

Caractérisations expérimentale et numérique des supraconducteurs HTC pour des applications en énergie électrique

Sara Fawaz, Hocine Menana, Bruno Douine
Université de Lorraine, GREEN, F-54000 Nancy, France

RESUME - Ce papier décrit une caractérisation expérimentale de supraconducteurs HTC menée dans le but de mesurer le courant critique et les pertes AC. Une application à une bobine HTS est considérée. Les résultats de mesure sont vérifiés par une modalisation basée sur les méthodes intégrales de volume, ayant comme avantage de ne discrétiser que les parties actives du système modélisé.

Mots-clés—*Supraconducteurs HTC, caractérisation expérimentale, modélisation.*

1. INTRODUCTION

Les matériaux supraconducteurs présentent des caractéristiques électriques et magnétiques exceptionnelles, grâce auxquelles ils peuvent acheminer des densités de courant électrique nettement supérieures à celles des conducteurs classiques, avec des pertes de puissance nettement moindres. En particulier, les supraconducteurs à haute température critique (HTC) ont suscité un grand intérêt pour leur utilisation dans les applications électriques telles que les machines électriques, les limiteurs de courant et les systèmes de stockage d'énergie [1-3].

La caractérisation des supraconducteurs HTC pour leur intégration dans les systèmes de puissance est cruciale. Elle concerne la détermination des propriétés électromagnétiques locales et globales telles que le courant critique, les pertes dissipées en courant alternatif (AC) [4]. Cependant, ce n'est pas une tâche facile, en raison de leurs propriétés non conventionnelles caractérisées par des anisotropies et des non-linéarités, ainsi que la délicatesse des expérimentations impliquant la mesure de tensions de l'ordre du nano ou microvolt.

Nous trouvons généralement dans la littérature des méthodes de caractérisation expérimentale appuyées par des formules analytiques qui se basent sur l'évaluation des grandeurs physiques globales [5, 6]. D'autre part, pour une compréhension plus fine des phénomènes qui se produisent à l'échelle microscopique à l'intérieur du matériau, des modèles numériques sont utilisés pour évaluer des grandeurs locales, sans toutefois fournir de description détaillée de la démarche expérimentale [7, 8]. Dans ce travail, des caractérisations expérimentale et numérique ont été combinées dans le processus de caractérisation afin d'étudier les phénomènes mis en jeu lors de l'alimentation des supraconducteurs sous différentes conditions d'utilisation.

2. CARACTERISATION EXPERIMENTALE

2.1. Détermination de la caractéristique $U(I)$ en DC

La méthode de mesure à quatre points est adoptée pour déterminer le courant critique d'un élément supraconducteur immergé dans un bain cryogénique [9]. Le supraconducteur (ruban ou bobine) est alimenté par un courant continu (I), et la différence de potentiel (U) à ses bornes est mesurée comme le montre la figure 1. La tension critique du supraconducteur (U_c) est le produit de la distance entre les prises de potentiel (L_{pp}) par le champ électrique critique (E_c) ($U_c = E_c \times L_{pp}$ avec $E_c = 1 \mu V/cm$), et le courant correspondant à cette tension critique est le courant critique (I_c) du supraconducteur. A partir de la courbe tension-courant $U(I)$ mesurée, la caractéristique $E(J)$, représentée par une loi en puissance impliquant la densité de courant critique J_c et le coefficient de fluage n , peut être déduite en considérant que la densité de courant est uniformément répartie dans la section de l'élément supraconducteur (1).

$$U = U_c \left(\frac{I}{I_c} \right)^n \Rightarrow E = E_c \left(\frac{J}{J_c} \right)^n \quad (1)$$

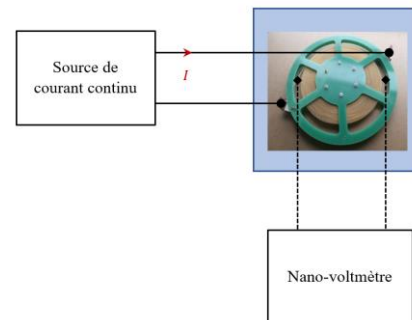


Fig. 1. Schéma du dispositif de la mesure de la caractéristique $U(I)$.

2.2. Mesure des pertes AC

Le montage expérimental pour mesurer les pertes AC d'un supraconducteur est illustré dans la figure 2. Un générateur basse fréquence (GBF) génère un signal alternatif périodique. Ce signal est utilisé comme entrée de référence à l'amplificateur de puissance qui alimente le supraconducteur HTC à travers un transformateur abaisseur plongé dans l'azote liquide.

La tension mesurée aux bornes du supraconducteur est composée d'une partie inductive et d'une partie résistive. Les pertes de puissance sont représentées par la partie résistive, qui est généralement beaucoup plus faible que la partie inductive. Cela peut entraîner des erreurs et des imprécisions dans la mesure de ces pertes. Pour remédier à ce problème, une technique couramment utilisée consiste à utiliser une bobine de

compensation connectée en série avec le circuit de mesure [10]. Cette bobine de compensation est positionnée près du câble d'alimentation et son orientation est choisie de manière à ce que l'inductance mutuelle (M) s'oppose à l'inductance propre (L) du supraconducteur. La tension mesurée est alors exprimée comme suit :

$$u(t) = u_{pertes}(t) + (L - M) \frac{di(t)}{dt} \quad (2)$$

La valeur moyenne des pertes AC peut être déterminée à l'aide de la détection synchrone si le courant est sinusoïdal (3), et, en utilisant l'oscilloscope pour les autres formes de courant.

$$P = I_{eff} U_{1eff} \cos(\varphi_1) \quad (3)$$

Avec I_{eff} est la valeur efficace du courant et $U_{1eff} \cos(\varphi_1)$ est la valeur efficace du fondamental de la tension en phase avec le signal de référence.

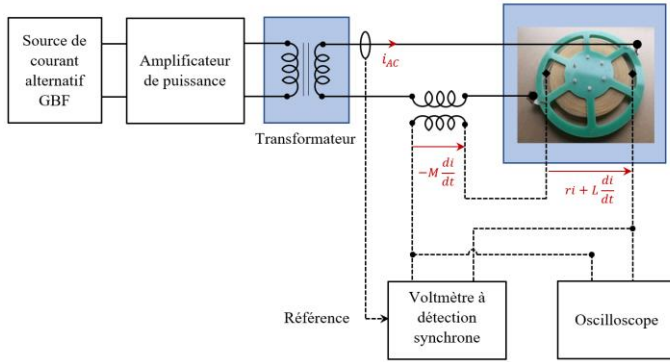


Fig. 2. Schéma du dispositif de la mesure des pertes AC.

3. LE SYSTEME MODELISE

Les rubans de première génération sont constitués de filaments BSCCO (oxyde mixte de bismuth, de calcium, de cuivre et de strontium) noyés dans une matrice d'argent. Dans ce travail, le système modélisé peut être un ruban Bi-2223/Ag ou une bobine enroulée avec le même ruban. La structure multifilamentaire du supraconducteur dans le ruban, de largeur H_t et d'épaisseur W_b , peut être considérée comme un noyau elliptique avec des demi-axes a et b comme illustré à la figure 3 [11, 12]. La bobine est composée de N_t spires. Dans une modélisation axisymétrique, la section de la bobine est représentée dans la figure 4, où les rayons intérieur et extérieur sont désignés par R_{int} et R_{out} respectivement.

La résistivité de l'argent à 77 K est imposée à l'extérieur de la section elliptique avec une valeur de $\rho_{Ag(77K)} = 0.27 \times 10^{-8} \Omega.m$ [13]. En revanche, la résistivité électrique du matériau supraconducteur HTC est modélisée par la loi de puissance $E-J$, associée à la loi de Kim pour tenir compte de dépendance de la densité de courant critique par rapport à l'amplitude et l'orientation de l'induction magnétique $J_c(B)$. Ces deux lois sont présentées dans (4), où E_c est le champ électrique critique ; n est l'exposant de fluage ; J_{c0} est la densité de courant critique à champ magnétique nul ; B_0 et β sont des paramètres physiques dépendant du matériau supraconducteur considéré ; et k est un paramètre d'anisotropie.

$$\begin{cases} \rho_{HTS} = \frac{E_c}{J_c(B)} \left| \frac{J}{J_c(B)} \right|^{n-1} \\ J_c(B) = J_{c0} \left(1 + B_0^{-1} \sqrt{k^2 B_z^2 + B_r^2} \right)^{-\beta} \end{cases} \quad (4)$$

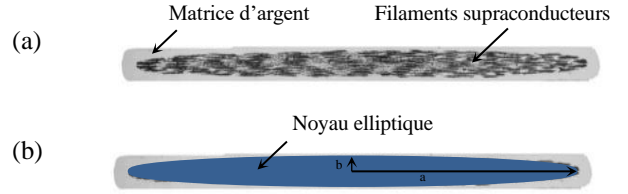


Fig. 3. (a) Micrographie en coupe transversale d'un ruban Bi-2223/Ag [14], (b) modèle en noyau elliptique.

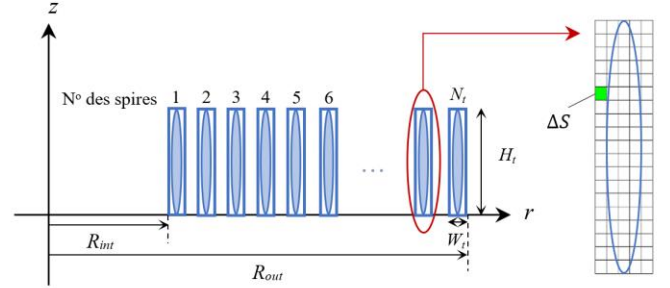


Fig.4. Géométrie de la section de la bobine supraconductrice HTC et sa discrétisation.

4. LES APPROCHES DE MODELISATION

L'expression du potentiel vecteur magnétique A en un point de l'espace, générée par une densité de courant J est donnée par:

$$\vec{A}(\vec{r}) = \iiint_{\Omega_s} \vec{J}(\vec{r}') \cdot G(\vec{r}, \vec{r}') d\Omega_s \quad (5)$$

Où Ω_s est la région source et $G(\vec{r}, \vec{r}')$ est la fonction de Green exprimée en fonction du vecteur r qui identifie la position spatiale du point de calcul, ainsi que du vecteur r' qui identifie le point source.

Dans le cas où le système modélisé est constitué d'une bobine supraconductrice circulaire de forme spirale, caractérisée par une symétrie axiale, le domaine peut donc être réduit de 3D à une simple représentation 2D axisymétrique de la bobine. L'expression de la fonction de Green G_A est donc donnée comme suit [15] :

$$\begin{cases} G_A(p, q) = \frac{\mu_0}{2\pi} \sqrt{\frac{r_q}{r_p}} k^{-1} [(2 - k^2)E_1(k) - 2E_2(k)] \Delta S \\ k = \frac{2\sqrt{r_p r_q}}{\sqrt{[r_p + r_q]^2 + [z_p - z_q]^2}} \end{cases} \quad (6)$$

Avec, p et q sont les points calcul et source ayant comme coordonnées respectivement (r_p, z_p) et (r_q, z_q) , E_1 et E_2 sont respectivement les intégrales elliptiques complètes de première et de seconde espèce.

Les composantes de l'induction magnétique sont calculées à partir de sa relation avec le potentiel vectoriel magnétique ($\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$). Nous pouvons donc évaluer les distributions du potentiel vecteur magnétique, et des composantes radiale et axiale de l'induction magnétique dans la section de l'élément supraconducteur par (7), où \vec{G}_A , \vec{G}_{BR} et \vec{G}_{BZ} sont des matrices intégrales et \vec{J} est un vecteur contenant les densités de courant des sections élémentaires [15].

$$\begin{Bmatrix} \vec{A} \\ \vec{B}_r \\ \vec{B}_z \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \vec{G}_A \\ \vec{G}_{BR} \\ \vec{G}_{BZ} \end{Bmatrix} \vec{J} \quad (7)$$

L'approche de modélisation AC est basée sur l'expression intégrale du potentiel vecteur magnétique donnée par (5) dans la relation $\vec{E} = -\partial_t \vec{A} - \vec{\nabla}V$. Cependant, en 2D, et dans le cas d'une alimentation en courant, le terme $\vec{\nabla}V$ est inutile, et nous avons :

$$\partial_t A + E_c \left| \frac{j}{j_c} \right|^n = 0 \quad (8)$$

Avec la contrainte :

$$\iint_{S_t} j dS = I_a \quad (9)$$

Où S_t est la section du ruban et I_a est le courant appliqué.

La forme matricielle obtenue de l'équation à résoudre s'exprime comme alors comme suit :

$$\overline{G}_a \partial_t \bar{j} = -E_c \left\{ \frac{\bar{j}}{j_c} \right\}^n - \gamma \bar{S} \{ \bar{j} - \bar{j}_a \} \quad (10)$$

Avec, γ est le multiplicateur de Lagrange, pris comme constant, \bar{S} est une matrice contenant les sections élémentaires et le vecteur \bar{j}_a contient les densités de courant électrique appliquées dans le ruban. Le système matriciel (10) est résolu numériquement dans le temps pour obtenir la distribution de la densité de courant dans le supraconducteur HTC, en utilisant le solveur ODE "ode15s" de Matlab [16].

5. APPLICATION

Les outils de caractérisation expérimentale et numérique évoqués précédemment sont appliqués à un ruban supraconducteur et à différentes structures de bobines supraconductrices. Dans ce travail, nous présenterons les résultats obtenus sur une bobine non-inductive isolée réalisée à base d'un ruban en BSCCO. Les spécifications des paramètres sont indiquées dans le tableau 1. Les paramètres du modèle représentant $E(J, B)$ dans une bobine non inductive sont déterminés en utilisant l'approche développée dans [15].

Tableau 1. Spécifications des paramètres.

Paramètre	Valeur	Description
I_c (77K)	170 A	Courant critique du ruban sous champ propre donné par le constructeur
L	102 m	Longueur du ruban supraconducteur
W_t / H_t	0.23 / 4.3 mm	Épaisseur / Largeur du ruban
a / b	1.895/0.0875 mm	Semi-axes du noyau elliptique
R_{out} / R_{int}	27 / 9 cm	Rayon externe / Rayon interne
N_t	92	Nombre de spires
d	1.7 cm	Distance entre les rubans
n	15	Exposant de fluage
I_{c0}	184.51 A	I_c de la bobine sous champ nul
$K / B_0 / \beta$	0.14/0.14 T/2.25	Paramètres de Kim identifié dans [15]
γ	100 V/(A.m)	Constante utilisée dans (10)

La figure 5 montre les résultats expérimentaux et numériques de la caractérisation de la bobine supraconductrice en DC. En bon accord, le courant critique mesuré et calculé de la bobine est de 167 A.

Les pertes AC dissipées dans la bobine pour un courant AC de fréquence 40 Hz, sont reportées dans la figure 6, comparées aux mesures et aux pertes calculées avec les formules de Norris [17] (à $I_c = I_{c0}$: courant critique de la bobine sous champ nul identifié dans [15]). La section elliptique du supraconducteur

dans le ruban a été prise en compte dans la modélisation. Nous remarquons que les résultats numériques montrent un bon accord avec les résultats expérimentaux et ceux obtenus avec la formule analytique de Norris ellipse, soulignant l'importance de considérer la section elliptique du supraconducteur dans le ruban BSCCO.

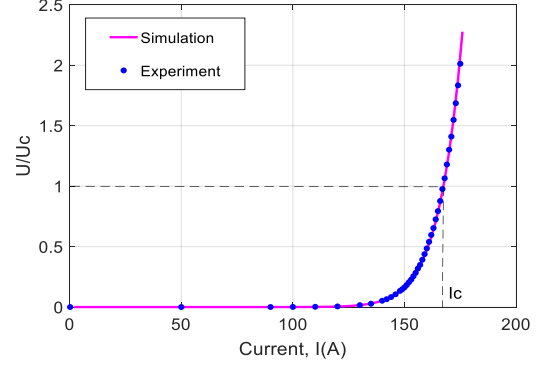


Fig. 5. Comparaison entre les courbes U-I mesurées et calculées de la bobine.

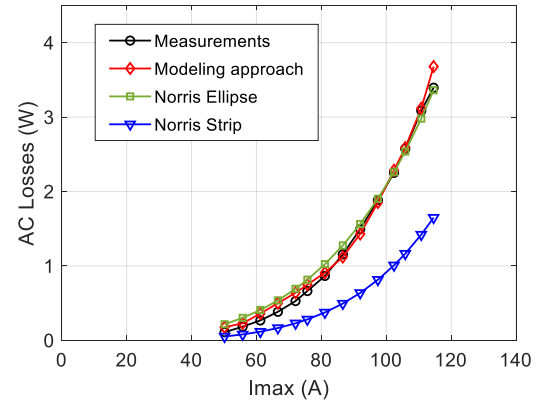


Fig. 6. Comparaison des simulations et mesures des pertes AC avec celles obtenues par les formules de Norris (f=40 Hz).

La figure 7 montre la distribution de la densité de courant dans les six dernières spires de la bobine, pour un courant sinusoïdal appliqué, d'amplitude 120 A et de fréquence 40 Hz, à trois instants différents : $t=T/4$, $t=T/2$, et $t=3T/4$, où T est la période. Sur les graphiques, l'épaisseur des rubans supraconductrices a été augmentée dans la direction r pour mieux mettre en évidence la répartition du courant. Étant donné que la bobine est non-inductive, le courant circule dans des sens opposés dans deux spires consécutives et pénètre dans la section elliptique du supraconducteur jusqu'à une distance dépendant du courant critique. Lorsque le courant diminue, un courant inverse est induit à partir de la surface extérieure de la section elliptique du supraconducteur afin de minimiser l'énergie magnétique, de sorte que lorsque le courant appliqué est nul (à $t=T/2$), la densité de courant dans chaque spire n'est pas localement nulle (figure 7-b), mais son intégrale sur la surface est nulle. A $t=3T/4$, nous avons une situation inverse par rapport à celle obtenue à $t=T/4$.

Les pertes instantanées en courant alternatif de la bobine pour un courant sinusoïdal appliqué d'amplitude 120 A et de fréquence 40 Hz, sont représentées dans la figure 8. Les pertes moyennes sont évaluées dans la seconde demi période où le régime permanent est établi.

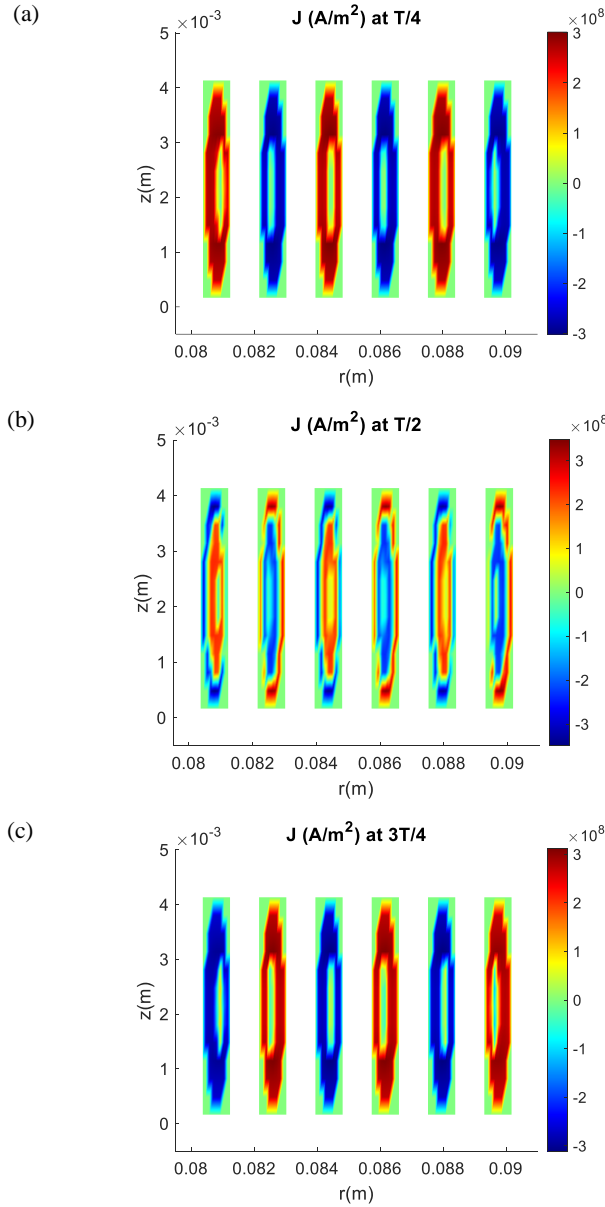


Fig. 7. Distribution de la densité de courant électrique dans la section des six dernières spires, pour un courant appliqué $i(t)=120 \sin(80\pi t)$ [A], avec : (a) $t=T/4$, (b) $t=T/2$, (c) $t=3T/4$.

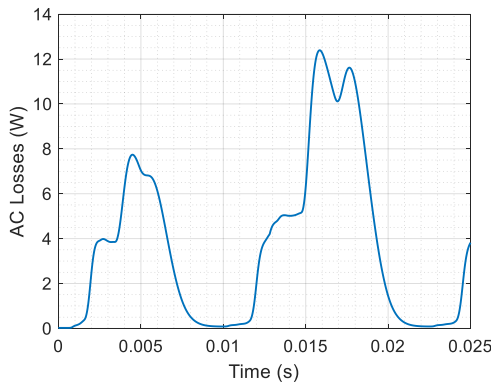


Fig. 8. Pertes AC instantanée de la bobine pour un courant appliqué $i(t) = 120 \sin(80\pi t)$ [A].

6. REFERENCES

- [1] Fukui S, Tsukamoto S, Nohara K, Ogawa J, Sato T, Nakamura T. Study on AC loss reduction in HTS coil for armature winding of AC rotating machines. *IEEE transactions on applied superconductivity*. 2016 Feb 26;26(4):1-5.
- [2] Song W, Pei X, Xi J, Xiang B, Liu Z. Experimental AC loss analysis of braid type non-inductive coil for superconducting fault current limiter. In *Journal of Physics: Conference Series* 2020 Jun 1 (Vol. 1559, No. 1, p. 012101). IOP Publishing.
- [3] Morandi A, Gholizad B, Fabbri M. Design and performance of a 1 MW-5 s high temperature superconductor magnetic energy storage system. *Superconductor Science and Technology*. 2015 Dec 8;29(1):015014.
- [4] Statra Y, Menana H, Douine B, Lubin T. Axial-field synchronous machine with HTS armature windings: Realization and preliminary tests. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*. 2022 Jan 25;32(4):1-5.
- [5] Gianni L, Bindi M, Fontana F, Ginocchio S, Martini L, Perini E, Zannella S. Transport AC losses in YBCO coated conductors. *IEEE transactions on applied superconductivity*. 2006 Jun 19;16(2):147-9.
- [6] Zhu J, Zhang Z, Zhang H, Zhang M, Qiu M, Yuan W. Electric measurement of the critical current, AC loss, and current distribution of a prototype HTS cable. *IEEE transactions on applied superconductivity*. 2013 Oct 2;24(3):1-4.
- [7] Sirois F, Roy F. Computation of 2-D current distribution in superconductors of arbitrary shapes using a new semi-analytical method. *IEEE Transactions on applied superconductivity*. 2007 Sep 4;17(3):3836-45.
- [8] Grilli F. Numerical modeling of HTS applications. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*. 2016 Jan 20;26(3):1-8.
- [9] Kikigawa TS, Sasaki H, Tada H, Kudo T, Kikuchi H, Konno K, Muralidhar M, Murakami M, Noto K, Awaji S, Watanabe K. Measurement of critical current for bulk superconductors by transport method. *Physica C: Superconductivity*. 2005 Oct 1;426:649-53.
- [10] Jang MH, Wong-Ng W. Transport AC losses of Ag-sheathed Bi-2223 tapes with different twist-pitch using electrical methods. *Superconductor Science and Technology*. 2005 Dec 6;19(1):72.
- [11] Fujiwara H. The fast multipole method for solving integral equations of three-dimensional topography and basin problems. *Geophysical Journal International*. 2000 Jan 1;140(1):198-210.
- [12] Carlier M. Modèle intégral axisymétrique pour le calcul des pertes AC dans les bobinages supraconducteurs (Doctoral dissertation, École Polytechnique de Montréal).
- [13] Ekin J. Experimental techniques for low-temperature measurements: cryostat design, material properties and superconductor critical-current testing. Oxford university press; 2006 Oct 12.
- [14] Nibbio N, Stavrev S. Effect of the geometry of HTS on AC loss by using finite element method simulation with B-dependent EJ power law. *IEEE transactions on applied superconductivity*. 2001 Mar;11(1):2627-30.
- [15] Fawaz S, Menana H, Douine B, Queval L. DC modeling and characterization of HTS coils with non uniform current density distribution. *Superconductor Science and Technology*. 2021 Nov 16;34(12):124001.
- [16] Fawaz S, Menana H, Douine B. Numerical and Experimental Investigations of HTS Coils Inductance. *IEEE Transactions on Magnetics*. 2022 Apr 14;58(9):1-4.
- [17] Norris WT. Calculation of hysteresis losses in hard superconductors carrying ac: isolated conductors and edges of thin sheets. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 1970 Apr 1;3(4):489.