



HAL
open science

Comportement thermo-mécanique des conducteurs Nb₃Sn durant le traitement thermique

Mahmoud Abdel-Hafiz, Arsenii Gorinyn, Etienne Rochepault, Olivier Hubert,
Karine Taillard, Marc Bonnet

► **To cite this version:**

Mahmoud Abdel-Hafiz, Arsenii Gorinyn, Etienne Rochepault, Olivier Hubert, Karine Taillard, et al.. Comportement thermo-mécanique des conducteurs Nb₃Sn durant le traitement thermique. CFM2022 - 25ème Congrès Français de Mécanique, Aug 2022, Nantes, France. hal-03772980

HAL Id: hal-03772980

<https://hal.science/hal-03772980>

Submitted on 8 Sep 2022

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.

Comportement thermo-mécanique des conducteurs Nb_3Sn durant le traitement thermique

M. Abdel Hafiz^{a,b}, A. Gorynin^c, E. Rochepault^b, K. Lavernhe-Taillard^a, O. Hubert^a, M. Bonnet^a

a. Université Paris-Saclay, CentraleSupélec, ENS Paris-Saclay, CNRS, LMPS - Laboratoire de Mécanique Paris-Saclay, 91190, Gif-sur-Yvette, France

b. Université Paris-Saclay, CEA, Département des Accélérateurs, de la Cryogénie et du Magnétisme, 91191, Gif-sur-Yvette, France

c. Novosibirsk State University, 630090, Novosibirsk, Pirogova st. 2, Russie

Résumé :

La phase intermétallique supraconductrice Nb_3Sn est produite durant un traitement thermique à 650°C. Durant ce traitement, des mécanismes de diffusion et de changement de phases entraînent des changements de dimensions. Des contraintes résiduelles sont créées dues aux déformations différentielles au sein du conducteur et peuvent dégrader ses propriétés supraconductrices. Afin de limiter cette dégradation, il est important de comprendre, de caractériser et de quantifier la dynamique des déformations lors du traitement thermique.

Pour cela, des observations de sections droites au Microscope Électronique à Balayage (MEB) et des analyses de spectroscopie de rayons X (EDS) à différentes étapes du traitement thermique sont effectuées. Ces observations permettent d'étudier la cinétique des phases à l'échelle des sous-éléments (environ 50 μm). En amont, un modèle de diffusion est proposé afin de reproduire la cinétique des phases observée expérimentalement.

Mots clés : Nb_3Sn , Diffusion, changement de phases

1 Introduction

Afin de répondre aux projets de futurs accélérateurs tels que le HiLumi - Large Hadron Collider ou le Future Circular Collider, des aimants à base de Nb_3Sn sont développés. Depuis 1970, de nombreux changements ont été apportés aux procédés de fabrication des conducteurs permettant d'améliorer leurs propriétés [1, 2, 3].

Ces évolutions et améliorations ont aujourd'hui amené les méthodes de l'"Internal Tin" et du "Powder In Tube" [4] au cœur des recherches. Parmi ces méthodes, la technologie développée par Oxford Superconducting Technology (OST) RRP[®] se démarque par ses performances pour les aimants à très hauts champs. Néanmoins, l'optimisation du traitement thermique reste encore un sujet à débats [5].

Les conducteurs Nb_3Sn sont constitués d'une matrice de cuivre autour de sous-éléments, contenant les précurseurs qui produisent la phase Nb_3Sn durant le traitement thermique (Fig. 1). Ces phénomènes chimiques vont induire des déformations, ainsi que des contraintes.

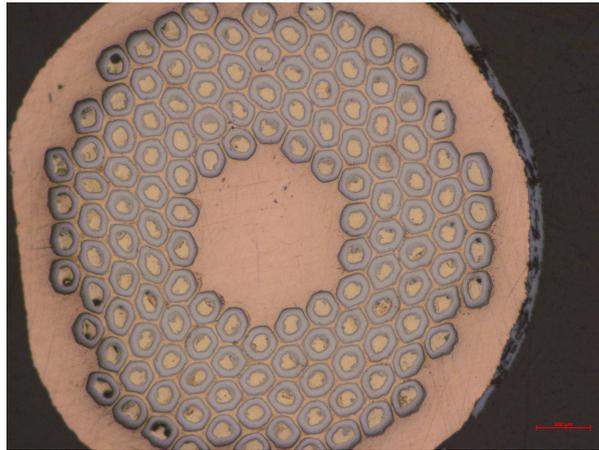


FIGURE 1 – Vue de coupe d'un brin Nb₃Sn RRP[®] observé au microscope optique

Les déformations subies par les conducteurs ont un impact significatif sur ses performances. En effet, la densité de courant capable d'être transportée par le Nb₃Sn dépend de la déformation du conducteur [6, 7] mais aussi de l'endommagement des sous-éléments [8]. Au cours des dernières années, des mesures *ex situ* sur des conducteurs [9, 10], ou des *in situ* à l'aide d'extensomètres [11] ou de dilatomètres [12] ont permis de conclure que ces déformations étaient non linéaires et non réversibles. Finalement, une corrélation entre déformations des conducteurs et formation des différentes phases qui apparaissent durant le traitement thermique a été mise en évidence [13, 14].

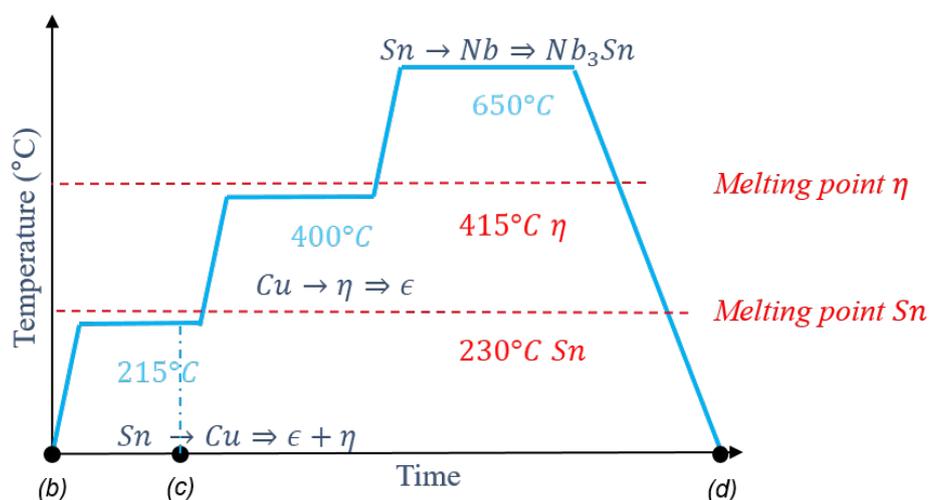
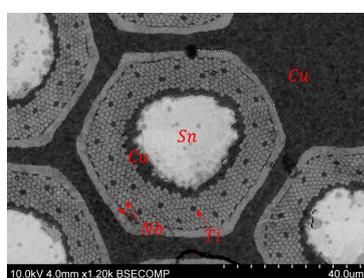
Afin de mieux comprendre les mécanismes responsables des déformations, cet article propose une étude à l'échelle du sous-élément. Ainsi, une première partie porte sur la présentation des phénomènes qui apparaissent à l'échelle microscopique. La présence des différentes phases est identifiée à l'aide d'une analyse par Spectroscopie de rayons X à Dispersion d'Énergie (EDS) sur des sections droites de sous-éléments. Les fractions surfaciques des différentes phases sont ensuite quantifiées à l'aide d'images obtenues par Microscope Électronique à Balayage (MEB). Une modélisation de ces phénomènes est enfin proposée afin de reproduire la cinétique des phases observée.

2 Les effets du traitement thermique sur les sous-éléments

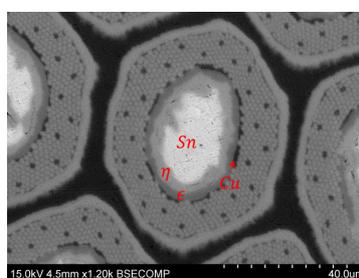
Le traitement thermique du RRP[®] (Fig. 2a) est composé de trois paliers de température à 215°C, 400°C et 650°C. Chacun des paliers active des mécanismes de diffusion spécifiques dans les sous-éléments. Lorsqu'il n'a pas encore réagi, un sous-élément est composé d'un cœur en étain, de filaments de niobium, quelques uns en titane et une matrice de cuivre (Fig. 2b). Une couche de niobium à la limite du sous-élément joue le rôle de barrière de diffusion. Au terme du traitement thermique la phase supraconductrice Nb₃Sn est formée dans la zone filamentaire (Fig 2d).

Dans la suite de cet article, seul le palier à 215°C est considéré. Durant ce palier, l'étain et le cuivre interdiffusent formant ainsi deux nouvelles phases intermétalliques : le Cu₆Sn₅ (η) et le Cu₃Sn (ϵ). Ces intermétalliques se créent entre le cuivre et l'étain, et leur épaisseur augmente au cours du traitement thermique (Fig. 2c). En outre, des vides de Kirkendall apparaissent en raison de la différence de densité entre les phases produites et les précurseurs.

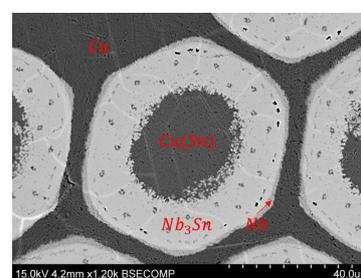
Afin de quantifier les différentes phases au cours du traitement thermique, 5 conducteurs ont été chauffés dans un four porté à 215°C en 2 heures. Ces conducteurs ont ensuite été retirés du four puis trempés à

(a) Schéma du traitement thermique complet appliqué aux conducteurs Nb₃Sn RRP®

(b) Image au MEB d'un sous-élément non réagi



(c) Image au MEB d'un sous-élément pendant le traitement thermique



(d) Image au MEB d'un sous-élément ayant réagi

FIGURE 2 – Évolution des phases dans les sous-éléments à différentes étapes du traitement thermique

différents moments. Chacun des échantillons a ensuite été découpé à la scie à fil puis poli afin d'observer les sous-éléments constituant les différents conducteurs à l'aide d'un MEB. Une analyse par EDS a été effectuée afin d'identifier les différentes phases en présence. Les fractions surfaciques des différentes phases ont finalement été quantifiées par différenciation de niveau de gris à partir des images reproduites à l'aide des électrons rétrodiffusés (BSE) (Fig. 3).

La résolution des images prises durant cette étude n'étant pas suffisante pour être exploitées au niveau de la zone filamentaire, l'analyse des images a été restreinte au cœur des sous-éléments. Pour s'affranchir de la grande dispersion des résultats des sous-éléments d'un même échantillon, une étude statistique a été menée sur une dizaine de sous-éléments par échantillon, pris au hasard.

TABLE 1 – Pourcentage surfacique des différentes phases en présence dans le cœur du sous-élément durant le traitement thermique

Échantillon	Non réagi	0h	8h	24h	32h	72h
Vide	0 ± 0.0	0.6 ± 0.2	0.6 ± 0.4	0.7 ± 0.4	2.1 ± 0.8	2.4 ± 0.8
Sn	70.7 ± 3.0	50.6 ± 2.0	39.0 ± 5.1	32.1 ± 3.1	29.1 ± 2.8	20.2 ± 2.4
η	2.6 ± 1.3	20.7 ± 2.4	31.3 ± 6.5	39.5 ± 5.3	43.2 ± 5.9	64.0 ± 3.9
ε		12.9 ± 0.9	22.8 ± 2.2	26.9 ± 2.6	27.1 ± 3.8	15.7 ± 2.9
Cu	29.7 ± 3.1	15.7 ± 1.2	6.3 ± 0.4	1.5 ± 0.6	0.7 ± 0.7	0.0 ± 0.1

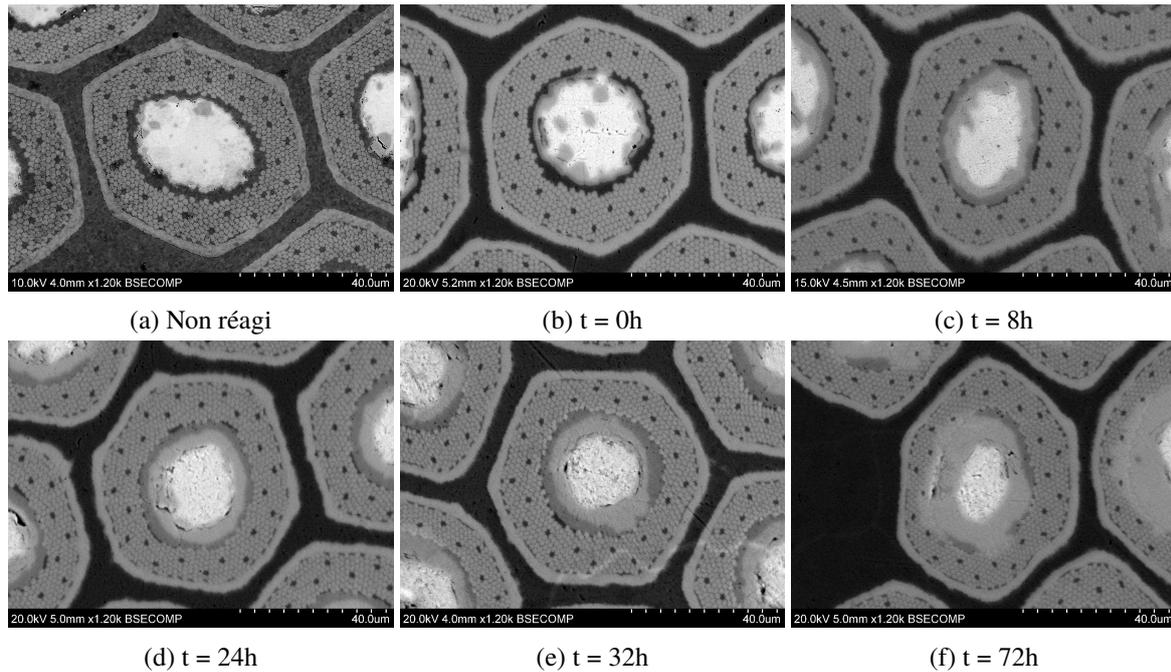


FIGURE 3 – Images BSE des différents échantillons

Les résultats de cette étude, résumés dans la Table 1, permettent de confirmer les phénomènes cités plus tôt. Tout d'abord, on peut constater la présence d'intermétalliques dans les sous-éléments non réagis. Il est assez difficile de déterminer la cause de cette présence : le polissage ou le stockage. Il est tout aussi difficile d'identifier les intermétalliques. Les images BSE ne permettent pas de les distinguer et la résolution de l'EDS, de quelques micromètres, ne permet pas de déterminer la phase. On observe une augmentation de la porosité et de la quantité d'intermétalliques dans les premières trentaines d'heures et une diminution des précurseurs. À partir de cet instant, l'interface délimitant la phase ϵ du cuivre atteint la zone filamentaire. Ceci explique la diminution de la quantité de la phase ϵ dans le cœur des sous-éléments après cette étape. L'augmentation de la porosité après cet instant suggère que la diffusion se poursuit dans la zone filamentaire. Finalement, on peut remarquer qu'au bout de 72 heures les intermétalliques semblent apparaître préférentiellement vers le centre du brin, suggérant une direction préférentielle de la diffusion.

3 Modélisation des phénomènes de diffusion

Afin de modéliser la cinétique des phases observée précédemment, quelques hypothèses sont émises. Tout d'abord, le sous-élément est schématiquement représenté de manière axisymétrique (Fig. 4). Ainsi chacune des interfaces peut être définie par une coordonnée r_i (Table 2).

Coordonnées	r_1	r_2	r_3	r_4	r_5
Interface	Sn / η	η / ϵ	ϵ / Cu	Cœur / Zone filamentaire	Zone filamentaire / barrière

TABLE 2 – Définition des coordonnées r_i

Comme la vitesse de réaction est ici très rapide devant la vitesse de diffusion, la formation des phases est supposée cinétiquement dépendante de la vitesse de diffusion. Cette vitesse de diffusion est caractérisée

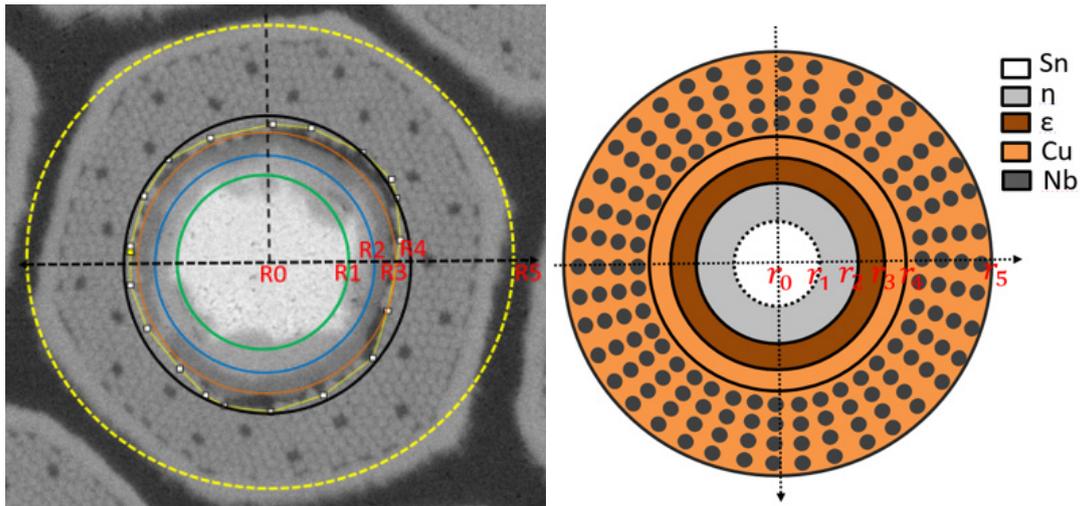


FIGURE 4 – Représentation axisymétrique d'un sous-élément

par la première loi de Fick :

$$\vec{J}_i^\alpha = -D_i^\alpha \vec{\nabla}(\rho_\alpha w_i^\alpha) \quad (1)$$

Où \vec{J}_i^α , D_i^α et w_i^α représentent respectivement le flux massique ($kg.m^{-2}.s^{-1}$), le coefficient de diffusion ($m^2.s^{-1}$) et la fraction massique de l'élément i dans la phase α . ρ_α est la masse volumique ($kg.m^{-3}$) supposée uniforme de la phase α . Dans ce problème d'interdiffusion, il est équivalent d'étudier la diffusion du cuivre ou celle de l'étain. On se contentera d'étudier l'étain dans la suite.

La seconde loi de Fick permet d'introduire la cinétique de diffusion dans la phase α :

$$\frac{\partial \rho_\alpha w^\alpha}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{J}^\alpha = 0 \quad (2)$$

Ainsi, en considérant que chaque phase est à l'équilibre à tout instant, une étude quasi-statique du problème peut être effectuée. Les deux lois de Fick permettent ainsi de déduire le profil de concentration en étain $w(r)$ dans chaque phase :

$$\Delta w^\alpha = 0 \Rightarrow A_\alpha(t) \ln(r) + B_\alpha(t) \quad (3)$$

Où A_α et B_α sont déduits des conditions aux limites de la phase α . Le profil de concentration étant ainsi connu en tout point, la conservation de la masse à chaque interface permet d'en déduire une équation différentielle des coordonnées de l'interface. On obtient alors :

$$(\rho^+ w^+ - \rho^- w^-) \frac{\partial r_n}{\partial t} = J^+ - J^- \quad (4)$$

Où J^+ et J^- désignent respectivement le flux massique sortant et entrant d'étain à l'interface (Fig. 5).

La conservation de la masse peut également s'écrire dans la globalité du système, telle que :

$$\sum_\alpha \rho_\alpha dV_\alpha = 0 \quad (5)$$

Où dV_α est la variation volumique de la phase α et ρ_α représente la masse volumique de la phase α

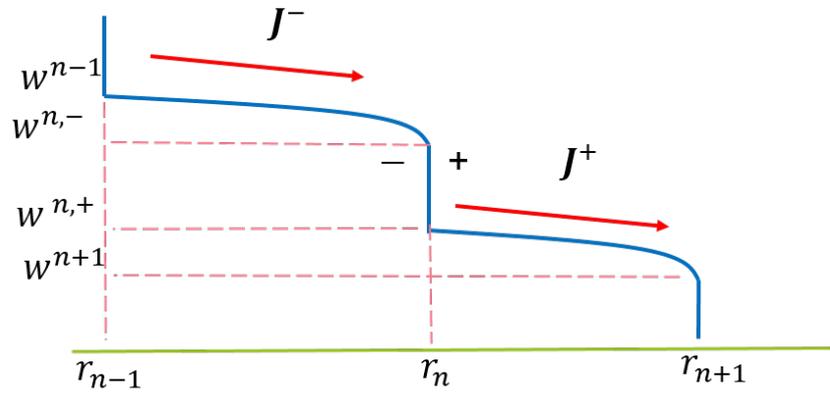


FIGURE 5 – Schéma conceptuel représentant la conservation de la masse à l'interface

supposée uniforme. Ainsi, en combinant les équations aux interfaces (Eq. 4) et la conservation globale de la masse (Eq. 5), la résolution du problème se réduit à la résolution du système suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} (\rho_\eta w^{\eta^-} - \rho_{Sn} w^{Sn^+}) \frac{\partial r_1}{\partial t} = (A_\eta - A_{Sn}) \frac{1}{r_1} \\ (\rho_\epsilon w^{\epsilon^-} - \rho_\eta w^{\eta^+}) \frac{\partial r_2}{\partial t} = (A_\epsilon - A_\eta) \frac{1}{r_2} \\ (\rho_{Cu} w^{Cu^-} - \rho_\epsilon w^{\epsilon^+}) \frac{\partial r_3}{\partial t} = (A_{Cu} - A_\epsilon) \frac{1}{r_3} \\ r_4 dr_4 \rho_{Cu} = r_1 dr_1 (\rho_\eta - \rho_{Sn}) + r_2 dr_2 (\rho_\epsilon - \rho_\eta) + r_3 dr_3 (\rho_{Cu} - \rho_\epsilon) \\ r_5 dr_5 = r_4 dr_4 \end{array} \right. \quad (6)$$

Où la dernière équation représente la conservation du niobium. La zone filamentaire est une zone particulière où la surface entre les deux phases en contact est réduite. La diffusion étant un phénomène de contact, il est important de prendre cette réduction de surface en considération. Dans le cadre du modèle, le facteur de réduction f est introduit tel qu'il représente la fraction surfacique de cuivre dans la zone filamentaire à l'état initial. On suppose que cette fraction ne change pas durant le traitement thermique. Ainsi, dans le cas où la zone filamentaire est atteinte par la phase ϵ ($r_3 > r_4$) le système d'équations (6) devient :

$$\left\{ \begin{array}{l} (\rho_\eta w^{\eta^-} - \rho_{Sn} w^{Sn^+}) \frac{\partial r_1}{\partial t} = (A_\eta - A_{Sn}) \frac{1}{r_1} \\ (\rho_\epsilon w^{\epsilon^-} - \rho_\eta w^{\eta^+}) \frac{\partial r_2}{\partial t} = (f A_\epsilon - A_\eta) \frac{1}{r_2} \\ (\rho_{Cu} w^{Cu^-} - \rho_\epsilon w^{\epsilon^+}) \frac{\partial r_3}{\partial t} = (A_{Cu} - A_\epsilon) \frac{1}{r_3} \\ \frac{f}{1+f} r_5 dr_5 \rho_{Cu} = r_1 dr_1 (\rho_\eta - \rho_{Sn}) + r_2 dr_2 (\rho_\epsilon - \rho_\eta) + r_4 dr_4 \frac{-1}{1+f} \rho_\epsilon + \frac{f}{1+f} r_3 dr_3 (\rho_{Cu} - \rho_\epsilon) \\ r_5 dr_5 = r_4 dr_4 \end{array} \right. \quad (7)$$

L'hypothèse que la fraction surfacique de la zone filamentaire est constante est fautive. Par conséquent, la dernière équation du système viole la conservation de la masse. Cette hypothèse peut néanmoins être justifiée par le fait que la variation de f est négligeable. Il est également pertinent de préciser que ces équations ne permettent pas de reproduire la création de phases ou de porosité. Ainsi les vides de Kirkendall sont négligés. D'autres part, les interfaces r_1 et r_3 sont numériquement introduites. En outre les trois premières équations sont résolues à l'aide d'un schéma explicite.

La Figure 6 représente l'évolution des interfaces obtenue à l'aide du modèle. On retrouve globalement les résultats observés dans la partie expérimentale (Table 1, Fig. 3). Les deux intermétalliques se forment

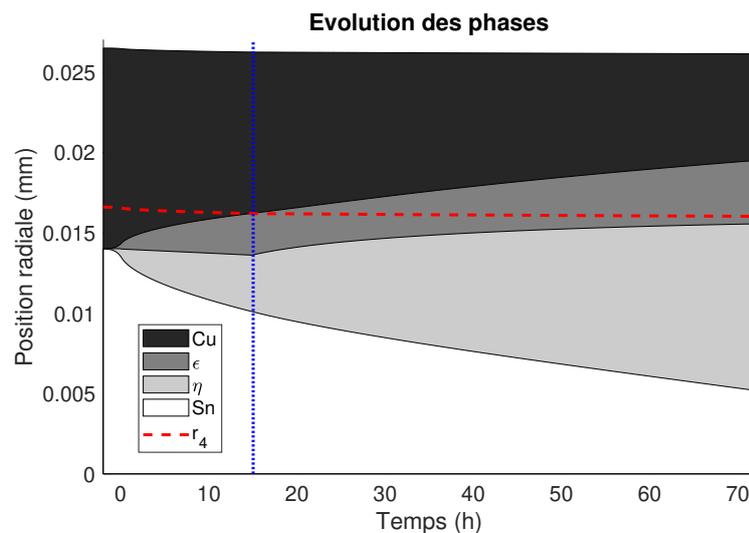


FIGURE 6 – Évolution des phases durant le traitement thermique d'après le modèle

tandis que la quantité de précurseurs diminue. Au bout d'environ 15 heures, l'interface ϵ/Cu (r_3) atteint la zone filamentaire, délimitée par la courbe rouge (r_4). À ce moment, une nouvelle cinétique apparaît et la vitesse de l'interface η/ϵ (r_2) change notablement. Ce changement s'interprète par l'introduction du facteur de réduction f . En effet, la masse transportée au sein de la phase ϵ est limitée par la surface de contact dans la zone filamentaire tandis que la matière transportée dans la phase η ne l'est pas. En conséquence, la matière en excès réagit alors au niveau de l'interface r_2 . À partir de ces résultats, on peut retrouver la fraction surfacique de chaque phase dans le cœur du sous-élément (Fig. 7).

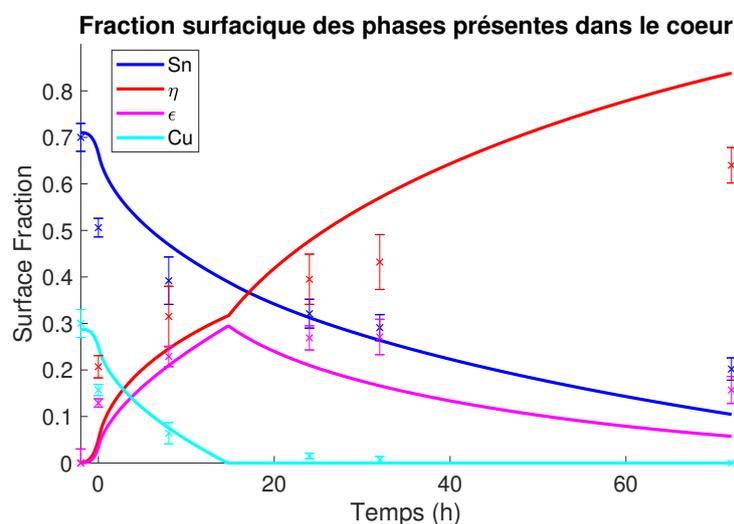


FIGURE 7 – Évolution des fractions surfaciques au cœur du sous-élément

En comparant les résultats expérimentaux à ceux du modèle, on constate que ce dernier reproduit les tendances observées de manière satisfaisante. Les paramètres utilisés peuvent cependant nécessiter une optimisation afin de s'approcher quantitativement des mesures expérimentales. Il est important de souligner que les 10 paramètres physiques utilisés (D^α , w^α) sont tirés de la bibliographie ([15, 16]) et les paramètres géométriques (r_i , f) sont déterminés expérimentalement à l'aide des images MEB. Les coefficients de diffusion, par exemple, peuvent varier selon la microstructure. Finalement, les écarts entre

les résultats expérimentaux et le modèle peuvent également s'expliquer par les différentes hypothèses effectuées, notamment l'axisymétrie, incompatible avec l'effet de 'direction privilégiée' constatée après un certain temps (Fig. 3f).

4 Conclusion

Cet article a présenté un mécanisme de diffusion spécifique du traitement thermique du Nb₃Sn menant à la formation des deux intermétalliques η et ϵ . Les vides de Kirkendall et les différentes phases en présence au cœur du sous-élément ont été identifiés à l'aide d'une analyse EDS et quantifiés à l'aide d'images BSE à différentes étapes du traitement thermique. Ces résultats ont servi de base à la construction d'un modèle de diffusion axisymétrique. Bien que relativement éloigné des mesures expérimentales, ce modèle reproduit de manière très satisfaisante la tendance de la cinétique des phases. Les résultats présentés sont obtenus en prenant des paramètres physiques tirés de la bibliographie, et des paramètres géométriques déterminés expérimentalement pouvant être optimisés. Un regard particulier peut être porté sur les coefficients de diffusion puisqu'ils dépendent de la microstructure des matériaux étudiés. Un autre aspect est la prise en compte de l'augmentation de la porosité dans les sous-éléments. Ces créations et disparitions de phases de densités différentes, ainsi que la présence de porosités au sein de sous-éléments, mènent naturellement à des déformations. Ces déformations ont été mises en évidence par les articles cités dans l'introduction. Ainsi, les résultats présentés dans cet article permettent d'introduire des déformations libres dans un modèle thermomécanique à l'échelle macroscopique. Ces phases créent des contraintes locales dans le brin. Il a été souligné dans la première partie qu'au bout de 72 heures, la phase η était orientée vers le centre du brin. Cette orientation privilégiée peut être une dépendance en contraintes de la cinétique de diffusion et donc un couplage contrainte-diffusion, non négligeable et qui ne peut finalement pas être modélisé avec l'hypothèse d'axisymétrie.

Références

- [1] J. A. Parrell, M. B. Field, Y. Zhang, S. Hong, Advances in Nb₃Sn Strand for Fusion and Particle Accelerator Applications, IEEE Transactions on applied superconductivity, Vol. 15, n°2, 2005.
- [2] J. A. Parrell, Y. Zhang, M. B. Field, M. Meinesz, Y. Huang, H. Miao, S. Hong, N. Cheggour, L. Goodric, Internal Tin Nb₃Sn Conductors Engineered for Fusion and Particle Accelerator Application, IEEE Transactions on applied superconductivity, Vol. 19, n°3, 2009.
- [3] X. Xu, A review and prospects for Nb₃Sn superconductor development, Supercond. Sci. Technol., 30 (2017) 093001 (20pp).
- [4] C. Tarantini, F. Kametani, S. Balachandran, S. M. Heald, L. Wheatley, C. R. M. Grovenor, M. P. Moody, Y.-F. Su, P. J. Lee, D. C. Larbalestier, Origin of the enhanced Nb₃Sn performance by combined Hf and Ta doping, Sci Rep 11, 17845 (2021).
- [5] C. Sanabria, A new understanding of the heat treatment of Nb-Sn superconducting wires, PhD, Florida State University, 2017.
- [6] B. ten Haken, A. Godeke, H. H. J. ten Kate, The strain dependence of the critical properties of Nb₃Sn conductors, Journal of Applied Physics, Vol. 85 n°6, 1999.
- [7] B. Bordini, L. Bottura, G. Mondonico, L. Oberli, D. Richter, B. Seeber, C. Senatore, E. Takala, D. Valentini, Extensive Characterization of the 1 mm PIT Nb₃Sn Strand for the 13-T FRESCA2 Magnet, IEEE Transactions on applied superconductivity, Vol. 22, n°3, 2012.

- [8] P. Ebermann, J. Bernardi, J. Fleiter, F. Lackner, F. Meuter, M. Pieler, C. Scheuerlein, D. Schoerling, F. Wolf, A. Ballarino, L. Bottura, D. Tommasini, F. Savary, M. Eisterer, Irreversible degradation of Nb₃Sn Rutherford cables due to transverse compressive stress at room temperature, *Supercond. Sci. Technol.*, 31 (2018) 065009 (10pp).
- [9] E. Rochepault, P. Ferracin, G. Ambrosio, M. Anerella, A. Ballarino, A. Bonasia, B. Bordini, D. Cheng, D. R. Dietderich, H. Felice, L. Garcia Fajardo, A. Ghosh, E. F. Holik, S. Izquierdo Bermudez, J. C. Perez, I. Pong, J. Schmalzle, M. Yu, Dimensional Changes of Nb₃Sn Rutherford Cables During Heat Treatment, *IEEE Transactions on applied superconductivity*, Vol. 26, n°4, 2016.
- [10] M. Durante, L. G. Fajardo, P. Ferracin, P. Manil, J. C. Perez, J.-M. Rifflet, F. Rondeaux, Geometrical Behavior of Nb₃Sn Rutherford Cables During Heat Treatment, *IEEE Transactions on applied superconductivity*, Vol. 26, n°4, 2016.
- [11] M. Michels, F. Lackner, C. Scheuerlein, A. C. Zurita, S. F. Troitino, N. Bourcey, F. Savary, D. Tommasini, Length Changes of Unconfined Nb₃Sn Rutherford Cables During Reaction Heat Treatment, *IEEE Transactions on applied superconductivity*, Vol. 29, n°5, 2019.
- [12] C. Scheuerlein, F. Lackner, F. Savary, B. Rehmer, M. Finn, C. Meyer, Thermomechanical Behavior of the HL-LHC 11 Tesla Nb₃Sn Magnet Coil Constituents During Reaction Heat Treatment, *IEEE Transactions on applied superconductivity*, Vol. 28, n°3, 2018.
- [13] C. Scheuerlein, M. Di Michiel, L. Thilly, F. Buta, X. Peng, E. Gregory, J. A. Parrell, I. Pong, B. Bordini, M. Cantoni, Phase transformations during the reaction heat treatment of Nb₃Sn superconductors, *Journal of Physics, Conference Series* 234 (2010) 022032
- [14] I. Pong, L.-R. Oberli, L. Bottura, Cu diffusion in Nb₃Sn internal tin superconductors during heat treatment, *Supercond. Sci. Technol.*, 26 (2013) 105002 (10pp)
- [15] Z. Mei, A. J. Sunwoo, J. W. Morris, Analysis of low-temperature intermetallic growth in copper-tin diffusion couples, *Metallurgical Transactions A*, 23, p. 857–864 (1992)
- [16] C. Sanabria, M. Field, P. J Lee, H. Miao, J. Parrell, D. C Larbalestier, Controlling Cu–Sn mixing so as to enable higher critical current densities in RRP[®] Nb₃Sn wires, *Superconductor Science and Technology*, Vol. 31, N. 6 (2018)