

Super résolution en thermométrie IRM dans les procédés de thermoablation.

Super resolved MRI thermometry in thermoablation processes.

Ida BURGERS¹, Mariana De MELO ANTUNES^{1,2}, Valéry OZENNE³, Jean-Luc BATTAGLIA¹,

¹ Université de Bordeaux, Unité de Recherche I₂M, UMR CNRS 5295, 351 Cours de la Libération, 33400 Talence, France

² Federal University of Itajuba, Heat Transfer Laboratory - LabTC, Institute of Mechanical Engineering, Campus Professor José Rodrigues Seabra, BPS Avenue 1303, Itajuba, MG, Brazil

³ Université de Bordeaux, Centre de Résonance Magnétique des Systèmes Biologiques, UMR CNRS 5536, Bordeaux, France

*(auteur correspondant : jean-luc.battaglia@u-bordeaux.fr)

Résumé - Une amélioration de la résolution spatiale en thermométrie IRM est proposée dans le cadre de procédés de thermoablation de tumeurs. Elle est basée sur l'utilisation conjointe d'une méthode hybride (différences finies et transformée de Laplace) et d'une méthode d'optimisation topologique des mesures avec le champ simulé et d'identification des paramètres de la source de chaleur. Une illustration est proposée dans le cadre de thermoablation par micro-ondes.

Abstract - An improvement of the spatial resolution in MRI thermometry is proposed in the context of tumor thermoablation processes. It is based on the joint use of a hybrid method (finite differences and Laplace transform) and a method of topological optimization of measurements with the simulated field and identification of the heat source parameters. An illustration is proposed in the context of microwave thermoablation.

Nomenclature

a	pas de la descente de gradient
B	champ magnétique, T
C	chaleur spécifique, J.kg ⁻¹ .K ⁻¹
h	réponse impulsionnelle
k	conductivité thermique, W.m ⁻¹ .K ⁻¹
p	Variable de Laplace
Q	terme source, W.m ⁻³
r	coordonnée radiale, m
\mathbf{R}	matrice de rotation
t	temps, s
\mathbf{t}	vecteur de translation
T	température, K
\mathbf{T}	matrice de transformation
T_E	temps d'écho, s
U	température transformée, K.m

Symboles grecs

α	diffusivité thermique, m ² .s ⁻¹
β	coefficient d'absorption terme source, m ^{-1/2}
γ	rapport gyromagnétique, MHz.T ⁻¹
σ	coefficient de température PRF, ppm.K ⁻¹
δ	fonction de Dirac
\mathcal{L}	transformée de Laplace
∇	gradient
π	distribution de probabilité
ρ	masse volumique, kg.m ⁻³
θ	température transformée (par \mathcal{L})
ω	débit sanguin/Taux de perfusion du sang, s ⁻¹
<i>Indices et exposants</i>	
b	sang
p	milieu biologique
vox	voxel (température moyenne)

1. Introduction

L'ablation thermique est appliquée à la fois dans les soins curatifs et palliatifs des tumeurs bénignes et malignes. La procédure implique la destruction du tissu ciblé à l'aide de températures soit élevées (hyperthermie) soit basses (hypothermie). Le changement de température est concentré sur la zone à l'intérieur et autour de la tumeur. Comme la résection chirurgicale, le principal objectif de l'ablation thermique est d'éliminer la tumeur tout en préservant une marge de tissu sain. Diverses sources d'énergie peuvent être utilisées pour générer la chaleur nécessaire aux procédures d'ablation thermique. Le choix de l'approche optimale dépend de facteurs tels que l'emplacement et le type de la tumeur et l'état de santé général [1]. Les techniques d'hyperthermie comprennent l'ablation par micro-ondes (MWA), l'ablation par radiofréquence (RFA), l'ablation par ultrasons (UA) et la thérapie thermique induite par laser (LITT). Ces méthodes sont classées en ablation radiale ou centrifuge, où la chaleur se propage du centre de la tumeur vers l'extérieur.

La prédiction des effets thermiques pendant l'ablation est obtenue grâce à la simulation du transfert de chaleur en régime transitoire. Le terme source de chaleur est dérivé des phénomènes physiques régissant chaque méthode : les équations de courant et électromagnétiques pour RFA, l'équation d'onde acoustique pour UA, l'équation de transfert radiatif pour LITT et l'équation d'onde électromagnétique pour MWA. Ces simulations peuvent intégrer des complexités telles que la circulation sanguine dans les réseaux vasculaires, calculée à partir des équations de Navier-Stokes, et les propriétés tissulaires dépendantes de la température ainsi que des facteurs tels que la perfusion sanguine et la génération de chaleur métabolique. En tenant compte de ces variables, les simulations aident les chirurgiens à prédire la taille et la forme de la zone traitée et aident également à estimer les niveaux d'énergie nécessaires pour éviter à la fois la surchauffe des tissus sains.

L'IRM est utilisée classiquement pour guider l'implantation du dispositif au sein de la tumeur. La seconde utilité de l'IRM est la quantification de l'élévation de température dans la zone traitée par technique de mesure de densité protonique. L'imagerie thermique est alors constituée d'un réseau tridimensionnel de voxels de taille millimétrique, chaque voxel portant une indication de température moyenne. La cartographie de phase, base du principe de l'imagerie thermique en IRM, permet de suivre des variations de température importantes (jusqu'à 100°C) avec une résolution temporelle de l'ordre de la seconde. Ainsi, l'imagerie thermique s'est imposée en IRM interventionnelle comme le meilleur outil pour rendre compte de la formation et de l'extension de la lésion lors des procédures de thermoablation. Cet outil permet de vérifier les prédictions issues de la simulation et de contrôler la source d'énergie en fonction du niveau de température cible au sein de la zone traitée. La mise en œuvre des techniques d'imagerie thermique par IRM a révolutionné cet acte thérapeutique et le potentiel est encore largement sous-exploité, notamment celui de rendre ce traitement entièrement personnalisable. Cependant, l'incertitude relative des mesures de température par IRM est importante (entre 20 et 30%) et le dispositif utilisé (systématiquement sur les sondes RF et MWA, plus modérément pour les LITT) génère un artefact sur l'image qui empêche la quantification de la température pour les voxels situés à proximité immédiate du dispositif où l'échauffement est le plus fort. Ceci a des conséquences directes sur la quantification de la température et l'extension précise de la zone impactée. D'autres artefacts sur l'imagerie interviennent : mouvements du patient ou de l'organe et perte de signal due à la coagulation rapide des tissus à proximité des zones chauffées. D'autres facteurs, comme les perturbations du champ magnétique, les modifications de diffusion de l'eau dues au chauffage et les déplacements chimiques dans les tissus adipeux, contribuent également aux imprécisions de la thermométrie IRM. De plus, la thermométrie IRM ne renseigne que sur l'évolution de la température moyenne par voxel. Cela masque les gradients thermiques élevés à proximité

immédiate du dispositif de thermoablation et donc les maxima de température. Le dépassement de la température d'ébullition peut donc être complètement invisible du point de vue de l'opérateur, entraînant à la fois un risque de perforation tissulaire pour le patient et une modification du champ magnétique local qui invalide la mesure de température dans environ un cas sur deux au cours de l'intervention.

Dans cette communication, nous proposons une reconstruction super-résolue du champ de température dans les zones où les mesures peuvent être déformées ou obscurcies. Cette étude introduit une approche hybride (différences finies en espace et transformée de Laplace pour le temps) de résolution du modèle de transfert de la chaleur impliquant une source de chaleur à révolution sphérique. Les solutions sont projetées sur le réseau de voxel expérimental à partir d'une technique inverse (ANTs) et les paramètres de la source sont identifiés. Le modèle permet alors la reconstruction des gradients de température critiques dans la zone de traitement avec une précision spatiale améliorée, visant à déterminer avec précision la température maximale atteinte et à récupérer les informations thermiques dans les voxels défaillants. Une illustration est proposée dans la cas de la thermoablation par micro-ondes (MWA) [2,3].

2. Modèle thermique simplifié

Quel que soit le dispositif de thermoablation utilisé, on suppose que la chaleur se dépose au sein de la tumeur suivant une forme sphérique. On suppose également que la profondeur de diffusion thermique au cours du processus est éloignée des limites de l'organe et est significativement plus petite que l'organe lui-même. Par conséquent, le milieu est considéré comme un domaine semi-infini. Enfin, on supposera également un milieu isotrope à propriétés thermiques constantes. Ces hypothèses sont relativement fortes puisqu'elles signifient que les propriétés thermiques du milieu biologique ne varieront pas en fonction de la température ou de l'état (coagulé ou non) de la zone affectée. Dans cette configuration à révolution sphérique, le modèle de transfert de chaleur est basé sur l'équation de la chaleur avec source (pour ce qui concerne le dispositif) et puit (pour ce qui concerne les pertes dues à la perfusion) :

$$\frac{\partial T(r,t)}{\partial t} = \alpha_p \left(\frac{\partial^2 T(r,t)}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T(r,t)}{\partial r} \right) - C^* \omega_b (T(r,t) - T_b) + Q^*(r,t) \quad (1)$$

Avec : $C^* = \rho_b C_b / \rho_p C_p$ et $Q^*(r,t) = Q(r,t) / (\rho_p C_p)$. Les conditions aux limites sont :

$$BC_1: T(r,t) \rightarrow \text{finie, pour } r = 0, t > 0 \quad (2)$$

$$BC_2: T(r,t) = T_b, \text{ pour } r \rightarrow \infty, t > 0 \quad (3)$$

La condition initiale est :

$$IC: T(r,t) = T_b, \text{ pour } 0 \leq r < \infty, t = 0 \quad (4)$$

Dans le cas du processus MWA, la résolution de l'équation de Helmholtz en 1D sphérique conduit à l'expression de la source de chaleur comme :

$$Q(r,t) = Q_0(t) F(r) = Q_0(t) \exp(-\beta\sqrt{r}) \quad (5)$$

Afin de calculer la température quel que soit le comportement transitoire de la source on considère $Q_0(t) = \delta(t)$ dans la relation (5), ce qui conduit à calculer la réponse impulsionnelle à partir des équations (1) à (4). Dès lors il est possible de calculer la réponse à n'importe quelle variation transitoire de la source grâce à la linéarité du modèle et de l'application du produit de convolution :

$$T(r,t) = \int_0^\infty h(t-\tau) Q_0(\tau) d\tau \quad (6)$$

En effectuant les changements de variables : $T'(r,t) = T(r,t) - T_b$ et $U(t) = rT'(r,t)$, la relation (1) devient :

$$\frac{1}{\alpha_p} \frac{\partial U(r,t)}{\partial t} = \frac{\partial^2 U(r,t)}{\partial r^2} - \frac{\rho_b C_b \omega_b}{k_p} U(r,t) + \frac{r}{k_p} Q(r,t) \quad (7)$$

La transformée de Laplace sur la variable temporelle de U est :

$$\theta(r,p) = \mathcal{L}_t[U(r,t)] = \int_0^\infty U(r,t) e^{-pt} dt \quad (8)$$

En l'appliquant sur la relation (7), on obtient :

$$\frac{\partial^2 \theta(r,p)}{\partial r^2} - K^2 \theta(r,p) = -\frac{r}{k} Q_0(r) \quad (9)$$

Avec : $K^2 = \rho_b C_b \omega_b / k_p + p / \alpha_p$. Étant donné l'expression de $F(r)$ dans la relation (5), il n'est pas possible d'obtenir une expression exacte pour $\theta(r,p)$ et nous résolvons donc la relation (9) par une méthode de différence centrée. La transformée inverse de Laplace $U(r,t) = \mathcal{L}_p^{-1}[\theta(r,p)]$ est calculée à partir de la méthode de Stehfest [6]. Nous obtenons alors la réponse impulsionnelle $h(r,t) = U(r,t)/r$ et nous pouvons alors calculer la réponse pour toute évolution transitoire de la source à partir de la relation (6) en appliquant deux FFT (Fast Fourier Transform) successives pour effectuer le calcul de convolution.

3. Thermométrie IRM

En IRM, le patient est placé dans un tunnel contenant un aimant supraconducteur qui génère un champ magnétique très puissant (entre 1,5 et 3 Tesla). Ce champ aligne les protons des noyaux d'hydrogène présents en très grande quantité dans l'eau et les graisses du corps. Une antenne émettrice envoie des ondes radio spécifiques qui perturbent cet alignement. Les protons absorbent cette énergie et entrent en résonance. Lorsque les ondes radio sont coupées, les protons retournent à leur état d'équilibre initial en libérant l'énergie absorbée. Les signaux mesurés par les antennes de l'IRM dépendent de la nature des tissus ainsi que du temps de retour à l'équilibre. Le signal est mesuré en amplitude (intensité) mais aussi en phase qui correspond à l'angle de rotation du vecteur magnétique dans le plan transversal. La phase dépend de plusieurs facteurs, comme le champ magnétique local, le temps d'écho T_E (temps en msec entre l'application de l'impulsion radio fréquence et la mesure du signal de résonance émis par les tissus) et les propriétés des tissus. La thermométrie IRM [4] est basée sur la mesure de variation de phase liée à une variation de température sous la forme : $\Delta T = (\Phi(T) - \Phi(T_{ref})) / (\sigma \gamma T_E B_0)$, $\Phi(T)$ étant une image de phase à la température T acquise pendant le traitement et $\Phi(T_{ref})$ une image de phase à la température de référence T_{ref} acquise avant le chauffage [1]. Dans la relation précédente $\gamma = 2\pi \times 42.58 \text{ MHz} \cdot \text{T}^{-1}$ est le rapport gyromagnétique, $\sigma = -0.0094 \text{ ppm} \cdot \text{K}^{-1}$ est le coefficient de température PRF (Proton Resonance Frequency), B_0 est l'intensité du champ magnétique et T_E est le temps d'écho. La réduction du rapport signal/bruit étant très localisée à proximité de l'aiguille, tous les voxels dont l'incertitude de température était supérieure à 3°C avant le déroulement de l'ablation ont été masqués. L'incertitude de température a été estimée à l'aide de l'écart type de température calculé sur la base d'un voxel avant le déroulement de l'ablation.

4. Superposition de la simulation sur le réseau de voxels

La première étape du processus de superposition des données simulées sur la cartographie expérimentale de voxels en 3D consiste d'abord à calculer la température moyenne par voxel. Une grille 3D de voxels rectangulaires est construite dans un référentiel cartésien et les coordonnées (X, Y, Z) sont calculées à partir de la coordonnée radiale r dans la géométrie sphérique. La température moyenne de chaque voxel est ensuite calculée comme :

$$T_{vox}(X, Y, Z, t) = \frac{1}{\Delta r} \int_r^{r+\Delta r} T(r, t) r dr = \frac{1}{\Delta r} \int_r^{r+\Delta r} U(r, t) dr \quad (9)$$

Où Δr représente la longueur radiale du voxel. Ce processus de calcul de la moyenne génère un champ de température 4D sur l'ensemble de l'image IRM, la quatrième dimension représentant le temps.

L'étape suivante consiste à aligner ce champ de température 4D simulé avec le champ de température expérimental. En effet, le référentiel expérimental étant celui de l'IRM lui-même, il est rare que l'axe du dispositif de thermoablation soit aligné avec celui de la machine. Cet alignement est effectué à l'aide du logiciel ANTs [5] qui applique une matrice de transformation solide au champ de température simulé. Les paramètres de cette matrice sont identifiés pour que l'image du champ de température calculée s'aligne spatialement avec l'image du champ mesuré. En 3D, les transformations rigides peuvent être représentées mathématiquement comme une combinaison d'une matrice de rotation \mathbf{R} et d'un vecteur de translation \mathbf{t} , appliqués à chaque coordonnée \mathbf{x} du champ simulé. Cette transformation est généralement exprimée à l'aide d'une seule matrice de transformation \mathbf{T} de dimension (4,4), qui intègre à la fois la rotation et la translation. Cette formulation permet des transformations 3D complètes, englobant la rotation autour des axes X, Y et Z, ainsi que la translation dans les trois directions. Elle s'exprime comme :

$$\mathbf{T} = \begin{bmatrix} \mathbf{R}_{3 \times 3} & \mathbf{t}_{3 \times 1} \\ \mathbf{0}_{1 \times 3} & 1 \end{bmatrix} \quad (9)$$

Où $\mathbf{R}_{3 \times 3}$ est la matrice de rotation et $\mathbf{t}_{3 \times 1}$ est le vecteur de translation. La transformation d'un point \mathbf{x} de l'image du champ simulé est alors donnée par :

$$\mathbf{x}' = \mathbf{T} \mathbf{x} = \begin{bmatrix} \mathbf{R}_{3 \times 3} & \mathbf{t}_{3 \times 1} \\ \mathbf{0}_{1 \times 3} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \\ 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} x' \\ y' \\ z' \\ 1 \end{bmatrix} \quad (9)$$

Une matrice de rotation générale pour la rotation selon les angles θ_x , θ_y et θ_z autour des axes X, Y et Z est $\mathbf{R} = \mathbf{R}_x(\theta_x) \cdot \mathbf{R}_y(\theta_y) \cdot \mathbf{R}_z(\theta_z)$, avec :

$$\mathbf{R}_x(\theta_x) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\theta_x) & -\sin(\theta_x) \\ 0 & \sin(\theta_x) & \cos(\theta_x) \end{bmatrix}, \mathbf{R}_y(\theta_y) = \begin{bmatrix} \cos(\theta_y) & 0 & \sin(\theta_y) \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin(\theta_y) & 0 & \cos(\theta_y) \end{bmatrix}, \mathbf{R}_z(\theta_z) = \begin{bmatrix} \cos(\theta_z) & -\sin(\theta_z) & 0 \\ \sin(\theta_z) & \cos(\theta_z) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (9)$$

Dans le cadre d'un alignement solide, le logiciel ANTs utilise une mesure de similarité telle que l'information mutuelle (IM) pour évaluer la qualité de l'alignement entre l'image de référence A et l'image cible transformée B . L'IM est particulièrement efficace pour l'enregistrement d'images multimodales, car elle mesure la dépendance statistique entre les intensités des points correspondants dans les images de référence et transformées. Elle est définie comme suit :

$$\text{IM}(A, B) = \sum_{a \in A} \sum_{b \in B} \pi(a, b) \log \frac{\pi(a, b)}{\pi(a) \pi(b)} \quad (9)$$

Où $\pi(a, b)$ représente la distribution de probabilité conjointe des intensités dans les images A et B , et $\pi(a)$ et $\pi(b)$ sont les distributions de probabilité marginales de A et B , respectivement. Le processus d'optimisation vise à maximiser l'IM, en obtenant les paramètres de transformation optimaux qui alignent la cible avec l'image de référence. Pour ajuster les paramètres de \mathbf{R} et \mathbf{t} , ANTs utilise un processus d'optimisation itératif basé sur la descente de gradient. À chaque itération, les paramètres de rotation et de translation sont mis à jour pour réduire l'erreur en fonction de la métrique de similarité. La règle de mise à jour dans la descente de gradient pour la rotation et la translation peut être décrite comme suit :

$$\begin{aligned}\mathbf{R}_{n+1} &= \mathbf{R}_n - a \nabla_R \text{IM}(A, T_n(B)) \\ \mathbf{t}_{n+1} &= \mathbf{t}_n - a \nabla_t \text{IM}(A, T_n(B))\end{aligned}\quad (9)$$

Où a est la taille du pas, et ∇_R et ∇_t représentent les gradients par rapport aux paramètres de rotation et de translation.

Néanmoins, il est aussi indispensable d'identifier les paramètres de la source de chaleur $\{Q_0(t), \beta\}$ dans la relation (5) qui ne sont pas connus. L'hypothèse de linéarité du modèle nous permet d'identifier ces paramètres inconnus une fois que l'alignement entre les images simulées et expérimentales est réalisé. Une méthode de type Levenberg-Marquardt est appliquée en minimisant l'écart quadratique entre les températures moyennes par voxel simulées et mesurées. Pour plus de précision, l'alignement est vérifié à nouveau une fois l'estimation des paramètres de source effectuée.

5. Illustration

Un système micro-ondes AveCure (MedWave, San Diego, USA) a été utilisé pour réaliser l'ablation à l'aide d'une grande antenne de calibre 14 insérée par voie percutanée sous guidage IRM. L'appareil a été connecté à un générateur situé à l'extérieur de la cage de Faraday à l'aide d'un câble blindé fourni par le fabricant. La durée d'ablation a été fixée à 7 minutes 30 avec une température cible de 60°C sur un foie de vache à température ambiante. Un délai de 30 secondes a été observé avant de commencer le dépôt d'énergie. Les images de température IRM ont été obtenues sur une IRM clinique de 1,5 T (Magnetom Sola Fit, Siemens Healthineers) à l'aide d'une séquence d'imagerie écho-planaire multi-coupes (EPI) positionnée parallèlement à la sonde MW. Une pile de 13 tranches a été acquise dynamiquement toutes les 4 s en utilisant les paramètres suivants : $T_E = 19$ ms, $T_R = 47,29$ ms, $FA = 90^\circ$, champ de vision de 300 mm, taille de la matrice = 128x128, espacement dans le plan = 2,34375 mm, épaisseur de tranche = 3 mm, espacement de tranche = 1,5 mm, bande passante/pixel = 953 Hz, facteur d'accélération GRAPPA = 2.

La source de chaleur est d'intensité constante, soit $Q_0(t) = Q_0 H(t)$ dans la relation (5). Le processus d'alignement des champs thermiques simulés et calculés est d'abord réalisé et les paramètres de la source sont identifiés. Cela conduit à $Q_0 = 2.1 \times 10^8 \text{ W/m}^3$ et $\beta = 59.5 \text{ m}^{-0.5}$. Le champ de température est ensuite calculé à une échelle plus petite que celle du voxel. Les résultats de la comparaison entre mesures et simulation sont représentés sur les figures ci-dessous. Sur la figure 1, nous voyons la comparaison à l'instant $t = 120$ sec. Pour les voxels de la coupe médiane. La distorsion des températures sur l'image simulée (en bas à gauche) provient de l'alignement des quantités simulées depuis la géométrie sphérique. On voit bien l'absence d'information sur quelques voxels de l'image mesurée (en haut à droite). La simulation du champ thermique à petite échelle est représentée en bas à droite. La figure 2, montre l'adéquation entre simulation et mesures sur la coupe médiane au cours du temps, depuis le début du chauffage. On constate une adéquation très satisfaisante des thermogrammes sur pratiquement l'ensemble des voxels. On voit également que cette approche a le mérite de reconstruire l'évolution de la température aux voxels ayant subits des artefacts. Enfin la figure 3 renseigne sur la qualité de la comparaison simulation/mesure en considérant des lignes perpendiculaires à l'axe du dispositif à trois instants différents pendant le chauffage. Nous reportons également sur la figure la température calculée à petite échelle, qui montre bien que la moyenne par voxel a bien tendance à minimiser la valeur de température réelle et à masquer les maxima.

6. Conclusion

Nous avons élaboré une méthode de reconstruction du champ de température dans le domaine affecté par le dispositif de thermoablation. Pour cela nous avons développé un modèle

relativement simple du transfert de la chaleur en régime transitoire basé sur des hypothèses d'homogénéité du domaine, de linéarité du modèle et de propriétés constantes. Les mesures de température sont réalisées par thermométrie IRM. La comparaison des températures moyennes par voxel mesurées et simulées passe tout d'abord par une optimisation topologique réalisant l'alignement des deux champs en 3D au cours du temps. La deuxième étape réside dans l'identification des paramètres de la source de chaleur. Les résultats obtenus lors d'une ablation MWA sont très encourageants. De manière contre-intuitive, les hypothèses adoptées s'avèrent finalement assez peu pénalisantes. Ceci est certainement dû à la faible variation des propriétés thermiques des tissus en fonction de la température et de leur état.

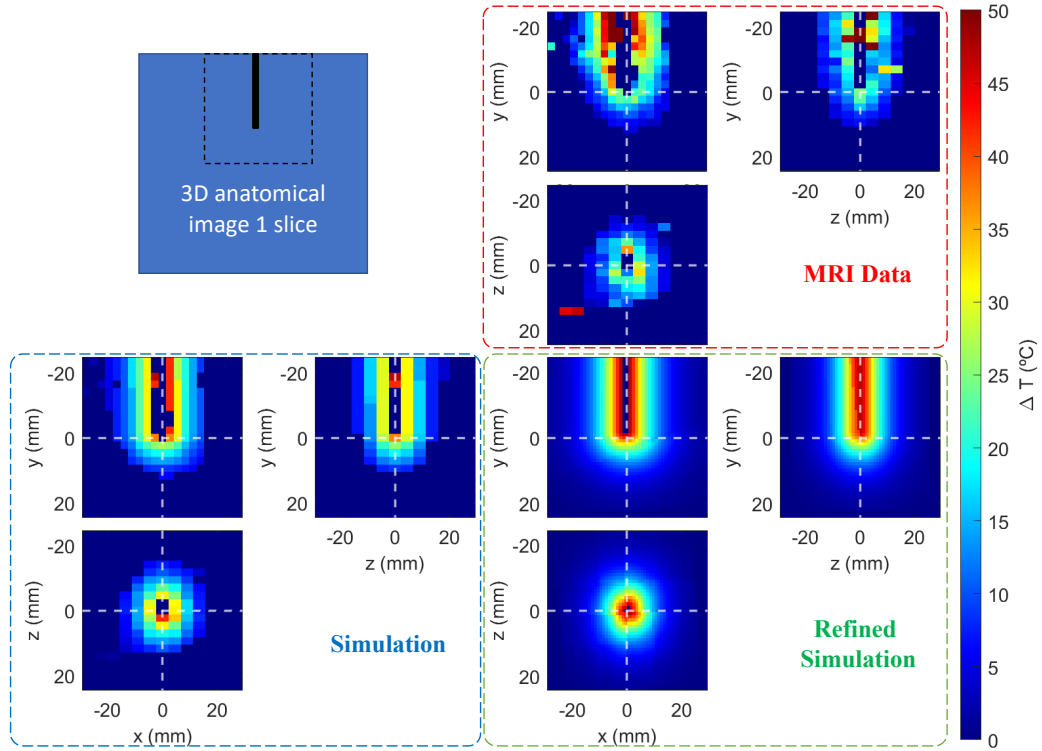


Figure 1 : Comparaison entre données expérimentales et simulation à $t = 120$ s sur la coupe médiane.

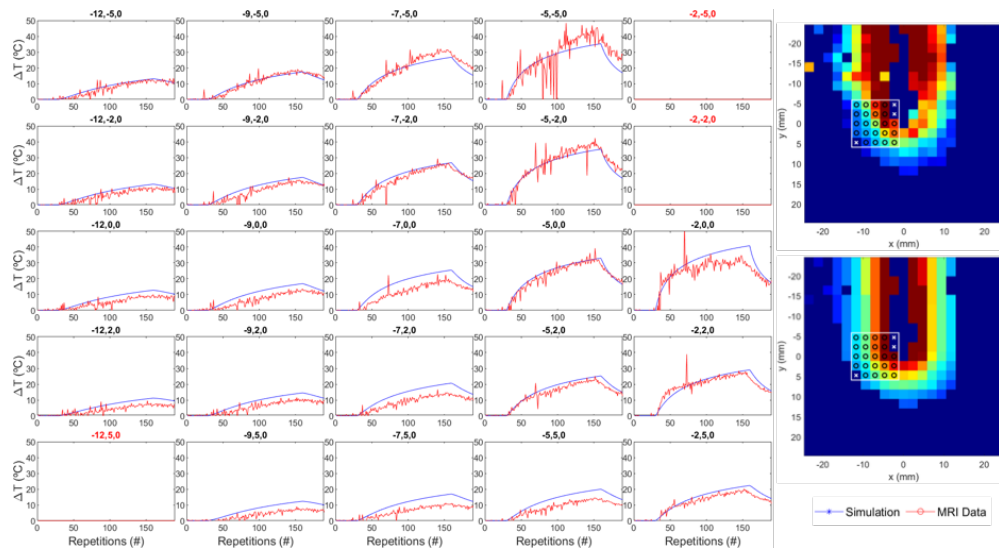


Figure 2 : Comparaison entre données expérimentales au cours du processus sur la coupe médiane.

Cette approche permet bien entendu de disposer d'un modèle assez fiable pour prédire les niveaux de température atteint avant l'opération. Cette prévision préopératoire est d'intérêt factuel pour le clinicien. Un deuxième intérêt réside dans l'utilisation de cette approche en vue de piloter efficacement l'intensité de la source au cours du processus. Ce contrôle en temps réel permettra de mieux éviter les possibles dépassements de température mais aussi un meilleur contrôle de la zone traitée. Les temps de simulation du modèle autorisent cette perspective mais des travaux restent encore à faire notamment en vue de la prise en compte d'un réseau vasculaire plus complexe.

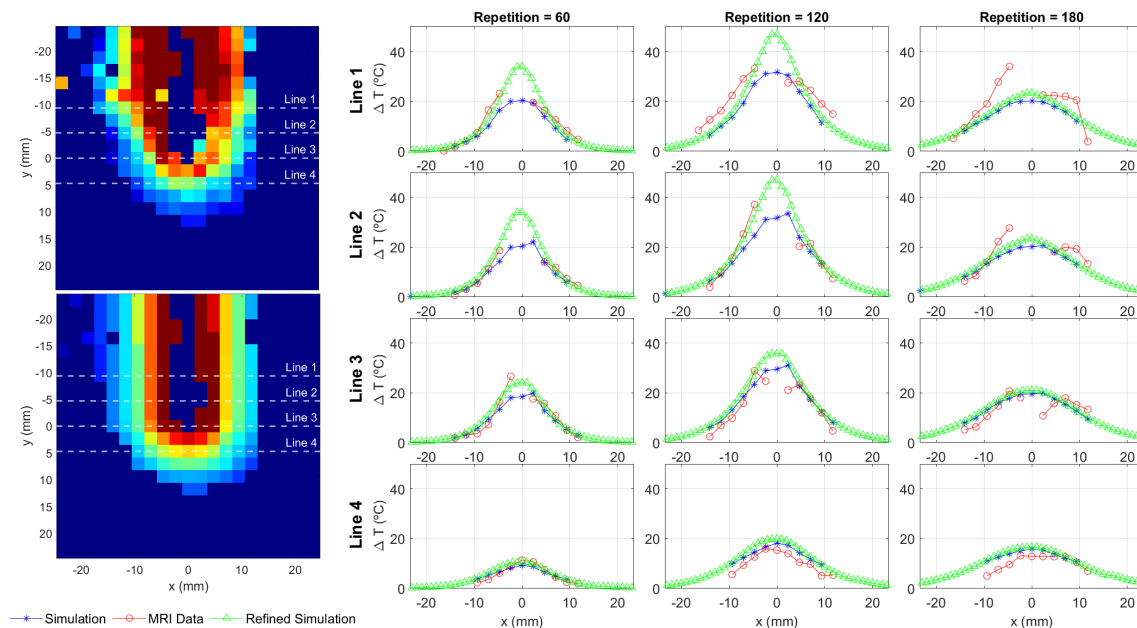


Figure 3 : Comparaison entre données expérimentales à différents instants 60/120/180 s, sur la coupe médiane, selon 5 lignes transverses.

Références

- [1] Chris Brace. Thermal tumor ablation in clinical use. *IEEE Pulse*, 2(5):28–38, September 2011.
- [2] Christy Kim. Understanding the nuances of microwave ablation for more accurate post-treatment assessment. *Future Oncology*, 14(17):1755–1764, February 2018.
- [3] Christopher Brace. Microwave tissue ablation, biophysics, technology, and applications. *Critical Reviews in Biomedical Engineering*, 38(1):65–78, 2010.
- [4] Baudouin Denis de Senneville, Charles Mougenot, Bruno Quesson, Iulius Dragonu, Nicolas Grenier, and Chrit T. W. Moonen. MRI thermometry for monitoring tumor ablation. *European Radiology*, 17(9):2401–2410, May 2007.
- [5] Nick Tustison Brian B. Avants and Hans Johnson. Advanced normalization tools (ants). Technical report, University of Pennsylvania, University of Virginia and University of Iowa, 2014.
- [6] Stehfest. Algorithm 368, numerical inversion of Laplace transforms [d5]. Technical report, Institut f. Angew. Physik, J. W. Goethe Unviersitat, 1970.

Remerciements

Les auteurs remercient l'Agence Nationale de la Recherche pour son soutien financier dans le cadre du projet ANR-DFG SMART-HEAT. Ils remercient également le Réseau Impulsion BEST, industrie du futur, de l'Université de Bordeaux pour son soutien financier.