THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

École doctorale: PHYS - Physique
Spécialité : Physique pour les Sciences du Vivant
Unité de recherche: Grenoble Institut des Neurosciences

Développement et validation de méthodes pour une évaluation individualisée de la sécurité IRM d'implants actifs
Development and validation of methods for individualized assessment of the MRI safety of active implants

Présentée par :
Chiara HARTMANN

Direction de thèse :

Emmanuel BARBIER — Directeur de thèse
DIRECTEUR DE RECHERCHE, INSERM

Jan WARNKING — Co-encadrant de thèse
CHARGE DE RECHERCHE, INSERM

Rapporteurs :

Jacques FELBLINGER
PROFESSEUR DES UNIVERSITES - PRATICIEN HOSPITALIER, UNIVERSITE DE LORRAINE

Marie POIRIER-QUINOT
PROFESSEURE DES UNIVERSITES, UNIVERSITE PARIS SACLAY

Thèse soutenue publiquement le **28 Novembre 2025** devant le jury composé de :

Etienne PERRET, PROFESSEUR DES UNIVERSITES, Grenoble INP - UGA	Président
Jacques FELBLINGER, PROFESSEUR DES UNIVERSITES - PRATICIEN HOSPITALIER, UNIVERSITE DE LORRAINE	Rapporteur
Marie POIRIER-QUINOT, PROFESSEURE DES UNIVERSITES, UNIVERSITE PARIS SACLAY	Rapporteure
Olivier ERNST, PROFESSEUR DES UNIVERSITES - PRATICIEN HOSPITALIER, UNIVERSITE DE LILLE	Examinateur
Constantin SLIOUSSARENKO, CHARGE DE RECHERCHE, INSTITUT DE MYOLOGIE	Examinateur

Résumé

LImagerie par Résonance Magnétique (IRM) est considérée comme une modalité dimagerie particulièrement sûre grâce à labsence deffets à long terme sur les tissus. Cependant, pour les patients porteurs dimplant métallique, les interactions entre le champ magnétique généré par lIRM et limplant peuvent induire des risques. Les travaux de la thèse se concentrent sur les risques liés aux interactions entre la composante radiofréquence (RF) B_1 du champ magnétique généré par lIRM et les implants filaires tels que les implants de Stimulation Cérébrale Profonde (SCP) ou les stimulateurs cardiaques. Le champ B_1 de lIRM peut induire, via le champ électrique concomitant, un courant RF dans le fil conducteur de limplant, qui provoque un échauffement à linterface entre limplant et les tissus, avec un risque de lésion. Ce risque déchauffement dépend grandement de la configuration de limplant par rapport au patient et à lIRM du fait des interactions complexes. Ce travail de thèse vise a développer et valider des méthodes IRM pour évaluer, pour chaque patient individuellement, les risques déchauffement durant un examen IRM. Ces méthodes visent à couvrir aussi les configurations pour lesquelles les limites dexposition RF des fabricants des implants ne sont pas applicables, comme des électrodes multiples, abandonnées ou fracturées. Deux approches complémentairesăont été suivies :

— Lévaluation du risque individuel grâce à un pré-scan à faible Débit dAbsorption Spécifique (DAS).

Le courant RF induit dans un implant perturbe le champ B_1 et donc le signal IRM proche de limplant. Les méthodes développées visent à mesurer le courant RF dans des implants filaires pour prédire léchauffement dans les conditions précises de lexamen à partir dune acquisition IRM adaptée réalisée au début. Une séquence IRM dédiée a été développée et optimisée pour maximiser la sensibilité aux perturbations du B_1 sur une large gamme dynamique. Le signal IRM autour de limplant a été modélisé en fonction de paramètres incluant lamplitude du courant, sur la base du théorème dAmpère et des équations de Bloch, en étendant le domaine de validité du modèle par rapport à létat de lart précédent. Des méthodes de reconstruction du courant à partir de signaux IRM ont été mises au point, en optimisant la robustesse de lanalyse. Lensemble des méthodes a été validé par des simulations EM ainsi que des expériences sur fantôme, aussi bien pour un objet test que pour un implant réel. La précision de prédiction de léchauffement obtenue démontre lutilité des méthodes pour lusage visé. Les travaux menés fournissent une base solide pour une évaluation future de ces méthodes dans un environnement tissulaire hétérogène et en présence de mouvements.

— Le suivi en temps réel par thermométrie IRM de léchauffement au bout de limplant.

Dans ces travaux, une méthode originale exploitant la perturbation du champ statique B_0 autour de limplant pour mesurer léchauffement en temps réel par IRM a été développée. Cette méthode propose dacquérir un signal IRM en présence de gradients spiralés qui vont compenser localement les gradients causés par limplant, permettant dobtenir un signal proche de limplant sensible aux variations de température. Les travaux menés ont permis didentifier une potentielle source de signal de thermométrie beaucoup plus sensible que les méthodes de thermométrie IRM standard grâce à la variabilité de la susceptibilité magnétique du PtIr des électrodes DBS en fonction de leur température. Une première évaluation de la méthode a été réalisée in silico grâce à des simulations 3D de cartes de paramètres autour de limplant, suivie dune simulation des équations de Bloch et une reconstruction de la température basée sur des méthodes dapprentissage profond, avec des résultats encourageants. Ces résultats préliminaires restent à être confirmés expérimentalement avant une optimisation des méthodes dacquisition et danalyse.

Abstract

Magnetic Resonance Imaging (MRI) is considered a particularly safe imaging modality due to its absence of known long-term effects on tissues. However, for patients with metallic implants, interactions between the magnetic field generated by the MRI and the implant can induce risks. This PhD thesis focuses on the risks related to interactions between the radiofrequency (RF) B_1 component of the magnetic field generated by MRI and wire-like implants such as Deep Brain Stimulation (DBS) implants or pacemakers. The MRI B_1 field can induce, via the concomitant electric field, an RF current in the implant's lead wire, which causes heating at the interface between the implant tip and the tissues, with a risk of thermal lesions. This heating risk depends greatly on the configuration of the implant with respect to the patient and the MRI, with complex interactions between all three. This PhD thesis aims to develop and validate MRI methods to assess, for each individual patient, the risk of RF heating during an MRI examination. Such methods could evaluate configurations for which the RF exposure limits of implant manufacturers are not applicable, such as multiple, abandoned, or fractured electrodes. Two complementary approaches were followed:

— Individual risk assessment using a pre-scan with low Specific Absorption Rate (SAR). The RF current induced in an implant perturbs the B_1 field and therefore the MRI signal close to the implant. The methods developed aim to measure the RF current in an implant wire to predict a patients individual heating risk using a tailored MRI acquisition at the beginning of the scanning session. A dedicated MRI sequence was developed and optimized to maximize sensitivity to B_1 perturbations over a wide dynamic range. The MRI signal around the implant was modeled as a function of parameters including current amplitude, based on Ampere's law and the Bloch equations, extending the model's validity range compared to previous state-of-the-art approaches. Methods for reconstructing the RF current from MRI signals were developed, optimizing the robustness of the analysis. All methods were validated by EM simulations as well as phantom experiments, both for a test object and a real implant. The observed accuracy of the heating prediction demonstrates the usefulness of the methods for the intended use. The work presented provides a solid basis for future evaluation of these methods under conditions of a heterogeneous tissue environment and in the presence of patient motion.

— Real-time monitoring of heating at the tip of the implant using MR thermometry. This work is a preliminary study of an original method exploiting the perturbation of the static field B_0 around the implant to measure the heating in real time by MRI at the tip of the implant. This method proposes to acquire MRI signals using spiral gradients which locally

compensate the susceptibility gradients due to the implant, with a goal to obtain an MRI signal specific to positions close to the implant and sensitive to temperature variations. This work identified an original potential source of thermometry signal much more sensitive than standard MRI thermometry methods, exploiting to the variability of the magnetic susceptibility of the PtIr DBS electrodes as a function of their temperature. A first evaluation of the feasibility of the method was carried out in silico using 3D simulations of parameter maps around the implant followed by a simulation of the Bloch equations and a reconstruction of the temperature based on deep learning methods, showing encouraging results regarding the sensitivity for temperature measurements. This sensitivity remains to be confirmed experimentally and acquisition and analysis methods will require further optimization.

Table des matières

I. De l'électromagnétisme à la sécurité IRM 15

1. Bases physiques 19

1.1. Bases d'électromagnétisme . . . 19

1.2. Interaction de la matière avec un champ électromagnétique externe . . . 21

1.2.1. Interactions liées au champ magnétique . . . 21

1.2.2. Interactions avec un champ électrique . . . 24

1.2.3. Évolution des propriétés des matériaux en fonction de la fréquence du champ EM . . . 24

1.2.4. Exposition d'un matériau à un champ EM variable . . . 25

1.2.4.1. Induction EM : loi de Faraday . . . 26

1.2.4.2. Effet antenne et application au cas particulier des effets de l'exposition des tissus biologiques à un champ radiofréquence 26

1.3. Étude des effets des champs électromagnétiques par simulations numériques . 27

2. Principe de l'Imagerie par Résonance Magnétique (IRM) 31

2.1. Principe de la Résonance Magnétique Nucléaire . . . 31

2.2. Construction de l'image IRM à partir du signal RMN . . . 35

2.3. Les séquences IRM . . . 37

2.4. Systèmes de génération du champ magnétique . . . 38

3. La sécurité IRM 41

3.1. Les risques à considérer en IRM . . . 41

3.1.1. Cas d'un patient sans implant . . . 41

3.1.2. Cas d'un patient avec implant . . . 43

3.2. Prise en charge des patients porteurs d'implants en IRM . . . 45

3.2.1. Généralités sur les dispositifs médicaux et implants . . . 45

3.2.2. Examen IRM en présence de DM . . . 45

3.2.3. Évaluation des risques liés aux implants . . . 46

3.2.3.1. Les normes . . . 46

3.2.3.2. Cas particulier des méthodes actuelles d'évaluation du risque d'échauffement RF lié aux implants filaires . . . 47

3.3. Motivation du projet de thèse 49

II. Mesure de courant RF par IRM 51

4. Principe, théorie de base et objectifs 55

4.1. Généralités 55
4.2. Modèle analytique du B_1^+ en présence d'un fil conducteur 59
4.3. État de l'art sur la reconstruction du courant RF dans un implant à partir de signaux IRM 63
4.4. Objectifs d'amélioration dans la thèse 65

5. Développement de la séquence d'acquisition pour la mesure du courant RF par IRM 67

5.1. Choix de la séquence d'acquisition pour la reconstruction du courant RF par IRM 67
5.1.1. Caractéristiques requises dans le contexte de la mesure du courant RF par IRM 67
5.1.2. Généralités sur les méthodes de cartographie B_1 68
5.1.3. La Dual Angle High Dynamic Range Actual Flip angle Imaging (da-hdrAFI) 72
5.2. Implémentation et validation de la da-hdrAFI 73
5.2.1. Tests sur le fantôme cylindrique homogène 74
5.2.1.1. Méthodes 74
5.2.1.2. Résultats sur les amplitudes des signaux 74
5.2.1.3. Résultats sur les phases des signaux 75
5.2.2. Tests sur le fantôme ASTM avec un fil de cuivre 77

6. Outils de modélisation et d'ajustement pour la reconstruction du courant RF à partir de signaux IRM 79

6.1. Modèle direct du signal IRM en fonction du courant RF 79
6.1.1. Calcul du B_1^+ autour d'un fil conducteur 79
6.1.2. Calcul du signal et prise en compte de l'effet du profil de coupe lié à l'impulsion RF 81
6.2. Reconstruction du courant RF à partir de signaux IRM 83
6.3. Optimisation de la séquence 85
6.3.1. Fonction de coût 86
6.3.2. Évolution Différentielle 87
6.3.3. Optimisation par essaims particulaires (Particle Swarm Optimisation (PSO)) 88
6.3.4. Application à l'optimisation de la da-hdrAFI 88

7. Vérification de la validité des hypothèses du modèle direct 89
7.1. L'inhomogénéité T_1 . . . 89
7.2. Hypothèse sur la variation intra-voxel du B_1^- . . . 90
7.3. Validation du modèle du B_1^+ par simulations électromagnétiques . . . 91
7.3.1. Matériel et méthodes . . . 91
7.3.2. Résultats . . . 94
7.3.3. Discussion . . . 96
7.4. Validation de l'utilisation de la loi d'Ampère pour calculer le champ magnétique autour d'un conducteur hélicoïdal . . . 97

8. Validation de la mesure IRM du courant RF par expériences sur fantôme 101
8.1. Confrontation entre simulations EM et expériences sur fantôme . . . 101
8.1.1. Comparaison des cartes B_1 . . . 101
8.1.2. Comparaison des courants . . . 103
8.1.3. Comparaison des DAS et échauffements . . . 105
8.1.3.1. Caractérisation des sondes de température . . . 105
8.1.3.2. Expérience pour la comparaison des DAS et échauffements . 106
8.2. Modèle direct et homogénéité du $B_{1,b}$ . . . 110
8.3. Confrontation aux mesures thermométriques . . . 111
8.3.1. Dispositif expérimental . . . 112
8.3.2. Acquisitions réalisées . . . 112
8.3.3. Traitement des données de température . . . 115
8.3.4. Résultats . . . 115
8.3.4.1. Détermination de la coupe optimale pour la mesure du courant RF . . . 116
8.3.4.2. Évaluation de la précision de la mesure du courant par IRM . 119

III. Suivi en temps réel de l'échauffement d'un implant par thermométrie IRM 129

9. La thermométrie IRM 133
9.1. Généralités . . . 133
9.2. La thermométrie par Proton Resonance Frequency Shift (PRFS) . . . 134
9.3. Thermométrie IRM et sécurité IRM . . . 135

10. Principe et théorie de la thermométrie IRM en temps réel autour d'un implant 137
10.1. Principe de la mesure de l'échauffement au bout de l'implant par thermométrie IRM . . . 137

10.2. Grandeurs physiques influant sur le signal autour d'un implant 138
10.2.1. La fréquence de résonance des protons de l'eau 138
10.2.2. Perturbation du B_1 par le courant RF induit dans l'implant 139
10.2.3. Perturbation du champ B_0 due à la différence de susceptibilité magnétique entre implant et tissu 139
10.2.3.1. Expression analytique de la perturbation du B_0 en fonction de la distribution spatiale de la susceptibilité magnétique . . 139
10.2.3.2. Impact de la dépendance des susceptibilités magnétiques à la température 140

11. Évaluation de la faisabilité de la méthode 143
11.1. Simulation d'un signal IRM réaliste 143
11.1.1. Cartes des grandeurs physiques 143
11.1.1.1. Température 144
11.1.1.2. B_0 144
11.1.1.3. Résultats 145
11.1.2. Signal IRM 145
11.1.2.1. Séquence spiralée 146
11.1.2.2. KomaMRI 147
11.2. Confrontation du modèle de la perturbation du B_0 aux cartes de B_0 expérimentales 148
11.2.1. Méthodes expérimentales 148
11.2.2. Traitement des données 149
11.2.2.1. Calcul des cartes de B_0 expérimentales avec ROMEO 149
11.2.2.2. Ajustement du modèle de la perturbation du B_0 aux cartes acquises 150
11.2.2.3. Résultats 151
11.3. Évaluation par simulations de signal IRM réaliste de la sensibilité de la méthode à l'échauffement 151
11.3.1. Méthodes 152
11.3.2. Résultats 153

A. Diagramme de Gantt de la thèse 161

Introduction générale

LImagerie par Résonance Magnétique (IRM) est une technique dimagerie utilisée pour le diagnostic et le suivi médical et est considérée comme particulièrement sûre du fait de labsence deffets à long terme sur les tissus biologiques dans les conditions cliniques standard. Les différentes composantes du champ magnétique utilisé en IRM à savoir la composante statique de haute intensité B_0, les gradients de champ magnétique générant une composante oscillant à une fréquence de l'ordre du kHz ainsi que le champ radiofréquence B_1, impliquent différentes précautions du fait de leurs différentes fréquences et amplitudes. Des normes existent pour limiter l'amplitude et la vitesse de commutation des gradients pour éviter la stimulation de nerfs périphériques et la puissance radiofréquence envoyée pour éviter l'échauffement des tissus. Cependant, en présence d'éléments métalliques ne pouvant pas être enlevés pour l'examen IRM, comme des implants, la complexité des interactions entre champ magnétique aux différentes composantes et élément métallique nécessite une attention particulière dans l'évaluation des risques pour les patients. En effet, la composante statique B_0 induit des forces translationnelles sur les matériaux ferromagnétiques comme le fer ou le nickel du fait de sa haute intensité (1.5 T ou 3 T en routine clinique) engendrant des risques de blessure. Les gradients peuvent induire notamment des courants de Foucault dans de larges surfaces métalliques créant un risque d'échauffement des tissus environnants. Les travaux de la thèse se concentrent sur les risques liés aux interactions entre la composante radiofréquence (RF) B_1 du champ magnétique généré par lIRM et les implants filaires tels que les implants de Stimulation Cérébrale Profonde (SCP) ou les stimulateurs cardiaques. Le champ B_1 de lIRM peut induire, via le champ électrique concomitant, un courant RF dans le fil conducteur de limplant, qui provoque un échauffement à linterface entre limplant et les tissus, avec un risque de lésion. Ce risque déchauffement dépend grandement de la configuration de limplant par rapport au patient et à lIRM du fait des interactions électromagnétiques complexes. Il nexiste pas aujourd'hui de méthode en clinique pour évaluer le risque correspondant à un patient en particulier. Les limites dexposition aux radiofréquences sont déterminées en simulations électromagnétiques et expériences sur fantôme pour les pires configurations pour un même type dimplant. Cela engendre des difficultés dans le flux clinique comme des situations inhabituelles pour lesquelles on n'a pas de limites établies ou des examens trop limités pour lesquels la configuration individuelle permettrait l'utilisation d'une puissance plus élevée pour un examen plus complet et/ou plus court. Cela implique aussi des limitations dans la recherche notamment sur les phénomènes autour de la neurostimulation.

Ce travail de thèse, basé sur des travaux dans le domaine de la sécurité IRM réalisés précédemment dans l'équipe, vise à développer et valider des méthodes IRM pour évaluer, pour chaque patient individuellement, les risques déchauffement durant un examen IRM. Ces méthodes visent à couvrir aussi les configurations pour lesquelles les limites dexposition RF des fabricants des implants ne sont pas applicables. Deux approches complémentairesăont été suivies :

— Lévaluation du risque individuel grâce à un pré-scan à faible Débit dAbsorption Spécifique (DAS) :

Le courant RF induit dans un implant perturbe le champ B_1 et donc le signal IRM proche de limplant. Des études ont déjà montré qu'il est possible de mesurer le courant RF dans des implants filaires à partir des images IRM perturbées pour prédire léchauffement dans les conditions précises de lexamen. Un pré-scan court et à faible Débit d'Absorption Spécifique (DAS) à partir duquel on mesure le courant RF dans l'implant pourrait alors permettre de définir les limites d'expositions aux RF correspondant à la configuration individuelle pour le reste de l'examen. Une séquence IRM dédiée a été développée et optimisée pour maximiser la sensibilité aux perturbations du B_1 sur une large gamme dynamique. Le signal IRM autour de limplant a été modélisé en fonction de paramètres incluant lamplitude du courant, sur la base du théorème dAmpère et des équations de Bloch, en étendant le domaine de validité du modèle par rapport à létat de lart précédent. Des méthodes de reconstruction du courant à partir de signaux IRM ont été mises au point, en optimisant la robustesse de lanalyse. Lensemble des méthodes a été validé par des simulations EM ainsi que des expériences sur fantôme, aussi bien pour un objet test que pour un implant réel.

— Le suivi en temps réel par thermométrie IRM de léchauffement au bout de limplant : Dans ces travaux, une méthode originale exploitant la perturbation du champ statique B_0 autour de limplant pour mesurer léchauffement en temps réel par IRM est décrite. Cette méthode propose dacquérir un signal IRM en présence de gradients spiralés qui vont compenser localement les gradients causés par limplant, permettant dobtenir un signal proche de limplant sensible aux variations de température. Les travaux menés ont pour but d'évaluer la faisabilité de la méthode en testant si un tel signal acquis permettrait de mesurer l'échauffement. Une première évaluation de la méthode est réalisée in silico grâce à des simulations 3D de cartes de paramètres autour de limplant, suivie dune simulation des équations de Bloch et une reconstruction de la température basée sur des méthodes dapprentissage profond.

La Partie I vise à présenter les bases d'électromagnétisme et d'IRM nécessaires pour la compréhension des enjeux de la sécurité IRM décrits à la fin de cette partie et en particulier la gestion des risques d'échauffements dus au B_1 au bout d'implants filaires qui définit le cadre de ces travaux. La Partie II aborde la théorie, le développement et la validation de la méthode de mesure de courant RF dans un fil par IRM. Enfin, la Partie III présente la théorie de la méthode originale de suivi en temps réel de l'échauffement au bout d'un implant lors d'un examen IRM ainsi que les premières étapes de l'évaluation de la faisabilité de celle-ci.

Première partie

De l'électromagnétisme à la sécurité IRM

La nature des problèmes de sécurité IRM ainsi que de leurs solutions sont intrinsèquement liés aux interactions entre champs électromagnétiques et matière. Cette partie vise à décrire les bases physiques en électromagnétisme et IRM pour amener aux enjeux de la sécurité IRM.

1. Bases physiques

1.1. Bases d'électromagnétisme

On appelle champ électromagnétique l'ensemble du champ électrique $\overrightarrow{E}$ et du champ magnétique $\overrightarrow{B}$, champs vectoriels variables dans le temps et l'espace représentant les effets électromagnétiques générés par des particules chargées. En physique classique, on peut décrire le champ électromagnétique de manière unifiée avec les équations de Maxwell :

$$\overrightarrow{\nabla} \cdot \overrightarrow{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}, \tag{1.1}$$

$$\overrightarrow{\nabla} \cdot \overrightarrow{B} = 0, \tag{1.2}$$

$$\overrightarrow{\nabla} \wedge \overrightarrow{E} = -\frac{\partial \overrightarrow{B}}{\partial t}, \tag{1.3}$$

$$\overrightarrow{\nabla} \wedge \overrightarrow{B} = \mu_0 \overrightarrow{j} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \overrightarrow{E}}{\partial t}, \tag{1.4}$$

avec ρ la densité volumique de charge électrique, ϵ_0 la permittivité du vide ($8,854 \cdot 10^{-12}$ F/m), μ_0 la perméabilité du vide ($4\pi \cdot 10^{-7}$ Tm/A) et $\overrightarrow{j}$ la densité de courant.

Les équations de Maxwell correspondent à l'unification de différents théorèmes sur les champs électromagnétiques et décrivent qu'en présence de variation temporelle du champ électromagnétique, les champs électrique et magnétique ne sont pas indépendants, mais inextricablement liés par les Équations 1.3 et 1.4. LÉquation 1.1 décrit la génération d'un champ électrique par des charges électriques. LÉquation 1.2 décrit qu'un champ magnétique est généré par un dipôle et qu'il n'existe pas de « charge magnétique ». LÉquation 1.3 décrit l'induction d'un champ électrique par la variation temporelle d'un champ magnétique. Enfin, lÉquation 1.4 décrit qu'on peut générer un champ magnétique par un courant électrique et par une variation de champ électrique. Chaque terme de ces équations est linéaire par rapport à $\overrightarrow{E}$, $\overrightarrow{B}$ ρ et $\overrightarrow{j}$, ce qui implique que toute combinaison linéaire de solutions de ces équations est aussi une solution. En pratique, cela rend possible l'utilisation du principe de superposition ou d'outil mathématiques comme la transformée de Fourier.

Les Équations 1.3 et 1.4 décrivent qu'avec un champ variable on a création d'ondes EM qui se propagent. Lorsque la distance considérée est très inférieure à la longueur d'onde EM dans le milieu, ces phénomènes de propagation sont négligeables. On dit qu'on est dans l'approximation de « champ proche » ou de « régime quasi-statique ». Dans ce régime, on peut notamment

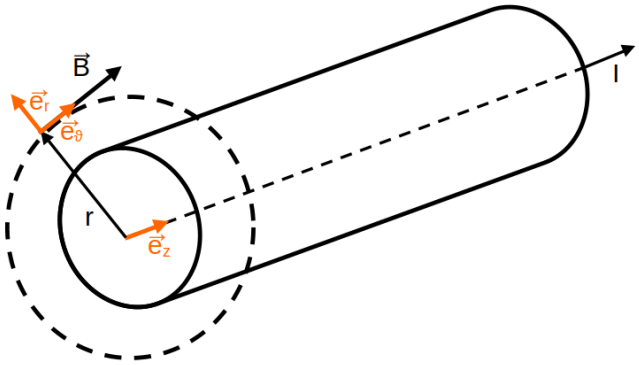

FIGURE 1.1. – Schéma du cylindre de longueur infinie parcouru par un courant I avec un repère cylindrique.

négliger les effets de la dérivée temporelle du champ électrique dans l'Équation 1.4.

Pour l'application dans le contexte d'une IRM 3 T, la longueur d'onde électromagnétique λ pour le champ radiofréquence de fréquence $f = 128$ MHz dans les tissus biologiques (permittivité $\epsilon_{tissu} = 63$ pour le cerveau et perméabilité $\mu_{tissu} \approx 1$) vaut :

$$\lambda = \frac{c}{f\sqrt{\epsilon_{tissu}\mu_{tissu}}} = \frac{3 \cdot 10^8 \,\frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}}{128 \cdot 10^6 \,\mathrm{Hz}\sqrt{63}} \sim 30\,\mathrm{cm}. \tag{1.5}$$

Cette longueur d'onde correspond aux distances antenne RF / tissus biologiques. Ainsi, même si l'approximation quasi-statique n'est pas valable dans tous les phénomènes étudiés dans ces travaux, lorsque l'on considère des distances de l'ordre du centimètre il est possible d'approximer les phénomènes électromagnétiques en un régime quasi-statique.

Les équations de Maxwell possèdent diverses applications, mais peuvent permettre en particulier de définir des modèles simples des champs électromagnétiques pour des cas particuliers. Plus tard, nous utiliserons un modèle du champ magnétique autour d'un cylindre conducteur basé sur le théorème décrit ci-après. En considérant un cylindre infini conduisant un courant I correspondant à une densité de charge constante, on peut adopter un repère cylindrique avec l'axe z confondu avec l'axe du cylindre infini (voir Figure 1.1). La haute conductivité du métal implique une distribution de charge équilibrée le long de l'axe z, forçant ainsi le champ électrique à être perpendiculaire à la surface du cylindre. Cela implique que, proche du conducteur, le produit scalaire $\frac{d\overrightarrow{E}}{dt} \cdot \overrightarrow{dS}$ présent dans la version intégrale de l'Équation 1.4 est nul, donnant l'expression du théorème d'Ampère suivante :

$$\oint_C \overrightarrow{B} \cdot \overrightarrow{dl} = \mu_0 I_C, \tag{1.6}$$

avec C un contour fermé, $\overrightarrow{dl}$ un élément infinitésimal du contour C et I_C le courant circulant

à travers la surface S circonscrite par C tel que :

$$I_C = \oint_S \overrightarrow{j} \cdot \overrightarrow{dS}, \tag{1.7}$$

avec $\overrightarrow{dS}$ un élément infinitésimal de S. Ce théorème peut permettre de décrire analytiquement le champ magnétique en fonction du courant dans des cas simples avec des symétries et invariances élevées. Dans le cas étudié ici, on constate une invariance par rotation autour de l'axe z ainsi qu'une invariance par translation le long de z, donnant un champ magnétique dépendant uniquement de la coordonnée r du repère et dont la composante selon $\overrightarrow{e_z}$ est nulle. De plus, l'équation 1.2 implique que la composante selon $\overrightarrow{e_r}$ est nulle, le champ magnétique est donc orienté dans la direction $\overrightarrow{e_\theta}$. Enfin on considère un contour de rayon $r > R$ avec R le rayon du cylindre, le théorème d'Ampère décrit par lÉquation 1.6 devient dans ce cas :

$$\oint_0^{2\pi r} B\,(r)\,dl = \mu_0 I_C \tag{1.8}$$

$$B\,(r)\,2\pi r = \mu_0 I_C \tag{1.9}$$

$$\overrightarrow{B}\,(r) = \frac{\mu_0 I_C}{2\pi r}\overrightarrow{e_\theta}. \tag{1.10}$$

1.2. Interaction de la matière avec un champ électromagnétique externe

1.2.1. Interactions liées au champ magnétique

Les particules élémentaires telles que les électrons, mais aussi des particules telles que les protons ou les noyaux atomiques possèdent un moment cinétique intrinsèque ou spin. Le spin est une grandeur vectorielle quantique intrinsèque de la particule, aux valeurs discrètes et liée aux interactions électromagnétiques de cette particule. Sa norme est définie par le nombre quantique de spin s propre à la particule multiplié par $\hbar$ et sa direction n'est pas définie classiquement. Le nombre de spin peut prendre des valeurs entières ou demi entières et est de $1/2$ pour l'électron. Dans un atome, l'électron possède aussi un moment cinétique orbital $\overrightarrow{L}$ dû à son orbitale autour du noyau. La norme du moment cinétique orbital $\overrightarrow{L}$ vaut $L = \sqrt{l(l+1)}\hbar$ avec l le nombre quantique orbital (0/s, 1/p...). A l'échelle d'un atome la somme des moments cinétiques orbitaux $\overrightarrow{L}_{tot}$ et de la somme des spins $\overrightarrow{S}_{tot}$ de chaque électron de l'atome définit le moment cinétique électronique total $\overrightarrow{J}$ tel que :

$$\overrightarrow{J} = \overrightarrow{L}_{tot} + \overrightarrow{S}_{tot}. \tag{1.11}$$

Le spin et le moment cinétique de particules chargées donnent lieu à un moment magnétique.

Le moment magnétique $\overrightarrow{\mu}$ d'un corps quantifie la tendance de ce corps à s'aligner avec un champ magnétique externe. En effet par définition le couple subi par un corps soumis à un champ magnétique externe $\overrightarrow{B_0}$ est défini par :

$$\overrightarrow{\tau} = \overrightarrow{\mu} \wedge \overrightarrow{B_0}. \tag{1.12}$$

La norme du moment magnétique électronique μ_{e^-} d'un atome est donnée par :

$$\mu_{e^-} = g_J \mu_B \sqrt{J\,(J+1)}, \tag{1.13}$$

avec $g_J \approx -2$ le facteur de Landé pour l'électron et $\mu_B \approx 9.27 \cdot 10^{-24}$ Amš le magnéton de Bohr. En pratique, le moment magnétique d'un atome dépend aussi du moment magnétique nucléaire de cet atome lorsque son noyau possède un spin non nul. Néanmoins hormis des cas particuliers comme la Résonance Magnétique Nucléaire dont nous parlerons en section 2.1, l'effet du moment magnétique nucléaire est négligeable devant le moment magnétique électronique de l'atome.

À l'échelle macroscopique, on peut décrire de manière classique les effets quantiques des moments magnétiques en définissant une grandeur vectorielle, l'aimantation $\overrightarrow{M}$, qui correspond à la densité volumique des moments magnétiques individuels des atomes :

$$\overrightarrow{M} = \frac{d\overrightarrow{\mu}}{dV}. \tag{1.14}$$

Dans un matériau pouvant être considéré comme un milieu continu et homogène d'atomes et en l'absence d'aimantation permanente, on observe un champ magnétique $\overrightarrow{B}_{tot}$ homogène lors d'une exposition à un champ magnétique externe $\overrightarrow{B_0}$ tel que :

$$\overrightarrow{B}_{tot} = \overrightarrow{B_0} + \mu_0 \overrightarrow{M}, \tag{1.15}$$

avec $\overrightarrow{M}$ l'aimantation correspondant à la réponse magnétique du matériau à la présence de $\overrightarrow{B_0}$ et μ_0 la perméabilité du vide. En effet, chaque atome peut être vu comme un petit aimant dont le moment magnétique tend plus ou moins à s'aligner avec le champ magnétique externe ou lui résister. On appelle susceptibilité magnétique d'un matériau χ, la grandeur sans dimension qui quantifie le « degré de réponse » d'un matériau à un champ magnétique externe, tel que :

$$\chi = \mu_0 \frac{dM}{dB_0}. \tag{1.16}$$

On peut ainsi exprimer le champ magnétique total à l'intérieur d'un milieu en fonction de sa

susceptibilité magnétique χ ou de la perméabilité magnétique relative μ_r :

$$\overrightarrow{B}_{tot} = (1+\chi)\,\overrightarrow{B_0} \tag{1.17}$$

$$= \mu_r \overrightarrow{B_0}. \tag{1.18}$$

La perméabilité magnétique $\mu = \mu_r \mu_0$ permet de quantifier la capacité d'un milieu à influer sur le champ magnétique $\overrightarrow{B}_{tot}$. Il peut aussi parfois être utile d'exprimer le champ magnétique en terme de « champ d'excitation magnétique magnétique ($\overrightarrow{H}$) » plutôt qu'en « champ d'induction magnétique ($\overrightarrow{B}$) » habituel. Ce champ $\overrightarrow{H}$ est défini tel que :

$$\overrightarrow{B} = \mu \overrightarrow{H}. \tag{1.19}$$

Lorsque χ est faible on fait couramment l'approximation $\mu = \mu_0$.

Différents mécanismes liés à la structure interne des atomes (orbitales atomiques, constitution du noyau atomique, appareillage des électrons...) induisent différents comportements d'alignement et de résistance au champ magnétique externe qui se combinent pour donner une valeur de susceptibilité magnétique χ au matériau. Les plages de valeurs de χ définissent les comportement types des matériaux en présence d'un champ magnétique externe :

- χ négatif et faible (de l'ordre de $-1{\cdot}10^{-5}$ par exemple) : le matériau est dit diamagnétique et le champ magnétique total réellement observé au sein du matériaux est plus faible que le champ magnétique externe appliqué. Ce comportement est par exemple dû à l'action des électrons dans des orbitales atomiques remplies. L'eau et les tissus biologiques font partie des matériaux diamagnétiques.
- $\chi = 0$: cas du le vide.
- χ positif et faible (de l'ordre de de $1 \cdot 10^{-5}$ par exemple) : le matériau est dit paramagnétique et le champ magnétique total réellement observé au sein du matériau est plus élevé que le champ magnétique externe appliqué. Ce comportement est dû à l'action des électrons non appareillés. Le gadolinium (Gd) fait partie des matériaux paramagnétiques.
- χ positif et très élevé (entre 50 et 10 000) : le matériau est dit ferromagnétique. Cette valeur est due à la présence de domaines magnétiques dans certains matériaux dans lesquels les aimantations ont la même orientation qui s'alignent entre eux en présence d'un champ magnétique externe. Le fer et le nickel sont des éléments ferromagnétiques.

Du fait de leur haute valeur de χ, les matériaux ferromagnétiques subissent une forte attraction lorsqu'ils sont soumis à un champ magnétique externe. Cette force de déplacement attire les objets ferromagnétiques vers les zones de plus haut champ magnétique proportionnellement au gradient de champ magnétique local. D'autre part, dans un objet ferromagnétique longiligne, le couple décrit par lÉquation 1.12 va s'exercer tout le long de l'objet avec un moment magnétique élevé, ce qui va impliquer la tendance de l'objet à s'aligner au champ magnétique externe.

1.2.2. Interactions avec un champ électrique

Les interactions entre un matériau et un champ électrique peuvent se décrire grâce à deux propriétés. La première est la permittivité diélectrique ϵ qui caractérise la réponse d'un milieu au champ électrique $\overrightarrow{E}$. L'influence du champ électrique $\overrightarrow{E}$ sur l'organisation des charges électriques dans un matériau est représentée par le champ d'induction électrique $\overrightarrow{D}$. Dans un milieu linéaire, homogène et isotrope on a :

$$\overrightarrow{D} = \epsilon \overrightarrow{E}. \tag{1.20}$$

Il existe de manière équivalente à la perméabilité magnétique relative μ_r, la permittivité relative ϵ_r telle que $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$.

La conductivité électrique σ permet de quantifier la capacité d'un matériau à conduire les courants induits par le champ électrique. La conductivité est définie telle que :

$$\overrightarrow{j} = \sigma \overrightarrow{E}, \tag{1.21}$$

avec $\overrightarrow{j}$ la densité de courant dans le milieu.

1.2.3. Évolution des propriétés des matériaux en fonction de la fréquence du champ EM

Dans la matière, on peut distinguer deux types différents de courants. Le « courant libre » vient du déplacement des charges libres présentes dans un matériau et sa densité de courant $\overrightarrow{j_f}$ (« free ») est définie par $\overrightarrow{j_f} = \sigma \overrightarrow{E}$. Le « courant lié » vient de la capacité d'un matériau à s'aimanter et/ou se polariser. Comme expliqué en section 1.2.1 l'aimantation vient majoritairement des électrons liés à leurs atomes respectifs qui se comportent comme s'ils orbitaient autour du noyau dans une direction particulière, créant ainsi un courant microscopique. Lorsque les courants de tous ces atomes sont réunis, ils créent le même effet qu'un courant macroscopique de densité de courant $\overrightarrow{j_m}$. On exprime $\overrightarrow{j_m} = \nabla \wedge \overrightarrow{M} = (\mu_r - 1) \nabla \wedge \overrightarrow{H} = \chi \nabla \wedge \overrightarrow{H}$ avec $\overrightarrow{M}$ l'aimantation. L'autre source de courant lié est la charge liée. Lorsqu'un champ électrique est appliqué, les charges liées positives et négatives peuvent se séparer sur des distances atomiques dans les matériaux polarisables, et lorsque les charges liées se déplacent, la polarisation change, créant une autre contribution au ń courant lié ż, de densité de courant $\overrightarrow{j_p}$. On exprime $\overrightarrow{j_p} = \frac{d\overrightarrow{P}}{dt} = \epsilon_0 (\epsilon_r - 1) \frac{d\overrightarrow{E}}{dt}$ avec $\overrightarrow{P}$ la polarisation. La densité de courant totale $\overrightarrow{j}$ due aux courants libres et liés est la somme :

$$\overrightarrow{j} = \overrightarrow{j_f} + \overrightarrow{j_m} + \overrightarrow{j_p}. \tag{1.22}$$

Les propriétés des matériaux précédemment décrites dépendent de la fréquence du champ

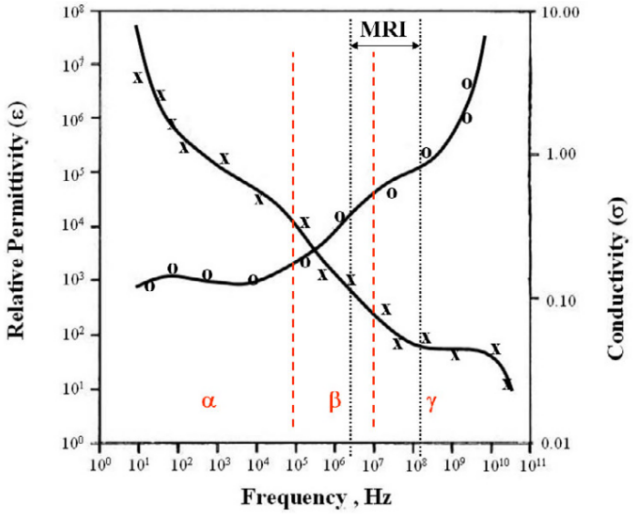

FIGURE 1.2. – Permittivité relative ϵ (x) et conductivité σ (o) en fonction de la fréquence [1].

électromagnétique. En effet, les différents phénomènes physiques entrant en jeu ne sont pas instantanés et dépendent aussi de la composition du matériau. Par exemple pour les tissus biologiques, la conductivité repose sur le déplacement d'ions mobiles dans l'eau et non pas d'électrons de conduction comme dans un métal conducteur par exemple. Ainsi, dans le cas des tissus biologiques, la conductivité à basse fréquence ($<$100Hz) est liée au déplacement des ions extracellulaires, mais lorsque la fréquence augmente, la capacité électrique de la membrane permet aux courants de passer, augmentant ainsi la conductivité. Tandis que pour le cas d'un métal, le mouvement des charges libres n'est pas limité et va avoir tendance à ne plus pouvoir suivre à haute fréquence, diminuant ainsi la conductivité. La permittivité est la plus haute à basse fréquence, car toutes les molécules polaires s'alignent avec le champ électrique appliqué. Tandis qu'on augmente la fréquence, des molécules de plus en plus petites ne vont pas réussir à s'aligner au champ électrique qui varie trop vite, ne participant plus à la polarisation et réduisant ainsi la permittivité.

La Figure 1.2 issue de [1] présente la conductivité et la permittivité des tissus biologiques en fonction de la fréquence avec α, β et γ les « dispersions » représentant les trois zones fréquentielles avec un comportement distinct de σ et ϵ.

1.2.4. Exposition d'un matériau à un champ EM variable

Dans le contexte de la sécurité IRM, les tissus biologiques ainsi que les métaux vont se comporter comme des conducteurs et vont avoir des interactions spécifiques avec les champs EM variables du fait de leurs propriétés EM différentes.

1.2.4.1. Induction EM : loi de Faraday

Un champ magnétique $\overrightarrow{B}(t)$ va induire un flux magnétique $\phi(t)$ à travers la surface orientée $\overrightarrow{S}$ d'un circuit électrique tel que :

$$\phi(t) = \iint_S \overrightarrow{B}(t) \cdot \overrightarrow{dS}. \tag{1.23}$$

La loi de Faraday décrit le phénomène d'induction électromagnétique consistant en l'apparition d'une force électromotrice dans un circuit électrique lorsque celui-ci est exposé à un champ magnétique variable dans le temps. En effet, un champ magnétique variable dans le temps va induire un flux magnétique variable dans le temps créant dans le circuit électrique de surface S une force électromotrice fem telle que :

$$fem = -\frac{d\phi}{dt}. \tag{1.24}$$

Cette force électromotrice va engendrer des courants de Foucault dans la masse conductrice (tissu biologique ou métal).

1.2.4.2. Effet antenne et application au cas particulier des effets de l'exposition des tissus biologiques à un champ radiofréquence

Un champ électrique va générer un courant dans un milieu tel que la densité de courant $\overrightarrow{j} = \sigma_{milieu}\overrightarrow{E}$. Dans le contexte de l'exposition d'un tissu biologique ou d'un métal à un champ électromagnétique ce phénomène est appelé « effet antenne ». La densité de courant va induire dans le matériau une dissipation de puissance locale par effet Joule. Cette puissance dépendant de la conductivité, elle est d'autant plus significative que la fréquence du champ électrique est élevée. Pour les tissus biologiques ainsi que les métaux, l'effet est pris en compte surtout à partir des radiofréquences.

Dans le cas d'un tissu biologique, la forme locale de la loi de Joule permet d'exprimer la puissance RF volumique $\frac{dP_{RF}}{dV}$ en fonction de σ_{tissu}, la conductivité du tissu, et E, la norme du champ électrique radiofréquence, telle que :

$$\frac{dP_{RF}}{dV} = \overrightarrow{j} \cdot \overrightarrow{E} = \sigma_{tissu}\left|E^2\right|. \tag{1.25}$$

Pour un champ électrique radiofréquence dont la variation dans le temps est harmonique, on quantifie la puissance RF moyenne dans le temps sur la durée d'une période absorbée par un tissu de masse $dm = \rho_{tissu}dV$ par le Débit d'Absorption Spécifique (DAS) en W/kg :

$$DAS = \frac{\langle P_{RF}\rangle_t}{dm} = \frac{\sigma_{tissu}\left|E^2\right|}{2\rho_{tissu}} \tag{1.26}$$

avec $\langle\rangle_t$ représentant un moyennage temporel, ρ_{tissu} la masse volumique du tissu et E la valeur crête du champ électrique.

Ce dépôt d'énergie induit un échauffement des tissus venant s'ajouter à l'équilibre entre échauffement et refroidissement normal des tissus. L'évolution de la température T dans ce cas est généralement décrite par l'équation de Pennes [2] :

$$\rho_t C_t \frac{dT}{dt} = \nabla \cdot (k_t \nabla T) + \rho_t Q + \rho_t DAS - \rho_b C_b \rho_t \omega \left(T - T_b\right), \tag{1.27}$$

avec respectivement en indice $_t$ et $_b$ les grandeurs liées au tissu et au sang (« blood »), ρ la masse volumique, C la capacité thermique, k la conductivité thermique, Q le taux de production de chaleur métabolique, DAS le Débit d'Absorption Spécifique et ω le taux de perfusion. Lors d'une exposition continue et sans dissipation, l'échauffement est proportionnel au DAS selon :

$$\frac{dT}{dt} = \frac{DAS}{C_t}. \tag{1.28}$$

L'équation de Pennes comporte plusieurs hypothèses de simplification (le sang comme thermostat parfait, conduction thermique et modèle de perfusion isotropes, absence de thermorégulation...), mais est communément admise comme bon outil de prédiction de la température des tissus [3].

L'effet sur un tissu d'un échauffement dépend grandement des paramètres de celui-ci. Il est par exemple possible d'exposer la peau à une température de 45řC pendant 10 minutes, ce qui n'est pas le cas pour les tissus cérébraux [4]. Le concept de dose thermique, se basant sur l'exposition de chaque type de tissus à des températures différentes, comme l'approche par minutes équivalentes cumulatives à 43řC (« Cumulative Equivalent Minutes at 43řC », CEM43) permet d'investiguer les effets des échauffements des tissus [4]. Une limite globale d'échauffement pour une utilisation sans risque de l'IRM sur un tissu quelconque d'une personne sans problèmes de thermorégulation serait de 39řC, soit un échauffement de 2 K [4].

1.3. Étude des effets des champs électromagnétiques par simulations numériques

Même s'il existe des solutions analytiques des équations de Maxwell pour des cas simples tels que le cas du cylindre infini décrit par lÉquation 1.10, l'étude de cas à géométries plus complexes nécessite une résolution numérique. Plusieurs méthodes de résolution d'équations numériques existent. Celle utilisée par le logiciel Sim4Life (Zürich, Suisse) utilisé pour les travaux de cette thèse, est la méthodes des Différences Finies dans le Domaine Temporel (Finite Difference Time Domain, FDTD). La méthode FDTD est une méthode de discrétisation d'équations pour la

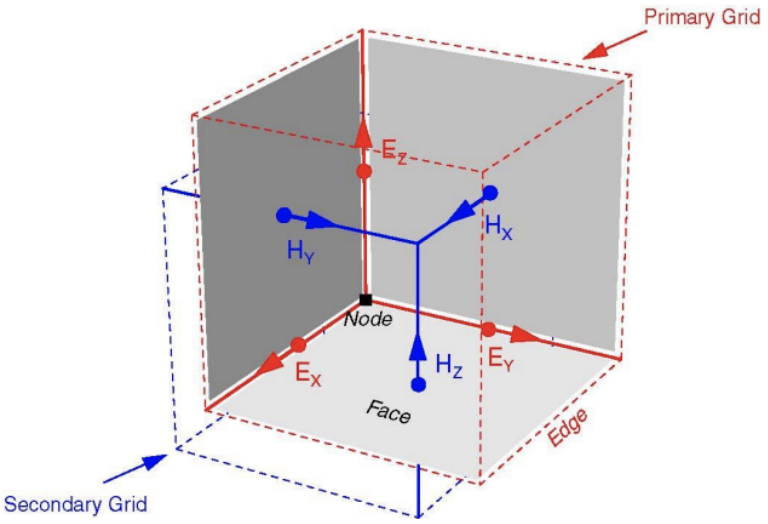

FIGURE 1.3. – Cellule 3D de Yee montrant les composantes des champs $\overrightarrow{E}$ et $\overrightarrow{H}$ dans la grille décalée (extrait de la documentation du logiciel Sim4Life)

résolution d'équations différentielles dépendant du temps et de l'espace. Cette méthode a été proposée par Yee en 1966 pour résoudre les équations de Maxwell [5]. Par la suite, la méthode est décrite telle qu'implémentée dans le logiciel Sim4Life et expliquée dans la documentation.

Les composantes xyz du champ électrique ($\overrightarrow{E}$) et du champ d'excitation magnétique ($\overrightarrow{H}$) sont représentées de façon discrétisées dans l'espace sur des maillages intercalés dans un système de coordonnées cartésiennes (Figure 1.3). La méthode de discrétisation permet d'exprimer chaque composante spatiale de $\overrightarrow{E}$ au pas de temps $n+1$ et dans la cellule de grille d'indice i, j, k en fonction de : sa valeur au pas de temps n ; des valeurs des composantes du champ $\overrightarrow{H}$ au pas de temps $n + 1/2$ autour de la cellule d'indice i, j, k ; des propriétés électromagnétiques au sein de la cellule d'indice i, j, k ; et du pas de temps Δt. On obtient de la même façon une expression des composantes du champ $\overrightarrow{H}$. On peut ainsi, pas de temps par pas de temps, calculer l'évolution du champ électromagnétique du système à partir des conditions initiales, aux limites et des sources.

Pour obtenir une solution stable, le pas de temps doit être choisi de façon à respecter le critère de Courant-Friedrich-Levy [6] qui revient dans ce contexte à :

$$\Delta t \leq \frac{1}{c\sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2}}}, \tag{1.29}$$

avec c la vitesse de la lumière et Δx, Δy et Δz les pas d'espace minimaux de la grille cartésienne dans chaque direction. On peut interpréter cette condition comme le besoin que la vitesse de propagation de l'information sur les variations de champs inhérente au processus de calcul pas à pas (équivalent à $\frac{\Delta x}{\Delta t}$ dans la direction x par exemple) soit plus rapide que la propagation physique des champs électromagnétiques de vitesse c. LÉquation 1.29 montre

que plus on souhaite une simulation précise spatialement, plus le pas de temps choisi devra être petit. Une simulation plus précise requiert ainsi non seulement la simulation d'un nombre de cellules plus élevé, mais également un plus grand nombre de pas de temps, augmentant ainsi le temps de calcul nécessaire pour obtenir les champs à l'équilibre. Par exemple pour un maillage régulier avec $\Delta x = \Delta y = \Delta z$, une réduction de la taille des mailles d'un facteur deux augmente l'espace de stockage nécessaire d'un facteur huit et le temps de calcul d'un facteur 16.

Ces simulations peuvent être réalisées sur n'importe quel modèle 3D construit pour simuler une situation précise. Il existe des modèles anatomiques de corps humains [7] et d'antennes RF préconçus et il est aussi possible de créer ses propres modèles. Dans tous les cas, des propriétés électromagnétiques doivent être assignées à chaque élément du modèle pour pouvoir définir les paramètres de chaque cellule. Ceci est réalisé avec un module de modélisation 3D intégré dans le logiciel de simulation couplé à une bibliothèque de propriétés des matériaux, y compris des tissus biologiques. Le maillage de l'espace peut être à densité variable, c'est-à-dire que certaines régions de l'espaces seront plus résolues que d'autres. Cela permet de réduire grandement le nombre de cellules et donc le temps de calcul car certains éléments ne nécessitent pas forcément une résolution élevée, tandis que d'autres, comme les structures fines d'un implant, doivent l'être. Des circuits électriques, des composants discrets comme des résistances ou condensateurs, ainsi que des conducteurs parfaits, peuvent aussi être modélisés. On obtient ainsi une grille contenant des paramètres électromagnétiques modélisant l'IRM et l'échantillon.

Comme le domaine spatial de simulation est d'une étendue limitée, des conditions limites sont imposées aux bords. Il existe différentes manières de définir des conditions aux limites, mais dans le présent travail, des « conditions aux limites absorbantes » ont été utilisées (« Absorbing Boundary Conditions », ABC). Le but d'un tel type de condition aux limites est de minimiser la réflexion des ondes aux bords de la grille tout en évitant dintroduire des instabilités numériques. En pratique le logiciel utilise la technique d'« Uniaxial Perfectly Matched Layers » (UPML) qui prolonge le domaine de calcul avec des couches absorbantes parfaitement adaptées qui laissent passer les ondes sans réflexion, puis les atténuent progressivement. L'efficacité de ces conditions aux limites dépend de l'épaisseur et du profil d'absorption des couches ajoutées.

Les champs simulés sont la réponse à une excitation, c'est pourquoi il est nécessaire de définir des sources d'excitation pour définir la simulation. Il existe différents types de source adaptés à différentes utilisations comme pour simuler des ports ou dipôles ; des guides d'onde ; des ondes planes incidentes avec polarisation ; des champs importés dune autre simulation ; des excitations précises de modes optiques/plasmoniques. Cependant dans les travaux de la thèse ce sont les « Edge Sources » qui sont utilisées. Ces sources sont matérialisées dans le modèle 3D par des lignes qui permettent d'appliquer un champ électrique ou un courant le long dune arête du maillage. Elles permettent d'exciter des antennes filaires par exemple.

De telles sources permettent deux types d'excitations différentes qui vont engendrer deux

types de simulations différentes. Dans une simulation harmonique, les sources sont sinusoïdales à une fréquence précise, ce qui permet de simuler la réponse du système à une fréquence choisie. Dans les simulations larges bandes, les sources sont des impulsions courtes à modulation d'amplitude Gaussienne d'une fréquence porteuse, ce qui correspond à une excitation sur une bande dans le domaine fréquentiel. Ces simulations larges bandes permettent d'investiguer la réponse fréquentielle d'un système et ses résonances éventuelles. Elles sont coûteuses en mémoire et en temps de calcul.

À ce stade, la simulation peut-être lancée pour obtenir les champs $\overrightarrow{E}$ et $\overrightarrow{H}$ pour chaque cellule de la grille et chaque pas de temps. L'enregistrement des champs et autres grandeurs électromagnétiques se fait via des capteurs prédéfinis. Il existe à nouveau plusieurs types de capteurs pour pouvoir dériver les grandeurs recherchées. Nous utilisons principalement les « field sensors », qui enregistrent les champs $\overrightarrow{E}$ et $\overrightarrow{H}$ dans un volume donné et permettent donc le calcul de leurs dérivés tels que le champ d'induction magnétique $\overrightarrow{B}$ et le DAS (Équations 1.19 et 1.26), ainsi que des capteurs locaux surfaciques, qui permettent de déterminer le courant qui circule dans un conducteur (Équation 1.6).

De telles simulations permettent ainsi l'étude très précise du comportement électromagnétique d'une configuration quelconque, dans notre cas d'un implant médical dans un environnement IRM, mais demandera un temps de calcul certain pour chaque configuration à tester. Le logiciel Sim4Life permet aussi de réaliser des simulations thermiques par équations de Pennes décrites en section 1.2.4.2, sur la base du DAS issu d'une simulation électromagnétique.

2. Principe de l'Imagerie par Résonance Magnétique (IRM)

Ce chapitre a pour but de mettre en place toutes les notions de base de l'Imagerie par Résonance Magnétique nécessaires à la compréhension des enjeux de la sécurité IRM ainsi que du développement méthodologique mené pendant la thèse.

2.1. Principe de la Résonance Magnétique Nucléaire

Comme expliqué plus tôt en section 1.2.1, certains noyaux atomiques, tels que le noyau de l'hydrogène ^{1}H et du carbone ^{13}C, possèdent un spin non nul, noté $\overrightarrow{I}$, induisant ainsi un moment magnétique nucléaire $\overrightarrow{\mu_n}$:

$$\overrightarrow{\mu_n} = \gamma \overrightarrow{I}, \tag{2.1}$$

avec γ le rapport gyromagnétique propre à chaque noyau ($\frac{\gamma}{2\pi} = 42,58$ MHz/T pour le noyau d'hydrogène). On peut définir l'aimantation nucléaire à partir de $\overrightarrow{\mu_n}$ selon lÉquation 1.14.

En IRM on s'intéresse classiquement à l'aimantation des noyaux d'hydrogène de l'eau, présente en abondance dans les tissus biologiques. Par la suite, on va s'intéresser uniquement aux noyaux d'hydrogène, constitués d'un proton, mais certaines techniques d'IRM se basent sur d'autres noyaux de spin non nul. En l'absence de champ magnétique externe, l'aimantation de ces noyaux est nulle car l'orientation des moments magnétiques individuels est aléatoire, ce qui équivaut en quantique à des états de spins dégénérés (Figure 2.1 a). L'application d'un champ magnétique externe, nommé $\overrightarrow{B_0}$ en IRM, va interagir avec les moments magnétiques nucléaires. Par convention en IRM, l'axe de la composante statique du champ magnétique $\overrightarrow{B_0}$ est l'axe z tel que $\overrightarrow{B_0} = B_0\overrightarrow{e_z}$, faisant du plan xy le plan transverse. La théorie quantique qui régit le comportement de spins individuels indique que l'application de $\overrightarrow{B_0}$ va lever la dégénérescence des états énergétiques des spins. Pour les noyaux d'hydrogène, qui possèdent un spin $1/2$, il y a ainsi deux états possibles de la composante z du moment magnétique (parallèle et antiparallèle à $\overrightarrow{B_0}$), avec une différence dénergie ΔE entre eux :

$$\Delta E = \gamma \hbar B_0. \tag{2.2}$$

La compétition entre l'agitation thermique et la tendance à minimiser l'énergie des états

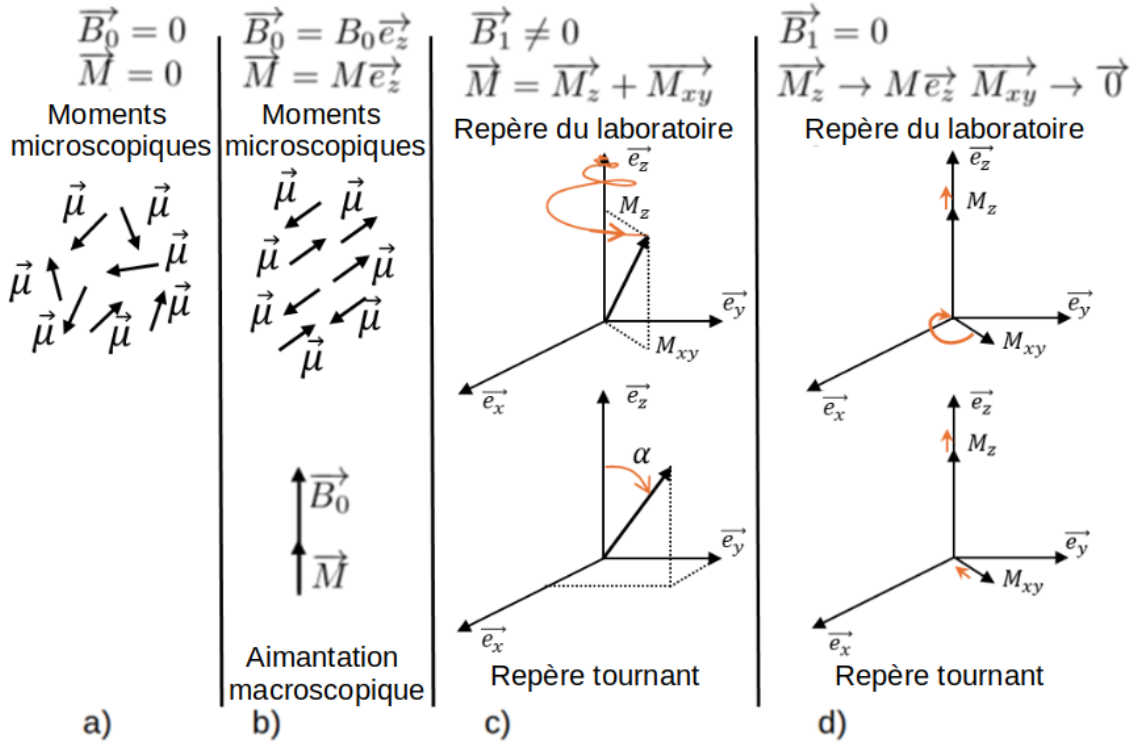

FIGURE 2.1. – Schéma du phénomène de RMN : a) En l'absence de champ magnétique, l'orientation des moments magnétiques individuels est aléatoire, résultant en une aimantation macroscopique nulle ; b) En présence d'un champ magnétique statique, les moments magnétiques individuels ont tendance à s'aligner au champ magnétique, créant ainsi une aimantation non nulle alignée avec le champ magnétique appliqué ; c) L'ajout au champ magnétique statique d'une composante RF à la fréquence de Larmor sort l'aimantation de l'équilibre et la fait basculer dans le plan transverse. Dans le repère du laboratoire on observe une précession autour du champ statique à la fréquence de Larmor tandis que dans le repère tournant on a une simple rotation de l'aimantation de l'angle de bascule ; d) Une fois la composante RF éteinte, l'aimantation revient à l'équilibre avec les temps de relaxation longitudinal et transverse, respectivement T1 et T2.

des noyaux répartit les états des spins selon la distribution de Boltzman. Cette distribution aboutit à des températures de l'ordre de 300 K à une répartition quasi équilibrée entre les deux états. C'est le léger déséquilibre en faveur de l'orientation parallèle qui induit une aimantation macroscopique $\overrightarrow{M}$ non nulle (Figure 2.1 b). À l'état d'équilibre thermodynamique elle est alignée avec le champ magnétique externe et d'amplitude :

$$M_0 = \frac{\gamma^2 \hbar^2 I(I+1)\rho B_0}{3k_B T}, \tag{2.3}$$

avec $\hbar$ la constante de Planck modifiée, I le nombre quantique de spin ($\frac{1}{2}$ pour les protons), ρ la densité de spins, k_B la constante de Boltzman et T la température.

Il est possible de perturber (« exciter ») le système de spins en appliquant une composante radiofréquence $\overrightarrow{B_1}$ au champ magnétique, perpendiculaire à $\overrightarrow{B_0}$ et oscillant à une pulsation ω_0, choisie telle que $\Delta E = \hbar\omega_0$:

$$\omega_0 = \gamma B_0. \tag{2.4}$$

Cette pulsation s'appelle pulsation de Larmor. D'un point de vue quantique, la composante radiofréquence $\overrightarrow{B_1}$ induit une transition entre les niveaux dénergie des spins, qui va sortir l'aimantation de son équilibre. En effet, cette fréquence permet de transférer efficacement lénergie et faire basculer laimantation nucléaire, c'est le phénomène de Résonance Magnétique Nucléaire (RMN). Dans un IRM classique en clinique à 3 T la composante radiofréquence doit être à 128 MHz et pour 9.4 T (valeur utilisée en préclinique) à 400 MHz.

Macroscopiquement, cette perturbation du système de spins va dévier l'aimantation $\overrightarrow{M}$ de son alignement avec l'axe z. D'un point de vue classique, une fois l'aimantation déviée, elle va subir un couple induit par le champ magnétique $\overrightarrow{B_0}$ décrit par lÉquation 1.12. Du fait du moment cinétique associé aux spins, l'aimantation ne va pas directement s'aligner avec $\overrightarrow{B_0}$, mais entrer en précession autour de $\overrightarrow{B_0}$ à la pulsation de Larmor ω_0. On peut comprendre classiquement l'excitation de l'aimantation par la composante radiofréquence $\overrightarrow{B_1}$, circulairement polarisée à la fréquence ω_0, en adoptant le référentiel tournant autour de l'axe z à cette même pulsation. La résonance liée à l'application d'une excitation radiofréquence de durée t_{RF} peut alors être décrite par une simple rotation de l'aimantation autour de l'axe de $\overrightarrow{B_1}$, statique dans ce référentiel, d'un angle $\alpha = \int_0^{t_{RF}} \left|\gamma \overrightarrow{B_1}(t)\right| dt$ nommé l'angle de bascule en IRM (Figure 2.1 c).

L'aimantation revient à son état d'équilibre par la relaxation, qui affecte séparément et par des phénomènes différents les composantes longitudinale et transverse de l'aimantation (Figure 2.1 d) : l'aimantation longitudinale (la projection de l'aimantation sur l'axe z) revient à l'équilibre par une décroissance exponentielle de son écart par rapport à l'état d'équilibre, avec une constante de temps $T1$ appelée le temps de relaxation longitudinal. De même, l'aimantation transverse décroît de façon exponentielle avec une constante de temps $T2$ appelée temps de relaxation transverse.

Dans un échantillon réel, le champ magnétique local $\overrightarrow{B}_{loc}$ ressenti par chaque noyau peut varier légèrement en raison dinhomogénéités du $\overrightarrow{B_0}$. Ces variations entraînent des différences de fréquence de précession entre les spins et donc des différences de fréquence de résonance. Ainsi, on observe que la relaxation transverse expérimentale suit une décroissance de temps caractéristique $T2^* \leq T2$ dû à un déphasage causé par des inhomogénéités de $\overrightarrow{B_0}$, qui diminuent la somme cohérente de l'aimantation transverse de l'ensemble des spins.

L'évolution de l'aimantation $\overrightarrow{M}(t) = \begin{pmatrix} M_x(t) \\ M_y(t) \\ M_z(t) \end{pmatrix}$ soumise à un champ magnétique $\overrightarrow{B}(t) = \begin{pmatrix} B_x(t) \\ B_y(t) \\ B_z(t) \end{pmatrix}$ est décrite par les équations de Bloch :

$$\frac{dM_x(t)}{dt} = \gamma \left(\overrightarrow{M}(t) \wedge \overrightarrow{B}(t)\right)_x - \frac{M_x(t)}{T2} \tag{2.5}$$

$$\frac{dM_y(t)}{dt} = \gamma \left(\overrightarrow{M}(t) \wedge \overrightarrow{B}(t)\right)_y - \frac{M_y(t)}{T2} \tag{2.6}$$

$$\frac{dM_z(t)}{dt} = \gamma \left(\overrightarrow{M}(t) \wedge \overrightarrow{B}(t)\right)_z - \frac{M_z(t) - M_0}{T1}. \tag{2.7}$$

Ces équations décrivent par le facteur au produit vectoriel, la précession de l'aimantation et la relaxation avec les facteurs en $T1$ et $T2$. En IRM, on considère souvent l'aimantation transverse dans son ensemble en adoptant l'écriture complexe telle que l'aimantation transverse $M_{xy}(t) = M_x(t) + iM_y(t)$, on peut alors combiner les Équations 2.5 et 2.6 :

$$\frac{dM_{xy}(t)}{dt} = -i\gamma \left(M_{xy}(t) B_z(t) - M_z(t) B_{xy}(t)\right) - \frac{M_{xy}(t)}{T2} \tag{2.8}$$

avec $B_{xy}(t) = B_x(t) + iB_y(t)$.

En considérant une aimantation à l'équilibre $\overrightarrow{M} = M_0 \overrightarrow{e_z}$ qu'on bascule dans le plan transverse avec une excitation radiofréquence d'angle de bascule α, on obtient une aimantation transverse de la forme $M_{xy}(t) \propto M_0 \sin(\alpha) e^{-i\omega_0 t}$, avec t le temps à partir de la fin de l'excitation RF. C'est cette aimantation transverse que l'on mesure en RMN et IRM grâce à des bobines dans lesquelles l'aimantation induit un courant. En effet, l'aimantation transverse en précession va induire un champ magnétique $\overrightarrow{B_{ind}}(t) \propto M_{xy}(t)$ oscillant à la pulsation de Larmor qui va générer un flux magnétique ϕ :

$$\phi(t) \propto M_{xy}(t). \tag{2.9}$$

Ce flux peut être détecté selon la loi de Faraday (Équation 1.24) par la force électromotrice

fem induite dans une antenne de réception radiofréquence :

$$fem \propto \gamma B_0 M_0 e^{-i\omega_0 t}, \tag{2.10}$$

$$fem \propto \rho\gamma^3 B_0^2 \frac{\hbar^2 I(I+1)}{3k_B T} e^{-i\omega_0 t}. \tag{2.11}$$

Ainsi, le signal acquis en IRM est à la fois proportionnel à B_0^2 encourageant l'utilisation de champs magnétiques de haute intensité (1.5 T ou 3 T en routine clinique et classiquement plus en préclinique), et à $\rho\gamma^3$ favorisant le signal des protons de l'eau de par leur abondance dans les tissus biologiques, mais aussi par leur rapport gyromagnétique élevé. Les bobines de réception du signal IRM captent aussi, en plus du signal utile, des fluctuations thermiques et électroniques aléatoires, qui apparaissent sous forme de bruit gaussien. Le bruit de mesure électronique vient de l'échantillon et de la chaîne de réception du signal qui permet d'amplifier, de numériser, de décoder et de transférer le signal vers le système informatique central pour être traité et obtenir l'image IRM finale. Le signal acquis est donc la superposition dune composante utile et dune composante de bruit d'amplitude indépendante du signal lui-même. L'impact du bruit sur les données est représenté par le rapport signal sur bruit (SNR pour « Signal to Noise Ratio »).

2.2. Construction de l'image IRM à partir du signal RMN

En IRM des mesures répétées de l'aimantation transverse sont nécessaires pour construire l'image, avec des excitations RF séparées d'un temps appelé temps de répétition TR. L'aimantation est mesurée après un temps d'écho TE à partir de l'excitation. Ces mesures répétées amènent à un état déquilibre dans lequel l'aimantation avant chaque impulsion $M_{z,pre}$ est la même. Comme au bout d'un temps TR l'aimantation longitudinale n'est pas complètement revenue à son état initial, l'aimantation de base basculée par une énième excitation dépend du facteur $e^{-\frac{TR}{T1}}$. L'aimantation transverse basculée d'un angle α après un temps TE s'exprime :

$$M_{xy}(t) = M_{z,pre}(T1, TR)\, sin(\alpha)\, e^{-\frac{t}{T2^*}} e^{-i\omega_0 t}. \tag{2.12}$$

Cette aimantation transverse que l'on mesure en IRM et RMN, donne un signal mesuré correspondant à l'intégrale de l'aimantation transverse sur le volume d'intérêt comme décrit dans les Équations 1.23 et 1.24 :

$$S(t) \propto \iiint M_{xy}(\overrightarrow{r}, t)\, d\overrightarrow{r}. \tag{2.13}$$

Le signal RMN permet d'obtenir des informations sur tout un volume donné. En effet, la longueur d'onde du champ électromagnétique reçu décrite par lÉquation 1.5 pour des valeurs de champs statiques classiques est significativement supérieure à la taille des structures imagées en IRM, même à l'intérieur des tissus à permittivité élevée. Ainsi le B_1 est généré dans l'ensemble de l'échantillon et réciproquement le signal est reçu globalement.

Pour créer l'imagerie à partir d'un tel signal, il faut encore pouvoir différencier spatialement les signaux dans un volume donné. En IRM, le signal RMN est localisé grâce à des gradients de champ magnétique. En effet dans un gradient de champ magnétique $\overrightarrow{G}(t)$, le champ magnétique dépend de façon linéaire de la position $\overrightarrow{r}$ tel que le champ magnétique local vaut $\overrightarrow{B_{tot}}(\overrightarrow{r},t) = \left(B_0 + \overrightarrow{G}(t)\cdot\overrightarrow{r}\right)\overrightarrow{e_z}$. Ainsi la fréquence de Larmor des protons dépend aussi de leur position le long du gradient :

$$\omega_0(\overrightarrow{r}) = \gamma\overrightarrow{B_{tot}}(\overrightarrow{r})\cdot\overrightarrow{e_z} = \omega_0 + \gamma\overrightarrow{G}(t)\cdot\overrightarrow{r}. \tag{2.14}$$

Si on applique un gradient pendant une durée t_G la phase ϕ acquise par l'aimantation locale est de :

$$\phi(\overrightarrow{r}) = \gamma\left(B_0 t_G + \int_0^{t_G}\overrightarrow{G}(t)\cdot\overrightarrow{r}dt\right). \tag{2.15}$$

On peut ainsi différencier les aimantations appartenant à des voxels différents par la phase acquise lors de l'application du gradient. En reprenant lÉquation 2.13 dans le cas de l'application de gradients de champ magnétique on obtient un signal $S(t)$:

$$S(t) \propto \iiint M_{z,pre}(T1,TR)\,sin(\alpha)\,e^{-\frac{t}{T2^*}}e^{-i\omega_0 t}e^{-i\gamma\int_0^t\overrightarrow{G}(t')\cdot\overrightarrow{r}dt'}d\overrightarrow{r}, \tag{2.16}$$

$$S\left(\overrightarrow{k},t\right) \propto \iiint M_{xy}(\overrightarrow{r},t)\,e^{-i2\pi\overrightarrow{r}\cdot\overrightarrow{k}}d\overrightarrow{r}, \tag{2.17}$$

en posant

$$\overrightarrow{k}(t) = \frac{\gamma}{2\pi}\int_0^t\overrightarrow{G}(t')\,dt'. \tag{2.18}$$

On observe alors que le signal IRM acquis correspond à la transformée de Fourier (FT) de l'aimantation transverse. Ainsi pour chaque $\overrightarrow{k}$ on obtient une valeur de signal, l'ensemble des signaux constituant une image dans l'espace de Fourier appelé espace k. Le signal correspond donc aux informations en fréquences spatiales de l'image. La Figure 2.2 montre un exemple d'une image et sa représentation dans l'espace k. On échantillonne cet espace k en répétant plusieurs fois l'excitation de l'aimantation avec des gradients de champ différents pour mesurer le signal pour toutes les valeurs de $\vec{k}$ puis obtenir une image de l'aimantation transverse par transformée de Fourier inverse. En pratique, pour une excitation on lit le signal pendant l'application de gradients pour obtenir un segment de l'espace k. Il est possible d'échantillonner de différentes manière l'espace k dans les acquisitions IRM. La Figure 2.3 représente les trajectoires les plus courantes en IRM. De manière classique, on va parcourir l'espace k ligne

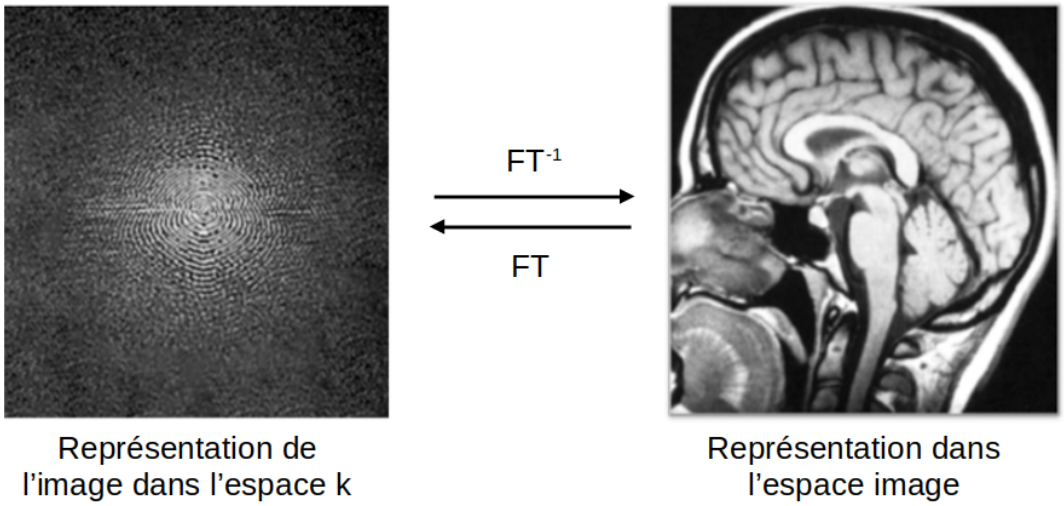

FIGURE 2.2. – Exemple d'image et sa représentation dans l'espace k (images issues de https ://mriquestions.com/what-is-k-space.html).

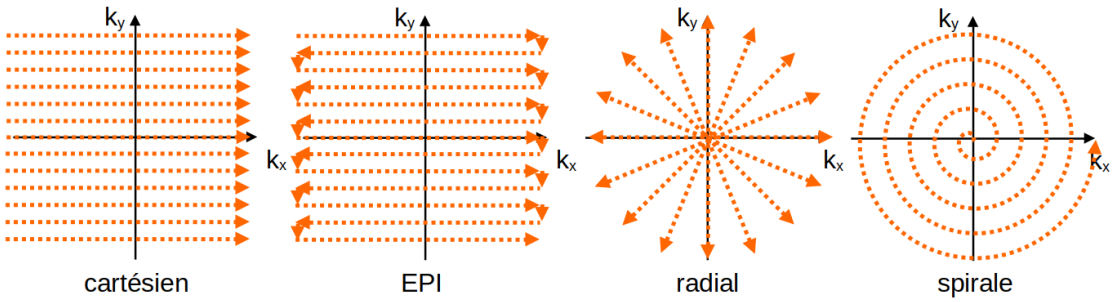

FIGURE 2.3. – Trajectoires de parcours de l'espace k les plus courantes.

à ligne avec une excitation par ligne (acquisition cartésienne), mais cette technique nécessite beaucoup de répétitions d'excitation. Il existe plusieurs techniques d'échantillonnage rapide, dont notamment l'« Echo Planar Imaging » (EPI) qui consiste à acquérir tout un plan d'espace k après une seule excitation avec un parcours de l'espace k en zig zag. D'autres trajectoires d'échantillonnage non-cartésien de l'espace k existent aussi, notamment en spirales et en radial, permettant d'échantillonner plus densément le centre de l'espace k qui contient la majorité du signal.

2.3. Les séquences IRM

Pour obtenir une image IRM, il est donc nécessaire d'échantillonner suffisamment l'espace k pour pouvoir réaliser la transformée de Fourier inverse du signal. Comme décrit plus tôt, une acquisition IRM se construit alors comme une succession d'excitations identiques, d'application de gradients et de lecture du signal. On appelle cette structure une « séquence IRM ».

On peut rendre une impulsion RF spatialement sélective en appliquant un gradient de sélec-

tion de tranche pendant une impulsion RF d'excitation sélective en fréquence. Cette technique est couramment utilisée pour n'exciter qu'une épaisseur définie, appelée coupe. L'application d'un gradient selon un axe perpendiculaire à la coupe visée va rendre la fréquence de Larmor variable en fonction de la position parallèle à cet axe. Ainsi, en choisissant une impulsion RF sélective en fréquence, il est possible de n'exciter que les spins appartenant à une certaine tranche d'espace. On pourra ainsi réaliser plusieurs images 2D au lieu de parcourir l'espace k en 3D après chaque excitation. La sélectivité de l'excitation ainsi réalisée n'est pas parfaite, et le profil spatial de l'aimantation transverse générée (amplitude et phase) s'appelle le « profil de coupe ».

Ainsi, une séquence consiste classiquement en :

— Une excitation radiofréquence éventuellement spatialement sélective, qui bascule l'aimantation d'un angle défini et crée ainsi une aimantation transverse ;
— Les composantes longitudinale et transverse de l'aimantation évoluent et suivent la relaxation selon T1 et T2 ;
— Des gradients de champ magnétique sont appliqués et le signal est lu au temps d'écho TE ;
— Le processus excitation/évolution/gradients/lecture est répété après le temps de répétition TR, pour acquérir une autre partie de l'espace k.

Pour une séquence donnée, avec impulsions, gradients et temps caractéristiques connus, il est possible dans des situations simples d'obtenir une équation de signal analytique. Une équation de signal permet de quantifier l'intensité d'un voxel de l'image en fonction des paramètres de la séquence et des propriétés de l'échantillon. Ces équations permettent d'appréhender le contraste de l'image selon l'influence des paramètres (pondération T1 par exemple) ou même de réaliser des images quantitatives (comme la cartographie B_1 détaillée plus tard en section 5.1.2).

2.4. Systèmes de génération du champ magnétique

Pour acquérir les images IRM, différents systèmes sont nécessaires pour générer les différentes composantes du champ magnétique nécessaire à l'acquisition d'une image IRM. La composante statique B_0 de haute intensité nécessite une bobine supraconductrice ainsi que des bobines dites de « shim » pour maximiser l'homogénéité du champ. Les gradients de champ magnétique sont générés par des bobines résistives aux configurations adaptées pour provoquer des variations spatiales précises du champ magnétique. Enfin le champ radiofréquence est émis dans les IRM cliniques, jusqu'à 5 T, par des antennes volumiques couvrant toute la zone utile de l'IRM. La réception du signal se fait aussi grâce à des antennes RF dites de réception optimisées pour l'échantillon en question. Il est possible d'utiliser la même antenne pour l'acquisition et la réception, mais cette configuration entraîne un plus faible rapport si-

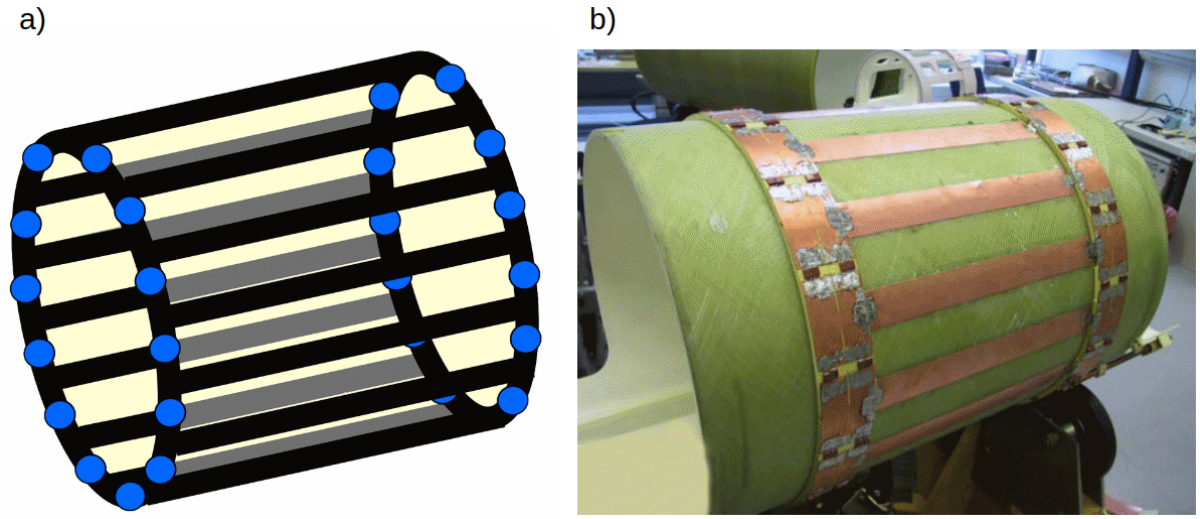

FIGURE 2.4. – a) Schéma de l'antenne en cage d'oiseau avec deux anneaux terminaux, plusieurs barreaux b) antenne RF corps entier en cage d'oiseau (images à partir de https ://mriquestions.com/birdcage-coil.html)

gnal sur bruit car une antenne volumique d'émission capte le bruit d'une très large zone de l'échantillon, indépendamment de la taille de la zone imagée. Ainsi, la configuration clinique standard actuelle est une antenne d'émission en « cage d'oiseau » et une antenne de réception optimisée pour l'échantillon imagé, le plus souvent une zone anatomique du corps humain. Une antenne d'émission RF doit répondre aux attentes suivantes :

- le B_1 émis doit être transverse au champ B_0 ;
- le B_1 émis doit varier dans le temps à la fréquence de Larmor (127.8 MHz pour un IRM 3 T) ;
- la forme de l'antenne doit être compatible avec l'usage clinique.

Ainsi, même si la configuration solénoïde, comme celle utilisée pour créer le B_0, permettrait de créer un B_1 homogène, son placement orthogonal au B_0 limiterait l'usage clinique. L'antenne en cage d'oiseau (Figure 2.4) permet une configuration cylindrique alignée à la bobine supraconductrice. En effet, une distribution de courant dans une surface cylindrique infinie circulant parallèlement à l'axe du cylindre et d'amplitude $I(\theta) = I_0 cos(\theta)$ avec θ l'angle autour de l'axe du cylindre, permet de générer un champ magnétique homogène transversal à l'axe du cylindre. La configuration en cage d'oiseau est une approximation de cet idéal théorique. Une antenne en cage d'oiseau est composée d'un nombre N pair de barreaux parallèles à l'axe du cylindre de l'IRM, disposés régulièrement sur la forme d'un cylindre et de deux anneaux terminaux aux bouts des barreaux. Un courant $I_n = I_0 cos\left(n\frac{2\pi}{N}\right)$ avec n allant de 0 à N-1 parcourt les barreaux pour approximer la distribution théorique.

En pratique, certains constructeurs adaptent cette disposition en cylindre et sa distribution de phase correspondante à une géométrie elliptique pour mieux s'adapter au corps humain. C'est le cas de l'IRM 3 T de la plateforme IRMaGe qui a été utilisé pendant le projet de thèse.

Le champ B_1 est généré de manière à être transverse au champ B_0 et donc dans le plan xy. Comme indiqué précédemment, on peut exprimer un champ $\overrightarrow{B_1}(t) = B_{1,x}(t)\,\overrightarrow{e_x} + B_{1,y}(t)\,\overrightarrow{e_y}$ dans le plan grâce à la notation complexe $B_1(t) = B_{1,x}(t) + iB_{1,y}(t)$. Pour générer un B_1 oscillant dans les radiofréquences il est possible d'exciter l'antenne RF de telle sorte à obtenir une composante linéairement polarisée $B_{1,lin}$ telle que :

$$B_{1,lin} = (B_{1,x} + iB_{1,y})\cos(\omega t + \phi), \tag{2.19}$$

$$= |B_1|\, e^{i\Phi}\cos(\omega t + \phi), \tag{2.20}$$

$$= |B_1|\, e^{i\Phi}\frac{e^{i\omega t+\phi} + e^{-i\omega t-\phi}}{2}, \tag{2.21}$$

avec $|B_1| = \sqrt{|B_{1,x}|^2 + |B_{1,y}|^2}$, ω la pulsation d'oscillation de $B_{1,lin}$ et Φ et ϕ des déphasages. On peut voir dans lÉquation 2.21 que le champ linéairement polarisé contient deux composantes circulairement polarisées en $\pm i\omega t$. Par convention on note $B_1^+ = \frac{|B_1|}{2}e^{-i(\omega t-\Phi+\phi)}$ la composante circulairement polarisée dans le sens de précession des spins et $B_1^- = \frac{|B_1|}{2}e^{i(\omega t+\Phi+\phi)}$ dans le sens inverse. En pratique les spins vont être excités seulement par la composante B_1^+ qui correspond au sens de leur précession. On constate alors qu'on n'utilise pas efficacement la puissance envoyée par l'antenne dans le cas d'une polarisation linéaire, car seulement la moitié de l'amplitude du champ participe à l'excitation des spins. C'est pourquoi en général le champ $\overrightarrow{B_1}$ est généré à partir de deux canaux de telle sorte que B_x et B_y soient déphasés de $\frac{\pi}{2}$, c'est-à-dire $\overrightarrow{B_{1,quad}}(t) = B_1\cos(\omega t + \phi)\,\overrightarrow{e_x} - B_1\sin(\omega t + \phi)\,\overrightarrow{e_y}$. En adoptant la notation complexe du champ B_1 on obtient alors :

$$B_{1,quad} = B_1\cos(\omega t + \phi) - iB_1\sin(\omega t + \phi), \tag{2.22}$$

$$B_{1,quad} = B_1 e^{-i(\omega t+\phi)}. \tag{2.23}$$

On observe que $B_{1,quad}$ est circulairement polarisé dans le plan transverse et permet de maximiser l'efficacité de basculement le l'aimantation par rapport à la puissance RF envoyée.

En pratique, le B_1 généré ne peut être parfaitement homogène car la présence d'un patient va perturber le champ. Ainsi, si la machine dispose d'un contrôle indépendant sur les deux voire plus canaux de transmission, elle peut réaliser des ajustements pour adapter son système au patient et ainsi optimiser l'homogénéité du champ. Dans tous les cas, elle va calibrer la puissance RF envoyée pour qu'une impulsion RF d'un angle de bascule nominal donné corresponde à un angle de bascule réel fidèle à la valeur nominale.

3. La sécurité IRM

L'IRM est une modalité d'imagerie particulièrement sûre car elle n'a pas d'effet à long terme sur les tissus biologiques dans des conditions standards, contrairement aux rayons ionisants [8, 9]. Cependant, l'IRM nécessite l'utilisation d'un champ magnétique aux composantes à différentes amplitudes et fréquences, introduisant des risques particuliers en présence d'éléments métalliques avec lesquels le champ magnétique peut interagir [10].

3.1. Les risques à considérer en IRM

3.1.1. Cas d'un patient sans implant

La composante statique de haute intensité B_0 n'a pas d'effet à long terme connu sur les tissus biologiques [8, 9]. Néanmoins, les accidents en IRM peuvent être liés à B_0 [11]. En effet, du fait de sa très haute intensité et du fort gradient de champ magnétique autour de l'IRM, celui-ci engendre une forte force translationnelle sur les objets ferromagnétiques comme décrite en section 1.2.1. Ainsi des objets ferromagnétiques introduits dans la salle de l'IRM peuvent être fortement attirés vers le centre de l'IRM pouvant provoquer des dégradations de matériel, ainsi que des accidents si une personne se trouve dans le chemin de l'objet. Pour éviter tout risque de blessure, il est donc indispensable de veiller à n'introduire aucun objet ferromagnétique dans la salle de l'IRM, que ce soit un outil (ciseau, chaise...) ou un objet porté par le patient (bijou, accessoires...). En plus de la force translationnelle, les objets ferromagnétiques longilignes subiront aussi un couple qui tend à les aligner avec le champ magnétique.

Les gradients de champ magnétique en IRM sont commutés à une fréquence de l'ordre du kHz, générant un champ magnétique variable à cette fréquence. Ainsi, lors d'une exposition aux gradients, des courants de Foucault comme décrits en section 1.2.4.1 sont générés dans les tissus biologiques. Or, les neurones et fibres musculaires sont des tissus électriquement excitables : si les courants induits dépassent un certain seuil et sont de la fréquence adéquate, ils peuvent générer un potentiel d'action et donc un signal nerveux [12]. Cette stimulation involontaire peut engendrer des picotements, des contractions musculaires, voire des douleurs. En IRM on doit donc limiter la vitesse de commutation des gradients ainsi que leur amplitude pour éviter une stimulation nerveuse périphérique [12]. Les seuils (en amplitude et en durée) de

Type de DAS	Définition
Corps entier	DAS moyenné sur la masse totale du patient pour une durée d'utilisation de 6 min de l'antenne RF de transmission corps entier.
Partie de corps	DAS moyenné sur une masse dans la région anatomique exposéeaux RF pour une durée d'utilisation de 6 min d'une antenne d'émission volumique. Les limites de DAS associées sont mises à l'échelle par le rapport masse exposée / masse totale.
Tête	DAS moyenné sur la masse de la tête pour une durée de 6 min.
Extrémité	DAS moyenné sur la masse d'une extrémité pour une durée de 6 min d'exposition avec une petite antenne RF de volume et antenne émission/réception.
Local	DAS moyenné sur 10 g de tissu pour une durée de 6 min.
Court terme	DAS moyenné sur une période de 10 s (qui ne doit pas dépasser 2x la moyenne de DAS défini)

TABLE 3.1. – Types de DAS et leurs définitions d'après l'IEC

la stimulation nerveuse sont bien connus, même si des études tendent encore à mieux intégrer ces limites notamment dans la conception des bobines de gradient [13].

Enfin, comme décrit en section 1.2.4.2, les tissus peuvent absorber de l'énergie lorsque exposés à un champ EM radiofréquence, créant ainsi un risque lié à leur échauffement. C'est pourquoi des limites de DAS sont définies pour n'importe quel examen IRM. Ces limites peuvent être définies globalement comme, par exemple pour le corps entier, ou sur une région du corps comme la tête ou localement sur une masse de tissus. Les définitions des types de DAS et leurs limites définies par l'« International Electrotechnical Commission » (IEC) sont respectivement données dans les Tableaux 3.1 et 3.2. Toutes les valeurs de limite de DAS sont basées sur une température ambiante 25řC. Pour des températures plus élevées, seule la limite de premier niveau pour l'ensemble du corps (4 W/kg) est réduite de 0.25 W/kg pour chaque augmentation de 1řC jusqu'à ce que la limite de niveau de fonctionnement normal (2 W/kg) soit atteinte. Les limites pour une partie du corps sont calculées en fonction du rapport de la masse exposée aux RF sur la masse totale. L'énergie réelle déposée pour un patient dépend de sa morphologie et sa position dans l'IRM entre autres. En pratique, chaque constructeur prédit le DAS pour un examen donné avec son propre modèle, adapté à l'antenne RF utilisée. Il y a nécessairement une imprécision entre la prédiction et la puissance RF absorbée réellement, les modes de calculs garantissant seulement que le DAS réel ne dépasse jamais la limite autorisée, sauf en cas de présence d'un implant ou autre objet métallique qui n'est pas pris en compte par les modèles.

Mode de fonctionnement	Antenne d'émission de volume			Antenne de transmission locale		
	Corps entier	Partie du corps	Tête	Tête	Tronc	extrémités
Normal	2	2-10	3.2	10	10	20
Premier niveau	4	4-10	3.2	20	20	40

TABLE 3.2. – Limites de DAS en W/kg d'après l'IEC

3.1.2. Cas d'un patient avec implant

Dans les cas où les matériaux métalliques ne sont pas amovibles, comme pour les implants, il est nécessaire de porter une attention particulière pour la sécurité du patient. Dans le cas d'un implant contenant des matériaux ferromagnétiques, le risque lié à la force translationnelle est évalué et le porteur est alors autorisé ou non à subir l'examen en fonction de l'amplitude et du gradient du champ magnétique statique de l'IRM. Néanmoins aujourd'hui, les implants médicaux sont en grande majorité dépourvus de matériaux ferromagnétiques et la force induite par le champ statique B_0 sur les implants implique des mouvements négligeables de l'implant en l'absence de mouvement du patient [14].

Dans le cas des implants contenant des éléments conducteurs non ferromagnétiques, deux effets physiques sont responsables de la création de courant dans un conducteur soumis à un champ magnétique variable. Ce sont respectivement l'induction EM et l'effet antenne décrits dans les sections 1.2.4.1 et 1.2.4.2. En pratique, l'induction EM qui explique l'apparition de courants de Foucault dans des masses conductrices est prédominante en présence de grandes surfaces conductrices perpendiculaires au champ magnétique en question, comme cela peut-être le cas pour certaines prothèses [15, 16]. Il a été démontré que ce phénomène pouvait engendrer un risque d'échauffement lié aux gradients de champ magnétique pour des prothèses métalliques placées dans des configurations inhabituelles mais plausibles [17].

D'autre part, les courants dans les conducteurs peuvent aussi être dus directement au champ électrique généré de manière concomitante au champ magnétique variable dans le temps via l'effet antenne. En effet, même si un IRM est conçu pour générer un champ magnétique tout en minimisant le champ électrique associé, ce dernier ne peut être inexistant en présence d'un champ magnétique variable dans le temps. Un courant électrique dans un conducteur implanté pose un risque d'échauffement dans les tissus adjacents. La Figure 3.1 présente le cas d'un accident où une lésion a été causée par un examen IRM en présence d'un implant. Ce risque est lié principalement à la composante RF du champ magnétique plutôt que la commutation de gradients, du fait de la différence de fréquence d'oscillation. L'échauffement induit par ces courants dépend de l'intégrale du champ électrique tangentiel le long de l'implant en prenant en compte la propagation du courant induit (voir section 3.2.3.2). Ainsi on dit que l'échauffement est généralement faible pour des longueurs très inférieures à la demi-longueur d'onde EM (Équation 1.5), faisant des implants filaires les plus à risque.

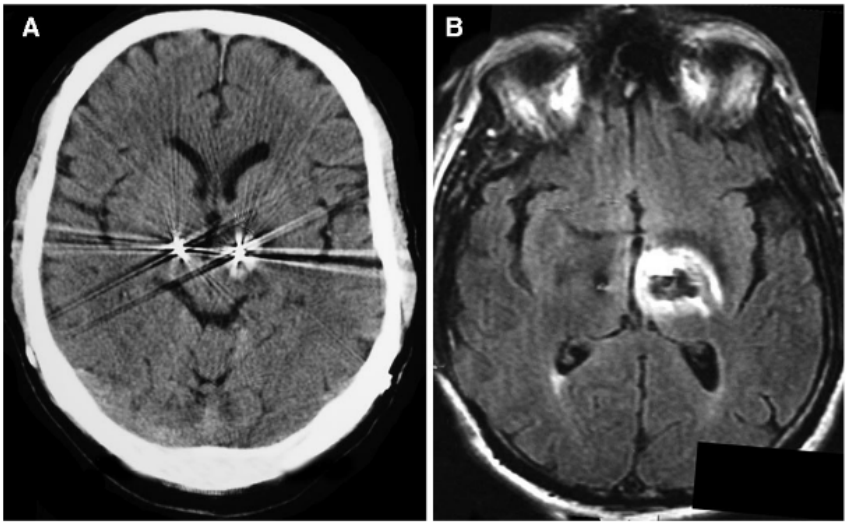

FIGURE 3.1. – A : image scanner réalisée juste après une image IRM lombaire montrant une hémorragie autour de l'électrode SCP de gauche. B : image IRM pondérée T2 du cerveau montrant un dème autour de l'électrode de SCP [18].

Un examen IRM peut aussi représenter un risque de dysfonctionnement de l'implant lorsqu'il est exposé au champ magnétique de l'IRM. La composante statique B_0 peut engendrer des risques de réinitialisation, reprogrammation, aimantation résiduelle, décharge de batterie ou dommages permanents, même si la plupart des composants électroniques sont insensibles à B_0 si non composés de matériaux ferromagnétiques. Le champ RF peut engendrer une absence de délivrance de la thérapie, une reprogrammation ou réinitialisation, des dommages permanents, ou une stimulation tissulaire par rectification du signal RF. Les gradients de champ magnétique peuvent causer des vibrations de surface conductrice via les courants de Foucault qui peuvent endommager l'implant ou encore empêcher la thérapie prévue, corrompre de la mémoire ou faire perdre temporairement ou de manière permanente des réglages via les tensions induites dans les circuits électroniques [19].

Tous ces risques font l'objet de tests lors de la conception de l'implant. Les travaux de la thèse concernent le risque d'échauffement lié à un implant filaire dans un champ électromagnétique RF. En effet, ce risque est difficile à prévoir du fait de la complexité des interactions entre l'implant, le patient et le champ électrique durant l'IRM. Il dépend de nombreux facteurs comme le type d'IRM (intensité du champ statique qui conditionne la fréquence RF, antenne de transmission), de la configuration de l'implant (dimension, trajectoire du fil, placement et nombre de boucles du fil, position et inclinaison du générateur d'impulsions implantable (IPG)) et du patient (âge, poids) [20]. Ce risque dépend de la puissance RF transmise par l'IRM et absorbée par les tissus, qui est quantifiée par le Débit d'Absorption Spécifique ou le $B_{1,RMS}$ (intensité du champ radiofréquence efficace sur la durée de la séquence.

3.2. Prise en charge des patients porteurs d'implants en IRM

3.2.1. Généralités sur les dispositifs médicaux et implants

D'après le code de la santé publique (article L.5211-1), on qualifie de dispositif médical (DM) ńtout instrument, appareil, équipement, matière, produit, à lexception des produits dorigine humaine, ou autre article utilisé seul ou en association, y compris les accessoires et logiciels nécessaires au bon fonctionnement de celui-ci, destiné par le fabricant à être utilisé chez lhomme à des fins médicales et dont laction principale voulue nest pas obtenue par des moyens pharmacologiques ou immunologiques ni par métabolisme, mais dont la fonction peut être assistée par de tels moyens. Constitue également un dispositif médical le logiciel destiné par le fabricant à être utilisé spécifiquement à des fins diagnostiques ou thérapeutiques. » Ainsi les dispositifs médicaux incluent les béquilles comme les stimulateurs cardiaques en passant par les lentilles et les stérilets. Certains dispositifs médicaux sont dits implantables car « conçus pour être implantés en totalité ou en partie dans le corps humain ou placés dans un orifice naturel ». Parmi les implants ceux qui « dépendent pour leur bon fonctionnement dune source dénergie électrique ou de toute source dénergie autre que celle qui est générée directement par le corps humain ou la pesanteur » sont appelés dispositifs médicaux implantables actifs.

Pour mettre un dispositif médical sur le marché, son constructeur doit s'assurer de remplir des exigences de sécurité et de santé. Par exemple pour le marché de l'union européenne, les DM doivent obtenir le marquage CE par un organisme tiers et pour le marché des États-Unis, le DM doit être enregistré auprès de la Food and Drug Administration (FDA).

3.2.2. Examen IRM en présence de DM

L'évaluation de la compatibilité IRM fait partie des exigences de sécurité pour la mise sur le marché des DM. Il existe trois catégories différentes concernant la compatibilité IRM : « MR unsafe », c'est-à-dire que le DM est totalement incompatible et que si le dispositif est implantable, le patient ne pourra pas passer d'IRM ; « MR safe » c'est-à-dire que le DM est totalement compatible IRM et le patient peut passer un IRM sans restriction ; « MR conditional » c'est-à-dire que l'examen IRM en présence du DM est soumis à des limites d'exposition aux RF, de vitesse de commutation des gradients et d'intensité et gradient d'un champ magnétique statique. Cette dernière catégorie comprend la quasi totalité des implants filaires à la fois impossible à enlever pour un examen et sujet à un risque pour le patient.

Ainsi, avant un examen IRM d'un patient avec un DM et en particulier lorsque le DM est implantable, l'équipe médicale (radiologue, manipulateur en électroradiologie médicale) doit obtenir le modèle précis de l'implant pour s'assurer qu'il soit compatible en IRM et appliquer les éventuelles restrictions de sécurité. En effet il est possible d'adapter la séquence pour

diminuer la puissance RF (rallonger le TR, angle de bascule plus faible...) ou réduire la pente de commutation des gradients (adaptation du champ de vue et de la résolution).

3.2.3. Évaluation des risques liés aux implants

Pour définir les limites d'exposition communes à un modèle d'implant, des tests in vitro et par simulation EM sont réalisés. Ces limites sont déterminées pour garantir la sécurité des examens même dans les configurations les plus défavorables.

3.2.3.1. Les normes

Pour aider les fabricants d'implants à déterminer précisément ces limites, il existe plusieurs standards internationaux :

- ASTM (Advancing Standards Transforming Markets) F2182 [21] : ce standard définit les procédures expérimentales pour tester des implants passifs par rapport au risque d'échauffement RF dans des expériences sur fantôme en IRM.
- IEC 60601–2-33 : ce standard concerne l'IRM en général et non pas uniquement la sécurité d'implant, mais préconise que les limites d'exposition RF soient spécifiées par rapport au $B_{1,RMS}$ sur une période de 10 s plutôt que le DAS, vu que le DAS est difficile à estimer et peut varier en fonction du modèle de calcul utilisé par le constructeur de l'IRM, pour une même puissance RF envoyée.
- ISO/TS 10974 [19] : ce standard applicable aux implants actifs propose des procédures pour estimer leurs limites d'exposition en IRM associées aux différents risques. Concernant le risque d'échauffement RF, il spécifie notamment des procédures de simulations EM permettant de couvrir un panel de configurations d'implant et de conditions d'exposition plus ou moins large, avec des facteurs de sécurité associés.

En particulier le standard ASTM F2182 décrit précisément un fantôme destiné aux tests échauffement RF des implants médicaux. Sont décrits :

- La morphologie du fantôme : structure en matériau isolant non métallique contenant un gel mimant les propriétés électromagnétiques des tissus, contenance d'environ 25 L ;
- Propriétés du gel : σ =0.47±10% S/m à basse fréquence, ϵ_r =80±20 à la fréquence de test, viscosité assez élevée (agent gélifiant) pour éviter la convection ;
- Formulations recommandées et protocoles de fabrication associé : polyarcylate de sodium (PAA) + NaCl ou hydroxyéthylcellulose (HEC) + NaCl ;
- Conservation : 2 mois dans un contenant hermétique pour éviter l'évaporation.

La Figure 3.2 montre le fantôme dont nous disposons pour les travaux de la thèse, construit selon les normes ASTM.

La norme ISO/TS 10974 clause 8 concernant le risque d'échauffement RF, décrit l'évaluation des limites d'exposition RF associées à un implant sur 4 niveaux (« Tier »). Plus le niveau est élevé, plus l'évaluation de la sécurité est précise et prend en compte une marge d'erreur

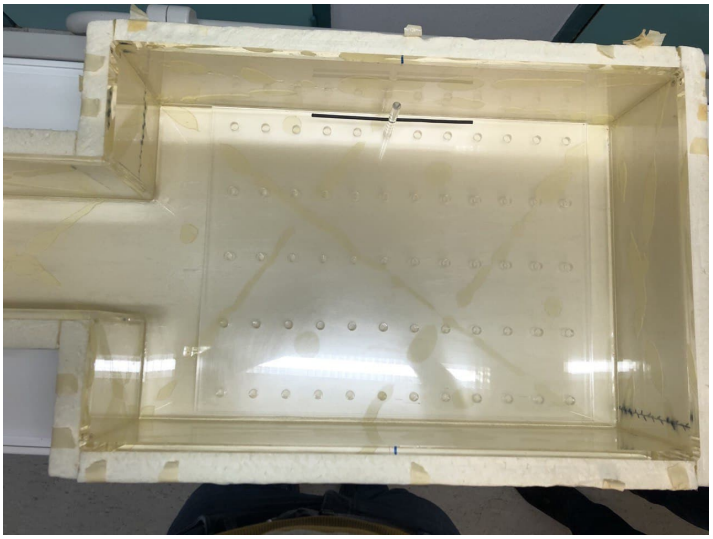

FIGURE 3.2. – Photo du fantôme ASTM. Le fond avec trous permet de fixer des dispositifs en différentes positions. La tige noire est un fil conducteur utilisé dans nos expériences.

plus faible. Le Tier 1 ne comprend pas de simulation EM pour déterminer la distribution des champs EM ; le Tier 2 inclut des simulations EM d'un corps humain ; le Tier 3 utilise les champs issus d'une simulation EM sur corps humain comme entrée d'une représentation des effets de l'implant (par exemple par sa fonction de transfert qui permet de calculer l'échauffement au bout de l'implant à partir du champ électrique tangentiel le long du fil) ; le Tier 4 inclut ce modèle de l'implant dans des des simulations EM du corps humain pour différentes configurations anatomiques et différentes expositions RF réalistes.

3.2.3.2. Cas particulier des méthodes actuelles d'évaluation du risque d'échauffement RF lié aux implants filaires

La méthode expérimentale la plus courante pour étudier la sécurité IRM en présence d'implants est l'expérience sur fantôme, avec des procédures décrites dans le standard ISO/TS 10974. Un fantôme classiquement utilisé est celui décrit par la norme ASTM dans lequel on plonge le dispositif faisant office d'implant (implant réel ou fil conducteur par exemple). Il est alors possible de mesurer la variation de température au bout du dispositif durant un examen IRM. Les études sur animaux restent plus rares car plus difficiles à mettre en place et à rendre reproductibles, mais confirment la variabilité due aux différentes configurations [16] et permettent d'apporter des informations sur des cas avec perfusion et des tissus plus réalistes.

Les études sur humains se limitent aux rapports d'incident [22, 18, 23] et aux rapports d'absence d'accident lorsque les limitations préconisées par le constructeur sont respectées [24], mais aussi dans des cas avec des séquences à plus haut DAS ou une configuration d'implant inhabituelle [25, 16].

Les simulations électromagnétiques 3D des équations de Maxwell (comme décrites en 1.3) et les simulations thermiques permettent aussi d'étudier les risques encourus lors d'un examen IRM avec un implant. En créant un modèle de l'antenne RF, du sujet et du dispositif implantable, il est possible d'obtenir des cartes de DAS réalistes. On peut ainsi simuler un grand nombre de configurations, mais le coût en temps de calcul peut aussi être élevé en plus du temps de mise en place, comme évoqué en section 1.3 notamment lorsqu'une résolution spatiale très fine est nécessaire.

Pour quantifier le risque lié à un implant en particulier notamment en accord avec le standard ISO/TS 10974 Tier 3 et 4, on peut mesurer sa fonction de transfert. La linéarité des équations de Maxwell implique qu'en superposant les impacts dus à un champ électrique tangentiel local pour toutes les positions le long du fil, il est possible de reconstruire l'amplitude et la phase du courant RF au bout du fil [26]. La fonction de transfert S d'un implant de longueur L est définie en un point d'évaluation P proche de l'électrode telle que :

$$E_s(P) = \int_0^L S(\tau, P)\, E_{tan}(\tau)\, d\tau, \tag{3.1}$$

avec E_s le champ électrique induit au niveau de l'électrode par le champ électrique tangentiel E_{tan} sur la longueur du fil et τ la distance entre l'électrode et un point du fil. La fonction de transfert permet de calculer le DAS au point P ainsi que l'échauffement, pour des conditions de champ électrique tangentiel données. La fonction de transfert est à valeur complexe, prenant en compte aussi bien la variation d'amplitude que de phase liée à la propagation du signal le long de l'implant. La fonction de transfert peut être déterminée par simulation à partir d'un modèle réaliste de l'implant et validée par expériences sur fantôme où l'implant est stimulé localement et le champ électrique et mesuré au bout du fil [27]. Le calcul de cette fonction de transfert est coûteux, c'est pourquoi des études visent à effectuer le calcul de la fonction de transfert à partir de données IRM [28].

Une alternative à cette fonction de transfert est le modèle en ligne de transmission [29]. L'idée est de modéliser l'implant et le médium qui l'entoure comme les deux conducteurs d'une ligne de transmission, représentée par une succession de blocs avec un générateur modélisant le champ électrique tangentiel et des impédances décrivant la réaction à la stimulation.

Les approches par fonction de transfert et ligne de transmission sont utilisées comme des modélisations simples de l'implant et de son comportement. Elles permettent d'accélérer les simulations pour tester un grand nombre de configurations et ainsi étudier les risques liés aux implants modélisés ou les méthodes d'amélioration de la compatibilité IRM des implants.

3.3. Motivation du projet de thèse

Les limites d'exposition aux RF pour un implant donné sont définies par expériences sur fantôme et simulations EM et ne peuvent donc pas totalement prendre en compte la variabilité du risque venant des machines différentes, du patient et de la configuration de l'implant dans le patient. La façon de déterminer les limites d'exposition tient compte de ces incertitudes pour éviter les incidents dans toutes les configurations possibles et les préconisations sont donc parfois trop restrictives pour réaliser les examens nécessaires pour un patient donné, alors même que la configuration liée à ce patient permettrait de réaliser l'examen. Enfin, en situation clinique, il arrive que l'on ne puisse pas retrouver la référence exacte de l'implant ou que celui-ci ait été modifié (fil abandonné par exemple) [30, 31] ou une autre configuration inhabituelle (électrodes multiples). Ces situations impliquent une indétermination sur la sécurité du patient et conduisent à la prise de décision d'un médecin pour déterminer l'équilibre bénéfices/risques pour le patient [32].

C'est pourquoi étudier et améliorer la sécurité IRM des patients porteurs d'implants filaires en quantifiant le risque individuel à l'exposition aux radiofréquences durant un examen IRM apporterait une solution à un problème clinique actuel. Dans cette thèse deux approches complémentaires sont proposées pour améliorer et faciliter la prise en charge des patients porteurs d'implants (Figure 3.3).

La première consiste en l'acquisition d'un pré-scan à faible DAS qui permettrait de prédire l'échauffement pour l'examen IRM. En effet, le courant induit dans le fil de l'implant induit lui-même un champ magnétique perturbant le champ RF et donc les images IRM. Reconstruire la valeur du courant RF à partir des images IRM grâce à l'analyse de cette perturbation induite permettrait d'obtenir les informations sur la configuration individuelle nécessaires pour prédire l'échauffement et ainsi déterminer la puissance RF maximale à envoyer. La deuxième partie de ce document décrit plus en détails la théorie de cette méthode de reconstruction de courant à partir des images IRM ainsi que la mise en application proposée et les validations effectuées par simulations EM et expériences sur fantôme.

La deuxième méthode consiste en le suivi en temps réel de l'échauffement pendant l'acquisition des images IRM. L'idée serait d'intercaler dans les séquences d'acquisition une acquisition de signal extrêmement courte, qui permettrait de réaliser la thermométrie des tissus par IRM en temps réel. Il s'agit d'un méthode originale basée sur les effets de perturbation du champ B_0 autour de l'électrode ainsi que de la variation de différentes propriétés physiques avec la température. La troisième partie présentera plus en détails le contexte de la thermométrie IRM ainsi que le fonctionnement de la méthode et la mise en place des premières simulations pour l'évaluation de la faisabilité de la méthode.

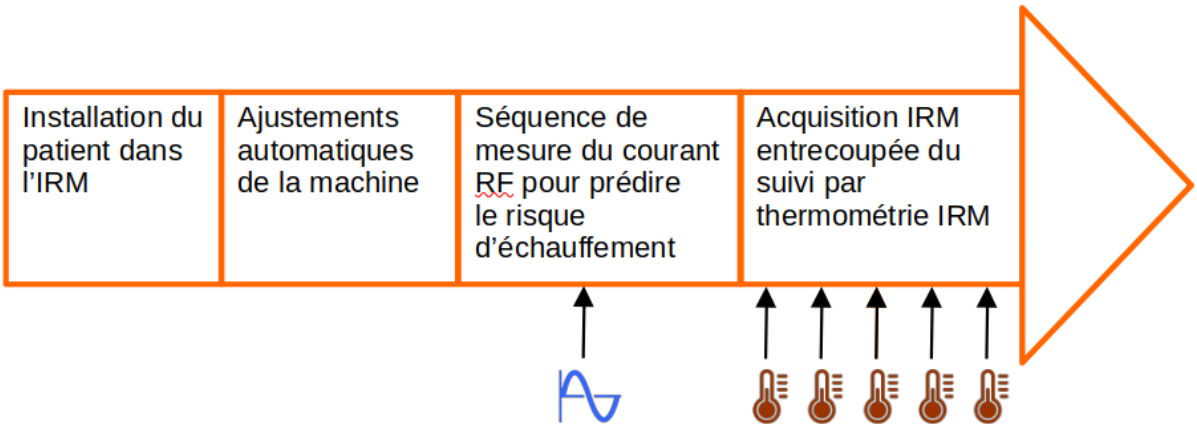

FIGURE 3.3. – Schéma du déroulé d'un examen IRM avec les méthodes proposées

Deuxième partie

Mesure de courant RF par IRM

Cette partie aborde la théorie, le développement et la validation de la méthode de mesure de courant RF dans un fil par IRM. Tout d'abord le principe physique de la mesure, ainsi que les études préexistantes sont présentés pour mettre en lumière les enjeux de ce travail de thèse. Ensuite le développement de la séquence sensible au courant sera détaillé, ainsi que tous les outils de modélisation et d'ajustement nécessaires à la méthode. Enfin les différentes études visant à valider les différentes hypothèse de la méthode et à évaluer la mesure du courant seront décrites.

4. Principe, théorie de base et objectifs

Dans ce chapitre, le principe physique de base permettant de rendre les signaux IRM sensibles au courant RF dans un fil, ainsi que son développement théorique, sera décrit. Des méthodes existantes seront aussi présentées pour comprendre les objectifs particuliers de ce travail de thèse.

4.1. Généralités

L'échauffement RF des tissus au niveau des contacts des implants filaires est généré par le champ électrique induit par la présence de l'implant comme décrit en section 3.1.2. Ce champ électrique est le plus intense à proximité des petites surfaces de contact des électrodes. La distribution de DAS correspondante peut être définie comme l'ensemble d'une distribution spatiale fixe, correspondant à une excitation unitaire et dépendant uniquement de la géométrie de l'électrode, et d'un facteur d'échelle scalaire dépendant de la configuration du fil dans le patient, des propriétés du fil et des conditions d'exposition. Dans l'approche par fonction de transfert (décrite en section 3.1.2), le facteur d'amplitude est déterminé à partir de la fonction de transfert fixe de l'implant et de la composante tangentielle du champ électrique générée concomitamment au B_1 le long du fil. Ce facteur d'échelle est considéré comme seule variable dépendant de la configuration de l'implant et des conditions d'exposition [26]. Une conclusion similaire peut être obtenue grâce à une approche physique différente utilisant le principe de réciprocité. Ce principe permet de considérer le facteur d'échelle comme l'amplitude d'une source de courant RF dipolaire à l'extrémité de l'implant et la fonction de transfert comme la distribution de courant correspondante le long du fil [33].

On peut ainsi définir la distribution de DAS normalisé $\hat{DAS}$ en adaptant lÉquation 1.26 à partir de la distribution spatiale d'un champ électrique normalisé $\hat{E}(\overrightarrow{r})$, induit par une excitation RF unitaire :

$$\hat{DAS}(\overrightarrow{r}) = \frac{\sigma(\overrightarrow{r})}{2\rho(\overrightarrow{r})} \left|\hat{E}(\overrightarrow{r})\right|^2, \tag{4.1}$$

avec σ et ρ la conductivité et la masse volumique du milieu. Le $\hat{DAS}$ ne dépend qu'en amplitude globale, et non en distribution spatiale, de la définition de l'excitation RF unitaire, qui peut être une puissance d'entrée unitaire d'une antenne RF, un champ électrique tangentiel unitaire le long de l'implant ou un courant RF unitaire à l'extrémité du fil. Pour une amplitude de courant RF réelle I_b au bout du fil dans des conditions d'exposition données et un courant

RF $\hat{I}_b$ provoqué par l'excitation RF unitaire, la puissance réelle déposée peut être calculée en mettant à l'échelle la distribution de DAS proportionnellement au carrée du courant RF :

$$DAS\left(\overrightarrow{r}\right) = \left|\frac{I_b}{\hat{I}_b}\right|^2 \hat{DAS}\left(\overrightarrow{r}\right). \tag{4.2}$$

Cette évaluation de la sécurité RF est équivalente à celle de la norme ISO/TS 10974 clause 8 Tier 3 (décrite en section 3.2.3.1), où le facteur d'échelle est dérivé de la fonction de transfert de l'implant et du champ électrique induit lors de la génération du B_1 obtenu par simulation [19]. Dans cette même norme, des procédures standard pour déterminer le $\hat{DAS}\left(\overrightarrow{r}\right)$ ou la distribution spatiale de l'échauffement $\hat{dT}\left(\overrightarrow{r}\right)$ pour un implant donné sont proposées. Dans le cadre de ce travail, l'effet de l'exposition aux RF est représenté par l'augmentation locale de la température à une position $\overrightarrow{r}$ proche de l'électrode et donc proche du point du plus fort échauffement. La distribution normalisée d'échauffement RF $\hat{dT}\left(\overrightarrow{r}, t\right)$ à tout instant t après le début de l'exposition RF unitaire peut être calculée à partir du $\hat{DAS}\left(\overrightarrow{r}\right)$ à partir de simulations thermiques. En négligeant les effets du transfert de chaleur dus aux conditions aux limites et à la perfusion, l'échauffement est lui aussi au facteur d'échelle appliqué au DAS. Cette hypothèse est valable dans un fantôme pour une durée d'exposition de l'ordre de quelques minutes, et comme la perfusion a un effet refroidissant, c'est également une pratique courante pour les applications in vivo, car il s'agit d'une approximation conservative, introduisant un facteur de sécurité supplémentaire dans l'estimation de l'échauffement RF. La distribution d'échauffement normalisée peut donc être mise à l'échelle pour déterminer l'échauffement pour un courant réel I_b pour des conditions d'exposition données :

$$dT\left(\overrightarrow{r}, t\right) = \hat{dT}\left(\overrightarrow{r}, t\right) \cdot \left|\frac{I_b}{\hat{I}_b}\right|^2, \tag{4.3}$$

$$dT\left(\overrightarrow{r}, t\right) = c_{implant}\left(\overrightarrow{r}, t\right) \left|I_b\right|^2, \tag{4.4}$$

avec $c_{implant}$ une constante indépendante de la configuration individuelle, mais propre à un implant.

Une mesure précise de I_b permet ainsi la prise en compte de la grande majorité des effets liés à la configuration de limplant par rapport au patient et à lIRM dans la prédiction de l'échauffement RF dû à l'implant. En effet, I_b résulte des variabilités individuelles de configuration d'exposition suivantes : le champ électrique tangentiel réel généré par l'IRM à l'intérieur du corps du patient sur la longueur de l'implant, y compris pour des sondes multiples ; l'impédance de terminaison de l'électrode aux deux extrémités ; et la fonction de transfert réelle de l'implant dans les tissus environnants avec leurs hétérogénéités. Par conséquent, seules les propriétés électriques et thermiques du tissu à l'extrémité de la sonde sont nécessaires pour prédire avec précision l'échauffement RF.

Le courant RF induit dans le fil de l'implant va lui-même induire une perturbation du champ

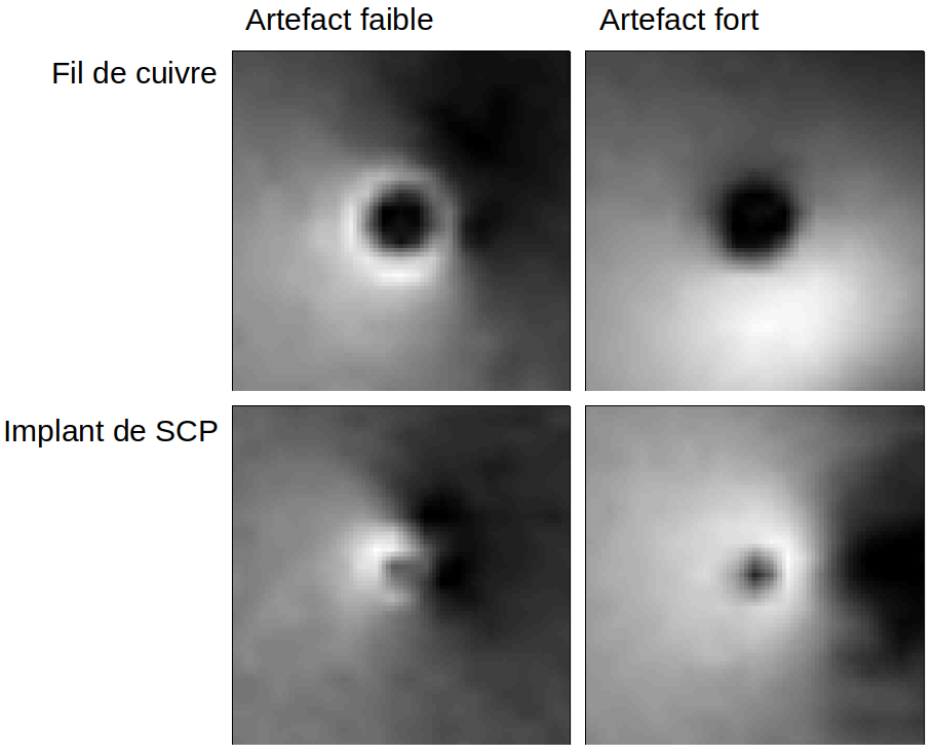

FIGURE 4.1. – Exemple d'images acquises par 3DFLASH 20 mm×20 mm autour d'un fil de cuivre et d'un implant de SCP présentant des artefacts B_1 faibles et forts.

B_1 et donc des images acquises. La Figure 4.1 présente des exemples d'images acquises par 3DFLASH 20 mm×20 mm autour d'un fil de cuivre et d'un implant de SCP dans un fantôme homogène présentant des artefacts B_1 faibles et forts. Ainsi, il est possible d'acquérir un pré-scan sensible aux perturbations du champ B_1, à partir duquel on peut déduire une valeur de courant mesurée par IRM proche du bout de l'implant, I_{MRI}, spécifique de la configuration de limplant par rapport au patient et à lIRM. Il faut noter que la mesure du courant par IRM ne se fait pas tout à fait à l'extrémité de l'implant, et I_{MRI}, n'est donc pas généralement identique à I_b. Mais si la distance entre la mesure de courant par IRM et l'extrémité de l'implant est courte, les changements de configuration affectent les deux de la même manière. Dans ce cas $I_{MRI}/\hat{I_{MR}} = I_b/\hat{I_b}$ et la mesure de courant RF par IRM permettrait donc de bien prédire l'échauffement RF pour une exposition quelconque de la configuration individuelle. Ce pré-scan se doit d'être court pour une fluidité optimale en clinique et à très faible DAS pour pouvoir être acquis sur le plus de types d'implants possibles pour lesquels l'exposition aux RF peut être limitée jusqu'à un DAS maximal de 0.1 W/kg ou un $B_{1,rms}$ maximal de 2 μT [16].

Définir les limites individualisées d'exposition aux RF de l'examen réel à partir de I_{MRI} revient à déterminer la valeur nominale maximale d'exposition RF $B_{1,rms}^{thresh}$ pour un échauffement maximal acceptable de dT_{thresh}. Cette valeur dépend de l'amplitude du courant dans l'implant I_{MRI}, de la valeur nominale $B_{1,rms}^{seq}$ de la séquence de mesure du courant RF et de la constante

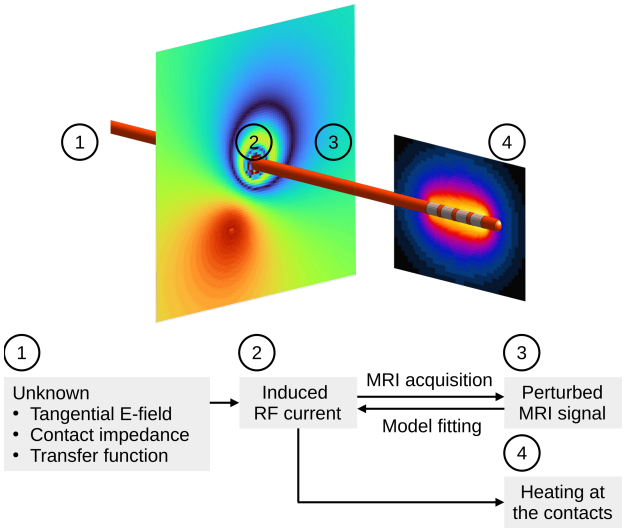

FIGURE 4.2. – Principe de la prédiction de l'échauffement basé sur la mesure de courant RF par IRM. Les interactions complexes et inconnues entre l'IRM, le patient et l'implant (1) induisent un courant RF au bout du fil (2). Ce courant RF perturbe le signal d'une séquence IRM sensible aux perturbations de champ B_1 (3) et peut être reconstruit à partir de ce signal perturbé. Le courant RF sortant de l'implant aux contacts de l'implant provoque un échauffement dans les tissus adjacents (4). Pour une géométrie d'implant connue, l'échauffement peut être prédit à partir d'une mesure du courant RF.

$c_{implant}$ correspondant à la constante de lÉquation 4.4 et est donnée par :

$$B_{1,rms}^{thresh} = B_{1,rms}^{seq} \sqrt{\frac{dT_{thresh}}{c_{implant} I_{MRI}^2}} \tag{4.5}$$

En principe, la mesure de courant par IRM ne s'effectuant pas directement à l'extrémité de l'implant, on suppose que l'amplitude totale du courant RF sortant du fil est proportionnelle à l'amplitude du courant RF circulant le long du fil à une distance électriquement courte de quelques centimètres du bout. Le facteur de proportionnalité entre les deux peut être intégré dans $c_{implant}$. Cette valeur de $B_{1,rms}^{thresh}$ est valable pour les réglages machines (comme décrits en section 2.4) identiques à ceux appliqués lors de la séquence de mesure de courant RF. En effet, il est courant que l'IRM réadapte la puissance envoyée pour obtenir un angle de bascule cible. Ce gain de transmission RF de référence ne doit pas être modifié pendant la session IRM pour que les limites restent valides.

La mesure de courant par IRM pour déterminer le seuil d'exposition acceptable peut s'appliquer aux implants dans des configurations nominales pour lesquelles il existe déjà des limites d'exposition définies. Mais elle peut surtout permettre de donner des limitations dans des cas inhabituels pour lesquels les limites constructeurs ne sont plus valables, comme la présence de deux implants ou la présence d'un fil abandonné.

4.2. Modèle analytique du B_1^+ en présence d'un fil conducteur

Comme décrit dans le paragraphe précédent, le courant RF induit dans le fil conducteur de l'implant va perturber le champ B_1 généré par l'IRM. Cette perturbation peut être décrite grâce au théorème d'Ampère pour obtenir le modèle analytique du B_1^+ en présence d'un fil conducteur détaillé dans cette partie.

Soit $\overrightarrow{j}(t) = I(t)\,\overrightarrow{e}_j$ un courant libre alternatif radiofréquence d'amplitude $I(t)$ le long d'un fil droit aligné selon $\overrightarrow{e_j}$. Le système de coordonnées est défini pour avoir le champ B_0 de l'IRM selon l'axe z avec le fil passant par l'origine du plan. D'après le théorème d'Ampère, comme décrit par lÉquation 1.10, adaptée à des positions $\overrightarrow{r}$ arbitraires et pour un courant dans la direction $\overrightarrow{e_j}$, le champ magnétique généré par ce courant en fonction de la position $\overrightarrow{r}$ est circulaire autour du fil et son amplitude est inversement proportionnelle à la distance au fil :

$$\overrightarrow{B}_j(\overrightarrow{r},t) = \frac{\mu_0\mu_r I(t)}{2\pi\,|\overrightarrow{r} - \overrightarrow{e}_j(\overrightarrow{e}_j\cdot\overrightarrow{r})|}\frac{\overrightarrow{e}_j\times\overrightarrow{r}}{|\overrightarrow{e}_j\times\overrightarrow{r}|} \tag{4.6}$$

$$= \frac{\mu_0\mu_r I(t)}{2\pi}\frac{\overrightarrow{e}_j\times\overrightarrow{r}}{|\overrightarrow{e}_j\times\overrightarrow{r}|^2}, \tag{4.7}$$

avec $\mu_0 = 4\pi\cdot 10^{-7}$ H/m la perméabilité du vide (unités SI) et μ_r la perméabilité relative du milieu dans lequel le fil est placé. Le champ magnétique est ici dérivé dans l'approximation de champ proche, qui est valable pour des positions à quelques centimètres du fil et donc beaucoup plus proches que la longueur d'onde électromagnétique dans le milieu considéré à la fréquence d'oscillation du courant $I(t)$. Le vecteur de courant forme un angle $\xi_j < \pi/2$ avec l'axe z du système de coordonnées, et sa projection dans le plan xy un angle azimutal θ_j avec l'axe x du système :

$$\overrightarrow{e}_j = \begin{pmatrix} \sin\xi_j\cos\theta_j \\ \sin\xi_j\sin\theta_j \\ \cos\xi_j \end{pmatrix}. \tag{4.8}$$

.

Le champ $\overrightarrow{B_1}$ généré par le courant dans le fil est linéairement polarisé pour toute position et provient des composantes x et y du vecteur $\overrightarrow{B_j}$ ci-dessus :

$$\overrightarrow{B}_{1,j} = \overrightarrow{B}_j\Big|_{xy}. \tag{4.9}$$

Pour le cas particulier de $\xi_j = \pi/2$, le champ magnétique généré par le fil est parallèle à l'axe z dans le plan xy et sa composante transversale disparaît. Ce cas est donc exclu dans les calculs suivants et présente une limite de la méthode de mesure de courant RF par IRM. La

position $\overrightarrow{r}$ dans le plan xy en coordonnées cylindriques peut s'exprimer telle que :

$$\overrightarrow{r} = \begin{pmatrix} r\cos\theta_r \\ r\sin\theta_r \\ z_r \end{pmatrix}. \tag{4.10}$$

On peut montrer en combinant les Équations 4.7 et 4.9, que pour le plan situé à $z_r = 0$ et $\xi_j \neq \pi/2$ le B_1 généré par le courant dans le fil vaut :

$$\overrightarrow{B}_{1,j}(\overrightarrow{r}, t) = \frac{\mu_0\mu_r I(t)\cos\xi_j}{2\pi r\left(1-\sin^2\xi_j\cos^2(\theta_r-\theta_j)\right)}\begin{pmatrix} -\sin\theta_r \\ \cos\theta_r \end{pmatrix}. \tag{4.11}$$

Comme indiqué précédemment, ce champ B_1 est linéairement polarisé. En écrivant le courant radiofréquence $I(t) = I\cos(\omega t + \phi_j)$, avec une fréquence de Larmor ω et un décalage de phase ϕ_j, et en adoptant une notation complexe pour la composante xy du champ B_1 ($B_1 = \overrightarrow{B}_1\Big|_x + i\overrightarrow{B}_1\Big|_y$), ce-dernier peut être décomposé en une composante polarisée circulairement à gauche et une composante polarisée circulairement à droite :

$$B_{1,j}(r,\theta_r,t) = \frac{\mu_0\mu_r I\cos(\omega t+\phi_j)\cos\xi_j}{2\pi r\left(1-\sin^2\xi_j\cos^2(\theta_r-\theta_j)\right)} ie^{i\theta_r}, \tag{4.12}$$

$$= \left|\overrightarrow{B}_{1,j}(r,\theta_r)\right| \frac{\left(e^{i(\omega t+\phi_j)}+e^{-i(\omega t+\phi_j)}\right)}{2} ie^{i\theta_r}, \tag{4.13}$$

$$= \frac{\left|\overrightarrow{B}_{1,j}(r,\theta_r)\right|}{2} i\left(e^{i(\omega t+\phi_j+\theta_r)}+e^{-i(\omega t+\phi_j-\theta_r)}\right), \tag{4.14}$$

avec :

$$\left|\overrightarrow{B}_{1,j}(r,\theta_r)\right| = \frac{\mu_0\mu_r I\cos\xi_j}{2\pi r\left(1-\sin^2\xi_j\cos^2(\theta_r-\theta_j)\right)}. \tag{4.15}$$

Le champ B_1^+ transmis effectif correspond à la partie circulairement polarisée à gauche :

$$B_{1,j}^+(r,\theta_r,t) = i\frac{\left|\overrightarrow{B}_{1,j}(r,\theta_r)\right|}{2} e^{-i(\omega t+\phi_j-\theta_r)}. \tag{4.16}$$

Le champ $\vec{B}_1^+$ « background » généré par l'antenne d'émission RF est supposé constant dans l'espace sur les distances considérées ici. Seule sa composante polarisée circulairement à gauche contribue au B_1^+ efficace total de telle sorte que on écrit :

$$B_{1,b}^+(\overrightarrow{r}, t) = B_{1,b}e^{-i(\omega t+\phi_b)}, \tag{4.17}$$

avec ϕ_b la phase locale du B_1 « background ». Puisque le courant induit dans le fil est provoqué indirectement par le champ B_1 « background », via le champ électrique créé concomitamment,

tout décalage de ϕ_b dû à la séquence d'impulsions RF entraîne un décalage équivalent de ϕ_j. La phase du courant RF peut donc se décomposer en un déphasage par rapport au B_1 « background » ϕ'_j d'un côté, qui dépend uniquement de la géométrie du problème et des facteurs relatifs de phase et d'amplitude entre les antennes d'émission RF dans une émission en parallèle, et de la phase du B_1 « background » de l'autre côté : $\phi_j = \phi'_j + \phi_b$. Le champ d'émission effectif total à proximité du fil est alors :

$$B_1^+(r,\theta_r,t) = B_{1,b}^+(r,\theta_r,t) + B_{1,j}^+(r,\theta_r,t), \tag{4.18}$$

$$= e^{-i(\omega t+\phi_b)}\left(B_{1,b} + i\frac{\left|\overrightarrow{B}_{1,j}(r,\theta_r)\right|}{2}e^{-i\left(\phi'_j-\theta_r\right)}\right). \tag{4.19}$$

L'amplitude du champ d'émission effectif peut alors être calculée :

$$\left|B_1^+(r,\theta_r)\right| = \left|B_{1,b} + i\frac{\left|\overrightarrow{B}_{1,j}(r,\theta_r)\right|}{2}e^{-i\left(\phi'_j-\theta_r\right)}\right|, \tag{4.20}$$

$$= \left\{\left(B_{1,b} + \frac{\left|\overrightarrow{B}_{1,j}(r,\theta_r)\right|}{2}\sin\left(\phi'_j-\theta_r\right)\right)^2 + \left(\frac{\left|\overrightarrow{B}_{1,j}(r,\theta_r)\right|}{2}\cos\left(\phi'_j-\theta_r\right)\right)^2\right\}^{1/2}, \tag{4.21}$$

$$= B_{1,b}\sqrt{1 + \left(\frac{\left|\overrightarrow{B}_{1,j}(r,\theta_r)\right|}{2B_{1,b}}\right)^2 + \frac{\left|\overrightarrow{B}_{1,j}(r,\theta_r)\right|}{B_{1,b}}\sin\left(\phi'_j-\theta_r\right)}. \tag{4.22}$$

En écrivant cette équation dans son intégralité, on obtient :

$$\left|B_1^+(r,\theta_r)\right| = B_{1,b}\left(1 + \left(\frac{\mu_0\mu_r I\cos\xi_j}{B_{1,b}4\pi r\left(1-\sin^2\xi_j\cos^2\left(\theta_r-\theta_j\right)\right)}\right)^2\right.$$
$$\left. + \frac{\mu_0\mu_r I\cos\xi_j}{B_{1,b}2\pi r\left(1-\sin^2\xi_j\cos^2\left(\theta_r-\theta_j\right)\right)}\sin\left(\theta_r-\phi'_j\right)\right)^{\frac{1}{2}}, \tag{4.23}$$

donnant des résultats identiques à ceux obtenus précédemment pour $\xi_j = 0$ [34]. Le décalage

de phase du champ B_1^+ par rapport à la phase théorique de $-\omega t$ est :

$$\phi_{B_1^+}(r,\theta_r) = -\phi_b + \arg\left(\frac{2B_{1,b}}{\left|\overrightarrow{B}_{1,j}(r,\theta_r)\right|} + ie^{-i\left(\phi'_j-\theta_r\right)}\right), \tag{4.24}$$

$$= -\phi_b + \arctan\left(\frac{\frac{\left|\overrightarrow{B}_{1,j(r,\theta_r)}\right|}{B_{1,b}}\cos\left(\phi'_j-\theta_r\right)}{2+\frac{\left|\overrightarrow{B}_{1,j(r,\theta_r)}\right|}{B_{1,b}}\sin\left(\phi'_j-\theta_r\right)}\right). \tag{4.25}$$

La dépendance temporelle notée dans les équations ci-dessus se réfère à la modulation harmonique RF des grandeurs. Au cours d'une séquence IRM, des impulsions RF modulées en amplitude, avec une amplitude de $B_{1,b}(t)$ variable, sont appliquées. La modulation d'amplitude des impulsions RF entraîne une modulation identique du courant dans le fil au cours du temps, $I(t)$, et donc aussi de $B_{1,j}^+(t)$. Puisque le rapport entre le B_1^+ total et le $B_{1,b}$ est constant dans le temps, le B_1^+ total est aussi soumis à la même modulation temporelle que le $B_{1,b}$. LÉquation 4.23 est donc également valable pour les valeurs RMS de $B_{1,b}(t)$ et $I(t)$.

L'hypothèse d'un $B_{1,b}$ parfaitement homogène sur l'ensemble de l'échantillon n'est pas réaliste. Ce champ peut néanmoins être considéré comme homogène dans la région proche autour du fil qui est analysée pour reconstruire le courant, mais le $B_{1,b}$ local au niveau du fil peut être différent de sa valeur nominale $B_{1,nom}$. On considère alors $\lambda_b = {}^{B_{1,b}}/_{B_{1,nom}}$ qui représente le facteur d'échelle entre le B_1 nominal envoyé par la machine et le B_1 « background » local au niveau du fil, $\lambda_w = {}^{\left|B_1^+(r,\theta_r)\right|}/_{B_{1,b}}$ représentant l'hétérogénéité spatiale du B_1 par rapport au $B_{1,b}$ et $\lambda_{tot} = {}^{\left|B_1^+(r,\theta_r)\right|}/_{B_{1,nom}}$, l'hétérogénéité B_1^+ totale prenant en compte les effets dus au fil et les effets dus à l'hétérogénéité du B_1^+ généré par l'IRM.

Enfin, il est possible d'exprimer le courant dans le fil I_{ref} correspondant à une valeur $B_{1,ref}$ de référence fixée et indépendante des séquences IRM. I_{ref} correspond à l'amplitude de courant qui serait observée pour une séquence où $B_{1,nom} = B_{1,ref}$. On a $\frac{I(B_{1,nom},t)}{B_{1,nom}(t)} = \frac{I_{ref}}{B_{1,ref}}$, avec la dépendance temporelle correspondant à la modulation en amplitude pendant la séquence, valable pour toute séquence à chaque instant t, indépendamment de l'amplitude RF nominale. La valeur de ce rapport ne dépend que des propriétés de l'échantillon et de la machine, telles que les antennes d'émission utilisées, leurs phases respectives, le chemin parcouru par le fil, mais pas de la séquence IRM employée. On peut ainsi réécrire l'expression de l'amplitude du B_1^+ total :

$$\left|B_1^+(r,\theta_r,t)\right| = B_{1,b}(t)\,\lambda_w\left(r,\theta_r,\frac{I(t)}{B_{1,b}(t)},\xi_j,\theta_j,\phi'_j\right), \tag{4.26}$$

$$\lambda_{tot}\left(r,\theta_r\right) = \lambda_b\lambda_w\left(r,\theta_r,\frac{I\left(t\right)}{\lambda_b B_{1,nom}\left(t\right)},\xi_j,\theta_j,\phi'_j\right), \tag{4.27}$$

$$= \lambda_b\lambda_w\left(r,\theta_r,\frac{I_{ref}}{\lambda_b B_{1,ref}},\xi_j,\theta_j,\phi'_j\right). \tag{4.28}$$

En combinant l'Équation 4.23 pour l'expression complète de λ_w et l'Équation 4.28 on obtient l'expression complète :

$$\lambda_{tot}\left(r,\theta_r\right) = \lambda_b\left(1+\left(\frac{\mu_0\mu_r I_{ref}\cos\xi_j}{\lambda_b B_{1,ref}4\pi r\left(1-\sin^2\xi_j\cos^2\left(\theta_r-\theta_j\right)\right)}\right)^2\right. \\ \left.+\frac{\mu_0\mu_r I_{ref}\cos\xi_j}{\lambda_b B_{1,ref}2\pi r\left(1-\sin^2\xi_j\cos^2\left(\theta_r-\theta_j\right)\right)}\sin\left(\theta_r-\phi'_j\right)\right)^{\frac{1}{2}} \tag{4.29}$$

Le rapport entre le champ d'émission observé et le champ d'émission nominal, λ_{tot}, peut être calculé à chaque position $\overrightarrow{r}$ autour du fil en fonction de l'amplitude du courant I_{ref} qui serait observée pour un champ de référence nominal fixe $B_{1,ref}$, ainsi que de la phase du courant et de l'angulation du fil. Puisque λ_{tot} ne dépend pas du champ nominal $B_{1,nom}$ de la séquence du fait de la linéarité des équations de Maxwell, il est identique au rapport entre l'angle de bascule local réellement observé à la position $\overrightarrow{r}$ et l'angle de bascule nominal, pour tous les angles de bascule de la séquence. On a donc :

$$\alpha\left(\overrightarrow{r}\right) = \lambda_{tot}\left(\overrightarrow{r}\right)\alpha_{nom}, \tag{4.30}$$

avec α_{nom} l'angle de bascule nominal programmé à la console et $\alpha\left(\overrightarrow{r}\right)$ l'angle de bascule réellement observé localement.

Ce modèle analytique montre que, en mesurant un angle de bascule réel par IRM grâce aux techniques de cartographie B_1, on peut mesurer le courant RF I_{ref} car celui-ci influe sur cet angle de bascule réel, moyennant une inversion du modèle. Par la suite, à partir de ce courant I_{ref}, on pourra prédire les échauffements comme décrit dans la section précédente.

4.3. État de l'art sur la reconstruction du courant RF dans un implant à partir de signaux IRM

Plusieurs études existantes avant le début de ces travaux de thèse ont montré qu'il est possible de reconstruire le courant RF à partir de signaux IRM grâce à la modélisation de la perturbation du B_1^+ par le courant RF [34, 35, 36].

Un premier modèle du B_1^+ autour d'un fil conducteur a été décrit pour un fil parallèle à B_0 [34]. Le modèle décrit dans la section précédente peut être considéré comme une extension de celui-ci pour des inclinaisons arbitraires du fil. Dans cette étude, le courant est calculé en ajustant le modèle analytique du B_1^+ en fonction du courant à partir des valeurs acquises de B_1, échantillonnées le long d'un contour circulaire autour du fil. Dans les expériences sur fantôme menées, le modèle a bien pu être ajusté sur des contours de différents rayons allant dans le sens d'une modélisation adéquate de l'effet du fil conducteur permettant donc une bonne mesure du courant. De plus, une corrélation entre la mesure de température au bout du fil et les mesures de courant a été démontrée : pour un courant faible de 44 mA, aucun échauffement significatif n'a été mesuré et pour un courant fort de 1.4 A, un échauffement de 2.4řC a été mesuré. Cette méthode utilise directement des cartes de B_1 qui sont réalisées avec plusieurs séquences à écho de gradient avec différents angles de bascule (voir section 5.1.2). Cette technique nécessite un temps d'acquisition long ainsi que l'acquisition d'une carte de T1. En terme de traitement, elle nécessite l'extraction des valeurs de B_1^+ le long d'un contour circulaire autour du fil suivi de l'ajustement du modèle.

Une autre étude propose une méthode basée sur l'acquisition d'une simple séquence à écho de gradient [35]. Cette méthode utilise un modèle de la perturbation de la phase du signal engendrée par le courant dont les 8 paramètres sont ajustés par rapport à la phase acquise. Ce modèle de perturbation de la phase par le courant suppose que $\left|B_1^+\right| = \left|B_1^-\right|$, ce qui impose d'utiliser la même antenne pour l'émission et la réception du signal. Cela ne correspond pas aux conditions d'acquisition habituelles en routine clinique et limite le SNR atteignable et donc la précision de la mesure du courant. Pour une antenne émission-réception, les auteurs ont montré un bon ajustement du modèle sur la phase acquise dans un fantôme dans lequel a été inséré un fil dans plusieurs configurations (partiellement/totalement inséré et parallèle à B_0 ou incliné). Les profils de courant mesurés correspondent bien à ceux issus d'une simulation mimant chaque configuration. Les échauffements prédits grâce à la mesure du courant et aux simulation correspondent également bien aux échauffements mesurés.

Enfin une autre étude propose de calculer le courant simplement à partir de la distance entre le fil et le zéro d'amplitude du B_1^+ et donc du signal [36]. Le zéro du B_1^+ correspond à l'endroit où le B_1^+ généré par l'antenne RF et celui provoqué par le courant dans le fil sont d'amplitude égale et de phase opposée. Cette méthode est basée comme la précédente sur une simple séquence écho de gradient. Cependant, elle nécessite la mesure du B_1 « background », en principe à l'endroit du zéro de transmission. Dans l'approximation d'un B_1 « background » constant sur une région et d'un B_1 induit par le fil qui ne perturbe que le champ très proche, la mesure du B_1 « background » est réalisée sur une coupe ne contenant pas le fil, à 5 mm du bout de l'électrode. Des expériences sur fantôme ont été réalisées pour valider le modèle avec différentes configurations de l'antenne de transmission parallèle utilisée. Les auteurs montrent que les valeurs de $\sqrt{DAS}$ calculées à partir de mesures de température pendant les acquisitions (Équation 1.28) pour chaque configuration varient proportionnellement au courant mesuré par

leur méthode. Ceci est en accord avec lÉquation 4.4 et montre que leur mesure du courant représente bien l'échauffement. À partir de cette mesure du courant il est aussi possible d'optimiser la transmission parallèle pour obtenir l'échauffement le plus faible ainsi qu'un artefact B_1 dû au courant dans le fil réduit. La mesure de la distance entre le fil et le zéro de transmission est réalisée manuellement à partir des images acquises.

Toutes ces méthodes de mesure du courant RF par IRM se basent sur la loi d'Ampère autour d'un cylindre infini conduisant un courant constant. Il est possible de se baser sur un modèle 3D prenant en compte la variation du courant le long du fil et la vitesse finie de propagation du champ magnétique autour du fil [37]. Cependant un tel modèle nécessite un ajustement sur des signaux IRM 3D acquises avec un large champ de vue et implique une complexification de l'ajustement au vu du nombre de paramètres augmenté. Cette méthode serait très sensible aux différentes sources d'inhomogénéité du signal IRM in vivo et elle a été proposée par les auteurs dans le contexte d'une utilisation sur fantôme pour déterminer la fonction de transfert d'un implant..

4.4. Objectifs d'amélioration dans la thèse

Dans le contexte de ces travaux de thèse nous avons souhaité développer une méthode de mesure du courant RF par IRM qui améliore certains aspects des méthodes existantes. Ainsi notre méthode :

- Prend en compte une orientation arbitraire de l'implant par rapport au plan d'imagerie dans le modèle de la perturbation du champ RF ;
- Se base sur une modélisation précise des effets localisés sur le signal IRM dus à la perturbation du champ RF ;
- Utilise une séquence optimisée pour maximiser la sensibilité des données acquises au courant RF, analysée sur une zone 2D locale pour d'une part exploiter au mieux l'information contenue dans le signal et d'autre part réduire la sensibilité au bruit en même temps que celle aux inhomogénéités présentes in vivo ;
- Permet une acquisition rapide et à faible DAS grâce à la séquence développée ;
- Vise à réduire les difficultés pratiques car basée sur l'acquisition d'une seule coupe dans le plan xy ;
- Permet de limiter les interventions manuelles au placement d'une coupe à une distance du bout de l'implant et au placements approximatif du centre de l'implant dans cette coupe grâce à la reconstruction directe du courant à partir du signal IRM ;
- Ne nécessite pas énormément de ressources de calculs grâce a l'utilisation d'un modèle simplifié sur une zone réduite.

Le développement, l'implémentation et l'optimisation de la séquence d'acquisition sensible aux variations B_1 est présentée dans le Chapitre 5. L'implémentation numérique du modèle du

signal IRM autour du fil en fonction des différents paramètres sous-jacents dont l'amplitude du courant RF ainsi que les méthodes d'ajustement des paramètres de modèle à partir de signaux IRM pour déterminer le courant RF correspondant, sont présentées dans le Chapitre 6. La validation du modèle et de ses hypothèses est présentée dans le Chapitre 7 et l'évaluation expérimentale des performances de l'ensemble des méthodes présentées est décrite dans le Chapitre 8.

5. Développement de la séquence d'acquisition pour la mesure du courant RF par IRM

Puisque l'angle de bascule local réel dépend du courant RF d'après le modèle décrit en section 4.2, mesurer le courant RF revient à mesurer cet angle de bascule local α. Dans ce chapitre, après avoir détaillé les contraintes de séquence propres à la mesure du courant RF et les méthodes existantes de cartographie B_1 qui quantifient α, notre séquence, la Dual Angle High Dynamic Range Actual Flip angle Imaging (da-hdrAFI), sera décrite avec son implémentation et ses validations.

5.1. Choix de la séquence d'acquisition pour la reconstruction du courant RF par IRM

5.1.1. Caractéristiques requises dans le contexte de la mesure du courant RF par IRM

Le but de cette séquence est de pouvoir mesurer le courant à partir du signal IRM. La contrainte la plus évidente est donc la sensibilité au courant qui implique à la fois une contrainte sur la résolution spatiale, la gamme dynamique nécessaire et sur le SNR qui, plus il est élevé, plus il va permettre une mesure précise du courant. En effet s'il est théoriquement possible d'utiliser n'importe quelle séquence sensible aux variations de B_1^+ et pas seulement une réelle cartographie B_1, comme une séquence écho de gradient [35, 36], pour pouvoir observer l'impact du courant RF sur le signal et tenter de le reconstruire grâce à un modèle physique, la présence d'un implant implique que les valeurs de B_1^+ proches de l'implant qui permettraient de caractériser l'intensité du courant RF, varient sur une très large gamme dynamique en amplitude et avec une haute fréquence spatiale. La haute fréquence spatiale induit un besoin de résolution spatiale suffisamment fine au point de haute intensité du B_1^+ à proximité de l'implant. Le besoin d'être sensible à une très large gamme dynamique de B_1^+ se confronte au fait que les équations de signal exprimant l'intensité d'un voxel en fonction de paramètres physiques et de séquence, comme décrites en section 2.3, sont, pour la plupart des séquences

IRM, périodiques en l'angle de bascule local. Cela implique une ambiguïté sur l'angle de bascule local réel pour une valeur de signal donnée. Si on considère une séquence à écho de gradient classique avec destruction de l'aimantation résiduelle, on a comme équation de signal décrivant l'intensité du signal au voxel de position $\overrightarrow{r}$, $S(\overrightarrow{r})$:

$$S(\overrightarrow{r}) = \sin(\lambda(\overrightarrow{r})\,\alpha_{nom})\,\frac{1-e^{-\frac{TR}{T1}}}{1-\cos(\lambda(\overrightarrow{r})\,\alpha_{nom})\,e^{-\frac{TR}{T1}}}e^{-\frac{TE}{T2^*}}, \tag{5.1}$$

avec respectivement α_{nom}, TR et TE l'angle de bascule, le temps de répétition et le temps d'écho de la séquence ; $T1$ et $T2^*$ les temps caractéristiques de relaxation dans le milieu et $\lambda(\overrightarrow{r})$ l'hétérogénéité locale de champ telle que décrite en section 4.2. Ainsi pour des paramètres physiques et de séquence fixes, une variation de $2k\pi$ (avec k entier) de la valeur de $\lambda\alpha_{nom}$ amène à un signal identique, et donc réciproquement une ambiguïté sur la valeur de λ et par conséquent du courant. Plus l'angle de bascule nominal α_{nom} est faible, plus la gamme de λ n'engendrant pas d'ambiguïté sera étendue. Néanmoins plus α_{nom} est faible, plus l'amplitude du signal et donc le SNR sera faible. En effet, d'un côté l'amplitude du bruit de mesure est constante car indépendante du signal en soi et de l'autre, si l'on considère une gamma de valeurs de α_{nom} classique, c'est-à-dire entre 0 et 90ř, plus α_{nom} est grand plus son sinus est élevé et son cosinus faible et donc le signal associé élevé. Le choix d'un angle de bascule pour la sensibilité au courant s'apparente alors à un compromis entre gamme dynamique et SNR.

La séquence comporte aussi des contraintes pratiques au vu de son application en tant que pré-scan en présence d'un implant de configuration éventuellement inconnue. Un pré-scan se doit d'être court pour permettre une bonne intégration dans la procédure d'examen classique qui requiert déjà un temps conséquent, d'autant plus que les limitations d'exposition RF ou aux gradient tendent à allonger les procédures classiques. De plus, puisque le but de cette séquence est de déterminer des limites individuelles d'exposition RF, elle doit pouvoir être appliquée en respectant les contraintes les plus strictes en terme d'exposition RF qui peuvent aller typiquement jusqu'à un DAS maximal de 0.1 W/kg.

5.1.2. Généralités sur les méthodes de cartographie B_1

Comme expliqué dans la section précédente, l'idée est de développer une séquence la plus sensible aux variations de B_1^+ pour obtenir une mesure précise du courant. Les séquences qui sont par définition les plus sensibles au B_1^+ sont les séquences de cartographie B_1. Dans cette section, les techniques les plus courantes seront détaillées afin de mettre en lumière les atouts et limites que ces techniques peuvent avoir dans le contexte de la mesure de courant RF.

En IRM, le besoin de cartographier le champ B_1 effectivement généré par la machine vient du fait que dans un traitement classique des données, celui-ci est considéré comme homogène, ce qui est en pratique impossible. L'angle de bascule réaliste prenant en compte ses inhomo-

généités spatiales peut être décrit comme dans lÉquation 4.30 avec λ_{tot} non connu a priori. Ainsi, la cartographie B_1 est couramment utilisée pour pouvoir corriger les données acquises en connaissance des inhomogénéités du champ B_1. En effet, un champ B_1 inhomogène induit une différence entre l'angle de bascule nominal de consigne et l'angle de bascule réel appliqué localement, entraînant des variations d'intensité de signal dues non pas au contraste attendu (T_1, T_2^*...), mais à la différence spatiale d'excitation. Ce biais pose particulièrement problème en imagerie quantitative car cela fausse les estimations des paramètres, mais aussi à ultra haut champ où les inhomogénéités sont très prononcées.

Il existe plusieurs méthodes établies pour mesurer des cartes de B_1, qui se basent toutes sur l'acquisition de deux ou plus images dont la combinaison permet d'isoler la contribution du B_1 au signal des autres paramètres. Parmi ces méthodes, certaines, nommées Variable Flip Angle imaging (VFA), se basent sur l'acquisition de signaux en écho de gradient ou écho de spin avec des angles de bascule différents, permettant de retrouver l'angle de bascule réel à partir des rapports de signaux [38, 39]. Si on considère un exemple dans cette catégorie de techniques, tel que le cas de deux signaux S_1 et S_2 acquis avec une séquence écho de gradient avec respectivement les angles de bascule α_{nom} et $2\alpha_{nom}$, on peut écrire le rapport $R = \frac{S_2}{S_1}$ à partir de l'équation du signal décrite par lÉquation 5.1 :

$$R = \frac{\sin\left(\lambda\left(\overrightarrow{r}\right) 2\alpha_{nom}\right)}{\sin\left(\lambda\left(\overrightarrow{r}\right) \alpha_{nom}\right)} \frac{1 - \cos\left(\lambda\left(\overrightarrow{r}\right) \alpha_{nom}\right) e^{-\frac{TR}{T1}}}{1 - \cos\left(\lambda\left(\overrightarrow{r}\right) 2\alpha_{nom}\right) e^{-\frac{TR}{T1}}}, \tag{5.2}$$

$$\approx \frac{1}{2\cos\left(\lambda\left(\overrightarrow{r}\right) \alpha_{nom}\right)}, \tag{5.3}$$

avec l'approximation $e^{-\frac{TR}{T1}} \approx 0$ pour $TR \gg T1$. On obtient ainsi une expression de λ en fonction de R :

$$\lambda\left(\overrightarrow{r}\right) = \frac{1}{\alpha_{nom}} \arccos\left(\frac{1}{2R}\right). \tag{5.4}$$

Cet exemple ainsi que les techniques similaires de variation de l'angle de bascule nécessitent de longs TR pour éviter des effets T_1 et réaliser l'approximation ou alors l'acquisition d'une carte de T_1 supplémentaire pour prendre en compte le $T1$, ce qui en fait une technique assez coûteuse en temps.

La méthode Actual Flip angle Imaging (AFI) [40] se base sur le rapport de deux signaux acquis de façon entrelacée avec le même angle de bascule, mais avec des TR différents. Les signaux S_1 et S_2 issus d'une séquence AFI sont de la forme :

$$S_{1/2}\left(\overrightarrow{r}\right) = \frac{1 - E_{2/1} + \left(1 - E_{1/2}\right) E_{2/1} \cos\left(\lambda\left(\overrightarrow{r}\right) \alpha\right)}{1 - E_1 E_2 \cos^2\left(\lambda\left(\overrightarrow{r}\right) \alpha\right)} \sin\left(\lambda\left(\overrightarrow{r}\right) \alpha\right) e^{-\frac{TE}{T2^*}}, \tag{5.5}$$

avec $E_{1/2} = e^{-\frac{TR_{1/2}}{T1}}$, α et TE l'angle de bascule et le temps d'écho commun aux deux signaux, TR_1 et TR_2 les temps de répétition associés respectivement au premier et au deuxième signal

et $T1$ et $T2^*$ les temps de relaxation du milieu. Dans ce cas le rapport $R = \frac{S_2}{S_1}$ est :

$$R\left(\overrightarrow{r}\right) = \frac{1 - E_1 + \left(1 - E_2\right) E_1 \cos\left(\lambda\left(\overrightarrow{r}\right)\alpha\right)}{1 - E_2 + \left(1 - E_1\right) E_2 \cos\left(\lambda\left(\overrightarrow{r}\right)\alpha\right)}, \tag{5.6}$$

$$\approx \frac{1 + n\cos\left(\lambda\left(\overrightarrow{r}\right)\alpha\right)}{n + \cos\left(\lambda\left(\overrightarrow{r}\right)\alpha\right)}, \tag{5.7}$$

avec une approximation du premier ordre en considérant $TR_{1/2} \ll T1$ et $n = \frac{TR_2}{TR_1}$. On détermine ainsi λ grâce à R :

$$\lambda\left(\overrightarrow{r}\right) = \frac{1}{\alpha}\arccos\left(\frac{Rn - 1}{n - R}\right). \tag{5.8}$$

Comme ici l'approximation nécessite un TR court, contrairement aux méthodes précédentes, il est possible de disposer d'une acquisition à la fois rapide et peu sensible au $T1$.

La méthode dual refocusing Echo Acquisition Mode (DREAM) [41] se base sur les rapports des signaux issus d'un écho stimulé et d'un écho de gradient classique. Cette séquence consiste en l'application d'une préparation STEAM suivie d'une séquence d'imagerie par écho de gradient rapide acquise en un seul segment « single shot turbo field echo » à angle de bascule faible. La séquence de préparation STEAM se compose de deux impulsions à un angle de bascule α séparées par un intervalle de temps T_S et d'un gradient de déphasage G_{m2} entre les deux avec un gradient de spoiler à la fin de la préparation. Dans la partie d'imagerie, l'impulsion d'excitation β génère un signal d'écho stimulé S_{STE} à partir de l'aimantation longitudinale préparée et un signal de précession libre S_{FID} à partir de l'aimantation longitudinale non préparée. Le signal d'écho stimulé et le signal de relaxation libre sont respectivement :

$$S_{STE} = \frac{1}{2}\sin\left(\lambda\left(\overrightarrow{r}\right)\beta\right)\sin^2\left(\lambda\left(\overrightarrow{r}\right)\alpha\right), \tag{5.9}$$

$$S_{FID} = \sin\left(\lambda\left(\overrightarrow{r}\right)\beta\right)\cos^2\left(\lambda\left(\overrightarrow{r}\right)\alpha\right), \tag{5.10}$$

en négligeant les effets T1 et T2. On obtient ainsi le rapport $R = \frac{S_{STE}}{S_{FID}}$ et le calcul de $\lambda\left(\overrightarrow{r}\right)$:

$$R = \frac{1}{2}\tan^2\left(\lambda\left(\overrightarrow{r}\right)\alpha\right), \tag{5.11}$$

$$\lambda\left(\overrightarrow{r}\right) = \frac{1}{\alpha}\arctan\left(\sqrt{2R}\right). \tag{5.12}$$

Il est possible d'ajuster le délai entre les deux impulsions de préparation pour faire en sorte que S_{STE} et S_{FID} soient en phase et ainsi éviter les effets liés au $T2^*$. L'affranchissement de la dépendance en T2 est réalisée en choisissant le temps d'écho stimulé le plus court possible et celle en T1 en commençant la séquence d'imagerie juste après la préparation. La séquence DREAM est plus rapide et plus couramment utilisée pour la cartographie B_1 que l'AFI, notamment pour mesurer les champs des antennes d'émission RF, mais elle n'est pas

la plus adaptée à la mesure du courant. En effet, la DREAM acquise en un seul segment ne permet pas d'obtenir des voxels de taille suffisamment faible sur un grand champ de vue, et la DREAM multi-segments sur une seule coupe est plus lente que l'AFI en raison du temps nécessaire à la relaxation T_1 entre les segments. De plus, la décroissance de l'aimantation longitudinale pendant l'acquisition, exacerbée si la longueur de la lecture doit être augmentée pour diminuer la taille des voxels, peut induire un flou, ce qui peut affecter la capacité à cartographier avec précision le B_1^+ à proximité du fil. D'autre part les expressions de S_{STE} et S_{FID} de la DREAM et de S_1 et S_2 de la AFI dépendent respectivement de $\lambda\left(\overrightarrow{r}\right)\alpha$ avec une périodicité de π et 2π. Ainsi, la gamme dynamique de la séquence DREAM est intrinsèquement plus faible que celle de la séquence AFI ce qui est un inconvénient significatif dans le contexte de la mesure de courant RF. Enfin, la mesure du courant RF ne nécessite qu'une acquisition dans une seule coupe, alors que la séquence DREAM est habituellement effectuée avec une acquisition 3D. Réaliser la séquence DREAM avec une acquisition 2D nécessite de prendre en compte les effets du profil de coupe [42]. Pour simuler un signal DREAM 2D en prenant les effets de profil de coupe en compte, une simulation complète des équations de Bloch pour la séquence entière et dans le plan 2D complet peut être nécessaire pour chaque configuration physique donnée tandis que la AFI ne dépend que du profil de coupe engendré par chaque impulsion.

Une séquence de cartographie B_1 basée sur un effet physique différent est la méthode Bloch Siegert Shift [43]. Elle se base sur l'application d'une impulsion RF hors résonance après une impulsion d'excitation. L'impulsion hors résonance ne va pas exciter les spins, mais modifier leur fréquence de Larmor durant l'application du gradient. La différence de fréquence est proportionnelle au B_1 local réel, donnant donc un déphasage dépendant de $\lambda\left(\overrightarrow{r}\right)$. Ce décalage en fréquence ϕ_{BS} dû à une impulsion RF de durée T s'exprime :

$$\phi_{BS}\left(\overrightarrow{r}\right) = \int_0^T \frac{\left(\gamma\lambda\left(\overrightarrow{r}\right) B_{1,nom}\left(t\right)\right)^2}{2\omega_{RF}\left(t\right)} dt, \tag{5.13}$$

$$\phi_{BS}\left(\overrightarrow{r}\right) = \lambda^2\left(\overrightarrow{r}\right) \cdot K_{BS,} \tag{5.14}$$

avec ω_{RF} la fréquence de l'impulsion or résonance telle que $\omega_{RF} \gg \gamma B_1$ et K_{BS} une constante pour une impulsion RF donnée. Pour s'affranchir d'une sensibilité aux autres facteurs influant sur la phase, le B_1 est calculé par la méthode Bloch-Siegert avec la différence de phase de deux signaux avec une fréquence hors résonance de $\pm\omega_{RF}$. La méthode Bloch Siegert Shift pose un problème de DAS car pour obtenir une carte B_1 avec une bonne précision, l'impulsion RF hors résonance doit être de forte amplitude et durée.

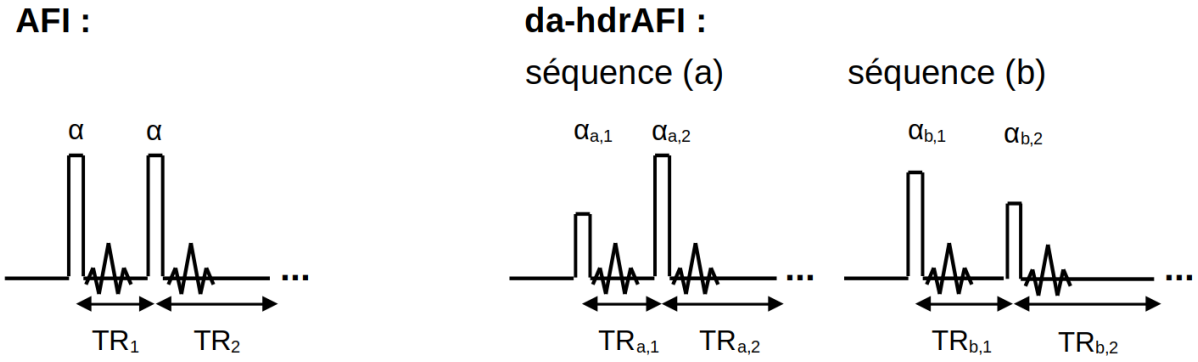

FIGURE 5.1. – Schémas des séquences AFI et da-hdrAFI

Paramètre	Description
$\alpha_{a,1}$, $\alpha_{b,1}$	premiers angles de bascule
$\alpha_{a,2}$, $\alpha_{b,2}$	deuxièmes angles de bascule
$TR_{a,1}$, $TR_{b,1}$	premiers temps de répétition
$TR_{a,2}$, $TR_{b,2}$	deuxièmes temps de répétition
n_a, n_b	$TR_{a,2}/TR_{a,1}$, $TR_{b,2}/TR_{b,1}$

TABLE 5.1. – Paramètres de la séquence da-hdrAFI

5.1.3. La Dual Angle High Dynamic Range Actual Flip angle Imaging (da-hdrAFI)

Pour mesurer précisément le courant RF, nous avons conçu une séquence basée sur la séquence de cartographie B_1 AFI, la Dual Angle High Dynamic Range Actual Flip angle Imaging (da-hdrAFI). En effet, c'est la méthode AFI qui semble avoir le plus de potentiel de sensibilité au courant du fait de sa plus large gamme dynamique de base et sa possible plus haute résolution tout en gardant des paramétrisations permettant un faible DAS. Comme expliqué dans la section précédente, une séquence AFI est constituée de deux acquisitions entrelacées, avec le même angle de bascule des impulsions d'excitation et avec deux TR différents. Cette séquence produit un signal qui est périodique pour des variations de 2π de la valeur de $\lambda(\overrightarrow{r})\,\alpha$. Pour rompre cette périodicité, et ainsi augmenter la gamme dynamique de la séquence, nous utilisons deux angles de bascule différents. Deuxièmement, pour améliorer la sensibilité au B_1, les signaux de deux telles séquences à « dual angle » avec différents paramètres (séquence (a) et (b)) sont combinées, menant à quatre signaux à analyser au total minimisant ainsi les ambiguïtés (Figure 5.1). Contrairement à la méthode Variable Flip Angle, les angles de bascule ne sont ici pas des multiples entiers les uns des autres. Cette séquence ne permet pas comme celles décrites dans la section précédente une reconstruction analytique du B_1, mais garde toutefois une équation de signal analytique qui suffit à notre application pour la modélisation du signal IRM. Les tests en simulation menés sur cette séquence montrent

une augmentation de la gamme dynamique pour la reconstruction du B_1 sans diminution de la sensibilité dans les régions de B_1 plus faible [44].

Une acquisition da-hdrAFI produit deux jeux de deux signaux. Pour une séquence (x) ((a) ou (b)), les deux signaux peuvent être calculés selon les équations :

$$S_{x,1} = \frac{1 - E_{x,2} + (1 - E_{x,1})\, E_{x,2} \cos\alpha_{x,2}}{1 - E_{x,1}E_{x,2}\cos\alpha_{x,1}\cos\alpha_{x,2}} \sin\alpha_{x,1} \tag{5.15}$$

$$S_{x,2} = \frac{1 - E_{x,1} + (1 - E_{x,2})\, E_{x,1} \cos\alpha_{x,1}}{1 - E_{x,1}E_{x,2}\cos\alpha_{x,1}\cos\alpha_{x,2}} \sin\alpha_{x,2}, \tag{5.16}$$

avec $S_{x,1}$ le signal correspondant à la première excitation à un angle de bascule local de $\alpha_{x,1}$, $S_{x,2}$ le signal correspondant à la deuxième excitation à un angle de bascule local de $\alpha_{x,2}$, $E_{x,1/2} = \exp\left(-\frac{TR_{x,1/2}}{T_1}\right)$, T_1 le temps de relaxation T_1 local et $TR_{x,1/2}$ le temps de répétition associé à la première/deuxième excitation. Le rapport ${}^{TR_{x,2}}/_{TR_{x,1}}$ est appelé n_x. La relaxation T_2^*, l'amplitude et la phase du B_1^- créent un facteur commun entre les quatre signaux issus de la da-hdrAFI et n'ont pas été pris en compte dans ces équations. C'est pourquoi chaque signal est normalisé par la somme des quatre signaux de ce même voxel, tel que :

$$\widetilde{S_{x,i}} = \frac{|S_{x,i}|}{\sqrt{S_{a,1}^2 + S_{a,2}^2 + S_{b,1}^2 + S_{b,2}^2}} \tag{5.17}$$

avec x correspondant à la séquence ((a) ou (b)) et i l'indice de l'excitation (1 ou 2).

C'est cette séquence qui sera par la suite utilisée pour la mesure du courant.

5.2. Implémentation et validation de la da-hdrAFI

La séquence AFI classique est disponible sur l'IRM Philips 3 T que nous utilisons sur la plateforme IRMaGe, mais la séquence ne permet pas de paramètrer séparément les deux angles de bascule. Il a donc fallu implémenter cette option grâce à l'environnement de programmation de séquence Philips, qui permet de produire un « patch » qui modifie le logiciel constructeur. En pratique, le code a été modifié pour permettre de sélectionner en deuxième impulsion de la séquence (correspondant à $\alpha_{x,2}$) une autre impulsion RF avec ses gradients associés (gradients de sélection et de lecture) que celle utilisée pour la première excitation. Pour valider l'implémentation de la da-hdrAFI deux tests du patch ont été réalisés. Le premier correspond à un test sur un fantôme homogène cylindrique et le second un test sur le fantôme ASTM décrit en section 3.2.3.1 contenant un fil de cuivre mimant le comportement d'un implant. Ce dernier test a permis d'observer les signaux acquis avec la séquence développée pour un B_1 inhomogène.

5.2.1. Tests sur le fantôme cylindrique homogène

5.2.1.1. Méthodes

Le principe de cette validation est de comparer les signaux issus d'une séquence AFI « classique », c'est-à-dire acquise avec la séquence d'origine fournie par Philips et une séquence AFI « patch » qui correspond aux mêmes paramètres AFI, mais acquise en utilisant le patch programmé, avec un second angle de bascule choisi identique au premier. Ces deux séquences devraient fournir des signaux identiques. Enfin une nouvelle séquence AFI a été acquise avec l'option de la console (désignée AFI « bis »), après de nouvelles calibrations de la machine. Cette dernière acquisition permet de fournir des informations sur la variabilité des signaux due au bruit et à la calibration de l'IRM pour une séquence identique, qui peut être comparée aux éventuelles différences de signaux entre séquence « classique » et « patch ».

Ces trois acquisitions ont été réalisées pour les trois jeux de paramètres AFI différents suivants : $\alpha = 24°$, $TR_1 = 21$ ms , $n = 1.9$ (séquence A) ; $\alpha = 16°$, $TR_1 = 32$ ms , $n = 6.48$ (séquence B) ; $\alpha = 80°$, $TR_1 = 15$ ms, $n = 1.67$ (séquence C). Les jeux de paramètres A et B correspondent à des paramètres optimisés pour la mesure du courant avec une da-hdrAFI où $\alpha_{x,1} = \alpha_{x,2}$. Ces paramètres ont été utilisés pour réaliser les premiers tests de mesure du courant avant le développement de la da-hdrAFI. Le jeu de paramètre C a été choisi pour investiguer les limites de la séquence. En effet, choisir un angle de bascule élevé ainsi que des TR courts peut mettre en lumière des limites dans les délais ou les amplitudes de gradients.

Les acquisitions ont été réalisées sur un fantôme cylindrique avec un champ de vue de 192 mm (antérieur/postérieur et gauche/droite) et 110 mmă(pieds/tête), 5 coupesă(25 mm d'écart entre les coupes), centré sur le fantôme avec une taille de voxel de 2 mm×2 mm×2 mm, un temps d'écho de 3 ms et une bande passante d'acquisition de 639 Hz.

Les signaux obtenus ont été normalisés comme décrit par lÉquation 5.17 pour que la validation corresponde bien aux signaux analysés plus tard. Toutes les figures de cette partie correspondent à la coupe 3 du fantôme pour des questions de simplicité d'affichage, mais les observations sont les mêmes pour toutes les autres coupes acquises. De plus, le signal en dehors du fantôme a été masqué par seuillage sur l'amplitude du signal pour des raisons de visualisation.

5.2.1.2. Résultats sur les amplitudes des signaux

La Figure 5.2 montre les amplitudes des signaux acquis pour la coupe 3 du fantôme. Les signaux acquis avec les trois modalités (« classique », « patch » et « bis ») sont très similaires pour tous les paramètres de séquence. La Figure 5.3 montre les différences entre le signal AFI « classique » de référence et les deux autres modalités d'acquisition. Les différences entre les signaux s'apparentent très majoritairement à un bruit d'acquisition. L'erreur RMS normalisée par la moyenne entre les signaux AFI « classique » de référence et les signaux AFI « patch »

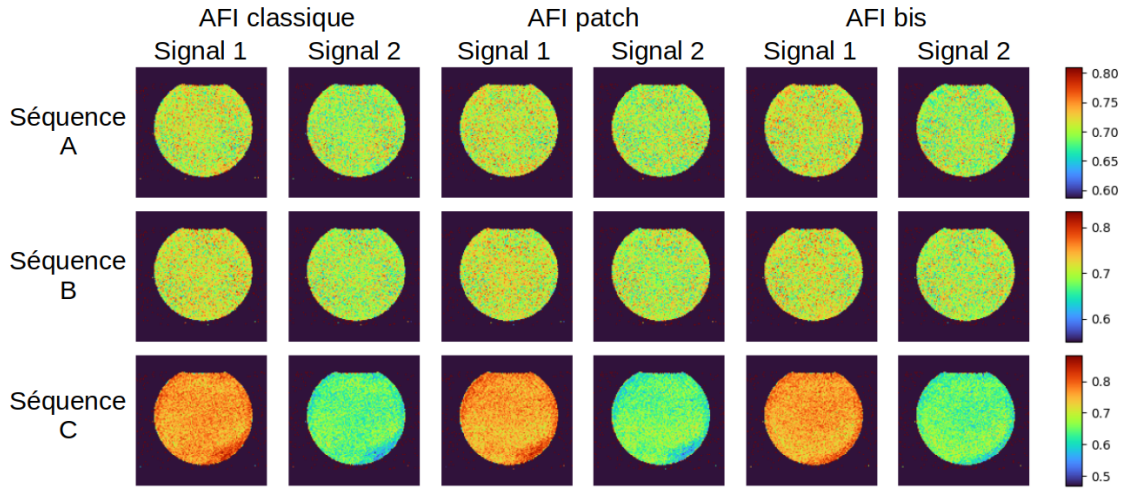

FIGURE 5.2. – Amplitude des signaux acquis pour la coupe 3 du fantôme (séquence A à C ; AFI « classique », « patch » ou « bis » ; signaux 1 et 2 de la AFI).

pour toutes les coupes acquises est de 9.0 % (séquence A), 11.6 % (séquence B) et 10.1 % (séquence C). L'erreur RMS normalisée par la moyenne entre les signaux AFI « classique » de référence et les signaux AFI « bis » pour toutes les coupes acquises est de 9.1 % (séquence A), 11.6 % (séquence B) et 10.1 % (séquence C). On peut ainsi en conclure que le patch développé produit bien des signaux d'amplitude correspondant aux signaux acquis avec l'option de la console, validant ainsi le patch programmé.

5.2.1.3. Résultats sur les phases des signaux

La Figure 5.4 montre les phases des rapports des signaux « patch » et « bis » sur les signaux « classique » de référence pour la coupe 3 du fantôme. On peut observer que en changeant uniquement les calibrations de la machine, on a déjà une différence dans les phases acquises, mais constante sur le fantôme. On peut voir grâce à la phase du rapport « patch » sur « classique » que pour le signal 1 correspondant à l'excitation non affectée par notre modification du code, la phase du signal « patch » est bien semblable à celle du signal « classique ». Cependant, pour ce qui est du signal 2, pour lequel l'impulsion RF et les gradients ont été reprogrammés, on observe un gradient de phase dans la direction de lecture. Cela pourrait s'expliquer par un décalage temporel du plateau de lecture par rapport au temps d'écho ou d'une erreur sur l'amplitude du gradient de pré-déphasage. En effet, ces deux hypothèses ont pour conséquence qu'au moment théorique de l'écho prévu dans le plateau de lecture on ne se trouve pas exactement au temps d'écho mais à un temps $TE+dt$ avec dt un décalage temporel. Ainsi on obtient un déphasage ϕ tel que $\phi\left(x, TE+dt\right) = \phi_0 + \gamma x G_x dt$ avec G_x l'amplitude de gradient de lecture. La pente du gradient de phase $\frac{d\phi}{dx}$ observé dans la Figure 5.4 pour le signal 2 issu de la AFI « patch » correspond alors à $\frac{d\phi}{dx} = \gamma G_x dt$. L'amplitude du gradient de lecture était de 7.5 $^{mT}/_{\mathrm{m}}$ et le gradient de phase était de $-33\,^{rad}/_{\mathrm{m}}$. On peut ainsi calculer le décalage temporel expérimental

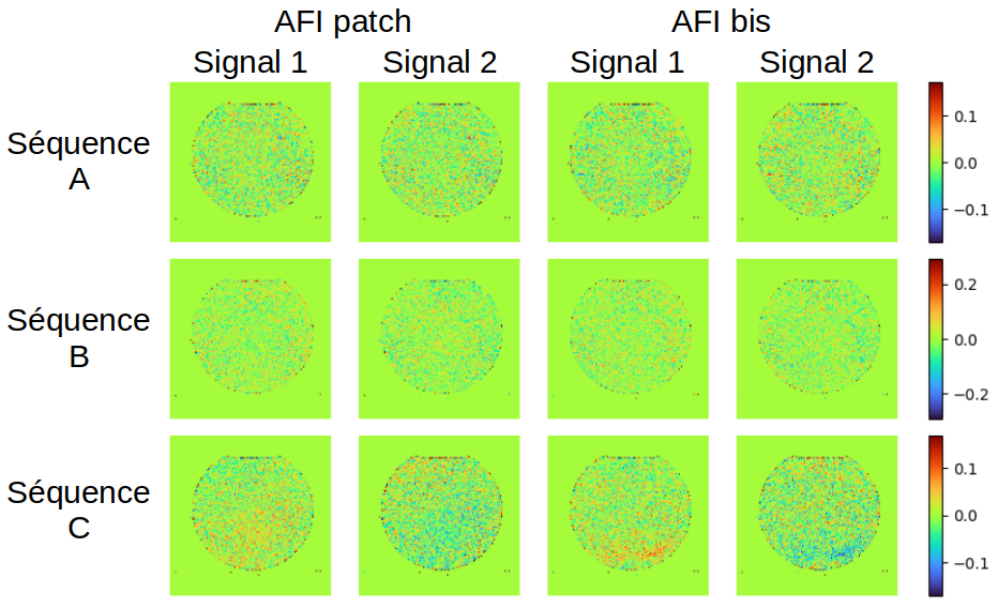

FIGURE 5.3. – Différences d'amplitude entre la séquence AFI « classique » de référence et les « patch » et « bis » correspondantes pour la coupe 3 du fantôme (séquence A à C).

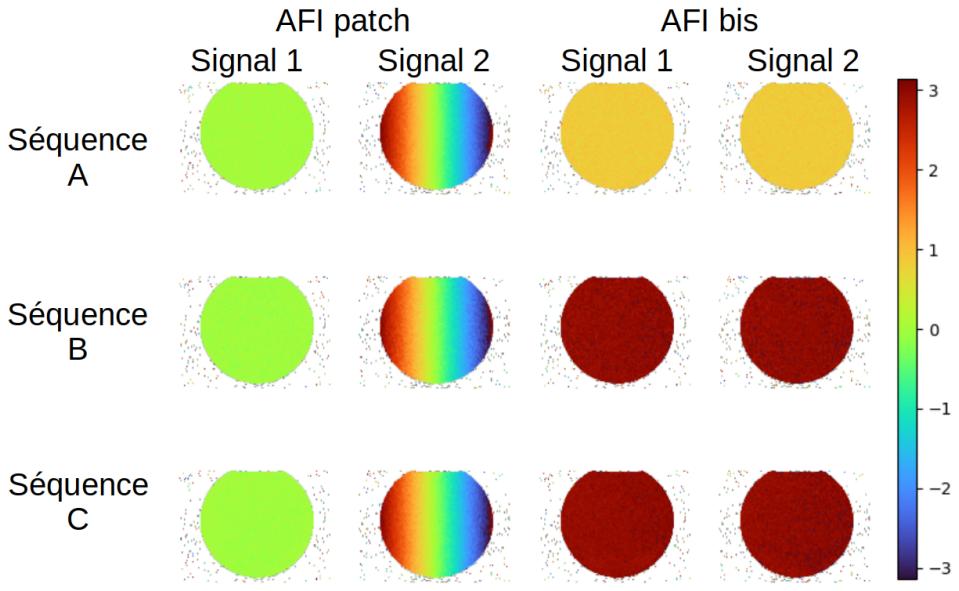

FIGURE 5.4. – Phase des rapports entre les signaux de la séquence AFI « classique » de référence et des signaux « patch » et « bis » pour la coupe 3 du fantôme (séquence A à C)

qui est de $dt = (\gamma G_x)^{-1} \frac{d\phi}{dx} = \left(2\pi \cdot 42.58 \cdot 10^6 \frac{\mathrm{rad}}{\mathrm{s \cdot T}} \cdot 0.0075 \frac{\mathrm{T}}{\mathrm{m}}\right)^{-1} \left(-33 \frac{\mathrm{rad}}{\mathrm{m}}\right) = -16\,\mu\mathrm{s}$.

L'origine précise de ce décalage n'a pas pu être trouvée, même après vérification de l'alignement des gradients réalisée avec les outils disponibles dans l'environnement de programmation Philips. Ce phénomène motive en partie le choix de ne traiter les signaux qu'en amplitude, même si cela fait perdre l'information que contient la phase du signal. L'utilisation de la phase du signal aurait en plus pu requérir le besoin d'une simulation plus complexe prenant en compte les effets du B_1^- rajoutant des variables supplémentaires au modèle.

5.2.2. Tests sur le fantôme ASTM avec un fil de cuivre

La validation précédente sur un fantôme homogène permet de tester la séquence pour une valeur de B_1 proche de la valeur nominale. Dans le contexte de la mesure du courant RF par IRM les valeurs de B_1 peuvent varier sur une large gamme dynamique. Pour valider le patch dans ce contexte, des données issues des séquences A et B décrites dans le paragraphe précédent, ont été acquises en mode « classique » et « patch » sur un fantôme ASTM (décrit en section 3.2.3.1) contenant un fil de cuivre. En effet, le fil de cuivre mime les effets d'un implant en induisant une forte variation de B_1 à son voisinage.

Les acquisitions ont été réalisées sur 19 coupes le long du filă(9 mm d'écart entre les coupes avec une épaisseur de coupe de 2 mm et une résolution dans le plan de 2 mm$\times$2 mm). Les signaux obtenus ont aussi été normalisés comme décrit par lÉquation 5.17 par voxel sur les quatre signaux pour que la validation corresponde bien aux signaux analysés plus tard. Toutes les figures de cette partie sont faites sur la coupe 9 du fantôme pour des questions de simplicité d'affichage, mais les observations sont les mêmes pour toutes les autres coupes acquises.

La Figure 5.5 montre les amplitudes des signaux acquis pour les séquences A et B, signaux 1 et 2 des deux modes « classique » et « patch » ainsi que les différences correspondantes. Les signaux acquis en mode « classique » et en mode « patch » sont très similaires pour tous les paramètres de séquence, notamment proche du fil où l'inhomogénéité B_1 est la plus forte. Les différences entre les signaux sont élevées au niveau des zones de bruit d'acquisition (zone de faible signal ou voxels contenant des parties du dispositif expérimental en plastique qui ne donne pas de signal). L'erreur RMS normalisée par la moyenne entre les signaux AFI « classique » de référence et les signaux AFI « patch » pour toutes les coupes acquises est de 17.5 % (séquence A), 16.0 % (séquence B). On peut ainsi en conclure que le patch développé produit bien des signaux d'amplitude correspondant aux signaux acquis avec l'option de la console, validant ainsi le patch programmé, même pour les zones d'inhomogénéités B_1.

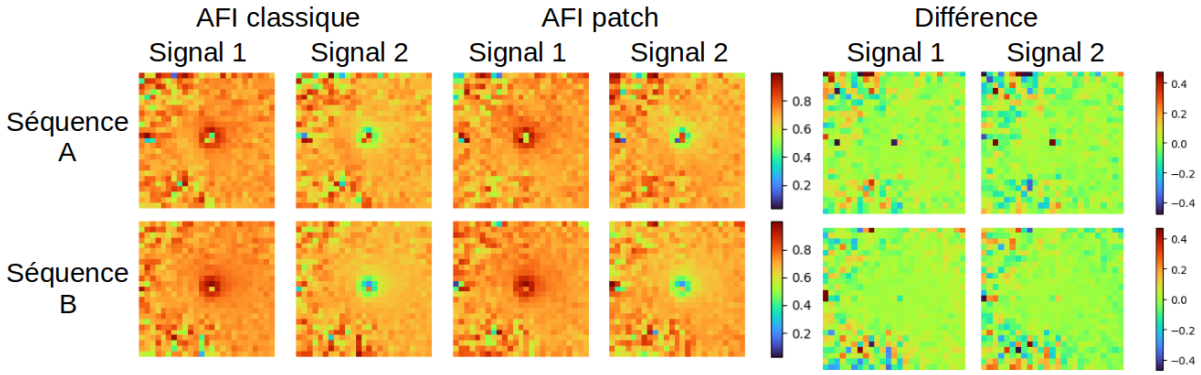

FIGURE 5.5. – Amplitude des signaux acquis pour la coupe 9 du fantôme ASTM (séquence A et B ; AFI « classique » et « patch » ; signaux 1 et 2 de la AFI) et différences correspondantes.

6. Outils de modélisation et d'ajustement pour la reconstruction du courant RF à partir de signaux IRM

La méthode de reconstruction du courant RF à partir de signaux IRM se base sur l'ajustement d'un modèle physique de l'amplitude du signal IRM sur le signal cible. Nous appelons « modèle direct » (« forward model ») le modèle qui calcule le signal IRM à partir des paramètres physiques du problème, par opposition au modèle « inverse » (« inverse model ») qui vise à déterminer des paramètres physiques tels que le courant RF dans le fil à partir des signaux IRM. Ce chapitre vise à présenter ce modèle direct du signal IRM ainsi que la méthode d'ajustement utilisée pour la reconstruction du courant RF. Enfin l'optimisation des paramètres de la séquence da-hdrAFI pour permettre la meilleure sensibilité possible au courant est présentée.

6.1. Modèle direct du signal IRM en fonction du courant RF

Pour pouvoir reconstruire le courant à partir du signal IRM, on développe d'abord un modèle direct qui lie l'intensité du courant RF dans le fil au signal IRM acquis. Ce modèle se base sur le calcul analytique du B_1^+ autour d'un fil conducteur en fonction de plusieurs paramètres du problème comme l'amplitude I et de la phase ϕ_j du courant. Puis, à partir d'une carte de B_1^+ obtenue, les signaux IRM sont calculés en utilisant les équations de Bloch.

6.1.1. Calcul du B_1^+ autour d'un fil conducteur

Pour obtenir une carte de B_1^+ autour d'un fil conducteur, une implémentation numérique de lÉquation 4.29 est utilisée. On peut ainsi, à partir de jeux de paramètres du modèle listés dans le Tableau 6.1 obtenir une carte réaliste du B_1^+ causée par la superposition du champ B_1^+ « background » et du B_1^+ généré par le courant dans le fil. Dans les équations décrites en section 4.2, λ_b est considéré comme constant dans l'espace proche du fil, mais nous avons

Paramètre	Description
I	courant RF le long du fil
ϕ'_j	différence de phase entre le courant et $B_{1,b}$
λ_b	$B^+_{1,b}$ « background » en unités de $B^+_{1,nom}$
$\lambda_{b,dx}$	gradient de λ_b dans la direction x
$\lambda_{b,dy}$	gradient de λ_b dans la direction y
ξ_j	angle entre le fil et l'axe z
θ_j	angle azimutal du fil (plan xy)
x_0	décalage spatial du fil de l'origine du plan dans la direction x
y_0	décalage spatial du fil de l'origine du plan dans la direction y
ϕ_b	phase du $B^+_{1,b}$ « background »

TABLE 6.1. – Paramètres d'échantillon du modèle du B_1^+.

étendu cette relation à des gradients locaux de λ_b dans notre implémentation numérique du modèle. Ces gradients sont notés $\lambda_{b,dx}$ et $\lambda_{b,dy}$ dans le Tableau 6.1. La phase du $B_{1,b}$, ϕ_b, est quant à elle considérée constante dans l'espace sur la région considérée (hypothèse examinée en section 8.2). De la même façon, il est possible de prendre en compte un éventuel décalage dans l'espace du centre du fil par rapport à l'origine du repère (paramètres x_0 et y_0 du Tableau 6.1). Cela permet de modéliser correctement le fait que la position du fil est arbitraire par rapport à la grille discrète des positions des voxels. L'hypothèse d'une variation linéaire dans l'espace de λ_b, et l'utilisation de la loi Ampère qui ne prend pas en compte les effets de propagation du champ électromagnétique généré par le courant dans le fil, implique de ne modéliser qu'une région proche de l'implant restreinte à une petite distance par rapport aux variations spatiales de $B_{1,b}$.

Ce modèle se base sur un fil droit infini parcouru par un courant constant le long du fil. Cette hypothèse ne correspond pas à la réalité pour deux raisons : sur un implant réel, le courant varie le long du fil [35], et certains implants ont une structure interne complexe. Ce dernier effet a été étudié dans la littérature, et la loi Ampère pourrait permettre de modéliser correctement le B_1^+ même pour des configurations d'implants plus complexes telles que celle d'un implant de stimulation cérébrale profonde avec des conducteurs hélicoïdaux, car seule la composante axiale du courant contribue significativement au champ B_1^+ à l'extérieur du fil [28]. Il est aussi possible de construire un modèle qui ne se base pas sur l'hypothèse d'un courant constant dans un fil droit infini et qui prend en compte la vitesse finie de propagation des champs électromagnétiques [28]. Cependant la complexité d'un tel modèle n'est pas adaptée à notre application qui nécessite un temps de calcul court pour la reconstruction du courant et un ajustement sur une zone localisée pour être plus adapté à une application in vivo avec des tissus inhomogènes.

Nous avons validé les hypothèses du modèle développé en section 4.2 en ajustant le B_1^+ généré par ce modèle à celui issu de simulations électromagnétiques 3D complètes des équations

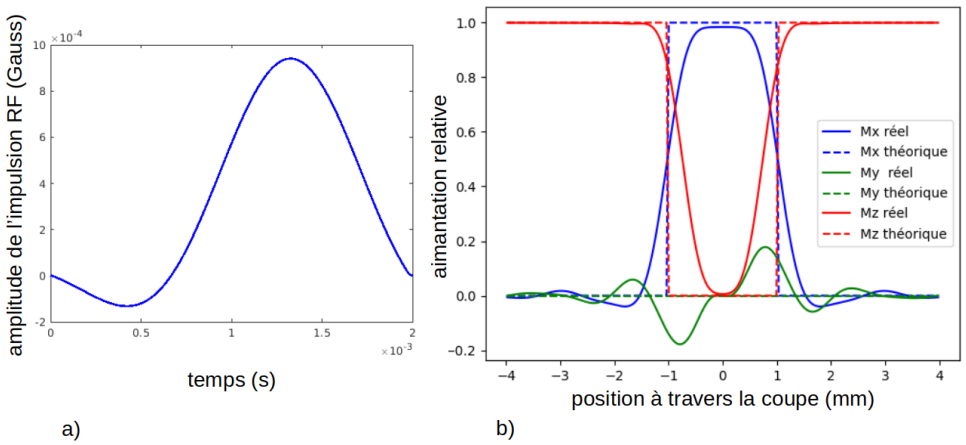

FIGURE 6.1. – a) Forme de l'impulsion RF utilisée (intensité pour une excitation d'un angle de bascule de 1ř) b) Projections de l'aimantation idéales (pointillés) et réalistes (ligne pleine) après l'impulsion d'excitation de 90ř le long de la coupe.

de Maxwell et en comparant les courants RF obtenus dans cet ajustement aux courants de référence déterminés dans la simulation. Cette validation est présentée dans la Section 7.3.

6.1.2. Calcul du signal et prise en compte de l'effet du profil de coupe lié à l'impulsion RF

Grâce aux équations analytiques des signaux issus de la da-hdrAFI (Équations 5.15 et 5.16), il est possible de calculer le signal attendu à partir des cartes de λ_{tot} obtenues comme décrit dans le paragraphe précédent. En effet, l'angle de bascule local réel vaut $\alpha_{x,i} = \lambda_{tot}\alpha_{x,i,nom}$. Le signal va ainsi varier spatialement dans le plan xy selon la carte de λ_{tot} calculée. Cependant ce calcul ne prend pas en compte les effets de profil de coupe générés par l'impulsion RF spatialement sélective selon l'axe z. Une impulsion sélective parfaite impliquerait une excitation homogène à travers la coupe avec une rupture brusque aux bords de la coupe, ce qui est impossible à atteindre en réalité. Les effets de profil de coupe posent problème en cartographie B_1 car le signal réellement acquis va différer de celui décrit par les équations de signal, puisqu'on ne peut pas considérer l'excitation comme homogène à travers les coupes [45, 46, 47]. L'impulsion RF utilisée dans la da-hdrAFI est une impulsion de forme sinus cardinal pondérée par une gaussienne, asymétrique tronquée au deuxième zéro avant et au premier zéro après le pic (facteur de temps-bande passante de 3) implémentée par Philips (Figure 6.1 a)). Par conséquent toutes les analyses de cette section concernent cette impulsion. La forme exacte de cette impulsion étant dérivée du code source Philips qui est confidentiel, nous avons publié avec le code source de notre implémentation et ici une impulsion similaire, générique. Pour l'analyse des données acquises sur notre machine Philips, la forme exacte de l'impulsion a été utilisée.

La figure 6.1 b) montre l'exemple simple à visualiser de l'impulsion et de son profil de

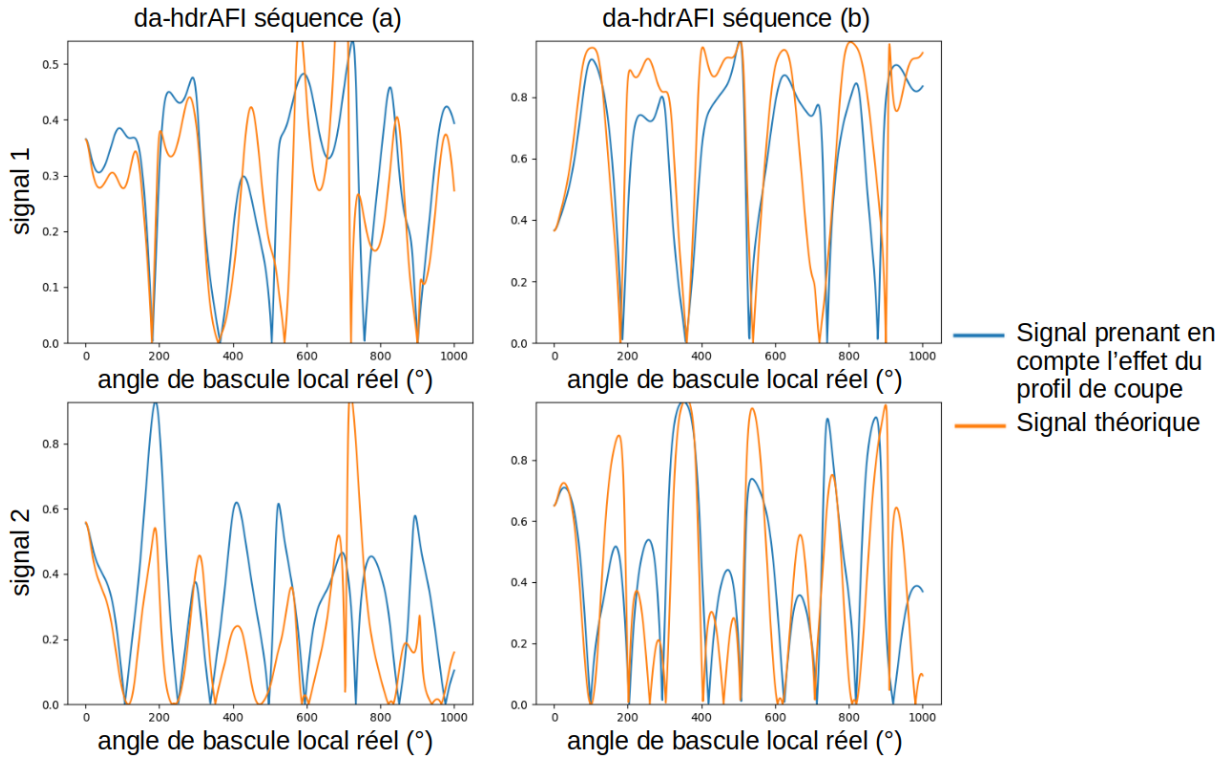

FIGURE 6.2. – Signaux simulés pour la da-hdrAFI (paramètres optimisés comme décrit en section 6.3) avec (bleu) et sans (orange) prise en compte du profil de coupe en fonction de l'angle de bascule local réel.

coupe pour un angle de bascule de 90ř. Une impulsion idéale produirait un profil à travers la coupe pour lequel l'aimantation selon l'axe x et l'aimantation selon l'axe z changeraient respectivement de 0 à 1 et de 1 à 0 sur une zone de transition infiniment fine aux bords de la coupe, tandis que l'aimantation selon y resterait à 0. L'impulsion réelle ne peut reproduire ce comportement idéal, ce qui va induire une variation du signal final à travers la coupe. Le signal IRM mesuré correspond à la moyenne des signaux sur toute la coupe, qui peut différer du signal attendu. La Figure 6.2 montre les signaux issus de la da-hdrAFI optimisée (voir section 6.3) attendus pour une très large gamme de valeurs de l'angle de bascule local réel $\alpha_{x,i}$, calculés pour une impulsion parfaite selon les Équations 5.15 et 5.16 et simulés de façon réaliste par application des équations de Bloch. Tous les signaux sont normalisés selon l'Équation 5.17.

Pour prendre en compte ces effets de profil de coupe dans le modèle direct numérique du signal, un dictionnaire de valeurs de signaux prenant en compte l'effet du profil de coupe pour différentes valeurs de $\alpha_{x,i}$ est calculé en deux étapes.

Dans une première étape, un dictionnaire de signaux avec prise en compte de l'effet de profil de coupe est simulé grâce aux équations de Bloch. Tout d'abord, les profils de coupe représentant laimantation longitudinale et transverse après l'impulsion RF d'excitation (correspondant à $\sin\alpha$ et $\cos\alpha$ dans les Équations 5.15 et 5.16), sont calculés pour 201 positions à travers quatre fois l'épaisseur de coupe. Les signaux pour chaque position à travers la coupe

sont calculés grâce aux Équations 5.15 et 5.16 puis sont moyennés à travers la coupe. Les simulations des équations de Bloch utilisent une implémentation MATLAB réalisée avant la thèse et basée sur les travaux de simulation d'équation de Bloch de Brian Hargreaves. Le dictionnaire contient donc le signal de la da-hdrAFI prenant en compte le profils de coupe pour des angles de bascule $\alpha_{x,1}$ dans une large gamme de 1ř à 1000ř par pas de 1ř, pour correspondre aux valeurs de λ_{tot} les plus élevées. En pratique nous avons observé des valeurs de λ_{tot} allant jusqu'à 6.5, et en prenant en compte l'angle de bascule nominal le plus élevé de 69.3ř durant les expériences, cette gamme dynamique est utilisée jusqu'à 450ř, ce qui laisse une marge confortable pour notre application.

Dans la deuxième étape, la carte de $\lambda(\overrightarrow{r})$ est calculée tel que décrit en Section 4.2, permettant de convertir les angles de bascule nominaux de la séquence en angles de bascule réels au centre de la coupe. À partir de ces angles de bascule, les signaux associés sont extraits du dictionnaire.

Une version de ce code avec une impulsion RF sinc-gauss classique est disponible sur le github : https ://github.com/nifm-gin/RF_current_from_MRI/. Pour les traitements présentés dans ce document, nous avons réalisé des simulations correspondant à l'impulsion RF telle qu'appliqué par l'IRM Philips. Les détails de cette implémentation sont couverts par un accord de confidentialité avec Philips et ne sont pas détaillés ici.

À titre d'exemple la Figure 6.3 présente l'amplitude des signaux simulés avec notre modèle direct avec et sans prise en compte du profil de coupe. Les paramètres de la séquence da-hdrAFI sont les paramètres optimisés décrits en section 6.3.4. La résolution, le masquage du centre, la taille de la zone simulée ont été choisis pour correspondre au traitement des données acquises qui sera décrit dans les sections suivantes. Les paramètres du modèle sont : $T1$=500 ms ; I=0.5 A ; λ_b=1 ; $\lambda_{b,dx} = \lambda_{b,dx}$=0 m^{-1} ; $\xi_j = \theta_j$=0ř ; $x_0 = y_0$=0 mm. On constate bien sur cet exemple l'impact de l'effet du profil de coupe et donc la nécessité de le simuler pour permettre une bonne correspondance entre notre modèle et les signaux acquis.

6.2. Reconstruction du courant RF à partir de signaux IRM

La tâche de déterminer un courant RF à partir de signaux IRM correspond à l'inversion du modèle de signal direct présenté dans la section précédente. Le modèle direct n'est pas inversible analytiquement, entre autres du fait de son implémentation par simulations numériques. La reconstruction de l'amplitude du courant RF et des 9 autres paramètres du modèle direct (Tableau 6.1) à partir des signaux IRM issus de la da-hdrAFI se base alors sur une inversion numérique par l'ajustement du modèle direct sur les données acquises ou simulées. Le modèle direct décrit la superposition de l'artefact B_1 autour du fil sur le $B_{1,b}$. Ainsi, la taille de la zone dans laquelle les signaux sont analysés doit être assez grande pour contenir les caractéristiques

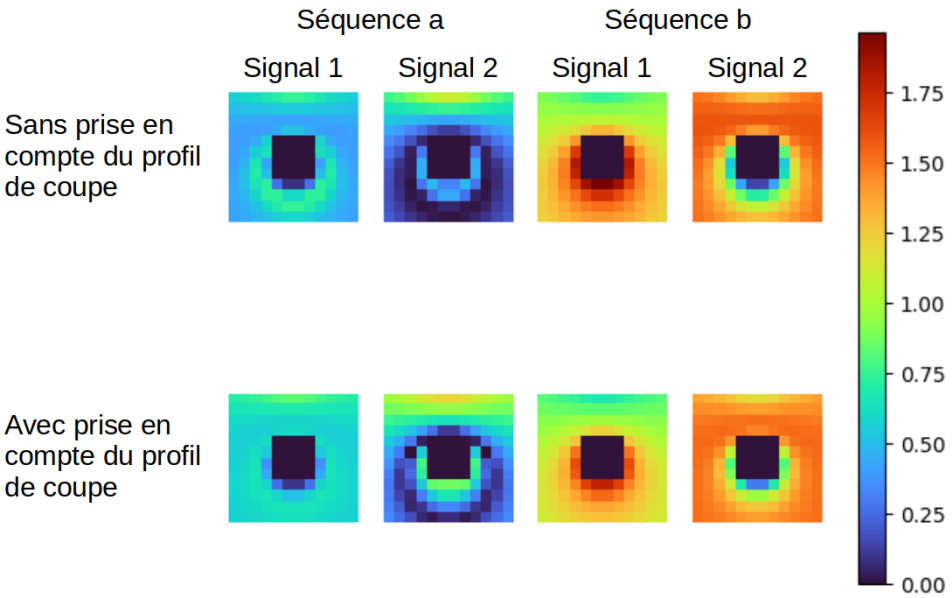

FIGURE 6.3. – Exemple de signaux issus de la da-hdrAFI modélisés sans (haut) et avec (bas) prise en compte de l'effet du profil de coupe.

de l'artefact (notamment les hypo et hyper intensités), mais aussi la contribution du $B_{1,b}$ à laquelle on est plus sensible à distance du fil. De plus, la résolution doit être assez élevée pour décrire les variations spatiales rapides du signal proche du fil causées par la perturbation du B_1. Ainsi une taille de voxel de 2 mm×2 mm a été choisie et les signaux ont été analysés dans des zones de 12×12 voxels, soit une taille de 24 mm×24 mm. En effet cette taille semble suffisante pour donner assez d'informations pour l'ajustement du modèle tout en restant locale pour limiter la sensibilité aux inhomogénéités dans le cas in vivo et réduire à la fois le temps de calcul et la place en mémoire nécessaire au traitement des données. En combinant les 4 images issues de la da-hdrAFI on obtient ainsi $4 \times 12 \times 12 = 576$ signaux.

L'ajustement du modèle direct sur les données analysées est effectué grâce à un algorithme dÉvolution Différentielle (voir en section 6.3.2 pour la description détaillée de l'algorithme) et implémenté dans la librairie python scipy.optimize. Cette optimisation est réalisée avec une taille de population de 61 et un nombre maximal d'itérations de 122. L'algorithme d'optimisation est utilisé pour trouver les paramètres du modèle minimisant l'erreur RMS entre le signal calculé par le modèle direct et le signal cible. Dans cet ajustement, les signaux localisés dans un rayon de 4 mm autour de la position supposée du fil (x_0, y_0) sont masqués pour tenir compte de la grande variabilité du signal très proche de l'électrode lié à la dépendance en $1/r$ du B_1^+ généré par le courant et de la perte de signal due aux perturbations du B_0. L'algorithme retourne ainsi en tant que paramètres reconstruits, les paramètres produisant un signal modélisé le plus proche du signal cible.

Cette méthode permet à la fois la reconstruction de l'amplitude du courant, mais aussi des autres paramètres du modèle, ainsi que du signal correspondant, permettant ainsi d'obtenir

des données de validation supplémentaires. Le processus d'ajustement étant stochastique, les paramètres ajustés pour un même jeu de données peuvent varier très légèrement entre deux ajustements sur un même jeu de données. Le temps de l'évaluation des paramètres du modèle est de 5 s par coupe. Une alternative à la reconstruction par ajustement des paramètres est une reconstruction du courant via un réseau de neurones, entraîné sur des signaux calculés par le modèle direct à partir d'un grand nombre de jeux de paramètres d'échantillon. En effet, l'inférence du ou des paramètres à partir d'un signal à l'aide d'un tel réseau de neurones, une fois entraîné, est quasi instantanée, tandis que la méthode avec l'évolution différentielle doit être réitérée pour chaque coupe de signal à analyser. L'analyse par réseau de neurones permet néanmoins moins d'interprétabilité, et est donc moins adaptée à l'analyse de la fiabilité du modèle direct ainsi qu'à l'usage envisagé pour la reconstruction du courant RF chez un patient porteur d'implant. Elle a un intérêt quand un grand nombre de signaux doit être analysé comme dans le cas de l'optimisation des paramètres de séquence décrite dans la section suivante.

Le code de reconstruction de courant ainsi qu'un jeu de données test sont disponibles sur le github : https ://github.com/nifm-gin/RF_current_from_MRI/.

6.3. Optimisation de la séquence

Une séquence da-hdrAFI est complètement définie par 8 paramètres de séquence (Tableau 5.1). En fixant la durée totale d'acquisition, il reste 7 paramètres à choisir pour maximiser la sensibilité de l'acquisition pour la reconstruction du courant RF. Le temps d'acquisition total a été choisi de telle sorte que pour chaque ligne d'espace k, la somme $TR_{a,1}+TR_{a,2}+TR_{b,1}+TR_{b,2} = 240\,\mathrm{ms}$ soit équivalente à la somme des TR de deux séquence AFI classiques pour investiguer des contrastes similaires ($TR_1 = 20$ ms et $n = 5$ [40]). Le temps d'écho a été choisi à 3 ms, assez court pour obtenir du signal autour d'un fil ou implant, mais en gardant une bande passante suffisamment faible pour obtenir un rapport signal sur bruit acceptable.

Pour obtenir la séquence qui minimise l'erreur de reconstruction du courant RF, ces paramètres ont été optimisés grâce à deux algorithmes d'optimisation. Pour ce faire on utilise une fonction de coût qui permet d'associer à chaque jeu de paramètres de séquence, une valeur quantifiant la capacité de la séquence d'acquisition à donner des informations pour la reconstruction du courant. Ainsi, l'objectif de l'algorithme d'optimisation est de parcourir l'espace à 7 dimensions des jeux de paramètres de séquence pour trouver le minimum global de la fonction de coût. Pour une même fonction de coût, il existe différentes techniques de parcours de l'espace de paramètres afin de converger vers un minimum global et non local dans un temps raisonnable. Les algorithmes dÉvolution Différentielle et d'optimisation par essaims particulaires implémentés dans la librairie python pygmo ont été utilisés sur notre fonction de coût afin de déterminer les paramètres optimaux pour la da-hdrAFI.

6.3.1. Fonction de coût

Pour obtenir les paramètres de séquence optimaux pour reconstruire le courant RF, il faut donc implémenter une fonction de coût qui témoignera de la sensibilité d'un jeu de paramètres de séquence en particulier pour la reconstruction du courant RF. Cette fonction de coût devra être représentative de l'ensemble des paramètres d'échantillon potentiellement rencontrés en pratique, et devra donc se baser sur l'évaluation d'un grand nombre de signaux IRM correspondants. En même temps, elle sera évaluée de nombreuses fois pendant l'optimisation, des paramètres de séquence, nécessitant d'en limiter le temps de calcul. Pour répondre à ces deux contraintes, la reconstruction du courant a été basée ici sur l'utilisation de réseaux de neurones.

Les données d'entraînement des réseaux ont été simulées pour chaque séquence testée à partir d'un ensemble fixe de 131072 jeux de paramètres d'échantillon distribués selon une distribution de Sobol [48] pour des valeurs de I entre 0 et 1,2 A ; $T1$ fixe à 500 ms pour une utilisation dans des expériences sur fantôme ; T2=80 ms ; $T_2^* = 40$ ms ; ϕ_j entre 0ř et 360ř ; λ_b entre 0.5 et 2.0 ; $\lambda_{b,dx}$ et $\lambda_{b,dy}$ entre -20 m^{-1} et 20 m^{-1} ; ξ_j entre 0ř et 55ř ; θ_j entre 0ř et 360ř ; $\sqrt{x_0^2 + y_0^2} < 2\,\mathrm{mm}$; $\phi_b = 0$ř fixe car uniquement les amplitudes des signaux sont analysées. Ces paramètres, notamment en ce qui concerne les temps de relaxation, sont adaptés au fantôme utilisé pendant les expériences par la suite. Pour une application in vivo, une optimisation adaptée aux temps de relaxation des tissus sera nécessaire.

Trois ensembles de données de test fixes ont été utilisés, chacun avec 16384 jeux de paramètres échantillonnées aléatoirement avec des distributions uniformes pour des valeurs de I allant de 0 A à 0.6 A ; $T_1 = 500$ ms ; T2=80 ms ; $T_2^* = 40$ ms ; ϕ_j de 0ř à 360ř ; λ_b de 0.5 à 2.0 ; $\lambda_{b,dx}$ et $\lambda_{b,dy}$ de -20 m^{-1} à 20 m^{-1} ; ξ_j de 0ř à 55ř ; θ_j et ϕ_b de 0ř à 360ř ; et $\sqrt{x_0^2 + y_0^2}$ de 0 à 2 mm. Un bruit réaliste à été ajouté à ces signaux IRM.

Dans l'optimisation, pour chaque jeu de paramètres de séquence testé par l'algorithme d'optimisation, des signaux IRM correspondants aux données d'entraînement et aux trois ensembles de données de test ont été simulés à l'aide du modèle direct et un réseau de neurones a été entraîné à reconstruire le courant à partir des données d'entraînement. L'architecture du réseau était un réseau dense, avec une couche d'entrée de 576 neurones correspondant aux 4×12×12 signaux, 13 couches cachées de 300, 300, 50, 50, 50, 20, 20, 20, 5, 5, 5, 5 et 5 neurones avec des fonctions d'activation ReLU, et un seul neurone de sortie avec une activation linéaire quantifiant l'amplitude du courant prédite. Une fois le réseau entraîné, l'erreur RMS sur les prédictions d'amplitude du courant RF de ce réseau a été calculée sur un des ensembles de données de test de 16384 signaux générés par le modèle direc. Pour éviter au maximum l'impact de l'aléatoire lié à lentraînement du réseau, lentraînement et le test sont réalisés 3 fois avec trois ensembles de test différents. La valeur de coût finale est définie comme étant l'erreur médiane de ces trois répétitions.

Le choix d'évaluer le courant à partir des signaux calculés d'une manière différente que celle utilisée pour ajuster les signaux acquis comme décrit dans la section précédente, est dû aux

contraintes de temps de calculs. En effet, tandis que l'entraînement d'un tel réseau nécessite quelque secondes et son inférence est quasi instantanée, si on souhaitait évaluer la performance des paramètres dans les mêmes conditions avec l'Evolution Différentielle, il faudrait répéter l'ajustement pour les 16384 signaux tests. Cela nous donne un temps de calcul pour une évaluation de la fonction de coût de 64 s ((2x24 AMD Zen 3 curs de CPU, 2 Nvidia Tesla A40 GPUs)) pour la méthode avec le réseau de neurone et de 23 h sans parallélisation pour la méthode avec lÉvolution Différentielle.

Cette fonction de coût nest pas différentiable analytiquement. Bien quon puisse approximer un gradient par différences finies, cela nécessiterait un nombre dévaluations de la fonction de coût égal au nombre de paramètres + 1, multipliant par 8 le temps de calcul global par rapport à une méthode sans gradient. Cest pourquoi nous avons privilégié lÉvolution Différentielle et lOptimisation par Essaims Particulaires.

6.3.2. Évolution Différentielle

L'évolution différentielle est un algorithme d'optimisation stochastique basé sur une évolution itérative d'une population de points dans l'espace des paramètres [49]. Pour la première itération, les jeux de paramètres de la population sont choisis au hasard et leurs coûts associés sont calculés. Pour les itérations suivantes, les jeux de paramètres enfants sont créés en combinant les jeux de paramètres parents de la génération actuelle de la population. Le coût du jeu de paramètres enfant est calculé et ce-dernier remplace l'un de ses parents dans la population si son coût est inférieur. Au final, lorsque le nombre maximal d'itérations est atteint ou lorsque la population répond à un critère de faible dispersion, le jeu de paramètres ayant le coût le plus faible est considéré comme optimal. En pratique, il existe différentes méthodes pour calculer les jeux de paramètres enfants, mais le principe général consiste à choisir un membre de la population, le jeu de paramètres de base, et à lui ajouter une certaine mutation. Les mutations sont construites par une combinaison de vecteurs résultant de la différence entre deux jeux de paramètres choisis au hasard. Les règles de détermination d'une mutation et de choix du jeu de paramètres de base peuvent être différentes. La méthode choisie pour ce projet est largement utilisée car elle est connue pour donner de bons résultats pour un large éventail de problèmes d'optimisation [49]. Elle est appelée DE/best/1/bin. best indique que l'ensemble de paramètres ayant le coût le plus faible est choisi comme ensemble de base, 1 induit une mutation avec un seul vecteur de différence ajouté au vecteur de base, bin signifie binomial car la modification des paramètres dans un ensemble donné suit une distribution binomiale.

Pour cette optimisation, nous utilisons une version de l'évolution différentielle auto adaptative [50] implémentée dans la librairie python pygmo [51], qui permet l'adaptation de deux paramètres fixés dans l'algorithme de base qui contrôlent le calcul des jeux de paramètres enfants.

6.3.3. Optimisation par essaims particulaires (Particle Swarm Optimisation (PSO))

L'optimisation par essaims particulaires se base aussi sur le mouvement de « particules » dans l'espace des paramètres (comparables aux membres de la population de l'évolution différentielle) [52]. L'initialisation des positions des particules est aléatoire et il faut aussi définir le nombre de particules, le nombre maximal d'itérations, les limites des paramètres à optimiser. Après le calcul des premiers coûts, on calcule la position suivante dans l'espace des paramètres d'une particule à partir des paramètres correspondant à son meilleur coût pendant les itérations précédentes et de la meilleure solution obtenue par les autres particules dans son voisinage en prenant en compte un facteur d'inertie. L'optimisation s'arrête aussi après avoir atteint le nombre maximal d'itération ou un critère de convergence. Cet algorithme est également utilisé comme implémenté dans la librairie python pygmo [51].

6.3.4. Application à l'optimisation de la da-hdrAFI

Le choix d'utiliser les deux algorithmes pour obtenir notre solution optimale nous permet de combiner les jeux de paramètres explorés par les deux algorithmes et d'exploiter les avantages des deux méthodes. PSO permet une convergence rapide au début, tandis que DE permet une exploration plus large de l'espace de paramètres. L'utilisation des deux algorithmes nous permettait d'avoir une exploration localisée grâce à PSO, mais aussi de s'assurer de ne pas être bloqué à un minimum local grâce à DE. Dans les deux cas, les algorithmes d'optimisation ont été parallélisés pour un calcul numérique plus efficace.

L'exploration de l'espace des paramètres à 7 dimensions réalisée par les algorithmes d'optimisation nous montre qu'il existe une large gamme de paramètres de séquence permettant de reconstruire le courant de manière similaire. Parmi les séquences les plus performantes sur la reconstruction du courant, nous avons choisi un jeu de paramètres au DAS assez faible. Ces paramètres résultants de l'optimisation et qui sont utilisés dans ces travaux sont : $\alpha_{a,1} = 45.2°$, $\alpha_{a,2} = 69.3°$, $TR_{a,1} = 23.7$ ms, $n_a = 2.59$ et $\alpha_{b,1} = 21.9°$, $\alpha_{b,2} = 39.0°$, $TR_{b,1} = 26.5$ ms, $n_b = 7.11$.

7. Vérification de la validité des hypothèses du modèle direct

Notre modèle direct du signal IRM a été conçu pour être simple à appliquer, limitant ainsi le temps de calcul. Néanmoins les hypothèses nécessaires à la simplification du modèle ne doivent pas impacter la précision de la mesure de courant.

7.1. L'inhomogénéité T_1

Le modèle direct du signal IRM présuppose une valeur de T_1 spatialement constante sur la taille du patch, ce qui n'est pas le cas in vivo. Toutefois, la robustesse aux effets de T_1 pour $TR \ll T_1$ est une propriété connue de la séquence AFI. De manière analytique, il n'est pas possible de dire que la normalisation affranchit de la sensibilité au T_1 comme pour la AFI classique. Pour investiguer dans quelle mesure cette propriété est préservée dans notre séquence da-hdrAFI, où les signaux sont normalisés voxel à voxel par la moyenne quadratique des quatre signaux, des simulations de signaux issus de la da-hdrAFI optimisées (section 6.3.4) ont été réalisées grâce à notre modèle direct du signal. Deux jeux de 10000 signaux ont été simulés grâce au modèle direct du signal à partir jeux de paramètres du modèle identiques mis à part le T_1 qui est fixé à 1000 ms pour le premier jeu de signaux et à 1001 ms pour le deuxième. Ces valeurs de T_1 ont été choisies plus proche du T_1 réel dans le cerveau que celui de notre fantôme à 500 ms, puisque nous cherchons à voir l'impact de l'inhomogénéité que l'on constaterait in vivo. Les autres paramètres d'échantillon appartiennent aux intervalles suivants : I de 0 A à 0.7 A ; ϕ_j de 0ř à 360ř ; λ_b de 0.5 à 6 ; $\lambda_{b,dx}$ et $\lambda_{b,dy}$ de -20 m^{-1} à 20 m^{-1} ; ξ_j de 0ř à 55ř ; θ_j de 0ř à 180ř ; ϕ_b=0ř ; et $\sqrt{x_0^2 + y_0^2} = 0$ mm.

Grâce à ces signaux simulés on peut calculer la différence relative de signal obtenue divisée par la différence relative de T_1 correspondante selon :

$$R_{dS/dT_1} \frac{\frac{S_{T_1=1001} - S_{T_1=1000}}{S_{T_1=1000}}}{\frac{1001-1000}{1000}}, \tag{7.1}$$

avec $S_{T_1=1000}$ et $S_{T_1=1001}$ respectivement les signaux simulés pour $T_1 = 1000$ ms et $T_1 = 1001$ ms. La médiane de R_{dS/dT_1} sur les 10 000 jeux de signaux avec les 4 signaux issus de la séquence da-hdrAFI est de 0.18. Cela signifie que pour une variation de 10 % du T_1, ce qui

est une variation probable dans le cerveau par exemple, le signal varie de 2 % environ.

On constate que la sensibilité du signal au T_1 n'est pas complètement négligeable et qu'une variation spatiale de T_1 au sein du patch pourrai perturber l'ajustement de notre modèle. Même si cette variation de signal relativement faible suggère une possibilité d'application in vivo, la méthode doit encore être testée pour un T_1 inhomogène.

7.2. Hypothèse sur la variation intra-voxel du B_1^-

La normalisation du signal permet aussi d'éviter les effets dus aux valeurs moyennes des phases et amplitudes du B_1^- sur un voxel car le B_1^- est un facteur commun à tous les signaux. Cependant les variations intra-voxel de B_1^- sont négligées, malgré le gradient abrupt de B_1^- à proximité du fil, similaire aux variations de B_1^+. Pour évaluer l'impact de cette approximation, des signaux tenant compte ou non des variations intra-voxel de l'amplitude et de la phase du B_1^+ ont été simulés. En effet, on s'attend à un impact similaire des composantes B_1^+ et B_1^- car la perturbation créée par le courant dans le fil est linéairement polarisée et contient donc ces deux composantes à amplitude égale (comme décrit en section 2.4). Dans le cas d'une utilisation d'une antenne de réception différente de l'antenne de transmission, il pourrait y avoir des différences entre les perturbations B_1^+ et B_1^- créées par la présence de l'implant, car la composante B_1^- dépendra alors du couplage entre implant et antenne de réception, qui est en général différent du couplage avec l'antenne de transmission. Cependant, nous n'avons pas de moyen pour évaluer ce couplage dans un cas général et utilisons l'hétérogénéité intra-voxel du B_1^+ ici comme une approximation réaliste de l'ordre de grandeur de l'effet B_1^- auquel on pourrait s'attendre.

Un ensemble de 10000 signaux a été simulé grâce au modèle direct du signal à partir de différents jeux de paramètres du modèle pour les intervalles de paramètres d'échantillon suivants : 0 A à 0.7 A ; $T_1 = 500$ ms ; ϕ_j de 0ř à 360ř ; λ_b de 0.5 à 6 ; $\lambda_{b,dx}$ et $\lambda_{b,dy}$ de -20 m^{-1} à 20 m^{-1} ; ξ_j de 0ř à 55ř ; θ_j de 0ř à 180ř ; ϕ_b=0ř ; et $\sqrt{x_0^2 + y_0^2} = 0$ mm. Pour chaque jeu de paramètres, les signaux IRM ont été simulés une fois en prenant en compte le signal moyen obtenu dans chaque voxel à partir de 15x15 sous-voxels dans chaque voxel pour le calcul du B_1^+ et des signaux ont été générés une deuxième fois à partir des mêmes paramètres initiaux sans sous-voxels, avec un seul échantillon au centre de chaque voxel. En comparant les deux jeux de signaux obtenus on peut ainsi obtenir l'effet sur le signal résultant d'une omission de simulation des variations intra-voxel de B_1. La Figure 7.1 présente les médianes sur les 10000 jeux de paramètres test des différences absolues relatives en % entre les signaux obtenus grâce à des calculs de cartes de B_1^+ avec et sans prise en compte des variations intra-voxel pour chaque voxel de signal simulé. Pour la très grande majorité des voxels cette erreur est inférieure à 1 %, même si elle peut atteindre 3 % proche du fil. L'impact des variations intra-voxel de B_1^- devrait être du même ordre de grandeur, ce qui a été considéré comme négligeable.

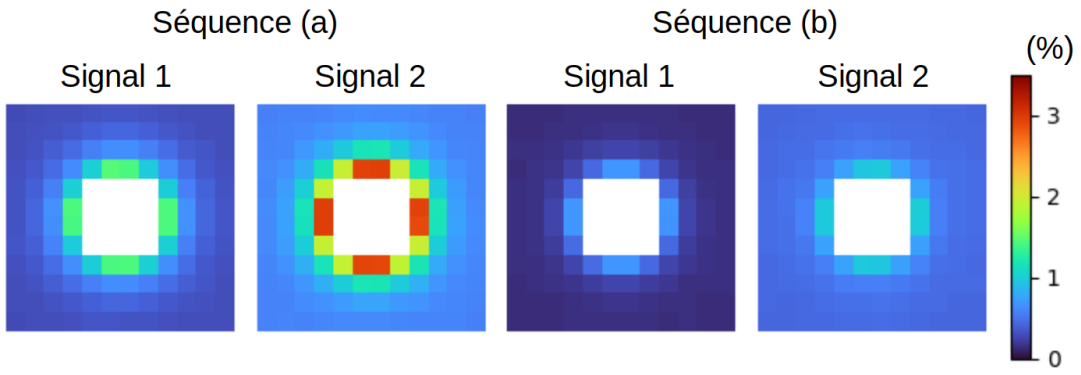

FIGURE 7.1. – Différence relative médiane (% sur les échantillons test) absolue entre le signal simulé avec et sans variation intra voxel de B_1^+ pour chaque voxel de chaque signal de la da-hdrAFI.

7.3. Validation du modèle du B_1^+ par simulations électromagnétiques

Le modèle direct du signal utilisé dans l'ajustement des paramètres du modèle est basé sur l'équation analytique du B_1^+ autour d'un fil décrit en section 4.2. Cette équation est dérivée du théorème d'Ampère pour le cas d'un cylindre infini conduisant un courant constant. Or en pratique le fil est de longueur finie et l'amplitude du courant varie le long du fil. De plus, le modèle ne prend pas en compte la vitesse finie de propagation du champ magnétique autour du fil. Cette section vise donc à valider l'utilisation de notre modèle simplifié du B_1^+ dans le cas de l'application à la mesure du courant RF par IRM en comparant le modèle à la simulation complète en 3D des équations de Maxwell.

7.3.1. Matériel et méthodes

Des simulations électromagnétiques ont été réalisées pour évaluer la validité des hypothèses de notre modèle analytique du B_1^+ en présence d'un fil conducteur par rapport à un calcul numérique 3D des équations de Maxwell réalisé avec le logiciel Sim4Life (ZMT, Zürich). Un modèle du résonateur RF en cage d'oiseau elliptique a été conçu précédemment [20]. Le fantôme a été modélisé pour correspondre au fantôme ASTM dont nous disposons (décrit en section 3.2.3.1 et montré en Figure 3.2). Pour imiter le comportement d'un implant nous avons modélisé dans le fantôme un fil de cuivre de 20 cm de long et de 3 mm de diamètre qui est isolé sur la longueur. Un implant réel n'a pas été modélisé car la simulation de la géométrie complexe d'un tel objet prendrait trop de temps de calcul. En effet, plus la taille requise pour créer des voxels représentatifs de la géométrie est petite, plus la simulation EM devra prendre en compte des petits pas de temps ainsi qu'un grand nombre de voxels. Le fil de cuivre isolé que nous utilisons est similaire à l'objet test appelé SAIMD-1 évoqué dans l'annexe

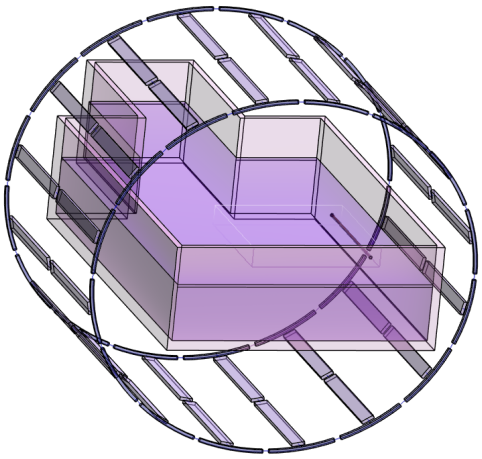

FIGURE 7.2. – Modèle du résonateur RF de transmission en forme de cage d'oiseau et du fantôme

I de la norme [19], avec cependant une surface de contact avec le gel plus petite que l'objet du standard. Deux configurations du fil ont été testées : le fil parallèle à B_0 et le fil incliné à 45ř. Sur ce modèle nous avons réalisé une simulation électromagnétique harmonique à 128 MHz par la méthode de différence finie dans le domaine temporel. 200 périodes ont été simulées sur une grille de environ 182 millions de cellules (sans compter les cellules utilisées pour les conditions aux limites absorbantes). La taille minimale de grille dans les trois directions était de 0.414 mm, 0.392 mm et 0.500 mm (fil parallèle à B_0) et 186 millions de cellules avec une taille minimale de grille dans les trois directions de 0.353 mm, 0.442 mm et 0.350 mm (fil incliné à 45ř). Ces simulations EM ont duré 42h (fil parallèle à B_0) et 52h (fil incliné à 45ř) avec 2 GPU (NVIDIA GeForce GTX TITAN et NVIDIA GeForce GTX TITAN Black).

Grâce à des capteurs de courant le long du fil et un capteur de champ modélisés dans ces simulations (comme décrits en section 1.3), le courant complexe dans le fil et le B_1^+ simulés ont été extraits des résultats de la simulation pour 41 plans axiaux à 5 mm d'intervalle le long du fil. Le courant complexe simulé sera considéré comme la vérité terrain à laquelle on pourra comparer les valeurs reconstruites par notre méthode. A partir des cartes de B_1^+ nous avons utilisé les étapes décrites en 6.1.2 pour passer des cartes de B_1^+ au signal IRM de la da-hdrAFI dans une zone de 24 mmx24 mm centré sur le fil avec la résolution spatiale de la simulation EM, qui a ensuite été sous-échantillonné spatialement pour obtenir 12x12 voxels pour correspondre aux signaux IRM acquis. La méthode de reconstruction du courant a ensuite été appliquée à ce signal IRM simulé pour obtenir un signal IRM ajusté et le courant RF reconstruit correspondant. L'erreur entre les signaux reconstruits et simulés ainsi que celle entre les valeurs de courant reconstruites et simulées ont été calculées.

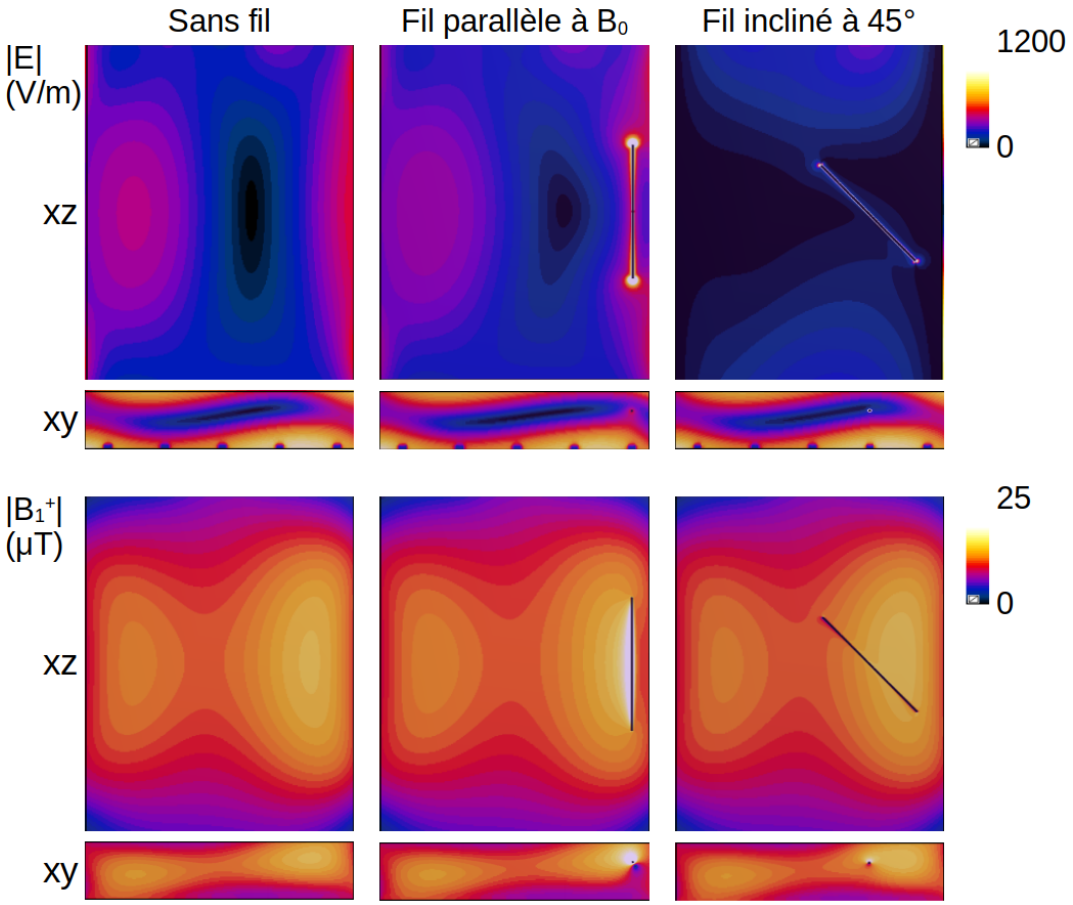

FIGURE 7.3. – Cartes de l'amplitude du B_1^+ et du champ électrique simulées sans fil, avec le fil parallèle à B_0 et le fil incliné à 45ř. Le plans plans ont été placés pour couper le centre du fil.

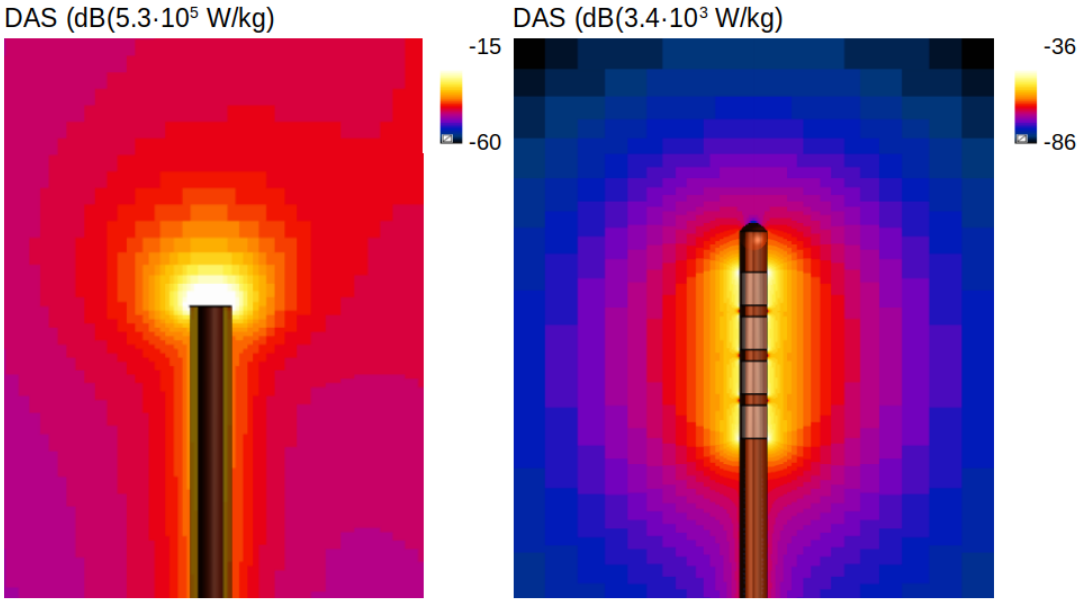

FIGURE 7.4. – DAS simulés autour d'un bout d'un fil de cuivre et d'un implant de SCP.

7.3.2. Résultats

La Figure 7.3 montre les cartes d'amplitudes des champs B_1^+ et électrique dans le plan xy et xz au centre du fil sans fil, avec le fil parallèle au B_0 et avec le fil incliné à 45ř. Le champ électrique proche des bouts du fil est beaucoup plus élevé dans le cas du fil parallèle à B_0, qui correspond à une configuration proche de celle qui produit l'échauffement le plus important, avec le fil parallèle au champ électrique qui est intense aux bords du fantôme et orienté dans la direction z. A titre d'exemple, la Figure 7.4 présente le DAS simulé dans ce cas extrême pour le fil de cuivre et pour un implant de SCP (simulation décrite en section 7.4).

La figure 7.5 montre les signaux simulés et reconstruits pour une coupe située dans la direction z à 35 mm du bout du fil ainsi que la différence absolue entre ces signaux. L'effet du courant RF dans le fil sur le signal IRM simulé est beaucoup plus prononcé pour le cas du fil parallèle à B_0, comme attendu. La médiane des valeurs absolues des différences relatives entre le signal simulé et ajusté est de 0.19% (fil parallèle à B_0) et 0.18% (fil incliné à 45ř). Figure 7.6 montre l'amplitude du courant simulé comme vérité terrain en orange et le courant reconstruit correspondant en bleu pour les deux configurations. Le courant RF dans le fil est plus de trois fois plus important pour le fil parallèle à B_0 par rapport à la configuration du fil incliné à 45ř. L'erreur absolue moyenne du courant reconstruit par rapport au courant simulé est de 2.3 mA (fil parallèle à B_0) et 1.4 mA (fil incliné à 45ř). L'erreur RMS normalisée est de 1.5% (fil parallèle à B_0) et 4.0% (fil incliné à 45ř).

La Figure 7.7 présente à titre d'exemple la comparaison entre paramètres d'échantillon du modèle (autres que l'amplitude du courant) reconstruits et simulés pour le fil parallèle à B_0. On peut voir que, même si notre séquence n'est optimisée que pour être sensible à l'amplitude du

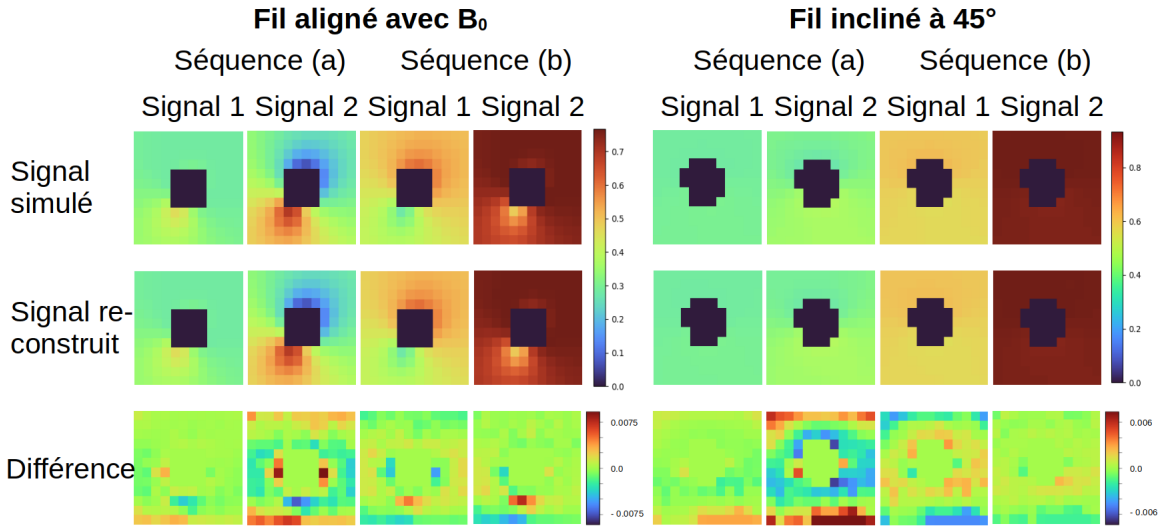

FIGURE 7.5. – Signaux IRM simulés (paramètres optimisés listés en section 6.3.4) (haut), reconstruits (centre) et leur différence (bas), à 35 mm du bout du fil côté pieds du fantôme.

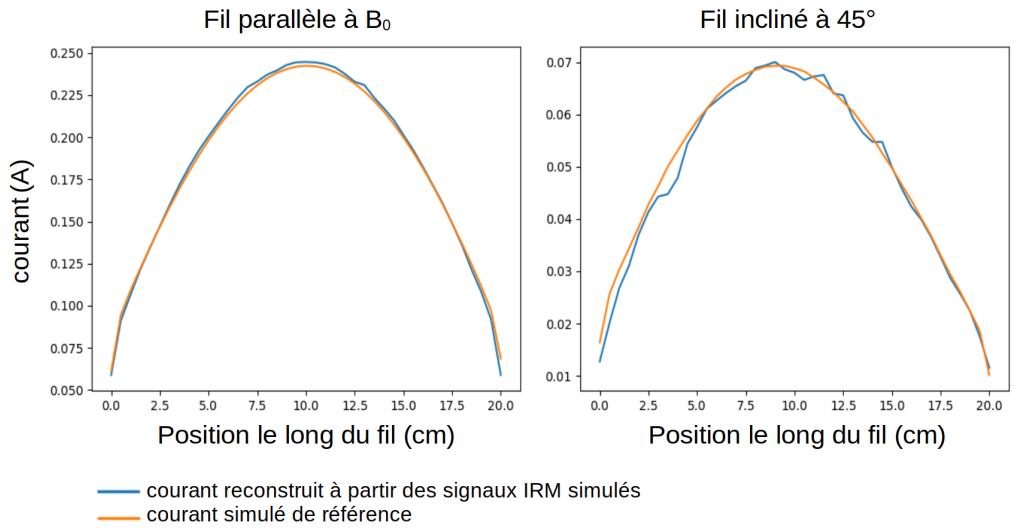

FIGURE 7.6. – Courant RF reconstruit à partir de signaux IRM simulés (bleu), et courant simulé correspondant (orange), pour 41 positions le long du fil.

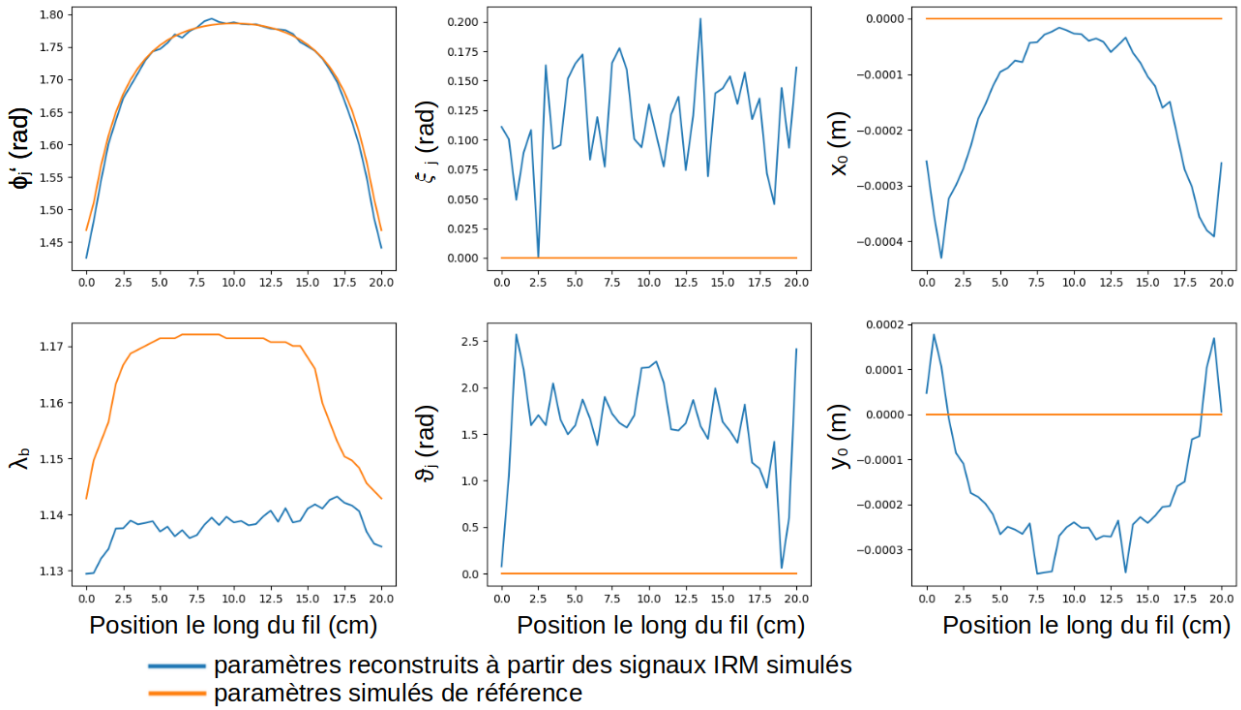

FIGURE 7.7. – Comparaison entre paramètres d'échantillon du modèle reconstruits et simulés pour le fil parallèle à B_0.

courant, on a un assez bon ajustement sur les autres paramètres présentés. ξ_j est le paramètre pour lequel on a la moins bonne précision et θ_j n'a pas vraiment de sens physique dans cette configuration du fil parallèle à B_0 donc les données ne doivent pas contenir d'information sur ce paramètre.

7.3.3. Discussion

Sur l'ensemble de ces résultats, l'ajustement du modèle direct aux données obtenues à partir de cartes B_1^+ simulées montre une bonne correspondance entre les deux. On peut donc dire que notre modèle analytique du B_1^+ nous permet d'obtenir des résultats très similaires à la simulation électromagnétique et est donc capable de reproduire fidèlement la correspondance entre courant RF dans le fil et la perturbation du champ B_1^+ qu'il génère. Le modèle a été validé pour sa capacité à permettre la reconstruction du courant via une séquence IRM optimisée pour sa sensibilité au courant RF. Ainsi le modèle du B_1^+ est validé pour notre application et non pas comme une représentation exacte du B_1 réel. En revanche, cette validation est valable indépendamment de la capacité du modèle EM à reproduire le champ RF d'une IRM réelle.

7.4. Validation de l'utilisation de la loi d'Ampère pour calculer le champ magnétique autour d'un conducteur hélicoïdal

Le modèle analytique de B_1^+ autour d'un fil droit décrit en section 4.2 modélise un champ magnétique azimutal généré par un courant RF axial $I(t)$. Dans le cas d'implants réalistes tels que les implants de SCP, la structure interne est composée de plusieurs fils hélicoïdaux entrelacés. La validité de l'utilisation de lÉquation 4.6 dans ce contexte n'est pas évidente. En effet, en l'absence de surface métallique cylindrique continue, le terme $\frac{d\overrightarrow{E}}{dt} \cdot \overrightarrow{dS}$ dans la version intégrale des équations de Maxwell n'est pas forcément négligeable, c'est à dire que le champ électrique à la surface de l'implant n'est pas nécessairement perpendiculaire à l'axe de l'implant, ce qui empêche de dériver le théorème d'Ampère de la façon décrite en section 1.1. C'est la raison pour laquelle nous avons choisi de valider le modèle sur la base de simulations EM harmoniques complètes d'un modèle réaliste à haute résolution d'une sonde DBS. Ces simulations modélisent le champ magnétique 3D complet et une composante axiale significative issue de $\frac{d\overrightarrow{E}}{dt}$ entraînerait une erreur dans le courant RF reconstruit à partir du B_1^+ réaliste simulé lorsqu'il est ajusté au modèle simplifié. La Figure 7.8 a) présente un zoom sur le modèle 3D de l'implant de SCP montrant la structure hélicoïdale interne à 4 spires de l'implant. La Figure 7.8 b) présente l'amplitude du champ B_1^+ simulé autour d'un tel implant.

Contrairement au terme proportionnel à $\frac{d\overrightarrow{E}}{dt}$, le terme de l'équation de Maxwell 1.4 proportionnel à la densité de courant $\overrightarrow{j}$ n'est pas affecté par la structure interne de la sonde implantée. En effet, les implants considérés ne contiennent aucun matériau ferromagnétique impliquant que l'intégrale de la densité de courant sur toute surface qui traverse entièrement le fil est identique au courant libre total circulant à l'intérieur du fil, ou à la somme des courants de chaque fil s'il y en a plusieurs, comme c'est souvent le cas pour les implants de SCP. En ce qui concerne la partie du champ magnétique générée par le courant libre sur le fil, nous pouvons donc conclure que l'utilisation de la loi d'Ampère reste valable pour déterminer le champ magnétique azimutal dans le champ proche à l'extérieur d'une telle sonde de manière indépendante de l'angle entre la surface considérée et la sonde et de la structure interne du fil.

Il a déjà été démontré que les composantes axiale et radiale du champ magnétique RF généré par la composante azimutale de la densité de courant dans un fil hélicoïdal sont d'amplitudes négligeables à l'extérieur du fil [53].

Ainsi afin de vérifier la validité de notre modèle pour les conducteurs hélicoïdaux comme ceux d'un implant de SCP, nous avons réalisé une simulation EM harmonique avec un modèle haute résolution d'un implant de SCP existant (Medtronic 3389-40). Comme il n'est pas possible de réaliser cette simulation sur un volume de la taille de notre modèle d'antenne RF

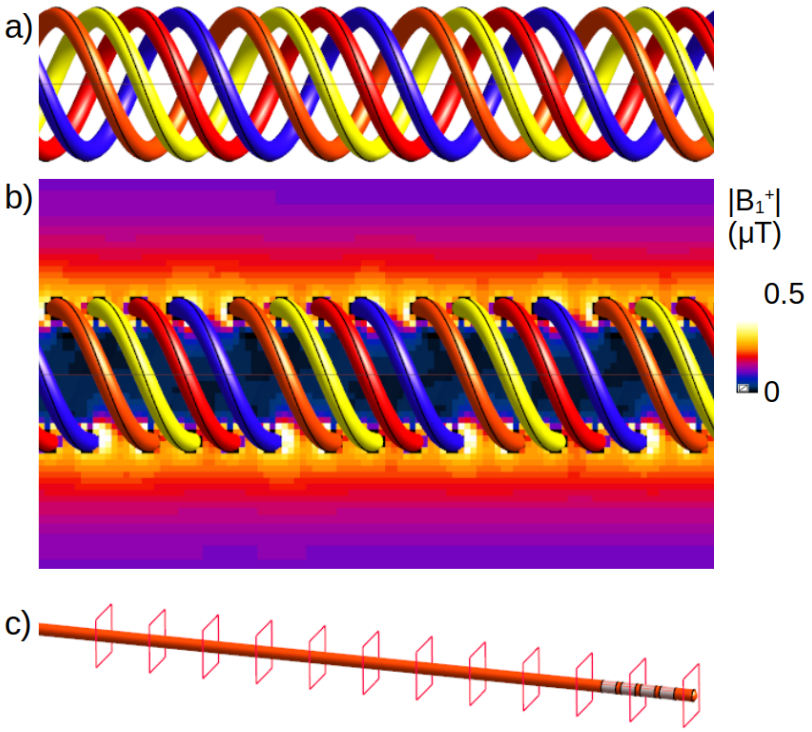

FIGURE 7.8. – a) zoom sur le modèle 3D de la structure hélicoïdale à 4 spires de l'implant de SCP ; b) carte de l'amplitude du B_1^+ autour de l'implant ; c) modèle 3D du bout de l'implant de SCP avec l'électrode, les 4 cylindres de PtIr et capteurs de courant.

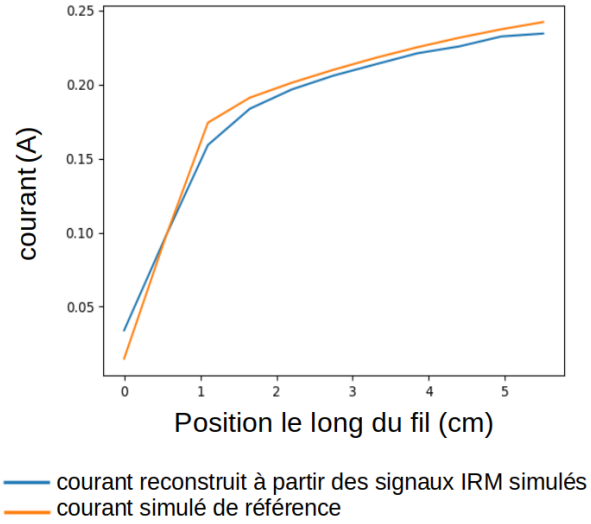

FIGURE 7.9. – Courant RF reconstruits à partir de signaux IRM simulés (bleu), et courant simulé correspondantes (orange), au bout de l'électrode de SCP.

de transmission, nous avons ajouté deux électrodes cylindriques et une source de tension entre les deux pour générer un champ électrique RF à 128 MHz, parallèle à l'axe de l'implant et situé à 10 cm du bout de l'implant, pour induire un courant RF dans celui-ci sans perturber directement le champ EM au bout de l'implant. De la même manière que dans la section précédente, nous avons comparé le courant ajusté à partir des signaux IRM simulés au courant de référence simulé, pour 12 coupes espacées de 5.5 mm à partir du bout du fil. La Figure 7.8 c) montre le bout du modèle 3D de l'implant de SCP avec les 12 capteurs de courant.

La médiane des valeurs absolues de la différence relative entre les signaux IRM ajustés et simulés est de 0.33%. La figure 7.9 montre le courant RF reconstruit à partir des données IRM simulées ainsi que les amplitudes de courant réelles issues des simulations EM pour 12 coupes à partir du bout de l'électrode DBS. L'erreur absolue moyenne du courant reconstruit par rapport au courant simulé est de 7.3 mA, et l'erreur relative RMS normalisée est de 4.7%. Ainsi pour l'application à la mesure du courant RF par IRM avec notre méthode, l'effet d'un conducteur hélicoïdal au lieu d'un conducteur cylindrique peut être considéré comme négligeable et nous permet d'utiliser la méthode pour des implants aux structures plus complexes.

8. Validation de la mesure IRM du courant RF par expériences sur fantôme

Une fois les différents aspects de notre modèle validés, nous avons cherché à valider la méthode de mesure du courant par IRM dans son ensemble par des expériences sur fantôme. Le fantôme utilisé était un fantôme ASTM [21].

8.1. Confrontation entre simulations EM et expériences sur fantôme

Nous avons d'abord cherché à valider nos mesures expérimentales de courant RF par comparaison à des simulations EM représentant les mêmes configurations.

8.1.1. Comparaison des cartes B_1

Le principe d'une telle comparaison repose d'une part sur un modèle du résonateur RF de transmission conforme à celui de l'IRM utilisé pendant des expériences, et d'autre part sur un modèle de l'objet test examiné. Le modèle de résonateur utilisé ici a été développé par Mélina Bouldi pendant son travail de thèse au laboratoire [54, 20]. En l'absence d'accès à des informations propriétaires de la part de Philips concernant ce résonateur, il a été développé à partir d'une observation de la structure et de la géométrie du résonateur de cette IRM, un résonateur de type cage d'oiseau elliptique passe-bande à 16 barreaux. Les valeurs de capacités distribuées dans le résonateur ont ensuite été ajustées pour accorder sa fréquence de résonance et pour faire correspondre la distribution des courants dans les barreaux à la distribution théorique pour obtenir un champ B_1^+ homogène.

Avant de réaliser des simulations pour comparer le courant mesuré expérimentalement dans un objet test au courant simulé dans un modèle de cet objet, nous avons cherché à vérifier que la simulation représente bien la réalité. Cette comparaison permet de questionner l'aspect réaliste de l'antenne RF en cage d'oiseau modélisée précédemment. En effet, même si ce

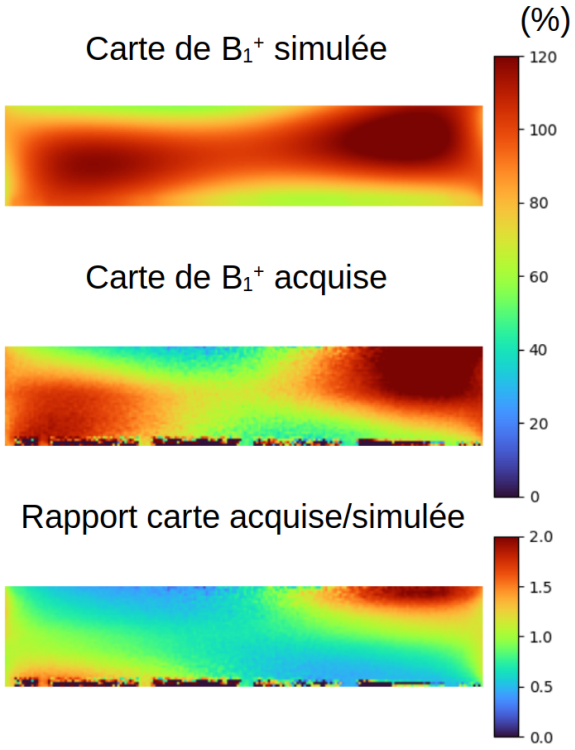

FIGURE 8.1. – Exemple de cartes de B_1^+ simulée, acquise et rapport acquise/simulée au centre du fantôme

modèle a été conçu pour être le plus réaliste possible, les champs générés par l'IRM réel peuvent différer de ceux simulés.

Le courant RF induit dans un implant filaire dépend surtout du champ électrique généré en même temps que le champ B_1^+. Pour pouvoir comparer quantitativement simulations et expériences, le champ électrique simulé doit donc être semblable à celui généré par l'IRM utilisé. Nous ne disposons pas de sondes de champ électrique RF qui auraient pu permettre de mesurer ce champ électrique directement. Cependant, une mesure indirecte accessible en IRM est la carte de B_1^+ (section 5.1.2), qui est liée au champ électrique via les équations de Maxwell (section 1.1). Même si le lien entre champ B_1^+ et champ électrique est complexe [55] il s'agit d'une première approche de la validation du modèle de résonateur RF.

Pour ce faire, nous avons acquis des cartes de B_1 dans notre fantôme ASTM en l'absence d'implant ou autre conducteur métallique afin de les comparer aux cartes de B_1 simulées. Cette comparaison permet de questionner l'aspect réaliste de l'antenne RF modélisée précédemment. Les cartes de B_1 expérimentales ont été acquises avec une séquence AFI avec des paramètres d'acquisition classiques : $\alpha = 50°$; $TR_1 = 20$ ms ; $n = 5$ [40]. Les cartes de B_1 simulées ont été extraites des simulations sans fil comme décrit en 7.3.

La Figure 8.1 montre les cartes de B_1^+ issues de la simulation et de l'acquisition ainsi que le rapport entre les deux pour le plan xy centré sur l'axe z. Pour les simulations, la carte est exprimée en % par rapport au B_1 au centre du fantôme. La carte acquise est la carte

reconstruite directement par le logiciel de la console IRM, prenant en compte la puissance nominale ajustée par la machine. On peut observer une forme similaire qualitativement entre expérience et simulation. Cependant, le rapport entre les deux montre une distribution spatiale différente, au-delà d'un simple facteur d'échelle.

Une simple différence de facteur d'échelle aurait pu s'expliquer par la différence de normalisation entre expérience et simulation. Cependant, cette différence dans la distribution spatiale suggère bien un problème de réalisme du modèle de l'antenne RF. L'origine de ces différences peut être la différence des sources d'excitation du résonateur entre réalité et simulation. En effet, l'excitation dans la simulation vient de sources de tension (comme décrites en section 1.3) placées au centre de chaque barreau de la cage d'oiseau. Ainsi, le modèle utilisé comporte 16 sources de tension différentes, une propre à chaque barreau. Le résonateur réel comporte deux sources au centre de deux barreaux situés à 90ř l'un de l'autre, couplées au résonateur grâce à deux réseaux de couplage capacitifs. Cette différence de sources peut avoir un impact sur le comportement du résonateur en présence d'un échantillon. Lorsque l'antenne RF contient une charge, celle-ci couple avec le résonateur en induisant des pertes. Les antennes sont calibrées pour délivrer un B_1 le plus homogène possible, mais il est impossible de générer le même champ pour des charges très différentes. Notre modèle a été optimisé pour une charge sphérique et nous ne connaissons pas l'optimisation de l'antenne RF réelle. Ainsi l'impact d'une charge dans le résonateur est vraisemblablement différent entre simulation et expérience. Le fantôme ASTM est un objet particulièrement exigeant à cet égard, car il est très large, avec des bords proches des barreaux latéraux de l'antenne RF et des capacités qui s'y trouvent, créant ainsi potentiellement un couplage assez fort.

On peut en conclure que malgré une forme similaire, le B_1 simulé n'est pas identique au B_1 réel lors des acquisitions. Ceci suggère un champ électrique différent entre simulations et expériences réelles, et donc en présence d'un implant un courant RF induit dans l'implant qui serait différent.

8.1.2. Comparaison des courants

La section précédente montre que les champs B_1^+ simulé et réel, même si similaires qualitativement, ne sont pas identiques. Ainsi le champ électrique simulé n'est vraisemblablement pas quantitativement représentatif du champ réel et il n'est donc pas possible de comparer les courants simulés et mesurés de manière brute. Cependant, si l'implant est exposé à un champ électrique dont variation spatiale est semblable dans les deux conditions, la situation simulée pourrait être malgré tout assez similaire à la situation réelle. Une telle exposition est possible, en plaçant l'implant proche de la paroi latérale du fantôme ASTM, où le champ électrique RF attendu est orienté selon l'axe z et peu variable dans cette direction. Il est alors intéressant d'investiguer la forme globale de la variation du courant le long de l'implant.

Pour comparer les valeurs de courant simulées à des valeurs de courants expérimentales, les

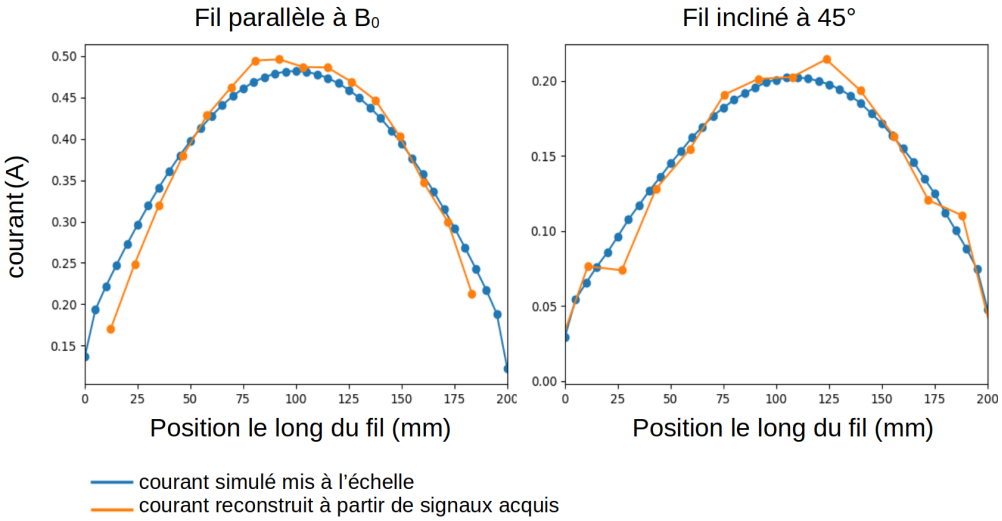

FIGURE 8.2. – Courants RF dans un fil de cuivre simulés et mis à l'échelle (bleu) et courants reconstruits à partir de signaux IRM acquis le long du fil pour les deux configurations (orange), pour deux configurations : fil parallèle à B_0 (gauche) et fil incliné à 45ř (droite).

mêmes configurations fantôme et fil de cuivre (parallèle à B_0 et incliné à 45ř) présentées en 7.3 ont été testées expérimentalement. Ces expériences ont été réalisées avant l'implémentation de la séquence da-hdrAFI. Pour l'acquisition des données IRM, deux séquences AFI classiques ont été utilisées, avec les paramètres d'acquisition suivants : α=46.7ř, TR_1=15.6 ms et n=1.09 ; et α=32.2ř, TR_1=25.3 ms et n=8.6. Notre méthode de mesure du courant RF dans le fil permet d'obtenir le courant de référence expérimental $I_{ref,exp}$ (Équation 4.29). Pour obtenir le courant de référence simulé correspondant, $I_{ref,simu}$, on multiplie le courant simulé par le rapport entre le B_1 nominal de la simulation (B_1 au centre du fantôme) et notre $B_{1,ref}$. On constate que les amplitudes des courants simulés et des courants reconstruits à partir des signaux acquis ne sont pas les mêmes. Le facteur d'échelle qui permet de faire concorder les courants simulés et courants reconstruits à partir des signaux IRM acquis est de 2.0 (configuration du fil parallèle à B_0) et de 2.9 (configuration du fil incliné à 45ř). La différence de facteur d'échelle entre les deux configurations peut s'expliquer par la différence de distribution spatiale du B_1^+ (et donc du champ électrique) entre expérience et simulation. La figure 8.2 montre le courant simulé multiplié par ces facteurs d'échelle et le courant reconstruit pour des signaux IRM acquis le long du fil pour les deux configurations. On peut observer des profils de courant le long du fil assez similaires entre simulation et expérience. Même si cette analyse qualitative ne nous permet pas de valider l'aspect quantitatif de notre mesure de courant, elle permet quand même de montrer que notre modèle permet une reconstruction du courant réaliste en comparaison aux simulations 3D des équations de Maxwell.

8.1.3. Comparaison des DAS et échauffements

Pour continuer à investiguer la différence entre expériences et simulation, une autre grandeur disponible à la fois expérimentalement et en simulation qui représente bien la distribution du champ électrique, le DAS, peut être testée. En effet nous disposons de plusieurs sondes de température à fibre optique permettant de mesurer la température en plusieurs points du fantôme pendant un échauffement qui permettent le calcul d'un DAS local, accessible également dans le logiciel de simulation EM. Le DAS local reflète bien l'amplitude du champ électrique RF local, même s'il ne donne aucune indication sur sa direction.

8.1.3.1. Caractérisation des sondes de température

Nous disposons de 7 différentes sondes de température à fibre optique avec différentes caractéristiques (Photon Control, Canada). Ces sondes comportent une fibre optique d'une longueur suffisante pour placer le bout sensible de la sonde dans l'IRM tout en gardant l'électronique de mesure en dehors de la salle aimant. Au bout sensible de la fibre optique se trouve un phosphore. La mesure de température par ces sondes se base sur le fait que le temps de décroissance de la phosphorescence, c'est-à-dire le phénomène de réémission de lumière par un élément sensible après une excitation lumineuse, dépend de la température. Ainsi, pour réaliser une mesure de température, une LED envoie une impulsion de lumière brève via la fibre optique, qui va exciter l'élément sensible au bout. Cet élément sensible est en contact thermique avec la zone dont on veut mesurer la température et va donc réémettre de la lumière avec une décroissance caractéristique de cette température. Ce signal retourne via la fibre optique au module de mesure qui analyse alors ce signal et le convertit en température. Cela permet une mesure de température locale sur un volume de l'ordre de grandeur de la taille de l'élément sensible ($\approx$1 mm). Le fonctionnement par excitation/réémission implique un échantillonnage temporel suffisamment espacé pour permettre la mesure. La fréquence d'échantillonnage est de 10 Hz pour les sondes dont nous disposons et la précision spécifiée par le fabricant pour la mesure de température est de 0.1 K.

Dans les modules de mesure qui utilisent ces sondes, on peut paramétrer notamment le courant de LED appliqué qui contrôle l'intensité de la lumière injectée dans la fibre optique. Le module de mesure surveille et communique en permanence plusieurs paramètres, dont la puissance de signal optique retournée par la sonde vers le récepteur, qui dépend de la puissance du signal optique envoyé par la LED. Une puissance de signal reçue plus élevée obtenue grâce à un courant de LED plus élevé peut permettre d'obtenir un signal moins bruité et donc une mesure de température plus précise. Il faut cependant respecter des limites de courant de LED pour éviter de réduire la durée de vie des sondes ou du convertisseur par diminution du rendement de la LED. Pour caractériser les sondes de température en notre possession, nous avons mesuré avec chaque sonde la température ambiante pendant 2 minutes (1200 mesures de température environ), pour deux couples de courant de LED / puissance de signal (un élevé,

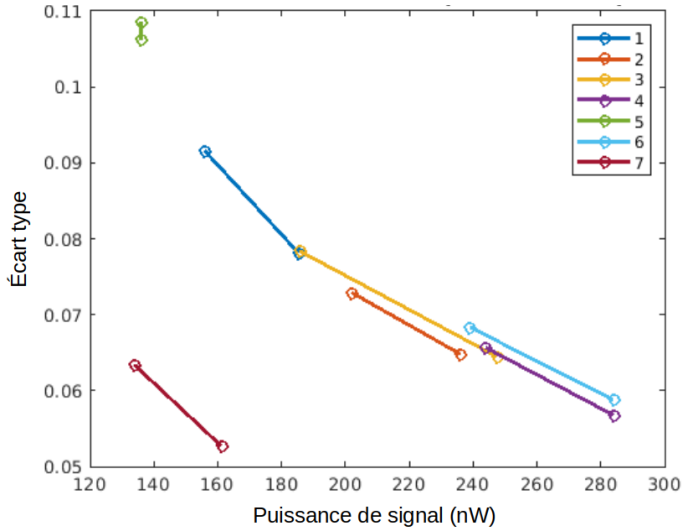

FIGURE 8.3. – Écart type (K) des mesures de température en fonction de la puissance du signal.

tout en respectant la limite de 30 mA pour le courant de LED si possible, et un faible). Nous avons ensuite calculé l'écart type des mesures obtenues sur les 1200 échantillons pour chaque enregistrement de température afin de caractériser le bruit de mesure. La Figure 8.3 montre pour chaque sonde de température (numérotées de 1 à 7) les écarts types mesurés pour une puissance de signal basse et haute. L'ensemble des sondes est très proche, voir dépasse les performances annoncées par le fabricant en terme de précision, que ce soit pour un courant LED faible ou fort. On vérifie bien l'hypothèse selon laquelle augmenter la puissance réduit le bruit de mesure. Nous avons donc choisi de garder pour la paramétrisation des sondes, le courant de LED qui maximise la puissance de signal tout en respectant la valeur limite de 30 mA lorsque cela est possible. Enfin selon les besoins, il est possible de choisir les sondes les plus précises. Les sondes 3 et 7 étant plus courtes, avec des fibres de 5 m seulement alors que les autres en mesurent 10, ne sont pas considérées comme les mieux adaptées pour être utilisées dans l'environnement de l'IRM corps entier (3 T). La sonde 2 est très fine et est donc à la fois plus fragile et moins maniable à l'utilisation. Les sondes considérées comme optimales sont les sondes 4 et 6. Le Tableau 8.1 résume les principales caractéristiques des sondes. La puissance et le courant de LED rapportés correspondent à la configuration à haut courant/ haute puissance gardée par la suite.

8.1.3.2. Expérience pour la comparaison des DAS et échauffements

La simulation EM utilisée pour la validation du modèle de B_1^+ dans le chapitre précédent (section 7.3) permet d'obtenir les cartes de Débit d'Absorption Spécifique. Il est également possible d'estimer par lÉquation 1.28 le DAS local à partir de la vitesse d'échauffement mesurée expérimentalement. Cette mesure expérimentale du DAS local est valide en l'absence de

numéro	longueur (m)	Puissance (nW)	courant de LED (mA)	écart type (K)	température moyenne mesurée (řC)
1	10	185	32	0.08	21.4
2	10	236	30	0.06	23.2
3	5	247	5	0.06	20.1
4	10	284	21	0.06	20.2
5	10	136	50	0.1	20.2
6	10	284	19	0.06	20.1
7	5	161	25	0.05	21.2

TABLE 8.1. – Tableau récapitulatif de la caractérisation des sondes de température.

conduction de chaleur, qui dépend du gradient local de température. On peut donc estimer le DAS de cette façon s'il est localement homogène et donc si la variation de température est homogène dans l'espace, soit au début de l'échauffement pour des temps de mesure très courts, tant que l'échauffement est faible et le gradient de température n'a pas encore eu le temps de s'établir.

En pratique, le DAS est très hétérogène au bout d'un fil du fait de l'hétérogénéité du champ électrique, comme le montre la Figure 7.4. Cela induit une mesure locale de température grandement dépendante du placement de la sonde de température et donc des difficultés pratiques de placement, de reproductibilité et de connaissance pratique de l'emplacement exact de la mesure de température dans le fort gradient. Nous avons néanmoins essayé de comparer l'échauffement observé expérimentalement au DAS simulé.

Une séquence d'échauffement de 20 minutes avec un $B_{1,rms}$ nominal de $2.29\,^{-}\mathrm{T}$ a été acquise sur le fantôme ASTM, dans une première expérience sans implant, puis avec le fil de cuivre placé parallèle au B_0. Trois sondes de température (sondes 4, 5 et 6 comme désignées dans la section précédente) ont été placées dans le fantôme pour le suivi de l'échauffement : une sonde au bout du fil côté tête du fantôme ; une proche du milieu du fil ; et une dans le gel du côté contre-latéral (voir schéma en Figure 8.4). Une ligne de base de température a été mesurée pendant 3 minutes avant le début de l'échauffement, et les variations de température observées pendant l'échauffement ont été corrigées par extrapolation linéaire et soustraction de cette ligne de base. En absence de fil, le DAS est faible et relativement homogène dans le fantôme et il a été calculé à partir de l'échauffement observé pendant les 300 premières secondes de l'échauffement. En présence du fil, il a été calculé à partir des 100 premières secondes d'échauffement pour les points au milieu du fil et la sonde contre-latérale et à partir des 3 premières secondes d'échauffement pour la sonde au bout du fil. La Figure 8.5 montre les échauffements mesurés pendant la séquence d'échauffement avec et sans fil pour les différents points de mesure (un des points de mesure présenté sur la figure ne correspond pas à une

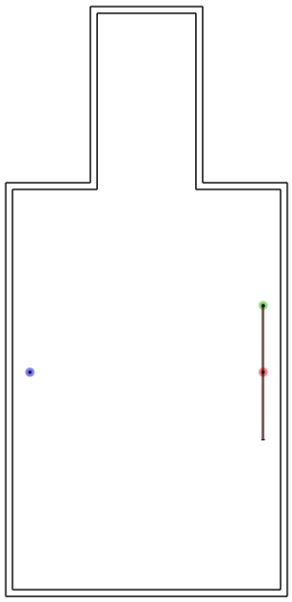

FIGURE 8.4. – Schéma de l'expérience : fantôme avec position du fil et des différents points de mesures de la température (vert bout du fil tête, rouge milieu du fil et bleu contre latéral).

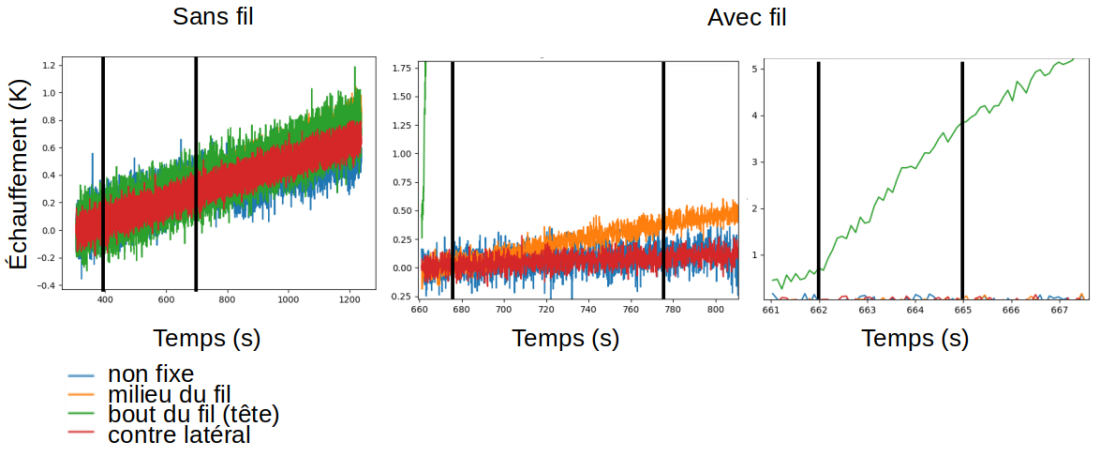

FIGURE 8.5. – Échauffements mesurés pendant la séquence d'échauffement avec et sans fil. Les traits noirs délimitent la zone de l'ajustement linéaire pour la détermination du DAS.

	Sans fil			Avec fil		
Position de la sonde	bout du fil	milieu du fil	contre-latéral	bout du fil	milieu du fil	contre-latéral
DAS expérimental (2.29 ţT) (W/kg)	3.2	3.4	3.1	4400	15	3.2
DAS attendu en simulation (14.7 ţT) (W/kg)	132	140	128	181000	618	132
DAS simulé (14.7 ţT) (W/kg)	41 - 50	46 - 60	40 - 57	180 - 220000	7.7 - 89	37 - 51

TABLE 8.2. – Valeurs de DAS calculés à partir des données expérimentales de thermométrie (ligne 1), valeurs expérimentales mis à l'échelle de la simulation EM (ligne 2) et valeurs minimales et maximales de DAS simulées (ligne 3).

position en particulier car la sonde de température a bougé pendant l'expérience). Les traits noirs délimitent la zone de l'ajustement linéaire pour la détermination du DAS. Ces intervalles ont été choisis les plus longs possible pour maximiser le rapport signal sur bruit en incluant le plus de points possible, tout en restant dans l'échauffement linéaire dans le temps où la vitesse d'échauffement est proportionnelle au DAS. Les valeurs de DAS obtenues figurent dans la première ligne du Tableau 8.2. Pour comparer ces valeurs à la simulation, il faut les mettre à l'échelle, vu que la simulation utilise une excitation du résonateur d'une amplitude arbitraire (1 V). L'amplitude de B_1 mesurée au centre du fantôme dans la simulation EM était de $14.7\,^{-}\mathrm{T}$. On s'attend donc à un DAS simulé $\left({}^{B_{1,rms,simu}}\!/_{B_{1,rms,exp}}\right)^2 = \left({}^{14.7}\!/_{2.29}\right)^2 \approx 41$ fois plus élevé que le DAS expérimental (deuxième ligne du Tableau 8.2). Enfin, pour localiser précisément la sonde de température, une séquence en écho de gradient de 1 mm isotrope a été acquise. Pour prendre en compte les incertitudes sur la localisation exacte de la sonde de température et sur le placement du fil de cuivre par rapport aux simulations, on compare le DAS mesuré au DAS simulé dans un cube de 8 mm d'arête ayant pour centre la position estimée de la sonde de température. La troisième ligne du Tableau 8.2 retranscrit les valeurs minimale et maximale du DAS simulé dans ce cube pour chaque point, avec et sans fil.

On peut observer que le DAS sans fil est entre 2.5 et 3 fois moins élevé dans les simulations que expérimentalement. Cette tendance se confirme en présence du fil pour la mesure contre latérale qui est peu affectée par la présence du fil. Cependant, proche du fil, l'incertitude du placement de la sonde de température ne permet pas d'obtenir des données assez précises pour en déduire une échelle de DAS. Il est à noter également que la mise à l'échelle entre données expérimentales et simulation comporte une incertitude, liée à la différence entre les cartes de

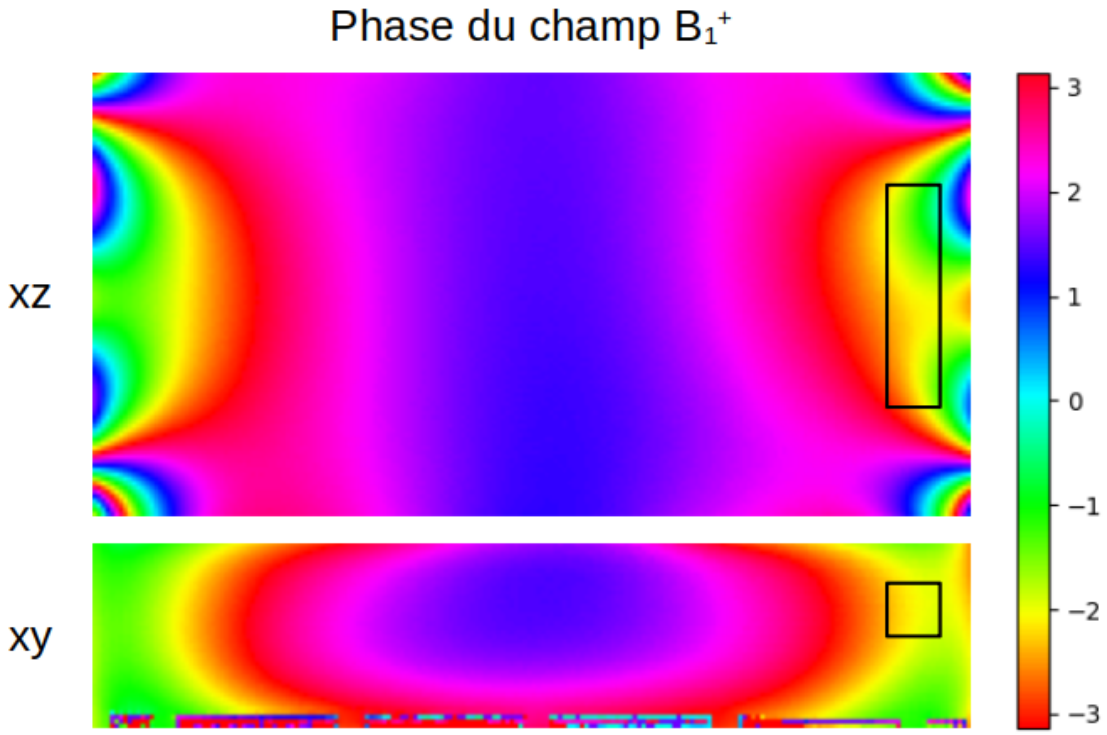

FIGURE 8.6. – Cartes de phase du B_1^+ acquise sans fil (plans choisis au centre de l'emplacement du fil)

B_1^+ discutée dans la section 8.1 et illustrée dans la Figure 8.1.

On peut en conclure qu'il est difficile d'obtenir une validation quantitative en comparant simulation et expérience, probablement dû au fait que le modèle de la cage d'oiseau, et potentiellement ce lui du fil de cuivre, n'est pas parfaitement réaliste.

8.2. Modèle direct et homogénéité du $B_{1,b}$

Dans le modèle décrit en section 6.1, des gradients du λ_b sont pris en compte, alors que ϕ_b est considéré comme constant.

Même si ϕ_b n'intervient pas directement dans lÉquation 4.29, on a bien $\phi_j' = \phi_j - \phi_b$. Ainsi si il y a des variations spatiales du ϕ_b, on ne peut plus considérer ϕ_j' constant et le λ_{tot} modélisé sera incorrect. Cette hypothèse faite au sein de notre modèle direct peut être confrontée aux mesures de phase de B_1 « background » que représentent les cartes de B_1 sans fil. La Figure 8.6 montre la carte de phase du B_1^+ dans le fantôme sans fil correspondant à l'acquisition décrite en section 8.1.1 dans les plans situés au centre de l'emplacement d'un éventuel fil parallèle à B_0 comme décrit en 7.3. Des rectangles représentant des zones de 24 mm$\times$24 mm dans le plan axial sur une longueur de 20 cm dans la direction z sont aussi représentés sur la figure à un emplacement au bord du fantôme. Au centre du fantôme la phase est stable ou du moins, varie spatialement lentement. Cela suggère qu'il est possible de considérer ϕ_b spatialement

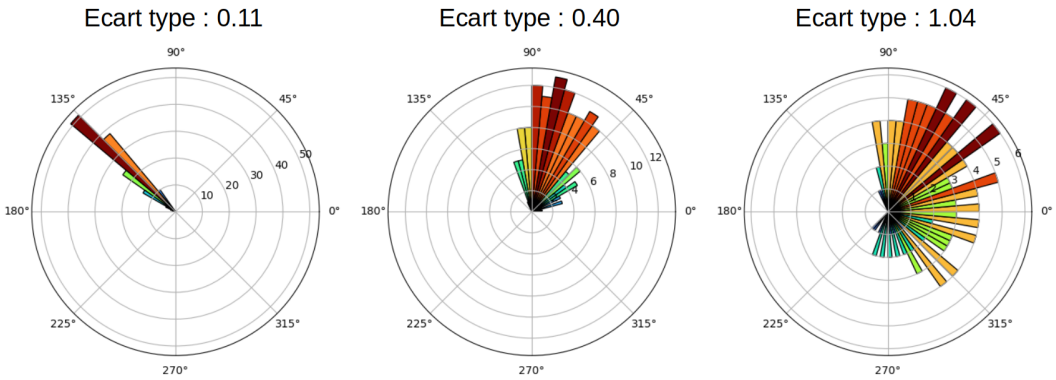

FIGURE 8.7. – Histogrammes circulaires représentant la variation de phase en radian au sein d'un patch de $24 \times 24\,\mathrm{mm}^2$ (coupes d'écart-type minimal, médian et maximal).

constant sur une zone de taille $24 \times 24\ \mathrm{mm}^2$. Dans le cas extrême du fil droit au bord du fantôme (configuration du fil parallèle à B_0 décrite en 7.3) où l'on peut voir une variation de phase plus grande, l'écart-type circulaire des phases au sein d'une zone 2D de $24 \times 24\ \mathrm{mm}^2$ va de 0.11 rad à 1.04 rad avec une valeur moyenne de 0.41 rad. La Figure 8.7 montre des histogrammes circulaires de variation de phase au sein d'une zone pour des coupes avec un écart type minimal, médian et maximal. On peut voir que même là où la phase varie plus, elle reste raisonnablement stable au sein d'une telle zone pour la plupart des coupes. Les gradients de phase de B_1 observés aux bords du fantôme ASTM sont dus en partie à la largeur du fantôme et donc la proximité de l'antenne RF, représentant un cas qui pourrait être proche du « worst case » pour une IRM 3 T.

La capacité de notre modèle direct du signal IRM à modéliser aussi bien les signaux acquis que simulés (sections 7.3 et 8.3), suggère que la prise en compte d'une variation linéaires de λ_b et d'un ϕ_b constant suffit en pratique pour déterminer le courant RF dans un fil situé à cet endroit. En effet, les résidus d'ajustement du signal observés en pratique sont très faibles (Figure 7.5).

8.3. Confrontation aux mesures thermométriques

Depuis le début de ce chapitre, nous avons montré qu'une validation de la méthode par analogie entre simulation et expérience n'est pas possible avec une précision suffisante. Afin de valider l'aspect quantitatif de nos mesures de courant par IRM, des expériences de validation entièrement expérimentales ont été réalisées. Pour cette validation, il faut mesurer dans des expériences sur fantôme, en plus du courant par IRM, une grandeur expérimentale témoignant de la valeur quantitative de ce courant. Nous avons choisi pour cela d'enregistrer les échauffements associés au bout du fil, grâce aux sondes de température dont nous disposons, pour différentes positions du fil dans le fantôme. En effet, pour une position relative fixe entre bout du fil et mesure de température (section 4.1), il est attendu une variation de tempéra-

ture proportionnelle au courant au carré (Équation 4.4). Ainsi, la correspondance entre carrés des courants mesurés par IRM (I^2_{MRI}) et échauffements mesurés par sonde de température (dT_{thermo}), pour différentes configurations du fil (et donc différents couples I_{MRI}/dT_{thermo}), mais avec le même placement relatif de la sonde de température par rapport au bout de l'objet test, peut nous permettre de vérifier, si la mesure du courant RF par IRM quantifie bien l'échauffement au bout du fil au facteur d'échelle $c_{implant}$ près. Les expériences de validation ont été réalisées à la fois pour un fil de cuivre droit de 20 cm de longueur et 3 mm de diamètre, isolé sur la longueur mais non isolé aux bouts (disposition similaire aux simulations) et sur un réel implant de Stimulation Cérébrale Profonde (Medtronic 3389-40).

8.3.1. Dispositif expérimental

Les expériences ont été réalisées sur le fantôme ASTM. Le gel a été préparé à partir de 25 L d'eau déminéralisée, 47 g de chlorure de sodium et 500 g de hydroxy-éthyl-cellulose (Sigma Aldrich, Réf. 09368). La conductivité basse fréquence du fantôme a été mesurée à l'aide d'un conductimètre calibré (Mettler Toledo) à 0.524 S/m à 25 řC. Les mesures d'échauffement ont été réalisées par deux sondes de température à fibre optique (Photon Control, Canada, sondes 4 et 6 de la section 8.1.3.1). Les sondes de températures ont été placées aux deux bouts du fil de cuivre et au bout de l'implant de SCP. Un support construit sur mesure (Figures 8.8 et 8.9) a été utilisé pour bouger le fil et les sondes de température de concert, en gardant leur positions relatives stables pour maintenir la relation linéaire entre échauffement et courant au carré à travers les mouvements du dispositif. Ce dispositif est composé d'un socle sur lequel deux plots portent le fil de cuivre ou l'implant et une autre structure sur ce socle permet de fixer les capteurs de température exactement aux deux bouts du fil de cuivre. Ce socle peut être tiré et poussé en deux points pour permettre différentes translations et rotations du fil sans avoir à toucher ce dernier, ni à sortir le fantôme du tunnel de l'IRM. Pour l'expérience sur l'électrode de SCP, le dispositif a été adapté en ajoutant un autre socle permettant de positionner indépendamment la moitié proximale et la moitié distale de l'électrode. Ce dernier a été déplacé à la main pour pouvoir obtenir différents chemins de parcours de l'électrode. Neuf configurations ont été testées pour le fil de cuivre et huit pour l'implant de SCP. Le fil de cuivre a été à la fois translaté et incliné, tandis que l'électrode était translatée avec différents chemins pour la moitié proximale (Figure 8.10).

8.3.2. Acquisitions réalisées

Les acquisitions IRM ont été réalisées sur un IRM Achieva dStream 3.0T TX MRI (Philips, Netherlands) de la plateforme IRMaGe (Grenoble, France). Au vu de la taille du fantôme, l'antenne corps entier de l'IRM à été utilisée pour la réception du signal IRM. Pour chaque configuration du fil ou de l'implant, trois séquences IRM ont été acquises : une 3DFLASH

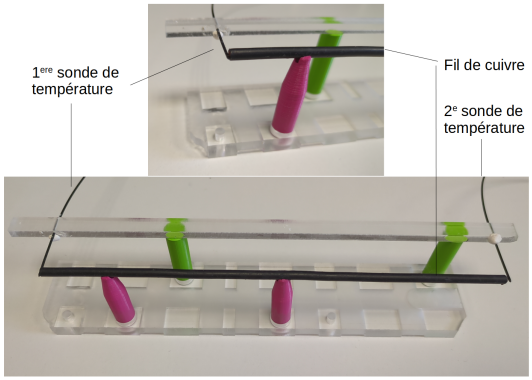

FIGURE 8.8. – Photos du dispositif permettant de tenir le fil de cuivre et les deux sondes de température

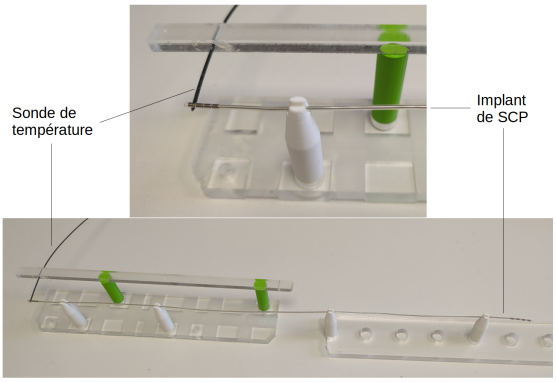

FIGURE 8.9. – Photos du dispositif permettant de tenir l'électrode de SCP et la sonde de température (partie distale à gauche et partie proximale à droite).

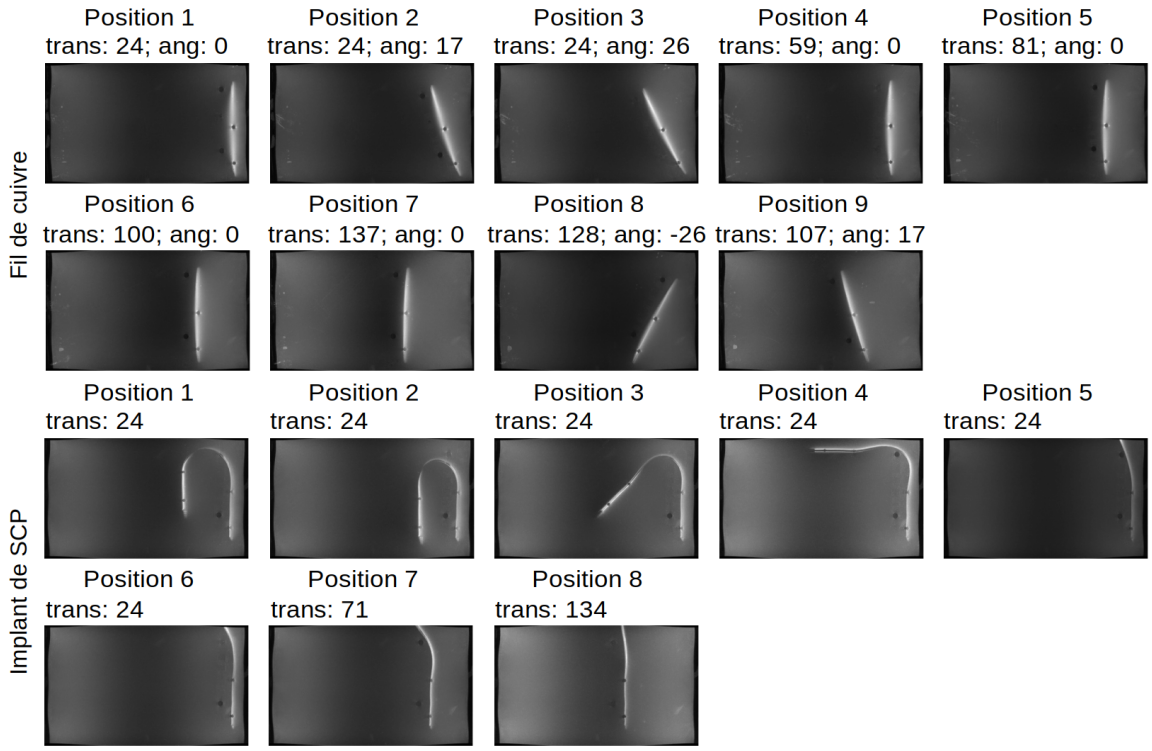

FIGURE 8.10. – Illustration des configurations testées du fil de cuivre (haut) et de l'électrode SCP (bas) dans un plan coronal grâce à des projections de l'intensité maximale des données issues de la séquence 3DFLASH.

avec une résolution de 1 mm isotrope pour obtenir des informations géométriques sur la configuration du fil et les séquences (a) et (b) de la da-hdrAFI pour mesurer le courant RF. En plus des développements décrits en 5.2, une impulsion RF hors résonance de haute intensité a été ajoutée dans le délai supplémentaire du TR de la séquence (a) de la da-hdrAFI pour maximiser le $B_{1,rms}$ de la séquence (2.29 ţT sur notre machine) et ainsi maximiser l'échauffement pour le mesurer avec une précision optimale. L'absence d'effet sur le signal dû à cette impulsion a été vérifiée dans des tests similaires à ceux décrits en 5.2. Pour le fil de cuivre, 19 coupes axiales de 2 mm d'épaisseur avec une résolution de 2 mm$\times$2 mm dans le plan ont été acquises le long du fil pour chaque da-hdrAFI. L'espacement des coupes était variable suivant l'angulation du fil par rapport à B_0 pour faire en sorte d'acquérir les 19 coupes aux mêmes endroits relatifs sur toute la longueur du fil. Pour l'implant de SCP, 10 coupes axiales avec un écart de 9 mm entre les coupes ont été acquises à partir du bout de l'implant où est mesurée la température. La durée d'acquisition totale pour les séquences (a) et (b) de la da-hdrAFI pour une coupe était de 25.8 s. Le courant RF a été reconstruit pour chaque coupe à partir des données IRM dans une zone de 12x12 voxels autour du fil (576 signaux issus des 4 images de la da-hdrAFI).

8.3.3. Traitement des données de température

Les données de température ont été obtenues grâce aux sondes à fibre optique et enregistrées à l'aide d'un logiciel MATLAB précédemment développé dans l'équipe. Chaque sonde de température délivre 10 mesures par seconde. Les données de température ont été découpées pour isoler pour chaque configuration du fil ou de l'implant l'évolution de la température pendant la séquence d'échauffement (da-hdrAFI séquence (a)) et une ligne de base de trois minutes mesurée avant l'échauffement. Ces évolutions ont été corrigées linéairement par soustraction de la ligne de base pour ne prendre en compte que l'échauffement dû au courant RF. La Figure 8.11 présente, pour l'exemple de l'expérience sur l'implant de SCP, la température mesurée tout au long de l'expérience ainsi que deux exemples d'échauffements corrigés pendant la séquence d'échauffement pour les positions 2 et 8. Ces évolutions ont toutes la même allure temporelle, à un facteur d'échelle près, vu que la position de la sonde de température reste fixe par rapport au fil ou à l'implant entre les différentes configurations. L'évolution observée dans la configuration avec le plus fort échauffement a été choisie comme référence et l'échauffement maximal $dT_{thermo,max}$ en a été extrait. Pour déterminer le début exact de l'échauffement pour chaque configuration, les évolutions de température ont ensuite été recalées dans le temps par rapport à l'évolution de référence en maximisant la corrélation croisée. Finalement, les facteurs d'échelle entre chaque évolution de température et l'évolution de référence ont été déterminés par la méthode des moindres carrées et multipliés avec $dT_{thermo,max}$ pour obtenir les valeurs d'échauffement dT_{thermo} de chaque configuration. Pour le fil de cuivre, ce traitement a été réalisé indépendamment pour les deux sondes de température aux deux extrémités.

8.3.4. Résultats

La précision de la méthode a été évaluée en comparant les mesures de courant par IRM et d'échauffement pour toutes les configurations de l'objet test. La mesure d'échauffement nous donne une mesure de dT_{thermo} par configuration tandis que l'on a une mesure de I_{MRI} par coupe de da-hdrAFI acquise. Il est donc possible de vérifier la linéarité entre dT_{thermo} et I^2_{MRI} indépendamment pour chaque coupe. La Figure 8.12 montre l'échauffement dT_{thermo} en fonction de I^2_{MRI} pour chaque configuration (points) et l'ajustement linéaire associé (ligne) pour le fil de cuivre côté « tête », côté « pieds » et pour l'implant de SCP pour des coupes à 33 mm et 99 mm du bout du fil ou de l'électrode. Les R^2 pour les ajustements pour la coupe à 33 mm étaient de : 0.96 (fil de cuivre côté tête), 0.92 (fil de cuivre côté pieds), 0.95 (implant de SCP). Les R^2 pour les ajustements pour la coupe à 99 mm étaient de : 0.96 (fil de cuivre côté tête), 0.86 (fil de cuivre côté pieds), 0.99 (implant de SCP).

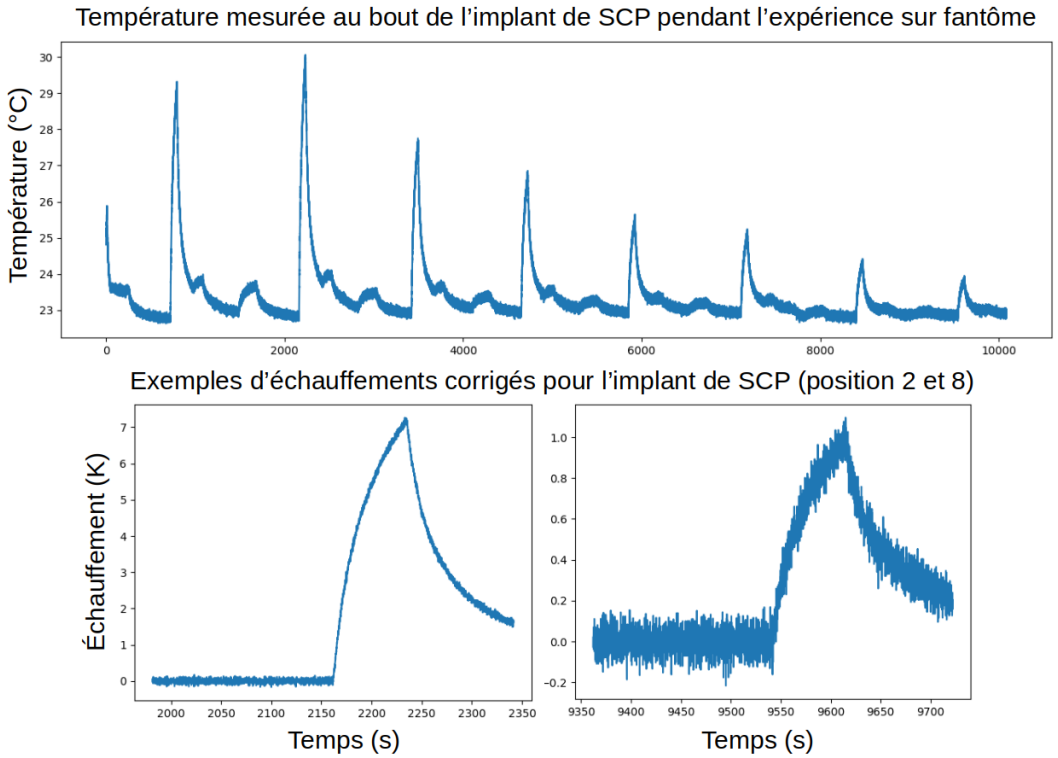

FIGURE 8.11. – Température mesurée tout au long de l'expérience sur l'implant de SCP (haut) et exemples d'échauffements corrigés (bas, positions 2 et 8).

8.3.4.1. Détermination de la coupe optimale pour la mesure du courant RF

Une mesure de courant RF I_{MRI} a été obtenue pour chaque coupe acquise avec la da-hdrAFI pour chaque configuration. Il est donc possible de relier la mesure unique d'échauffement au bout du fil ou de l'implant avec tous les groupes de I_{MRI} mesurés à différentes distances du bout du fil. Le but est de trouver la position à laquelle la mesure de courant sera la plus représentative possible de l'échauffement mesuré dT_{thermo}. En effet, plus la coupe de mesure de courant est éloignée du bout du fil ou de l'implant, plus le courant au bout du fil, où il provoque l'échauffement, pourrait être différent de celui qui circule dans l'implant à l'endroit de la mesure, par exemple s'il existe un champ électrique tangentiel à l'implant entre la coupe de mesure et le bout du fil. Ces phénomènes physiques pourront impacter la linéarité entre mesure de courant au carré et mesure d'échauffement, en fonction de la configuration de l'implant. Inversement, une mesure trop proche du bout du fil peut présenter un rapport signal sur bruit plus faible du fait d'une amplitude de courant plus faible, et l'hypothèse du fil droit infini avec un courant constant le long du fil y est moins applicable comme observé en simulations (Figure 7.6). Nous avons donc réalisé un ajustement strictement linéaire entre les échauffements mesurés (une valeur par configuration pour chaque bout du fil de cuivre et une valeur pour le bout distal de l'implant de SCP) et les courants mesurés au carré, pour chaque coupe acquise. Nous avons ensuite comparé le coefficient de détermination R^2 en fonction de

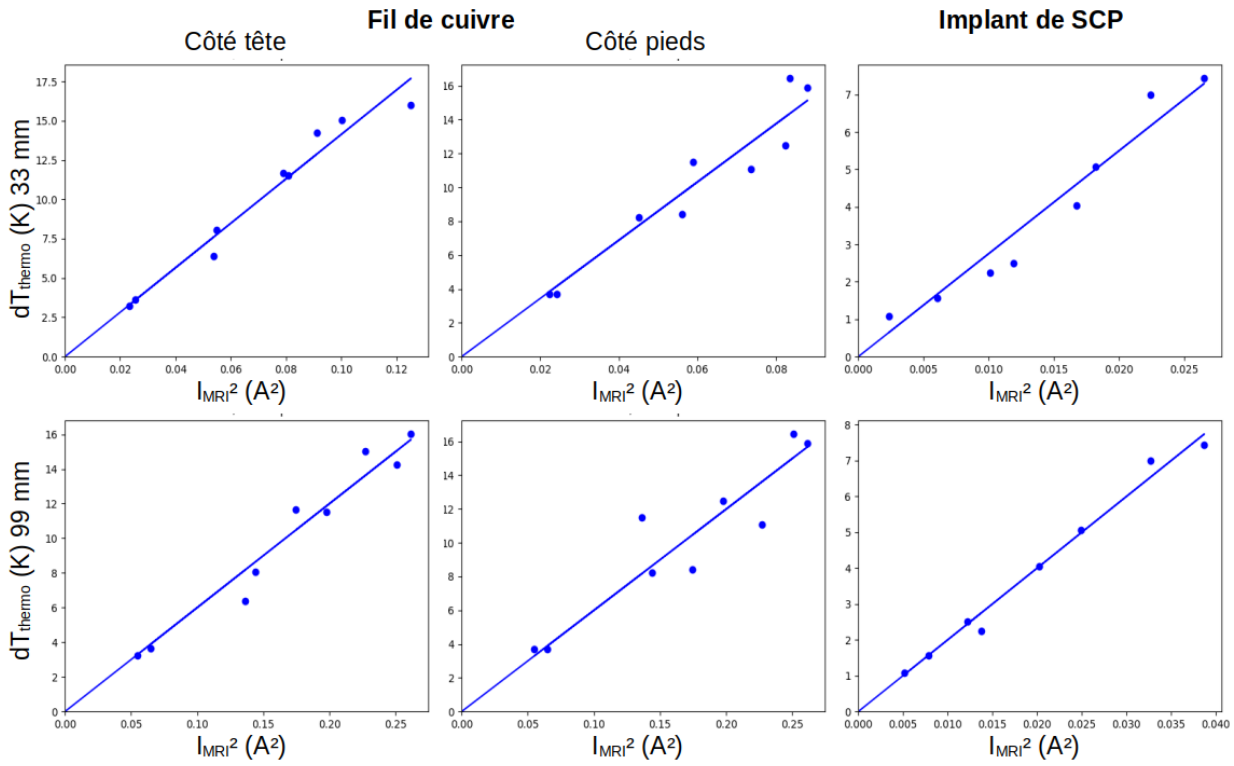

FIGURE 8.12. – Comparaison entre l'échauffement mesuré au bout du fil et de l'implant SCP par sondes de température et le carré du courant mesuré par IRM dans la coupe située à 33 mm du bout de l'implant (en haut) et la coupe à 99 mm du bout de l'implant (en bas) pour les deux bouts du fil de cuivre (côté tête et côté pieds) et pour l'implant de SCP. Les points représentent les mesures individuelles et les lignes représentent les ajustements linéaires (moindres carrés) des échauffements en fonction des courants au carré.

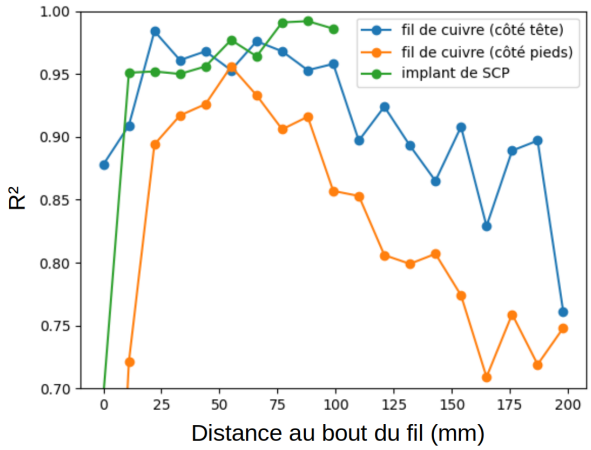

FIGURE 8.13. – Coefficient de détermination R^2 pour l'ajustement linéaire entre dT_{thermo} et I^2_{MRI} à travers les configurations du fil ou de l'implant, calculés indépendamment pour des valeurs de I_{MRI} obtenues à partir de chaque coupe acquise, en fonction de la distance entre la coupe et le bout du fil ou de l'implant où est réalisé la mesuré de température.

la distance entre la coupe de mesure de courant par IRM et le bout du fil ou de l'implant. La Figure 8.13 montre ces données pour les deux bouts du fil de cuivre (côté « tête » et côté « pieds ») et à l'électrode distale de l'implant de SCP. Les courants RF mesurés par IRM sont fortement corrélés aux mesures d'échauffement par sonde de température avec des R^2 autour de 0.9 pour les deux bouts du fil et l'implant de SCP pour les coupes à des distances entre 22 mm et 77 mm du bout du fil où la mesure de température est effectuée. La fiabilité avec laquelle la mesure de courant par IRM représente les échauffements observées au bout du fil diminue en s'éloignant de l'endroit de mesure de l'échauffement, pour des distances au-delà de 77 mm. Pour l'électrode SCP, la capacité de la mesure de courant à prédire l'échauffement reste élevée, même pour une distance de 100 mm entre la mesure du courant et l'électrode distale à laquelle l'échauffement a été mesuré. Cependant, ces expériences n'incluaient pas d'angulation de la partie distale de l'électrode SCP, pour éviter tout risque de mouvement relatif entre électrode et sonde de température du fait de la faible rigidité de l'électrode SCP. Il serait attendu que l'impact d'un changement des conditions d'exposition de la partie distale de l'électrode SCP soit semblable à celui observé dans le fil rigide. Pour des distances inférieures à 22 mm, la mesure de courant représente moins bien l'échauffement, dû au rapport signal sur bruit faible. Il est à noter que le support permettant de tenir le fil de cuivre ou l'implant induisait une perte de signal pour la coupe située à 22 mm du bout du le fil de cuivre côté pieds et l'implant de SCP (coupe 3).

Après l'analyse de ces données, le choix de la coupe à analyser s'est porté sur la coupe 4 qui correspond à une distance de 33 mm du bout du fil. Par la suite I_{MRI} fait référence aux valeurs de courants mesurées par IRM sur cette coupe pour chaque configuration du fil.

8.3.4.2. Évaluation de la précision de la mesure du courant par IRM

Dans une application en pratique, la mesure de courant serait utilisée de la façon suivante : Au début d'une session IRM, le courant RF dans l'implant est mesuré dans la configuration prévue pour cette session (position du patient, antennes utilisées, réglages de la transmission RF de l'IRM). Cette mesure est réalisée à l'aide d'une séquence avec un $B_{1,rms,nom}$ donné. Ce courant RF peut être comparé à un courant RF maximal acceptable. Ce courant maximal est une propriété de l'implant et de la sensibilité des tissus implantés par rapport aux échauffements. Une grandeur équivalente à ce courant, la puissance RF maximale acceptable au bout de l'implant, est habituellement déterminée par les fabricants qui testent leurs implants selon la norme ISO/TS 10974 (clause 8). Connaissant le seuil de courant ainsi que le courant RF observé en IRM, une valeur de $B_{1,rms,nom}$ à ne pas dépasser dans cette configuration de l'IRM et du patient peut être dérivée par une simple règle de trois.

Ici les données ont été analysées d'une manière similaire, en convertissant le carré du courant RF observé en échauffement attendu par un facteur d'échelle $c_{implant}$ (Équation 4.4). Dans nos expériences, nous ne disposions pas du facteur $c_{implant}$ pour nos objets test, mais en réalité il peut être connu pour un type d'implant et correspond à la pente ajustée entre les échauffements et les courants mesurés par IRM au carré. Pour évaluer la fiabilité de la méthode pour une configuration donnée de l'implant, ce coefficient de calibration a été déterminé de façon non-biaisée à partir des N-1 autres configurations et il a été utilisé pour prédire l'échauffement dans la configuration analysée à partir de sa mesure de courant. Cette prédiction a été ensuite comparée à la vérité terrain obtenue par l'échauffement mesuré dans cette même configuration pendant la séquence de mesure du courant RF. Cela revient à dire qu'il faut que l'échauffement prédit dans une configuration donnée soit indépendant de l'échauffement observé dans cette configuration qui sert de vérité terrain pour évaluer la prédiction. C'est pourquoi par la suite l'ajustement linéaire qui permet l'évaluation des métriques de précision sur ce point est calculé en « leave one out », cest-à-dire en excluant le point évalué de l'ajustement linéaire. Plusieurs métriques permettant de rendre compte de la précision de mesure de chaque point ont été calculées. La première compare I_{MRI} avec I_{thermo}, la valeur de courant théorique correspondant à dT_{thermo} obtenue via l'ajustement linéaire. On peut faire le chemin inverse en comparant dT_{thermo} avec dT_{MRI}, l'échauffement correspondant à I_{MRI} via l'ajustement linéaire. Enfin, pour s'approcher de l'usage de la méthode pour déterminer l'exposition RF maximale admissible dans une configuration donnée il est possible d'évaluer l'erreur pour un échauffement à $B_{1,thresh}$ qui est déterminé pour avoir un échauffement seuil dT_{thresh}. Cet échauffement peut-être calculé par $dT_{thermo} * \left(B_{1,rms}^{thresh} / B_{1,seq}\right)^2$ et son écart à dT_{thresh} est alors déterminé. Ici nous avons choisi un seuil de $dT_{thresh} = 2\,\mathrm{K}$.

Toutes les données acquises montrent l'existence d'un courant RF dans le fil de cuivre ou l'implant de SCP. On peut voir qualitativement dans les images obtenues avec la séquence 3DFLASH l'amplitude du courant le long du fil ou de l'implant grâce à l'hyperintensité du

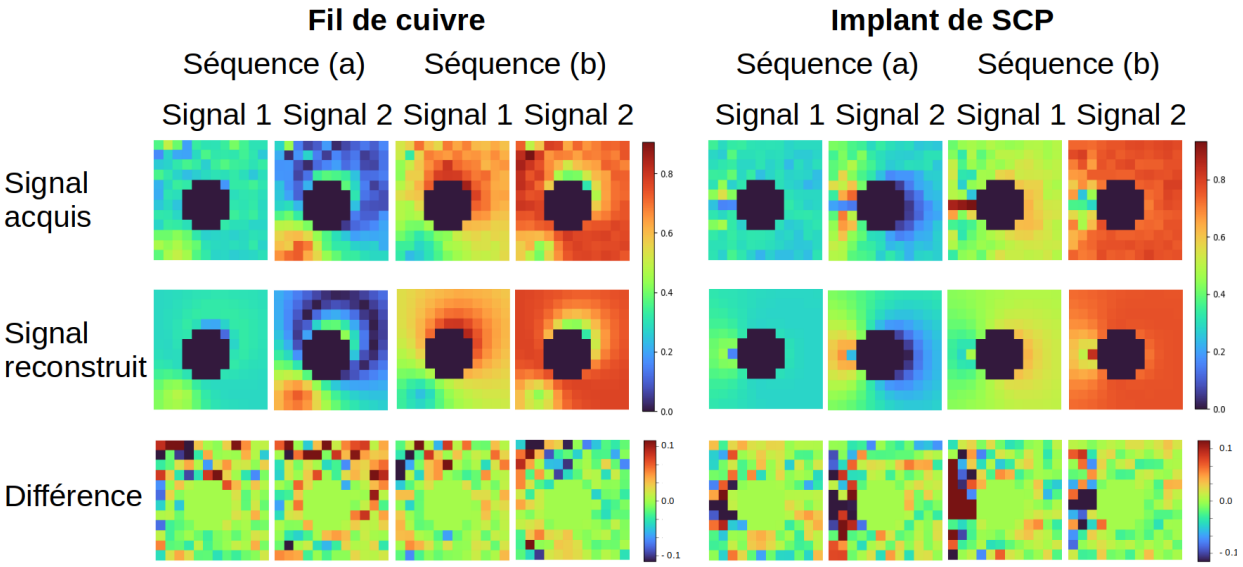

FIGURE 8.14. – Exemple de signaux IRM acquis (haut), des signaux modélisés correspondants (centre) et de la différence entre les deux (bas) pour une configuration, pour une coupe du fil de cuivre et de l'implant de SCP.

signal (projection intensité maximale en Figure 8.10). Figure 8.14 montre un exemple de signal da-hdrAFI acquis pour une coupe pour une configuration du fil de cuivre et de l'implant de SCP, les signaux modélisés correspondants obtenus avec le modèle ajusté et les différences absolues entre les deux. Les médianes sur le zone analysée des valeurs absolues des erreurs relatives entre signal acquis et reconstruits sont entre 3.9% et 4.9% (fil de cuivre) et entre 4.0% et 5.5% (implant de SCP). Les résidus d'ajustement des signaux IRM ne montrent pas de biais systématique ou de gradient qui pourrait être en rapport avec le gradient de phase du B_1 observé dans la section 8.2. Pourtant, l'exemple montré pour le fil de cuivre a été acquis dans la configuration la plus latérale du fil (position proche de celle schématisée sur la Figure 8.6). Les perturbations de signal visibles dans les données acquises sur l'implant SCP proviennent du plot de support de l'électrode qui se trouvait dans la coupe d'acquisition. Ces perturbations n'ont pas empêché l'ajustement du modèle, ni une mesure fiable du courant RF dans l'électrode.

Pour les mesures du courant RF par IRM obtenues dans la coupe 4, à 33 mm du bout de l'implant ou de l'électrode, sur l'ensemble des configurations testées, les médianes (intervalles) des erreurs absolues entre I_{MRI} et I_{thermo} sont : 7 mA (1-24 mA) (fil de cuivre côté tête), 17 mA (2-26 mA) (fil de cuivre côté pieds) et 9.5 mA (1-14 mA) (implant de SCP). Les médianes (intervalles) de erreurs absolues entre dT_{thermo} et dT_{MRI} sont : 0.6 K (0-2.4 K) (fil de cuivre côté tête), 1.3 K (0.1-2.6 K) (fil de cuivre côté pieds) et 0.5 K (0.1-1.1 K) (implant de SCP). Parmi les configurations susceptibles de générer un échauffement d'au moins 2 K avec notre IRM, l'écart absolu maximal entre le seuil de 2 K et l'échauffement attendu pour le $B_{1,rms,thresh}$ déterminé à partir de I_{MRI} est de 0.33 K (fil de cuivre côté tête, intervalle

Configuration	dT_{thermo} (K)	dT_{MRI} (K)	I_{thermo} (A)	I_{MRI} (A)	$dT\left(B_{1,rms}^{thresh}\right)$ (K)	$c_{implant}$ (K/Aš)
1	16.0	18.4	0.330	0.354	1.74	147
2	15.0	14.0	0.328	0.317	2.15	139
3	11.7	11.1	0.288	0.281	2.10	141
4	14.3	12.6	0.321	0.302	2.26	139
5	11.5	11.4	0.286	0.284	2.02	141
6	8.1	7.8	0.239	0.234	2.08	141
7	3.6	3.6	0.161	0.159	2.04	141
8	6.4	7.7	0.212	0.232	1.67	143
9	3.2	3.3	0.151	0.152	1.96	141

TABLE 8.3. – Données issues de l'expérience sur fantôme avec le fil de cuivre (côté tête) pour chaque configuration du fil. dT_{thermo} : échauffement mesuré par sonde de température au bout du fil côté tête pendant la séquence d'échauffement, dT_{MRI} : échauffement prédit à partir de la mesure de courant par IRM sur une coupe centrée à 33 mm du bout du fil, I_{thermo} : courant déduit de l'échauffement mesuré avec la sonde de température, I_{MRI} : courant mesuré par IRM dans la coupe centrée à 33 mm du bout du fil, $dT\left(B_{1,rms}^{thresh}\right)$: échauffement qui aurait été observée pour une séquence à $B_{1,rms}^{thresh}$ déduit de la mesure de courant par IRM. Toutes ces données correspondent à l'analyse en « leave one out » telle que décrite dans le texte avec $c_{implant}$ la constante de l'ajustement linéaire des données provenant des N-1 configurations.

-0.33 K à +0.26 K), 0.37 K (fil de cuivre côté pieds, -0.29 K à +0.37 K) et 0.5 K (implant de SCP, -0.5 K à 0.37 K). Les données complètes sont rassemblées dans les Tableaux 8.3 à 8.5.

L'ensemble de ces résultats montre que le modèle développé modélise bien des données IRM réelles et que la méthode de mesure de courant RF dans un implant produit des mesures d'une précision suffisante pour déterminer des seuils d'exposition dans une configuration donnée, avec un écart d'échauffement par rapport à celui prédit de moins de 0.5 K.

D'autre part, les données acquises dans notre expérience peuvent aussi s'interpréter comme la caractérisation des objets testés. En effet notre ajustement linéaire permet de donner la correspondance entre courant à un endroit de l'implant et échauffement mesuré. On peut ainsi par exemple déterminer, le courant maximal acceptable dans l'implant de SCP à 33 mm du bout pour obtenir un échauffement maximal de 2 K. Ce courant maximal est de 85 mA et provient de la constante $c_{implant}$=275.1 K/Aš déterminé par l'ajustement linéaire sur les 8 points. Cette valeur quantifie le risque d'échauffement uniquement à la même position relative au bout de l'implant que la sonde de température dans l'expérience. Même si elle ne garantit pas de représenter le point le plus chaud, elle représente quand même bien la situation.

Configuration	dT_{thermo} (K)	dT_{MRI} (K)	I_{thermo} (A)	I_{MRI} (A)	$dT\left(B_{1,rms}^{thresh}\right)$ (K)	$c_{implant}$ (K/Aš)
1	15.9	14.9	0.306	0.297	2.13	170
2	11.1	13.0	0.251	0.271	1.71	176
3	8.4	9.8	0.220	0.237	1.73	174
4	16.4	13.9	0.315	0.289	2.37	166
5	12.5	14.6	0.266	0.287	1.72	177
6	8.2	7.7	0.219	0.213	2.12	171
7	3.7	3.8	0.147	0.149	1.94	172
8	11.5	10.0	0.260	0.243	2.30	170
9	3.7	4.2	0.147	0.156	1.78	172

TABLE 8.4. – Données issues de l'expérience sur fantôme avec le fil de cuivre (côté pieds) pour chaque configuration du fil. dT_{thermo} : échauffement mesuré par sonde de température au bout du fil côté tête pendant la séquence d'échauffement, dT_{MRI} : échauffement prédit à partir de la mesure de courant par IRM sur une coupe centrée à 33 mm du bout du fil, I_{thermo} : courant déduit de l'échauffement mesuré avec la sonde de température, I_{MRI} : courant mesuré par IRM dans la coupe centrée à 33 mm du bout du fil, $dT\left(B_{1,rms}^{thresh}\right)$: échauffement qui aurait été observée pour une séquence à $B_{1,rms}^{thresh}$ déduit de la mesure de courant par IRM. Toutes ces données correspondent à l'analyse en « leave one out » telle que décrite dans le texte avec $c_{implant}$ la constante de l'ajustement linéaire des données provenant des N-1 configurations.

Configuration	dT_{thermo} (K)	dT_{MRI} (K)	I_{thermo} (A)	I_{MRI} (A)	$dT\left(B_{1,rms}^{thresh}\right)$ (K)	$c_{implant}$ (K/Aš)
1	7.0	5.9	0.163	0.150	2.37	263
2	7.4	7.2	0.165	0.163	2.06	272
3	5.1	5.0	0.136	0.135	2.03	275
4	4.0	4.7	0.120	0.129	1.73	280
5	2.5	3.3	0.095	0.109	1.50	280
6	2.2	2.8	0.090	0.100	1.60	278
7	1.6	1.7	0.075	0.078	1.87 (inatteignable)	275
8	1.1	0.7	0.062	0.049	3.29 (inatteignable)	275

TABLE 8.5. – Données issues de l'expérience sur fantôme avec l'implant de SCP pour chaque configuration du fil. dT_{thermo} : échauffement mesuré par sonde de température au bout du fil côté tête pendant la séquence d'échauffement, dT_{MRI} : échauffement prédit à partir de la mesure de courant par IRM sur une coupe centrée à 33 mm du bout du fil, I_{thermo} : courant déduit de l'échauffement mesuré avec la sonde de température, I_{MRI} : courant mesuré par IRM dans la coupe centrée à 33 mm du bout du fil, $dT\left(B_{1,rms}^{thresh}\right)$: échauffement qui aurait été observée pour une séquence à $B_{1,rms}^{thresh}$ déduit de la mesure de courant par IRM. Toutes ces données correspondent à l'analyse en « leave one out » telle que décrite dans le texte avec $c_{implant}$ la constante de l'ajustement linéaire des données provenant des N-1 configurations.

Conclusion et perspectives

Cette partie présente l'implémentation et l'optimisation d'une méthode capable de quantifier le courant RF induit dans un implant médical actif filaire à partir de signaux IRM ainsi que l'évaluation de sa précision. L'amplitude du courant est obtenue grâce à un modèle direct du signal IRM en fonction de paramètres d'échantillon dont l'amplitude du courant. Ces paramètres sont ajustés sur les signaux IRM à l'intérieur d'une zone de 12x12 voxels autour du fil. Ces signaux sont issus de la séquence da-hdrAFI développée. Ces travaux, basés sur des méthodes similaires précédemment développées, ont pour but de maximiser la validité, la robustesse et la simplicité d'utilisation de la méthode. Le modèle présenté ne s'applique pas seulement à un fil parallèle à B_0 [34], mais à n'importe quelle orientation du fil hormis l'orientation perpendiculaire à B_0 qui ne provoque pas de distorsion de B_1 dans le plan axial centré sur l'implant. Le modèle a été validé pour des orientations allant jusqu'à 45ř par rapport à B_0 et permet de reconstruire précisément le courant RF à partir des données IRM.

Le modèle du signal est constitué d'un modèle analytique du B_1^+ autour d'un fil conduisant un courant RF ainsi que de la simulation du signal IRM grâce aux équations du signal de la séquence utilisée, en prenant en compte les effets de profil de coupe grâce à la simulation des équations de Bloch. Le modèle de B_1^+, basé sur la loi d'Ampère, présuppose une amplitude I et une phase de courant RF constantes le long d'un fil droit infini. Cette hypothèse ne se vérifie pas en réalité au sens strict car I est d'amplitude variable sur la longueur du fil conducteur, avant de diverger à l'extrémité en entrant dans le milieu qui entoure le fil.L'utilisation de la loi d'Ampère pour calculer le B_1^+ très proche du fil reste néanmoins une approximation suffisamment bonne dans ce contexte. Ceci a été vérifié à l'aide de simulations électromagnétiques 3D complètes du B_1^+ sur le modèle numérique du fantôme avec un modèle de l'antenne RF corps entier. Le courant RF reconstruit, grâce au modèle basé sur la loi d'Ampère, à partir des signaux IRM obtenus avec les cartes simulées de B_1^+ sur la base des équations de Maxwell correspond aux valeurs simulées à 4% près, même à proximité des extrémités du fil (Figure 7.6), validant ainsi le modèle simplifié du B_1^+ autour d'un fil.

Par ailleurs, la phase du B_1 « background », ϕ_b, est supposée spatialement constante dans ce modèle. À 3 T, ce qui correspond à l'intensité du champ B_0 de l'IRM que nous utilisons, les cartes de phase B_1 acquises sans fil (voir 8.2) suggèrent que la taille de la zone analysée $(24 \times 24\ mm^2)$ est suffisamment petite pour que cette hypothèse soit valide. Les données expérimentales obtenues montrent également une bonne correspondance entre signaux acquis et simulés, sans signe d'un effet du gradient de phase de B_1. À des intensités de champ plus

élevées, un gradient spatial de ϕ_b peut être nécessaire pour conserver la validité du modèle.

Le modèle direct du signal IRM présuppose une valeur de $T1$ spatialement constante sur la taille de la zone analysée, ce qui peut ne pas être vrai in vivo. Nous avons étudié cet effet (section 7.1) et il n'est pas complètement éliminé pour une séquence avec $TR \ll T1$ par la normalisation des signaux voxel à voxel par la valeur quadratique moyenne des quatre signaux. L'impact du $T1$ dans une application réelle dépendra de l'homogénéité de l'environnement autour de l'implant et devra être étudié séparément pour chaque organe ciblé. La normalisation du signal permet par contre d'éviter les effets dus aux valeurs moyennes des phases et amplitudes du B_1^- sur un voxel, tout comme les effets $T2$ et $T2^*$. Les variations intra-voxel de B_1^- sont négligées, car l'impact médian de la prise en compte d'une variation intra-voxel a été évalué à 0.4 % du signal (voir 7.2).

L'aptitude du modèle à reproduire les signaux IRM acquis a été validée sur des données acquises autour d'un fil de cuivre droit et un implant de SCP. Le modèle permet de reproduire les signaux IRM acquis au sein d'une zone avec une erreur RMS inférieure à 5.5 % pour toutes les coupes acquises dans toutes les expériences. Une bonne linéarité a été observée entre le carré du courant mesuré par IRM I^2_{MRI} et l'échauffement mesuré par sondes de température, dT_{thermo}, avec $R^2 > 0,917$ pour la coupe choisie. L'échauffement RF prédit pour un $B^{thresh}_{1,rms}$ estimé pour chaque configuration pour un seuil d'échauffement de 2 K a montré une erreur maximale de 0.5 K sur 26 mesures (Tableaux 8.3-8.5).

L'ajustement direct du courant RF à partir des signaux IRM permet d'éviter la nécessité de calculer une carte intermédiaire B_1^+ [34], d'extrapoler une valeur de B_1^+ « background » à partir d'une autre coupe [36] ou d'ajuster un modèle sur un grand volume de l'échantillon [35, 28]. L'ajustement tel que implémenté ici nécessite peu d'interventions manuelles, hormis le positionnement du plan d'acquisition à une distance fixe de l'extrémité de l'implant et la sélection de la position approximative de l'implant dans la coupe pour extraire les signaux IRM à analyser. L'utilisation des données provenant de plusieurs voxels augmente la robustesse de ces opérations, la position exacte du fil faisant partie des paramètres ajustés.

Malgré un faible rapport signal sur bruit dans les acquisitions réalisées ici dû à l'utilisation d'une antenne RF corps entier pour la réception du signal, la mesure du courant RF montre une bonne précision. Ces résultats peuvent être expliqués par la sensibilité de la séquence dahdrAFI et par l'analyse du signal sur de nombreux voxels. La précision lors de l'acquisition des signaux avec une antenne de réception tête devrait être bien meilleure.

Les expériences sur l'implant de SCP ont été réalisées sans connexion à un générateur d'impulsion implantable (IPG). La présence d'un IPG modifie l'impédance de terminaison de l'électrode du côté proximal. Tout comme les modifications du chemin parcouru par l'implant examinées ici, cette présence (ou absence) a un impact sur l'échauffement des électrodes distales par le biais d'une modification du courant RF le long de l'implant. Le courant RF mesuré par IRM devrait rester un bon indicateur de l'échauffement RF, puisqu'un IPG à l'extrémité proximale de la sonde n'affecte pas la constante d'échauffement en fonction du

courant RF à l'extrémité distale.

Des considérations pratiques peuvent constituer une limite à cette méthode, puisqu'elle vise à prévoir l'échauffement RF pendant une séquence d'acquisition cliniquement utile à partir d'une mesure du courant RF au début de l'examen IRM. Cette prévision reste valable uniquement dans la mesure où la configuration reste inchangée après la réalisation de la mesure du courant RF. Des changements significatifs dans l'amplitude ou la distribution du champ électrique RF autour de l'implant au cours de l'examen nécessiteraient de répéter la mesure du courant RF. Les causes potentielles de ces changements sont les modifications de la configuration de la machine ou du patient, y compris les mouvements importants du patient, les mouvements de la table pendant la séance, la modification des paramètres de transmission RF parallèle et de l'étalonnage de la puissance RF transmise de l'IRM. Dans cette étude, les réglages de l'antenne de transmission ont été fixés. Bon nombre de ces problèmes peuvent être résolus en bloquant les modifications des paramètres pertinents du scanner, ce qui peut toutefois nécessiter un contrôle de bas niveau sur la machine.

Le DAS rapporté par l'IRM pour les séquences da-hdrAFI utilisées ici est de 0.4 W/kg ($B_{1,rms} = 0,84$ $^{-}$T) pour la séquence (a) (sans l'impulsion RF d'échauffement ajoutée pendant les expériences sur le fantôme) et de 0.0 W/kg ($B_{1,rms} = 0,28$ $^{-}$T) pour la séquence (b). Le DAS doit être encore optimisé pour être inférieur à 0.1 W/kg afin de permettre d'acquérir la da-hdrAFI en toute sécurité pour le plus grand nombre possible d'implants. Des expériences préliminaires avec d'autres paramètres de séquence ainsi que les résultats de l'optimisation suggèrent que la mesure du courant est possible dans une large gamme de paramètres. La durée de la da-hdrAFI utilisée ici est de 34.4 s pour une coupe, ce qui est parfaitement adapté à ce type de pré-scan.

L'application de la méthode proposée chez un patient pour déterminer une limite d'exposition adaptée individuellement nécessite la connaissance de la constante d'échelle reliant courant au carré et échauffement pour le type d'implant(s) présent(s). Cela n'est pas fondamentalement différent de l'évaluation habituelle de la sécurité RF réalisée pour les implants actifs [19] ou d'une méthode similaire proposée récemment [56]. Cependant, cette constante, ou de manière équivalente, le seuil de courant RF acceptable à une certaine distance du bout de l'implant, n'est pas aujourd'hui une information communiquée par les fabricants d'implants. Cela impliquerait une standardisation des pratiques et une adoption large de cette méthode ou de méthodes similaires. Dans l'immédiat, le scénario d'utilisation de cette méthode le plus probable concerne les centres qui utilisent fréquemment un type d'implant précis, comme par exemple les électrodes SCP Medtronic 3389 à Grenoble, pour lesquelles un seuil de courant acceptable peut être déterminé.

À partir de là, le courant RF dans l'implant peut être mesuré pour un patient donné dans un IRM, pour une antenne RF et une position donnés. Ensuite, il est possible de déterminer l'intensité maximale $B_{1,rms}^{thresh}$ à laquelle le patient peut être exposé sans dépasser un seuil d'échauffement. La méthode devrait fonctionner avec les fils abandonnés et cassés, à moins

que l'implant ne soit endommagé près de son extrémité ou en cas d'échauffement à proximité d'un contact électrique entre l'implant et le tissu induit par les dommages. S'il existe plusieurs points d'échauffement RF potentiels, la mesure du courant RF doit être effectuée pour chaque point. Les interactions proximales entre plusieurs implants sont prises en compte, mais l'impact d'un deuxième implant proche de la zone extraite des données IRM utilisées pour mesurer le courant RF n'a pas été évalué ici.

Ces résultats ouvrent plusieurs perspectives. La méthode devra être testée chez des patients afin dévaluer son comportement en présence dinhomogénéités in vivo, notamment liées aux variations spatiales de T1 et aux mouvements des patients. Limpact du placement de la coupe dacquisition devra être étudié, par lanalyse de plusieurs coupes successives. Une comparaison avec dautres méthodes publiées permettra également de déterminer une méthode optimale pour l'application clinique. La simplicité du traitement de données rend cette approche facilement intégrable sur des IRM de recherche, notamment l'IRM clinique de la plateforme IRMaGe, sans contrainte computationnelle majeure. Il sera en outre nécessaire de vérifier son applicabilité à dautres types dimplants que les implants de SCP, tels que les stimulateurs cardiaques pour lesquels on est en préence de mouvements physiiologique ou encore les implants fortement inclinés à leur extrémité.

Enfin, en vue d'une application en routine clinique, la mise en place d'une standardisation des pratiques serait indispensable, afin de fournir aux manipulateurs dIRM un accès direct aux limites dexposition, spécifiques à chaque implant.

Troisième partie

Suivi en temps réel de l'échauffement d'un implant par thermométrie IRM

Les méthodes présentées dans la deuxième partie de ce manuscrit concernaient la prédiction, au début d'une session IRM, du risque d'échauffement. Dans cette troisième partie nous nous intéressons à la possibilité de suivre la variation de température des tissus au contact d'un implant filaire en temps réel pendant une session IRM, sur la base de méthodes de thermométrie IRM. Cette partie vise à présenter le principe de ce suivi à la lumière des études menées dans ce domaine. Nous développerons ensuite les premiers travaux d'évaluation de la faisabilité de la méthode menés pendant la thèse.

9. La thermométrie IRM

9.1. Généralités

La thermométrie par IRM regroupe toutes les techniques visant à mesurer la température des tissus de manière non invasive à partir de signaux IRM. Les développements et la recherche dans le domaine de la thermométrie par IRM sont aujourd'hui grandement liés aux thérapies thermiques qui peuvent bénéficier d'un guidage par IRM [57, 58, 59]. Les enjeux techniques pour guider ces thérapies résident notamment dans les résolutions spatio-temporelle atteignables avec une bonne sensibilité. En effet, dans le cas idéal, ces applications sont guidées par une valeur d'échauffement précise et localisée mesurée quasiment en temps-réel.

Parmi les différents paramètres mesurables par IRM, bon nombre sont dépendants de la température. La thermométrie par IRM se base sur la détection de la variation de ces propriétés. Une partie des techniques développées sont des techniques pour mesurer uniquement des variations de température par rapport à un premier scan de référence. Ces techniques sont celles basées sur la variation en fonction de la température de la fréquence de résonance des protons [60, 57], du T_1 [61], du T_2 [61], des échanges d'aimantation entre molécules d'eau et autres molécules [62] et du coefficient de diffusion [63]. D'autres techniques ont été développées pour fournir une mesure absolue de la température. La température absolue peut-être obtenue à partir de la séparation des pics de différents protons en spectroscopie RMN [64] ou de la différence de déplacement chimique entre eau et graisse en intermolecular Multiple Quantum Coherence [65]. Des agents de contraste ont aussi été développés pour mesurer la valeur absolue de la température des tissus de manière très précise [66].

La technique la plus connue et qui est utilisée en routine clinique se base sur la variation de la fréquence de résonance des protons. Cette variation peut être détectée dans la phase du signal acquis par une séquence en écho de gradient. Cette technique est utilisée pour son excellente linéarité par rapport à la température des tissus, sa sensibilité et son indépendance vis à vis des temps de relaxation du tissu cible. Elle permet d'utiliser des séquences très simples et rapides comme une séquence écho de gradient avec spoiler et répond au mieux aux contraintes liées aux thérapies thermiques [57, 59, 58]. Son inconvénient majeur est une sensibilité relativement faible.

9.2. La thermométrie par Proton Resonance Frequency Shift (PRFS)

La température a un impact sur les liaisons hydrogène entre molécules d'eau voisines. Ces liaisons hydrogène ont elle-mêmes un impact sur les nuages électroniques des atomes d'hydrogène qui interagissent avec le champ magnétique statique B_0, créant ainsi une densité de courant selon la loi de Faraday. Cette densité de courant perturbe le champ magnétique local B_{loc} vu par les protons. On peut donc exprimer la fréquence de résonance des protons ω_0 en fonction de la température en négligeant les effets de susceptibilité magnétique dans un tissu aqueux :

$$\omega_0(T) = \gamma B_{loc} \tag{9.1}$$
$$= \gamma B_0 (1 - (\sigma_0 + \alpha (T - T_{ref}))), \tag{9.2}$$

avec γ le rapport gyromagnétique des protons, σ_0 le décalage chimique des protons de l'eau à une température de référence T_{ref}, $T - T_{ref}$ la différence entre la température T du tissu au moment de l'acquisition des données IRM et la température de référence et α le coefficient de changement de la fréquence de résonance des protons avec la température. Pour différents types de tissus aqueux et pour des températures entre 20 et $80\,°C$, il a été observé que le coefficient α est constant et égal à $0.010\,\mathrm{ppm/K}$ [67].

L'impact de cette variation de fréquence de résonance des protons est visible dans la différence de phase entre deux signaux IRM acquis à deux températures T et T_0, cette dernière étant la température de départ au début de l'acquisition IRM :

$$\Delta\phi = \phi(T) - \phi(T_0) \tag{9.3}$$
$$= \gamma (B_{loc}(T) - B_{loc}(T_0)) TE \tag{9.4}$$
$$= -\gamma\alpha B_0 \Delta T\, TE, \tag{9.5}$$

avec $\Delta\phi$ la différence entre la phase du signal $\phi(T)$ et la phase du signal constatée au début des acquisitions $\phi(T_0)$ et TE le temps d'écho de la séquence IRM et $\Delta T = T - T_0$. D'où l'expression de l'échauffement en fonction des phases acquises :

$$\Delta T = -\frac{\Delta\phi}{\gamma\alpha B_0 TE}. \tag{9.6}$$

Plusieurs facteurs limitent la précision de la PRFS qui atteint $1-2\,°C$ en routine clinique [58]. En effet, la PRFS s'avère peu efficace en présence de graisse, par exemple dans les tissus adipeux, car le coefficient α de la graisse est de $0.0018\,\mathrm{ppm/K}$, beaucoup plus faible que celui de l'eau, dû au nombre restreint de liaisons hydrogène dans la graisse [68]. Par ailleurs, en

plus de cette perte de sensibilité, il est alors nécessaire de prendre en compte les effets de susceptibilité magnétique des tissus adipeux [69, 70]. En effet, la susceptibilité magnétique χ d'un milieu dépend aussi de la température et influe sur $B_{loc}(T)$ tel que :

$$B_{loc}(T) = \left(1 - \sigma(T) - \frac{2}{3}\chi(T)\right) B_{mac}, \tag{9.7}$$

avec B_{mac} le champ magnétique macroscopique dépendant du champ magnétique externe ainsi que des effets indirects de la susceptibilité magnétique ailleurs dans l'échantillon [71]. Cet effet est négligeable pour les tissus aqueux par rapport à l'effet de α car la variabilité de χ y est de l'ordre de 0.0016 ppm/K, mais il est significatif dans la graisse où cet effet est de l'ordre de 0.0039 à 0.0094 ppm/K [69, 70].

D'autre part, il existe des problèmes liés au fait que la PRFS se base sur une acquisition de référence et suppose que aucun autre paramètre que la température ne vienne affecter la fréquence de résonance des protons ou la phase du signal. Or la dérive du champ statique B_0 observée au fil du temps [72] ou, de manière plus limitée, des modifications dans la perfusion et le volume sanguin [73] peuvent aussi faire varier la fréquence de résonance des protons. Des variations des propriétés électriques des tissus pour de grands volumes de tissus peuvent aussi avoir un impact sur la phase du signal [74].

La PRFS est par ailleurs sensible au mouvement, à la fois en intra-acquisition, mais aussi en inter-acquisition car la différence de phase est calculée voxel à voxel et présuppose contenir le même tissu.

Plusieurs études visent à compenser ces problèmes notamment dans la graisse [75, 76, 77] et par rapport à la dérive de champ B_0 [78, 79]. Dans le contexte d'une utilisation en hyperthermie, ces corrections se basent souvent sur une référence dans la zone d'imagerie qui est supposée non affectée par la thérapie et donc stable en température, permettant de corriger les mesures par une référence interne.

9.3. Thermométrie IRM et sécurité IRM

La thermométrie IRM semblerait être une méthode idéale pour s'assurer de ne pas engendrer d'échauffements trop forts lors d'examens IRM. Cependant, la précision sur les échauffements mesurés de l'ordre de $1-2\,K$ n'est pas satisfaisante lorsque l'on veut éviter des échauffements supérieurs à $2\,K$.Néanmoins, des études existent sur la sécurité IRM à ultra haut champ ($B_0 \geq 7\,T$) et présentent des mesures de cartes de température à $7\,T$ réalisées grâce à de la PRFS par séquences multi-échos en transmission parallèle avec des erreurs de mesure inférieures à $0.5\,K$ [80, 81, 82, 83].

D'autres études ont investigué la faisabilité de la thermométrie IRM en présence d'éléments conducteurs perturbant la mesure de température proche de l'implant. Des études basées sur

la PRFS [84] et sur le T_1 [85, 86, 87] ne rapportent pas une précision meilleure que $1\,K$ proche de l'implant. Ces techniques peuvent permettre en revanche de mieux connaître la distribution spatiale réelle de l'échauffement dans une acquisition sur fantôme pour des échauffement importants et de comparer la situation réelle aux simulations. Enfin, la thermométrie IRM basée sur les agents de contraste à complexes de lanthanides paramagnétiques a aussi été testée en présence d'un fil conducteur, sans validation par sondes de température [88]. Cette méthode n'est pas applicable in vivo à cause d'une toxicité possible du produit utilisé dans cette étude.

10. Principe et théorie de la thermométrie IRM en temps réel autour d'un implant

10.1. Principe de la mesure de l'échauffement au bout de l'implant par thermométrie IRM

Nous cherchons à évaluer la possibilité d'effectuer un contrôle en temps réel de la sécurité des électrodes de SCP par IRM en se basant sur l'acquisition de signaux IRM sensibles à la variation de température à proximité de l'électrode.

Les contacts dimplants filaires comme les électrodes de SCP perturbent légèrement le champ magnétique B_0 (Figure 10.1). Cette perturbation peut être compensée localement par un gradient de champ magnétique de correction, une technique qui est connue depuis longtemps pour visualiser ces perturbations [89] et qui est parfois appelée z-shimming [90]. Contrairement à ces approches qui utilisent un gradient constant, nous souhaiterions utiliser des gradients spiralés pour refocaliser successivement les signaux des tissus à différents endroits autour de lélectrode, et pour mesurer ainsi de façon isolée le signal proche de lélectrode sans séquence dimagerie proprement dite. En effet, les gradients de susceptibilité autour d'une électrode SCP se superposent aux gradients d'imagerie, et le signal local est déphasé en fonction de l'effet cumulé des deux gradients depuis l'impulsion d'excitation RF. Ce déphasage peut être représenté par un parcours dans l'espace-k qui est propre à chaque position dans l'échantillon. Quand le parcours de l'espace-k généré par les gradients d'imagerie compense celui généré par le gradient de susceptibilité local, l'aimantation est rephasée localement ($\overrightarrow{k} = 0$) et il y a un écho de gradient. Ce même phénomène pourrait être observé avec un gradient de compensation constant, de façon à ce que certains points de l'échantillon restent à $\overrightarrow{k} = 0$, mais il est attendu que les changements répétés de la polarité des gradients puissent apporter une information sur les mouvements, rendant lapproche robuste aux mouvements [91]. Le signal recueilli serait de type multi-echo de gradient avec un grand nombre déchos (> 10). Augmenter le nombre d'échos par rapport aux séquences dimagerie standard permettrait de détecter des changements de température avec une précision bien plus élevée [80].

L'idée serait à terme de réaliser une analyse des données en temps réel et une interruption

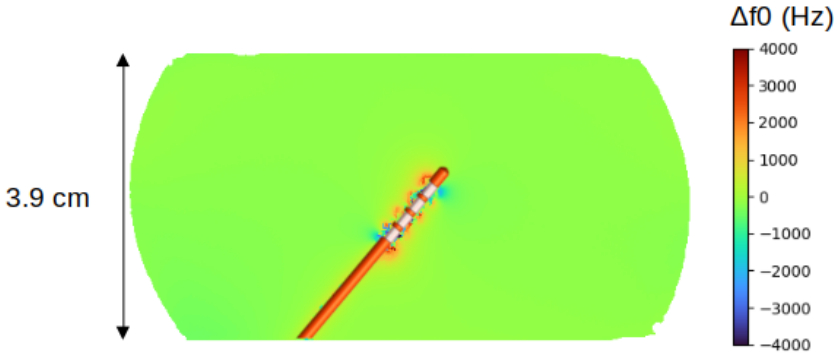

FIGURE 10.1. – Carte des différences de fréquences créées par l'inhomogénéité B_0 autour d'une électrode de SCP, mesurée à 9.4 T.

automatique de la séquence en cas délévation dangereuse de la température. La mesure serait alors réalisée de manière répétée et entrelacée aux autres acquisitions IRM de manière à surveiller la température tout au long de lexamen IRM.

À notre connaissance, cette approche est entièrement originale, et sa faisabilité est inconnue. La difficulté va résider à séparer suffisamment le signal IRM provenant du tissu proche de l'électrode du reste du signal IRM de la coupe qui est déphasé mais pas nul pour autant. Le but de cette partie de la thèse est de mettre au point les méthodes pour réaliser une première évaluation de la faisabilité de cette méthode par simulation. L'idée est d'investiguer s'il est possible de retrouver l'information d'échauffement à partir d'un tel signal IRM. Pour ce faire il faut pouvoir simuler des cartes des grandeurs physiques qui influent sur un tel signal ainsi que le signal IRM lui-même.

10.2. Grandeurs physiques influant sur le signal autour d'un implant

Cette section vise à dresser une liste des grandeurs physiques à prendre en compte pour pouvoir simuler le signal IRM en vue de la thermométrie proche de l'électrode.

10.2.1. La fréquence de résonance des protons de l'eau

Comme décrit dans la section 9.2, un échauffement a un impact direct sur la différence de phase entre des signaux IRM via la variation de fréquence de résonance des protons de l'eau. Néanmoins comme décrit plus haut, cette variation est faible de l'ordre de 0.01 ppm/K. Pour prendre en compte cet effet, il faut disposer d'une carte de variation de température, car l'échauffement proche de l'implant sera très hétérogène. Ainsi, la distribution spatiale de l'échauffement dépendra du temps écoulé depuis le début de l'échauffement. L'amplitude du courant RF induit aura un effet supplémentaire d'échelle sur l'échauffement. Pour un milieu

inerte, la carte d'échauffement en fonction de la durée d'échauffement et l'amplitude du courant RF peut être obtenue par simulations thermiques. Pour des tissus in vivo, les inconnues liées à la présence de perfusion peut compliquer cette analyse.

10.2.2. Perturbation du B_1 par le courant RF induit dans l'implant

Comme cela a été l'objet dans la Partie II de cette thèse, un courant RF peut être induit dans un implant exposé à un champ magnétique RF et ce courant va lui-même perturber le champ magnétique RF. Cette perturbation n'est pas liée à l'échauffement mais doit être prise en compte car elle va influer sur tout signal acquis en présence d'un implant. Le modèle développé précédemment est parfaitement adapté pour prendre en compte ce paramètre.

10.2.3. Perturbation du champ B_0 due à la différence de susceptibilité magnétique entre implant et tissu

10.2.3.1. Expression analytique de la perturbation du B_0 en fonction de la distribution spatiale de la susceptibilité magnétique

Dans un milieu de susceptibilité magnétique χ pouvant varier selon la position, le champ magnétique local $\overrightarrow{B}_{loc}$ dépend de l'effet de susceptibilité direct (proportionnel à la susceptibilité locale au point mesuré), et des effets de susceptibilité indirects (somme des contributions dues à tous les autres points de l'objet). En effet, $\overrightarrow{B}_{loc}$ s'exprime par lÉquation 9.7 et :

$$\overrightarrow{B}_{mac} = \mu_0 \left(1 + \chi\right) \left(\overrightarrow{H_0} + \overrightarrow{h_{in}} + \overrightarrow{h_{obj}}\right), \tag{10.1}$$

avec $\overrightarrow{H_0} = H_0 \overrightarrow{e_z}$ représentant le champ statique uniforme idéal, $\overrightarrow{h_{in}}$ représentant les hétérogénéités de champs intrinsèques pouvant être dues à un shim imparfait par exemple et $\overrightarrow{h_{obj}}$ la perturbation correspondant aux effets de susceptibilité indirects propre à l'objet.

Plusieurs méthodes existent pour calculer la perturbation du champ statique en IRM par la présence d'un corps humain, d'un implant ou d'un dispositif interventionnel. En effet, ces perturbations créent des artefacts sur les images qu'il est utile de prédire, réduire, corriger ou utiliser. Il a été montré qu'on peut calculer la perturbation du champ statique dû à la susceptibilité magnétique par calcul de différences finies [92, 93, 94], par des fonctions de Green [69] ou par des méthodes intégrales [95]. Néanmoins la méthode que nous avons choisi d'utiliser à la fois pour son temps de calcul réduit et sa capacité à modéliser des géométries complexes se base sur une approximation du premier ordre des équations magnéto-statiques de Maxwell, combinée à la transformée de Fourier [71]. Cette étude décrit une expression simple

de $\overrightarrow{h_{obj}}$ pour des valeurs de $|\chi| < 10^{-4}$:

$$\overrightarrow{h_{obj}} \approx -H_0 \cdot FT^{-1}\left[\frac{k_z^2}{k^2} \cdot FT\left(\chi\right)\right], \tag{10.2}$$

avec FT la transformée de Fourier et $k = \begin{pmatrix} k_x \\ k_y \\ k_z \end{pmatrix}$ les coordonnées dans l'espace de Fourier.

Ainsi :

$$B_{loc} \approx B_{loc,z} = \mu_0 \left\{ H_0 + h_{in,z} + H_0 \cdot \left\{ -\sigma + FT^{-1}\left[\left(\frac{1}{3} - \frac{k_z^2}{k^2}\right) FT\left(\chi\right)\right]\right\}\right\}.$$

En IRM le champ magnétique statique est optimisé pour être le plus homogène dans les tissus biologiques. Ainsi c'est la différence de susceptibilité magnétique $\Delta\chi$ qui va engendrer une perturbation significative du champ statique.

Si on considère le cas d'un implant de susceptibilité $\chi_{implant}$ dans un milieu homogène de susceptibilité χ_{milieu}, on peut modéliser la perturbation du champ magnétique ΔB_{loc} causée par la présence de l'implant en fonction de $\Delta\chi = \chi_{implant} - \chi_{milieu}$:

$$\Delta B_{loc} = \Delta\chi B_0 \cdot \left\{ FT^{-1}\left[\left(\frac{1}{3} - \frac{k_z^2}{k^2}\right) FT\left(\widehat{\Delta\chi}\right)\right]\right\}, \tag{10.3}$$

avec $\widehat{\Delta\chi}$ un masque spatial correspondant à l'implant ($\widehat{\Delta\chi} = 1$ dans l'implant et $\widehat{\Delta\chi} = 0$ ailleurs).

Ainsi, de la même façon que pour la PRFS, une variation du B_{loc} induit un impact sur la phase du signal acquis via la différence de fréquence entre les différents protons.

10.2.3.2. Impact de la dépendance des susceptibilités magnétiques à la température

La susceptibilité magnétique des milieux est une grandeur dépendant de la température. Même si l'impact de la température via la susceptibilité magnétique sur le signal IRM est négligée dans le cas des tissus aqueux car la PRFS a un impact un ordre de grandeur plus grand, lorsqu'on est en présence d'un implant, la perturbation du champ statique décrite par lÉquation 10.3 montre qu'une variation de $\Delta\chi$ peut avoir un impact sur la phase du signal IRM. Dans cette partie, le but est de décrire la variation de $\Delta\chi\left(T\right) = \chi_{implant}\left(T\right) - \chi_{eau}\left(T\right)$.

Les parties métalliques de l'électrode de SCP dont nous disposons sont fabriquées en alliage de platine-iridium à des proportions de 90% par poids de platine et 10% par poids d'iridium. Cet alliage est souvent désigné comme Pt90Ir10 dans la littérature sur les propriétés des matériaux. Cet alliage est d'abord utilisé pour sa biocompatibilité et ses propriétés mécaniques et électrochimiques. Cet alliage est paramagnétique et perturbe donc le champ

magnétique dans son entourage. Cependant, ce paramagnétisme est assez faible pour que la force de translation dans le champ magnétique d'un IRM soit négligeable. Dans la littérature on retrouve la susceptibilité magnétique massique de l'alliage Pt90Ir10 en unités cgs à 290 K ${}^{290}\chi^{PtIr}_{mass,cgs} = 0.852 \cdot 10^{-6}$ emu/g^2/Oe [96] ; la susceptibilité magnétique molaire de l'eau en unité cgs à 293 K et 273 K ${}^{293}\chi^{eau}_{mol,cgs} = -12.97 \cdot 10^{-6}$ emu/g/Oe/mol et ${}^{273}\chi^{eau}_{mol,cgs} = -12.93 \cdot 10^{-6}$ emu/g/Oe/mol [97] ; le coefficient linéaire d'évolution de la susceptibilité magnétique massique $\alpha^{matériau}$ tel que ${}^{T_2}\chi^{material} = {}^{T_1}\chi^{material} + \alpha^{material}(T_2 - T_1)$ pour le Pt90Ir10 $\alpha^{PtIr}_{mass,cgs} = -5 \cdot 10^{-10}$ emu/g^2/Oe/K [96] ; la masse volumique du Pt90Ir10 à 298 K ${}^{298}\rho^{PtIr}_{cgs} = 21.56$ g/cm^3 [98] ; la masse molaire de l'eau $M_{eau} = 18$ g/mol ; la masse volumique de l'eau à 303 K et 313 K ${}^{303}\rho^{eau}_{cgs} = 0.99565$ g/cm^{3}et ${}^{313}\rho^{eau}_{cgs} = 0.99222$ g/cm^3 [97] ; et enfin le coefficient d'expansion thermique du Pt90Ir10 ${}^{293-373}\epsilon^{PtIr}_{rel} = 8.7 \cdot 10^{-6}$ /K.

À partir de M_{eau}, ${}^{293}\chi^{eau}_{mol,cgs}$ et de ${}^{273}\chi^{eau}_{mol,cgs}$ on peut calculer le coefficient linéaire d'évolution de la susceptibilité magnétique $\alpha^{eau}_{mass,cgs}$ tel que $\alpha^{eau}_{mass,cgs} = \frac{1}{M_{eau}} \frac{{}^{293}\chi^{eau}_{mol,cgs} - {}^{273}\chi^{eau}_{mol,cgs}}{293-273} = -1.1 \cdot 10^{-10}$ emu/g^2/Oe/K.

Pour calculer une différence de susceptibilité on doit convertir les susceptibilités massiques en susceptibilités volumiques : ${}^{T}\chi^{matériau}_{vol,SI} = 4\pi\rho^{matériau} \cdot {}^{T}\chi^{matériau}_{mass,cgs}$. Néanmoins, la masse volumique d'un matériau dépend elle aussi de la température de telle sorte que : ${}^{T}\rho^{matériau} = \left(1 + \delta^{matériau}_{rel}(T - T_{ref})\right)^{T_{ref}} \rho^{matériau}$. Pour l'eau on a un $\delta^{eau}_{rel} = -3.46 \cdot 10^{-4}$ /K [97] entre 303 et 313 K et pour le Pt90Ir10 on a $\delta^{PtIr}_{rel} = -3 \cdot \epsilon^{PtIr}_{rel} = -2.61 \cdot 10^{-5}$ /K.

Ainsi on peut exprimer la valeur de la susceptibilité magnétique volumique d'un matériau à une température quelconque (dans l'intervalle donné) à partir des données à une température T_{ref} tel que :

$$
\begin{aligned}
{}^{T}\chi^{matériau}_{vol,SI} &= 4\pi {}^{T}\chi^{matériau T}_{mass,cgs}\rho^{matériau} && (10.4)\\
&= 4\pi\left({}^{T_{ref}}\chi^{matériau}_{mass,cgs} + \alpha^{matériau}_{mass,cgs}(T - T_{ref})\right)\left(1 + \delta^{matériau}_{rel}(T - T_{ref})\right)^{T_{ref}}\rho^{matériau} && (10.5)\\
&\approx {}^{T_{ref}}\chi^{matériau}_{vol,SI} + 4\pi\left(\alpha^{matériau}_{mass,cgs} + {}^{T_{ref}}\chi^{matériau}_{mass,cgs}\delta^{matériau}_{rel}\right)^{T_{ref}}\rho^{matériau}(T - T_{ref}) && (10.6)\\
&= {}^{T_{ref}}\chi^{matériau}_{vol,SI} + \alpha^{matériau}_{vol,SI}(T - T_{ref}), && (10.7)
\end{aligned}
$$

avec $\alpha^{matériau}_{vol,SI} = 4\pi\left(\alpha^{matériau}_{mass,cgs} + {}^{T_{ref}}\chi^{matériau}_{mass,cgs}\delta^{matériau}_{rel}\right)^{T_{ref}}\rho^{matériau}$.

On peut alors exprimer la différence de susceptibilité magnétique volumique entre l'implant et l'eau pour une température T d'après les valeurs de la littérature :

$$
\begin{aligned}
{}^{T}\Delta\chi_{vol,SI} &= {}^{T}\chi^{PtIr}_{vol,SI} - {}^{T}\chi^{eau}_{vol,SI} && (10.8)\\
&= {}^{T_{ref}}\chi^{PtIr}_{vol,SI} - {}^{T_{ref}}\chi^{eau}_{vol,SI} + \left(\alpha^{PtIr}_{vol,SI} - \alpha^{eau}_{vol,SI}\right)(T - T_{ref}) && (10.9)\\
&= 237 \cdot 10^{-6} - 0.143 \cdot 10^{-6}\,\mathrm{K}^{-1}\,(T - 310\,\mathrm{K})\,. && (10.10)
\end{aligned}
$$

L'impact de la variation de température sur la différence de susceptibilité magnétique est de l'ordre de -0.14 ppm/K, induisant une variation de la perturbation du B_0 (Équation 10.3) de -0.14 ppm/K. L'impact de l'évolution de $\Delta\chi$ est 10 fois plus élevé que l'impact lié à la PRFS, rendant possiblement cette dernière négligeable. Cet effet, s'il est confirmé expérimentalement, rendrait aussi la mesure de la température proche de l'implant beaucoup plus sensible, car l'effet est plus fort que le décalage de la résonance des protons de l'eau, et beaucoup plus prédictible, car il ne dépend pas de la distribution spatiale de l'échauffement dans le tissu mais uniquement de la température de l'électrode en elle-même.

Il faut noter que le courant RF dans l'implant ne provoque pas ou très peu d'échauffement direct du métal de l'électrode, du fait de sa bonne conductivité électrique. Par contre, la température de l'électrode dépendra de la température des tissus à sa surface par conductivité thermique, donc elle représentera bien l'échauffement des tissus les plus proches de l'électrode qui chauffent le plus. Nous considérons ici que l'électrode aura une température homogène du fait de sa bonne conductivité thermique.

11. Évaluation de la faisabilité de la méthode

Pour évaluer la faisabilité du suivi de l'échauffement au bout de l'implant en temps réel, nous avons décidé d'implémenter la simulation d'un signal IRM réaliste prenant en compte tous les effets cités en section 10.2 pour la séquence spiralée proposée. Les données simulées sont utilisées pour évaluer la sensibilité du signal à l'échauffement. Des expériences sur fantôme ont aussi été menées pour tenter de valider le modèle théorique de la dépendance de la perturbation du B_0 à la température via le $\Delta\chi$ décrite en section 10.2.3.

11.1. Simulation d'un signal IRM réaliste

La simulation du signal réaliste est divisée en deux grandes parties : la simulation des cartes de grandeurs physiques autour de l'implant et la simulation des équations de Bloch pour obtenir le signal IRM correspondant à la séquence proposée.

11.1.1. Cartes des grandeurs physiques

Pour les travaux détaillés dans la Partie II, nous avons déjà développé une structure de code qui permet de simuler des cartes 2D pour différents jeux de paramètres d'échantillon (Tableau 6.1). Le développement décrit dans cette section vise à adapter cette structure à la simulation de cartes 3D autour du bout d'un implant pour les différentes grandeurs physiques qui entrent dans une simulation des équations de Bloch, tels que le champ B_0 prenant en compte les effets de susceptibilité. Nous avons ajouté des paramètres de modèle tels que la température des électrodes, ainsi que des fonctions permettant de calculer lesdites cartes de grandeurs 3D en fonction des paramètres d'entrée. Le Tableau 11.1 dresse la liste des nouveaux paramètres d'échantillon du modèle ajoutés. Leur utilisation sera décrite dans les sections suivantes.

Les cartes des propriétés de l'échantillon ont été créées sur une grille régulière avec une taille de voxel isotrope de 67 ţm, et la simulation des équations de Bloch se fait donc avec la même résolution spatiale, sur un ensemble de 7776000 voxels couvrant une région de $24 \times 24 \times 4\,\mathrm{mm}^3$.

Paramètre	Description
c_h	facteur d'échelle appliqué sur la carte d'échauffement de référence
t_h	durée de l'échauffement
T_{PtIr}	température au contact entre l'électrode de l'implant et le milieu

TABLE 11.1. – Tableau listant les paramètres d'échantillon ajoutés à ceux du Tableau 6.1 pour la simulation des cartes 3D des grandeurs physiques.

11.1.1.1. Température

Pour modéliser l'effet lié à la PRFS il faut connaître la température de chaque voxel simulé. Pour ce faire, en l'absence de perfusion et pour des échauffements suffisamment courts pour que les conditions limite aux bords de l'échantillon n'impactent pas la température proche de l'implant, il suffit de connaître la distribution spatiale de l'échauffement au cours du temps pendant un échauffement (comme décrit par l'Équation 4.3) et de choisir un facteur d'échelle pour représenter différentes amplitudes d'échauffement. En pratique la simulation décrite en section 7.4 nous permet de simuler le DAS autour du bout d'un implant de SCP. Le logiciel Sim4Life permet de prendre ce résultat d'une simulation EM en entrée pour réaliser une simulation thermique, de laquelle on peut extraire l'échauffement au fil du temps dans un volume au bout de l'implant. Ainsi, pour une durée d'échauffement t_h et un facteur d'échelle c_h donnés, on obtient une carte 3D de l'échauffement autour de l'implant. Il est possible de réaliser une seule simulation thermique d'une durée suffisante pour l'application visée, avec pour résultat donc des données de température en 4D (3D spatial + temps). Ensuite, il est possible d'en extraire la carte de température pour la durée d'échauffement souhaitée et de la mettre à l'échelle, sans réaliser de nouvelles simulations thermiques.

11.1.1.2. B_0

Pour la carte de B_0 un masque représentant les cylindres métalliques de l'électrode de l'implant de SCP est créé en fonction des paramètres géométriques de l'échantillon (angulation, translation). La source principale des effets de susceptibilité magnétique sont les quatre contacts cylindriques de l'électrode. Les dimensions extérieures des cylindres et leurs distances sont assez bien documentées (Figure 11.1). Cependant, nous ne connaissions pas l'épaisseur des cylindres. Pour pouvoir modéliser leur volume correctement, nous avons désassemblé une ancienne électrode de ce type pour séparer les cylindres des autres éléments comme le silicone et nous les avons pesés sur une balance de précision. Le poids déterminé par cylindre était de 14.2 mg, ce qui correspond à un volume de 0.66 mm^3 à la densité documentée plus haut et donc un diamètre interne de 0.51 mm.

Le masque binaire représentant les cylindres est créé sur une grille régulière comme noté plus haut. Cette discrétisation induit nécessairement une inexactitude sur le volume de ces cylindres. Après création de la géométrie en fonction de la position et de l'angulation de l'électrode, le

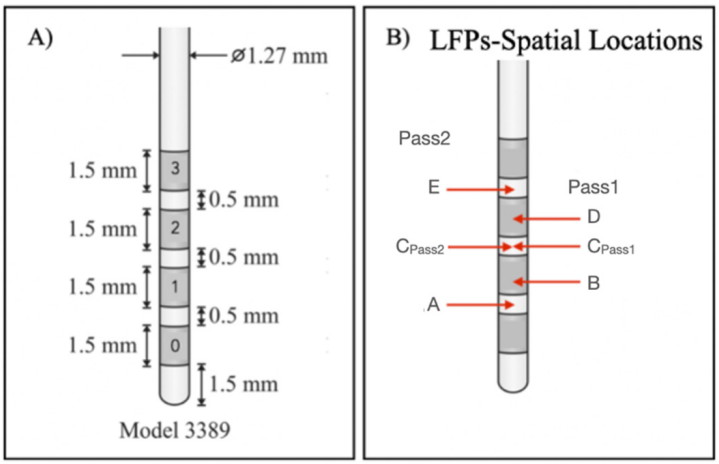

FIGURE 11.1. – Géométrie des contacts de l'électrode SCP Medtronic 3389 modélisée [99].

volume du masque binaire est calculé et l'écart avec le volume théorique est compensé en ajustant légèrement la susceptibilité magnétique attribuée aux électrodes. Les inexactitudes sur le volume des électrodes à la résolution spatiale de notre simulation étaient de l'ordre de 1%.

Ensuite lÉquation 10.3 est appliquée sur ce masque pour calculer la carte de perturbation du B_0 correspondante. Ce calcul comporte une mise à l'échelle en fonction de la température paramétrée de l'électrode, T_{PtIr}, et donc de la différence de susceptibilité magnétique $\Delta\chi$ entre métal et tissu.

11.1.1.3. Résultats

À titre d'exemple la Figure 11.2 présente des coupes sagittales des cartes des propriétés physiques simulées pour 3 configurations géométriques de l'implant. Les paramètres communs entre les configurations sont : $I = 0.5$ A ; $\phi_j^{'} = 0$ rad ; $\lambda_b = 1$; $\lambda_{b,dx} = \lambda_{b,dy} = 0$; $x_0 = y_0 = 0$ mm ; $\phi_b = 0$ rad ; échelle d'échauffement 0.5 ; durée d'échauffement 60 s ; et températuredu PtIr 310 K. La configuration 1 correspond à $\xi_j = 0$ř et $\theta_j = 0$ř ; la configuration 2 correspond à $\xi_j = 45$ř et $\theta_j = 0$ř ; la configuration 3 correspond à $\xi_j = 45$ř et $\theta_j = 30$ř.

11.1.2. Signal IRM

À partir des cartes de paramètres simulées, il faut ensuite simuler l'effet de la séquence proposée sur l'aimantation pour obtenir un signal IRM réaliste. Nous avons choisi d'utiliser un logiciel de simulation de signal IRM existant, KomaMRI, développé en julia [100]. Ce logiciel permet à partir des cartes de propriétés de l'échantillon et d'une séquence IRM codée en pulseq [101] de simuler le signal IRM.

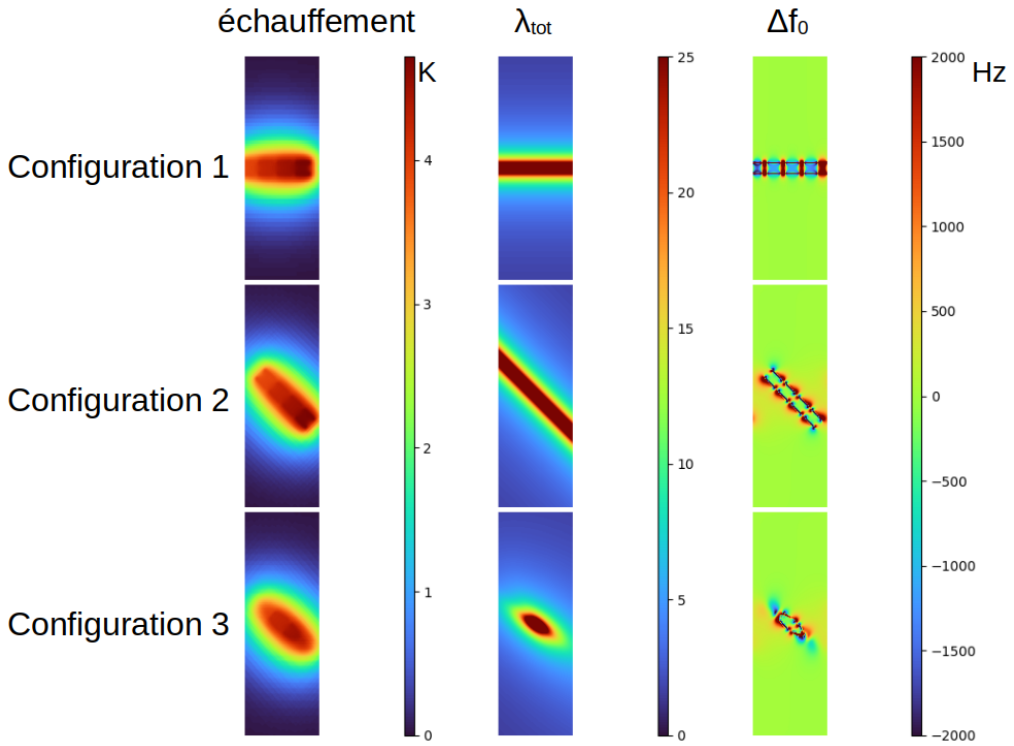

FIGURE 11.2. – Exemples de cartes de paramètres simulées dans le plan sagittal, sur une coupe d'une épaisseur de 8 mm.

11.1.2.1. Séquence spiralée

Le type de séquence que nous avons choisi de tester est une simple impulsion RF sélective sur une coupe axiale, suivie d'un gradient spiralé pendant lequel le signal IRM est échantillonné. Pour ce faire nous avons choisi de garder l'impulsion RF décrite en section 6.1.2 et d'utiliser une spirale d'Archimède avec une vitesse de parcours radiale constante. En effet, l'idée est d'adapter cette vitesse de parcours radial constant aux gradients de susceptibilité typiques dans notre application (eux aussi constants) pour les compenser localement. Ce parcours de l'espace k correspond à une équation telle que :

$$k_r\left(t\right) = v_r t \tag{11.1}$$

$$k_\varphi\left(t\right) = \omega_\varphi t, \tag{11.2}$$

avec k_r correspondant à la valeur de la coordonnée radiale dans l'espace k, v_r la vitesse dans la direction radiale et t le temps, k_φ la valeur de la coordonnée polaire dans l'espace k (en radian) et ω_φ la vitesse angulaire, également constante dans le temps.

Pour paramétriser la séquence, nous cherchons à compenser une certaine valeur G_r de gradient de champ dû à la perturbation du B_0 par l'implant donnant ainsi une contrainte issue

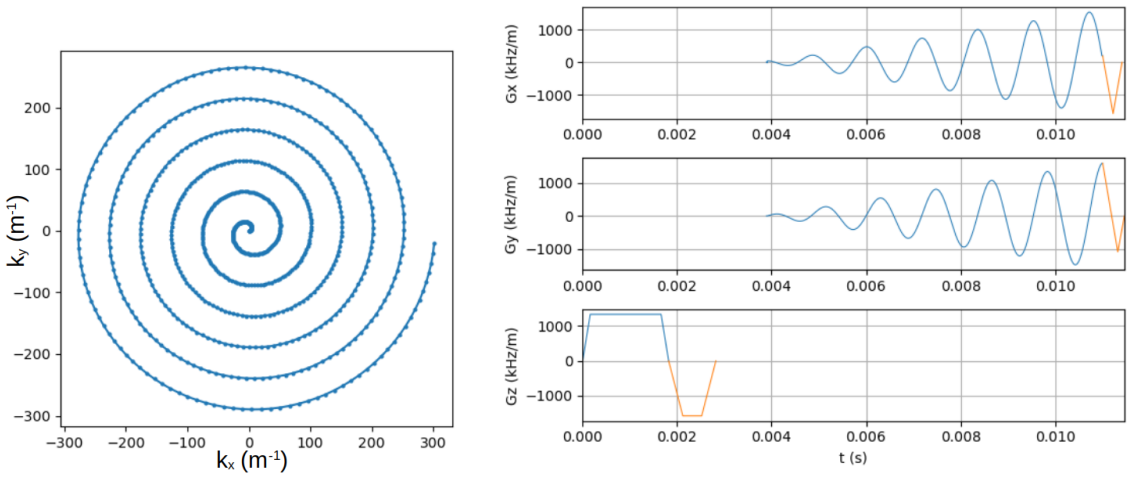

FIGURE 11.3. – Trajectoire dans l'espace-k (gauche, unités en m^{-1}) et gradients correspondants (droite) de la séquence IRM simulée. Les points bleus sur la trajectoire représentent l'échantillonnage du signal.

de lÉquation 2.18 telle que :

$$v_r = \frac{\gamma}{2\pi} G_r. \tag{11.3}$$

La durée T de la spirale permet de déduire le diamètre Dk de la zone explorée de l'espace k pendant cette durée :

$$Dk = 2 v_r T. \tag{11.4}$$

Et enfin les limites de gradients (amplitude et vitesse de commutation) permettent de déduire la vitesse angulaire maximale réalisable pour le parcours de la spirale, et donc le nombre de spires dans le temps T.

Nous avons implémenté le calcul de la séquence en fonction des paramètres comme le gradient à compenser grâce à la librairie python PyPulseq [102]. La Figure 11.3 montre une telle trajectoire dans l'espace-k et les gradients correspondants. Une telle séquence est ainsi définie par un angle de bascule, un temps d'écho, sa durée, la vitesse radiale et les limites de gradients.

11.1.2.2. KomaMRI

Le logiciel de simulation KomaMRI propose la simulation du signal IRM issu d'une séquence quelconque qui peut être codée via Pulseq, pour un échantillon 3D dont les propriétés à chaque point de l'espace sont fournies. Les grandeurs prises en compte sont les temps de relaxation T1 et T2, le décalage local en fréquence de résonance df (qui dépend de la température via le phénomène de PRFS et la variation de $\Delta\chi$) ainsi que la densité de spin. Le logiciel ne dispose pas dans sa version officielle de la possibilité de prendre en compte des variations spatiales du B_1^+. Une version adaptée du logiciel a donc été développée par les membres du laboratoire pour permettre de simuler cet effet également. On obtient en sortie le signal brut total en

provenance de l'échantillon simulé pour chaque instant d'acquisition du signal paramétré dans la séquence.

11.2. Confrontation du modèle de la perturbation du B_0 aux cartes de B_0 expérimentales

Le modèle du B_1 a été présenté et validé en Partie II, or le réalisme de la simulation des signaux IRM pour la thermométrie autour de l'implant dépend grandement du réalisme du modèle de la perturbation du B_0 décrit en section 10.2.3. C'est pourquoi nous avons décidé de réaliser des expériences sur fantôme afin d'investiguer la validité d'utilisation du modèle de la perturbation du B_0 tout en déterminant la valeur de $\Delta\chi$ associée à l'implant dont nous disposons. En effet, on peut tout d'abord noter que le modèle analytique de la perturbation du B_0 en fonction de la répartition de la susceptibilité magnétique décrit en section 10.2.3.1 est basé sur une approximation au premier ordre valable pour des $\chi < 10^{-4}$. De plus le développement théorique mené en section 10.2.3.2 dépend des propriétés du PtIr issues d'un article dans lequel il est précisé que la pureté des échantillons (notamment l'absence de contamination par le fer) ne pouvait être entièrement garantie, même si certaines mesures avaient été prises pour s'assurer que les échantillons ne présentaient aucun comportement ferromagnétique. Nous n'avons pas non plus des informations précises sur le degré de pureté de l'alliage platine-iridium utilisé dans l'électrode DBS.

Pour vérifier s'il est possible d'utiliser ce modèle, nous avons réalisé des acquisitions de cartes de B_0 haute résolution autour de l'implant de SCP.

11.2.1. Méthodes expérimentales

Les acquisitions ont été réalisées sur l'IRM préclinique Bruker Biospec 9.4 T de la plateforme IRMaGe (Grenoble). Un fantôme sphérique de 103 mL rempli d'eau dopé avec 61.8 μL de Clariscan (0.5mmol/mL acide gadotérique) pour obtenir un $T_1 \approx 750$ ms a été utilisé pour acquérir les cartes de B_0. Un implant de SCP (Medtronic 3389-40) a été plongé dans l'eau, avec les contacts placés approximativement au centre de la sphère.

Deux expériences ont été réalisées dans lesquelles des séquences multi-écho de gradient (MGE) ont été acquises pour reconstruire la carte de B_0. L'expérience A vise à mesurer la carte de B_0 la plus précise possible. La séquence utilisée dans ce cas a un temps d'écho à 1.73 ms pour le premier écho et un écart entre les échos de 1.95 ms avec 6 échos en tout, un angle de bascule de 9.6ř et un TR de 10.4 ms. Le champ de vue acquis est de 60 mm$\times$30 mm$\times$30 mm avec une taille de voxel isotrope de (0.12 mm)^3. Quatre dynamiques (répétitions) de cette séquence ont été acquises pour maximiser la précision de mesure de la perturbation du B_0.

L'expérience B vise à investiguer le modèle du $\Delta\chi$ en fonction de l'évolution de la tempé-

rature. Pour ce faire, le fantôme a été placé au frigo la veille de l'expérience et une mesure de température a été réalisée grâce à un des deux capteurs de température à fibre optique (Photon Control, Canada) les plus précis décrit en section 8.1.3.1. Nous avons ainsi acquis plusieurs répétitions d'une séquence multi-écho de gradient tandis que le fantôme se réchauffait au cours de la session d'imagerie pour obtenir des cartes de B_0 à différentes températures. Les acquisitions MGE réalisées ici ont été choisies plus courtes pour réduire au maximum la différence de température entre le début et la fin de l'acquisition. La séquence a été pour cette expérience paramétrée de la façon suivante : un premier écho à 1.56 ms et un écart entre les échos de 0.73 ms avec 8 échos en tout, un angle de bascule de 9.6ř et un TR de 9.82 ms. Le champ de vue acquis était de 60 mm$\times$30 mm$\times$30 mm avec une taille de voxel de (0.16 mm)^3.

Dans les deux cas les échos ont été choisis les plus courts et nombreux possibles car la perturbation du B_0 proche de l'implant induit des gradients de phase importants qui peuvent être difficiles à dérouler pour déterminer sans ambiguïtés le B_0 réel.

11.2.2. Traitement des données

11.2.2.1. Calcul des cartes de B_0 expérimentales avec ROMEO

La difficulté du calcul des cartes de B_0 à partir des signaux complexes acquis en multi-écho de gradient réside dans le fait que la perturbation du champ B_0 est forte proche de l'électrode, ce qui induit des sauts de phase dans les données acquises. Ces sauts de phase créent une indétermination dans la valeur réelle de la phase et induisent donc le besoin d'un déroulement de phase approprié. Le déroulement de phase en trois dimensions n'est pas un problème facile et de multiples approches ont été développées pour différentes applications. Nous avons utilisé un algorithme codé en julia, ROMEO, qui est spécifiquement conçu pour le déroulement de phase de données IRM en quatre dimensions (3 dimensions spatiales et une dimension temporelle pour nos données multi-echo) pour calculer les cartes B_0 à partir des données de phase et amplitude acquises [103]. Cet algorithme estime la cohérence du signal à la fois dans l'espace (à l'aide des informations d'amplitude et de phase de données IRM) et dans le temps à travers les échos, en supposant une évolution temporelle proportionnelle au temps d'écho de la phase. Ces informations sont combinées pour former une carte de qualité qui guide le déroulement de phase le long d'une trajectoire 3D à travers l'objet à l'aide d'un algorithme d'arbre couvrant de poids minimal. ROMEO a été testé par ses auteurs à plusieurs intensités de champ dont des images ex vivo de tête de rat à 9,4T.

Nous avons constaté empiriquement que pour obtenir une bonne carte de B_0 sans artefact dû à des sauts de phases, la meilleure stratégie consistait à passer les données 4 fois par l'algorithme, avec des valeurs de lissage du décalage de phase de plus en plus fines (2, 1, 0.5 et 0.5 mm).

La carte de B_0 issue de l'expérience A correspond à la moyenne des cartes B_0 des 4 dy-

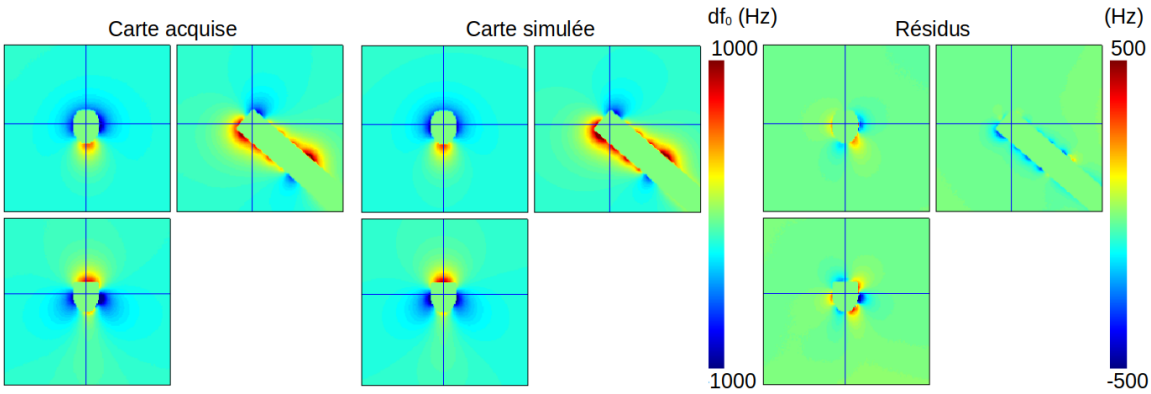

FIGURE 11.4. – Coupes dans les 3 plans de l'espace des cartes de $\Delta f_0 = \frac{\gamma}{2\pi}\Delta B_0$ acquise, simulée et les résidus correspondants pour l'expérience A.

namiques acquises. Après déroulement de phase et calcul des cartes B_0 correspondantes pour chacune des dynamiques, les cartes de B_0 obtenues ont été recalées spatialement à partir des amplitudes de signaux acquis correspondants grâce à la fonction « coregister » de SPM pour compenser l'effet de la dérive globale du champ B_0 qui advient au cours de l'acquisition et qui peut prendre dans l'image l'aspect d'un décalage spatial. Les cartes de B_0 recalées ont ensuite été moyennées.

Les cartes de B_0 de l'expérience B correspondent à une seule dynamique chacune et sont au nombre de 12.

11.2.2.2. Ajustement du modèle de la perturbation du B_0 aux cartes acquises

Pour vérifier la correspondance entre ces données et le modèle de susceptibilité décrit dans lÉquation 10.3, nous avons cherché à ajuster le modèle sur chaque carte acquise (une carte issue de l'expérience A et 12 cartes issues de l'expérience B). Pour ce faire nous avons simulé le masque correspondant à l'implant (4 cylindres de l'électrode) dans la même orientation et à la même position que l'implant lors de l'acquisition, calculé la carte de $\frac{\Delta B_0}{\Delta\chi}$ grâce à lÉquation 10.3 et enfin optimisé un facteur d'échelle global entre la carte ΔB_0 acquise et la carte $\frac{\Delta B_0}{\Delta\chi}$ simulée pour obtenir la valeur de $\Delta\chi$. L'optimisation du facteur d'échelle entre les cartes ΔB_0 acquise et $\frac{\Delta B_0}{\Delta\chi}$ simulée se fait par calcul des moindres carrés sur les données, en excluant les voxels dans un cylindre de 3 mm de diamètre autour de l'électrode, 1 mm dépassant le bout de l'électrode et 15 mm de l'autre côté pour éviter les effets dus au fil qui n'est pas modélisé. En pratique le placement du modèle de l'électrode par rapport à l'électrode réelle se fait de manière hybride : un premier placement se fait manuellement en comparant à l'amplitude du signal MGE correspondant à la carte B_0 puis on optimise le placement via les résidus entre carte acquise et carte simulée (fonction « minimize » de la librairie python scipy.optimize).

11.2.2.3. Résultats

La Figure 11.4 présente 3 coupes dans les 3 plans de l'espace des cartes de perturbation de la fréquence de précession $\Delta f_0 = \frac{\gamma}{2\pi}\Delta B_0$ acquise, simulée et les résidus correspondants pour l'expérience A. On peut voir que malgré quelques différences, le modèle de la perturbation du B_0 autour de l'implant permet un bon ajustement des données acquises. Le facteur $\Delta\chi$ calculé dans l'expérience A est de 244·10^{-6}, ce qui est assez proche du $\Delta\chi$ théorique pour 298 K de 239·10^{-6} (Équation 10.10). La petite différence observée peut être due à une différence de composition de l'implant par rapport aux échantillons examinés dans la littérature où à un problème lors de l'ajustement des paramètres du modèle, par exemple lors du le recalage entre simulation et implant réel. Nous n'avions pas non plus mesuré la température du fantôme lors de l'expérience A, ce qui nous empêche de prendre en compte cette température et de déterminer plus précisément la susceptibilité théorique.

Pendant l'expérience B, la température du fantôme a augmenté de façon régulière, avec un échauffement plus rapide au début de l'expérience. La séquence d'imagerie, du fait de la résolution spatiale élevée et du temps d'écho court, sollicite fortement le système de gradients, qui mène à une augmentation significative de la température dans le tunnel, au-delà de la température de la salle IRM. La Figure 11.5 montre le $\Delta\chi$ ajusté sur les différentes cartes de B_0 acquises dans l'expérience B en fonction de la température moyenne lors de l'acquisition correspondante ainsi que l'ajustement linéaire correspondant. On observe bien une décroissance qui semble linéaire comme décrit par lÉquation 10.10, néanmoins cette décroissance suit une pente de -0.62·$10^{-6}\,\mathrm{K}^{-1}$, ce qui est environ quatre fois plus qu'attendu en théorie. De plus, bien qu'en allant de températures de 9 à 32 řC, on ne retrouve pas la même valeur de $\Delta\chi$ que dans l'expérience A. Or même si on peut s'attendre à obtenir un comportement qui diffère de l'équation théorique du fait d'une composition de l'implant différente ou de l'inexactitude des valeurs trouvées dans la littérature, nous constatons une contradiction entre ces deux expériences qu'il reste à élucider. Ces analyses préliminaires doivent donc encore être approfondies pour discriminer les informations des imprécisions notamment dans la détermination de l'orientation et du placement du modèle par rapport à l'implant réel.

11.3. Évaluation par simulations de signal IRM réaliste de la sensibilité de la méthode à l'échauffement

Les paramètres de susceptibilité n'ayant pas pu être déterminés avec certitude, nous avons dans un premier temps décidé de réaliser des simulations du signal IRM avec les paramètres issus de la littérature. Le but de ces simulations est d'évaluer la sensibilité des signaux IRM issus de la séquence spiralée à l'échauffement des électrodes.

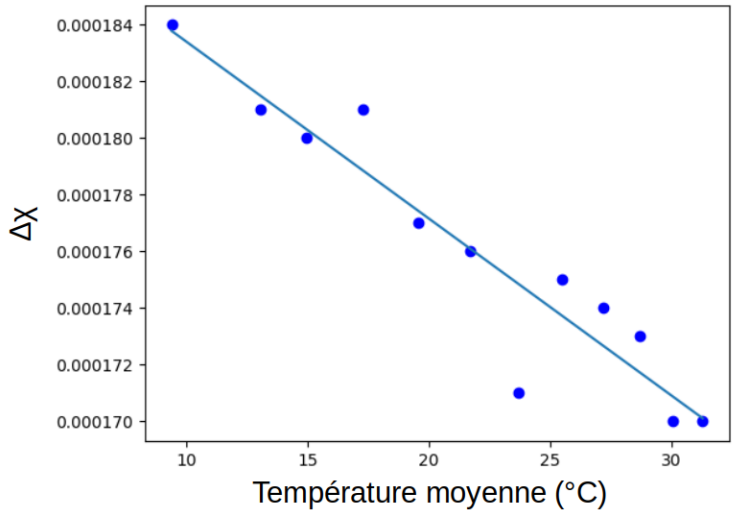

FIGURE 11.5. – $\Delta\chi$ ajusté en fonction de la température moyenne lors de l'acquisition.

11.3.1. Méthodes

L'idée générale est de simuler, par les méthodes décrites dans la section 11.1, des signaux IRM pour un grand nombre de jeux de paramètres du modèle avec des valeurs de paramètres aléatoires, pour créer un dictionnaire qui contient des signaux IRM pour différentes valeurs de l'échauffement des électrodes et différentes configurations de l'électrode. Vu que nous sommes intéressés par les variations de température au cours d'une séance IRM, et vu que l'impact de la température est attendu de modifier surtout la phase du signal, nous avons simulé les signaux IRM une première fois pour chaque jeu de paramètres aléatoire (orientation de l'électrode, courant RF, température...) et une deuxième fois en remplaçant la température aléatoire par à une température de référence. Nous avons ensuite calculé la différence de phase des signaux IRM, point par point durant l'acquisition de la spirale, entre signaux à température aléatoire et signaux à la température de référence, tous les autres paramètres du modèle étant identiques.

Pour cette expérience préliminaire, l'effet dû à la PRFS n'a pas été simulé au vu du faible impact sur le signal par rapport à celui de la variation de $\Delta\chi$ (section 10.2.3.2). Cela nous a permis dans un premier temps d'accélérer grandement les calculs des cartes de paramètres pour obtenir rapidement des dictionnaires assez larges pour pouvoir tester la sensibilité à l'échauffement. Nous avons simulé pour chaque jeu de paramètres (paramètres du Tableau 6.1) un signal issu de notre séquence spiralée à la température de référence de 310 K et un signal à une température aléatoire de entre 307 et 320 K. Pour ce premier test de sensibilité, seuls certains paramètres du modèle ont été variés : I entre 0.0 A et 0.7 A ; ϕ_j' entre 0ř et 360ř ; λ_b entre 0.5 et 1.5 ; ξ_j entre 0ř et 55ř ; θ_j entre 0ř et 180ř. Les autres paramètres ont été fixés : $\lambda_{b,dx} = \lambda_{b,dy} = 0$ m^{-1} ; $x_0 = y_0 = 0$ mm ; $\phi_b = 0°$. Un dictionnaire de 40000 échauffements/différences de phase a été calculé en 24h sur un GPU Nvidia RTX4080 Super.

La séquence spiralée testée a été une spirale avec un gradient radial moyen de 1 mT/m,

correspondant au gradient que l'on peut observer autour de l'implant. Cette spirale correspond à 6 tours pour une durée de 7.1 ms, des limites d'amplitude de gradient de 60 mT/m et de vitesse de commutation de gradient de 200 mT/m/s. 708 points sont acquis tout au long de la spirale, fournissant des signaux IRM avec 708 valeurs complexes, ou après soustraction de la phase simulée pour la température de référence 708 valeurs de différence de phase.

Pour évaluer la sensibilité du signal à l'échauffement sur notre dictionnaire, un réseau de neurones a été entraîné à reconstruire l'échauffement à partir des différences de phase simulées. Plusieurs structures de réseaux de neurones ont été testées, les résultats préliminaires présentés correspondent à un réseau avec une couche d'entrée de taille 2×708 (correspondant au cosinus et au sinus des différences de phases de chaque point acquis de la spirale), des couches cachées de tailles 512 512 128 128 128 64 64 64 16 16 16 16 16 avec fonction d'activation ReLU et un seul neurone de sortie avec une activation linéaire quantifiant l'échauffement. La fonction de coût choisie pour l'entraînement est la moyenne des carrés des erreurs (« Mean Square Error », MSE).

11.3.2. Résultats

La Figure 11.6 montre l'évolution de la fonction de coût (MSE) sur l'ensemble d'entraînement et l'ensemble de validation le long des epochs de l'entraînement du réseau de neurones. La courbe sur l'ensemble d'entraînement montre une diminution rapide au début, indiquant que le modèle apprend efficacement à partir des données dentraînement. Après cette phase initiale, la valeur de coût atteint un plateau, signe que les capacités dapprentissage du modèle sur ces données se stabilisent. La courbe sur les données de validation suit une tendance similaire : elle diminue également, preuve que le modèle se généralise au moins partiellement aux données de validation. Toutefois, elle reste supérieure au coût dentraînement et présente de légères oscillations, ce qui est attendu puisque les données de validation ne sont pas vues par le modèle lors de lentraînement. Néanmoins on peut voir que cette courbe se stabilise aussi sur les dernières epochs de l'entraînement. La Figure 11.7 montre les échauffements prédits en fonction des échauffements simulés pour chaque membre de l'ensemble de validation à la fin de l'entraînement du réseau de neurones (points bleus) et la droite du cas idéal où la prédiction est parfaitement juste pour chaque membre de l'ensemble de validation (droite pointillés rouge). La MSE vaut 0.35 Kš et la moyenne des erreurs absolues (« Mean Absolute Error », MAE) vaut 0.316 K. Bien que la précision de prédiction de l'échauffement ne soit pas encore optimale, on peut voir que le réseau a quand même pu globalement apprendre à prédire l'échauffement à partir des différences de phases, suggérant que le signal issu de la séquence spiralée peut contenir des informations suffisantes sur l'échauffement pour le reconstruire. Les signaux IRM étaient simulés sans bruit ajouté, et la robustesse de la méthode à un bruit d'acquisition n'a pas encore été testée.

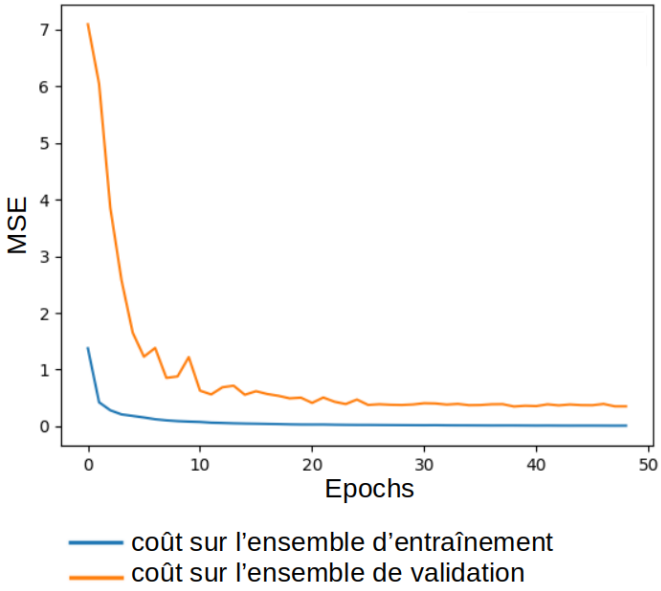

FIGURE 11.6. – Évolution de la fonction de coût (MSE, Kš) sur l'ensemble d'entraînement et l'ensemble de validation pendant l'entraînement du réseau de neurones.

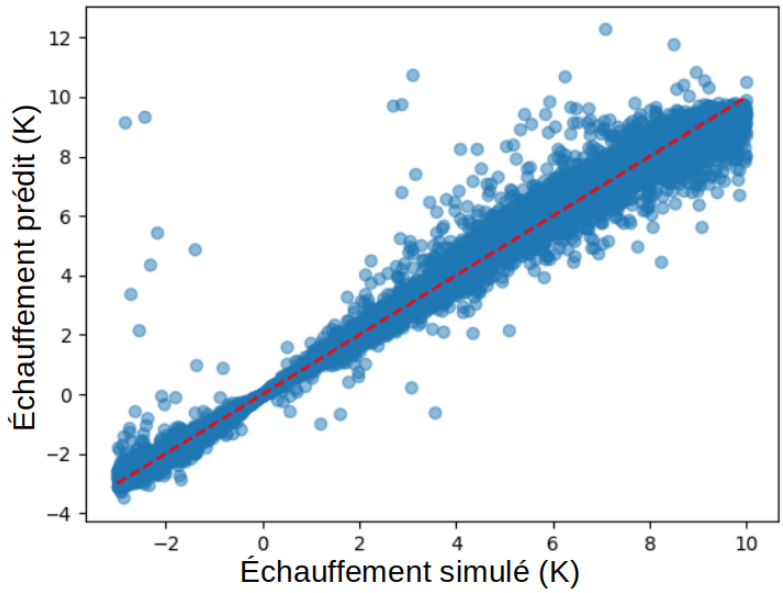

FIGURE 11.7. – Échauffements prédits en fonction des échauffements simulés pour chaque membre de l'ensemble de validation à la fin de l'entraînement du réseau de neurones (points bleus) et droite du cas idéal où la prédiction est parfaitement juste pour chaque membre de l'ensemble de validation (droite pointillés rouge).

Conclusion et perspectives

Dans cette partie, la théorie de la méthode qui permettrait de suivre en temps réel la température au bout de l'implant a été décrite. Celle-ci repose sur la perturbation du B_0 autour d'un implant du fait de la différence de susceptibilité magnétique entre l'implant et le tissu. En effet, une séquence spiralée permettrait de refocaliser successivement le signal proche de l'implant où se trouve un gradient de B_0. Les travaux préliminaires réalisés au cours de la thèse ont permis de donner des premières pistes encourageantes sur la faisabilité d'une telle méthode.

Un modèle physique complet de l'implant de SCP a été développé, permettant de calculer des cartes 3D paramétriques décrivant l'ensemble des processus physiques nécessaires pour simuler le signal IRM. Ce modèle a été joint à un simulateur des équations de Bloch, permettant de simuler les signaux IRM acquis proche de l'électrode de l'implant de SCP grâce à la séquence spiralée.

Le modèle de la perturbation du B_0 a été confronté à des acquisitions de cartes de B_0 haute résolution acquises autour de l'implant à très haut champ sur des IRM précliniques. Le modèle décrit en section 10.2.3.1 permet bien l'ajustement des cartes acquises. Néanmoins il reste à valider et approfondir le traitement des données pour pouvoir quantifier dans quelle mesure le modèle en fonction de la température décrit bien la susceptibilité magnétique observée dans les expériences et comment concilier les valeurs obtenues théoriquement avec les observations. En effet, l'ajustement de la carte B_0 simulée sur la carte acquise est sensible à une bonne correspondance spatiale entre le modèle de l'implant et l'implant réel et une incertitude sur ces paramètres dans l'acquisition apporte des imprécisions. Il est également possible que la variation de température pendant l'acquisition d'une carte de B_0 ait un impact significatif sur le signal qui n'est pas modélisé.

Une évaluation de la sensibilité des signaux IRM acquis avec la séquence proposée aux variations de température a été réalisée sur un dictionnaire d'échauffement/différence de phase simulé grâce au modèle développé. Un réseau de neurones a été entraîné à reconstruire l'échauffement à partir des différences de phases. Les résultats de cet entraînement montrent que l'on a bien une information de l'échauffement dans un tel signal. Ces résultats restent préliminaires car ne prennent en compte la variation que de certains paramètres ainsi qu'un signal sans bruit. De plus l'effet de la PRFS devra être testé, la séquence d'acquisition optimisée et la structure optimale du modèle d'apprentissage profond devra être étudiée plus en détail.

Enfin, l'acquisition réelle d'un tel signal confrontée à la mesure de température par sondes de

température devrait être réalisée pour approfondir l'évaluation de la faisabilité. Ceci nécessitera toutefois la programmation de la séquence au préalable, car les séquences spiralées disponibles ne permettent pas un contrôle assez fin sur la trajectoire exacte réalisée.

Conclusion générale

Lensemble de ce travail de thèse sinscrit dans la problématique de lévaluation individualisée des risques d'échauffement au bout des implants filaires lors dun examen IRM. En effet, le champ électrique radiofréquence généré concomitamment au champ radiofréquence B_1 de l'IRM peut engendrer des courants dans les éléments conducteurs et ainsi provoquer un échauffement à linterface avec les tissus. Ce risque, dépendant grandement de la configuration individuelle de l'examen du fait de la complexité des interactions électromagnétiques entre l'implant et le champ électrique généré par l'IRM dans le patient, implique des difficultés en clinique où les standards actuels fixent des limitations uniques pour un type d'implant.

Les travaux menés se structurent autour de deux axes complémentaires. Le premier concerne le développement dune méthode de mesure du courant RF induit par IIRM grâce à un pré-scan à faible Débit d'Absorption Spécifique pour la détermination du risque d'échauffement individuel. Cette méthode se base sur la perturbation du signal IRM par le courant. Une séquence spécifique a été développée et optimisée pour obtenir des signaux IRM les plus sensibles au courant possible. Un modèle direct du signal IRM en fonction des paramètres d'échantillons tels que l'amplitude du courant, a été utilisé pour la reconstruction du courant à partir des signaux IRM. Les différentes validations, à la fois du modèle et de ses hypothèses et de la méthode en général montrent que le courant RF issu de notre méthode est quantifié de façon robuste et est représentatif de léchauffement mesuré. Cette approche constitue un outil prometteur pour définir, pour chaque patient, une limite dexposition adaptée à sa configuration particulière. Les perspectives incluent notamment une validation in vivo et une investigation de son applicabilité à dautres types dimplants que les implants de SCP.

Le second axe a exploré les premières étapes de l'évaluation de la faisabilité d'une méthode complémentaire originale visant à suivre en temps réel la température au voisinage de limplant. Cette méthode exploite la perturbation du champ statique B_0 induite par la différence de susceptibilité magnétique entre limplant et le tissu environnant en appliquant une séquence avec un gradient spiralé, permettant d'obtenir un signal sensible aux fluctuations du champ statique proche de l'électrode qui contient en théorie de l'information sur la température du contact entre implant et tissu. Les travaux préliminaires sur cette méthode ont permis de mettre en place une modélisation de signal IRM complète autour de l'implant en présence d'échauffement. Cette modélisation a permis de créer un dictionnaire reliant l'échauffement et la variation de la phase du signal sur lequel un réseau de neurones a été entraîné à retrouver l'échauffement à partir des différences de phase du signal issu d'une séquence spiralée. Les résultats de l'entraînement montrent bien qu'une information sur léchauffement est présente dans les signaux IRM acquis par la séquence spiralée. De plus, le modèle de la perturbation du B_0 a été comparé à des cartes réelles acquises à haute résolution autour d'un implant de SCP. Ces résultats restent cependant préliminaires et nécessitent dêtre consolidés par des analyses approfondies ainsi que des acquisitions réelles confrontées à des mesures de température.

A. Diagramme de Gantt de la thèse

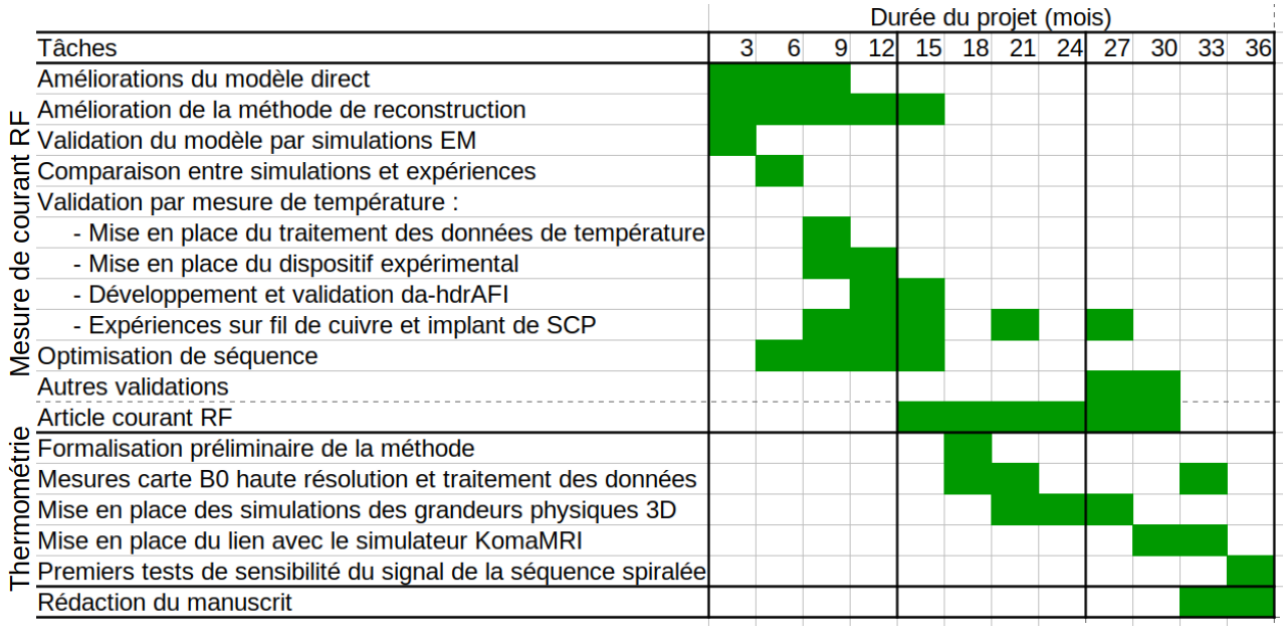

FIGURE A.1. – Diagramme de Gantt de la thèse.

Bibliographie

[1] Domenico Formica and Sergio Silvestri. Biological effects of exposure to magnetic resonance imaging : an overview. *BioMedical Engineering OnLine*, 3(1) :11, April 2004.

[2] H. H. Pennes. Analysis of Tissue and Arterial Blood Temperatures in the Resting Human Forearm. *Journal of Applied Physiology*, 85(1) :5–34, July 1948.

[3] Eugene H. Wissler. Pennes 1948 paper revisited. *Journal of Applied Physiology*, 85(1) :35–41, July 1998.

[4] Gerard C. Van Rhoon, Theodoros Samaras, Pavel S. Yarmolenko, Mark W. Dewhirst, Esra Neufeld, and Niels Kuster. CEM43řC thermal dose thresholds : a potential guide for magnetic resonance radiofrequency exposure levels ? *European Radiology*, 23(8) :2215–2227, August 2013.

[5] Kane Yee. Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 14(3) :302–307, May 1966.

[6] R. Courant, K. Friedrichs, and H. Lewy. ber die partiellen Differenzengleichungen der mathematischen Physik. *Mathematische Annalen*, 100(1) :32–74, December 1928.

[7] Andreas Christ, Wolfgang Kainz, Eckhart G Hahn, Katharina Honegger, Marcel Zefferer, Esra Neufeld, Wolfgang Rascher, Rolf Janka, Werner Bautz, Ji Chen, Berthold Kiefer, Peter Schmitt, Hans-Peter Hollenbach, Jianxiang Shen, Michael Oberle, Dominik Szczerba, Anthony Kam, Joshua W Guag, and Niels Kuster. The Virtual Familydevelopment of surface-based anatomical models of two adults and two children for dosimetric simulations. *Physics in Medicine and Biology*, 55(2) :N23–N38, January 2010.

[8] Cecile Herate, Patricia Brochard, Florent De Vathaire, Michelle Ricoul, Bernadette Martins, Laurence Laurier, Jean-Robert Deverre, Bertrand Thirion, Lucie Hertz-Pannier, and Laure Sabatier. The effects of repeated brain MRI on chromosomal damage. *European Radiology Experimental*, 6(1) :12, December 2022.

[9] Valentina Hartwig, Giulio Giovannetti, Nicola Vanello, Massimo Lombardi, Luigi Landini, and Silvana Simi. Biological Effects and Safety in Magnetic Resonance Imaging : A

Review. *International Journal of Environmental Research and Public Health*, 6(6) :1778–1798, June 2009.

[10] J.A. Nyenhuis, Sung-Min Park, R. Kamondetdacha, A. Amjad, F.G. Shellock, and A.R. Rezai. MRI and implanted medical devices : basic interactions with an emphasis on heating. *IEEE Transactions on Device and Materials Reliability*, 5(3) :467–480, September 2005.

[11] Jana G. Delfino, Daniel M. Krainak, Stephanie A. Flesher, and Donald L. Miller. MRIrelated FDA adverse event reports : A 10yr review. *Medical Physics*, 46(12) :5562–5571, December 2019.

[12] P M Glover. Interaction of MRI field gradients with the human body. *Physics in Medicine and Biology*, 54(21) :R99–R115, November 2009.

[13] Mathias Davids, Bastien Guérin, Axel Vom Endt, Lothar R. Schad, and Lawrence L. Wald. Prediction of peripheral nerve stimulation thresholds of MRI gradient coils using coupled electromagnetic and neurodynamic simulations. *Magnetic Resonance in Medicine*, 81(1) :686–701, January 2019.

[14] Roger Luechinger, Firat Duru, Markus B. Scheidegger, Peter Boesiger, and Reto Candinas. Force and Torque Effects of a 1.5-Tesla MRI Scanner on Cardiac Pacemakers and ICDs. *Pacing and Clinical Electrophysiology*, 24(2) :199–205, February 2001.

[15] Lukas Winter, Frank Seifert, Luca Zilberti, Manuel Murbach, and Bernd Ittermann. MRIRelated Heating of Implants and Devices : A Review. *Journal of Magnetic Resonance Imaging*, 53(6) :1646–1665, June 2021.

[16] Alexandre Boutet, Clement T. Chow, Keshav Narang, Gavin J. B. Elias, Clemens Neudorfer, Jürgen Germann, Manish Ranjan, Aaron Loh, Alastair J. Martin, Walter Kucharczyk, Christopher J. Steele, Ileana Hancu, Ali R. Rezai, and Andres M. Lozano. Improving Safety of MRI in Patients with Deep Brain Stimulation Devices. *Radiology*, 296(2) :250–262, August 2020.

[17] Rüdiger Brühl, Albrecht Ihlenfeld, and Bernd Ittermann. Gradient heating of bulk metallic implants can be a safety concern in MRI. *Magnetic Resonance in Medicine*, 77(5) :1739–1740, May 2017.

[18] Jaimie M. Henderson, Jean Tkach, Michael Phillips, Kenneth Baker, Frank G. Shellock, and Ali R. Rezai. Permanent Neurological Deficit Related to Magnetic Resonance Imaging in a Patient with Implanted Deep Brain Stimulation Electrodes for Parkinson's Disease : Case Report. *Neurosurgery*, 57(5) :E1063–E1063, November 2005.

[19] International Organization for Standardization Technical Standard (ISO/ TS). 10974/Ed. 2, Assessment of the safety of magnetic resonance imaging for patients with an active implantable medical device., 2018.

[20] Mélina Bouldi. *Vers une application sûre de l'IRM en présence d'implants actifs*. PhD Thesis, Université de Grenoble, Grenoble, November 2014.

[21] F04 Committee. ASTM F2182-19e Test Method for Measurement of Radio Frequency Induced Heating On or Near Passive Implants During Magnetic Resonance Imaging. Technical report, ASTM International, 2019.

[22] Jörg Spiegel, Gerhard Fuss, Martin Backens, Wolfgang Reith, Tim Magnus, Georg Becker, Jean-Richard Moringlane, and Ulrich Dillmann. Transient dystonia following magnetic resonance imaging in a patient with deep brain stimulation electrodes for the treatment of Parkinson disease : Case report. *Journal of Neurosurgery*, 99(4) :772–774, October 2003.

[23] Jana G. Delfino, Daniel M. Krainak, Stephanie A. Flesher, and Donald L. Miller. MRIrelated FDA adverse event reports : A 10yr review. *Medical Physics*, 46(12) :5562–5571, December 2019.

[24] Michele Tagliati, Joseph Jankovic, Fernando Pagan, Frandy Susatia, Ioannis U. Isaias, and Michael S. Okun. Safety of MRI in patients with implanted deep brain stimulation devices. *NeuroImage*, 47 :T53–T57, August 2009.

[25] Valerie Fraix, Stephan Chabardes, Alexandre Krainik, Eric Seigneuret, Sylvie Grand, Jean-François Le Bas, Paul Krack, Alim-Louis Benabid, and Pierre Pollak. Effects of magnetic resonance imaging in patients with implanted deep brain stimulation systems : Clinical article. *Journal of Neurosurgery*, 113(6) :1242–1245, December 2010.

[26] Sung-Min Park, Rungkiet Kamondetdacha, and John A. Nyenhuis. Calculation of MRIinduced heating of an implanted medical lead wire with an electric field transfer function. *Journal of Magnetic Resonance Imaging*, 26(5) :1278–1285, November 2007.

[27] Alexia Missoffe and Sarra Aissani. Experimental setup for transfer function measurement to assess RF heating of medical leads in MRI : Validation in the case of a single wire : Transfer Function Measurement Setup. *Magnetic Resonance in Medicine*, 79(3) :1766–1772, March 2018.

[28] Janot P. Tokaya, Alexander J.E. Raaijmakers, Peter R. Luijten, Alessandro Sbrizzi, and Cornelis A.T. Berg. MRI-based transfer function determination through the transfer matrix by jointly fitting the incident and scattered field. *Magnetic Resonance in Medicine*, 83(3) :1081–1095, March 2020.

[29] Volkan Acikel, Ali Uslubas, and Ergin Atalar. Modeling of electrodes and implantable pulse generator cases for the analysis of implant tip heating under MR imaging : Active implantable device model for MRI safety analysis. *Medical Physics*, 42(7) :3922–3931, June 2015.

[30] Sony Jacob, Muhammad A. Shahzad, Rahul Maheshwari, Sidakpal S. Panaich, and Rajeev Aravindhakshan. Cardiac Rhythm Device Identification Algorithm using X-Rays : CaRDIA-X. *Heart Rhythm*, 8(6) :915–922, June 2011.

[31] Aiping Yao, Tolga Goren, Theodoros Samaras, Niels Kuster, and Wolfgang Kainz. Radiofrequencyinduced heating of broken and abandoned implant leads during magnetic resonance examinations. *Magnetic Resonance in Medicine*, 86(4) :2156–2164, October 2021.

[32] Alastair J. Martin. MRI in Patients with Deep Brain Stimulation Electrodes : Balancing Risks and Benefits. *Radiology*, 293(1) :184–185, October 2019.

[33] Shi Feng, Rui Qiang, Wolfgang Kainz, and Ji Chen. A Technique to Evaluate MRI-Induced Electric Fields at the Ends of Practical Implanted Lead. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 63(1) :305–313, January 2015.

[34] Michiel R. van den Bosch, Marinus A. Moerland, Jan J. W. Lagendijk, Lambertus W. Bartels, and Cornelis A. T. van den Berg. New method to monitor RF safety in MRI-guided interventions based on RF induced image artefacts : Method to monitor RF safety in MRI-guided interventions. *Medical Physics*, 37(2) :814–821, January 2010.

[35] Gregory H. Griffin, Kevan J.T. Anderson, Haydar Celik, and Graham A. Wright. Safely assessing radiofrequency heating potential of conductive devices using imagebased current measurements. *Magnetic Resonance in Medicine*, 73(1) :427–441, January 2015.

[36] Yigitcan Eryaman, Naoharu Kobayashi, Sean Moen, Joshua Aman, Andrea Grant, J. Thomas Vaughan, Gregory Molnar, Michael C. Park, Jerrold Vitek, Gregor Adriany, Kamil Ugurbil, and Noam Harel. A simple geometric analysis method for measuring and mitigating RF induced currents on Deep Brain Stimulation leads by multichannel transmission/reception. *NeuroImage*, 184 :658–668, January 2019.

[37] Janot P. Tokaya, Alexander J.E. Raaijmakers, Peter R. Luijten, and Cornelis A.T. Van Den Berg. MRIbased, wireless determination of the transfer function of a linear implant : Introduction of the transfer matrix. *Magnetic Resonance in Medicine*, 80(6) :2771–2784, December 2018.

[38] E. K. Insko and L. Bolinger. Mapping of the Radiofrequency Field. *Journal of Magnetic Resonance, Series A*, 103(1) :82–85, June 1993.

[39] G J Barker, A Simmons, S R Arridge, and P S Tofts. A simple method for investigating the effects of non-uniformity of radiofrequency transmission and radiofrequency reception in MRI. *The British Journal of Radiology*, 71(841) :59–67, January 1998.

[40] Vasily L. Yarnykh. Actual flip-angle imaging in the pulsed steady state : A method for rapid three-dimensional mapping of the transmitted radiofrequency field. *Magnetic Resonance in Medicine*, 57(1) :192–200, January 2007.

[41] Kay Nehrke and Peter Börnert. DREAM-a novel approach for robust, ultrafast, multislice B_1 mapping : DREAM B_1 Mapping. *Magnetic Resonance in Medicine*, 68(5) :1517–1526, November 2012.

[42] Hampus Olsson, Mads Andersen, and Gunther Helms. Reducing bias in DREAM flip angle mapping in human brain at 7T by multiple preparation flip angles. *Magnetic Resonance Imaging*, 72 :71–77, October 2020.

[43] Laura I. Sacolick, Florian Wiesinger, Ileana Hancu, and Mika W. Vogel. B1 mapping by Bloch-Siegert shift. *Magnetic Resonance in Medicine*, 63(5) :1315–1322, May 2010.

[44] Mélina Bouldi, Tatiana Nemtanu, and Jan M Warnking. High-Dynamic-Range High-SNR B1+ Mapping Using Multiple Cyclic MR Signals. In *Proceedings of the ISMRM 25th Annual Meeting*, Proceedings of the ISMRM 25th Annual Meeting, page 3904, Honolulu, HI, 2017.

[45] Shaihan J. Malik, Gavin D. Kenny, and Joseph V. Hajnal. Slice profile correction for transmit sensitivity mapping using actual flip angle imaging : Slice Selective AFI. *Magnetic Resonance in Medicine*, 65(5) :1393–1399, May 2011.

[46] Gunther Helms, Hampus Olsson, and Mads Andersen. Removing bias and increasing dynamic range in DREAM flip angle mapping at 7T. In *Proceedings of the 27th Annual Meeting of the ISMRM*, Proceedings of the 27th Annual Meeting of the ISMRM, Paris, 2019.

[47] Kay Nehrke, Maarten J. Versluis, Andrew Webb, and Peter Börnert. Volumetric B1+ Mapping of the Brain at 7T using DREAM. *Magnetic Resonance in Medicine*, 71(1) :246–256, January 2014.

[48] I.M Sobol' and Yu.L Levitan. A pseudo-random number generator for personal computers. *Computers & Mathematics with Applications*, 37(4-5) :33–40, February 1999.

[49] Swagatam Das and Ponnuthurai Nagaratnam Suganthan. Differential Evolution : A Survey of the State-of-the-Art. *IEEE Transactions on Evolutionary Computation*, 15(1) :4–31, February 2011.

[50] Janez Brest, Sao Greiner, Borko Boskovic, Marjan Mernik, and Viljem Zumer. Self-Adapting Control Parameters in Differential Evolution : A Comparative Study on Numerical Benchmark Problems. *IEEE Transactions on Evolutionary Computation*, 10(6) :646–657, December 2006.

[51] Francesco Biscani and Dario Izzo. A parallel global multiobjective framework for optimization : pagmo. *Journal of Open Source Software*, 5(53) :2338, September 2020.

[52] Mohammad Reza Bonyadi and Zbigniew Michalewicz. Particle Swarm Optimization for Single Objective Continuous Space Problems : A Review. *Evolutionary Computation*, 25(1) :1–54, March 2017.

[53] J.P. Tokaya, A.J.E. Raaijmakers, P.R. Luijten, J.F. Bakker, and C.A.T. Van Den Berg. MRIbased transfer function determination for the assessment of implant safety. *Magnetic Resonance in Medicine*, 78(6) :2449–2459, December 2017.

[54] Mélina Bouldi and Jan M Warnking. EM and thermal validation of a numerical elliptical birdcage at 3T in the presence of a long conductive wire. In *Proceedings of the Joint Annual Meeting ISMRM-ESMRMB 2014*, Proceedings of the Joint Annual Meeting ISMRM-ESMRMB 2014, page 1374, Milan, Italy, 2014.

[55] Jiaen Liu, Yicun Wang, Ulrich Katscher, and Bin He. Electrical Properties Tomography Based on $B_{{1}}$ Maps in MRI : Principles, Applications, and Challenges. *IEEE Transactions on Biomedical Engineering*, 64(11) :2515–2530, November 2017.

[56] Alireza SadeghiTarakameh, Nur Izzati Huda Zulkarnain, Xiaoxuan He, Ergin Atalar, Noam Harel, and Yigitcan Eryaman. A workflow for predicting temperature increase at the electrical contacts of deep brain stimulation electrodes undergoing MRI. *Magnetic Resonance in Medicine*, 88(5) :2311–2325, November 2022.

[57] James Blackwell, Marcin J. Krany, Aoife O'Brien, Keyoumars Ashkan, Josette Galligan, Michel Destrade, and Niall Colgan. Proton Resonance Frequency Shift Thermometry : A Review of Modern Clinical Practices. *Journal of Magnetic Resonance Imaging*, 55(2) :389–403, February 2022.

[58] Henrik Odéen and Dennis L. Parker. Magnetic resonance thermometry and its biological applications Physical principles and practical considerations. *Progress in Nuclear Magnetic Resonance Spectroscopy*, 110 :34–61, February 2019.

[59] Lukas Winter, Eva Oberacker, Katharina Paul, Yiyi Ji, Celal Oezerdem, Pirus Ghadjar, Alexander Thieme, Volker Budach, Peter Wust, and Thoralf Niendorf. Magnetic resonance thermometry : Methodology, pitfalls and practical solutions. *International Journal of Hyperthermia*, 32(1) :63–75, January 2016.

[60] N. McDannold. Quantitative MRI-based temperature mapping based on the proton resonant frequency shift : Review of validation studies. *International Journal of Hyperthermia*, 21(6) :533–546, September 2005.

[61] Paul Baron, Roel Deckers, Floor M. Knuttel, and Lambertus W. Bartels. T_1 and T_2 temperature dependence of female human breast adipose tissue at 1.5 T : groundwork for monitoring thermal therapies in the breast. *NMR in Biomedicine*, 28(11) :1463–1470, November 2015.

[62] S.J. Graham, G.J. Stanisz, A. Kecojevic, M.J. Bronskill, and R.M. Henkelman. Analysis of changes in MR properties of tissues after heat treatment. *Magnetic Resonance in Medicine*, 42(6) :1061–1071, December 1999.

[63] J. Delannoy, ChingNien Chen, R. Turner, R. L. Levin, and D. Le Bihan. Noninvasive temperature imaging using diffusion MRI. *Magnetic Resonance in Medicine*, 19(2) :333–339, June 1991.

[64] Kagayaki Kuroda, Yutaka Suzuki, Yasutoshi Ishihara, Kazuya Okamoto, and Yoshinori Suzuki. Temperature mapping using water proton chemical shift obtained with 3DMRSI : Feasibility *in vivo*. *Magnetic Resonance in Medicine*, 35(1) :20–29, January 1996.

[65] Elizabeth R. Jenista, Rosa T. Branca, and Warren S. Warren. Absolute temperature imaging using intermolecular multiple quantum MRI. *International Journal of Hyperthermia*, 26(7) :725–734, October 2010.

[66] Judy R. James, Yong Gao, Michael A. Miller, Andriy Babsky, and Navin Bansal. Absolute temperature MR imaging with thulium 1,4,7,10tetraazacyclododecane1,4,7,10tetramethyl1,4,7,10tetraacetic acid (TmDOTMA). *Magnetic Resonance in Medicine*, 62(2) :550–556, August 2009.

[67] Rober T. D. Peters, R. Scott Hinks, and R. Mark Henkelman. *Ex vivo* tissuetype independence in protonresonance frequency shift MR thermometry. *Magnetic Resonance in Medicine*, 40(3) :454–459, September 1998.

[68] Rudolf Stollberger, Peter W. Ascher, Dietrich Huber, Werner Renhart, Herbert Radner, and Franz Ebner. Invited. Temperature monitoring of interstitial thermal tissue coagulation using MR phase images. *Journal of Magnetic Resonance Imaging*, 8(1) :188–196, January 1998.

[69] John De Poorter. Noninvasive MRI thermometry with the proton resonance frequency method : Study of susceptibility effects. *Magnetic Resonance in Medicine*, 34(3) :359–367, September 1995.

[70] Sara M. Sprinkhuizen, Chris J. G. Bakker, Johannes H. Ippel, Rolf Boelens, Max A. Viergever, and Lambertus W. Bartels. Temperature dependence of the magnetic volume susceptibility of human breast fat tissue : an NMR study. *Magnetic Resonance Materials in Physics, Biology and Medicine*, 25(1) :33–39, February 2012.

[71] R. Salomir, B. Denis de Senneville, and C. T. W. Moonen. A fast calculation method for magnetic field inhomogeneity due to an arbitrary distribution of bulk susceptibility. *Concepts in Magnetic Resonance Part B : Magnetic Resonance Engineering*, 19B(1) :26–34, 2003.

[72] AbdEl Monem El-Sharkawy, Michael Schär, Paul A. Bottomley, and Ergin Atalar. Monitoring and correcting spatio-temporal variations of the MR scanners static magnetic field. *Magnetic Resonance Materials in Physics, Biology and Medicine*, 19(5) :223–236, November 2006.

[73] Johanna Gellermann, Waldemar Wlodarczyk, Bert Hildebrandt, Hildegard Ganter, Anett Nicolau, Beate Rau, Wolfgang Tilly, Horst Fähling, Jacek Nadobny, Roland Felix, and Peter Wust. Noninvasive Magnetic Resonance Thermography of Recurrent Rectal Carcinoma in a 1.5 Tesla Hybrid System. *Cancer Research*, 65(13) :5872–5880, July 2005.

[74] Robert D. Peters and R. Mark Henkelman. Proton-resonance frequency shift MR thermometry is affected by changes in the electrical conductivity of tissue. *Magnetic Resonance in Medicine*, 43(1) :62–71, January 2000.

[75] Jacco A. De Zwart, Frdric C. Vimeux, Christophe Delalande, Paul Canioni, and Chrit T.W. Moonen. Fast lipid-suppressed MR temperature mapping with echo-shifted gradient-echo imaging and spectral-spatial excitation. *Magnetic Resonance in Medicine*, 42(1) :53–59, July 1999.

[76] William A. Grissom, Adam B. Kerr, Andrew B. Holbrook, John M. Pauly, and Kim ButtsPauly. Maximum linearphase spectralspatial radiofrequency pulses for fatsuppressed proton resonance frequencyshift MR Thermometry. *Magnetic Resonance in Medicine*, 62(5) :1242–1250, November 2009.

[77] Jing Yuan, Chang-Sheng Mei, Bruno Madore, Nathan J. McDannold, and Lawrence P. Panych. Fast fat-suppressed reduced field-of-view temperature mapping using 2DRF excitation pulses. *Journal of Magnetic Resonance*, 210(1) :38–43, May 2011.

[78] Kagayaki Kuroda, Daisuke Kokuryo, Etsuko Kumamoto, Kyohei Suzuki, Yuichiro Matsuoka, and Bilgin Keserci. Optimization of selfreference thermometry using complex field estimation. *Magnetic Resonance in Medicine*, 56(4) :835–843, October 2006.

[79] Lorne W. Hofstetter, Desmond T.B. Yeo, W. Thomas Dixon, James G. Kempf, Cynthia E. Davis, and Thomas K. Foo. Fatreferenced MR thermometry in the breast and prostate using IDEAL. *Journal of Magnetic Resonance Imaging*, 36(3) :722–732, September 2012.

[80] Hongbae Jeong, Matthew C. Restivo, Peter Jezzard, and Aaron T. Hess. Assessment of radio-frequency heating of a parallel transmit coil in a phantom using multi-echo proton resonance frequency shift thermometry. *Magnetic Resonance Imaging*, 77 :57–68, April 2021.

[81] Laura Biagi, Vito Gagliardi, Alessandra Retico, Massimo Marletta, Giacomo Aringhieri, Gianluigi Tiberi, Francesco Campanella, and Michela Tosetti. Assessment of ultra-high-field Magnetic Resonance Imaging safety via temperature increase monitoring with Magnetic Resonance Thermometry. In *2020 IEEE International Symposium on Medical Measurements and Applications (MeMeA)*, pages 1–5, Bari, Italy, June 2020. IEEE.

[82] Caroline Le Ster, Franck Mauconduit, Christian Mirkes, Michel Bottlaender, Fawzi Boumezbeur, Boucif Djemai, Alexandre Vignaud, and Nicolas Boulant. RF heating measurement using MR thermometry and field monitoring : Methodological considerations and first in vivo results. *Magnetic Resonance in Medicine*, 85(3) :1282–1293, March 2021.

[83] Nicolas Boulant, Michel Bottlaender, Lynn Uhrig, Eric Giacomini, Michel Luong, Alexis Amadon, Aurélien Massire, Benoît Larrat, and Alexandre Vignaud. FID navigatorbased MR thermometry method to monitor small temperature changes in the brain of ventilated animals. *NMR in Biomedicine*, 28(1) :101–107, January 2015.

[84] Philipp Ehses, Florian Fidler, Peter Nordbeck, Eberhard D. Pracht, Marcus Warmuth, Peter M. Jakob, and Wolfgang R. Bauer. MRI thermometry : Fast mapping of RF-induced heating along conductive wires. *Magn Reson Med*, 60(2) :457–461, August 2008. Publisher : Physikalisches Institut (EP 5), Universität Würzburg, Würzburg, Germany. ehses@physik.uni-wuerzburg.de.

[85] D. Gensler, F. Fidler, P. Ehses, M. Warmuth, T. Reiter, M. Düring, O. Ritter, M. E. Ladd, H. H. Quick, P. M. Jakob, W. R. Bauer, and P. Nordbeck. MR safety : Fast T_1 thermometry of the RFinduced heating of medical devices. *Magnetic Resonance in Medicine*, 68(5) :1593–1599, November 2012.

[86] Hans Weber, Valentina Taviani, Daehyun Yoon, Pejman Ghanouni, Kim Butts Pauly, and Brian A. Hargreaves. MR thermometry near metallic devices using multispectral imaging. *Magnetic Resonance in Medicine*, 77(3) :1162–1169, March 2017.

[87] V. Detti, D. Grenier, E. Perrin, and O. Beuf. Assessment of radiofrequency selfheating around a metallic wire with MR T1based thermometry. *Magnetic Resonance in Medicine*, 66(2) :448–455, August 2011.

[88] Shalmali Dharmadhikari, Judy R. James, John Nyenhuis, and Navin Bansal. Evaluation of radiofrequency safety by high temperature resolution MR thermometry using a paramagnetic lanthanide complex : Evaluation of Specific Absorption Rate by MR Thermometry. *Magnetic Resonance in Medicine*, 75(5) :2121–2129, May 2016.

[89] Jens Frahm, KlausDietmar Merboldt, and Wolfgang Hänicke. Direct FLASH MR imaging of magnetic field inhomogeneities by gradient compensation. *Magnetic Resonance in Medicine*, 6(4) :474–480, April 1988.

[90] R.T. Constable and D.D. Spencer. Composite image formation in z-shimmed functional MR imaging. *Magnetic Resonance in Medicine*, 42(1) :110–117, July 1999.

[91] Todd S. Sachs, Craig H. Meyer, Bob S. Hu, Jim Kohli, Dwight G. Nishimura, and Albert Macovski. Real-time motion detection in spiral MRI using navigators. *Magnetic Resonance in Medicine*, 32(5) :639–645, November 1994.

[92] Robert D. Peters, R. Scott Hinks, and R. Mark Henkelman. Heat-source orientation and geometry dependence in proton-resonance frequency shift magnetic resonance thermometry. *Magnetic Resonance in Medicine*, 41(5) :909–918, May 1999.

[93] Christopher M. Collins, Bei Yang, Qing X. Yang, and Michael B. Smith. Numerical calculations of the static magnetic field in three-dimensional multi-tissue models of the human head. *Magnetic Resonance Imaging*, 20(5) :413–424, June 2002.

[94] R Bhagwandien and R Beersma. NUMERICAL ANALYSIS OF THE MAGNETIC FIELD FOR ARBITRARY MAGNETIC SUSCEPTIBILITY DISTRIBUTIONS IN 3D.

[95] S. Balac, G. Caloz, G. Cathelineau, B. Chauvel, and J.D. De Certaines. Integral method for numerical simulation of MRI artifacts induced by metallic implants. *Magnetic Resonance in Medicine*, 45(4) :724–727, April 2001.

[96] D. W. Budworth, F. E. Hoare, and J. Preston. The thermal and magnetic properties of some transition element alloys. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 257(1289) :250–262, September 1960.

[97] Ed Lide. *Handbook of Chemistry and Physics : a ready-reference book of chemical and physical data*. Handbook of Chemistry and Physics. CRC Press, Boca Raton, Florida, 1993.

[98] Platinum/Iridium Pt 90/Ir 10 - Supplier Data by Goodfellow, January 2004.

[99] Elodie Múrias Lopes, Ricardo Rego, Manuel Rito, Clara Chamadoira, Duarte Dias, and João Paulo Silva Cunha. Estimation of ANT-DBS Electrodes on Target Positioning Based on a New PerceptTM PC LFP Signal Analysis. *Sensors*, 22(17) :6601, September 2022.

[100] Carlos CastilloPassi, Ronal Coronado, Gabriel VarelaMattatall, Carlos AlberolaLópez, René Botnar, and Pablo Irarrazaval. KomaMRI.jl : An opensource framework for general MRI simulations with GPU acceleration. *Magnetic Resonance in Medicine*, 90(1) :329–342, July 2023.

[101] Kelvin J. Layton, Stefan Kroboth, Feng Jia, Sebastian Littin, Huijun Yu, Jochen Leupold, Jon-Fredrik Nielsen, Tony Stöcker, and Maxim Zaitsev. Pulseq : A rapid and hardware-independent pulse sequence prototyping framework : Rapid Hardware-Independent Pulse Sequence Prototyping. *Magnetic Resonance in Medicine*, 77(4) :1544–1552, April 2017.

[102] Keerthi Ravi, Sairam Geethanath, and John Vaughan. PyPulseq : A Python Package for MRI Pulse Sequence Design. *Journal of Open Source Software*, 4(42) :1725, October 2019.

[103] Barbara Dymerska, Korbinian Eckstein, Beata Bachrata, Bernard Siow, Siegfried Trattnig, Karin Shmueli, and Simon Daniel Robinson. Phase unwrapping with a rapid opensource minimum spanning tree algorithm (ROMEO). *Magnetic Resonance in Medicine*, 85(4) :2294–2308, April 2021.

Table des figures

1.1. Schéma du cylindre de longueur infinie parcouru par un courant I avec un repère cylindrique. 20
1.2. Permittivité relative ϵ (x) et conductivité σ (o) en fonction de la fréquence [1]. 25
1.3. Cellule 3D de Yee montrant les composantes des champs $\overrightarrow{E}$ et $\overrightarrow{H}$ dans la grille décalée (extrait de la documentation du logiciel Sim4Life) 28

2.1. Schéma du phénomène de RMN : a) En l'absence de champ magnétique, l'orientation des moments magnétiques individuels est aléatoire, résultant en une aimantation macroscopique nulle ; b) En présence d'un champ magnétique statique, les moments magnétiques individuels ont tendance à s'aligner au champ magnétique, créant ainsi une aimantation non nulle alignée avec le champ magnétique appliqué ; c) L'ajout au champ magnétique statique d'une composante RF à la fréquence de Larmor sort l'aimantation de l'équilibre et la fait basculer dans le plan transverse. Dans le repère du laboratoire on observe une précession autour du champ statique à la fréquence de Larmor tandis que dans le repère tournant on a une simple rotation de l'aimantation de l'angle de bascule ; d) Une fois la composante RF éteinte, l'aimantation revient à l'équilibre avec les temps de relaxation longitudinal et transverse, respectivement T1 et T2. . . . 32
2.2. Exemple d'image et sa représentation dans l'espace k (images issues de https ://mriquestions.com/wh is-k-space.html). 37
2.3. Trajectoires de parcours de l'espace k les plus courantes. 37
2.4. a) Schéma de l'antenne en cage d'oiseau avec deux anneaux terminaux, plusieurs barreaux b) antenne RF corps entier en cage d'oiseau (images à partir de https ://mriquestions.com/birdcage-coil.html) 39

3.1. A : image scanner réalisée juste après une image IRM lombaire montrant une hémorragie autour de l'électrode SCP de gauche. B : image IRM pondérée T2 du cerveau montrant un dème autour de l'électrode de SCP [18]. 44
3.2. Photo du fantôme ASTM. Le fond avec trous permet de fixer des dispositifs en différentes positions. La tige noire est un fil conducteur utilisé dans nos expériences. 47
3.3. Schéma du déroulé d'un examen IRM avec les méthodes proposées 50

4.1. Exemple d'images acquises par 3DFLASH 20 mm×20 mm autour d'un fil de cuivre et d'un implant de SCP présentant des artefacts B_1 faibles et forts. . . 57

4.2. Principe de la prédiction de l'échauffement basé sur la mesure de courant RF par IRM. Les interactions complexes et inconnues entre l'IRM, le patient et l'implant (1) induisent un courant RF au bout du fil (2). Ce courant RF perturbe le signal d'une séquence IRM sensible aux perturbations de champ B_1 (3) et peut être reconstruit à partir de ce signal perturbé. Le courant RF sortant de l'implant aux contacts de l'implant provoque un échauffement dans les tissus adjacents (4). Pour une géométrie d'implant connue, l'échauffement peut être prédit à partir d'une mesure du courant RF. 58

5.1. Schémas des séquences AFI et da-hdrAFI 72

5.2. Amplitude des signaux acquis pour la coupe 3 du fantôme (séquence A à C ; AFI « classique », « patch » ou « bis » ; signaux 1 et 2 de la AFI). 75

5.3. Différences d'amplitude entre la séquence AFI « classique » de référence et les « patch » et « bis » correspondantes pour la coupe 3 du fantôme (séquence A à C). 76

5.4. Phase des rapports entre les signaux de la séquence AFI « classique » de référence et des signaux « patch » et « bis » pour la coupe 3 du fantôme (séquence A à C) 76

5.5. Amplitude des signaux acquis pour la coupe 9 du fantôme ASTM (séquence A et B ; AFI « classique » et « patch » ; signaux 1 et 2 de la AFI) et différences correspondantes. 78

6.1. a) Forme de l'impulsion RF utilisée (intensité pour une excitation d'un angle de bascule de 1ř) b) Projections de l'aimantation idéales (pointillés) et réalistes (ligne pleine) après l'impulsion d'excitation de 90ř le long de la coupe. 81

6.2. Signaux simulés pour la da-hdrAFI (paramètres optimisés comme décrit en section 6.3) avec (bleu) et sans (orange) prise en compte du profil de coupe en fonction de l'angle de bascule local réel. 82

6.3. Exemple de signaux issus de la da-hdrAFI modélisés sans (haut) et avec (bas) prise en compte de l'effet du profil de coupe. 84

7.1. Différence relative médiane (% sur les échantillons test) absolue entre le signal simulé avec et sans variation intra voxel de B_1^+ pour chaque voxel de chaque signal de la da-hdrAFI. 91

7.2. Modèle du résonateur RF de transmission en forme de cage d'oiseau et du fantôme 92

7.3. Cartes de l'amplitude du B_1^+ et du champ électrique simulées sans fil, avec le fil parallèle à B_0 et le fil incliné à 45ř. Le plans plans ont été placés pour couper le centre du fil. 93
7.4. DAS simulés autour d'un bout d'un fil de cuivre et d'un implant de SCP. . . . 94
7.5. Signaux IRM simulés (paramètres optimisés listés en section 6.3.4) (haut), reconstruits (centre) et leur différence (bas), à 35 mm du bout du fil côté pieds du fantôme. 95
7.6. Courant RF reconstruit à partir de signaux IRM simulés (bleu), et courant simulé correspondant (orange), pour 41 positions le long du fil. 95
7.7. Comparaison entre paramètres d'échantillon du modèle reconstruits et simulés pour le fil parallèle à B_0. 96
7.8. a) zoom sur le modèle 3D de la structure hélicoïdale à 4 spires de l'implant de SCP ; b) carte de l'amplitude du B_1^+ autour de l'implant ; c) modèle 3D du bout de l'implant de SCP avec l'électrode, les 4 cylindres de PtIr et capteurs de courant. 98
7.9. Courant RF reconstruits à partir de signaux IRM simulés (bleu), et courant simulé correspondantes (orange), au bout de l'électrode de SCP. 99

8.1. Exemple de cartes de B_1^+ simulée, acquise et rapport acquise/simulée au centre du fantôme 102
8.2. Courants RF dans un fil de cuivre simulés et mis à l'échelle (bleu) et courants reconstruits à partir de signaux IRM acquis le long du fil pour les deux configurations (orange), pour deux configurations : fil parallèle à B_0 (gauche) et fil incliné à 45ř (droite). 104
8.3. Écart type (K) des mesures de température en fonction de la puissance du signal. 106
8.4. Schéma de l'expérience : fantôme avec position du fil et des différents points de mesures de la température (vert bout du fil tête, rouge milieu du fil et bleu contre latéral). 108
8.5. Échauffements mesurés pendant la séquence d'échauffement avec et sans fil. Les traits noirs délimitent la zone de l'ajustement linéaire pour la détermination du DAS. 108
8.6. Cartes de phase du B_1^+ acquise sans fil (plans choisis au centre de l'emplacement du fil) 110
8.7. Histogrammes circulaires représentant la variation de phase en radian au sein d'un patch de $24 \times 24\,\mathrm{mm}^2$ (coupes d'écart-type minimal, médian et maximal). 111
8.8. Photos du dispositif permettant de tenir le fil de cuivre et les deux sondes de température 113
8.9. Photos du dispositif permettant de tenir l'électrode de SCP et la sonde de température (partie distale à gauche et partie proximale à droite). 113

8.10. Illustration des configurations testées du fil de cuivre (haut) et de l'électrode SCP (bas) dans un plan coronal grâce à des projections de l'intensité maximale des données issues de la séquence 3DFLASH. 114
8.11. Température mesurée tout au long de l'expérience sur l'implant de SCP (haut) et exemples d'échauffements corrigés (bas, positions 2 et 8). 116
8.12. Comparaison entre l'échauffement mesuré au bout du fil et de l'implant SCP par sondes de température et le carré du courant mesuré par IRM dans la coupe située à 33 mm du bout de l'implant (en haut) et la coupe à 99 mm du bout de l'implant (en bas) pour les deux bouts du fil de cuivre (côté tête et côté pieds) et pour l'implant de SCP. Les points représentent les mesures individuelles et les lignes représentent les ajustements linéaires (moindres carrés) des échauffements en fonction des courants au carré. 117
8.13. Coefficient de détermination R^2 pour l'ajustement linéaire entre dT_{thermo} et I^2_{MRI} à travers les configurations du fil ou de l'implant, calculés indépendamment pour des valeurs de I_{MRI} obtenues à partir de chaque coupe acquise, en fonction de la distance entre la coupe et le bout du fil ou de l'implant où est réalisé la mesuré de température. 118
8.14. Exemple de signaux IRM acquis (haut), des signaux modélisés correspondants (centre) et de la différence entre les deux (bas) pour une configuration, pour une coupe du fil de cuivre et de l'implant de SCP. 120

10.1. Carte des différences de fréquences créées par l'inhomogénéité B_0 autour d'une électrode de SCP, mesurée à 9.4 T. 138

11.1. Géométrie des contacts de l'électrode SCP Medtronic 3389 modélisée [99]. . . 145
11.2. Exemples de cartes de paramètres simulées dans le plan sagittal, sur une coupe d'une épaisseur de 8 mm. 146
11.3. Trajectoire dans l'espace-k (gauche, unités en m^{-1}) et gradients correspondants (droite) de la séquence IRM simulée. Les points bleus sur la trajectoire représentent l'échantillonnage du signal. 147
11.4. Coupes dans les 3 plans de l'espace des cartes de $\Delta f_0 = \frac{\gamma}{2\pi}\Delta B_0$ acquise, simulée et les résidus correspondants pour l'expérience A. 150
11.5. $\Delta\chi$ ajusté en fonction de la température moyenne lors de l'acquisition. 152
11.6. Évolution de la fonction de coût (MSE, Kš) sur l'ensemble d'entraînement et l'ensemble de validation pendant l'entraînement du réseau de neurones. 154
11.7. Échauffements prédits en fonction des échauffements simulés pour chaque membre de l'ensemble de validation à la fin de l'entraînement du réseau de neurones (points bleus) et droite du cas idéal où la prédiction est parfaitement juste pour chaque membre de l'ensemble de validation (droite pointillés rouge). 154

A.1. Diagramme de Gantt de la thèse. 162

Liste des tableaux

3.1. Types de DAS et leurs définitions d'après l'IEC 42
3.2. Limites de DAS en W/kg d'après l'IEC 43

5.1. Paramètres de la séquence da-hdrAFI 72

6.1. Paramètres d'échantillon du modèle du B_1^+ 80

8.1. Tableau récapitulatif de la caractérisation des sondes de température. 107
8.2. Valeurs de DAS calculés à partir des données expérimentales de thermométrie (ligne 1), valeurs expérimentales mis à l'échelle de la simulation EM (ligne 2) et valeurs minimales et maximales de DAS simulées (ligne 3). 109
8.3. Données issues de l'expérience sur fantôme avec le fil de cuivre (côté tête) pour chaque configuration du fil. dT_{thermo} : échauffement mesuré par sonde de température au bout du fil côté tête pendant la séquence d'échauffement, dT_{MRI} : échauffement prédit à partir de la mesure de courant par IRM sur une coupe centrée à 33 mm du bout du fil, I_{thermo} : courant déduit de l'échauffement mesuré avec la sonde de température, I_{MRI} : courant mesuré par IRM dans la coupe centrée à 33 mm du bout du fil, $dT\left(B_{1,rms}^{thresh}\right)$: échauffement qui aurait été observée pour une séquence à $B_{1,rms}^{thresh}$ déduit de la mesure de courant par IRM. Toutes ces données correspondent à l'analyse en « leave one out » telle que décrite dans le texte avec $c_{implant}$ la constante de l'ajustement linéaire des données provenant des N-1 configurations. 121
8.4. Données issues de l'expérience sur fantôme avec le fil de cuivre (côté pieds) pour chaque configuration du fil. dT_{thermo} : échauffement mesuré par sonde de température au bout du fil côté tête pendant la séquence d'échauffement, dT_{MRI} : échauffement prédit à partir de la mesure de courant par IRM sur une coupe centrée à 33 mm du bout du fil, I_{thermo} : courant déduit de l'échauffement mesuré avec la sonde de température, I_{MRI} : courant mesuré par IRM dans la coupe centrée à 33 mm du bout du fil, $dT\left(B_{1,rms}^{thresh}\right)$: échauffement qui aurait été observée pour une séquence à $B_{1,rms}^{thresh}$ déduit de la mesure de courant par IRM. Toutes ces données correspondent à l'analyse en « leave one out » telle que décrite dans le texte avec $c_{implant}$ la constante de l'ajustement linéaire des données provenant des N-1 configurations. 122

8.5. Données issues de l'expérience sur fantôme avec l'implant de SCP pour chaque configuration du fil. dT_{thermo} : échauffement mesuré par sonde de température au bout du fil côté tête pendant la séquence d'échauffement, dT_{MRI} : échauffement prédit à partir de la mesure de courant par IRM sur une coupe centrée à 33 mm du bout du fil, I_{thermo} : courant déduit de l'échauffement mesuré avec la sonde de température, I_{MRI} : courant mesuré par IRM dans la coupe centrée à 33 mm du bout du fil, $dT\left(B_{1,rms}^{thresh}\right)$: échauffement qui aurait été observée pour une séquence à $B_{1,rms}^{thresh}$ déduit de la mesure de courant par IRM. Toutes ces données correspondent à l'analyse en « leave one out » telle que décrite dans le texte avec $c_{implant}$ la constante de l'ajustement linéaire des données provenant des N-1 configurations. 123

11.1. Tableau listant les paramètres d'échantillon ajoutés à ceux du Tableau 6.1 pour la simulation des cartes 3D des grandeurs physiques. 144

Remerciements

Il est grand temps de dire merci ! J'ai repoussé l'écriture de ces remerciements jusqu'à la dernière minute, mais c'est parce que ça me paraît d'une très grande importance. En effet, si j'ai bien ressenti quelque chose, même si je le savais déjà, c'est qu'on ne fait rien seul. Et dans ce travail, j'ai eu des soutiens à la hauteur du défi qu'une thèse représente. J'ai donc accepté que ces remerciements ne seront pas parfaits, les réclamations sont acceptées (je promets pas qu'elles seront prises en compte par contre, mais merci à ceux que j'oublie !).

Tout d'abord merci aux membres de mon jury qui ont accepté d'évaluer mon travail. Grâce à vous, mes travaux de thèse se sont achevés sur un échange scientifique constructif, challengeant et bienveillant. Merci aux membres de mon CSI qui m'ont aidée de par leur expérience à prendre du recul sur le travail de chaque année.

Merci Emmanuel pour avoir accepté d'être mon directeur de thèse et m'avoir permis de vivre ces trois années. Grâce à toi, j'ai pu ressentir la passion de la recherche et l'investissement de quelqu'un qui fait tout ce qu'il peut pour que les rouages de la grosse machine de la recherche marche le mieux possible et épanouisse ses membres.

Merci Jan, de m'avoir donné la chance en premier lieu de m'investir dans ce projet si riche et qui m'a animée pendant ces années. Merci de ton investissement dans la transmission de tes connaissances dont je ne suis pas sûre d'avoir aperçu une limite ! Merci pour ton envie de toujours bien faire les choses qui m'a appris que la rigueur est toujours notre amie, mais surtout qu'on peut construire de grandes choses avec les bonnes intentions. Je suis vraiment reconnaissante d'avoir partagé cette expérience de la recherche avec toi qui, en plus de l'investissement scientifique dans le projet, as toujours été une oreille attentive et encourangeante dans mes doutes.

Merci à Mélina dont les travaux ont été une base précieuse et les échanges d'une valeur inestimable !

Merci aux membres du GIN qui m'ont permis d'avoir un environnement où je me suis sentie bien pendant ces années. Un merci tout particulier aux référents doctorants avec qui j'ai eu l'occasion de travailler pour la bonne cause des pauvres cerveaux en déroute des doctorants. Nos réunions ont toujours mis des paillettes dans mes journées et je suis très fière de tout ce que nous avons accompli !

Merci aux membres de l'équipe (équipe 5, NIPC ou autre ? ;)) qui ont fortement contribué à rendre mon quotidien très agréable. Merci pour tous ces moments autour des croissants du vendredi, des réunions d'équipe au cours desquels j'ai pu prendre part au monde de la recherche

grâce à votre ouverture à la discussion. Un merci tout particulier à la team des précaires, qui a été ma petite famille avec laquelle je mange le midi, je bois des verres. Ca a été un IMMENSE (oui oui je sors les majuscules) plaisir d'apprendre à tous vous connaître, votre présence à été un pilier majeur de mes années de thèse. Un merci encore plus particulier à ceux avec qui j'ai pu partager mon bureau. Pour le premier : merci à Vaëa, tu as été mon premier accueil dans cette période étrange où on portait encore des masques et ta douceur et ton humour m'ont beaucoup aidée à me sentir à l'aise ; merci Benjamin, voisin de bureau comme de ville, pour toutes ces conversations du deep learning jusqu'à la beauté incontestable de Strasbourg. Et bien évidemment... le bureau des crevettes/calmars ! Véritable base de repli pour rire (ou pleurer parfois si besoin), discuter de tout. J'ai beaucoup appris de vous, vous êtes exceptionnelles chacune à votre manière et j'ai grandement apprécié les moments qu'on a partagé. Vous avez vraiment marqué mes années (en bien évidemment !), alors un TITANESQUE merci à Alicia, Loan, Clothilde, Romane, Camille, Cléopha, Elise et Marco le bulot.

Merci à mes amis, pour qui parfois la science de ma thèse était un mystère, mais qui ont grandement contribué à ce que je garde confiance en moi et que je continue toujours à avance avec le sourire de quelqu'un qui a la chance d'avoir de véritables piliers dans la vie. Merci aux toutes premières amies de ma vie Mathilde et Manon, d'aussi loin que je me souvienne, vous étiez là et je ne changerai ça pour rien au monde ! Au passage, merci à leurs parents qui sont une extension de ma famille. Merci Eline, Flavie et Laure, avec vous j'ai toujours le sentiment qu'être moi-même est un cadeau et vous savoir là, même loin, me fait me sentir plus forte. Merci Aurore pour ta loyauté sans faille, tu es une personne unique que je suis très reconnaissante d'avoir dans ma vie. Merci Marie, depuis la prépa on en a vécu des aventures et elles m'ont toujours parues plus simples à traverser quand je pouvais t'en parler autour d'une salsita par exemple, alors merci pour ta bienveillance à toute épreuve. Merci Florian, en plus d'être un copain stylé pour mon amie, tu es aussi un ami sur lequel on peut vraiment compter. (vous revenez quand à Grenoble Marie et Flo ?). Merci à tous ceux que j'ai rencontré à Grenoble, qui ont fait de mes soirées dans les bars, des expéditions en montagne, de mes séances de sport ou encore des jeux de société des moments de pur bonheur ! Merci Claire, tu as été la meilleure acolyte d'école à la thèse, c'était trop génial de pouvoir partager tout ça avec quelqu'un comme toi, merci pour tout.

... Et ben quoi ? Tu pensais que j'allais encore oublier, mais non ! Mais bon, comme je ne peux pas dissocier la thèse de tous les moments cools qu'on a passé ensemble, il te fallait bien ton petit retour à la ligne. Bon stop le suspense, merci de ton mon coeur Victor ! Pendant ces années tu as vraiment fait partie de mon cocon safe de tous les jours (... bon ok presque tous les jours !). Merci pour toutes ces discussions, ces debriefs, ces terraforming mars, toutes ces petites choses de la vie qui m'ont rendue heureuse grâce à toi ! Merci de toujours être aussi drôle, soutenant, bienveillant, toutes ces qualités ont beaucoup contribuer à l'aboutissement de cette thèse !

Merci à ma belle famille de m'avoir si bien accueillie et soutenue notamment pendant mes

vacances de fin de rédaction ! Merci aux beaux amis Thomas et Juliette avec qui c'est toujours un plaisir de papoter autour d'une soirée gaming.

Merci à ma famille d'avoir été mon environnement dans lequel j'ai pu grandir et m'épanouir. Merci en particulier à mes parents. Dire que je vous dois beaucoup est un euphémisme tellement il y a de vos efforts et votre amour dans cette thèse et dans ma vie en général. Merci d'avoir toujours cru en moi peu importe ce que je faisais, merci de m'avoir encouragée à me dépasser malgré vos propres inquiétudes, merci d'être mon refuge sur cette planète. J'espère qu'à travers la fierté que vous ressentez pour moi, vous vous sentez aussi immensément fiers de vous parce que vous le méritez amplement. Papa, je me souviens du moment où j'attendais de passer mon premier oral de concours après la prépa. Grâce à ta présence, tes blagues et ton soutien, je ne me suis pas sentie envahie par le stress, mais capable d'y aller et légétime d'être là à montrer de quoi j'étais capable. Maman je me souviens d'une répétiton d'un spectacle de danse où j'étais un petit cygne impressionné avec ses palmes et à travers ta confiance, ta fierté et la valeur du temps que tu me consacrais, j'ai compris l'importance de l'autonomie et la confiance en moi que je construisais. Merci à ma soeur Chloé. Je ne répèterai jamais à quel point je suis reconnaissante à l'univers de t'avoir comme soeur dans cette vie. Avec toi je me sens forte, confiante, aimée inconditionnellement et j'ai l'impression que tout est possible. Merci d'avoir été mon exemple de force et d'intelligence (mon entourage ne te remercie pas pour le dégoût du fromage par contre !) et merci d'avoir toujours été mon repère. Merci Luc pour ton soutien, ton humour unique qui me fait me sentir chez moi. Tu es très important dans notre famille et tous les moments qu'on passe ensemble sont très précieux à mes yeux.

Merci Robin !

Ah mince, il faut développer ? Bon par où commencer ? Je vais commencer comme ce que je pense que j'ai dit à la soutenance. Je souhaite vraiment à tout le monde d'avoir un partenaire de vie comme toi. Quelqu'un de drôle, intelligent et d'un soutien infaillible. T'avoir à mes côtés a été très important notamment pendant cette thèse parce que ta curiosité envers les autres m'a fait me sentir comprise et entendue. Tu arrives à transformer une situation banale en de super vanouilles ou une occasion d'avoir un débat profond sur un sujet quelconque. Ensemble, j'ai vraiment l'impression de voir le meilleur de nous-mêmes (pour preuve nos thèses et le R5obN1 project !) et j'ai hâte de voir ce qui nous attend après cette phase Drale ! Je te pardonne de gagner tous les terraforming mars, mais uniquement parce que je peux rivaliser au blindtest.