

Calcul du biais thermique dans une bobine de fibre optique par un modèle thermomécanique homogénéisé

P. Busnel^{1,2,*}, J. Pillon¹, F. Louf², M. Rattier¹, P.-A. Boucard²

¹ Exail, 78100 Saint-Germain-en-Laye, France. {pierre.busnel, jeremie.pillon, maxime.rattier}@exail.com

² Université Paris-Saclay, CentraleSupélec, ENS Paris-Saclay, CNRS, LMPS - Laboratoire de Mécanique Paris-Saclay, 91190, Gif-sur-Yvette, France. {pierre.busnel, francois.louf, pierre-alain.boucard}@ens-paris-saclay.fr

Résumé — Les Gyromètres à Fibre Optique (FOG) sont intégrés dans des centrales inertielles de haute performance. La pièce maîtresse de ce type de capteur est une bobine de fibre optique dont les déformations, d'origine thermique notamment, peuvent générer un biais de mesure. Des modélisations numériques fines, mais coûteuses, permettent d'estimer ce biais et ainsi d'optimiser la conception de la structure bobinée (matériaux et géométrie). L'objectif de ce travail est de proposer un modèle homogénéisé de bobinage et d'évaluer sa pertinence au regard des quantités d'intérêt nécessaires au calcul du biais.

Mots clés — Gyromètre à Fibre Optique (FOG), Homogénéisation, Thermomécanique, Optique.

1 Introduction

Les gyroscopes à fibre optique (Fiber Optic Gyroscopes - FOG) sont des capteurs de vitesse angulaire de haute précision largement utilisés pour la conception de centrales inertielles en raison, notamment, de leur excellente sensibilité. Leur principe de fonctionnement est fondé sur un effet relativiste appelé l'effet Sagnac [1]. Un signal lumineux séparé en deux est envoyé dans chaque extrémité d'une bobine de fibre optique. Ces deux signaux contrapropagatifs sont ensuite recombinaés en sortie de bobine et interfèrent. La différence de phase entre les deux signaux est alors proportionnelle à la vitesse de rotation de la bobine autour de son axe [2].

La déformation induite par une variation de température dans la bobine entraîne une perturbation du trajet optique des deux signaux, ce qui génère un déphasage [3] et donc une erreur de mesure de la vitesse de rotation. On distingue l'effet Shupe [4], qui intervient lors d'une variation temporelle du gradient de température, et l'effet Mohr [5], qui est du à l'inhomogénéité des déformations dans la bobine, même pour un champ de température homogène. En pratique, le biais d'origine thermique est quasi-exclusivement causé par l'effet Mohr. On caractérise ce biais *via* le coefficient Mohr, que l'on définit à partir de l'erreur angulaire $\Delta\theta^{th}$ causée par un champ de température ΔT [6] :

$$M(T) = \frac{\Delta\theta^{th}}{\langle\Delta T\rangle} = \frac{n(T)}{4A(T)} \int_0^{\frac{L}{2}} (L-2s) (\alpha_\phi(s, T) - \alpha_\phi(L-s, T)) ds \quad (1)$$

où L et n sont respectivement la longueur et l'indice de la fibre, A est l'aire Sagnac, *i.e.* l'aire de la surface engendrée par le trajet des signaux, et α_ϕ le coefficient de dépendance thermique de la phase accumulée :

$$\alpha_\phi = \frac{\partial n}{\partial \varepsilon_{ij}} \frac{\partial \varepsilon_{ij}}{\partial T} + n \frac{\partial \varepsilon_{\theta\theta}}{\partial T}$$

Le calcul du coefficient Mohr requiert donc la connaissance du tenseur de déformation $\underline{\underline{\varepsilon}} = \varepsilon_{ij}$ le long de la fibre. À cet effet, un modèle numérique éléments finis a été proposé dans [6, 7]. Ce modèle axisymétrique permet d'obtenir les déformations engendrées par une variation de température homogène. Les résultats obtenus permettent de montrer que l'influence des déformations radiales ε_{rr} et axiales ε_{zz} est négligeable devant celle de la déformation $\varepsilon_{\theta\theta}$. Ainsi cette dernière permet à elle seule une approximation très satisfaisante du coefficient Mohr. Cette simulation nécessite cependant un temps de résolution conséquent pour chaque bobine étudiée.

En effet, la bobine est composée de 4 matériaux différents : la gaine et le coeur de la fibre, tous deux assimilés à la silice pure, deux revêtements (primaire et secondaire) en polymère et la résine qui colle les spires de fibre entre elles. Le maillage utilisé doit donc être suffisamment fin pour représenter correctement ces différents constituants, ce qui mène à un nombre de degrés de libertés important au vu des quelques milliers de spires que contient la bobine. De plus, le revêtement secondaire et la résine ont des températures de transition vitreuse dans la plage d'utilisation des centrales inertielles : leurs caractéristiques mécaniques y varient donc de manière notable [6]. Cela nécessite de résoudre le problème sur toute la gamme de température d'utilisation du FOG. Sur une gamme de température typique variant entre -30°C et 80°C , un tel calcul peut prendre jusqu'à 7h.

On cherche donc un modèle plus simple permettant de calculer à moindre coût les déformations de la bobine, et donc le biais de mesure, sous un chargement thermique. Un modèle rapide permettrait notamment de caractériser l'influence des différents paramètres matériaux et géométriques des constituants de la fibre, ainsi que des différentes manières possibles de bobiner la fibre.

Pour cela, une homogénéisation du comportement thermomécanique de la bobine est proposée. En effet, les résultats du modèle éléments finis obtenus dans [6] montrent que le champ de déformation orthoradiale $\varepsilon_{\theta\theta}$ est très régulier dans la bobine. L'utilisation d'un modèle homogène permet de se passer d'une représentation géométrique fine de chaque composant et d'utiliser un maillage grossier pour la résolution numérique afin de réduire considérablement les coûts de calcul.

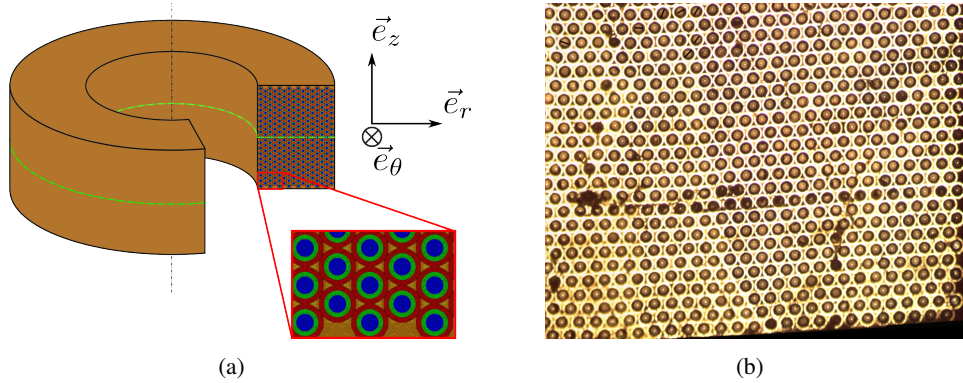


FIGURE 1 – (a) Schéma d'une bobine et (b) vue partielle d'une coupe orthoradiale

2 Homogénéisation du comportement thermomécanique de la bobine

2.1 Rappels sur la méthode d'homogénéisation périodique

Le nombre de spires d'une bobine classiquement utilisée pour un FOG est de quelques milliers, ce qui induit une séparation des échelles locale (diamètre d'une fibre) et globale (épaisseur de la bobine). De plus, le bobinage manuel des bobines permet d'obtenir une structure très régulière, *c.f.* Figure 1(b), que l'on peut modéliser par un empilement hexagonal compact des fibres (Figure 1(a)). Une homogénéisation périodique de la bobine est donc envisagée, afin de pouvoir utiliser le Volume Élémentaire Représentatif (VER) le plus petit possible, présenté Figure 2.

En définissant $\underline{\underline{\varepsilon}}$, $\underline{\underline{\sigma}}$ les tenseurs de déformation et de contrainte à l'échelle locale, et $\underline{\underline{E}} = \langle \underline{\underline{\varepsilon}} \rangle_{VER}$ et $\underline{\underline{\Sigma}} = \langle \underline{\underline{\sigma}} \rangle_{VER}$ leurs moyennes respectives sur le VER, on cherche le comportement homogénéisé \mathbb{K}_h tel que :

$$\underline{\underline{\Sigma}} = \mathbb{K}_h : \underline{\underline{E}} \quad (2)$$

On utilise pour cela le lemme de Hill [8], qui énonce la conservation de l'énergie élastique entre les deux échelles :

$$\langle \underline{\underline{\sigma}} : \underline{\underline{\varepsilon}} \rangle_{VER} = \underline{\underline{\Sigma}} : \underline{\underline{E}}$$

On commence par imposer sur le bord du VER un déplacement \underline{u} périodique : entre deux points M et N du bord en face l'un de l'autre, (*c.f.* Figure 2), on impose $\underline{u}(M) - \underline{u}(N) = \underline{\underline{\varepsilon}}_0 \cdot (M - N)$ où $\underline{\underline{\varepsilon}}_0$ est

une déformation connue. On peut alors montrer par le théorème de la divergence que la moyenne des déformations dans le VER est égale à cette déformation $\underline{\underline{\varepsilon}}_0$, i.e. $\underline{\underline{E}} = \underline{\underline{\varepsilon}}_0$. La définition (2) du comportement homogénéisé \mathbb{K}_h est alors $\underline{\underline{\Sigma}} = \mathbb{K}_h : \underline{\underline{\varepsilon}}_0$

La méthode d'homogénéisation consiste donc à trouver une famille libre de tenseurs $\underline{\underline{\varepsilon}}_0$ puis à imposer les déplacements correspondants dans un modèle numérique du VER, dont la résolution permet l'obtention des contraintes locales $\underline{\underline{\sigma}}$ et de leur moyenne $\underline{\underline{\Sigma}}$. La matrice de \mathbb{K}_h est alors identifiée via la relation de comportement homogénéisé Éq. (2).

Ce raisonnement peut être étendu à la détermination du coefficient d'expansion thermique homogénéisé $\underline{\underline{\alpha}}_h$, en appliquant cette fois un chargement thermique ΔT et une déformation $\underline{\underline{\varepsilon}}_0$ nulle. La déformation homogénéisée d'origine thermique s'écrit $\underline{\underline{E}}^{th} = \underline{\underline{\alpha}}_h \Delta T$ et la déformation totale dans le VER se décompose alors de la manière suivante :

$$\begin{aligned}\underline{\underline{E}} &= \underline{\underline{E}}^{el} + \underline{\underline{E}}^{th} \\ &= \mathbb{K}_h^{-1} : \underline{\underline{\Sigma}} + \underline{\underline{\alpha}}_h \Delta T\end{aligned}$$

Comme $\underline{\underline{E}} = \underline{\underline{\varepsilon}}_0 = \underline{\underline{0}}$, on trouve $\underline{\underline{\alpha}}_h$ à partir du comportement homogénéisé \mathbb{K}_h précédemment identifié et de la contrainte moyenne $\underline{\underline{\Sigma}}$. Celle-ci est obtenue par la résolution numérique sur le VER du problème posé par l'imposition de conditions aux limites périodiques avec $\underline{\underline{\varepsilon}}_0 = \underline{\underline{0}}$ et d'un chargement thermique homogène ΔT .

En pratique, on impose la contrainte thermique $\underline{\underline{\sigma}}^{th} = \mathbb{K}_i : \underline{\underline{\alpha}}_i \Delta T$ induite par ce champ de température dans chaque matériau i de coefficient d'expansion thermique $\underline{\underline{\alpha}}_i$ et de matrice de comportement \mathbb{K}_i .

Le problème à résoudre consiste donc à trouver un déplacement admissible $\underline{\underline{u}}$ tel que :

$$div(\mathbb{K}_i : \underline{\underline{\nabla}}^s \underline{\underline{u}}) = div(\underline{\underline{\sigma}}^{th})$$

où $\underline{\underline{\nabla}}^s$ est le gradient symétrique et $\underline{\underline{u}}$ le déplacement.

Après résolution, la contrainte moyenne $\underline{\underline{\Sigma}}$ se trouve en retranchant la partie thermique de la contrainte :

$$\underline{\underline{\Sigma}} = \langle \underline{\underline{\sigma}} \rangle_{VER} = \langle \mathbb{K}_i : \underline{\underline{\nabla}}^s \underline{\underline{u}} - \underline{\underline{\sigma}}^{th} \rangle_{VER}$$

On obtient ainsi la matrice des coefficients d'expansion thermique $\underline{\underline{\alpha}}_h$ à partir de l'équation (3) :

$$\underline{\underline{\alpha}}_h = \frac{1}{\Delta T} \mathbb{K}_h^{-1} : \underline{\underline{\Sigma}} \quad (3)$$

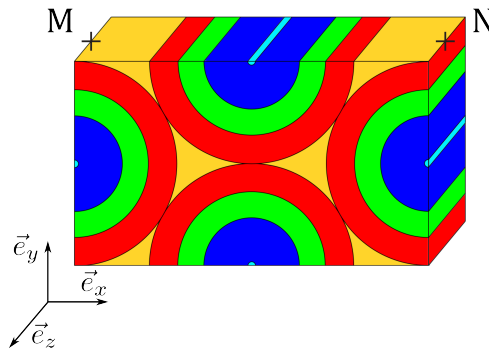


FIGURE 2 – Volume Élémentaire Représentatif : le coeur et la gaine en silice sont en cyan et en bleu, les revêtements primaires et secondaires en vert et rouge respectivement, et la résine en jaune

2.2 Mise en oeuvre de l'homogénéisation

La modélisation numérique du VER est réalisée sur le solveur éléments finis CAST3M [9]. Bien que le modèle homogène soit par la suite uniquement utilisé dans un cadre axisymétrique, l'identification du comportement homogénéisé est réalisée sur une modélisation cartésienne à trois dimensions, ce qui permet l'utilisation d'une famille libre de $\underline{\underline{\varepsilon}}_0$ triviale (tenseurs symétriques à une unique composante

non nulle). Le VER étant infiniment périodique dans la direction \underline{e}_z , le maillage ne nécessite qu'un seul élément dans la profondeur.

Chacun des quatre matériaux est modélisé par un comportement élastique linéaire isotrope, dont les caractéristiques à 20 °C sont données dans le Tableau 1. Les dimensions géométriques de la fibre utilisées sont données Tableau 2.

TABLE 1 – Propriétés thermomécaniques des matériaux de la bobine à $T = 20^\circ\text{C}$

	E (MPa)	ν	α ($10^{-6}K^{-1}$)
Silice	$74 \cdot 10^3$	0.17	0.55
Revêtement primaire	1.2	0.498	660
Revêtement secondaire	950	0.33	40
Résine	$3 \cdot 10^3$	0.33	40

TABLE 2 – Caractéristiques géométriques des composants de la fibre

	Coeur	Gaine	Revêtements
Rayon (μm)	3	40	85

L'identification de $\underline{\mathbb{K}}_h$ nécessite 6 calculs, en variant $\underline{\varepsilon}_0$, et celle de $\underline{\alpha}_h$ un calcul avec ΔT non nul. Ceci est réalisé en parallèle pour les différentes températures testées.

En utilisant la notation de Voigt, les matrices $\underline{\mathbb{K}}_h$ et $\underline{\alpha}_h$ identifiées peuvent se mettre (conformément aux symétries du VER et au bruit numérique près) sous la forme suivante :

$$\underline{\mathbb{K}}_h = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{11} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{13} & C_{13} & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{C_{11}-C_{12}}{2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{55} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{55} \end{bmatrix} \quad (4)$$

$$\underline{\alpha}_h = \begin{bmatrix} \alpha_x & 0 & 0 \\ 0 & \alpha_x & 0 \\ 0 & 0 & \alpha_z \end{bmatrix} \quad (5)$$

On identifie donc un comportement isotrope transverse d'axe \underline{e}_z . Les valeurs des paramètres identifiés sont données à 20 °C dans le Tableau 3. Les axes \underline{e}_x , \underline{e}_y et \underline{e}_z du VER correspondent dans le repère de la bobine aux axes \underline{e}_{rr} , \underline{e}_{zz} et $\underline{e}_{\theta\theta}$ respectivement.

TABLE 3 – Propriétés thermomécaniques homogénéisées de la bobine à $T = 20^\circ\text{C}$

Repère VER	E_x (MPa)	E_z (GPa)	ν_{xy}	ν_{xz}	G_{xz} (MPa)	α_x ($10^{-6}K^{-1}$)	α_z ($10^{-6}K^{-1}$)
	326.8	15.69	0.6650	0.3375	152.5	195.8	2.430
Repère bobine	E_r (MPa)	E_θ (GPa)	ν_{rz}	$\nu_{r\theta}$	$G_{r\theta}$ (MPa)	α_r ($10^{-6}K^{-1}$)	α_θ ($10^{-6}K^{-1}$)

3 Validation du modèle homogène

Le modèle homogène identifié peut être utilisé afin d'estimer le coefficient Mohr d'une bobine sous chargement thermique. On implante pour cela le comportement homogénéisé dans un modèle éléments finis de la bobine, puis on calcule le coefficient Mohr avec l'équation (1) en intégrant les déformations le long de la fibre. Afin de valider le modèle homogène, un modèle dit "complet" et utilisé pour la comparaison. Ce modèle représente toute la géométrie et les matériaux de la bobine, avec donc un maillage fin et un temps de calcul important. Afin de réduire la taille du problème à résoudre, la symétrie de la bobine (c.f. Figure 1(a)) est utilisée et seulement la moitié supérieure de la bobine est modélisée.

L'étude des bobines par tomographie [10] a permis de montrer que la structure d'une bobine ordonnée était quasi-uniforme sur la grande majorité de la bobine. Seul un secteur angulaire d'environ 10% du tour se distingue par la présence d'irrégularités dues notamment aux changements de couches. L'hypothèse d'axisymétrie est donc raisonnable.

3.1 Mise en œuvre numérique

Les deux modèles sont mis en œuvre dans le solveur éléments finis CAST3M. Le modèle complet est construit par un empilement hexagonal compact des spires, en utilisant un modèle isotrope pour chacun des matériaux (silice, revêtements et résine). Un maillage fin est nécessaire pour représenter la géométrie des différents matériaux, ce qui aboutit à des problèmes de l'ordre de quelques millions de degrés de liberté. Le modèle homogène est lui implémenté sur un maillage bien plus grossier composé de 6 éléments triangulaires par fibre. Un maillage encore plus grossier pourrait être utilisé sans perte notable d'information, mais l'utilisation d'un maillage dont les noeuds passent au centre des fibres simplifie l'extraction de la déformation orthoradiale. Ces maillages comportent quelques milliers de degrés de liberté seulement.

3.2 Résultats

La performance en terme de prédiction du coefficient Mohr des deux modèles est comparée sur différentes architectures de bobine. Trois de ces géométries sont ici présentées et décrites dans le Tableau 4. Les bobines sont décrites par leur diamètre interne D , par leur nombre de couches N_R (direction radiale) et par leur nombre de tours par couche N_Z (direction axiale). Le temps de calcul pour les trois bobines est d'une vingtaine d'heure pour le modèle complet et seulement quelques minutes pour le modèle homogène. De plus, le modèle homogène est beaucoup plus léger (moins de 2Go de mémoire nécessaire pour la bobine la plus grande) ce qui facilite grandement son utilisation.

TABLE 4 – Caractéristiques géométriques des bobines étudiées

	D (mm)	N_R	N_Z
Bobine 32	32	48	65
Bobine 40	40	24	88
Bobine 85	85	60	54

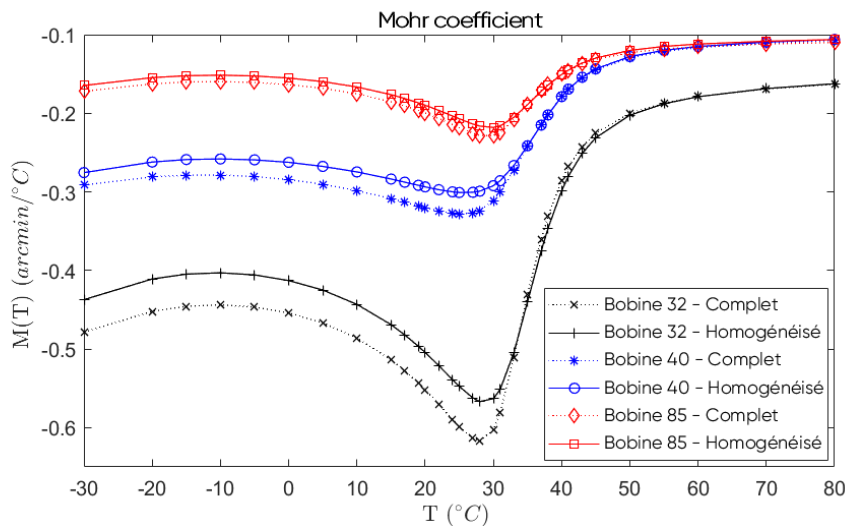


FIGURE 3 – Coefficient Mohr calculé par le modèle complet et homogène pour trois géométries de bobine

Les coefficients Mohr calculés pour ces trois bobines par les deux modèles proposés sont présentés sur la Figure 3. On y remarque que l'erreur d'homogénéisation décroît avec le diamètre de la bobine.

Le cas le plus défavorable (*i.e.* la bobine 32) a une erreur relative inférieure à 10%. On remarque également que cette erreur est localisée sous la température de transition vitreuse des deux revêtements de la fibre. Ceci peut s'expliquer par la plus grande hétérogénéité des paramètres thermomécaniques avant la transition vitreuse. Afin de mieux comprendre l'origine de l'écart entre les deux modèles, un calcul est lancé avec un modèle homogène mais sur le maillage fin utilisé pour le modèle complet, ce qui permet de s'abstraire de l'erreur de discrétisation. On peut ainsi tracer la différence entre la déformation orthoradiale issue du modèle complet, $\epsilon_{\theta\theta}^{comp}$ et celle issue du modèle homogénéisé $\epsilon_{\theta\theta}^{homo}$ pour différentes géométries et températures. La Figure 4 montre pour plusieurs températures l'erreur e définie comme :

$$e = \frac{|\epsilon_{\theta\theta}^{comp} - \epsilon_{\theta\theta}^{homo}|}{\|\epsilon_{\theta\theta}^{comp}\|_{\infty}}$$

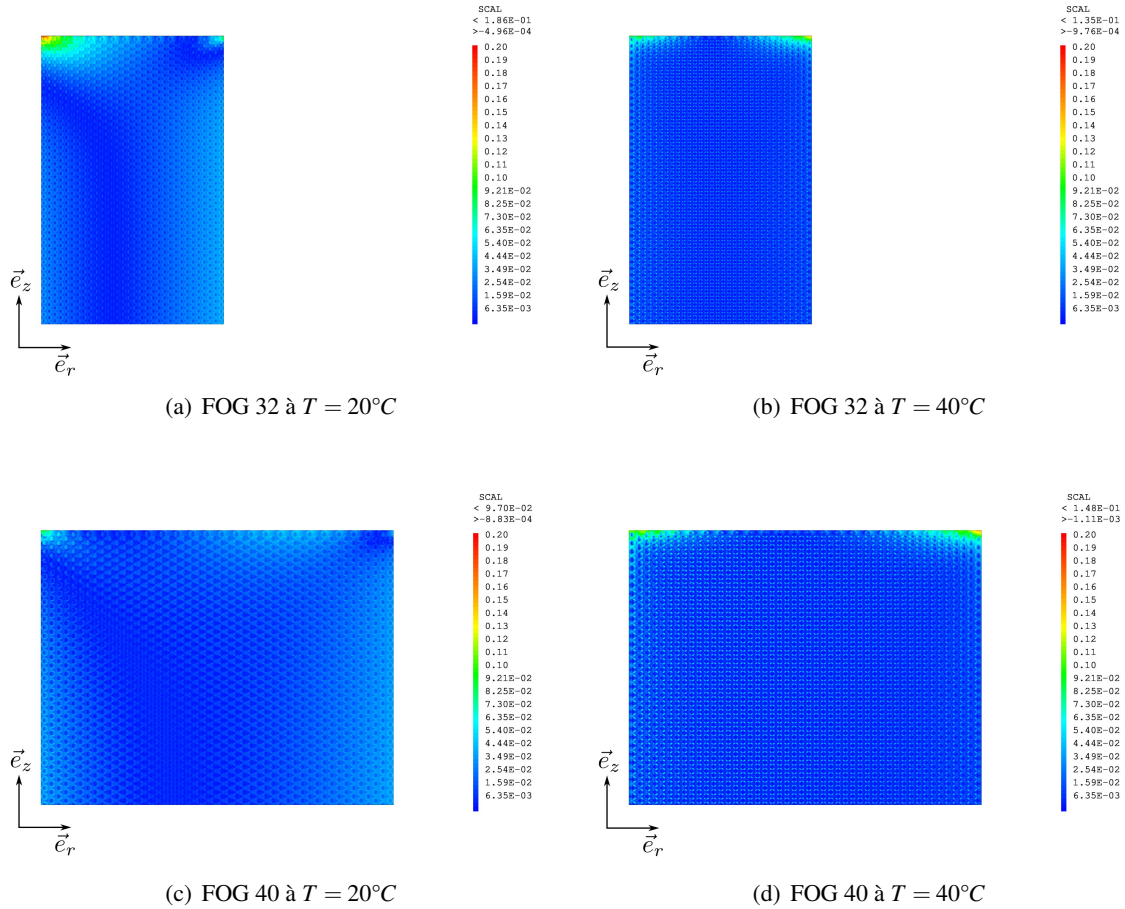


FIGURE 4 – Erreur de déformation orthoradiale e pour la bobine 32 et la bobine 40 avant et après la température de transition. Le calcul est symétrique, seule la moitié supérieure de la coupe de la bobine est représentée.

On remarque ainsi que l'erreur est localisée différemment avant et après la température de transition. Cela affecte notablement le coefficient Mohr, car l'intégrande dans (1) est proportionnelle à $L - 2s$, *i.e.* à la distance du point milieu de la fibre. Or, les bobines étudiées utilisent un bobinage quadripolaire [11], qui place le centre de la fibre ($s = \frac{L}{2}$) sur le rayon intérieur de la bobine et les deux extrémités ($s = 0$ et $s = L$) sur le rayon extérieur. Ainsi une erreur de déformation orthoradiale sur les couches intérieures influence beaucoup moins sur le coefficient Mohr que la même erreur située sur les couches extérieures. L'erreur constatée entre les deux modèles sur le coefficient Mohr en dessous de la température de transition peut donc s'expliquer par la présence d'une erreur sur la déformation orthoradiale au niveau des dernières couches.

4 Exploitation du modèle homogénéisé

Le modèle homogénéisé obtenu peut désormais être utilisé afin d'estimer le coefficient Mohr de bobines différentes. Le maillage utilisé dans le modèle homogène ne nécessitant que peu de mémoire, de nombreuses géométries peuvent être évaluées en parallèle. Un ensemble de 1000 géométries de bobine différentes a été créé en faisant varier le diamètre D de 20 mm à 170 mm, le nombre de couches N_R de 16 à 92 et le nombre de spires par couche N_Z de 30 à 120.

Afin de fournir aux concepteurs de gyroscopes un outil simple permettant une estimation rapide du coefficient Mohr d'une bobine, une formule approchée du Mohr en fonction des caractéristiques géométriques de la bobine est proposée. La dépendance du coefficient Mohr aux paramètres géométriques peut en partie s'expliquer par un raisonnement analytique [2]. On peut ainsi montrer que, pour un champ de température homogène, la différence de déformation orthoradiale entre deux couches successives est inversement proportionnelle au diamètre de la bobine. Or le bobinage quadripolaire utilisé a pour but de placer les points symétriques s et $L - s$ sur deux couches successives. La différence $\alpha_\phi(s, T) - \alpha_\phi(L - s, T)$ qui apparaît dans l'intégrale du coefficient Mohr (1) est donc également inversement proportionnelle à D . On peut également remarquer que l'augmentation du nombre de spires par couche N_Z ne modifie que très peu le gradient de déformation, qui est principalement radial, tout en allongeant la distance de fibre L , ce qui se traduit par une augmentation linéaire du coefficient Mohr.

Au vu des considérations précédentes, et en utilisant les données numériques générées, une formule approchée du coefficient Mohr peut se chercher sous la forme :

$$\tilde{M}_T = (a_T \times N_Z + b_T) \frac{N_R^{c_T}}{D} \quad (6)$$

Les coefficients a_T , b_T et c_T sont obtenus pour différentes températures T par optimisation afin de réduire l'écart aux données. Les résultats obtenus par la formule sont présentés Figure 5.

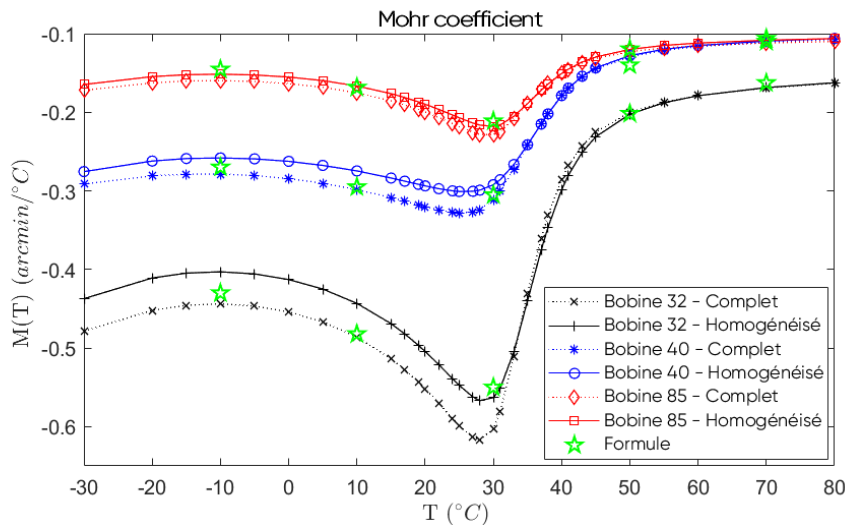


FIGURE 5 – Coefficient Mohr calculé par le modèle complet, homogène et par la formule (6)

5 Conclusion

Un modèle homogénéisé du comportement thermomécanique de la bobine a été proposé, permettant une réduction significative du temps de calcul nécessaire à la détermination du coefficient Mohr. Ce modèle est particulièrement efficace sur des bobines de grand diamètre, qui ont souvent un grand nombre de spires et donc un maillage de taille conséquente.

Afin de réduire l'erreur commise par l'utilisation du modèle homogène, notamment sur des bobines de faible diamètre, un modèle mixte est envisagé. En mélangeant le modèle complet dans les zones où l'erreur d'homogénéisation est importante et le modèle homogène ailleurs, un compromis entre la rapidité de calcul et la justesse du résultat obtenu peut être trouvé.

Références

- [1] G. Sagnac. *L'éther lumineux démontré par l'effet du vent relatif d'éther dans un interféromètre en rotation uniforme*, C. R. Acad. Sci., 157 : 708-710, 1913.
- [2] H. Lefèvre. *The Fiber-Optic Gyroscope, Third Edition*, Artech House, 2022.
- [3] N. Lagakos, J.A. Bucaro, J. Jarzynski. *Temperature-induced optical phase shifts in fibers*, Appl Opt., 20(13) :2305-8, 1981.
- [4] D. M. Shupe. *Thermally induced nonreciprocity in the fiber-optic interferometer*, Appl. Opt., 19(5) :645-655, 1980.
- [5] F. Mohr et F. Schadt. *Error signal formation in FOGs through thermal and elasto-optical environmental influences on the sensing coil*, Symposium Gyro Technology, vol. 13, n° 20, p. 2-2, 2011.
- [6] J. Pillon, F. Louf, H. Boiron, M. Rattier, E. Peter, P.-A. Boucard, H. Lefèvre. *Thermomechanical analysis of the effects of homogeneous thermal field induced in the sensing coil of a fiber-optic gyroscope*, Finite Elements in Analysis and Design, vol. 212, p. 103826, 2022.
- [7] J. Pillon, H. Boiron, F. Louf, E. Peter, M. Rattier, P.-A. Boucard, H. Lefèvre. *Numerical model of optical-fiber gyroscope coil under homogeneous thermal field*, 14th World Congress on Computational Mechanics, ECCOMAS Congress 2020, 2021.
- [8] R. Hill. *The essential structure of constitutive laws for metal composites and polycrystals*, Journal of the Mechanical and Physics of Solids, 15 :79-95, 1967.
- [9] CAST3M, www-cast3m.cea.fr .
- [10] J. Pillon, M. Collignon, M. Rattier ; F. Louf ; E. Peter ; P.-A. Boucard, H. Lefèvre. *Three-Dimensional Topological Reconstruction of the Sensing Coil of a Fiber-Optic Gyroscope Using X-Ray Computed Tomography*, Journal of Lightwave Technology, vol. 39, no. 14, pp. 4861-4872, 2021.
- [11] N. J., Frigo. *Compensation of linear sources of non-reciprocity in Sagnac interferometers*, Fiber Optic and Laser Sensors I, Vol. 412, pp. 268-271, 1983.