HAL open science

Modélisation analytique de la puissance thermique générée par les courants de couplage à l'intérieur d'un composite supraconducteur

Alexandre Louzguiti, Louis Zani, Daniel Ciazynski, Bernard Turck, Frederic Topin

To cite this version:

Alexandre Louzguiti, Louis Zani, Daniel Ciazynski, Bernard Turck, Frederic Topin. Modélisation analytique de la puissance thermique générée par les courants de couplage à l'intérieur d'un composite supraconducteur. 25ème Congrès Français de Thermique (SFT'2017), May 2017, Marseille, France. hal-01792920

HAL Id: hal-01792920

https://hal.science/hal-01792920v1

Submitted on 16 May 2018

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.

Modélisation analytique de la puissance thermique générée par les courants de couplage à l'intérieur d'un composite supraconducteur

Alexandre LOUZGUITI[1 2*], Louis ZANI[1], Daniel CIAZYNSKI[1], Bernard TURCK[1] et Frédéric TOPIN[2]

[1]Commissariat à l'Energie Atomique et aux Energies Alternatives, CEA/DRF/IRFM, CEA Cadarache, 13108 St Paul-Lez-Durance, France
[2]Aix Marseille Université, CNRS, IUSTI UMR 7343 13453, Marseille, France
[*](auteur correspondant : alexandre.louzguiti@cea.fr)

Résumé - Lorsqu'un composite supraconducteur est dans un environnement à champ magnétique variable, des courants dits de couplage sont induits. Ceux-ci, en traversant les parties résistives du composite, génèrent une puissance thermique locale. Le but de la présente contribution est de présenter un modèle permettant de calculer analytiquement et de manière précise le terme source de l'équation de la chaleur associé à cet échauffement à tout instant et en tout point de l'espace. Le modèle est ensuite appliqué à un brin réel et les résultats des simulations sont présentés et commentés.

Nomenclature

$\boldsymbol{B_a}$	champ magnétique externe, T	A	potentiel vecteur magnétique, $T.m$
$\boldsymbol{B_i}$	champ magnétique interne, T	P	densité de puissance, $W.m^{-3}$
l_p	pas de torsade des filaments, m	*Symboles grecs*	
R	rayon, m	ρ_t	résistivité transverse, $\Omega.m$
$\boldsymbol{E}$	champ électrique, $V.m^{-1}$	τ	constante de temps, s
$\boldsymbol{J}$	densité de courant, $A.m^{-2}$	*Indices et exposants*	
V	potentiel électrique, V	k	numéro de la couche

1. Introduction

L'utilisation d'aimants supraconducteurs dans des machines exigeant la présence de champ magnétique intense et actif dans de grands volumes, telles que les tokamaks qui confinent un plasma et visent à long terme la production d'énergie par fusion thermonucléaire, est devenue incontournable. En effet, les supraconducteurs permettent de réduire considérablement les dimensions des conducteurs, mais aussi et surtout, abaissent fortement la consommation énergétique des aimants. Ils permettent ainsi de concevoir des tokamaks compacts, et, du fait de leur consommation ohmique quasi-nulle lorsqu'énergisés, rendent possible l'obtention d'un bilan énergétique positif pour la machine, ce qui assure sa pertinence dans le cadre de la diversification des futures filières électrogènes.

L'état supraconducteur est caractérisé par une résistance électrique nulle qui permet le transport d'un courant intense sans échauffement ohmique, mais est limité par une température et un champ magnétique, tous deux dits critiques. Au-delà de l'une de ces limites, le matériau transite dans un domaine résistif, ce qui lui fait perdre tout l'intérêt décrit plus haut. De plus, tout supraconducteur possède également une limite à la densité de courant qu'il peut transporter ; celle-ci est appelée densité de courant critique et dépend de la température et du champ magnétique. Afin d'obtenir des aimants supraconducteurs performants, il est donc nécessaire de les refroidir en dessous de leur température critique qui est alors définie par les valeurs de champ magnétique et de courant prévues en condition d'opération. Les CICCs (Cable-In-Conduit Conductors), qui sont des conducteurs faisant référence dans le

domaine des tokamaks, permettent de répondre à ces contraintes en étant refroidis par circulation d'hélium supercritique à une température proche de 4 K.

Cependant, afin de pouvoir déterminer la température et la pression de fonctionnement de l'hélium, les sources de puissance au sein du CICC et les échanges thermiques entre le CICC et l'hélium doivent être connus. La puissance thermique déposée dans ces conducteurs a des origines diverses car générée par un cumul de charges statiques (ex : rayonnement des écrans thermiques, flux neutronique provenant des réactions de fusion thermonucléaire du plasma), de la conduction thermique (chaleur conduite par les structures) et des échauffements dus aux pertes magnétiques en régime transitoire, communément dénommées pertes AC, et composées des pertes par courants de Foucault, des pertes par hystérésis et des pertes par couplage. Ce sont ces dernières qui font l'objet de la présente contribution.

Il est crucial de correctement caractériser l'apparition de ces puissances thermiques car celles-ci, si le refroidissement par l'hélium supercritique est sous-dimensionné, pourront déclencher une brusque transition du conducteur (appelée quench), c'est-à-dire un retour à l'état résistif. Or, l'aimant supraconducteur d'un tokamak transportant un courant très important, il dissipera par effet Joule la totalité de l'énergie magnétique (typiquement plusieurs dizaines de GJ pour le système toroïdal d'ITER) en un laps de temps extrêmement court, libérant alors une puissance capable de détruire l'aimant et son environnement de manière irréversible – par échauffement ou déformations mécaniques. Afin sécuriser le système vis-à-vis de cet événement, les CICCs sont également composés de brins en cuivre. En effet leur présence permet d'absorber l'énergie jusqu'alors stockée dans le supraconducteur pendant un temps suffisant à sa déviation et dissipation dans un système résistif extérieur, et donc de ne pas menacer l'intégrité des aimants. Cependant, il est primordial d'éviter le quench au risque de ne pouvoir opérer les aimants et donc la machine. D'un autre côté le surdimensionnement de la protection des aimants peut fortement impacter le budget, ce qui impose de trouver un compromis, qui ne peut être optimal qu'avec une bonne connaissance et une maîtrise affirmée des facteurs de risque que sont les sources de chaleur. Parmi l'ensemble de celles-ci, nous nous concentrerons ici sur le phénomène de pertes par couplage qui génère de l'échauffement au sein même du câble supraconducteur. Le terme source étant défini, il pourra ensuite être complété par un modèle thermique dédié, qui donnera une vue d'ensemble complète sur le risque de transition associé à une configuration donnée.

2. Architecture d'un CICC et pertes par couplage

Les CICCs sont constitués de plusieurs centaines voire d'un millier de composites supraconducteurs et de brins en cuivre de diamètre millimétrique . Ces éléments sont torsadés par groupe puis compactés dans une gaine en acier (Fig. 1) afin d'assurer une transposition (en moyenne, chaque élément explore toutes les parties du câble). Les composites supraconducteurs sont, quant à eux, constitués de filaments supraconducteurs emprisonnés dans une matrice de cuivre ; celle-ci permet une amélioration de la conduction thermique et favorise donc un meilleur refroidissement des parties supraconductrices (filaments) par l'hélium. De ce fait, les CICCs présentent une architecture très spécifique et complexe, rendant extrêmement difficile la détermination des pertes par couplage qui sont, quant à elles, très sensibles à la trajectoire des parties supraconductrices dans le câble.

Les pertes par couplage sont induites par un champ magnétique variable qui crée une force électromotrice dans chaque boucle formée entre brins supraconducteurs (échelle du câble) et entre filaments (échelle du brin). Ces tensions vont générer des courants dits de couplage qui seront responsable d'un effet Joule local lorsqu'ils traverseront des parties résistives (cuivre).

Nous abordons ce problème délicat par une caractérisation des pertes par couplage au sein du composite supraconducteur (échelle du brin), puis étudions le comportement magnétique d'un groupe de brins modélisés de manière simplifiée (changement d'échelle) et procédons de manière itérative en modélisant des groupes d'éléments de plus en plus importants jusqu'à atteindre l'échelle du câble.

3. Etude à l'échelle d'un composite supraconducteur

La puissance thermique générée par les courants de couplage dans des composites supraconducteurs à géométries spécifiques, a été étudiée dans les années 1970 et 1980 [1]-[9]. Cependant, le design de ces composites a continué à évoluer depuis, en s'orientant vers des géométries consistant en une succession de couches cylindriques concentriques de nature soit résistive, soit filamentaire (filaments supraconducteurs dans une matrice de cuivre), rendant ainsi obsolètes ces études pour certaines géométries (notamment celles présentant un cœur en cuivre). En conséquence, nous avons développé un modèle analytique permettant de fournir rapidement une cartographie précise de cette puissance, rendant alors possible une étude de leur stabilité en présence d'un champ magnétique variable.

Figure 1: CICCs (compacté et éclaté)

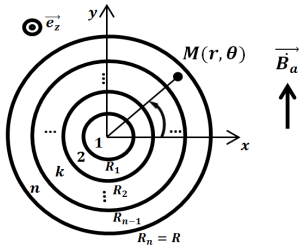

Figure 2: Coupe schématique du composite

3.1. Présentation du modèle

Contrairement aux configurations explorées par les précédents modèles analytiques qui étaient limitées en nombre et/ou nature de couches, nous considérons toutes les géométries comportant n couches cylindriques concentriques (Fig. 2) étant de nature soit filamentaire (filaments dans une matrice de cuivre) soit purement résistive. Nous nommerons courants de couplage, la totalité des courants induits au sein du composite par la variation temporelle du champ magnétique externe. Nous considérons que les courants qui ne sont pas dans les parties résistives du composite circulent uniquement à travers les filaments supraconducteurs situés au bord de chaque zone filamentaire (car les filaments ne sont pas, par hypothèse, saturés). Ceux-ci se nomment courants d'écrantage puisque ce sont eux qui créent le champ magnétique de réponse, de direction opposé à la variation temporelle du champ magnétique externe, à l'intérieur du volume qu'ils entourent.

De manière générale, on utilisera l'indice k pour désigner la valeur d'une grandeur physique dans la couche k, les indices r, θ, x, y, z ou s pour désigner la projection d'une grandeur physique selon le vecteur unitaire correspondant, la notation du point pour désigner les dérivées des grandeurs par rapport au temps et la notation en gras pour désigner les vecteurs. Le système est invariant par translation selon z, le champ magnétique externe $\boldsymbol{B_a}$ est dirigé selon l'axe y et est uniforme au sein du composite, les filaments supraconducteurs ne sont pas saturés ($\boldsymbol{E_s=0}$ dans les zones filamentaires, s étant l'abscisse curviligne le long des filaments) et suivent une trajectoire hélicoïdale de pas de torsade l_p avec $(2\pi R/l_p)^2 \ll 1$. Les variations temporelles de $\boldsymbol{B_a}$ sont suffisamment lentes pour négliger le courant de déplacement (donc $div(\boldsymbol{J})=0$) et le champ magnétique créé par le courant circulant dans les parties résistives du composite, ses dimensions étant suffisamment petites.

Les expressions générales des différentes grandeurs sont assez complexes et ne seront donc pas présentées en totalité ici, en contrepartie, la méthode et les outils (inspirés par [8]) qui nous ont conduit aux expressions finales sont décrits dans les paragraphes suivants.

L'invariance axiale du système et la forme générale du potentiel électrique V_k déduite de l'équation de Laplace $\Delta V_k=0$, permet d'établir, en coordonnées cylindriques, les expressions suivantes pour le champ électrique

$$\mathrm{E}_{r_k} = -\left(\frac{x_{2k-1}R^2}{r^2} + x_{2k}\right)\sin(\theta),\ \mathrm{E}_{\theta_k} = \left(\frac{x_{2k-1}R^2}{r^2} - x_{2k}\right)\cos(\theta),\ \mathrm{E}_{z_k} = r\dot{B}_a\cos(\theta) - \dot{\mathrm{A}}_{z_k} \quad (1)$$

où $\dot{A}_{zk}$ est la dérivée temporelle du potentiel vecteur magnétique créé par les courants d'écrantage et x_{2k-1} et x_{2k} sont des fonctions du temps uniquement et ont la dimension d'un champ électrique. La fonction x_1 doit être nulle afin de ne pas obtenir de solution divergente en $r=0$ (voir (1) et Fig. 2). Les courants d'écrantage circulent à travers les filaments situés au bord de chaque zone filamentaire et sont représentés par des courants surfaciques cosinusoïdaux; nous considérons uniquement le champ magnétique créé par leurs composantes axiales, l'autre partie étant négligeable. Le courant surfacique circulant à l'interface entre la zone k et $k+1$ est noté $\mathrm{K}_{sk}=\mathrm{K}_k\cos(\theta)$ où K_k est une amplitude dépendant du temps uniquement qui, en utilisant la loi des nœuds à cette même interface, peut être obtenue sous la forme du produit scalaire suivant

$$\mathrm{K}_k = \frac{l_p}{2\pi}\begin{bmatrix}\frac{R^2}{\rho_{t_k}{R_k}^2} & \frac{1}{\rho_{t_k}} & \frac{-R^2}{\rho_{t_{k+1}}{R_k}^2} & \frac{-1}{\rho_{t_{k+1}}}\end{bmatrix}^t \begin{bmatrix}x_{2k-1} & x_{2k} & x_{2k+1} & x_{2k+2}\end{bmatrix} \quad (2)$$

où ρ_{tk} est la résistivité transverse de la couche k. Afin de simplifier les notations, nous considérons l'existence de courants surfaciques aux interfaces entre zones résistives, mais ces courants sont nuls puisqu'il n'y a pas de filaments supraconducteurs à ces interfaces. Le potentiel vecteur magnétique A_{zk} créé par les courants surfaciques $(K_k)_{1\leq k\leq n}$ a pour expression

$$\mathrm{A}_{z_k} = \frac{\mu_0}{2}\left(\frac{1}{r}\sum_{i=1}^{k-1}\mathrm{K}_i{R_i}^2 + r\sum_{i=k}^{n}\mathrm{K}_i\right)\cos(\theta) \quad (3)$$

Puisque A_{zk} dépend des $(K_k)_{1\leq k\leq n}$, $\dot{A}_{zk}$ peut être obtenu à partir des dérivées temporelles des fonctions $(x_k)_{2\leq k\leq 2n}$ en utilisant les deux premières relations du système (1). L'hypothèse $\boldsymbol{E_s=0}$ menant à $E_{\theta k} = -E_{zk}\cdot l_p/(2\pi r)$ dans les zones filamentaires, les considérations précédentes, les relations de continuité des champs électriques aux différentes interfaces et les conditions aux limites des courants transverses permettent d'exprimer la relation entre les fonctions $(x_k)_{2\leq k\leq 2n}$, leurs dérivées temporelles et $\dot{B}_a$, sous la forme de l'équation matricielle globale

$$X + [T]\dot{X} = \frac{l_p}{2\pi}\dot{B}_a Z \quad (4)$$

où $[T]$ est une matrices carrée de taille $2n-1$, X est le vecteur colonne des fonctions $(x_k)_{2\leq k\leq 2n}$ et Z est un vecteur colonne. Les coefficients de $[T]$ et les valeurs $(z_k)_{2\leq k\leq 2n}$ de Z sont connus analytiquement grâce aux équations (1) à (3) et aux considérations précédentes. Les éléments de $[T]$ ont la dimension d'un temps ; les coefficients non diagonaux représentent le couplage entre chaque couche et les valeurs propres correspondent aux temps de relaxation lorsque $\dot{B}_a$ est nul. Les $(x_k)_{2\leq k\leq 2n}$ permettent d'exprimer facilement toutes les quantités physiques (champs, courants et puissance thermique locale). Par exemple, la densité locale de puissance P_k dissipée en tout point d'un couche k peut être approximée, en utilisant $E_{zk}^2/E_{\theta k}^2=(2\pi R/l_p)^2 \ll 1$ et (1), par

$$P_k(r,\theta) \simeq \frac{{\mathrm{E}_{r_k}}^2 + {\mathrm{E}_{\theta_k}}^2}{\rho_{t_k}} = \frac{{x_{2k-1}}^2\frac{R^4}{r^4} + {x_{2k}}^2 - 2x_{2k-1}\frac{R^2}{r^2}x_{2k}\cos(2\theta)}{\rho_{t_k}} \quad (5)$$

Nous avons donc développé ici un outil qui permet de fournir analytiquement et localement, la puissance thermique déposée dans un composite supraconducteur à couches concentriques, et ce, pour tout régime d'excitation magnétique. Les résultats prévus par cette approche générale vont être confrontés, dans la section suivante, à ceux donnés par de précédentes modélisations analytiques dans certains cas particuliers.

3.2. Applications

3.2.1. Considérations sur les régimes de courants stationnaires

Les régimes de courants stationnaires font ici référence aux régimes où les courants de couplage ne varient pas dans le temps, donc lorsque $\dot{B}_a$ est constant depuis un temps suffisamment long pour être en régime établi (temps grand devant la plus grande constante de temps du système). Dans ces conditions, toutes les grandeurs physiques inhérentes au composite sont invariables par rapport au temps. Ainsi l'équation (4) devient

$$X = l_p/(2\pi)\dot{B}_a Z \tag{6}$$

En intégrant les densités locales de puissance P_k données par (5) sur la totalité du volume du composite et en utilisant la relation (6), il est possible d'exprimer la densité moyenne de puissance P_{tot} sous la forme utilisée par la communauté supraconductrice ([10], [11])

$$P_{tot} = \frac{2\tau \dot{B}_a{}^2}{\mu_0} \tag{7}$$

avec $\tau = \frac{R_1{}^2}{R^2}\tau_1 + \sum_{k=2}^{n} \tau_k \frac{(R_k{}^2 - R_{k-1}{}^2)}{R^2}, \tau_k = \frac{\mu_0}{2}\frac{1}{\rho_{t_k}}\left(\frac{l_p}{2\pi}\right)^2 \left(z_{2k-1}{}^2 \frac{R^4}{R_{k-1}{}^2 R_k{}^2} + z_{2k}{}^2\right)$ (8)

3.2.2. Confrontations aux analyses théoriques sur des cas particuliers

Une étude [10] considère un composite ne consistant qu'en une seule zone filamentaire et donne l'équation gouvernant l'induction interne B_i suivante

$$B_i + \tau \dot{B}_i = B_a, \tau = \frac{\mu_0}{2}\left(\frac{l_p}{2\pi}\right)^2 \frac{1}{\rho_t} \tag{9}$$

Pour ce cas, notre modèle prévoit $[T]=[\mu_0(l_p/(2\pi))^2/\rho_t]$ et $[Z]=[1]$, donc (4) donne

$$x_2 + \frac{\mu_0}{2}\left(\frac{l_p}{2\pi}\right)^2 \frac{1}{\rho_t}\dot{x_2} = \frac{l_p}{2\pi}\dot{B}_a \tag{10}$$

Le champ magnétique interne $\boldsymbol{B_i}$ étant égal dans notre modèle à $\boldsymbol{B_a}$+***rot(A)***, en utilisant (2) et (3), nous avons $B_i = B_a - \mu_0(l_p/(2\pi))^2/\rho_t \cdot x_2$. En replaçant x_2 dans (10) grâce à l'expression précédente, nous obtenons exactement (9).

Une autre modélisation analytique [8] considère un composite comportant trois zones cylindriques concentriques, la première et la dernière étant résistives et celle du milieu, filamentaire. Pour ce type de composite et en régime de courants stationnaires, notre modèle permet d'écrire $z_2=1$, $z_3=0$, $z_4=1$, $z_5=-R_2{}^2/(R^2+R_2{}^2)$, $z_6=-z_5$, et, en utilisant (8), nous obtenons exactement l'expression donnée par [8] :

$$\tau = \frac{\mu_0}{2}\left(\frac{l_p}{2\pi}\right)^2 \left[\frac{R_1{}^2}{R^2}\frac{1}{\rho_{t_1}} + \left(\frac{R_2{}^2 - R_1{}^2}{R^2}\right)\frac{1}{\rho_{t_2}} + \frac{R^2 - R_2{}^2}{R^2}\frac{R_2{}^2}{R^2 + R_2{}^2}\frac{1}{\rho_{t_3}}\right] \tag{11}$$

Les deux comparaisons précédentes ont montré un parfait accord analytique entre les résultats de notre modèle et ceux obtenus par de précédentes études analytiques sur des cas particuliers ; cette cohérence nous permet de considérer notre modèle comme étant validé sur le plan théorique. Une application de ce modèle sur une géométrie complexe correspondant à un vrai design de composite est présentée et commentée dans la section suivante.

3.2.3. Considérations et simulations en régimes transitoires

Les régimes transitoires font ici référence aux régimes où la variation temporelle de B_a n'est pas constante (ex : sinusoïdes, décharges exponentielles, etc.).

Des mesures de pertes par couplage ont été effectuées sur le brin JT-60SA K006-01C (Fig. 3), pour des signaux de rampe lente ($\tau_{rampe} \gg \tau$), au sein de la station Speedy au CEA [12] et ont conduit à $\tau = 12.5\ ms$. A partir de l'expression analytique de τ, obtenue grâce à (8), et de sa valeur expérimentale, nous avons pu calculer la résistivité transverse de la zone filamentaire $\rho_{t2}=2.261.10^{-10}\ \Omega.m$ en utilisant les dimensions du brin données par son fabriquant et les résistivités transverses suivantes (déterminées à partir de considérations provenant de [13] pour $T = 4.2K$ et $B = 1.5T$) : $\rho_{t1}= \rho_{t4}=1.425.10^{-10}\ \Omega.m$ et $\rho_{t3}=1.830.10^{-10}\ \Omega.m$.

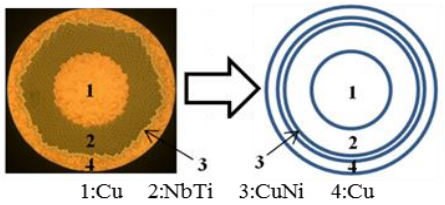

Figure 3: Brin K006-01C

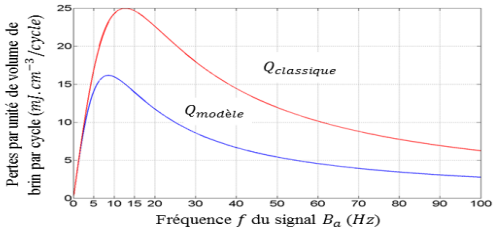

Figure 4: Pertes volumiques par cycle (K006-01C)

Nous avons alors, grâce à l'équation (4) et aux données précédentes, simulé la réaction du brin JT-60SA K006-01C à une excitation magnétique sinusoïdale $B_a=B_p sin(2\pi ft)$ avec $B_p=0.1\ T$ pour différentes fréquences d'excitation f, et calculé les pertes par unité de volume de brin et par cycle (notées $Q_{modèle}$). En vue de comparer notre approche à l'approche classiquement rencontrée dans la communauté supraconductrice, nous avons également calculé les pertes par unité de volume de brin et par cycle (notées $Q_{classique}$) en utilisant la constante mesurée $\tau = 12.5\ ms$ et l'expression suivante donnée par [10] pour des cycles d'excitation sinusoïdale

$$Q_{classique} = \frac{{B_p}^2}{\mu_0}\frac{2\pi\omega\tau}{1+\omega^2\tau^2}, \omega = 2\pi f \qquad (12)$$

Les courbes $Q_{modèle}(f)$ et $Q_{classique}(f)$ (Fig. 4) sont très proches à basse fréquence ($f<1\ Hz$), puisque les deux modélisations sont en parfait accord dans ce type de régime (voir section 3.2.1), mais s'écartent fortement l'une de l'autre pour des fréquences plus élevées. Il est également important de noter que, d'une part $Q_{modèle}(f)$ atteint son maximum avant $Q_{classique}(f)$, et d'autre part, que la valeur maximale de $Q_{modèle}(f)$ est environ une fois et demie plus faible que celle de $Q_{classique}(f)$. L'écart observé ci-dessus tend à montrer que l'approche à constante de temps unique serait plus conservative pour les régimes sinusoïdaux mais nous ne pouvons pas tirer de conclusions générales sur ce point pour l'instant. En revanche, il montre qu'il n'est pas possible de correctement caractériser la réponse d'un composite présentant une géométrie complexe telle que celle du brin JT-60SA K006-01C (et très probablement de beaucoup d'autres types comme le suggère une observation expérimentale [14]), en régime transitoire à l'aide d'une seule constante de temps (modèle classique). D'un point de vue physique, l'écart entre les deux courbes s'explique par le fait que la géométrie du brin considéré présente deux frontières zone résistive/zone filamentaire (voir Fig. 3), or comme

nous l'avons vu précédemment, il existe un courant surfacique d'écrantage à chacune de ces interfaces. A basse fréquence, le couplage entre ces deux courants est très faible voire négligeable, mais pour des fréquences plus élevées, ce couplage modifie sensiblement la réaction du composite et explique donc l'écart significatif entre les deux approches. Ce résultat souligne le fait qu'il serait incorrect d'extrapoler le comportement de brins à géométrie complexe à partir de mesures expérimentales effectuées à basse fréquence, en utilisant l'approche à constante de temps unique. Une campagne expérimentale prévue prochainement dans la station d'essais Speedy au CEA permettra d'apporter des réponses sur ces considérations théoriques et de compléter la validation de notre modèle.

Notre modèle offre également la possibilité de déterminer la distribution spatiale de la densité de puissance thermique dissipée à l'intérieur d'un composite grâce à la résolution de (4) et l'utilisation de (5). De ce fait, nous avons pu générer plusieurs cartographies de la densité de puissance thermique à divers instants de la simulation (Fig. 5) et pour différentes fréquences d'excitation sinusoïdale.

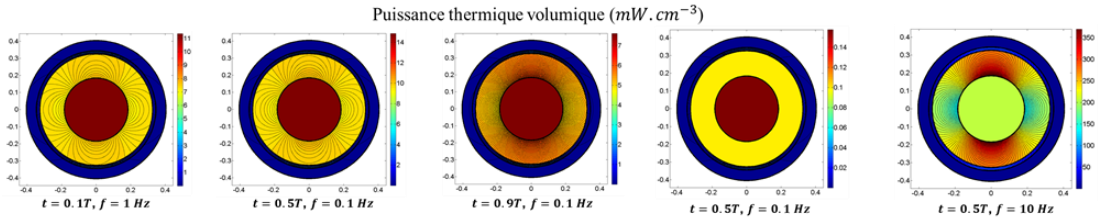

Figure 5: Cartographies de la puissance thermique volumique à différents instants et pour différentes fréquences de l'excitation magnétique sinusoïdale $B_a=B_p\sin(2\pi ft)$ avec $B_p=0.1$ T

Ces cartographies montrent une grande hétérogénéité des distributions de puissance volumique, d'une part, entre elles, et d'autre part, à l'intérieur du brin pour chaque cas. Ceci souligne le fait que la stabilité d'un brin sera affectée différemment selon les conditions d'opération prévues. Notre modèle permet donc de mieux prédire ces différences, à l'inverse de l'approche considérant une répartition totalement homogène qui prévaut actuellement dans la communauté des aimants supraconducteurs. Afin de quantifier cette plus-value, une modélisation incluant des représentations électromagnétiques mais aussi thermiques est nécessaire; celle-ci pourra être développée en coopération entre les deux disciplines.

4. Conclusion

Nous avons présenté ici un modèle analytique permettant de calculer de manière précise et détaillée la distribution de la puissance volumique dissipée thermiquement par les courants de couplage à tout instant et en tout point d'un composite supraconducteur présentant toute géométrie axisymétrique, et ce, pour tout régime d'excitation magnétique. Cet outil constitue une innovation importante, car il s'avère être plus précis, mais aussi plus réaliste que l'approche classique consistant à modéliser un brin par une seule constante de temps, et ce, tout en conservant un caractère analytique qui en fait son attrait majeur.

En d'autres termes, cette approche permet de calculer très rapidement le terme source de l'équation de la chaleur correspondant aux pertes par couplage dans un brin composite en fonction du temps et de l'espace. Elle ouvre donc désormais de nouvelles perspectives, notamment par sa facilité d'intégration dans une plateforme multiphysique qui pourra évaluer ce terme sans discrétisation, consommatrice de temps, et constitue une base fondatrice pour le dimensionnement des composites et l'étude de la stabilité des câbles supraconducteurs tels que les CICCs, qui demeure, dans l'état du savoir actuel, une problématique complexe obligeant à une approche conservative, donc coûteuse à plusieurs égards.

Les pertes thermiques dues aux courants de couplage intra-brins étant maintenant connues, nous étudions à présent analytiquement les pertes thermiques dues aux courants de couplage inter-brins dans le CICC [15]. Cette démarche une fois aboutie, nous permettra d'être capables de définir entièrement la distribution des puissances thermiques déposées par l'ensemble des courants de couplage dans un câble supraconducteur. A terme, cette connaissance sera très précieuse pour, par exemple, identifier les limites opérationnelles des aimants pulsés (PF, CS) qui assurent la stabilité du plasma dans le tokamak.

Références

[1] G. H. Morgan, *Theoretical behavior of twisted multicore superconducting wire in a time-varying uniform magnetic field*, J. Appl. Phys., vol. 41, no. 9, pp. 3673–3679, Mar. 1970.

[2] W. J. Carr, Jr., *Longitudinal and transverse field losses in multifilament superconductors*, IEEE Trans. Magn., vol. MAG-13, no. 1, pp. 129–136, Jan. 1977.

[3] G. Ries, *AC-losses in multifilamentary superconductors at technical frequencies*, IEEE Trans. Magn., vol. MAG-13, no. 1, pp. 524–526, Jan. 1977.

[4] B. Turck, *Coupling losses in various outer normal layers surrounding the filament bundle of a superconducting composite*, J. Appl. Phys., vol. 50, no. 8, pp. 5397–5401, Aug. 1979.

[5] F. Sumiyoshi, F. Iriel, K. Yoshida, and H. Funakoshi, *AC loss of a multifilamentary superconducting composite in a transverse ac magnetic field with large amplitude*, J. Appl. Phys., vol. 50, no. 11, pp. 7044–7050, Dec. 1979.

[6] T. Ogasawara et al., *Transient field losses in multifilamentary composite conductors carrying dc transport currents*, Cryogenics, vol. 20, pp. 216–222, 1980.

[7] A. M. Campbell, *A general treatment of losses in multifilamentary superconductors*, Cryogenics, vol. 22, pp. 3–16, 1982.

[8] D. Ciazynski, *Distributions de courant et pertes à l'intérieur d'un composite multifilamentaire supraconducteur soumis à un champ magnétique variable*, Thèse de doctorat d'état, Paris VI: Université de Pierre et Marie Curie, Paris, France, 1985, pp. 129–136.

[9] L. J. M. van de Klundert, *AC stability and a.c. loss in composite superconductors*, Cryogenics, vol. 31, pp. 612–617, 1991.

[10] M. N. Wilson, *Time-vaying fields and A.C. losses* in Superconducting Magnets, New York: Oxford University Press Inc., 1983, pp. 176–180.

[11] P. Tixador, *Supraconductivité* in Les supraconducteurs, Paris, Ed. Hermès, 1995, pp. 53–58.

[12] A. Torre, H. Cloez, C. Roux, M. Tena, *AC losses measurement on strand K006-01C.* Note de travail CEA Cadarache DSM/IRFM/STEP/GCRY, 2011, 9 p.

[13] J.L. Duchateau, B. Turck, D. Ciazynski, *Coupling-current losses in composites and cables: analytical calculations in Handbook of Applied Superconductivity*, Vol. 1, ed. B. Seeber (Bristol: IOP Publishing), 1998, p. 212.

[14] A. Nijhuis, H.G. Knoopers, H.H.J. ten Kate, *The influence of the diffusion barrier on the AC loss of Nb3Sn superconductors*. Cryogenics, Vol. 34, Supp. 1, 1994, p. 548.

[15] A. Louzguiti, L. Zani, D. Ciazynski, B. Turck, JL. Duchateau, A. Torre, F. Topin, *AC Coupling Losses in CICCs: Analytical Modeling at Different Stages*, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol. 27, June 2017, Art. no. 0600505

Remerciements

Les auteurs souhaitent remercier le Conseil Régional de Provence-Alpes-Côte d'Azur et Assystem pour leur soutien financier qui a permis la réalisation des travaux présentés ici.