Vers une application sûre de l'IRM en présence d'implants actifs

Melina Bouldi

▶ **To cite this version:**

Melina Bouldi. Vers une application sûre de l'IRM en présence d'implants actifs. Electromagnétisme. Université de Grenoble, 2014. Français. NNT : 2014GRENY056 . tel-01363635

HAL Id: tel-01363635

https://theses.hal.science/tel-01363635

Submitted on 10 Sep 2016

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Physique pour les Sciences du Vivant**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Mélina BOULDI

Thèse dirigée par **Jan WARNKING**

Préparée au sein du **Grenoble Institut des Neurosciences**
dans **l'École Doctorale de Physique**

Vers une application sûre de l'IRM en présence d'implants actifs

Thèse soutenue publiquement le **28 Novembre 2014**,
devant le jury composé de :

Pr, Fabien NDAGIJIMANA
Professeur à l'Université de Grenoble, Président du jury
Pr, Chrit MOONEN
Professeur à l'Université d'Utrecht, Rapporteur
Pr, Jacques FELBLINGER
Professeur à l'Université de Nancy, Rapporteur
Dr, Jan WARNKING
Chargé de Recherche à l'Université de Grenoble, Examinateur

Université Joseph Fourier / Université Pierre Mendès France /
Université Stendhal / Université de Savoie / Grenoble INP

Thèse réalisée au Grenoble Institut des Neurosciences
Centre de Recherche Inserm U 836 - UJF - CEA - CHU
Chemin Fortuné Ferrini
Bâtiment : Edmond J. Safra
38706 La Tronche

Web : http ://neurosciences.ujf-grenoble.fr/

Par Mélina Bouldi

Sous la direction de Jan Warnking

Financement Allocation de recherche de la Région Rhône-Alpes 2011-2014
ARC2 : Qualité de Vie et Vieillissement

Résumé

L'IRM est généralement considérée comme une méthode d'imagerie extrêmement sûre. Cependant, en présence d'implants conducteurs, des risques pour la santé du patient existent, plus particulièrement en terme d'échauffement radio-fréquence (RF) des tissus en contact avec l'implant. Suivant les recommandations des fabricants et des autorités sanitaires, certains dispositifs implantés sont autorisés en environnement IRM, sous conditions strictes qui limitent la qualité des images ou rendent l'acquisition impossible. Le but de cette thèse était d'optimiser et de valider les méthodes pour l'évaluation de la sécurité IRM en présence d'implants. Augmenter la prévisibilité des échauffements qui risquent se produire dans chaque cas précis devrait permettre un élargissement des applications possibles de l'IRM chez des patients porteurs d'implants actifs. Ce projet est basé sur trois approches :

— Des mesures et développements de méthodes IRM sur des objet-tests. Des techniques pré-existantes de cartographie du champ RF ont été optimisées afin de couvrir l'ensemble de la gamme dynamique présente dans le cas de courants RF induits dans des conducteurs. Pour ce faire, la technique AMFI ("Actual Multiple Flip-Angle Imaging") a été développée. Un travail d'optimisation a également été mené sur la thermométrie IRM rapide via la méthode PRFS ("Proton Resonance Frequency Shift").

— Le développement de simulations numériques visant à étudier les interactions électromagnétiques entre les implants et le résonateur RF, ainsi que leurs répercussions thermiques. Un modèle de résonateur RF a été construit et validé à la fois théoriquement et expérimentalement. Le réglage du résonateur a donné lieu au développement d'une méthode numérique originale permettant de déterminer rapidement et précisément les valeurs des capacités. L'évaluation des courants RF induits dans des implants filaires conducteurs, via l'utilisation des cartes de champ RF, a également été développée. Cette méthode de mesure des courants RF induits ouvre la possibilité d'évaluer la sécurité au niveau individuel par une acquisition à faible débit d'absorption spécifique, avant toute autre acquisition IRM, dans le cas d'un possible futur protocole incluant des patients.

— La construction d'un modèle numérique simplifié d'une électrode de stimulation cérébrale, via l'utilisation de la théorie des lignes de transmission. Ce modèle rend les simulations RF abordables, et présente les mêmes propriétés électriques que l'électrode réelle. L'échauffement RF en présence d'une électrode DBS a ainsi pu être évalué numériquement par l'intermédiaire de simulations recouvrant la taille du résonateur RF corps-entier.

L'ensemble des outils développés au cours de cette thèse permet finalement une amélioration des méthodes disponibles afin d'évaluer la sécurité RF en présence d'implants conducteurs.

Mots clés : IRM, Sécurité RF, Implant Actif, Simulations Électromagnétiques et Thermiques.

Abstract

MRI is generally considered to be an exceptionally safe imaging method. However, in the presence of electrically conducting implants health risks exist, particularly in terms of RF heating of the tissues in contact with the implant. Some implants are cleared by the manufacturers or regulatory agencies for MR imaging of patients, but only under strictly limited conditions which often degrade image quality and exclude many configurations. The goal of this thesis project was to optimize and validate the methods for the assessment of MR safety in the presence of active implants. Increasing the predictability of the risk of RF heating in individual subjects should allow MRI to find wider applications in patients implanted with active devices. This project is based on three distinct approaches:

— Measurements and MR method developments performed on test objects. Existing B1-mapping techniques were optimized for the specific needs of high dynamic range encountered in the presence of induced RF currents in conductors, leading to the "Actual Multiple Flip-Angle Imaging" technique. Further work has been performed on the optimization of rapid "Proton Resonance Frequency Shift" MR thermography.

— The development of numerical simulations of the electromagnetic interactions between the RF resonator and implants as well as their thermal impact. A numerical RF resonator model was built and validated it using both theoretical and experimental studies. The optimization of the resonator has led to the development of an original method to rapidly and precisely adjust the individual capacitor values to obtain a given targeted current distribution. Separately, the measurement of RF currents induced in conductive wires, via B1 mapping, was developed. This method to measure RF currents in a specific configuration opens the possibility to evaluate RF safety in individual subjects using a low-SAR prescan prior to other acquisitions, for use in hypothetical future protocols on patients.

— The construction of a simplified numerical model of deep brain stimulation electrodes, using transmission line theory. This model renders RF simulations tractable, while exhibiting the same electrical behavior as the real implant, allowing evaluation of RF heating in simulations covering the size of a whole-body MR resonator.

The set of tools developed improve upon the currently available methods for the evaluation of RF safety in the presence of conductive implants.

Keywords: MRI, RF Safety, Active Implant, Electromagnetic and Thermal Simulations.

Table des matières

Remerciements iii

Table des matières v

Introduction générale 1

1 Cadre médical du projet 5

1.1 La maladie de Parkinson et ses thérapies 6

1.1.1 Les soins dopaminergiques 6

1.1.2 Rapide historique de la SCP 7

1.1.3 Le dispositif de stimulation 7

1.1.4 Le besoin d'imagerie médicale dans la population de patients porteurs d'implants actifs . 8

2 Les risques liés à la présence d'implants actifs en IRM 11

2.1 Notions de RMN 11

2.2 Les différents types de champ présents dans l'IRM 13

2.2.1 Le champ statique 13

2.2.2 Les gradients de champ magnétique 14

2.2.3 Le champ radio-fréquence 15

2.3 Évaluation théorique des risques 15

2.3.1 Propriétés électriques des éléments biologiques 15

2.3.2 Le débit d'absorption spécifique (DAS) 17

2.3.3 Interactions des champs IRM avec des éléments conducteurs 18

2.3.4 Les risques liés au champ statique 19

2.3.5 Les risques liés aux gradient de champ 20

2.3.6 Les risques liés au champ radio-fréquence 20

2.4 Etat de l'art des études IRM et IRMf de la SCP . . . 21
2.4.1 Études cliniques de la sécurité de dispositifs SCP en IRM . . . 21
2.4.2 Études des échauffements RF sur objets-tests : paramètres des examens influençant les échauffements . . . 24

Introduction à l'IRM et aux simulations numériques 29

3 Caractéristique du champ RF 33
3.1 Antennes RF pour l'IRM . . . 33
3.2 Propriétés des antennes « cage d'oiseau » . . . 34
3.2.1 Modes de résonance . . . 35
3.2.2 Distribution des courants dans les résonateurs « cage d'oiseaux » . . . 37
3.2.3 Paramètres complémentaires . . . 39

4 Introduction aux méthodes de mesure IRM du champ RF B_1 41
4.1 Méthode « Variable Flip Angle » - VFA . . . 41
4.2 Méthode « Actual Flip Angle Imaging » - AFI . . . 42

5 Introduction aux méthodes de thermométrie 45
5.1 Une thermométrie : les thermomètres optiques . . . 46
5.1.1 Contraintes du thermomètre . . . 46
5.1.2 Principes de fonctionnement . . . 46
5.2 Le coefficient de diffusion D . . . 47
5.3 Les détecteurs chimiques de variations de température . . . 47
5.4 Le temps de relaxation spin-réseau T_1 . . . 48
5.5 La méthode « Proton Resonance Frequency Shift » - PRFS . . . 49
5.5.1 Principe de la méthode . . . 49
5.5.2 Exemple d'étude PRFS . . . 49

6 Principes fondamentaux en simulation numérique EM 51
6.1 Théorie de la simulation numérique EM : la Méthode Finite Difference Time Domain - FDTD . . . 51
6.1.1 Principe de la FDTD : discrétisation des équations de Maxwell . . . 51
6.1.2 Stabilité des simulations et dispersion numérique . . . 54
6.2 Théorie de la simulation thermique : les équations de Pennes . . . 55
6.3 Présentation du logiciel de simulation . . . 56
6.3.1 Présentation sommaire du logiciel . . . 56
6.3.2 Choix du solver . . . 56

6.3.3 Présentation du poste de travail . . . 57
6.4 Exemples de l'utilisation de simulations pour évaluer la sécurité IRM . . . 57

Développements expérimentaux et méthodologiques en IRM 61

7 Construction d'un nouveau fantôme pour les études de sécurité RF en IRM 65
7.1 Introduction aux fantômes IRM . . . 65
7.2 Propriétés du nouveau fantôme . . . 66
7.2.1 Aspect général . . . 66
7.2.2 Fabrication du gel . . . 68
7.3 Propriétés électriques du nouveau fantôme . . . 68

8 Développement pour la cartographie des champs RF 71
8.1 Méthode « Dual Flip Angle » - DFA . . . 72
8.2 Méthode « Actual Multiple Flip-Angle Imaging » - AMFI . . . 74
8.3 Discussion complémentaire sur la méthode AMFI . . . 82

9 Développement pour la thermométrie IRM PRFS 85
9.1 Travaux expérimentaux . . . 85
9.1.1 Optimisation des séquences d'acquisition . . . 86
9.1.2 Optimisation du traitement des données . . . 87
9.1.3 Exemple de résultat obtenu : injection de gel chaud . . . 90
9.2 Les limites de la PRFS . . . 91
9.2.1 Artefact de susceptibilité en présence de conducteur . . . 91
9.2.2 Dérive de champ . . . 92

Modélisations et validations du résonateur radio-fréquence 99

10 Méthodologie pour la modélisation de l'antenne RF corps entier « cage d'oiseau » 103
10.1 How to Build a Numerical Elliptical Birdcage . . . 104
10.2 Résultats complémentaires et perspectives . . . 118

11 Évaluation de la sécurité RF : mesure des courants induits via les cartes RF 123
11.1 Expérience réalisée . . . 123
11.2 Développement théorique . . . 124
11.3 Traitement des données et simulations numériques . . . 126
11.4 Résultats préliminaires . . . 128

11.5 Discussion et Perspectives 129

Étude et modélisation de l'électrode de stimulation cérébrale profonde 133

12 Construction du modèle simplifié de l'électrode SCP 137

12.1 Présentation de l'électrode SCP 137
12.2 Représentation de l'électrode SCP comme ligne de transmission 137
12.3 Mesures des propriétés d'une ligne de transmission intégrant l'électrode SCP 140
12.3.1 Description des appareils et du montage de mesure 140
12.3.2 Mesures effectuées 140
12.4 Détermination des paramètres électriques pour l'électrode simplifiée 142
12.4.1 Tension distribuée, résistance linéique et conductivité électrique pour le modèle théorique 142
12.4.2 Calcul de l'inductance linéique et de la capacitance linéique pour le modèle théorique . . 144
12.4.3 Détermination des propriétés électriques du diélectrique 147
12.5 Récapitulatif des dimensions et propriétés électriques de l'électrode simplifiée 149

13 Simulation électromagnétique du modèle simplifié 151

13.1 Simulation de l'électrode réaliste et simplifiée 151
13.2 Optimisation des paramètres électriques de l'électrode simplifiée 154
13.3 Exemple d'évaluation numérique de la sécurité RF avec l'électrode simplifiée 158

Conclusion et perspectives 163

Annexes 169

A Schéma du fantôme d'expérimentation IRM 171

B Etude de l'échauffement IRM du VNS à 3-T 179

B.1 Dispositif expérimental 179
B.2 Expériences réalisées 180
B.3 Résultats 181
B.3.1 Expérience n°1 181
B.3.2 Expérience n°2 181
B.4 Discussion et conclusions 182

C Résumés de conférences 185

D Curriculum Vitae **191**

Bibliographie **195**

Glossaire

AFI	Actual Flip Angle Imaging
AG	Anesthésie Générale
AMFI	Actual Multiple Flip-Angle Imaging
AR	Analyseur Réseau
DAS	Débit d'Absorption Spécifique - SAR
DBS	Deep Brain Stimulation - SCP
DFA	Dual Flip-Angle
EG	Echos de Gradient - GRE
EM	Electromagnétique
FDA	Food and Drug Administration
FDTD	Finite Difference Time Domain
FOV	Field of View
HEC	Hydroxy-Ethyl-Cellulose
HEC	Hydroxy-ethyl-cellulose
IPG	Générateur d'Impulsions
IRM	Imagerie par Résonance Magnétique
IRMf	Imagerie par Résonance Magnétique Fonctionnelle
NST	Noyau Sous-Thalamique
PRFS	Proton Resonance Frequency Shift
RF	Radio-Fréquence
RMN	Résonance Magnétique Nucléaire
RMS	Root Mean Square
RSB	Rapport Signal sur Bruit - SNR
SAR	Specific Absorption Rate - DAS
SCP	Stimulation Cérébrale Profonde
SHF	Stimulation Haute Fréquence

SNR Signal to Noise Ratio - RSB

TEM Transverse Electro-Magnétique

TI Temps d'Inversion

TOC Troubles Obsessionnels Compulsifs

TR Temps de répétition

TSE Turbo Spin Echo

VFA Variable Flip Angle

VIM Noyau Ventral Intermédiaire

VNS Stimulateur Nerf Vague

Introduction générale

Rapide introduction

Le vieillissement de la population entraîne une augmentation de la prévalence de maladies neurodégénératives ; les changements dans nos modes de vie (sédentarité, régime alimentaire...) augmentent la prévalence des maladies cardiovasculaires ; et les progrès technologiques permettent un meilleur diagnostique, et une multiplication des traitements adaptés à chaque pathologie. La portion de la population mondiale portant un dispositif médical implanté ne fait que croître [Mond and Proclemer, 2011].

L'Imagerie par Résonance Magnétique (IRM) est un outil d'imagerie médicale de plus en plus utilisé dans les pays industrialisés pour la prise en charge de patients non implantés, mais également couramment utilisé sur des patients implantés, notamment en post-implantation afin de vérifier le positionnement correct des stimulateurs [Fraix et al., 2010, Larson et al., 2008, Tagliati et al., 2009, Zrinzo et al., 2011, Vasques et al., 2008].

Cette généralisation de l'utilisation de l'IRM en présence d'implant pose problème en terme de sécurité du patient : plusieurs études prouvent que des échauffements radio-fréquences (RF) peuvent avoir lieu à l'interface métal/tissu [Shellock, 2009, Shrivastava et al., 2012, Chou et al., 1997], et quelques cas de lésions cérébrales survenues pendant l'examen IRM de patients ont été publiés [Henderson et al., 2005, Spiegel et al., 2003]. Au vue de ces risques, les fabricants d'IRM, constructeurs d'implants, et organismes gouvernementaux, ont imposé des limites d'exposition aux ondes RF très strictes [AFSSAPS, 2005, Medtronic, 2010b], limites difficiles à respecter si l'on souhaite obtenir des images d'une qualité diagnostic dans un temps d'acquisition convenable.

Pour bien comprendre le cadre de ce projet, cette partie introductive définit dans un premier temps ce qu'est un implant actif, et détaille plus particulièrement, au vue du contexte historique de Grenoble, les caractéristiques des dispositifs de Stimulation Cérébrale Pronfonde (SCP) (Chapitre 1). Les fondements de l'IRM sont présentés par la suite, et une explication détaillée des risques théoriques est donnée, ainsi qu'un état de l'art sur la sécurité IRM en présence de dispositifs SCP (Chapitre 2).

Chapitre 1

Cadre médical du projet

Selon les Normes ISO/TC 150/SC 6, un implant médical actif est « tout dispositif médical implanté dont la source de puissance [...] est autre que celles générées ou converties par le corps humain ou la gravité ». Plusieurs types d'implants actifs existent en fonction des pathologies concernées :

- stimulateurs cardiaques, tels que les pacemakers, ou les défibrillateurs cardiaques implantés ;
- stimulateurs cérébraux, tels que les dispositifs de SCP ;
- stimulateurs nerveux, tels que les stimulateurs de nerfs vagues (VNS) ;
- autres stimulateurs : implants cochléaires...

(a) Pacemaker - source : Medtronic. (b) Pompe à insuline - source : Medtronic. (c) Défibrillateur - source : CH Périgueux. (d) SCP - source : St Jude Hospital.

FIGURE 1.0.1 – Différents types d'implants médicaux actifs.

Ce projet sur la sécurité IRM en présence d'implants actifs a porté principalement sur le dispositif de SCP, qui est de nos jours couramment utilisé pour pallier les symptômes de la maladie de Parkinson. Les travaux réalisés seront tout de même généralisables à d'autres types d'implants. Dans ce Chapitre, la maladie de Parkinson ainsi que les traitements possibles seront dans un premier temps présentés. La SCP, les méthodes envisagées afin de comprendre son fonctionnement en terme d'activation cérébrale, ainsi que quelques exemples d'Imagerie par Résonance Magnétique fonctionnelle (IRMf) de la SCP seront ensuite détaillés. Cette rapide introduction

permettra pour finir de poser le cadre de ce projet de thèse, concernant la sécurité IRM des porteurs de dispositifs de SCP.

1.1 La maladie de Parkinson et ses thérapies

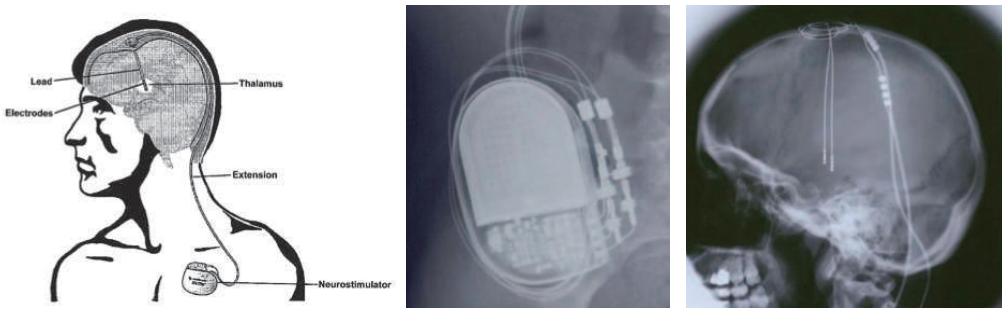
En 1817, le médecin anglais James Parkinson décrit pour la première fois la maladie de Parkinson, qu'il baptise alors « paralysie agitante » [Parkinson, 1817]. Il remarqua chez certains passants des tremblements répétitifs, ainsi qu'une certaine propension à la paralysie, sans pour autant réussir à comprendre les causes de ces troubles. Aujourd'hui, il est connu que les patients parkinsoniens souffrent d'un important déficit en dopamine dans le système nerveux central, suite à une destruction partielle des cellules produisant la dopamine dans la substance noire. Les premiers symptômes n'apparaissent que quand plus de 70% des cellules sont détruites, et le lien avec les troubles du mouvement est encore assez mal compris [Noack, 2008]. Les symptômes de ces lésions sont assez divers : des troubles moteurs apparaissent, telle la rigidité, le tremblement, la lenteur à l'initiation des mouvements (akinésie), mais aussi des troubles non-moteurs. Ainsi, au moins 40% des patients vont développer un syndrome dépressif à un moment ou à un autre de la maladie.

1.1.1 Les soins dopaminergiques

Il y a trois principaux types de traitements pharmaceutiques. En fonction du cas clinique, ils peuvent être combinés [Holmsen et al., 1972] :

1. La 3,4-dihydroxyphénylalanine (L-DOPA) est une protéine précurseur de la dopamine qui permet d'augmenter la concentration de dopamine dans le cerveau. L'avantage de cette administration directe est que la substance peut passer à travers la barrière hémato-encéphalique.
2. Des inhibiteurs de monoaminoxydase B (MAO-B) peuvent limiter la dégradation de la dopamine et ainsi maintenir plus longtemps le niveau de dopamine dans le cerveau du patient.
3. Enfin, on peut utiliser le fait que les agonistes de la dopamine ont les mêmes effets sur les récepteurs dopaminergiques que la dopamine elle-même.

Après l'apparition de la maladie, les traitements pharmaceutiques soulagent des symptômes moteurs pendant les premières années [Factor and Weiner, 2007]. Cependant, lorsque la maladie évolue normalement, l'administration de médicaments devient de moins en moins efficace, due à une pharmaco-résistance du métabolisme. De même, des effets indésirables apparaissent au cours du temps, tels que des symptômes dépressifs, ou de l'hypotension [Memris and Giladi, 2008]. C'est pour cette principale raison que de nouvelles méthodes ont été recherchées depuis les années 90. La SCP, thérapie chirurgicale développée à la fin des années 80, apparaît aujourd'hui comme la méthode de choix pour bon nombre de patients parkinsoniens.



(a) Dispositif général de SCP. (b) IPG sous clavicule entouré de fils d'extension. (c) Électrodes de stimulation connectées aux fils d'extension.

FIGURE 1.1.2 – Dispositif de stimulation cérébrale profonde, extrait de [Vasques et al., 2008] et [Rezai et al., 2001].

On distingue trois parties dans le système de stimulation (Figure 1.1.2a) :

- L'IPG (Implantable Pulse Generator), générateur de courant, situé en sous-cutané, sous la clavicule du patient. En fonction du cas du patient, un ou deux générateurs sont implantés (Figure 1.1.2b). Suivant les modèles, un générateur peut servir pour deux électrodes de stimulation dans le cas d'une implantation bilatérale.
- Le fil d'extension sous cutané composé d'un alliage d'iridium et de platine, recouvert d'une gaine isolante. Un fil d'extension par électrode intra-cerébrale est utilisé. Il a la même structure interne que l'électrode de stimulation à laquelle il est connecté, en haut et derrière les oreilles.
- La où les électrodes de stimulation intra-cérébrale parcourent sous la peau le long du crâne du patient jusqu'à son sommet. De là, ils entrent dans le cerveau par l'intermédiaire de petits trous dans la boîte crânienne, l'excédent de fil étant maintenu au sommet du crâne en quelques boucles d'environ 2 cm de diamètre. L'électrode est isolée, quadripolaire, anti-ferromagnétique et conductrice (Figure 1.1.2c). Quatre contacts métalliques cylindriques non gainés se situent à l'extrémité de l'électrode en contact avec le tissu et permettent de réaliser la SHF.

De par son caractère réversible, la SCP est de nos jours couramment utilisée pour soigner les patients parkinsoniens, mais également de plus en plus pour d'autres pathologies neurologiques pharmaco-résistantes (TOC, dépression, épilepsie...).

1.1.4 Le besoin d'imagerie médicale dans la population de patients porteurs d'implants actifs

Nécessité médicale

On comptait 75 000 patients implantés par dispositif de stimulation cérébrale profonde à travers le monde en 2011 [Zrinzo et al., 2011]. De même, en 2009, un sondage faisait état de plus d'un million d'implantations an-

nuelles (nouvel implant ou remplacement) de pacemaker à l'échelle internationale [Mond and Proclemer, 2011]. L'IRM est une technique d'imagerie courante et facile d'accès en bilan post-opératoire, et notamment après l'implantation de dispositifs de stimulation [Fraix et al., 2010, Zrinzo et al., 2011] afin de vérifier leurs bon positionnement. Par ailleurs, la population grandissante de patients porteurs de d'implants actifs a besoin d'un accès à l'IRM comme outil de diagnostique au même titre que la population générale dans le cadre de la prise en charge de pathologies pas nécessairement liées à la présence de l'implant, comme des tumeurs par exemple.

Comprendre le fonctionnement de la SCP

Comprendre le fonctionnement de la SCP nécessite une étude approfondie des processus neuro-physiologiques qui suivent les stimulations. Nous distinguons trois méthodes pour étudier les effets d'une stimulation haute fréquence *in vivo.*

- Les micro-électrodes intra-cérébrales ; deux électrodes sont placées le long de la fibre nerveuse, l'une stimule, et l'autre enregistre à une certaine distance de la première, dans le sens de conduction de la fibre. Cette technique, efficace, présente le problème d'être invasive et de ne fournir qu'une mesure localisée.
- La tomographie par émission de positons, qui est couramment utilisée pour l'imagerie cérébrale. Cette méthode, nécessitant la présence d'un cyclotron à proximité afin de préparer le sucre radioactif[2], a l'inconvénient d'être coûteuse, et également invasive.
- L'IRM fonctionnelle, qui permet d'observer les effets de la SCP en temps réel et de façon répétée, mais qui produit des champs magnétiques susceptibles d'induire des courants électriques dans les structures métalliques et conductrices de l'implant, et qui présente de ce fait un risque de lésion des tissus à proximité des contacts de l'électrode SCP.

C'est donc l'IRM qui pourrait constituer une méthode de choix pour étudier le fonctionnement de la SCP, cette méthode étant non-invasive et permettant d'obtenir une vision globale [Arantes et al., 2006, Phillips et al., 2006].

En conclusion, il y a un besoin grandissant de réalisation d'examens IRM en présence d'implants, que ce soit en routine clinique pour les bilans post-opératoires ou la prise en charge courante, qu'en recherche pour comprendre la SCP. La nécessité d'étudier et de gérer le risque lié à l'introduction d'un implant comportant des parties conductrices dans un environnement présentant un fort champ magnétique variable est donc ressentie de façon de plus en plus aiguë par l'ensemble des acteurs du domaine, et a donné lieu à de multiples études ces dernières années.

2. La nécessité de la présence d'un cyclotron à proximité est surtout impérieuse pour la TEP qui utilise l'eau marquée à l'oxygène-15. La FDG marquée, plus couramment utilisée, a une demi-vie de 108 min et peut être transportée.

Chapitre 2

Les risques liés à la présence d'implants actifs en IRM

Pour bien comprendre les risques liés à un examen IRM effectué sur un patient porteur d'un implant actif, ce chapitre introduit rapidement la Résonance Magnétique Nucléaire (RMN), et plus particulièrement l'outil IRM, et les propriétés des champs électromagnétiques qui y sont employés. Il résume par la suite l'état de l'art sur la sécurité IRM en présence d'implants.

2.1 Notions de RMN

Le phénomène de la RMN a été décrit pour la première fois dans les publications de Bloch et Purcell en 1946 [Bloch, 1946, Purcell et al., 1946]. Tout noyau atomique présentant un nombre impair de nucléons possède un moment magnétique intrinsèque, également appelé le moment magnétique microscopique, $\vec{m}$. $\vec{m}$ est lié à une rotation des charges qui composent le noyau, soit $\vec{m} = \gamma.\vec{I}$, avec γ le moment gyromagnétique, qui vaut $2\pi{\cdot}42.6{\times}10^6$ rad s^{-1} T^{-1} pour le proton, et $\vec{I}$ le moment cinétique ou spin nucléaire.
Exposés à un champ externe statique $\overrightarrow{B_0} = B_0\overrightarrow{e_z}$, les niveaux énergétiques dégénérés se divisent en $2I + 1$ niveaux énergétiques distincts (Effet Zeeman nucléaire), séparés de manière équidistante par $\triangle E = \gamma\hbar B_0$, avec $\hbar$ la constante de Planck divisée par 2π. La différence d'énergie entre deux niveaux d'énergie correspond à l'énergie $\triangle E = \hbar w_0$ des photons qui sont émis ou absorbés lors de transitions entre deux états, w_0 étant leur pulsation angulaire. Il est ainsi possible de stimuler des transitions énergétiques entre deux niveaux distincts en appliquant un champ électromagnétique externe à la fréquence adéquate, dite fréquence de Larmor w_L, tel que : $w_L = w_0$.
Du fait du grand nombre de spins nucléaires indépendants, les $2I + 1$ niveaux énergétiques se remplissent selon la distribution de Boltzmann, et une aimantation macroscopique apparaît, suite aux différences de population entre eux. Sachant que le spin nucléaire de l'hydrogène est de $1/2$, les protons se distribuent en deux populations en présence d'un champ magnétique $\overrightarrow{B_0}$: une population dite « parallèle » ($\vec{m}$ suivant le sens de $\overrightarrow{B_0}$), et une

population dite « anti-parallèle ». Le ratio des populations est :

$$\frac{N_{\downarrow}}{N_{\uparrow}} = e^{-\frac{\gamma \hbar B_0}{kT}}, \tag{2.1.1}$$

avec $\uparrow$ et $\downarrow$, respectivement les niveaux énergétiques bas et haut, N le nombre de spins dans chacun des deux états, k la constante de Boltzmann et T la température absolue de l'échantillon. Pour des protons à une température d'une vingtaine de degrés Celsius dans un aimant à 3 T, la différence relative entre ces populations à l'équilibre thermodynamique est de l'ordre de 2×10^{-5}, soit autant de spins en plus dans le niveau énergétique bas, ce qui crée un vecteur d'aimantation macroscopique. On peut ainsi définir le vecteur aimantation macroscopique comme étant :

$$\overrightarrow{M_0} = \frac{1}{V} \sum_i N_i \cdot \overrightarrow{m_i}, \tag{2.1.2}$$

avec N le nombre total de spins par population, $\overrightarrow{m}$ l'aimantation microscopique des noyaux de chaque population, et V le volume total considéré. Dans le champ magnétique externe, l'aimantation macroscopique se comporte de façon classique, selon l'équation de mouvement :

$$\frac{d}{dt} M(t) = \overrightarrow{M(t)} \times \overrightarrow{B_0(t)}. \tag{2.1.3}$$

Dans ce cas, l'équation 2.1.3 décrit le mouvement de précession de l'aimantation autour de l'axe z. $\vec{M}$ est par conséquent statique dans le référentiel tournant à la fréquence de Larmor. Rajouter les effets de la relaxation permet d'obtenir les équations dites de Bloch [Bloch, 1946].

En présence d'un champ magnétique RF $\overrightarrow{B_1}$ polarisé circulairement dans le plan (x, y), le phénomène de précession autour de z dû au champ statique existe toujours, auquel se rajoute une autre précession, à la pulsation w_1, autour de la direction du champ $\overrightarrow{B_1}$. Si la fréquence de $\vec{B_1}$ est égale à la fréquence de Larmor, le champ $\vec{B_1}$ est statique dans le référentiel tournant et permet de dévier l'aimantation macroscopique de son alignement avec l'axe-z et donc d'éloigner le système de spins de son équilibre thermodynamique.

Lorsque le $\vec{B_1}$ est appliqué pendant une durée t_p, l'aimantation macroscopique est basculée d'un angle :

$$\alpha \quad = \quad \int_0^{t_p} |\gamma \vec{B_1}(t)| dt. \tag{2.1.4}$$

Après le temps t_p, un mouvement simple de précession de l'aimantation a lieu sous l'effet du champ statique $\overrightarrow{B_0}$ restant. Ce mouvement se fait selon deux temps : le temps de relaxation spin-réseau T_1 et le temps de relaxation spin-spin T_2, qui correspondent respectivement au retour à l'équilibre de l'aimantation longitudinale d'une part, et des aimantations transverses d'autre part. L'énergie acquise lors du basculement est alors restituée. Une petite partie de cette énergie est quant à elle émise sous la forme d'un champ magnétique RF circulairement polarisé à la fréquence de Larmor. Ce champ RF émis peut être détecté grâce à un résonateur RF placé autour

de l'échantillon et dans lequel il induit une faible tension oscillante. C'est cette quantité physique qui est mesurée lors d'une expérience RMN.

2.2 Les différents types de champ présents dans l'IRM

On distingue trois composantes au champ magnétique présent dans l'IRM, pouvant plus ou moins interagir avec les métaux présents dans les implants médicaux : le champ statique, les gradients de champ magnétique, et le champ radio-fréquence.

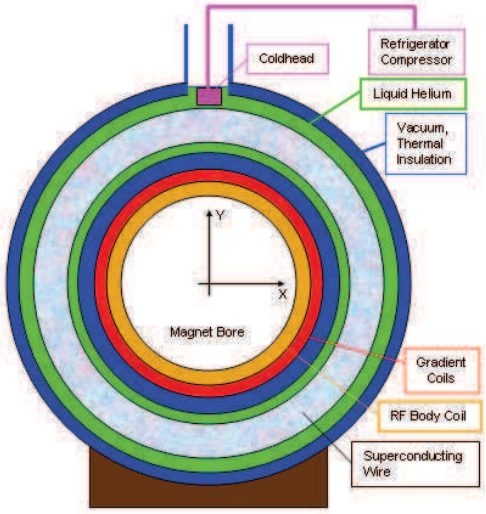


FIGURE 2.2.1 – Coupe axiale d'un système IRM : sont représentés schématiquement les trois dispositifs permettant de générer le champ magnétique statique (bobine supraconductrice), le gradient de champ magnétique (bobine de gradient) et le champ RF (bobine RF corps entier), ainsi qu'une partie des autres composants (extrait de [Hornak, 2008]).

2.2.1 Le champ statique

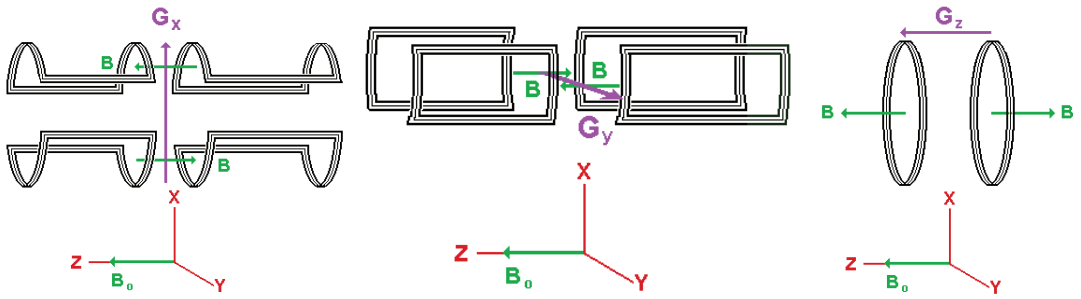
Le champ statique, noté $\vec{B_0}$, est par convention orienté suivant $\vec{u_z}$. Il génère un moment magnétique $\vec{M}$ dans l'objet étudié. Ce projet, effectué sur la Plateforme IRM de l'UMS IRMaGe de Grenoble, a été réalisé avec un aimant de 3 T, correspondant à une fréquence de Larmor pour les protons de $f_0 = \frac{w_0}{2\pi} = 127.8\,MHz$.
L'aimant utilisé est composé d'une bobine supraconductrice, dont la résistance électrique est de zéro lorsqu'elle est refroidie dans l'hélium liquide à une température proche du zéro absolu. Grâce à ce système de refroidissement, le champ statique généré est très stable dans le temps, avec une fluctuation inférieure à 0,1 ppm/h. Le champ est également très homogène dans l'espace.
Des hétérogénéités du champ peuvent apparaître en présence de matériaux ferromagnétiques à proximité, ou à cause de l'échantillon lui-même : c'est pour cette raison que le champ est corrigé par l'étape de « shimming ». Cela consiste à compenser activement les hétérogénéités par l'intermédiaire d'aimants permanents et de bobines

réglables de « shim ».

L'aimant utilisé, comme la plupart des aimants « cliniques » aujourd'hui, est blindé activement. Ce blindage consiste en une deuxième bobine supraconductrice placée autour de la première, qui permet de limiter l'étendue du champ de franges crée à l'extérieur de l'aimant. Cependant, ce blindage augmente de ce fait le gradient de champ magnétique à l'ouverture de l'aimant où le champ magnétique passe d'une valeur proche de zéro à sa valeur nominale (ici : 3 T) sur une courte distance.

2.2.2 Les gradients de champ magnétique

Les gradients de champ magnétique sont créés par des électro-aimants résistifs alimentés par des sources d'alimentation puissantes, capables de générer et basculer rapidement des courants de plusieurs centaines d'ampères. Pour le gradient de champ dans la direction z, ces bobines sont de type Anti-Helmoltz, soit des boucles circulaires en configuration Helmholtz parcourues par des courants opposés. Dans cette configuration, le champ généré par la première bobine est additionné au champ statique $\vec{B_0}$, tandis que le champ dans la seconde bobine est soustrait. Pour les autres directions on utilise une combinaison de bobines en forme de « selle » (voir Figure 2.2.2).



(a) Direction x. (b) Direction y. (c) Direction z.

FIGURE 2.2.2 – Schéma simplifié des bobines de gradient et du champ créé pour les gradients dans les trois directions spatiales (extrait de [Hornak, 2008]).

La conception des bobines de gradient permet de générer des gradients constants sur le volume imagé de l'échantillon. En présence d'un gradient $\vec{G}$ superposé au champ homogène $\vec{B_0}$, le champ total suivant $\vec{u_z}$ à la position $\vec{r} = (x, y, z)$ devient :

$$B(\vec{r}) \quad = \quad \vec{B_0} + (\vec{G}.\vec{r}).\vec{u_z}. \tag{2.2.1}$$

Grâce à ce principe, les gradients de champ $\vec{G}$ permettent de générer des plans dans lesquels le champ magnétique statique est constant et différent du champ dans les autres plans parallèles. Les spins des protons de chacun de ces plans disposent donc d'une fréquence de Larmor unique, permettant de les localiser précisément selon l'axe parallèle au gradient. L'application des gradients n'influe que très peu sur l'amplitude de $\vec{B_0}$, de l'ordre

de 1/1000. Afin de réaliser des images efficacement, les protons sont soumis successivement à des gradients de champ selon différentes directions. Pour cela, les gradients doivent être allumés et éteints (« basculés ») très rapidement, avec un temps de commutation minimal de 400 μs environ, ce qui équivaut à un contenu fréquentiel qui peut atteindre quelques kHz au maximum.

2.2.3 Le champ radio-fréquence

Faire tourner l'aimantation $\vec{M}$ en dehors de la direction du champ statique nécessite un champ magnétique de haute fréquence (i.e. radio-fréquence, RF), homogène dans l'échantillon et polarisé circulairement dans le plan orthogonal au champ statique. Dans notre cas, c'est un résonateur émetteur-récepteur accordé sur 128 MHz qui est utilisé pour générer ce champ RF. Il permet d'une part d'émettre le champ excitateur, mais aussi de détecter la réponse des spins lors du retour à l'équilibre.
La partie « Introduction théorique » reviendra plus en détail sur le champ RF, et le résonateur utilisé dans cette étude, qui est de type dit « cage d'oiseaux » (cf. Partie 2.4.2).

2.3 Évaluation théorique des risques

Pour bien comprendre les risques liés à la présence d'implants actifs en IRM, il est important d'introduire les propriétés physiques des éléments biologiques, ainsi que les effets des ondes RF sur les éléments conducteurs. Une mesure souvent utilisée pour quantifier les échauffements dus à un rayonnement non-ionisant, le Débit d'Absorption Spécifique (DAS), est ensuite introduit. Les risques induits par les trois composantes du champ magnétique sont enfin détaillés.

2.3.1 Propriétés électriques des éléments biologiques

Les propriétés électriques des tissus biologiques dépendent principalement des interactions existantes entre le champ électrique externe d'un côté et les molécules polaires et les ions de l'autre [Formica and Silvestri, 2004]. Ces interactions permettent de produire un chemin conducteur pour les flux de courant. La matière vivante est assimilable à un diélectrique conducteur, pouvant être décrit par deux paramètres principaux :

- la permittivité diélectrique, ϵ, relative au comportement diélectrique du tissu ;
- la conductivité, σ, qui interagit avec le champ électrique $\vec{E}$, entraînant un déplacement, de densité de courant : $\vec{J} = \sigma \times \vec{E}$.

La permittivité et la conductivité de tissus biologiques montrent trois plages de fréquence dans lesquelles ils varient fortement avec la fréquence du champ électrique externe (voir Figure 2.3.1). Ces trois plages, aussi appelés "dispersions", sont notées α, β, γ [Gabriel et al., 1996]. À basse fréquence, inférieure à 100 Hz, les ions se déplacent. La conductivité dépend de la concentration des ions extra-cellulaires, de leur mobilité, et des obstacles à leur déplacement, telles que les membranes cellulaires. La membrane présentant une haute résistivité à basse

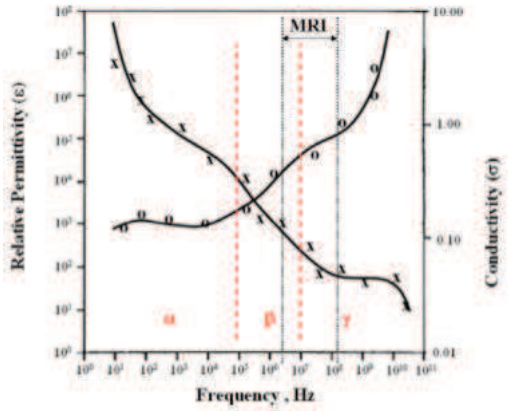


FIGURE 2.3.1 – Permittivité et conductivité (S/m) du tissu cérébral en fonction de la fréquence (extrait de [Formica and Silvestri, 2004]).

fréquence, les ions intracellulaires ne peuvent pas contribuer à la conductivité. Lorsque la fréquence augmente, la capacité électrique de la membrane finit par permettre aux courants de passer. Les ions enfermés dans les cellules contribuent ainsi à la conductivité, qui augmente en conséquence.

Concernant la permittivité, elle dépend de la façon dont les structures dans la cellule sont polarisées. À basse fréquence, tous les éléments polaires sont polarisés. Lorsque la fréquence augmente, certains éléments de taille plus importante n'arrivent à suivre, créant différents pôles de dispersion. À chaque fois qu'un pôle se crée, la permittivité diminue.

Dans sa forme la plus simple, chacune de ces plages est la manifestation d'un mécanisme de polarisation caractérisé par une constante de temps, τ, qui, au premier ordre, donne l'expression suivante pour la permittivité relative complexe $\hat{\varepsilon}$ en fonction de la fréquence angulaire :

$$\hat{\varepsilon} = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_S - \varepsilon_\infty}{1 + (j\omega\tau)^{1-\alpha}} \tag{2.3.1}$$

Il s'agit d'une version adaptée de l'équation de Debye, où ε_∞ est la permittivité pour des fréquences de champ pour lesquelles $\omega\tau >> 1$, ε_S la permittivité pour $\omega\tau << 1$ et j est l'unité imaginaire. Le paramètre α est une mesure de l'écart à mi-hauteur de la distribution de la dispersion. Cependant, à des fréquences qui excèdent quelques centaines de MHz, l'orientation dipolaire des molécules d'eau devient le mécanisme de conduction dominant dans un tissu [Gabriel et al., 1996]. On peut écrire :

$$\hat{\varepsilon} = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_S - \varepsilon_\infty}{1 + (j\omega\tau)^{1-\alpha}} + \frac{\sigma}{j\omega\epsilon_0}, \tag{2.3.2}$$

où σ est la conductivité due au déplacement ionique et aux mécanismes de polarisation à basse fréquence et ϵ_0 la permittivité dans le vide. Dans le cas d'un IRM 3T, soit à des fréquences de l'ordre de la centaine de MHz, l'équation 2.3.2 est donc utilisée pour décrire les tissus biologiques dans ce travail.

2.3.2 Le débit d'absorption spécifique (DAS)

Une manière de quantifier l'énergie déposée dans un tissu, et donc les possibles surchauffes, est de calculer le taux d'absorption spécifique. Le DAS, ou Specific Absorption Rate (SAR) en anglais, quantifie la puissance absorbée par masse de tissu et s'exprime en unités de W/kg.
Le théorème de Poynting sous forme locale donne dans un premier temps la conservation de l'énergie électromagnétique :

$$-\frac{dW_{EM}}{dt} = div(\vec{\Pi}) + \vec{j}\vec{E}, \tag{2.3.3}$$

avec $\overrightarrow{\Pi}$ le vecteur de Poynting, i.e. la puissance dissipée, et $\overrightarrow{j}$ la densité de courant. Or, le théorème de conservation de l'énergie montre que le travail W_{EM} est égal à la variation d'énergie, soit :

$$W_{EM} = \frac{\epsilon_0 \vec{E}^2}{2} + \frac{\vec{B}^2}{2\mu_0}, \tag{2.3.4}$$

ce qui donne, en passant dans le domaine des fréquences pour des champs homogènes à la fréquence w, et tout en sachant que le produit scalaire canonique dans l'espace complexe est donné par $(\vec{F}|\vec{F}) = \vec{F}\bar{\vec{F}} = |\vec{F}|^2$:

$$-\frac{dW_{EM}}{dt} = -iw\epsilon_0|\vec{E}|^2 - iw\frac{|\vec{B}|^2}{\mu_0}. \tag{2.3.5}$$

La partie réelle de cette égalité décrit l'énergie déposée dans le tissu, et sachant que $\vec{j} = \sigma\vec{E}$, on a donc finalement :

$$div(\vec{\Pi}) + \vec{j}\vec{E} = 0 \longrightarrow \frac{d\Pi}{dV} = \sigma\vec{E}^2 \tag{2.3.6}$$

Ainsi, en posant ρ la masse volumique, et donc $dm = \rho dV$, on obtient :

$$DAS = \frac{d\Pi}{dm} = \sigma\frac{\vec{E}^2}{\rho}. \tag{2.3.7}$$

Cependant, déterminer expérimentalement le DAS à partir de l'équation 2.3.7 est difficile, car connaître la valeur du champ électrique localement près de la source de chaleur nécessite un dispositif assez imposant et coûteux. Pour cette raison une mesure locale de la température est souvent réalisée, les variations de la température étant directement liées au DAS. En effet, selon l'équation de la chaleur, pour des variations temporelles de température et en l'absence de transport de chaleur :

$$\frac{dT}{dt} = \frac{P}{c\rho} \tag{2.3.8}$$

avec P la production volumique de chaleur en $\frac{W}{m^3}$, et c la chaleur spécifique en $\frac{J}{kg.K}$. Ce qui permet d'obtenir finalement pour le cas d'un échauffement homogène dans l'espace :

$$DAS = c \times \frac{dT}{dt} = \sigma \frac{\vec{E}^2}{\rho}. \tag{2.3.9}$$

Pour des échauffements très hétérogènes, les effets de transport de chaleur ne sont pas négligeables, même lors de variations rapides de la température.

La réglementation régissant l'exposition de patients aux champs RF pendant un examen IRM se base sur le DAS pour en définir les limites. En l'absence d'implant, le DAS moyen global admissible sur la tête est de 2 W/kg [AFSSAPS, 2005]. Concernant les limites de DAS admissibles lors de l'exposition RF en présence d'implants, deux écoles s'opposent. Shellock et al. juge nécessaire de limiter le taux d'absorption à 1 W/kg sur le corps entier [Shellock, 2009], afin de prévenir tout risque. A l'inverse, Fraix et al. ont montré que l'IRM serait compatible avec un système SCP pour un DAS allant jusqu'à 3 W/kg [Fraix et al., 2010]. Medtronic, fabriquant des électrodes filaires étudiées, suggère quant-à lui une limite de 0.1 W/kg [Medtronic, 2010b]. À la différence d'une exposition d'un patient sans implant, qui produit un échauffement assez reproductible d'un sujet à un autre, l'échauffement en présence d'implant dépend grandement de la configuration spécifique, expliquant cet écart entre les approches. Ainsi, dans une configuration précise, un DAS élevé peut ne pas produire d'échauffement, tandis que garantir une absence d'échauffement pour toutes les configurations possibles requiert une limite beaucoup plus stricte. S'ajoute par ailleurs la difficulté de la détermination du DAS réel. Ainsi, le DAS qui sert pour décider du risque encouru est celui affiché par la console IRM et prédit à partir de la séquence utilisé et du poids du patient à l'aide de modèles plus ou moins exactes basés sur des patients sans implant. Il a ainsi été montré que le DAS « console » est un très mauvais prédicteur de l'échauffement réel en présence d'implant, même pour des études sur fantôme qui devraient en principe permettre une bonne reproductibilité [Baker et al., 2004].

2.3.3 Interactions des champs IRM avec des éléments conducteurs

Dans le cas d'un patient porteur d'implant actif, on étudie un échantillon faiblement conducteur dans lequel est placé une structure hautement conductrice. L'ensemble est soumis à des champs magnétiques statiques, à basse fréquence et à haute fréquence, et à un champ électrique haute fréquence. Dans un premier temps, les champs magnétiques $\vec{B}$ variables dans le temps induisent des courants de Foucault dans l'échantillon. En considérant que l'ensemble {objet conducteur + patient} peut être assimilé à un circuit électrique de surface S, la tension induite, ou force électromotrice f.e.m. mesurée le long d'une ligne autour de cette surface, est directement liée au flux ϕ traversant cette surface (Loi de Lenz) :

$$f.e.m. \quad = \quad -\frac{d\phi}{dt}. \tag{2.3.10}$$

De plus, le flux ϕ traversant S est directement lié au champ magnétique traversant le circuit :

$$\phi = -\iint \vec{B} d\vec{S}. \tag{2.3.11}$$

On obtient donc en combinant les équations 2.3.10 et 2.3.11, la relation entre la force électromotrice ($f.e.m.$), et le flux :

$$f.e.m. = -\frac{d}{dt} \iint \vec{B} d\vec{S}. \tag{2.3.12}$$

Il y a ainsi un lien direct entre la tension induite et le champ $\vec{B}$, pour autant que soit le champ $\vec{B}$ soit variable au cours du temps. Il y a par ailleurs un risque équivalent lié directement aux champs électriques variables externes, surtout aux fréquences RF, malgré le fait que les résonateurs produisant le champ RF soient conçus pour générer surtout un champ magnétique et une composante électrique aussi faible que possible.

2.3.4 Les risques liés au champ statique

Le champ statique est l'une des principales causes d'accidents en IRM, et l'évaluation de ces risques se fait notamment grâce aux normes ASTM 2052 [F04 Committee, 2011, F04 Committee, 2014]. Le risque principal provient de la force translationnelle exercée sur des objets ferromagnétiques dans un gradient de champ magnétique fort tel qu'il existe à l'entrée des aimants IRM. Cette force peut transformer des objets ferromagnétiques en projectiles, attirés vers le centre de l'aimant. Les objets ferromagnétiques de forme longiligne ou comportant des aimants subissent par ailleurs un couple de rotation qui tend à les aligner avec le champ magnétique statique. Ainsi, si un objet se trouvant dans ou sur un patient est ferromagnétique, il y a un fort risque de blessures graves. Pour juger du risque potentiel, les forces maximales pouvant être exercés sur un implant dans l'environnement IRM sont mesurées et comparées aux forces gravitationnelles que l'implant subit quotidiennement.
La plupart des implants médicaux aujourd'hui ne sont pas ferromagnétiques. Des risques moindres existent alors, dus aux mouvements du patient porteur d'implant dans l'environnement IRM. Dans leur publication de 2001, Luechinger et al. ont étudié les effets de rotation et de déplacement à 1.5 T de 31 pacemakers de 8 fabricants distincts, ainsi que de 13 générateurs IPG, de quatre différents constructeurs [Luechinger et al., 2001]. Ils ont déterminé in-vitro la force de translation, l'accélération, et le couple de rotation induit par le champ statique sur des dispositifs implantés fabriqués avant et après 1995. Pour ceux fabriqués après 1995, cette étude a montré que les pacemakers subissaient une accélération de translation due à l'exposition au champ statique IRM inférieure à la gravitation terrestre (i.e. 9.81 N/kg). La force de rotation est quant à elle très faible, six fois moins importante que pour les pacemakers fabriqués avant 1995.
Le champ statique peut donc induire des déplacements du dispositif IPG, mais ceux-ci sont le plus souvent considérés comme négligeables en l'absence de mouvements du patient, à cause de la composition non-ferromagnétique de l'implant. Cependant, il est conseillé d'éviter tout mouvement trop violent de l'implant en présence d'un

champ magnétique statique.

2.3.5 Les risques liés aux gradient de champ

Dans un implant filaire de longueur l, entouré d'un tissu biologique de permittivité ε_{tissu}, la tension induite par le champ par effet antenne est maximale pour [Noack, 2008] :

$$|\vec{l}| = \frac{\lambda}{2} \quad = \quad \frac{c}{2\nu\sqrt{\epsilon_{tissu}}}. \tag{2.3.13}$$

En ce qui concerne le gradient, qui produit un champ magnétique variable dans le temps, il peut être éteint ou allumé en 400 μs, soit environ à une fréquence maximale de $\nu = 5000$ Hz. Ainsi, sachant que $\epsilon_{tissu} = 10^5$ à cette fréquence pour le tissu cérébral [Gabriel et al., 1996], l'équation 2.3.13 donne une tension induite maximale pour une longueur $|\vec{l}| = 94$ mètres, beaucoup plus grande que la taille de tout implant médical.
Une étude expérimentale à ce sujet a également été réalisée par [Georgi et al., 2004] . Une électrode est plongée dans un fantôme sphérique rempli de gel conducteur qui est soumis à un gradient de champ et à un champ RF. La tension le long de l'implant est enregistrée par un oscilloscope via un fil d'extension isolé et tendu. Grâce à cette expérience, il est montré que le basculement des gradients induit une tension négligeable, inférieure à 0.05V. Cette étude expérimentale, loin de pouvoir être généralisable, confirme cependant que la tension induite par les gradients de champ est faible. Le fait que les gradients jouent un rôle mineur dans la sécurité IRM en présence d'implants est aujourd'hui communément admis, et peu d'études plus généralisables existent.

2.3.6 Les risques liés au champ radio-fréquence

A contrario, les champs générés par le résonateur RF peuvent induire des courants parfois considérables. Pour un système de 3 T, soit une fréquence de 128 MHz, la permittivité du tissu cérébral est $\epsilon_{tissu} = 63$ [Formica and Silvestri, 2004] (Fig. 2.3.1). La tension induite par effet antenne est donc maximale pour $|\vec{l}| = 14.8$ cm. En considérant que la partie intra-crânienne des implants SCP mesurent environ 10 cm, on comprend que le champ magnétique RF peut jouer un rôle primordial dans la sécurité IRM. En ce qui concerne le champ électrique, il crée des courants de déplacement dans le conducteur, avec une densité de courant maximale à la pointe, au niveau des contacts terminaux. Dans la démonstration expérimentale de Georgi et al., présentée dans la section 2.3.5, une tension induite pouvant aller jusqu'à 7 V a été constatée, valeur très élevée qui pourrait entraîner des lésions dans un tissu avoisinant.
Dans leur article de 2001, [Dempsey et al., 2001] présentent les trois principaux mécanismes créant des courants électriques RF dans les implants, et déterminent les conditions favorables à une augmentation de ces courants.

— Le premier mécanisme est l'induction électromagnétique. L'équation 2.3.12 montre que la tension induite dans la boucle conductrice (constituée par exemple des fils qui connectent l'IPG et l'électrode d'une part et le tissu biologique de l'autre) provoque des courants de conduction. L'échauffement le plus important se trouve là où la résistance électrique est la plus forte, c'est à dire à l'interface métal/tissu.

— Ensuite, les effets décrits ci-dessus peuvent être multipliés si la boucle présente une fréquence de résonance et si celle-ci correspond à la fréquence RF de l'IRM :

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}, \tag{2.3.14}$$

avec L, C respectivement l'inductance et la capacité de la boucle.

— Enfin, l'effet « Antenne » se produit quand le champ électrique généré directement ou indirectement par la bobine RF couple avec l'électrode de stimulation, quand la longueur de celle-ci est égale à $\frac{\lambda}{2}$ ou un multiple de λ :

$$U = \oint \vec{E}\vec{dl}. \tag{2.3.15}$$

En l'absence de mouvement du patient, et dans les limites de l'utilisation classique des gradients de champs, c'est bien le champ RF qui présente le plus grand risque pour le patient implanté, via ces trois mécanismes qui sont responsables des échauffements parfois constatés dans la littérature. Dans le Chapitre qui suit, les différentes études de sécurité sur objet-tests ou sur les patients sont présentés.

2.4 Etat de l'art des études IRM et IRMf de la SCP

Ce travail concerne uniquement les effets thermiques des rayonnements RF sur les dispositifs implantés, dans le cas précis des expositions aigües rencontrées dans le contexte de l'IRM. Une étude des cas présentés dans la littérature permet de poser les fondements de l'approche suivie.

2.4.1 Études cliniques de la sécurité de dispositifs SCP en IRM

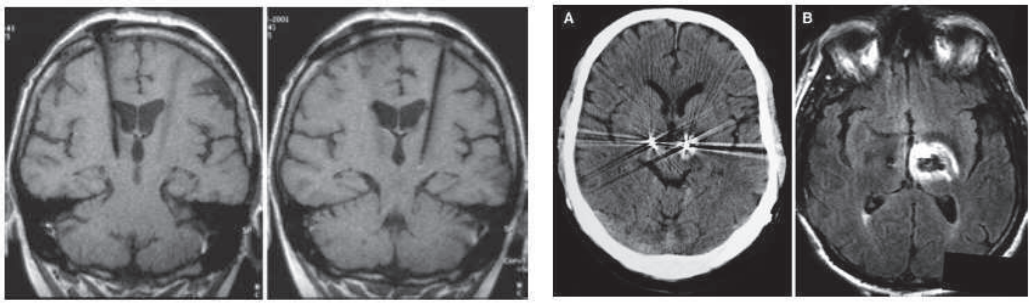
Tableau des statistiques

Actuellement, plus de 5500 examens IRM chez des patients porteurs de dispositifs SCP ont été analysés dans la littérature quant aux aspects de sécurité, parmi lesquels cinq cas d'incidents reportés.

Articles	N_{tot} d'examens	N_{tot} d'accidents observées	Causes probables	DAS
[Tronnier et al., 1999]	25	-	-	
[Larson et al., 2008]	1071	-	-	<3W/kg
[Fraix et al., 2010]	631	-	-	<4W/kg
[Spiegel et al., 2003]	1	1 (Hémiballisme transitoire)	Effets antennes	?
[Henderson et al., 2005]	1	1 (Déficit permanent)	Mode de l'IPG inconnu	?
[Vasques et al., 2008]	226	1 (Défaillance d'IPG)	?	<1.9W/kg
[Tagliati et al., 2009]	3304	1 (Défaillance d'IPG)	?	?
[Zrinzo et al., 2011]	262	1 (Événement transitoire)	Le patient a bougé dans l'IRM	<0.4W/kg

TABLE 2.1 – Statistiques des études IRM publiés dans les dernières décennies.

Accidents : les cas de Spiegel et Henderson



(a) IRM d'une patiente présentant un événement transitoire.

(b) Nécrose permanente dans l'hémisphère gauche d'un patient : images CT et IRM.

FIGURE 2.4.1 – Deux cas de lésions neurologiques suite à des examens IRM en présence de dispositifs SCP (extraites de [Spiegel et al., 2003] et [Henderson et al., 2005]).

Comme montré dans le Tableau 2.1, plusieurs exemples de surchauffe d'électrodes implantés suite à une acquisition IRM existent dans la littérature. Une des plus importants a été décrite par Spiegel et al. en 2003 [Spiegel et al., 2003]. Après exposition RF dans l'IRM d'une patiente portant deux IPG, des mouvements anormaux de la jambe gauche ont été constatés, mouvements accrus lorsque l'IPG droit fût allumé. Une tomodensitométrie a permis de constater l'absence de lésions cérébrales (Figure 2.4.1a), mais la présence de micro-lésions au niveau du dispositif de stimulation, dans le noyau sous-thalamique. Celles-ci seraient dues à la présence d'un courant dans l'électrode implantée, peut être à la suite de deux phénomènes :

— Un fil d'extension légèrement enroulé aurait induit un courant localisé près de la bobine d'émission, selon la loi de Faraday ;

— Un fil tendu équivalent à une antenne sensible aux variations du champ électrique.

Un autre cas de lésions, mais là permanentes, a été décrit en 2005 par Henderson et al. [Henderson et al., 2005]. Dans son rapport, il fait état de lésions neurologiques chez un patient sous SCP, suite à une hémorragie consécutive à un examen IRM des lombaires (Figure 2.4.1b). Le patient présentait une hémiparésie des membres, ainsi qu'une déviation de l'œil droit. Les lésions neurologiques, observées par tomodensitométrie, entraînèrent des troubles permanents. Il a été émis l'hypothèse que la cause de l'accident serait le positionnement bas de l'IPG, au niveau de l'abdomen, qui implique une configuration du fil d'extension couvrant une plus grande distance que d'habitude.

Dans les deux cas présentés ici, les conditions d'examens ont été peu définis, notamment le DAS reçu par les patients.

IRM de la SCP chez des patients : législation et cas cliniques

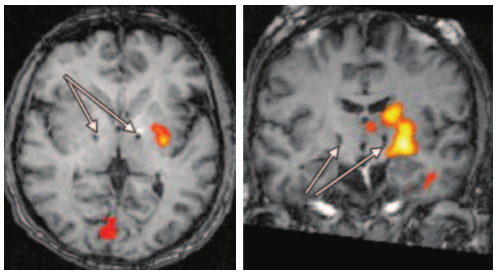
Au vue des cinq cas d'accidents déjà répertoriés (Tab. 2.1), il est apparent que des précautions doivent être prises avant toute réalisation d'examen IRM sur des patients porteurs d'un tel dispositif. Selon l'article R5211-2 du

Recommandation de Medtronic®	Couramment utilisé [AFSSAPS, 2005]
Ne pas endormir le patient et vérifier les sensations	IRM réalisé en AG pour plus de 50% des patients
Enrouler le fil externe avec une isolation	Pas de matériel d'isolation utilisé
Limiter le $SAR_{tête} < 0{,}1W/kg$	Limiter le $SAR_{tête} < 0{,}4W/kg$
1,5 T pour un IRM horizontal	De 1,5 à 3 T pour un IRM horizontal
V = 0V et sortie du stimulateur à 0	
Gradient en dB/dt limiter à 20T/s ou moins	

TABLE 2.2 – Conditions d'examens des patients porteurs d'un dispositif SCP.

code de la santé publique, légiférant sur les risques des dispositifs médicaux, les implants actifs sont de classe III, soit présentant un « potentiel très sérieux de risque ». Ces risques sont en partie dus aux interactions possibles entre l'environnement du patient et les éléments conducteurs de l'implant. Les autorités compétentes ont défini des normes détaillant les conditions permettant l'examen de patient implantés. Medtronic®, principal fabricant de dispositif de SCP, préconise depuis 2010 un dispositif éteint (mode « off »), une limite du DAS pour la tête inférieure à 0.1 W/kg, pour un IRM de champ de 1.5 T (à l'exclusion de tout autre champ magnétique, supérieur ou inférieur), et avec seul une antenne RF tête d'autorisée pour l'émission du champ RF [Medtronic, 2010b]. L'AFSSAPS (l'Agence Française de Sécurité Sanitaire des Produits de Santé, aujourd'hui renommée en ANSM - Agence Nationale de Sécurité du Médicament et des produits de santé) a quant à elle fait paraître en 2005 un rapport préconisant un DAS inférieur à 0.4 W/kg pour la tête, avec encore uniquement une antenne-tête pour l'émission et un dispositif en « off » [AFSSAPS, 2005]. Ces limites de DAS sont dans la pratique difficiles à respecter, du fait des contraintes de résolution et RSB nécessaires et de temps d'acquisition disponible en clinique. Pour exemple, le Tableau 2.2 compare les recommandations de Medtronic® en matière de conditions d'examens des patients avec SCP, et les conditions d'examens généralement appliquées. En effet, des études montrent des résultats moins alarmistes pour des valeurs de DAS en dehors des limites préconisées par les fabricants d'implants et organismes compétents. Comme présenté dans le Tableau 2.1, Fraix et al. ont suivi, au Centre Hospitalier de Grenoble, 510 patients ayant subi un traitement par SCP. Après passage dans un IRM 1.5 T avec un DAS atteignant 4 W/kg, aucune séquelle n'a été constatée [Fraix et al., 2010], sous condition de s'assurer que le IPG est éteint et programmé à 0 Volt, et en utilisant des conditions d'examen IRM toujours identiques. Les ordres de grandeur des DAS admissibles lors d'une exposition RF en présence d'implant varient donc selon les auteurs, et les organismes responsables. Larson et al. ont de même réalisé une étude similaire en 2008, pour un IRM 1.5 T, avec un DAS pouvant aller jusqu'à 3 W/kg [Larson et al., 2008]. Ces deux études montrent que la limitation de Medtronic ou l'AFSSAPS peuvent être des recommandations trop restrictives dans des conditions spécifiques. Concernant l'IRMf de la SCP, plusieurs études existent. Phillips et al. a publié en 2005 une étude préliminaire concernant la faisabilité de l'IRM en présence d'implant de SCP dans différentes structures cérébrales (thalamus, putamen, globus pallidus externe, insula) [Phillips et al., 2006]. Cinq patients de moyenne d'âge de 50 ans ont subi un examen IRMf (3 T) quelques heures après l'implantation de leurs systèmes de stimulation. Les séquences d'examen avaient auparavant été vérifiées comme étant sûres, avec une

élévation de température maximale sur fantôme de 2 K. Cette surchauffe de 2 K entre dans les limites autorisées par la "US Drug and Food Administration" (FDA).



(a) Coupe transverse. (b) Coupe coronale.

FIGURE 2.4.2 – IRMf de la SCP pour une stimulation latérale gauche du putamen, extrait de Phillips et al. [Phillips et al., 2006].

Cette étude montre bien la faisabilité de l'IRMf, dans le cas précis de son étude. Des variations de signal BOLD positivement corrélées à la SCP sont observées dans le globus pallidus externe gauche, ainsi que dans le thalamus gauche, indiquant la présence d'une stimulation de ces structures par la SCP (Figs. 2.4.2a et 2.4.2b). Phillips conclue tout de même en précisant qu'en présence d'un dispositif actif, l'effet des champs électromagnétiques IRM sur l'IPG et sur la stimulation elle-même est un sujet de préoccupation. Une stimulation modifiée ou interrompue pourrait perturber une étude IRMf, causer un gêne pour le sujet, et peut potentiellement endommager l'IPG, comme l'ont démontré [Carmichael et al., 2007]. De même, une mauvaise maîtrise du DAS délivré au patient pourrait induire une sous-évaluation des risques.
L'évaluation des risques nécessite donc la compréhension de phénomènes complexes, dépendant de multiples paramètres, et face à ces incertitudes les fabricants et autorités sanitaires chargés à émettre des préconisations universellement applicables se voient obligés d'imposer des limites d'exposition très strictes. *A contrario*, dans des conditions spécifiques, des expositions à des champs RF dépassant largement ces limites peuvent ne pas induire d'effets néfastes. Ainsi, une meilleure maîtrise des risques réels dans chaque cas précis permettrait d'élargir les conditions dans lesquelles des examens IRM seraient possibles en toute sécurité.

2.4.2 Études des échauffements RF sur objets-tests : paramètres des examens influençant les échauffements

Afin de mieux comprendre les conditions d'examens augmentant les risques d'échauffement, de nombreuses études sur fantôme peuvent être répertoriées dans la littérature. Les valeurs des échauffements constatés varient en fonction des études et de certains paramètres qui seront résumés en fin de paragraphe. Il existe cependant un point commun à toutes ces études in-vitro : le générateur de courant était toujours éteint, en mode « Off ». En 2005, [Baker et al., 2005b] ont mesuré l'échauffement à 1.5 T et 3 T (antenne tête émission-réception) d'un dispositif SCP Medtronic®. L'objet test étudié était un modèle de tête, et les variations de température furent

enregistrées avec une fibre optique thermo-sensible. Sur un total de 41 scans, des variations de température allant de 0.8 K à 10.3 K ont été constatées. Les auteurs ont également montré que le nombre de boucles réalisées avec le fil d'extension au sommet du crâne influençait les échauffements : plus le nombre de boucles circulaires concentriques augmentait, plus la variation de température était faible. En 2002, [Rezai et al., 2002] ont étudié les échauffements sur fantôme pour deux électrodes SCP en configuration bilatérale, reliées à l'IPG par soit (A) directement par les fils d'extension réduits sans boucle, soit (B) deux fils d'extension avec deux boucles de diamètre 2.5 cm placés de manière transverse au sommet du crâne. Une hausse de température extrême de 25.3 K est observée sur l'électrode dans le cas (B). *A contrario*, dans leur étude de 2002, [Kainz et al., 2002] ont observé un échauffement maximal de 2.1 K à la pointe d'une électrode SCP Medtronic® placé dans un fantôme de gel soumis à des scans à 1.5 T et 3 T. L'excédent de fil d'extension ayant été maintenu en boucle autour de l'IPG, ils en ont conclu que l'élévation de température observée était due à ces boucles proches de l'IPG, créant des courants induits plus importants qu'en leurs absence. La position de ces boucles de fil d'extension semble donc jouer un rôle primordial dans les échauffements constatés. Ceci est inquiétant, étant donné que le potentiel d'échauffement dépend alors de la façon dont la chirurgie est réalisée et varie donc potentiellement d'un patient à un autre suivant l'anatomie individuelle et suivant le chirurgien qui à placé le dispositif SCP.

Concernant l'influence du type d'implant et de ses propriétés, [Achenbach et al., 1997] ont constaté une augmentation de température de 63.1 K à la pointe de l'électrode de stimulation d'un pacemaker pendant une exposition RF de 90 s. Cette étude a aussi mis en évidence une augmentation dépassant 15 K sur un ensemble de 7 stimulateurs différents, chaque type présentant un échauffement différent des autres. Ceci implique une dépendance de l'augmentation de la température en fonction de l'implant étudié. La variation de température dépend également de la position de l'implant. [Baker et al., 2005a] ont ainsi mis en évidence que la puissance du champ total n'est pas la même pour 3 positions distinctes d'implants SCP, et pour deux types d'aimants, 1.5 T et 3 T. De même, [Chou et al., 1997] ont montré que l'état de l'implant influe sur les risques d'échauffement. Sans électrode, le simili-tissu de leur fantôme chauffe de moins de 0.5 K dans l'IRM 1.5 T. Lorsqu'un implant de colonne vertébrale est installé dans le fantôme, l'augmentation maximale de température est de 2 K pour un dispositif en bon état, et de 11-14 K pour un implant présentant une pointe cassée. De même, [Smith et al., 2000] ont montré qu'une surchauffe de 8 K est observable pour une électrode de SCP de 20 cm de longueur inclinée par rapport au champ magnétique. Comme démontré par l'équation 2.3.13, et montré expérimentalement par [Nyenhuis et al., 1999], la longueur de l'électrode intervient dans les risques d'échauffement RF.

En dehors du type d'implant, le choix de la séquence d'examen est aussi essentiel : une séquence à fort DAS provoquera des échauffements plus conséquents qu'une séquence à plus faible DAS, dans des conditions d'éxamen par ailleurs identiques. En 2005, [Bhidayasiri et al., 2005] ont ainsi comparé les échauffements à la pointe d'une électrode SCP à 1.5 T pour différents types d'examens. Une séquence avec un DAS-tête de 2.9 W/kg (séquence écho de spin rapide), a entraîné une élévation de 2.1 K, tandis que l'écho de gradient 3D avec un DAS-tête de 0.1 W/kg, n'a fait chauffer le tissu que de 1.0 K. Ainsi, même si un DAS console élevé n'est pas gage de risque, comme constaté dans les études de [Fraix et al., 2010, Tronnier et al., 1999], un DAS console faible limite les

échauffements RF.

En conclusion, au vue de ces extraits de la littérature, on peut en résumer les paramètres d'examens IRM qui ont un impact sur l'importance des échauffements RF en présence d'implant :

- Type d'IRM, y compris des différences de version logicielle qui impactent le calcul du DAS
- Puissance du champ statique
- Antenne de transmission utilisée
- Nombre de boucles de fil d'extension
- Propriétés de ces boucles (inclinaison, diamètre, position par rapport à la direction du champ statique, position par rapport au reste du dispositif)
- Position de l'IPG (inclinaison, position par rapport à la direction du champ statique, position par rapport au reste du dispositif)
- Variabilité inter-patients (âge, morphologie, choix des zones d'implantation...)

La grande variabilité des paramètres influençant les échauffements rend impossible une réglementation unique. Il serait donc intéressant de disposer d'une méthode permettant une évaluation paramétrique des échauffements engendrés par une exposition RF aiguë, voire de pouvoir évaluer individuellement les risques encourus.

Conclusion de la partie

Comme constaté au vue de l'étude bibliographique présentée plus haut, deux écoles existent concernant la sécurité RF de patients implantés par SCP. Suivre les recommandations des fabricants d'implants ou des constructeurs d'IRM reviendrait à réduire considérablement le rapport signal sur bruit des images obtenues par IRM. *A contrario*, des accidents ayant déjà eu lieu, il est nécessaire de disposer d'éléments probants permettant de limiter le risque encouru.

Le but de cette thèse est donc d'optimiser et de valider les méthodes nécessaires pour évaluer la sécurité IRM en présence d'implants. La Partie II qui suit pose les fondements théoriques qui ont servis de base à ce travail.

Introduction à l'IRM et aux simulations numériques

Rapide introduction

A l'heure actuelle, il n'existe pas de consensus précis visant à légiférer sur les limites d'exposition de patients porteurs d'implants dans un environnement IRM, ni de méthodes simples et rigoureuses permettant de prendre en compte la variabilité inter-patients (âges, type d'implants, position de l'implant, métabolismes, morphologies...). Une des solutions possibles est alors d'utiliser l'outil numérique, et plus particulièrement les simulations électromagnétiques et thermiques, afin d'étudier les nombreuses configurations possibles [Mattei et al., 2010, Oh et al., 2010, Golombeck et al., 2002, International Electrotechnical Commission, 2012]. Une autre solution serait de développer les outils de mesures des échauffements IRM en temps réel [de Senneville et al., 2007, Dragonu, 2009]. Ce sont ces différentes approches qui ont été le fil conducteur de ce travail de thèse.
Dans cette partie, tous les fondements théoriques et expérimentaux permettant une bonne compréhension du projet sont présentés : les propriétés des antennes RF dites « cage d'oiseau » (« birdcage » en anglais) dans le Chapitre 3, les méthodes de cartographie du champ RF transmis et de cartographie IRM des variations de température dans les Chapitres 4 et 5, et enfin le mode de fonctionnement du logiciel de simulation dans le Chapitre 6.

Chapitre 3

Caractéristique du champ RF

Comme expliqué dans le Chapitre 2, le champ RF est à l'origine d'échauffements potentiellement dangereux en présence implants actifs dans l'environnement IRM. Ce chapitre présente les antennes RF qui produisent ce champ, et plus précisément les caractéristiques des antennes de type « cage d'oiseau » utilisées pour la transmission RF dans la quasi-totalité des systèmes IRM cliniques aujourd'hui [Leifer, 1997b].

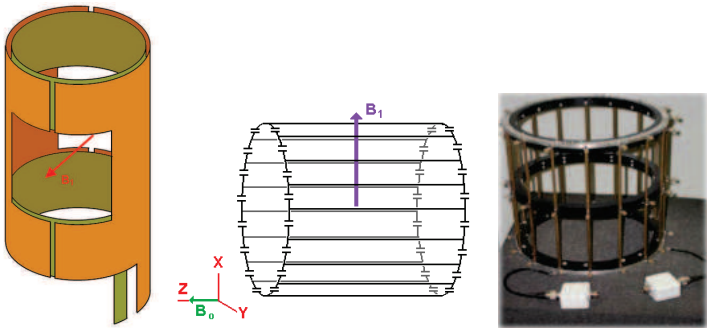
3.1 Antennes RF pour l'IRM

L'antenne RF est un élément essentiel de l'IRM. Les antennes RF servent à créer le champ magnétique B_1 qui permet de manipuler l'aimantation nucléaire et permettent de détecter l'aimantation transverse dans le plan (x, y). Ces tâches d'émission et de détection peuvent être séparés ou combinés dans une même antenne : les antennes dites émission/réception transmettent le champ RF et récupèrent l'énergie RF circulairement polarisé à la fréquence de Larmor émise par l'échantillon ; les antennes de réception sont optimisées pour la détection du signal RMN uniquement ; et enfin les antennes d'émission sont dédiées à cette tâche [Hornak, 2008]. Dans les IRM cliniques aujourd'hui, l'utilisation d'une antenne d'émission corps-entier avec des antennes de réception adaptées à l'anatomie étudiée est la règle.

En théorie, un long solénoïde parcouru par un courant RF crée un champ RF homogène en son intérieur et pourrait être utilisé en IRM. Cependant, afin que ce champ RF soit perpendiculaire au champ statique, il serait nécessaire de placer ce solénoïde perpendiculairement à l'axe de l'aimant qui crée le champ statique, ce qui limiterait considérablement l'utilisation d'un tel dispositif pour des applications *in vivo*. Il est possible de produire un champ magnétique RF transversal dans une configuration cylindrique en utilisant le principe selon lequel une distribution de courant de la forme :

$$I(\varphi) = I_0 \cdot \cos(\varphi) \tag{3.1.1}$$

le long d'un cylindre infini selon z crée un champ magnétique transverse idéalement homogène à son intérieur.



(a) Antenne Alderman-Grant. (b) Antenne « cage d'oiseaux ». (c) Antenne « cage d'oiseaux » réelle.

FIGURE 3.1.1 – Exemples d'antennes RF cylindriques à champ RF transversal (Extraites de [Hornak, 2008] et [Mattei et al., 2010]).

En pratique, ces antennes RF idéales infinies ne peuvent qu'être approximées. La distribution continue de courant décrite dans l'Eq. 3.1.1 est remplacée par une distribution discrète d'éléments servant de sources à la distribution de courant désirée. Cette approximation est utilisée dans plusieurs types d'antennes RF, tel que les antennes Alderman-Grant (Figure 3.1.1a), ou encore les résonateurs dits « cage d'oiseau » (Figure 3.1.1b). Dans le premier cas, des capacités sont placées entre des conducteurs larges de part et d'autre de l'échantillon et orientés dans l'axe de l'aimant, de telle sorte que le champ électrique RF produit soit perpendiculaire au champ magnétique statique. Ces antennes créent une approximation de la distribution continue idéale de courant en seulement deux régions de la circonférence, et furent longtemps utilisées pour le petit animal [Alderman and Grant, 1979]. Dans le second cas, l'antenne « cage d'oiseau » consiste en deux anneaux conducteurs connectés l'un à l'autre par des conducteurs linéaires et parallèles, appelés barreaux [Hayes et al., 1985], et comporte des capacités responsables de la génération des modes de résonance de la structure soit dans les anneaux, soit dans les barreaux, soit dans les deux. La présence des barreaux permet de multiplier les points sur la circonférence du cylindre auxquels on crée un courant, la distribution réelle des courants dans les barreaux par rapport à la distribution théorique (Eq. 3.1.1) étant un critère d'évaluation du bon fonctionnement du résonateur [Leifer, 1997a, Leifer, 1997b, Li et al., 1997]. La configuration en « cage d'oiseau » est l'une des plus courantes pour les antennes volumiques de transmission dans les IRM à usage clinique, et c'est également celle dont est pourvu l'IRM Philips 3 T de la Plateforme IRM de l'UMS IRMaGe utilisé dans cette thèse. Dans la Section qui suit, les propriétés des antennes « cages d'oiseau » sont détaillées.

3.2 Propriétés des antennes « cage d'oiseau »

Dans la suite du manuscrit, les termes « antenne » et « résonateur » seront utilisés de manière équivalente. Un résonateur « cage d'oiseau » peut présenter deux types de géométrie : circulaire, *i.e.* les barreaux sont équidistants ; et elliptique, *i.e.* les barreaux respectent une distribution homogène suivant un profil elliptique.

Cette dernière géométrie est utilisée par les fabricants d'IRM afin de mieux s'approcher de la forme du corps humain [Leifer, 1997b].

3.2.1 Modes de résonance

Un résonateur «cage d'oiseau » a autant de modes de résonance que de boucles de courant : pour N barreaux, il existe donc N modes différents, certains pouvant être dégénérés en fréquence sous certaines conditions de symétrie [Hayes et al., 1985]. En général, un résonateur « cage d'oiseau » à N barreaux possède $\frac{N}{2}+2$ différentes fréquences de résonance, notés ω_{AR}, ω_1, $\omega_2 ... \omega_{N/2}$, ω_{CR}, dont les fréquences de résonance correspondantes dépendent de l'inductance mutuelle entre les conducteurs et de la capacité électrique des conducteurs. Dans cette notation, ω_{AR} est la pulsation du mode anti-rotatif dans lequel les courants dans les deux anneaux sont identiques en amplitude et opposés en phase, et ω_{CR} la pulsation du mode co-rotatif, dans lequel les courants dans les deux anneaux sont identiques en amplitude et en phase. Dans ce dernier mode, il n'y a pas de propagation d'onde dans les barreaux, et il n'y a donc pas de champ magnétique transverse dans la région de l'échantillon.

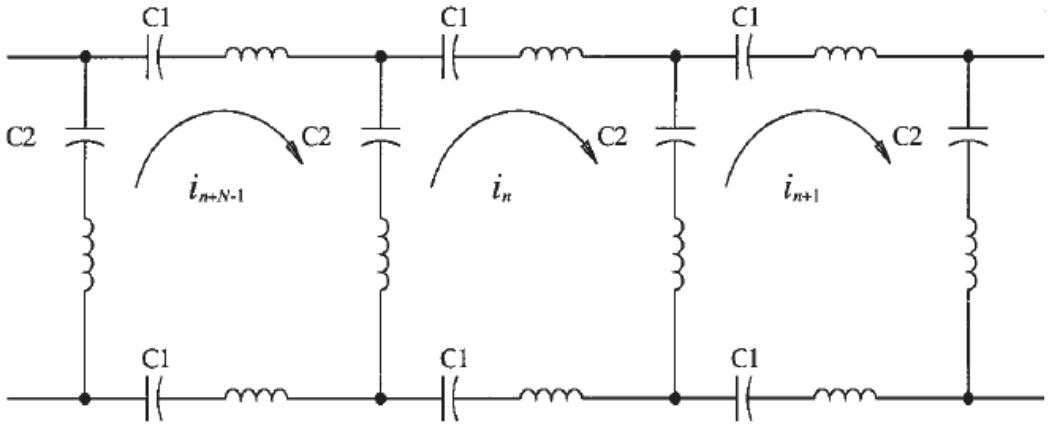


FIGURE 3.2.1 – Portion du circuit électrique équivalent d'un résonateur cage d'oiseau passe-bande, extrait de [Leifer, 1997a].

La Figure 3.2.1 montre un circuit équivalent d'un résonateur « cage d'oiseau » passe-bande. Un résonateur RF passe-bande présente des capacités sur les barreaux et les anneaux de résonance, et chaque élément conducteur peut être assimilable à un système {inductance + résistance}. Ce schéma général inclut le cas spécial du résonateur passe-haut lorsque les valeurs des capacités $C1$ au niveau des anneaux tendent vers l'infini. De même, il inclut un résonateur passe-bas quand les valeurs des capacités $C2$ au niveau des barreaux tendent vers l'infini.

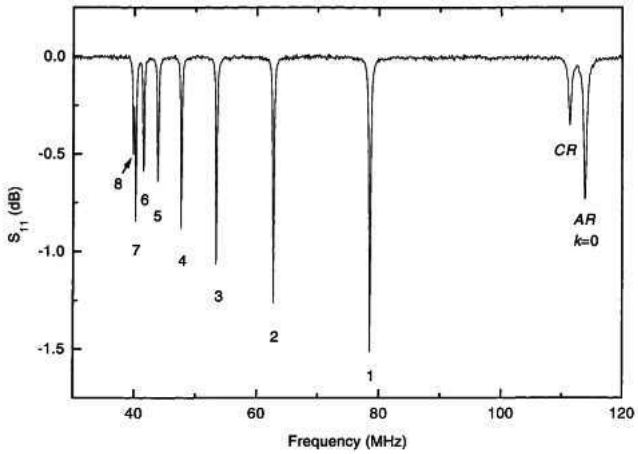


FIGURE 3.2.2 – Spectre de résonance pour un résonateur passe-haut, à 16 barreaux. (Extrait de [Leifer, 1997a])

La Figure 3.2.2 présente le coefficient de réflexion $S11$ [1] d'un résonateur passe-haut en fonction de la fréquence. Les différents pics de résonance sont observables : ω_{AR} et ω_{CR} forment un doublet, et les autres correspondent aux $N/2$ autres modes. C'est le mode à la fréquence ω_1 qui permet d'obtenir un champ homogène dans le résonateur, ce qui garantit une excitation uniforme de tous les noyaux des ^{1}H.

Ce travail a été réalisé à 3 T, ce qui correspond à une fréquence de Larmor des protons de l'eau de 128 MHz. Une génération de champ B_1 efficace et homogène dans l'échantillon suppose que le mode de résonance produisant un champ RF homogène soit très proche de cette fréquence. Le réglage de la fréquence de résonance du résonateur est obtenu en variant les valeurs des capacités dans les barreaux et les anneaux. Cependant, la fréquence de résonance ne dépend pas uniquement de la construction du résonateur, mais également de la charge que représente l'échantillon. Dans les antennes RF réelles, le résonateur est construit de façon à présenter une fréquence de résonance proche de la fréquence cible pour la plupart des charges. Ensuite, une fois l'échantillon en place, la fréquence est ajustée plus finement, ainsi que l'adaptation des impédances entre le transmetteur RF et le résonateur. Cette étape, appelée « Tune and Match », est réalisée automatiquement grâce à des condensateurs à capacités variables.

Pour les modèles numériques de résonateurs, en l'absence d'une modélisation explicite du réseau de couplage entre le générateur RF et le résonateur, le réglage est plus délicat car il suppose d'intervenir sur l'ensemble des condensateurs du résonateur à chaque fois que l'échantillon change. Dans le cas d'une antenne RF circulaire, les valeurs des capacités sont constantes dans les barreaux, mais également dans les anneaux. Lorsqu'on passe à un résonateur elliptique, le déphasage des courants entre barreaux adjacents n'est plus constant sur le pourtour du résonateur. Par ailleurs, les amplitudes des courants à générer dans les barreaux et portions d'antenne proches de l'échantillon sont plus faibles, dû au couplage électromagnétique plus important que pour les autres barreaux. Cela implique une variation de la valeur des capacités suivant leur position azimuthale.

Dans la littérature, plusieurs études numériques présentent des résonateurs circulaires réglés. Ainsi, en 2010,

1. Les paramètres S (ou S-matrix en anglais) sont l'outil de base pour l'étude des propriétés HF de circuits électriques.

Mattei et al. publia un article présentant l'évaluation des risques IRM en présence d'implants cardiaques de types pacemaker à 1.5 T [Mattei et al., 2010]. En 2006, Van den Berg et al. présenta un important travail de simulations qui mettait en évidence l'importance des cartes de champ dans la validation des résonateurs à 3 T [VandenBerg et al., 2006].
Concernant le résonateur elliptique, une lacune existe : à notre connaissance, aucun article ayant attrait à la sécurité IRM n'a abordé d'une part le « Tune and Match », ni la validation expérimentale des cartes de champ. C'est cet aspect du travail de thèse qui sera abordé dans la Partie 9.2.2.

3.2.2 Distribution des courants dans les résonateurs « cage d'oiseaux »

Cas du résonateur circulaire

Deux des modes de résonance présentés dans le paragraphe précédent produisent une distribution de courants sinusoïdales dans les barreaux, avec exactement une période de 2π sur la circonférence du résonateur. La différence absolue des phases des courants entre deux barreaux adjacents est :

$$\Delta\phi = |\arg(I_j) - \arg(I_{j+1})| = \frac{2\pi}{N}, \tag{3.2.1}$$

avec I_j le courant circulant dans le $j^{ème}$ barreau. La phase totale est alors :

$$\phi = \sum_{i=1}^{N} \Delta\phi. \tag{3.2.2}$$

La distribution de courant est alors du type :

$$I(j,t) = I_0 \cdot \cos(\omega t + j\Delta\phi) \tag{3.2.3}$$

au niveau de chaque barreau, avec I_0 l'intensité crête du courant commune à tous les barreaux. Ainsi, ces deux modes de résonance génèrent chacun un champ $\vec{B_1}$ transversal au résonateur et polarisé circulairement, l'un à gauche et l'autre à droite, avec une amplitude $|\vec{B_1}|$ homogène dans celui-ci.

Cas du résonateur elliptique

Le résonateur utilisé dans le cadre de cette thèse est pourvu de N=16 barreaux, il est de type passe-bande avec des sources de courant en quadrature [2], et il est de géométrie elliptique.
La distribution idéale des courants dans un résonateur circulaire est connue (voir équation 3.2.3). Pour déterminer la distribution de courant idéale afin de générer un champ homogène à l'aide d'un résonateur elliptique,

2. Une excitation en quadrature signifie qu'il y a deux sources de courant, déphasées de 90°, et décalées spatialement de 90°. On obtient ainsi un meilleur SNR, augmenté de $\sqrt{2}$ à la détection du signal, et une économie de puissance RF de transmission d'un facteur 2 pour exciter seulement l'un des deux modes circulairement polarisés [Hoult et al., 1984].

il est utile d'introduire les coordonnées du résonateur elliptique qui se définissent comme la transformée dite « conforme » des coordonnées du résonateur circulaire dans le référentiel du laboratoire [Leifer, 1997b]. Dans le référentiel elliptique du résonateur, la densité surfacique de courant I_{ellip} est :

$$I_{ellip} = \frac{H_1 e^{iwt}(m+n)(sin\Phi + i \cdot cos\Phi)}{\sqrt{n^2 cos^2\Phi + m^2 sin^2\Phi}}, \tag{3.2.4}$$

avec H_1 l'amplitude du champ magnétique, m et n respectivement les longueurs du grand axe et du petit axe du résonateur, ω la fréquence d'étude considérée, et Φ la coordonnée azimutale dans le référentiel elliptique. Il existe un lien direct entre l'angle Φ et l'angle polaire dans le résonateur circulaire θ :

$$m \cdot tan\theta = n \cdot tan\Phi. \tag{3.2.5}$$

Cette dernière équation permet d'obtenir directement l'expression du courant induit dans un résonateur elliptique dans le référentiel du laboratoire :

$$I_\theta = \frac{H_1 e^{iwt}(m+n)(m \cdot sin\theta + i \cdot n \cdot cos\theta)}{\sqrt{n^4 cos^2\theta + m^4 sin^2\theta}}. \tag{3.2.6}$$

Dans l'équation précédente, la valeur de θ correspond à la position angulaire des barreaux dans le résonateur elliptique. On peut ainsi tracer la densité théorique de courant dans un résonateur elliptique, en fonction de l'angle, pour un rapport $m = 3\,;\, n = 2,75$, comme dans le montre la Figure 3.2.3.

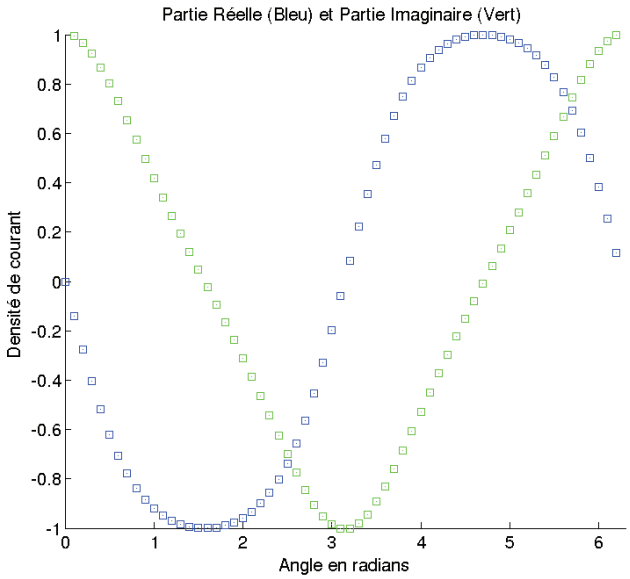


FIGURE 3.2.3 – Densité de courant normalisée en fonction de la position angulaire des barreaux : cas d'un résonateur elliptique de ratio 3 :2,75.

La distribution théorique de courant dans un résonateur elliptique sera utilisée pour construire un modèle

numérique réaliste d'un tel résonateur (voir Chapitre 10), des capteurs de courants étant placés autour des barreaux dans nos simulations.

3.2.3 Paramètres complémentaires

Pertes et couplages

Plusieurs types de pertes interviennent dans un résonateur RF, et c'est pour cette raison que seulement une fraction de la puissance reçue par le résonateur est effectivement utilisée pour permettre l'excitation des protons :

- Les pertes ohmiques, dues principalement à la résistance des conducteurs et aux connectiques ;
- Les pertes diélectriques, dues à la polarisation diélectrique de l'échantillon soumis à un champ électrique RF ;
- Les pertes magnétiques dues aux courants de Foucault déjà présenté dans le paragraphe précédent ;
- Et enfin les pertes radiatives, dues aux champs électromagnétiques entourant le dispositif IRM. Ces pertes sont négligeables du fait de la présence d'une isolation RF (« RF Shield ») autour du résonateur.

Ce sont les pertes diélectriques et magnétiques qui jouent un rôle essentiel dans l'outil IRM. Les pertes magnétiques sont directement liées au champ magnétique RF qui permet un couplage avec l'échantillon, et sont inévitables dans des mesures IRM.

Facteur de qualité

Le facteur de qualité Q d'un résonateur RF est le rapport entre l'énergie stockée dans son champ EM et celle dissipée à chaque cycle. Ce facteur est un bon indicateur de sa sensibilité : plus Q est grand, plus le résonateur est à même de capter et de transmettre sans pertes excessives un signal RF émanant de l'échantillon, et donc plus il est sensible. Le facteur de qualité a pour expression :

$$Q = \frac{w \cdot L}{R_{eff}} \tag{3.2.7}$$

avec L l'inductance et R_{eff} la résistance ohmique totale du résonateur RF.

Chapitre 4

Introduction aux méthodes de mesure IRM du champ RF B_1

Le réglage du résonateur simulé nécessite une validation expérimentale. L'une des approches suivies ici est de comparer le champ RF obtenu lors de manipulations IRM, avec celui obtenu en simulation. Ce Chapitre présente les deux principales méthodes existantes dans la littérature pour la mesure par IRM du champ RF B_1, et dont sont issus nos développements présentés dans la Partie 6.4.

4.1 Méthode « Variable Flip Angle » - VFA

Introduite la première fois par Barker en 1998 [Barker et al., 1998], le principe de la méthode VFA consiste à acquérir plusieurs images échos de spin (SE) ou échos de gradient (EG), à de multiples valeurs d'angles de bascule [Alecci et al., 2001]. Dans le cas d'une séquence EG avec destruction de l'aimantation transversale résiduelle, le signal RMN associé $S(r)$, où r est le vecteur position est [VandenBerg et al., 2006] :

$$S(r) \propto A(r) \cdot \frac{\sin(\alpha_{nom})}{1 - e^{\frac{-TR}{T_1(r)}} \cdot \cos(\alpha_{nom})} \tag{4.1.1}$$

avec α_{nom} l'angle de bascule pour l'impulsion RF d'excitation, $A(r)$ un facteur variant spatialement dépendant de la densité locale de spins et $T_1(r)$ le temps de relaxation longitudinale local. Plusieurs valeurs de α_{nom} sont généralement utilisées, avec typiquement plus de cinq acquisitions [VandenBerg et al., 2006, Van den Berg et al., 2004], afin d'en approximer une estimation plus rigoureuse du B_1^+.
Comme le montre l'équation du signal 4.1.1, les images obtenues sont pondérées en T_1 : il est donc nécessaire d'acquérir une carte T_1 séparément, ou encore d'augmenter le temps de répétition TR, jusqu'à cinq fois la valeur du T_1[Alecci et al., 2001], pour lever cette pondération.
L'obtention de la carte T_1 se fait via une séquence 2D mixée (2D Spin Echo Inversion Recovery Sequence), soit une SE à 2 échos alternés avec une IR à 2 échos [Kingsley, 1999]. Une impulsion d'inversion d'angle α_{inv} est

dans un premier temps appliquée, suivi d'un délai d'inversion TI. L'équation d'aimantation devient alors :

$$M_{||}(TI) = M_0(1 - (1 - cos(\alpha_{inv}))(1 - exp(-\frac{TI}{T_1}))) \tag{4.1.2}$$

avec $M_{||}$ l'aimantation longitudinale. Il faut ensuite déterminer la valeur de T_1 pour chaque voxel en ajustant l'équation du signal [VandenBosch et al., 2010].
Le fait de devoir acquérir à la fois le T_1 et le signal permettant le calcul du B_1 avec plusieurs angles de bascule, entraîne des acquisitions assez longues et un post-traitement conséquent.

4.2 Méthode « Actual Flip Angle Imaging » - AFI

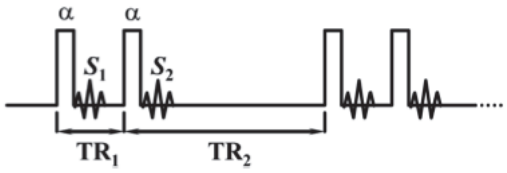


FIGURE 4.2.1 – Séquence d'impulsions utilisée dans la méthode AFI (extrait de [Yarnykh, 2007]) : l'acquisition des signaux est telle que TR_2 suit l'acquisition de S_2 et TR_1 suit l'acquisition de S_1.

La méthode AFI [Yarnykh, 2007] permet d'obtenir des cartes d'angle de bascule réel en 3D à l'aide d'une séquence en écho de gradient au sein de laquelle on entrelace, ligne par ligne de l'espace-k, l'acquisition de deux images avec des temps de répétition TR_1 et TR_2 différents, mais avec le même angle de bascule α et le même temps d'écho (Fig. 4.2.1). L'angle de bascule réel est directement relié à la valeur du champ RF transmis, via l'équation 2.1.4. En supposant que les temps de relaxation soient tels que : $TR_1 < TR_2 < T_1$ et que l'aimantation transversale résiduelle après l'acquisition de chaque ligne de l'espace-k soit idéalement détruite, les équations du signal pour les deux acquisitions sont :

$$M_{z1} = M_0 \frac{1 - E_2 + (1 - E_1) \cdot E_2 \cdot \cos\alpha}{1 - E_1 E_2 \cdot \cos^2\alpha} \tag{4.2.1}$$

$$M_{z2} = M_0 \frac{1 - E_1 + (1 - E_2) \cdot E_1 \cdot \cos\alpha}{1 - E_1 E_2 \cdot \cos^2\alpha} \tag{4.2.2}$$

avec $E_1 = e^{\frac{-TR_1}{T_1}}$, $E_2 = e^{\frac{-TR_2}{T_1}}$, M_0 l'aimantation longitudinale à l'équilibre, et (M_{z1}, M_{z2}) respectivement l'aimantation longitudinale présente avant l'impulsion d'excitation permettant d'acquérir les signaux S_1et S_2.
On obtient ensuite l'expression des deux signaux acquis lors de cette séquence [Yarnykh, 2007] : $S_1 = M_{z1}e^{\frac{-TE}{T_2^*}} \sin\alpha$ et $S_1 = M_{z2}e^{\frac{-TE}{T_2^*}} \sin\alpha$. Soient n le rapport des temps de relaxation $^{TR_2}/_{TR_1}$, et r le rapport des signaux $^{S_2}/_{S_1}$; un développement au premier ordre du rapport r pour $TR_1, TR_2 \ll T_1$ permet d'obtenir une expression simplifiée de ce rapport :

$$r = \frac{1 + n \cdot \cos \alpha_{mes}}{n + \cos \alpha_{mes}} \tag{4.2.3}$$

d'où une expression de α_{mes}, l'angle de bascule réel à mesurer, en fonction du rapport des signaux :

$$\alpha_{mes} = \arccos\left(\frac{rn - 1}{n - r}\right) \tag{4.2.4}$$

L'angle de bascule mesuré est donc dépendant de (r, TR_1, TR_2), mais, dans cette approximation au premier ordre, indépendant du T_1. Yarnykh a montré par simulation les effets des variations de ces paramètres sur les variations du rapport r en fonction de l'angle α_{mes} (Fig. 4.2.2). On y constate qu'augmenter le n amplifie la gamme dynamique de r, et permet donc d'obtenir une meilleure évaluation de l'angle de bascule α_{mes}. Cependant, une augmentation trop importante mènerait soit à un TR_1 très court et donc une perte de SNR, soit à un TR_2 qui ne serait plus très court devant T_1, introduisant une pondération T_1 non prise en compte.

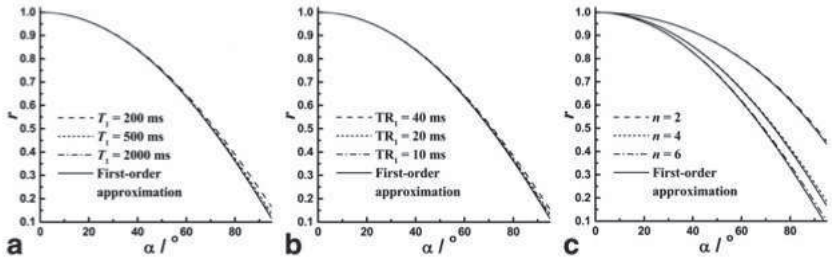


FIGURE 4.2.2 – Effets des paramètres IRM sur les variations du rapport des signaux en fonction de l'angle de bascule (Extrait de [Yarnykh, 2007]).

Un choix de n compris dans [4, 6] permet d'obtenir une bonne sensibilité des variations du α_{mes}. La carte des α_{mes} obtenue par cette méthode correspond enfin à l'angle de bascule mesuré par rapport à l'angle de bascule nominal α.

Cette technique est très efficace, et souvent privilégiée à la méthode VFA. Cependant, pour d'importantes variations du champ RF B_1, notamment en présence d'implants conducteurs, la gamme dynamique des α_{mes} est trop faible, provoquant des phénomènes de saturation. Nous avons donc optimisé la VFA afin d'obtenir une meilleure évaluation du champ RF présentée dans la Partie 6.4, section 8.2.

Chapitre 5

Introduction aux méthodes de thermométrie

L'utilisation de la thermométrie par IRM remonte à une vingtaine d'années, lorsque l'IRM interventionnelle a commencé à se développer [Silverman et al., 1995]. Elle permet de cartographier les variations de température au sein d'un tissu de façon non-invasive. C'est en 1987 que l'énergie RF fut utilisée pour la première fois pour réaliser l'ablation d'un ventricule chez l'animal [Huang et al., 1987]. Son utilisation est depuis croissante, cette méthode étant sûre, reproductible, et pouvant créer des lésions permanentes de manière contrôlée [de Senneville et al., 2012]. La thermographie IRM permettant une mesure en temps réel des doses thermiques administrées, elle peut encore améliorer cette thérapie. Dans le contexte de la sécurité IRM en présence d'implants, une surveillance des échauffements en temps réel peut avoir un attrait certain, sachant que les variations de température à mesurer sont alors bien plus faibles, car par définition non destinées à léser le tissu. Finalement, connaître en 3D les variations de température qui se produisent dans un objet test serait un bon élément de comparaison entre les expériences IRM, et les simulations numériques thermiques.

Pour quantifier rapidement et précisément les échauffements RF dans un objet test, nous disposons de deux approches principales, l'une locale, avec des thermomètres à fibres optiques, et l'autre globale, par thermographie IRM. Plusieurs méthodes globales visant à mesurer l'échauffement RF ont été étudiés dans la littérature : la mesure des variations du coefficient de diffusion D, des agents de contraste sensibles à la température, du temps de relaxation T_1, ou encore de la fréquence de la résonance des protons (PRFS pour « Proton Resonance Frequency Shift »). Cette dernière est au vue de la littérature celle qui serait la plus adaptée dans le contexte présent, par sa facilité de mise en œuvre et sa sensibilité meilleure par rapport aux autres méthodes sans agent de contraste. Avant la présentation des méthodes de thermométrie IRM, la méthode utilisée pour mesurer localement l'échauffement via des thermomètres optiques sera détaillée.

5.1 Une thermométrie : les thermomètres optiques

5.1.1 Contraintes du thermomètre

Évaluer la sécurité IRM en présence d'implant nécessite une approche métrique : des sondes de températures à fibre optique sont couramment utilisées dans ce contexte.Le choix de ces sondes répond à trois contraintes principales :

— La sonde ne doit contenir aucune partie électriquement conductrice ou ferromagnétique, car dans ce cas-là la sonde elle-même risquerait de provoquer un échauffement parasite ou sa position précise serait difficile à maintenir.

— Son temps de réponse doit être rapide, afin d'obtenir un suivi rapide des élévations de température dans des petites zones de fort échauffement proches des petites surfaces de contact entre le tissu et un implant qui est isolé électriquement sur une grande partie.

— La précision de la mesure doit être élevée, une élévation de la température locale de plus de 2 K étant considérée potentiellement nocive et les variations de température à quantifier pouvant donc être des fractions du Kelvin.

5.1.2 Principes de fonctionnement

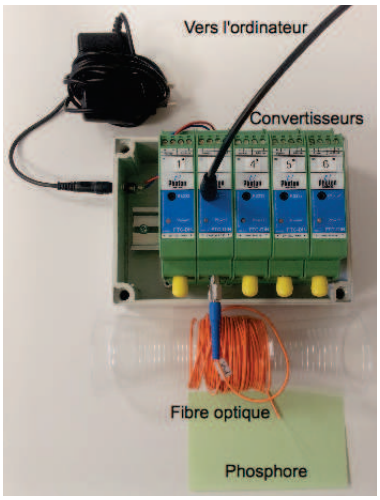


FIGURE 5.1.1 – Dispositif à fibres optiques permettant la mesure locale de température.

Ce thermomètre est composé de deux parties principales (Fig. 5.1.1) :

— Un convertisseur, contenant une diode laser, qui émet de très brèves impulsions de lumière ;

— Une fibre optique, couplée à du phosphore en son extrémité, qui est éclairé par la lumière.

Le phosphore absorbe une partie de la lumière incidente, et la réémet le long de la fibre optique vers le convertisseur, à une longueur d'onde caractéristique. Le temps de décroissance de la phosphorescence étant dépendant

de la température, le convertisseur transforme les variations du signal lumineux réémis par le phosphore en variation de température. Le convertisseur émet des impulsions lumineuses à 30 Hz et fournit dix mesures de température par seconde à l'ordinateur d'enregistrement. Cette méthode est très sensible : nos sondes ont une précision de +/- 0.2 K, ce qui permet d'évaluer avec justesse des variations dont l'ordre de grandeur attendu est de 2 K. De plus, elles sont très fines, d'un diamètre de 0.65 mm, ce qui permet un temps de réponse rapide et une mesure très localisée.

5.2 Le coefficient de diffusion D

Parmi les méthodes de thermographie IRM, l'une des principales est la mesure par le coefficient de diffusion [Zhang et al., 1992]. La relation de Stokes-Einstein donne la relation entre le coefficient de diffusion D et la température, via les mouvements Browniens :

$$D \propto e^{\frac{E_a}{kT}} \tag{5.2.1}$$

où E_a est l'énergie d'activation de la diffusion des molécules d'eau, k la constante de Boltzmann et T la température absolue. En dérivant par rapport à la température T, on obtient la relation :

$$\frac{dD}{DdT} = \frac{E_a}{kT^2} \tag{5.2.2}$$

ce qui donne directement un lien entre les variations de température et celles du coefficient de diffusion D.
Un coefficient de diffusion apparent D_{app} peut être déterminé par IRM grâce à l'IRM de diffusion, dont les détails ne seront pas présentés ici. Une connaissance des variations de D_{app} au cours d'un échauffement permet donc d'obtenir une évaluation indirecte des variations de température.
Cette méthode, même si elle est très sensible, est peu utilisée de par ses limites *in vivo*. Premièrement, la mobilité de l'eau dans les tissus dépend de barrières, telles que les membranes cellulaires ou protéiniques : la perméabilité de telles barrières est également fonction de la température, rendant la dépendance de D non linéaire. De même, les processus de coagulation du sang ou de dénaturation des protéines changent les valeurs de D lors d'échauffements qui provoquent des lésions.Enfin, cette méthode est fortement sensible aux mouvements macroscopiques, rendant parfois difficiles les études sur sujets humains.
Par la suite, nous n'avons pas exploré plus loin l'opportunité d'utiliser cette méthode dans notre contexte.

5.3 Les détecteurs chimiques de variations de température

En 1998, Hentschel et al. présenta un complexe chimique, le praseodymium-2-methoxyetyl-DO3A (appelé sonde Pr) comme étant un indicateur de température pour la spectroscopie ^{1}H [Hentschel et al., 1998]. Ce lanthanide, lorsqu'il est exposé à des variations de température, influe fortement le spectre de résonance des protons. Le

groupe fonctionnel de la sonde Pr qui dépend de la température est le groupe Méthoxyl OCH_3, avec une sensibilité thermique de 0.12 à 0.13 ppm/K [Wlodarczyk et al., 1999]. L'inconvénient principal de cette méthode de thermométrie est d'abord la difficulté à trouver de tels lanthanides dans les quantités requises pour un fantôme pouvant contenir 20-30 l de gel, et d'autres part, la nécessité d'une étude pré-cliniques et cliniques prouvant l'innocuité de cet agent s'il doit y avoir un transfert vers les applications *in vivo*. En effet, il est nécessaire d'injecter une forte dose de sonde Pr, (1 mmol/kg), ce qui est nettement supérieur aux doses autorisées pour les agents de contrastes classiques (par exemple, pour le Gadoteriol, entre 0.1 et 0.3 mmol/kg) [Hentschel et al., 1998]. Il n'existe pas d'étude dans la littérature présentant la concentration supportable par l'homme.

5.4 Le temps de relaxation spin-réseau T_1

La dépendance en température du temps T_1 est due au couplage dipolaire des mouvements de rotation et de translation des molécules d'eau présentes dans le tissu étudié. La relation entre le temps de relaxation T_1 d'un tissu et de faibles variations de température est donc donnée par le modèle d'Arrhenius [Parker et al., 1983] :

$$T_1 = T_{1ref} \cdot e^{-\frac{Ea(T_1)}{kT}}, \tag{5.4.1}$$

où E_a est l'énergie d'activation du phénomène de relaxation, k la constante de Boltzmann, T_{1ref} la valeur de T_1 quand la température tend vers l'infini, et T la température absolue. Pour de faibles variations de température, cette relation devient alors [Dragonu, 2009] :

$$T_1 = T_1(T_{ref}) + \beta(T - T_{ref}), \tag{5.4.2}$$

où $\beta = {}^{dT_1}/_{dT}$ dépend du tissu étudié, et T_{ref} est la température initiale. Il a été démontré par Parker et al. en 1983 que, pour de faibles variations de température, le facteur β pouvait varier linéairement de 0.8%/K à 2%/K [Parker et al., 1983].

Connaître les variations du T_1 au cours d'un échauffement permettrait donc d'obtenir une mesure absolue de la température, pour autant que l'on connaisse la valeur de β du milieu étudié. La technique la plus répandue pour déterminer β consiste à effectuer une série de mesures en écho de gradient (EG), à différents angles de bascule. La répétition d'une telle mesure avec un échantillon à différentes températures permet d'en ajuster une valeur de β [Hey et al., 2012]. La qualité de la thermométrie obtenue dépend par la suite entièrement de la manière dont le T_1 est mesuré : un grand nombre de mesures doivent être réalisées, ce qui rend cette méthode longue, et parfois des imprécisions dans l'estimation apparaissent [Wlodarczyk et al., 1999]. De plus, cette méthode nécessite un important post-traitement, parfois très long, la rendant difficile d'application pour une thermométrie en temps réel [Detti et al., 2011]. D'autres méthodes plus rapides, telles que des séquences avec une forte pondération T_1, ont été utilisées plus particulièrement pour mesurer des variations de températures lors de thermo-ablation guidées par IRM. Mais il a également été montré que ces méthodes, il est vrai rapide, n'étaient pas assez sensibles

aux faibles variations de température couramment observées en hyperthermie [Wlodarczyk et al., 1999].

5.5 La méthode « Proton Resonance Frequency Shift » - PRFS

5.5.1 Principe de la méthode

La dépendance de la fréquence de résonance des protons de l'eau (PRF) a été pour la première fois étudiée par Hindman en 1966, afin d'expliquer comment les forces inter-moléculaires conduisent à la formation des liaisons hydrogène dans les molécules d'eau [Dragonu, 2009]. Cette dépendance induit un déplacement chimique négatif de l'ordre de -0.0107 ppm/K pour l'eau pure, et entre -0.007 et -0.009 ppm/K pour les muscles et autres tissus organiques, avec une relation linéaire jusqu'à 50°C [Wlodarczyk et al., 1999]. Des cartes de température peuvent être obtenues par l'intermédiaire de séquences en écho de gradient. Un changement de température induit un changement de phase du signal mesuré, dû à la différence de fréquence de résonance. Afin de supprimer toute variation de phase due à d'autres processus physiques, plusieurs images de phase sont généralement acquises. La relation reliant les variations de température et de phase est la suivante :

$$\Delta T = \frac{\Phi(T) - \Phi(T_0)}{\delta_T \cdot \gamma \cdot B_0 \cdot TE}, \tag{5.5.1}$$

avec $\Phi(T)$ la phase de l'image étudiée, $\Phi(T_0)$ la phase de référence pour une température T_0 connue, B_0 est la densité de flux du champ magnétique statique, TE le temps d'écho, et δ_T la dépendance de la PRF en fonction de la température, en ppm/K.

5.5.2 Exemple d'étude PRFS

Une étude récente de [Ehses et al., 2008] concerne la thermométrie d'un conducteur sous champ RF. La configuration expérimentale est la suivante :

- étude à 1.5 T ;
- fantôme rempli de HEC à 5 % avec dopage $CuSO_4$ [1], et du sel à 1.0 g/L ;
- fil de cuivre de diamètre 1.2 mm, et longueur 20 cm, isolé sur 18 cm, et placé au centre de la moitié gauche du fantôme.
- une fibre optique au phosphore est utilisée, afin de vérifier la concordance avec la mesure PRFS sur une ROI l'incluant.

La séquence IRM utilisée est une séquence alternant EG pour mesurer la phase, et une impulsion d'échauffement hors-résonance. L'échauffement a un DAS console de 9 W/kg. En soustrayant chaque image en contraste de phase à la référence, Ehses et al. obtiennent la variation $\Delta\Phi_{tot}$, pour chaque pixel.

1. Le sulfate de cuivre est utilisé pour diminuer le temps de relaxation T_1, afin de pouvoir diminuer le temps de répétition et donc le temps d'acquisition, à SNR constant, ou pour obtenir dans un même temps d'acquisition un meilleur SNR.

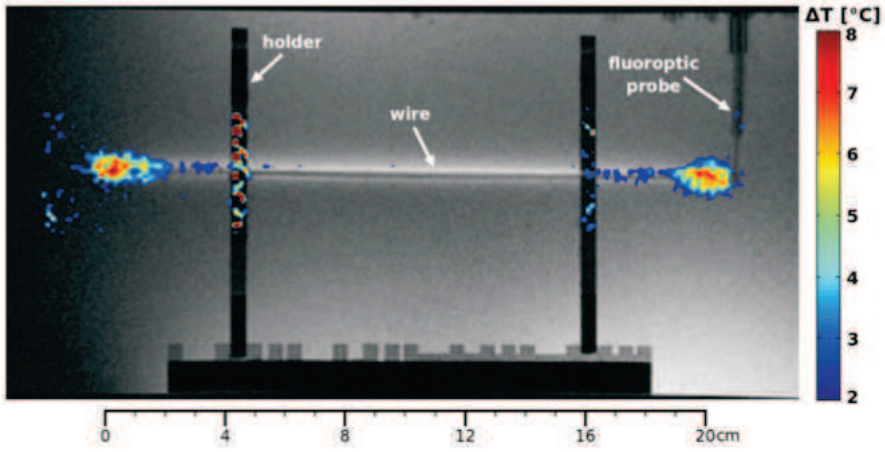


FIGURE 5.5.1 – Carte de thermographie proche d'un fil de cuivre pour un échauffement RF de DAS 9 W/kg [Ehses et al., 2008].

Dans cette étude, la valeur de δ_T du gel employé est obtenue par la soustraction d'images en contraste de phase en un point où la température est supposée être uniforme : $\delta_T = 0.00971 \pm 0.00081\,\text{ppm/K}$. Sur la Figure 5.5.1, on voit l'effet d'échauffement dû au fil de cuivre, seules les variations de température supérieures à 2°C étant représentées.

Ehses et al. ont donc bien montré la possibilité de réaliser la PRFS pour évaluer la sécurité RF en présence d'un conducteur. Konings et al. ont montré en 2000 que les capacités d'échauffement d'un matériau dépendent uniquement de sa conductivité [Konings et al., 2000]. Ainsi, en choisissant une électrode de cuivre, les auteurs de cette étude s'affranchissent de tout problème potentiel lié aux artefacts de susceptibilité, sachant que la susceptibilité magnétique du cuivre est proche de celle de l'eau. Dans le cas d'une électrode SCP, l'implant est constitué d'un alliage de platine et iridium, à hauteur de 90% et 10% respectivement. Cette alliage présente une susceptibilité magnétique relative d'environ $+2{\cdot}10^{-5}$, et est donc légèrement paramagnétique. La présence d'artefacts de susceptibilité est donc à prévoir pour de tels implants et pourra nuire à la qualité des images de thermographie réalisables, surtout dans la zone proche de l'implant.

Malgré ces points d'incertitude concernant l'application de cette méthode de thermométrie PRFS à l'étude de la sécurité IRM en présence d'électrode SCP, c'est néanmoins celle-ci que nous avons choisi. Les optimisations expérimentales seront développées dans le Chapitre 8, ainsi que les résultats que nous avons obtenus.

Chapitre 6

Principes fondamentaux en simulation numérique EM

Ce chapitre présente les principes théoriques sur lesquels est fondé le logiciel de simulation numérique de champs électromagnétiques HF utilisé au cours de cette thèse, SEMCAD X®(v14.8, Speag, Zürich). Dans une première section, les équations de Maxwell et la méthode FDTD (Finite Difference Time Domain) sont décrites, suivie d'un résumé sur les simulations thermiques. Ensuite, les caractéristiques du logiciel sont détaillées et finalement quelques exemples d'utilisation de simulations numériques dans la littérature sur la sécurité RF d'implants sont présentées.

6.1 Théorie de la simulation numérique EM : la Méthode Finite Difference Time Domain - FDTD

6.1.1 Principe de la FDTD : discrétisation des équations de Maxwell

La théorie de l'électromagnétisme est basée sur les quatre équations de Maxwell, publié par James Clerk Maxwell en 1873 [Maxwell, 1873]. Elles représentent, sous leur forme locale :

1. L'absence de monopole magnétique :

$$\overrightarrow{\nabla}\overrightarrow{B} = 0 \tag{6.1.1}$$

2. Le principe selon lequel une densité de charge est source de champ électrique :

$$\overrightarrow{\nabla}\overrightarrow{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \tag{6.1.2}$$

3. Le principe selon lequel une variation dans le temps du champ électrique et la présence d'un vecteur de

courant créent un champ magnétique :

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \tag{6.1.3}$$

4. Le principe selon lequel, à son tour, une variation dans le temps du champ magnétique crée un champ électrique :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \tag{6.1.4}$$

Ce sont les deux dernières expressions, Eqs. 6.1.3 et 6.1.4, qui sont discrétisées par la méthode FDTD afin d'obtenir une évaluation numérique des champs électrique et magnétique lors des simulations. La loi d'Ohm donne le lien direct entre la densité de courant $\vec{j}$ et le champ électrique : $\vec{j} = \sigma \vec{E}$, et sachant que dans un milieu isotrope, $\vec{H} = \vec{B}/\mu$, les Eqs. 6.1.3 et 6.1.4 deviennent alors :

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \sigma \vec{E} + \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \tag{6.1.5}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \tag{6.1.6}$$

avec ε la permittivité du tissu et μ sa perméabilité magnétique.

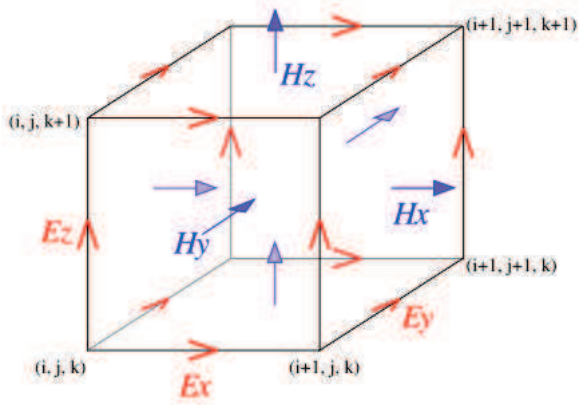


FIGURE 6.1.1 – Méthode FDTD par Yee : Décomposition des champs $\vec{E}$ et $\vec{H}$ dans une cellule.

La méthode FDTD est une méthode numérique pour résoudre un système d'équations à dérivée partielle, à la fois dans l'espace et dans le temps. Cette méthode, développée par [Yee, 1966], fût d'abord peu utilisée à cause de l'importante capacité de mémoire nécessaire pour implémenter l'algorithme. Elle est de nos jours très couramment employée. Un aspect important de la méthode est la façon dont les composantes du champ EM sont discrétisées dans des cellules (Fig. 6.1.1). Cela signifie que chacune des composantes électriques (E_x, E_y, E_z) est entourée par deux composantes du champ magnétique $\vec{H} = (H_x, H_y, H_z)$. Sachant que $\forall \vec{F} \in R^3$:

$$\vec{\nabla} \times \vec{F} = \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{pmatrix} \wedge \begin{pmatrix} F_x \\ F_y \\ F_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\partial F_z}{\partial y} - \frac{\partial F_y}{\partial z} \\ \frac{\partial F_x}{\partial z} - \frac{\partial F_z}{\partial x} \\ \frac{\partial F_y}{\partial x} - \frac{\partial F_x}{\partial y} \end{pmatrix}. \tag{6.1.7}$$

En remplaçant les dérivées par des différences finies avec une décomposition de l'espace en grilles cartésiennes suivant les trois axes, *(x, y, z)*, selon des cellules de volume *(i, j, k)* = (iΔx, jΔy, kΔz), avec $(i,\ j,\ k) \in N^3$ et $(\Delta x,\ \Delta y,\ \Delta z)$ les tailles des pas de discrétisation, on obtient une discrétisation des équations de Maxwell. Ainsi, les propriétés diélectriques des matériaux, σ et μ, peuvent être attribuées pour chacune des cellules. La fonction F continue précédemment définie peut donc être discrétisée, pour la cellule $(i,\ j,\ k)$ et au temps $n\Delta t$:

$$F(i\Delta x,\ j\Delta y,\ k\Delta z,\ n\Delta t) = F^n(i,\ j,\ k), \tag{6.1.8}$$

avec F^n la valeur de la fonction au $n^{ème}$ point temporel [SEMCAD-X, 2007]. La discrétisation spatiale et temporelle des équations de Maxwell se fait alors en remplaçant les dérivées partielles par leurs expressions en terme de quotient de différence [Noack, 2008] :

$$\frac{\partial F(i,\ j,\ k,\ n)}{\partial x} = \frac{F^n(i + 1/2,\ j,\ k) - F^n(i - 1/2,\ j,\ k)}{\triangle x} + \mathcal{O}\left[(\triangle x)^2\right] \tag{6.1.9}$$

$$\frac{\partial F(i,\ j,\ k,\ n)}{\partial t} = \frac{F^{n+1}(i,\ j,\ k) - F^{n-1}(i,\ j,\ k)}{\triangle t} + \mathcal{O}\left[(\triangle t)^2\right]. \tag{6.1.10}$$

Cette ré-écriture nous permet de décomposer les champs selon des cellules, dites les cellules de Yee (Fig.6.1.1). Les expressions du champ électrique et magnétique peuvent alors être définies de la même manière que dans l'Eq. 6.1.8 :

$$\overrightarrow{E}^{\,n+\frac{1}{2}}(i,\ j,\ k) = \overrightarrow{E}(i\Delta x,\ j\Delta y,\ k\Delta z,\ (n + \frac{1}{2})\Delta t) \tag{6.1.11}$$

$$\overrightarrow{H}^{\,n}(i,\ j,\ k) = \overrightarrow{H}((i + \frac{1}{2})\Delta x,\ (j + \frac{1}{2})\Delta y,\ (k + \frac{1}{2})\Delta z,\ n\Delta t) \tag{6.1.12}$$

On constate que la dérivée temporelle du champ magnétique dépend de la dérivée spatiale du champ électrique (Éq. 6.1.4), tandis que la dérivée temporelle du champ électrique dépend de la dérivée spatiale du champ magnétique (Éq. 6.1.3). Cela implique que les valeurs des deux champs sont calculées en alternance : au temps $n + 1/2$, la valeur du champ électrique dépend à chaque point de l'espace de sa valeur précédente sauvegardée au temps $n - 1/2$ et de la rotation du champ magnétique au point n. De même, au temps $n+1$, le champ magnétique dépend à chaque point de l'espace de la valeur précédente sauvegardée au temps n et de la rotation du champ électrique au temps $n + 1/2$.

Ce travail de discrétisation est réalisé automatiquement par le logiciel SEMCAD, via le choix d'un échantillonnage spatial plus ou moins fin de l'objet étudié, et d'un pas temporel $n\Delta t$. On peut ainsi utiliser un grillage très fin autour d'une source EM, afin de déterminer précisément les composantes des champs, et un grillage plus grossier dans des zones homogènes, tel l'air aux bords du domaine de simulation.

6.1.2 Stabilité des simulations et dispersion numérique

Dispersion numérique

En raison de la discrétisation d'un espace fini, étudier la dispersion numérique [1] est essentiel. En effet, la longueur d'onde calculée diffère légèrement de la vraie, tout comme la vitesse de phase de chaque mode de propagation diffère de la vitesse de propagation en ligne droite [Noack, 2008]. L'importance de l'écart dépend de la vitesse de propagation dans le réseau, et des pas de discrétisations spatiales (Δx, Δy, Δz) et temporelles Δt . Dans leur manuel [Taflove, 2005], Taflove et Hagness donnent une expression formelle de la dispersion numérique, en simplifiant les équations de Maxwell, pour des valeurs de constantes dans le vide : ($\mu = 1$, $\varepsilon = 1$, $\sigma = 0$) :

$$\left[\frac{1}{c\triangle t}\sin(\frac{w\triangle t}{2})\right]^2 = \left[\frac{1}{c\triangle x}\sin(\frac{\overrightarrow{k_x}\triangle x}{2})\right]^2 + \left[\frac{1}{c\triangle y}\sin(\frac{\overrightarrow{k_y}\triangle y}{2})\right]^2 + \left[\frac{1}{c\triangle z}\sin(\frac{\overrightarrow{k_z}\triangle z}{2})\right]^2, \tag{6.1.13}$$

avec c la vitesse de l'onde dans le vide, et $\overrightarrow{k}$ le vecteur d'onde associé.
Dans les conditions idéales pour des pertes homogènes, la relation de dispersion est donnée par :

$$\left(\frac{w}{c}\right)^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2. \tag{6.1.14}$$

Pour des valeurs limites de pas de discrétisations proche de 0, l'équation de dispersion 6.1.13 tend vers l'Eq. 6.1.14, ce qui signifie que pour obtenir la dispersion la plus faible, le champ électromagnétique ne doit pas changer de manière significative entre deux incrémentations. La recommandation la plus courante est d'utiliser un pas de discrétisation spatial toujours inférieur à un dixième de la longueur d'onde la plus courte du spectre de fréquences étudié [Taflove, 2005].

Stabilité

Les pas de discrétisation spatiale (Δx, Δy, Δz) et le pas de discrétisation temporelle Δt doivent être choisis correctement, un Δt trop grand pouvant entraîner des instabilités numériques dans les calculs [SEMCAD-X, 2007]. En partant de l'équation 6.1.13, on peut exprimer la pulsation fréquentielle ω :

$$\omega = \frac{2}{\triangle t}\arcsin\left(c\triangle t\cdot\sqrt{\frac{\sin(\frac{k_x\triangle x}{2})^2}{\triangle x^2} + \frac{\sin(\frac{k_y\triangle y}{2})^2}{\triangle y^2} + \frac{\sin(\frac{k_z\triangle z}{2})^2}{\triangle z^2}}\right). \tag{6.1.15}$$

1. Lorsqu'on maille un espace en éléments finis, l'erreur d'interpolation est non nulle, et cela même si on diminue l'espace entre les différents points du maillage jusqu'à atteindre la limite continue. Ce phénomène s'appelle la dispersion numérique.

La valeur de ω ne devant être complexe, l'argument de l'arcsin doit être compris entre 0 et 1, et tout en sachant que $\sin(x)^2 \leq 1$, on a alors l'inégalité suivante pour le pas temporel :

$$\triangle t \leq \frac{1}{c \cdot \sqrt{\frac{1}{\triangle x^2} + \frac{1}{\triangle y^2} + \frac{1}{\triangle z^2}}}. \tag{6.1.16}$$

Cette dernière équation, appelée critère de Courant-Friedich-Levy, montre que le pas de maillage temporel dépend du pas le plus fin du pas de maillage spatial. La simulation devient instable si le champ EM se propage plus vite qu'une cellule par pas de temps. À cause de cette relation entre les pas de discrétisation temporelle et spatiale, le temps de calcul est proportionnel à Δx^{-4} dans le cas d'une discrétisation spatiale uniforme et isotrope. Ainsi, la division du pas spatial par 2 augmentera le temps de calcul d'un facteur 16, et l'espace de stockage nécessaire de 8 [SEMCAD-X, 2007].

6.2 Théorie de la simulation thermique : les équations de Pennes

Le but de la simulation thermique est de résoudre une équation de Poisson différentielle en considérant un ensemble de conditions. L'équation résolue par une telle simulation est l'équation de Pennes, équation régissant les transferts de chaleur dans un tissu biologique [Pennes, 1948] :

$$\rho C_b \times \frac{\partial T}{\partial t} = \bigtriangledown \times (k \bigtriangledown T) + \rho Q + \rho S - \rho_b C_b w (T - T_b), \tag{6.2.1}$$

avec k la conductivité thermique, S le débit d'absorption spécifique, w le taux de perfusion, Q le taux de production de chaleur métabolique, ρ la masse volumique, T la température, C_b la capacité thermique du sang et T_b la température du sang. Les termes en indice b pour « blood » correspondent aux propriétés du sang qui perfuse le tissu et à l'état initial, le système est supposé être à la température du sang T_b. C'est à partir de la simulation électromagnétique réalisée au préalable que SEMCAD détermine le DAS S. Cependant, afin de réaliser des simulations thermiques représentatives des mesures réalisées en IRM, il est nécessaire de déterminer le facteur d'échelle entre le débit d'absorption déterminé en simulation à partir d'une excitation du résonateur à amplitude arbitraire et celui attendu en IRM. Lors de l'expérience IRM, le champ $B_{1,rms}$ généré pendant chaque séquence est calculé et affiché par la console. Il est souvent de l'ordre de $B_{1,exp} = 2 - 3\mu T$ (voir Partie 6.4). En extrayant de la simulation les valeurs du champ B_1 au centre du fantôme, et en les traçant en fonction de la position, on constate généralement que le champ maximal simulé $B_{1,sim}$ est plus petit que la valeur désirée. Il est donc nécessaire d'introduire un facteur de correction sf au SAR, et ce avant toute simulation thermique. Étant donné que les équations de Maxwell sont linéaires, et que le DAS dépend directement du carré du champ $\overrightarrow{E}$ (Eq. 2.3.7), alors :

$$\text{sf}=(\frac{B_{1,exp}}{B_{1,sim}})^2 \Longrightarrow \text{DAS}_{exp}=\text{sf}\times\text{DAS}_{sim}, \tag{6.2.2}$$

avec DAS_{exp} le DAS équivalent à la valeur constatée lors de l'expérience réelle et DAS_{sim} le DAS simulé initialement avec une excitation d'amplitude arbitraire.
Étant donc donnés le taux d'absorption et les propriétés thermiques des matériaux, et supposant une température homogène égale à celle du sang à l'état initial, la simulation thermique intègre numériquement cette l'Équation différentielle 6.2.1 pour en déterminer l'évolution de la température dans l'ensemble du domaine de simulation.

6.3 Présentation du logiciel de simulation

6.3.1 Présentation sommaire du logiciel

Le logiciel de simulation choisi pour évaluer systématiquement la sécurité des implants médicaux dans ce travail est SEMCAD X®(v14.8, Speag, Zürich). Il s'agit d'un logiciel commercial de simulation électromagnétique et thermique en 3D, basé sur la méthode FDTD. Il est dédié aux chercheurs dans le domaine des télécommunications ou du secteur médical, voulant résoudre un problème concernant le design d'antennes, la compatibilité EM, ou encore la dosimétrie. Ce logiciel répond donc bien aux besoins de ce projet, car ce sont ces trois points qui sont traités au cours de ce travail.
La modélisation des objets étudiés (fantôme, implants, tissus..) se fait en conception assistée par ordinateur : les solides sont générées par l'utilisateur, et chaque entité peut se voir attribuer des caractéristiques électriques et thermiques. Les sources, capteurs de courants surfaciques, de champs, de températures... sont également placés au choix.
Deux types de simulations EM sont alors possibles :

1. Une simulation harmonique, dans laquelle l'excitation est une onde sinusoïdale, de fréquence f, pendant une période donnée T.
2. Une simulation large bande, dans laquelle l'excitation est une onde sinusoïdale modulée en amplitude par une gaussienne, produisant ainsi une excitation de fréquence centrale f, de largeur Δf et de durée T.

De la simulation EM sont extraites différentes grandeurs, notamment le champ électrique et magnétique, mais également des valeurs dérivées telles que l'impédance d'une ligne de transmission, le DAS, les densités de courant. Ces champs issus de la simulation EM sont utilisés au cours de la simulation thermique comme source d'échauffement.

6.3.2 Choix du solver

Deux types de solvers[2] EM sont disponibles dans le logiciel, soit la FDTD classique, soit la C-FDTD, pour Conformal-FDTD. Ce dernier solver permet de représenter plus fidèlement les interfaces entre différents maté-

2. Un solver calcule l'évolution temporelle et spatiale des grandeurs pertinentes sur les différentes cellules du maillage pour un modèle et une excitation définis, et génère un fichier décrivant ces résultats.

riaux présents dans le même cube de Yee : un cube de Yee peut ainsi représenter plusieurs matériaux et la limite entre matériaux ne coïncide pas nécessairement avec les faces des cubes de Yee. Les structures fines peuvent ainsi être maillées plus fidèlement, ou avec une résolution moindre [SEMCAD-X, 2007], rendant les simulations C-FDTD moins gourmandes en mémoire de stockage que les simulations FDTD. Le temps de calcul est cependant souvent plus long à cause d'un calcul intrinsèquement plus complexe pour une résolution identique à la FDTD. De plus, les propriétés électriques des différents éléments simulés doivent être choisies selon un intervalle imposé.

6.3.3 Présentation du poste de travail

Le poste de simulation utilisé pour les résultats présentés dans ce document est un ordinateur équipé d'un processeur 8 cœurs (16 files d'exécution) de 32 GO de mémoire vive, de 2 GPU (GTX Titan et GTX Titan Black, avec 6 GO de mémoire chacune et respectivement 2688 et 2888 cœurs CUDA), et d'un stockage SSD, le tout permettant des simulations rapides. Les deux GPU permettent de lancer deux simulations en parallèle, ou encore d'en exécuter une seule plus rapidement. Les simulations font largement appel aux GPU, par l'intermédiaire de la librairie FDTD commercialisée par Axware, pour laquelle nous disposons de licences achetées auprès de SEMCAD. Le calcul sur GPU accélère les simulations jusqu'à 10 fois, du fait de la nature massivement parallèle des calculs. Pour exemple, une simulation lancée sur les deux cartes avec 24.9 millions de cellules, large bande (f=128MHz, Δf =200 MHz), 30 périodes, de pas minimal 1 µm, prend environ 2h00 de temps de calcul.

6.4 Exemples de l'utilisation de simulations pour évaluer la sécurité IRM

La simulation électromagnétique via des logiciels spécialisés permet aujourd'hui de calculer les interactions entre les champs générés par l'IRM d'un côté et les implants et tissus biologiques de l'autre. La multiplication de ces simulations doit permettre de couvrir un grand nombre de configurations. Si les risques potentiels peuvent systématiquement être connus, l'utilisation de l'IRM sur des patients implantés pourra être finement déterminée et sera possible dans certaines conditions.

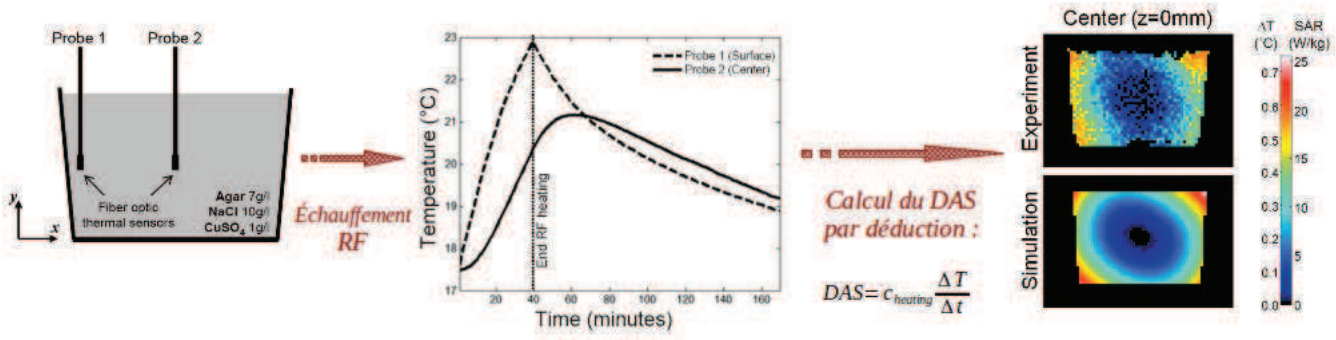


FIGURE 6.4.1 – Échauffement RF d'un gel d'agarose, et comparaison du DAS simulé et expérimental (extrait de [Oh et al., 2010]).

Plusieurs études montrent comment quantifier les risques grâce à des simulations numériques [Park et al., 2007, Oh et al., 2010, Mattei et al., 2010, Smith et al., 2000, VandenBerg et al., 2006, Hand et al., 2010, Golombeck et al., 2002, Collins and Wang, 2011]. Nous n'en détaillerons ici que quelques unes. En 2002, Golombeck et al. ont construit un modèle de tête avec une électrode de SCP, exposé à un champ RF continu similaire au champ utilisé en IRM à 64 MHz [Golombeck et al., 2002]. Dans cette étude, une procédure en deux étapes pour l'estimation de l'échauffement RF est présentée : la perte d'énergie a été calculée dans le domaine fréquentiel pendant l'impulsion RF ; et ensuite, un algorithme prenant en compte les mécanismes de transfert thermique a été utilisé pour calculer l'échauffement. Cette technique a permis de montrer comment les simulations peuvent être numériquement stable, tout en prédisant des échauffements réalistes. En 2010, l'étude de Mattei et al. concerne la sécurité IRM en présence de pacemaker [Mattei et al., 2010]. Des simulations FDTD ont permis la construction d'un résonateur RF passe-bas cylindrique, à 16 barreaux, avec une excitation en quadrature. Le réglage de la fréquence de résonance à 1.5 T a été confirmé par comparaison des distributions des courants dans les barreaux obtenues expérimentalement et en simulation. Le modèle numérique du torse est issu d'une base de données, et deux configurations sont étudiés : le pacemaker à droite, et le pacemaker à gauche. Les expériences IRM réalisées ont permis de valider le résonateur numérique, en comparant les valeurs de DAS obtenues via des mesures locales de température, et le DAS simulé. Un DAS atteignant 149.3 W/kg a été calculé à partir de l'élévation locale de température mesurée à l'aide d'un capteur dans le cas d'un pacemaker à droite. De même, une autre étude a comparé les DAS expérimentaux et simulés sur des fantômes et in-vivo [Oh et al., 2010]. Le DAS expérimental a été déterminé à partir de cartes de température obtenues par la méthode PRFS. Leur méthode de calcul de ce DAS est montrée dans la Figure 6.4.1, et correspond en tout point à la méthode de Mattei et al.

Ces exemples de simulations montrent que l'approche numérique rend possible la mesure de l'échauffement en présence d'implants médicaux, dans un large choix de configurations. Les simulations auraient même tendance a être démocratisées au vue des nouvelles normes ISO [International Electrotechnical Commission, 2012], qui établissent que les simulations numériques font officiellement partie des méthodes à mettre en œuvre pour l'évaluation du risque RF en présence d'implants. A notre connaissance, il existe très peu d'articles dans la littérature qui aborde la simulation thermique comme indicateur de l'échauffement, malgré le fait que des mesures locales ou des cartes de températures sur fantômes sont généralement faîtes, l'étude la plus pertinente ayant été réalisée par [Golombeck et al., 2002]. Le DAS est le plus souvent utilisé pour quantifier ces risques, alors qu'il découle directement d'une mesure de température. Il nous paraît plus pertinent d'utiliser comme quantificateur les variations de température mesurées expérimentalement par les capteurs thermiques, et obtenues également via nos simulations thermiques. C'est cette approche qui a été le fil conducteur du travail présenté.

Conclusion de la partie

Cette partie introductive a posé tous les fondements théoriques et expérimentaux nécessaires à la bonne compréhension de ce manuscrit. Les développements réalisées dans ce travail de thèse ont été scindés en trois approches différentes :

- Des mesures et développements de méthodes IRM sur des objet-tests, présentés dans la partie III. Nous avons optimisé des techniques pré-existantes de cartographie du champ RF, les méthodes Variable Flip Angle, et Actual Flip Imaging, afin de couvrir l'ensemble de la gamme dynamique présente dans le cas de fortes variations de susceptibilité magnétique. Pour ce faire, nous avons développé la technique AMFI (« Actual Multiple Flip-Angle Imaging »). Nous avons également cherché à réaliser une thermométrie IRM en temps réel, via la méthode PRFS (« Proton Resonance Frequency Shift »).
- Le développement de simulations numériques visant à étudier les interactions électromagnétiques entre les implants et le résonateur RF, ainsi que leurs répercussions thermiques. Nous avons construit un modèle de résonateur RF, qui fût validé à la fois théoriquement et expérimentalement. Le réglage du résonateur a donné lieu au développement d'une méthode numérique originale permettant de déterminer rapidement et précisément les valeurs des capacités. L'ensemble de ce travail numérique est présenté dans la partie IV du présent manuscrit. L'évaluation des courants RF induits dans des implants filaires conducteurs, via l'utilisation des cartes de champ RF, est également présentée en partie IV. Cet aspect du travail de thèse a été abordé afin de pallier aux problèmes d'artefact dus au champ RF constaté avec les méthodes classiques de thermométrie. Grâce à cette méthode des « Courants Induits », nous espérons être capable d'évaluer la sécurité au niveau individuel en utilisant une séquence à faible dose, avant toute autre acquisition IRM, dans le cas d'un hypothétique futur protocole incluant des patients.
- Enfin, la construction d'un modèle numérique simplifié d'une électrode de stimulation cérébrale, via l'utilisation de la théorie des lignes de transmission, présentée en partie V. Ce modèle rend les simulations numériques abordables, tout en présentant les même propriétés électriques que l'électrode réelle. Nous avons pu évaluer numériquement l'échauffement RF par l'intermédiaire de simulations recouvrant certaines configurations dans le résonateur RF corps-entier.

Développements expérimentaux et méthodologiques en IRM

L'état de l'art et les bases théoriques présentés précédemment permettent de définir les contours du projet de thèse, et mettent en exergue les approches qui seront privilégiées dans l'étude. Dans cette partie, les développements expérimentaux et méthodologiques réalisés sont abordés. Le chapitre 7 présente le fantôme d'expérimentation IRM construit avec un dispositif innovant de peigne rabattable permettant de mélanger le contenu afin de l'homogénéiser, notamment lors d'études calorimétriques. Ce fantôme a été utilisé afin de développer une nouvelle méthode de cartographie des champs RF, présentée dans le chapitre 8, et appelée AMFI. Cette méthode est une extension du protocole AFI introduit dans le chapitre 4, permettant d'étendre la gamme dynamique de la méthode. Enfin, concernant la thermométrie PRFS, le chapitre 9 présente la mise en place du protocole d'obtention des cartes de température, via l'optimisation des séquences d'acquisitions et du traitement des données IRM.

Chapitre 7

Construction d'un nouveau fantôme pour les études de sécurité RF en IRM

7.1 Introduction aux fantômes IRM

Les fantômes IRM sont des objets qui peuvent être imagés afin de tester la performance du système IRM, aussi bien le matériel que les séquences d'imagerie [Hornak, 2008]. Le rôle d'un fantôme est de présenter des propriétés physiques stables et connues pour permettre de confronter le signal IRM observé à celui attendu et ainsi évaluer la performance du matériel et des méthodes IRM. Le fantôme est constitué le plus souvent d'un récipient et d'un ou plusieurs liquides ou gels. L'espace creux du récipient peut être soit sans structure interne particulière (ex : une bouteille), soit présenter des structures permettant de s'intéresser à la précision de localisation du signal (résolution, linéarité spatiale des gradients) ou des compartiments séparés pour des liquides différents permettant de s'intéresser aux contrastes dans les images. Les liquides sont choisis en fonction de leurs propriétés de signal RMN (donnant du signal RMN ou pas, une ou plusieurs raies dans leur spectre RMN, temps de relaxation représentant des tissus particuliers ou simplement optimisés pour une imagerie rapide) et le cas échéant pour d'autres propriétés physiques (viscosité, conductivité électrique, stabilité dans le temps). Par ailleurs, il existe des fantômes spécialisés reproduisant par exemple certaines propriétés de systèmes biologiques complexes de façon contrôlée (fantôme de diffusion, fantôme de perfusion...).
Le travail présenté par Hornak [Hornak, 2008] résumant très bien les différents fantômes possibles, le présent manuscrit ne rentrera pas dans le détail.

Dans le cas de la sécurité IRM en présence d'implants, l'utilisation d'un fantôme est indispensable pour plusieurs raisons :

- Plusieurs positionnements d'implants peuvent être étudiés, permettant une estimation des risques sur un large panel de configurations ;
- Le gel étant de composition connue, les mesures d'échauffement sont reproductibles ;

— Un fantôme permet le placement libre de sondes de température.

— Enfin, il est possible d'adapter à volonté les propriétés électriques du gel, afin d'étudier par analogie l'influence du champ RF sur plusieurs sortes de tissus.

Comme présenté dans la Section 6.4, de nombreuses études d'échauffement RF sur fantôme sont détaillées dans la littérature, via l'acquisition par des fibres optiques des variations de température. Dans le cas de [Mattei et al., 2010] et [Oh et al., 2010], les fantômes utilisés sont de différentes formes, respectivement rectangulaire et cubique. Cependant, afin de faciliter la comparaison de résultats entre études, il est généralement de rigueur de respecter certaines normes régissant les évaluations de sécurité IRM en présence d'implants, tel que les normes ASTM [ASTM-F2182, 2009]. Ces normes, développées par The American Society for Testing and Materials, donnent les grandes lignes permettant d'obtenir un objet-test bien adapté à l'évaluation des risques en présence d'implants actifs ou passifs.

La Plateforme IRM de l'UMS IRMaGe dispose de plusieurs fantômes : ceux fournis par le constructeur de l'IRM, Philips, et également un fantôme préalablement utilisé pour les besoins du projet « Sécurité IRM ». Ce dernier fût construit par Christoph Noack en 2008, alors en stage de M2 à l'Institut [Noack, 2008]. Il est constitué de deux volumes rectangulaires accolés, le premier de dimension (15x27x16cm^3) et le second plus grand, de dimension (51x60x16cm^3), mimant l'aspect d'un pseudo mannequin. Pour effectuer des études d'échauffement RF, ce récipient peut contenir un volume de gel de Poly-Acryl-Amide (PAA) ou d'Hydroxy-Ethyl-Cellulose (HEC), avec du chlorure de sodium (NaCl) afin de régler la conductivité, et obtenir ainsi les propriétés électriques moyennes du tissu humain. Ce fantôme est isolé thermiquement à l'extérieur grâce à des parois de polystyrène extrudé, minimisant ainsi tout transfert thermique vers l'extérieur.

Les premiers travaux de mesures d'échauffement réalisés au cours de cette thèse ont été effectués sur ce premier fantôme, mais des problèmes ont rapidement été rencontrés lors des acquisitions IRM. La largeur du fantôme étant de 51 cm, et celle de l'antenne de 60cm, le fantôme remplissait 85% de la largeur totale disponible. D'importants artefacts de repliements étaient observés au niveau du pourtour du bac principal du fantôme. Le choix d'une direction d'encodage de phase adaptée, permettant de conserver le même RSB théorique, et un temps de scan identique, ne permettait pas de pallier à ces problèmes. De plus, les grands champs de vue utilisés provoquaient de manière évidente des inhomogénéités du champ RF : sur une coupe coronal du bac, le champ pouvait varier du simple au quintuple.

7.2 Propriétés du nouveau fantôme

7.2.1 Aspect général

Les derniers points nous ont poussés à dessiner et à faire construire un nouveau fantôme IRM, répondant au cahier des charges suivant :

— Le fantôme devait respecter les dimensions présentées dans les normes ASTM [ASTM-F2182, 2009] ;

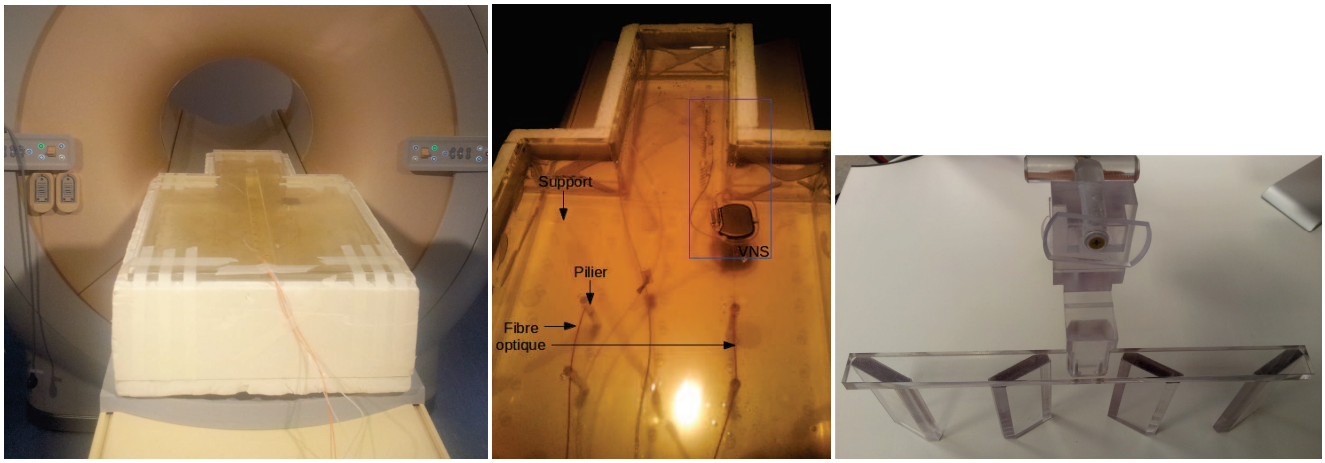
— Le fantôme devait être construit en matériaux IRM-compatibles, et non déformables sous la pression du gel, ou sous l'effet d'un gel chaud ;

— Un système de « peigne » permettant d'homogénéiser la température dans le gel devait être intégré au couvercle, afin de faciliter les mesures de calorimétrie ;

— Outre une isolation en polystyrène extrudé, le fantôme devait pouvoir être fermé hermétiquement pour minimiser les pertes thermiques, éviter la contamination du gel par des micro-organismes ambiants et diminuer la perte de liquide dans le temps par évaporation.

En Annexe A se trouvent les croquis à la base du travail réalise ensuite par la société Technico-plast (Échirolles, France) qui était chargée de la construction du fantôme. Ces dessins définissent les dimensions et spécifications du nouveau fantôme : avec ses 40 cm de largeur, il n'occupe qu'environ 65% du volume de l'aimant. Tous les résultats présentés dans la suite de ce manuscrit ont été obtenus à l'aide de ce fantôme.

Le fantôme a été construit en polycarbonate, et les vis utilisées dans la confection du peigne en polyamide. Nous avons ensuite recouvert l'extérieur du fantôme avec 3 cm de polystyrène extrudé. La Figure 7.2.1 sert d'illustration au fantôme final obtenu. La Figure 7.2.1b montre un exemple de placement d'un système de stimulation du nerf vague en vue d'une étude de risque d'échauffement complémentaire au projet de thèse [1]. La Figure 7.2.1c montre quant à elle le peigne construit. Le peigne glisse le long d'une fente réalisée sur le couvercle. L'ensemble a été conçu de telle sorte qu'une fois le mélange du gel réalisé, le peigne puisse être rabattu et maintenu accolé sur l'intérieur du couvercle. La planche à trous en plexiglas, placé dans le fond du fantôme, sert de support aux piliers qui permettent la fixation des capteurs thermiques et des dispositifs conducteurs étudiés. Une fois le dispositif placé, le gel est coulé dans le fantôme, de manière à recouvrir l'ensemble.



(a) Fantôme à l'entrée du tunnel IRM (b) Fantôme en présence de stimulateur VNS (c) Peigne de mélange

FIGURE 7.2.1 – Fantôme et peigne de mélange construit au cours de la thèse

1. Ce travail d'étude de la sécurité en présence de dispositif VNS est présenté dans l'Annexe B.

7.2.2 Fabrication du gel

Le bac possède une surface de $S = 0.28$ m^2.On peut directement lié la hauteur de gel h voulu dans le bac avec le volume V à fabriquer : $V = S \times h$. Ainsi, pour une hauteur de 8 cm, il sera nécessaire de fabriquer $V = 22.5$ L de gel.

Le protocole de fabrication du gel est le suivant :

- Dans un grand container métallique disposant d'un système de chauffe, V litres d'eau dé-ionisée est chauffé à 30°C pendant 30 minutes. Sur ce container est fixé un dispositif permettant le mélange constant du contenu.
- Une quantité de sel NaCl équivalent à 1 g/L est introduite, et la conductivité BF est mesurée afin de vérifier qu'elle se situe bien dans les normes [ASTM-F2182, 2009].
- Une quantité de HEC équivalent à 25 g/L est ensuite introduite dans l'eau lentement, à proximité du système de mélange afin de permettre une absorption homogène de l'HEC par l'eau. Pendant ce temps, le système de chauffage était maintenu à 30°C.
- Une fois l'HEC totalement introduite, le système de mélange et de chauffage sont maintenus en marche pendant environ 1 heure afin d'obtenir un gel libre de tout grumeaux,.
- La conductivité BF du gel est vérifié, et il est ensuite versé dans le fantôme, qui est fermé avec son couvercle.

De nombreuses bulles d'air sont présentent à cause du mélange constant à vitesse rapide. Il est donc nécessaire d'attendre une demi journée pour que l'ensemble des bulles remontent à la surface et disparaissent. Cette période d'attente permet également au gel de refroidir et d'atteindre une température à l'équilibre avec la température extérieure.

Après ce délai, le fantôme est ouvert, et les systèmes à étudier ou les dispositifs de mesure (sondes de température, SCP...) sont placés à l'intérieur avec les support en plexiglas. Les expérimentations IRM sont généralement réalisées le lendemain, après avoir placé le fantôme dans l'IRM la veille afin d'en homogénéiser la température interne.

7.3 Propriétés électriques du nouveau fantôme

Le fantôme est rempli d'un gel dont la conductivité doit reproduire celle du tissu humain. Sa viscosité permet de limiter les phénomènes de convection lors des échauffements RF. Christophe Noack a réalisé une partie de son stage sur l'étude des propriétés électriques RF des gels en fonction de sa composition. Il en a déduit que pour un gel d'HEC, la quantité optimale de sel est de 0.1%, soit 1g/L d'eau [Noack, 2008]. Les normes ASTM recommandent une conductivité de $0.47 \pm 10\%$ S.m^{-1} à 64 MHz et 128 MHz et à température ambiante [ASTM-F2182, 2009]. Les mesures de conductivité aux fréquences RF nécessitent un appareillage de mesure lourd (analyseur réseau et sondes spécifiques). Afin de pouvoir vérifier rapidement cette conductivité à chaque

fabrication de gel, nous avons fait l'acquisition d'un conductimètre basse-fréquence, fonctionnant à une fréquence inférieure à 15 kHz (Conductimeter FG3/EL3, Mettler Toledo, Schwerzenbach, Switzerland). A ces fréquences, la conductivité ASTM préconisée est alors de 0.40 à 0.60 S/m pour des température entre 20 et 25°C.
Les principales propriétés du fantôme sont données dans le Tableau 7.1. Y est résumé l'ensemble des valeurs physiques nécessaires pour construire correctement le modèle numérique [Nybo et al., 2002, Rai and Rai, 1999, Gabriel et al., 1996, Shrivastava et al., 2012].

	Gel	Bac	Isolation	Cuivre
T_{init}(K)	0	0	0	0
ε	77	3.3	1	1
σ_{el} (S.m)	variable	10^{-15}	0	$5{,}96{\cdot}10^{7}$
Densité	1040	1190	30	8960
c_{th} (J.K.kg^{-1})	4182	1440	1300	380
σ_{th} (W.K.m^{-1})	0,528	0.18	0.,028	401

TABLE 7.1 – Propriétés physiques des différentes composantes du fantôme IRM

Lors des modélisations électromagnétiques et thermiques, l'exactitude de ces données, des dimensions, et des positions des différents éléments dans l'aimant, est nécessaire pour obtenir une évaluation réaliste des échauffements.

Chapitre 8

Développement pour la cartographie des champs RF

Lors de la construction du modèle numérique du résonateur RF, sa validation doit se faire par des comparaisons expérimentales et théoriques. Plusieurs paramètres ont été comparés : D'une part les cartes du champ magnétique radio-fréquence obtenues par simulation et par expérience, mais également les variations locales de température mesurées à l'aide des capteurs présentés dans la section 5.1.

Dans le chapitre 4, les deux principales méthodes de cartographie du champ RF, Variable Flip Angle (VFA) et Actual Flip Angle Imaging (AFI), ont été présentées succinctement. Pour la première, plusieurs valeurs d'angle de bascule sont utilisées, avec typiquement plus de cinq acquisitions, avec un signal qui dépend, outre du B_1, du temps de relaxation T_1 [VandenBosch et al., 2010, Kingsley, 1999]. Quant à la seconde, elle est bien adaptée au cas d'un échantillon homogène avec des variations faibles de B_1. Par contre, en présence d'implants conducteurs, les courants RF induits dans l'implant peuvent créer localement des augmentations fortes du B_1. La gamme dynamique de cette méthode est alors vite insuffisante, à cause du choix d'un unique angle de bascule ne permettant pas de mesurer à la fois des B_1 faibles ou modérés avec une bonne précision et des B_1 intenses [Yarnykh, 2007]. Le travail de développement IRM dans le cadre de cette thèse s'est déroulé selon deux approches :

- Optimiser la méthode VFA pour obtenir des cartes B_1 dans un temps d'acquisition court en limitant les acquisitions à deux angles de bascule ;
- Optimiser la méthode AFI en étudiant plus précisément les gammes dynamiques abordables, et en proposant une approche qui repose sur des acquisitions de type AFI avec de multiples angles d'excitation permettant de recouvrir un plus grand intervalle de valeurs B_1.

8.1 Méthode « Dual Flip Angle » - DFA

Afin d'optimiser la méthode Variable Flip Angle, deux choix ont permis de minimiser le temps d'acquisition et de faciliter la solution analytique des équations du signal :

— seuls deux angles de bascule sont utilisés ;

— les angles de bascules sont choisis de tel sorte que $\alpha_2 = 2 \times \alpha_1$;

La méthode VFA a été introduite dans la section 4.1. Dans le cas de deux angles de bascule (α_{nom}, $2 \times \alpha_{nom}$), les équations des deux signaux obtenus sont données par [Treier et al., 2007, VandenBerg et al., 2006] :

$$S_1\left(\alpha_{trans}, T_1\right) = C \cdot \frac{sin(\alpha_{trans})}{1 - exp(\frac{-TR}{T_1}) * cos(\alpha_{trans})} \tag{8.1.1}$$

$$S_2\left(\alpha_{trans}, T_1\right) = C \cdot \frac{sin(2 \times \alpha_{trans})}{1 - exp(\frac{-TR}{T_1}) * cos(2 \times \alpha_{trans})} \tag{8.1.2}$$

avec C est une constante, $\alpha_{trans} = \lambda_{trans} * \alpha_{nom}$, et λ_{trans} le facteur multiplicatif à l'angle de bascule nominal dû à l'hétérogénéité B_1. λ_{trans} détermine la gamme dynamique à couvrir dans la mesure de B_1.

Une solution analytique de l'expression de α_{trans} est obtenue via le logiciel en ligne WolframAlpha, permettant d'exprimer ses composantes réelle et imaginaire, respectivement (x, y), en fonction de $r = {}^{S_1}/_{S_2}$ et $E_1 = e^{\frac{-TR}{T_1}}$:

$$x(r, E_1) = \frac{2r - \sqrt{4r^2 - 4 \times (E_1 + 1) \times (2rE_1 - 2E_1)}}{4rE_1 - E_1} \tag{8.1.3}$$

$$y(r, E_1) = -\frac{\sqrt{\frac{r^2}{rE_1 - E_1} + r\,\frac{\sqrt{4r^2 - 4(E_1+1)\times(2rE_1-2E_1)}}{(2rE_1-E_1)+2rE1-E_1+1}}}{\sqrt{2rE_1 - 2E_1}} \tag{8.1.4}$$

Étant donné ces développements théoriques, la performance de la méthode en présence de données bruitées peut être estimée à partir de données simulées, en fonction des paramètres d'acquisition. Pour ce faire, un bruit gaussien b est généré :

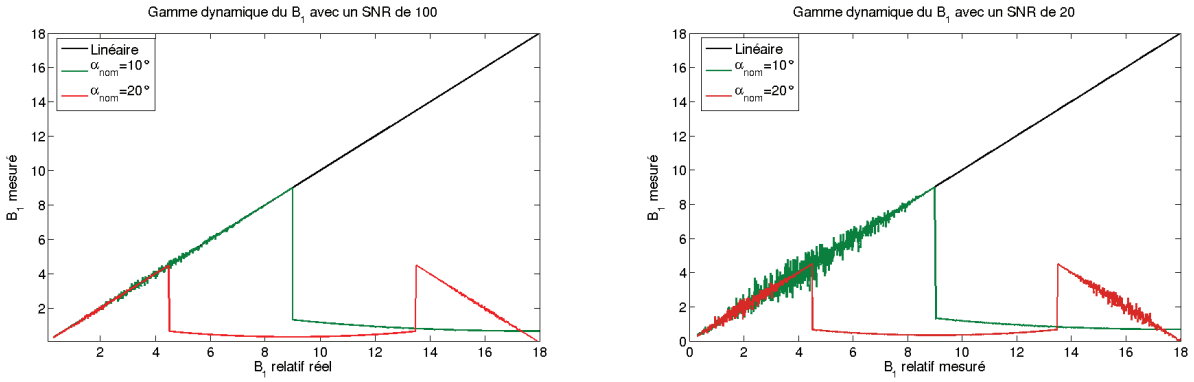
$$b = \mathcal{N}\left(0,\, \frac{S_1\left(\alpha_{nom}, T_1\right)}{SNR}\right).$$

Dans ces simulations le SNR a été fixé à 100 pour les données acquises avec $\alpha_{nom} = 20°$, en concordance avec ce que qui est observé dans des acquisitions réelles. Le signal simulé est donc :

$$\tilde{S}_1\left(\alpha_{trans}, T_1\right) = S_1\left(\alpha_{trans}, T_1\right) + b \tag{8.1.5}$$

$$\tilde{S}_2\left(\alpha_{trans}, T_1\right) = S_2\left(\alpha_{trans}, T_1\right) + b \tag{8.1.6}$$

En partant d'angles de bascule nominaux $\alpha_{nom} = 10°$ et $\alpha_{nom} = 20°$, on peut ainsi tracer la valeur du B_1 mesuré en fonction du choix du B_1 relatif réel (Figure 8.1.1).



(a) Pour un RSB de 100 pour $\alpha_{nom} = 10°$ et un bruit identique pour $\alpha_{nom} = 20°$

(b) Pour un RSB de 20 pour $\alpha_{nom} = 10°$ et un bruit identique pour $\alpha_{nom} = 20°$

FIGURE 8.1.1 – Simulation de la propagation de bruit de mesure dans les cartes B_1 et gamme dynamique pour la méthode Dual Flip Angle

Dans la Figure 8.1.1, on constate que la valeur de λ_{trans} est clairement sensible à la valeur du α_{nom} : plus l'angle de bascule nominal est faible, plus grande est la gamme de champ radio-fréquence atteinte. Cependant, le bruit est conséquent dans le cas d'un faible angle de bascule, plus particulièrement lorsque le RSB est faible. Dans le cas d'un RSB de 20, la déviation standard du bruit pour l'angle de bascule de 10° est du même ordre de grandeur que l'amplitude du champ RF mesuré : le signal est perdu dans le bruit. Inversement, pour un choix d'un angle plus grand, 20° par exemple, la gamme dynamique obtenue pour le champ RF n'est pas suffisant pour imager des variations d'amplitudes importantes, comme en présence d'implants.

Plusieurs méthodes apparaissent alors possibles pour utiliser la méthode DFA : combiner plusieurs angles de bascule de manière proportionnelle, ou encore des angles non liés. Dans le premier cas, et comme on peut le constater dans la Figure 8.1.1 pour des angles de 10° et 20°, la combinaison des deux cartes ne permettrait pas de pallier le problème du bruit. Concernant la seconde idée, l'utilisation d'angles de bascule non liés reviendrait à résoudre un nouveau système d'équations, et entraînerait de sérieuses complications lors de l'écriture des solutions analytiques. Cherchant une méthode simple à implémenter avec un potentiel d'utilisation bien au-delà de l'étude présente, nous avons écarté cette option.

La solution la plus adaptée nous a semblé donc de partir de la méthode AFI présentée dans la section 4.2, et de la modifier afin de réussir à couvrir l'ensemble des valeurs du champ RF transmis en présence de conducteur. La section qui suit traite de cette approche.

8.2 Méthode « Actual Multiple Flip-Angle Imaging » - AMFI

Comme présenté dans la section précédente, il est possible d'étudier par simulation la gamme dynamique du champ RF transmis, en fonction du choix de certains paramètres, tels que les angles de bascule nominaux, les temps de répétition ou encore le RSB.

La méthode AFI décrite dans la section 4.2, permet d'obtenir une carte de champ RF ne dépendant pas du T_1 de l'échantillon, à partir d'un seul angle de bascule et de deux temps de répétition choisis correctement [Yarnykh, 2007]. Le manuscrit qui suit : *High Dynamic Range RF Mapping with Actual Multiple Flip-Angle Imaging - AMFI*, soumis dans *Magnetic Resonance in Medecine,* présente une optimisation de cette technique, afin d'obtenir, après reconstruction, des cartes de champ RF avec une amplitude de variation importante et peu bruitée. La méthode présentée est une extension de la méthode AFI à plusieurs acquisitions avec angles nominaux différents. Les angles ont été choisis grâce à des simulations numériques, afin de recouvrir une gamme de champ B_1 large. La technique a été ensuite validée expérimentalement à 3 T à l'aide d'un fantôme ASTM [ASTM-F2182, 2009], comme décrit dans la section 7.2, et dans lequel était placé un long fil de cuivre qui génère d'importantes variations de B_1. L'article est suivi d'une discussion complémentaire, et de figures annexes permettant de donner une vision plus globale de l'approche suivie.

High Dynamic Range RF Mapping with Actual Multiple Flip-Angle Imaging - AMFI

Abstract

Strong B_1^+ heterogeneities are increasingly encountered in ultra-high field MRI. They may also occur at lower fields in the presence of RF currents induced in implanted medical devices and can actually be used to detect those RF currents. Current methods often require multiple data acquisitions, and the dynamic range of RF field values that can be measured are most of the time restricted. A narrow dynamic range is particularly limiting if strong local B_1^+ enhancement around implants are to be accurately quantified. The current report describes an extension of the Actual Flip Imaging B_1^+-mapping method using acquisitions at multiple flip angles, extending dynamic range while preserving SNR in low-B_1^+ regions. Optimal parameters obtained from numerical simulations and a simple reconstruction method for the resulting maps are presented. The technique was validated at 3-T in a phantom containing a long copper wire. The method described can be easily tuned to specific needs in dynamic range by varying the number and values of the nominal flip angles acquired.

Introduction

Mapping the MR transmit field B_1^+ to evaluate its homogeneity is a challenging process. B_1^+ mapping is used to evaluate the performance of RF transmit coils and may be required to correct images in the presence of strong transmit heterogeneities or to quantify MR signals that are strongly dependent on B_1^+. B_1 inhomogeneity can be due to numerous phenomena. At high field strengths, an increasing Larmor frequency results in a shorter RF wavelength, becoming comparable to the imaging field of view [Hoult, 2000]. Ultra High Field, whole body MR systems up to or exceeding 10 T, are becoming available for human studies.Furthermore, the presence of electrical conductors can lead to focusing of RF currents, creating B_1^+-hotspots. In this context, B_1 mapping could be a useful tool for the assessment of RF safety in the context of MRI examinations of patients equipped with active implants, by quantifying the induced current in the conductive devices, thus predicting RF heating [Acikel and Atalar, 2011, VandenBosch et al., 2010]. B_1 inhomogeneity affects the homogeneity of signal intensity in most MR sequences and can create significant variations of local T_1 contrast [Collins et al., 2005]. The two most common methods for mapping B_1^+ are the Variable Flip Angle method (VFA) and Actual Flip-angle Imaging (AFI). VFA was introduced by [Barker et al., 1998]. It is based on multiple spin-echo (SE) acquisitions, with different flip angles values, with typically ten or more data collections. B_1^+ maps resulting from the VFA method are typically T_1 weighted. Eliminating the T_1-weighting from the B_1^+-data at the time of acquisition would require a repetition time higher than about five times the T_1 of the sample [VandenBerg et al., 2006, Alecci et al., 2001]. Otherwise, as the signal expression is depending on T_1, the acquisition of a T_1 map is needed prior to data processing, increasing duration and complexity to data acqui-

sition and processing. The AFI method measures the true flip angle map relative to the nominal flip angle using two gradient-echo signals acquired in an interlaced fashion within a single sequence with identical RF pulses, but different repetition times [Yarnykh, 2007]. The flip angle values measured are obtained using a first order approximation to the solution of the signal equations. A deviation of the first order approximated solution relative to the exact one occurs for TR values longer than about one fifth of the sample T_1, and for large nominal flip angles (FA) (>60°) [Yarnykh, 2007]. On the contrary, the B_1^+ maps are independent of T_1 for short TR, a distinctive advantage over the VFA method in terms of acquisition times. The dynamic range of B_1^+-measurements performed with this method is limited to an actual flip angle of less than 180°. In case of maps acquired with a nominal flip angle of 60°, this method thus provides a dynamic range of less than three times the nominal flip angle, which is often sufficient to map B_1^+ in fairly homogeneous samples. However, in the presence of strong RF field variations, as can be caused by conductive devices, the dynamic range of such acquisitions is quickly saturated.

In this note, we describe a simple method for measuring the RF transmitted field with a high dynamic range using dual-TR multiple-flip angle acquisitions. An empirical rule to determine the optimal flip angles and post-process the data has been derived from numerical simulations. Our method aims to maximize the SNR of the final maps, given the required dynamic range and the number of data acquisitions acceptable for the targeted application. In the case of RF safety in the presence of conductive implants, this technique could be useful for evaluating RF safety of long conductive wires [Bouldi and Warnking, 2014]. RF currents at the origin of the RF heating can thus be observed directly from the generated B_1^+ heterogeneities. The performance of the method was tested in an in vitro MR experiment, with an ASTM phantom filled with gel and in which a copper wire was placed, providing strong B_1^+ focusing.

Material and Methods

Simulations

Let S_1 and S_2 be the gradient echo signals acquired respectively in the acquisition sequence segments with the repetition times TR_1 and TR_2. The signal equations are then given by [Yarnykh, 2007]:

$$S_1(\alpha_{trans}) = \frac{(1-e_2+(1-e_1)\cdot e_2\cdot cos(\alpha_{trans}))\cdot sin(\alpha_{trans})}{1-e_1\cdot e_2\cdot cos(\alpha_{trans})^2} \quad (8.2.1)$$

$$S_2(\alpha_{trans}) = \frac{(1-e_1+(1-e_2)\cdot e_1\cdot cos(\alpha_{trans}))\cdot sin(\alpha_{trans})}{1-e_1\cdot e_2\cdot cos(\alpha_{trans})^2} \quad (8.2.2)$$

with $e_1 = exp(-\frac{TR_1}{T_1})$, $e_2 = exp(-\frac{TR_2}{T_1})$, and α_{trans} the flip angle of the excitation pulse resulting from the actually transmitted local B_1^+. For short repetition times with respect to T_1, the transmitted flip angle can then be estimated from the ratio $r = {}^{S_2}/_{S_1}$ of the measured signals :

$$\alpha_{meas} = arcos(\frac{rn-1}{n-r}), \tag{8.2.3}$$

with $n = {}^{TR_2}/_{TR_1}$ the ratio of the two repetition times. n is not necessessarily an integer number. In the following, we use $n = 5$, the value proposed in the original account of the method [Yarnykh, 2007].

In order to analyze the dynamic range and noise propagation of this method, numerical simulations were performed using Matlab (R2012a, Mathworks, Natick, USA) as a function of the local relative B_1^+ field $\lambda = {}^{\alpha_{trans}}/_{\alpha_{nom}}$ measured with respect to the nominal flip angle specified in the pulse sequence, α_{nom}. Noisy signals $\tilde{S}_1$ and $\tilde{S}_2$ and signal ratios $\tilde{r}$ were generated for several values of α_{nom} using Eqs. 8.2.1 and 8.2.2 and adding gaussian noise:

$$\tilde{S}_1(\alpha_{trans}) = S_1(\alpha_{trans}) + \mathcal{N}\left(0, \frac{S_1(\alpha_{ref}, T_1)}{SNR_{exp}}\right) \tag{8.2.4}$$

$$\tilde{S}_2(\alpha_{trans}) = S_2(\alpha_{trans}) + \mathcal{N}\left(0, \frac{S_1(\alpha_{ref}, T_1)}{SNR_{exp}}\right) \tag{8.2.5}$$

$$\tilde{r}(\lambda, \alpha_{nom}) = \frac{\tilde{S}_2(\lambda \cdot \alpha_{nom})}{\tilde{S}_1(\lambda \cdot \alpha_{nom})}. \tag{8.2.6}$$

The amplitude of the noise was chosen to match that of experimental data we acquired using the originally proposed $\alpha_{ref} = 60°$, which led to a $SNR_{exp} \sim 100$ of S_1 in preliminary data acquired using $TR_1 = 30\,\text{ms}$ in a phantom with $T_1 = 1125\,\text{ms}$ (data not shown). The resulting relative B_1^+ calculated from the noisy data was then obtained using Eq. 8.2.3:

$$\tilde{\lambda}(\lambda, \alpha_{nom}) = \frac{1}{\alpha_{nom}} \cdot \left| \arccos \frac{n \cdot \tilde{r}(\lambda, \alpha_{nom}) - 1}{n - \tilde{r}(\lambda, \alpha_{nom})} \right| \tag{8.2.7}$$

For each value of λ, 1000 samples of noise were generated and the mean and standard deviation of the corresponding $\tilde{\lambda}$, as well as the root mean square error with respect to λ were calculated. $\tilde{\lambda}$ is clearly sensitive to the value of α_{nom}: For lower nominal flip angles, the dynamic range reached by $\tilde{\lambda}$ increases, but signal amplitude and thus SNR decreases. Let $\tilde{\lambda}_{low}$ and $\tilde{\lambda}_{high}$ be two maps acquired at low and high α_{nom}, respectively. In regions of the map where λ is close to or exceeds the upper dynamic range limit of $\tilde{\lambda}_{high}$, $\tilde{\lambda}_{low}$ will provide the most accurate estimate of λ. Conversely, in regions where λ is well within the dynamic range of $\tilde{\lambda}_{high}$, $\tilde{\lambda}_{high}$ will provide better precision.The aim is then to cover the biggest area of the dynamic range by combining data acquired at multiple flip angles, choosing the locally best estimate from the different acquisitions by thresholding the obtained maps at threshold levels minimizing the RMS error in $\tilde{\lambda}$.

Acquisition of experimental data

Data was acquired using a phantom constructed according to ASTM F2182-09 [ASTM-F2182, 2009], containing a volume of $40 \times 50 \times 6.8\,\text{cm}^3$ of gel consisting of Sodium Chloride (1 g/L) and Hydroxyl-Ethyl-Cellulose (25 g/L) in water. The gel had a low frequency conductivity of 0.37 S/m (Conductimeter Mettler Toledo®, Burnaby,

Canada), simulating the average electrical properties of human tissues. A 20 cm long copper wire of 3 mm diameter, insulated with varnish along its length and bare at the tips, was immerged in the gel at 3 cm from the surface. The wire was oriented parallel to the direction of the static magnetic field and placed ?? cm from the lateral wall of the phantom, a position where induction of RF currents in the wire is expected thanks to previous experiments (data not show).

The phantom was centered in a 3-T TX Achieva MR scanner (Philips Healthcare®, Best, Netherland). The body coil of the MR system was used for RF transmission. B_1^+ data was acquired using a 3D T1FFE protocol with dual interleaved TR values of 30 ms and 150 ms, number of slices : 40, scan resolution : 84×85, $FOV = 128 \times 400 \times 128\,\mathrm{mm}^3$, voxel size= $1.333 \times 1.333 \times 10\,\mathrm{mm}^3$, total scan time=574 s per volume. Three different scans were acquired using nominal excitation pulse flip angles of 10°, 20° and 40°. High-resolution spin-echo images were acquired to allow precise localization of the copper wire.

In order to preserve the sign of the signals, the complex images corresponding to $\tilde{S}_1$ and $\tilde{S}_2$ were reconstructed for each of the three scans, and the signed signal ratios were calculated as:

$$\tilde{r}\left(\alpha_{nom}\right) = \left|\frac{\tilde{S}_2}{\tilde{S}_1}\right| \cdot \mathrm{sign}\left(\Re\left(\frac{\tilde{S}_2}{\tilde{S}_1}\right)\right) \tag{8.2.8}$$

The relative B_1^+ maps are then calculated using Eq. 8.2.7 for each of the three flip angles. From the individual flip angle maps, a combinend map is constructed in an iterative fashion. The map with the highest dynamic range (lowest flip angle) is thresholded, and voxels with a measured $\tilde{\lambda}$ below the threshold are assigned the corresponding values measured from the acquisition with the next higher flip angle. This process is repeated using the threshold defining the cutoff between the next two maps.

Results and discussion

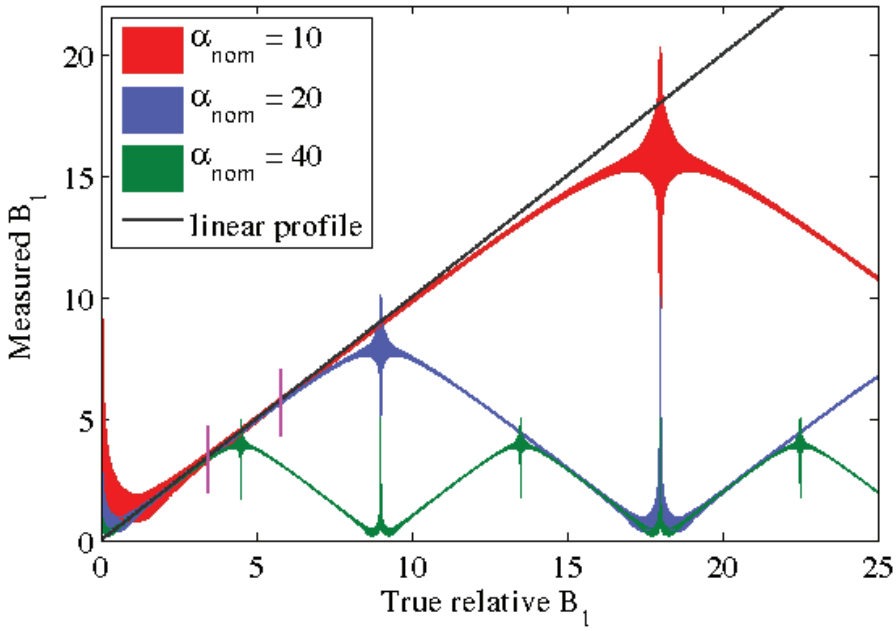


Figure 8.2.1 – Dynamic range of λ_{fit} as a function of nominal flip angles, 10°, 20° and 40°, for a noise level corresponding to a SNR of 100 in the reference data acquired at $\alpha_{nom} = 60°$.

In Fig. 8.2.1, the simulated mean $\tilde{\lambda}$ values and their standard deviations are plotted as a function of the true relative B_1^+ for nominal flip angles of 10°, 20° and 40°, assuming acquisition parameters that provide a raw signal SNR of 100 for a flip angle of 60°. The limited dynamic range and its dependence of acquisition flip angle, as well as the noise propagation properties are clearly visible. As expected, the dynamic range of acquisitions is limited to the point where the actual local flip angle reaches 180° (relative B_1^+ of 18 for $\alpha = 10°$). Even before raching this value, a systematic bias appears in the estimation of the local relative flip angle. This bias originates from the linear approximation and is not easily corrected analytically without additional information, since it is T_1-dependent. Conversely, low SNR at low actual flip angles degrades the precision of the estimate at the low end of the B_1^+-range. As expected, dynamic range is lower and SNR higher for acquisitions with higher nominal flip angle. For a pair of acquisitions (e.g. 20° and 40° flip angles) the threshold below which the 20°-acquisition provides optimal accuracy and above which the 40°-acquisition provides a better estimat can be numerically calculated from these simulations. The threshold depends on the ratio of the chosen flip angles, on the SNR of the data, and on the T_1 of the sample relative to the TR of the acquisition. We performed a variety of simulations for a range of conditions (data not shown) and found that, empirically, for two flip angles α_{nom}^{low}

and α_{nom}^{high} with a ratio of 2–3, a threshold of

$$\lambda_{thresh} = \frac{120}{\alpha_{nom}^{high}} \tag{8.2.9}$$

is close to optimal. Figure 8.2.1 shows this threshold as vertical purple lines for $\alpha_{nom}^{high} = 20°$ and $\alpha_{nom}^{high} = 40°$. In the case of three acquisitions with 10°, 20° and 40° flip angles, this means that maps are combined such that

$$\tilde{\lambda}_{tot} = \begin{cases} \tilde{\lambda}_{10°} & \text{for } \tilde{\lambda}_{10°} \geq 6 \\ \tilde{\lambda}_{20°} & \text{for } \left(\tilde{\lambda}_{10°} < 6\right) \wedge \left(\tilde{\lambda}_{20°} \geq 3\right) \\ \tilde{\lambda}_{40°} & \text{for } \left(\tilde{\lambda}_{10°} < 6\right) \wedge \left(\tilde{\lambda}_{20°} < 3\right) \end{cases} \tag{8.2.10}$$

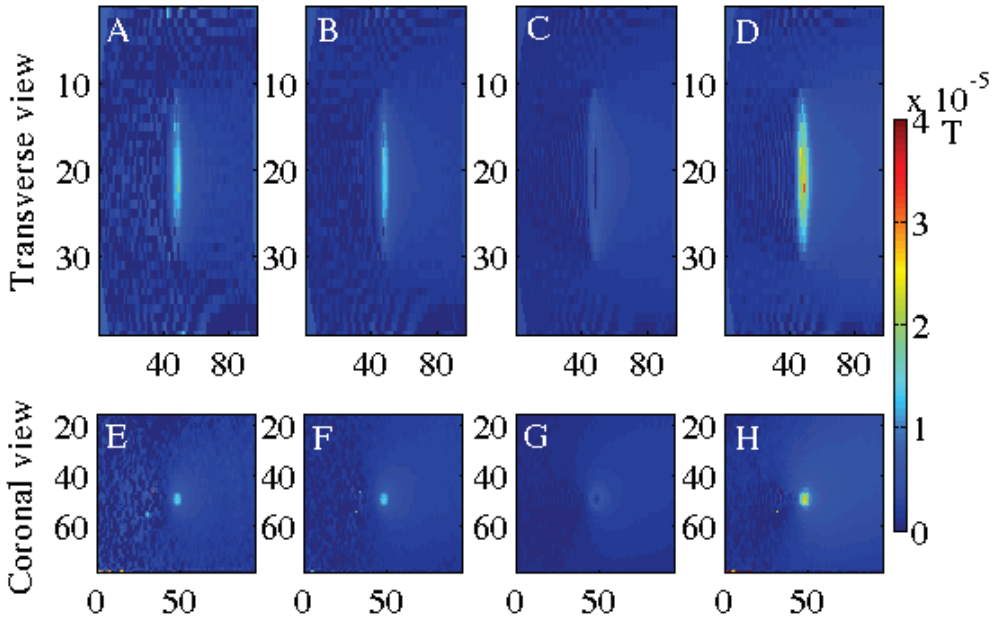


Figure 8.2.2 – Transverse (A, B, C, D) and Coronal (E, F, G, H) views of the RF transmitted field calculated from AFI maps, with (A) α_0=10°, (B) α_0=20° and (C) α_0=40°. The (D) map is the final B_1^+ map calculated using our AMFI method, as a combination of (A), (B) and (C).

This procedure was applied to the experimental data acquired in the phantom experiment (Fig. 8.2.2). SNR loss is clearly visible in the acquisitions with low flip angle and saturation of the signal occurs in the vicinity of the implant for the high flip angle acquisitions. The combined B_1^+-map shows high SNR data with good dynamic range, without apparent saturation effects (Fig. 8.2.2 D and H). Despite the simple thresholding method, no discontinuities are visible. . The VFA protocol can cover a high range of flip angles values, but it needs many

data acquisitions, like for [VandenBosch et al., 2010] with its nine nominal flip angles when its fantom is off-centered. Moreover, the methodpresented here is highly sensitive, and the sensitivity is easily tuned via the choice of α_{nom}. Increasing α_{nom} higher than 40° will allow a better precision for small variations of flip angles, up to about 60° [Yarnykh, 2007].

The method presented leaves room for improvements: First, by decreasing the total scan time, which is almost 9 minutes per scan. This high duration is due to the large field of view and high resolution chosen here. Depending on the application, much lower matrix sizes may be preferrable. Furthermore, we combined maps using a simple threshold, using only data from a single one of the three acquisitions in the final map. However, there is a redundancy in the information provided by each of the maps as a result of the periodicity of the reconstructed values as a function of real relative B_1^+. More sophisticated reconstruction method should be able to take into account all the information present in the three maps to further improve the SNR of the combined data. In this case, it is likely that flip angles which are non-integer multiples of each other provide better results, since this would shift the regions of strong error propagation in one map to a region with a high-precision in the other map. Furthermore, such an approach may allow to extend the dynamic range even beyond the 180°-threshold of the lowest flip angle used, leading to a reduction in the number of acquisitions required to cover a given dynamic range.

In case this method is to be used to measure RF currents in implants to assess RF safety of an MR procedure [Bouldi and Warnking, 2014], the $B_{1,rms}$ of the acquisitions would need to be significantly reduced from the current value of about 1.8 µT in the present parametrization. Only a truly low-SNR sequence would be suitable as a pre-scan to assess RF safety. To this end, using fast imaging methods such as gradient-echo EPI in the readouts may be necessary.

Conclusion

We improved the AFI B_1^+-mapping method, based on acquisitions at multiple flip angles. The final RF field is obtained from an optimized combination of different maps so as to cover the widest dynamic range possible with high SNR. The reconstruction methods used are extremely simple to implement. More sophisticated reconstruction methods can further improve the quality of the combined maps, at the expense of higher computational complexity.

8.3 Discussion complémentaire sur la méthode AMFI

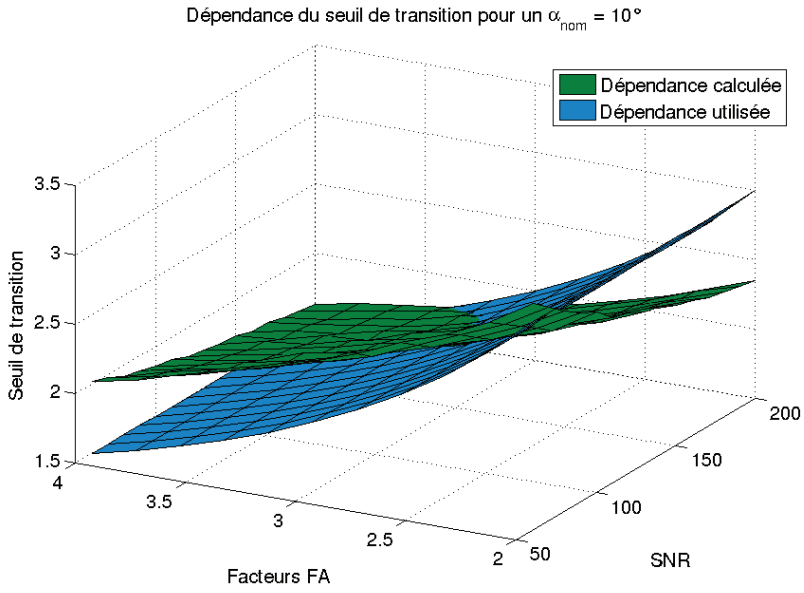


FIGURE 8.3.1 – Seuil de transition optimal et empirique pour la combinaison de cartes de B_1^+ relatif en fonction du rapport entre les deux angles de bascule des deux acquisitions et du RSB de référence, pour un angle nominal α_{nom}^{low} de 10°. En vert, le seuil optimal et en bleu le seuil déduit de l'équation empirique.

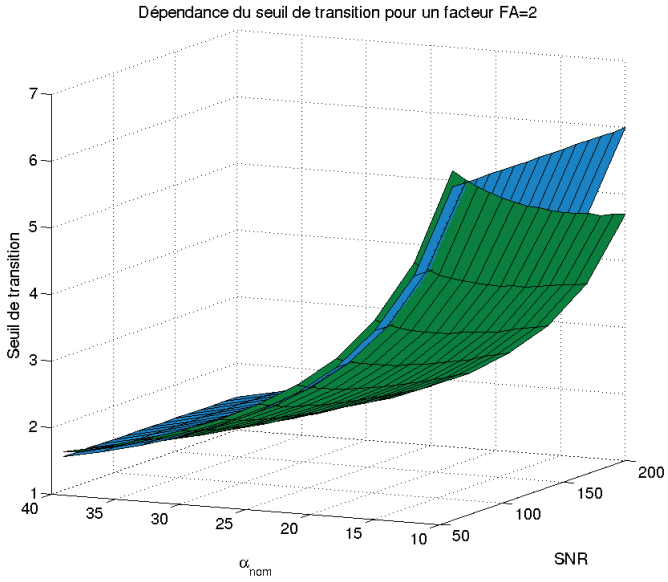


FIGURE 8.3.2 – Seuil de transition optimal et empirique pour la combinaison de cartes de B_1^+ relatif, en fonction de α_{nom}^{low} et du RSB de référence, pour un rapport d'un facteur 2 entre les deux angles de bascule des deux acquisitions. En vert, le seuil optimal et en bleu le seuil déduit de l'équation empirique.

Cette note technique détaille les étapes permettant d'obtenir, à partir de plusieurs cartes de champ RF, une carte reconstruite recouvrant une gamme dynamique plus importante, tout en préservant le RSB dans les zones où le B_1^+ local est proche de sa valeur nominale. L'algorithme pour la combinaison des cartes a été choisi le plus simple possible, permettant une utilisation aisée de la méthode par d'autres chercheurs. Il se base sur de simples seuils régissant le choix de la carte localement optimale. Comme expliqué dans le manuscrit, ces seuils dépendent d'un nombre de facteurs qu'il n'est pas possible de prendre en compte explicitement dans ce cadre. Pour trouver une expression empirique la plus simple possible, nous avons déterminé le seuil optimal exact à partir de simulations réalisées dans différentes conditions (Figs. 8.3.1 et 8.3.2). La proportionnalité inverse attendue entre α_{nom}^{high} et le seuil optimal est confirmée par ces simulations et prise en compte dans l'équation empirique. Le facteur de 120° fournit ensuite un seuil empirique proche de la valeur optimale pour des rapports de 2–3 entre les angles de bascule, et pour des RSB de référence allant de 50 à 200.

Le choix du seuil empirique permet de combiner aisément chacune des acquisitions dans la reconstruction. Cependant, est-il nécessaire d'acquérir autant de cartes ? Comme présenté dans la discussion, il existe une redondance dans les informations fournies par chacune des cartes à cause de la périodicité des gammes dynamiques. Une des perspective de cette étude serait de développer un algorithme plus complet, qui utiliserait localement plusieurs cartes avec une pondération relative optimale en fonction de la précision relative attendue. Les données acquises à angle de bascule élevé pourraient être utilisées au-delà de leur gamme dynamique, après correction de la valeur reconstruite, si une autre acquisition permet de désambiguïser le signal et de déterminer sur quelle portion de la courbe on se situe. Une telle reconstruction ne serait pas nécessairement uniquement locale. Il est envisageable de la rendre plus robuste en supposant une certaine continuité dans la carte spatiale. Ces optimisations permettraient soit d'augmenter le RSB ou la gamme dynamique à temps d'acquisition égal, soit de diminuer le nombre de cartes nécessaires pour une gamme dynamique et un RSB cible donné. De tels algorithmes sont potentiellement assez complexes, pouvant aller jusqu'à l'estimation Bayésienne des cartes basée sur les équations de signal exactes et des hypothèses probabilistes concernant les paramètres inconnus. Il ne nous a pas été possible d'explorer cette voie dans le cadre de ce projet, même pour des approches plus simples.

Chapitre 9

Développement pour la thermométrie IRM PRFS

Il n'y a pas de consensus précis présentant les méthodes permettant d'évaluer la sécurité RF en présence d'implant de manière expérimentale. Plusieurs études *in vitro* ou *in vivo* ont montré que l'échauffement est un bon indicateur , que ce soit via l'utilisation de sondes thermiques [Gleason et al., 1992, Bhidayasiri et al., 2005, Chou et al., 1997, Shrivastava et al., 2012], ou encore via l'utilisation de la thermométrie IRM [Ehses et al., 2008, Detti et al., 2011]. La thermométrie IRM en temps réel est déjà utilisée dans le cas des thermo-ablations par RF et par ultrasons focalisés contrôlés par IRM [de Senneville et al., 2007, Dragonu, 2009]. Mais en présence d'implants conducteurs, des problèmes liés aux artefacts apparaissent, rendant difficile l'obtention des variations de température proche des contacts métalliques, précisément à l'endroit où l'élévation de température attendue est la plus critique.

Dans le chapitre d'Introduction aux Méthodes de Thermométrie (voir chapitre 5), les différentes techniques d'imagerie thermique pouvant être utilisées en IRM ont été présentées.

Deux d'entre elles relèvent de cette étude : la thermométrie T_1 et la méthode « Proton Resonance Frequency Shift » (PRFS). Dans le chapitre qui suit, les travaux d'optimisation sur la PRFS sont présentés, ainsi que les résultats expérimentaux sur fantôme avec et sans implant métallique.

9.1 Travaux expérimentaux

Le travail de thermométrie effectué au cours de cette thèse a consisté à chercher une paramétrisation de la méthode PRFS adaptée aux études de sécurité RF sur l'IRM Philips Achieva X 3-T de la Plateforme IRM de l'UMS IRMaGe.

L'objectif était une cartographie tridimensionnelle permettant une bonne résolution temporelle. L'acquisition des données de phase a été optimisée via le choix des temps d'écho (TE), et une chaîne de traitement des données IRM a été créée. L'ensemble a été appliqué à des expériences *in vitro* sur fantôme, avec et sans implant, et en présence de capteurs de température optiques afin de vérifier la véracité des cartes de température obtenues.

9.1.1 Optimisation des séquences d'acquisition

La méthode PRFS est basée sur la relation linéaire existante entre une variation de température et une variation de phase (Voir Équation 5.5.1). Afin de diminuer les fluctuations de phase dans le signal dues à d'autres processus physiques, deux images de phase sont acquises, à deux temps d'écho distincts. La première étape d'optimisation effectuée a été de chercher les deux temps d'écho optimaux.

Choix de la séquence

Une efficacité RSB optimale est attendue pour des séquences d'acquisition rapides, telles que l'imagerie écho planaire (EPI, Echo Planar Imaging). Cependant, nous rencontrions dans d'autres projets en parallèle à celui-ci des difficultés pour interpréter correctement les cartes de phase reconstruites par l'IRM Philips à partir de données EPI et avons donc d'emblée préféré d'utiliser une séquence en écho de gradient avec destruction de l'aimantation résiduelle par cyclage RF. C'est la séquence couramment utilisée dans la littérature pour la thermométrie par PRFS [Ehses et al., 2008]. Il est connu que théoriquement le TE optimal pour une mesure de phase dans cette séquence est égal au T_2^* de l'échantillon. Nos contraintes de résolution temporelle ainsi que la nécessité d'une certaine insensibilité aux artefacts de susceptibilité nous ont fait préférer des temps d'écho plus courts. Ce choix s'est basé sur l'acquisition de données préliminaires à des temps d'écho allant de 2.30 ms à 54.80 ms et qui ne sont pas présentées dans le détail ici.

Protocole expérimental

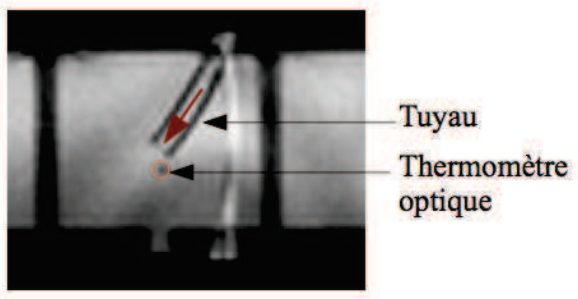


FIGURE 9.1.1 – Dispositif d'injection de gel chaud imagée grâce à une séquence TSE haute-résolution.

Afin de déterminer les temps d'échos optimaux, un dispositif expérimental permettant de générer de grandes variations de température rapidement a été construit.
Le fantôme ASTM décrit dans la section 7.2 a été rempli d'une hauteur $h = 6.5\,\text{cm}$ de gel composé de $23\,\text{g/L}$ d'HEC, et de $1\,\text{g/L}$ de sel. La conductivité basse fréquence était de $0.39\,\text{S/m}$ à 21°C, ce qui rentre dans les normes ASTM [ASTM-F2182, 2009]. Un tube flexible en silicone, d'une longueur totale de $20\,\text{cm}$, et d'une longueur immergée d'environ $3\,\text{cm}$, a été placé dans le fantôme, et maintenu fixe grâce au pilier en plexiglas

présenté dans la section 7.2. Un capteur de température à fibre optique, présenté dans la section 5.1, a été placé dans le gel à la sortie du tuyau. La Figure 9.1.1 montre une coupe transverse du fantôme et du dispositif d'injection de gel chaud, obtenue grâce à une séquence TSE (voxels de $2 \times 2 \times 3\,\mathrm{mm}^3$, FOV $= 80 \times 128 \times 75\,\mathrm{mm}^3$, $\mathrm{t_{scan}} = 528\,\mathrm{s}$).
Un pipette en plastique, d'une contenance de 50 mL, et pouvant s'emboîter avec l'extrémité du tuyau située à l'air libre, a été utilisée pour réaliser l'injection. Du gel a été aspiré du bac par la pipette, réchauffé par micro-onde, et ensuite re-injecté dans le fantôme via le tuyau.

Séquence PRFS

Dans la minute suivant l'injection, une séquence 3D FFE (écho de gradient rapide) multi-écho a été lancée, permettant d'acquérir la phase du signal à différents temps d'échos, et sur plusieurs dynamiques. Ses caractéristiques sont résumées dans le tableau récapitulatif qui suit. Chaque acquisition dynamique N, effectuée à l'instant $t_N = N \times t_{dynamique}$, permet de mesurer une différence de phase $\triangle\Phi_N$, obtenue en soustrayant les phases de deux signaux acquis à des temps d'écho distincts. Les variations de température sont ensuite déduites des variations dans le temps de cette différence de phase [Ishihara et al., 1995].

Caractéristiques	**Valeurs**
Temps d'échos (ms)	2.95//5.5//9.4
TR (ms)	12,4
α_{nom}	11°
# dynamiques	40
$\mathrm{t_{dynamique}}$(s)	12
$\mathrm{t_{scan}}$(s)	491
# coupes	25
FOV (mm^3)	80x128x75
vox (mm^3)	2x2x3

Table 9.1 – Caractéristiques de la séquence PRFS utilisée.

Avant de déterminer quel temps d'écho est optimal, il a été nécessaire de mettre en place une chaîne de traitement permettant d'obtenir une variation de température à partir d'une différence de phase.

9.1.2 Optimisation du traitement des données

Choix du type de données à exporter

Différents formats d'export des données IRM Philips sont possibles : PAR-REC, NIfTI, DICOM et RAW. Le première question a été de déterminer quel type de format utiliser afin d'obtenir une carte de phase correcte, et un protocole de traitement optimal.
Les données brutes, ou RAW, de par leur gros volume, sont difficiles à stocker dès lors qu'on acquière plusieurs dynamiques. Concernant les données NIfTI, les cartes de phases exportées directement à la console, via l'outil

Philips intégré, présentaient des problèmes d'ordre dans l'indexation des échos, comme le montre la Figure 9.1.2a. Dans ce cas, on n'obtient qu'une seule carte de phase avec plusieurs échos mélangés, et la reconstruction d'une carte de phase par écho est difficile.
Des outils existent pour convertir un format DICOM au format NIfTI, tel que Dcm2nii proposé par MRIcron (McCausland Center for Brain Imaging). Dans la Figure 9.1.2b, un profil coronal d'un volume NIfTI est représenté. On constate que pour chaque écho, le volume contient les quatre types de données, Module, partie Réelle, partie Imaginaire, Phase (MRIP). Or, il serait préférable d'obtenir un fichier NIfTI pour chaque écho, mais aussi pour chaque type de données. Tout comme pour les NIfTII obtenu par Philips, l'indexation de MRIcron ne convenait donc pas.

(a) NIfTI directement obtenu via l'outil d'export Philips : dans cette carte de phase, les coupe sont mélangées.

(b) NIfTI obtenu via DCM2nii : chaque volume contient les données MRIP pour chacun des échos.

FIGURE 9.1.2 – Exemple de cartes obtenues avec deux outils d'export et de conversion.

La solution a été de passer du format PAR-REC au format NIfTI via le logiciel libre r2aGUI (Utrecht University Medical Center & Helmholtz Institute, Utrecht University, the Netherlands), adapté en interne pour gérer un panel de signaux reconstruits plus large. Afin de rendre la conversion automatique, un Batch de traitement hiérarchique de données cliniques, créé par un ancien stagiaire de l'équipe, Pierre-Loup Schaefer, a été modifié pour pouvoir intégrer l'outil r2aGUI. En partant des PAR-REC, le système de Batch les convertit de manière systématique en respectant l'ordre fourni par l'Examcard. On obtient ainsi des fichiers NIfTI distincts pour chaque type de données MRIP, à chaque temps d'écho.

Traitement des cartes de phase

Le traitement des données est représentée dans la Figure 9.1.3. Une fois les cartes de phase correctement obtenues au format NIfTI, il a été nécessaire de les déballer, *i.e.* de supprimer les sauts de phases existants. Pour cela, le logiciel FSL (FMRIB Software Library, Oxford, UK) a été utilisé. FSL intègre un module de déballage de phase 3D très performant, appelé Prélude. L'entrée peut être soit une seule image complexe NIfTI, ou une paire d'images NIfTI réelles donnant les valeurs de phase et de module séparément. En sortie, on obtient des cartes de phase déballées pour chaque écho (Figure 9.1.3).

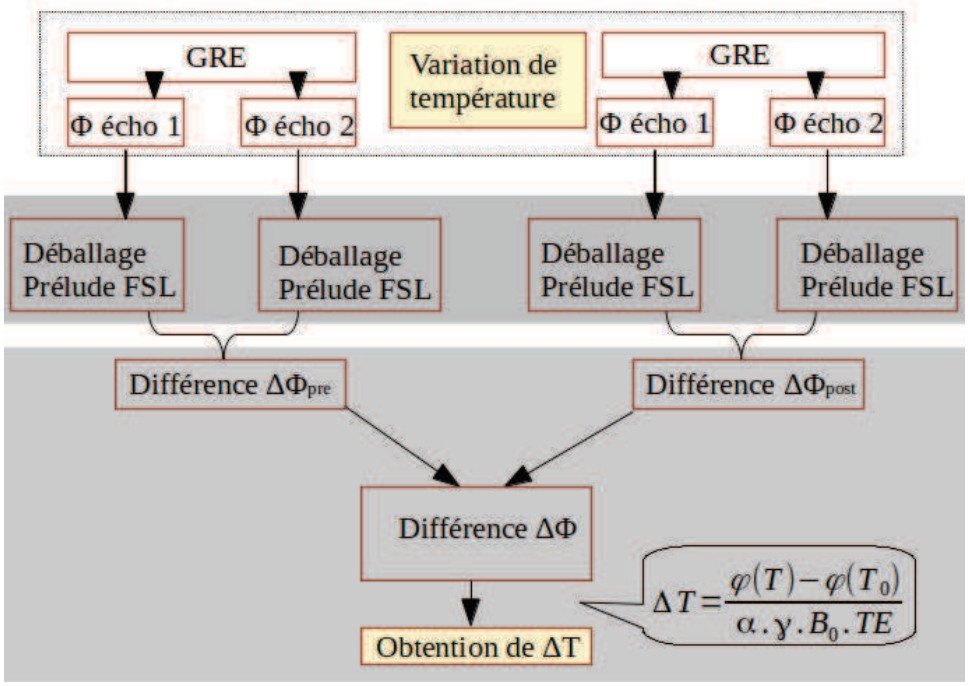


FIGURE 9.1.3 – Protocole de traitement des données de PRFS implémenté

Un traitement plus performant et plus simple consisterait en la division des cartes complexes afin de réaliser l'étape de soustraction de phase sans nécessité de déballage préalable. Tant que le déballage fonctionne bien, ce qui est le cas ici, les deux approches donnent strictement le même résultat. Une fois chaque carte de phase obtenue, les différences de phase sont calculées pour chacune des trois paires d'échos possibles (écho 3 - écho 1, écho 3 - écho 2, écho 2 - écho 1), et pour chaque acquisition dynamique. La variation de la différence de phase par rapport à une acquisition de référence séparée qui définit la ligne de base de température ($\Delta\phi_{pre}$) est ensuite calculée. Cette différence totale $\triangle\Phi$ est ensuite directement reliée à la variation de température via l'équation 5.5.1.

Choix des temps d'écho optimaux

Les résultats de l'expérience présentée plus haut, permet de comparer les variations de température mesurées avec le capteur thermique avec celles issues des cartes de températures obtenues à partir des trois paires de TE. Le gel injecté avait une température initiale dans le tube de 51°C, et le fantôme était à une température homogène d'environ 19°C. Grâce à l'acquisition haute résolution (voir Figure 9.1.1), la position exacte du capteur de température est déterminée, et les variations de températures dans les différentes cartes sont extraites à cette même position via l'utilisation de SPM8 (Wellcome Trust Centre for Neuroimaging, UK). Ces variations sont comparées avec celles mesurées, comme le montre la Figure 9.1.4. Lors de l'injection, la température a vite augmenté localement, avant de décroître en quelques minutes à cause de la propagation du gel chaud dans le gel froid.

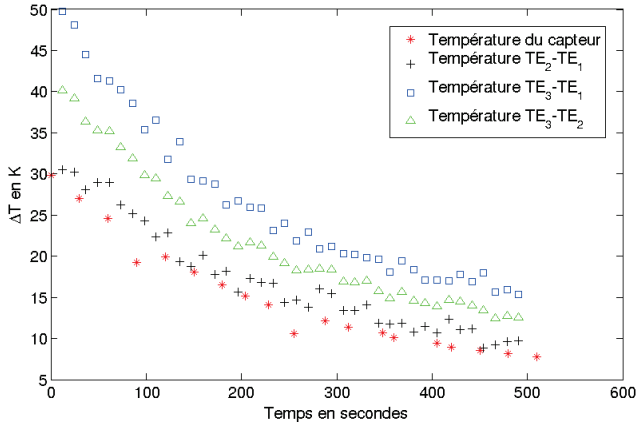


FIGURE 9.1.4 – Variations de la température après injection d'un gel chaud : mesures du capteur à fibre optique vs mesures par thermographie IRM PRFS à différents temps d'échos dans le voxel contenant le capteur de température.

Les temps d'échos $TE_1 = 2.20\,ms$ et $TE_2 = 5.95\,ms$ sont ceux qui permettent une meilleure évaluation des échauffements réels, avec une différence moyenne de 1.8°C $\pm$ 0.3°C par rapport à la mesure par capteur optique. L'impact de cette erreur sur l'utilisation de cette méthode dans l'étude de l'échauffement RF d'implant sera discuté dans la section suivante.

9.1.3 Exemple de résultat obtenu : injection de gel chaud

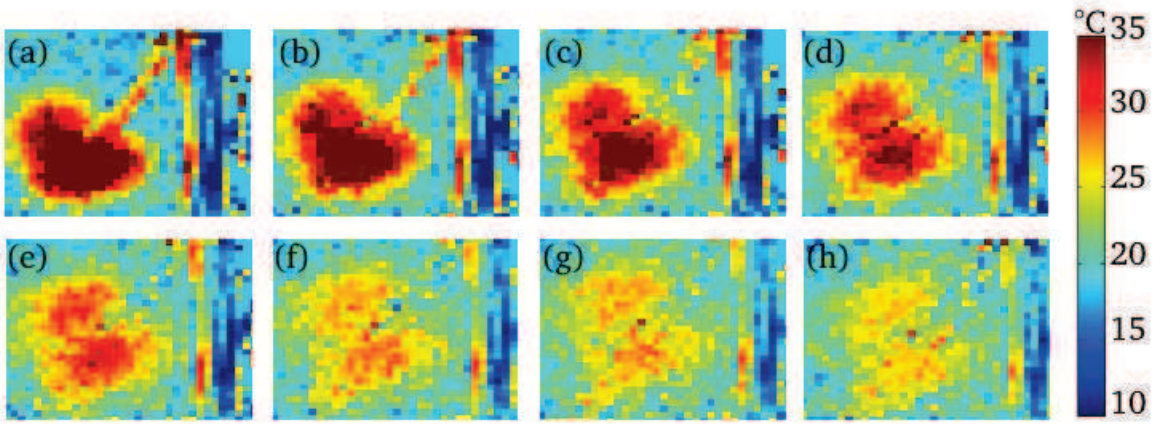


FIGURE 9.1.5 – Cartes de variation de température lors de l'injection d'un gel chaud : chaque image (a)...(h) correspond à un pas temporel d'une minute.

A chaque acquisition d'une dynamique de 12,4 s, une carte de température a été reconstruite. La Figure 9.1.5 montre l'évolution temporelle, avec une carte par minute, de la température selon une coupe transverse où l'injection est nettement visible. En (a), un bolus de gel chaud vient d'être injecté, puis celui-ci se propage dans le gel environnant plus froid, de (b) jusqu'à (h).

9.2 Les limites de la PRFS

La méthode PRFS a permis d'imager avec une bonne résolution spatiale de fortes variations de température (voir Figure 9.1.5). Cependant, la sensibilité en température de cette technique est faible au vue des variations thermiques à détecter dans une application de sécurité RF [Shellock, 2009, Sankar and Lozano, 2011, Rezai et al., 2001]. Vu que la limite d'élévation de température généralement acceptée est de 2 K, une erreur de 2 K sur l'estimation de la température pourrait considérablement modifier l'évaluation de la nocivité ou non d'un implant. Une solution serait de reprendre l'étude précédente en modifiant les temps d'échos, afin d'obtenir une précision meilleure, au prix d'un temps d'acquisition plus long.. Vu que l'objectif à plus long terme est un entrelacement de la mesure de thermographie avec d'autres séquences dans une étude IRM sur patients, le temps d'acquisition reste un paramètre critique. Par ailleurs, dans une telle application la résolution temporelle doit permettre de détecter tout échauffement assez rapidement [Gensler et al., 2012]. D'autres effets imposent des limites d'utilisation à la PRFS : les artefacts de susceptibilité et la dérive du champ lors de longs échauffements.

9.2.1 Artefact de susceptibilité en présence de conducteur

Dans leur article de 2004, Pollo et al. ont réalisé une étude in-vitro des artefacts de distorsion en présence d'une électrode Medtronic, à 3–T. L'électrode a été maintenue sur un support en plexiglas dont la position peut être déterminée avec précision par IRM. Le système support+électrode a ensuite immergé dans une solution saline, et une mesure des hauteur (MAH) et largeur (MAW) maximums d'artefact a été effectuée. Ils ont observé un MAH de 10.36 mm (+/-0.44) et un MAW de 3.6 mm (+/-0.2) pour une séquence 3D pondérée en T_1 ($TE = 4$ ms, $TR = 9.7$ ms, $FOV = 280 \times 280$, taille de matrice 256×256). Sachant que les contacts de stimulation font 2 mm de longueur pour 1.27 mm de largeur [Medtronic, 2010a], déterminer avec précision la localisation en 3D des électrodes présente des limites. De même, ces artefacts induisent une difficulté pour déterminer par IRM les variations de température pour des positions proches des contacts.

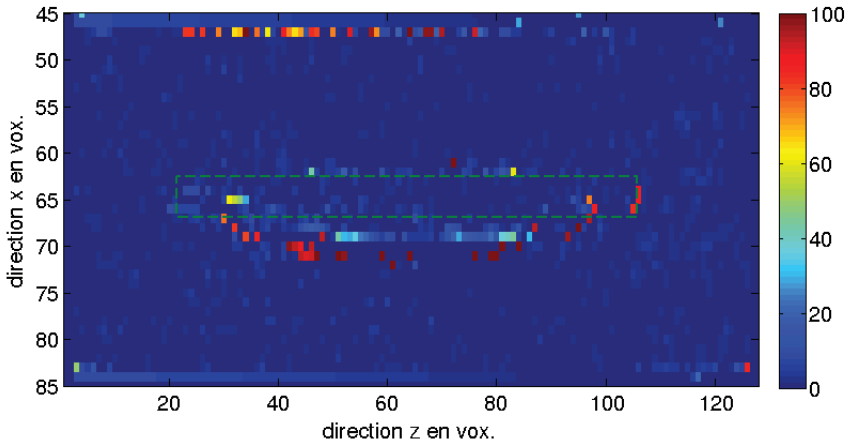


FIGURE 9.2.1 – Carte de température en présence d'un conducteur obtenu par PRFS

Lors de l'utilisation de la PRFS en présence d'une tige de cuivre, des importants artefacts causés par les distorsions du champ RF ont été constatés, ne permettant pas de mesurer avec précision les variations de température proche de l'extrémité du conducteur. Dans la figure 9.2.1, une tige de cuivre, isolée en son long par du vernis, et nue en ses extrémités, est placée dans le gel présenté précédemment, à 2 cm du bord droit du fantôme et alignée avec le champ statique (position estimée encerclée en pointillés verts). Un échauffement RF est provoqué par l'intermédiaire d'une séquence TSE à haut DAS console (1.7 W/kg), et une carte de température par PRFS est acquise. Il est difficile d'estimer la température exacte du gel autour de l'implant : le processus de déballage de phase n'a pas su distinguer les sauts de phase dus aux variations de température des sauts réels. C'est pourquoi un « halo » de températures erronées est constaté en-dessous de l'implant. De même, la résolution ne permet pas de comprendre ce qui se passe en terme d'échauffement. Deux capteurs de température ayant été placés aux niveaux des extrémités de l'implant (donnée non montrée), les spots chauds que l'on s'attend de rencontrer aux deux extrémités de l'implant ne sont pas présents.

9.2.2 Dérive de champ

Présentation du problème

Lorsqu'on cherche à mesurer par PRFS les variations de température, la dérive du champ magnétique due à l'échauffement des bobines de gradient et des fers de shims a parfois été observée. Cette dérive implique une dérive de phase d'un ordre de grandeur qui risque de fausser les mesures de phase significativement, et donc la température mesurée en thermographie PRFS. Pour observer cette dérive, deux séquences 3D FFE (écho de gradient rapide) multi-écho ont été lancées avant et après un échauffement, avec les paramètres d'acquisitions suivant : durée d'acquisition : 373 s, TR = 100 ms, 8 TE allant de 2.30 ms à 54.8 ms, taille des voxels : 2.778 × 2.778 × 3 mm^3, 28 coupes, résolution : 132 × 133. L'échauffement était réalisé par une séquence TSE d'une durée de 33 min et d'un DAS console de 1.7 W/kg. Dans la Figure 9.2.2, sont représentées les variations de température obtenues par PRFS sur une coupe coronale du fantôme ASTM rempli de gel de conductivité $\sigma = 0.39$ S/m, pour les deux premiers temps d'échos, $TE_1 = 2.30$ ms, et $TE_2 = 9.80$ ms.

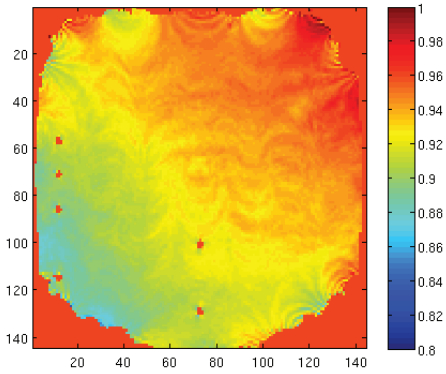


FIGURE 9.2.2 – Carte de température en K obtenue par PRFS pour un échauffement de 30 minutes : la dérive de champ correspond aux variations transverses et non homogène

Solution apportée

L'utilisation d'un régresseur linéaire peut permettre de décomposer le signal obtenu en fonction de plusieurs composantes temporelles, et comprendre ainsi qu'elles sont les phénomènes physiques pouvant causer cette dérive. Le dispositif expérimental présenté en section 9.1 est à nouveau utilisé. L'expérience a consisté à acquérir 100 cartes de température, correspondant à 5 acquisitions (notées 1, 2, 3, 4, 5) de 20 dynamiques. Les acquisitions avaient un DAS console alternée. Les séquences 2 et 4 étaient des séquences PRFS adaptées afin d'en augmenter le DAS console, permettant un échauffement homogène dans le fantôme. Les paramètres d'acquisition sont les suivants :

— PRFS (séquences 1, 3, 5) : $\alpha_{nom} = 19°$,$t_{scan} = 528$ s, 20 dynamiques, voxels de $2\times2\times3\,mm^3$, FOV $= 80\times 128\times 75\,mm^3$, TE $= 2.20/5.95$ ms, TR $= 26.635$ ms, $B_{1,\,rms}$ console $= \ 0.75\ \mu T$.

— Échauffement (séquences 2, 4) : $\alpha_{nom} = 19°$, $t_{scan} = 529$ s, 20 dynamiques, voxels de $2 \times 2 \times 3\,mm^3$, FOV $= 80 \times 128 \times 75\,\mathrm{mm}^3$, TE $= 2.20/5.95$ ms, TR $= 26.7$ ms, $B_{1,\,rms}$ console $= \ 2.29\ \mu T$.

Les cartes acquises de variation de température ont pu être décomposées en plusieurs entités régissant des phénomènes physiques distincts :

— Les variations de température du au temps d'attente entre les séquences. Ces temps se traduisent par des petits créneaux temporelle de pas : $\triangle t$;

— Les variations expérimentales de l'échauffement relatif au cours du temps ;

— Les variations de température du à la différence de phase entre chaque jeu de scan.

La Figure 9.2.3 représente les différents régresseurs utilisés. A partir de ceux-ci, il est possible de déduire directement la carte des variations de température dues à la seconde composante de la matrice des régresseurs, notée R : en posant Y l'ensemble des 100 scans, on a la régression linéaire : $Y = R \times Coeff + \varepsilon$, avec ε l'erreur de régression, et $Coeff$ la pondération de chacune des composantes de R dans l'ensemble Y.

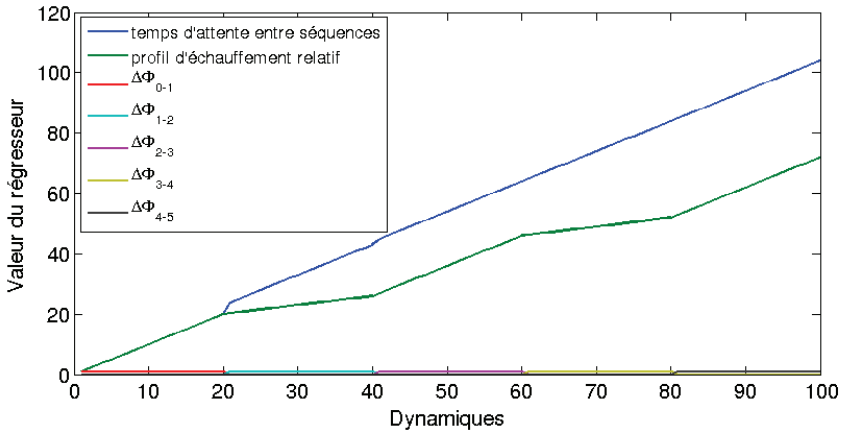
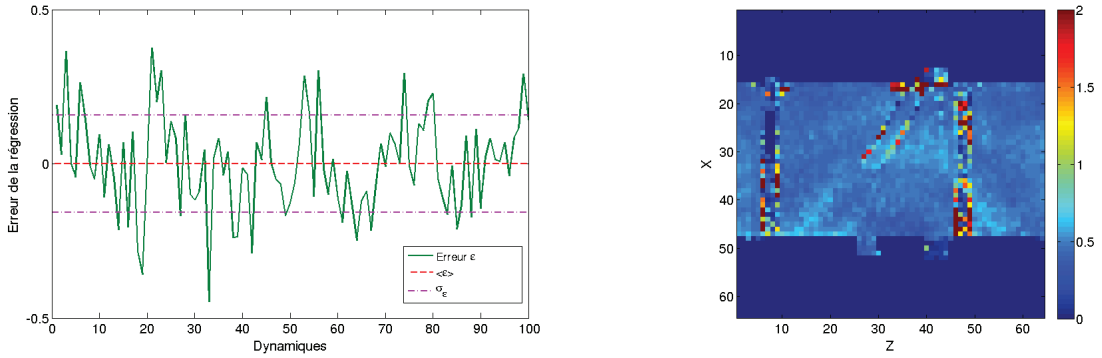


FIGURE 9.2.3 – Définition des différentes composantes du régresseur R pour l'obtention de l'échauffement à partir des cartes PRFS

L'ensemble Y est décomposé en plusieurs parties grâce à une approximation linéaire réalisée à l'aide du logiciel Matlab. Dans la Figure 9.2.4, on constate que l'erreur de régression pour chacun des volumes, ε, présente une moyenne faible, $< \varepsilon >= 1.915 \cdot 10^{-15}$, pour une déviation standard de $\sigma_\varepsilon = 0.1584$. On peut alors calculer le coefficient de détermination R^2, comme étant :

$$R^2 = 1 - \frac{\sum_{i=1}^{100} \varepsilon_i}{\sum_{i=1}^{100} \left(Y_{mn,\,i} - < Y_{mn,\,i} >\right)^2} \tag{9.2.1}$$

avec Y_{mn} la valeur moyenne de $R \times Coeff$ pour chacune des 100 dynamiques. On obtient ainsi un coefficient R^2 égal à 0.9826, ce qui signifie que 98% de la variance de Y sont expliquées par le modèle.



(a) Erreur en K de la régression linéaire pour les 100 volumes (b) Coupe sagittale des variations approximées de température en K

FIGURE 9.2.4 – Obtention des cartes d'échauffement relatif dû au champ RF

Une coupe de l'estimation des variations absolues de température est également représentée en Figure 9.2.4. On constate que le tube, utilisé dans le dispositif expérimental, est visible, ce qui n'est pas le cas dans la

coupe transverse présentée en Figure 9.2.2. La décomposition selon les profils, et notamment les sauts de phase existants entre les différents examens, permet de s'affranchir du phénomène de dérive rendant l'évaluation de la température fausse.

Plusieurs développements expérimentaux en IRM ont été réalisés au cours de ce travail de thèse. Afin de confirmer l'exactitude des champs RF issus des simulations numériques, il est nécessaire de comparer les cartes de champ simulés et expérimentaux. En présence d'implants conducteurs, les fortes distorsions du champ RF résultant nécessitent une méthode de mesure du B_1^+ couvrant une grande gamme dynamique. La technique AMFI permet d'évaluer de façon robuste le champ RF transmis. Plusieurs améliorations sont cependant encore possibles, notamment concernant le seuil de transition entre les différentes cartes, via le développement en cours d'un algorithme de reconstruction plus complet.

Concernant la thermométrie PRFS, les travaux d'optimisation effectués dans un premier temps en l'absence d'implant étaient de bonne augure à l'utilisation de cette méthode pour ce projet. Cependant, lors de l'ajout de l'implant, les difficultés rencontrées en terme de qualité d'image PRFS nous ont poussé à chercher une nouvelle approche. Il a été constaté depuis quelques années que les courants RF à l'origine des échauffements RF peuvent être directement observés à partir des distorsions dans les cartes B_1^+ [VandenBosch et al., 2010]. A partir des cartes de champs issues du protocole AMFI, nous avons donc cherché à développer une méthode permettant d'évaluer les courants issues d'implants métalliques, en combinant approche expérimentale et simulations numériques. Ce travail sera abordé dans le chapitre 11.

L'ensemble des développements PRFS en l'absence d'implant seront tout de même utiles au sein du laboratoire. Les séquences d'acquisition optimisées, et la chaîne de traitement des données vont s'inscrire à plus long terme dans un autre projet en cours de développement dans l'équipe, concernant les thérapies médicamenteuses encapsulées, libérées via l'échauffement par ultrasons focalisés, et dont le contrôle de la température en temps réelle est nécessaire. La partie ingénierie de ce travail sera réalisée par Vasile Stupar, Ingénieur de Recherche sur la Plateforme IRMaGe, en collaboration avec Claire Rome, Maître de Conférence à l'Université Joseph Fourier, en charge des aspects biologiques et pharmacologiques.

Modélisations et validations du résonateur radio-fréquence

Rapide introduction

Une importante partie du travail de thèse a été de développer l'évaluation numérique de la sécurité en présence d'implant. Pour cela, il a été nécessaire de modéliser parfaitement l'antenne de transmission RF corps-entier de notre IRM 3-T. Cette modélisation passe par la construction d'un résonateur « cage d'oiseaux » ayant une géométrie semblable à celle du dispositif expérimental. Il est ensuite nécessaire de régler correctement les valeurs des éléments électriques discrets la composant. Les outils méthodologiques développés dans la partie III ont permis de valider ce résonateur, via des comparaisons avec les résultats expérimentaux. Cette étape de construction et de réglage a donné lieu à la rédaction d'un article présenté dans le chapitre 10. Dans la section qui suit l'article, des données complémentaires sont présentées afin de mettre en exergue certains aspects du résonateur simulé. L'ensemble de ce travail de modélisation a ensuite été utilisé afin de développer une méthode d'évaluation originale de la sécurité RF potentiellement applicable dans chaque sujet individuel, via l'estimation des courants induits dans les implants métalliques par cartographie B_1^+. Cet aspect est abordé dans le chapitre 11.

Chapitre 10

Méthodologie pour la modélisation de l'antenne RF corps entier « cage d'oiseau »

Comme présenté dans la section introductive 6.4, l'approche numérique permet une bonne estimation des échauffements suite à l'interaction entre le champ RF et l'implant conducteur. Les simulations EM sont aujourd'hui une méthode reconnue et couramment utilisée afin de quantifier les interactions, et d'évaluer les risques [Golombeck et al., 2002, Oh et al., 2010, Mattei et al., 2010, Park et al., 2007, Simunić et al., 1996, Hand et al., 2010, Collins, 2009, International Electrotechnical Commission, 2012]. Dans ce chapitre, le travail de modélisation du résonateur RF est présenté. Il fût validé à la fois théoriquement et expérimentalement. Le réglage de la fréquence de résonance a donné lieu au développement d'une méthode numérique originale permettant de déterminer rapidement et précisément les valeurs des capacités. S'en est suivi une étude comparative des échauffements, et une estimation numérique des cartes de DAS et de température en découlant. L'ensemble de ce travail a été mis sous la forme d'un article de recherche, intitulé *How to Build a Numerical Elliptical Birdcage for Estimating MR-induced Heating in Long Conductive Wires at 3 T*, rédigé pour soumission dans *IEEE Transactions in Biomedical Engineering*.

10.1 How to Build a Numerical Elliptical Birdcage for Estimating MR-induced Heating in Long Conductive Wires at 3 T

Introduction

For the patient implanted with a conductive electrical device, undergoing an MRI can present some risks. In the most common case where the bulk of the implant is not ferromagnetic and translational forces and torque do not pose a threat, the principal risk is RF heating of the tissues in contact with the implant. There have been a small number of reports of injuries or incidents due to MRI in patients with implanted deep brain stimulation (DBS) systems. In 2003, Spiegel reported the case of a patient suffering of a transient dystonia just after MRI exam [Spiegel et al., 2003]; whereas, Henderson, in 2005, presented the case of a permanent neurological deficit due to MR heating at the lead tip [Henderson et al., 2005]. These accidents are presumably due to local RF currents induced in the implant either directly by inductive coupling to the RF coil, or by local electrical fields generated by the RF coil or eddy currents arising in the tissue from the B_1^+ field. In total, five accidents can be found in the literature, the other three leading to impulse generators (IPG) defaults [Vasques et al., 2008, Tagliati et al., 2009] or a transient event due to movements of the patient [Zrinzo et al., 2011]. A report published in 2011 identified more than one million annual implantations of medical devices worldwide [Mond and Proclemer, 2011]. This leads to an increasing number of potential MRI injury cases. The past incidents imply the need for the relevant authorities, implant manufacturers or MRI vendors, to regulate the exam conditions. According to recommendations by Medtronic [Medtronic, 2010b], safe MR examination of the head in DBS patiens requires that Specific Absorption Rate (SAR) be limited to below 0.1 W/kg, the IPG has to be in the off-mode, and the static magnetic field must be 1.5 T only. In practice, these guidelines, leading to low SNR images or an increase of the scan duration, are often not respected. The necessity for the implanted patients, whose numbers are increasing constantly, to undergo MRI can outweigh the risks: In a review, Zrinzo showed that almost 5500 cases of MRI exams of DBS patients have been reported in the literature until 2011 [Zrinzo et al., 2011]. All these exams were performed in the specific conditions found to be safe for the patient by the individual MRI centers, but which were not within the official guidelines. For example, in a study published in 2010, Fraix et al. have successfully performed 1.5-T MRI exams on 510 patients implanted with DBS, with a local SAR values reaching sometimes 4 W/kg [Fraix et al., 2010]. Two schools are therefore opposed, and methods for having precise evaluation of the RF safety are needed. Some studies use experimental phantom measurements or in-vivo studies [Rezai et al., 2002, Shrivastava et al., 2012], so as to investigate the interaction between implants and electromagnetic fields. In phantoms, these experiments often

combine MR RF heating via high SAR sequences with measurement of the temperature increase by fiber optic temperature probes. Despite the extremely low number of injuries with regard to the number of MRI procedures performed on DBS patients, phantom studies have repeatedly shown the risk of very significant RF heating. An increase in local temperature of 25.3 K has been observed at a DBS lead tip, when the extension lead was maintained in loops, so as to create a high induced current from the RF field [Rezai et al., 2002]. However, the complexity of the RF field, the numerous electrode configurations (electrode types, implant orientations, lead pathway), and the inter-patient variability (morphology, metabolism, weight, age) can change the lead induced currents, and thus the temperature increase. In order to develop a systematic approach and general valid specifications in a large range of experimental conditions, the necessity of simulating the MRI and DBS system has appeared [Park et al., 2007, Mattei et al., 2010, Hand et al., 2010, Oh et al., 2010]. A good assessment of the transmit RF field is thus fundamental, which means an accurate modeling of the resonator and of the resulting electromagnetic fields. To our knowledge, all simulations of SAR values or RF heating present in the literature are performed with a circular RF coil [Hand et al., 2010, Mattei et al., 2010]. Optimizing the RF field produced by this type of coil model is comparatively simple : the currents in the legs of the structure simply need to sample a pure sinusoidal phase and magnitude variation around the circumference [Liu et al., 2005]. Due to the symmetry of the setup, the tuning step consists of adjusting the leg and/or end-ring capacities, which are constant around the circumference. A tool for tuning circular band-pass coil is available online, called the Penn State Java Birdcage Builder. However, actual resonators in current clinical MRI scanners are often slightly elliptical to better match the outline of the human body, like in the 3-T Philips Achieva TX® system. Generating a homogeneous RF field with an elliptical resonator implies a fine individual adjustment of all capacities: at high frequencies, even slight errors can lead to some hypo-signals in the sample [Bouldi and Warnking, 2013].
The first aim of this paper is to present a fast iterative procedure to adjust the capacities in an elliptical band-pass birdcage in order to produce the expected current distribution. Secondly, it presents a protocol in order to validate electromagnetic and thermal simulations with respect to experimental data in an ASTM phantom [ASTM-F2182, 2009]. The constructed birdcage model was finally used to evaluate RF heating of a copper wire and simulated data were compared to the heating observed in experiments.
A model of a whole body band-pass shielded transmit coil with 16 elements was created and tuned at 3 T, using SEMCAD X® (version 14.8, SPEAG, Zürich, Switzerland). The effect of the tuning on the homogeneity of the transmit B_1^+ field was checked at each iteration step, confirming the importance of the capacities values distribution in numerical simulation for evaluating RF safety. Then, we give a method to validate the simulated birdcage. MRI experiments on ASTM phantom [ASTM-F2182, 2009] gave the real RF field that is compared to simulation results. The simulated current density profile along the birdcage was also compared to the

experimental and theoretical ones. Finally, we show how our model of resonator allows to faithfully quantifying RF heating, via electromagnetic and thermal simulations of a conductive wire at 3-T.

Theory

Elliptical RF Body Coil Model

We created a model of the whole-bode RF transmit coil present in a 3-T Philips Achieva TX® system, using commercial FDTD software (SEMCAD®, version 14.8, SPEAG, Zürich). The structure chosen for the RF coil design was an elliptical 16-leg birdcage coil [Hayes et al., 1985], with an aspect ratio of 3:2.75. The coil has a band-pass configuration and thus contains capacitors in both its end-rings and legs, a portion of which is shown in detail in Figure 10.1.1. The coil is surrounded by a cylindrical RF shield. All conducting parts of this resonator were defined as perfect electric conductors (PEC). The size of the birdcage was chosen so as to be close to the real one: with n = 27.5cm and m = 30cm, respectively the minor and major radius, l = 40cm the resonator's length, and R = 55cm the shield radius. The RF excitation was distributed around the circumference : 16 sources were implemented, situated in the middle of each leg, and were eplaced in parallel with capacitors. Thus, no actual coupling networks were modeled.

In the case of a circular standard birdcage, the phase of the current distribution in the legs is:

$$\varphi_p = \frac{2\pi p}{N} + \varphi_0 \tag{10.1.1}$$

with $p = 0 \dots N-1$ the leg number, N=16, and φ_0 equal to 0 in center elements, and π/N for the others [Leifer, 1997b]. The current phase in an elliptical birdcage is directly calculated from Equation 10.1.1, using a conformal transformation between polar and elliptic angles [Leifer, 1997b]:

$$\theta_p = \arctan(\frac{n}{m} + \tan\varphi_p) \tag{10.1.2}$$

This means that successive current phases in the legs are shifted by θ_p, leading to a non-uniform phase distribution along the circumference. The theoretical current density in the legs can be then calculated :

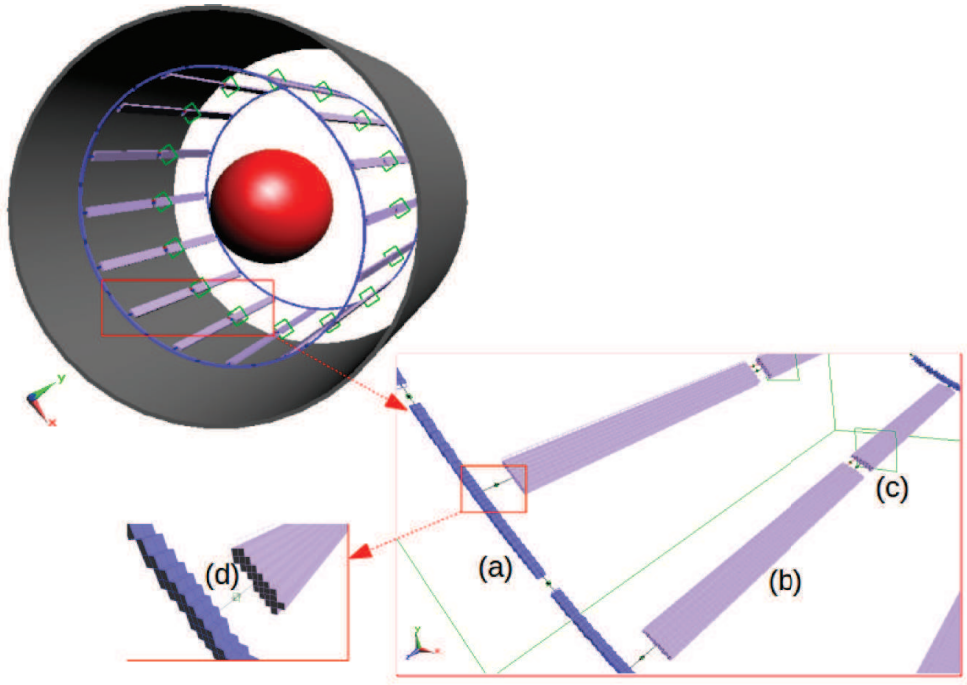


Figure 10.1.1 – Numerical resonator loaded with a sphere of medium, and zooms of the legs and lumped elements voxelized with the C-FDTD solver. (a) : endring, (b) : half portion of leg, (c) : current sensor (green rectangle) and current sources (red arrow) in parallel with capacity, and (d) : capacitor between leg and end-ring.

$$J_{th,p} = H_1(m+n)\frac{(m \cdot sin\theta_p + i \cdot n.cos\theta_p)}{\sqrt{m^4 sin\theta_p^2 + n^4 cos\theta_p^2}} \tag{10.1.3}$$

with H_1 the magnitude of the RF transmit field.

Equation 10.1.3 needs to be normalized so as obtain an rms current of 1 A across all legs. A rotation of $-\pi/2$ is applied in Equation 10.1.3 to match our leg numbering:

$$J'_{th,\,p} = \overline{\left(\frac{e^{-i\frac{\pi}{2}} \cdot I_{th,\,p}}{< |I_{th,\,p}|^2 >}\right)} \tag{10.1.4}$$

Creating a homogeneous RF field by tuning the capacitor values

The aim in tuning the capacitor values of the numerical model is to reproduce the theoretically required current distribution in the legs generating a uniform circularly polarized (CP) field inside the elliptic section at the desired frequency. Two types of adjustments are necessary: 1) The adjustment of the resonance frequency of

the CP mode to the larmor frequency of the desired nucleus at the target field strength. 2) The adjustment of current amplitudes and phases in the individual legs to match the theoretical distribution at that frequency. For a given coil geometry, the former requires adjusting the average value of the capacitors in the end rings and legs. The latter requires varying the value of the capacitors depending on their position in the resonator. For a bandpass birdcage we consider two sets of capacitors: those in the legs and those in the endrings. Obviously, applying this method to lowpass or highpass birdcage coils would simplify the procedure by considering only the former or the latter. We do not distinguish between capacitors based on their position along the dimension parallel to the axis (z-axis) of the coil: both endrings have the same capacitor values, and if the capacitors in the legs are split into several ones, all capacitors in one leg are considered equal. However, the method could be extended to tuning homogeneity in the z-direction as well. Let C_p^{ER} and C_p^L be the value of the capacitors in the endring and in the legs, respectively, and $p = 0..N-1$ designate the position, with N being the number of legs in the resonator. In our case, these capacitors are positioned at an azimuthal angle of $\alpha_p^{ER} = 2\pi\frac{p}{N}$ and $\alpha_p^L = 2\pi\frac{p+0.5}{N}$, where we count azimuthal angle starting from one of the endring capacitors located on the long axis of the ellipse described by the endring.

Given the symmetry of the problem, and assuming that the sample to be used does not break that symmetry, the dependence of C_p^{ER} and C_p^L on the azimuthal angle can then be decomposed into even harmonic functions of $2\alpha_p^{ER}$ and $2\alpha_p^L$:

$$C_p^{ER} = C^{ER,0}\left(1 + \lambda^{ER,1}\cos\left(2\alpha_p^{ER}\right) + \lambda^{ER,2}\cos\left(4\alpha_p^{ER}\right) + \cdots\right) \tag{10.1.5}$$

$$C_p^{L} = C^{L,0}\left(1 + \lambda^{L,1}\cos\left(2\alpha_p^{L}\right) + \lambda^{L,2}\cos\left(4\alpha_p^{L}\right) + \cdots\right) \tag{10.1.6}$$

The goal of the tuning process is to find the values of $C^{ER,0}$, $C^{L,0}$ as well as the λ coefficients that produce the desired current distribution in the resonator. $C^{ER,0}$ and $C^{L,0}$ mainly determine the resonance frequency, whereas the higher order terms depending on the λ coefficients will not change that frequency significantly and rather modify the relative current amplitudes and phases in the individual legs.

Adjustment of $C^{ER,0}$ and $C^{L,0}$ is straightforward. It is sufficient to calculate the actual resonance frequency of a resonator simulated with some initial values of $C^{ER,0}$ and $C^{L,0}$, which can be approximately determined for a given coil geometry using existing tools, and to subsequently scale these values, knowing that $\omega \propto \sqrt{C}$.

To detail the procedure for the adjustment of λ, it is useful to represent the currents in the legs as vectors. Let $\vec{J}_{th}$ be an N-element column vector containing the complex target currents (magnitude and phase) as derived theoretically above and normalized to an rms current of 1 A across all legs. Let $\vec{J}_{sim}\left(\vec{\lambda}\right)$ be the similarly normalized complex currents determined from simulations, for a given set of λ-coefficients. The number of coefficients in the $\vec{\lambda}$ vector depends on the maximal order of the decomposition used in equations 10.1.5 and 10.1.6. Here we will assume that the number M of elements in $\vec{\lambda}$ is lower than $2N$, that is, the expansion

order is smaller than N. The difference between the actually simulated complex currents and the theoretical complex currents represents the needed correction to the $2N$-element current vector for the N real parts and N imaginary parts

$$\delta\vec{J}\left(\vec{\lambda}\right) = \begin{pmatrix} \Re\left(\vec{J}_{th} - \vec{J}_{sim}\left(\vec{\lambda}\right)\right) \\ \Im\left(\vec{J}_{th} - \vec{J}_{sim}\left(\vec{\lambda}\right)\right) \end{pmatrix}.$$

The goal is to find a new set of parameters $\vec{\lambda}' = \vec{\lambda} + \delta\vec{\lambda}$ such that

$$\delta\vec{J}\left(\vec{\lambda}'\right) = 0. \tag{10.1.7}$$

This set of equations is overdetermined. A first order approximation to the needed correction can be calculated as:

$$\delta\vec{\lambda} = -\left(\frac{\partial\left(\delta J_{sim,0}, \ldots, \delta J_{sim,2N-1}\right)}{\partial\left(\lambda_0, \ldots, \lambda_{M-1}\right)}\right)^{+} \delta\vec{J},$$

where the exponent '+' of the Jacobian matrix indicates the Moore-Penrose pseudo-inverse, leading to $\delta\vec{\lambda}$ being an optimal solution in the least squares sense to the overdetermined system of equations 10.1.7. The Jacobian matrix can be obtained using finite differences from $M+1$ simulations, one with the original $\vec{\lambda}$, and M simulations in which the M values of $\vec{\lambda}$ are slightly perturbed one by one.
The relative RMS differences between the simulated and theoretically optimal leg currents was:

$$\varepsilon_i = \frac{\sqrt{\left|\delta\vec{J}_i^2\right|}}{\sqrt{\left|\vec{J}_{th}^2\right|}}$$

This process can then be repeated iteratively, until the current distribution can not be improved or until the theoretical current distribution is matched to the desired accuracy in ε_i.

Materials and Methods

Experimental Set-Up

A Plexiglas phantom was constructed according to guidelines set forth in ASTM F2182-00 [ASTM-F2182, 2009]. It was composed of two united boxes: the first one of $40 \times 60 \times 15\,\mathrm{cm}^3$ and the second one of $27.4 \times 17.5 \times 15\,\mathrm{cm}^3$. A $40 \times 50\,\mathrm{cm}^2$ Plexiglas plate with holes to fix 1-cm diameter pillars was immerged in the phantom. Six pillars were used to support the wire and the thermal sensors. The container was filled to a hight of 8.5 cm with 32 L of a medium consisting of Sodium Chloride (1 g/L) and Hydroxyl-Ethyl-Cellulose (25g/L) in water, with a low frequency conductivity of 0.54 S/m (Conductimeter Mettler Toledo®). This gel simulated the average electrical properties of human tissues, and the chosen amount of HEC and NaCl allowed implant placement

and temperature increase without any convection phenomenon [ASTM-F2182, 2009]. To avoid thermal losses, the phantom was insulated with extruded polystyrene of 3 cm thickness. A 20 cm long copper wire of 3 mm diameter, insulated with varnish along its length and bare at the tips, was submerged at 4.8 cm from the surface of the gel and aligned with the static field direction, 2 cm from the lateral wall of the phantom. Twenty-four hours prior to experiments, the phantom was centered in our 3-T TX Achieva MR scanner (Philips Healthcare®, Best, Netherland), so as to stabilize its temperature.

Three fiber-optic temperature sensors (Model accuracy: ±0.2 K, Photon Control®) were immerged in the gel for temperature monitoring. Two were placed at each tip of the copper wire, and one at the opposite side of the container, symmetrical to the first one, as a reference probe.

Numerical simulations

A model of a whole body band-pass elliptical shielded transmit coil with 16 elements was created, using SEMCAD X® (version 14.8, SPEAG, Zürich, Switzerland). The dimensions were 60 cm×55 cm with a lenght of 42 cm. 16 current sources of 1 A magnitude were placed in the middle of each leg, in parallel with capacitors. Concerning the distribution of power sources, while we simulated a resonator with 16 sources, the real RF coil is a two-channel design, with two feed points in quadrature, *i.e.* spatially spaced at 90° with a phase shift of 90°. Current sensors are placed in the middle of each half-leg, allowing the measurement of the current's flow in the legs. The conformal C-FDTD solver algorithm was chosen to improve the discretization of the model during electromagnetic (EM) simulations.

For the tuning step, the load was a homogeneous sphere of radius 13 cm, centered in the birdcage. The sphere is composed of a dielectric material with the following electrical proprieties : $\sigma = 0.54\,\mathrm{S/m}$ and $\varepsilon = 77$. The system {sphere + shielded resonator} was discretized in 24.6×10^6 cells, for a total simulation time of 2 hours. Broadband simulations were performed with a central frequency of f_{res}= 128MHz and a bandwidth of $\Delta f = 200\,MHz$. The resonance frequency was determined as the frequency maximizing the RMS current across all legs and the initial values of ERC_0 and LC_0 were updated accordingly. We implemented the tuning procedure described in the theory section in Matlab (R2013b, Mathworks, Natick, Massachusetts, The USA), using a 1st order expansion of Eqs. 10.1.5 and 10.1.6 ($M = 2$). The process was iterated until the error ε is lower than 0.2%. At each step of the tuning process, $\vec{J}_m\left(\vec{\lambda}\right)$ and the absolute modulus of the RF transmit field in the sphere were extracted using the post-processing toolbox of SEMCAD-X, and Python (v7.6) scripts. In the results we will denote with an index «0» the initial parametrization obtained using {the birdcage builder}, with an index «1» the simulation with the updated ERC_0 and LC_0 to shift the resonance frequency to 128 MHz (all elements of $\vec{\lambda}$ are 0 at this point), and with indices higher than one the simulations obtained with the successively refined $\vec{\lambda}$.

For all the others simulations performed, we used a phantom and wire models close to the real ones, in terms of geometry and electrical features.

The system {phantom + shielded resonator + wire} was discretize in 25.6×10^6 cells,and the total simulation time was nearly two hours. The grid was refined around the wire, with a minimal spatial step of 1 µm over a small volume around the wire. Harmonic simulations were performed at a frequency of f_{res}= 128MHz. Thermal simulations were performed with SEMCAD-X using the Penne's Bio-heat equations [Pennes, 1948]. Thermal boundaries were fixed so as to neglect all thermal transfer, except conductive ones between the wire and the gel, as in our experiments. The precise timing and $B_{1,rms}$ of all sequences was recorded to replicate the experiment in the thermal simulation. Three thermal sensors were placed at the same positions as in the experimental set-up, as shown in Figure 10.1.2.

MR scans

The system body coil was used for RF transmission. Three different scans were executed : first, a B_1^+-mapping , next a RF heating, and finally, a low SAR scan. We measured the transmitted radiofrequency (RF) field using the actual flip angle method (AFI) [Yarnykh, 2007]. The AFI sequence consists of two interleaved GRE acquisitions with identical RF excitation pulses but different repetition times, TR_1 and TR_2. Yarnykh et al. in 2007 showed that a ratio of $TR_2/TR_1 = 5$ is optimal for a sample without distinct B_1^+-hotspots, providing sufficient dynamic range and good SNR. The parameters were as follows: 3D RF-spoiled FFE sequence, scan matrix = $140 \times 140 \times 25$, flip angle = 60°, FOV = $81.2 \times 420 \times 420\,\mathrm{mm}^3$, $t_{scan} = 300\,\mathrm{s}$, $TR_1/TR_2 = 30/150\,\mathrm{ms}$, $TE = 1.45\,\mathrm{ms}$, voxel sizes = $2.625 \times 2.625 \times 5.8\,\mathrm{mm}^3$. The root mean square RF field, $B_{1,\,rms}^{RF\,map}$, posted at the console was at $1.11\,\mu\mathrm{T}$. The RF heating was done with a modified thermography sequence allowing a high SAR level. The parameters were as follows: Dual-echo 3D FFE sequence, scan matrix = $144 \times 144 \times 25$, flip angle = 11°, FOV = $119.444 \times 250 \times 430\,\mathrm{mm}^3$, $t_{scan} = 238\,\mathrm{s}$, $TR = 24\,\mathrm{ms}$, $TE_1/TE_2 = 2.20/5.95\,\mathrm{ms}$, voxel sizes = $2.688 \times 2.688 \times 10\,\mathrm{mm}^3$. The root mean square RF field, $B_{1,\,rms}^{heating}$, posted at the console was the highest possible, $2.27\,\mu T$, and a SAR according to the console of $1.7\,W/kg$. For the low SAR scan, the parameters were the same, but the fold over suppression was enabled so as to minimized the RF power deposited. The transmitted RF field $B_{1,\,rms}^{low\,SAR}$ was 0.48 µT, and the SAR was at 0.7 W/kg according to the console.

Results and discussion

Resonator tuning

Figure 10.1.3 shows the evolution of the values of the capacitors during the tuning process, in the endrings and in the legs. At the beginning of the tuning, the capacities were constant, fixed at ERC_{init} = 16.27 pF and LC_{init}= 9.01 pF. The initial resonance frequency was found to be 126.7 MHz and thus had to be corrected by

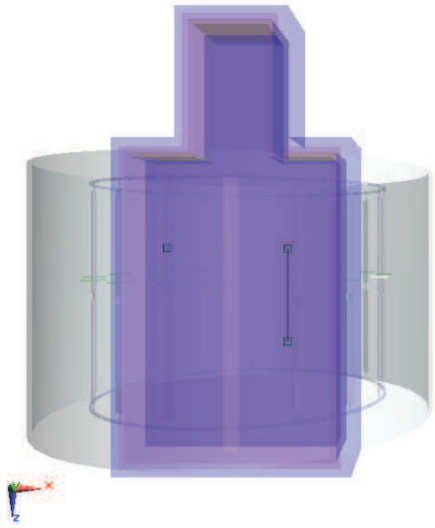
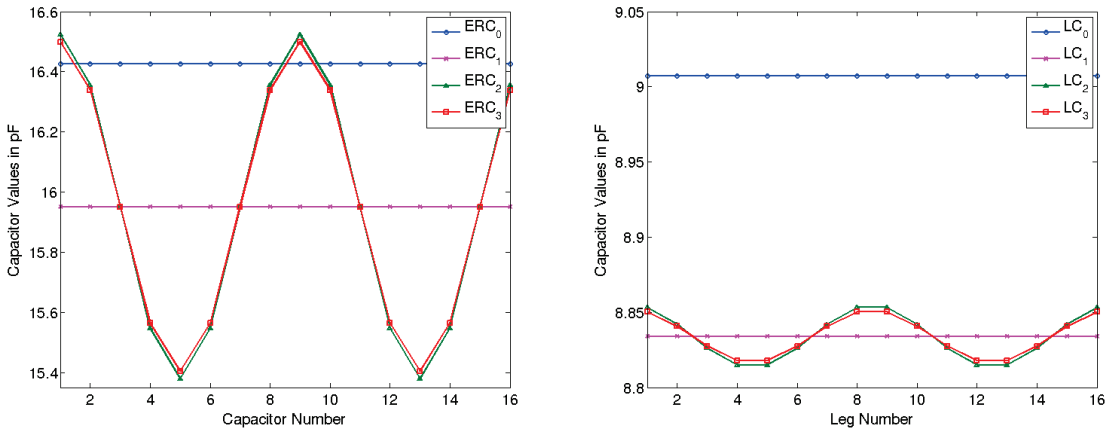


FIGURE 10.1.2 – Simulated model in SEMCAD-X ; the fantom is filled with gel, in which a copper wire and three thermal sensors (green square) are placed in the same positions as in the actual experiment.

a factor of 0.98. New constant values of the capacties were thus calculated : ERC_1 = 15.95 pF and LC_1= 8.83 pF. After this correction, the resonance frequency was found to be 127.6 MHz. The optimization procedure was run for two iterations. at each iteration step i were: ε_0=2.49%, ε_1=1.39%, ε_2=0.196%, ε_3=0.191%. The resonance frequency of the final and optimized configuration was found to be 128 MHz.



(a) Capacitor values in the endrings during the tuning process.

(b) Capacities variations along the legs during the tuning process

FIGURE 10.1.3 – Capacities variations during the tuning process

Figure 10.1.4 shows RF field maps in the transverse slice centered in the sphere. For J_0 and J_1, RF fields present significant heterogeneity, likely due to to dielectric resonances in the large spherical sample of 26 cm in

diameter. Over the course of the optimization process the transmitted B_1^+-field intensity in the center increases, attesting significant improvement in in transmit-efficiency. The normalized profiles of these fields along the X axis show strong assymetries in off-center slices: for J_0, the projection at $x = -130$ mm is 30% lower than at $x = 130$ mm, as far as for J_1, where it is 16% lower. For J_2 and J_3, RF fields present concentric variations and a central symmetry. Finally, the changes in the last tuning step are very subtle, and the process could have been stopped at step J_2. Thus, for our weakly elliptical resonator frequency adjustment and a single optimization step with a 1st-order cosinus modulation of the capacitor values is sufficient to obtain a current distribution close to theory, and symmetrical B_1^+ profiles.

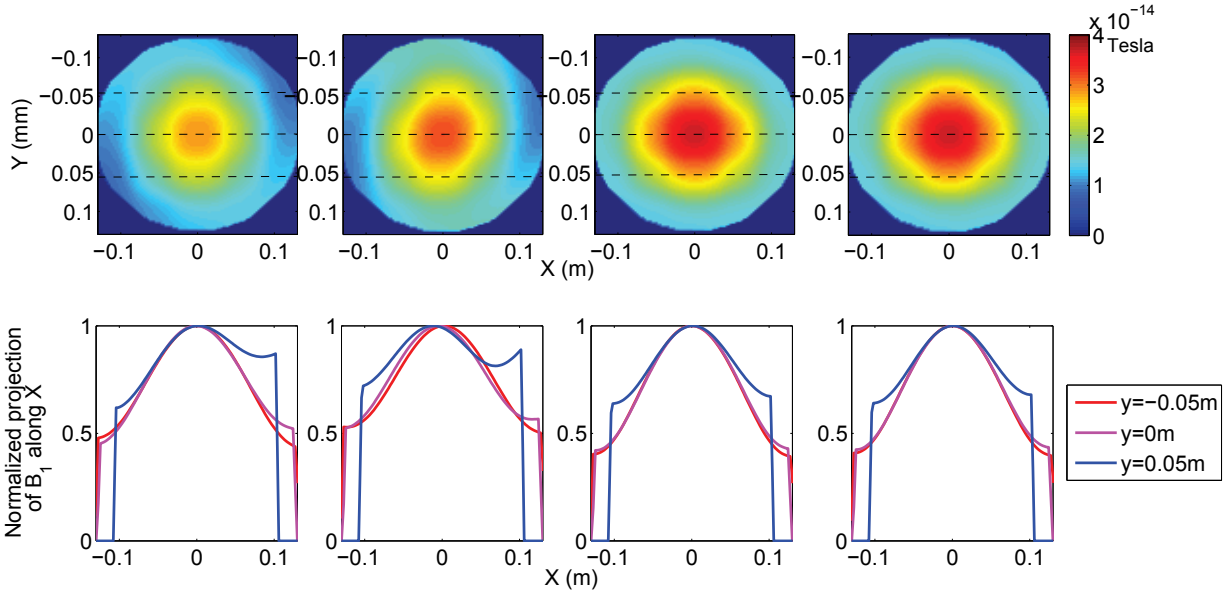


FIGURE 10.1.4 – (A) Root mean square (RMS) of the simulated RF field vector in the slice z=0 of the sphere, extracted from four EM simulations for an input power of 1 W ; (B) Normalized projection of these fields along the X axis for three Y values.

The comparisons presented in Figure 10.1.4 are the first step of the validation process used to confirm the correct modeling of our resonator. Concerning the tuning method presented here, it uses the theoretical current distribution as the goal to optimize for. The resulting simulator model will match a real resonator if and only if the real resonator is optimized to create a current distribution close to the theoretical one. In the case presented, the hypothesis is that the actual whole-body transmit coil in Philips Achieva TX 3T systems closely matches a theoretical one. We did not try to determine if that was actually the case, but the good match between simulations and experiments indicates that it is at least close. This match between numerical model and the actual resonator in our MRI is next compared based on field maps and RF heating in the presence of a copper wire obtained both from experiments and from numerical simulations with this resonator model.

Resonator validation using experimental B_1^+ maps

Experimentally obtained B_1^+-field maps were compared with simulated ones. The RMS value of the B_1^+ field vector in the phantom was extracted from an EM simulation. The MRI and simulated data were interpolated to the same grid and simulated data was masked to the region available in the MR measurement to facilitate comparison.

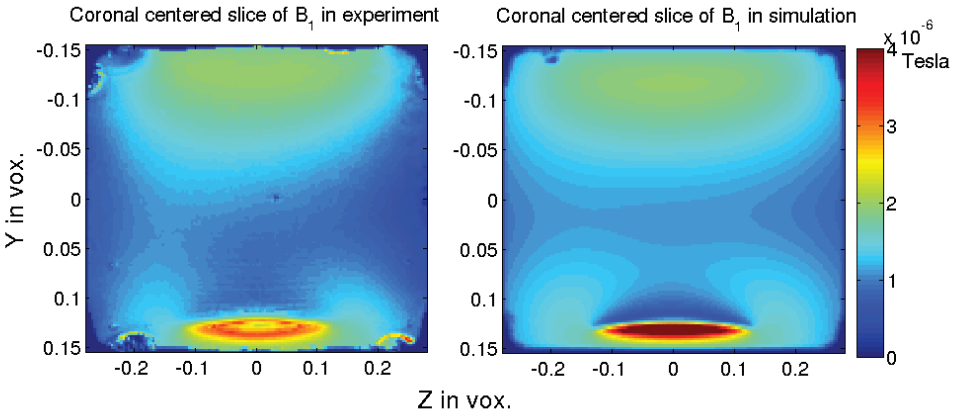


Figure 10.1.5 – Comparison of B_1^+ field maps obtained in experiment and simulation: coronal slice in the center of the implant.

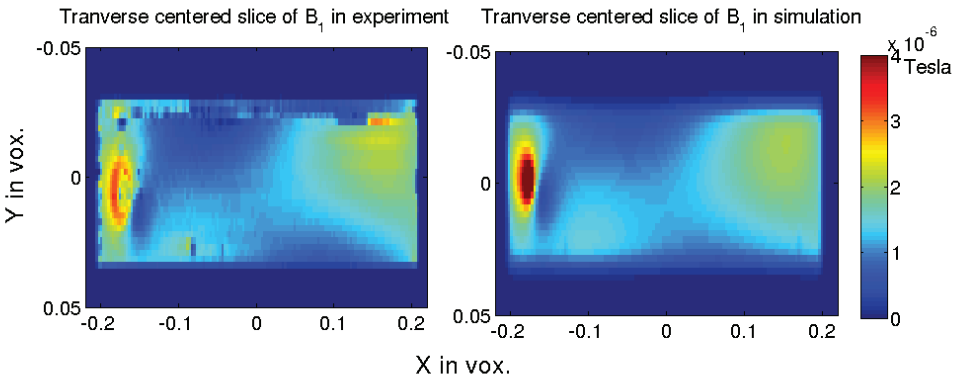


Figure 10.1.6 – Comparison of RF field maps obtained in experiment and simulation : transverse slice in the center of the implant

Simulated and experimental B_1^+ maps obtained in a phantom with a copper wire show strong agreement in Figures 10.1.5 and 10.1.6. Th RF current induced in the wire leads to B_1^+ enhancement and cancellation in its vicinity, which are well modeled in the simulations. In the transverse slices, the matching azimuthal field

distributions around the wire show that the relative phase between the background B_1^+ field and the B_1^+ field due to the induced current in the wire is correctly modeled. B_1^+-field cancellations and hot spots observed in Figure 10.1.6 in the experiment and simulation at the position of the wire is due to the superposition of destructive and constructive effects [Acikel and Atalar, 2011]. The phase of the RF field generated by the induced current in the wire is locally in phase or out of phase with the background RF field created by the RF coil, depending on the azimuthal position.

The distribution of B_1^+ amplitudes generally matches well between simulations and experiments. The dynamic range measurable with the AFI method is however limited [Yarnykh, 2007]. This leads to difficulties in measuring strong enhancements of B_1^+, which is why the experimental RF field seems to be saturated at the wire position in the experimental data, where it is expected to increase a lot more.

Minor differences between field maps can be found, especially on the general aspect of the simulated transverse slice. These differences may be due to details in the modeling of the RF shield, which we have little information about, and which may be better modelled in an elliptical shape [Leifer, 1997b].

The compliance between the simulated and experimental field distributions allows us to conclude that our way of exciting the simulated resonator, with distributed sources instead of quadrature capacitive coupling, does not prevent it to behave like in the experience.

Evaluation of RF heating using the numerical resonator

The simulated resonator correctly reproduced the experimental RF field, and the results of electromagnetic simulations were used to perform thermal simulations. The precise timing and $B_{1,\,rms}$ of all sequences were recorded to replicate the experiment in the thermal simulation. As shown in Figure 10.1.2, temperature sensors were simulated at the same locations as in the experiment, and a thermal simulation using Pennes bio-heat equation was performed.

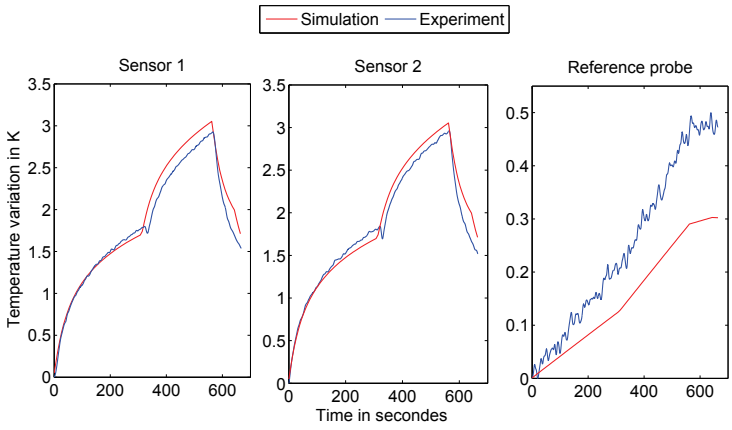


Figure 10.1.7 – Comparison of temperature variations during acquisitions, measured by fluoroptic probes, and obtained with thermal simulations.

Figure 10.1.7 shows temperature variations during the entire session containing three MR acquisitions, and the simulated heating obtained with the numerical model of the whole body RF transmit resonator. Temperature increases during the heating periods are well reproduced in the simulation for thermal sensors 1 and 2, situated at both tips of the copper wire. They present identical profiles, showing the same symmetry as observed in experiments. Slightly stronger and faster heating is observed in the simulations, likely due to minute differences in thermal sensor position.

For the reference probe, situated on the opposite side of the phantom, the experimental thermal data is quite noisy, and the simulated heating is lower by almost 40% than the heating observed in the experiment. Issues here may be the precision of the thermal sensors which is $\pm 0.2\,\mathrm{K}$ or errors in the position of the simulated sensor, which is rather difficult to see in the MR images we use for locating it.

Local compliance of temperature variations between experiment and simulation paves the way for simulated temperature maps, so as to obtain a global evaluation of RF safety. In Figure 10.1.7, simulated temperature maps before and after the High-SAR scan are presented, in a coronal slice centered on the wire. The RF heating between t=307 s and t=560 s shows a global temperature increase, and the copper wire tips are showing a higher temperature, as excepted. Regarding the heat transfer process during heating, the good thermal conductivity of the copper leads to a stronger heating close to the wire compared to other positions in the gel: the hot spot is focused at the tips of the implant, and the heating slowly increases around the implant.

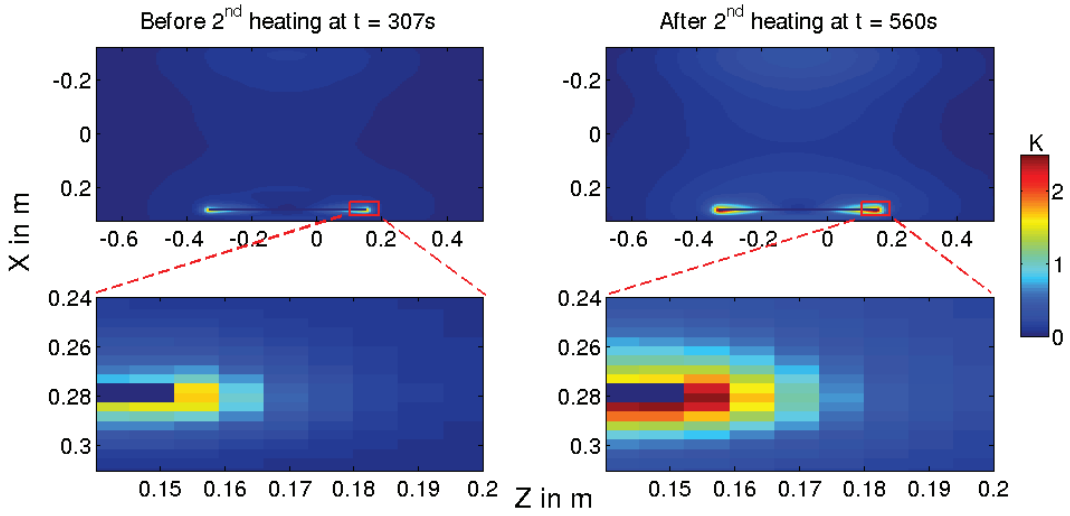


FIGURE 10.1.8 – Temperature maps obtained during simulations before and after the second RF heating period, and a detail of the maps at the copper wire tip.

A better validation of the temperature maps should be done using MR thermography. Two methods are often used in the literature. The first one is using the temperature dependance of T_1 values. It consists in acquiring a series of T_1-maps and deriving temperature variations from them, given the proportionality factor between T_1 and the temperature in the sample medium used [Hey et al., 2012]. This method can be fast, but is not sufficiently sensitive to small changes in temperature commonly observed in safety applications [Wlodarczyk et al., 1999]. The second one, called Proton Resonance Frequency Shift (PRFS), has already been used in this context [Ehses et al., 2008]. In our case, the PRFS suffered from the strong B_1 distortions close to the wire (data not shown).

The numerical model can be further improved. All metallic parts in the present simulations were modeled as perfect conductors, which is not the case in the experimntal set-up. Some losses occurs along the legs. Futhermore, the distribution of the lumped elements in the legs is not clearly the same, as the actual capacitors have a significant size. A better knowledge of the RF resonator features may help in obtaining and even more accurate model, and a better match between the experimental and simulated RF fields.

Conclusion

Understanding the risk of overheating in the presence of implants requires a rigorous simulation of experimental conditions. We have built a model of the whole body transmit coil in the Philips Achieva TX® system. The lumped element adjustement process presented can be used for any other type of RF coil. The validation of the model by experimental measurements and theoretical comparison of the RF field maps and RF heating confirmed the reliability of the numerical results. The numerical model we developed is a useful tool to evaluate the MR safety of conductive implants, by predicting the induced heating in the surrounding tissues.

10.2 Résultats complémentaires et perspectives

L'article qui précède présente une méthode pour optimiser un modèle numérique d'antenne RF corps-entier. Le résonateur optimisé montre un comportement EM et des caractéristiques géométriques proches de ceux observés à l'IRM 3-T Philips situé sur la PlateformeIRM de l'UMS IRMaGe de l'Institut.

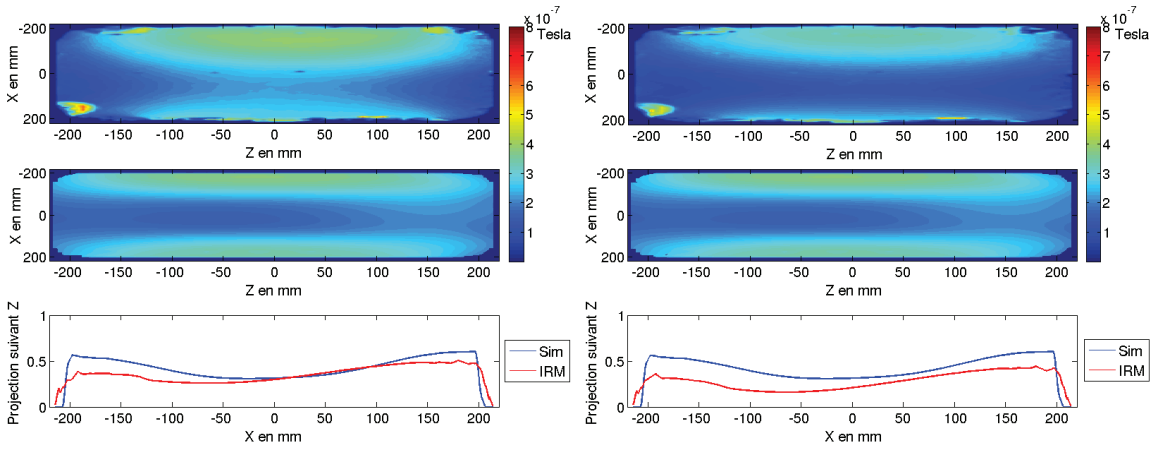
Plusieurs points de ce travail de simulation peuvent cependant être détaillés. Le premier point concerne le mode de pilotage de l'antenne de transmission réelle. En effet, cette IRM dispose de deux canaux de transmission pouvant être contrôlés indépendamment, afin d'augmenter l'homogénéité RF dans le cas d'échantillons très grands. Cet ajustement indépendant de l'amplitude et de la phase des signaux RF transmis dans les deux canaux s'appelle le shim RF. La première question était donc de savoir quelle influence le shim RF avait sur les résultats.

Dans le cas d'un IRM 3-T, la fréquence de Larmor est de f_{res}=128 MHz. En se plaçant dans l'approximation d'une onde EM se propageant dans le vide, cette fréquence donne une longueur d'onde équivalente de $\lambda = {}^{c}/_{f_{res}} = 2,34\,\text{m}$. La largeur de notre fantôme est de 40 cm, ce qui est de l'ordre de grandeur de ${}^{\lambda}/_{4}$: il y a donc des noeud ou des ventres d'une onde stationnaire EM en son sein, créant des inhomogénéités de champ RF. L'utilisation d'un Shim RF dans le cas d'une antenne Multi-Transmit [1] permet de compenser ces inhomogénéités en jouant sur les phases des courants d'émission. L'IRM 3-T Achieva TX propose quatre types de Shim RF :

- Sans Shim RF
- Shim RF adaptatif : Un volume de shim est défini automatiquement, et dépend directement de l'orientation des coupes. Des cartes de B_1 acquises au début de la session permettent ensuite à l'IRM d'ajuster automatiquement les amplitudes et phases relatives des deux canaux d'émission afin d'optimiser le champ B_1 total ;
- Shim RF statique : prédéfini et adapté à un grand nombre d'échantillons habituels ;
- Shim RF en quadrature : Les deux canaux sont pilotés à la même amplitude et avec un déphasage de 90°.

La Figure 10.2.1 compare des coupes coronales des champs RF expérimentaux à celles simulées au centre du fantôme, en fonction du type de Shim RF utilisé. Ce fantôme était constitué du bac décrit dans la partie méthodes de l'article, rempli à 8 cm d'un gel constitué à 1% de sel et 22,5% d'HEC, pour une conductivité basse-fréquence de 0,39 S/m à 23°C. Le champ RF a été acquis grâce à la méthode AFI, présentée en section 4.2. Les paramètres d'acquisitions du champ RF sont les suivants : résolution = $144\times143\times26$, angle de bascule = 60°, FOV = $78 \times 430 \times 430\,\text{mm}^3$, $t_{scan} = 262\,\text{s}$, $TR_1/TR_2 = 30/150\,\text{ms}$, $TE = 1,46\,\text{ms}$, taille des voxels = $3 \times 3 \times 6\,\text{mm}^3$. La moyenne quadratique du champ RF, $B_{1,\,rms}^{RF\,map}$, était de 0,76 µT d'après la console. Ces cartes ont été comparées avec celle obtenue par simulation pour le résonateur corps-entier présenté précédemment, dans un fantôme identique au dispositif expérimental.

1. Au lieu d'une unique bobine de transmission RF créant un unique champ B_1, la bobine est divisée en éléments distincts alimentés et commandés indépendamment qui produisent chacun leur propre sous-champs B_1. La somme de ces sous-champs constitue le champ B_1 total. Il est ainsi possible de contrôler plus soigneusement l'homogénéité de l'excitation RF.



(a) RF Shim Adaptatif

(b) Sans Shim RF

(c) RF Shim en Quadrature

(d) RF Shim Statique

FIGURE 10.2.1 – Coupes coronales des champs RF expérimental (haut) et simulé (bas) au centre du fantôme et profil de ces coupes suivant l'axe X.

Les profils des deux cartes de champ RF le long de l'axe Y présenté dans la Figure 10.2.1 permet d'une part de voir l'influence du Shim RF sur le profil de variation du champ, et d'autre part de mieux comparer simulation et expériences. On calcule une différence moyenne de 6.9 % pour le Shim adaptatif, de 13.7 % pour le cas sans Shim, de 5.4 % pour le Shim en quadrature, et enfin de 10.5 % pour le Shim statique. Ces résultats montrent la meilleure correspondance entre l'expérience et simulation pour le shim RF en quadrature. Cela correspond à ce qui est attendu théoriquement, le shim quadrature étant le plus proche de la distribution théorique des phases RF dans le résonateur.

Lors de la validation du champ RF simulé, et l'acquisition des cartes en présence d'implant de cuivre, il a donc été choisi d'utiliser le Shim RF en quadrature. Il serait cependant intéressant de reprendre ce travail de comparaison en présence d'un implant conducteur, ce qui augmenterait considérablement l'inhomogénéité du champ RF, et modifierait ainsi l'action des différents Shims. Il serait également intéressant de quantifier l'influence du choix du Shim RF sur les échauffements, et donc sur les possibles risques de surchauffe.

Un deuxième point à clarifier concerne la validité d'un ajustement effectué sur un fantôme sphérique lors de simulations avec un autre échantillon.

La Figure 10.2.2 montre l'influence de l'échantillon sur les courants dans les 16 barreaux du résonateur. Les simulations étaient des simulations passe-bande, de fréquence centrale f_{res}= 128 MHz, avec une bande-passante $\Delta f = 200\,\text{MHz}$ et une durée de 60 périodes. La dispersion des amplitudes et des fréquences entre barreaux est minimale pour l'échantillon sphérique qui a servi pour l'optimisation, comme attendu (Fig. 10.2.2 a). L'introduction du fantôme ASTM à la place de la sphère augmente la variabilité de l'amplitude des courants dans les barreaux à la fréquence de résonance. La distribution des courants est cependant toujours centrée à 128 MHz (Fig. 10.2.2 b). Les bords latéraux du fantôme ont un plus grand couplage EM avec les barreaux les avoisinants, contrairement à ceux au-dessus et en-dessous du fantôme, qui ont un couplage plus faible. Cela se traduit par une augmentation de l'amplitude du courant dans les barreaux situés loin du fantôme, tandis que pour ceux situés sur les cotés latéraux, les courants diminuent. En présence d'un fil conducteur, la distribution des courants est très perturbée, et correspond à la superposition de deux couplages : celui du fantôme avec l'antenne RF, et celui de l'implant conducteur avec l'antenne (Fig. 10.2.2 c). Malgré ce phénomène de dispersion du pic de résonance, le champ RF simulé produit par le résonateur à 128 MHz en présence d'implant est proche du champ RF expérimental. On reproduirait donc par simulation un double couplage qui existerait réellement dans l'expérience.

En ce qui concerne la largeur du pic de résonance, elle est également modifiée entre les trois échantillons, les simulations n'ayant pas le même volume de charge et donc pas les mêmes pertes.

A partir de l'ensemble de ce travail de simulation, il est maintenant possible de déterminer les champs EM produits pour tout type de charge, et ainsi d'évaluer des échauffements via les simulations thermiques. Les phénomènes de distorsions du champ B_1 autour de l'implant sont observés à la fois en simulation et en expérience. Ces artefacts sont dus au courant induit dans l'implant. Nous examinerons par la suite si l'on ne pourrait pas les utiliser afin de déterminer le courant, et à partir de là évaluer les possibles échauffements. Cette approche a

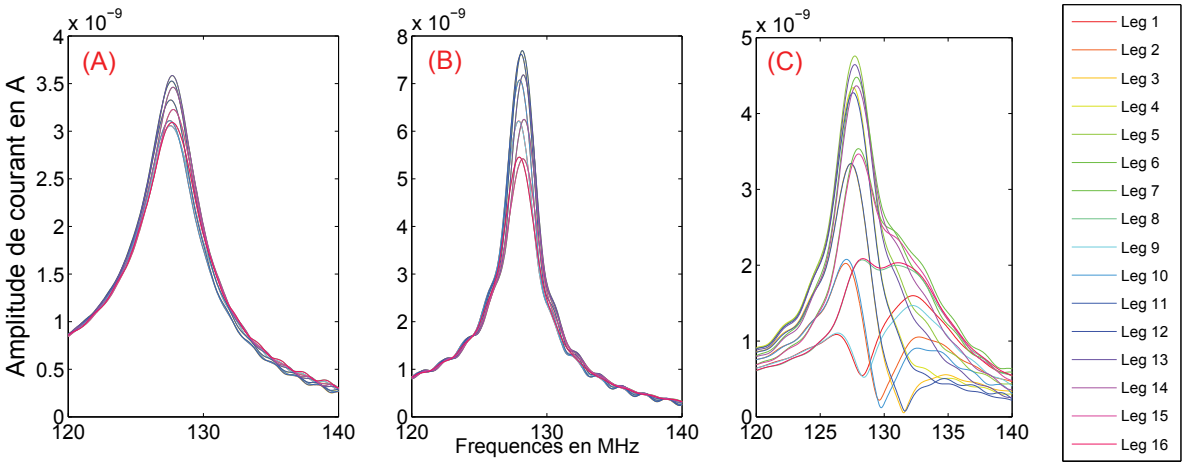


FIGURE 10.2.2 – Perturbation des courants dans les barreaux lors de l'introduction d'une sphère de diélectrique homogène (A), d'un fantôme rempli de gel seul (B) et de gel avec implant de cuivre (C).

déjà été abordée par [VandenBosch et al., 2010], et a été développée dans une partie de ce projet de thèse.

Chapitre 11

Évaluation de la sécurité RF : mesure des courants induits via les cartes RF

Comme présenté dans les chapitres précédents, l'exposition d'un implant médical conducteur au champ RF en IRM peut provoquer des échauffements (chapitre 2), et une partie du projet était de développer une méthode expérimentale pour évaluer ces risques directement dans le cas d'un examen individuel. La thermométrie IRM souffre d'artefacts de susceptibilité et de B_1 proche de l'implant, ainsi que d'une sensibilité limitée (chapitre 5 d'introduction, et chapitre 9 de développement). Les courants RF à l'origine des échauffements RF peuvent être indirectement observés à partir des distorsions dans les cartes B_1. Contrairement à la thermographie, qui nécessite qu'un échauffement ait eu lieu avant de pouvoir détecter un risque, une cartographie B_1 effectuée à faible SAR pourrait permettre la détection de courants RF avant tout échauffement. Le but de ce chapitre est de présenter notre travail d'optimisation d'une méthode préexistante [VandenBosch et al., 2010]. Cela consiste à reconstruire les courants dans des implants conducteurs, à partir des distorsions dans les cartes de champ B_1. Dans leur article de 2010, Van den Bosch *et al.* ont étudié le courant RF induit dans un implant aligné avec le champ statique. Notre approche a d'abord été de généraliser cette étude pour des positions quelconques du conducteur. Puis, nous avons comparé ces courants expérimentaux avec les courants obtenus en simulation, afin de valider le modèle théorique développé.

11.1 Expérience réalisée

Le fantôme, construit selon les normes ASTM F2182-09 [ASTM-F2182, 2009], et présenté dans le chapitre 7, a été rempli avec un milieu composé de sel à 1 g/L, et d'HEC à 25 g/L, dans de l'eau désionisée. La conductivité basse-fréquence était de 0.55 S/m (Conductimètre FG3/EL3, Mettler Toledo). Un fil de cuivre droit isolé avec une couche de vernis, sauf en ses extrémités, a été placé dans le gel. Il mesurait 3 mm de diamètre, 20 cm de longueur, et était placé à une profondeur de 3 cm. Deux expériences furent réalisées (voir Figure 11.1.1) :

— Expérience A : le conducteur est aligné avec le champ statique, suivant z, à une distance de 10 cm du

bord latéral droit ;

— Expérience B : le conducteur est incliné de 45° par rapport à x, mais reste dans le plan (y, z).

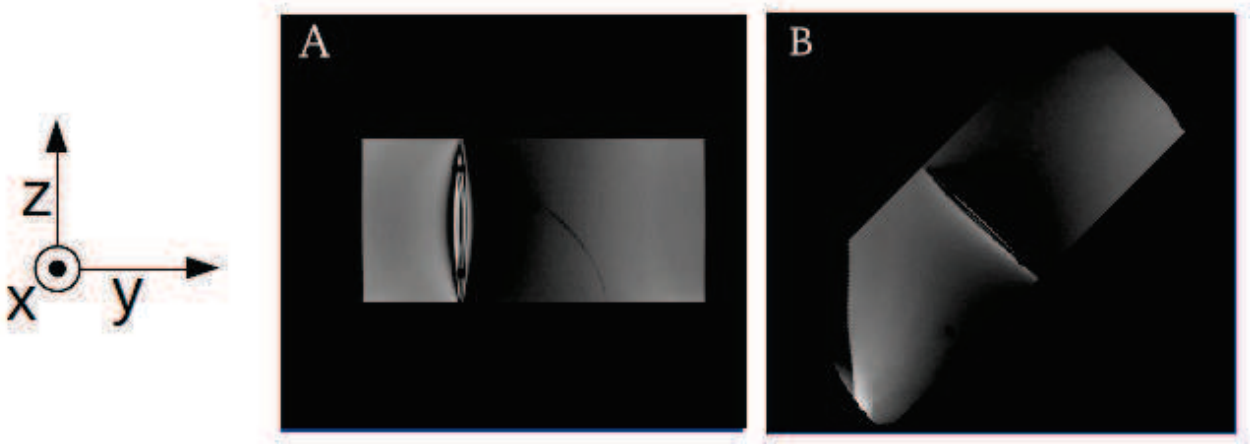


FIGURE 11.1.1 – Images haute résolution des dispositifs des deux expériences réalisées A et B (convention radiologique).

Le fantôme fut ensuite centré dans l'IRM 3-T TX Philips de la Plateforme IRM de l'UMS IRMaGe. L'antenne RF corps-entier a été utilisée pour la transmission, et la technique AMFI détaillée dans la section 8.2 a été utilisée pour l'obtention des cartes de champ transmis, avec les paramètres d'acquisitions suivants : Pour l'implant aligné avec la direction du champ statique, séquences 3D FFE pondérée T_1 avec trois différents angles de bascule, 10°, 20° et 40°, TR1/TR2 = 30/150 ms, FOV = 128x400x128 mm^3, temps d'acquisition pour chacune des séquences = 574 s, taille des voxels = 1.333x1.333x10 mm^3, moyenne quadratique du champ RF de respectivement 1.75 µT, 1.79 µT et 1.84 µT à la console ; pour l'implant incliné par rapport à la direction du champ statique : séquences 3D FFE pondérée T_1 avec trois différents angles de bascule, 10°, 40° et 60°, TR1/TR2 = 30/150 ms, FOV = 128x400x128 mm^3, temps d'acquisition pour chacune des séquences = 574 s, taille des voxels = 1.333x1.333x10 mm^3, moyenne quadratique du champ RF de respectivement 1.79 µT, 1.88 µT et 1.93 µT à la console

11.2 Développement théorique

En présence d'un fil allongé en environnement IRM, le champ électromagnétique (EM) produit par l'antenne de transmission peut devenir très hétérogène à cause des courants RF induits dans le fil. Le champ B_1 observé correspond à la somme de deux composantes : l'une générée directement par l'antenne elle-même $B_{1,antenne}$, et l'autre générée par le courant induit dans le conducteur $B_{1,cond}$. En effet, lorsqu'une structure métallique est exposée à un champ EM, ses porteurs de charge libres sont redistribués. Les porteurs de charge en mouvement transportent alors un courant dans la structure, produisant le champ $B_{1,cond}$.

Uniquement le champ magnétique polarisé circulaire gauche, généralement noté B_1^+, joue un rôle dans la ma-

nipulation de l'aimantation nucléaire [VandenBerg et al., 2006]. Dans le cas d'un conducteur aligné avec la direction du champ statique, le vecteur de densité de courant $\overrightarrow{j_z}(x,\, y,\, z)$ induit un champ RF $B^{+}_{1,cond}(x,\, y,\, z)$, et il existe une fonction linéaire f telle que $f(\overrightarrow{j_z}(x,\, y,\, z)) = B^{+}_{1}(x,\, y,\, z)$. Proche de la structure métallique, le champ $B^{+}_{1}(x,\, y,\, z)$ est purement tangentiel dû aux conditions aux limites [VandenBosch et al., 2010]. Le théorème d'Ampère établit un lien direct entre ce courant et le phaseur [1] du champ magnétique tangentiel $\tilde{B}_{1,ampere}$:

$$\tilde{B}_{1,ampere}(r,\, z) = \frac{\mu_0 \mu_r \tilde{I}(z)}{2\pi \cdot r} \tag{11.2.1}$$

avec r la distance radiale par rapport à l'axe du conducteur, μ_0 la permittivité électrique dans le vide, μ_r la permittivité relative du gel, et z la direction du conducteur dans le champ statique. Étant donnée la géométrie du problème, nous adoptons ici et par la suite des coordonnées cylindriques. L'expression des deux composantes du champs RF $B_{1,cond}$ dans le référentiel de l'IRM W est déterminée à partir du phaseur $\tilde{B}_{1,ampere}$ par projection trigonométrique [VandenBosch et al., 2010] :

$$\tilde{B}^{+,\,x}_{1,cond}(r, \theta, z) = -\tilde{B}_{ampere}(r,\, z) \cdot \sin(\theta - \theta_0) \tag{11.2.2}$$

$$\tilde{B}^{+,\,y}_{1,cond}(r, \theta, z) = \tilde{B}_{ampere}(r,\, z) \cdot \cos(\theta - \theta_0) \tag{11.2.3}$$

avec r la position radiale du voxel, θ l'azimuth, et θ_0 la phase du courant relativement au champ magnétique, les phaseurs $\tilde{B}^{+,x}_{1,cond}$ et $\tilde{B}^{+,y}_{1,cond}$ étant en phase avec la phase du courant.
On considère maintenant un conducteur de direction $\overrightarrow{d}$, non-aligné avec la direction du champ statique. Il est nécessaire de se placer dans les coordonnées du conducteur pour déterminer le champ RF induit. On distingue dans ce cas précis trois référentiels :

- le repère V, correspondant au référentiel du conducteur, de direction $\overrightarrow{d}$;
- les coordonnées W, qui sont celles de l'IRM ;
- et enfin les coordonnées S de simulation qui serviront pour comparer les données IRM aux simulations numériques.

Soit $M(\vec{x}) = R\vec{x} + T$ la transformation linéaire isomorphe des coordonnées du repère W vers le repère V. En considérant $\overrightarrow{X}$ la position des voxels dans W, on a la valeur du champ magnétique tangentiel et de la densité de courant dans V :

$$\tilde{B'}_{1,ampere}(\overrightarrow{X}) = R^{-1} \cdot \tilde{B}_{1,ampere}(R\vec{X} + T) \tag{11.2.4}$$

1. Un phaseur $\tilde{X}$ est une représentation analytique d'une grandeur X dépendante du temps, mais dont l'amplitude maximale, la phase et la fréquence sont indépendantes du temps.

$$\overrightarrow{j}(\overrightarrow{X}) = R^{-1} \cdot \overrightarrow{j}(R\vec{X} + T) \tag{11.2.5}$$

L'expression des deux composantes du champs RF $\overrightarrow{B_{1,cond}}$ devient donc :

$$\tilde{B}^{+,x'}_{1,cond}(\overrightarrow{X}) = -\tilde{B'}_{1,ampere}(\overrightarrow{X}) \cdot \sin(\theta - \theta_0) \tag{11.2.6}$$

$$\tilde{B}^{+,y'}_{1,cond}(\overrightarrow{X}) = \tilde{B'}_{ampere}(\overrightarrow{X}) \cdot \cos(\theta - \theta_0) \tag{11.2.7}$$

avec $\overrightarrow{X}$ les coordonnées du voxel par rapport à l'axe du conducteur, θ l'azimuth, et θ_0 la phase du courant relativement au champ magnétique, les phaseurs $\tilde{B}^{+,x'}_{1,cond}$ et $\tilde{B}^{+,y'}_{1,cond}$ étant en phase avec la phase du courant dans V.

Le champ RF total produit par le conducteur est [Hoult, 2000] :

$$\tilde{B}^{+'}_{1,tot,cond}(\overrightarrow{X}) = \frac{\tilde{B}^{+,x'}_{1,cond}(\overrightarrow{X}) + i \cdot \tilde{B}^{+,y'}_{1,cond}(\overrightarrow{X})}{2} \tag{11.2.8}$$

Ce qui nous donne donc, en combinant les Équations 11.2.6, 11.2.7 et 11.2.8, l'expression du champ RF total, comme somme du champ RF induit par la présence du conducteur métallique et du champ créé par l'antenne :

$$\tilde{B}^{+}_{1,tot}(\overrightarrow{X}) = \tilde{B}^{+,'}_{1,tot,cond}(\overrightarrow{X}) + \tilde{B}^{+}_{1,tot,antenne}(\overrightarrow{X}) \tag{11.2.9}$$

La magnitude du phaseur $\tilde{B}^{+}_{1,tot}$(noté $B^{+}_{1,tot}$), est directement liée à l'égalité précédente, par l'intermédiaire de l'égalité $B^{+}_{1,tot}$=$\mid \tilde{B}^{+}_{1,tot} \mid$:

$$B^{+}_{1,tot} = \left(\frac{\left(B'_{1,ampere}(\overrightarrow{X})\right)^2}{4} + \left(B^{1+}_{1,antenne}\right)^2 - B'_{1,ampere}(\overrightarrow{X}) \cdot B^{1+}_{1,antenne} \cdot \sin(\theta - \theta_0) \right)^{1/2} \tag{11.2.10}$$

11.3 Traitement des données et simulations numériques

La magnitude du champ total B_1^{tot} a été mesurée par cartographie B_1, à l'aide de la méthode AMFI presentée dans le chapitre 8 sur une région d'intérêt de taille 27x27x210 mm^3 autour du conducteur. La carte mesurée a ensuite été ajustée avec le modèle théorique (Eq. 11.2.10), afin d'extraire l'amplitude du courant dans le conducteur tout le long du fil. Une zone cylindrique à proximité immédiate du conducteur a été exclue de l'analyse. La zone d'exclusion mesurait 2 mm de rayon pour le conducteur aligné avec le champ statique, et 4 mm de rayon pour le conducteur incliné de 45° selon x. L'ajustement du modèle théorique est réalisé grâce à la fonction FMINSEARCH de Matlab, qui cherche à minimiser la différence $B^{tot}_{1,mes} - B_1^{tot}$ en ajustant les paramètres du modèle. Ces paramètres d'ajustement incluent l'amplitude du courant dans le conducteur à chaque position

d et la phase du courant (supposée constante pour toutes les positions le long de d).

Plusieurs simulations ont été réalisées dans SEMCAD-X, la première avec un fantôme ASTM sans implant de cuivre, et les deux autres avec implants. La Figure 11.3.1 présente les deux modèles simulés avec implant. Le conducteur est représenté par un cylindre de cuivre plein de diamètre 3 mm, recouvert par une isolation d'épaisseur 1 mm à haute permittivité électrique. Dans le cas du conducteur aligné, le modèle a été maillé avec $13.342{\times}10^6$ cellules, avec une taille minimale de $1 \times 1 \times 2$ mm^3. Pour le conducteur incliné, le modèle est maillé avec $24.036{\times}10^6$ cellules, avec une taille minimale de $0.5{\times}0.5{\times}2$ mm^3. La grille est plus fine autour du conducteur incliné afin de limiter les erreurs de discrétisation dues au maillage cartésien aligné dans les directions X, Y et Z. Les simulations harmoniques étaient réalisées en C-FDTD, avec une excitation sinusoïdale de fréquence 128 MHz, sur 60 périodes. La Figure 11.3.2 présente la version maillée du conducteur incliné : on constate que malgré un grillage spatial rectangulaire, le maillage est parfaitement réalisé grâce au solveur conforme, et que le conducteur est bien cylindrique. La boucle rectangulaire verte est un capteur qui mesure le courant I_C au centre du conducteur. Lors de l'extraction de la carte des courants surfaciques j_s, la variation des courants surfaciques le long du conducteur est déterminée, et I_C permet sa conversion en courant absolu total sur toute la section du conducteur. Dans cette Figure 11.3.2, on distingue également une portion du résonateur maillé, (anneau de résonance, barreaux, et capacités) ainsi que les capteurs volumiques de champs EM. Le champ $B^+_{1,antenne}$ a été déterminé à partir de simulations numériques sur SEMCAD-X réalisées en absence de conducteur. Au vue du travail préalablement présenté dans le chapitre 10, nous disposons d'une évaluation précise du champ RF en l'absence de conducteur dans le cas d'un fantôme rempli de gel. Les résultats obtenus en simulation dans le repère S sont dans un premier temps transposés dans le système de coordonnées W, avant d'être interpolés dans le repère V. Une estimation du champ induit $B^{'}_{1,ampere}$ est enfin obtenue, et est convertie en la magnitude du courant I, par l'intermédiaire de l'Équation 11.2.1. Ce profil de courant le long du conducteur, ainsi que le champ RF $B1,^{'}_{ampere}$, ont été comparés aux résultats des simulations électromagnétiques.

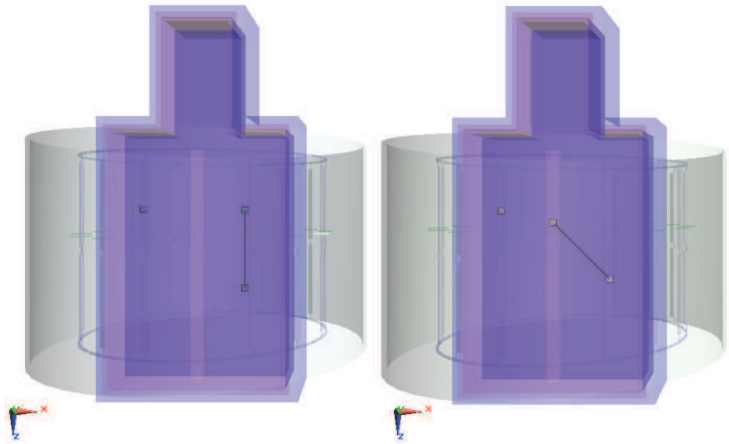


FIGURE 11.3.1 – Modèle numérique du résonateur RF chargé d'un fantôme et d'un fil conducteur en cuivre aligné (gauche) et incliné de 45° (droite) par rapport à la direction z.

L

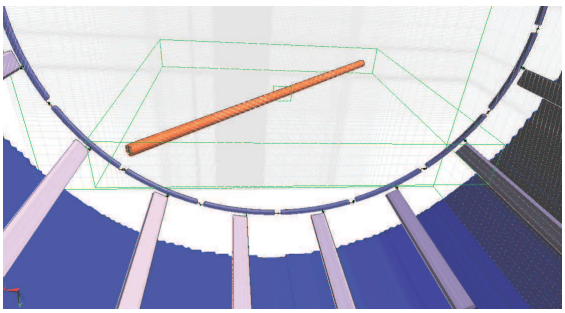


FIGURE 11.3.2 – Modèle maillé du conducteur en cuivre incliné par rapport à la direction du champ statique et du résonateur.

11.4 Résultats préliminaires

La Figure 11.4.1 montre les résultats obtenus pour les deux études réalisées : conducteur aligné avec la direction du champ statique, et conducteur incliné de 45° selon x. Les Figures 11.4.1a et 11.4.1b montrent les champs magnétiques B_1^{tot} obtenus avec le modèle ajusté dans des plans perpendiculaires au conducteur à cinq positions distinctes le long du fil, et les champs expérimentaux aux même positions. Dans les deux cas, les cartes de champs RF présentent une bonne concordance entre la théorie et l'expérience. Un léger décalage de phase entre les coupes est observé dans nos données expérimentales, plus particulièrement dans le cas du conducteur parallèle au champ statique. Ce décalage n'est pas reproduit par le modèle théorique, qui ne comprenait qu'une phase constante afin de limiter le nombre de paramètres d'ajustement. Les Figures 11.4.1c et 11.4.1d présentent les courants ajustés à partir des données expérimentales (en rouge) et les courants issus des simulations (en bleu), le long du conducteur. Une valeur d'amplitude de courant est obtenue indépendamment pour chaque coupe de carte B_1 de 10 mm d'épaisseur. Les amplitudes des coupes successives fournissent un profil de courant lisse, attestant d'une bonne stabilité de la procédure d'ajustement. Les erreurs sont de $2.458 \cdot 10^{-6}$ T et $3.6 \cdot 10^{-6}$ T, respectivement pour le conducteur aligné avec z, et incliné de 45°. Pour le conducteur aligné avec la direction z, les profils de courant observés en simulation et ajustés à partir des cartes B_1 expérimentales présentent un comportement similaire, avec notamment une correspondance quasi-parfaite de l'amplitude de courant au centre du conducteur. Le différences dans le profil de courant semblent indiquer que les courants capacitifs dans le vernis isolant sont plus forts dans l'expérience, induisant une diminution accrue du courant vers les extrémités du fil. Cela peut être dû à la difficulté de modéliser correctement le film d'isolation très mince. Dans le cas du conducteur incliné (Figure 11.4.1d), l'amplitude du courant RF induit est bien plus faible que dans le cas du conducteur aligné. Entre ajustement des cartes B_1 et simulation, une différence d'amplitude est constatée : en approximant les deux profils par des polynômes d'ordre 3, on calcule une différence d'amplitude moyenne de 7.9 %. Différentes causes peuvent être à l'origine de cette différence. On constate dans l'ajustement une instabilité entre coupes adjacentes supérieure pour l'implant incliné que pour l'implant aligné avec le champ

statique, indiquant une incertitude plus importante dans l'ajustement de ces courants d'amplitude plus faible. Par ailleurs, à cause d'un angulation légère entre le conducteur et les acquisitions IRM, la position du conducteur dans les images n'était pas parfaitement identique dans toutes les coupes, nécessitant un élargissement de la zone exclue de l'ajustement et diminuant ainsi la quantité d'information disponible. Cela pourrait être pallié par l'addition d'un paramètre d'angulation supplémentaire dans l'ajustement du modèle mathématique.

11.5 Discussion et Perspectives

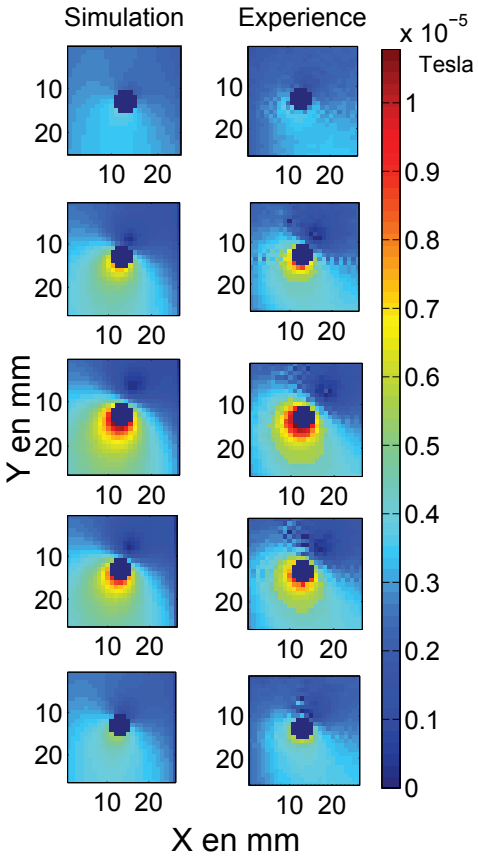
Ce travail préliminaire ouvre la voie à l'évaluation de la sécurité des RF en utilisant des mesures de B_1. Grâce au développement réalisé, nous avons pu déterminer le courant RF induit dans un fil conducteur en cuivre. Le modèle théorique a pu être étendu de façon simple à des conducteurs à angle arbitraire par rapport à la direction du champ magnétique. Les cartes expérimentales de champ RF concordent bien avec le modèle théorique et les profils des courants reproduisent les comportements observés dans les simulations EM.

Étant donné une géométrie connue de l'extrémité de l'implant, un courant mesuré pourra être lié à une densité de courant traversant le tissu en contact avec l'implant et donc une valeur de DAS et donc à une augmentation de la température prévisionnelle pour une amplitude de champ B_1 donnée. Une étape supplémentaire sera donc de déterminer le lien entre courants et variations de température.

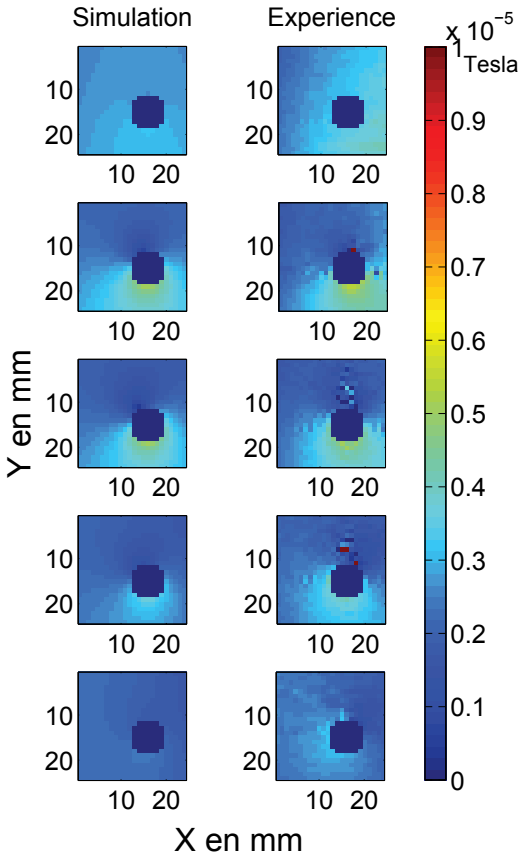
De plus, une meilleure concordance entre les cartes de champs expérimentales et simulées pourra être obtenue par l'introduction d'une phase non constante dans le modèle théorique et un ajustement de la position de l'implant dans l'image.

Cette méthode étant basée sur les distorsions du champ RF, elle peut également être appliquée pour des tissus hétérogènes, comme dans les conditions in-vivo [VandenBosch et al., 2010]. Avant de pouvoir l'appliquer *in vivo*, il faudra cependant diminuer le temps d'acquisition, par exemple avec un meilleur choix des angles de bascule dans la méthode AMFI. Le DAS console devra également être contrôlé et limité.

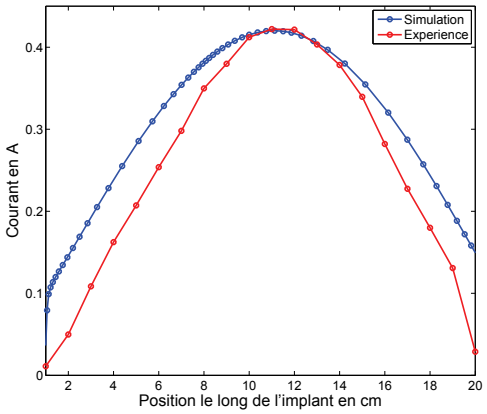
Ce travail va être étendu à l'électrode de stimulation SCP Medtronic, modèle 3389. Des acquisitions de cartes RF par AMFI ont déjà été réalisées en présence de cet implant, mais des difficultés ont été rencontrées lors de modélisation des éléments discrets très petits la constituant. Il a donc été nécessaire de la simplifier, tout en gardant les mêmes paramètres électriques. Ce travail de simplification est l'objet de la partie V du présent manuscrit.



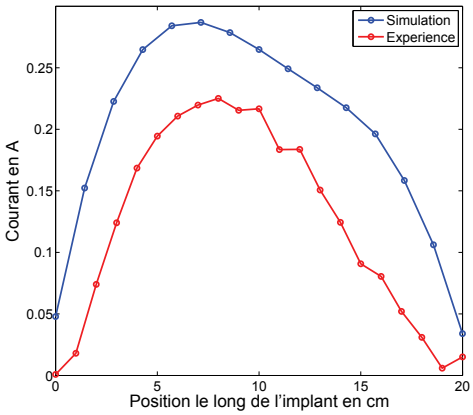
(a) Comparaison des champs B_1 obtenus pour le conducteur aligné avec z, en cinq positions de $z = 2, 6, 10, 14, 18$ cm, selon le modèle théorique ajusté (gauche) et les données expérimentales (droite).



(b) Comparaison des champs B_1 obtenus pour le conducteur incliné de 45° selon x en cinq positions du conducteur ($d = 2, 6, 10, 14, 18$ cm), selon le modèle théorique ajusté (gauche) et les données expérimentales (droite).



(c) Variation du courant le long du conducteur aligné avec z, obtenu avec des simulations numériques (bleu) et à partir de l'ajustement des cartes B_1 expérimentales (rouge).



(d) Variation du courant le long du conducteur incliné de 45° avec z, obtenu avec des simulations numériques (bleu) et à partir de l'ajustement des cartes B_1 expérimentales (rouge).

FIGURE 11.4.1 – Comparaison des simulations et expériences : cartes de champ RF et variations de courant le long du conducteur

Conclusion de la partie

Dans cette partie, plusieurs résultats ont été présentés. Nous disposons maintenant d'un modèle numérique d'antenne produisant un champ RF équivalent à celui observé expérimentalement. Le réglage de la fréquence de résonance a donné lieu au développement d'une méthode de « tune and match » applicable à tout type d'antenne « cage d'oiseau ». Les échauffements observés expérimentalement en présence d'un fil de cuivre ont également été constaté en simulation, permettant d'affirmer que notre résonateur numérique est un outil valable dans l'estimation des échauffements RF d'implants médicaux.

Nous avons cherché à utiliser notre méthode AMFI afin de quantifier les courants induits par le champ RF dans un implant de cuivre positionné arbitrairement par rapport à la direction du champ statique. Un modèle théorique des courants induits a été développé, et est en voie d'optimisation.

Étude et modélisation de l'électrode de stimulation cérébrale profonde

Rapide introduction

Comme présentée dans les parties précédentes, la SCP est une thérapie efficace contre la maladie de Parkinson, mais l'utilisation de l'IRM sur des patients implantés comporte des risques. Il est utile de quantifier ces risques pour toutes les configurations possibles. Les interactions entre les champs électromagnétiques d'un côté et les implants et tissus biologiques de l'autre sont aisément étudiées grâce aux simulations numériques sous SEMCAD-X. Cependant, la structure interne des implants utilisés pour la SCP, en quatre fils hélicoïdaux entrelacés, est très complexe géométriquement. Cette complexité et la finesse des structures engendre la nécessité d'une discrétisation spatiale très fine des modèles numériques, de l'ordre de quelques dizaines de microns. Une discrétisation spatiale fine de l'implant se répercute ensuite dans tout le volume de simulation et le besoin en stockage devient donc important. De plus, la durée des simulations, dépendant directement de la discrétisation spatiale, est longue, limitant le nombre de simulations réalisables dans un temps donné. La volonté étant d'étudier systématiquement les risques encourus, des simulations d'un large panel de configurations pour l'électrode seront nécessaires. Une solution à cette difficulté a donc été donc de créer un modèle numérique d'une géométrie simplifiée mais qui reste électriquement fidèle à l'électrode réelle aux fréquences RF, le champ RF étant celui qui nous intéresse dans notre étude.

Pour cela, le modèle le plus simple possible est un fil conducteur cylindrique entouré d'un diélectrique, considérant que l'ensemble constitué de l'implant et des tissus environnants se comporte comme une ligne de transmission. Dans cette partie du manuscrit seront d'abord abordés les arguments permettant d'affirmer qu'une électrode SCP est assimilable à une ligne de transmission. Puis, des mesures d'impédance par analyseur réseau au Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie de Grenoble, avec l'aide de Yolanda Gomez, ont permis de développer un modèle théorique ayant des paramètres électriques équivalents. Le travail de simulation EM sous SEMCAD-X est détaillé dans le chapitre 13 : les paramètres préalablement définis ont été optimisés grâce à une comparaison entre simulations haute-résolution d'un modèle réaliste et simulations simplifiées de l'électrode. Enfin, une étude numérique des échauffements RF en fonction de la position de l'implant simplifié dans le fantôme a été conduite.

Chapitre 12

Construction du modèle simplifié de l'électrode SCP

12.1 Présentation de l'électrode SCP

Nous disposons d'une électrode de stimulation cérébrale Medtronic, modèle 3389. Elle est constituée de 4 fils en alliage titane/iridium entrelacés en spirale à l'intérieur d'un diélectrique. Le Schéma 12.1.1 représente schématiquement l'électrode SCP utilisée, ainsi qu'une photographie de l'électrode réalisée sous microscope. Le diamètre des fils individuels est de 66 µm environ. Le diamètre des spirales est de D = 800 µm, avec un pas de bobinage de L = 500 µm. La longueur de chaque contact distal est de 1.5 mm, espacés les uns des autres par 0.5 mm. Pour les contacts proximaux, leur longueur est de 2.3 mm, espacés les uns des autres par 4.3 mm [Medtronic, 2010a]. La longueur totale de l'électrode est de 26.6 cm. L'électrode est recouverte d'une couche d'isolation en silicone, de largeur approximative 1 mm.
La géométrie de l'électrode Medtronic est un élément compliqué pour la simulation EM : une géométrie plus simple aiderait à gagner du temps de simulation, et à les multiplier. Les raisons qui autorisent à représenter l'électrode SCP comme une ligne de transmission aux fréquences RF sont détaillées dans la section 12.2. Cette approximation a permis par la suite de déterminer les paramètres électriques RF équivalents, à partir de mesures effectuées sur une électrode réelle et présentées dans la section 12.3. Le travail de modélisation à partir de mesures et simulations est abordé dans la section 12.4.

12.2 Représentation de l'électrode SCP comme ligne de transmission

Une ligne de transmission est constituée de deux conducteurs en tout point équidistants, placés en regard et séparés par un diélectrique. Nous proposons de traiter l'électrode SCP à l'intérieur d'un tissu biologique comme une ligne de transmission, l'électrode en formant le conducteur interne, le tissu le conducteur externe

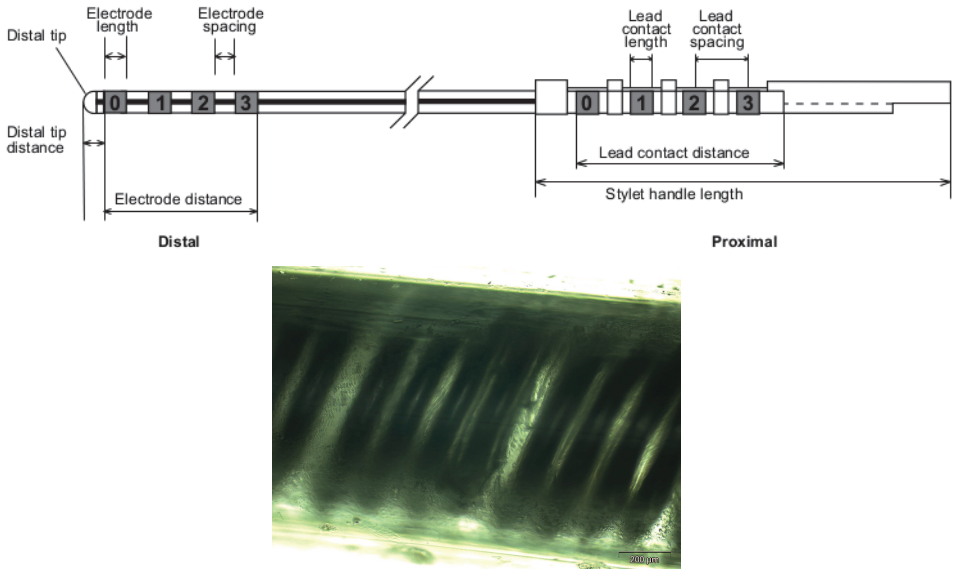


FIGURE 12.1.1 – Schéma et photographie d'une électrode SCP Medtronic, modèle 3389 [Medtronic, 2010a].

et l'isolation de l'électrode le diélectrique. Cependant, l'électrode SCP dispose de quatre conducteurs centraux spiralés à l'intérieur du diélectrique. Cela nous pousse à réaliser certaines approximations dans l'analogie :

— L'électrode comporte quatre conducteurs indépendants. Elle permet ainsi en principe de conduire des courants soit en mode commun (courant de même amplitude et phase sur les quatre conducteurs internes, courant de retour par le conducteur externe) soit en modes différentiels (courants de signes opposés sur les différents fils internes). Les quatre spires de l'électrode étant extrêmement proches, avec un pas de 800 µm, par rapport aux longueurs d'onde du champ électrique externe qui est à l'origine des courants RF dans l'électrode dans notre application, on ne considère que le mode commun. Cela équivaut à considérer que les spires adjacentes de conducteurs différents sont localement au même potentiel électrique, permettant de les représenter comme un seul et même conducteur cylindrique, en ce qui concerne le champ électrique.

— Le courant circulant dans les conducteurs hélicoïdaux peut être décomposé en deux composantes : l'une tangentielle, et l'autre colinéaire à l'axe de l'électrode, le rapport entre les amplitudes des deux composantes étant fixé par la géométrie (angle d'inclinaison local de l'hélice). La composante colinéaire à l'axe de l'électrode génère des lignes de champ magnétique concentriques dans le diélectrique autour de l'électrode, comme le fait un courant équivalent dans un conducteur cylindrique. La composante tangentielle du courant induit un champ magnétique interne à l'hélice, tel que dans un solénoïde, de par l'Équation 6.1.3. Cette composante mène à une inductance linéique élevée de l'électrode réelle. L'absence de cette composante dans un conducteur cylindrique doit et peut être compensée dans une simulation numérique par une perméabilité magnétique artificiellement élevée du diélectrique. La composante longitudinale du champ magnétique généré à l'extérieur de l'électrode par la composante tangentielle du courant est négligée, vu la longueur de l'électrode très largement supérieure à son diamètre.

— Le champ électrique, lié au champ magnétique par l'Équation 6.1.4, est faible à l'intérieur de l'hélice à cause du petit diamètre de cette dernière. Il est négligé dans une représentation par un conducteur cylindrique.

— La rotation de l'électrode sur son axe central est supposé de ne changer ni la distribution de courant, ni la distribution des champs.

Au vue de ces approximations, on est bien en présence d'un système composé de deux conducteurs séparés par un diélectrique. Dans les lignes de transmission où seules les ondes TEM [1] se propagent (cas des câbles coaxiaux, lignes bifilaires...), l'inductance linéique Γ et la capacitance linéique Λ relient respectivement, à une côte donnée [Shen et al., 1968, King, 1976] :

— l'énergie magnétique dU_m dans une portion Δz de l'électrode au courant $I(z)$ dans l'électrode :

$$dU_m = 1/2 \cdot \Lambda \cdot \Delta z \cdot I^2(z). \tag{12.2.1}$$

— l'énergie électrique dU_e à la tension $U(z)$ entre le conducteur central et le conducteur externe :

$$dU_e = 1/2 \cdot \Gamma \cdot \Delta z \cdot U^2(z). \tag{12.2.2}$$

(Γ,Λ) dépendent des dimensions de la ligne de transmission et des propriétés électriques du diélectrique. Au vue des approximations précitées, les relations entre énergie et (Γ,Λ) sont constantes sur toute la longueur de l'électrode. Ces deux valeurs Γ et Λ définissent également l'impédance caractéristique Z_c de la ligne. Dans le cas de conducteurs à forte résistance ou de faible section, s'ajoute un troisième paramètre pour définir les propriétés électriques d'une ligne de transmission avec perte : la résistance linéique r.

Le courant à l'intérieur d'un conducteur plongé dans un milieu à perte est la somme d'ondes se propageant dans les deux sens [Shen et al., 1968]. Ce comportement caractéristique des lignes de transmission de courant permet de modéliser le système formé par un conducteur isolé plongé dans un milieu à perte par une ligne de transmission [King, 1976]. Dans le cas classique d'un câble coaxial, on peut alors regarder le conducteur extérieur comme un milieu à perte de dimension infinie. Dans notre cas, le conducteur externe est le tissu biologique.

Cette similitude de comportement a déjà été utilisé pour déterminer le courant et les échauffements provoqués par un champ RF sur une électrode de stimulation SCP [Acikel and Atalar, 2011]. L'étude citée calcule le courant dans un conducteur cylindrique isolé soumis à un champ électrique RF, via la détermination de l'impédance de ce conducteur exposé à un champ électrique radial.

Cette approche est semblable à celle que nous souhaitons suivre. Comme les propriétés électriques définies par la capacitance, l'inductance et la résistance linéiques déterminent parfaitement la propagation de signaux électriques dans une ligne de transmission, deux lignes de transmission de géométrie différente, mais de propriétés électriques identiques se comportent exactement de la même façon, électriquement. Ainsi, notre objectif est de déterminer ces valeurs, et de reproduire une ligne de transmission de géométrie simplifiée ayant ces même

1. Transverse-Électro-Magnétique, c'est-à-dire de telle sorte que les champs électrique et magnétique soient tous deux orthogonaux à la direction de propagation

propriétés qu'une électrode SCP.
L'approche consiste alors à définir une géométrie à la fois proche de l'électrode réelle en termes des dimensions externes et simple à modéliser, et de déterminer par la suite les propriétés des matériaux à définir dans la simulation afin d'obtenir les propriétés électriques souhaitées.
Comme la capacitance, inductance et résistance linéiques à des fréquences RF ne sont pas connues pour une électrode SCP, nous mesurons dans une première approche les propriétés RF d'une ligne de transmission constituée de l'électrode SCP tendue dans une boîte conductrice représentant le conducteur externe. Les propriétés de ce dispositif simple et bien défini peuvent être modélisées analytiquement, permettant un premier ajustement de la capacitance, inductance et résistance linéiques. Ces premières valeurs approximatives seront par la suite utilisées pour initier des simulations numériques du modèle simplifié, et ajustées par comparaison avec une simulation d'un modèle réaliste de l'électrode.

12.3 Mesures des propriétés d'une ligne de transmission intégrant l'électrode SCP

12.3.1 Description des appareils et du montage de mesure

L'électrode a été placée dans une boite rectangulaire. La boite, présentée dans la Figure 12.3.1 a été construite par Olivier Montigon, Ingénieur d'Étude sur la Plateforme IRM de l'UMS IRMaGe. Elle est de dimension $65 \times 65 \times 296$ mm^3. Ses faces externes sont recouvertes d'une fine couche de cuivre, tout comme l'intérieur du couvercle, permettant une fermeture du dispositif hermétique aux interférences RF. L'intérieur du contenant est recouvert d'une couche de résine époxy isolante. Deux connecteurs femelles de type N sont montés sur les deux faces de la boîte. L'électrode SCP est fixée aux conducteurs internes des connecteurs type N à l'aide de gaines métalliques tressées afin de réaliser une bonne connexion électrique entre les différents contacts distaux et proximaux. Les connecteurs permettent ensuite de raccorder un analyseur réseau d'un côté et une variété d'impédances terminales de l'autre. Les impédances terminales utilisées sont : court-circuit, 50 Ω et circuit-ouvert.
L'analyseur réseau [2] (AR) utilisé est un modèle Agilent 8712T. Il a été mis à notre disposition par Yolanda Gomez, du Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie (LPSC - CNRS) de Grenoble.

12.3.2 Mesures effectuées

Au préalable des mesures, une calibration de l'AR est réalisée, afin de définir le plan de mesure. Nous avons défini ce dernier à la surface externe du connecteur de la boîte relié à l'AR. Les mesures ont été réalisées à quatre fréquences, 64 MHz, 100 MHz, 128 MHz et 200 MHz, couvrant un panel du spectre RF autour de 128 MHz

2. L'analyseur réseau et un outil couramment utilisé afin de caractériser les comportements des systèmes électroniques. Ici le système étudié est celui que forme la boite et l'électrode lorsqu'il est soumis à une onde radio-fréquence.

FIGURE 12.3.1 – Boite servant dans les mesures d'impédance par AR.

et correspondant aux fréquences de Larmor des protons à quatre valeurs de champ magnétique couramment utilisées en IRM : 1.5-T, 2.35-T, 3-T et 4.7-T.

A chaque fréquence, l'impédance du dispositif est mesurée en présence de trois charges terminales :

- Court-circuit ($Z_L = 0\ \Omega$).
- Chargé ($Z_L = 50\ \Omega$)
- Circuit ouvert ($Z_L = +\infty\,\Omega$).

Les mesures ont été répétées dans les 2 sens (de A vers B et B vers A dans la Figure 12.3.1) afin de vérifier leur reproductibilité, le dispositif étant symétrique en théorie. Comme les mesures étaient suffisamment proches, nous avons conservé la moyenne des impédances comme résultat final.

Valeurs moyennes de A→B et de B →A		
50 Ω	Partie Réelle	Partie Imaginaire
64 MHz	148,9 Ω	228,25 Ω
100 MHz	901,5 Ω	272,5 Ω
128 MHz	288 Ω	-549,5 Ω
200 MHz	20,8 Ω	-189,75 Ω

TABLE 12.1 – Mesures de l'impédance pour une charge terminale de 50 Ω.

Valeurs moyennes de A→B et de B→A		
Court-circuit	Partie Réelle	Partie Imaginaire
64 MHz	25,25 Ω	271,25 Ω
100 MHz	715 Ω	1975 Ω
128 MHz	67 Ω	-732,5 Ω
200 MHz	3,45 Ω	-190,5 Ω

TABLE 12.2 – Mesures de l'impédance pour une charge terminale en court-circuit.

Valeurs moyennes de A→B et de B→A		
Circuit ouvert	Partie Réelle	Partie Imaginaire
64 MHz	1,5 Ω	-227 Ω
100 MHz	3,8 Ω	-107,2 Ω
128 MHz	8,15 Ω	-32,05 Ω
200 MHz	341 Ω	-865 Ω

TABLE 12.3 – Mesures de l'impédance pour une charge terminale en circuit ouvert.

Sachant que le câble de mesure a une impédance caractéristique de 50 Ω, on calcule le coefficient de réflexion $R_{mesurée}$ sur le plan de mesure :

$$R_{mesurée} = \frac{Z_{mesurée} - 50\,\Omega}{Z_{mesurée} + 50\,\Omega} \tag{12.3.1}$$

Coefficient de réflexion $R_{mesurée}$	50 Ω	Court-circuit	Circuit ouvert
64 MHz	0,783+0,249$\underline{i}$	0,905+0,342$\underline{i}$	0,904-0,418$\underline{i}$
100 MHz	0,902+0,027$\underline{i}$	0,982+0,044$\underline{i}$	0,626-0,745$\underline{i}$
128 MHz	0,918-0,132$\underline{i}$	0,978-0,133$\underline{i}$	-0,319-0,726$\underline{i}$
200 MHz	0,827-0,462$\underline{i}$	0,863-0,486$\underline{i}$	0,956-0,095$\underline{i}$

TABLE 12.4 – Mesures du coefficient de réflexion $R_{mesurée}$.

Au total, nous disposons donc de douze valeurs de coefficient de réflexion $R_{mesurée}$, qui dépendent des impédances des charges et de la fréquence de mesure. Ces données expérimentales vont être ajustées par un modèle théorique assimilant le montage à une ligne de transmission.

12.4 Détermination des paramètres électriques pour l'électrode simplifiée

12.4.1 Tension distribuée, résistance linéique et conductivité électrique pour le modèle théorique

La longueur d'onde du champ électrique $\overrightarrow{E}$ est proche de 3 m à 128 MHz. On peut donc supposer que les composantes du champ électrique sont constantes sur le chemin d'une spire de l'électrode. En posant ΔL l'écartement entre deux spires et $\overrightarrow{dl}$ une portion suivant l'axe de l'électrode , on détermine la tension $U_{électrode}$ comme étant la somme des tensions U_{spires} sur le nombre total de spire :

$$U_{électrode} = \sum_{spires} \int_{spire} \overrightarrow{E} \cdot \overrightarrow{dl} \tag{12.4.1}$$

$$= \sum_{spires} \overrightarrow{E} \int_{spire} \overrightarrow{dl} \tag{12.4.2}$$

$$= E^{\parallel} \cdot \overrightarrow{\Delta L} \tag{12.4.3}$$

Au vue de l'équation précédente, les tensions induites dans l'électrode ou dans le conducteur droit de même longueur sont donc équivalentes. Cela permet de calculer la résistance linéique de la ligne de transmission à partir de la mesure de la résistance de l'électrode. Grâce à un Ohmmètre, la résistance $R_{cond} = 6.9\,\Omega$ en régime statique de l'électrode est mesurée, ce qui permet de calculer la valeur de la résistance pour les quatre conducteurs en parallèle $R_{fil} = 4R_{cond} = 27.6\,\Omega$, et également la résistance linéique basse fréquence des conducteurs $r = 25.9\,\Omega\text{m}^{-1}$. À fréquence élevée, la densité de courant n'est pas uniforme dans un conducteur cylindrique : la densité est plus élevée à la périphérie, dans la portion δ appelée « épaisseur de peau », donnée par :

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \cdot \mu \cdot \sigma_f}} \tag{12.4.4}$$

Sachant que δ dépend de la fréquence d'étude et de la conductivité σ_f, la résistance du conducteur en dépend donc également. Pour un conducteur de rayon r que nous avons choisi égal à 0,5 mm, la résistance aux fréquences RF R_{RF} devient alors :

$$R_{RF} = R_{cond} \cdot \frac{\pi r^2}{S_{eff}} \tag{12.4.5}$$

avec S_{eff} la surface efficace, donnée par :

$$S_{eff} = \pi(2r - \delta) \cdot \delta \tag{12.4.6}$$

Pour les quatre fréquences d'études, n détermine la conductivité σ_f du conducteur à l'aide des Équations 12.4.5 et 12.4.6. Le Tableau 12.5 donne les valeurs caractéristiques calculées.

Fréquences (en MHz)	64	100	128	200
R_{RF} [Ω]	30,2	34,6	37,75	44,66
r [Ωm^{-1}]	113,54	130,075	141,92	167,89
σ_f [$\Omega^{-1}\text{m}^{-1}$]	28068	33412	35928	40109

TABLE 12.5 – Valeurs des résistances et conductivités pour le régime harmonique aux fréquences d'étude.

12.4.2 Calcul de l'inductance linéique et de la capacitance linéique pour le modèle théorique

Les équations et réflexions présentées dans les deux paragraphes qui suivent sont inspirées du cours d'Introduction aux Lignes de Transmission proposé par l'IUT de Génie Électrique de Bordeaux II [Couturier, 2009].

Détermination analytique de l'impédance et du coefficient de réflexion

En posant Z_L l'impédance de la charge terminale, Z_0 l'impédance caractéristique de la ligne de transmission, γ la constante de propagation de l'onde de courant, on détermine l'impédance Z sur la ligne de transmission à la distance l dans le cas d'une ligne avec faibles pertes :

$$Z = Z_0 \frac{Z_L + Z_0 \tanh(\gamma l)}{Z_0 + Z_L \tanh(\gamma l)} \tag{12.4.7}$$

avec $\gamma = \alpha + j\beta$, où α est le coefficient d'atténuation et β la constante de propagation, soit :

$$\alpha = \frac{r}{2}\sqrt{\frac{C}{L}} + \frac{g}{2}\sqrt{\frac{L}{C}} \tag{12.4.8}$$

$$\beta = \frac{w}{v_\varphi} \tag{12.4.9}$$

avec L l'inductance linéique, C la capacité linéique, r la résistance linéique des conducteurs, g la conductance linéique du diélectrique, v_φ la vitesse phase d'onde dans le milieu et ε_r la permittivité relative du diélectrique. En supposant qu'il n'existe aucun transfert d'énergie lié à la polarisation dans les diélectriques, on négligera dans la suite la conductance linéique g.

Dans le cas des câbles coaxiaux constitués de bons conducteurs de section importante, les pertes sont négligeables, et le coefficient d'atténuation est donc nul. Dans ce cas, l'Équation 12.4.7 devient :

$$Z = Z_0 \frac{Z_L + i \cdot Z_0 \tan(\beta l)}{Z_0 + i \cdot Z_L \tan(\beta l)}. \tag{12.4.10}$$

Une première approximation des propriétés électriques de notre dispositif expérimental peut être obtenue en le considérant composé d'une série de lignes de transmission. Les Figures 12.4.1 et 12.4.2 proposent une telle décomposition du montage et indiquent pour chacun des bouts de ligne de transmission individuels les caractéristiques essentielles : longueur, impédance et constante de propagation. Ces valeurs ne sont pas toutes connues, les inconnues devront être ajustées selon les valeurs obtenues expérimentalement. Cette décomposition est à l'évidence approximative, comme les effets de bord entre les tronçons individuels (notamment aux bords de la boîte) sont négligés et des champs TEM sont supposés exister partout.

Le dispositif expérimental est décomposé en cinq lignes de transmission successives : les deux connecteurs à l'extérieur de la boîte (Fig. 12.4.1), puis, à l'intérieure de la boîte, l'électrode et la boîte d'une part, et les deux

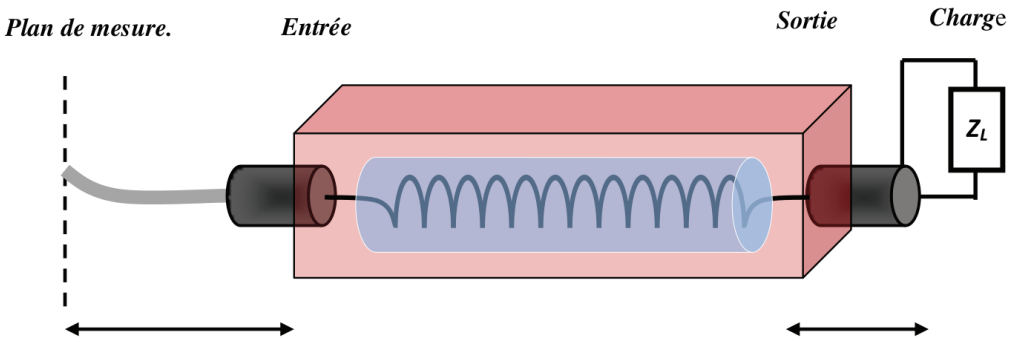


FIGURE 12.4.1 – Caractéristiques des éléments du montage de mesure (d'après C. Konig-Barde).

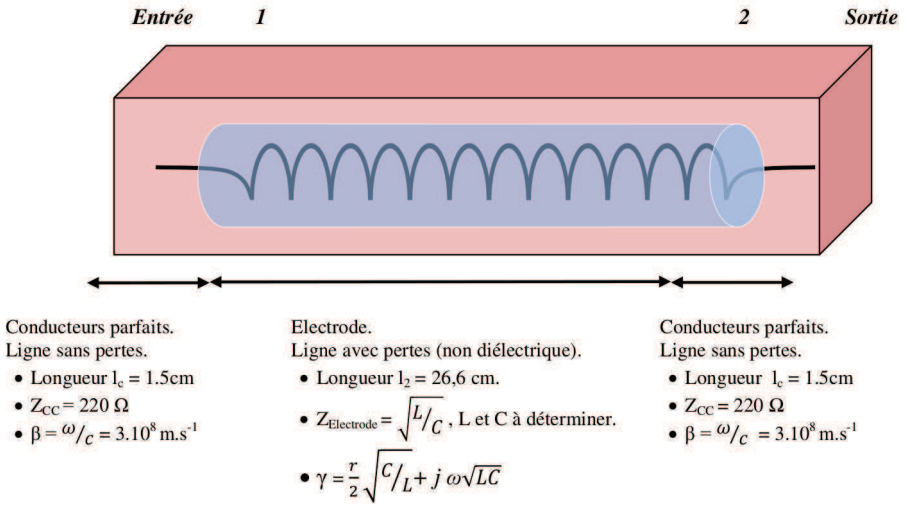


FIGURE 12.4.2 – Caractéristiques des éléments de la boîte (d'après C. Konig-Barde).

fil de cuivre de connexion et la boîte d'autre part (Fig. 12.4.2). L'impédance caractéristique Z_{cc} de ces deux dernières lignes de transmission est :

$$Z_{cc} = \frac{\mu_0 c}{2\pi\sqrt{\varepsilon_r}} \ln(\frac{r_{boite}}{r_{fil}}) \tag{12.4.11}$$

avec r_{boite} le rayon du conducteur externe dont la section interne est égale à celle de la boîte, soit $r_{boite} \approx \frac{65\,mm}{\sqrt{\pi}} =$ 36.66 mm, et r_{fil} le rayon du fil de connexion mesuré : $r_{fil} = 0.5$ mm. On obtient finalement $Z_{cc} = 260\,\Omega$.
A partir des nomenclatures définies dans les Figures 12.4.1 et 12.4.2, six équations à quatre inconnues sont écrites :

$$Z_L = \text{impédance de charge} \tag{12.4.12}$$

$$Z_{sortie} = Z_c \frac{Z_L + jZ_c \tan(\beta l_1)}{Z_c + jZ_L \tan(\beta l_1)} \tag{12.4.13}$$

$$Z_2 = Z_{cc} \frac{Z_{sortie} + jZ_{cc} \tan(\beta l_c)}{Z_{cc} + jZ_{sortie} \tan(\beta l_c)} \tag{12.4.14}$$

$$Z_1 = Z_{électrode} \frac{Z_2 + Z_{électrode} \tanh(\gamma l_2)}{Z_{électrode} + Z_2 \tanh(\gamma l_2)} \tag{12.4.15}$$

$$Z_{entrée} = Z_{cc} \frac{Z_1 + jZ_{cc} \tan(\beta l_c)}{Z_{cc} + jZ_1 \tan(\beta l_c)} \tag{12.4.16}$$

$$Z_{plan\,de\,mesure} = Z_c \frac{Z_{entrée} + jZ_c \tan(\beta l_3)}{Z_c + jZ_{entrée} \tan(\beta l_3)}. \tag{12.4.17}$$

En substituant les équations précédentes de l'Éq. 12.4.17 à l'Éq. 12.4.12 les unes au autres, avec une valeur finale Z_L connue, on peut déterminer le coefficient de réflexion sur le plan de mesure :

$$R_{plan\,de\,mesure} = \frac{Z_{plan\,de\,mesure} - Z_0}{Z_{plan\,de\,mesure} + Z_0}. \tag{12.4.18}$$

Ce coefficient théorique est ajusté avec les données expérimentales, par variations des inconnues. Les quatre valeurs inconnues sont :

- L_{adj} et C_{adj}, l'inductance et capacité linéiques de la ligne de transmission construite ;
- l_1, la longueur de la ligne de transmission entre la boîte et l'impédance finale ;
- l_3, la longueur de la ligne de transmission entre le plan de mesure et la boîte.

L'ajustement de l_1 et l_3, à priori connus, est une tentative d'absorber une partie des effets de bord non modélisés aux extrémités de la boîte. Les 12 coefficients de réflexion complexes mesurés fournissent 24 degrés de liberté, permettant d'ajuster les quatre inconnues.

Détermination des paramètres inconnus par ajustement des valeurs de coefficient de réflexion mesurées

Les équations 12.4.12 à 12.4.18 ont été implémentées dans Matlab (R2013b, Mathworks, Natick, Massachusetts, The USA) afin de calculer les coefficients de réflexion prédits théoriquement. Il est ensuite aisé d'ajuster à l'aide de la fonction FMINSEARCH les valeurs des inconnues afin de minimiser la différence entre le coefficient de réflexion expérimental $R_{mesurée}$ présenté dans la section 12.3 et $R_{plan\,de\,mesure}$, pour les trois impédances terminales, et pour les quatre fréquences étudiées. La Figure 12.4.3 montre les parties réelles et imaginaires des douze coefficients R_{th} (en vert) et $R_{plan\,de\,mesure}$ (en bleu), après ajustement des quatre inconnus.

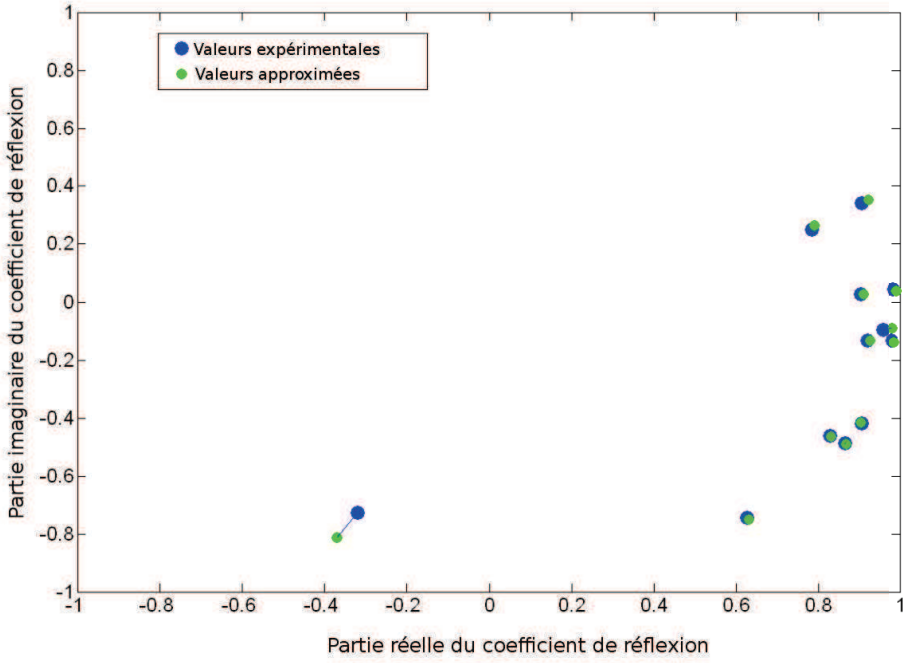


FIGURE 12.4.3 – Résultat graphique de l'ajustement des valeurs théoriques aux valeurs expérimentales.

L'erreur finale obtenue est de 3% et les valeurs inconnues ajustées sont :

- $L_{adj} = 1.560 \cdot 10^{-6}$ H·m^{-1}
- $C_{adj} = 1.433 \cdot 10^{-11}$ F·m^{-1}
- $l_1 = 17.6$ mm
- $l_3 = 41.7$ mm

12.4.3 Détermination des propriétés électriques du diélectrique

On avait choisi un rayon du conducteur central $r_0 = 0.5$ mm et un rayon de diélectrique d'isolation de $r_1 = 1$ mm. Dans la boîte, on distingue deux diélectriques : l'isolant et l'air. La capacité linéique équivalente totale est égale à l'association en série de leurs capacités linéiques respectives :

$$C_{air} = \frac{2\pi\varepsilon_0\varepsilon_{r,\,air}}{\ln(\frac{r_{boite}}{r_1})} \tag{12.4.19}$$

$$C_{isolant} = \frac{2\pi\varepsilon_0\varepsilon_{r,\,isolant}}{\ln(\frac{r_1}{r_0})} \tag{12.4.20}$$

$$C_{adj} = \frac{1}{C_{air}} + \frac{1}{C_{isolant}} \tag{12.4.21}$$

Ces trois équations précédentes permettent de déterminer la permittivité relative de l'isolant qui produirait la capacité linéique observée :

$$\varepsilon_{r,\,isolant} = \frac{\ln(\frac{r_1}{r_0})}{2\pi\varepsilon_0(\frac{1}{C_{adj}} - \frac{\ln(\frac{r_{boite}}{r_1})}{2\pi\varepsilon_0\varepsilon_{r,\,air}})} \tag{12.4.22}$$

Sachant que $\varepsilon_{r,\,air} = 1$, on peut calculer une valeur de $\varepsilon_{r,\,isolant} = 2.398$ pour la valeur de capacité linéique C_{adj} déterminée précédemment. Cette valeur de permittivité est du même ordre de grandeur que celles des isolants habituels, ce qui est attendu comme la géométrie du diélectrique et les champs électriques autour du conducteur central sont semblables entre électrodes réelle et simplifiée.

Concernant la perméabilité magnétique, on effectue les mêmes calculs, mais avec les expressions d'inductances linéiques en série :

$$L_{air} = \frac{\mu_0\mu_{r,\,air}}{2\pi}\ln(\frac{r_{boite}}{r_1}) \tag{12.4.23}$$

$$L_{isolant} = \frac{\mu_0\mu_{r,\,isolant}}{2\pi}\ln(\frac{r_1}{r_0}) \tag{12.4.24}$$

$$L_{adj} = L_{air} + L_{isolant} \tag{12.4.25}$$

Ce qui donne en combinant les trois équations précédentes :

$$\mu_{r,\,isolant} = \frac{1}{\ln(\frac{r_1}{r_0})}\frac{2\pi}{\mu_0}\left(L_{adj} - \frac{\mu_0\mu_{r,\,air}}{2\pi}\ln(\frac{r_{boite}}{r_1})\right) \tag{12.4.26}$$

Sachant que la perméabilité magnétique de l'air est de 1, on calcule une valeur de $\mu_{r,\,isolant} = 6.20$. Cette valeur est très grande comparée aux valeurs classiques de perméabilité magnétique des isolants, qui sont de l'ordre de 1. Ceci peut s'expliquer par le fait que dans l'électrode simplifiée nous avons remplacé une structure à inductance linéique élevée, i.e. les spirales conductrices, par un isolant entourant un conducteur droit. L'isolant du modèle numérique doit compenser cette importante différence de perméabilité magnétique. En réalité, il serait très difficile de trouver un matériau isolant ayant de telles propriétés électriques. Cependant, comme nous ne cherchons pas à réaliser un modèle constructible, mais un modèle numérique simplifié électriquement

équivalent, cette valeur de perméabilité magnétique convient parfaitement à notre approche.

12.5 Récapitulatif des dimensions et propriétés électriques de l'électrode simplifiée

Le Tableau 12.6 résume la totalité des paramètres calculés qui caractérisent l'électrode simplifiée dans cette première approximation. La résistance linéique dépend de la fréquence d'étude. Comme nous couvrons un large panel fréquentiel RF, nous avons choisi des valeurs correspondant à leur ordre de grandeur dans cette gamme.

Conducteur central	
Diamètre	1 mm
Résistance linéique à 100 MHz	130 Ωm^{-1}
Conductivité	50000 $\Omega^{-1} m^{-1}$

Isolant diélectrique	
Diamètre externe	2 mm
Inductance linéique	1,560· 10^{-6} $H \cdot m^{-1}$
μ_r	6,20
Capacité linéique	1,433· 10^{-11} $F \cdot m^{-1}$
ε_r	2,398

TABLE 12.6 – Caractéristiques géométriques et électriques de l'électrode simplifiée.

Ces propriétés de l'électrode simplifiée sont déterminées à partir de l'analogie faîte avec une ligne de transmission de longueur infinie. En réalité, des effets de bords ont lieu dans notre dispositif expérimental. Ces valeurs correspondent donc à une première approximation, qui nécessitera d'être affinée à la suite des simulations électromagnétiques, qui sont présentées dans le chapitre 13 qui suit.

Chapitre 13

Simulation électromagnétique du modèle simplifié

Les travaux de simulation de l'électrode présentés dans ce chapitre ont été effectués en partie par Christophe Konig-Barde, étudiant encadré pour son projet de fin d'études d'école d'ingénieur. L'approche a été de modélisation sous SEMCAD-X le montage de mesure (connecteurs+ boîte + électrode SCP) dans de multiples configurations :

- avec l'électrode réaliste ;
- avec l'électrode simplifiée ;
- et enfin avec une électrode simplifiée optimisée.

L'ensemble de ce travail nous a ensuite amené à quantifier par simulation les échauffements dus à la présence d'une électrode SCP dans un fantôme ASTM placé dans le résonateur présenté en chapitre 10.

13.1 Simulation de l'électrode réaliste et simplifiée

Le Figure 13.1.1 montre une vue d'ensemble du modèle numérique construit pour représenter la boîte et les connecteurs. La partie A modélise l'AR, le câble coaxial et le connecteur de type N monté sur la boîte. La source en (a) génère le signal RF. Elle est placée à une distance de 80 mm de la surface extérieure de la boîte. Les trois capteurs de courant en (b) sont placés sur la position calculée du plan de mesure, soit 42 mm. Ils permettent de « mesurer » l'impédance ou le coefficient de réflexion en ce point comme le fait l'AR. Les diamètres du conducteur central et du diélectrique du câble A ont été calculés afin d'obtenir une impédance caractéristique de 50 Ω dans le câble coaxial. En (c) se trouve le fil de connexion présenté dans la Figure 12.3.1.

Les parties B correspondent aux parois latérales de la boîte. Les autres faces n'ont pas eu à être construites car nous avons spécifié dans les paramètres de simulation EM des conditions aux limites en leurs positions, imposant des limites selon les axes y et z (en considérant x le sens de la longueur de la boîte) comme des conducteurs électriques parfaits.

La partie C correspond à la charge terminale. La flèche verte en (d) est une résistance reliant les deux parties conductrices du connecteur. Cette résistance R permet d'adapter l'impédance en fonction du type de charge :

pour un court-circuit, $R = 0\ \Omega$; pour un circuit ouvert, $R = 10^{12}\ \Omega$; et pour la charge de 50 Ω, $R = 50\ \Omega$. Le cylindre plein accolé au connecteur est un bouchon constitué d'un diélectrique.

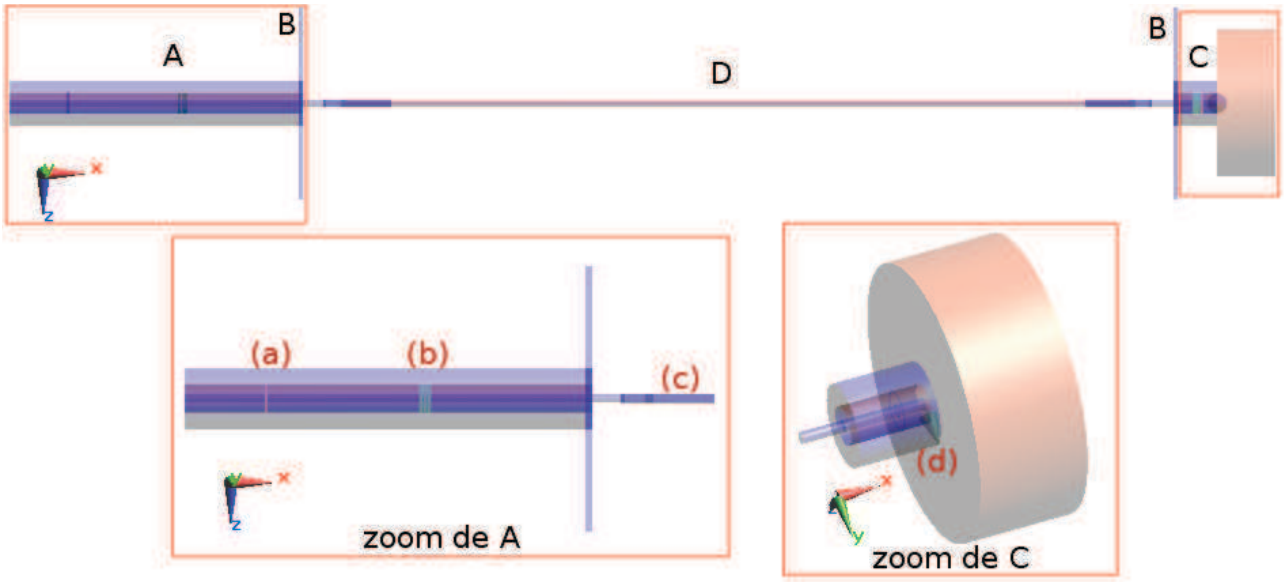


FIGURE 13.1.1 – Vue en perspective de la modélisation SEMCAD du montage de mesure, et zoom sur les composantes pertinentes.

La Partie D est l'électrode. Deux modèles ont été construits :

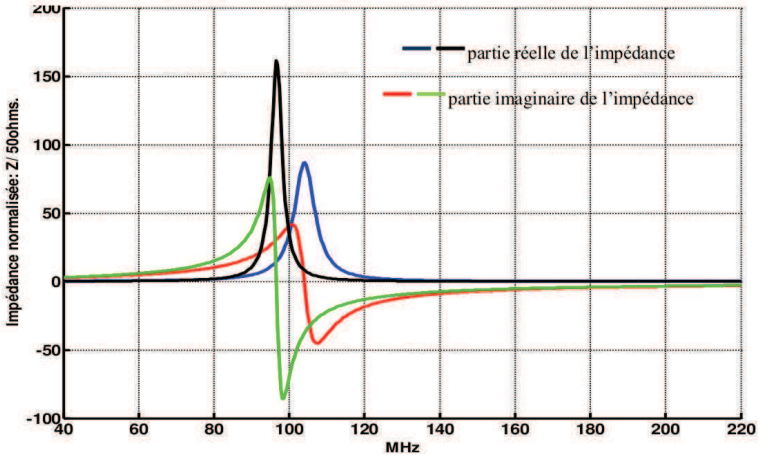
— un modèle réaliste, représentant au mieux l'électrode réelle, composé de quatre fils de titane entrelacés, présenté dans la Figure 13.1.2 ;

— un modèle simplifié qui a les caractéristiques géométriques et les propriétés électriques définies précédemment.

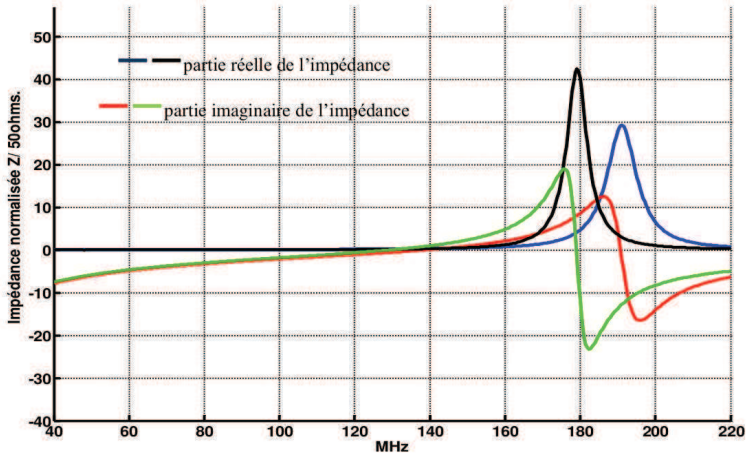
FIGURE 13.1.2 – Modèle de l'électrode réaliste.

Pour l'électrode réaliste, le maillage est très fin, avec des cellules d'une taille minimale de 50×30×30 µm^3. Le temps de simulation était d'environ 40 heures pour l'électrode réaliste, tandis que pour le modèle simplifié, le temps moyen était de 40 min. Un gain de temps d'un facteur de 50 est donc constaté.

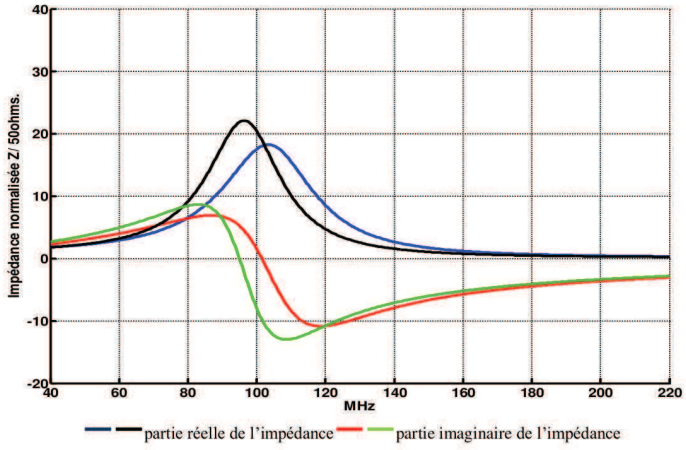
Des simulations EM à large bande de fréquence centrale 128 MHz et de largeur de bande 200 MHz ont été exécutées, sur 10 périodes. La Figure 13.1.3 montre, pour chacune des charges terminales, la comparaison des impédances de l'électrode réaliste avec l'électrode simplifiée en fonction de la fréquence. On peut maintenant extraire les valeurs d'impédance à chacune des fréquences étudiées précédemment. De celles-ci sont calculées le module et la phase des coefficients de réflexion de l'électrode réaliste $R_{réaliste}$ par l'intermédiaire de l'Équation 12.4.18, valeurs qui peuvent être comparées aux valeurs expérimentales. Le Tableau 13.1 compare les valeurs des coefficients de réflexion pour l'électrode simulée réaliste et l'électrode réelle.



(a) Court-circuit.



(b) Circuit ouvert.



(c) 50 Ω.

FIGURE 13.1.3 – Pour chacune des charges terminales, comparaison des impédances de l'électrode simplifiée (verte et noire) vs l'électrode réelle (rouge et bleue) en fonction de la fréquence.

Fréquences (MHz)	R_{mes}		$R_{réaliste}$		Erreurs	
	Module	Phase (°)	Module	Phase (°)	Module	Phase (°)
64	0,97	20,00	0,96	21,00	0,01	-1,00
100	0,98	2,00	0,98	2,00	0,01	0,00
128	0,99	-7,00	0,98	-7,00	0,01	0,00
200	0,99	-29	0,99	-28,00	0,00	-1,00

(a) Court-circuit.

Fréquences (MHz)	R_{mes}		$R_{réaliste}$		Erreurs	
	Module	Phase (°)	Module	Phase (°)	Module	Phase (°)
64	1,00	-24,00	0,99	-24,00	0,00	0,00
100	0,97	-49,00	0,97	-49,00	0,01	0,00
128	0,79	-113,00	0,77	-110,00	0,03	-3,00
200	0,96	-5,00	0,95	-4,00	0,01	-1,00

(b) Circuit ouvert.

Fréquences (MHz)	R_{mes}		$R_{réaliste}$		Erreurs	
	Module	Phase (°)	Module	Phase (°)	Module	Phase (°)
64	0,82	17,00	0,81	17,00	0,01	0,00
100	0,90	1,00	0,89	1,00	0,01	0,00
128	0,93	-8,00	0,92	-7,00	0,01	-1,00
200	0,95	-29,00	0,94	-27,00	0,00	-2,00

(c) 50 Ω.

TABLE 13.1 – Comparaison des coefficients de réflexion mesurés et simulés pour l'électrode réaliste.

L'erreur moyenne entre l'électrode simulée réaliste et l'électrode SCP utilisée en expérience est ε_p= - 0.75° pour la phase et de ε_m= 0.8% pour le module. Notre électrode simulée réaliste montre donc une excellente concordance avec les résultats expérimentaux en terme de coefficient de réflexion. La simulation de la boîte est donc rigoureuse, et celle de l'électrode réaliste également.

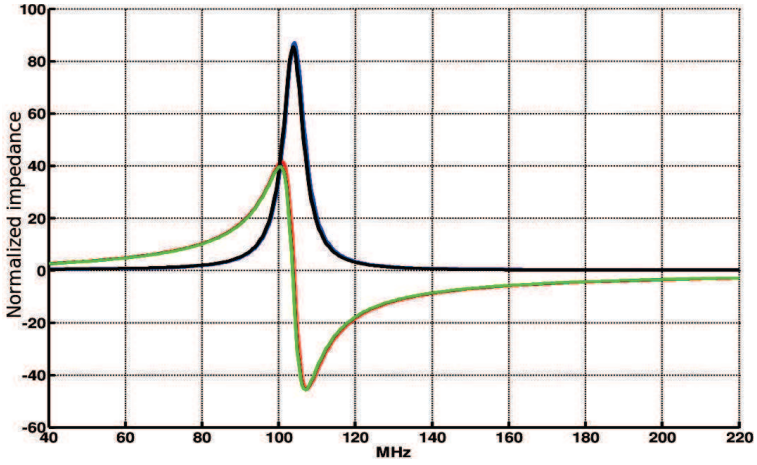
Concernant l'électrode simplifiée, la Figure 13.1.3 montre que les impédances simulées présentent des profils qualitativement proches des profils réalistes, mais en sont tout de même assez éloignées quantitativement. Cette différence est en partie due au fait que les effets de bord sont négligés dans les équations qui régissent le comportement RF de l'électrode simplifiée. Il a donc été nécessaire d'optimiser les paramètres électriques de l'électrode simplifiée. Au vue du temps de simulation rapide (40 minutes environ), il a été choisi de réaliser cette optimisation de manière itérative.

13.2 Optimisation des paramètres électriques de l'électrode simplifiée

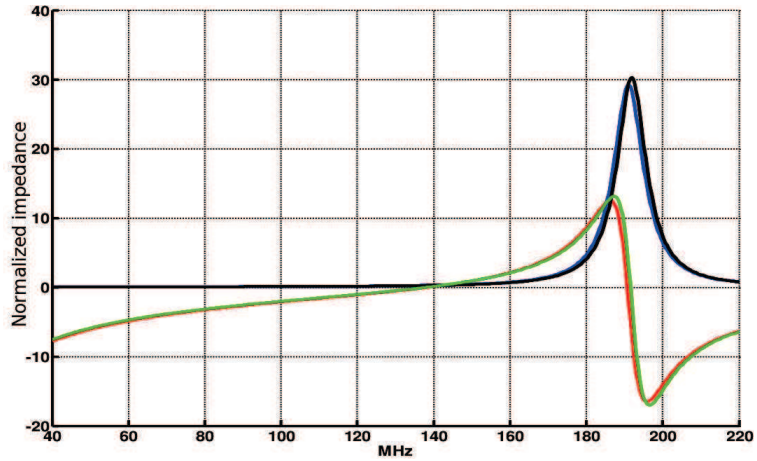
L'optimisation se fait via les variations de la conductivité du conducteur interne σ et de la perméabilité magnétique du diélectrique l'entourant μ_r. Une valeur plus faible de la conductivité réduit la partie résistive, i.e. la partie réelle, de l'impédance, tandis que les variations de la perméabilité décalent l'impédance en fréquence. La valeur de la permittivité électrique n'a pas été affinée car son impact sur les résultats s'est avéré être assez

faible.

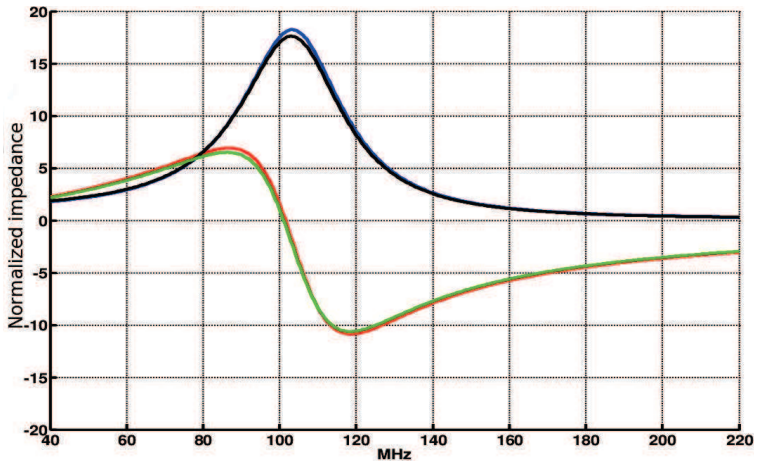
La Figure 13.2.1 compare les impédances de l'électrode réaliste et les impédances de l'électrode simplifiée après optimisation de ses paramètres électriques. On constate qu'elles sont très proches. Le calcul du coefficient de réflexion R_{opt} dans le Tableau 13.2 confirme que l'optimisation réalisée permet d'obtenir une électrode simplifiée ayant un comportement semblable à l'électrode SCP réelle.



(a) Court-circuit.



(b) Circuit ouvert.



(c) 50 Ω.

FIGURE 13.2.1 – Pour chacune des charges terminales, comparaison des impédances de l'électrode simplifiée optimisée (verte et noire) vs l'électrode réelle (rouge et bleue).

L'erreur moyenne entre l'électrode simplifiée optimisée et l'électrode SCP utilisée en expérience est $\varepsilon_p = 0{,}75°$

Fréquences (MHz)	R_{mes}		R_{opt}		Erreurs	
	Module	Phase (°)	Module	Phase (°)	Module	Phase (°)
64	0,97	20,00	0,95	21,00	0,01	-1,00
100	0,98	2,00	0,98	2,00	0,01	0,00
128	0,99	-7,00	0,98	-7,00	0,01	0,00
200	0,99	-29,00	0,99	-28,00	0,00	-1,00

(a) Court-circuit.

Fréquences (MHz)	R_{mes}		R_{opt}		Erreurs	
	Module	Phase (°)	Module	Phase (°)	Module	Phase (°)
64	1,00	-24,00	0,99	-24,00	0,00	0,00
100	0,97	-49,00	0,96	-49,00	0,01	0,00
128	0,79	-113,00	0,77	-111,00	0,03	-2,00
200	0,96	-5,00	0,95	-4,00	0,01	1,00

(b) Circuit ouvert.

Fréquences (MHz)	R_{mes}		R_{opt}		Erreurs	
	Module	Phase (°)	Module	Phase (°)	Module	Phase (°)
64	0,82	17,00	0,80	17,00	0,01	0,00
100	0,90	1,00	0,89	1,00	0,01	0,00
128	0,93	-8,00	0,92	-9,00	0,01	-1,00
200	0,95	-29,00	0,94	-27,00	0,00	-4,00

(c) 50 Ω.

TABLE 13.2 – Comparaison des coefficients de réflexion mesurés et simulés pour l'électrode simplifiée optimisée.

pour la phase et de $\varepsilon_m = 0{,}9\%$ pour le module. Ces erreurs très faibles sont obtenues pour des valeurs $\sigma = 24000\Omega^{-1}\text{m}^{-1}$et $\mu_r = 4{,}5$, soit respectivement environ 2 fois et 1,3 fois plus faible que dans notre modèle théorique. Les caractéristiques optimales de l'électrode simplifiée sont résumées dans le Tableau 13.3.

Conducteur central	
Diamètre	1 mm
Résistance linéique	130 Ωm^{-1}
Conductivité	24000 $\Omega^{-1}\text{m}^{-1}$

Isolant diélectrique	
Diamètre	2 mm
μ_r	4.5
ε_r	2.398

TABLE 13.3 – Caractéristiques géométriques et électriques de l'électrode simplifiée.

On dispose donc maintenant d'un modèle d'électrode SCP simplifié, ayant des propriétés d'impédance équivalentes à l'électrode réelle, et cela malgré le fait que notre analogie n'est pas sensible à la permittivité du diélectrique. Une amélioration de ce travail est envisagée en réalisant de nouvelles mesures avec une boîte à géométrie cylindrique remplie ou non du gel, avec un conducteur externe plus proche. Au vue des résultats, nous pouvons tout de même considéré que l'électrode simplifiée est proche de l'électrode réelle, et l'utiliser afin d'évaluer l'échauffement RF dans notre modèle de résonateur détaillé dans le chapitre 10.

13.3 Exemple d'évaluation numérique de la sécurité RF avec l'électrode simplifiée

A partir du modèle d'électrode simplifiée optimisé, deux simulations EM des échauffements dans le fantôme ASTM ont été effectuées. Le fantôme était rempli d'un milieu de conductivité 0.388 S/m, à une hauteur de 8 cm.

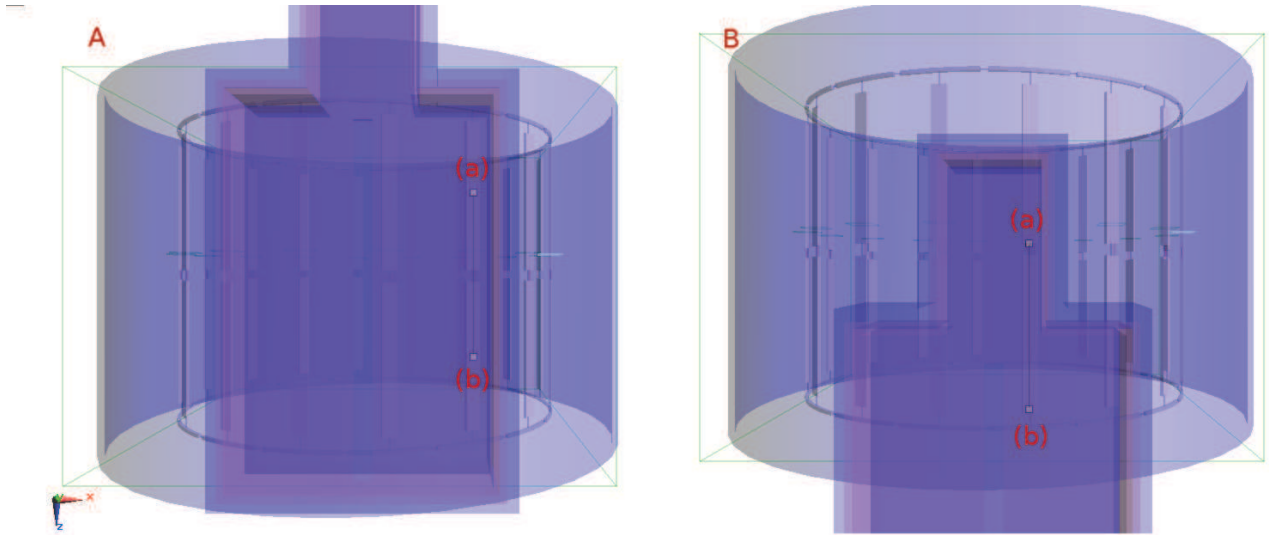


FIGURE 13.3.1 – Vues en perspective des deux cas étudiés : en A, l'électrode est placée dans la partie large du bac ; en B, le fantôme est décalé par rapport au résonateur, de telle sorte que la partie représentant la tête contenant l'électrode soit centrée.

La Figure 13.3.1 montre les positions des implants dans les deux simulations :

- (A) le grand bac était centré dans le modèle de résonateur et l'électrode a été placée dans la partie large du bac, centrée en z dans le résonateur, à 2.6 cm du bord latéral droit et à 3.3 cm de profondeur ;
- (B) l'électrode a été placée dans le petit bac, à 2 cm du bord latéral droit et à 3.3 cm de profondeur. Cette position est une analogie du fil d'extension dans le cas d'un patient : l'électrode est placé le long de la paroi, assimilable au « cou » du patient, et le petit bac, i.e. la « tête », est centré dans l'antenne RF.

Des capteurs thermiques étaient placés à 0.5 cm des deux extrémités de l'implant (carrés blancs dans la Figure 13.3.1), et permettent d'extraire les variations locales de température en ces deux points, lors des échauffements.

Les simulations EM étaient de type harmonique, de fréquence 128 MHz, 20 périodes. Le modèle était maillé en 26.73×10^6 cellules. La moyenne quadratique du champ RF au centre du fantôme était normalisée à 1.6 µT. Le temps de simulation EM était de 1h30.

Concernant les simulations thermiques, le temps total simulé était de 60 s, avec un échauffement entre 0 s à

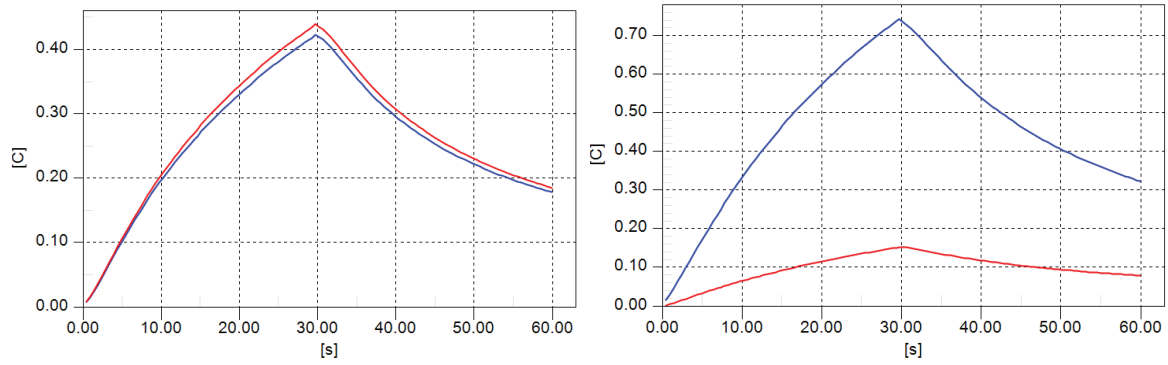
30 s. L'échauffement avait pour entrée les champs électriques des simulations EM, dont le DAS était adapté afin de correspondre à un DAS moyen de 1 W/kg pour chacune des deux simulations. Le temps nécessaire pour réaliser une simulation thermique était de 3 s.

La Figure 13.3.2 montre les variations locales de température obtenues dans les deux cas étudiés, tandis que la Figure 13.3.3 montre les cartes de température sur une coupe centrale de l'implant.

On constate que dans la configuration A les échauffements sont symétriques par rapport à la position centrale du résonateur. Les échauffements sont localisés autour de l'implant, et ils sont très faibles en dehors de cette zone (donnée non montré).

Concernant la configuration B, les échauffements sont asymétriques : la température à la fin de l'échauffement de 30 s est cinq fois plus importante à l'extrémité distale de l'électrode (dans la tête, position (a) dans la Fig. 13.3.1) qu'à l'extrémité proximale (proche de la poitrine, position (b)). Le champ électrique produit par le résonateur influe de manière inégale sur l'électrode, induisant une différence de potentiel électrique entre les deux extrémités de celle-ci, et une localisation plus importante des porteurs de charge là où le champ électrique est le plus important. Une raison possible est que la position du capteur (a) dans le résonateur est plus proche des capacités centrales des barreaux que pour le capteur (b) qui est situé à la sortie du résonateur induit un échauffement plus important en (a) qu'en (b). De plus, on remarque une élévation globale de la température autour de l'implant, et notamment dans le coin faisant jonction entre le grand et petit bac. Ceci est également dû à une focalisation des lignes de champ électrique dans cette zone.

L'asymétrie du modèle dans la simulation B provoque, pour un DAS moyen identique, des échauffements maximaux presque deux fois plus élevés que dans la simulation A.

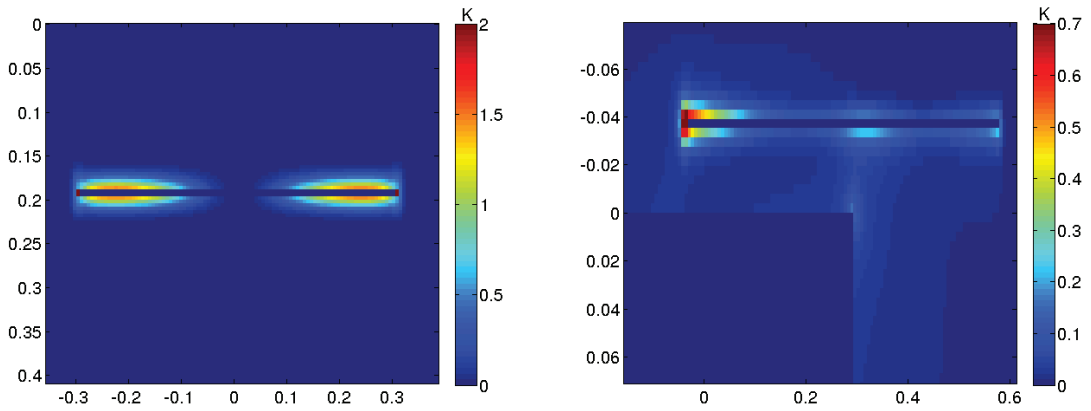


(a) Configuration A.

(b) Configuration B.

FIGURE 13.3.2 – Variations locales de température pour les deux expériences : en bleu, le capteur (a) et en rouge, le capteur (b).

Les perspectives de ces études numériques sont multiples. Nous avons obtenu, à partir d'un DAS moyen imposé, une estimation de la température dans le fantôme et aux bords de l'implant. Il est possible d'inverser ce raisonnement et d'obtenir, à partir d'un échauffement maximal désiré, une valeur limite du DAS moyen autorisée dans cette configuration. Cette approche est d'autant plus réaliste que le nombre de configurations testées peut



(a) Configuration A.

(b) Configuration B.

FIGURE 13.3.3 – Cartes des températures à t = 30s dans les deux configurations.

être élevé au vue de la rapidité des simulations. Il serait également intéressant de faire varier la position de l'électrode dans le fantôme, afin d'en déduire la position « worst-case », là où l'échauffement est maximal. Faire varier la position de l'électrode dans le fantôme et la position du fantôme dans le résonateur est facilité par le module d'Optimisation intégré à SEMCAD, qui permet d'automatiser les translations et rotations des objets. Finalement, des simulations avec modèles humains réalistes sont possibles, grâce à la Virtual Family (distribué par Schmid & Partner Engineering AG).

Conclusion de la partie

En conclusion, nous disposons d'un modèle d'électrode simplifié présentant des propriétés électriques identiques à l'électrode SCP Medtronic modèle 3389. Le temps de simulation EM a pu être diminué d'un facteur d'environ 50 grâce à une simplification de la structure géométrique du modèle, permettant une étude plus rapide des différents cas rencontrés *in vitro* et *in vivo*. En utilisant le résonateur défini dans le chapitre 10, nous avons évalué numériquement, avec précision et rapidité, les échauffements provoqués par la présence de l'implant en environnement IRM. Une des perspectives principales de ce travail est maintenant d'étudier les multiples configurations possibles, afin de déterminer les cas critiques où la température dépasse les limites autorisées. Ces cas critiques pourront ensuite servir de référence dans l'évaluation de la sécurité IRM d'un implant SCP.

Conclusion et perspectives

Rappel des objectifs

La généralisation de l'utilisation de l'IRM en présence d'implant pose problème en terme de sécurité du patient dû aux échauffements radio-fréquences pouvant avoir lieu à l'interface métal/tissu, et il existe dans la littérature des cas de lésions pendant l'examen IRM de patients [Spiegel et al., 2003]. Au vue de ces risques, les fabricants d'IRM, constructeurs d'implants, et organismes gouvernementaux, ont imposé des limites d'exposition aux ondes RF très strictes, le DAS autorisé allant de 0.1 W/kg d'après [Medtronic, 2010b] à 0.4 W/kg d'après [AFSSAPS, 2005]. Ces limites sont difficiles à respecter si l'on souhaite obtenir des images d'une qualité diagnostique dans un temps d'acquisition convenable. Ce travail de thèse cherchait à développer des outils expérimentaux et numériques qui permettraient une meilleure évaluation des risques encourus. Pour cela, trois approches distinctes ont été abordés : le développement de techniques expérimentales et l'amélioration des protocoles de traitement des données IRM ; la construction d'un résonateur numérique reproduisant le champ RF de l'IRM clinique réel ; et enfin la modélisation de l'électrode de SCP par analogie avec la théorie des lignes de transmission.

Bilan des travaux effectués et perspectives

Une importante partie du travail a été de développer l'évaluation numérique de la sécurité en présence d'implant, les simulations électromagnétiques étant devenues depuis quelques années un outil essentiel pour quantifier le DAS et les échauffements [Park et al., 2007, Oh et al., 2010, Mattei et al., 2010, VandenBerg et al., 2006, Hand et al., 2010, Golombeck et al., 2002, Collins and Wang, 2011]. Nous avons cherché à parfaitement modéliser l'antenne de transmission RF « cage d'oiseau » corps-entier de l'IRM 3 T de la Plateforme IRM de l'UMS IRMaGe. Nous avons développé un modèle numérique d'antenne produisant un champ RF équivalent à celui observée expérimentalement, et le réglage fin de la distribution des courants dans les barreaux a donné lieu au développement d'un algorithme permettant un « tune and match » applicable à tout type d'antenne « cage d'oiseau » en simulation numérique. Des comparaisons entre expériences et simulations de cartes B_1 en l'absence et en présence d'implant, ainsi que des échauffements observés en présence d'un fil de cuivre ont permis d'affirmer que le modèle de résonateur numérique ainsi optimisé est un outil valable dans l'estimation des échauffements RF d'implants médicaux.

Afin de confirmer l'exactitude des champs RF issus des simulations numériques, il est nécessaire de comparer les cartes de champ simulés et expérimentaux. En présence d'implants conducteurs, les fortes distorsions du champ RF en résultant nécessitent une méthode de mesure du B_1^+ couvrant une grande gamme dynamique. Nous avons développé une technique d'acquisition des cartes de champs RF, l'AMFI (pour « Actual Multiple Flip Angle Imaging »), qui permet une évaluation robuste du champ expérimental tout en couvrant une large amplitude de variation du champ. Plusieurs améliorations sont cependant encore possibles, notamment concernant la combinaison des cartes individuelles acquises : un algorithme de reconstruction plus complet est actuellement

envisagé.

Cette méthode de cartographie B_1^+ permet également de quantifier les courants induits par le champ RF dans un implant filaire. Un modèle théorique des distorsions de B_1^+ en fonction du courant RF induits et l'orientation du fil a été développé et en partie validé. Lorsque l'implant est incliné, des optimisations sont encore nécessaires, afin de reproduire notamment une distribution de la phase du champ RF le long de l'implant identique en simulation et en expérience. Une des perspectives de ce travail serait une application en clinique dans un futur protocole incluant des patients implantés. Au vue de cette application, il sera cependant nécessaire de déterminer la fiabilité de la prédiction de l'échauffement, ce qui n'a pas encore été entrepris. Par ailleurs, des optimisations du protocole d'acquisition devraient diminuer la durée et le DAS moyen des acquisitions. Vu qu'une acquisition sur une seule coupe proche des contacts de l'implant serait suffisante, ces améliorations semblent tout à fait réalisables.

Concernant la thermométrie PRFS, nos travaux effectués en l'absence d'implant étaient de bonne augure en ce qui concerne l'utilisation de cette méthode dans le cadre de notre étude. Lors de l'ajout de l'implant, nous avons rencontré des difficultés en terme de qualité de l'image PRFS, rendant impossible pour l'instant l'utilisation d'un tel protocole expérimental pour évaluer les risques en temps réel. L'ensemble des développements PRFS en l'absence d'implant seront tout de même utiles au sein du laboratoire. Les séquences d'acquisition optimisées, et la chaîne de traitement des données vont s'inscrire à plus long terme dans un autre projet en cours de développement concernant les thérapies médicamenteuses encapsulées, libérées via l'échauffement par ultrasons focalisés, et dont le contrôle de la température en temps réelle est nécessaire. Au vue des récentes publications concernant la thermométrie par T_1 [Hey et al., 2012], il serait également intéressant de reprendre un pan de cette étude en incluant cette méthode.

Enfin, un dernier travail numérique a été réalisé afin de simplifier le modèle de l'électrode SCP. La structure interne des implants utilisés pour la SCP, en quatre fils hélicoïdaux entrelacés, est très complexe géométriquement. Cette complexité et la finesse des structures engendrent la nécessité d'une discrétisation spatiale très fine des modèles numériques, rendant des simulations multiples sur un domaine de la taille du résonateur corps-entier et pour un large panel de configurations de l'électrode non-envisageable. Cette difficulté est surmontée par un modèle numérique d'une géométrie simplifiée crée grâce à la théorie des lignes de transmission. Ce modèle reste électriquement fidèle à l'électrode réelle aux fréquences RF et permet une accélération des simulations d'un facteur 50 environ. Il a ainsi été possible d'évaluer numériquement, avec précision et rapidité, les échauffements provoqués par la présence de l'implant dans quelques cas précis. La perspective principale de ce dernier volet du travail est de multiplier les simulations en automatisant le déplacement de l'implant dans le fantôme numérique, afin de trouver les cas critiques. Ces cas critiques serviront par la suite de référence lors de la réalisation d'expérimentations IRM en présence d'électrode SCP. Par ailleurs, le modèle simplifié pourra encore être mieux validé et optimisé par des mesures sur banc d'essai avec un dispositif intégrant un simili-tissu. Enfin, il serait intéressant de vérifier la validité de l'implant modélisé par comparaison avec une expérience IRM avec une électrode SCP réelle.

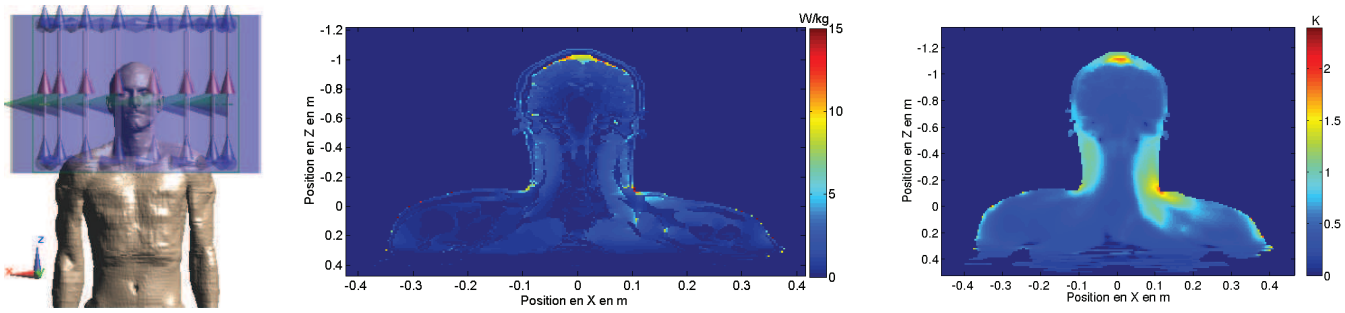


FIGURE 13.3.4 – Positionnement du modèle numérique de corps humain « Duke » dans l'antenne numérique, DAS simulé dans une coupe coronale centrée sur le centre du tronc cérébral, et élévation de température pour un échauffement de 15 min pour un $DAS_{tête}$ moyen de 2 W/kg..

Il serait maintenant intéressant d'étudier les échauffements dans des configurations plus réalistes chez l'homme. Ceci est possible grâce à l'ensemble de modèles numériques de la famille virtuelle (Virtual Family, IT'IS Foundation, Zurich, Suisse). Un exemple de simulations pouvant être réalisées est présenté dans la Figure 13.3.4. On y observe les variations de DAS pour une simulation électromagnétique harmonique à 128 MHz de 20 périodes, et également l'échauffement absolu suite à une exposition à un $DAS_{tête}$ normalisé à 2 W/kg pendant 15 minutes. Le DAS et la température sont les plus élevés dans le liquide céphalo-rachidien au sommet de la tête et au niveau des encoignures du cou. De telles cartes permettent par exemple de prédire qualitativement que le passage des fils d'un stimulateur VNS dans les zones à champ électrique élevé dans le cou risque de provoquer des échauffements importants.

Ce travail est un prémisse des futurs simulations qui seront réalisées avec le modèle de résonateur développé dans ce projet.

L'ensemble des outils développés au cours de cette thèse permettent d'avoir une vision plus complète des risques encourus par les patients implantés soumis à un champ radio-fréquence en environnement IRM. L'outil numérique automatise la quantification des échauffements, et les développements expérimentaux sur fantôme facilitent l'estimation des interactions entre champ et implant. Augmenter la prévisibilité des échauffements qui risquent de se produire dans chaque cas précis devrait permettre un élargissement des applications possibles de l'IRM chez des patients porteurs d'implants actifs. Sur les bases des développements réalisés, un futur travail pourra s'intéresser à l'évaluation des risques dans des conditions plus réalistes.

Annexes

Appendix A

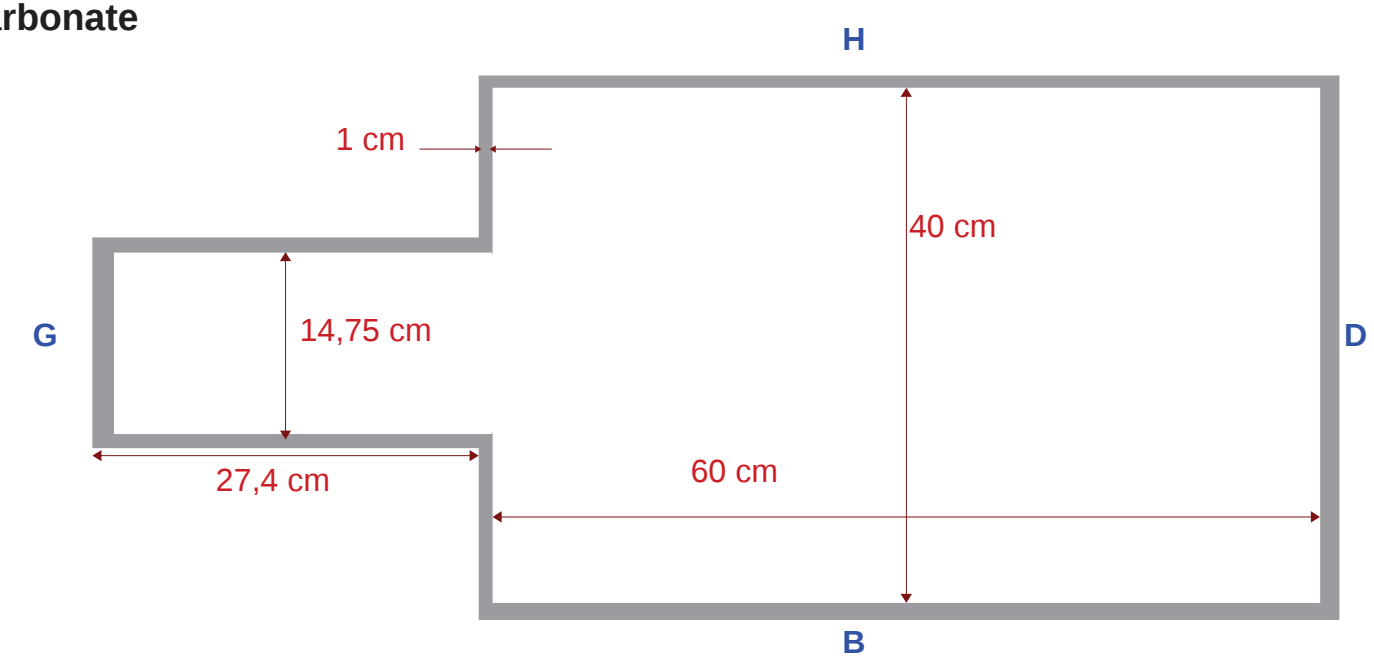
Schéma du fantôme d'expérimentation IRM

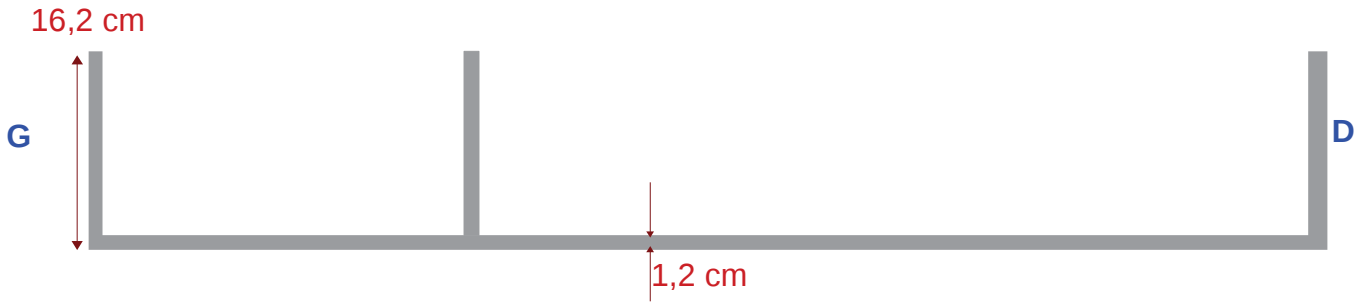
Nous avons réalisé ces schémas afin de définir au mieux le fantôme d'expérimentation. Il fut ensuite construit selon ces dessins par la société Technicoplast (Echirolles, France). Les dimensions sont en cm, sauf mentions contraires. Ces dessins comprennent :

1. Les dimensions du bac principal (A) et de son couvercle (B)
2. Les dimensions du support placé au fond du bac (C) et des piliers permettant le maintien des fibres optiques et des implants (D)
3. Différentes vues du peigne de mélange (E, F, G)

A

Bac principal en polycarbonate



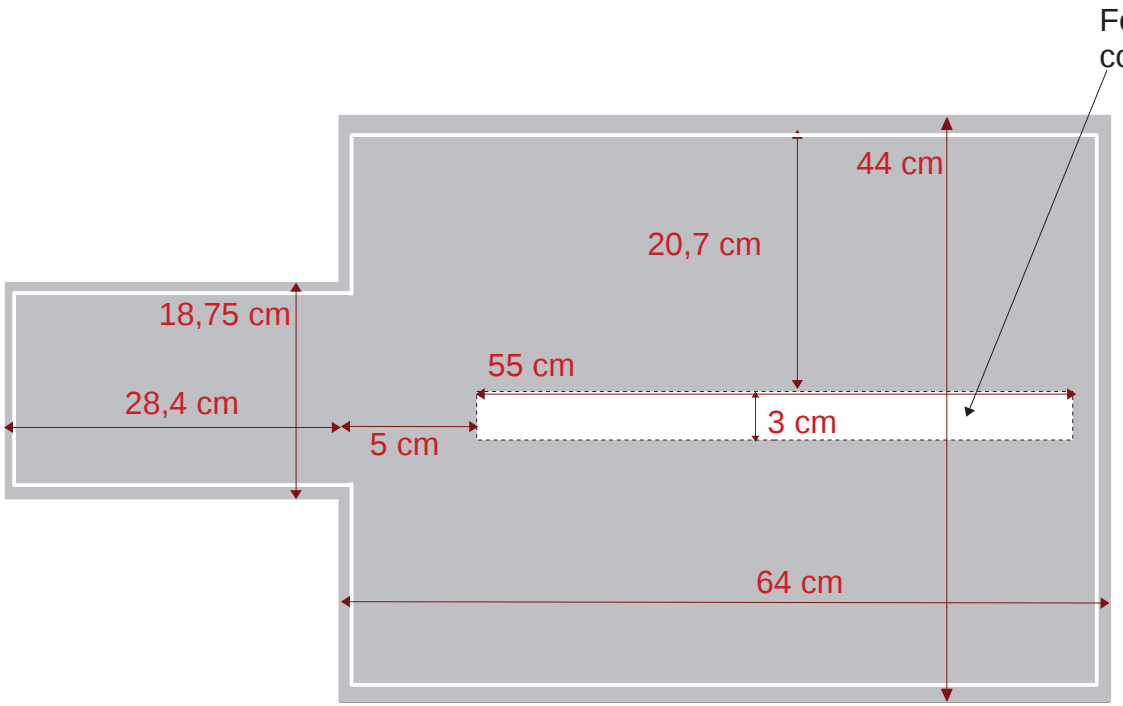


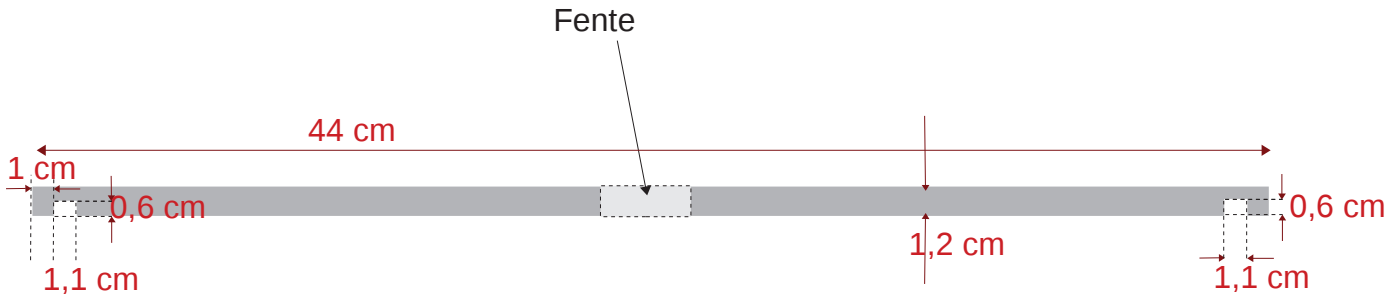
Dimension du bac principal en polycarbonate :
- en haut : vue du dessus
- en bas : vue de coté

Quantité:1

B

Couvercle en polycarbonate



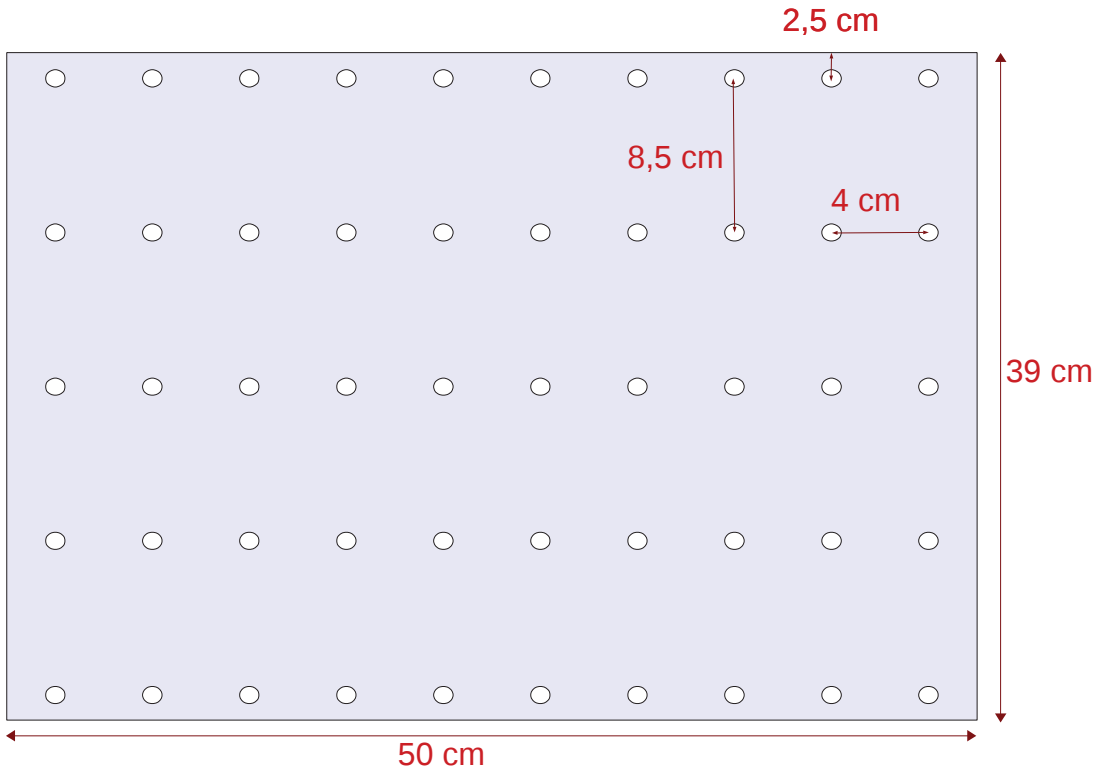


Dimension du couvercle en polycarbonate :
- en haut : vue du dessous
- en bas : vue de coté

Le couvercle est un plateau où se situe des fentes sur tout le pourtour, à 1 cm du bord. De largeur 1 cm et profondeur 0,6cm, ces fentes permettent d'emboîter le couvercle au bac.
Une fente traversant le couvercle permet de positionner le peigne qui suit en page 4.

Quantité:1

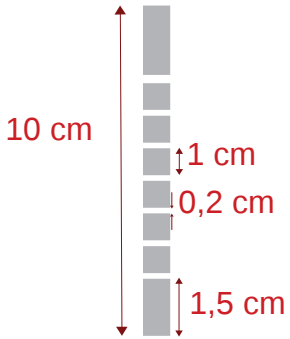
C
Porte support en polycarbonate



Dimension du plateau porte support en polycarbonate d'épaisseur 0,8cm :
- en haut : vue du dessus
- 50 trous de diamètre 1cm traversant le support

Quantité:1

D
Support en polycarbonate

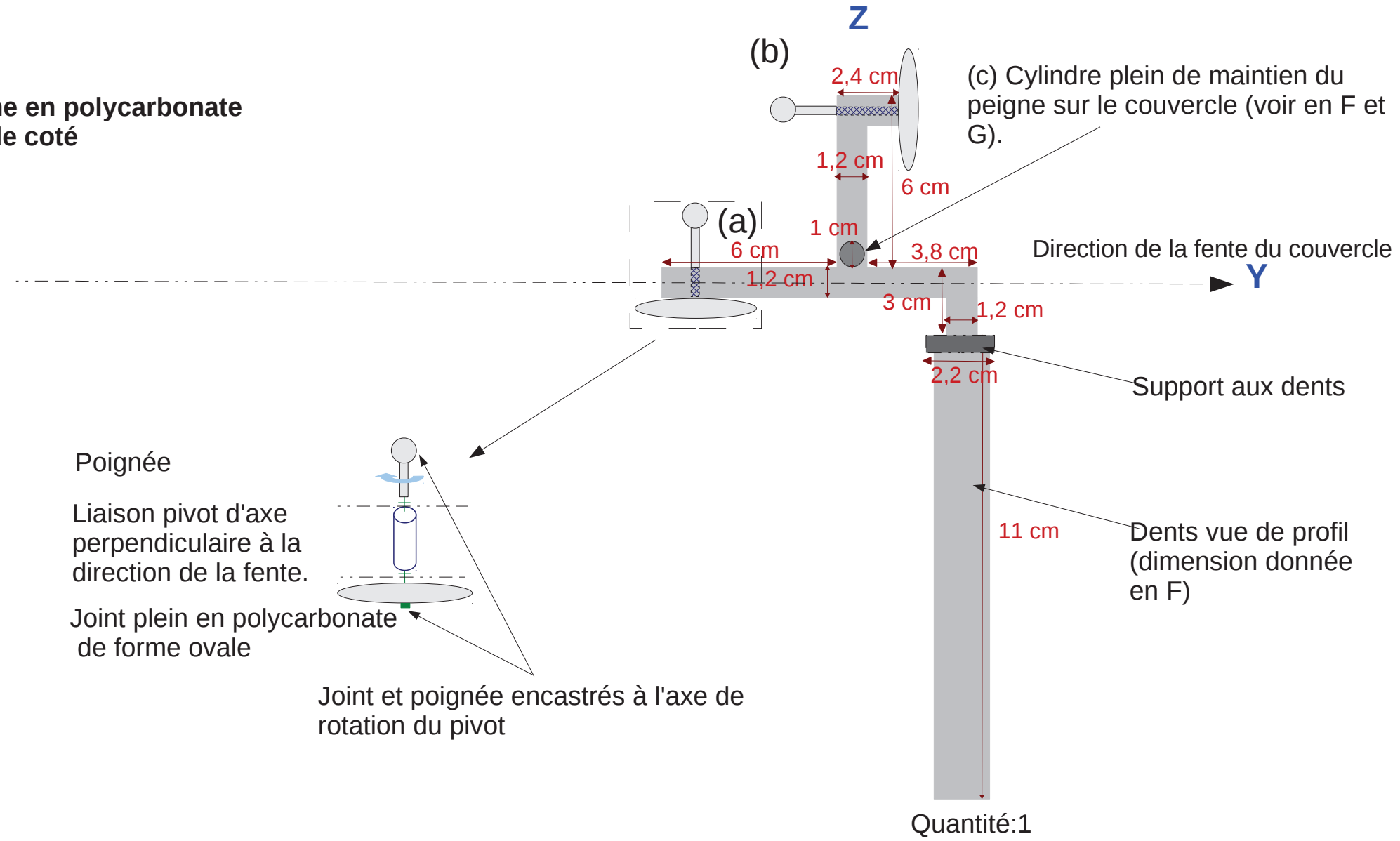


Dimension du porte support en polycarbonate cylindre de diamètre 1cm encastrable dans le plateau porte support :
- ci-contre : vue latérale
- 7 trous de diamètre 0,2cm traversant

Quantité:15

E

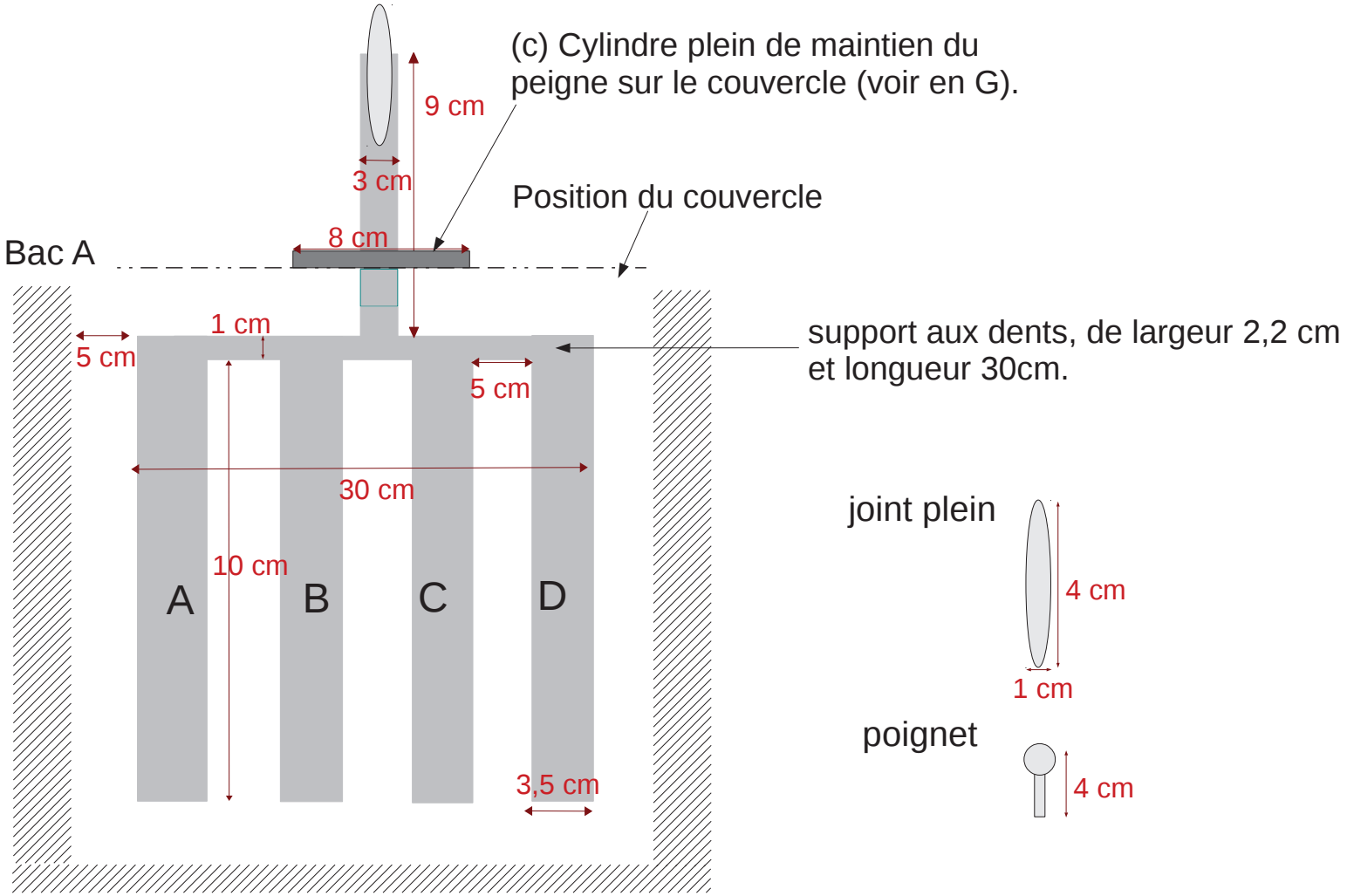
Peigne en polycarbonate
Vue de coté



N.A. :
Ce peigne à 4 dents (voir schéma F) s'emboîte dans la fente du couvercle C.
Les deux poignets à pivots avec joints de maintien permettent :
- d'une part, de maintenir les dents verticales quand le joint (a) en perpendiculaire à la fente.
- d'autre part, quand le joint (a) est parallèle à la fente, de redresser le peigne de telle manière que les dents soient plaquées à l'intérieur du couvercle. Le joint (b), alors introduit dans la fente, et tourner perpendiculairement à celle-ci, permet de maintenir le peigne plaqué au couvercle.

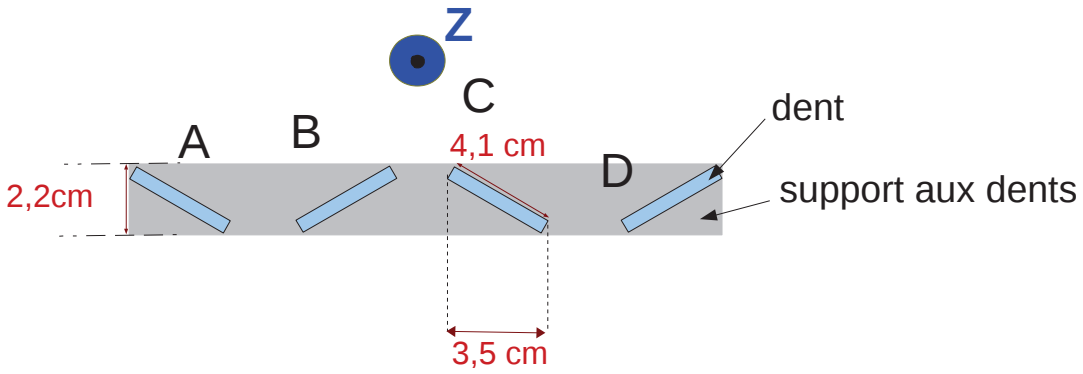
F

Peigne en polycarbonate
Vue de face (vue de Y)



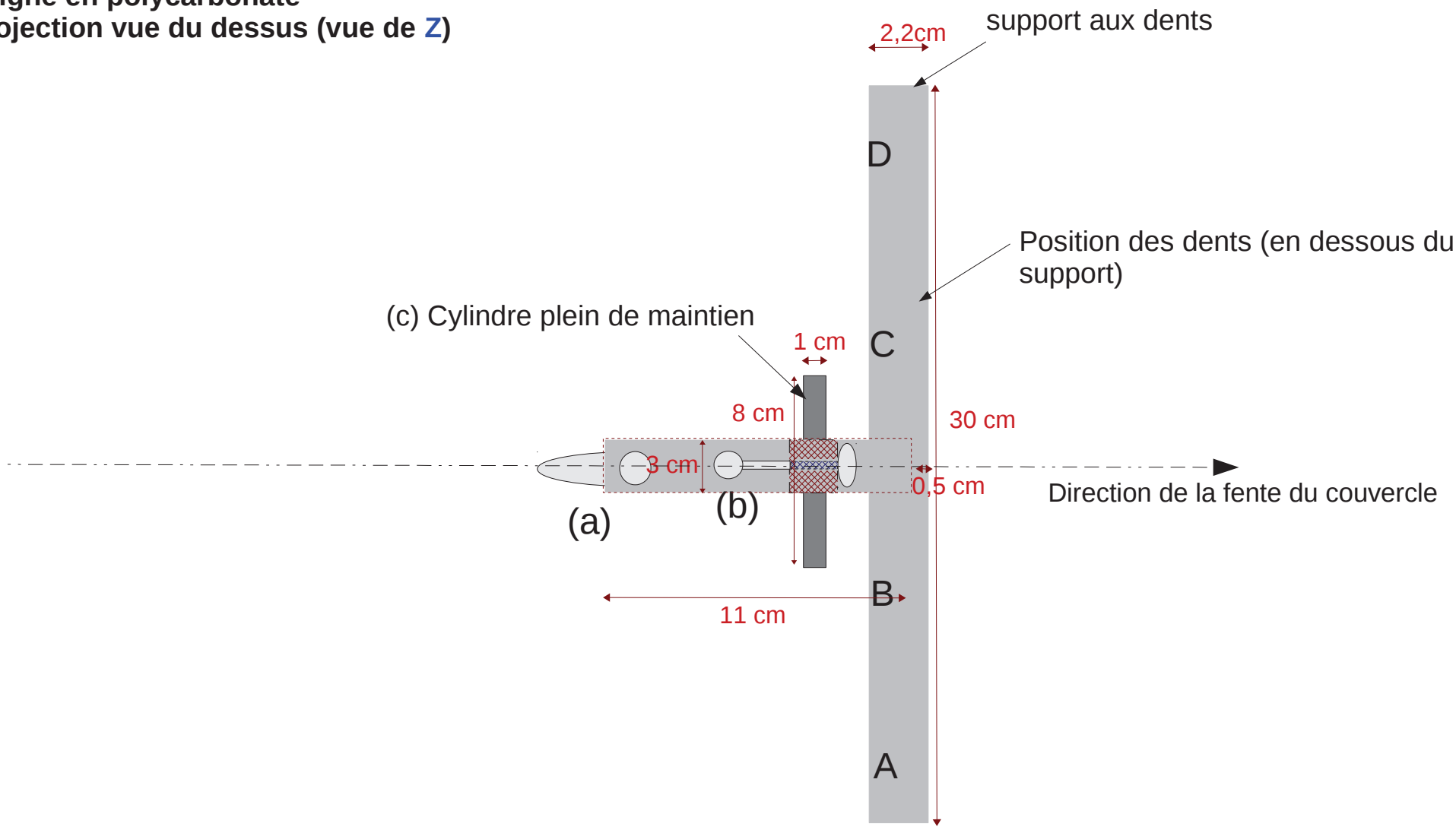
Peigne en polycarbonate
Vue des dents de dessous

Les quatre dents du peigne sont plates, d'épaisseur 1 cm, avec une rotation d'angle +30°/-30° autour de la verticale Z.



G

Peigne en polycarbonate
Projection vue du dessus (vue de Z)



Appendix B

Etude de l'échauffement IRM du VNS à 3-T

Nous avons réalisé cette étude sur la Plateforme IRM de l'UMS IRMaGe à la demande des Pr Stefan Chabardes, Neurochirurgien au CHU de Grenoble, et Pr Alexandre Krainik, Neuro-Radiologue au CHU de Grenoble, afin d'évaluer les échauffements du dispositif de stimulation du nerf vague sous l'effet du champ RF IRM.

B.1 Dispositif expérimental

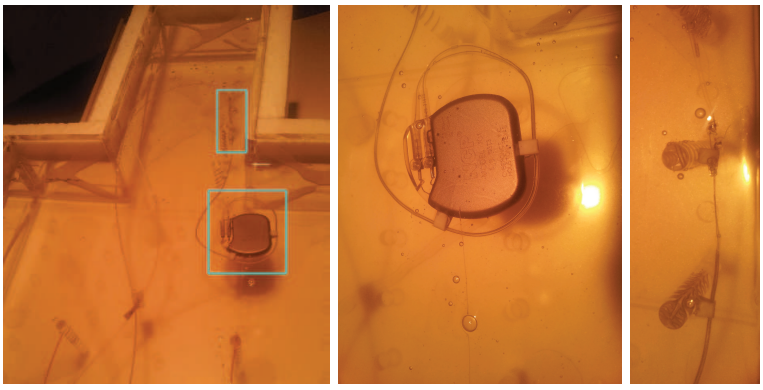
Les tests d'échauffements ont été réalisés sur la plateforme pré-clinique IRMaGe, à l'IRM Philips Achieva TX 3-T. L'expérience a nécessité la fabrication d'un fantôme selon les normes ASTM en vigueur [ASTM-F2182, 2009]. Le fantôme a été construit à J-2, et placé dans l'IRM à J-1, afin d'atteindre un certain équilibre thermique. Le fantôme est composé de 32 L de gel, remplissant le bac à une hauteur de 11 cm, le gel étant composé de 25 g/L d'hydroethylcellulose, et 1g/L de sel. Ce mélange donne une conductivité basse-fréquence de 0.42 S/m, ce qui entre dans les normes ASTM [ASTM-F2182, 2009]. Le gel, transparent, est libre de toutes bulles sauf en surface, et de tous grumeaux.

Concernant le dispositif de stimulation VNS, nous disposions d'un stimulateur Cyberonics (Model 101 NCP). Nous l'avons placé de telle sorte que les contacts de stimulation soit à 2 cm du bord latéral de la tête du fantôme. Il a été immergé dans le gel à 1 cm de profondeur, et maintenu fixe à l'aide de pilier en plexiglas.

Quatre capteurs de température (Photon Control) ont été utilisé :

- Le premier a été placé sur le générateur (IPG);
- Le deuxième a été placé en contra-latéral du premier, loin du dispositif de stimulation, afin de servir de référence;
- Le troisième a été placé sur le contact de stimulation proximal;
- Le quatrième a été placé à l'intérieur du contact de stimulation distal.

L'ensemble du dispositif expérimental a été fermé hermétiquement avec un couvercle de plexiglas, et un couvercle en polystyrène extrudé. Il a enfin été introduit à J-1 dans le tunnel de l'IRM afin de stabiliser au mieux la température.



(a) Vue du dessus du bac (b) Zoom sur l'IPG (c) Zoom sur les contacts de stimulation

Figure B.1 – Dispositif expérimental (a), et zoom des rectangles bleus : on remarque l'IPG placé dans le haut du grand bac, autour duquel le fil d'extension fait une boucle (b), puis traverse le haut du fantôme pour atteindre un pilier en plexiglas qui permet de maintenir les contacts de stimulation à 2 cm du bord (c).

B.2 Expériences réalisées

Le jour J, deux expériences ont été réalisées :

1. La première avec un IPG placée à environ 6cm du bord haut du grand bac (cf Figure 1) - ce qui équivaut à la distance épaule du patient/IPG.
2. La seconde, avec un IPG plus bas, à environ 9cm du bord haut du grand bac.

L'antenne corps-entier a été utilisée pour l'émission et la réception.

Plusieurs mesures ont été réalisées, en variant la position du fantôme dans l'aimant (cf Figure 2):

— Pour l'expérience n°1, les positions 1, 2 et 3 représentées en Figure 2 ont été centrées dans l'aimant.

— Pour l'expérience n°2 : ce sont la 1 et la position 4 qui a été utilisé en plus pour vérification.

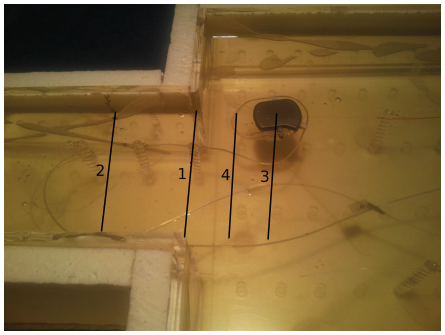


Figure B.1 – Positions centrales du fantôme dans l'IRM

Dans le tableau ci-contre se trouve en détail les séquences d'acquisitions :

Nom de la séquence	Durée	SAR console	B1 rms
Survey	1min27	<0.1 W/kg	0.92 μT
B1 calibration	31s	<0.1 W/kg	0.90 μT
TSE	12min10	<1.7 W/kg	2.27 μT

La séquence Turbo-spin écho correspond à la séquence d'échauffement. Elle a été réalisée en Multi-transmit, RF-shim en quadrature.

B.3 Résultats

B.3.1 Expérience n°1

La température dans le bac était assez homogène, avec une moyenne de 23.22°C (écart-type de 0.52°C) pour l'ensemble des 4 capteurs à l'état initial. En figure 3 se trouve l'échauffement pour la première expérience, avec les 3 positions du centre étudiées. Les résultats présentés commencent au delà des 4000 s car le temps qui précède à servi à des ajustements de séquence.

Pour la position 1, et pour les deux capteurs de température placés à l'intérieur des contacts de stimulation VNS, l'échauffement est d'environ 3.5°C pendant la séquence d'échauffement TSE. L'IPG présente quant à lui un échauffement de 0.5°C pour la position 1.

Pour la position 2, les capteurs proches des contacts présentent une élévation de température de 2°C, celui sur l'IPG est très faible (due à la position P2).

Enfin pour la dernière position 3, les capteurs proches contact présentent également une élévation de température de 2°C, celui sur l'IPG est de 0.5°C environ.

Concernant le capteur de référence, celui-ci présente un échauffement faible et constant, atteignant 0.5°C en fin d'expérience.

Concernant les deux autres séquences, Survey et Calibration B1, qui précèdent toutes les TSE, l'échauffement est moindre, mais présent.

B.3.2 Expérience n°2

La température dans le bac était assez homogène, avec une moyenne de 24.32°C (écart-type de 0.39°C) pour l'ensemble des 4 capteurs à l'état initial. En figure 4 se trouve l'échauffement pour la première expérience, avec les 2 positions du centre étudiées. Les résultats présentés commencent au delà des 800 s car le temps qui précède à servi à des ajustements de séquence.

Pour la position 1, et pour les deux capteurs de température placés à l'intérieur des contacts de stimulation VNS, l'échauffement est d'environ 2.5°C pendant la séquence d'échauffement TSE. L'IPG présente quand à lui un échauffement de 0.2°C pour la position 1.

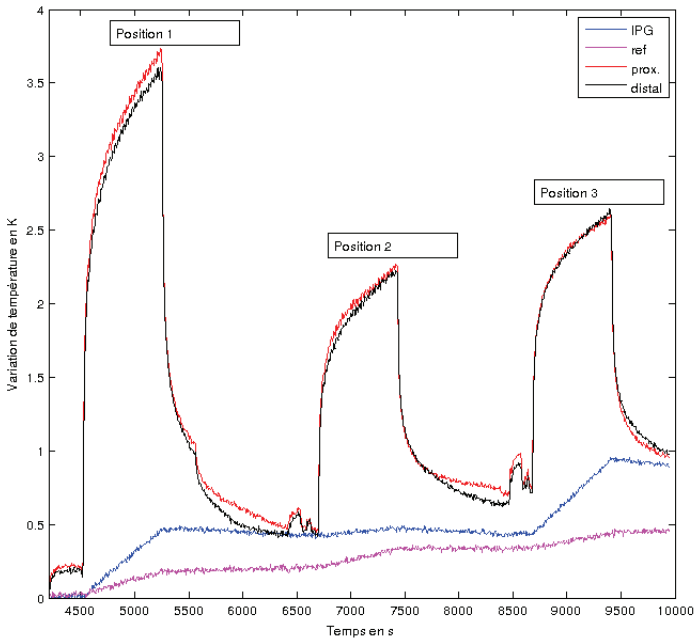


Figure B.1 – Variation de température au cours du temps pour l'expérience n°1.

Pour la position 4, le capteur proche du contact de stimulation proximal présente également une élévation de température de 2.5°C, celui sur l'IPG est plus élevé, environ 0.5°C (position centrale proche de l'IPG). Le contact de stimulation distal présente quand à lui un échauffement plus important, de l'ordre de 3°C.
Concernant le capteur de référence, celui-ci présente un échauffement faible et constant, atteignant moins de 0.5°C en fin d'expérience.
Concernant les deux autres séquences, Survey et Calibration B1, qui précèdent toutes les TSE, l'échauffement est moindre, mais présent, avec en moyenne un échauffement d'environ 0.3°C/0.4°C.

B.4 Discussion et conclusions

Dans le tableau suivant se trouve un résumé des échauffements observés au niveau des contacts de stimulation pour le dispositif VNS étudié.

Position	Expérience	IPG - °C	ref - °C	proximal - °C	distal - °C
P1	1/2	0.5/0.2	0.2/0.2	3.5/2.5	3.5/2.5
P2	1	0	0.1	2	2
P3	1	0.5	0.1	2	2
P4	2	0.5	0.2	2.5	3
Ech. total moyen	-	0.34	0.18	2.5	2.6

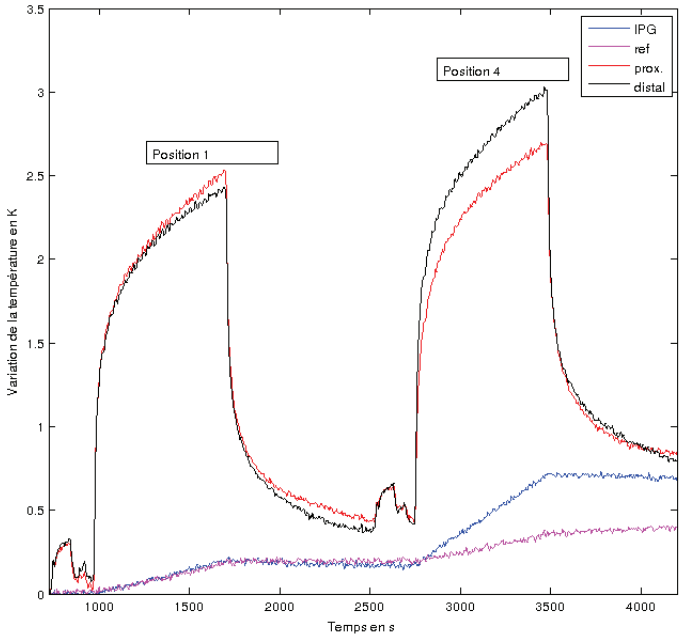


Figure B.2 – Variation de température au cours du temps pour l'expérience n°2.

Cela nous donne plusieurs informations. La présence de l'implant a, comme attendu, provoqué un échauffement supplémentaire. En traçant une asymptote à la fin de chaque échauffement, on peut en déduire une idée de la température de référence en contra-latéral de l'implant, dans la tête (mesure que nous n'avons pu effectuer du à l'impossibilité technique de fixer une sonde dans cette zone).

Position	Expérience	proximal ou distal - °C	ΔT_{prox} - °C	ΔT_{distal} - °C
P1	1/2	0.5/0.45	3/2.05	3/2.05
P2	1	0.6	1.4	1.4
P3	1	0.8	1.2	1.2
P4	2	0.7	1.8	2.3

Cela nous donne une idée de l'élévation réelle de température : au maximal, la température a augmentée, pour le contact proximal, 6 fois plus que la référence, et 4.6 fois plus pour le contact distal.

Concernant les risques pour le patient, une élevation maximale de température 3°C se situe au delà des normes autorisées, qui limite celle-ci à 2°C [Cyberonics, 2013]. La séquence utilisée est une TSE avec un SAR console elevé, il est donc important de prendre en considération le SAR réel utilisé lors des expérimentations IRM.

Nous avons également constaté une augmentation de la température du générateur dans certains cas (position P1, P3 et P4), avec une élévation maximale de 0.5°C. De même, les séquences de référence, Survey, et B1 calibration, nécessaire pour utiliser le Multi-transmit, ou pour vérifier la position du fantôme (ou patient), ont provoqué une élévation maximale de 0.35°C pour les contacts (Exp.2, P1).

Nous n'avons pu déterminer si l'exposition à l'environnement IRM peut provoquer des dégâts sur l'électronique de l'appareil de stimulation.

Au vue de ces résultats, ledispositif VNS testé est à considérer comme "MR Conditional", c'est à dire : il y a un risque d'échauffements excessifs dans certaines conditions, mais des séquences à faibles niveau RF sont acceptables.

Le nombre limité de configurations testées ici ne nous permet pas d'établir une limite d'exposition RF sans risque dans l'ensemble de la population de patients. Il n'est pas exclu que des configurations non-testées provoquent des échauffements beaucoup plus importants que ceux constatés dans cette étude. Dans tous les cas, il paraît important de ne dépasser en aucun cas un SAR console de 1 W/kg, à 3-T, pour une imagerie proche du dispositif implanté, avec une antenne de transmission corps-entier.

Appendix C

Résumés de conférences

Les résumés de conférences qui suivent sont respectivement :

— 2534 : *ISMRM 21*$^{\text{st}}$ *Congress*, Salt Lake City, USA, Avril 2013, **p. 2832**

— 3593 : *ISMRM 22*nd *Congress*, Milan, Italy, Mai 2014, **p. 4869**

— 6672 : *ISMRM 22*nd *Congress*, Milan, Italy, Mai 2014, **p. 1374**

— 1074 : *ISMRM 23*rd *Congress*, Toronto, Canada, Juin 2015, **soumis**

— 1077 : *ISMRM 23*rd *Congress*, Toronto, Canada, Juin 2015, **soumis**

EM and thermal validation of a numerical elliptical birdcage at 3T

Mélina Bouldi[1] and Jan Warnking[1,2]
[1]Grenoble Institut des Neurosciences - UJF, Grenoble, Rhône-Alpes, France, [2]Inserm U836, Grenoble, Rhône-Alpes, France

Target audience: Physicists, Engineers

Purpose:

Understanding the risks of overheating due to the presence of active implants requires a rigorous simulation of experimental conditions. As a first step towards such simulations, we sought to build and validate a model of the whole body transmit coil in a Philips Achieva TX® system. According to [1], tuning a birdcage consists in finding the continuous current distribution, which allows creating a circularly polarized magnetic field**.** The model was tuned to set the resonance at the Larmor frequency of protons at 3T. To validate the model, we first compared simulated and theoretical current distribution on legs. Then, we compared the radiofrequency field distribution coming from experiment and simulation. Lastly, we compared simulated and measured local variations of temperature during RF heating.

Material and methods:

Experimental set-up: A phantom, previously built respecting to ASTM F2182-09 [2], was filled with a medium consisting of sodium chloride (1g/L) and hydroxyethyl-cellulose (25g/L) in water, with a low frequency conductivity of 0,434S/m (Conductimeter Mettler Toledo®). Three fiber-optic temperature sensors (Photon Control®) were placed in the gel, near the lateral borders of the container. The phantom was centered in a 3T TX Achieva MR scanner (Philips Healthcare®). The system body coil was used for RF transmission. The transmitted radiofrequency field B_1 was obtained by an actual flip angle imaging (AFI) pulse sequence, using [3], with TR_1 = 30ms and TR_2 = 150ms. A multi-slice multi-echo sequence was acquired for maximal heating (RMS B_1 of 2,29µT). The precise timing and B_1^{RMS} of all sequences was recorded to replicate the experiment in the thermal simulation.

Electromagnetic and thermal simulations: Simulations were performed using commercial FDTD software (SEMCAD®, version 14.8, SPEAG, Zürich). We aimed to implement a numerical model of the whole body RF transmit resonator resembling the actual resonator as closely as possible. The actual resonator in our system is slightly elliptical, so the structure chosen for the RF coil was an elliptical 16-leg birdcage coil, with an aspect ratio of 3:2.75, shielded, band-pass. The excitation was sinusoidal (16 sources, situated in the middle of each leg, with successive current phases shifted by 2π/16). We adjusted the capacitances in legs and end-rings to tune the birdcage to 128 MHz. The birdcage was loaded with a thermally insulated phantom model. Three thermal sensors were placed at the same position as in the experimental set-up (Figure 3), and we simulated the temperature increase distribution according to the Pennes' heating equations.

Data processing: Both real and imaginary part of the current density distribution as a function of the leg number is obtained (Figure 1). The root mean square of the B_1^+ field vector of the phantom was extracted from the EM simulation. The MRI and simulated data were interpolated to the same grid. Simulated data was masked to the region available in the MR measurement to facilitate comparison (Figure 2).

Results & Discussion:

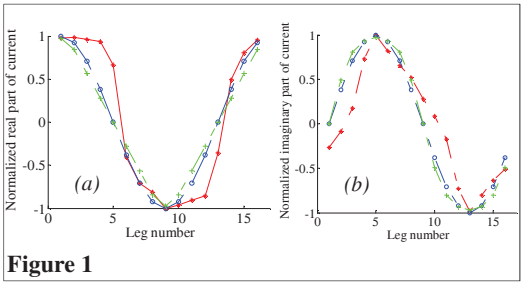


Figure 1

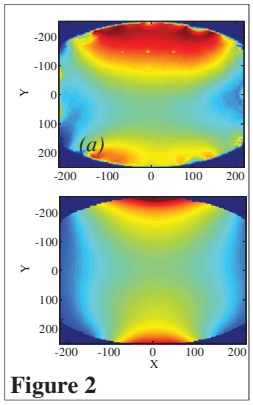


Figure 2

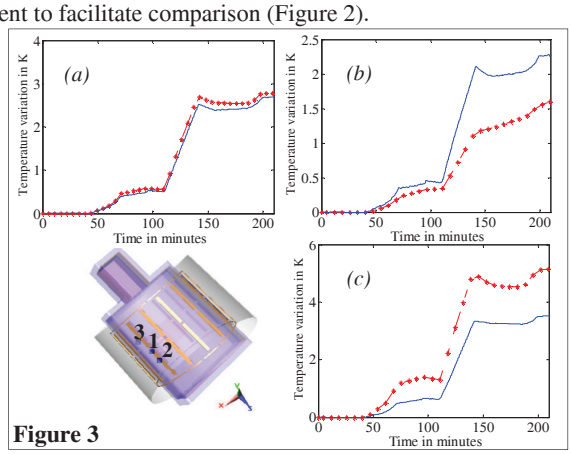


Figure 3

Figure 1: In blue the pure sine/cosine current distribution of a standard circular birdcage; in green, the theoretical current for an elliptical birdcage with 3:2.75 aspect ratio [1]; in red, the observed distribution from the simulation**. Figure 2:** Experimental *(a) vs* simulated *(b)* B_1 map. **Figure 3:** Simulated phantom with sensor positions (blue squares). Temperature variations: experiment (blue) *vs* simulation (red). *(a)* Sensor 1, *(b)* sensor 2 and *(c)* sensor 3.

The observed current distribution in the legs still presents an asymmetry even though the birdcage is correctly tuned to the simulated RF frequency (Figure 1). This may be the origin of the differences obtained between the simulated and experimental B_1 maps (white arrow in Fig.2). Heating periods are well reproduced in the simulation for sensor 1 (Fig. 3a), but the concordance is only qualitative for sensors 2 and 3 (Fig. 3b-c). The continued temperature increase in the simulation for sensor 2 after the end of the heating period (at 142 minutes) indicates the presence of nearby hot spots. This sensor is placed close to the upper surface of the phantom gel. The difference in sensor 3 (located close to the bottom of the gel) seems to be mainly due to a difference in local SAR between simulation and experiment. These results show us that the simulation of SAR and temperature near the phantom surfaces, where these quantities show strongest spatial variation, leaves room for improvement.

Due to severe image distortions in our phantom experiment at the border of the FOV (width of the container: 51cm), acquired temperature maps did not permit comparison with simulated maps. New experiments are going to be done with a smaller phantom. Comparing simulated and acquired temperature images will allow detecting discrepancies or hot spots hinted at by our local temperature measurement.

Conclusion:

Our method of validation, using comparison between theoretical and measured current distribution, and comparison between simulated and experimental B_1 and temperature maps, permits to assess the validity of the resonator model, and paves the way to a realistic numerical elliptical resonator model.

References and acknowledgment:

[1] Leifer et al., MRM 38:726-732 (1997). [2] ASTM, F2182-09. [3] Yarnykh et al., MRM 57:192-200 (2007).

This work is supported by a grant from the Rhône-Alpes Region, France

Measuring RF currents induced in implants using B1$^+$ maps

Mélina Bouldi[1] and Jan M. Warnking[1,2]
[1]*Grenoble Institut des Neurosciences - UJF, Grenoble, Rhônes Alpes, France,* [2]*Inserm U836, Grenoble, Rhônes Alpes, France*

Target audiences : MR physicists and engineers

Purpose:

Assessing MR RF safety in presence of conducting implants may require measurement of induced SAR in individual subjects, due to a potentially large variability of implant geometry and position. MR thermometry suffers from susceptibility artifacts close to the implant as well as limited sensitivity. B_1^+ field distortions generated by induced RF currents may allow quantitative measurement of those currents, and thus precise prediction of induced SAR. We improve on a published method developed in [1], using electromagnetic simulation in addition to experimental studies on ASTM phantom, to validate the theoretical model.

Theory:

In the presence of a conductive wire, the measured RF field B_1^{total} is the complex sum of 2 components: the first one generated by the transmit coil, B_1^{magnet}, and the other by the induced current in the long conductive wire, B_1^{wire}. Using Ampere's law and the expression of the field calculated by [2], we obtained the expression of the induced component (Eq.1). It depends on: the wire's position in the phantom *r*, the induced current *I*, the current's phase relative to the magnet field θ_0 and the azimuthal angle θ. B_1^{magnet} was assumed to be constant over a region close to the wire implant.

$$B_1^{wire}(r,\theta,z) = \frac{\mu_0 \mu_r I(z)}{4\pi|\vec{r}|} e^{-i(\theta-\theta_0)} \quad \textbf{Eq.1}$$

Materials and methods:

Experimental set-up: A phantom, built according to ASTM F2182-09 [3], was filled with a medium consisting of sodium chloride (1 g/L) and hydroxyethyl-cellulose (25 g/L) in water, with a low frequency conductivity of 0.55 S/m (Conductimeter Mettler Toledo®). A 20 cm long copper wire of 3 mm diameter, insulated with a thin film of varnish, was placed at 5.5 cm of the left border of the container, aligned with the static field direction, where we have previously found the highest heating. The phantom was centered in a 3-T TX Achieva MR scanner (Philips Healthcare®). The system body coil was used for RF transmission. The transmitted radiofrequency field B_1 was obtained by an actual flip angle imaging (AFI) pulse sequence [4], with TR_1 = 30 ms and TR_2 = 150 ms.

Electromagnetic simulations: Simulations were performed using commercial FDTD software (SEMCAD®, version 14.8, SPEAG, Zürich). We aimed to implement a numerical model of the whole body RF transmit resonator resembling the actual resonator as closely as possible. The actual resonator in our system is slightly elliptical, so the structure chosen for the RF coil was an elliptical 16-leg birdcage coil, with an aspect ratio of 3:2.75, shielded, band-pass [5]. The excitation was sinusoidal (16 sources, situated in the middle of each leg, with successive current phases shifted by 2π/16). We adjusted the capacities in legs and end-rings to tune the birdcage to 128 MHz. The birdcage was loaded with a thermally insulated phantom model and a wire model close to real ones.

Data processing: Experimental data B_1^{mes} were fitted to the absolute $B_1^{total} = |B_1^{magnet} + B_1^{wire}|$ obtained from the theoretical model. The fit was performed simultaneously over all voxels inside a ROI of 27x27x210 mm surrounding the wire, excluding the voxels closest to the wire where experimental B_1 data were limited in dynamic range. Fit parameters included the magnitude of the wire current at each z-position, the current phase (common to all z-positions) and the static B_1^{magnet}. The current profile along the wire obtained from the fit was subsequently compared to the results of the EM simulation.

Results and discussion:

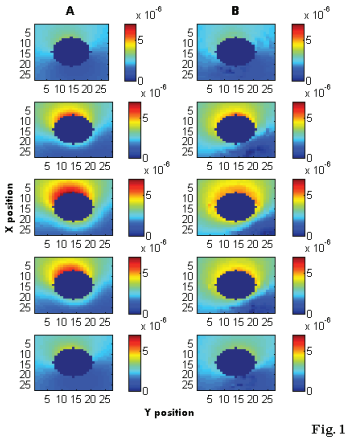


Fig. 1

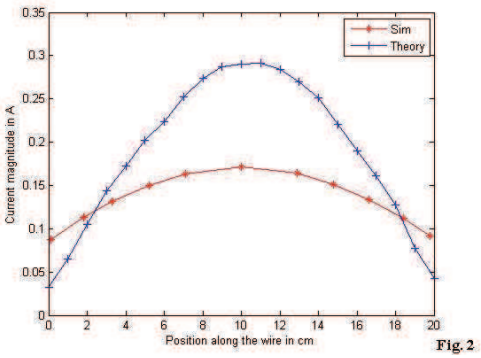


Fig. 2

Fig.1 : A) *Theoretical* B_1^{total} *along the wire, at 5 distinct z-values.* B) *Experimental* B_1^{total} *at the same position.*
Fig.2: *Simulated current (in red/star) and fitted current (in blue/cross), along the wire.*

B_1 maps along the wire (Fig.1) present good concordance between theory and experiment. A slight phase shift between slices is observed in our experimental data, whereas the fitted model only included a constant phase.

The current magnitude obtained fitting the experimental data (Fig.2) differs from the simulated one by a factor of about 2. This may be due to the limited dynamic range of B_1 values determined using the dual-TR method.

Qualitatively, the current profile observed along the z-axis shows similar behavior, even though the capacitive currents across the isolating varnish seems stronger in the experiment. This is likely due to the difficulty to correctly model the thin isolating film numerically.

Conclusion and perspectives:

This preliminary work paves the way for evaluating the RF safety of long conductive wire using B_1 measurements. The experimental B_1 maps concord well with the theoretical model and the fitted current profile reproduces the behavior observed in EM simulations. Next steps will be to improve the simulation of the thin wire insulation and experimental B_1 maps. The model can be extended in a straightforward way to wires at arbitrary angles with respect to the magnetic field. Finally, given a known wire tip geometry, induced current can be linked to expected SAR and temperature increase.

References:

[1] Van den Bosch et al.,Med. Phys. 37(2):814-821 (2010). [2] Hoult, Concepts M.R 12:173-187 (2000). [3] ASTM, F2182-09. [4] Yarnykh et al.,MRM 57:192-200 (2007). [5] Leifer et al. MRM 38:726-732 (1997).

This work is supported by a grant from the Rhône-Alpes Region.

EM and thermal validation of a numerical elliptical birdcage at 3T in the presence of a long conductive wire

Mélina Bouldi[1] and Jan M. Warnking[1,2]

[1]*Grenoble Institut des Neurosciences - UJF, Grenoble, Rhônes Alpes, France,* [2]*Inserm U836, Grenoble, Rhônes Alpes, France*

Target audiences MR engineers and physicists.

Purpose

Understanding the risk of overheating in the presence of implants requires a rigorous simulation of experimental conditions. We built a model of the whole body transmit coil in the Philips Achieva TX® system. The validity of that model was verified by comparing simulations to phantom experiments both for an ASTM phantom alone and the phantom in presence of a long copper wire. Comparisons were performed based on simulated and measured local temperature increase, and RF field maps.

Materials and methods

Experimental set-up: A phantom, built according to ASTM F2182-09[1], was filled with a medium consisting of sodium chloride (1g/L) and hydroxyethyl-cellulose (25g/L) in water, with a low frequency conductivity of 0.388S/m (Conductimeter Mettler Toledo®). A 20 cm long copper wire of 3 mm diameter, insulated with a thin film of varnish along its length and bare at the tips, was placed at 5.5 cm of the left border of the container, aligned with the static field direction. Three fiber-optic temperature sensors (Photon Control®) were placed in the gel, two at each tip of the copper wire, and one at the opposite side of the container, for control. The phantom was centered in a 3T TX Achieva MR scanner (Philips Healthcare®). The system body coil was used for RF transmission. The transmitted radio-frequency field B_1 was measured by an actual flip angle imaging (AFI) pulse sequence [2], with TR_1=30 ms and TR_2=150 ms. We ran several sequences of varying SAR for heating (peak B_1^{RMS} of 2.27 µT). The precise timing and B_1^{RMS} of all sequences was recorded to replicate the experiment in the thermal simulation.

Electromagnetic and thermal simulations: Simulations were performed using commercial FDTD software (SEMCAD®, version 14.8, SPEAG, Zürich). We aimed to implement a numerical model of the whole body RF transmit resonator resembling the actual resonator as closely as possible. The actual resonator in our system is slightly elliptical, so the structure chosen for the RF coil was an elliptical 16-leg birdcage coil, with an aspect ratio of 3:2.75, shielded, band-pass. The excitation was sinusoidal (16 sources, situated in the middle of each leg, with successive current phases shifted by 2π/16). We adjusted the capacities in legs and end-rings to tune the birdcage to 128 MHz. The birdcage was loaded with a thermally insulated phantom model and a wire model. Three thermal sensors were placed at the same position as in the experimental set-up, and we simulated the temperature increase distribution according to the Pennes' bioheat equations.

Data processing: The root mean square of the B_1^+ field vector of the phantom was extracted from the EM simulation. The MRI and simulated data were interpolated to the same grid. Simulated data were masked to the region available in the MR measurement to facilitate comparison (Figure 1).

Results and discussions

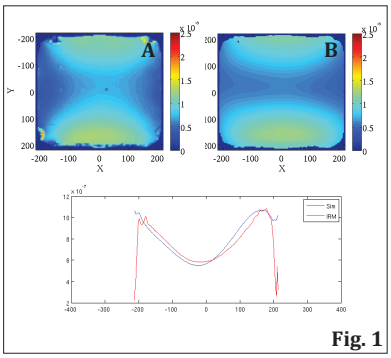


Fig. 1

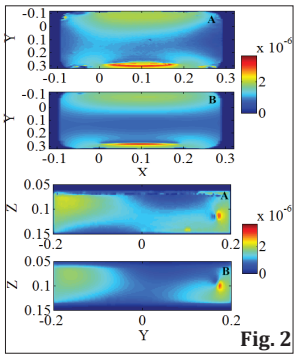


Fig. 2

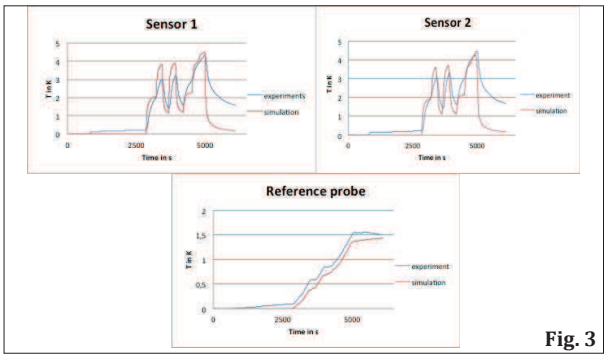


Fig. 3

Fig. 1: *(A) Simulated vs (B) experimental RF field map without the wire. Below, the RF field mean projection along the y-axis (experiment in red, simulation in blue).*
Fig. 2: *(A) Simulated vs (B) experimental RF field map with the wire, from a transversal and a sagittal view.*
Fig. 3: *Temperature variations : experiments (blue) vs simulation (red).*

Simulated (A) and experimental (B) B_1 maps with (Fig.2) or without (Fig.1) wire show good agreements. A difference is observed around the wire electrode in the coronal slice (Fig. 2 - bottom), likely due to a difference in the relative phase between the background B_1 field and the wire current. Heating periods are well reproduced in the simulation for all thermal sensors (Fig. 3). Slightly stronger and faster heating is observed in the simulations, likely due to minute differences in thermal sensor position. Sensors 1 and 2 show identical variation profiles, showing the expected symmetry between wire tips in experiment and simulations.

Conclusion and perspectives

Our method of validation, comparing simulated and experimental B_1 and temperature maps, permits to assess the validity of the EM simulations, and paves the way to a realistic numerical elliptical resonator model. Realistic temperature simulations, as opposed to SAR simulations, provide a metric directly comparable to experimental results and thus facilitate validation.

References and acknowledgments

[1] ASTM, F2182-09. [2] Yarnykh et al., MRM 57:192-200 (2007). This work is supported by a grant from the Rhône-Alpes Region.

RF Heating on a Vagus Nerve Stimulation Device during Head Imaging in a 3T Transmit Body Coil using a Numerical Analysis

Mélina Bouldi[1], Stephan Chabardes[2], Alexandre Krainik[2], David Olivier[1], and Jan M Warnking[3]

[1]*Université Joseph Fourier, Grenoble Institut des Neurosciences, Grenoble, Rhône-Alpes, France,* [2]*CHU de Grenoble, Rhône-Alpes, France,* [3]*Inserm U836, Grenoble Institut des Neurosciences, Grenoble, Rhône-Alpes, France*

Target audiences MR Engineers and Physicists, Physicians interested in MR safety.

Introduction Vagus Nerve Stimulation (VNS) is a recent treatment for epilepsy and treatment-resistant depression, and is currently under clinical evaluation for others pathologies, like Alzheimer's disease, obesity, headaches and chronic pain [1]. It consists on a pulse generator (IPG) implanted under the clavicle of the patient, linked to the stimulation contacts wrapped around the vagus nerve *via* an isolated extension lead that runs along the neck of the patient. As its use has increased steadily, the need to assess the safety of the implanted patients in MR environment has appeared since few decades [2]. The aim of the work presented here was to evaluate MR safety during head imaging of implanted patients based on phantom experiments. For a given position of the phantom in the RF coil, we first used a numerical body coil birdcage at 3-T for evaluating by electromagnetic (EM) simulations the positions where the electrical field is the strongest. Experimental measurements of RF heating were then acquired for this position during different sequence types.

Materials and Methods: *Electromagnetic simulations:* Simulations were performed using commercial FDTD software (SEMCAD®, version 14.8, SPEAG, Zürich). We implemented a numerical model of the whole body RF transmit resonator tuned at 128 MHz resembling the actual resonator as closely as possible. First, the birdcage was loaded with a thermally insulated phantom model. A harmonic EM simulation centered at 128 MHz provided the electrical field map E_{map}. Then, the birdcage was loaded with a human body model from The Virtual Family toolbox [3]. A Penne's thermal simulation was performed for a 15 minutes heating with a mean head SAR of 2 W/kg.

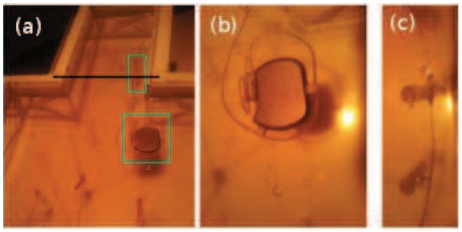


Fig. 1 : (a) Global view of the experiment set-up; (b) Zoom on the IPG; (c) Zoom on the contacts

Experimental set-up: A phantom built according to [4], was filled with 32 L of gel consisting of sodium chloride (1g/L) and hydroxyethyl-cellulose (25g/L) in water, with a low frequency conductivity of 0.42S/m (Conductimeter Mettler Toledo®) (*Fig. 1a*). A Cyberonics VNS device (Model 101 NCP) was used. The two distal and proximal contacts were fixed at 2 cm of the left border of the head of the container, at 1 cm depth, using two polycarbonate pillars (*Fig. 1c*). The IPG was placed at nearly 6 cm of the top edge of the body, at 1 cm depth (*Fig. 1b*). This position mimics the shoulder/IPG distance in the patient. Four fiber-optic temperature sensors (Photon Control®, precision ±0.2K) were placed in the gel: the first (I) on the IPG; the second (II) at the opposite of the first in the body, away of the stimulation device, for control; the third (III) on the proximal stimulation contact; and the last (IV) on the distal stimulation contact. The phantom was placed in a 3-T TX Achieva MR scanner (Philips Healthcare®) such that the junction between the two containers is locate at the isocenter (*Fig. 1a*, dark line). The system body coil was used for RF transmission, on Multi-Transmit with a RF-Shim in quadrature. We ran three several sequences of varying SAR for heating which features are: a T1-TFE sequence for survey, of 87s duration, B_1^{RMS} of 0.92µT and a SAR<0.1W/kg; a B_1 calibration sequence of 31s duration, B_1^{RMS} of 0.90µT and a SAR<0.1W/kg; and finally a high-SAR TSE scan of 730s duration, B_1^{RMS} of 2.27µT and a SAR<1.7W/kg.

Results and Discussion

Fig. 2 presents the E_{map} obtained from the EM simulation, in V/m. It appears that the electrical field is the highest at the corner between the two containers, where field lines are focused; the passage of the extension lead of the VNS in this area might lead to a strong heating due to RF induced current in the device. Thus, for this given position of the head in the boy coil, the worst case seemed to be the real one, in which the lead run along the neck of the patient, increasing the induced current due to RF electrical field in the stimulation device. *Fig. 3* shows the temperature variation for the four thermal sensors. *Fig. 3* presents the temperature increase in a centered coronal slice, obtained the numerical thermal simulation with the human model. It also appears that the heating is the highest in the neck area, where the extension lead is passing. Thus, EM and thermal simulations in *Fig. 2* and *Fig 3.* pointed the fact that the heating s totally dependent of the electrode position in the electric gradient, and the electric field value in the sample. In *Fig. 4*, for the two first scans (survey and B_1 calibration), the heating was less than 0.3K for the four probes until t=300s. For the probes III and IV, the temperature increase reached 3.5K during the TSE sequence, whereas probes I situated on the IPG presented a temperature rise of less than 0.5K. The reference probe II had a low constant temperature increase. Four other configurations (landmark position/IPG position), were also examined (data not shown), and found to result in lower temperature increases than the one presented here. Due to set-up issues, it was not possible to fix a probe in the small container at the contra-lateral of the VNS tips. Despite this fact, by plotting an asymptote at the end of the main heating, the background temperature increase could be determined to be nearly 0.5K. Thus, for both proximal and distal tips, the maximum heating was more than 6 times higher than the reference.

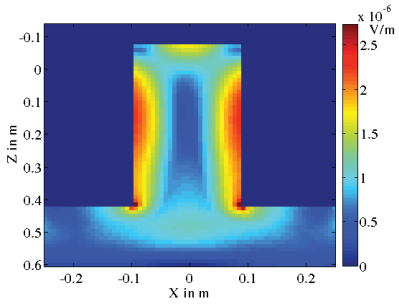


Fig. 2 : E_{map} obtained from the EM simulation, in a central coronal slice

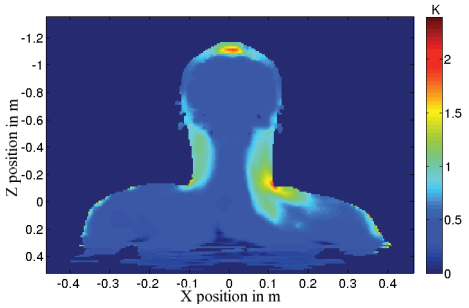


Fig. 3 : Numerical T_{map} in K obtained during a 15 minutes heating of 2 W/kg

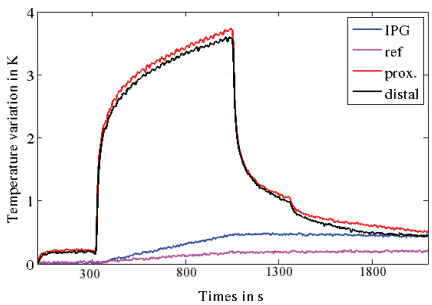


Fig. 4 : Temperature variation in K during the three different scans

Conclusion:

An increase of 3.5K at the tip of the VNS device was observed in phantom experiments, showing a significant risk for RF heating at high SAR level. The EM simulations show a strong electric field gradient in the neck region, implying that heating will strongly depend on the exact implant and sample configurations. The most realistic heating predictions may be achievable with realistic numerical simulation, for example using The Virtual Family models (ref), covering a wide range of configurations.

References: [1] George and al., Neuropsychopharmacology, (35) 301-316 (2010). [2] Gorny and al., J. Magn. Res. Imag., 31(2) 475-481 (2010). [3] Virtual Family, IT'IS Foundation, Zürich, Switzerland. [4] ASTM, F2182-09. This work is supported by a grant from the Rhône-Alpes Region.

Numerical evaluation of RF safety at 3-T: a simplified model of deep brain stimulation electrode using transmission line theory

Mélina Bouldi[1] and Jan M. Warnking[2]
[1]*Université Joseph Fourier, Grenoble Institut des Neurosciences, Grenoble, Rhône-Alpes, France,* [2]*Inserm U836, Grenoble Institut des Neurosciences, Grenoble, Rhône-Alpes, France*

Target audiences MR Engineers and Physicists.

Introduction

Since few decades, the use of numerical simulations for the evaluation of MR safety in the presence of conductive implant is increasing, due to their ability to cover a large panel of configurations. For being realistic, EM and thermal simulations need a good implementation of the experimental set-up. In the case of Deep Brain Stimulation (DBS), the implanted electrode is a complex disposal, composed of thin heliacal interlaced wires [1]. This leads to simulations with very small spatial steps, which increase simulation times. The aim of the work presented here was to create a simplified numerical model, offering the simplest geometry possible, with the same electrical features that the real electrode. Our approach consisted on implementing a cylindrical conductor wire surrounded by a dielectric, assuming that the group consisting of the implant and the surrounding tissue acted as a transmission line [2]. The electrical impedances were first measured using a network analyzer, allowing deducing the equivalent electrical parameters (permittivity, conductivity). A real and simplified numerical model was then constructed using these parameters, and the scattering values were compared with those experimental, so as to verify the veracity of the analogy.

Materials and Methods

Theory: Several approximations were made to obtain a correct analogy between the actual electrode and the simplified electrode. First, the four spirals of the electrode were very close to each other (step of 800 µm), relative to the wavelength of the electric field. Only the common mode of the current was present, and the spires were locally at the same electrical potential. Thus, they could be represented as a single cylinder. In addition, the tangential component of the current induced a magnetic field in the internal helix. This caused a high linear inductance in the actual electrode, which might not be the case in a solid cylinder. This difference could be compensated in numerical simulations by the choice of an artificially high magnetic permeability.

Experimental set-up: A Medtronic® DBS electrode (model 3389) was used for the experiment. The electrode was placed in a rectangular box of 65x65x295 mm^3, and kept straight thanks to conductive wires, which also allowed a perfect connection between each stimulation contacts. The box was composed of epoxy resin covered by a thin layer of copper outside. A copper lid was used for a perfect sealing against RF interferences. The two lateral sides system was connected *via* type N connectors to a network analyzer (model Agilent® 8712T), and the impedance of the system {box+electrode+N-connectors} was measured at 4 RF frequencies (64 MHz, 100 MHz, 128 MHz and 200 MHz), for 3 different loads (50 Ω, short, open).

Data processing: Matlab® (R2013b, Mathworks, Natick, Massachusetts, The USA) was used for creating a theoretical model from the transmission theory. It gave the impedance of the system as a function of permeability of the dielectric, permittivity of the conductive cylinder, and conductivity. Experimental impedances were then converted into reflection coefficients, and compared to approximated reflection coefficients values calculated from the model.

Numerical models: Simulations were performed using commercial FDTD software (SEMCAD®, version 14.8, SPEAG, Zürich). We implemented a numerical model of the whole system resembling the actual set-up as closely as possible. Three different simulations were launched: (I) with a realistic electrode, (II) with the simplified electrode model in which electrical features were obtained from the theoretical model, and (III) with the simplified electrode model in which electrical features were adjusted so as to perfectly match the realistic ones.

Results and discussion

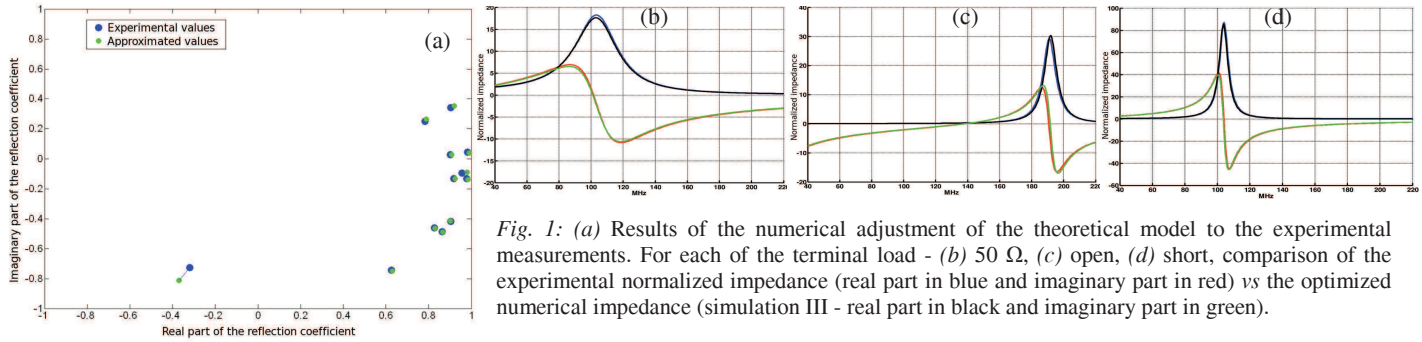


Fig. 1: (a) Results of the numerical adjustment of the theoretical model to the experimental measurements. For each of the terminal load - *(b)* 50 Ω, *(c)* open, *(d)* short, comparison of the experimental normalized impedance (real part in blue and imaginary part in red) *vs* the optimized numerical impedance (simulation III - real part in black and imaginary part in green).

A realistic numeric model was implemented in SEMCAD® in simulation (I), with an electrode that got the same shape and component features that the real one. The minimal voxel was 50x50x30 μm^3 and the simulation time was 40 hours. Mean errors of 0.8% for the magnitude and -0.75° for the phase of the reflection coefficients were obtained, showing that our model (I) perfectly match the real set-up.

A numerical adjustment was done so as to get theoretical reflection coefficients close to the real ones. *Fig. 1-(a)* presents the experimental vs the approximated values. A good concordance is observed, with a mean error of 3%. The final optimized linear inductance and capacitance were: $L_{adj}=1.56.10^{-6}$ $H.m^{-1}$ and $C_{adj}=1.43.10^{-11}$ $F.m^{-1}$. These values allowed the determination of the initial electric parameters, $\varepsilon_{dielec}=2.398$, $\mu_{dielec}=6.2$ and $\sigma_{cond}=50000$ $S.m^{-1}$, which were implemented in the initial EM simulation (II). In simulation (II), qualitative differences were observed in terms of phase shift and magnitude offset. These differences were due to the hypothesis that edge effects can be neglected. New simulations were thus performed by slowly changing the electrical parameters. A lower conductivity value reduces the resistive portion, *ie* the real part of the impedance, while changes in the permeability lead to frequency shift in the impedance. The value of the electric permittivity has not been refined since its impact on the results was proved to be quite low. In *Fig. 1-(b..,d),* the normalized impedances for the 3 load were compared to the real ones, for the simulation (III) in which the simulation time was nearly 40 minutes, and parameters $\mu_{dielec}=4.5$ and $\sigma_{cond}=24000$ $S.m^{-1}$. Mean errors of 0.9% for the magnitude and 0.75° for the phase of the reflection coefficients were obtained, showing that the simplified model (III) perfectly match the real set-up.

Conclusion

The simplified model of the Medtronic DBS using transmission line theory perfectly matched the electric behavior of the real one, and allowed simulations more than 50 times rapid than before. The aim of this work was to get the simplest model for evaluating RF safety, so as to increase the simulations number and cover a high panel of set-up. EM and thermal simulations using ASTM [3] phantoms are now done so as to study the worst-case scenario in terms of RF heating.

References: [1] Medtronic, Manual for Physicist, 2010, [2] Acikel and al, Med. Phys. 38(12), 6623-32, Dec. 2011 [3] ASTM, F2182-09 This work is supported by a grant of the Rhône-Alpes région.

Bibliographie

[Achenbach et al., 1997] Achenbach, S., Moshage, W., Diem, B., Bieberle, T., Schibgilla, V., and Bachmann, K. (1997). Effects of magnetic resonance imaging on cardiac pacemakers and electrodes. *American Heart Journal*, 134(3) :467–473. PMID : 9327704.

[Acikel and Atalar, 2011] Acikel, V. and Atalar, E. (2011). Modeling of radio-frequency induced currents on lead wires during mr imaging using a modified transmission line method. *Medical Physics*, 38(12) :6623–6632.

[AFSSAPS, 2005] AFSSAPS (Fev. 2005). Interactions entre dispositifs medicaux implantables actifs et dispositifs medicaux. Technical report.

[Alderman and Grant, 1979] Alderman, D. W. and Grant, D. M. (1979). An efficient decoupler coil design which reduces heating in conductive samples in superconducting spectrometers. *Journal of Magnetic Resonance*, 36 :447–451.

[Alecci et al., 2001] Alecci, M., Collins, C. M., Smith, M. B., and Jezzard, P. (2001). Radio frequency magnetic field mapping of a 3 tesla birdcage coil : Experimental and theoretical dependence on sample properties. *Magnetic Resonance in Medicine*, 46(2) :379–385.

[Arantes et al., 2006] Arantes, P. R., Cardoso, E. F., Barreiros, M. A., Teixeira, M. J., Gonçalves, M. R., Barbosa, E. R., Sukwinder, S. S., Leite, C. C., and Amaro, Edson, J. (2006). Performing functional magnetic resonance imaging in patients with parkinson's disease treated with deep brain stimulation. *Movement Disorders : Official Journal of the Movement Disorder Society*, 21(8) :1154–1162. PMID : 16671094.

[ASTM-F2182, 2009] ASTM-F2182 (2009). Test method for measurement of radio frequency induced heating near passive implants during magnetic resonance imaging. Technical report, ASTM International.

[Baker et al., 2005a] Baker, K. B., Nyenhuis, J. A., Hrdlicka, G., Rezai, A. R., Tkach, J. A., and Shellock, F. G. (2005a). Neurostimulation systems : assessment of magnetic field interactions associated with 1.5- and 3-tesla MR systems. *Journal of Magnetic Resonance Imaging : JMRI*, 21(1) :72–77. PMID : 15611943.

[Baker et al., 2005b] Baker, K. B., Tkach, J., Hall, J. D., Nyenhuis, J. A., Shellock, F. G., and Rezai, A. R. (2005b). Reduction of magnetic resonance imaging-related heating in deep brain stimulation leads using a lead management device. *Neurosurgery*, 57(4 Suppl) :392–397 ; discussion 392–397. PMID : 16234691.

[Baker et al., 2004] Baker, K. B., Tkach, J. A., Nyenhuis, J. A., Phillips, M., Shellock, F. G., Gonzalez-Martinez, J., and Rezai, A. R. (2004). Evaluation of specific absorption rate as a dosimeter of MRI-related implant heating. *J. Magn. Reson. Imaging*, 20(2) :315–320.

[Barker et al., 1998] Barker, G. J., Simmons, A., Arridge, S. R., and Tofts, P. S. (1998). 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. PMID : 9534700.

[Benabid et al., 1987] Benabid, A. L., Pollak, P., Louveau, A., Henry, S., and de Rougemont, J. (1987). Combined (thalamotomy and stimulation) stereotactic surgery of the VIM thalamic nucleus for bilateral parkinson disease. *Appl Neurophysiol*, 50(1-6) :344–346.

[Benazzouz et al., 1993] Benazzouz, A., Gross, C., Féger, J., Boraud, T., and Bioulac, B. (1993). Reversal of rigidity and improvement in motor performance by subthalamic high-frequency stimulation in MPTP-treated monkeys. *Eur. J. Neurosci.*, 5(4) :382–389.

[Bergman et al., 1990] Bergman, H., Wichmann, T., and DeLong, M. R. (1990). Reversal of experimental parkinsonism by lesions of the subthalamic nucleus. *Science*, 249(4975) :1436–1438.

[Bhidayasiri et al., 2005] Bhidayasiri, R., Bronstein, J. M., Sinha, S., Krahl, S. E., Ahn, S., Behnke, E. J., Cohen, M. S., Frysinger, R., and Shellock, F. G. (2005). Bilateral neurostimulation systems used for deep brain stimulation : in vitro study of MRI-related heating at 1.5 t and implications for clinical imaging of the brain. *Magnetic Resonance Imaging*, 23(4) :549–555. PMID : 15919600.

[Bloch, 1946] Bloch, F. (1946). Nuclear induction. *Phys. Rev.*, 70(7-8) :460–474.

[Bouldi and Warnking, 2014] Bouldi, M. and Warnking, J. (2014). Evaluating MR safety using RF induced current. In *Proc. of the ISMRM 22st Annual Meeting, Milan, Italy*, page p. 4869.

[Bouldi and Warnking, 2013] Bouldi, M. and Warnking, J. M. (2013). Em and thermal validation of a numerical elliptical birdcage at 3t. In *Proc. of the ISMRM 21st Annual Meeting, Salt Lake City, USA*, page p. 2832.

[Carmichael et al., 2007] Carmichael, D. W., Pinto, S., Limousin-Dowsey, P., Thobois, S., Allen, P. J., Lemieux, L., Yousry, T., and Thornton, J. S. (2007). Functional MRI with active, fully implanted, deep brain stimulation systems : safety and experimental confounds. *Neuroimage*, 37(2) :508–517.

[Chou et al., 1997] Chou, C. K., McDougall, J. A., and Chan, K. W. (1997). RF heating of implanted spinal fusion stimulator during magnetic resonance imaging. *IEEE Transactions on Bio-Medical Engineering*, 44(5) :367–373. PMID : 9125821.

[Collins, 2009] Collins, C. M. (2009). Numerical field calculations considering the human subject for engineering and safety assurance in MRI. *NMR in Biomedicine*, 22(9) :919–926. PMID : 18384179.

[Collins et al., 2005] Collins, C. M., Liu, W., Swift, B. J., and Smith, M. B. (2005). Combination of optimized transmit arrays and some receive array reconstruction methods can yield homogeneous images at very high frequencies. *Magn Reson Med*, 54(6) :1327–1332.

[Collins and Wang, 2011] Collins, C. M. and Wang, Z. (2011). Calculation of radiofrequency electromagnetic fields and their effects in MRI of human subjects. *Magnetic Resonance in Medicine*, 65(5) :1470–1482.

[Couturier, 2009] Couturier, J. (2009). Lignes de transmission. Cours en ligne à GEII - IUT Bordeaux 1.

[Cyberonics, 2013] Cyberonics (2013). *VNS Therapy System Physician's Manual*.

[de Senneville et al., 2007] de Senneville, B. D., Mougenot, C., and Moonen, C. T. W. (2007). Real-time adaptive methods for treatment of mobile organs by MRI-controlled high-intensity focused ultrasound. *Magnetic Resonance in Medicine : Official Journal of the Society of Magnetic Resonance in Medicine / Society of Magnetic Resonance in Medicine*, 57(2) :319–330. PMID : 17260361.

[de Senneville et al., 2012] de Senneville, B. D., Roujol, S., Jaïs, P., Moonen, C. T. W., Herigault, G., and Quesson, B. (2012). Feasibility of fast mr-thermometry during cardiac radiofrequency ablation. *NMR in Biomedicine*, 25(4) :556–562.

[Dempsey et al., 2001] Dempsey, M. F., Condon, B., and Hadley, D. M. (2001). Investigation of the factors responsible for burns during MRI. *J. Magn. Reson. Imaging*, 13(4) :627–631.

[Detti et al., 2011] Detti, V., Grenier, D., Perrin, E., and Beuf, O. (2011). Assessment of radiofrequency self-heating around a metallic wire with mr t1 based thermometry. *Magnetic Resonance in Medicine*, 66(2) :448–455.

[Dragonu, 2009] Dragonu, I. (08 Décembre 2009). *Imagerie rapide par IRM pour le monitorage des thermothérapies*. PhD thesis, UNIVERSITÉ BORDEAUX 1.

[Ehses et al., 2008] Ehses, P., Fidler, F., Nordbeck, P., Pracht, E. D., Warmuth, M., Jakob, P. M., and Bauer, W. R. (2008). MRI thermometry : Fast mapping of RF-induced heating along conductive wires. *Magnetic Resonance in Medicine : Official Journal of the Society of Magnetic Resonance in Medicine / Society of Magnetic Resonance in Medicine*, 60(2) :457–461. PMID : 18570323.

[F04 Committee, 2011] F04 Committee (2011). Test method for measurement of magnetically induced torque on medical devices in the magnetic resonance environment. Technical report, ASTM International.

[F04 Committee, 2014] F04 Committee (2014). Test method for measurement of magnetically induced displacement force on medical devices in the magnetic resonance environment. Technical report, ASTM International.

[Factor and Weiner, 2007] Factor, D. S. and Weiner, D. W. (2007). *Parkinson's Disease : Diagnosis and Clinical Management : Second Edition*. Demos Medical Publishing.

[Formica and Silvestri, 2004] Formica, D. and Silvestri, S. (2004). Biological effects of exposure to magnetic resonance imaging : an overview. *Biomedical Engineering Online*, 3 :11. PMID : 15104797.

[Fraix et al., 2010] Fraix, V., Chabardes, S., Krainik, A., Seigneuret, E., Grand, S., Le Bas, J.-F., Krack, P., Benabid, A.-L., and Pollak, P. (2010). Effects of magnetic resonance imaging in patients with implanted deep brain stimulation systems. *Journal of Neurosurgery*, 113(6) :1242–1245. PMID : 20187699.

[Gabriel et al., 1996] Gabriel, S., Lau, R. W., and Gabriel, C. (1996). The dielectric properties of biological tissues : III. parametric models for the dielectric spectrum of tissues. *Physics in Medicine and Biology*, 41(11) :2271–2293. PMID : 8938026.

[Gensler et al., 2012] Gensler, D., Fidler, F., Ehses, P., Warmuth, M., Reiter, T., Düring, M., Ritter, O., Ladd, M. E., Quick, H. H., Jakob, P. M., Bauer, W. R., and Nordbeck, P. (2012). MR safety : fast t1 thermometry of the RF-induced heating of medical devices. *Magn Reson Med*, 68(5) :1593–1599.

[Georgi et al., 2004] Georgi, J.-C., Stippich, C., Tronnier, V. M., and Heiland, S. (2004). Active deep brain stimulation during MRI : a feasibility study. *Magnetic Resonance in Medicine : Official Journal of the Society of Magnetic Resonance in Medicine / Society of Magnetic Resonance in Medicine*, 51(2) :380–388. PMID : 14755664.

[Gleason et al., 1992] Gleason, C. A., Kaula, N. F., Hricak, H., Schmidt, R. A., and Tanagho, E. A. (1992). The effect of magnetic resonance imagers on implanted neurostimulators. *Pacing and Clinical Electrophysiology : PACE*, 15(1) :81–94. PMID : 1371004.

[Golombeck et al., 2002] Golombeck, M. A., Thiele, J., and Dössel, O. (2002). Magnetic resonance imaging with implanted neurostimulators : numerical calculation of the induced heating. *Biomedizinische Technik. Biomedical Engineering*, 47 Suppl 1 Pt 2 :660–663. PMID : 12465267.

[Hand et al., 2010] Hand, J. W., Li, Y., and Hajnal, J. V. (2010). Numerical study of rf exposure and the resulting temperature rise in the foetus during a magnetic resonance procedure. *Physics in Medicine and Biology*, 55(4) :913.

[Hayes et al., 1985] Hayes, C. E., Edelstein, W. A., Schenck, J. F., Mueller, O. M., and Eash, M. (1985). An efficient, highly homogeneous radiofrequency coil for whole-body NMR imaging at 1.5 t. *Journal of Magnetic Resonance (1969)*, 63(3) :622–628.

[Henderson et al., 2005] Henderson, J. M., Tkach, J., Phillips, M., Baker, K., Shellock, F. G., and Rezai, A. R. (2005). 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 ; discussion E1063. PMID : 16284543.

[Hentschel et al., 1998] Hentschel, M., Wust, P., Wlodarczyk, W., Frenzel, T., Sander, B., Hosten, N., and Felix, R. (1998). Non-invasive mr thermometry by 2d spectroscopic imaging of the pr(moe-do3a) complex. *International Journal of Hyperthermia : The Official Journal of European Society for Hyperthermic Oncology, North American Hyperthermia Group*, 14(5) :479–493.

[Hey et al., 2012] Hey, S., de Smet, M., Stehning, C., Grüll, H., Keupp, J., Moonen, C. T. W., and Ries, M. (2012). Simultaneous t1 measurements and proton resonance frequency shift based thermometry using variable flip angles. *Magnetic resonance in medicine : official journal of the Society of Magnetic Resonance in Medicine / Society of Magnetic Resonance in Medicine*, 67(2) :457–463. PMID : 22052363.

[Holmsen et al., 1972] Holmsen, R., Kvan, L., Presthus, J., and Thoresen, G. B. (1972). Treatment of parkinsonism with a compound of l-dopa (larodopa r) and a decarboxylase inhibitor (RO-46-4602). *Acta Neurol. Scand., Suppl.c*, 51 :121–122.

[Hornak, 2008] Hornak, J. (2008). The basics of mri.

[Hoult, 2000] Hoult, D. (2000). The principle of reciprocity in signal strength calculations—A mathematical guide. *Concepts in Magnetic Resonance*, 12(4) :173–187.

[Hoult et al., 1984] Hoult, D. I., Chen, C. N., and Sank, V. J. (1984). Quadrature detection in the laboratory frame. *Magn Reson Med*, 1(3) :339–353.

[Huang et al., 1987] Huang, S. K., Graham, A. R., Hoyt, R. H., and Odell, R. C. (1987). Transcatheter desiccation of the canine left ventricle using radiofrequency energy : a pilot study. *Am. Heart J.*, 114(1 Pt 1) :42–48.

[International Electrotechnical Commission, 2012] International Electrotechnical Commission (2012). ISO/TS 10974 :2012 assessment of the safety of magnetic resonance imaging for patients with an active implantable medical device. Technical report.

[Ishihara et al., 1995] Ishihara, Y., Calderon, A., Watanabe, H., Okamoto, K., Suzuki, Y., Kuroda, K., and Suzuki, Y. (1995). A precise and fast temperature mapping using water proton chemical shift. *Magn Reson Med*, 34(6) :814–823.

[Kainz et al., 2002] Kainz, W., Neubauer, G., Uberbacher, R., Alesch, F., and Chan, D. D. (2002). Temperature measurement on neurological pulse generators during MR scans. *Biomedical Engineering Online*, 1 :2. PMID : 12437766.

[King, 1976] King, R. W. P. (1976). The many faces of the insulated antenna. *Proceedings of the IEEE*, 64(2) :228–238.

[Kingsley, 1999] Kingsley, P. B. (1999). Signal intensities and t1 calculations in multiple-echo sequences with imperfect pulses. *Concepts in Magnetic Resonance*, 11(1) :29–49.

[Konings et al., 2000] Konings, M., Bartels, L., Smits, H., and Bakker, C. (2000). Heating around intravascular guidewires by resonating rf waves. *J. Magn. Reson. Imaging*, 12 :79–85.

[Larson et al., 2008] Larson, P. S., Richardson, R. M., Starr, P. A., and Martin, A. J. (2008). Magnetic resonance imaging of implanted deep brain stimulators : experience in a large series. *Stereotactic and Functional Neurosurgery*, 86(2) :92–100. PMID : 18073522.

[Leifer, 1997a] Leifer, M. C. (1997a). Resonant modes of the birdcage coil. *Journal of Magnetic Resonance*, 124(1) :51–60.

[Leifer, 1997b] Leifer, M. C. (1997b). Theory of the quadrature elliptic birdcage coil. *Magnetic Resonance in Medicine*, 38(5) :726–732.

[Li et al., 1997] Li, S., Collins, C. M., Dardzinski, B. J., Chin, C., and Smith, M. B. (1997). A method to create an optimum current distribution and homogeneous b1 field for elliptical birdcage coils. *Magnetic Resonance in Medicine*, 37(4) :600–608.

[Limousin et al., 1995] Limousin, P., Pollak, P., Benazzouz, A., Hoffmann, D., Broussolle, E., Perret, J. E., and Benabid, A. L. (1995). Bilateral subthalamic nucleus stimulation for severe parkinson's disease. *Mov. Disord.*, 10(5) :672–674.

[Liu et al., 2005] Liu, F., Beck, B. L., Fitzsimmons, J. R., Blackband, S. J., and Crozier, S. (2005). A theoretical comparison of two optimization methods for radiofrequency drive schemes in high frequency MRI resonators. *Physics in Medicine and Biology*, 50 :5281–5291.

[Luechinger et al., 2001] Luechinger, R., Duru, F., Scheidegger, M. B., Boesiger, P., and Candinas, R. (2001). Force and torque effects of a 1.5-tesla MRI scanner on cardiac pacemakers and ICDs. *Pacing and Clinical Electrophysiology*, 24(2) :199–205.

[Mattei et al., 2010] Mattei, E., Calcagnini, G., Censi, F., Triventi, M., and Bartolini, P. (2010). Numerical model for estimating RF-induced heating on a pacemaker implant during MRI : experimental validation. *IEEE Transactions on Bio-Medical Engineering*, 57(8) :2045–2052. PMID : 20176532.

[Maxwell, 1873] Maxwell, J. C. (1873). *A treatise on electricity and magnetism.*

[Medtronic, 2010a] Medtronic (2010a). *Lead Kit for Deep Brain Stimulation 3387-3389.*

[Medtronic, 2010b] Medtronic (2010b). *MRI Guidelines for Medtronic Deep Brain Stimulation Systems To the Physician.*

[Memris and Giladi, 2008] Memris, A. and Giladi, N. (2008). Dopamine dysregulation syndrome, addiction and behavioral changes in parkinson's disease. *Parkinsonism Relat Disord*, 4(14) :273–280.

[Mond and Proclemer, 2011] Mond, H. G. and Proclemer, A. (2011). The 11th world survey of cardiac pacing and implantable cardioverter-defibrillators : Calendar year 2009–a world society of arrhythmia's project. *Pacing and Clinical Electrophysiology*, 34(8) :1013–1027.

[Noack, 2008] Noack, C. (2008). *Toward Safe MRI of Deep Brain Stimulation : Characterising RF-induced Heating via 3D EM Simulations and Phantom Experiments.* PhD thesis, Bayerische Julius-Maximilians-Universität Wüzburg.

[Nybo et al., 2002] Nybo, L., Secher, N. H., and Nielsen, B. (2002). Inadequate heat release from the human brain during prolonged exercise with hyperthermia. *J Physiol*, 545(2) :697–704.

[Nyenhuis et al., 1999] Nyenhuis, J. A., Kildishev, A. V., Bourland, J. D., Foster, K. S., Graber, G., and Athey, T. W. (1999). Heating near implanted medical devices by the MRI RF-magnetic field. *IEEE Transactions on Magnetics*, 35(5) :4133–4135.

[Oh et al., 2010] Oh, S., Webb, A. G., Neuberger, T., Park, B., and Collins, C. M. (2010). Experimental and numerical assessment of mri-induced temperature change and sar distributions in phantoms and in vivo. *Magnetic Resonance in Medicine*, 63(1) :218–223.

[Park et al., 2007] Park, S.-M., Kamondetdacha, R., and Nyenhuis, J. A. (2007). Calculation of mri-induced heating of an implanted medical lead wire with an electric field transfer function. *Journal of Magnetic Resonance Imaging*, 26(5) :1278–1285.

[Parker et al., 1983] Parker, D., Smith, V., Sheldon, P., Crooks, L., and Fussel, L. (1983). Temperature distribution measurements in two-dimensional nmr imaging.easurements in two-dimensional nmr imaging. *Medical physics*, 10 :321–325.

[Parkinson, 1817] Parkinson, J. (1817). *An Essay on the Shaking Palsy*. Sherwood, Neely and Jones.

[Pennes, 1948] Pennes, H. H. (1948). Analysis of tissue and arterial blood temperatures in the resting human forearm. *Journal of Applied Physiology*, 1(2) :93–122. PMID : 18887578.

[Phillips et al., 2006] Phillips, M. D., Baker, K. B., Lowe, M. J., Tkach, J. A., Cooper, S. E., Kopell, B. H., and Rezai, A. R. (2006). Parkinson disease : pattern of functional MR imaging activation during deep brain stimulation of subthalamic nucleus–initial experience. *Radiology*, 239(1) :209–216. PMID : 16567487.

[Purcell et al., 1946] Purcell, E. M., Torrey, H. C., and Pound, R. V. (1946). Resonance absorption by nuclear magnetic moments in a solid. *Phys. Rev.*, 69(1-2) :37–38.

[Rai and Rai, 1999] Rai, K. N. and Rai, S. K. (1999). Effect of metabolic heat generation and blood perfusion on the heat transfer in the tissues with a blood vessel. *Heat and Mass Transfer*, 35(1) :75–79.

[Rezai et al., 2002] Rezai, A. R., Finelli, D., Nyenhuis, J. A., Hrdlicka, G., Tkach, J., Sharan, A., Rugieri, P., Stypulkowski, P. H., and Shellock, F. G. (2002). Neurostimulation systems for deep brain stimulation : in vitro evaluation of magnetic resonance imaging-related heating at 1.5 tesla. *Journal of Magnetic Resonance Imaging : JMRI*, 15(3) :241–250. PMID : 11891968.

[Rezai et al., 2001] Rezai, A. R., Finelli, D., Rugieri, P., Tkach, J., Nyenhuis, J. A., and Shellock, F. G. (2001). Neurostimulators : potential for excessive heating of deep brain stimulation electrodes during magnetic resonance imaging. *Journal of Magnetic Resonance Imaging : JMRI*, 14(4) :488–489. PMID : 11599076.

[Sankar and Lozano, 2011] Sankar, T. and Lozano, A. M. (2011). Magnetic resonance imaging and deep brain stimulation : questions of safety. *World neurosurgery*, 76(1-2) :71–73.

[SEMCAD-X, 2007] SEMCAD-X (September 2007). *SEMCAD X Reference Guide*. Speag.

[Shellock, 2009] Shellock, F. G. (2009). Excessive temperature increases in pacemaker leads at 3-t MR imaging with a transmit-receive head coil. *Radiology*, 251(3) :948–949 ; author reply 949–950. PMID : 19474383.

[Shen et al., 1968] Shen, L., Wu, T. T., and King, R. W. P. (1968). A simple formula of current in dipole antennas. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 16(5) :542–547.

[Shrivastava et al., 2012] Shrivastava, D., Abosch, A., Hughes, J., Goerke, U., DelaBarre, L., Visaria, R., Harel, N., and Thomas Vaughan, J. (2012). Heating induced near deep brain stimulation lead electrodes during magnetic resonance imaging with a 3 t transceive volume head coil. *Physics in Medicine and Biology*, 57(17) :5651–5665.

[Silverman et al., 1995] Silverman, S., Collick, B., Figueira, M., Khorasini, R., Adams, D., Newman, R., Topulos, G., and Jolesz, F. (1995). Interactive mr-guided biopsy in an open-configuration mr imaging system. *Radiology*, (197) :175–181.

[Simunić et al., 1996] Simunić, D., Wach, P., Renhart, W., and Stollberger, R. (1996). Spatial distribution of high-frequency electromagnetic energy in human head during MRI : numerical results and measurements. *IEEE Transactions on Bio-Medical Engineering*, 43(1) :88–94. PMID : 8567009.

[Smith et al., 2000] Smith, C. D., Kildishev, A. V., Nyenhuis, J. A., Foster, K. S., and Bourland, J. D. (2000). Interactions of magnetic resonance imaging radio frequency magnetic fields with elongated medical implants. *Journal of Applied Physics*, 87(9) :6188–6190.

[Spiegel et al., 2003] Spiegel, J., Fuss, G., Backens, M., Reith, W., Magnus, T., Becker, G., Moringlane, J.-R., and Dillmann, U. (2003). 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. PMID : 14567615.

[Taflove, 2005] Taflove, A. (2005). *Computational Electrodynamics : The Finite-Difference Time-Domain Method, Third Edition*. Artech House, Boston, 3 edition edition.

[Tagliati et al., 2009] Tagliati, M., Jankovic, J., Pagan, F., Susatia, F., Isaias, I. U., and Okun, M. S. (2009). Safety of MRI in patients with implanted deep brain stimulation devices. *NeuroImage*, 47 Suppl 2 :T53–57. PMID : 19376247.

[Treier et al., 2007] Treier, R., Steingoetter, A., Fried, M., Schwizer, W., and Boesiger, P. (2007). Optimized and combined t1 and b1 mapping technique for fast and accurate t1 quantification in contrast-enhanced abdominal MRI. *Magn Reson Med*, 57(3) :568–576.

[Tronnier et al., 1999] Tronnier, V. M., Staubert, A., Hähnel, S., and Sarem-Aslani, A. (1999). Magnetic resonance imaging with implanted neurostimulators : an in vitro and in vivo study. *Neurosurgery*, 44(1) :118–125 ; discussion 125–126. PMID : 9894972.

[Van den Berg et al., 2004] Van den Berg, C. A. T., Bartels, L. W., De Leeuw, A. A. C., Lagendijk, J. J. W., and Van de Kamer, J. B. (2004). Experimental validation of hyperthermia SAR treatment planning using MR b1+ imaging. *Physics in medicine and biology*, 49(22) :5029–5042. PMID : 15609556.

[VandenBerg et al., 2006] VandenBerg, C. A., Bartels, L. W., VandenBergen, B., Kroeze, H., deLeeuw, A. A. C., VandeKamer, J. B., and Lagendijk, J. J. (2006). The use of MR b+1 imaging for validation of FDTD electromagnetic simulations of human anatomies. *Physics in medicine and biology*, 51(19) :4735–4746. PMID : 16985267.

[VandenBosch et al., 2010] VandenBosch, M., Moerland, M., Lagendijk, J., Bartels, L., and VandenBerg, C. (2010). New method to monitor RF safety in MRI-guided interventions based on RF induced image artefacts. *Medical physics*, 37(2) :814–821. PMID : 20229891.

[Vasques et al., 2008] Vasques, X. A., Tancu, C., Cif, L.and Biolsi, B., Maldonado, I., Bonafe, A., Le Bars, E. L., and Coubes, P. (2008). Cerebral magnetic resonance imaging feasibility in patients with implanted neurostimulation system for deep brain stimulation. *The Open Magnetic Resonance Journal*, 1 :1–8.

[Wlodarczyk et al., 1999] Wlodarczyk, W., Hentschel, M., Wust, P., Noeske, R., Hosten, N., Rinneberg, H., and Felix, R. (1999). Comparison of four magnetic resonance methods for mapping small temperature changes. *Physics in medicine and biology*, 44(2) :607–624. PMID : 10070804.

[Yarnykh, 2007] Yarnykh, V. L. (2007). 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 : official journal of the Society of Magnetic Resonance in Medicine / Society of Magnetic Resonance in Medicine*, 57(1) :192–200. PMID : 17191242.

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

[Zhang et al., 1992] Zhang, Y., Samulski, T., Joines, W., Mattiello, J., Levin, R., and Le Bihan, D. (1992). On the accuracy of noninvasive thermometry using molecular diffusion magnetic resonance imaging. *Int. J. Hyperth.*, 8 :263–74.

[Zrinzo et al., 2011] Zrinzo, L., Yoshida, F., Hariz, M. I., Thornton, J., Foltynie, T., Yousry, T. A., and Limousin, P. (2011). Clinical safety of brain magnetic resonance imaging with implanted deep brain stimulation hardware : Large case series and review of the literature. *World Neurosurgery*, 76(1–2) :164–172.

MRI is generally considered to be an exceptionally safe imaging method. However, in the presence of electrically conducting implants health risks exist, particularly in terms of RF heating of the tissues in contact with the implant. Some implants are cleared by the manufacturers or regulatory agencies for MR imaging of patients, but only under strictly limited conditions which often degrade image quality and exclude many configurations. The goal of this thesis project was to optimize and validate the methods for the assessment of MR safety in the presence of active implants. Increasing the predictability of the risk of RF heating in individual subjects should allow MRI to find wider applications in patients implanted with active devices. This project is based on three distinct approaches:

- Measurements and MR method developments performed on test objects. Existing B_1-mapping techniques were optimized for the specific needs of high dynamic range encountered in the presence of induced RF currents in conductors, leading to the "Actual Multiple Flip-Angle Imaging" technique. Further work has been performed on the optimization of rapid "Proton Resonance Frequency Shift" MR thermography.
- The development of numerical simulations of the electromagnetic interactions between the RF resonator and implants as well as their thermal impact. A numerical RF resonator model was built and validated it using both theoretical and experimental studies. The optimization of the resonator has led to the development of an original method to rapidly and precisely adjust the individual capacitor values to obtain a given targeted current distribution. Separately, the measurement of RF currents induced in conductive wires, via B_1 mapping, was developed. This method to measure RF currents in a specific configuration opens the possibility to evaluate RF safety in individual subjects using a low-SAR prescan prior to other acquisitions, for use in hypothetical future protocols on patients.
- The construction of a simplified numerical model of deep brain stimulation electrodes, using transmission line theory. This model renders RF simulations tractable, while exhibiting the same electrical behavior as the real implant, allowing evaluation of RF heating in simulations covering the size of a whole-body MR resonator.

The set of tools developed improve upon the currently available methods for the evaluation of RF safety in the presence of conductive implants.

Key Words : MRI, RF Safety, Active Implant, Electromagnetic and Thermal Simulations.

L'IRM est généralement considérée comme une méthode d'imagerie extrêmement sûre. Cependant, en présence d'implants conducteurs, des risques pour la santé du patient existent, plus particulièrement en terme d'échauffement radio-fréquence (RF) des tissus en contact avec l'implant. Suivant les recommandations des fabricants et des autorités sanitaires, certains dispositifs implantés sont autorisés en environnement IRM, sous conditions strictes qui limitent la qualité des images ou rendent l'acquisition impossible. Le but de cette thèse était d'optimiser et de valider les méthodes pour l'évaluation de la sécurité IRM en présence d'implants. Augmenter la prévisibilité des échauffements qui risquent de se produire dans chaque cas précis devrait permettre un élargissement des applications possibles de l'IRM chez des patients porteurs d'implants actifs. Ce projet est basé sur trois approches :

- Des mesures et développements de méthodes IRM sur des objet-tests. Des techniques pré-existantes de cartographie du champ RF ont été optimisées afin de couvrir l'ensemble de la gamme dynamique présente dans le cas de courants RF induits dans des conducteurs. Pour ce faire, la technique AMFI ("Actual Multiple Flip-Angle Imaging") a été développée. Un travail d'optimisation a également été mené sur la thermométrie IRM rapide via la méthode PRFS ("Proton Resonance Frequency Shift").
- Le développement de simulations numériques visant à étudier les interactions électromagnétiques entre les implants et le résonateur RF, ainsi que leurs répercussions thermiques. Un modèle de résonateur RF a été construit et validé à la fois théoriquement et expérimentalement. Le réglage du résonateur a donné lieu au développement d'une méthode numérique originale permettant de déterminer rapidement et précisément les valeurs des capacités. L'évaluation des courants RF induits dans des implants filaires conducteurs, via l'utilisation des cartes de champ RF, a également été développée. Cette méthode de mesure des courants RF induits ouvre la possibilité d'évaluer la sécurité au niveau individuel par une acquisition à faible débit d'absorption spécifique, avant toute autre acquisition IRM, dans le cas d'un possible futur protocole incluant des patients.
- La construction d'un modèle numérique simplifié d'une électrode de stimulation cérébrale, via l'utilisation de la théorie des lignes de transmission. Ce modèle rend les simulations RF abordables, et présente les mêmes propriétés électriques que l'électrode réelle. L'échauffement RF en présence d'une électrode DBS a ainsi pu être évalué numériquement par l'intermédiaire de simulations recouvrant la taille du résonateur RF corps-entier.

L'ensemble des outils développés au cours de cette thèse permet finalement une amélioration des méthodes disponibles afin d'évaluer la sécurité RF en présence d'implants conducteurs.

Mots Clefs : IRM, Sécurité RF, Implant Actif, Simulations Électromagnétiques et Thermiques.