



Amélioration de la Convection Thermomagnétique par Ajout d'un Aimant Auxiliaire

Sleimane Nasser El Dine, Xavier Mininger, Caroline Nore

► To cite this version:

Sleimane Nasser El Dine, Xavier Mininger, Caroline Nore. Amélioration de la Convection Thermomagnétique par Ajout d'un Aimant Auxiliaire. 4ème Symposium de Génie Électrique (SGE 2021), Jul 2021, Nantes, France. hal-03324165

HAL Id: hal-03324165

<https://centralesupelec.hal.science/hal-03324165>

Submitted on 23 Aug 2021

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.

Amélioration de la Convection Thermomagnétique par Ajout d'un Aimant Auxiliaire

Sleimane Nasser El Dine¹, Xavier Mininger¹, Caroline Nore²

¹Université Paris-Saclay, CentraleSupélec, CNRS, Laboratoire de Génie Electrique et Electronique de Paris, 91192, Gif-sur-Yvette, France.

¹Sorbonne Université, CNRS, Laboratoire de Génie Electrique et Electronique de Paris, 75252, Paris, France
Sleimane.Nassereldine@geeps.centralesupelec.fr, Xavier.Mininger@geeps.centralesupelec.fr

²Université Paris-Saclay, CNRS, LIMSI, 91400 Orsay, France
Caroline.Nore@limsi.fr

RESUME – Ces travaux s'intéressent à la possibilité d'utiliser un ferrofluide pour l'évacuation de la chaleur liée aux pertes d'un système électromagnétique. Le système simple étudié ici est un solénoïde immergé dans un ferrofluide, auquel est ajouté un aimant en forme d'anneau entourant le dispositif. L'objectif principal est d'analyser dans quelle mesure l'addition du champ magnétique statique de l'aimant permet d'améliorer le transfert thermique. Les approches numérique et expérimentale pour l'étude de ce couplage entre magnétostatique, thermique et écoulement de fluide sont décrites. Le modèle numérique s'appuie sur la méthode des éléments finis en géométrie axisymétrique. Les résultats numériques et expérimentaux montrent que l'addition du champ de l'aimant à celui du solénoïde impacte la distribution des forces magnétiques. En conséquence, l'écoulement du ferrofluide autour du solénoïde est modifié, et l'évacuation de la chaleur peut dans certaines configurations être améliorée.

Mots-clés – Ferrofluide, convection thermomagnétique, refroidissement, méthode des éléments finis, force magnétique

1. INTRODUCTION

Afin de refroidir les transformateurs de puissance, ces derniers peuvent être plongés dans un bain d'huile améliorant entre autres l'évacuation de la chaleur due aux pertes du système. Des études ont montré que des huiles végétales naturelles ou synthétiques apparaissent comme une alternative prometteuse aux huiles minérales, dont la pérennité à moyen terme n'est pas assurée. Des chercheurs ont étudié l'impact de l'insertion de particules ferromagnétiques dans ces huiles végétales sur les performances du refroidissement, modifiées d'une part par le changement des propriétés du fluide, mais aussi par la présence d'une force magnétique s'appliquant sur les particules. Ces fluides magnétiques, appelés ferrofluides, sont donc des suspensions colloïdales de particules monodomaines ferromagnétiques, comme la magnétite, placées dans un liquide porteur non magnétique [1]. Un surfactant couvrant ces particules évite leur agglomération.

Sous l'action d'un champ magnétique extérieur, l'aimantation des particules en suspension dans le fluide s'aligne avec les lignes du champ. La force magnétique qui s'exerce sur ces particules a alors tendance à attirer vers le solénoïde les parties froides du ferrofluide, plus perméables au champ magnétique [2]. En se rapprochant de la bobine, le fluide se réchauffe et son aimantation diminue. La dépendance entre la magnétisation du ferrofluide et le champ magnétique est exprimée par la théorie de Langevin pour un matériau magnétique linéaire [3] :

$$\mathbf{M} = \chi(T)\mathbf{H}, \quad (1)$$

où $\mathbf{M}$ est la magnétisation du ferrofluide, T la température, et $\mathbf{H}$ le champ magnétique. χ est la susceptibilité magnétique du

ferrofluide et dépend de plusieurs paramètres :

$$\chi(T) = \frac{\phi\mu_0\pi d^3 M_{s,p}^2(T)}{18k_B T}, \quad \frac{M_{s,p}(T)}{M_0} = 1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^{\frac{3}{2}}, \quad (2)$$

où ϕ est la fraction volumique des particules magnétiques, μ_0 la perméabilité magnétique du vide, d le diamètre moyen des particules, $M_{s,p}(T)$ la magnétisation des particules dépendant de la température, k_B la constante de Boltzmann, M_0 la magnétisation des particules à la saturation et à 0K, et T_c la température de Curie du matériau magnétique (ferrite de cobalt pour cette étude). Une force magnétique s'ajoute alors à la force thermique de Boussinesq. Cette force magnétique peut être modélisée par l'expression de Kelvin qui, dans l'hypothèse où $\mathbf{M}$ et $\mathbf{H}$ sont colinéaires, peut se mettre sous la forme [4] :

$$\mathbf{F} = \mu_0(\chi(T) - \chi(T_0))\nabla \frac{H^2}{2}, \quad (3)$$

où $H = \|\mathbf{H}\|$, et $\chi(T_0)$ est la susceptibilité magnétique du ferrofluide à la température extérieure T_0 .

Cette force entraîne l'apparition d'une convection qui s'ajoute à la convection naturelle du fluide, et qui n'est présente qu'à la condition d'avoir la présence simultanée d'un gradient de champ magnétique et d'un gradient de température. Cette convection magnétothermique a pour conséquence une modification de l'écoulement autour du système électromagnétique qui peut, dans certaines configurations, améliorer le transfert thermique avec l'environnement [5]. Ainsi, l'ajout d'une pompe mécanique pour faire circuler le fluide pourrait être évité. L'étude proposée s'intéresse à l'impact de l'ajout d'un aimant annulaire placé à l'extérieur du dispositif sur le refroidissement. Différentes configurations ont été analysées à l'aide du modèle numérique avec, comme paramètres, la position de l'aimant et l'orientation de son aimantation rémanente [6]. La première partie de cet article présentera le dispositif expérimental et le modèle régissant le couplage multiphysique. Dans la deuxième partie, des mesures expérimentales seront comparées aux résultats de la simulation numérique pour valider l'apport de l'aimant dans le refroidissement du système.

2. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL ET COUPLAGE MULTIPHYSIQUE

Le système étudié est un solénoïde en cuivre immergé dans un ferrofluide à base de ferrite de cobalt. Il est placé dans une cuve en aluminium, fermée par le dessus par un bouchon de PVC comme le montre la figure 1. Un aimant torique de section carrée est placé contre la cuve, pour étudier l'impact du champ

extérieur fourni par ce dernier. Les dimensions du dispositif expérimental sont données dans le tableau 1. Le ferrofluide utilisé est considéré comme étant un fluide Newtonien incompressible, homogène et continu.

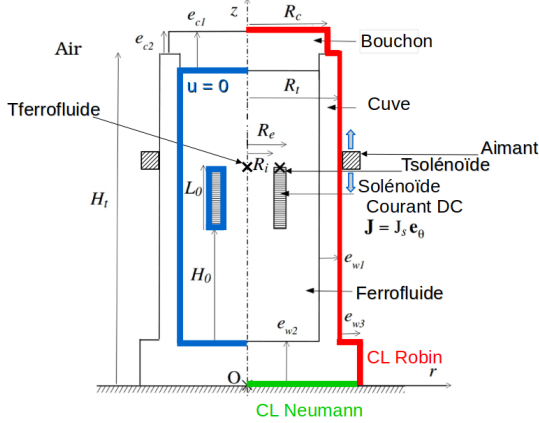


Fig. 1. Dispositif expérimental, hauteur de la cuve $H_t = 12,5 \text{ cm}$

Paramètre	H_t	R_t	e_{w1}	e_{w2}	e_{w3}	H_0
Valeur (cm)	12,5	3,1	1	2	1	3,9
Paramètre	L_0	R_i	R_e	R_c	e_{c1}	e_{c2}
Valeur (cm)	2,1	0,8	1,175	2,6	2	1

Tableau 1. Dimensions du dispositif expérimental

Les équations de Navier-Stokes décrivant le mouvement du fluide s'expriment par :

$$\begin{cases} \nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \\ \rho_l \frac{D\mathbf{u}}{Dt} + \nabla p - \nabla \cdot \mathbf{e}(T, \mathbf{u}) = \rho_l \beta g(T - T_0) \mathbf{e}_z + \mathbf{F}, \end{cases} \quad (4)$$

où $\mathbf{u}$ est le vecteur vitesse, $\frac{D}{Dt}$ la dérivée matérielle, p la pression, $\mathbf{e}(T, \mathbf{u}) = \eta(T)(\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T)$ avec η la viscosité dynamique (variant en $\eta(T) = Af(\phi) \exp(BT^{-1})$ avec $A = 1,3 \times 10^{-6} \text{ Pa.s}$, $B = 3,1 \times 10^3 \text{ K}$ et $f(\phi)$ donné par le modèle de Rosensweig (voir [4], p. 105), ρ_l la densité, β le coefficient d'expansion thermique, et g l'accélération de pesanteur. Les deux termes à droite de l'équation de la quantité de mouvement sont respectivement la force de Boussinesq et la force magnétique.

Le transfert de chaleur dans le ferrofluide et avec le milieu extérieur est décrit par l'équation d'énergie :

$$\rho_l C_p \frac{DT}{Dt} = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + Q, \quad (5)$$

où C_p est la capacité calorifique à pression constante, λ la conductivité thermique et Q la source de chaleur volumique dissipée par effet Joule dans le cuivre et donnée par $\frac{1}{\sigma} J_s^2$ (où σ est la conductivité électrique du cuivre, et J_s la densité de courant dans le solénoïde).

Le champ magnétique appliqué est statique et la magnétisation du ferrofluide est supposée instantanément alignée avec le champ magnétique. Les équations de la magnétostatique sont données par :

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}, \quad \nabla \cdot (\mu \mathbf{H}) = 0, \quad \mu = \mu_0(1 + \chi(T_0)), \quad (6)$$

où $\mathbf{J} = J_s \mathbf{e}_\theta$ et μ est la perméabilité magnétique du ferrofluide. Pour le calcul numérique magnétique, une couche d'air est ajoutée autour de la cellule d'essai pour assurer la fermeture des lignes du champ magnétique. La condition limite magnétique imposée sur les parois de l'air est $\mathbf{A} \times \mathbf{n} = \mathbf{0}$, $\mathbf{A}$ étant le potentiel vecteur magnétique, et une condition de non glissement $\mathbf{u} = \mathbf{0}$ est appliquée sur les parois du domaine fluide. Thermiquement, une condition limite de type Robin est imposée sur les parois supérieure et latérale de la cuve, afin de modéliser le transfert de chaleur avec l'air ambiant :

$$-\lambda \nabla T \cdot \mathbf{n} = h(T - T_0), \quad (7)$$

où h est le coefficient d'échange thermique et $\mathbf{n}$ le vecteur unitaire sortant et normal à la cuve. Une condition de type Neumann homogène est appliquée sur la frontière inférieure de la cuve $\partial_z T = 0$. Les conditions initiales sont $\mathbf{u} = \mathbf{0}$, $T = T_0$, et $\mathbf{H} = \mathbf{0}$.

Les propriétés physiques utilisées dans les équations de Navier-Stokes et de chaleur sont données dans le tableau 2. Le coefficient de transfert de chaleur est fixé à $h = 6,5 \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}$. Les autres paramètres sont $\phi = 5,4 \%$, $d = 16 \text{ nm}$, $M_0 = 3,87 \times 10^5 \text{ A/m}$, $T_c = 793 \text{ K}$. Le courant électrique dans le solénoïde est $I = 8 \text{ A}$ avec une densité de courant $J_s = 3,35 \times 10^6 \text{ A/m}^2$, la conductivité électrique $\sigma = 5,998 \times 10^7 \text{ S/m}$ et le nombre de spires $N = 33$.

Propriétés	Cu	Al	PVC	Solénoïde	Ferrofluide
Densité (kg/m^3)	8933	2.70e3	1.40e3	3.964e3	1.045e3
Expansion therm. ($1/\text{K}$)	-	-	-	-	7.0004e-4
Capacité calorifique ($\text{J/K} \cdot \text{kg}$)	385	945	1e3	616	1.775e3
Cond. therm. ($\text{W/m} \cdot \text{K}$)	401	201	0.16	0.388	0.1785
Viscosité dyn. (Pa.s)	-	-	-	-	0.0703

Tableau 2. Propriétés physiques utilisées en simulation numérique

3. RÉSULTATS ET COMPARAISON

Plusieurs configurations de position d'aimant et d'orientation de son aimantation rémanente ont alors été modélisées, et cette partie présente la solution qui semble la plus intéressante pour le processus de refroidissement. Un aimant annulaire ($\Phi 140 \times 63 \times 17 \text{ mm}$) ayant une induction rémanente axiale $B_z = 0,2 \text{ T}$ est ainsi placé contre la cuve à une hauteur optimale de 65 cm par rapport au fond de la cuve. Deux thermocouples sont utilisés pour mesurer la température en surface du solénoïde et dans le fluide (voir figure 1), la température ambiante étant pour cette expérience $T_0 = 288 \text{ K}$. En parallèle de la partie expérimentale, un calcul numérique a été lancé pour enregistrer les évolutions de la température aux mêmes points de mesure. Les résultats des deux tests sont présentés ci-dessous :

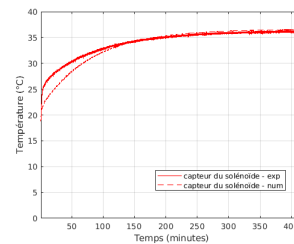


Fig. 2. Températures au niveau du solénoïde, $B_z = -0,2 \text{ T}$

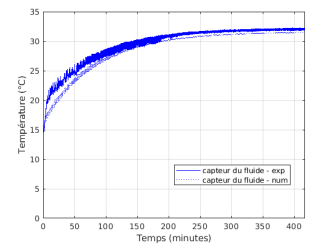


Fig. 3. Températures au niveau du fluide, $B_z = -0,2 \text{ T}$

Une différence de constante de temps en régime transitoire est observée, avec un temps de diffusion thermique plus rapide

en expérimental qu'en numérique peut-être liée au modèle thermique homogénéisé de la bobine. Les températures en régime permanent sont par contre très proches pour les deux points de mesure. Pour évaluer l'impact des aimants auxiliaires sur le processus de refroidissement, deux essais expérimentaux ont été comparés : le premier en présence de l'aimant axial, et l'autre en absence de ce dernier. Les courbes de température figurent ci-dessous :

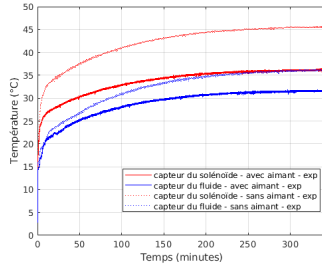


Fig. 4. Mesures de température, comparaison avec/sans aimant axial

On remarque que, dans le cas où l'aimant axial est présent, la température de surface du solénoïde est diminuée de 9 K environ. Ceci s'explique par l'intensification des flux magnétiques dans le ferrofluide, ce qui amplifie l'amplitude de la force magnétique, et maximise l'écoulement du fluide autour du bobinage. Les échanges thermiques avec l'extérieur sont ainsi directement favorisés.

4. CARTOGRAPHIES DE VITESSE ET DE TEMPÉRATURE

Deux calculs numériques ont été lancés dans deux configurations différentes : la première en présence d'un aimant axial, la seconde en son absence. Les cartographies de champ magnétique, de vitesse et de la température à $t = 25000\text{ s}$ sont présentées sur les figures 5,6,7,8,9 et 10 respectivement pour chacun des deux cas :

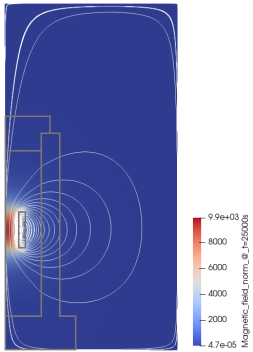


Fig. 5. Intensité du champ magnétique (A/m), sans aimant

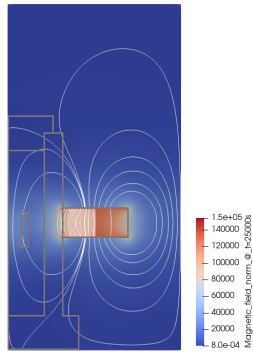


Fig. 6. Intensité du champ magnétique (A/m), $B_z = -0, 2\text{ T}$

La comparaison des champs de vitesse et de température à $t = 25000\text{ s}$ confirme la modification de la circulation du fluide autour du solénoïde, et par conséquent l'effet apporté par l'aimant extérieur sur le refroidissement. Lorsque l'aimant n'est pas ajouté (voir figure 5), seul le champ magnétique du solénoïde est présent. Les circulations du fluide (de la figure 7) sont dues à la présence de la force magnétique s'exerçant sur le ferrofluide en plus de la force de Boussinesq d'origine thermique. La figure 9 montre que le panache de température émerge du solénoïde, se rapproche de l'axe de symétrie (bord gauche de la figure), puis se courbe vers l'extérieur.

En présence de l'aimant axial $B_z = -0, 2\text{ T}$ (voir figure 6), des modifications dans les circulations du fluide apparaissent dans la partie située sous le solénoïde (voir figure 8) qui ampli-

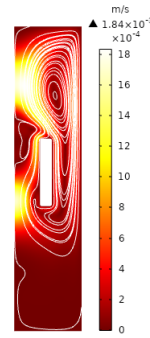


Fig. 7. Intensité de la vitesse avec lignes de courant, sans aimant

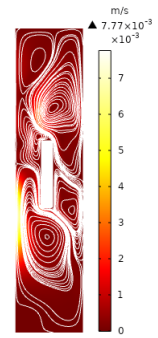


Fig. 8. Intensité de la vitesse avec lignes de courant, $B_z = -0, 2\text{ T}$

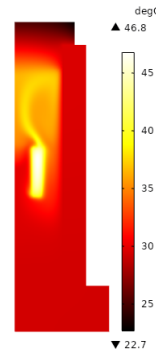


Fig. 9. Température, sans aimant

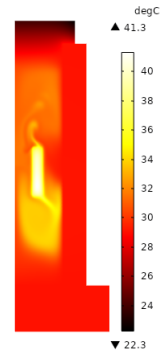


Fig. 10. Température, $B_z = -0, 2\text{ T}$

fient l'évacuation de la chaleur. La vitesse est augmentée. Ceci est causé par la modification des lignes de champ et l'intensification des flux magnétiques dans le fluide. Un nouveau panache thermique apparaît se déplaçant vers le bas et l'extérieur comme montré sur la figure 10 : il est entraîné par les deux cellules inférieures de circulation du fluide. Un autre panache ascendant et moins actif est présent dans la partie supérieure de la cuve. Il suit les contours des cellules de convection supérieures. En conséquence de ces nouvelles circulations du fluide, la température maximale du solénoïde est abaissée de $5,5\text{ K}$. L'impact de l'ajout d'un aimant auxiliaire sur le refroidissement du solénoïde est vérifié.

Concernant les allures temporelles, les figure 11 et 12 permettent d'observer la température en des points définis respectivement à la surface du solénoïde et dans le fluide dans les deux configurations : la première lorsque le champ magnétique du solénoïde est seul présent, la seconde concerne le cas où l'aimant extérieur est présent.

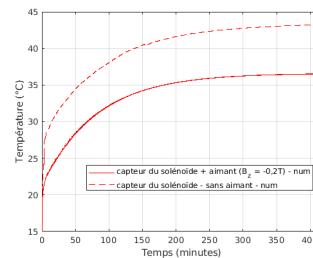


Fig. 11. Températures au niveau du solénoïde

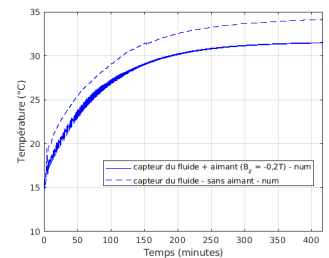


Fig. 12. Températures au niveau du fluide

Les courbes de température atteignent un régime stationnaire après environ 25000 s que ce soit pour le fluide ou le bobinage. Pour le bobinage, une diminution de 7 K est à noter en présence de l'aimant. Pour le fluide, une diminution moins importante de la température de l'ordre de 3 K est enregistrée. Des oscillations

sur la courbe de température du fluide sont présentes pendant le régime transitoire pour une durée de 7500 s environ lorsque l'aimant est ajouté.

5. ESSAIS AVEC UN COEUR FERROMAGNÉTIQUE

Dans cette partie, l'idée consiste à insérer un coeur ferromagnétique placé sur l'axe de symétrie pour se rapprocher de la structure réelle d'un transformateur de puissance. Un aimant axial $B_z = 0,3 \text{ T}$ est alors fixé sur la partie supérieure du coeur pour augmenter et modifier les flux magnétiques au voisinage du solénoïde en vue d'augmenter l'évacuation de chaleur du système. En lien avec ces deux configurations, deux calculs numériques ont été lancés : le premier concerne le modèle du solénoïde auquel le coeur ferromagnétique est ajouté, et le second correspond au cas où un aimant auxiliaire est placé au-dessus du coeur ferromagnétique. La température initiale pour cette simulation est $T_0 = 295.15 \text{ K}$. Les profils du champ magnétique à $t = 10000 \text{ s}$ pour chacun des deux cas sont présentés ci-dessous :

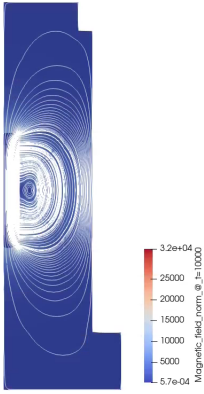


Fig. 13. Intensité du champ magnétique (A/m), sans aimant

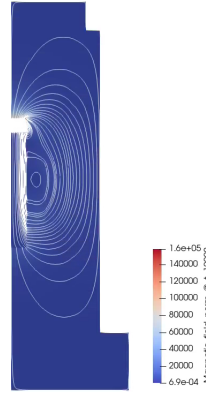


Fig. 14. Intensité du champ magnétique (A/m), $B_z = 0,3 \text{ T}$

Dans la figure 13, le coeur ferromagnétique ajouté permet de mieux canaliser les lignes de champ H en concentrant ces lignes sur l'axe de symétrie à l'intérieur du bobinage. Lorsqu'un aimant axial est ajouté sur la surface du coeur (voir figure 14), la distribution des lignes de champ H est modifiée. En effet, une intensification de ces lignes apparaît au niveau de l'aimant et l'intensité du champ magnétique est maximisée. Cela se traduit par une augmentation de la force magnétique vers la partie supérieure du système. Les cartographies de vitesse et de température à $t = 10000 \text{ s}$ correspondant aux différentes distributions du champ magnétique sont montrées ci-après.

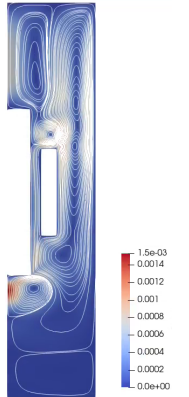


Fig. 15. Intensité de la vitesse (m/s) avec lignes de courant, sans aimant

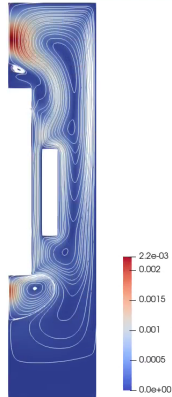


Fig. 16. Intensité de la vitesse (m/s) avec lignes de courant, $B_z = 0,3 \text{ T}$

L'écoulement du ferrofluide autour du solénoïde et dans la cuve est fortement modifié après l'ajout de l'aimant. Dans la fi-

gure 16, une nouvelle cellule de convection apparaît au-dessus du coeur ferromagnétique entraînant une modification de la circulation du fluide par rapport à son comportement dans la figure 15 lorsque l'aimant est absent. Le ferrofluide acquiert alors une vitesse plus grande et favorise la dissipation de la chaleur à travers la cuve par son écoulement modifié.

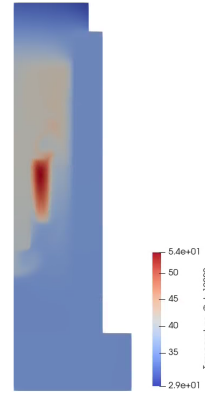


Fig. 17. Température ($^{\circ}C$), sans aimant

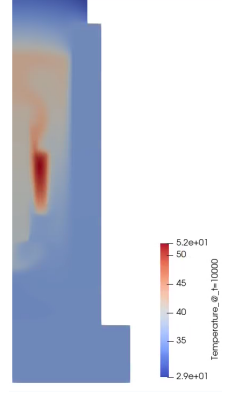


Fig. 18. Température ($^{\circ}C$), $B_z = 0,3 \text{ T}$

L'analyse des panaches thermiques des deux cas montre l'effet apporté par l'aimant axial sur le refroidissement. Une diminution significative de la température maximale de 2 K est enregistrée. Les volutes des panaches à $t = 10000 \text{ s}$ pour le cas avec aimant (figure 18) montrent une évacuation de chaleur renforcée au-dessus du bobinage. Dans cette configuration, l'effet bénéfique de l'aimant sur le processus d'échange de chaleur est à nouveau confirmé.

6. CONCLUSIONS

Des résultats numériques et expérimentaux ont montré que l'ajout d'un aimant peut modifier l'écoulement du ferrofluide autour du système électromagnétique, et renforcer ainsi son refroidissement à moindre coût. Les cartographies de vitesse et de température du système étudié permettent de valider l'impact apporté par un champ magnétique auxiliaire. Les circulations du fluide dans la cuve et autour du bobinage sont renforcées et les panaches thermiques montrent que l'échange de chaleur via la convection thermomagnétique est favorisé. Des essais d'optimisation avec insertion d'un coeur ferromagnétique ont montré également un abaissement significatif de la température maximale du solénoïde selon la configuration magnétique adoptée de l'aimant.

7. RÉFÉRENCES

- [1] R. E. Rosensweig. Magnetic Fluids. *Annual Reviews of Fluid Mechanics*, 19 :437–463, 1987.
- [2] M. Petit, A. K-Lebouc, Y. Avenas, W. Cherief, and E. Rullière. Etude expérimentale d'un système statique de génération de pression magnétothermique. In *Symposium de Génie Électrique*, July 2014.
- [3] Raphaël Zanella, Caroline Nore, Frédéric Bouillault, Jean-Luc Guermond, and Xavier Mininger. Influence of thermomagnetic convection and ferrofluid thermophysical properties on heat transfers in a cylindrical container heated by a solenoid. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 469 :52 – 63, 2019.
- [4] R. Zanella. *Thermomagnetic convection in ferrofluids : finite element approximation and application to transformer cooling*. PhD thesis, Université Paris Saclay, 2018.
- [5] J. Patel, K. Parekh, and R. V. Upadhyay. Prevention of hot spot temperature in a distribution transformer using magnetic fluid as a coolant. *International Journal of Thermal Sciences*, 103 :35–40, 2016.
- [6] S. Nasser El Dine, X. Mininger, C. Nore, R. Zanella, F. Bouillault, and J. Guermond. Impact of magnets on ferrofluid cooling process : Experimental and numerical approaches. *IEEE Transactions on Magnetics*, 56(1) :1–4, Jan 2020.