



HAL
open science

Conversion de la chaleur fatale de bas niveau en énergie électrique par effet magnétocalorique

Georges El Achkar, Alexy Dianoux, Abdelhamid Kheiri, Denis Maillet, Thomas Mazet, Stéphane Colasson, Michel Feidt, Cyril Rado, Florence Servant, Valérie Paul-Boncour

► To cite this version:

Georges El Achkar, Alexy Dianoux, Abdelhamid Kheiri, Denis Maillet, Thomas Mazet, et al.. Conversion de la chaleur fatale de bas niveau en énergie électrique par effet magnétocalorique. Congrès Français de Thermique SFT 2016, Société Française Thermique, May 2016, Toulouse, France. hal-01449519

HAL Id: hal-01449519

<https://hal.univ-lorraine.fr/hal-01449519v1>

Submitted on 30 Jan 2017

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.

Conversion de la chaleur fatale de bas niveau en énergie électrique par effet magnétocalorique

Georges EL ACHKAR^{1,2*}, Alexy DIANOUX¹, Abdelhamid KHEIRI³, Denis MAILLET³, Thomas MAZET¹, Stéphane COLASSON², Michel FEIDT³, Cyril RADO⁴, Florence SERVANT⁴, Valérie PAUL-BONCOUR⁵

¹IJL, UMR CNRS 7198 – Université de Lorraine (UL) – BP 70239 – 54506 Vandoeuvre-lès-Nancy Cedex – France

²LS2T – Commissariat à l’Energie Atomique et aux énergies alternatives (CEA) – 17 rue des Martyrs – 38054 Grenoble Cedex 9 – France

³LEMETA, UMR CNRS 7563 – Université de Lorraine (UL) – 2 avenue de la Forêt de Haye – TSA 60604 – 54518 Vandoeuvre-lès-Nancy Cedex – France

⁴LMA – Commissariat à l’Energie Atomique et aux énergies alternatives (CEA) – 17 rue des Martyrs – 38054 Grenoble Cedex 9 – France

⁵ICMPE, UMR CNRS 7182 – 2-8 rue Henri Dunant – 94320 Thiais – France

(*auteur correspondant : georges.elachkar@laplace.univ-tlse.fr)

Résumé - Dans ce papier, une étude théorique reposant sur la modélisation thermique d’une roue de Curie est présentée. Celle-ci permet d’appréhender le comportement thermique d’une roue de Curie, fonctionnant en régime stationnaire dans des conditions opératoires bien définies, dans le but d’optimiser sa conception. Pour cela, un modèle thermique analytique unidimensionnel stationnaire, basé sur une approche Lagrangienne, a été développé. Celui-ci permet de déterminer la distribution locale au cours du temps de la température dans le matériau magnétocalorique exposé à une source de chaleur périodique supposée sinusoïdale. Grâce à ce modèle, les effets de différents paramètres (nature du matériau magnétocalorique, nature et température du fluide) ont été mis en évidence et étudiés.

Nomenclature

a	diffusivité thermique, $m^2.s^{-1}$		
A	amplitude de température, $^{\circ}C$	<i>Symboles grecs</i>	
B	induction magnétique, T	β	constante, rd
c	capacité thermique massique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	δ	épaisseur, m
d	diamètre de la source de fluide, m	Δ	différence, $-$
D	diamètre de la roue, m	λ	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
F	force motrice, N	μ	viscosité dynamique, $Pa.s$
h	coefficient d’échange convectif, $W.m^{-2}.K^{-1}$	ϕ	coefficient de déphasage, rd
H	champ magnétique, $A.m^{-1}$	ρ	masse volumique, $kg.m^{-3}$
k	nombre de pôles magnétocaloriques, $-$	θ	température relative, $^{\circ}C$
L	distance entre la source de fluide et la roue, m		
M	aimantation, $A.m^{-1}$	<i>Indices et exposants</i>	
N	vitesse de rotation, $tr.min^{-1}$	ad	adiabatique
Nu	nombre de Nusselt, $-$	C	Curie
Re	nombre de Reynolds, $-$	e	extérieur
S	entropie, $J.K^{-1}$	f	fluide
t	temps, s	fc	fluide chaud
T	température, $^{\circ}C$	ff	fluide froid
\bar{T}	température moyenne, $^{\circ}C$	j	jet pur
U	vitesse, $m.s^{-1}$	m	magnétique
w	pulsation, $rd.s^{-1}$	r	rotation pure
y	position suivant l’épaisseur du matériau, m		

1. Introduction

L'effet magnétocalorique correspond au changement adiabatique de la température ΔT_{ad} ou au changement isotherme de l'entropie magnétique ΔS_m d'un matériau magnétique soumis à un champ magnétique variable. Cet effet est en général maximal à la température de transition magnétique (température de Curie) des matériaux magnétocaloriques.

La chaleur fatale issue des procédés industriels constitue un important réservoir d'énergie encore peu exploité. L'exploitation, même partielle, de cette source d'énergie pourrait permettre à la France d'atteindre ses objectifs de réduction d'un facteur 4 des émissions de gaz à effet de serre en 2050 par rapport à 2002. En France, le gisement de chaleur fatale de bas niveau est estimé d'être supérieur à 40 TWh [1]. Cela inclut par exemple les fumées des incinérateurs (110–180 °C), dont le potentiel est estimé à 1-2.3 TWh, ou la vapeur envoyée aux condenseurs (réservoir de 15.3 TWh). Une solution pour valoriser cette chaleur consiste à la convertir en un autre type d'énergie (électrique, mécanique). La majorité des technologies de génération d'électricité par conversion de chaleur (cycle de Rankine, conversion thermoélectrique) peuvent difficilement valoriser les chaleurs fatales de bas niveau ($T \leq 150$ °C). La conversion de chaleur thermomagnétique constitue en revanche une piste prometteuse [2].

À l'instigation du CEA Tech Lorraine, cinq laboratoires (IJL, LS2T, LEMTA, LMA et ICMPE) visent à développer la technologie de conversion de chaleur thermomagnétique d'une part, en optimisant les matériaux magnétocaloriques performants dans la gamme 50–250 °C et d'autre part, en concevant deux démonstrateurs de conversion de chaleur. Le premier est un système statique (générateur thermomagnétique) permettant de convertir directement la chaleur en énergie électrique [3]. Le deuxième est un système dynamique appelé aussi roue de Curie (moteur thermomagnétique) permettant de convertir la chaleur en énergie mécanique, donc indirectement en énergie électrique [4, 5]. Le principe de fonctionnement de ces systèmes implique une variation d'aimantation notable du matériau magnétocalorique qui les constitue. Cette variation d'aimantation est obtenue en cyclant la température du matériau magnétocalorique de part et d'autre de sa température de Curie, la chaleur fatale étant utilisée comme source chaude. La réalisation de ces systèmes thermomagnétiques nécessite ainsi, entre autres, l'optimisation des transferts thermiques et la sélection des matériaux magnétocaloriques appropriés.

Dans ce papier, une étude théorique reposant sur la modélisation thermique d'une roue de Curie est menée dans le but de caractériser et d'analyser son comportement thermique selon les conditions opératoires imposées.

2. Modélisation

2.1. Configuration

La configuration de la roue de Curie considérée dans cette étude est schématisée sur la figure 1a. Cette roue est constituée essentiellement d'un matériau magnétocalorique mobile (rotor), d'une série d'aimants permanents fixes (circuits magnétiques) et d'un couple de sources chaude et froide de part et d'autre de chaque aimant. Une vue d'une partie de la roue de Curie correspondant à un pôle thermomagnétique est représentée sur la figure 1b.

2.2. Hypothèses

Afin de simplifier la formulation mathématique et la résolution du modèle thermique développé, plusieurs hypothèses ont été faites :

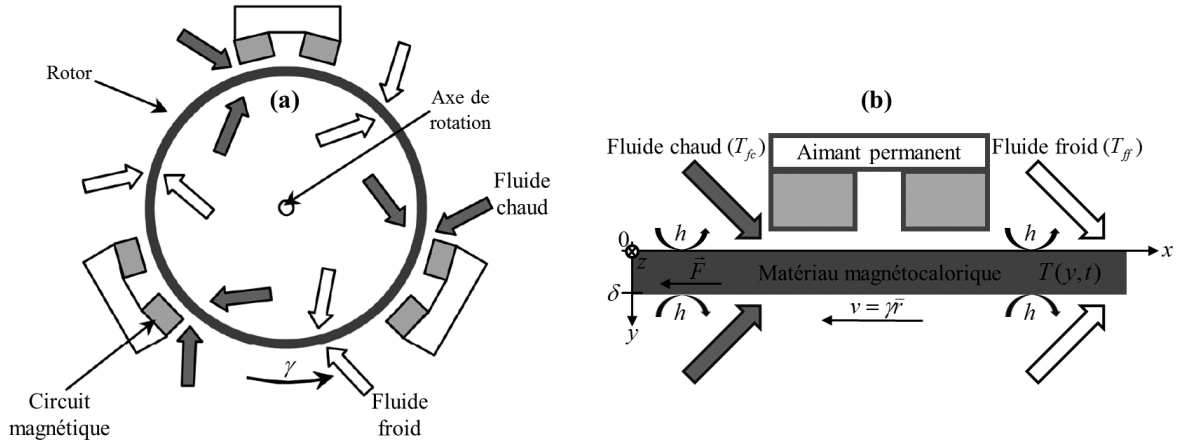


Figure 1 : Schémas représentatifs (a) de la totalité et (b) d'une partie correspondant à un pôle thermo-magnétique de la roue de Curie considérée dans notre étude.

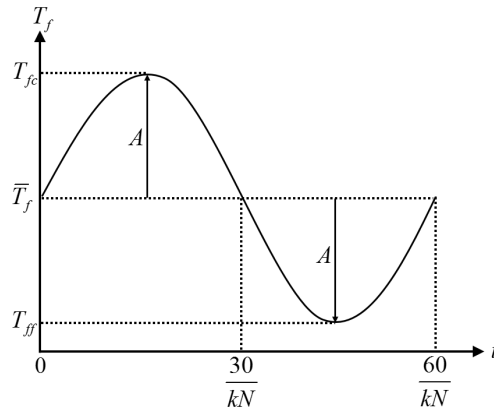


Figure 2 : Évolution de la température du fluide vue par le matériau magnétocalorique en fonction du temps pour un nombre de pôles thermomagnétiques de la roue de Curie égal à k et une vitesse de rotation égale à N .

- Le référentiel choisi est Lagrangien, lié au matériau magnétocalorique et tournant à la vitesse du rotor.
- Le transfert thermique conductif dans le matériau magnétocalorique est unidimensionnel suivant la direction y , et négligé suivant les directions x (car le nombre de Peclet suivant cette direction est largement supérieur à 2) et z (car le gradient de température suivant cette direction est supposé nul).
- La variation temporelle de la température du fluide vue par le matériau magnétocalorique est supposée périodique sinusoïdale (Fig. 2), avec une moyenne égale à la température de Curie du matériau magnétocalorique :

$$T_f(t) = \bar{T}_f + A \sin(\omega t) \quad (1)$$

$$\bar{T}_f = \frac{T_{fc} + T_{ff}}{2} = T_C \quad (2)$$

$$A = \frac{T_{fc} - T_{ff}}{2} \quad (3)$$

$$\omega = \frac{k\pi N}{30} \quad (4)$$

où T_{fc} et T_{ff} sont les températures des fluides chaud et froid, respectivement, A est l'amplitude de la température du fluide, T_C est la température de Curie du matériau magnétocalorique, w , k et N sont la pulsation, le nombre de pôles thermomagnétiques et la vitesse de rotation de la roue de Curie, respectivement, et t est le temps.

- Les propriétés thermophysiques du fluide sont calculées à sa température moyenne et supposées invariables au cours du temps.

2.3. Modèle thermique

En se basant sur les hypothèses précédentes, en considérant la température relative du matériau magnétocalorique par rapport à sa température de Curie $\theta(y, t) = T(y, t) - T_C$ et en négligeant toute production volumique de la chaleur par effets magnétiques, l'équation de chaleur s'écrit :

$$\frac{\partial^2 \theta(y, t)}{\partial y^2} = \frac{1}{a} \frac{\partial \theta(y, t)}{\partial t} \quad (5)$$

$$a = \frac{\lambda}{\rho c} \quad (6)$$

où a , λ , ρ et c sont la diffusivité thermique, la conductivité thermique, la masse volumique et la capacité thermique massique du matériau, respectivement. Les conditions thermiques aux limites s'écrivent :

$$-\lambda \frac{\partial \theta}{\partial y}(0, t) = h [\theta_f(t) - \theta(0, t)] \quad (7)$$

$$\lambda \frac{\partial \theta}{\partial y}(\delta, t) = h [\theta_f(t) - \theta(\delta, t)] \quad (8)$$

où $\theta_f(t) = T_f(t) - T_C$ est la température relative du fluide par rapport à la température de Curie du matériau, δ est l'épaisseur du matériau, et h est le coefficient d'échange convectif entre le fluide et la surface extérieure du matériau, défini par :

$$h = \frac{\lambda Nu}{D} \quad (9)$$

où Nu est le nombre de Nusselt global calculé de la façon suivante [6] :

$$Nu^m = Nu_r^m + Nu_j^m \quad (10)$$

$$Nu_r = 0.226 Re_r^{0.607} \quad (11)$$

$$Nu_j = 0.995 Re_j^{0.56} (L/d)^{-0.341} (D_e/d)^{-0.768} (L/d)^{-0.616} \quad (12)$$

$$Re_r = \frac{\rho_f \pi N D_e^2}{120 \mu_f} \quad (13)$$

$$Re_j = \frac{\rho_f U_j D_e}{\mu_f} \quad (14)$$

où Nu_r et Re_r sont les nombres de Nusselt et Reynolds correspondant à la rotation pure de la roue (sans écoulement du fluide), respectivement, et Nu_j et Re_j sont les nombres de Nusselt et

Reynolds correspondant au jet pur du fluide (sans rotation de la roue), respectivement. La valeur du nombre de Nusselt global est effectivement fiable pour $Re_r = 1975-7899$, $Re_j = 655-60237$, $L/d = 1-16$ et $D_e/d = 2-16$. En passant par le domaine complexe et ensuite par la séparation des variables, la solution de l'équation de chaleur (5) s'écrit :

$$\theta(y, t) = \theta_1(y, t) + \theta_2(y, t) \quad (15)$$

où $\theta_1(y, t)$ est la solution pour un transfert thermique convectif à $y = 0$ et une condition adiabatique à $y = \delta/2$, et $\theta_2(y, t)$ est la solution pour un transfert thermique convectif à $y = \delta$ et une condition adiabatique à $y = \delta/2$, exprimées comme suit :

$$\begin{aligned} \theta_1(y, t) = & \Omega C_2 \exp\left(\sqrt{\frac{\omega}{2a}}(2\delta - y)\right) \sin\left[\omega t - \left(\Phi_1 + \sqrt{\frac{\omega}{2a}}y\right)\right] \\ & + \Omega C_1 \exp\left(\sqrt{\frac{\omega}{2a}}(\delta - y)\right) \sin\left[\omega t - \left(\Phi_2 - \sqrt{\frac{\omega}{2a}}(\delta - y)\right)\right] \\ & + \Omega C_1 \exp\left(\sqrt{\frac{\omega}{2a}}y\right) \sin\left[\omega t - \left(\Phi_2 - \sqrt{\frac{\omega}{2a}}y\right)\right] \\ & + \Omega C_2 \exp\left(\sqrt{\frac{\omega}{2a}}(\delta + y)\right) \sin\left[\omega t - \left(\Phi_1 + \sqrt{\frac{\omega}{2a}}(\delta - y)\right)\right] \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \theta_2(y, t) = & \Omega C_2 \exp\left(\sqrt{\frac{\omega}{2a}}(\delta + y)\right) \sin\left[\omega t - \left(\Phi_1 + \sqrt{\frac{\omega}{2a}}(\delta - y)\right)\right] \\ & + \Omega C_1 \exp\left(\sqrt{\frac{\omega}{2a}}y\right) \sin\left[\omega t - \left(\Phi_2 - \sqrt{\frac{\omega}{2a}}y\right)\right] \\ & + \Omega C_1 \exp\left(\sqrt{\frac{\omega}{2a}}(\delta - y)\right) \sin\left[\omega t - \left(\Phi_2 - \sqrt{\frac{\omega}{2a}}(\delta - y)\right)\right] \\ & + \Omega C_2 \exp\left(\sqrt{\frac{\omega}{2a}}(2\delta - y)\right) \sin\left[\omega t - \left(\Phi_1 + \sqrt{\frac{\omega}{2a}}y\right)\right] \end{aligned} \quad (17)$$

$$\Omega = \frac{AC_1C_2}{C_1^2 + C_2^2 \exp(2\delta\sqrt{\frac{\omega}{2a}}) + 2C_1C_2 \exp(\delta\sqrt{\frac{\omega}{2a}}) \cos(\Phi_1 - \Phi_2 + \delta\sqrt{\frac{\omega}{2a}})} \quad (18)$$

$$C_1 = \frac{1}{\sqrt{1 + 2\beta + 2\sqrt{\beta}}} \quad (19)$$

$$C_2 = \frac{1}{\sqrt{1 + 2\beta - 2\sqrt{\beta}}} \quad (20)$$

$$\Phi_1 = \arctan\left(\frac{1}{1 + \frac{1}{\sqrt{\beta}}}\right) \quad (21)$$

$$\Phi_2 = \arctan\left(\frac{1}{1 - \frac{1}{\sqrt{\beta}}}\right) \quad (22)$$

$$\beta = \frac{\omega}{2a} \left(\frac{\lambda}{h}\right)^2 \quad (23)$$

Un modèle magnétique analytique, complémentaire de ce modèle thermique, est en cours de développement. Celui-ci permettra de déterminer la distribution locale au cours du temps de l'aimantation et de la force motrice dans le matériau magnéto-calorique soumis à un champ magnétique variable (Fig. 3), en s'appuyant sur les profils de température obtenus par le modèle thermique, comme montré précédemment. Par conséquent, la force motrice résultante entraînant le rotor sera calculée et une caractérisation thermomagnétique de la roue de Curie sera effectuée.

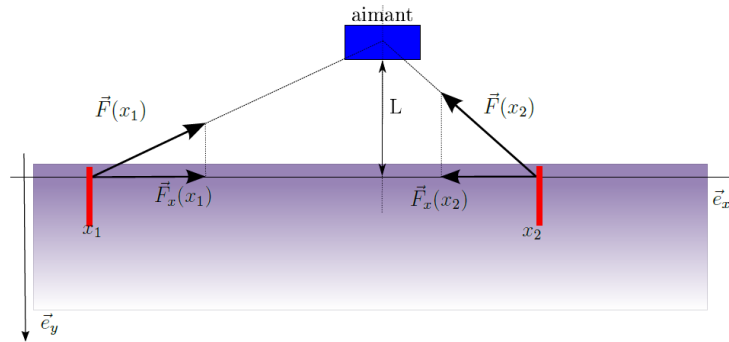


Figure 3 : Schéma représentatif de deux forces motrices générées par un gradient de température entre deux positions x_1 et x_2 dans le matériau magnéto-calorique soumis à un champ magnétique.

2.4. Résultats et discussion

Les résultats présentés dans ce paragraphe correspondent à une roue de Curie ayant un rotor de diamètre extérieur $D_e = 550$ mm et d'épaisseur $\delta = 20$ mm, et une source de fluide de diamètre $d = 50$ mm éloignée du rotor de $L = 100$ mm. La figure 4 montre l'évolution de la température relative du gadolinium ($T_C = 20$ °C, $\rho = 7901$ kg.m⁻³, $\lambda = 10.6$ W.m⁻¹.K⁻¹, $c = 230$ J.kg⁻¹.K⁻¹) en fonction de la position y et du temps pour une vitesse de rotation du rotor $N = 6$ tr.min⁻¹, un nombre de pôles thermomagnétiques $k = 3$, et une vitesse et une amplitude de la température de l'air $U_f = 1.5$ m.s⁻¹ et $A = 20$ °C, respectivement. La température du matériau est évidemment symétrique par rapport à la position $y = \delta/2$ grâce aux sources de chaleur identiques des deux côtés du matériau (Fig. 4a). Un amortissement et un déphasage de la température relative suivant l'épaisseur du matériau ont été mis en évidence (Fig. 4b), en raison de la résistance thermique et du temps de diffusion thermique du matériau. De plus, l'amplitude de la température à la surface du matériau est très faible par rapport à l'amplitude de la température de l'air. Cela est principalement dû au faible coefficient d'échange convectif entre l'air et la surface du matériau. Ainsi, en substituant l'air par l'eau (avec une vitesse plus faible pour respecter la gamme du Re_r), l'amplitude de la température à la surface du matériau est nettement plus importante (Fig. 5), ce qui résulte du fait que le coefficient d'échange convectif de l'eau est beaucoup plus important que celui de l'air. Donc, il y a un intérêt à utiliser l'eau comme fluide de travail pour intensifier les transferts thermiques et obtenir un gradient de température plus important (i.e. une force motrice résultante plus importante) au sein du matériau. La figure 6 montre l'évolution de la température relative du $Y_2Fe_{16.4}Co_{0.6}$ ($T_C = 140$ °C, $\rho = 6745$ kg.m⁻³, $\lambda = 80.2$ W.m⁻¹.K⁻¹, $c = 479$ J.kg⁻¹.K⁻¹) en fonction de la position y et du temps pour les mêmes conditions de la figure 4. Ce matériau magnéto-calorique, synthétisé à l'IJL pour la conversion de la chaleur fatale à bas niveau, présente des propriétés thermophysiques différentes de celles du gadolinium, ce qui explique la différence avec les résultats de la figure 4. Donc, le choix du matériau magnéto-calorique devrait prendre en considération, à côté

de la température de Curie adéquate pour l'application visée, les meilleures propriétés thermo-physiques vis-à-vis des transferts thermiques.

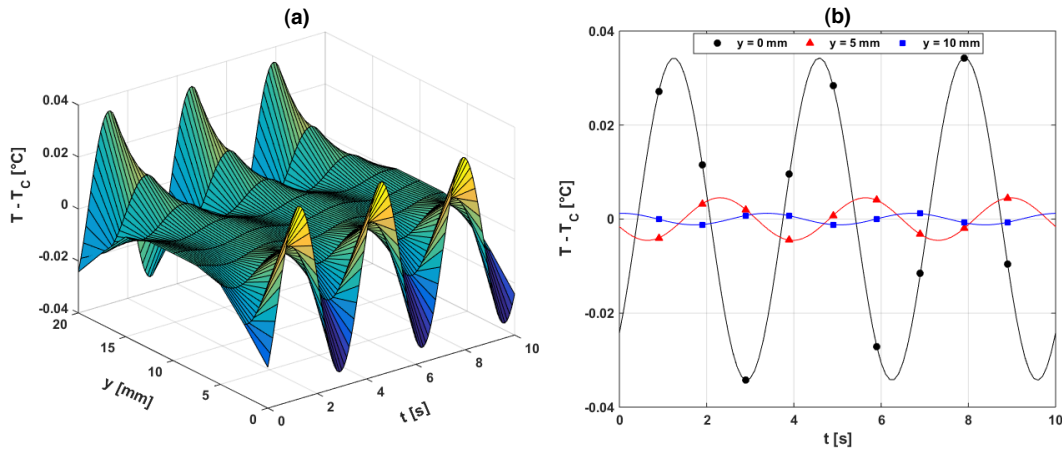


Figure 4 : Évolution de la température relative du Gd en fonction de la position y et du temps avec l'air utilisé comme fluide, pour $N = 6 \text{ tr.min}^{-1}$, $k = 3$, $U_f = 1.5 \text{ m.s}^{-1}$ et $A = 20 \text{ }^\circ\text{C}$.

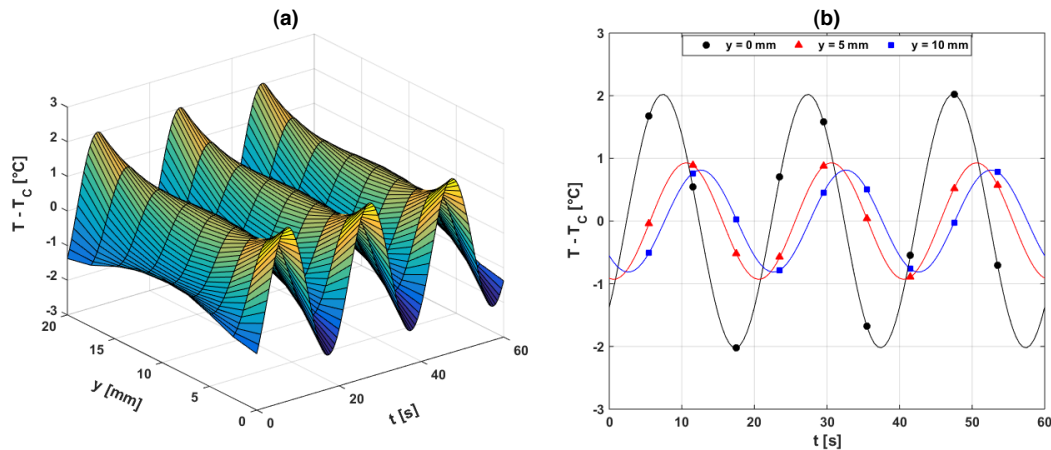


Figure 5 : Évolution de la température relative du Gd en fonction de la position y et du temps avec l'eau utilisé comme fluide, pour $N = 1 \text{ tr.min}^{-1}$, $k = 3$, $U_f = 0.1 \text{ m.s}^{-1}$ et $A = 20 \text{ }^\circ\text{C}$.

Finalement, l'augmentation de l'amplitude de la variation de température du fluide contribue à l'intensification des transferts thermiques convectifs entre le fluide et le matériau, comme montré dans la figure 7. Ainsi, un écart important de température entre le fluide et le matériau est de grand intérêt, sans que la température maximale du fluide dégrade le matériau ou les autres pièces de la roue de Curie exposées au fluide.

3. Conclusions et perspectives

Un modèle thermique analytique unidimensionnel stationnaire, développé sur une approche Lagrangienne, a été présenté dans ce papier. Celui-ci permet de caractériser la roue de Curie du point de vue thermique. Grâce à ce modèle, les effets de la nature du matériau magnéto-calorique, de la nature et de la température du fluide ont été mis en évidence et étudiés, et des conclusions concernant leur choix ont ainsi été tirées. Un modèle magnétique analytique, complémentaire du modèle thermique, est en cours de développement afin de déterminer la force motrice résultante dans le matériau magnéto-calorique. Le couplage de ces deux modèles permettra d'appréhender le comportement thermomagnétique de la roue de Curie dans le but d'optimiser sa conception.

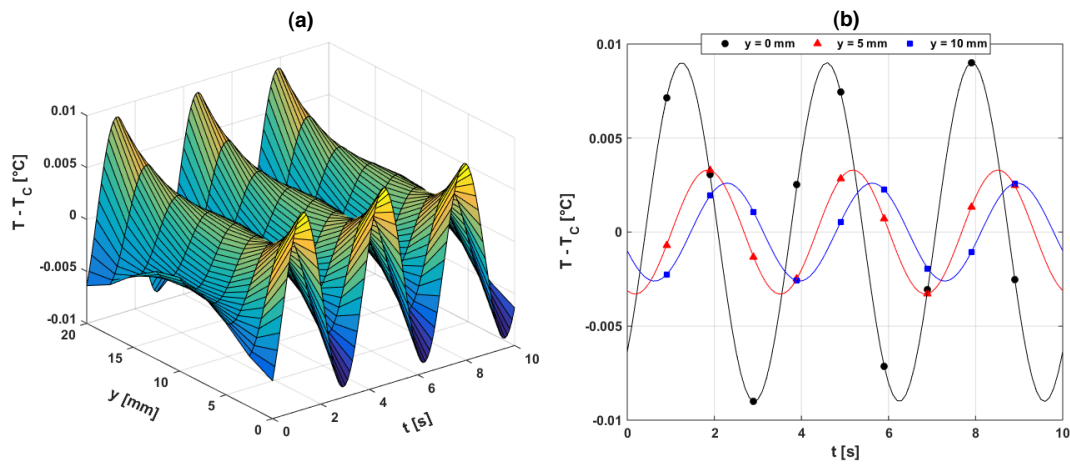


Figure 6 : Évolution de la température relative du $Y_2Fe_{16.4}Co_{0.6}$ en fonction de la position y et du temps avec l'air utilisé comme fluide, pour $N = 6 \text{ tr.min}^{-1}$, $k = 3$, $U_f = 1.5 \text{ m.s}^{-1}$ et $A = 20 \text{ }^\circ\text{C}$.

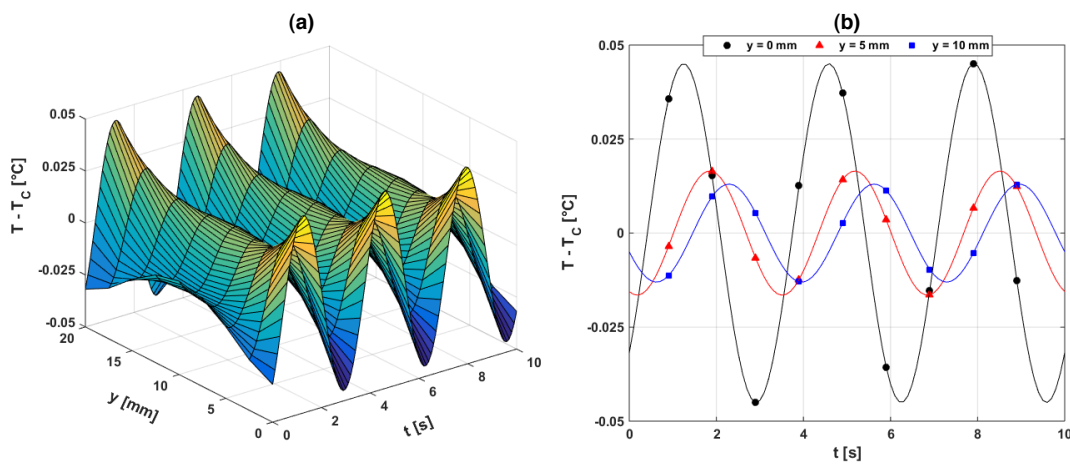


Figure 7 : Évolution de la température relative du $Y_2Fe_{16.4}Co_{0.6}$ en fonction de la position y et du temps avec l'air utilisé comme fluide, pour $N = 6 \text{ tr.min}^{-1}$, $k = 3$, $U_f = 1.5 \text{ m.s}^{-1}$ et $A = 100 \text{ }^\circ\text{C}$.

Références

- [1] A. Magnificat, O. Megret, Procédés de récupération/valorisation des énergies à bas niveau de température, Étude RECORD n°10-0234/1A (2012).
- [2] D. Vuarnoz, A. Kitanovski, C. Gonin, P.W. Egolf, Thermodynamic and exergy efficiencies of magnetocaloric energy conversion utilising industrial waste heat, International Journal of Exergy, 10(4) (2012) 365-378.
- [3] T. Christiaanse, E. Brück, Proof-of-concept static thermomagnetic generator experimental device, Metallurgical and Materials Transactions E, 1(1) (2014) 36-40.
- [4] Y. Takahashi, K. Yamamoto, M. Nishikawa, Fundamental performance of triple magnetic circuit type cylindrical thermomagnetic engine, Electrical Engineering in Japan, 154(4) (2006) 68-74.
- [5] C.S. Alves, F.C. Colman, G.L. Foleiss, W. Szpak, G.T.F. Vieira, A.C. Bento, Simulation of solar Curie wheel using NiFe alloy and Gd, International Journal of Refrigeration, 37 (2014) 215-222.
- [6] T.-M. Jeng, S.-C. Tzeng, R. Xu, Heat transfer characteristics of a rotating cylinder with a lateral air impinging jet, International Journal of Heat and Mass Transfer, 70 (2014) 235-249.