circ/90^\circ/-45^\circ]$

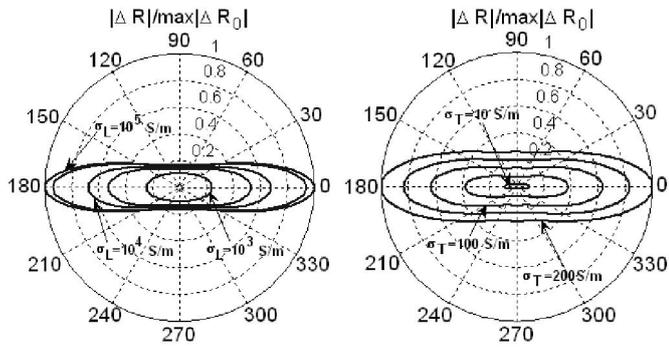


Fig. 4 Variation de la partie réelle de l'impédance de la bobine en fonction de l'angle de rotation de la bobine au-dessus d'un pli pour différentes valeurs des conductivités (a) longitudinale ( $\sigma_T = 10^5 \text{ S/m}$ ), et (b) transversale ( $\sigma_L = 10^4 \text{ S/m}$ ).

### 3. MATERIAUX SUPRACONDUCTEURS

Les matériaux supraconducteurs ont la propriété de transporter un courant continu ou alternatif avec des pertes nettement plus faibles que les conducteurs classiques. D'autre part, ils peuvent supporter des densités de courant très importantes. Ils se trouvent sous différentes formes : pièces massives, conducteurs mono ou multi filamentaires et films. Ils sont caractérisés par trois grandeurs critiques qui sont la température critique  $T_C$ , le champ magnétique critique  $H_C$  et la densité de courant critique  $J_C$  [6]. Le matériau est supraconducteur en dessous d'une surface critique représentée dans la Figure 5, au-delà, le matériau est à l'état normal.

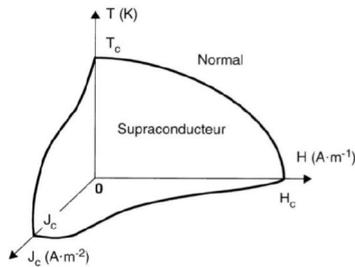


Fig. 5 Surface critique d'un supraconducteur

La relation  $E(J)$  entre le champ électrique  $E$  et la densité de courant  $J$  est non linéaire et dépend de l'induction ( $B$ ) et de la température ( $T$ ). Elle s'exprime comme suit:

$$\vec{E} = E_C \cdot \left( \frac{\|\vec{J}\|}{J_C(B, T)} \right)^{n(B, T)} \frac{\vec{J}}{\|\vec{J}\|} \quad (6)$$

Le paramètre  $n$  varie entre 5 et 50 pour les supraconducteurs à Haute Température critique (HTc) et vaut plusieurs dizaines pour les supraconducteurs à Basse Température critique (BTc). Le champ électrique critique  $E_C$  est généralement fixé à  $1 \mu\text{V/cm}$  [7]. Les expressions les plus utilisées pour représenter  $J_C$  sont le modèle de Bean ( $J_C$  constant) et le modèle de Kim [7-8].

La loi  $J_C(B)$  d'un matériau supraconducteur peut être déterminée de plusieurs façons [9]. Deux méthodes sont particulièrement utilisées : une méthode électrique où l'échantillon est en contact avec le système de mesure, et une méthode magnétique où l'échantillon n'est pas en contact avec le système de mesure.

Dans la méthode électrique, on relève la courbe  $U(I)$  en courant continu (Figure 6). Les mesures électriques de densité de courant critique sont habituellement accomplies par la méthode de mesure à 4-points [9]. Pour obtenir la courbe  $J_C(B)$ , la tension  $U$  est mesurée en fonction de  $I$  pour différentes valeurs

du champ magnétique extérieur  $B_{\text{ext}}$ . C'est une méthode simple à mettre en œuvre, mais elle présente certains inconvénients, dont la présence permanente du champ magnétique propre créé par l'échantillon qui vient se superposer au champ magnétique extérieur imposé. Pour des valeurs du champ magnétique extérieur proches de celles du champ propre du matériau, la relation  $J_C(B)$ , qui est une relation locale (microscopique), peut être très différente de  $J_C(B_{\text{ext}})$  mesurée, qui, quant à elle est une grandeur macroscopique. Dans ce contexte, nous avons proposé une méthode de compensation du champ propre [10]. Cependant, les relations utilisées ne sont valables théoriquement que si la densité de courant pénètre entièrement l'échantillon, c'est-à-dire dans le cas où le courant est suffisamment grand. D'un autre côté, pour les forts courants, des effets thermiques dus aux pertes dans le matériau supraconducteur et dans les résistances de contact avec les amenées de courant (supra-cuivre) empêchent de réaliser des mesures parfaitement isothermes.

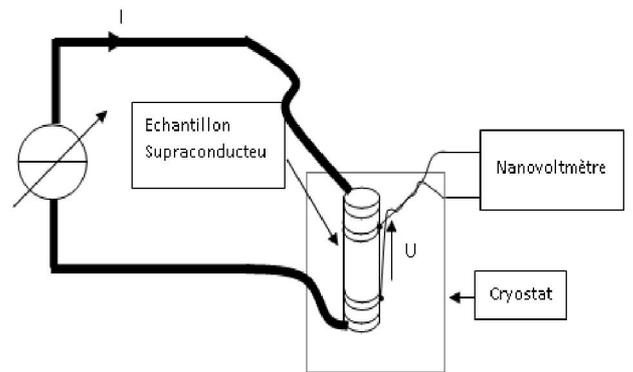


Fig. 6 Mesure 4-points utilisée dans la méthode électrique de caractérisation des supraconducteurs

La méthode magnétique consiste à appliquer un champ magnétique extérieur à un échantillon supraconducteur et à relever son aimantation créée par des supra-courants. L'avantage de cette méthode est l'absence de contact avec la mesure. L'inconvénient est que la détermination des paramètres à partir de l'aimantation est basée sur des hypothèses fortes : elle suppose l'utilisation de géométries bien spécifiques et se base sur le modèle de Bean où  $J_C$  est constant afin d'obtenir  $J_C(B)$ . Par ailleurs, cette méthode est valide uniquement si l'échantillon est complètement pénétré par le champ magnétique.

Les méthodes magnétiques sont de deux types : la méthode DC et la méthode AC [9, 11-12]. Le principe de la méthode DC est de soumettre l'échantillon supraconducteur à un champ magnétique appliqué  $H_a$  qui provoque l'apparition de courants induits dans l'échantillon. Ces courants induits créent une aimantation «  $M$  » dans le volume de matériau supraconducteur. Pour mesurer cette aimantation, l'échantillon supraconducteur est placé au bout d'une tige reliée à un actionneur permettant d'effectuer un mouvement linéaire, dans une région soumise à un champ appliqué quasi uniforme (Fig.7). La mesure se fait progressivement en deux phases. A chaque progression, dans la première phase un champ magnétique est appliqué. Dans la deuxième phase le champ magnétique est maintenu constant et l'échantillon est déplacé de bas en haut dans une bobine de mesure. Une tension induite  $e(t)$  due au supracourant induit dans le matériau est enregistrée par le système de mesure. La courbe  $M(H_a)$  obtenue est constituée de deux parties. Une courbe de première aimantation  $M_1(H_a)$  pour  $H_a$  variant de 0 à  $H_{\text{max}}$ , puis un cycle d'hystérésis pour  $H_a$  allant de  $H_{\text{max}}$  à  $-H_{\text{max}}$  et de  $-H_{\text{max}}$  à  $H_{\text{max}}$ .

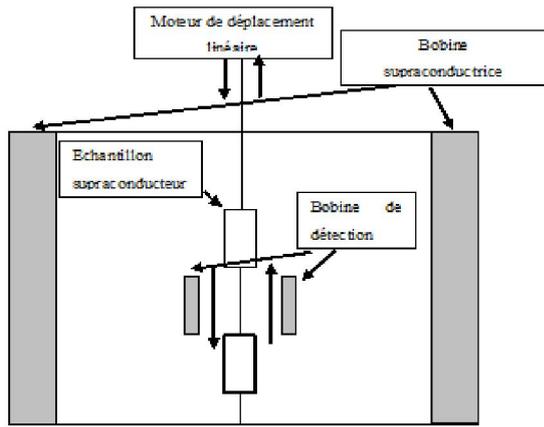


Fig. 7 Banc de mesure de  $M(H_a)$

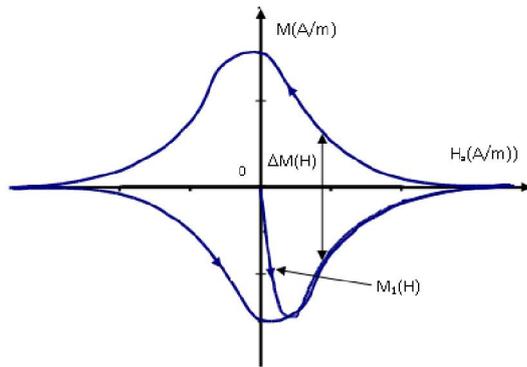


Fig. 8 Cycle  $M(H_a)$  d'un échantillon supraconducteur

Le modèle de l'état critique est utilisé pour déduire  $J_c(B)$  à partir de  $M(H_a)$ . Il impose une relation simple entre  $J_c$  et  $H$  :

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J}_c \quad (7)$$

Ainsi, pour les géométries cylindriques de longueurs infinies, on obtient (Fig. 8) :

$$J_c(B) = \frac{3\Delta M(H)}{2R} \quad (8)$$

Cependant, les formules théoriques donnant  $M(H_a)$  sont calculées en faisant l'hypothèse que le cylindre est de longueur infinie et que les effets de bords sont négligeables (effet démagnétisant). D'autre part, cette méthode est basée sur le modèle de Bean où  $J_c$  est constant par morceaux pour obtenir  $J_c(B)$ . Cela peut être une source d'erreur importante si  $J_c$  varie dans de grandes proportions avec  $B$ . Elle donne des résultats forcément faux pour  $H < H_{PB}$ , car dans ce cas le matériau est en pénétration incomplète alors que la relation 8 n'est valable qu'en pénétration complète

Nous avons amélioré cette méthode de détermination  $J_c(B)$  en proposant d'utiliser la courbe expérimentale de première aimantation. Le principe est d'identifier cette courbe de première aimantation mesurée à des courbes tirées des formules théoriques utilisant les modèles de Kim. Cette approche est valable aussi bien pour les supraconducteurs BTc que pour les supraconducteurs HTc. En effet les cycles de ces deux types de supraconducteur sont de formes semblables à basse température.

#### 4. CONCLUSION

Ce travail a pour objectif de présenter, de manière non exhaustive, une synthèse des approches développées pour la caractérisation électromagnétique de deux types de matériaux à propriétés non conventionnelles : les matériaux composites à fibres de carbone et les supraconducteurs.

Des éléments de réponses à quelques problèmes ont été proposés. Cependant, au vu des hypothèses adoptées, et la non généralité des approches développées, le problème de la caractérisation de ce type de matériaux reste entier. On peut citer comme exemple la caractérisation de matériaux composites supraconducteurs (rubans multi filamentaires...) dont la structure se rapproche de celle des CFRPs et qui présentent de ce fait les difficultés associées aux deux types de matériaux décrits dans ce document.

#### 5. REFERENCES

- [1] L. Berreur, B. De Maillard, S. Nösperger, "L'industrie française des matériaux composites", Rapport de synthèse, 13 Mai 2002.
- [2] S. B. Pratap, and W. F. Weldon, "Eddy current in anisotropic composites applied to pulsed machinery", IEEE Trans. Magn., vol. 32, no. 2, pp.437-444, March 1996.
- [3] D. Trichet, E. Chauveau, and J. Fouladgar "Asymptotic Calculation of Equivalent Electromagnetic and Thermal Properties for Composite Materials", IEEE Trans. Mag., vol. 36, no. 4, pp. 1193-1196, July 2000.
- [4] J. B. Park, T. K. Hwang, H. G. Kim and Y. D. Doh, "Experimental and numerical study of the electrical anisotropy in unidirectional carbon-fiber-reinforced polymer composites", Smart Mat. Struct., vol. 16, pp. 57-66, 2007.
- [5] H. Menana, M. Féliachi, "Electromagnetic Characterization of the CFRPs anisotropic conductivity: modeling and measurements", Eur. Phys. J. Appl. Phys. 53, 21101, 2011.
- [6] P. Tixador., Les supraconducteurs, Paris, Hermès, 1995.
- [7] B. Douine, K. Berger, J. Lévêque, D. Netter, A. Rezzoug, "Influence of  $J_c(B)$  on the full penetration current of superconducting tube", Physica C, vol. 443, pp. 23-28, 2006.
- [8] B. Douine, K. Berger, J. Pienkos, J. Lévêque, D. Netter, "Analytical calculation of the instantaneous power in a current carrying superconducting tube with  $J_c(B)$ ", IEEE Trans. on Appl. Supercond., vol. 18, n°3, pp.1717-1723, Sept. 2008.
- [9] S. Senoussi, "Review of the critical current densities and magnetic irreversibilities in high Tc superconductors", Journal de physique III, vol. 2, pp. 1041-1257, 1992.
- [10] B. Douine, K. Berger, J. Lévêque, D. Netter, O. Arbey, N. Barthelet, "Self field effect compensation in a HTS tube", IEEE Trans. on Appl. Supercond., vol. 18, n°3, pp.1698-1703, Sept. 2008.
- [11] Vanderbenden P., "Determination of critical current in bulk high temperature superconductors by magnetic flux profile measuring methods", Ph. D. Thesis, U. Lg. (1999), 193 p.
- [12] Shantsev D. V., Galperin Y. M., "Thin superconducting disk with field-dependent critical current : magnetization and ac susceptibilities", Physical Review B, vol. 61, n°14, avril 2000, pp. 9699-9706.