

Développement de réseaux d'antennes supraconductrices pour l'imagerie par résonance magnétique haute résolution à champ intermédiaire à champ intermédiaire

Zhoujian Li

▶ **To cite this version:**

Zhoujian Li. Développement de réseaux d'antennes supraconductrices pour l'imagerie par résonance magnétique haute résolution à champ intermédiaire à champ intermédiaire. Physique Médicale [physics.med-ph]. Université Paris Saclay (COmUE), 2016. Français. NNT : 2016SACLS046 . tel-01337202

HAL Id: tel-01337202
https://theses.hal.science/tel-01337202

Submitted on 24 Jun 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.

NNT : 2016SACLS046

THESE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITE PARIS-SACLAY,
préparée à l'Université Paris-Sud

ÉCOLE DOCTORALE N°575

Physique et Ingénierie : électrons, photons, sciences du vivant

Electrical, Optical, Bio-physics and Engineering (EOBE)

Spécialité de doctorat : Imagerie et Physique Médicale

Développement de réseaux d'antennes supraconductrices pour l'Imagerie par Résonance Magnétique haute résolution à champ intermédiaire

Par

M. Zhoujian LI

Thèse présentée et soutenue à Orsay, le 11 mars 2016 :

Composition du Jury :

M. Yves Bernard, Président du Jury

M. J-C. Ginefri, Maître de conférences, IR4M, Université Paris Sud, Directeur de thèse
M. O. Beuf, Directeur de recherche, CREATIS, Université Lyon 1, Rapporteur
M. H. Saint-Jalmes, Professeur des universités – praticien hospitalier, LTSI, Université de Rennes 1, Rapporteur
M. Y. Bernard, Professeur, GEEPS, Université Paris Sud, Examinateur
M. E. Laistler, Assistant Professor, MRCE, Université de Médecine de Vienne, Examinateur

À mes grands-parents

Vous vivez dans mon cœur…

献给我的外公和外婆

永远爱你们……

ÉCOLE DOCTORALE
Physique et ingénierie : électrons, photons, sciences du vivant (EOBE)

Mots clés : IRM ; Réseau d'antennes ; Haute résolution ; Supraconducteur

Développement de réseaux d'antennes supraconductrices pour l'Imagerie par Résonance Magnétique haute résolution à champ intermédiaire

En microscopie IRM, la sensibilité de détection est critique pour obtenir des images avec un rapport signal sur bruit suffisant car l'intensité du signal RMN devient extrêmement faible. Une stratégie alternative à l'utilisation de champs statiques élevés consiste à améliorer les performances des antennes radiofréquences qui détectent le signal d'IRM. Plus particulièrement, la stratégie dans laquelle s'inscrit ce travail de thèse vise à exploiter la haute sensibilité des antennes miniatures supraconductrices basées sur le principe des résonateurs monolithiques à ligne de transmission avec comme objectif à terme la mise en réseau de ce type d'antennes. Le développement d'un tel réseau représente un enjeu instrumental majeur car cela permet de profiter de la haute sensibilité intrinsèque des antennes miniatures supraconductrices tout en autorisant l'observation de zones étendues ou en profondeur. Cependant, les caractéristiques géométriques de ces antennes et la nature des matériaux utilisés posent des difficultés importantes pour réaliser les opérations d'accord, d'adaptation, ou découplage mutuel lors de leur utilisation en IRM. Dans le cadre de cette thèse, nous avons conduit des travaux abordant ces différentes problématiques et permettant la mise œuvre d'un réseau supraconducteur pour l'imagerie haute résolution à champ clinique.

Nous avons développé en premier lieu un système permettant de réaliser automatiquement et sans contact l'accord et l'adaptation des antennes miniatures monolithiques. Ce système utilise des techniques, basées sur le couplage électrique et magnétique, que nous avons préalablement étudiées en utilisant différentes méthodes. Les performances de ce système ont été étudiées et la faisabilité de sa mise en œuvre dans une expérience d'IRM a été établie.

Nous avons abordé en second lieu le problème de découplage mutuel des éléments constituant un réseau. Pour cela, des techniques de découplage potentiellement compatibles avec les antennes miniatures supraconductrices ont été étudiées. En particulier, la technique de découplage par anneau de blindage a été investie en profondeur, par simulation numérique et expérimentalement, et nous avons développé un modèle analytique d'optimisation du niveau de découplage accessible par cette technique. Nous avons mis en œuvre et validé cette technique avec des réseaux en cuivre de quatre antennes et des premiers essais ont été conduits avec un réseau constitué de deux antennes miniatures supraconductrices.

université PARIS-SACLAY
ÉCOLE DOCTORALE
Physique et ingénierie : électrons, photons, sciences du vivant (EOBE)

Keywords : MRI ; Coil array ; High resolution ; Superconducting

Development of superconducting coil array for high resolution Magnetic Resonance Imaging at intermediate field strength

In MRI microscopy, the sensitivity of the detection is a critical issue for acquiring images with high signal to noise ratio because the amount of NMR signal is extremely low. An alternative to the use of high field strength is to improve the performances of the radiofrequency coil that detect the NRM signal. In particular, the strategy underlying the present work aims at exploiting the high sensitivity of miniature superconducting coils based on the monolithic design of transmission line resonators, with the long term objective of implementing an array of these coils. The development of such array represents an important instrumental stake since it allows for benefiting from the intrinsically high sensitivity of miniature superconducting coils while allowing the observation of extended region of interest. However, the highly compact structure, the small size of the coil and the nature of the material used make rise important difficulties for achieving the tuning, matching and mutual decoupling when using these coils in MRI. In the frame of this PhD project, with conducted works to address these problematics and allow for implementing a superconducting array for high resolution imaging at clinical filed strength.

We have firstly developed a control system which allows for automatic and contactless tuning and matching of miniature monolithic coils. This system uses techniques based on electric and magnetic coupling, that we beforehand investigated using various methods. The performances of this system were studied and the feasibility of implementing it in an MRI experiment was established.

The second part of this work addresses the issue of mutual decoupling between the elements of an array elements. To this end, decoupling techniques being potentially compatible with miniature superconducting coils have been studied. In particular the decoupling technique using shielding rings has been deeply investigated, by numerical simulation and experimentally, and we have developed an analytical model for optimizing the decoupling level achievable with this technic. We have implemented and validated this technic with a four-element copper coil array and first trials were performed with an array of two miniature superconducting coils.

Remerciements

Pleine de sentiments ont accompagnés l'accomplissement de cette thèse de doctorat. Quand je suis arrivé, c'est comme quand on finit la lecture d'un livre, on recommence la lecture à l'envers. « L'intrigue » de l'ouvrage perd plus ou moins son importance, je profite cette fois-ci de ces quelques lignes pour remercier les personnes qui ont participé à leur manière pendant ce parcours de ma vie, en rendant hommage aux moments que nous avons partagés ensemble.

Je souhaiterai exprimer d'abord ma profonde gratitude à mon directeur de thèse, monsieur Jean-Christophe Ginefri, qui m'a épaulé jusqu'au bout de cette enquête scientifique et aussi dans la vie quotidienne. Son efficacité de travail, sa rigueur scientifique et sa maîtrise d'antennes RF en IRM m'ont beaucoup appris. Surtout, je lui remercie pour son aide et sa disponibilité dans les moments de doute et ses grands sacrifices faits pour mon projet. Je n'oublierai jamais par exemple, le travail intense pour la correction de mon manuscrit malgré la douleur de son dos. Je lui suis reconnaissant pour tous ces moments précieux de partage durant ces années.

Je tiens également à remercier toutes les personnes du laboratoire IR4M, qui m'ont accompagné et supporté dans la vie quotidienne. Je voudrais remercier monsieur Luc Darrasse de m'avoir accueilli dans l'IR4M, et de m'avoir toujours inspiré par ses commentaires divergents. Je remercie Albine Pinseel, notre secrétaire générale, pour tous ses efforts pour me « sauver » chaque fois des processus administratifs complexes. J'ai aussi beaucoup apprécié le travail effectué avec Georges Willoquet, notre spécialiste en électronique et informatique, dont j'ai pu profiter largement de ses savoirs et expériences diverses.

Je souhaiterai remercier aussi Marie Poirier-Quinot, Geneviève Guillot, Ludovic de Rochefort, Xavier Maître, Laurène Jourdain, Zoé Mokhtari, Jean-Pièrre Ruaud, Baudouin Dillmann pour toutes les discussions et les aides utiles qui m'ont apporté, tant sur le plan scientifique que sur le plan humain pendant ces trois années dans le laboratoire. Mes remerciements vont aussi à mes amis et camarades doctorants : Sajad, Khauola, Hongchen, Michel…etc. Je n'oublierai jamais les aides mutuelles dans cette petite communauté et bien sûr les moments formidables que nous avons passées ensemble dans les bars, les restaurants, les cinémas…aussi hors du monde du travail.

J'adresse également mes remerciements spéciaux aux collaborateurs à l'Université de Médicine de Vienne : Elmar Laistler, Roberta Kriegl et Sigrun Goluch pour les discussions et séminaires efficaces en simulation EM RF, et un grand merci pour leur accueil chaleureux et amical pendant nos séjours à Vienne.

Je n'oublie absolument pas toutes les personnes dans ma vie privée qui m'ont motivé à poursuivre sans arrêt mon objectif dans ce parcours, certains sont partis loin. Je garderai dans mon cœur leurs esprits de générosité, d'optimisme et aussi de critique, qui serons toujours le moteur de ma vie. Je leur adresse ici mes meilleurs vœux et remerciements.

Enfin, je garde cette place pour adresser mon affection à ma famille en Chine : mes parents et mon frère. Je suis arrivé en France pour mes études depuis presque sept ans déjà. C'était une décision toute personnelle. Leur compréhension et soutien, et surtout leur amour ont beaucoup d'importance pour moi. Ils me guident tous les jours sur mon chemin. Je vais utiliser les mots les plus simples pour partager ces sentiments profonds: Je vous aime.

Table des matières

Introduction Générale 1
I Contexte de l'étude 7
I.A Principes généraux de l'imagerie par résonance magnétique 7
I.A.1 Résonance magnétique nucléaire 7
I.A.2 Localisation spatiale du signal et formation de l'image 11
I.A.3 L'imagerie parallèle 15
I.B Détection du signal RMN 16
I.B.1 Antennes de détection Radiofréquence 16
I.B.2 Signal 22
I.B.3 Sources de bruit 22
I.B.4 Rapport Signal sur Bruit 23
I.B.5 Amélioration du facteur de sensibilité 24
I.C Détecteurs de haute sensibilité 26
I.C.1 Rappel sur les caractéristiques de supraconductivité de matériaux 26
I.C.2 Antennes miniatures SHTc 29
I.C.3 Réseau d'antennes miniatures SHTc 37
I.D Conditionnement d'antenne RF en IRM 38
II Développement du système d'automation dédié à l'accord et l'adaptation pour les antennes monolithiques miniatures 45
II.A Introduction 45
II.B Etudes des techniques d'accord et d'adaptation dédiées aux antennes miniatures monolithiques 48
II.B.1 Accord des antennes monolithiques miniatures 48
II.B.2 Adaptation par couplage inductif pour les antennes monolithiques 57
II.B.3 Matériels et outils d'investigation 60
II.B.4 Résultats et discussions 68
II.B.5 Conclusion 84
II.C Développement du système d'automation de micro-déplacement 86
II.C.1 Cahier des charges 86
II.C.2 Conception du système 88
II.C.3 Résultats et discussions 102
II.C.4 Application du système d'automation en imagerie 106
II.C.5 Conclusion 110

III Etude d'une technique de découplage dédiée aux antennes monolithiques supraconductrices 113

III.A Introduction 113

III.B Etudes des techniques de découplage pour les antennes monolithiques supraconductrices 116

III.B.1 Couplage mutuel entre les antennes RMLT 116

III.B.2 Technique de découplage par annexe 121

III.B.3 Technique de découplage par anneau de blindage 132

III.C Développement de réseaux à 2 et 4 antennes RMLT 145

III.C.1 Méthode de calcul d'inductance 146

III.C.2 Réseaux de RMLTs 150

III.C.3 Conclusions 163

Conclusions et Perspectives 164

Annexe I 169

Annexe II 173

Annexe III 177

Annexe IV 179

Introduction Générale

L'Imagerie par Résonance Magnétique (IRM) est une technique d'imagerie médicale non invasive qui repose sur le principe de la Résonance Magnétique Nucléaire (RMN) des spins des noyaux. Cette technique est utilisée quotidiennement pour le diagnostic clinique depuis une trentaine d'années, et connaît encore actuellement des évolutions rapides. L'IRM permet d'avoir accès in-vivo à de nombreuses informations anatomiques et fonctionnelles des organes du corps humain, et est largement utilisée pour l'imagerie du système nerveux central (cerveau et moelle épinière), des tissus musculaires, du cœur et des tumeurs. En outre, son caractère non-invasif permet des études longitudinales sur un même patient pour le suivi de traitements thérapeutiques. Le Rapport Signal-sur-bruit (RSB) est de toute première importance en IRM et doit être optimisé pour obtenir des images de haute qualité en un temps acceptable. Le RSB est largement suffisant pour la plupart des applications en routine clinique de l'IRM qui nécessitent des images dont la résolution spatiale est de quelques millimètres, c'est-à-dire moyennement résolues. Toutefois un problème critique de limite de sensibilité se pose pour de nombreuses applications avancées de l'IRM qui nécessitent l'accès à des informations contenues à une échelle microscopique et imposent de fait la réalisation d'images hautement résolues, avec une taille de voxel inférieure à $(100\ \mu m)^3$. Lorsque la taille des voxels est fortement réduite, on parle alors de microscopie IRM, l'aimantation contenue dans chaque voxel n'est alors plus suffisante en comparaison du bruit associé à la détection et le RSB de l'image est trop faible pour que cette dernière soit exploitable.

Afin d'augmenter la sensibilité de détection en RMN, une solution ancienne et toujours poursuivie consiste à augmenter l'intensité du champ statique des imageurs. Cette voie à conduit à la généralisation des appareils d'imagerie et de spectroscopie haut champ (de 4,7 T à 11 T) dédiés aux études sur petits animaux, et a également permis l'émergence d'imageurs cliniques corps entier très haut champ (7T) et d'imageurs pour la recherche sur petits animaux à ultra haut champ (17 T). Cependant, l'augmentation de l'intensité du champ statique conduit au développement d'appareils très complexes et couteux devant relever de nombreux défis technologiques

Une autre alternative est d'élaborer des stratégies d'acquisition et de traitement du signal de plus en plus complexes. Cette voie d'amélioration a récemment connu un très fort développement avec l'apparition de méthodes d'acquisition parallèle rapides et d'outils de détection multicanaux, associant un grand nombre capteurs. De nos jours, les appareils cliniques standard sont généralement équipés de 16 ou 32 canaux d'acquisition, associés à des outils informatiques puissants. A l'heure actuelle, cette voie d'amélioration est confrontée aux limitations de densités de parallélismes, principalement dues aux verrous technologiques rencontrés lors du développement de réseaux d'antennes massivement parallèles.

Une troisième voie possible pour augmenter le RSB en microscopie IRM est d'améliorer la sensibilité des antennes radiofréquences qui détectent le signal RMN. Lors d'une expérience d'IRM, deux principales sources de bruits limitent la sensibilité de détection. La première source de bruit résulte de l'agitation thermique des porteurs de charge contenus dans l'enroulement conducteur de l'antenne (typiquement du cuivre). La deuxième source de bruit provient de l'agitation thermique des charges électriques distribuées dans l'échantillon, et est induite par couplage magnétique dans l'antenne de détection. Différentes stratégies visant à la réduction de ces sources de bruit ont été exploitées pour augmenter la sensibilité de détection.

La première stratégie consiste à réduire la taille de l'antenne, ce qui permet à la fois d'augmenter le signal reçu grâce à meilleur couplage magnétique avec la zone imagée, et d'atténuer fortement le bruit induit par l'échantillon grâce au filtrage spatial intrinsèque réalisé par la petite taille de l'antenne. Cette démarche a été poursuivie dans le laboratoire d'Imagerie Résonance Magnétique Médicale et Multi-Modalités (IR4M, UMR8081 CNRS) depuis plus d'une vingtaine d'années. Afin de s'affranchir des limites de miniaturisation imposées par l'utilisation d'antennes conventionnelles, réalisées à l'aide de

composants discrets soudés sur l'enroulement de l'antenne, une idée déjà ancienne est d'utiliser des structures monolithiques auto-résonantes, constituées d'éléments distribués. Dans ce contexte, l'IR4M a développé, dans les années 90, un nouveau type d'antennes monolithiques basé sur le principe des lignes de transmission résonantes, le Résonateur à Ligne de Transmission (RLT). Ce type d'antenne se compose de deux enroulements conducteurs, constituant l'inductance équivalente de l'antenne, déposé de part et d'autre d'un substrat diélectrique qui joue le rôle d'une capacité distribuée. Ce type d'antennes a été utilisé avec succès pour l'imagerie microscopique, permettant d'obtenir des améliorations importantes de la qualité des images in-vivo chez l'homme.

Lorsque l'on réduit la taille de l'antenne, le bruit induit par l'échantillon tend à diminuer plus rapidement que le bruit interne de l'antenne. Il existe donc une taille critique à partir de laquelle le bruit propre de l'antenne devient dominant et la réduction de la taille de l'antenne devient moins efficace. Dans ce cas, une seconde stratégie pour augmenter le RSB consiste à refroidir l'antenne de détection afin de réduire son bruit propre. De nombreux travaux de recherche concernant l'utilisation d'antennes en cuivre refroidies en IRM ont été conduits, principalement à bas champ (inférieur à 0.5 T), démontrant des gains en RSB compris entre 2 et 4. Depuis quelques années des détecteurs refroidis pour l'IRM préclinique à très-haut champ (9.4 T) sont commercialisés. Ces détecteurs permettent d'obtenir un gain de 2.5 en RSB par rapport à ceux fonctionnant à température ambiante.

Les gains en RSB accessibles par le refroidissement d'une antenne en cuivre sont limités et peuvent, dans certaines configurations expérimentales, être insuffisants pour améliorer significativement l'utilité de l'image. Dans ce cas, une diminution du bruit propre de l'antenne est encore possible en remplaçant les conducteurs en cuivre par des matériaux supraconducteurs à haute température critique. Lorsqu'ils sont refroidis en dessous de leur température critique, ces matériaux présentent une résistivité de 1 à 2 ordres de grandeur inférieurs à celle du cuivre refroidi. L'utilisation d'antennes supraconductrices en IRM a démontré des gains de sensibilités impressionnant, et ce sur une large gamme de fréquence. La très grande majorité de ces antennes ont été conçues sur des principes de résonateurs monolithiques, évitant ainsi l'emploi de soudure et de composants discrets qui auraient introduit des pertes considérables et annulé le bénéfice lié à l'utilisation de matériaux supraconducteurs. Le laboratoire IR4M développe depuis de nombreuses années des antennes miniatures supraconductrices en YBCO, dont la température critique est de 92 K, basées sur le principe du RLT. La température critique élevée de ce supraconducteur permet l'utilisation de système cryogénique simple, fonctionnant à l'azote liquide. L'utilisation de ces RMLT supraconducteurs a permis, sur imageur clinique de 1,5 T, des améliorations importantes de la qualité des images dans des applications en microscopie chez l'homme et chez le petit animal.

L'utilisation d'antennes supraconductrices de petites tailles apparait donc comme un moyen particulièrement efficace pour améliorer la sensibilité de détection en IRM. Cependant, un inconvénient majeur lié à l'utilisation de petites antennes concerne la taille limitée du champ de vue accessible. Le champ de vue d'une antenne étant approximativement équivalent à une sphère de même diamètre que celui de l'antenne, l'utilisation d'une antenne miniature, de 1~2 centimètre de diamètre, limite l'observation en IRM à des zones anatomiques peu profondes et peu étendues. Afin d'augmenter la taille de la zone observée et d'accéder à des organes en profondeur, il est possible d'utiliser plusieurs antennes de petite taille fonctionnant en parallèle (réseau). La mise en réseau d'antennes de petite taille permet d'obtenir des images sur un champ de vue élargi tout en conservant la haute sensibilité intrinsèque des antennes de petite taille. Les techniques d'IRM parallèle permettent d'acquérir simultanément les signaux des antennes en réseau et de reconstruire une image en utilisant l'information de codage spatial fournie par le réseau, autorisant ainsi une accélération du protocole d'imagerie.

Les réseaux d'antennes miniatures supraconductrices apparaissent à l'heure actuelle comme le développement technologique ultime pour améliorer les performances des systèmes de détection en IRM. Cependant, très peu de travaux concernant le développement de réseaux supraconducteurs en IRM ont été menés à ce jour. La plupart d'entre eux se sont arrêtés à la phase de prototypage, et seulement des

réseaux de deux éléments, ayant des tailles relativement grandes ont été étudiés. Ceci s'explique par les nombreux défis technologiques qu'il faut relever. Premièrement, pour assurer une détection correcte du signal RMN, les antennes radiofréquence doivent être conditionnées. En effet, il est essentiel, pour réceptionner le signal, d'accorder précisément l'antenne à la fréquence de Larmor des spins observés et d'adapter l'impédance de l'antenne à celle de la chaine d'acquisition afin de transmettre le maximum de puissance. Deuxièmement, lors de la mise en réseau d'antennes RF, un couplage (interception mutuelle des lignes de champ) apparaît entre les éléments du réseau. Le signal et le bruit détecté par une antenne sont alors transférés aux autres antennes du réseau, conduisant à une perte d'information pour la reconstruction de l'image et à une dégradation du RSB. De plus, le couplage magnétique entre les antennes peut entrainer un phénomène de dédoublement de fréquence de résonance et une rejection du signal RMN à la fréquence de Larmor, rendant ainsi le réseau inutilisable. Il est donc indispensable de découpler mutuellement les antennes constituant le réseau. Les techniques conventionnelles d'accord en fréquence utilisent des composants discrets, principalement des condensateurs variables, soudés sur l'enroulement de l'antenne. Les techniques classiques pour découpler des antennes entre elles utilisent également des composants discrets, ou exploitent le chevauchement géométrique des antennes pour annuler le flux magnétique partagé. Ces différentes techniques ne sont pas compatibles avec le développement de réseaux d'antennes supraconductrices miniatures pour plusieurs raisons. Comme nous l'avons mentionné brièvement, l'utilisation de soudures et de composants discrets n'est pas envisageable dans le cas des antennes RLTs supraconductrices miniatures car, outre les difficultés liées à l'encombrement de ces composants, cela entrainerait une forte dégradation du RSB et limiterait le bénéfice d'utiliser des matériaux supraconducteurs. De même, la structure monolithique et double face des RLTs ne permet pas de découpler par chevauchement géométrique des antennes fabriquées sur le même substrat.

Il est donc nécessaire de développer des techniques de conditionnement pour permettre l'accord en fréquence, l'adaptation en puissance et le découplage mutuel, dédiées aux réseaux d'antennes miniatures supraconductrices de type RLT. Ceci constitue l'objectif principal de ce projet doctoral. Ce travail vise à terme la mise en œuvre d'un réseau de RLT supraconducteurs pour l'imagerie in-vivo haute résolution dans un appareil clinique corps entier de 1,5 T.

Le présent manuscrit de thèse est constitué de trois chapitres :

Le chapitre 1 présente le contexte général de l'IRM en détaillant plus particulièrement le principe de la détection du signal RMN. Nous présentons les principes physiques de la RMN, incluant l'origine du signal et des sources de bruit associées à la détection, et un accent particulier est mis sur l'intérêt d'utiliser des antennes miniatures supraconductrices pour augmenter le RSB. Enfin, nous détaillons les problématiques liées au conditionnement de ce type d'antennes.

Le chapitre 2 est consacré au développement de techniques de conditionnement dédiées aux antennes monolithiques miniatures. Nous présentons tout d'abord les études paramétriques que nous avons conduites dans le but de qualifier différents principes d'accord en fréquence et d'adaptation en puissance. Ces études ont été réalisées en utilisant des outils de modélisation analytique, de simulation électromagnétique et de caractérisations expérimentales. La deuxième partie de ce chapitre présente le développement d'un système d'automation permettant la mise en œuvre de ces techniques dans une expérience d'IRM.

Le chapitre 3 présente les travaux que nous avons réalisés pour identifier une technique de découplage compatible avec les réseaux d'antennes supraconductrices. Deux techniques de découplage ont été évaluées de différentes façons : analytiquement, par simulation numérique et expérimentalement. Nous présentons pour finir le développement de réseaux de RLTs en cuivre et en YBCO utilisant la technique de découplage retenue. Les résultats obtenus sont présentés et discutés à la fin de ce chapitre.

Chapitre I

Contexte de l'étude

I Contexte de l'étude

Dans ce chapitre, nous rappelons tout d'abord les principes généraux de l'imagerie par résonance magnétique. Nous présentons ensuite les mécanismes de détection du signal et du bruit dans une expérience d'IRM en identifiant les paramètres qui influencent le RSB. Nous mettons notamment en évidence l'intérêt d'utiliser des antennes supraconductrices miniatures basées sur le principe des résonateurs monolithiques à ligne de transmission (RMLT) pour améliorer le RSB en microscopie IRM. Enfin, nous aborderons la problématique du conditionnement spécifique des antennes RMLTs, incluant l'accord en fréquence et l'adaptation en puissance d'un résonateur ainsi que le découplage mutuel entre les éléments constituant un réseau.

I.A Principes généraux de l'imagerie par résonance magnétique

I.A.1 Résonance magnétique nucléaire

La résonance magnétique nucléaire (RMN) est un phénomène physique dans lequel les noyaux placés dans un champ magnétique absorbent et réémettent un rayonnement électromagnétique. Cette énergie est échangée à une fréquence spécifique (fréquence de Larmor) qui dépend de l'intensité du champ magnétique et des propriétés magnétiques de l'isotope des atomes. Ce phénomène permet donc l'observation des propriétés quantiques magnétiques des noyaux dans les phases gaz, liquide ou solide. Seuls les atomes dont les noyaux possèdent un moment magnétique donnent lieu au phénomène de résonance.

Le phénomène de RMN est exploité principalement pour étudier la physique moléculaire, les cristaux, et les matériaux non cristallins par la spectroscopie RMN. En médecine, l'imagerie par résonance magnétique représente son application la plus connue du grand public. Récemment, le phénomène de RMN a été utilisé pour développer une technique de microscopie (microscopie à force de résonance magnétique, MFRM) pour obtenir des images à l'échelle nanométrique grâce à une détection mécanique. Cette technique combine les principes de l'imagerie par résonance magnétique et de la microscopie à force atomique (AFM).

I.A.1.1 Spins et moments magnétiques nucléaires

La RMN manipule les spins des noyaux atomiques, qui représentent une propriété quantique du noyau. En effet, toutes les particules composites (protons et neutrons) constituant les noyaux possèdent un moment cinétique intrinsèque, $\vec{I}$, dont l'amplitude est caractérisée par un nombre quantique I (pour les protons et neutrons, $I = 1/2$). Ainsi, le moment cinétique de spin nucléaire, $\vec{S}$ est déterminé par le nombre de protons et de neutrons constituant le noyau et par leurs orientations par rapport à l'état fondamental. Son amplitude est caractérisée par le nombre quantique S.

$$\vec{S} = \sum \vec{I} \qquad \text{I-1}$$

Dû à l'effet de couplage entre les particules composites, les noyaux composés d'un nombre pair de protons et de neutrons présentent un nombre quantique nul ($S = 0$), et ne possèdent donc pas de spin. Pour le noyau l'hydrogène ^{1}H qui ne possède qu'un seul proton, son spin est ainsi celui du proton.

Le moment magnétique nucléaire $\vec{\mu}$ est lié au le moment cinétique de spin $\vec{S}$ par le rapport gyromagnétique, noté γ, de l'isotope considéré:

$$\vec{\mu} = \gamma\vec{S} \quad \text{I-2}$$

Son amplitude est caractérisée par un nombre quantique m. Le moment magnétique peut se trouver dans $2S + 1$ états quantiques différents. Le tableau I-1 montre une liste des noyaux ayant une haute abondance naturelle et utilisés en RMN biomédical:

Noyau	moment quantique de spin S	rapport gyromagnétique γ	abondance naturelle
^{1}H	1/2	42.58	99.985
^{14}N	1	3.08	99.6
^{19}F	1/2	40.08	100
^{23}Na	3/2	11.27	100
^{31}P	1/2	17.25	100

Tableau I.1 Principaux noyaux utilisés en RMN et leurs propriétés de spins.

I.A.1.2 Polarisation nucléaire

En l'absence de champ magnétique extérieur, les moments magnétiques nucléaires $\vec{\mu}$ dans un échantillon sont orientés de manière aléatoire due à l'agitation thermique des molécules. Quand un champ magnétique statique $\overrightarrow{B_0}$ (en général le long de la direction z) est appliqué, les moments magnétiques microscopiques $\vec{\mu}$ se répartissent en deux groupes : le premier regroupe les moments dont la projection sur B_0 est parallèle au champ et le deuxième représente ceux dont la projection est dans le sens opposé (spins antiparallèles) à celle du champ. La composante selon l'axe z (le long du B_0) des moments magnétiques peut ainsi être exprimée :

$$\mu_z = \gamma m\hbar \quad \text{I-3}$$

avec $\hbar$, la constante de Planck réduite. Pour les noyaux de spin $1/2$ (^{1}H, ^{19}F), le nombre quantique du moment magnétique, m, peut prendre de $2S+1 = 2$ valeurs différentes ($\pm 1/2$), correspondant à deux valeurs différentes de μ_z :

$\vec{\mu}$ est parallèle avec le champ B_0 :

$$\mu_z = +\frac{1}{2}\gamma\hbar \quad \text{I-4}$$

$\vec{\mu}$ est antiparallèle avec le champ B_0 :

$$\mu_z = -\frac{1}{2}\gamma\hbar \quad \text{I-5}$$

A l'équilibre thermodynamique, la répartition des spins nucléaires entre les deux états est décrite par la loi de Boltzman et la différence de population entre les deux états est très faible. Il en résulte une aimantation macroscopique, $\overrightarrow{M_0}$, dont la direction est alignée parallèlement au B_0 mais de très faible amplitude. L'observation directe de cette aimantation macroscopique est extrêmement difficile.

La stratégie pour permettre de détecter l'aimantation macroscopique d'un échantillon consiste à faire basculer l'aimantation macroscopique, $\overrightarrow{M_0}$ par une excitation d'impulsion courte et à mesurer l'énergie émise lors du retour à l'équilibre (relaxation) de cette aimantation. Ces phases d'excitation et

de relaxation se basent sur un mouvement de précession des noyaux dans le système, qui est appelé la précession de Larmor [1].

I.A.1.3 Précession de Larmor

La précession de Larmor (nommé d'après Joseph Larmor) décrit le mouvement de précession du moment magnétique d'un objet (électrons, protons, noyaux atomiques disposant d'un moment magnétique) autour d'un champ magnétique externe $\vec{B}$. Ce champ magnétique exerce un couple sur le moment magnétique, noté $\vec{\tau}$, qui est exprimé par :

$$\vec{\tau} = \vec{\mu} \times \vec{B} \quad \text{I-6}$$

Ce couple représente la dérivée temporelle du moment cinétique du spin $\vec{S}$:

$$\vec{\tau} = \frac{d\vec{S}}{dt} \quad \text{I-7}$$

En combinant les équations I.6 et 7 avec l'équation I.2, l'équation décrivant la variation du moment magnétique $\vec{\mu}$ peut être obtenue :

$$\frac{d\vec{\mu}}{dt} = \gamma * \vec{\mu} \times \vec{B} \quad \text{I-8}$$

L'équation de Bloch [2] est ainsi obtenue en transposant I.8 à l'aimantation macroscopique $\overrightarrow{M_0}$ d'un échantillon :

$$\frac{d\overrightarrow{M_0}}{dt} = \gamma * \overrightarrow{M_0} \times \vec{B} \quad \text{I-9}$$

En considérant le champ statique B_0 appliqué suivant l'axe z, les composants spatiaux de l'aimantation $\overrightarrow{M_0}$ peuvent être décrits par les équations ci-dessous :

$$\begin{cases} M_x(t) = M_{x0}\cos(\omega_L t) + M_{y0}\sin(\omega_L t) \\ M_y(t) = M_{y0}\cos(\omega_L t) + M_{x0}\sin(\omega_L t) \\ M_z(t) = M_{z0} \end{cases} \quad \text{I-10}$$

Ces équations traduisent le fait que le vecteur aimantation macroscopique $\overrightarrow{M_0}$ effectue une précession autour de l'axe du champ magnétique $\overrightarrow{B_0}$. La pulsation de précession (pulsation de Larmor, ω_L) est déterminée par :

$$\omega_L = \gamma * B_0 \quad \text{I-11}$$

Lorsqu'un champ RF, $\overrightarrow{B_1}$, est appliqué perpendiculairement à $\overrightarrow{B_0}$, le vecteur aimantation effectuera alors une précession autour de l'axe du champ $\overrightarrow{B_e}$, résultant de la somme vectorielle des champs de $\overrightarrow{B_0}$ et $\overrightarrow{B_1}$. Au cours de cette phase d'excitation, en absorbant l'énergie RF, l'aimantation $\overrightarrow{M_0}$ est basculée de l'axe z (position d'équilibre) vers le plan transverse x-y. L'angle entre l'axe z et l'aimantation est appelé l'angle de basculement θ.

Au cours d'une expérience de RMN, une impulsion RF courte ayant une pulsation égale à la pulsation de Larmor ω_L est utilisée afin que le système absorbe au maximum l'énergie. L'angle de basculement θ de l'aimantation dépend de la durée τ de l'impulsion appliquée et de l'amplitude du champ RF. Pour une impulsion de profil rectangulaire, cette relation peut être exprimée comme suit :

$$\theta = \gamma B_1 \tau \quad \text{I-12}$$

La figure I.1 illustre la phase d'excitation d'une expérience de RMN.

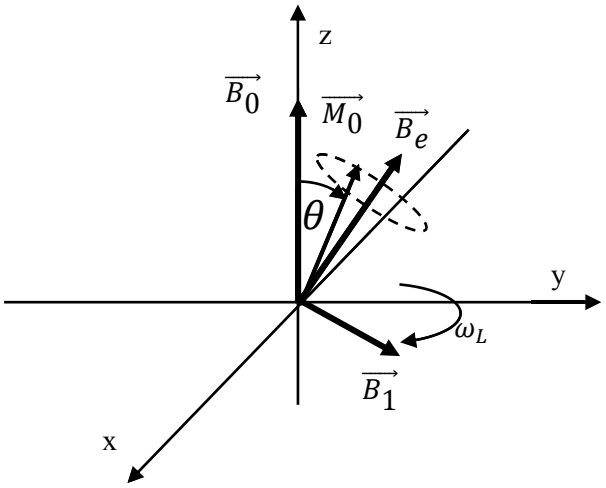


Figure I.1 Procession de Larmor lors de la phase d'excitation.

I.A.1.4 Relaxation

Après l'arrêt du champ RF d'excitation, l'aimantation macroscopique retourne à sa position d'équilibre (parallèle au champ statique $\overrightarrow{B_0}$). Cette procédure est appelée la phase de relaxation. L'évolution de l'aimantation macroscopique au cours du temps peut être étudiée en considérant séparément sa composante longitudinale et sa composante transversale.

La relaxation longitudinale correspond à une repousse de l'aimantation le long de l'axe z. Au cours de cette relaxation, l'énergie est dissipée par couplage entre les noyaux et leur environnement. Ainsi, cette procédure est appelée la relaxation spin-réseau. Si la phase d'excitation bascule l'aimantation macroscopique d'un angle de basculement de 90° l'évolution de l'aimantation longitudinale en fonction du temps peut être décrite en utilisant l'équation I.13 :

$$M_z = M_0(1 - e^{-\frac{t}{T_1}}) \qquad \text{I-13}$$

avec T_1, la constante de temps de relaxation spin-réseau.

La relaxation transversale a lieu en même temps que la relaxation longitudinale. Elle correspond à l'amortissement de la composante transverse M_{xy} de l'aimantation dû à l'échange d'énergie entre les spins eux-mêmes. L'évolution de cette relaxation au cours du temps peut être décrite en utilisant l'équation I.14 :

$$M_{xy} = M_{xy0}e^{-\frac{t}{T_2}} \qquad \text{I-14}$$

avec T_2, la constante de temps de relaxation spin-spin.

En générale, pour un tissu biologique, l'énergie est dissipée plus lentement entre les spins et le réseau qu'entre les spins eux-mêmes. T_1 est donc supérieur à T_2 [3]. Les temps de relaxation T_1 et T_2

varient fortement en fonction de la nature de l'échantillon observé et permettent d'obtenir un contraste de l'image en fonction des propriétés des noyaux constituant l'échantillon.

Au cours de la phase de relaxation, une partie de l'énergie du système est émise dans l'environnement sous la forme d'un champ RF à la pulsation ω_L.Si une antenne est placée avec son axe perpendiculaire à $\overrightarrow{B_0}$, le champ RF créé par la composante transverse de l'aimantation macroscopique peut induire un courant sinusoïdal à la pulsation ω_L dans l'antenne. Ce signal est appelé le signal RMN de précession libre (free induction decay, FID). L'enveloppe de ce signal décroît avec la constante de temps T_2.

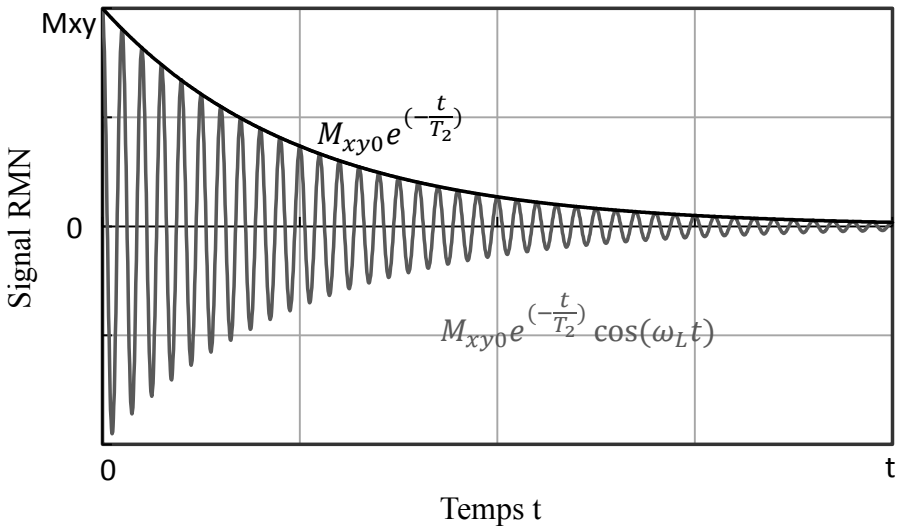
Dans une expérience de RMN, la constante de décroissance du signal est plus faible que T_2. Ceci est dû à l'inhomogénéité du champ statique B_0 créé par l'aimant. Cette inhomogénéité entraine des variations locales de la fréquence de précession dans l'échantillon, ce qui accélère le déphasage des spins et donc l'amortissement de l'aimantation. La constante de temps transverse effective, appelée T_2^*, traduit ce retour à l'équilibre accéléré et peut être exprimée par la formule I.15.

$$\frac{1}{T_2^*} = \frac{1}{T_2} + \frac{1}{T_2'} \qquad \text{I-15}$$

où T_2' représente le facteur introduit par l'inhomogénéité du champ.

La figure I.2 présente le signal de précession libre lors de la relaxation

Figure I.2 Signal RMN de la précession libre.



I.A.2 Localisation spatiale du signal et formation de l'image

Le signal RMN capté par l'antenne de réception provient de tous les voxels (volume élémentaire codé spatialement) de l'échantillon situé dans la zone de sensibilité de l'antenne. Afin de reconstruire une image à partir de ce signal, il est nécessaire de localiser le plus précisément possible son origine spatiale, en d'autres termes, l'information spatiale doit être encodée dans le signal RMN. Pour une image en 2D, trois étapes sont nécessaires pour répondre à cet objectif : premièrement, il faut sélectionner une tranche du volume observé (codage de sélection de coupe). Deuxièmement, il faut sélectionner une ligne de cette coupe (codage en fréquence) et enfin il faut sélectionner une partie de cette ligne (codage en phase).

I.A.2.1 Sélection de coupe

La sélection d'une coupe dans un échantillon est réalisée en superposant au champ statique B0, un gradient de champ magnétique (Slice Selection Gradient, GSS) le long de l'axe perpendiculaire au plan de la coupe intéressée, de sorte que la fréquence de résonance (précession de Larmor : f_L) soit encodée en fonction de la position dans la direction du gradient (Eq.10). Une impulsion RF est simultanément appliquée, son spectre correspond à la bande fréquentielle étroite de la coupe intéressée. De cette manière, seuls les protons de la coupe sélectionnée sont excités. La figure I.3 présente la sélection d'une coupe 2D dans le plan perpendiculaire à la direction z du champ B_0.

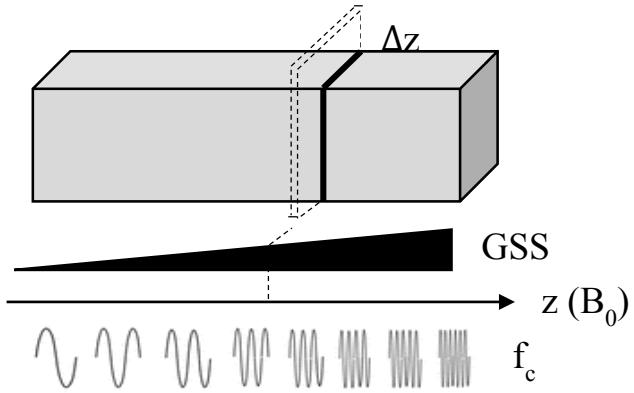


Figure I.3 Sélection de coupe par le gradient Gss

La fréquence de résonance centrale de la coupe est déterminée par sa position z le long de la direction du gradient GSS:

$$f_c = \gamma \bullet (B_0 + z \bullet G_{ss}) = f_L + \gamma z G_{ss} \quad \text{I-16}$$

L'épaisseur Δz de la coupe sélectionnée correspond à une bande de fréquence Δf autour de la fréquence centrale f_c :

$$\Delta f = \gamma G_{ss} \Delta z \quad \text{I-17}$$

Ainsi, cette épaisseur de coupe est proportionnelle à la largeur du spectre de l'impulsion RF et inversement proportionnelle à l'amplitude du gradient GSS.

I.A.2.2 Localisation dans le plan de coupe

Après avoir sélectionné une coupe, il est ensuite nécessaire de la découper en cubes élémentaires (voxels). Cette localisation bidimensionnelle se fait par l'application de deux gradients de champ correspondant respectivement aux codages dans les deux axes de référence du plan de coupe. Pour une coupe sélectionnée dans le plan x-y, le premier gradient appliqué permet un codage spatial en fréquence le long de l'axe x, et le deuxième gradient appliqué permet d'un codage en phase le long de l'axe y.

- Codage en fréquence

Le codage en fréquence utilise le même principe de la sélection de coupe. Néanmoins, le gradient de champ (Frequency-Encoding Gradient, Gf) est appliqué pendant la phase de la lecture du signal RMN alors que la sélection de coupe est effectuée pendant la phase d'excitation. De cette manière, la fréquence de précession du signal émis est encodée spatialement en fonction de la position le long du gradient. Pour une coupe sélectionnée dans le plan x-y, la direction du gradient G_f est alignée

parallèlement à l'axe horizontale, la fréquence du signal RMN en fonction de la position le long de l'axe x peut être exprimée par :

$$f(x) = \gamma \bullet (B_0 + xG_f) = f_L + \gamma x G_f \quad \text{I-18}$$

Ainsi, le signal détecté est une combinaison de signaux dont les fréquences varient le long de l'axe x. Une Transformation de Fourier Discrète (TFD) de ce signal permet de discriminer les contributions de chaque composante fréquentielle avec une résolution définie par le nombre de points échantillonnés dans la direction x, N_x. Les composantes fréquentielles acquises pendant une lecture représentent les points constituant une ligne de la coupe sélectionnée. La bande passante de la lecture dépend du champ de vue couvert et de l'amplitude du gradient G_f.

Le codage en fréquence permet de définir les voxels le long d'une ligne de la coupe, mais n'est pas capable de différencier deux voxels se situant dans une même colonne de la coupe. Ceci est dû au fait que les signaux provenant des voxels de la même colonne ont des fréquences de précession identiques et représentent donc un même point dans l'espace fréquentiel. Ainsi, une localisation spatiale dans cette deuxième direction de coupe est nécessaire.

- Codage en phase

Le codage en phase est utilisé pour discriminer l'origine des signaux selon la direction y. Cette technique consiste à appliquer un autre gradient de champ (Phase-Encoding Gradient, G_p) le long de l'axe y pendant une durée courte avant la phase de la lecture. En conséquence, la fréquence de précession des spins est modifiée pour les différentes positions le long du gradient. Lors de la lecture du signal, ce gradient est éteint, et les spins précessent à nouveau à la même fréquence, f_L, mais avec des phases différentes. Le déphasage ainsi créé en fonction de la position le long de l'axe y peut être exprimé en utilisant l'équation ci-dessous :

$$\Delta\Phi(y) = \gamma y G_p t \quad \text{I-19}$$

avec t, la durée de l'application du gradient G_p.

Dans une expérience d'IRM, le gradient G_p est incrémenté N_y fois par pas successifs et appliqué préalablement à chaque lecture afin d'encoder de manière complète l'information spatiale le long de l'axe y de la coupe. Ainsi, selon la direction y, il y a N_y acquisitions correspondant chacune à un codage en phase. Chaque acquisition représente une ligne de la coupe constituée, elle-même constituée de N_x points obtenus grâce au codage en fréquence selon la direction x.

La combinaison de la sélection de coupe, du codage en fréquence et du codage en phase est le principe de base pour la plupart des séquences d'IRM 2D. Pour l'IRM 3D, un volume d'intérêt est excité à la place d'une coupe. Un autre codage en phase est alors appliqué dans la troisième direction.

I.A.2.3 Reconstruction de l'image : de l'espace K à l'espace d'image

Le codage en phase et le codage en fréquence permettent de représenter dans un tableau les valeurs des N_y acquisitions, chacune étant constituée de N_x points. Ce tableau à deux dimensions contenant les points discrets est appelé l'espace K [4,5]. Il représente l'espace de Fourier à partir duquel l'image réelle de la coupe de l'échantillon peut être reconstruite en effectuant une TFD inverse en deux dimensions. Les axes de l'espace de Fourier, K_x et K_y, représentent respectivement les fréquences spatiales dans la direction x et la direction y de l'image (figure I.4). En d'autres termes, chaque point dans l'espace K contient les informations de la fréquence et de la phase pour tous les pixels de l'image. Réciproquement, chaque pixel de l'image est projeté dans tous les points de l'espace K. Les bases fréquences spatiales (points proches du centre du plan) décrivent les larges structures de l'objet et contiennent les informations liées au contraste de l'image. Les hautes fréquences spatiales (les points loin du centre) représentent les détails de l'image et contiennent de ce fait les informations liées à la résolution spatiale de l'image.

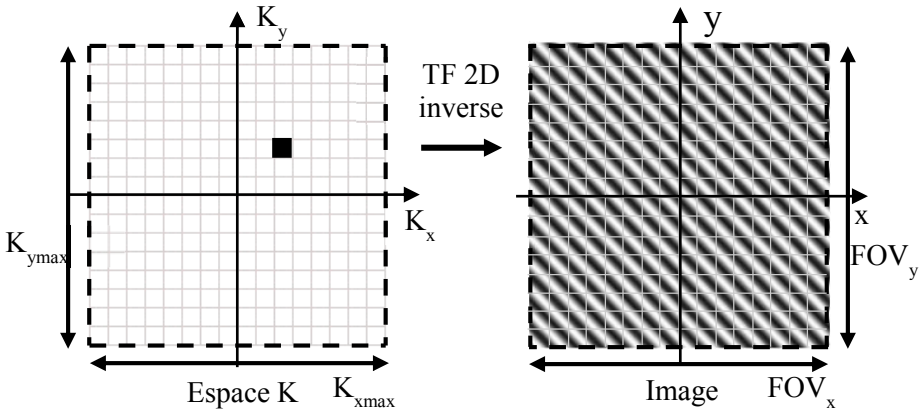


Figure I.4 TFD inverse de l'espace K à l'espace image

Dans l'espace K, les dimensions maximales K_{xmax} et K_{ymax} peuvent être décrites par les équations I.20 et I.21 :

$$K_{xmax} = \gamma G_f T_a \quad \text{I-20}$$

$$K_{ymax} = \gamma G_p \tau_p \quad \text{I-21}$$

avec T_a, le temps d'acquisition, et τ_p, le temps d'application du gradient G_f. Leurs relations avec les champs de vue (field of view) FOV_x et FOV_y de l'image reconstruite sont :

$$\mathrm{FOV}_x = \frac{N_x}{K_{xmax}} \quad \text{I-22}$$

$$\mathrm{FOV}_y = \frac{N_y}{K_{ymax}} \quad \text{I-23}$$

I.A.3 L'imagerie parallèle

L'IRM conventionnelle consiste à acquérir le signal RMN à l'aide d'une seule antenne de réception, et la localisation du signal se fait à l'aide des codages par gradient présentées précédemment. Le codage en phase est la principale limitation à la réduction du temps d'acquisition de l'image, puisque chaque étape de codage de phase nécessite l'acquisition d'un écho distinct. Le temps d'acquisition est déterminé par :

$$T_{image} = T_R N_y N_{ex} \quad \text{I-24}$$

avec T_R, le temps de répétition, N_y, le nombre d'étapes du codage de phase, N_{ex}, le nombre d'excitation pour moyenner le signal.

Afin de réduire le temps d'acquisition d'une image, le nombre d'étapes du codage de phase peut être réduit en utilisant le principe de l'imagerie parallèle, consistant à utiliser simultanément plusieurs antennes, mises en réseau [6]. Les antennes du réseau étant placées à des positions différentes, cela permet de fournir l'information nécessaire à la localisation spatiale du signal RMN à la place du codage de phase [7,8]. La localisation de l'origine du signal utilise alors le profil spatial de la sensibilité des antennes. Les premières méthodes d'imagerie parallèle utilisées en routine clinique sont le SMASH (Simultaneous Acquisition of Spatial Harmonics) [9] et le SENSE (Sensibilité Encoding) [10].

En générale, les techniques d'imagerie parallèle peuvent être classées en deux catégories. Celles dont la reconstruction de l'image est effectuée dans l'espace image, comme par exemple la technique SENSE. Celles utilisant le calcul des données harmoniques manquantes dans le domaine de Fourier (l'espace K) et pour lesquelles le traitement du signal se fait avant la reconstruction de l'image. C'est par exemple le cas des méthodes basées sur le SMASH.

Il faut noter que l'utilisation de ces techniques d'imagerie parallèle cherche à réduire le temps d'acquisition en effectuant un sous-échantillonnage des lignes dans l'espace K. Ceci entraine inévitablement une réduction du rapport signal sur bruit (RSB) en imagerie [11]. Le *RSB* obtenu par les techniques parallèles dépend de la configuration du réseau et de la méthode de reconstruction utilisée. En générale, le *RSB* accessible en imagerie parallèle est limité par deux facteurs et s'exprime comme suit :

$$RSB_{IP} = \frac{RSB}{g\sqrt{R}} \quad \text{I-25}$$

où *RSB*, désigne le rapport signal sur bruit obtenu par un échantillonnage complet sur l'image avec le réseau ; g est un facteur géométrique, qui varie au sein du volume observé et R représente le facteur d'accélération de l'acquisition des images.

I.B Détection du signal RMN

Comme il a déjà été évoqué, le rapport signal sur bruit est essentiel dans une expérience d'IRM et doit être maximisé. L'augmentation du RSB impose la réduction des sources de bruit présentent lors de la détection du signal RMN Ces sources de bruits sont présentes à tous les niveaux de la chaîne de détection ; depuis l'échantillon observé jusqu'aux circuits électroniques de traitement du signal en passant par l'antenne de détection RF.

Dans la partie suivante, nous nous intéressons plus particulièrement au RSB accessible en sortie de l'antenne de détection RF, c'est-à-dire avant la chaîne de traitement électronique. Nous présentons d'abord brièvement le principe général des antennes RF. Ensuite, nous présentons une formulation du RSB permettant d'identifier les contributions du signal RMN et celles des différentes sources de bruit mises en jeu. Enfin, nous mettons en évidence l'avantage d'utiliser des détecteurs miniatures supraconducteurs pour l'IRM haute résolution.

I.B.1 Antennes de détection Radiofréquence

I.B.1.1 Caractéristiques des antennes RF

- Fréquence de résonance

Les antennes utilisées en IRM pour détecter le signal en provenance de l'échantillon sont des capteurs de variations de flux magnétique permettant de transformer en tension induite le champ magnétique émis par les spins lors de la phase de relaxation. De par la faible différence de population entre les spins parallèles et les spins antiparallèles, décrite par la statistique de Boltzman, l'aimantation macroscopique résultante, c'est à dire le signal RMN provenant de l'échantillon, est extrêmement faible. Il est alors nécessaire d'utiliser des antennes de détection résonantes, dont la fréquence de résonance est ajustée à la fréquence du signal RMN (fréquence de Larmor). La résonance de l'antenne se traduit par une sélectivité fréquentielle et permet donc de filtrer une partie du bruit associé à la détection du signal.

Une antenne de détection RF, se représente classiquement par un circuit résonant constitué d'une inductance *L*, d'une capacité *C* et d'une résistance *R* (figure I.5)

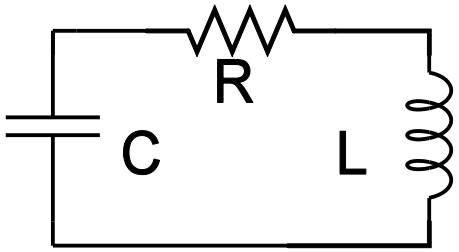


Figure I.5 Circuit équivalent d'une antenne RF.

La fréquence de résonance f_0 du circuit RLC dépend de l'inductance et de la capacité au travers de la relation suivante:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \qquad \text{I-26}$$

L'ajustement de la fréquence de résonance à la fréquence de Larmor peut se faire par la modification de l'inductance et/ou de la capacité équivalente de l'antenne. Pour les antennes conventionnelles basées sur des composants discrets, l'accord en fréquence est effectué par l'ajustement de la valeur des condensateurs car l'inductance est fixée, à la construction, par la géométrie de

l'enroulement. Toutefois, cette technique rencontre des limitations, en raison notamment des contraintes imposées par certaines géométries d'antenne, par les conditions d'utilisation de l'antenne. Nous aborderons ces points plus en détail au chapitre II.

- Facteur de qualité

Le facteur de qualité Q d'une antenne RF en réception peut être traduit par son aptitude à transmettre le signal à la fréquence de résonance tout en atténuant le bruite aux autres fréquences. Il peut être défini comme le rapport de la fréquence de résonance f_0 à la largeur de la bande passante Δf autour de la résonance :

$$Q = \frac{f_0}{f_1 - f_2} = \frac{f_0}{\Delta f} \quad \text{I-27}$$

où $f_1$et f_2 sont les deux fréquences de coupure à -3 dB. Δf correspond ainsi à la bande passante à -3 dB de l'antenne. Pour une antenne ayant un facteur de qualité élevé, sa bande passante est étroite et il est donc important d'accorder le plus précisément possible la fréquence de résonance de l'antenne à la fréquence de Larmor des spins. Ceci est particulièrement critique lors de l'utilisation d'antennes supraconductrices, car elles présentent un facteur de qualité entre deux et trois ordres de grandeur supérieur à celui des antennes en cuivre à la température ambiante et par conséquent une bande passante beaucoup plus petite.

Le facteur de qualité peut également être abordé d'un point de vue énergétique au travers de l'expression ci-dessous :

$$Q = 2\pi \frac{\text{Energie totale stockée par l'antenne}}{\text{Energie dissipée par cycle}} \quad \text{I-28}$$

L'énergie stockée par l'antenne correspond à l'énergie magnétique emmagasinée dans l'inductance de l'antenne. L'énergie dissipée par cycle correspond à l'énergie dissipée dans la résistance équivalente de l'antenne. Le facteur de qualité Q est alors relié aux paramètres électriques équivalents du circuit par :

$$Q = \frac{L\omega_0}{R} \quad \text{I-29}$$

avec ω_0, la pulsation de résonance de l'antenne. R est une résistance équivalente qui représente la somme des résistances de dissipation induites dans l'antenne. Les différentes sources de pertes qui sont présentes lors de la détection du signal seront détaillées plus loin dans ce chapitre

- Champ magnétique radiofréquence B_1

Lorsqu'un courant parcourt l'enroulement d'une antenne, il crée un champ magnétique $\overrightarrow{B_1}$ au voisinage de l'antenne. En utilisant la loi de Biot-Savart [12], le champ $\overrightarrow{B_1}$ généré par un courant I peut être calculé en tout point de l'espace. Pour une antenne circulaire de rayon a, l'intensité du champ $\overrightarrow{B_1}$ créé à une distance d le long de l'axe de l'antenne, normalisé par le courant de circulation I, s'écrit sous forme :

$$\frac{B_1}{I} = \frac{\mu_0}{2} \frac{a^2}{(a^2 + d^2)^{3/2}} \quad \text{I-30}$$

avec μ_0, la perméabilité du vide. Le facteur $\frac{B_1}{I}$ est appelé coefficient d'induction. C'est un critère d'efficacité pour une antenne RF car il traduit l'aptitude de l'antenne à créer un champ magnétique lorsqu'elle est parcourue par un courant. Nous observons par l'équation I.30 que, proche de l'antenne (d < a), une antenne de petite taille présente un coefficient d'induction plus élevé que celui d'une antenne de grande taille grande antenne.

Lorsque l'antenne est utilisée en émission, le champ B_1 généré sert à basculer l'aimantation macroscopique dans le plan transverse. L'homogénéité du champ B_1 peut donc être un paramètre critique car elle conditionne un basculement homogène de l'aimantation de chaque voxel dans le volume observé et donc l'uniformité de l'intensité du signal RMN détectable.

Le principe de réciprocité [13,14] stipule que les propriétés d'une antenne utilisée en réception peuvent être déduites de ses propriétés lorsque elle est utilisée en émission. En d'autres termes, l'amplitude du courant induit dans une antenne RF par un dipôle magnétique tournant à une position donnée de l'espace est proportionnelle au champ $\overrightarrow{B_1}$ crée à la même position de l'espace par l'antenne lorsqu'elle est parcourue par un courant *I*. Sachant que le coefficient $\frac{B_1}{I}$ ne tient pas compte des effets de dissipation dans l'antenne lors de la circulation du courant, il convient d'introduire un autre paramètre, plus adapté, permettant de caractériser l'efficacité d'une antenne incluant les pertes, son facteur de sensibilité S_{RF} :

$$S_{RF} = \frac{\omega_0 (B_1/I)}{\sqrt{4K_B T_{eq} R_{eq}}} \qquad \text{I-31}$$

le dénominateur représente le terme d'une *f.e.m* de fluctuation thermique correspondant à la somme des résistances de bruits équivalentes pondérées par la température du milieu dissipatif auquel elles sont associées. L'échantillon et les conducteurs de l'antenne sont les principaux milieux concernés. Nous les présenterons en détail au paragraphe I.B.3.

En pratique, le champ $\overrightarrow{B_1}$ généré dans l'espace peut être décomposé en trois composantes : le une composante selon la direction du champ statique, B_{1Z}, et deux composantes dans le plan transverse B_{1x}, B_{1y}. Seules les composantes transverses interviennent effectivement dans le basculement de l'aimantation ou dans la détection du signal RMN. Nous pouvons les décrire dans le référentiel tournant par deux composantes de champ circulairement polarisées [14]:

$$B_1{}^+ = \frac{B_{1x} + B_{1y}}{2} \qquad \text{I-32}$$

$$B_1{}^- = \frac{B_{1x}^* - B_{1y}^*}{2} \qquad \text{I-33}$$

Le champ $B_1{}^+$ tourne dans le sens horaire par rapport au champ statique, c'est-à-dire dans le même sens que la précession de l'aimantation. Ainsi, seule la composante $B_1{}^+$ du champ provoque la nutation des spins lors de la phase d'excitation RF. La composante $B_1{}^-$ tourne dans le sens contraire de $B_1{}^+$, qui est relié à la réception du signal RMN par l'antenne.

I.B.1.2 Différents types d'antennes

Un des critères importants pour la conception des antennes RF en IRM est que l'antenne doit présenter une sensibilité optimale dans la région d'intérêt. L'homogénéité du champ B_1 créé par l'antenne doit également être considérée pour certaines applications. Plusieurs types d'antennes RF existent aujourd'hui, chacune conçue pour répondre aux besoins spécifiques liés à l'observation de différents sites anatomiques.

- Antenne de volume

Les antennes de type volumique entourent entièrement l'objet observé et permettent d'obtenir un champ B_1 relativement homogène dans toute la région d'intérêt. Le solénoïde [13] en est l'exemple le plus simple. Il est constitué d'un conducteur enroulé autour d'un cylindre, et génère un champ B_1 parallèle à l'axe de l'antenne (figure I.6 (a)). Par conséquent, l'antenne doit obligatoirement être positionnée de telle sorte que son axe soit perpendiculaire à celui de l'aimant statique, ce qui pose des contraintes fortes concernant le positionnement de l'échantillon et la taille maximum des échantillons utilisables.

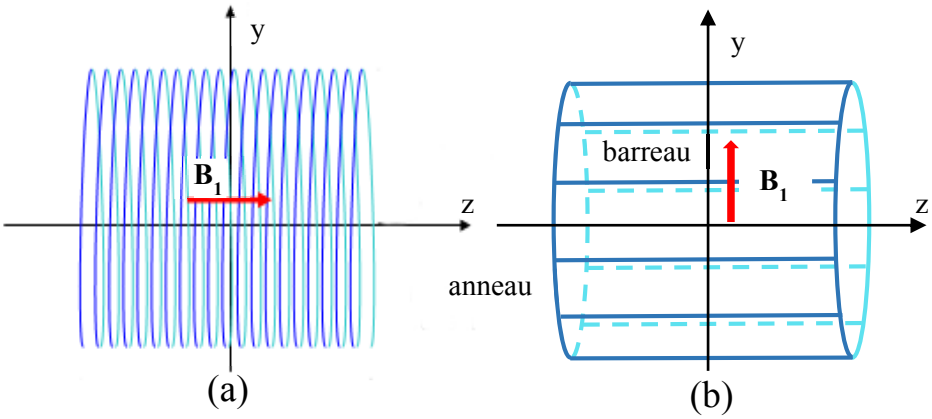


Figure I.6 Antennes de type volumique. (a) Solénoïde (b) Birdcage.

L'antenne de volume la plus répandue en imagerie clinique est de type « Birdcage » [15] (figure I.6 (b)). Elle est constituée de barreaux (rungs) disposés autour d'un cylindre et connectés entre eux aux extrémités par deux anneaux conducteurs (end-rings). Des capacités sont insérées en série avec les conducteurs pour rendre la structure résonante. Le principe de base de ce type d'antennes est de faire circuler un courant le long des conducteurs, dont l'amplitude varie sinusoïdalement avec la position azimutale dans l'antenne cylindrique afin de générer un champ le plus homogène possible. Les antennes de type « Birdcage » génèrent un champ B_1 transverse et peuvent donc être positionnées parallèlement au champ B_0.

- Antenne de surface

Lorsque l'on souhaite observer des zones de dimensions réduites, situées en périphérie d'un échantillon de grande taille, l'utilisation d'antenne de volume n'est pas adaptée car la taille de l'antenne (imposée par la taille de l'échantillon devant être inséré dans l'antenne) est beaucoup plus grande que celle de la zone d'intérêt. Dans ce cas, l'utilisation d'antennes de petite taille, dites « de surface », ayant une sensibilité de détection locale et placées au contact de la zone à observer, permet d'améliorer le rapport signal sur bruit [16]. Les antennes de surface conventionnelles sont constituées d'un enroulement (souvent circulaire ou rectangulaire) qui fixe l'inductance, et de condensateurs soudés sur l'enroulement

pour créer la résonance. L'utilisation d'antenne de surface dont la dimension est adaptée à la taille de la région d'intérêt présente un double intérêt : Cela permet d'une part d'optimiser le coefficient d'induction de l'antenne, c'est à dire le couplage magnétique entre l'antenne et la zone à imager et d'autre part de filtrer spatialement le bruit en provenance de l'échantillon. Néanmoins, le champ B_1 généré par une antenne de surface décroît rapidement avec la distance à l'antenne et n'est pas homogène dans le volume imagé. Pour cette raison, les antennes de surface ne sont efficaces que pour imager des zones peu profondes et de dimension latérale réduite. De nombreuses applications cliniques ont été réalisées en profitant de la haute sensibilité des antennes de surface [17–20]. Nous allons voir dans le paragraphe suivant comment la mise en réseau d'antennes de surface permet de bénéficier de la haute sensibilité locale des antennes de surface tout en augmentant la taille du volume observé (figure I.7).

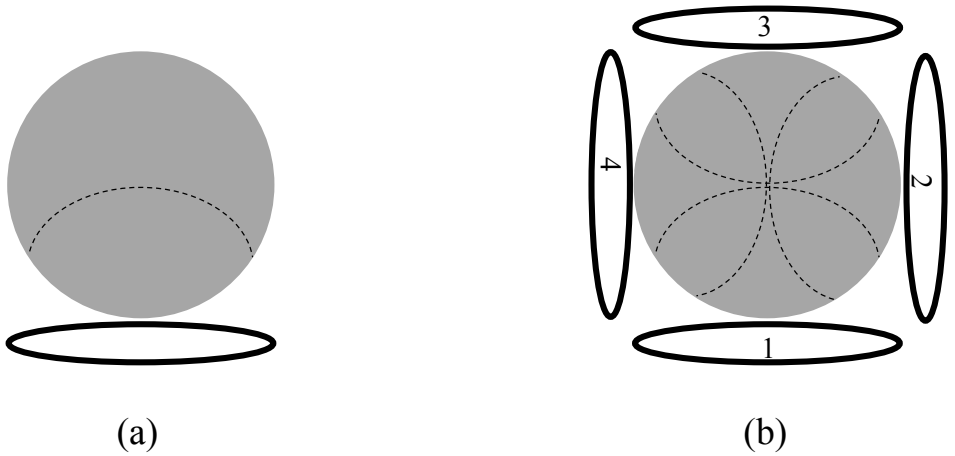


Figure I.7 Illustration du profil de sensibilité (trait pointillé) d'une antenne de surface. (b) Illustration des profils de sensibilité combinés lors de la mise en réseau de quatre antennes de surface.

- Réseau d'antennes

Le concept de réseau d'antennes a été introduit pour permettre d'augmenter la taille de la zone observée par la combinaison des profils de sensibilité des antennes de surface adjacentes [6]. Chaque élément du réseau détecte indépendamment le signal et le bruit issus de régions différentes de l'échantillon tout en rejetant les signaux et les bruits captés par les autres éléments.

Comme nous l'avons évoqué précédemment, les positions différentes des antennes constituant le réseau se traduisent par une sélectivité spatiale et fournissent l'information nécessaire pour réaliser un codage supplémentaire permettant de localiser l'origine du signal RMN. C'est sur ce principe et en utilisant les profils de sensibilité des éléments du réseau, que sont basées les techniques d'imagerie parallèle [9,10]. Elles permettent une réduction du nombre de pas de codage en phase lors de l'acquisition et donc une réduction considérable du temps d'acquisition (cf. paragraphe I.A.3). Théoriquement, pour un réseau de N éléments, un facteur d'accélération N est accessible si chaque élément possède une carte de sensibilité distincte des autres. Dans la pratique, les cartes de sensibilité des éléments du réseau ne sont pas parfaitement disjointes et des facteurs d'accélération plus faibles sont utilisés.

La conception d'un réseau d'antennes est complexe à cause des couplages magnétiques entre les éléments du réseau [6,21,22]. Ces couplages doivent être éliminés pour deux raisons principales. Premièrement, le signal induit dans chaque élément est couplé aux éléments voisins au travers de l'inductance mutuelle. En d'autres termes, plusieurs éléments du réseau recevront le même signal et l'efficacité du codage spatial est réduite. Ce couplage inductif se traduit également par un décalage de la fréquence de résonance de chaque élément, ce qui réduit la sensibilité individuelle des antennes à la fréquence de Larmor. Deuxièmement, le bruit présent dans chaque élément peut également être transféré

aux éléments voisins au travers des résistances mutuelles [6], qui s'ajoutent aux pertes propres de chaque antenne. Cela dégrade alors la sensibilité de chaque élément dans le réseau.

La figure I.8 illustre l'effet du couplage magnétique sur la réponse en fréquence de chaque antenne lorsque deux antennes accordées à une même fréquence f_0 sont placées à proximité.

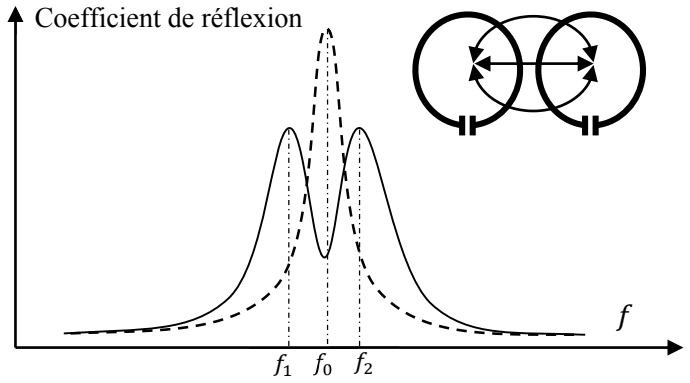


Figure I.8 Effet du coulage magnétique sur la réponse en fréquence de deux antennes proches : ligne pointillé : la résonance d'une antenne toute seule, ligne pleine : dédoublement de la résonance dû au couplage magnétique entre deux antennes.

Nous présenterons les travaux que nous avons conduits dans le but de supprimer le couplage magnétique entre antennes dans le chapitre III de ce manuscrit.

Dans la partie suivante, nous détaillons les mécanismes conditionnant l'efficacité de détection d'une antenne RF. Nous présentons les origines du signal et des différents bruits intervenant lors d'une expérience d'IRM et impliquées dans la formulation du RSB.

I.B.2 Signal

Selon le principe de réciprocité [13], l'aptitude d'une antenne à détecter un signal RMN peut être évaluée par son coefficient d'induction B_1/I, c'est-à-dire par son aptitude à créer un champ magnétique. En considérant un coefficient d'induction, et donc un angle de basculement de l'aimantation, uniforme dans tout l'échantillon, le signal émis par les spins contenus dans un volume élémentaire δV et capté par l'antenne de réception peut être exprimé :

$$S = \omega_0 \sin\alpha \, M_0 \delta V \frac{B_1}{I} \qquad \text{I-34}$$

avec α, l'angle de basculement, M_0, l'aimantation macroscopique de l'échantillon.

I.B.3 Sources de bruit

Les charges distribuées dans un milieu conducteur (électrons et ions) exercent des mouvements aléatoires à une température non nulle, appelés mouvement Brownien. D'après le théorème de fluctuation-dissipation [23], la dissipation de l'énergie dans un milieu est toujours reliée aux processus de fluctuation thermique des charges qu'il contient. Ces processus sont modélisés en pratique comme des sources de tensions de bruit.

Dans une expérience d'IRM, deux sources de bruit principales sont à considérer. La première représente les pertes internes à l'antenne. La deuxième représente les pertes externes, générées au sein de l'échantillon et couplées inductivement dans l'antenne.

I.B.3.1 Pertes internes à l'antenne

Les pertes internes de l'antenne proviennent de l'agitation thermique des charges présentes dans le conducteur à laquelle on associe une résistance équivalente R_c. Pour une antenne circulaire de rayon *a,* réalisée avec un conducteur normal (cuivre par exemple) de rayon *r* et de résistivité ρ_c, et en prenant compte l'effet de peau, la résistance propre de l'antenne a pour expression :

$$R_c = \sqrt{\frac{\rho_c \mu_0 \omega_0}{2}} \frac{a\xi}{r} \qquad \text{I-35}$$

avec μ_0, la perméabilité du vide, ω_0, la pulsation de résonance et ξ le facteur de proximité.

Nous remarquons que la résistance propre d'une antenne est proportionnelle à la racine de la pulsation de résonance ω_0. L'agitation thermique des porteurs de charges dans le conducteur de l'antenne génère une *f.e.m* de bruit gaussien, noté e_c, appelé bruit de Johnson-Nyquist dont l'expression est la suivante [24,25]:

$$e_c = \sqrt{4 k_B T_c R_c \Delta f} \qquad \text{I-36}$$

où k_B est la constate de Boltzman, T_c est la température du conducteur, et Δf est la bande de fréquence considérée.

I.B.3.2 Les pertes induites dans l'antenne

Des pertes externes peuvent également être induites dans l'antenne par couplage avec l'échantillon conducteur soumis au champ RF de l'antenne. Les pertes induites par l'échantillon peuvent

être classées en deux catégories : celles induites par couplage magnétique et celles induites par couplage capacitif.

Les pertes induites par couplage magnétique (ou inductif) sont modélisées par une résistance équivalente R_i qui correspond à l'agitation thermique des charges dans les tissus due à la circulation de courants Foucault induits [26]. Pour une antenne de circulaire de rayon a placée contre un échantillon semi-infini, R_i s'écrit [13] :

$$R_i = \frac{1}{3}\sigma {\mu_0}^2 {\omega_0}^2 a^3 \qquad \text{I-37}$$

où σ représente la conductivité de l'échantillon.

Nous remarquons que la résistance induite dépend de la pulsation de résonance $\omega_0$au carré, et est proportionnelle au rayon à la puissance 3.

La *f.e.m* de bruit correspondant à cette résistance induite peut être décrite de la même façon que pour le bruit propre en utilisant l'expression établie par Johnson-Nyquist :

$$e_i = \sqrt{4k_B T_i R_i \Delta f} \qquad \text{I-38}$$

avec T_i, la température de l'échantillon.

Les pertes induites par couplage capacitif (ou diélectrique) proviennent de la pénétration des lignes du champ électrique à la surface de l'échantillon. Le champ électrique est généré par la différence de potentiel entre l'antenne et l'échantillon. Les fluctuations thermiques des charges à la surface de l'échantillon engendrent ainsi des bruits diélectriques. En générale, il est possible de réduire ces pertes diélectriques en équilibrant le potentiel électrique de l'antenne. Ceci peut être fait, par exemple, en distribuant des capacités en série tout le long du conducteur de l'antenne [27].

Dans la suite, seul le bruit propre de l'antenne et le bruit induit magnétiquement par l'échantillon seront considérés dans la formulation du rapport de signal sur bruit de l'antenne en raison de leur contribution dominante par rapport aux autres sources de bruit.

I.B.4 Rapport Signal sur Bruit

Le rapport signal sur bruit accessible aux bornes d'une antenne (c'est-à-dire sans inclure les pertes du reste de la chaîne d'acquisition) est défini par le rapport entre l'intensité du signal RMN capté et l'intensité de la somme des *f.e.m*s de bruit engendrées lors de la détection. La formule peut être déduite en combinant les équations I.34, I.36 et I.38 [28]:

$$RSB_{RF} \approx \frac{\omega_0 \sin\alpha \, M_0 \delta V}{\sqrt{4k_B \Delta f (T_c R_c + T_i R_i)}} \frac{B_1}{I} \qquad \text{I-39}$$

La contribution intrinsèque de l'antenne dans le *RSB* de détection est représentée par le facteur de sensibilité de l'antenne, $S_{RF,}$ qui représente le *RSB* accessible par unité de temps, d'aimantation et de bande passante. Tenant compte des deux sources de dissipation principales présentées précédemment, le S_{RF} s'écrit sous forme :

$$S_{RF} = \frac{\omega_0 (B_1/I)}{\sqrt{4K_B (T_c R_c + T_i R_i)}} \qquad \text{I-40}$$

La détection est considérée idéale lorsque le facteur de sensibilité n'est pas dégradé par les pertes internes de l'antenne. Dans ce cas, la seule source de bruit présente provient de l'échantillon et est intrinsèque au mécanisme de détection du signal. Cette situation traduit la notion du *RSB* intrinsèque,

qui représente la compétition entre le signal RMN et les bruits thermiques issus de l'échantillon observé [29].

I.B.5 Amélioration du facteur de sensibilité

D'après l'expression [Eq.I.39], il existe principalement deux stratégies pour améliorer le RSB à la sortie de l'antenne RF : soit par l'augmentation de l'aimantation transversale moyenne pondérée par la fréquence de résonance, $M_0\omega_0$ dans l'échantillon, ce qui revient à augmenter l'intensité du champ statique B_0 ; soit par l'augmentation du facteur de sensibilité S_{RF} de l'antenne RF. Nous nous intéressons par la suite à cette dernière stratégie car elle permet d'améliorer le *RSB* indépendamment de l'amplitude du champ statique utilisé et est donc applicable aux systèmes d'IRM clinique à champ intermédiaire (typiquement 1,5 T).

En générale, les antennes de surface sont utilisées pour l'imagerie de structures superficielles. Les antennes de surface présentent un champ de vue beaucoup plus restreint que celui des antennes de volume mais elles permettent d'obtenir un *RSB* beaucoup plus élevé à la surface de l'échantillon grâce à un meilleur couplage magnétique local et un filtrage spatial du bruit provenant de l'échantillon [30,31].

Pour optimiser le facteur de sensibilité des antennes de surface, au regard de l'équation I.40, il faut que les deux sources de bruit principales e_c et e_i soient réduites. Pour répondre à cet objectif, différentes stratégies peuvent être utilisées selon que le bruit interne e_c domine ou que le bruit induit par l'échantillon, e_i domine.

- Domaine de dominance du bruit induit par l'échantillon : Diminution de la taille de l'antenne

En générale, l'antenne de réception doit fonctionner dans le domaine où le bruit induit de l'échantillon est grand devant le bruit interne de l'antenne de sorte que les performances de l'instrument ne soient pas le facteur limitant de la sensibilité de détection. D'après les expressions I.35 et I.37, les pertes internes dépendent linéairement du rapport entre le rayon a et de la section du conducteur de l'antenne, et les pertes induites dépendent du rayon a de l'antenne à la puissance 3. Il est alors possible, dans ce domaine, de diminuer la contribution relative des pertes induites en réduisant le rayon de l'antenne et donc d'augmenter le facteur de sensibilité S_{RF}. De plus, la réduction de la taille de l'antenne se traduit par une augmentation de son coefficient d'induction ce qui contribuera aussi à augmenter le facteur de sensibilité

- Domaine de dominance du bruit interne: Réduction de l'agitation thermique du conducteur de l'antenne

D'après les équations I.35 et I.37, en réduisant la taille a de l'antenne ou en diminuant la fréquence de fonctionnement ω_0 (faible intensité du champ B_0), le bruit induit dans l'antenne diminue plus rapidement que le bruit interne de l'antenne. Ainsi, en dessous d'une certaine taille d'antenne, fonction des conditions d'imagerie, et notamment du champ statique utilisé, le bruit interne à température ambiante peut être supérieur au bruit induit. Ceci peut être le cas pour des applications spécifiques, comme par exemple à bas champ [32,33], à haut champ avec des échantillons non-conducteurs de petite taille [34,35] ou à champ clinique avec des antennes de petite taille [36–39].

Lorsque le bruit interne domine, le refroidissement de l'antenne permet de réduire considérablement son bruit interne et donc d'augmenter son facteur de sensibilité [37,40–42]. En effet, l'utilisation d'antennes refroidies présente un double avantage : D'une part, la température de l'antenne T_c intervenant dans la *f.e.m* interne est réduite, ce qui permet d'augmenter le *RSB*. D'autre part, la

résistivité du matériau conducteur (typiquement du cuivre) diminue avec la température, ce qui engendre une réduction de la résistance équivalente R_c de l'antenne et se traduit aussi par une augmentation du *RSB*.

Une autre solution intéressante permettant de réduire le bruit interne de l'antenne est apparue avec le développement des matériaux supraconducteurs à haute température critique (SHTc) [43,44]. L'utilisation de ces matériaux pour la fabrication d'antennes RF permet d'obtenir une puissance de bruit thermique environ trois ordres de grandeur inférieure à celle des antennes cuivre à la même température. Les très faibles pertes des antennes SHTc ont permis d'améliorer fortement la sensibilité de détection dans de nombreuses applications de l'IRM sur une large gamme d'intensité de champ.

I.C Détecteurs de haute sensibilité

En synthétisant les différents moyens d'amélioration de la sensibilité de détection, il apparaît particulièrement avantageux d'utiliser des antennes de surface supraconductrices de petite dimension (diamètre centimétrique) pour l'IRM haute résolution [45]. Nous présentons dans la suite les travaux relatifs à l'utilisation des antennes SHTc miniatures en IRM. Nous commençons par une introduction générale sur les principales propriétés des supraconducteurs.

I.C.1 Rappel sur les caractéristiques de supraconductivité de matériaux

Le phénomène de supraconductivité a été découvert par H. Kammerlingh Onnes en 1911. Historiquement, les premiers supraconducteurs découverts furent des métaux simples (mercure, plomb, aluminium), constituant le groupe des supraconducteurs de type I. Ce type de supraconducteurs ne peut prendre que deux états : état normal et état supraconducteur. La supraconductivité de type I est caractérisée, entre autre, par un phénomène d'exclusion complète du champ magnétique dans les matériaux (l'effet Meissner). Depuis les années 30, la supraconductivité a été également découverte dans des matériaux de nature complexe : comme des alliages, céramiques ou oxydes. Ces matériaux sont des supraconducteurs de type II et ils possèdent un troisième état (état mixte) dans lequel une pénétration locale du champ magnétique à l'intérieur du matériau est possible. Les comportements de ces deux types de supraconducteurs lors de l'application d'un champ magnétique seront détaillés plus loin dans cette section.

Trois paramètres caractérisent la supraconductivité d'un matériau : la température critique T_c, la densité de courant critique J_c, et le champ magnétique critique H_c. Ils correspondent à la valeur des grandeurs physiques au-delà de laquelle le matériau perd ses propriétés supraconductrices.

- La température critique T_c

La propriété la plus connue des matériaux supraconducteurs est de présenter une résistance nulle en continu et très faible en alternatif lorsque ils sont refroidis en dessous d'une température caractéristique, T_c, appelée température critique. Cette grandeur représente la température de transition du matériau de l'état normal à l'état supraconducteur. La figure I.9 présente la variation de la résistance d'un matériau supraconducteur ($YBa_2Cu_3O_7$) en fonction de la température.

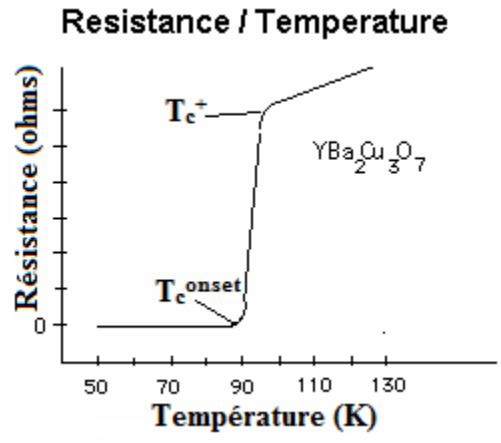


Figure I.9 Résistance en fonction de la température pour le matériau $YBa_2Cu_3O_7$ dont la température critique T_c est de 90 Kelvins.

En l'absence de champ magnétique et en régime de courant faible, la résistance de tous les supraconducteurs est rigoureusement nulle lorsqu'ils sont refroidis en dessous de leur température critique. La transition entre l'état supraconducteur et l'état normal se fait sur une gamme de température de quelques Kelvins. Deux températures caractérisent cette transition : la première, T_c^{onset}, correspond au début de la transition normal/supraconducteur ; la deuxième, T_c^+, correspond à la fin de la transition. En général, la température critique d'un matériau se réfère à la valeur de T_c^{onset}.

Les supraconducteurs peuvent être classés en deux catégories en fonction de leur température critique : les matériaux ayant une température critique faible, appelés supraconducteurs de Base T_c, tel que le Niobium (9.2 K, type II), et les matériaux ayant une température critique élevée (supérieure à 30 K), appelés supraconducteurs de Haute T_c (SHTc), comme l'YBaCuO (88-93K). Tous les supraconducteurs haut-T_c sont supraconducteurs de type II.

- Le courant critique J_c

Les matériaux supraconducteurs peuvent revenir à l'état normal lorsque le courant les traversant dépasse une certaine intensité. Cette limitation est caractérisée par la densité de courant critique J_c (A/mm^2), qui est fonction de la température. La figure I.10 illustre ce phénomène et représente la tension (proportionnelle à la résistance) aux bornes d'un supraconducteur ($Bi_{2+x}Sr_{3-y}Ca_yCu_2O_{8+D}$) en fonction du courant appliqué.

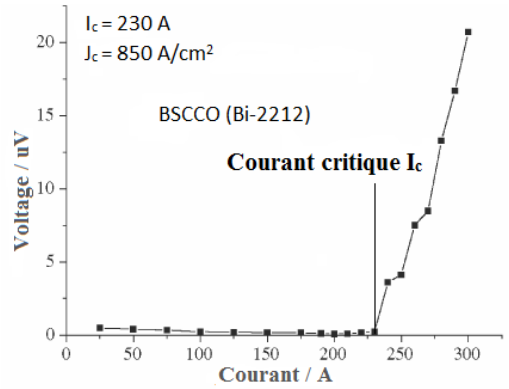


Figure I.10 Tension aux bornes d'un fil supraconducteur BSCCO en fonction de l'amplitude de courant, tirée de [46].

En générale, les matériaux de type II possèdent des courants critiques beaucoup plus élevés que les matériaux de type I. Ces supraconducteurs permettent donc de supporter des courants de grande intensité tout en restant supraconducteur et sont donc capables de créer de très forts champs magnétiques.

- Le champ magnétique critique H_c

La troisième caractéristique de la supraconductivité est l'exclusion du champ magnétique à l'intérieur du matériau à l'état supraconducteur. En effet, lorsqu'un matériau à l'état supraconducteur est placé dans un champ magnétique, ce champ est repoussé autour du supraconducteur sans le pénétrer. Cette caractéristique, connue sous le nom d'effet Meissner, traduit le diamagnétisme parfait des matériaux supraconducteurs. Il a été observé par Meissner et Ochsenfeld en 1933. Les supraconducteurs des types I et II présentent tous ce diamagnétisme parfait quand l'intensité du champ appliquée est inférieure à une certaine intensité critique et se trouvent dans l'état supraconducteur. Lorsque l'intensité du champ dépasse une intensité critique, notée H_c, les supraconducteurs de type I transitent de suite à l'état normal et la supraconductivité est détruite. En revanche, les supraconducteurs de type II se comportent différemment car, pour des intensités de champ supérieures à une première valeur

caractéristique, notée $H_{c1,}$ ils se trouvent dans un état mixte où le diamagnétisme n'est plus parfait, une fraction du matériau est dans l'état normal et l'autre partie reste dans l'état supraconducteur. Lorsque l'intensité du champ magnétique appliqué dépasse une deuxième valeur caractéristique, notée H_{c2}, les supraconducteurs de type II transitent complètement à l'état normal. La figure I.11 montre respectivement les états possibles des supraconducteurs de type I et II en fonction de la température et du champ magnétique appliqué.

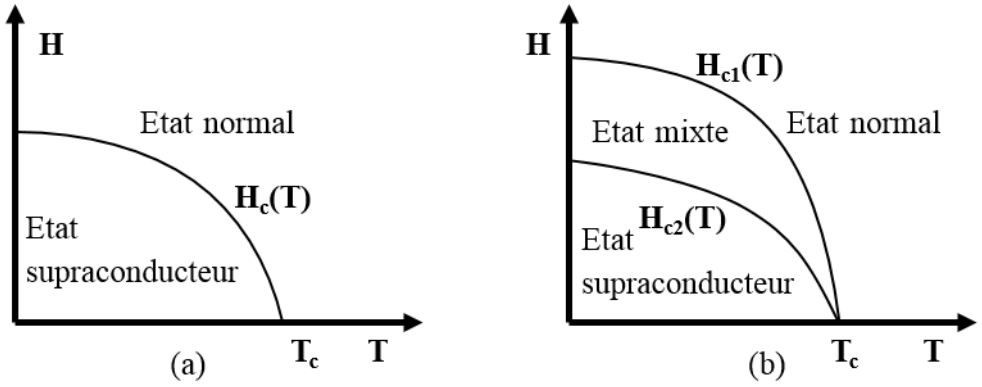


Figure I.11 Différents états en fonction de l'intensité du champ magnétique appliqué et de la température du supraconducteur, (a) type I (b) type II.

Ainsi, les supraconducteurs de type I ne possèdent qu'un seul champ critique H_c avec deux états possibles : normal/supraconducteur, alors que les supraconducteurs de type II possèdent deux champs critiques H_{c1} et H_{c2} avec trois états possibles : normal/mixte/supraconducteur. L'existence de l'état mixte peut être expliquée par l'apparition de « vortex » dans les supraconducteurs de type II. Un vortex, est une zone (de forme cylindrique) du matériau dans laquelle les électrons ne sont plus supraconducteurs. L'exclusion du champ magnétique, réalisée par les courants supraconducteurs en surface du matériau, n'a donc plus lieu dans cette zone car les courant sont normaux. Dans l'état mixte, le champ magnétique pénètrera donc dans le matériau à l'emplacement de chaque vortex. La densité de vortex augmente avec l'intensité du champ et lorsque l'intensité du champ atteint la deuxième valeur critique $H_{c2,}$ les vortex occupent tout le matériau et le supraconducteur transite à l'état normal. En présence d'un courant continu suffisant, les vortex se déplacent ; c'est le régime de « flux flow ». Le déplacement de vortex, c'est-à-dire d'électrons normaux, va se traduire par l'apparition d'une résistance non nulle, mais très faible comparée à celle de l'état normal.

Les supraconducteurs de type I ayant des champs critiques H_c très faibles, ils ne sont pas utilisés en IRM. Cependant, les supraconducteurs de type II peuvent avoir des valeurs de champ critique H_{c2} très élevées, (proche de 100 Tesla pour le matériau $YBa_2Cu_3O_7$). Ceci est particulièrement avantageux car l'utilisation de matériaux de type II permet de travailler à haut champ tout en conservant des pertes significativement plus faibles que les pertes des conducteurs normaux.

I.C.2 Antennes miniatures SHTc

Les antennes de surface classiques sont constituées d'une boucle conductrice servant à générer le champ B_1 et d'un ou plusieurs condensateurs soudés servant à l'accord et l'adaptation. Cette technologie, basée sur l'emploi de composants discrets, pose des difficultés importantes pour la conception d'antennes miniatures SHTc.

Premièrement, la réduction de la taille de l'antenne fait apparaître un problème d'encombrement pour le placement des condensateurs. Ceci est d'autant plus problématique, qu'en général, plusieurs condensateurs doivent être utilisés pour équilibrer le potentiel le long de l'enroulement. La figure I.12 montre un exemple d'antennes conventionnelles miniatures (diamètre de 15 mm) avec des condensateurs discrets répartis le long de l'enroulement [47].

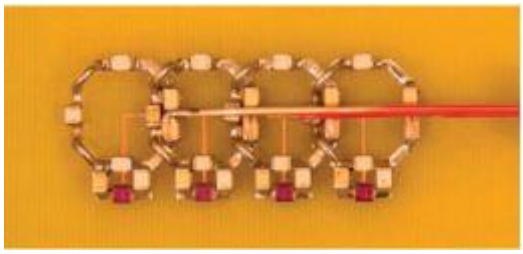


Figure I.12 Réseau de 4 antennes conventionnelles miniatures.

Deuxièmement, l'utilisation de soudures et de condensateurs discrets engendre des pertes supplémentaires qui dégradent la sensibilité de détection et limitent le bénéfice d'utiliser des matériaux supraconducteurs.

Une solution alternative à l'emploi d'éléments discrets est de concevoir les antennes sur des principes de résonateurs monolithiques. Ce type d'antennes auto-résonantes permet de s'affranchir de l'utilisation de condensateurs discrets et des contraintes présentées précédemment. Nous présentons par la suite les différentes structures d'antennes monolithiques utilisées en IRM.

I.C.2.1 Différentes conceptions monolithiques

Plusieurs principes ont été employés pour développer des antennes supraconductrices. Ils utilisent généralement des éléments (condensateur/inductance) continument distribués. Dans ce chapitre nous présentons en particulier deux principes de conception, utilisés avec succès pour réaliser des antennes en IRM, basées sur les résonateurs à ligne de transmission et exploitant la capacité et l'inductance linéique de la ligne [48].

- Ligne de transmission à éléments localisés

Le premier principe repose sur celui des lignes de transmission à éléments localisés. On parle ici d'éléments localisés pour indiquer le fait que l'inductance et la capacité de la structure ne sont pas toujours les mêmes tout le long de la ligne. Selon la constitution de l'inductance/capacité, deux géométries de ce type ont été proposées :

- Inductance spirale

La figure I.13 montre l'une des premières géométries de structure auto-résonante proposées, constituée de deux circuits élémentaires séparés par un diélectrique [49]. Chacun de ces deux circuits

contient une piste fine en spirale constituant l'inductance, et deux bandes larges circulaires concentriques permettant de réaliser un effet capacitif au travers du substrat.

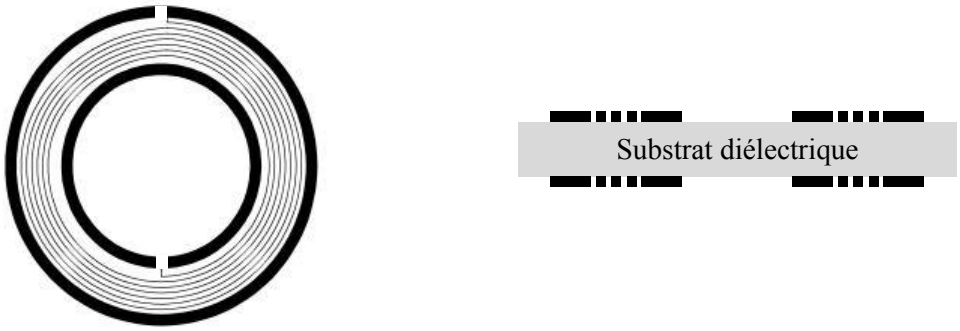
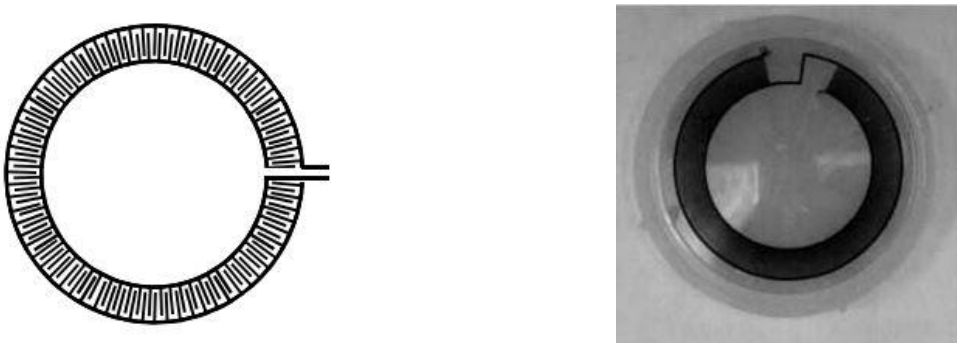


Figure I.13 Résonateur monolithique avec une inductance spirale et une capacité intégrée.

Les deux bandes larges possèdent chacune une fente, diamétralement opposées, et le sens de rotation de la spirale est inversé d'un côté à l'autre afin de pouvoir créer (ou capter) un champ magnétique extérieur (cf. Ligne de transmission à éléments distribués). La détermination de la fréquence de résonance de cette antenne nécessite de calculer l'inductance et la capacité équivalentes de cette structure relativement complexe. Dans la pratique, le réglage de la fréquence de résonance d'un tel circuit ne peut que se faire empiriquement et limite son utilisation dans les applications d'IRM.

- Capacités interdigitées

La deuxième géométrie basée sur les lignes de transmission à éléments localisés est une structure simple face qui utilise des capacités interdigitées [50]. Elle a été largement utilisée pour concevoir des antennes SHTc en IRM [33,51–53]. La figure I.14 présente la structure de ce type d'antennes.



(a) (b)

Figure I.14 Résonateur monolithique simple face à capacité interdigitées. (a) schéma de principe. (b) Une antenne SHTc réalisée avec ce principe, image tirée de [Ma, 2003].

Ces antennes contiennent typiquement deux spirales coplanaires (ligne de transmission) constituant l'inductance équivalente, et des portions de lignes (digits capacitifs), normales aux spirales, jouant le rôle de la capacité. La valeur de la capacité équivalente du résonateur dépend du nombre de digits entrelacés et de la géométrie (longueur, largeur, espacement) de chaque digit. En générale, le réglage de la fréquence de résonance de ce type d'antennes se fait, après fabrication, par itérations successives en coupant un certain nombre de digits capacitifs.

- Ligne de transmission à éléments distribués

Le deuxième type d'antenne auto-résonante monolithique utilise le principe des lignes de transmission à éléments distribués, dans lequel l'inductance et la capacité sont identiques en tout point de la ligne (inductance et capacité linéique de la ligne de transmission). L'exemple, le plus simple de ce type de résonateur est une ligne de transmission droite, ouverte aux extrémités et de longueur égale à un quart de longueur d'onde. Le courant est maximum au milieu de la ligne et minimum (nul) aux extrémités. Cependant, l'utilisation directe d'une ligne de transmission ouverte pour concevoir une antenne est confrontée à certains problèmes. Notamment, la pénétration du champ B_1 créé par une antenne à ligne de transmission classique est fortement réduite [54], ceci est dû au fait que les deux conducteurs constituant la ligne de transmission portent des courants de signe opposé. Cet effet de miroir sur les courants entraine une réduction du champ B_1 émis à l'extérieur du substrat et donc une réduction du couplage magnétique avec l'échantillon.

Une solution permettant de pallier ce problème consiste à utiliser les lignes de transmission à fentes [55]. L'antenne est alors constituée de deux bandes conductrices (lignes de transmission), qui sont séparées par un substrat diélectrique. Les deux bandes sont chacune fendues de manière diamétralement opposée (figure I.15). Cela permet de déséquilibrer la distribution locale du courant entre les deux bandes et de forcer un même courant à circuler dans les deux bandes. Cette antenne est alors capable de créer (ou détecter) un champ magnétique à l'extérieur du substrat. Chaque bande de l'antenne possède une inductance équivalente, et les deux bandes séparées par le substrat possèdent une capacité équivalente continument distribuée le long de la structure. Le tout est une structure auto-résonante.

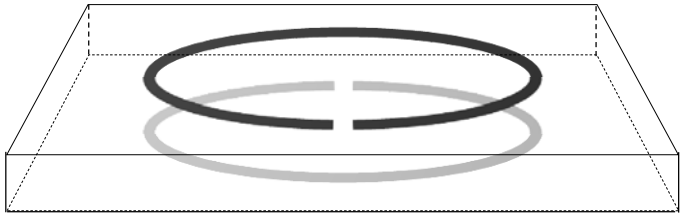


Figure I.15 Résonateur monolithique de ligne de transmission à fente, simple tour.

La détermination de la fréquence de résonance pour ce type d'antennes peut se faire facilement par une modélisation analytique basée sur la ligne de transmission [55]. Cette structure de mono tour a été employée pour réaliser des antennes SHTc utilisées dans des applications de l'imagerie microscopique à haut champ [34,56].

A partir de cette configuration simple tour, des versions plus complexes muli-tours ont été également conçues afin d'augmenter l'inductance équivalente de l'antenne et son couplage magnétique à l'échantillon. Ces antennes multi tours, appelées Résonateur Multi tours à Ligne de Transmission (RMLT), permettent d'accéder à une gamme de fréquence plus basse afin de mener des expériences à bas champ et à champ intermédiaire. Au laboratoire IR4M, le principe des RMLT est utilisé depuis une vingtaine d'années pour le développement d'antenne SHTc en IRM haute résolution. Ces antennes à haute sensibilité ont permis d'obtenir des améliorations significatives de la qualité des images [38,57].

Nous présentons ci-après le fonctionnement de l'antenne de type RMLT qui a été utilisée pour les études effectuées dans le cadre de cette thèse.

I.C.2.2 Résonateur multi tours à ligne de transmission (RMLT)

La géométrie d'un RMLT se base sur celle de la ligne de transmission à éléments distribués. L'antenne est constituée de deux enroulements multi-tours situés de part et d'autre d'un substrat diélectrique. Afin de pouvoir émettre ou capter un champ électrique extérieur, un déséquilibre du courant de la ligne de transmission est obtenu par l'insertion de deux fentes diamétralement opposées et par l'opposition des sens des enroulements (figure I.16). L'augmentation du nombre de tours permet d'augmenter l'inductance équivalente du résonateur.

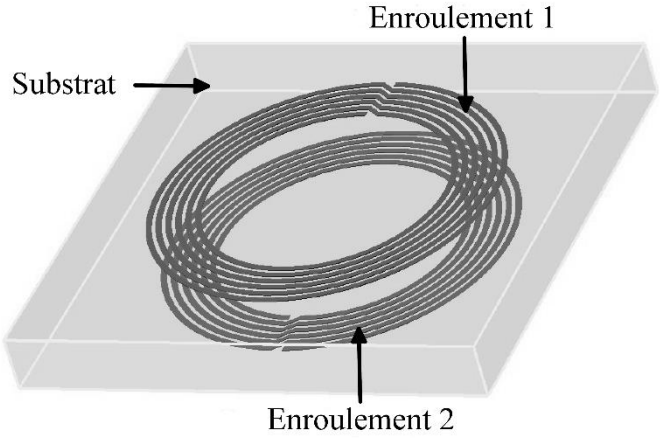


Figure I.16 Géométrie du RMLT.

- Condition de résonance

La condition de résonance de cette structure relie la pulsation de résonance ω_0 l'impédance caractéristique Z_0 et la constante de propagation β de la ligne de transmission. Elle est obtenue en appliquant une double analyse : la première est basée sur les équations des télégraphistes et utilise le courant en mode différentiel. La deuxième est basée sur le modèle électrique équivalent de la structure et les lois de circuits élémentaires et utilise le courant en mode commun de la ligne de transmission. La condition de résonance est donnée par la formule suivante :

$$\frac{L\omega_0}{4Z_0}\tan\left(\frac{l_f\beta}{4}\right)=1 \qquad \text{I-41}$$

avec L, l'inductance équivalente de la structure, l_f, la longueur équivalente de l'enroulement.

L'impédance caractéristique Z_0 dépend de la largeur de la piste conductrice, w, de l'épaisseur h et de la permittivité $\varepsilon_r$du substrat. Elle est calculée en utilisant la formule semi-empirique proposée par Wheeler pour une ligne de transmission constituée de deux pistes parallèles [58] :

Pour l'approximation en bande large ($\frac{w}{h}\geq 1$) :

$$Z_0=\frac{120\pi}{\sqrt{\varepsilon_r}}\left[\frac{w}{h}+0.441+\frac{\varepsilon_r+1}{2\pi\varepsilon_r}\left(\ln\left(\frac{w}{h}+0.94\right)+1.452\right)+0.082\frac{\varepsilon_r-1}{{\varepsilon_r}^2}\right]^{-1} \qquad \text{I-42}$$

Pour l'approximation en bande étroite ($\frac{w}{h}<1$) :

$$Z_0 = 120\pi \sqrt{\frac{2}{\varepsilon_r + 1}} \left[\ln\left(\frac{4w}{h}\right) + \frac{1}{8}(\frac{w}{h})^2 - \frac{\varepsilon_r - 1}{2(\varepsilon_r + 1)} \left(0.451 + \frac{0.241}{\varepsilon_r}\right) \right] \quad \text{I-43}$$

L'inductance équivalente de la structure prend en compte les inductances propres $L_i$de chaque boucle circulaire et les inductances mutuelles, M_{ij}, entre les boucles. L'inductance équivalente *L* est donnée par la somme de ces inductances et s'exprime :

$$L = 2 \sum_{i}^{N} (L_i + \sum_{j \neq i}^{N} M_{ij}^{s} + \sum_{k}^{N} M_{ij}^{d}) \quad \text{I-44}$$

où M_{ij}^{s} est l'inductance mutuelle entre les boucles *i, j* situées sur une même face du substrat, et M_{ik}^{d} est l'inductance mutuelle entre les boucles *i, k* situées sur des faces opposées. *N* est le nombre de tours de chaque enroulement.

L'inductance propre L_i de chaque boucle est calculée par la formule empirique de Rayleigh et Niven [59] :

$$L_i = \frac{4r}{\mu_0} \left[\ln\left(\frac{8r}{w}\right) - \frac{1}{2} + \frac{w^2}{96r^2} \left(\ln\left(\frac{8r}{w}\right) + \frac{43}{12} \right) \right] \quad \text{I-45}$$

avec r, le rayon moyen de la boucle, et w, la largeur de la piste.

La formule pour calculer l'inductance mutuelle *M* entre deux boucles circulaires avec des désalignements latéraux est basée sur la méthode des filaments [60]. Les boucles sont modélisées par des filaments fins en parallèle. Pour deux filaments circulaires ayant des rayons moyens r_i et r_j, séparés par une distance verticale, c, et une distance horizontale, d, leur inductance mutuelle M_{ij} est donnée par [61] :

$$M_{ij} = \frac{\mu_0}{\pi} \sqrt{r_i r_j} \int_0^{\pi} \frac{(1 - \frac{d}{r_j} \cos\varphi) \Phi(k)}{V^{3/2}} d\varphi \quad \text{I-46}$$

avec :

$$\alpha = \frac{r_j}{r_i} \quad \text{I-47}$$

$$\gamma = \frac{c}{r_i} \quad \text{I-48}$$

$$V = \sqrt{1 + (\frac{d}{r_i})^2 - 2\frac{d}{r_i} \cos\varphi} \quad \text{I-49}$$

$$k^2 = \frac{4\alpha V}{(1 + \alpha V)^2 + \gamma^2} \quad \text{I-50}$$

$$\Phi(k) = \left(\frac{2}{k} - k\right) K(k) - \frac{2}{k} E(k) \quad \text{I-51}$$

Les fonctions $K(k)$, et $E(k)$ représentent respectivement les intégrales elliptiques complètes de première et de deuxième espèce [62], et sont données par :

$$K(k) = \int_0^{\pi} \frac{1}{\sqrt{1 - k^2 (\sin\theta)^2}} d\theta \quad \text{I-52}$$

$$E(k) = \int_0^{\pi} \sqrt{1 - k^2 (\sin\theta)^2} d\theta \quad \text{I-53}$$

Les valeurs de fréquence de résonance prédites par ce calcul sont proches des valeurs mesurées expérimentalement [63]. Dans la pratique, cette méthode de calcul rapide est utilisée pour déterminer les paramètres géométriques de RMLT en fonction de l'application visée.

- Adaptation du modèle aux RMLT supraconducteurs

Les formules présentées pour le calcul des paramètres caractéristiques de la ligne de transmission doivent être modifiées pour prendre en compte le comportement spécifique des matériaux.

En utilisant le modèle bi-fluide établi par Gorter et Casimir [64], il existe deux types de porteurs dans le supraconducteur : les électrons normaux et les électrons supraconducteurs. Le rapport entre la densité de porteurs supraconducteurs n_s et la densité totale des électrons n_e est un paramètre dépendant de la température :

$$\frac{n_s}{n_e} = 1 - f(\frac{T}{T_C}) \quad \text{I-54}$$

où le facteur $f(\frac{T}{T_C})$ représente la densité des électrons normaux dans le conducteur, qui augmente avec la température. La densité de porteurs supraconducteurs n_s affecte la profondeur de pénétration du champ magnétique à l'intérieur du supraconducteur, qui est caractérisée par la longueur de pénétration London λ_L [65]:

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{m}{\mu n_s e^2}} \quad \text{I-55}$$

où *m* est la masse du porteur supraconducteur, *e*, sa charge.

En présence des deux types de porteurs, nous pouvons considérer alors deux types de courant dans le supraconducteur : un courant supraconducteur de densité J_s et un courant normal de densité J_n. A ces deux courants sont associées deux conductivités σ_s et σ_n. La conductivité normale σ_n correspond aux pertes dues aux électrons normaux. La conductivité supraconductrice σ_s correspond à l'énergie cinétique des porteurs supraconducteurs et ne contribue pas aux pertes du système. La conductivité totale du conducteur est la somme des deux conductivités, $\sigma_s + \sigma_n$, qui est une grandeur complexe, avec la partie réelle ne dépendant que de la conductivité normale du matériau et la partie imaginaire incluant les contributions des deux types de porteurs. L'impédance caractéristique Z_s du supraconducteur est ainsi une grandeur complexe : sa partie réelle représente la résistance de surface R_s du matériau, qui permet de caractériser les pertes du matériau supraconducteur. Sa partie imaginaire représente la réactance de surface X_s du matériau, qui est inductive, correspondant à une inductance équivalente, L_k, appelée inductance cinétique du supraconducteur. Cette inductance traduit le stockage de l'énergie par les porteurs supraconducteurs.

Tenant compte des changements des propriétés électriques du supraconducteur, la constante de propagation β pour une ligne de transmission supraconductrice est modifiée. Elle est reliée à la résistance de surface R_s et à la longueur de pénétration London λ_L par [66] :

$$\beta = \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_r\left(1 + \frac{2\lambda_L}{d}\right)}\left(1 + \frac{R_s^2}{2\omega^2\mu_0^2(d + 2\lambda_L)}\right) \quad \text{I-56}$$

L'impédance caractéristique d'une ligne de transmission supraconductrice est également modifiée [66] et a pour expression :

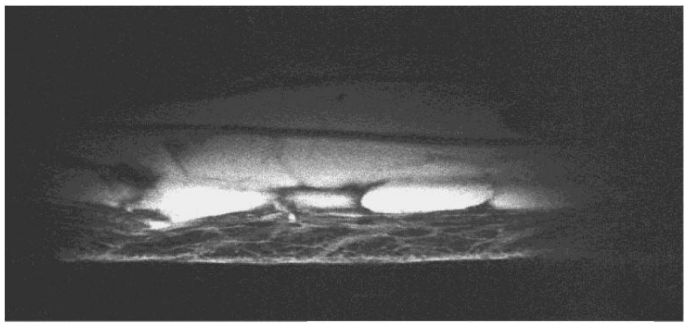
$$Z_0 = \frac{d}{w}\frac{120\pi}{\sqrt{\varepsilon_r}}\sqrt{\left(1 + \frac{2\lambda_L}{d} - j\frac{2R_s}{\omega\mu_0 d}\right)} \quad \text{I-57}$$

En général, l'inductance totale d'un RMLT supraconducteur est augmentée dû à la contribution de l'inductance cinétique. Quand le RMLT possède plusieurs tours, l'inductance magnétique du RMLT est beaucoup plus élevée que l'inductance cinétique, cette dernière représentant moins de 1 % de l'inductance totale). Ainsi, la contribution de l'inductance cinétique peut être négligée dans l'évaluation numérique de l'inductance totale. L'inductance cinétique intervient dans le fonctionnement du RMLT, au travers de la longueur de pénétration London, de l'impédance caractéristique et de la constante de phase de la ligne [67,68].

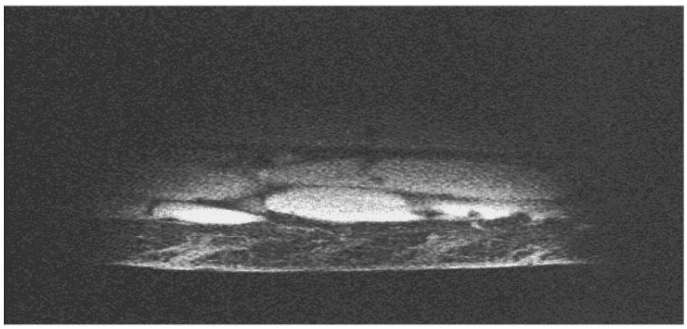
I.C.2.3 Applications en microscopie par RMLTs miniatures SHTC

L'implémentation des antennes RMLTs miniatures SHTc a été menée avec succès pour des applications microscopiques depuis de nombreuses années au sein du laboratoire IR4M. De nombreuses expériences d'IRM très haute résolution ont été réalisées avec ce types d'antennes, incluant l'imagerie in-vivo de régions superficielles chez l'homme, comme la peau [38,39] ou le doigt [69] ou l'imagerie d'organes ex-vivo comme les artères coronaires d'un cœur excisé [70]. Ce type d'antenne a été également utilisé pour l'imagerie du petit animal, en particulier de la souris, pour l'observation du cerveau ou du dos [57,71]. Ces expériences ont permis d'évaluer les performances des antennes miniatures SHTc à haute sensibilité pour la microscopie locale à champ clinique (1.5 Tesla). Nous présentons par la suite les résultats obtenus dans deux applications typiques.

La structure la plus superficielle du corps humain est la peau, avec une profondeur de quelques millimètres. L'épiderme et le derme sont les deux couches principales proches de la surface ayant des épaisseurs typiques de 100 μm et 1 mm respectivement. La figure I.17 montre deux images réalisées *in-vivo* sur la peau du mollet à 1.5 Tesla en utilisant une antenne RMLT SHTc avec un diamètre moyen de 12 mm et refroidie à 77 K (figure I.17 (a)) et une antenne simple-tour en cuivre de 12 mm diamètre à la température ambiante (figure I.17 (b)) [38].



(a)



(b)

Figure I.17 Images de la peau du mollet réalisées à 1.5 Tesla par une séquence d'écho 2D avec *TR/TE* = 600 ms/21 ms, bande passante *RBW* = 15.6 KHz, taille de matrice 512*256, temps total d'acquisition t_{acq} = 10 min. (a) image obtenue avec le RMLT SHTc (b) image obtenue avec l'antenne en cuivre [38].

Nous observons que l'image obtenue avec le RMLT SHTc présente une qualité bien supérieure à celle obtenue avec l'antenne en cuivre. Une résolution spatiale de 40*80*900 μm^3 a été obtenue en 10 min grâce à la haute sensibilité de l'antenne SHTc. (900 μm est l'épaisseur de la couche sélectionnée, fixé par le gradient utilisé). Des détails fins, comme les ramifications connectées avec les follicules pileux sont clairement observables. Un gain moyen en *RSB* de 3,7 a été obtenu entre les deux images. Il faut noter que le mollet contient beaucoup de graisse sous-cutanée et possède une importante masse musculaire. Ainsi, il représente un des cas les plus défavorables en termes de condition de charge pour l'antenne SHTc, avec des pertes induites élevés. Un gain en RSB plus important peut être obtenu pour l'imagerie de la peau sur des régions moins chargeantes, comme le doigt par exemple.

Des structures un peu plus profondes que la peau ont été aussi observées en utilisant le RMLT SHTc. Par exemple, une imagerie locale *in-vivo* sur l'articulation du doigt a été menée avec une résolution isotrope dans le plan de 78*78 μm^2 et un temps d'acquisition de 9.3 min [69]. Une autre application consistant à étudier histologiquement les artères coronaires d'un cœur excisé a été conduite [70]. Des images de résolution de 60*60*100 μm^3 ont été obtenues en 28 min permettant de d'observer des structures microscopiques. En comparaison avec la microscopie à haut champ, la microscopie à champ clinique donne un accès suffisamment large pour imager le cœur entier sans altération de la forme. Cette étude a aussi montré le grand intérêt de l'utilisation des antennes SHTc pour l'investigation des vaisseaux superficiels et des processus de pathologie vasculaire, comme l'athérothrombose ou des maladies inflammatoires.

L'utilisation d'une antenne miniature SHTc s'est montrée également avantageuse pour la micro-imagerie *in-vivo* du petit animal [71,72], dans laquelle une résolution spatiale meilleure que $(100\ \mu m)^3$ est nécessaire pour observer les structures anatomiques de petite taille. La figure I.18 montre l'ensemble des images *in-vivo* obtenues par une séquence d'écho gradient 3D (GRASS) sur le dos et le cerveau d'une souris [72]. L'antenne utilisée est le même RMLT SHTc que celui utilisé dans l'application précédente sur la peau humaine.



(a) (b)

Figure I.18 Imagerie du petit animal réalisée à 1.5 Tesla par une séquence d'écho gradient 3D (GRASS). (a) image du cerveau de la souris, avec *TR/TE* = 150 ms / 25 ms, bande passante *RBW* = 15.6 KHz, taille de matrix 512*256*60, temps total d'acquisition t_{acq} = 54.6 min. (b) image du dos de la souris, avec *TR/TE* = 200 ms / 25 ms, bande passante *RBW* = 15.6 KHz, taille de matrice 512*256*60, temps total d'acquisition t_{acq} = 41 min [72].

Pour l'image du dos de la souris, le facteur de qualité du RMLT SHTc en charge est de 2700, correspondant à une réduction de 73% par rapport à celui de l'antenne non chargée. Malgré cette condition de charge défavorable, une résolution spatiale de 59*59*250 μm^3 et un *RSB* suffisamment

élevé ont été obtenus en un temps d'acquisition de 54.6 min. Cette résolution permet de clairement visualiser la moelle épinière et de différencier la matière blanche et la matière grise. Pour l'image du cerveau de la souris, le facteur de qualité chargé est de 7200 et une même résolution dans le plan de 59*59 μm^2 a été obtenue en 41 min, donnant accès à des détails microscopiques de différentes régions du cerveau, tels que le cervelet, le ventricule et l'hippocampe. Un *RSB* plus élevé et plus uniforme a été observé dans toute la région du cerveau par rapport à celui obtenu sur l'image du dos. En comparant le RSB de cette image avec celui de l'image acquise avec l'antenne en cuivre à la température ambiante [38], un gain de 4.5 au centre du cerveau est obtenu.

I.C.3 Réseau d'antennes miniatures SHTc

Comme nous l'avons vu, l'utilisation d'une antenne miniature SHTc permet d'obtenir une sensibilité de détection élevée, grâce à une diminution simultanée des pertes induites par l'échantillon et des pertes internes de l'antenne, et donc d'acquérir des images à haute résolution spatiale avec un RSB suffisant. Cependant, l'inconvénient principal des antennes miniatures réside dans le champ de vue limité auquel elles donnent accès. Pour observer des zones anatomiques étendues ou avoir accès à des régions situées en profondeur d'un échantillon, il faut alors utiliser des réseaux d'antennes (cf. paragraphe I.B.1.2) permettant d'élargir le champ de vue tout en conservant la haute sensibilité de détection des antennes de petite taille. L'utilisation du réseau de RMLTs miniatures SHTc peut aussi être combinée avec les techniques d'imagerie parallèle (cf. paragraphe I.A.3).

L'utilisation de réseaux d'antennes miniatures supraconductrices apparaît donc comme un développement instrumental ultime combinant les avancées technologiques récentes en détection pour l'IRM. Cependant, les rares travaux concernant l'utilisation de réseaux d'antennes SHTc en IRM n'ont pas été menés dans des conditions expérimentales pertinentes, car ils ont été effectués soit avec des antennes de dimension relativement grande (diamètres supérieurs à 2.5 cm) soit avec des géométries complexes et difficiles à mettre en œuvre, y compris dans des configurations de réseaux simples constitués seulement de deux éléments [53,73]. La raison principale à cela est qu'aucune solution efficace n'a été proposée à ce jour pour développer des réseaux d'antennes SHTc de petite taille et à haute densité de parallélisme, notamment au regard des problématiques d'accord, d'adaptation et de découplage mutuel entre antennes. Ces difficultés et les enjeux associés sont introduits dans le paragraphe suivant.

I.D Conditionnement d'antenne RF en IRM

Dans une expérience d'IRM, le signal RMN provenant de l'échantillon est transféré, via la chaine de réception, au préamplificateur avant d'être transmis au poste informatique de traitement. La performance optimale d'une expérience d'IRM est obtenue lorsqu'un signal RMN maximal est capté et transmis sans dégradation dans la chaine. Trois aspects techniques doivent alors être pris en compte afin de répondre à cet objectif. Le premier consiste à détecter de manière optimale le signal RMN avec l'antenne RF. Pour une antenne donnée, l'accord de la fréquence de résonance à la fréquence de précession RMN est primordial pour la réception (cf. I.B.1.1). Le deuxième aspect important concerne l'adaptation en puissance qui permet le transfert du signal avec une amplitude maximale. Le dernier point concerne l'adaptation en bruit, qui permet de conserver le RSB issu de l'antenne sans ajouter du bruit au niveau de la chaine de réception.

- Accord en fréquence

L'ajustement de la fréquence de résonance de l'antenne à la fréquence du signal (fréquence de Larmor) est indispensable pour pouvoir convertir le champ magnétique émis par les spins en tension induite dans l'antenne tout en réalisant un filtrage fréquentiel. Pour les antennes de surface conventionnelles, constituées d'une boucle conductrice et de condensateurs soudés, l'accord se fait classiquement par l'ajustement de la valeur de condensateurs variables.

- Adaptation en puissance

L'adaptation en puissance permet de transférer au maximum la puissance tout le long de la chaine de détection. Le transfert maximal de puissance est atteint si la sortie de l'antenne, le câble de transmission (câble coaxial) et l'entrée du spectromètre présentent tous la même impédance Z_0 (typiquement 50 Ω). Une désadaptation de l'impédance entraine une réflexion partielle de l'onde et une diminution de la puissance transmise. L'évaluation de la qualité de l'adaptation se fait par la mesure du coefficient de réflexion [74] en utilisant, par exemple un analyseur de réseau.

En générale, l'impédance complexe de l'antenne RF présente une faible résistance (typiquement quelques Ω en cuivre, quelques centaines de μΩ en SHTc) et une réactance relativement plus grande. Il existe plusieurs méthodes pour fixer sa valeur à 50 Ω. La méthode la plus souvent utilisée consiste à employer un réseau de condensateurs [75] connectés directement aux bornes de l'antenne. Comme pour l'accord en fréquence, la technique classiquement utilisée pour régler le niveau d'adaptation consiste à ajuster la valeur de condensateurs variables. Un désavantage de cette méthode est que la procédure d'adaptation est couplée avec celle de l'accord de l'antenne, c'est-à-dire que la variation des valeurs de condensateurs pour adapter l'impédance entrainera une modification de la fréquence de résonance de l'antenne. Il faut donc procéder par itérations successives. Une autre méthode couramment utilisée fait appel à un transformateur inductif et transfère le signal de l'antenne à la chaine d'acquisition par couplage magnétique [27,75]. Cette méthode présente des avantages par rapport à la méthode capacitive car elle fournit un équilibrage électrique de l'antenne intrinsèque et évite l'utilisation de connexions électriques directes avec l'antenne. L'utilité de cette technique pour adapter les antennes RMLT sera discutée en détail dans le chapitre II.

- Adaptation en bruit

Un autre critère important de la chaine d'acquisition est que le signal doit être transmis au préamplificateur sans dégrader le RSB. Le bruit ajouté par le préamplificateur peut être caractérisé par

le facteur de bruit du préamplificateur, *F*, qui est défini comme la dégradation relative du RSB entre la sortie et l'entrée du préamplificateur [76] :

$$F = \frac{RSB\ (entrée)}{RSB\ (sortie)} \quad \text{I-58}$$

La valeur logarithmique du facteur de bruit, exprimée en dB, est appelée figure de bruit, noté *NF* (de l'anglais Noise Figure). Un composant électronique non bruyant a une figure de bruit de 0 dB. Si du bruit est ajouté lors du passage du signal dans le composant, alors son *NF* est une valeur supérieure à 0 dB, correspondant à un facteur de bruit supérieur à 1.

Le facteur de bruit du préamplificateur dépend de la fréquence de fonctionnement et de l'impédance de source du préamplificateur, c'est-à-dire de l'impédance de sortie de l'étage amont. Le facteur de bruit est minimisé si l'impédance de source est égale à une impédance optimale Z_{opt} du préamplificateur pour une fréquence donnée. En générale la valeur de Z_{opt} n'est pas la même que celle permettant l'adaptation en puissance [77] (c.-à-d., l'impédance d'entrée du préamplificateur). L'écart entre l'impédance de source de l'étage amont et Z_{opt} définit un coefficient de réflexion en bruit virtuel [57], permettant de caractériser la qualité du préamplificateur en termes de RSB. Dans la pratique, un certain niveau de désadaptation en bruit peut être toléré en gardant une valeur de RSB suffisante. Cette désadaptation en bruit peut être critique si le préamplificateur est connecté directement avec l'antenne et utilisé pour le découplage mutuel des éléments d'un réseau [6,78]. Dans un objectif d'optimiser la performance en bruit de la chaine d'acquisition, les préamplificateurs utilisés en IRM sont calibrés de sorte que leur impédance optimale de source Z_{opt} coïncide avec celle du câble de transmission (50 Ω), qui correspond à l'impédance de source la plus répandue.

- Conditionnement pour les antennes RMLT

Le conditionnement, c'est-à-dire l'accord en fréquence et l'adaptation en puissance, des antennes RMLT supraconductrices est critique afin de conserver leur haute sensibilité de détection lors de leur utilisation en IRM.

Cependant, les méthodes classiques basées sur l'utilisation de composants discrets soudés pour accorder et adapter les antennes conventionnelles ne sont pas transposables aux antennes RMLT monolithiques et miniatures. L'insertion de composants discrets dans la ligne de transmission peut affecter les modes de résonance de la ligne et perturber le comportement électromagnétique de l'antenne. De plus, la dimension réduite du RMLT rend délicat la soudure de condensateurs, même pour les plus petits d'entre eux. Dans le cas des antennes supraconductrices, l'introduction de soudures engendre des pertes supplémentaires importantes, dégradant significativement le facteur de qualité et la sensibilité de détection. Ainsi, des techniques de conditionnement dédiées aux RMLTs SHTc miniatures doivent être trouvées pour profiter pleinement des avantages offerts par ce type d'antennes en IRM haute résolution.

Dans les expériences d'IRM réalisées au sein de l'IR4M avec des RMLT SHTc, des principes dédiés ont été mis en œuvre avec succès pour l'accord et l'adaptation de ce type d'antennes [38,79]. Pour la procédure d'accord, l'utilisation d'une lame de diélectrique, placée au contact des pistes du RMLT, permet de modifier l'impédance caractéristique de l'antenne et de diminuer sa fréquence de résonance. Inversement, l'utilisation d'une boucle conductrice à proximité du RMLT permet de réduire l'inductance équivalente et d'augmenter la fréquence de résonance de l'antenne. Une précision de 500 Hz environ a été rapportée dans le cadre de ces expériences.

L'adaptation en puissance d'un RMLT est réalisée, à l'IR4M, par couplage inductif [75] en utilisant une boucle de couplage accordée placée à proximité de l'antenne RMLT. L'ajustement de la position de la boucle permet de modifier l'inductance mutuelle entre la boucle et le RMLT et ainsi de transformer l'impédance équivalente aux bornes de la boucle de couplage pour atteindre 50 Ohms. La

figure I.19 montre un exemple de configuration utilisée pour l'accord et l'adaptation d'un RMLT SHTc dans une expérience [71].

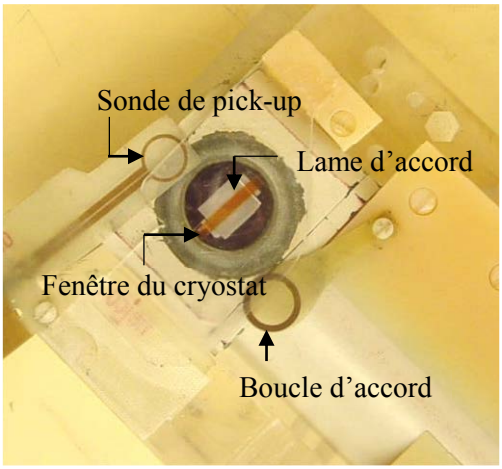


Figure I.19 Vue de dessus d'une configuration pour l'accord et l'adaptation d'un RMLT SHTc placé dans un cryostat d'azote liquide [71].

Les techniques d'accord et d'adaptation précédentes ont prouvé leur utilité et leur robustesse en permettant de réaliser un conditionnement de qualité des RMLT SHTc dans de nombreuses configurations expérimentales. Cependant, la mise en œuvre de ces techniques reste problématique, car leur efficacité dépend de nombreux paramètres dont les propriétés électromagnétiques et géométriques des éléments d'accord et d'adaptation utilisés. Brièvement, la permittivité et l'épaisseur du diélectrique, la taille de la boucle inductive et de la boucle de couplage et enfin leur distance par rapport à l'antenne sont autant de facteurs impactant sur les performances de ces techniques sans contact. Le manque d'outils de modélisation permettant de prendre en compte ces paramètres rend également difficile leur mise en œuvre.

Parmi les paramètres listés ci-dessus, la position des éléments de conditionnement par rapport à l'antenne RMLT joue un rôle prépondérant. Des déplacements mineurs, de quelques microns, d'un élément d'accord à proximité de l'antenne peuvent entrainer des décalages en fréquence de plusieurs dizaines de kilohertz. Cela rend la procédure de conditionnement très délicate à réaliser manuellement et peu reproductible.

C'est dans ce contexte que s'inscrit le premier objectif de ce projet de thèse. Il concerne le développement d'un système d'automation permettant de réaliser automatiquement l'accord et l'adaptation des antennes RMLT en utilisant les techniques sans contact présentées précédemment. Les travaux que nous avons conduits en ce sens incluent, pour chacune de ces techniques, des études quantitatives préliminaires réalisées par modélisation analytique, par simulation numérique et par mesure. Ces travaux seront présentés dans le chapitre II de ce manuscrit.

- Découplage mutuel des antennes RMLT SHTc

Comme mentionné au paragraphe I.C.3, un réseau constitué de RMLTs SHTc miniatures permet d'obtenir une haute sensibilité de détection tout en gardant un champ de vue large et présente donc un intérêt fort en IRM haute résolution.

La problématique principale associée au développement d'un réseau d'antennes concerne le découplage mutuel des éléments du réseau (cf. paragraphe I.B.1.2). Plusieurs techniques existent pour découpler des antennes conventionnelles. La première consiste à réduire le flux magnétique partagé entre les antennes en les faisant se chevaucher partiellement [6]. Cette technique est simple à

implémenter et son efficacité est indépendante de la fréquence. Néanmoins, le chevauchement des antennes réduit l'information utile au codage spatial pour l'imagerie parallèle.

Une autre technique largement utilisée consiste à découpler les éléments par l'interconnexion de composants discrets réactifs (bobines ou condensateurs) [80,81]. Cette technique peut s'avérer complexe à mettre en œuvre dans le cas de réseaux à grand nombre d'éléments et n'est efficace qu'à une seule fréquence.

Le couplage mutuel entre antennes peut également supprimé par l'annulation des courants dans les antennes. La solution classique consiste à transformer, par un réseau d'adaptation, la faible impédance d'entrée d'un préamplificateur en haute impédance afin d'ouvrir le circuit de l'antenne et ainsi annuler le courant y circulant. Inversement, l'impédance équivalente de l'antenne est transformée par ce même réseau en une impédance de source fortement différente de l'impédance d'entrée du préamplificateur, réalisant ainsi une adaptation en bruit de l'antenne [6,78]. L'efficacité de cette technique peut être obtenue sur une gamme de fréquence assez large mais présente tout de même une dépendance fréquentielle.

Les techniques de découplages conventionnelles énumérées ci-dessus sont peu compatibles avec les antennes RMLT SHTc miniatures, et ce pour les raisons déjà évoquées liées à la taille des composants discrets, aux pertes supplémentaires introduites par les soudures et à la nature monolithique de ces antennes. Aucune solution efficace n'a été proposée à ce jour pour découpler les antennes monolithiques miniatures en SHTc.

Le deuxième objectif de cette thèse consiste ainsi à rechercher une technique de découplage compatible avec les RMLTs SHTc miniatures dans le but à terme de mettre en œuvre un réseau d'antennes RMLT supraconductrices. Ce travail est présenté dans le chapitre III de ce manuscrit.

Chapitre II

Développement du système d'automation dédié à l'accord et l'adaptation pour les antennes monolithiques miniatures

II Développement du système d'automation dédié à l'accord et l'adaptation pour les antennes monolithiques miniatures

II.A Introduction

L'utilisation d'antennes monolithiques miniatures, telles que le RMLT, permet de pallier le problème de sensibilité de détection et d'obtenir un RSB suffisamment élevé en IRM haute résolution [45]. Cependant, le caractère monolithique du RMLT ainsi que sa taille réduite pose un problème de conditionnement (accord en fréquence et adaptation en puissance) par rapport aux antennes conventionnelles utilisées en IRM, dans lequel l'accord et l'adaptation sont réalisés en soudant directement des composants discrets sur le conducteur de l'antenne. En effet la faible dimension des antennes miniatures n'est pas compatible avec la taille des composants discrets tels que les condensateurs, et l'introduction de ces composants dans la ligne de transmission risque de perturber le fonctionnement du résonateur (mode de résonance, carte de champ B_1). Par ailleurs, dans le cas où le RMLT est en matériau supraconducteur à haute température critique (SHTc), l'ajout de soudure dans l'enroulement de l'antenne introduirait des pertes supplémentaires et réduirait l'intérêt d'utiliser des matériaux supraconducteurs. Pour ces différentes raisons, il est nécessaire de développer des techniques de conditionnement originales, dédiées aux antennes monolithiques miniatures.

Nous avons étudié deux principes d'accord permettant de réaliser un ajustement fin de la fréquence de résonance d'une antenne monolithique après fabrication. Ces deux principes consistent à modifier, sans contact, les propriétés électromagnétiques du milieu dans lequel se trouve le résonateur en déplaçant des éléments d'accord au voisinage du résonateur.

Le premier principe repose sur un effet de couplage électrique et consiste à modifier l'impédance caractéristique de la ligne de transmission par l'utilisation d'une couche diélectrique. Le matériau diélectrique est généralement utilisé comme substrat dans la conception de la ligne de transmission grâce à son rôle du milieu dans lequel l'onde électromagnétique se propage [58]. Une extension de cette idée consiste à utiliser la couche diélectrique en tant que couche extérieure recouvrant la ligne de transmission afin de modifier avec un certain degré de liberté sa fréquence de résonance [82,83]. La première expérience utilisant ce principe a consisté à recouvrir un résonateur de type micro-ruban par un fin film de Bi_2O_3 afin d'augmenter son facteur de qualité [84]. Depuis, de nombreuses applications basées sur l'utilisation d'une couche diélectrique ont été proposées : soit pour améliorer l'immunité des antennes rayonnantes contre les variations extérieures [85–87]; soit pour l'amélioration des caractéristiques intrinsèques des antennes (directivité, gain, bande passante…etc.) [88–90]. L'utilisation d'une couche diélectrique à haute permittivité a également été appliquée aux antennes RF à haut champ en vue d'améliorer l'homogénéité du champ B_1 et de réduire le débit d'absorption spécifique (DAS) dans l'échantillon [91].

Dans le contexte de l'accord en fréquence des antennes RF, la présence de la couche diélectrique à proximité de l'antenne entraîne une modification des lignes de champ électrique et modifie ainsi la permittivité effective du milieu entourant le résonateur. On obtient ainsi une modification de la capacité distribuée du résonateur se traduisant par une modification de sa fréquence de résonnance [92,93]. Un matériau diélectrique possédant toujours une permittivité plus élevée que celle de l'air, ce principe d'accord ne peut qu'augmenter la capacité équivalente du résonateur, et donc diminuer sa fréquence de résonance.

Le deuxième principe d'accord sans contact que nous avons étudié utilise le couplage inductif d'une boucle conductrice avec l'antenne à accorder. L'effet induit dans un circuit résonant par un circuit secondaire inductif est utilisé depuis de nombreuses années en radiofréquence [94]. Cependant, les travaux consistant à utiliser l'effet de couplage inductif pour développer des antennes en IRM n'ont été

conduits qu'à partir des années 1980 et ont principalement concerné l'adaptation en puissance de l'antenne RF à la chaîne d'acquisition [95,96]. L'équipe de Schnall [97] a utilisé une antenne « sniffer » pour accorder une antenne implantée dans l'échantillon en ajustant leur coefficient de couplage magnétique. Une autre application a été d'utiliser une boucle conductrice pour accorder une antenne placée dans une environnement cryogénique [98]. L'interception des lignes de champ magnétique par la boucle conductrice se traduit par une réduction de l'inductance équivalente de l'antenne et donc une augmentation de la fréquence de résonance.

Ces deux principes sont complémentaires, l'un permettant d'augmenter la fréquence et l'autre de la diminuer, et permettent d'accéder à une gamme de fréquence suffisante pour compenser des variations de fréquence dues à l'environnement. Des travaux préliminaires ont été conduits au cours de la thèse de Jean-clément Guisiano [99] dans le cadre d'une collaboration entre le laboratoire IR4M et le département MiNaSys de l'Institut d'Electronique Fondamental (UMR8622, Université Paris Sud) pour valider la faisabilité de ces principes d'accord. Nous avons poursuivi et finalisé l'étude de ces principes d'accord afin d'évaluer leur efficacité, leur limite, et les contraintes associées pour leur mise en œuvre avec des antennes RMLT miniatures.

Le second aspect de la problématique du conditionnement d'une antenne monolithique consiste à utiliser une technique sans contact pour adapter l'impédance équivalente de l'antenne RMLT à celle de la chaîne d'acquisition (typiquement, 50 ohm) afin d'obtenir une efficacité maximale de la transmission de puissance. La technique d'adaptation par couplage inductif est utilisée depuis une trentaine d'années en IRM [100]. Elle présente plusieurs avantages par rapport à la technique conventionnelle utilisant une connexion capacitive [101], en particulier, elle permet d'équilibrer le champ électrique créé par l'antenne [27,75] réduisant ainsi les pertes dues au couplage électrique avec l'échantillon. Récemment, l'utilisation du couplage inductif pour relier les éléments d'un réseau de détection aux canaux d'acquisition a permis de diminuer significativement la complexité du câblage [102]. Enfin, la technique de couplage inductif est utilisée depuis plusieurs années à l'IR4M pour réaliser l'adaptation d'antennes monolithiques miniatures, soit implantées dans les tissus, soit fonctionnant en environnement cryogénique.

Bien que les principes d'accord et d'adaptation présentés aux paragraphes précédents aient démontré leur efficacité pour le conditionnement des antennes RF en IRM [98], la mise en œuvre effective de ces principes de conditionnement reste un défi pour deux raisons principales. Premièrement, le manque d'outils de modélisation empêche de prédire de manière fiable les gammes d'accord et d'adaptation accessibles avec un élément de conditionnement donné. Deuxièmement, il a été remarqué dans l'étude préliminaire qu'un très petit déplacement, de quelques microns, d'un élément d'accord à la surface de l'antenne peut conduire à des variations de fréquence de plusieurs KHz, et ainsi désaccorder l'antenne. Le besoin d'un ajustement précis et stable de la fréquence de résonance de l'antenne RF impose de fait un contrôle micrométrique du positionnement de l'élément d'accord à proximité de l'antenne RMLT.

En vue de développer un système de contrôle précis, permettant la mise en œuvre de ces techniques de conditionnement en routine IRM, nous avons étudié quantitativement chacune de ces techniques pour caractériser l'influence des paramètres physiques et géométriques des éléments utilisés sur les gammes d'accord et d'adaptation accessibles.

Pour l'accord par couplage électrique, nous avons utilisé comme éléments d'accord des lames diélectriques, de matériaux divers, placées parallèlement à la surface de l'antenne, et nous avons évalué le décalage accessible de la fréquence de résonance du RMLT en fonction de l'épaisseur et de la permittivité de la lame, ainsi que de la distance entre la lame et la surface du RMLT. Pour l'accord par couplage inductif, les éléments d'accord que nous avons utilisés sont des boucles conductrices de différents diamètres, placées coaxialement à l'antenne. Nous avons déterminé le décalage accessible de la fréquence de résonance en fonction du diamètre de la boucle et de sa distance à la surface du RMLT.

Concernant l'adaptation par couplage inductif, nous avons utilisé une boucle de couplage. Nous avons évalué le niveau atteint d'adaptation pour un RMLT en fonction du diamètre de la boucle de couplage et de sa distance au RMLT.

Dans les parties suivantes, nous présentons d'abord les théories des principes d'accord et d'adaptation étudiés. Ensuite un sous-chapitre est consacré à la présentation des études paramétriques effectuées pour caractériser l'efficacité de ces principes à l'aide d'outils de mesures et de simulation électromagnétique 3D. Les résultats des études paramétriques obtenus pour chacune des techniques sont présentés à la fin de ce sous-chapitre et leur faisabilité en IRM est discutée.

Le dernier sous-chapitre présente le développement d'un système de déplacement automatisé permettant de réaliser un contrôle micrométrique du positionnement des éléments d'accord et d'adaptation grâce à l'utilisation de piézo-moteur. Les déplacements des éléments sont contrôlés à distance avec un logiciel d'interface graphique.

II.B Etudes des techniques d'accord et d'adaptation dédiées aux antennes miniatures monolithiques

II.B.1 Accord des antennes monolithiques miniatures

La fréquence de résonance d'une antenne pour l'IRM doit être ajustée précisément à la fréquence de Larmor des spins. Dans le cas d'antennes conventionnelles, réalisées avec des composants discrets, la fréquence de résonance peut être facilement ajustée postérieurement à la fabrication en utilisant des condensateurs variables. Dans le cas de structures monolithiques, comme le RMLT, la fréquence de résonance doit être fixée précisément lors de la conception du résonateur, c'est-à-dire avant fabrication, car l'utilisation de condensateurs variables n'est pas possible. Ceci amène alors la nécessité d'une modélisation du RMLT afin de prédire, dans la phase de conception, sa fréquence de résonance pour qu'elle soit proche de celle d'intérêt après la fabrication.

L'expression analytique [Equ.I.41] [55] de la condition de résonance du RMLT est utilisée à l'IR4M depuis de nombreuses années pour définir les géométries du RMLT (nombre de tours, largeur de piste, espacement…etc.) avant fabrication. L'alternative à la modélisation analytique consiste à employer des solveurs commerciaux pour résoudre les équations Maxwell dans un espace à 3 dimensions. Une comparaison des fréquences de résonance des RMLT fabriqués à l'IR4M, obtenues par la mesure, le calcul analytique et la simulation sont synthétisées dans le tableau II.1:

Diamètre (mm)	**Nombre de tours**	**Permittivité**	f_0 **(mesure MHz)**	f_0 **(calcul MHz)**	f_0 **(simulation MHz)**
7.3	5	11.6	212.4	207.7	208.6
14.6	6	11.6	67.8	64.8	66.5
14.6	5	11.6	93.6	99.2	92.6
30	6	4.6	63.3	65.8	62.1

Tableau II.1 Déviations à la mesure des fréquences de résonance du RMLT obtenues par méthodes analytique et numérique.

Une précision inférieure à 2% entre la mesure et la simulation est obtenue [103]. La différence importante entre la fréquence de résonance estimée avec le model analytique et la fréquence mesurée peut avoir plusieurs origines. Parmi elles, la non-prise en compte de la capacité entre les tours d'une même face est probablement la principale. La simulation numérique permet de prédire la fréquence de résonance avec une meilleure précision mais le temps de simulation nécessaire est de plusieurs jours alors qu'il n'est que de quelques secondes pour le calcul analytique. Le manque de fiabilité des outils de conception impose de pouvoir réajuster finement la fréquence de résonance d'un RMLT après sa fabrication.

Par ailleurs, lorsqu'un RMLT est placé en condition d'imagerie, sa fréquence de résonance est influencée par des éléments extérieurs tels que, les bobines de gradient, l'aimant, l'échantillon…etc, et une variation de plusieurs centaines de KHz de la fréquence de résonance peut se produire. L'influence de l'environnement extérieur est notamment très important lorsqu'une antenne supraconductrice est placée dans un cryostat, fixée à un doigt froid en saphir [71], qui crée un fort couplage électrique, et donc une modification relativement importante de sa fréquence de résonance (de l'ordre de 100 KHz). La figure II.1 illustre un tel environnement.

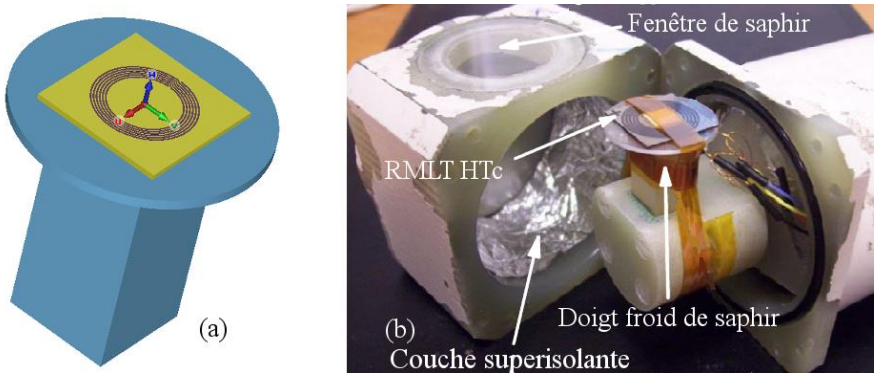


Figure II.1 RMLT positionné sur le doigt froid de saphir dans un cryostat utilisé au sein de l'IR4M. (a) Schématique représenté en 3D. (b) RMLT HTc placé dans un cryostat réel.

Lorsque la différence entre la fréquence de résonance et la fréquence de Larmor est supérieure à la bande passante de l'antenne, la détection du signal RMN n'est plus possible. L'effet de l'environnement sur les antennes conventionnelles existe aussi mais peut être facilement compensé à l'aide de condensateurs variables. Dans le cas des antennes monolithiques miniatures, l'ajustement de la fréquence de résonance après fabrication reste encore un défi et limite le développement de ce type d'antenne en IRM. C'est dans ce contexte que nous avons effectué des travaux afin de développer des techniques d'accord dédiées aux antennes RMLT permettant de compenser les décalages en fréquence dus aux imprécisions des modèles et aux effets de l'environnement. Les deux principes d'accord étudiés sont présentés dans les parties suivantes.

II.B.1.1 Accord en fréquence par couplage électrique

L'effet diélectrique représente le phénomène physique de la polarisation d'un matériau diélectrique en présence d'un champ électrique externe. En effet, les constituants du matériau diélectrique peuvent se représenter, à l'échelle atomique, par des dipôles électrostatiques, qui interagiront avec le champ électrique externe appliqué. Cette interaction se traduit par la création d'une polarisation $\vec{P}$ reliée au niveau microscopique à ce champ électrique par la polarisabilité, et au niveau macroscopique, par la susceptibilité électrique χ.

La polarisation $\vec{P}$ est liée au champ électrique $\vec{E}$ qui la crée par la relation suivante :

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi \vec{E} \qquad \text{II-1}$$

avec ε_0, la permittivité du vide et χ, la susceptibilité électrique du matériau, qui est un nombre complexe. La susceptibilité électrique χ est reliée à la permittivité relative ε_r par la relation suivante :

$$\chi = \varepsilon_r - 1 \qquad \text{II-2}$$

L'exemple typique utilisant l'effet diélectrique est le condensateur plan composé de deux plaques conductrices séparées par des couches diélectriques, qui sert au stockage d'énergie par un confinement des lignes de champ électrique dans le milieu du matériau diélectrique.

L'étude pionnière sur l'application de l'effet diélectrique à une antenne monolithique de type ligne de transmission a été menée par Bahl et Stuchly [82]. Ils ont utilisé une méthode variationnelle [104], adaptée à la résolution de problèmes multi-frontières, pour analyser une antenne de type micro-ruban recouverte par une couche diélectrique ε_1 avec de faibles pertes, dont la géométrie est illustrée figure II.2.

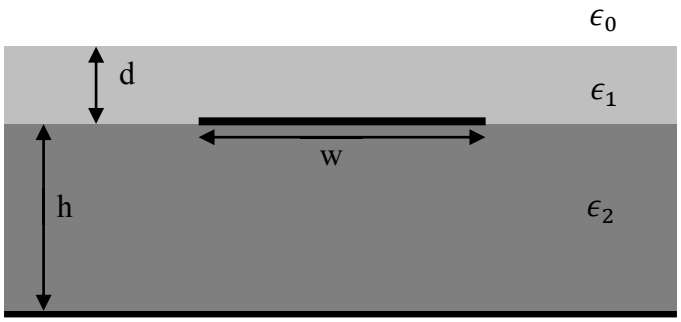


Figure II.2 Représentation schématique d'une ligne de micro-ruban (épaisseur du substrat h, permittivité ε_2, largeur du ruban w) recouverte par une couche diélectrique (épaisseur d, permittivité ε_1) dans l'espace libre.

La permittivité effective ε_e de la structure ainsi composée peut s'exprimer par le rapport des capacités :

$$\varepsilon_e = C/C_0 \qquad \text{II-3}$$

où C et C_0 sont les capacités de la ligne de transmission avec et sans les diélectriques. Cette permittivité effective prend en compte les lignes de champ électrique de fuite résidant dans le milieu composé du substrat, de la couche diélectrique et de l'air. La solution réside dans la détermination de la nouvelle valeur de la capacité de la ligne de transmission recouverte. Le principe variationnel est utilisé pour obtenir les équations permettant de calculer la capacité équivalente de cette structure multi couches :

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{2\pi Q^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{f}(\beta)\, \widetilde{\Phi}(\beta, h) d\beta \qquad \text{II-4}$$

$\tilde{f}(\beta)$, $\widetilde{\Phi}(\beta, h)$ sont les transformées de Fourier des fonctions de distribution de la charge et du potentiel, qui sont obtenues par les conditions de limite et de continuité établies par la structure combinées avec

la technique de ligne de transmission transverse [105]. Q représente la quantité totale de charges sur le conducteur, qui peut se calculer par :

$$Q = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x)\, dx \qquad \text{II-5}$$

$$\tilde{f}(\beta) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) e^{j\beta x}\, dx \qquad \text{II-6}$$

où $f(x)$ représente la fonction de distribution de charge sur le conducteur, qui peut être décrite par une fonction d'essai, dans ce cas particulier:

$$f(x) = \begin{cases} 1 + \left|\frac{x}{w}\right|^3 & -w/2 \le x \le w/2 \\ 0 & sinon \end{cases} \qquad \text{II-7}$$

En combinant les équations [II.4-7], la formule de l'intégrale peut être évaluée à l'aide de la moyenne numérique.

En général, la permittivité effective ε_e augmente avec l'épaisseur et la permittivité de la couche recouvrant. Cet effet est d'autant plus prononcé que le rapport w/h du micro-ruban est faible. Cela provient du fait que les lignes de champ électrique de fuite aux bords du micro-ruban, qui interagissent avec la couche diélectrique, augmentent lorsque le rapport w/h est petit : une structure avec un substrat épais et un ruban étroit fuite plus de lignes de champ électrique à sa proximité.

La modification de la permittivité effective du milieu se traduit par une modification des caractéristiques de la ligne micro-ruban, telles que l'impédance caractéristique, le facteur de qualité Q et la fréquence de résonance.

L'impédance caractéristique de la ligne micro-ruban, Z_0, est reliée avec ε_e par la relation ci-dessous :

$$Z_0 = 1/(C_0 c\sqrt{\varepsilon_e}) \qquad \text{II-8}$$

où c est la vitesse de lumière.

L'impédance caractéristique diminue avec l'augmentation du rapport w/h. Sa pente de variation est plus faible pour des rapports w/h élevés [106]. En augmentant l'épaisseur d de la couche diélectrique, Z_0 diminue.

Le facteur de qualité Q correspond à la caractéristique de perte de la ligne de transmission. En général, les pertes totales proviennent de deux sources différentes : les pertes conductrices dues à la résistivité des conducteurs constituant la ligne de transmission et les pertes diélectriques présentent dans la couche diélectrique (substrat, couche extérieure). Dans l'analyse de Bahl, les constantes d'atténuation de ces deux pertes, α_c, α_d en dB/unité de longueur ont été étudiées, leurs formules d'évaluation ont été obtenues par la méthode variationnelle, la constante d'atténuation totale peut s'exprimer ensuite par la somme de ces deux constantes :

$$\alpha_t = \alpha_c + \alpha_d \qquad \text{II-9}$$

Le facteur de qualité Q de la ligne de transmission correspondant aux pertes ci-dessus peut être obtenu à partir de la relation [107]:

$$Q = \pi\sqrt{\varepsilon_e}/(\lambda_0 \alpha_t) \qquad \text{II-10}$$

avec λ_0, la longueur d'onde dans le vide.

La constante d'atténuation associée aux pertes par conduction, α_c, diminue avec l'augmentation du rapport w/h, sa pente est plus forte dans la zone où w/h est petit. En augmentant l'épaisseur de la couche diélectrique d, α_c augmente, jusqu'à une valeur seuil (effet de saturation) lorsque le rapport d/h devient grand. La constante d'atténuation associée aux pertes diélectriques, α_d diminue aussi avec l'augmentation du rapport w/h mais, à l'inverse de α_c, sa pente de décroissance est plus forte dans la zone où w/h est grand. α_d croît aussi avec l'augmentation de l'épaisseur de la couche diélectrique.

En résumé, avec l'augmentation de l'épaisseur de la couche diélectrique, les pertes conductrices et diélectriques de l'antenne vont augmenter, et conduire à une dégradation du facteur de qualité de la ligne de transmission. L'effet de la permittivité de la couche diélectrique sur le facteur de qualité de l'antenne n'était pas détaillé dans l'analyse menée par Bahl.

La fréquence de résonance de l'antenne de micro-ruban, f_0, est reliée directement à la permittivité effective ε_e du milieu. Lorsque l'antenne est recouverte par une couche diélectrique, la permittivité effective accroît la capacité équivalente de l'antenne, conduisant à un décalage vers le bas de la fréquence de résonance. La variation de fréquence de résonance normalisée peut être calculée en utilisant la formule ci-dessous [85] :

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{1}{2}\,(\Delta\varepsilon_e/\varepsilon_{e0})/(1+\frac{1}{2}\Delta\varepsilon_e/\varepsilon_{e0}) \qquad \text{II-11}$$

ε_{e0} est la permittivité effective sans couche diélectrique ; $\Delta\varepsilon_e$ est la variation de la permittivité effective due à la couche ; f_0 est la fréquence de résonance et Δf est la variation de la fréquence de résonance due à la couche. Le décalage Δf augmente avec l'épaisseur de la couche diélectrique.

A partir de l'analyse qualitative de l'effet d'une couche diélectrique sur les caractéristiques d'une ligne micro-ruban, une analogie peut être faite pour appréhender l'effet d'une couche diélectrique sur le fonctionnement d'un RMLT. En effet, un RMLT repose sur le même principe de fonctionnement qu'une ligne micro-ruban, avec deux bandes séparées par un substrat diélectrique constituant une ligne de transmission. L'impédance caractéristique d'un RMLT est équivalente à celle d'une ligne micro-ruban déposée sur un substrat deux fois moins épais. Elle sera modifiée, de façon comparable à l'impédance d'une ligne micro-ruban, en présence d'une couche diélectrique. Sachant que la permittivité diélectrique des couches est toujours plus élevée que celle de l'air, il en résulte une augmentation de la permittivité effective de l'antenne RMLT recouverte, qui conduit à une augmentation de la capacité équivalente de l'antenne et à une réduction de sa fréquence de résonance. De plus, la couche diélectrique peut induire une augmentation des pertes diélectriques et réduire le facteur de qualité de l'antenne RMLT.

Une modélisation de l'effet diélectrique sur la fréquence de résonance du RMLT a été effectuée dans ce travail en utilisant la méthode variationnelle [104] combinée avec l'analyse d'une ligne de transmission transverse [105]. Le développement de ce modèle est présenté en détail dans l'annexe I. L'impédance caractéristique d'un RMLT ayant une épaisseur du substrat de $2h_1$ en présence d'une couche diélectrique placée à proximité est donnée par les équations ci-dessous :

Son impédance caractéristique équivalente est calculée à partir de la capacitance linéique de ligne C en présence des couches diélectriques :

$$Z_c = 1/(c\sqrt{CC_0}) \qquad \text{II-12}$$

Avec C exprimée par :

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{\varepsilon_0 \pi Q^2}\int_0^{+\infty} \frac{\hat{f}(\beta)^2}{\beta Y}\,\mathrm{d}\beta \qquad \text{II-13}$$

Le terme $\frac{\hat{f}(\beta)}{Q}$ est obtenu par l'analyse des lignes de transmission transverses composites:

$$\frac{\hat{f}(\beta)}{Q} = 1.6\left(\frac{\sin\left(\beta w/2\right)}{\beta w/2}\right) + 2.4/\left(\beta w/2\right)^2 (\cos\left(\beta w/2\right) - 2\frac{\sin\left(\beta w/2\right)}{\beta w/2} + \frac{(\sin\left(\beta w/2\right))^2}{\left(\beta w/2\right)^2}) \quad \text{II-14}$$

Et l'admittance de la ligne composite *Y* est calculée par :

$$Y = Y_1 + Y_2 \quad \text{II-15}$$

$$Y_2 = \frac{Y_3 + \tanh(\beta h_2)}{1 + Y_3 \tanh(\beta h_2)} \quad \text{II-16}$$

avec :

$$\begin{cases} Y_1 = \varepsilon_{r1} \coth(\beta h_1) \\ Y_3 = \varepsilon_{r3} \dfrac{1 + \varepsilon_{r3} \tanh(\beta h_3)}{\varepsilon_{r3} + \tanh(\beta h_3)} \end{cases} \quad \text{II-17}$$

où h_1, h_2, h_3 et ε_{r1}, ε_{r2} ε_{r3} sont les épaisseurs et les permitivités relatives des diélectriques dans la configuration illustrée ci-dessous :

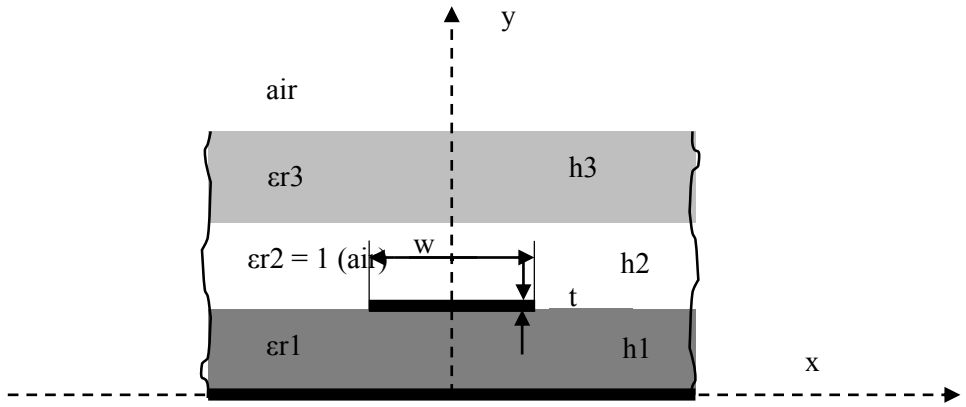


Figure II.3 Structure schématisée d'une ligne de ruban en présence d'une couche diélectrique suspendue.

En combinant les équations II.12-17 avec l'équation I.41, nous obtenons un modèle pour prédire la fréquence de résonance du RMLT rapprochée par une couche diélectrique, dont la dimension est considérée large devant celle de l'antenne.

Une étude paramétrique des changements dus à la présence d'une couche diélectrique a été menée dans le cadre de ce projet afin de mettre en œuvre ce principe d'accord. Les paramètres de l'étude incluent l'épaisseur et la permittivité de la couche diélectrique ainsi que la distance entre le RMLT et la couche. Cette étude sera détaillée plus loin dans ce chapitre.

II.B.1.2 Accord en fréquence par couplage inductif

Le couplage inductif peut être aussi utilisé pour accorder une antenne RMLT. Lorsqu'une boucle conductrice est placée à proximité d'une antenne, les lignes de champ magnétique créées par l'antenne sont interceptées par cette boucle. Ceci induit une force électromotrice (*f.e.m*) dans la boucle, et le courant crée en retour un champ magnétique qui s'oppose au champ initial. L'inductance équivalente de l'antenne est alors modifiée et se traduit par une variation de la fréquence de résonance. Le modèle analytique correspondant à ce couplage entre une antenne RMLT et une boucle conductrice est présenté ci-dessous.

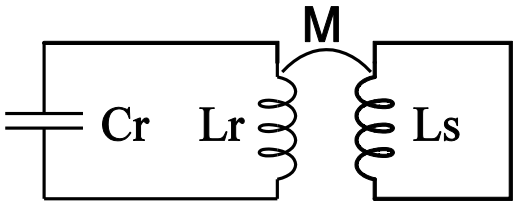


Figure II.4 Circuit équivalent d'une antenne RMLT couplée avec une boucle inductive.

L'analyse de l'effet du couplage inductif sur les caractéristiques d'une antenne RLC est détaillée ci-après.

- La fréquence de résonance f_0

Soit *M*, l'inductance mutuelle entre l'antenne et la boucle, *Lr*, l'inductance équivalente de l'antenne, *Cr*, la capacité équivalente de l'antenne, et *Ls*, l'inductance équivalente de la boucle. Les équations différentielles pour les deux circuits peuvent être établies par les lois de Kirchhoff :

$$\begin{cases} \frac{1}{Cr}\int i1dt + Lr\frac{di1}{dt} + M\frac{di2}{dt} = 0 \\ Ls\frac{di2}{dt} + M\frac{di1}{dt} = 0 \end{cases} \quad \text{II-18}$$

Par une dérivation sur l'équation II.18, on obtient:

$$\frac{1}{Cr}i1 + Lr\frac{d^2i1}{dt^2} + M\frac{d^2i2}{dt^2} = 0 \quad \text{II-19}$$

On suppose que la solution pour i_1 et i_2 est de la forme :

$$i_1 = A_1 e^{jwt} \quad \text{II-20}$$
$$i_2 = A_2 e^{jwt} \quad \text{II-21}$$

En substituant i_1 et i_2 dans les équations II.18 et II.19:

$$\omega A_2 + j\omega\frac{M}{Ls}A_1 = 0 \quad \text{II-22}$$
$$\frac{1}{CrLr}A_1 - \omega^2 A_1 - \omega^2\frac{M}{Lr}A_2 = 0 \quad \text{II-23}$$

avec [Equ.II.22], $A_2 = -\frac{M}{Ls}A_1 = -m_2 A_1$, remplaçons A_2 dans l'équation II.23:

$$\omega_0{}^2 A_1 - \omega^2 A_1 + \omega^2 m_1 m_2 A_1 = 0 \quad \text{II-24}$$

où $\omega_0{}^2 = \frac{1}{LrCr}$, la fréquence de résonance libre de l'antenne, avec $m_1 = \frac{M}{Lr}, m_2 = \frac{M}{Ls}$.

Ainsi, la fréquence de résonance ω décalée par le couplage inductif peut s'écrire sous la forme :

$$\omega = \frac{\omega_0}{\sqrt{1 - m_1 m_2}} = \frac{\omega_0}{\sqrt{1 - \frac{M^2}{LrLs}}} \quad \text{II-25}$$

En utilisant la formule du coefficient de couplage k, qui dépend de la distance entre les deux objets couplés :

$$k = \frac{\mathrm{M}}{\sqrt{L_\mathrm{r} L_\mathrm{s}}} \quad \text{II-26}$$

On obtient:

$$\omega = \frac{\omega_0}{\sqrt{1 - k^2}} \quad \text{II-27}$$

En couplant une antenne LC avec une boucle conductrice, sa fréquence de résonance est modifiée. Le décalage augmente avec le coefficient de couplage k entre l'antenne et la boucle. k prenant une valeur comprise entre 0 et 1, la fréquence de résonance est alors décalée vers le haut par rapport à sa valeur initiale.

- Facteur de qualité Q

Le facteur de qualité Q d'une antenne est aussi affecté par le couplage inductif. En particulier, la présence de la boucle conductrice introduit des pertes conductrices supplémentaires. En faisant apparaître les parties dissipatives *Rr* et *Rs* dans les circuits équivalents, le circuit de la figure II.5 devient :

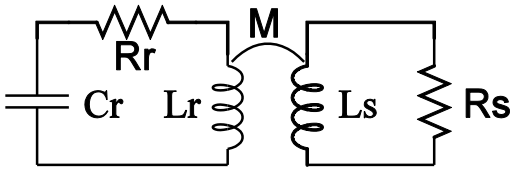


Figure II.5 Circuit équivalent d'une antenne RLC couplée avec une boucle conductrice, en incluant les résistances équivalentes de chaque circuit.

Le circuit de la boucle conductrice peut être ramené dans le circuit de l'antenne. On obtient alors la représentation suivante :

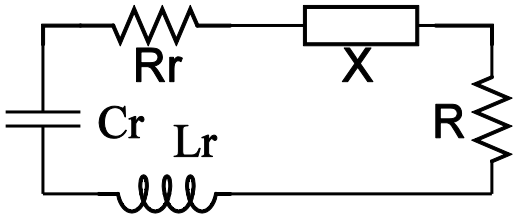


Figure II.6 Circuit équivalent avec les impédances ramenées dans le circuit d'antenne

Les impédances équivalentes peuvent s'écrire sous la forme :

$$\begin{cases} R = \dfrac{(\omega M)^2}{{R_s}^2 + (L_s \omega)^2} R_s \\ X = -\dfrac{(\omega M)^2}{{R_s}^2 + (L_s \omega)^2} (L_s \omega) \end{cases} \quad \text{II-28}$$

avec *M*, la mutuelle entre l'antenne et la boucle.

Ainsi, la partie réelle de l'impédance totale de l'antenne en présence de la boucle peut s'écrire :

$$R_{tot} = R_r + \frac{(\omega M)^2}{{R_s}^2 + (L_s\omega)^2} R_s \qquad \text{II-29}$$

et la partie imaginaire :

$$X_{tot} = L_r\omega - \frac{1}{C_r\omega} - \frac{(\omega M)^2}{{R_s}^2 + (L_s\omega)^2}(L_s\omega) \qquad \text{II-30}$$

ce qui peut s'écrire : $X_{tot} = L_{tot}\omega$, avec L_{tot} l'inductance totale de l'antenne couplée.

$$L_{tot} = L_r - \frac{(\omega M)^2}{{R_s}^2 + (L_s\omega)^2} L_s \qquad \text{II-31}$$

En utilisant la définition du facteur de qualité *Q* [Equ.I.27], en présence de la boucle conductrice, on obtient :

$$Q_{tot} = \frac{L_{tot}\omega}{R_{tot}} = \frac{L_r - \frac{(\omega M)^2}{{R_s}^2 + (L_s\omega)^2} L_s}{\frac{(\omega M)^2}{{R_s}^2 + (L_s\omega)^2} R_s + R_r}\omega \qquad \text{II-32}$$

ce facteur de qualité est à comparer avec celui de l'antenne sans la boucle :

$$Q_{antenne} = \frac{L_r\omega}{R_r} \qquad \text{II-33}$$

En approchant la boucle conductrice pour accorder l'antenne RLC, l'énergie stockée pendant un cycle de résonance dans le système tend à diminuer, en raison de l'échange d'énergie entre l'antenne et la boucle. De plus, l'énergie dissipée augmente en présence de la boucle résistive. Par conséquent, ce principe d'accord mène à une dégradation du facteur de qualité *Q*.

Comme l'expression [Equ.II.27] montre, l'accord par couplage inductif ne peut qu'augmenter la fréquence de résonance d'une antenne, et peut dégrader le facteur de qualité *Q* [Equ.II.32]. Nous avons mené une étude quantitative de l'efficacité du couplage inductif pour accorder un RMLT, en fonction du rayon de la boucle conductrice et de la distance entre le RMLT et la boucle. La gamme de décalage en fréquence accessible et la variation du facteur de qualité de l'antenne par ce principe d'accord ont été évaluées.

II.B.2 Adaptation par couplage inductif pour les antennes monolithiques

La technique conventionnelle pour adapter l'impédance d'une antenne d'IRM consiste à connecter un réseau de condensateurs sur l'enroulement de l'antenne. Pour les mêmes raisons que celles évoquées dans le cas de l'accord en fréquence, l'utilisation de connexion capacitive pour réaliser l'adaptation en puissance n'est pas compatible avec les antennes monolithiques miniatures. Ceci est particulièrement critique dans le cas des antennes supraconductrices, pour lesquelles l'utilisation de soudure dégrade fortement le facteur de qualité de l'antenne.

Il faut donc mettre en œuvre une solution alternative pour relier l'antenne RMLT à la chaîne d'acquisition de l'imageur. Une technique d'adaptation en puissance compatible avec les antennes monolithiques miniatures consiste à utiliser une boucle de couplage inductif. Ce principe, basé sur l'effet de couplage magnétique, présente plusieurs avantages : comme mentionné dans l'introduction, cela permet un meilleur équilibrage du champ électrique [75], et cela permet aussi de rendre plus indépendants les réglages de l'accord et de l'adaptation [27,101]. Dans le cas du couplage inductif la charge de l'antenne par un échantillon affecte principalement le niveau d'adaptation et la fréquence de résonance de l'antenne est relativement peu modifiée.

Il existe, néanmoins, certains inconvénients qui rendent cette technique d'adaptation peu généralisée en IRM. Premièrement, le courant circulant dans la boucle de couplage peut perturber la distribution du champ magnétique crée par l'antenne [101]. Cet effet peut être réduit par une optimisation de la géométrie de la boucle de couplage. Deuxièmement, la procédure d'adaptation se fait par un ajustement de la position relative de la boucle de couplage à l'antenne, et nécessite de fait un système mécanique auxiliaire.

Le principe d'adaptation par couplage inductif est schématisé dans la figure II.7. L'objectif de cette technique est d'utiliser une boucle de pick-up pour coupler de manière inductive, l'antenne afin d'adapter son impédance Z à celle du spectromètre. Il consiste à transformer l'impédance de l'antenne Z en une impédance équivalente Z_{image} en série avec l'inductance de la boucle, pour obtenir une impédance de 50 Ohms aux bornes de la boucle de couplage.

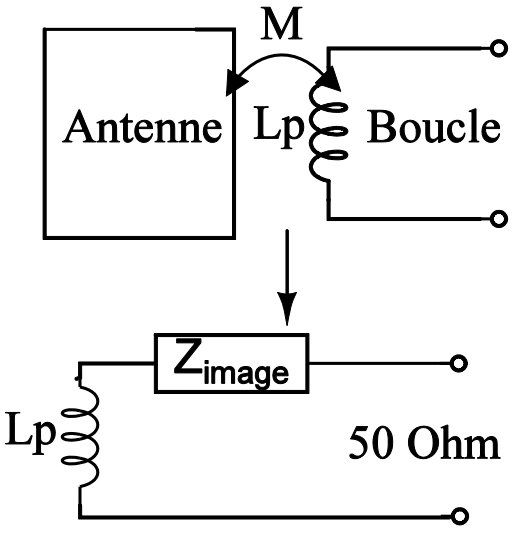


Figure II.7 Schématique de l'adaptation inductive d'une antenne à 50 Ohm.

L'analyse du circuit d'adaptation par couplage inductif peut se faire en utilisant la même méthode que celle utilisée pour l'accord par couplage inductif. La figure II.8.(a) représente les circuits équivalents d'une antenne et d'une boucle de couplage.

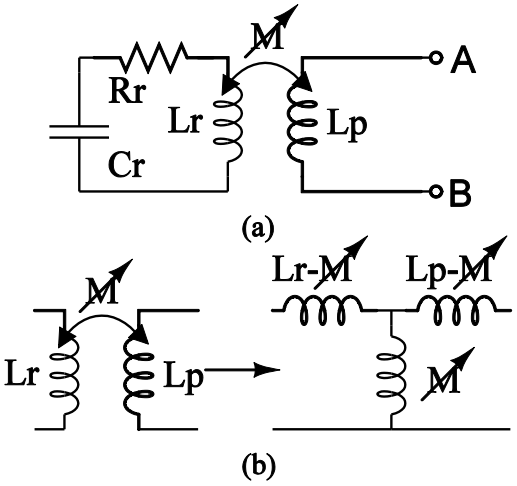


Figure II.8 Circuit équivalent de l'adaptation par couplage inductif. (a) Antenne en présence d'une boucle de couplage. (b) Transformation en circuit équivalent.

La mutuelle existante entre l'antenne et la boucle de couplage peut être représentée par un réseau en T comme indiqué sur la figure II.8.(b) où les inductances L_r et L_p sont remplacées par L_r-M et L_p-M, respectivement. Les parties réelle et imaginaire de l'impédance aux bornes de la boucle de couplage peuvent s'écrire sous la forme :

$$R_{AB} = \frac{(\omega M)^2}{{R_r}^2 + (X_r)^2} R_r \qquad \text{II-34}$$

$$X_{AB} = -\frac{(\omega M)^2}{{R_r}^2 + (X_r)^2} X_r + L_p\omega \qquad \text{II-35}$$

avec $X_r = L_r\omega - \frac{1}{C_r\omega}$ la réactance de l'antenne.

La condition pour adapter le système à l'impédance d'entrée Z_0 de la chaîne d'acquisition est :

$$R_{AB} = \frac{(\omega M)^2}{{R_r}^2 + (X_r)^2} R_r = Z_0 \qquad \text{II-36}$$

et

$$X_{AB} = -\frac{(\omega M)^2}{{R_r}^2 + (X_r)^2} X_r + L_p\omega = 0 \qquad \text{II-37}$$

En résolvant les deux équations ci-dessus pour X_r, on obtient :

$$X_r = \frac{rL_p\omega}{Z_0} \qquad \text{II-38}$$

En substituant X_r dans l'équation [II.36] on obtient :

$$M\omega = \sqrt{rZ_0\left[1 + (\frac{L_p\omega}{Z_0})^2\right]} \qquad \text{II-39}$$

Une fois le RMLT fabriqué, sa résistance R_r, son inductance L_r et sa capacitance C_r sont fixées et ne peuvent pas être ajustées. En pratique, le choix de la boucle de couplage se fait en considérant sa dimension par rapport à l'antenne pour que sa présence ne perturbe pas le champ B_1 créé par l'antenne et ne dégrade pas le *RSB*. L'inductance de la boucle de couplage est donc fixée au regard de ces critères et ne peut pas servir de paramètre ajustable pour l'adaptation. La procédure d'adaptation ne peut donc

se faire que par l'ajustement de la distance entre la boucle et l'antenne, jusqu'à ce que la condition [Equ.II.39] soit atteinte. Cet ajustement mécanique est difficile à réaliser manuellement. Pour modifier de manière précise et stable le niveau de couplage (coefficient de couplage *k*) entre la boucle et l'antenne, un dispositif mécanique permettant de modifier finement la position de la boucle de couplage est nécessaire.

Une solution alternative consiste à utiliser une boucle de couplage accordée comme représenté figure II.9 ci-dessous, avec un niveau de couplage (inductance mutuelle *M*) fixé et de modifier la capacité de la boucle de couplage pour réaliser l'adaptation.

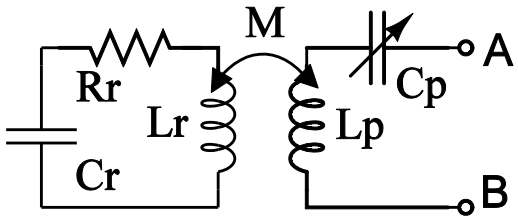


Figure II.9 Circuit équivalent de l'adaptation par une boucle accordée, en fixant leur couplage mutuel.

La condition d'adaptation au port AB peut s'écrire :

$$R_{AB} = \frac{(\omega M)^2}{{R_r}^2 + (X_r)^2} R_r = Z_0 \qquad \text{II-40}$$

$$X_{AB} = -\frac{(\omega M)^2}{{R_r}^2 + (X_r)^2} X_r + X_p = 0 \qquad \text{II-41}$$

avec $X_p = L_p\omega - \frac{1}{C_p\omega}$ la réactance de la boucle accordée. Elle est reliée à l'inductance mutuelle *M* entre la boucle et l'antenne par l'expression :

$${X_p}^2 = \frac{Z_0}{r}(M^2\omega^2 - rZ_0) \qquad \text{II-42}$$

L'utilisation d'une boucle de couplage accordée présente l'inconvénient d'augmenter l'influence de l'adaptation sur la fréquence de résonance de l'antenne et implique un ré-accord après l'adaptation.

Nous avons retenu le principe d'adaptation par couplage inductif avec une boucle de couplage non-accordée et nous avons développé un système de déplacement automatique pour ajuster la position de la boucle de couplage, c'est-à-dire l'inductance mutuelle entre la boucle et l'antenne.

II.B.3 Matériels et outils d'investigation

Dans cette partie, nous présentons le matériel et les méthodes d'investigation utilisés pour étudier les principes d'accord et d'adaptation dédiés aux antennes monolithiques miniatures. Nous avons conduit des études paramétriques utilisant à la fois des mesures expérimentales et des simulations électromagnétiques 3D pour évaluer l'efficacité de chacun de ces principes. De plus, les modèles analytiques présentés précédemment ont été utilisés pour évaluer les décalages de la fréquence de résonance du RMLT accessibles par ces principes d'accord.

Pour chaque étude, nous avons déterminé les caractéristiques du RMLT, la fréquence de résonance et le facteur de qualité Q, en fonction des propriétés des éléments d'accord et adaptation et de leur distance par rapport à l'antenne. L'objectif de ces études est d'identifier la gamme de fréquence accessible avec les techniques d'accord par couplage inductif et par couplage électrique, de déterminer les niveaux d'adaptation accessibles avec la technique de couplage inductif, et évaluer les pertes supplémentaires introduites par chaque technique.

II.B.3.1 L'Antenne RMLT étudiée

Ce travail a été conduit en utilisant une antenne RMLT composée de deux enroulements en cuivre déposés sur un substrat de saphir [108]. Ce RMLT a été fabriqué en collaboration avec l'équipe MiNaSys de l'Institut d'Electronique Fondamental de l'Université Paris Sud. Il a été développé pour l'imagerie de proton au champ à 1.5 Tesla. Les paramètres du RMLT sont listés dans le tableau II.2.

Diamètre (mm)	Nombre de tours	Largeur des pistes (µm)	Espace entre les pistes (µm)	Permittivité du substrat ε	Epaisseur du substrat (µm)
14.6	6	200	150	11.6	330

Tableau II.2 Paramètres du RMLT utilisé pour les études.

L'impédance caractéristique d'un RMLT peut être calculée avec la formule de Wheeler [Equ.I.42-43]. L'inductance équivalente d'un RMLT inclut l'inductance propre de chaque enroulement, calculée par la formule de l'équation [Equ.I.45], et l'inductance mutuelle totale entre les tours, qui peut être calculée par la formule de Grover [Equ.I.46]. En utilisant l'équation de résonance [Equ.I.41], la fréquence de résonance d'un RMLT peut être calculée avant fabrication. Le tableau II.3 ci-dessous indique la fréquence de Larmor du proton à 1.5 Tesla et la fréquence calculée du RMLT que nous avons utilisé, ainsi que la fréquence de résonance et le facteur de qualité mesurés.

f_0 de Larmor de ^{1}H (MHz)	f_0 calculée (MHz)	f_0 mesurée (MHz)	Facteur de Q
63.86	64.8	67.8	117

Tableau II.3 Caractéristiques du RMLT étudié

II.B.3.2 Les éléments d'accord et d'adaptation

Nous présentons ci-après les caractéristiques des éléments d'accord et d'adaptation que nous avons utilisées pour conduire les études paramétriques.

- Accord

Pour étudier le principe d'accord par couplage électrique, nous avons utilisé des substrats de deux pouces de diamètre. Afin d'évaluer l'effet de la permittivité de la couche diélectrique sur le décalage de la fréquence, de résonance, nous avons utilisé des substrats de verre, de saphir et d'aluminate de lanthane. Le tableau II.4 rassemble les caractéristiques diélectriques de ces trois substrats.

Matériau	Composition	Permittivité	Tan δ
Verre	SiO_2	4.8	5e-4
Saphir	Al_2O_3	11.6	1e-4
Aluminate de lanthane	$LaAlO_3$	23.6	3e-4

Tableau II.4 Paramètres des couches diélectriques utilisées pour l'étude de l'accord par couplage électrique.

De plus, pour chaque diélectrique, des épaisseurs de 250, 500 and 1000 µm ont été utilisées pour étudier la gamme d'accord en fréquence accessible en fonction de l'épaisseur de la couche. Pour les investigations (mesures et simulations), la surface des couches diélectriques était parallèle au plan du RMLT, et nous avons fait varier la distance entre les couches diélectriques et le RMLT de 0 et 500 µm.

Les éléments utilisés pour étudier le principe d'accord par couplage inductif sont des boucles en cuivre de différentes tailles (6, 10 et 14 mm de diamètre). Les boucles utilisées pour les études expérimentales sont fabriquées par micromoulage de cuivre sur un substrat de saphir. Le choix d'utiliser un substrat se justifie par le besoin d'assurer une stabilité mécanique des boucles d'accord lors de leur utilisation. Un substrat de type saphir a été choisi en raison de sa faible tangente de perte. Ceci permet d'évaluer les pertes introduites par la présence de la boucle conductrice en s'affranchissant des pertes diélectriques qui peuvent provenir du substrat supportant la boucle. Pour les simulations numériques, les boucles d'accord sont modélisées dans l'espace libre sans le substrat. Pour toutes les investigations du principe d'accord par couplage inductif, les boucles sont placées coaxialement à l'antenne RMLT et la distance entre la boucle et le RMLT a été variée de 0 à 10 mm.

- Adaptation

Les éléments utilisés pour étudier l'adaptation en puissance du RMLT par couplage inductif sont des boucles de couplage non accordées de différents diamètres (6 mm, 8 mm et 10 mm). Ces boucles sont constituées de cuivre déposé sur substrat FR4 et sont réalisées par gravure chimique. La largeur du conducteur est de 0.7 mm. Afin de minimiser l'effet introduit par le substrat FR4, dont la tangente de perte est relativement élevée (0,017) par rapport au saphir, les substrats des boucles de couplage ont été limés afin d'obtenir une épaisseur très faible, de 200 µm environ (Figure II.10). Pour chacune des boucles de couplage nous avons évalué le niveau d'adaptation accessible pour des distances boucle-RMLT variant de 0 à 10 mm.

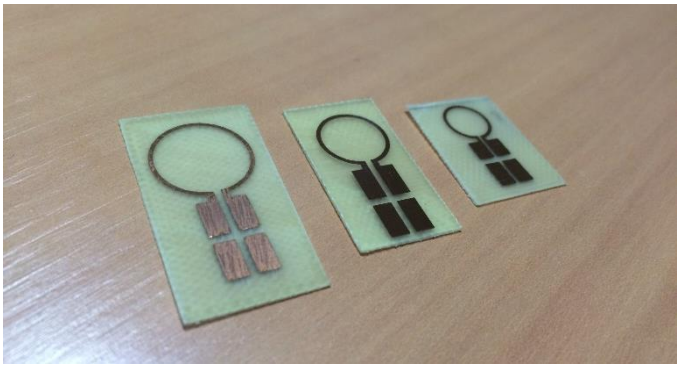


Figure II.10 Photographie des boucles de couplage utilisées pour l'adaptation, les quatre conducteurs rectangulaires sont prévus pour la soudure des capacités.

II.B.3.3 Investigations expérimentales

L'étude expérimentale que nous avons réalisée pour évaluer l'efficacité des techniques d'accord et d'adaptation utilise un banc de mesure permettant de contrôler le positionnement de l'antenne RMLT et des éléments d'accord et d'adaptation. Ce banc de mesure est représenté figure II.11.

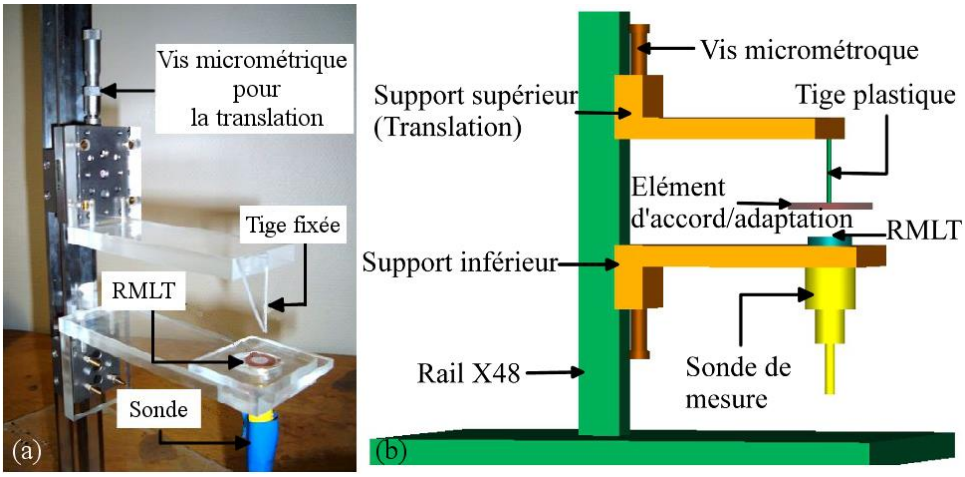


Figure II.11 Banc de mesure. (a) système mécanique installé. (b) représentation du système en 3D.

Le banc de mesure est composé d'un rail vertical en aluminium X48 sur lequel sont montées deux cavaliers mécaniques. Un support plastique dédié est fixé horizontalement sur le cavalier du bas et sert de support au RMLT. La sonde de mesure (méthode de simple boucle [109]) est placée à proximité du RMLT à travers un trou percé dans le support plastique inférieur. Sur le cavalier du haut est fixé un module de translation micrométrique possédant un pas de déplacement minimal de 2 µm. Un deuxième support plastique, dont la surface est parallèle à celle du support du bas est fixé sur le module de translation et sert à maintenir les éléments de conditionnement. Afin de s'assurer que le plan de l'élément d'accord (en particulier celui des couches diélectriques) est parallèle avec celui du RMLT, la surface de l'élément est collée à l'extrémité d'une tige plastique fixée verticalement par rapport au support du haut (support de translation). La procédure du collage des éléments d'accord est réalisée comme suit : l'élément d'accord (lames diélectriques et boucles conductrices) est mis en contact avec le RMLT, une goutte de colle gel est déposée au centre de l'élément, et la tige est ensuite déplacée à l'aide du module de micro-translation jusqu'à entrer en contact avec la colle. La colle est alors durcie par chauffage.

Pour étudier le principe d'adaptation par couplage inductif, la sonde de mesure simple boucle est enlevée et le signal est transmis via la boucle de couplage non-accordée connectée par un câble coaxiale à un analyseur de réseau (Agilent E5061A, Agilent Technologies, Santa Clara, Etats Unis). La boucle de couplage est collée à l'extrémité de la tige plastique de la même manière que les éléments d'accord.

La variation de la distance entre les éléments de conditionnement et le RMLT se fait par le réglage de la vis micrométrique du module de translation. Pour l'étude des principes d'accord, la fréquence de résonance, ainsi que le facteur de qualité du RMLT, sont extraits de la mesure du coefficient de réflexion compensé pour chaque position de l'élément d'accord. Pour l'étude du principe d'adaptation par couplage inductif, le coefficient de réflexion est mesuré pour chaque position de la boucle de couplage et sa valeur minimum correspond au niveau d'adaptation en puissance.

II.B.3.4 Simulations numériques

En complément des mesures expérimentales, les principes d'accord et d'adaptation ont été étudiés par simulation numérique. Les logiciels de simulation électromagnétique permettent de déterminer les paramètres S d'un système de détection, la distribution des courants dans ce système ainsi que les cartes de champs électrique et magnétique qu'il crée dans l'espace environnant.

La simulation numérique des antennes RMLT a été abordée précédemment dans le cadre des thèses de Simon Lambert [110] et Roberta Kriegl [111]. Des logiciels commerciaux tels que CST Microwave Studio (Computer Simulation Technology AG, Darmstadt, Allemagne), et XFDTD (Remcom, State College, Etats Unis) ont été utilisés pour étudier et prévoir le comportement des RMLT dans diverses configurations [103,112].

L'étude par simulation électromagnétique des caractéristiques d'un RMLT en présence d'une couche diélectrique a été initiée par la suite dans le cadre de la thèse de Jean-Clément Guisiano [113] dans l'objectif de développer un dispositif prototype de déplacement de l'élément d'accord basé sur la technologie MEMS (Systèmes Microélectromécaniques).

Cette étude a été poursuivie dans le cadre de la thèse présentée ici, avec pour objectif de prévoir les gammes d'accord en fréquence et le niveau d'adaptation accessibles en fonction de caractéristiques de l'élément d'accord/adaptation et de la distance entre ce dernier et le RMLT. Ces données ont ensuite été utilisées pour développer un système de micro-déplacement basé sur l'utilisation d'actionneurs piézoélectriques permettant d'automatiser la procédure de conditionnement (accord et adaptation) des RMLT.

Nous présentons par la suite les principes et les fonctionnalités principales du logiciel de simulation que nous avons utilisé pour étudier les principes d'accord et d'adaptation, CST Microwave Studio.

- Définition du RMLT

La première étape de la simulation numérique consiste à définir la géométrie des objets étudiés ainsi que leurs propriétés physiques. Dans le cas de simulation des RMLTs plusieurs aspects doivent être pris en compte pour garantir la fiabilité des résultats. En particulier, le RMLT est une structure relativement complexe par rapport à une antenne RF classique constituée d'une seule boucle car il possède plusieurs tours de conducteurs de faible largeur, séparés par de petits espacements, et déposés de part et d'autre d'un substrat. Le maillage de l'espace de simulation doit être effectué en prenant en compte l'inhomogénéité du matériel (air-conducteur-diélectrique) et l'irrégularité de la forme géométrique (interconnexions entre les tours), notamment quand un maillage hexaédrique est utilisé[1]. Afin d'éviter des erreurs de simulation, il est nécessaire d'adapter localement la taille des mailles aux dimensions de la structure. Dans le cas d'un RMLT, cela conduit à un grand nombre de mailles générées et à un temps de calcul très long. CST- MWS utilise des techniques de raffinement de maillage, telles que la PBA (Perfect Boundray Approximation) et la TST (Thin Sheet Technology), permettant d'éviter l'utilisation de mailles de trop petite dimension tout en gardant un niveau de précision correct pour la simulation. Ces techniques permettent d'obtenir des résultats assez précis avec un temps de simulation fortement réduit. Une autre technique permettant de diminuer la complexité du maillage est d'utiliser des mailles de plus grande taille pour les régions homogènes de l'espace dans lesquelles les grandeurs électromagnétiques varient peu. Concrètement, dans le cas du RMLT, ce sont les zones situées loin des

[1] Le maillage hexaédrique dans CST MWS généralement n'est pas efficace pour traiter le problème de frontière de multi-matériels.

pistes conductrices du RMLT, où des mailles relativement grosses peuvent être utilisées pour décharger la puissance de calcul et réduire le temps de simulation (Figure II.12).

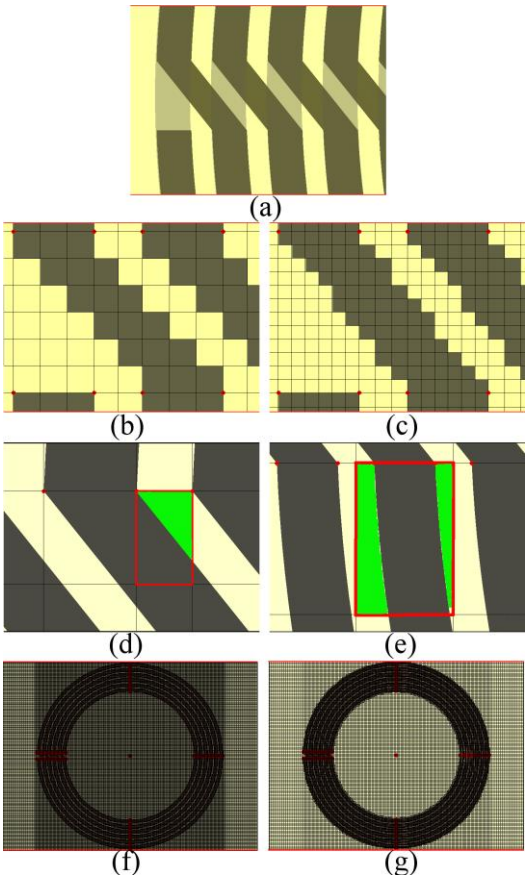


Figure II.12 Exemple de maillage utilisé dans CST MWS. (a) Une partie de la structure du RMLT à mailler. (b) Maillage classique ; des mailles contenant des régions non-PEC sont remplies complètement par du PEC et forment ainsi des « staircase ». (c) Mailles de taille plus fine permettant d'augmenter la précision de la simulation, les « staircase » sont plus fins. (d) Maillage par PBA. Les mailles peuvent contenir une région non-PEC (verte). (e) Maillage par TST. Les mailles peuvent contenir deux régions non-PEC (verte). (f) Maillage avec la zone complète. (g) Maillage de « subgridding », seules les régions critiques (proches des pistes conductrices) sont maillées finement.

L'évaluation de la qualité du maillage est faite par des études de convergence [110]. Dans ces études, la convergence est considérée atteinte lorsque l'accroissement du nombre de mailles ne modifie plus significativement (< 1%) les résultats. Des règles générales pour mailler correctement un RMLT ont été établies à partir de ces études: pour déterminer la fréquence de résonance ou obtenir les cartes de champ, les pistes conductrices du RMLT peuvent être modélisées comme une couche sans dimension de type PEC (Perfect Electrical Conductor) au lieu d'un conducteur réel ayant une épaisseur et une conductivité finies. Cependant, pour obtenir le facteur de qualité, ou le RSB accessible, toutes les sources de pertes, y compris les pertes dans les conducteurs du RMLT, dans le substrat diélectrique et dans l'échantillon, doivent être impérativement prises en compte par l'intermédiaire de la conductivité et de la permittivité du milieu considéré. Le nombre de mailles sur la largeur d'une piste conductrice du RMLT est fixé à 2~3 afin de mettre en évidence l'effet de distribution de courant dans la ligne. Le nombre de mailles contenues dans l'épaisseur du substrat est de 3~5 pour prendre en compte l'effet diélectrique entre les conducteurs situés de part et d'autre du substrat.

Malgré les différentes stratégies de maillage possibles pour réduire le temps de simulation tout en gardant une précision suffisante, le fait que le RMLT soit une structure forte auto-résonante signifie que l'énergie emmagasinée dans la structure se dissipe lentement au cours de la simulation et le temps de simulation reste donc intrinsèquement long. Si la simulation est interrompue sans dissiper

suffisamment l'énergie, les résultats obtenus seront inexacts. Le critère de fin de simulation pour les antennes classiques RLC correspond généralement à une dissipation de l'énergie d'environ -40 dB, alors que pour les RMLT la dissipation d'énergie doit être inférieur à -60 dB afin d'obtenir un résultat proche correct. Par conséquent, le temps de simulation devient important (quelques dizaine d'heures dépendant de la performance de la machine). Le bilan des énergies dissipées au cours d'une simulation est illustré figure II.13.

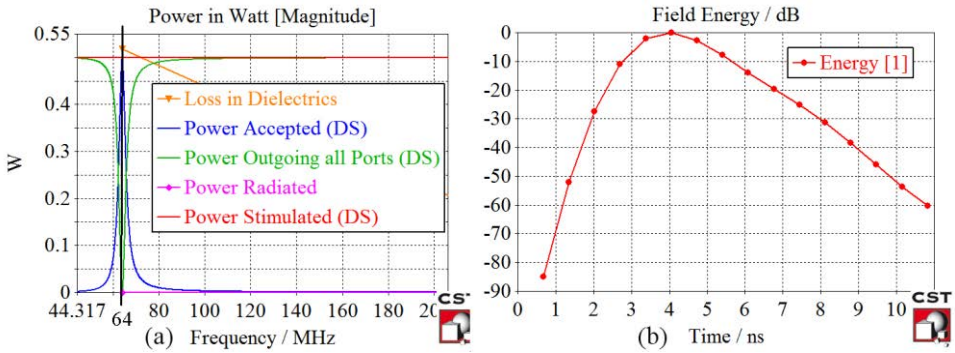


Figure II.13 . Bilan des énergies dissipées lors d'une simulation. (a) bilan des puissances en spectre fréquentiel: la puissance stimulée (rouge), la puissance acceptée dans la structure résonante (bleu), la puissance sortie des ports (vert), les puissances dissipées dans le substrat (orange) et dans l'espace (rose) à la fréquence de résonance (64 MHz). (b) l'énergie totale en dB résiduelle dans la structure simulée, un niveau de -60dB doit être atteint pour la simulation d'un RMLT.

Le choix de la source d'excitation se fait en considérant la configuration réelle de chaque expérience. Pour l'étude des principes d'accord, l'énergie est introduite dans le RMLT par le biais d'une sonde de couplage (pick-up) excitée avec une impulsion gaussienne et placée à une distance fixe, et suffisamment grande, du RMLT (Figure II.14) afin d'éviter l'effet de sur-couplage. L'impulsion est injectée dans les boucles par un port discret, d'impédance interne 50 Ohms, connectée aux extrémités de la boucle. L'adaptation en puissance se fait à la fin en utilisant la technique de co-simulation [114]. Pour l'étude du principe d'adaptation par couplage inductif, l'énergie est introduite dans le système par une boucle de couplage non-accordée aux bornes de laquelle un port discret de 50 Ohm a été connecté et il n'y a pas d'étape de co-simulation.

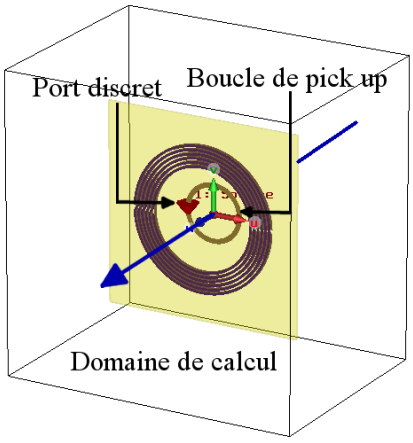


Figure II.14 RMLT placé dans le domaine de calcul, l'énergie d'excitation est introduite par un port discret connecté à la boucle de couplage pour l'étude des principes d'accord. Pour l'étude du principe d'adaptation, la boucle de pick-up est remplacée par une boucle non-accordée. Les moniteurs de champ sont insérés pour récupérer les valeurs du champ H et E dans l'espace 3D.

- Solveur et données simulées

Le solveur temporel (Transient solver) a été utilisé pour toutes les simulations effectuées. Il se base sur la technique de FIT[1] (Finite Integration Technique) [115–117]. C'est le solveur le plus utilisé pour obtenir les paramètres S et les cartes de champs électromagnétiques. A partir des résultats de premier niveau (comme les paramètres S, les distributions spatiales de H et de E, obtenues directement par une simulation EM), des résultats de second niveau peuvent être calculés en appliquant des « templates » de post-traitement. En particulier, dans le cadre de nos études, le facteur de qualité *Q* peut être calculé par un post-traitement des distributions de E et de H dans l'espace à partir des formules décrites ci-dessous pour les calculs des pertes:

Puissance liée aux pertes diélectriques :

$$P_D = \pi f \tan\delta \, \varepsilon_0 \varepsilon_r \int \left|\vec{E}\right|^2 \delta V \qquad \text{II-43}$$

Puissance liée aux pertes conductrices :

$$P_C = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\pi\mu f}{\sigma}}\varepsilon_0 \varepsilon_r \int \left|\vec{H}\right|^2 \delta S \qquad \text{II-44}$$

où $\delta V, \delta S$ représentent respectivement le volume élémentaire des matériaux de perte et la surface élémentaire du conducteur. La perte totale en puissance dans la structure est la somme de ces deux puissances :

$$P_{total} = P_D + P_C \qquad \text{II-45}$$

Le facteur de qualité *Q* est relié à la puissance dissipée totale par la formule :

$$Q = \frac{2\pi}{T}\frac{W}{P_{total}} \qquad \text{II-46}$$

où *W* est la puissance totale emmagasinée dans la structure simulée :

$$W = \frac{1}{2}\varepsilon_0 \varepsilon_r \int \left|\vec{E}\right|^2 \delta V = \frac{1}{2}\mu_0 \mu_r \int \left|\vec{H}\right|^2 \delta V \qquad \text{II-47}$$

où μ_0, μ_r représentent la perméabilité du vide et la perméabilité relative des matériaux.

La fréquence de résonance f_0 de la structure simulée en présence des éléments d'accord ainsi que le niveau d'adaptation atteint avec les boucles de couplage peuvent être extraits directement en recherchant les extrema du coefficient de réflexion S_{11} en fonction de la fréquence.

La carte de champ RF B_1 en présence des éléments d'accord est évaluée par la visualisation du champ B_1 créé dans un fantôme cubique de 30 mm × 30 mm × 20 mm placé 2 mm au-dessus du RMLT. Ce fantôme est modélisé comme un tissu musculaire avec une permittivité ε_r de 64 et une conductivité de 0.72 S/m.

Il est à noter qu'il n'existe pas de moyen à ce jour dans CST MWS d'effectuer la simulation de matériaux supraconducteurs à haute température critique, car ces matériaux ont une conductivité complexe et non réelle comme celle des conducteurs normaux. La technique expérimentale reste donc la seule possible pour évaluer le facteur de qualité et la sensibilité des antennes supraconductrices.

[1] Dans CST MWS, la technique de l'intégration finie (FIT) est optimisée avec les techniques PBA et TST permettant de modéliser des structures fines sans besoin du raffinement extrême de maillage.

II.B.4 Résultats et discussions

Dans ce sous-chapitre, nous présentons les résultats de l'étude des principes d'accord et d'adaptation obtenus à l'aide des outils d'investigation différents présentés au paragraphe précédent.

II.B.4.1 Accord par couplage électrique

La nature des couches diélectriques utilisées ainsi que leur épaisseur affectent plus ou moins la permittivité équivalente du milieu au voisinage du RMLT et la fréquence de résonance est décalée de façon plus ou moins importante. Les figures II.15 et II.16 montrent deux exemples représentatifs de l'effet de l'épaisseur sur la gamme d'accord en fréquence obtenue en fonction de la distance entre la couche diélectrique et la surface du RMLT. Ces figures regroupent les résultats obtenus par simulations numériques et ceux obtenus expérimentalement pour des lames de verre et de saphir, ayant une épaisseur de 250 µm, 500 µm et 1 µm.

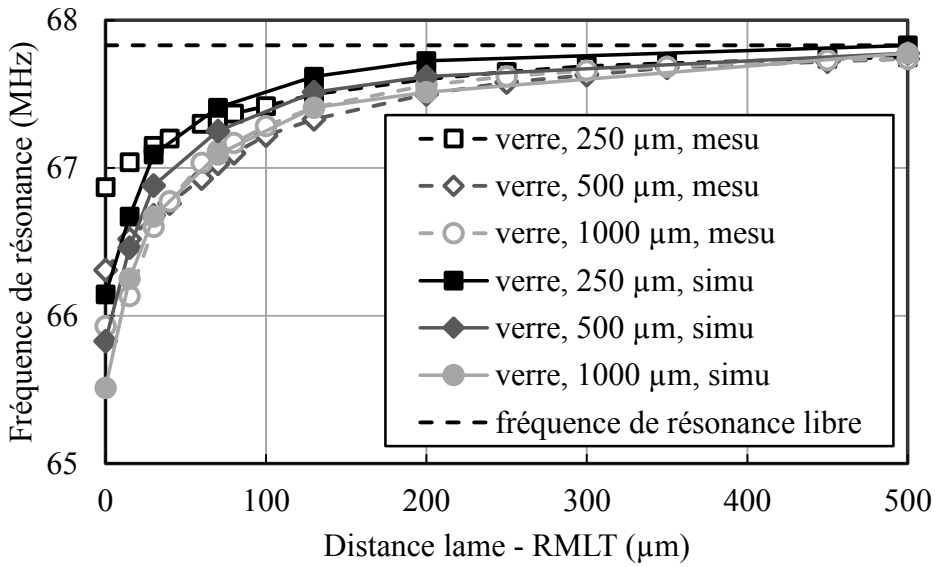


Figure II.15 Fréquences de résonance mesurée (lignes pointillés, marqueur vides) et simulée (lignes pleines, marqueurs pleins) en fonction de la distance entre le RMLT et la lame, pour des lames de verre avec une épaisseur de 250 µm (carré) , 500 µm (losange) et de 1000 µm (cercle).

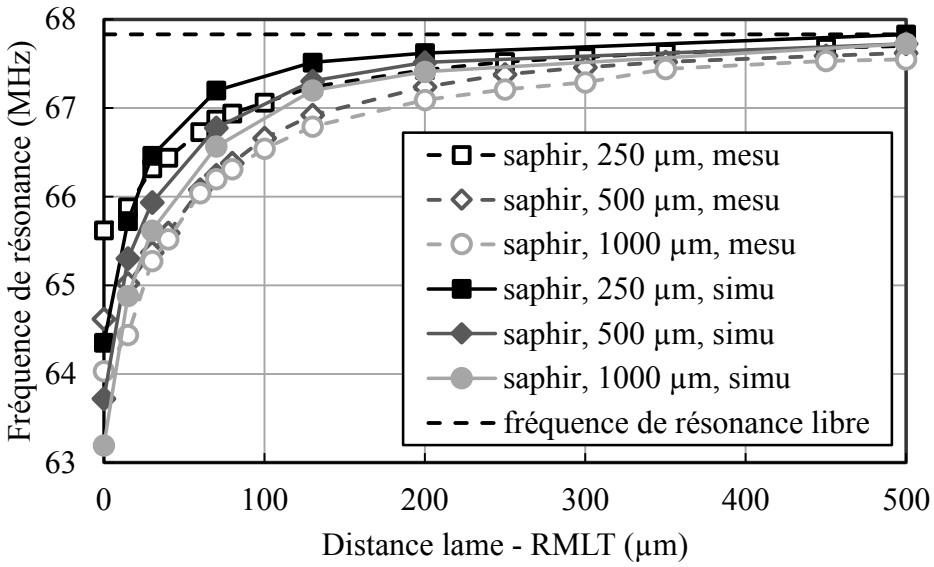


Figure II.16 Fréquence de résonance mesurée (lignes pointillés, marqueur vides) et simulée (lignes plaines, marqueurs pleins) en fonction de la distance entre le RMLT et la lame, pour les lames de saphir des épaisseurs de 250 µm (carré), 500 µm (losange) et de 1000 µm (cercle).

La fréquence de résonance augmente non-linéairement avec la distance entre la couche diélectrique et le RMLT et devient proche de la fréquence de résonance libre du résonateur lorsque la distance entre la couche et le RMLT est supérieure à 500 µm. Le décalage maximal est obtenu quand les lames sont en contact avec le RMLT : pour la lame de verre de 1000 µm d'épaisseur, un décalage maximal de 1.9 MHz a été mesuré, correspondant à une variation de 2.8 % de la fréquence de résonance libre. En comparaison, des décalages de 1.52 MHz (2.2 %) et 930 KHz (1.3 %) ont été obtenus avec des lames de verre de 500 µm et 250 µm d'épaisseur respectivement. Pour les lames de saphir, des décalages de 3.8 MHz, 3.18 MHz et 2.18 MHz, correspondant à des variations de 5.8 %, 4.7 % et 3.2 %, ont été obtenus pour des épaisseurs de 1000 µm, 500 µm et 250 µm respectivement. La gamme d'accord maximale mesurée dans l'étude que nous avons menée est de 6.1 MHz (variation relative de 9 %) et a été obtenue avec une lame d'aluminate de lanthane de 1000 µm d'épaisseur en contact avec le RMLT. Les résultats avec les lames d'aluminate de lanthane ne sont pas présentés en détail.

Pour un matériau diélectrique donné, c'est-à-dire quel que soit la permittivité du matériau, les décalages en fréquence obtenus dans les premiers 300 µm de la surface du RMLT représentent environ 90 % de la gamme d'accord en fréquence totale. Au-delà de cette distance, le décalage en fréquence est beaucoup plus faible. Pour des distances lames-RMTL inférieures à 30 µm, des pentes de 9.3 KHz/µm, 12.3 KHz/µm et 22.4 KHz/µm ont été mesurées avec des lames de verre de 250 µm, 500 µm et 1000 µm respectivement. Des pentes plus grandes, de 23 KHz/µm, 25 KHz/µm et 41.5 KHz/µm, ont été obtenues pour des lames de saphir ayant les mêmes épaisseurs.

Les figures II.17 et 18 illustrent l'effet de la permittivité de la couche diélectrique sur la gamme d'accord accessible en fonction de la distance entre la couche diélectrique et la surface du RMLT. Ces figures présentent les résultats issus des simulations numériques et ceux obtenus expérimentalement avec des lames diélectriques ayant une épaisseur de 250 µm (fig. II.17) et 500 µm (fig. II.18).

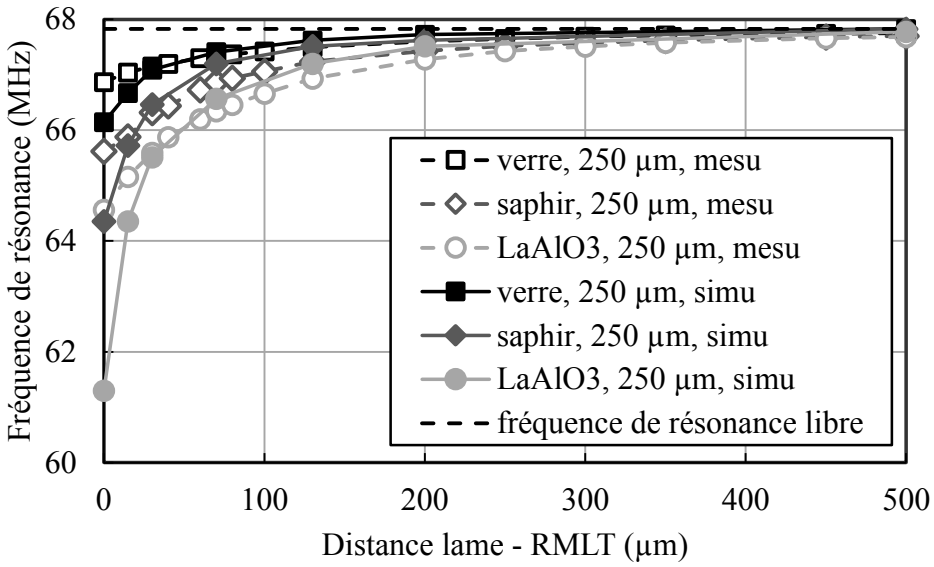


Figure II.17 Fréquence de résonance mesurée (lignes pointillés, marqueur vides) et simulée (lignes pleines, marqueurs pleins) en fonction de la distance entre le RMLT et la lame, pour les lames de verre (carré), saphir (losange), et aluminate de lanthane (cercle) avec une épaisseur de 250 µm.

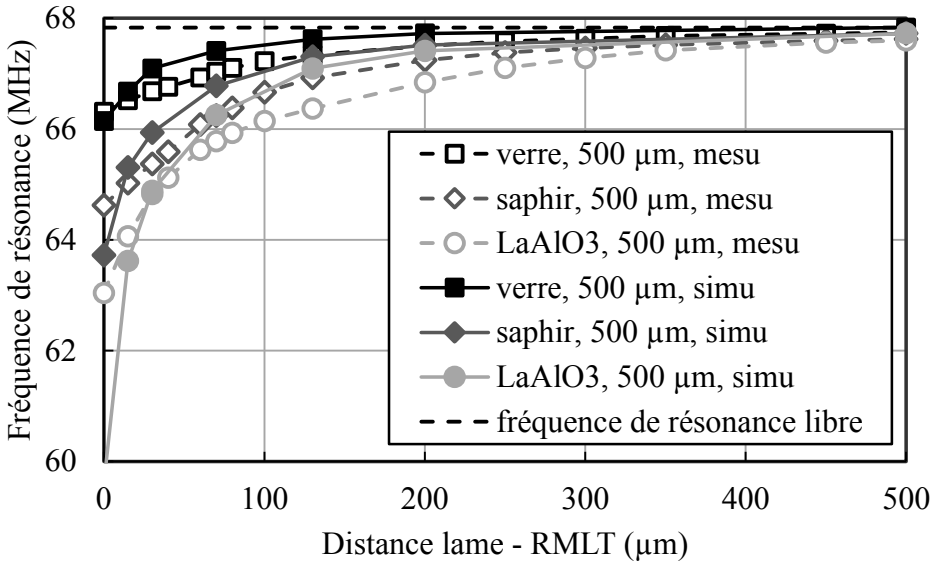


Figure II.18 Fréquence de résonance mesurée (lignes pointillés, marqueur vides) et simulée (lignes pleines, marqueurs pleins) en fonction de la distance entre le RMLT et la lame, pour les lames de verre (carré), saphir (losange), et aluminate de lanthane (cercle) avec une épaisseur de 500 µm.

L'analyse des résultats expérimentaux indique que pour une épaisseur de 250 µm, les pentes correspondantes aux lames de verre, de saphir et d'aluminate de lanthane sont respectivement de 9.3 KHz/µm, 23 KHz/µm et 34 KHz/µm pour les 30 premiers µm, et sont ensuite réduites à 3.9 KHz/µm, 10.6 KHz/µm et 15 KHz/µm pour des distances comprises entre 30 µm et 100 µm. Pour une épaisseur de 500 µm, les pentes de variation sont de 12.3 KHz/µm, 25 KHz/µm et 59.5 KHz/µm pour les 30 premiers µm, et diminuent à 7.7 KHz/µm, 18.4 KHz/µm et 18.8 KHz/µm pour des distances comprises 30 µm et 100 µm.

Les décalages obtenus pour des distances inférieures à 30 µm, représentent 25 %, 30 %, et 55 % des gammes maximales accessibles avec des lames de 250 µm d'épaisseur de verre, de saphir et

d'aluminate de lanthane respectivement. Ces pourcentages augmentent à 27 %, 35 % et 57% pour une épaisseur de 500 µm.

L'analyse des résultats obtenus par simulation numérique montre que pour une épaisseur de 250 µm, les pentes de variation dans les 30 premiers µm pour les lames de verre, de saphir et d'aluminate de lanthane sont de 31.6 KHz/µm, 70 KHz/µm et 140 KHz/µm respectivement. Pour des distances comprises entre 30 µm et 100 µm ces pentes sont respectivement de 7.5 KHz/µm, 15 KHz/µm et 24 KHz/µm.

Les figures II.19 et II.20 illustrent, pour les deux cas précédents, les résultats obtenus par la modélisation analytique et ceux obtenus par simulation avec les lames diélectriques ayant une épaisseur de 250 µm (fig.II.19) et 500 µm (fig.20).

Pour une épaisseur de 250 µm, l'analyse des résultats issus du modèle analytique montre que les pentes moyennes de variation dans les 30 premiers µm sont de 25 KHz/µm, 51.6 KHz/µm et 75.9 KHz/µm pour les lames de verre, de saphir et d'aluminate de lanthane respectivement. Pour des distances comprises entre 30 µm et 100 µm, ces pentes sont réduites à 7.5 KHz/µm, 13.5 KHz/µm et 18.6 KHz/µm respectivement. Pour une épaisseur de 500 µm, le modèle analytique indique que les pentes de variation correspondantes aux trois lames sont de 25.5 KHz/µm, 53.7 KHz/µm et 79.3 KHz/µm respectivement pour les 30 premiers µm, et diminuent à 8.4 KHz/µm, 15.2 KHz/µm et 20.8 KHz/µm pour des distances comprises 30 µm et 100 µm.

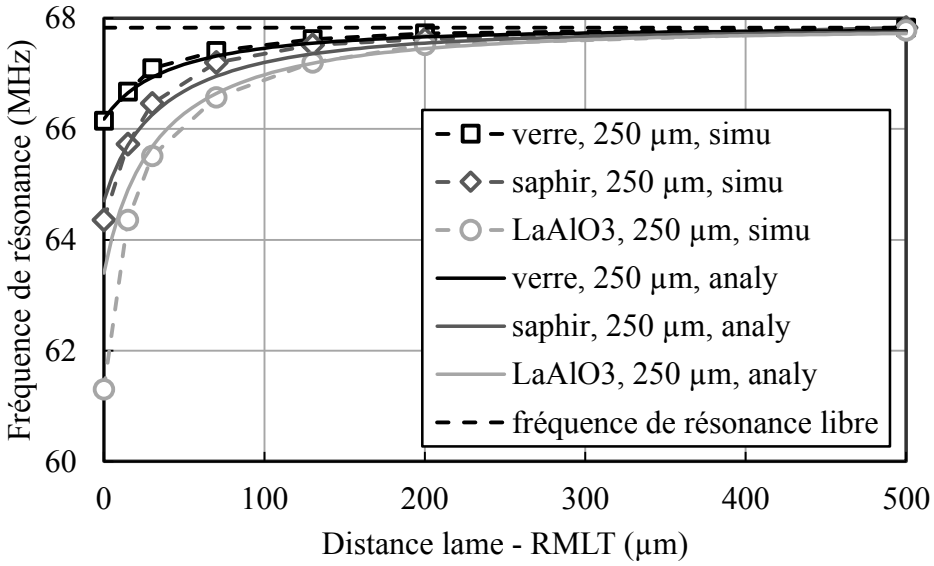


Figure II.19 Fréquence de résonance simulée (lignes pointillés, marqueur vides) et calculée (lignes pleines) en fonction de la distance entre le RMLT et la lame, pour les lames de verre, saphir, et aluminate de lanthane avec une épaisseur de 250 µm.

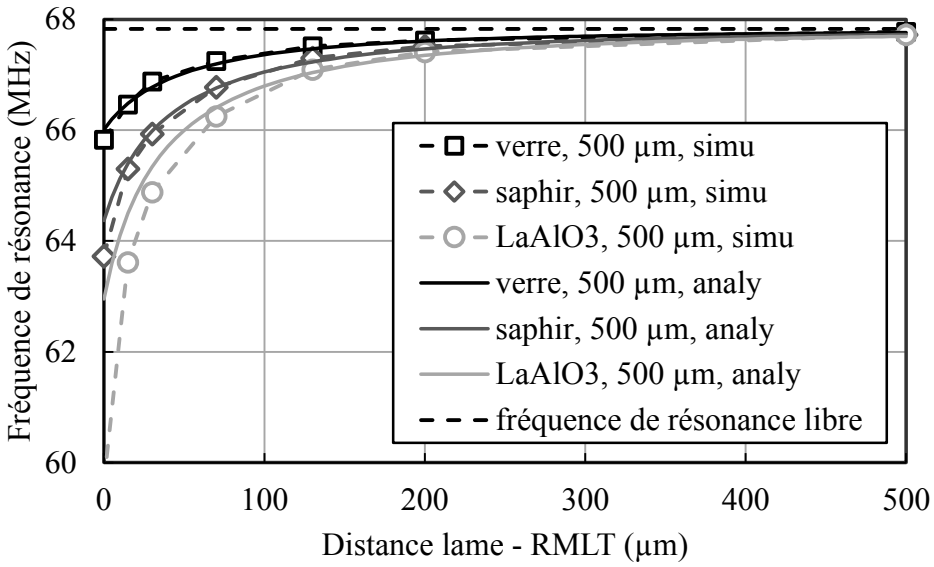


Figure II.20 Fréquence de résonance simulée (lignes pointillés, marqueur vides) et calculée (lignes pleines) en fonction de la distance entre le RMLT et la lame, pour les lames de verre, saphir, et aluminate de lanthane avec une épaisseur de 500 µm.

La figure II.21 donne une vision complémentaire de la permittivité de la couche diélectrique sur le décalage en fréquence accessible. Elle représente les variations de fréquences obtenues pour des couches diélectriques de différentes épaisseurs en fonction de leur permittivité pour une distance lame-RMLT fixe de 70 µm.

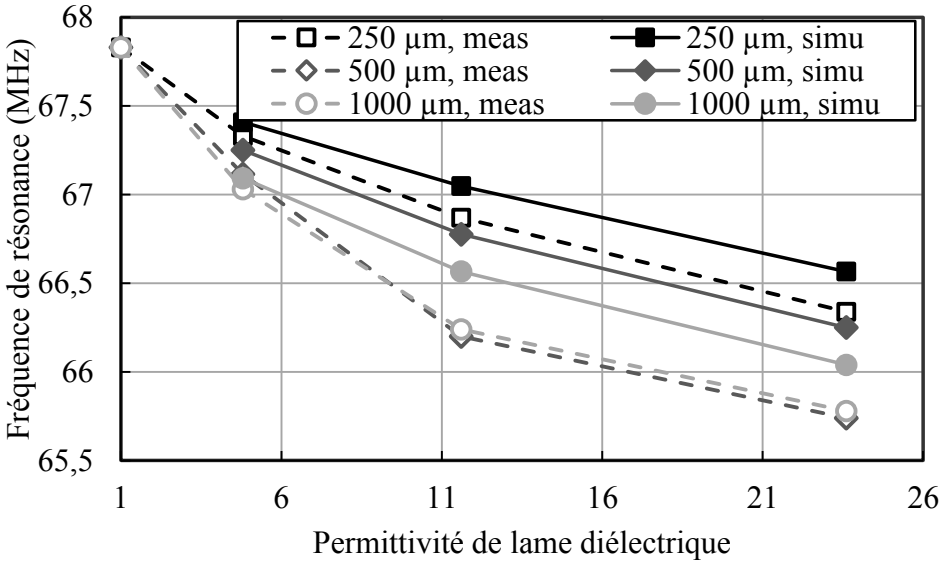


Figure II.21 Fréquence de résonance mesurée (lignes pointillés, marqueur vides) et simulée (lignes pleines, marqueurs pleins) en fonction de la permittivité de la lame, pour les épaisseurs de lame de 250 µm (marques carrés), 500 µm (losange) et de 1000 µm (cercle), avec une distance fixée de 70 µm entre la lame et le RMLT.

Ces courbes mettent en évidence la variation non-linéaire de la fréquence de résonance avec la permittivité de la couche diélectrique. Pour les trois épaisseurs, les résultats issus du modèle analytique présentent les mêmes comportements (fig.II.22).

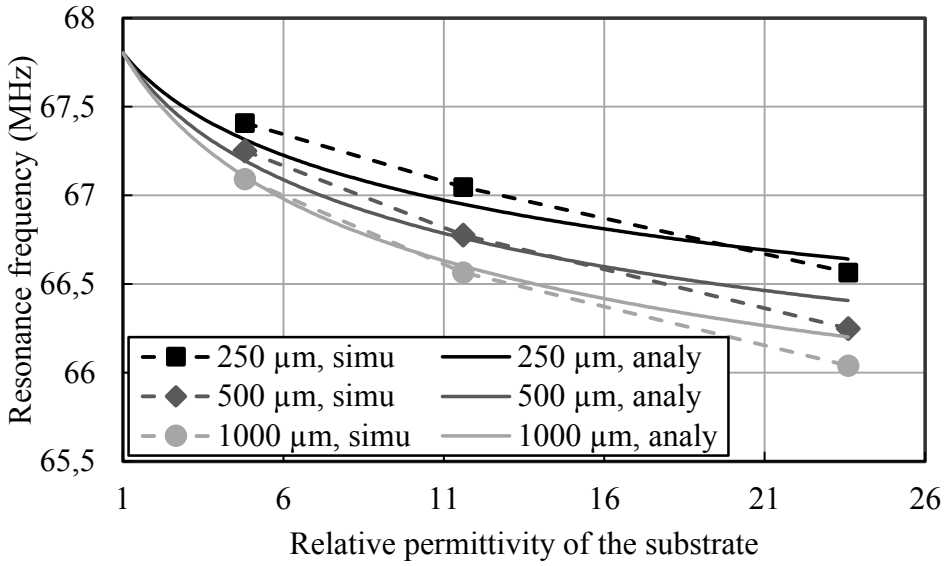


Figure II.22 Fréquence de résonance simulée (lignes pointillés, marqueurs) et calculée (lignes pleines) en fonction de la permittivité de la lame, pour les épaisseurs de lame de 250 µm, 500 µm et de 1000 µm, avec une distance fixée de 70 µm entre la lame et le RMLT.

La figure II.23 illustre l'influence de l'épaisseur de la couche diélectrique sur la gamme de fréquence accessible. Elle présente, pour les différents matériaux utilisés, les décalages de la fréquence de résonance en fonction de l'épaisseur de la couche placée à une distance fixe de 70 µm du RMLT.

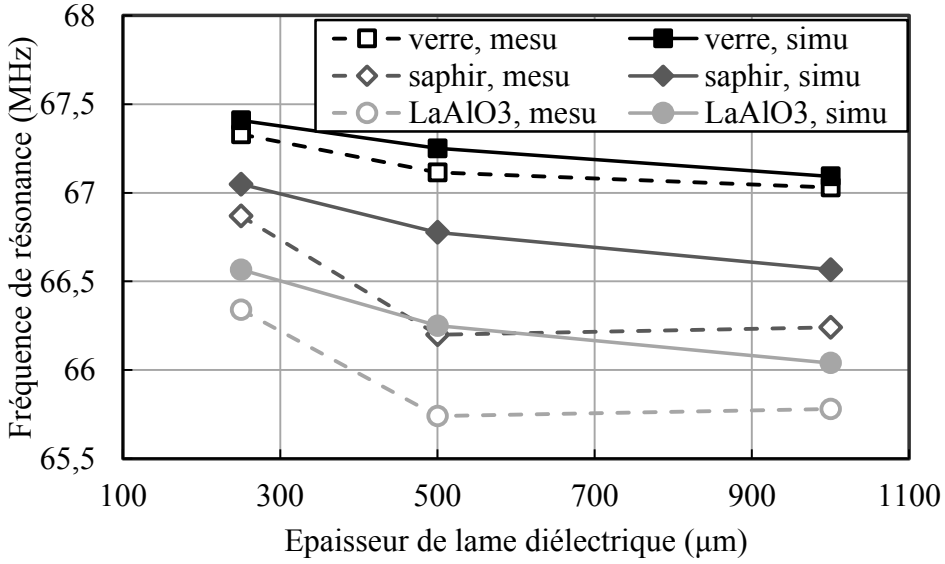


Figure II.23 Fréquence de résonance mesurée (lignes pointillés, marqueur vides) et simulée (lignes pleines, marqueurs pleins) en fonction de l'épaisseur de la lame, pour les lames de verre (carré), saphir (losange), et aluminate de lanthane (cercle), avec une distance fixée de 70 µm à la surface du RMLT.

A distance fixe, la fréquence de résonance varie de manière non-linéaire avec l'épaisseur de la lame. La variation de l'épaisseur sur la fréquence de résonance a un effet négligeable à partir d'une certaine épaisseur dont la valeur dépend de la permittivité de la couche diélectrique. Sur la figure II.24, on peut observer que ces tendances se vérifient également sur les résultats obtenus par le modèle analytique.

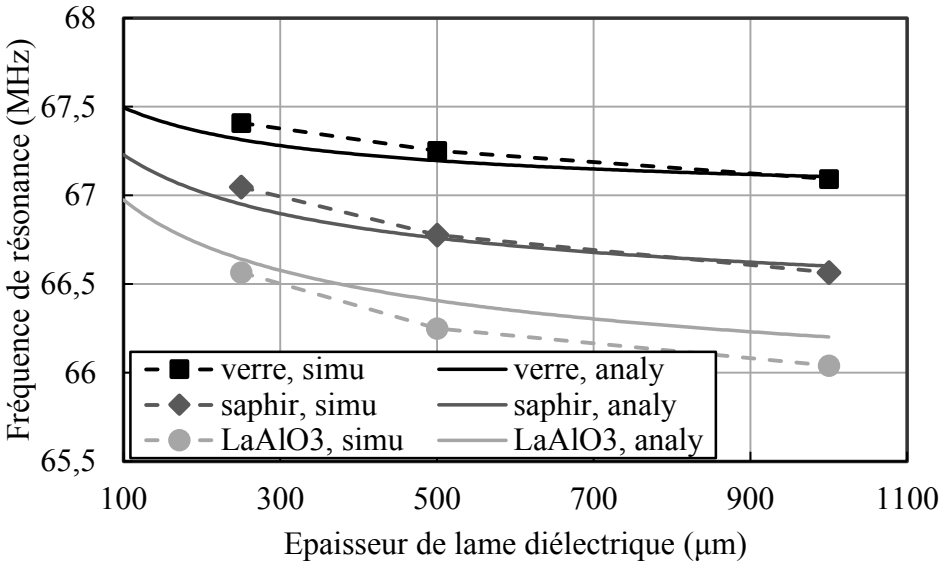


Figure II.24 Fréquence de résonance simulée (lignes pointillés, marqueurs) et calculée (lignes pleines) en fonction de l'épaisseur de la lame, pour les lames de verre (carré), saphir (losange), et aluminate de lanthane (cercle), avec une distance fixée de 70 µm à la surface du RMLT.

Cela s'explique par le fait que la quasi-totalité des lignes de champ électrique de fuite du RMLT sont confinées dans la lame lorsqu'elle est épaisse, l'effet de couplage électrique entre le RMLT et la lame est alors proche de son maximum. Pour des couches à forte permittivité, le confinement des lignes de champs est plus efficace et la saturation se produit pour des épaisseurs plus petites que pour des matériaux à plus faible permittivité.

De manière générale, les résultats obtenus par modélisation analytique, par simulation numérique et expérimentalement sont en bonne adéquation. Concernant la prédiction de la fréquence de résonance décalée en présence d'un matériau donné, un écart moyen inférieur à 2 % est observé entre les résultats obtenus par les différentes méthodes. Cette déviation devient plus importante pour les diélectriques de grande permittivité avec petites distances au RMLT.

Pour des distances lames-RMLT petites, l'écart entre les résultats expérimentaux et ceux obtenus par modélisation analytique, s'explique par le manque de précision dans la modélisation du couplage électrique qui devient significatif lorsque la densité des lignes de champ électrique augmente, c'est-à-dire à proximité de l'antenne. Pour les résultats issus de la simulation numérique, l'écart aux résultats expérimentaux s'explique par un maillage insuffisamment fin entre les couches diélectrique-air-conducteur-diélectrique Le raffinement du maillage dans cette région peut alors réduire cette déviation mais augmente fortement les temps de simulation.

- Facteur de qualité

Le facteur de qualité a été évalué pour toutes les lames diélectriques placées en contact avec la surface du RMLT afin de déterminer l'influence maximale de ces matériaux sur les pertes induites dans le RMLT. Les figures II.25 et 26 montrent la variation du facteur de qualité en fonction de l'épaisseur des lames diélectriques. Ces figures présentent les résultats des mesures expérimentales et ceux des simulations numériques pour des lames de verre, de saphir et d'aluminate de lanthane ayant une épaisseur de 250 µm, 500 µm et 1000 µm.

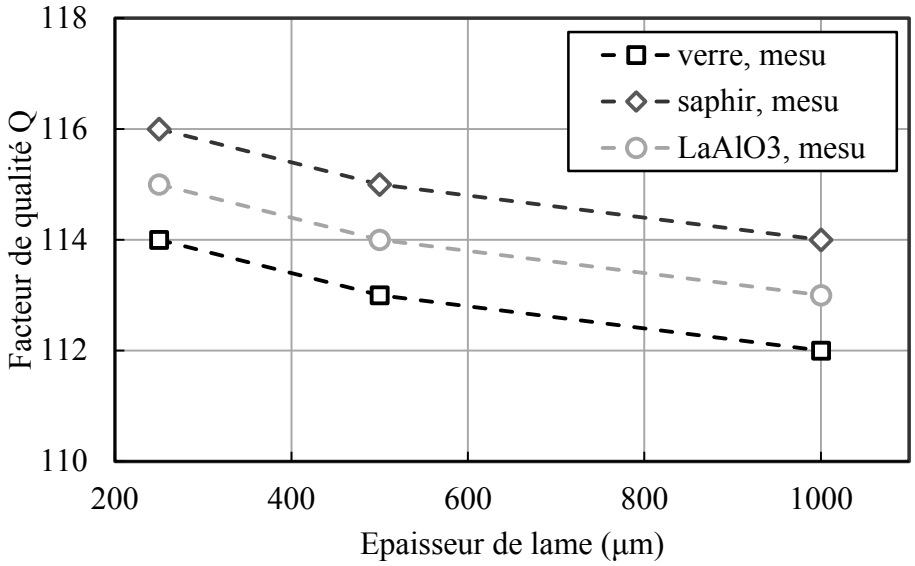


Figure II.25 Facteur de qualité Q mesuré (lignes pointillés, marqueur vides) en fonction de l'épaisseur de la lame, pour des diélectriques de verre (carré), saphir (losange), et aluminate de lanthane (cercle) en placés contact avec le RMLT

Le facteur de qualité diminue de façon non-linéaire avec l'épaisseur de la lame quel que soit le diélectrique utilisé. La réduction maximale du facteur de qualité inférieure à 2 %. Dans le cas où la lame n'est pas en contact avec le RMLT, la diminution du facteur de qualité est plus faible (résultats non présentés ici). Les résultats obtenus par simulation sont présentés figure II.26.

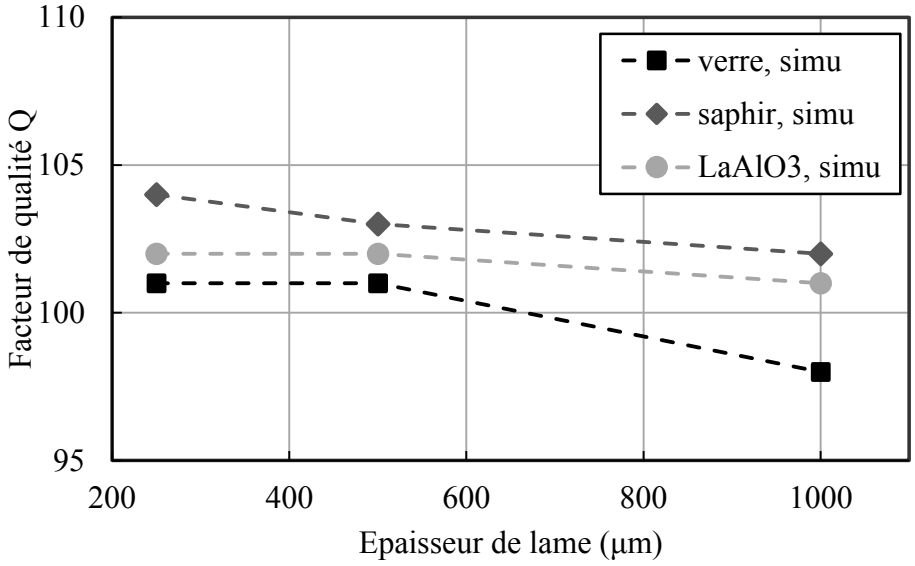


Figure II.26 Facteur de qualité Q simulé (lignes pointillés, marqueur pleins) en fonction de l'épaisseur de la lame, pour des diélectriques de verre (carré), saphir (losange), et aluminate de lanthane (cercle) placés en contact avec le RMLT.

Pour toutes les lames, les variations du facteur de qualité Q simulées sont inférieures à 3 %. La déviation moyenne par rapport aux résultats expérimentaux est de 10 %. Cette déviation relativement grande s'explique par la difficulté à modéliser de manière fiable l'ensemble des mécanismes de pertes présents.

- Carte de champ B_1

Les cartes de champ B_1 ont été simulées avec les lames diélectriques placées du même côté que la sonde de couplage, en contact avec l'antenne RMLT afin d'évaluer l'effet maximal de la présence d'une lame diélectrique sur le champ créé par l'antenne. La figure II.27 montre ensemble les cartes de B_1 créé par l'antenne seule (a) et en présence des lames de verre (b), de saphir (c) et d'aluminate de lanthane (d) respectivement de 250 µm d'épaisseur.

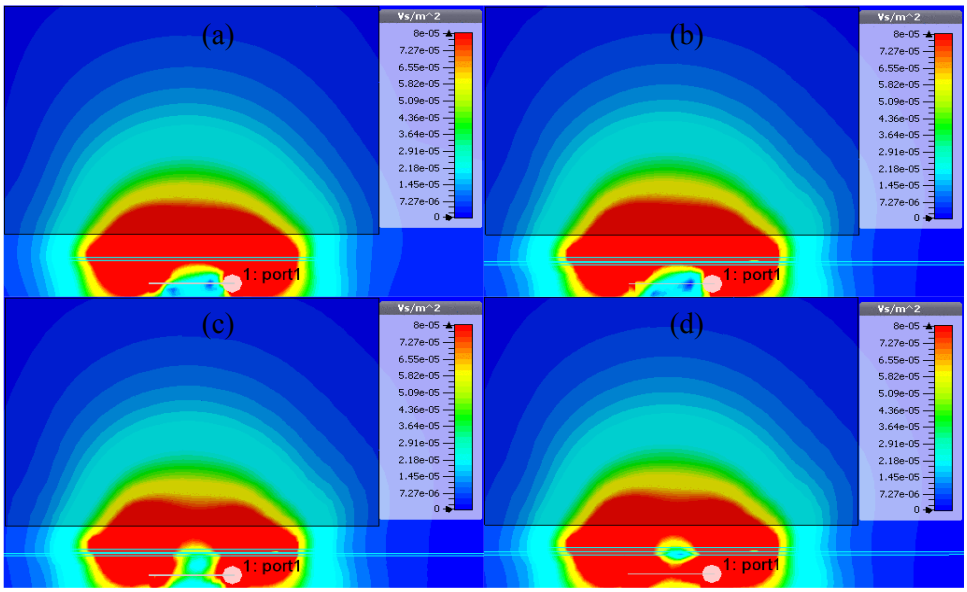


Figure II.27 Champ B_1^+ de l'antenne (plan transverse x-y) sans lame diélectrique (a) et avec les lames de verre (b), de saphir (c) et d'aluminate de lanthane (d) de 250 µm d'épaisseur en contact avec l'antenne.

On observe que la présence des lames diélectriques placées du côté de la sonde de couplage, c'est-à-dire du côté opposé à celui de l'échantillon, n'affecte pas significativement la pénétration du champ B_1^+ dans l'échantillon. Les profils de champs B_1^+ suivant l'axe Y traversant le centre (y = 0) de l'antenne pour les 4 configurations sont présentés dans la figure II.28.

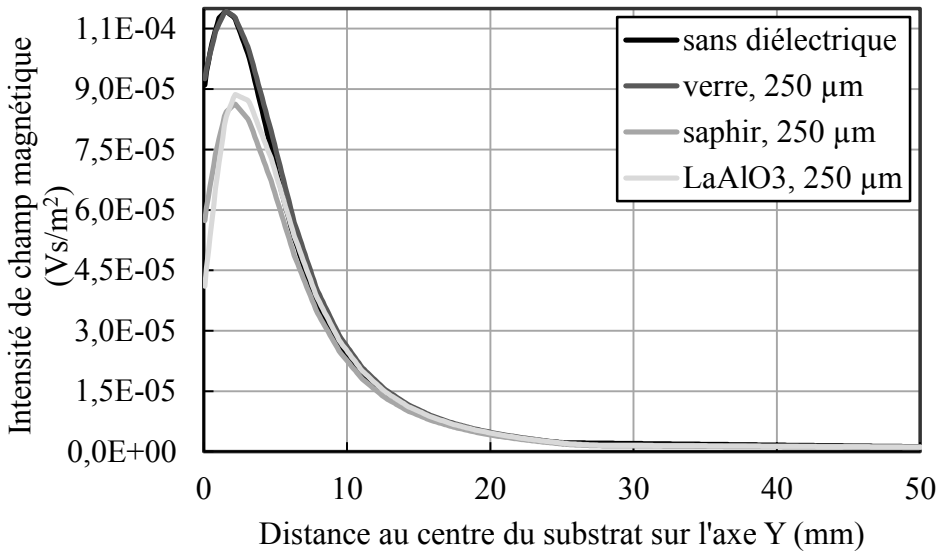


Figure II.28 Profil des intensités de champ magnétique B_1^+ sur l'axe de Y obtenus sans et avec les lames diélectriques de verre, de saphir et d'aluminate de lanthane.

L'effet de l'épaisseur de la couche diélectrique sur la distribution du champ B_1 a été évalué dans le cas de lames de saphir de 250 µm et 1000 µm, posées en contact avec l'antenne (figure II.29).

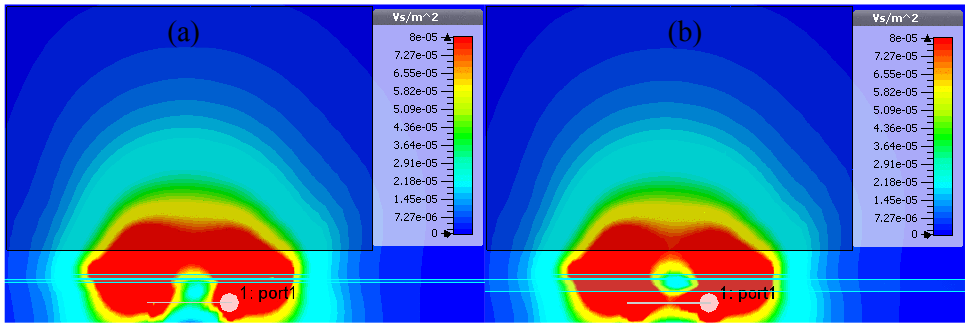


Figure II.29 Champ B_1^+ de l'antenne (plan transverse x-y) avec des lames de saphir en contact avec l'antenne, ayant des épaisseurs de 250 µm (a) et 1000 µm (b).

On peut observer que la pénétration du champ B_1^+ dans l'échantillon diminue avec l'épaisseur de la lame diélectrique recouvrant l'antenne. Les profils de champs B_1^+ suivant l'axe Y sont présentés figure II.30.

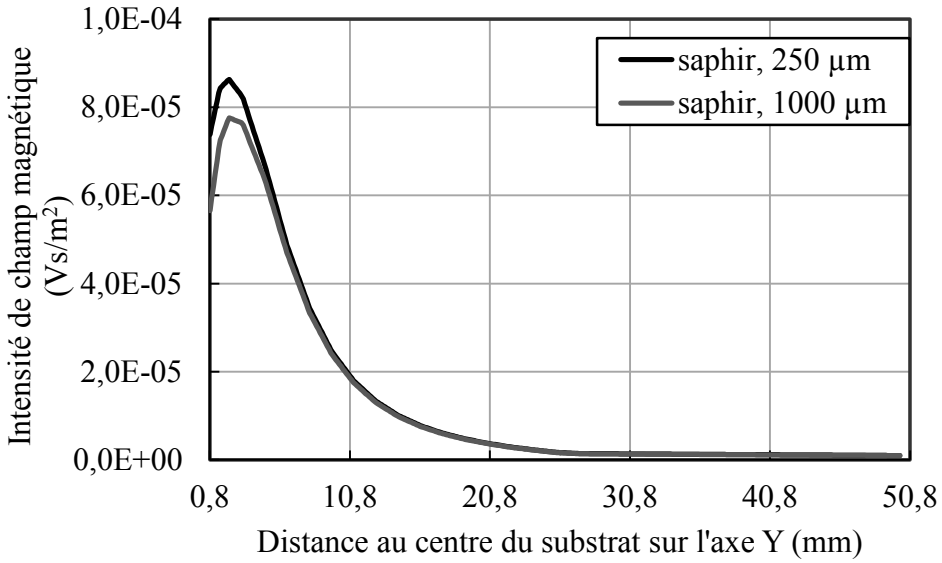


Figure II.30 Profils d'intensité du champ magnétique sur l'axe Y obtenues avec des lame de saphir de 250 µm et de 1000 µm d'épaisseurs.

II.B.4.2 Accord par couplage inductif

La gamme d'accord en fréquence obtenue par couplage inductif est présentée dans ce sous-paragraphe. La figure II.31 montre les variations de la fréquence de résonance en fonction de la distance entre les boucles et le RMLT pour des boucles de 6 mm, 10 mm et 14 mm de diamètre.

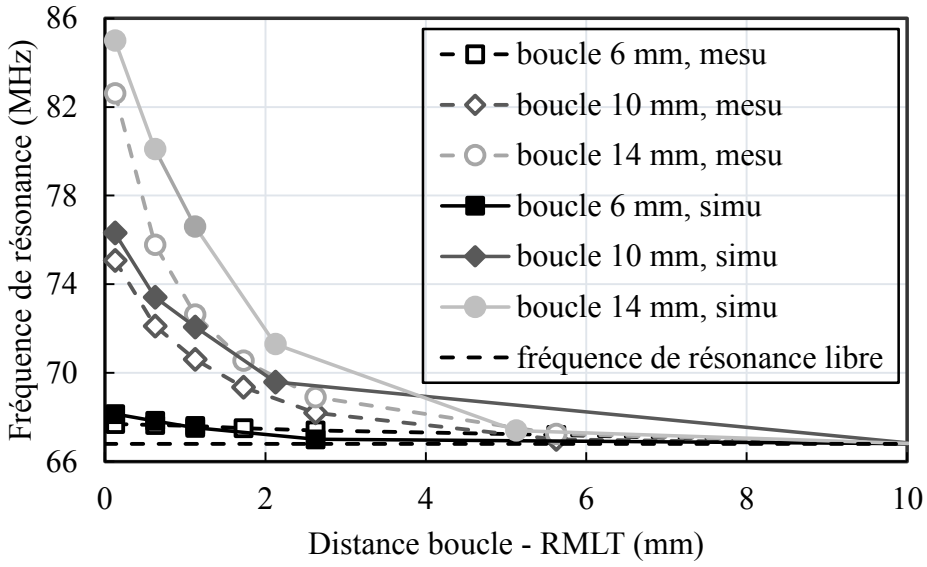


Figure II.31 Fréquence de résonance mesurée (lignes pointillés, marqueur vides) et simulée (lignes pleines, marqueurs pleins) en fonction de la distance entre le RMLT et la boucle, pour les boucles de 6 mm (carré), 10 mm (losange) et 14 mm (cercle) en diamètre.

La fréquence de résonance diminue de manière non-linéaire avec la distance entre le RMLT et la boucle. Une gamme d'accord maximale de 15.8 MHz, correspondant à une variation de 24% de la fréquence de résonance, est obtenue en utilisant la boucle plus grande de 14 mm de diamètre placée en contact avec le RMLT. Les gammes de fréquence obtenues pour les boucles de 6 mm et 10 mm de diamètres sont respectivement de 0.9 MHz et 8.3 MHz.

Pour des distances entre le RMLT et la boucle inférieures à 500 µm, la fréquence de résonance diminue avec une pente de 0.1 KHz/µm, 6 KHz/µm, et 13.6 KHz/µm pour les boucles de 6 mm, 10 mm et 14 mm de diamètre respectivement. Les décalages en fréquence dans cet intervalle de distance pour les boucles de 6 mm, 10 mm et 14 mm de diamètre représentent respectivement 5 %, 36 %, et 43 % des gammes maximales de variation.

Pour des distances supérieures à 500 µm, les déviations moyennes entre les résultats expérimentaux et ceux obtenus par simulation pour les boucles de 6, 10 et 14 mm de diamètre sont inférieures à 1 %, 2 % et 3 % respectivement. Pour des distance inférieures à 500 µm, la déviation maximale entre les résultats expérimentaux et ceux issus de la simulation est de 5% pour la boucle de 14 mm de diamètre et de 2% pour les boucles de 6 et 10 mm de diamètre.

La figure II.32 présente les résultats obtenus par modélisation analytique et, pour comparaison, ceux obtenus par simulation pour les boucles d'accord de 6 mm, 10 mm et 14 mm.

Les gammes d'accord obtenues par modélisation sont respectivement de 1 MHz, 8,16 MHz et 23 MHz pour les boucles de 6 mm, 10 mm et 14 mm de diamètre. Les pentes de variation dans les 500 premiers microns sont respectivement de 0,1 KHz/µm, 2,8 KHz/µm et 20 KHz/µm pour ces trois boucles. Les résultats de simulation numérique indiquent des gammes d'accord de 1,3 MHz, 9,5 MHz et 18,2 MHz pour les boucles de 6 mm, 10 mm, et 14 mm respectivement. Dans les 500 premiers microns, les pentes de variation de ces trois boucles sont de 0,6 KHz/µm, 5,8 KHz/µm et 9,8 KHz/µm. Les déviations

moyennes entre les résultats issus des deux méthodes sont inférieures à 1%, 2% et 5% pour les trois boucles dans les 500 premiers microns, et de 1%, 1% et 2% pour les distances supérieures à 500 µm.

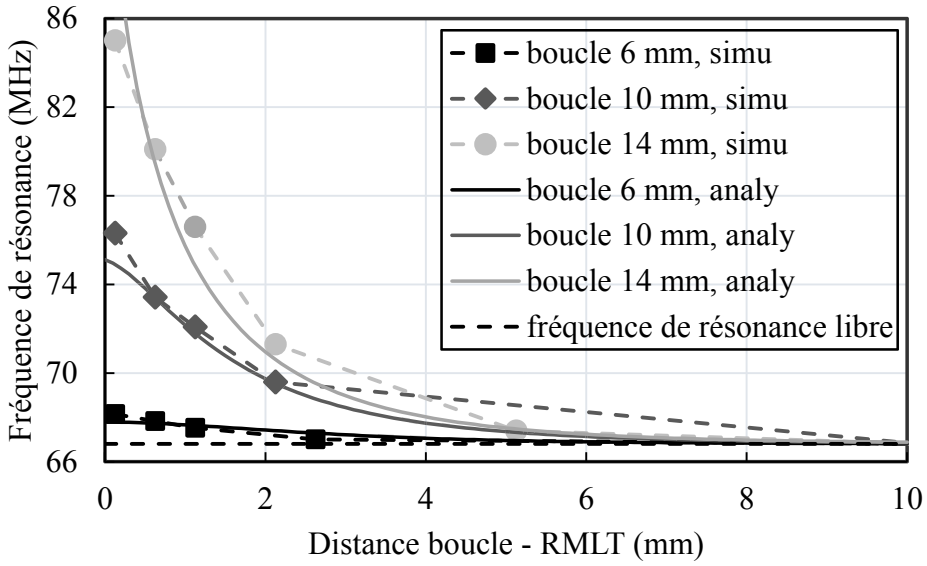


Figure II.32 Fréquence de résonance simulée (lignes pointillés, marqueurs) et calculée (lignes pleines) en fonction de la distance entre le RMLT et la boucle, pour les boucles de 6 mm (carré), 10 mm (losange) et 14 mm (cercle) en diamètre.

- Facteur de qualité

Pour l'accord par couplage inductif, les variations du facteur de Q mesurées sont présentées figure II.33 en fonction de la distance entre le RMLT pour des boucles de 6 mm, 10 mm et 14 mm de diamètre.

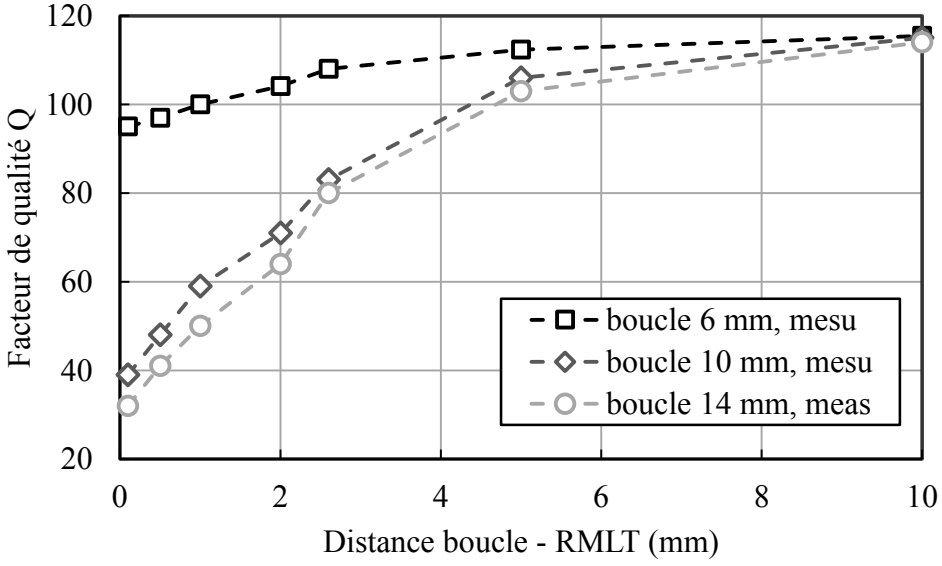


Figure II.33 Facteur de qualité Q mesuré (lignes pointillés, marqueur vides) en fonction de la distance entre le RMLT et la boucle, pour des boucles de 6 mm (carré), 10 mm (losange) et 14 mm de diamètre (cercle).

Le facteur de qualité Q mesuré varie de manière non-linéaire avec la distance entre le RMLT et la boucle. Les variations maximales du facteur de qualité sont respectivement de 17 %, 66 % et 72 %

pour les boucles de 6 mm, 10 mm et 14 mm de diamètre. Quelle que soit la boucle utilisée, la diminution du facteur de qualité est inférieure à 10% lorsque la distance boucle-RMLT est supérieure à 5 mm.

Les résultats correspondants obtenus par simulation sont présentés figure II.34.

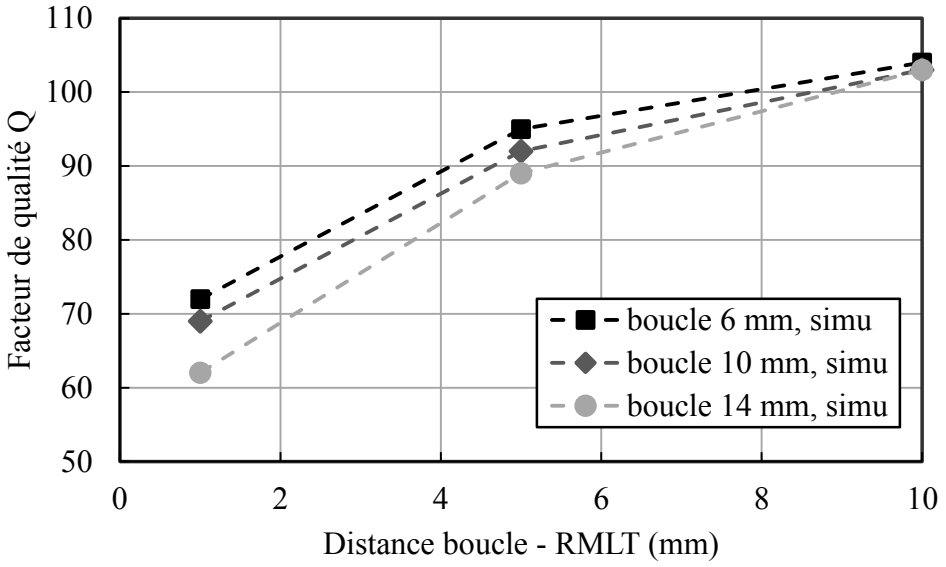


Figure II.34 Facteur de qualité Q simulé (lignes pointillés, marqueur pleins) pour les distances de 1 mm, 5 mm et 10 mm entre le RMLT et la boucle, pour des boucles de 6 mm (carré), 10 mm (losange) et 14 mm de diamètre (cercle).

Les données simulées présentent également une relation non-linéaire entre le facteur de qualité et la distance boucle-RMLT, mais une déviation moyenne de 15 % est observée par rapport aux résultats expérimentaux.

Les déviations relativement grandes entre les résultats des mesures et ceux issus des simulations posent une difficulté pour la prédiction du facteur de qualité Q du RMLT en présence de l'élément d'accord. Une déviation de 10 % est rapportée même si les éléments sont placés loin du RMLT. Un maillage tétraédrique permettant d'évaluer plus précisément les pertes dans les conducteurs est une voie d'amélioration possible.

- Carte de champ B_1

Les cartes du champ B_1 créé par l'antenne RMLT en présence des boucles conductrices positionnées du côté de la sonde de couplage ont été simulées numériquement pour les boucles de 6 mm, 10 mm et 14 mm et sont représentées figure II.35. La distance entre les boucles et la surface du RLT est de 1mm.

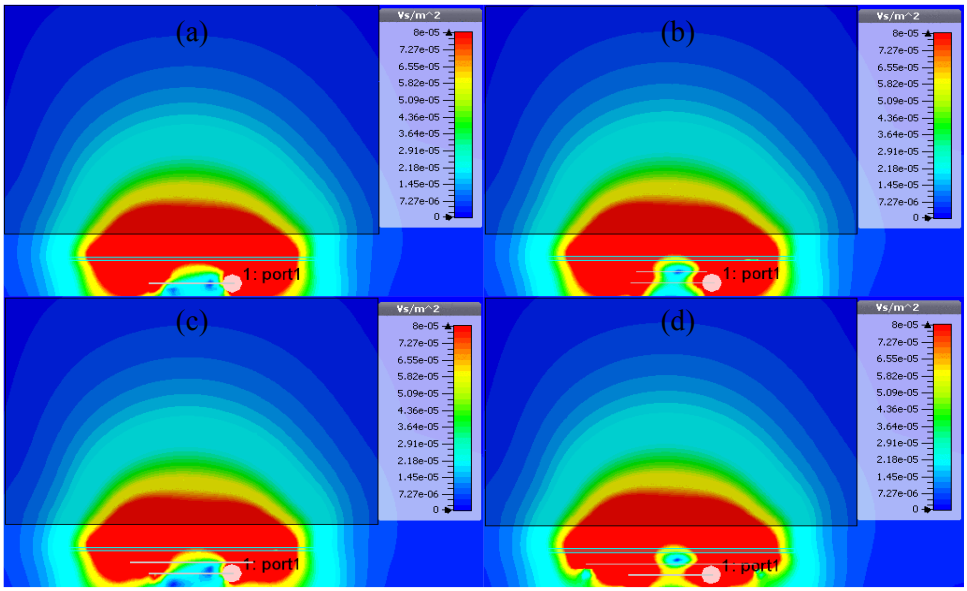


Figure II.35 Cartes de champ B_1^+ créées par l'antenne (plan transverse x-y) sans boucle conductrice (a) et avec des boucles inductives de 6 mm (b), 10 mm (c) et 14 mm (d) de diamètre positionnées à 1 mm de la surface de l'antenne.

On observe que la présence des boucles modifie peu la carte de champ créée par l'antenne dans l'échantillon. Néanmoins, dans l'espace entre l'antenne et la sonde de couplage la distribution du champ est fortement affectée en raison du contre-champ créé par le courant induit dans la boucle conductrice.

Les profils de champ B_1^+ suivant l'axe Y traversant le centre (y = 0) de l'antenne pour les 4 configurations sont présentés dans la figure II.36.

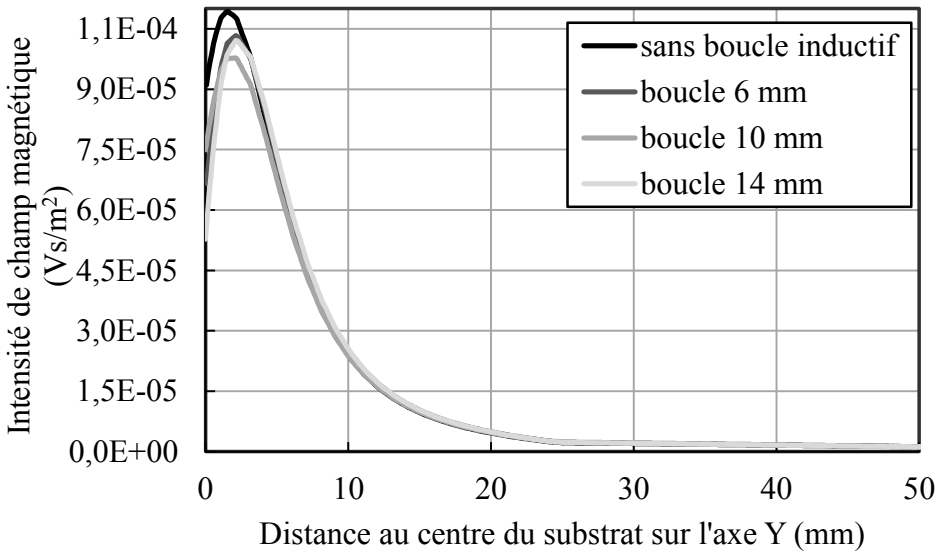


Figure II.36 Profil des intensités de champ magnétique B_1^+ sur l'axe de Y obtenues sans et avec les boucles inductives de 6 mm, 10 mm et 14 mm.

II.B.4.3 L'adaptation

La technique d'adaptation par couplage inductif a été étudiée expérimentalement et par simulation numérique. Les résultats obtenus pour des boucles de couplages de différents diamètres sont présentés dans ce sous-chapitre.

- Gamme d'adaptation

Nous avons déterminé le niveau d'adaptation pouvant être obtenu en utilisant une boucle de couplage non-accordée positionnée coaxialement au RMLT en fonction de la distance entre la boucle et le RMLT. La figure II.37 présente les minima du coefficient de réflexion (S_{11}) mesurés pour des boucles de couplage, de 6 mm, 8 mm et 10 mm de diamètre.

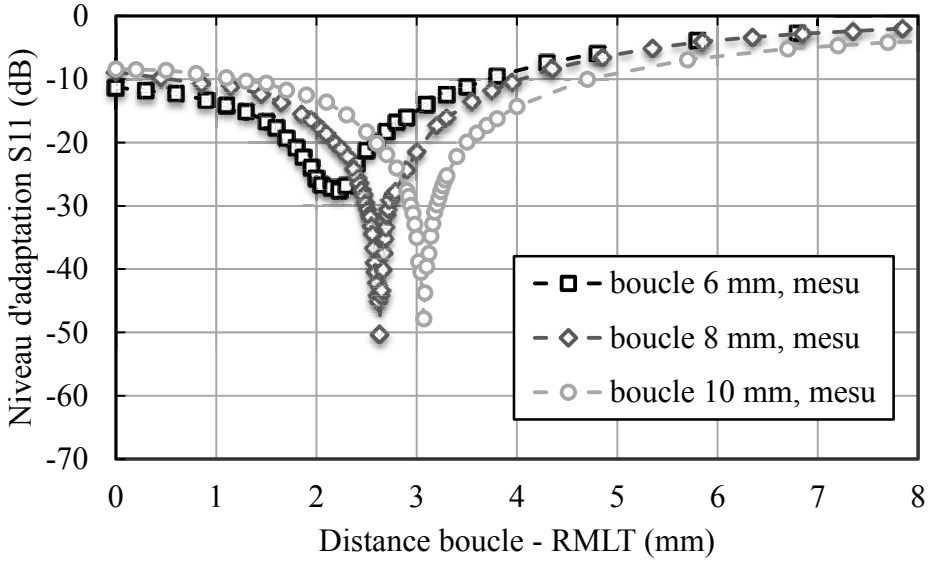


Figure II.37 Minima du coefficient de réflexion (S11) mesurée (lignes pointillés, marqueur vides) en fonction de la distance entre le RMLT et la boucle, pour les boucles de 6 mm (carré), 8 mm (losange) et 10 mm (cercle) de diamètre.

Le niveau d'adaptation, c'est-à-dire la valeur minimum du coefficient de réflexion S_{11} varie avec la distance entre le RMLT et la boucle, et il existe pour chaque boucle une distance optimale permettant d'adapter le RMLT. Cette distance est respectivement de 2.2 mm, 2.62 mm et 3.08 mm pour les boucles de 6 mm, 8 mm et 10 mm de diamètre, et le niveau d'adaptation correspondant est de -27,7 dB, -50 dB et -45 dB. Les courbes indiquent que la distance optimale augmente avec le diamètre de la boucle d'adaptation utilisée. Les gammes de distances pour lesquelles le niveau d'adaptation est inférieur à -20 dB sont respectivement de 700 µm, 810 µm et 900 µm pour les boucles de 6 mm, 8 mm et 10 mm de diamètre. Dans ces intervalles de distances, l'adaptation est très sensible à la position de la boucle de couplage. A titre d'exemple, les pentes moyennes de variation dans cet intervalle de distances sont 0.02 dB/µm et 0.06 dB/µm pour les boucles de 6 mm et 8 mm de diamètre.

Les résultats obtenus par simulation numérique sont présentés figure II.38.

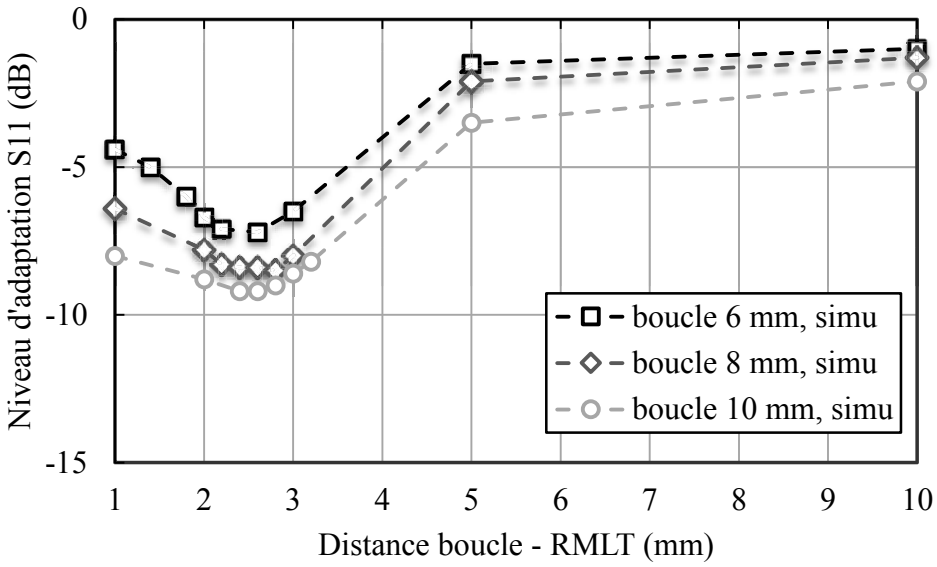


Figure II.38 Minima du coefficient de réflexion (S11) simulé (lignes pointillés, marqueur vides) en fonction de la distance entre le RMLT et la boucle, pour les boucles de 6 mm (carré), 8 mm (losange) et 10 mm (cercle) de diamètre.

Le niveau d'adaptation obtenu en simulation est limité à -10 dB, quelle que soit la taille de la boucle utilisée. Les distances optimales pour les trois boucles sont comprises entre 2 mm et 3 mm, mais ne peuvent pas être clairement discriminées.

Afin d'obtenir des résultats de simulation plus précis, permettant d'obtenir des niveaux d'adaptation plus faibles (inférieures à -10dB) et de mieux identifier les distances optimales en fonction du diamètre des boucles, il aurait été nécessaire de réduire fortement le pas de variation de la distance boucle-RMLT, à quelques dizaines de microns.

II.B.5 Conclusion

Nous avons présenté en détail les études paramétriques des principes d'accord et d'adaptation dédiés aux antennes RMLT utilisées en IRM. Deux principes d'accord ont été étudiés : le couplage électrique, utilisant des lames diélectriques de différentes permittivités et épaisseurs, et le couplage inductif, utilisant des boucles conductrices de différents diamètres. Ces études ont permis d'identifier les gammes d'accord en fréquence accessibles en fonction des caractéristiques des éléments utilisés et d'obtenir une estimation des pertes introduites par la présence des éléments d'accord et de la déformation de la carte de champ B_1. Le principe d'adaptation par couplage inductif, utilisant des boucles non-accordées de différents diamètres a également été étudié et les niveaux d'adaptation accessibles en fonction de la taille et de la position de la boucle de couplage ont été déterminés.

Tous les principes d'accord étudiés reposent sur le déplacement précis d'un élément d'accord à proximité de l'antenne. La fréquence de résonance du RMLT peut être diminuée grâce à l'utilisation d'une boucle inductive, la gamme d'accord en fréquence dépendant alors du diamètre de la boucle et de sa distance au RMLT, ou augmentée en utilisant une couche diélectrique comme élément d'accord, la gamme d'accord en fréquence dépendant alors de la permittivité et de l'épaisseur du matériau, ainsi que de sa distance au RMLT.

Les résultats obtenus expérimentalement ont été systématiquement confrontés à ceux obtenus par modélisation analytique et par simulation numérique. Des variations maximales de fréquence de 9 % et de 24 % ont été respectivement obtenues par couplage électrique et par couplage inductif. Une déviation moyenne de 2 % environ entre les résultats expérimentaux et ceux issus de la modélisation et des simulations a été obtenue pour l'accord par couplage électrique. Pour l'accord par couplage inductif, une déviation plus importante (5 %) est observée pour la boucle de grande taille placée proche de l'antenne. La précision obtenue est néanmoins suffisante pour estimer la fréquence de résonance du RMLT en présence d'un élément d'accord.

L'influence des éléments d'accord sur le facteur de qualité de l'antenne a été également étudiée. Pour les matériaux diélectriques utilisés dans ce travail, tous ayant une tangente de perte relativement faible (inférieure à 3.10^{-3}), l'accord par couplage électrique ne dégrade pas de manière significative le facteur de qualité. Ceci est dû au fait que dans toutes les investigations effectuées, les pertes par conduction dans le RMLT sont très supérieures aux pertes diélectriques de la couche utilisée. Néanmoins, si un matériau diélectrique de tangente de perte élevée est utilisé, c'est-à-dire ayant un facteur de qualité diélectrique plus petit que celui du RMLT, une dégradation plus significative du facteur de qualité aura lieu lorsque ce matériau sera placé à proximité de l'antenne.

Nous avons observé que le principe d'accord par couplage inductif peut réduire considérablement le facteur de qualité lorsque la boucle d'accord est proche de l'antenne. La gamme d'accord en fréquence pour laquelle la réduction du facteur de qualité est inférieure à 20 % est d'un MHz environ, ce qui correspond à une variation relative de 1.5 %.

Les cartes de champ B_1 simulées en présence des éléments d'accord indiquent que les deux principes d'accord induisent une modification de la carte du champ B_1 à proximité de l'antenne. Lorsque les éléments d'accord sont placés du côté opposé à celui de l'échantillon la modification du champ B_1 dans l'échantillon est faible. A plus grande distance, les profils de champs sont très peu affectés par la présence des éléments d'accord.

En combinant ces deux principes d'accord, il est possible d'accéder à une gamme d'accord en fréquence de quelques MHz au-dessous et quelques centaines de KHz au-dessus de la fréquence de résonance initiale de l'antenne. Ceci permet de surmonter les variations de fréquence induites par l'environnement d'IRM, comme par exemple la présence de l'échantillon ou les bobinages de l'imageur.

Nous avons également étudié le principe d'adaptation par couplage inductif basé sur le déplacement d'une boucle non-accordée. La gamme d'adaptation accessible et la distance optimale dépendent du diamètre de la boucle de couplage. Un niveau d'adaptation inférieur à - 20 dB a été obtenu pour un intervalle de distances de quelques centaines de microns. L'utilisation d'une boucle de grand diamètre permet d'avoir une distance plus grande pour atteindre une adaptation optimale. Lorsque la boucle est de petit diamètre son couplage avec l'antenne peut être insuffisant pour atteindre un niveau d'adaptation suffisant. Dans ce cas l'utilisation d'une boucle de couplage de petit diamètre mais composée de plusieurs tours peut permettre d'augmenter le couplage magnétique et ainsi atteindre de meilleurs niveaux d'adaptation.

L'ensemble des résultats obtenus démontre la faisabilité de ces principes de conditionnement pour les antennes miniatures monolithiques. Cependant, la résolution nécessaire pour le déplacement des éléments d'accord et d'adaptation est élevée, de quelques dizaines de microns, et l'implémentation de ces principes dans une expérience d'IRM requière la conception d'un système de déplacement haute résolution.

Dans le chapitre suivant, nous présentons en détail le développement d'un système d'automation du déplacement des éléments de conditionnement.

II.C Développement du système d'automation de micro-déplacement

II.C.1 Cahier des charges

Les résultats présentés dans le chapitre précédent montrent que les performances des principes d'accord et d'adaptation des RMLT dépendent des caractéristiques physiques et géométriques des éléments utilisés. En particulier, l'accord et adaptation s'avèrent être très sensibles à la distance entre l'élément utilisé et l'antenne. Le système permettant de mettre en œuvre ces principes doit donc réaliser un positionnement précis de l'élément par rapport à l'antenne afin d'obtenir l'accord et l'adaptation souhaitée. Dans le cas de l'accord par couplage inductif, l'étude conduite sur le facteur de qualité Q montre qu'il est nécessaire de maintenir une distance suffisante entre l'antenne et la boucle conductrice pour ne pas induire une diminution trop forte du facteur de qualité. Le système étant prévu pour permettre l'accord et l'adaptation d'antennes en condition d'imagerie, les contraintes liées à la présence de l'IRM doivent être prises en compte lors de sa conception. En effet, son fonctionnement ne doit pas être perturbé par l'environnement de l'IRM et inversement, la qualité de l'IRM ne doit pas être influencée par la présence du système. Ce système est également prévu pour être utilisé avec des antennes supraconductrices et doit donc répondre à des contraintes supplémentaires, en particulier celles de fonctionner en environnement cryogénique.

- Gamme et résolution de déplacement

Les résultats obtenus au chapitre II.B montrent que dans le cas d'un accord par couplage électriques, la variation de la distance lame-RMLT sur une plage de 0 à 500µm entraine une variation de fréquence de quelques MHz. Dans cet intervalle de distance, la fréquence de résonance varie de quelques KHz par micromètre à une quarantaine de KHz par micromètre. Pour des distances supérieures, l'influence de la lame diélectrique devient beaucoup plus faible (un décalage inférieur à 2% de la fréquence initiale). Dans le cas d'un accord par couplage inductif avec une boucle de 14mm, la gamme de fréquences d'accord représente 70% de la gamme totale accessible pour des distances boucle-RMLT comprises entre 0 à 3mm. Néanmoins l'utilisation de cette boucle à une distance inférieure à 3mm entraine une dégradation du facteur qualité de 30%. Les résultats obtenus lors de l'étude sur l'adaptation montrent qu'une distance entre deux et trois millimètres est nécessaire pour positionner la boucle de couplage.

Pour répondre à ces différentes contraintes, le système à développer doit être capable de positionner l'élément de conditionnement à quelques centaines de microns de l'antenne (pour le couplage électrique) et doit aussi être capable de l'éloigner au-delà de 3mm (pour le couplage inductif).

La résolution de déplacement dépend de la précision de l'accord en fréquence souhaitée. Elle est définie par le rapport entre la précision d'accord et la pente de variation maximale de la fréquence de résonance en fonction de la distance. Par exemple, afin d'obtenir une précision d'accord inférieure à 0.2 MHz, avec une pente maximale de 10 KHz/µm dans cette plage de distance, alors une résolution maximale de 20 µm sera nécessaire pour le déplacement.

- Compatibilité-IRM

La notion de compatibilité-IRM signifie que, l'objet ou l'appareil, ne doit pas affecter de manière significative la qualité de l'expérience d'IRM, et que le fonctionnement de l'appareil ne doit pas être affecté de manière significative par l'environnement de l'IRM. En général, cet environnement inclut la présence d'un champ statique, de champs variables (de l'ordre du KHz) créés par les gradients et de champs radiofréquences créés par les antennes (de l'ordre du MHz).

Cette compatibilité IRM intervient directement dans le développement du système. Afin d'éviter de perturber les lignes de champs statiques situées à l'intérieur du tunnel de l'aimant, la partie du système rentrant dans le tunnel doit être non-magnétique et les matériaux conducteurs utilisés dans le système ne doivent être le siège de courants induits par les champs variables. De plus, le courant et la tension de fonctionnement du système de déplacement ne doivent pas créer d'interférences sur les champs magnétiques de l'imageur, ce qui limite donc la puissance que l'on peut fournir par le système.

- Comptabilité cryogénique

L'utilisation du système avec des antennes supraconductrices étant envisagée, le système doit être fonctionnel à des températures proches de celle de l'azote liquide. L'échauffement de certains composants du système peut entrainer une production de chaleur importante et altérer les performances du cryostat. Ceci doit donc être pris en compte lors de la fabrication du système afin d'assurer la stabilité de la température.

II.C.2 Conception du système

Afin de réaliser le déplacement des éléments de conditionnement, la présence d'un moteur est nécessaire. La conception du système commence donc par le choix d'un moteur qui vérifie le cahier des charges en termes de déplacements, d'encombrements, et de compatibilité. Le tableau II.5 présente une comparaison de différents types de moteurs selon les contraintes dictées par le cahier des charges.

Type de moteur		**Cahier des charges**				
		Magnétique compatible	Encombrement	Faible tension	Force	Déplacement fin
Moteur traditionnel	Electro -mécanique	×	×	√	√	√
	Pneumatique	×	×	×	√	√
	Hydraulique	×	×	×	√	√
	Electro -statique	√	√	×	×	×
Moteur à déformation de matériel	SMA[1]	×	√	√	√	√
	Electro -strictif[2]	√	√	√	√	×
	Magnéto -strictif[3]	×	√	√	√	×
	Piézo -électrique	√	√	√	√	√

Tableau II.5 Comparaison des performances pour différents types de moteurs [99].

Comparés aux moteurs traditionnels, les moteurs basés sur la déformation de matériau répondent mieux au cahier des charges. En effet, aucun des moteurs traditionnels ne vérifie les critères d'encombrement et de faible tension de commande simultanément. Parmi les moteurs à déformation de matériau, le moteur de type piézoélectrique répondant à toutes les contraintes du cahier des charges, il apparait donc être le plus adapté pour la conception du système. De plus, le développement rapide de ce type de moteur au cours des dernières années et leur l'industrialisation a permis de réduire considérablement leurs coûts de développement.

Le chapitre suivant est consacré à la description des moteurs piézoélectriques.

[1] SMA : Shape-memory alloy, alliage à mémoire de forme, est un matériel possédant plusieurs propriétés inédites parmi les matériaux métalliques, comme la capacité de garder en mémoire une forme initiale et d'y retourner même après une déformation.

[2] Electrostriction est une propriété de tout matériau non-conducteur, ou diélectrique, qui consiste en une modification de sa forme sous l'effet d'un champ électrique appliqué

[3] Magnétostriction appelée aussi piézo-magnétisme, désigne la propriété que possèdent les matériaux ferromagnétiques de se déformer sous l'effet d'un champ magnétique.

II.C.2.1 Actionneur piézoélectrique

- Généralités sur les actionneurs piézoélectriques

En général, les moteurs piézoélectriques se basent sur un actionneur piézoélectrique. Un actionneur piézoélectrique est un dispositif qui permet de convertir l'énergie électrique en énergie cinétique en exploitant l'effet piézoélectrique inverse de certains matériaux tel que le quartz et les céramiques PZT. Cet effet est la réciproque de l'effet piézoélectrique direct, qui caractérise la propriété d'un matériau à se polariser électriquement sous l'action d'une contrainte mécanique (une force de pression, par exemple). La figure II.39 illustre ces deux effets.

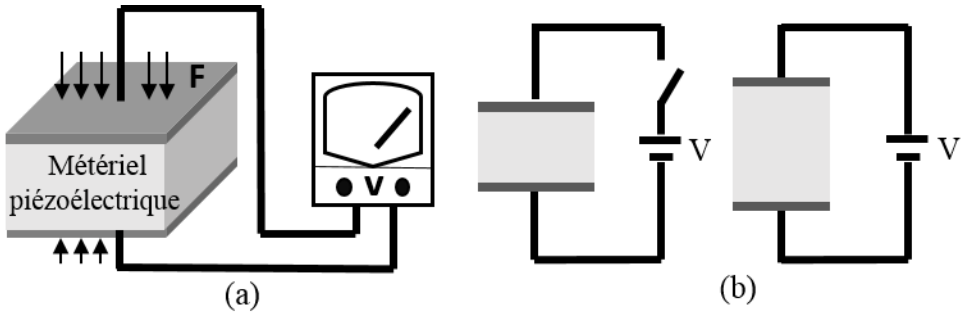


Figure II.39 Illustration de l'effet piézoélectrique direct (a) et inverse (b)

La déformation du matériau dépend de la direction de polarisation du matériau, de la direction du champ électrique appliqué et des propriétés mécaniques et géométriques du matériau. Il est possible d'obtenir trois modes de déformation. Le premier est une déformation longitudinale créée par l'application d'un champ électrique selon la direction de polarisation du matériau. Le deuxième est une déformation transverse créée aussi par l'application du champ selon la direction de polarisation du matériau, appelée l'effet piézoélectrique transverse. Le dernier est la déformation de cisaillement créée par l'application du champ électrique selon une direction orthogonale à celle de polarisation du matériau. Ces trois modes de déformation ont été employés pour concevoir différents types de moteurs utilisés dans l'industrie et la vie quotidienne.

Il existe principalement 5 types d'actionneurs qui sont détaillés ci-après.

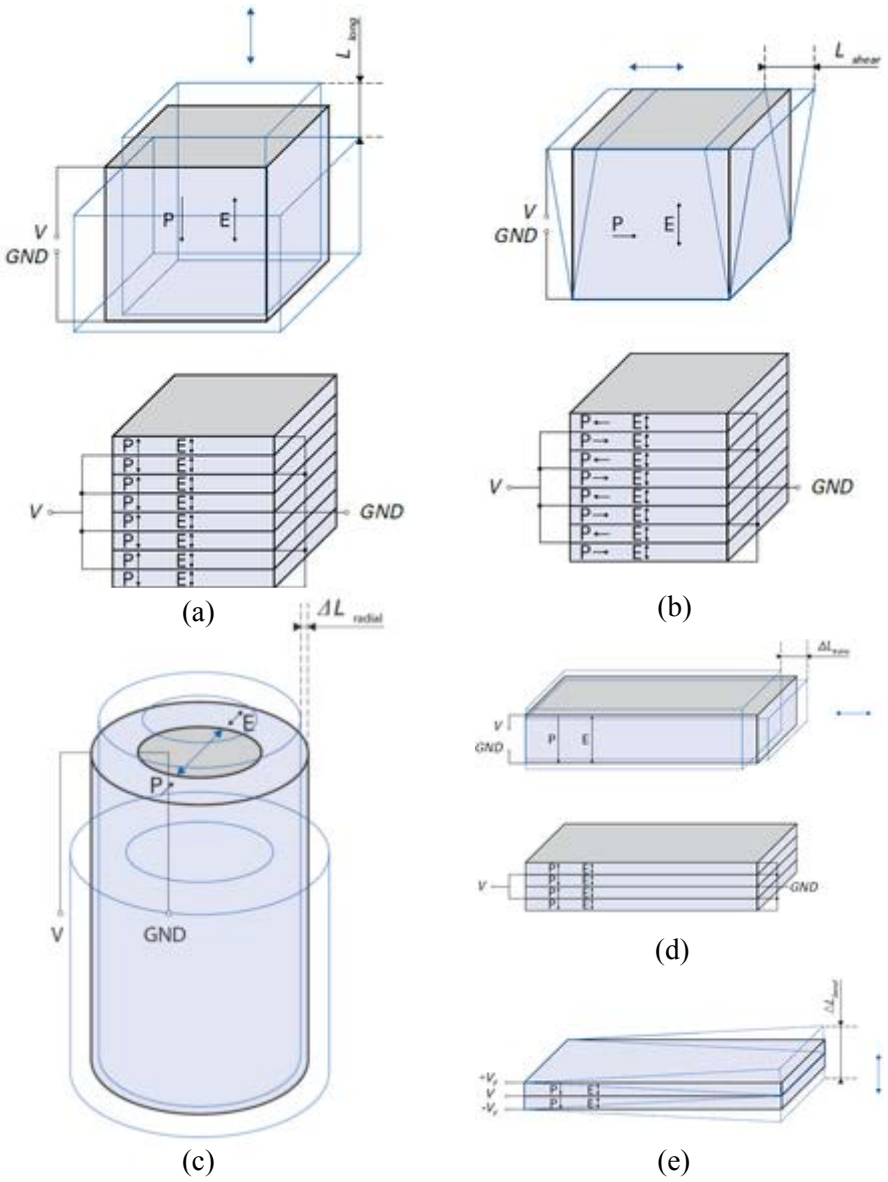


Figure II.40 Différents modes de déplacements créés par la déformation du matériau piézoélectrique. (a) déplacement longitudinal. (b) déplacement de cisaillement. (c) déplacement de tube. (d) déplacement transverse. (e) déplacement de flexion.

La figure II.40 (a) présente le mode de déplacement de type longitudinal : le champ électrique dans la couche céramique est appliqué parallèlement à la direction de polarisation et induit un déplacement dans cette direction. La déformation engendrée par une couche individuelle est relativement faible. Afin d'obtenir des amplitudes de déplacement plus grandes, des actionneurs en structure multi-couches ont été développés : plusieurs couches individuelles sont reliées mécaniquement en série et connectées électriquement en parallèle. Le déplacement total dépend ainsi du nombre de couches. En générale, les actionneurs multi-couches sont capables de réaliser des déplacements d'environ 0.1 % de leur longueur. Les actionneurs de ce type présentent une forte efficacité de conversion de l'énergie électrique en énergie mécanique. Leurs avantages sont : une force de blocage importante (jusqu'à 10000 N) et une haute flexibilité d'utilisation.

Le mode de déplacement en cisaillement est présenté figure II.40 (b). Dans ce mode, le champ électrique appliqué dans la couche céramique est orthogonal à la direction de polarisation. Le déplacement se fait selon la direction de polarisation. Pour les mêmes raisons que dans le cas de l'actionneur longitudinal, la structure mutli-couches permet d 'augmenter l'amplitude du mouvement.

La figure II.40 (c) représente un actionneur tubulaire. Ce type d'actionneurs est polarisé radialement et les électrodes sont appliquées sur les faces latérales de tube de sorte que le champ électrique soit parallèle à la polarisation et crée une déformation dans la direction radiale. En raison de la forme tubulaire de ces actionneurs, il est difficile d'en associer plusieurs pour réaliser des structures multi-couches. Ce type d'actionneur est néanmoins bien adapté pour réaliser des ajustements précis et est utilisé par exemple pour le scannage dynamique dans les microscopes à sonde locale.

Le mode de déplacement employant l'effet piézoélectrique transverse est montré figure II.40 (d). Ces actionneurs sont généralement constitués de matériaux plats de grande surface. Lorsque le champ électrique est appliqué dans la direction de polarisation, un déplacement perpendiculaire à cette direction se produit. Grace à sa surface relativement grade, ce type d'actionneur est capable de créer des forces importantes avec une tension de commande relativement faible. Il est notamment utilisé dans transducteurs de patch [118].

Le dernier mode de déplacement est une déformation par flexion du matériau et est représenté figure II.40 (e). Ce type de déformation est produite par des actionneurs de type bimorphe. Ils sont obtenus par l'insertion d'un substrat passif entre deux actionneurs de contraction. Les deux actionneurs de contraction sont deux céramiques actives, possédant la même propriété piézoélectrique et commandées par deux tensions différentes. La différence entre les forces de contraction créées par ces deux piézo-céramiques conduit à une flexion de la structure. Ce type d'actionneurs permet d'obtenir des flexions de grande amplitude, entre 30 et 40 fois l'amplitude du déplacement par contraction induit par le champ électrique. En pratique, des flexions de plusieurs millimètres d'amplitude peuvent être obtenues avec un temps de réponse de l'ordre de la milliseconde.

Ces différents actionneurs sont utilisés dans des applications diverses dont l'une des principales est la fabrication de moteur. Le brevet du premier prototype de moteur piézoélectrique a été déposé en 1942 [119]. Depuis, de nombreux types de moteurs composés d'actionneurs piézoélectriques ont été développés pour des domaines très variés. Les piézo-moteurs IRM-compatibles ont été développé il y a une vingtaine d'années, et ont depuis été largement utilisés car ils présentent des performances élevées de conversion d'énergie, une bonne précision de positionnement et interférent avec l'environnement électromagnétiques de l'IRM.

Dans la chirurgie guidée sous IRM, les piézo-moteurs, grâce à leur caractéristique non-magnétique, sont devenus une solution largement utilisée pour développer des systèmes robotiques de manipulation [120]. Dans la biopsie transcorticale des lésions de la moelle osseuse guidée sous IRM, un dispositif utilisant une perceuse piézoélectrique a été réalisé [121]. Les résultats obtenus montrent une utilisation sûre et efficace des piézo-moteurs dans un imageur à bas champ (0.2 Tesla). A 1.5 Tesla, les influences d'un piézo-moteur sur la qualité de l'IRM ont été étudiées [122]. Les artefacts présents sur l'image dépendent de la distance entre le piézo-moteur et l'échantillon et de l'état du moteur (active/veille). Bien qu'il ait été observé que la présence du piézo-moteur impactait les images d'IRM, le fonctionnement du piézo-moteur n'a quant à lui pas été affecté par l'environnement de l'IRM. Les performances du piézo-moteur ont été aussi évaluées dans un système à haut champ (4.7 Tesla) [123]. Dans cette étude, des systèmes utilisant des piézo-moteurs ont été utilisés dans des expérimentations pour le petit animal. Un système de seringue piloté par un piézo-moteur a été développé permettant d'injecter un agent de contraste de 0.1 ml dans une souris durant 6 minutes avec une vitesse d'injection contrôlée. Peu d'artefacts sur l'image ont été observés dans ce travail. Dans un autre contexte, un piézo-moteur a été utilisé pour déformer un résonateur supraconducteur afin de l'accorder [124], montrant la capacité des piézo-moteurs à fonctionner à des températures descendant jusqu'à 6 Kelvins.

Les moteurs piézoélectriques ont aussi été utilisés pour les développements instrumentaux au sein du laboratoire IR4M durant ces dernières années. Un dispositif prototype de déplacement basé sur des piézo-moteurs de type longitudinal multi-couches a été réalisé. Dans le dispositif développé, une membrane souple de type flex-tenseur a été utilisée pour amplifier les petits déplacements (environs 10

µm) créés par les piézo-électriques (figure II.41). Le déplacement final obtenu dépend de la tension de commande du piézo-moteur et de la distance initiale entre les moteurs.

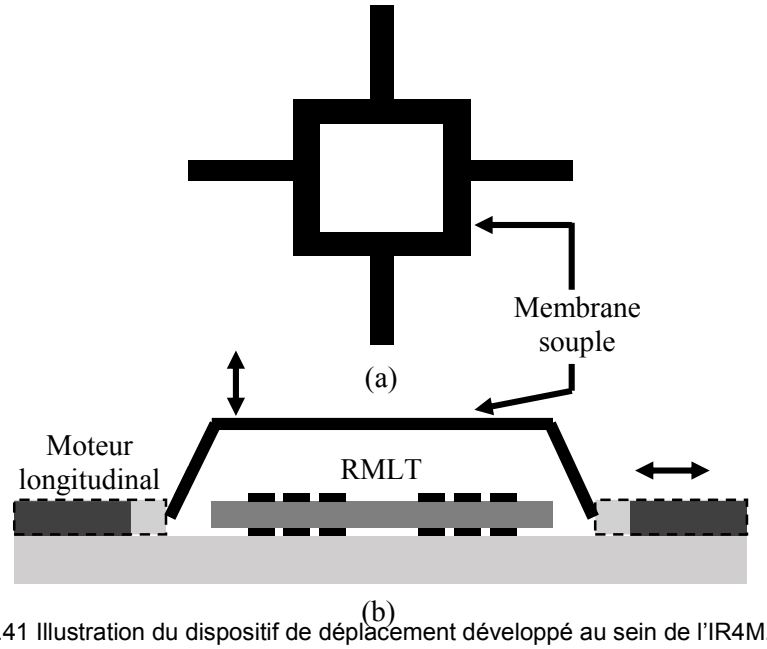


Figure II.41 Illustration du dispositif de déplacement développé au sein de l'IR4M. (a) la membrane souple servant à déplacer les éléments d'accord (b) la structure de « pont » pour convertir les déplacements horizontaux aux déplacements verticaux.

La structure relativement complexe utilisée dans cette précédente étude ainsi que l'emploi d'un piézo-moteur non programmable rendent difficile la reproductibilité des déplacements et n'ont pas permis sa mise en œuvre effective. C'est pourquoi, un nouveau système permettant des micro-déplacements de manière reproductible doit être réalisé.

- Choix d'un moteur piézo-électrique

En analysant le cahier des charges issu des études des principes d'accord et d'adaptation, nous avons retenu le moteur PiézoLEG®, de la marque PiézoMotor (PiezoMotor, Uppsala, Suède). La figure II.42 montre une photo de ce piézo-moteur.



Figure II.42 Photographie du piézo-moteur, PiézoLEG® de l'entreprise PiézoMotor.

La figure II.43 présente le schéma interne de ce moteur et son principe de fonctionnement. C'est un piézo-moteur linéaire basé sur les actionneurs de type bimorphes décrits précédemment [125].

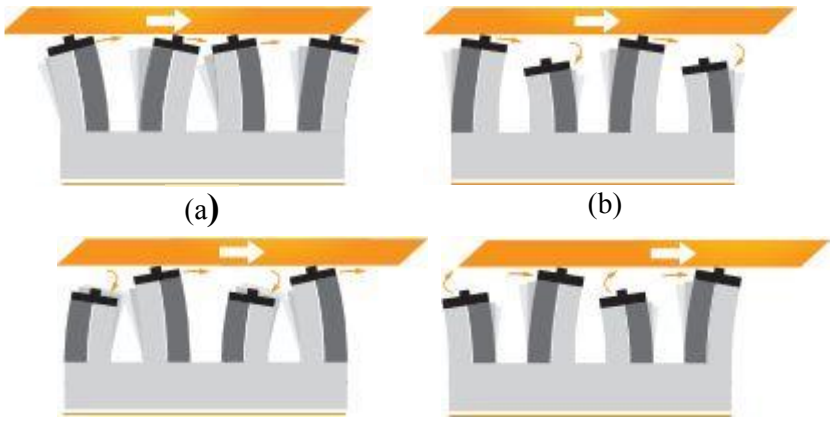


Figure II.43 Représentation interne du piézo-moteur et les différentes étapes (a) (b) (c) (d) d'un cycle de déplacement réalisé par ce moteur, image tirée du site PiezoMotor.

Ce piézo-moteur est constitué de 4 actionneurs bimorphes (parties grises de la figure II. 43) appelés « jambes », qui sont couplés par friction à une tige de longueur de 80 mm (partie orange sur la figure II.43). Des mouvements asynchrones périodiques sont créés par chacune de ces 4 « jambes » afin de déplacer de manière continue la tige. Ce piézo-moteur permet de réaliser un déplacement de très grande amplitude, la limite étant fixée par la taille de la tige utilisée. Les différentes étapes du cycle de déplacement de ce moteur sont décrites ci-après :

a) Etape 1 (figure II.43 (a)): Toutes les jambes sont électriquement activées et ont une forme élongée et fléchie. Les jambes se déplacent alternativement par paires. Les flèches indiquent la direction de déplacement de l'extrémité pour chaque jambe.

b) Etape 2 (figure II.43 (b)): La première paire de jambes reste en contact avec la tige et fléchit vers la droite. Et la deuxième paire de jambes se rétracte et commence à fléchir vers la gauche.

c) Etape 3 (figure II.43 (c)): La deuxième paire de jambes est maintenant en extension et en contact avec la tige, et commence à fléchir à droite, alors que les jambes de la première paire se rétractent et commencent à fléchir vers la gauche.

d) Etape 4 (figure II.43 (d)): La deuxième paire de jambes commence à déplacer la tige vers la droite, et la première paire se prépare à s'allonger vers la tige.

La procédure réitère ensuite la première étape.

Le tableau II.6 résume les caractéristiques techniques principales de ce moteur, fournies par le constructeur [125].

Type	Valeur	Unit	Remarque
Déplacement maximal	80	mm	Driver indépendant
Plage de vitesse	0~15	mm/s	Sans charge
Déplacement du cycle	4	µm	Driver dépendant
Force de blocage	6	N	
Consomption	5	mW/Hz	Driver dépendant
Dimension	22*19.3*10.8	mm	
Matériau de protection	Non magnétique	-	
Plage de température	-20 ~ +70	°C	

Tableau II.6 Caractéristiques principales du pièze-moteur retenu

Dans le chapitre suivant, nous détaillons les différentes parties du système de déplacement automatisé ainsi que leurs réalisations techniques.

II.C.2.2 Composition et réalisation du système

Nous avons développé un système d'automation, basé sur l'utilisation du piézo-moteur décrit dans la partie précédente, permettant d'obtenir un déplacement microscopique des éléments de conditionnement. Ce système peut être contrôlé à distance à l'aide d'une d'interface graphique dédiée installée sur un ordinateur connecté au réseau local. Le schéma de principe du système complet est représenté figure II.44.

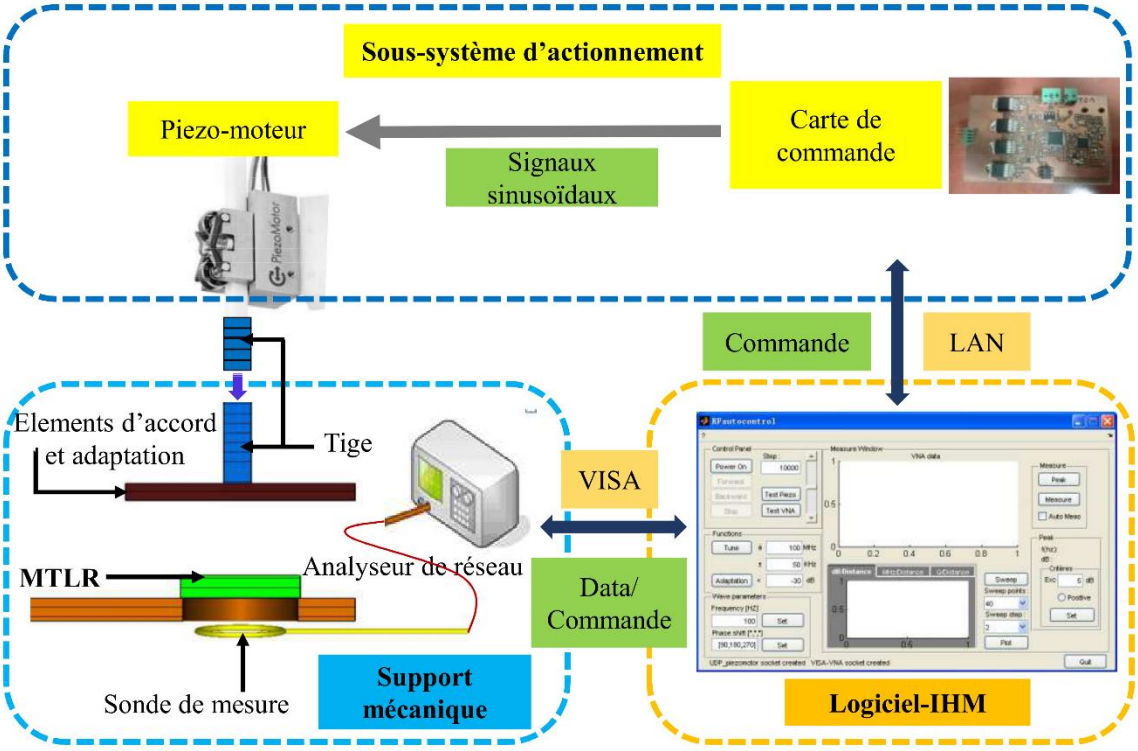


Figure II.44 Schéma du système de déplacement développé. Il est composé d'un sous-système d'actionnement, d'un logiciel IHM dédié au contrôle et d'un support mécanique adapté à l'environnement d'utilisation.

Le système est composé de trois parties : un sous-système d'actionnement, un logiciel d'IHM dédié au contrôle du moteur et d'un support mécanique adapté à l'environnement d'utilisation. Le sous-système d'actionnement inclut le piézo-moteur et une carte de commande réalisée au laboratoire permettant d'obtenir un pilotage complet du piézo-moteur. Le logiciel IHM est développé sous Matlab. Il permet de collecter et de traiter les données permettant la mesure et le contrôle des déplacements des éléments de conditionnement. Pour cela, le logiciel utilise un algorithme développé spécifiquement permettant un réglage précis de l'accord et de l'adaptation. Le support mécanique est modifiable en fonction des différents environnements d'utilisation. Il inclut un support permettant de fixer le piézo-moteur afin obtenir le déplacement souhaité entre les éléments de conditionnement et l'antenne, et un support permettant de fixer l'antenne à proximité de l'échantillon et prévoyant un accès pour la sonde de mesure. Le sous-système d'actionnement et le logiciel d'IHM ont été développés indépendamment de l'environnement d'utilisation. De cette manière, le support mécanique est la seule partie à modifier pour adapter le système aux différentes conditions d'utilisation.

- Sous-système d'actionnement

Le sous-système d'actionnement est construit autour du piézo-moteur, qui constitue la pièce centrale du système de déplacement. Afin d'obtenir un pilotage complet répondant au mieux à nos besoins du moteur, nous avons choisi de développer nous-même la carte de commande du moteur.

- Motif de mouvement

Comme il a déjà été évoqué au paragraphe II.C.2.1, le piézo-moteur utilise 4 actionneurs bimorphes « jambes » qui fonctionnement par paire, créant des mouvements asynchrones et périodiques pour déplacer linéairement la tige (Fig.45). Les motifs de mouvements des actionneurs bimorphes sont montrés dans la figure II.46. Avec le PiézoLEG, il est possible de réaliser des trajectoires de formes et d'amplitudes différentes et de faire varier la vitesse de l'actionneur permettant ainsi son utilisation dans des applications diverses.

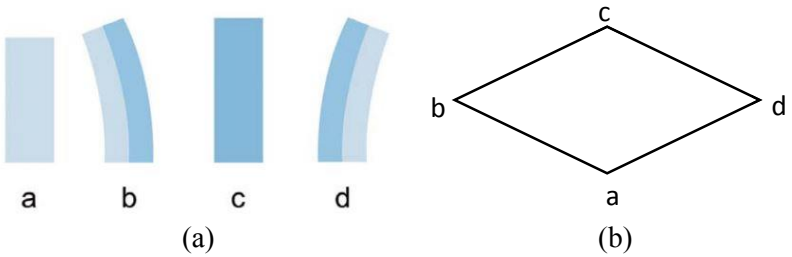


Figure II.45 . Motifs de mouvements d'un actionneur bimorphe pendant un cycle de déplacement. (a) les déformations de l'actionneur bimorphe, couche en bleu clair : non électriquement polarisée, couche en bleu foncé : électriquement polarisée. (b) une des trajectoires possibles tracée par l'extrémité de la « jambe ».

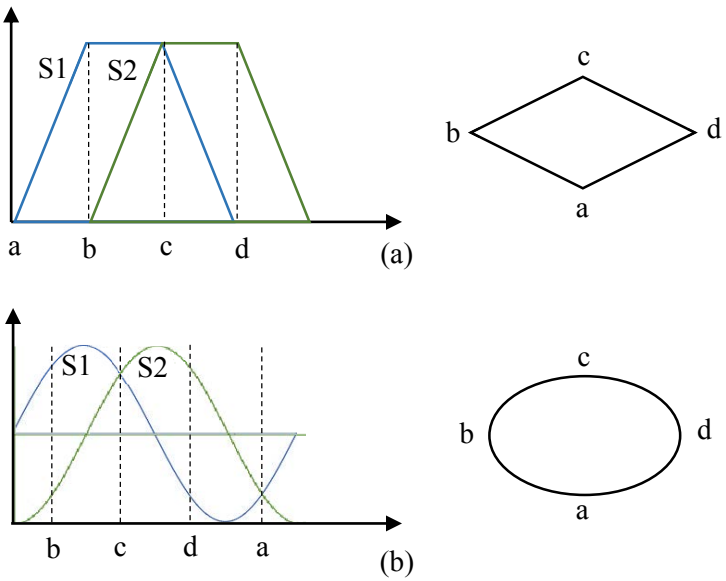


Figure II.46 Différents motifs créés en fonction des signaux de commande S1 et S2 appliqués à l'actionneur bimorphe. (a) motif en losange, créé par des signaux en forme de trapèze avec un décalage de phase de 60 degrés. (b) motif en ellipse, crée par des signaux en forme de sinus avec un décalage de phase de 90 degrés.

Le motif de mouvement de chaque actionneur bimorphe est déterminé par la forme du signal et le décalage de phase entre les tensions appliquées aux deux couches piézoélectriques constituant la

« jambe ». Par exemple, avec deux signaux de forme de sinus et un décalage de phase de 90 degrés appliqués, une trajectoire d'ellipse complète est réalisée par la « jambe » (figure II.46 (b)).

Les motifs de trajectoires de l'actionneur engendrent des déplacements différents de la tige couplée. Le motif en losange produit une extension et une flexion maximale des « jambes », se traduisant par un pas de déplacement très distinct et des mouvements saccadés de la tige. Lorsque le motif est elliptique, les mouvements sont plus lisses, permettant ainsi de réduire le bruit de fonctionnement émis par le moteur, mais la vitesse de déplacement est plus lente. D'autres motifs peuvent être utilisés pour atteindre des objectifs divers, mentionnant à titre d'exemple le motif en oméga qui permet d'obtenir la meilleure stabilité sur la vitesse de déplacement [125].

Nous avons choisi d'utiliser le motif en ellipse afin d'obtenir des déplacements relativement stables pour l'accord et l'adaptation permettant ainsi d'avoir une précision élevée.

- Technique de commande

Il existe principalement deux types de techniques pour commander les actionneurs piézoélectriques du PiézoLEG. La première consiste à utiliser des sources de courant continu pour commander les bimorphes piézoélectriques par charges et décharges successives. Cette technique de commande simple est souvent utilisée pour des applications dans lesquelles la résolution de déplacement n'est pas critique.

L'autre technique, appelée micro-stepping, consiste à discrétiser les amplitudes et les phases des signaux de commande. Ceci permet d'obtenir une résolution de déplacement plus fine (Figure II.47).

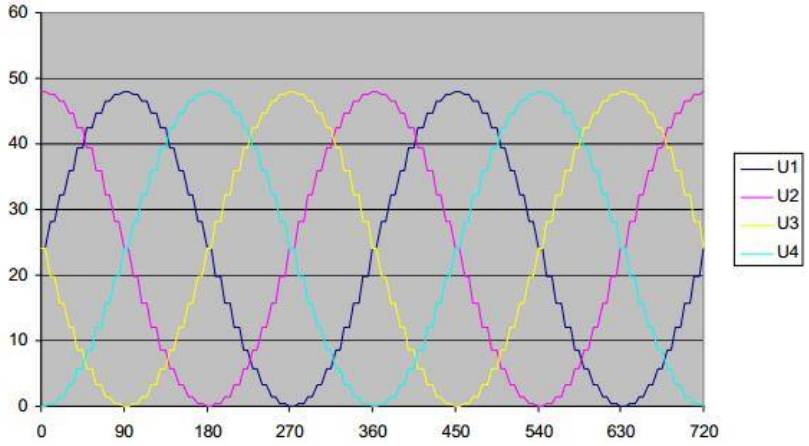


Figure II.47 Signaux de commande discrétisés en amplitude et phase. U1, U2, et U3, U4 représentent les deux groupes de signaux commandant deux jambes de paires différentes.

La résolution théoriquement accessible par cette technique de commande est déterminée par le rapport entre le déplacement réalisé au cours d'un cycle et le niveau de discrétisation. A titre d'exemple, pour un déplacement de cycle de 1 mm, avec un niveau de discrétisation de 256, la résolution peut atteindre $1000/256 \approx 4$ µm. La commande en micro-stepping se fait par l'application d'une tension au bornes des bimorphes et nécessite de maintenir des niveaux de tension discrétisés avec une résolution suffisante pour que les matériaux piézoélectriques puissent être chargés et déchargés pleinement.

En l'absence de charge à déplacer, la vitesse de la tige couplée par friction aux actionneurs dépend uniquement de la fréquence des signaux utilisés. En général, avec un déplacement de cycle fixe, la vitesse augmente avec la fréquence du signal. Si la tige est attachée à une charge (dans notre cas, la charge est l'élément de conditionnement), alors la vitesse réelle dépend aussi de la masse de la charge.

Dans notre cas, les masses des éléments de conditionnement utilisés sont de l'ordre du milligramme, et leur poids est relativement faible devant la force de friction. L'effet de charge sur la vitesse peut alors être négligé.

Pour un niveau de discrétisation fixé, l'utilisation de signaux de commande haute fréquence peut induire des difficultés quant au type de générateur de tension utilisable, ce dernier devant posséder un temps de commutation très court. De plus, la puissance consommée par le système est proportionnelle à la fréquence de fonctionnement (valeur typique de 5 mW/Hz). L'utilisation d'une fréquence trop élevée risque d'entrainer des perturbations de l'IRM.

Nous avons fixé la fréquence maximale de notre système à 300 Hz avec un niveau de discrétisation de 256 par cycle d'onde, correspondant à une consommation de puissance de 1.5 Watts par le piézo-moteur.

- Carte de commande

La figure II.48 affiche le schéma bloc fonctionnel interne de la carte de commande du PiezoLEG.

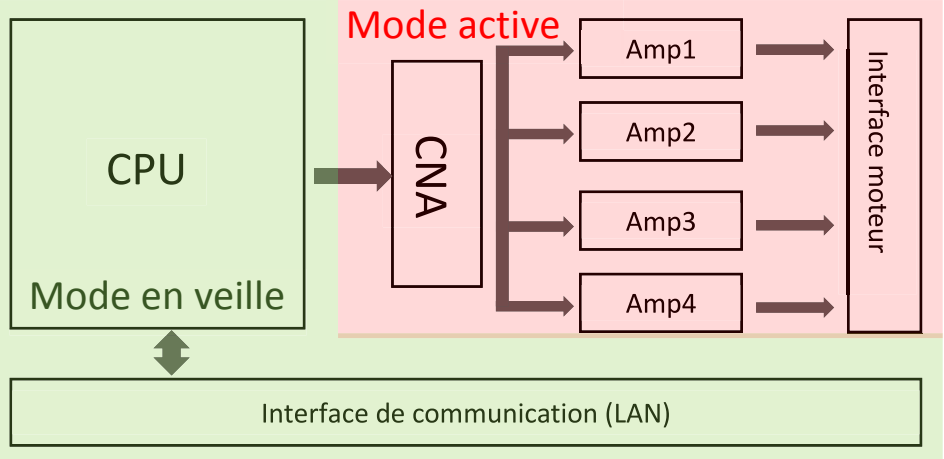


Figure II.48 Schéma bloc fonctionnel interne de la carte de commande. Mode en veille : seuls les composants dans la zone verte fonctionnent. Mode active : les composants dans la zone rose sont activés.

La carte inclut une unité de calcul de microcontrôleur (CPU), un module de communication LAN, un module de conversion numérique-analogique (CNA), et 4 amplificateurs de tension. Le CPU analyse les commandes reçues via l'interface de communication, et créer les signaux discrétisés et décalés en phase correspondants. Les 4 amplificateurs permettent de fournir les tensions nécessaires (+/-24V) pour commander les 4 actionneurs du moteur.

Un mode de veille a été utilisé pour le fonctionnement du système (voir figure II.43). Ce mode permet de mettre en veille les composants de haute puissance (CNA, amplificateurs) une fois le positionnement des éléments de conditionnement réalisé, réduisant ainsi la consommation du système et donc les perturbations potentielles de l'IRM.

- Interface Homme Machine de contrôle

Nous avons développé une interface graphique sous Matlab (MathWorks, Massachusetts, Etats Unis). Elle est présentée figure II.49.

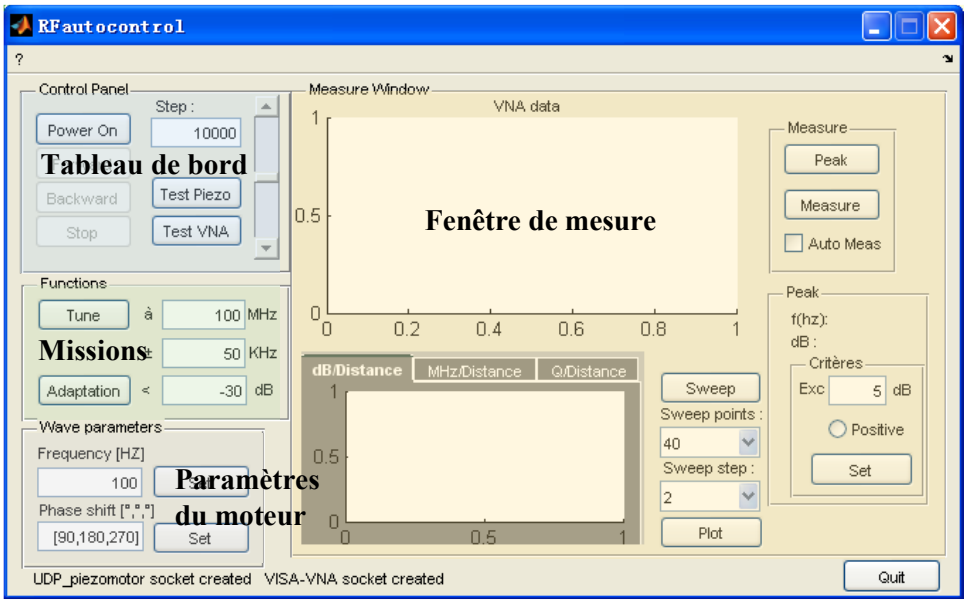


Figure II.49 Interface IHM de contrôle.

Cette interface permet de commander l'analyseur de réseau et de récupérer et afficher en temps réels les mesures dans la fenêtre de visualisation. La communication avec l'analyseur de réseau est réalisée en utilisant le protocole de Virtual Instrument Software Architecture (VISA).

L'interface sert également à commander le piézo-moteur afin d'effectuer des déplacements programmables exprimés en longueur par unité de cycle. La commande est transmise au sous-système d'actionnement décrit au paragraphe précédent via le réseau LAN.

Les fonctions d'automatisation de l'accord et l'adaptation ont été programmées dans le même environnement que l'IHM. L'interface permet, en rentrant la fréquence cible ou le niveau d'adaptation à atteindre, d'exécuter automatiquement les procédures d'accord et d'adaptation. Les fonctions d'automatisation utilisent un algorithme de convergence permettant d'asservir en direction et en vitesse le déplacement de l'élément d'accord/adaptation. Cet algorithme est basé sur la méthode de l'approximation successive. Il est illustré ci-dessous dans le cas de la procédure d'accord automatique à une fréquence cible, f_{target}.

1. Commence : les paramètres et la position de l'élément sont initialisés.
2. La fréquence de résonance actuelle f est mesurée et enregistrée. La différence (ε_{target}) entre f et $f_{target,}$ et la différence (ε) entre f et sa valeur précédente sont calculées.
3. Si ε_{target} et ε sont inférieurs à la précision d'accord attendue et si ε est inférieur à sa valeur précédente, la procédure s'arrête, sinon, la procédure continue.
4. Si ε_{target} est inférieur à sa valeur précédente, le nombre de cycles par déplacement et la direction de déplacement sont maintenus, et la procédure passe à l'étape 7.
5. Si ε_{target} est supérieur à sa valeur précédente, le nombre de cycles par déplacement est réduit de moitié et la direction de déplacement est inversée, et la procédure passe à l'étape 7.
6. Si ε_{target} est égale à sa valeur précédente, le nombre de cycles par déplacement est maintenu et la direction de déplacement est inversée, et la procédure passe à l'étape 7.
7. Les paramètres et la position de l'élément sont actualisés avec les paramètres obtenus des étapes 4, 5, ou 6. Le nombre total de déplacements, n, est incrémenté.
8. Si n est inférieur ou égal à la limite N, du nombre d'incrémentation fixée par l'utilisateur, la procédure boucle à l'étape 2, sinon, la procédure s'arrête en produisant une alerte.

La même méthode de convergence a été utilisée pour effectuer la procédure automatique d'adaptation. Dans ce cas, le niveau d'adaptation cible est spécifié via l'interface graphique et la condition de convergence est analysée au regard de la déviation entre la valeur minimale du coefficient de réflexion S_{11} et le niveau d'adaptation visé.

- Support mécanique

La conception du support mécanique dépend essentiellement des conditions d'utilisation du système d'automation. Le sous-système d'actionnement et le logiciel de contrôle ont été volontairement conçus indépendants du support mécanique pour fournir une plus grande flexibilité lors d'un changement de conditions d'utilisation. Nous nous sommes restreints à la conception d'un support mécanique dédié aux expériences sur table. La compatibilité IRM n'a donc pas été prise en compte.

- Banc de caractérisation du système

Nous avons réalisé un support permettant de caractériser les performances du système de déplacement automatique. Il est représenté dans la figure II.50.

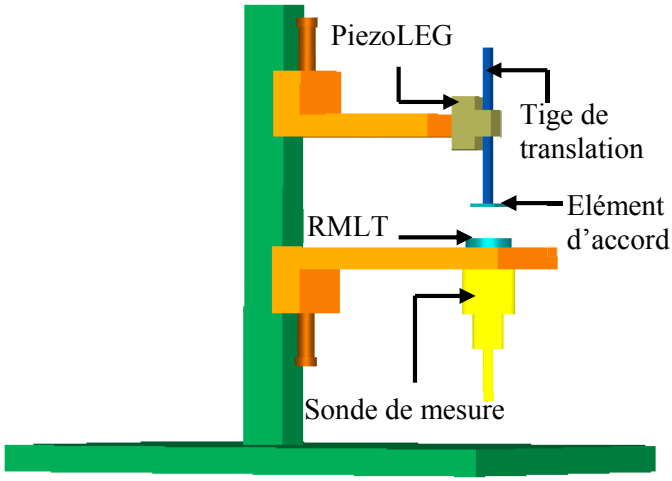


Figure II.50 Illustration 3D du banc de caractérisation.

Ce support a été réalisé par des modifications du support décrit au paragraphe II.B.3.3 utilisé pour étudier les techniques d'accord et d'adaptation. Au lieu d'utiliser le module de micro-translation manuel pour déplacer les éléments de conditionnement, ce banc de caractérisation utilise la translation automatisée de la tige du piézo-moteur. Le piézo-moteur est fixé sur le support supérieur. La distance entre le support supérieur et le support inférieur est réglée de sorte que la plage de translation de la tige recouvre la gamme de déplacement défini dans le cahier des charges décrit au paragraphe II.C.1. Dans le paragraphe suivant, nous détaillons la méthode de caractérisation et les performances obtenues par ce système de déplacement.

II.C.2.3 Evaluation des performances du système de déplacement

Avant de mettre en œuvre les principes d'accord et d'adaptation étudiés, une validation préliminaire de la résolution de déplacement atteinte par ce système d'automation a été conduite. La méthode de caractérisation est décrite ci-dessous.

La résolution de déplacement a été évaluée en comparant les variations de la fréquence de résonnance obtenue avec le système d'automation à celle obtenue avec le banc de déplacement manuel décrit au paragraphe II.B.3.3. Cette comparaison a été effectuée dans le cadre d'un accord par couplage électrique, en utilisant une lame de saphir de 1 cm^2 avec une épaisseur de 500 µm. Pour chaque position de la lame diélectrique, la fréquence de résonance du RMLT a été mesurée. La fixation de l'élément d'accord a été faite de la même manière que pour le banc de déplacement manuel ; un cylindre en Plexiglas de petit diamètre est collé sur l'extrémité de la tige déplacée par les actionneurs. L'élément d'accord est posé en contact avec la face supérieure du RMLT. Une goutte de colle gel est ensuite déposée au centre de l'élément, et la tige est déplacée, à l'aide du l'IHM de contrôle décrite au paragraphe II.C.2.2, jusqu'à ce qu'elle rentre en contact avec la colle. La colle est ensuite durcie à l'aide d'une chaufferette.

Après chaque déplacement de la tige réalisé par le piézo-moteur, une mesure de fréquence est réalisée par l'analyseur de réseau (Figure.II.51). Les résultats sont ensuite enregistrés dans un fichier Excel. Pour obtenir une bonne précision de caractérisation, le pas de déplacement du piezo-moteur est fixé à une longueur de 2 cycles de déplacement.

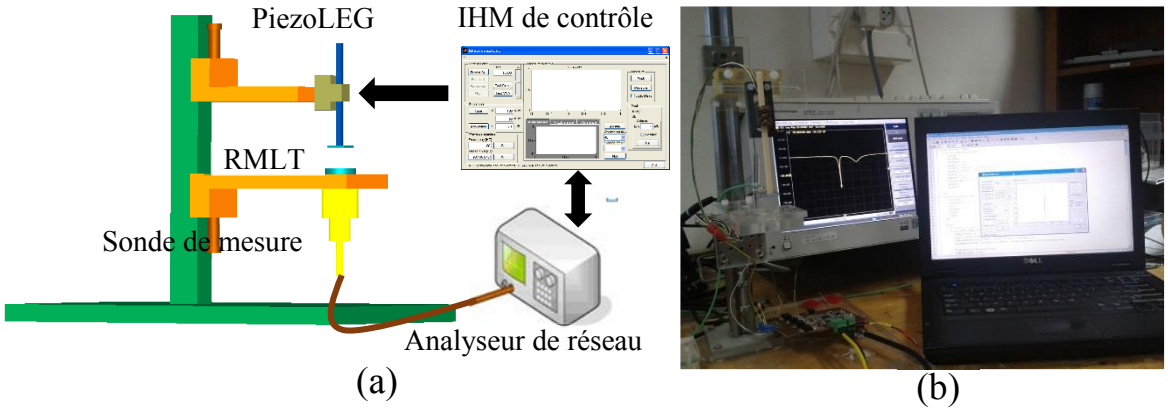


Figure II.51 Illustration de la caractérisation du pas de déplacement système d'automation (a) représentation schématique du banc de mesure. (b) photographie du banc de mesure.

La même procédure a été conduite en utilisant le banc de déplacement manuel : après chaque pas de déplacement (fixé à 20 µm) réalisé manuellement en tournant la vis micrométrique de la platine de translation, la fréquence de résonance est mesurée.

La même sonde de mesure simple boucle [109] a été utilisée pour les deux séances de mesure, avec un niveau de couplage magnétique entre la sonde et l'antenne maintenu autour de -30 dB afin d'assurer des conditions de mesure comparables.

La vitesse de déplacement obtenue avec le système d'automation a également été évaluée pour différentes fréquences de fonctionnement des actionneurs. Le temps mis par le système pour déplacer la tige (sans charge) sur une distance de 50 mm a été mesuré pour différentes fréquences de fonctionnement. La vitesse moyenne de déplacement correspond au rapport entre la distance parcourue et la durée du déplacement.

Après avoir caractérisé le pas et la vitesse de déplacement, le système d'automation a été utilisé pour mettre en œuvre les principes d'accord par couplage électrique et par couplage inductif ainsi que

le principe d'adaptation par couplage inductif. L'accord par couplage électrique a été réalisé en utilisant une lame de saphir de 1 cm^2 avec une épaisseur de 500 µm. L'accord par couplage inductif a été réalisé en utilisant une boucle conductrice de 8 mm de diamètre. L'adaptation par couplage inductif a été réalisée en utilisant une boucle de couplage non-accordée de 7 mm de diamètre. Ces trois principes ont été mis en œuvre avec un RMLT en cuivre de 14.6 mm de diamètre, composé de 5 tours déposés de part et d'autre d'un substrat de saphir de 500 µm d'épaisseur.

II.C.3 Résultats et discussions

Dans cette partie, nous présentons les résultats concernant la caractérisation du système de déplacement automatisé ainsi que les performances atteintes pour les procédures d'accord et d'adaptation.

- Caractérisation du système de déplacement automatisé

  - Consommation

Le système que nous avons développé consomme un courant inférieur à 0.1 A en mode veille (partie moteur désactivée), un courant de 0,3 A en mode actif.

  - Vitesse

La figure II.52 présente la vitesse de déplacement du système sans charge en fonction de la fréquence du signal de fonctionnement.

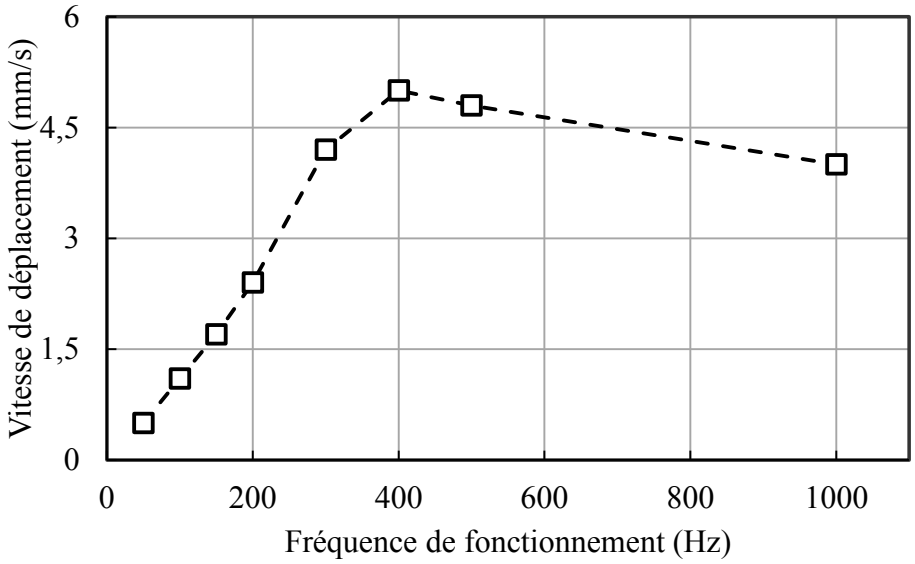


Figure II.52 Vitesse moyenne mesurée pendant un déplacement de 50 mm en fonction de la fréquence du fonctionnement du système.

Lorsque la fréquence est inférieure à 400 Hz, la vitesse de déplacement du système varie linéairement avec la fréquence de fonctionnement. Au-delà, la vitesse diminue avec l'augmentation de la fréquence de fonctionnement dû à un effet de saturation. Une vitesse maximale de l'ordre de 5 mm/s a été atteinte lorsque le système fonctionne à une fréquence de 400 Hz. La vitesse de déplacement n'est pas un facteur critique pour les procédures d'accord et d'adaptation, nous avons donc décidé de fixer la fréquence de fonctionnement à une valeur inférieure à 300 Hz afin de ne pas se placer proche du régime de saturation, tout en gardant une vitesse suffisante pour déplacer les éléments de conditionnement.

L'effet de saturation sur la vitesse du piézo-moteur provient de la contrainte imposée par la conception de carte de commande et du niveau de discrétisation fixé à 256 niveaux par cycle. Le temps de propagation du signal dans la carte de commande est responsable de la limitation de la vitesse. En réduisant le niveau de discrétisation ou en utilisant un autre motif de déplacement, le phénomène de saturation de la vitesse pourrait être réduit.

  - Résolution de déplacement

La résolution de déplacement obtenue par le système d'automation avec un pas fixé à 2 cycles de déplacement est comparée avec celle obtenue en utilisant le banc de déplacement manuel (pas de déplacement fixé à 20 µm). La figure II.53 présente les décalages de fréquence mesurés et normalisés à la fréquence de résonance libre du RMLT, f_0, en fonction de la distance entre la lame de saphir (1 cm^2, épaisseur de 500 µm) et le RMLT.

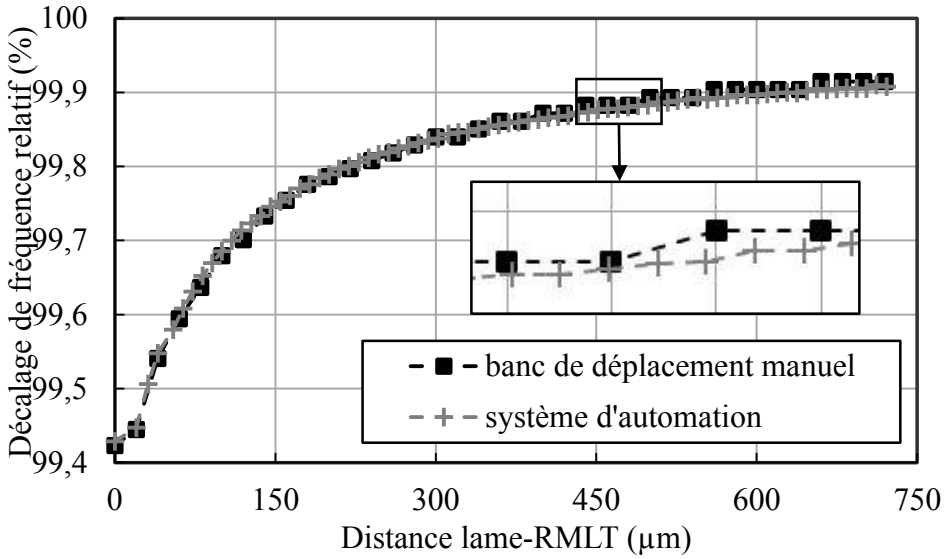


Figure II.53 Décalages relatifs de la fréquence de résonance obtenus avec le système d'automation (croix grise) et avec banc de déplacement manuel avec un pas de déplacement de 20 µm (carrée noir).

Un pas de déplacement moyen de 10 µm, correspondant à un déplacement du moteur de 5 µm par cycle a été obtenu avec le système d'automation. En considérant le niveau de discrétisation utilisé (256), la résolution de déplacement accessible est d'environ 40 nm.

La différence entre les décalages de fréquence de résonnance mesurés avec le système d'automation et ceux mesurés avec le banc de déplacement manuel est inférieure à 0.02 %.

- Performances du système d'automation pour l'accord et de l'adaptation

    - Accord automatique

Les figures II.54 et 55 présentent respectivement les résultats obtenus dans le cas de la procédure automatique d'accord par couplage électrique et par couplage inductif. Les deux figures montrent la différence relative entre la fréquence de résonance et la fréquence cible en fonction du nombre de pas de déplacement effectués par le moteur.

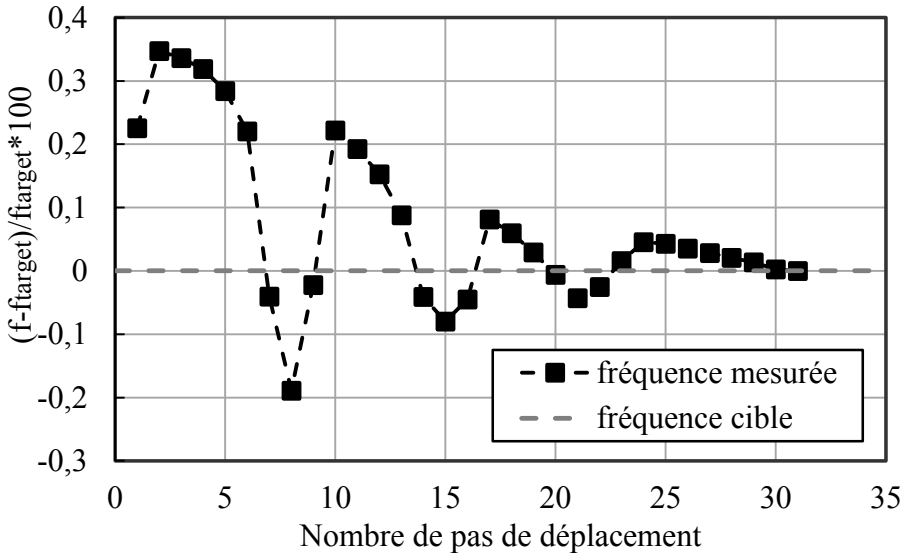


Figure II.54 Différence relative entre la fréquence de résonance mesurée et la fréquence cible en fonction du nombre de pas de déplacement effectués pendant la procédure d'accord par couplage électrique.

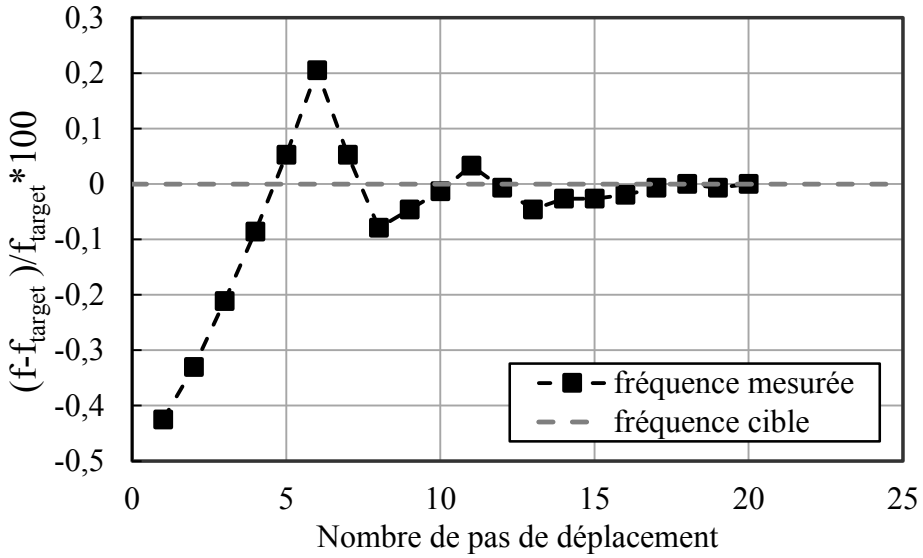


Figure II.55 Différence relative entre la fréquence de résonance mesurée et la fréquence cible en fonction du nombre de pas de déplacement effectués pendant la procédure d'accord par couplage inductif.

L'accord automatique par couplage électrique a été réalisé en fixant une valeur de fréquence cible 0.2 % plus faible que celle de la fréquence de résonance initiale. L'accord par couplage inductif a été réalisé en fixant une fréquence cible 0.4 % supérieure à la fréquence de résonance initiale.

La durée de convergence pour la procédure d'accord par couplage électrique est inférieure à 30 secondes, et inférieure à 20 secondes pour l'accord par couplage inductif.

- Adaptation automatique

La figure II.56 montre les valeurs du coefficient de réflexion, mesuré à la fréquence de résonance pendant la procédure d'adaptation automatique. Le niveau d'adaptation cible a été fixé à -38 dB. En démarrant la procédure automatique avec un niveau d'adaptation initial de -12 dB, la convergence a été atteinte en moins de 20 secondes.

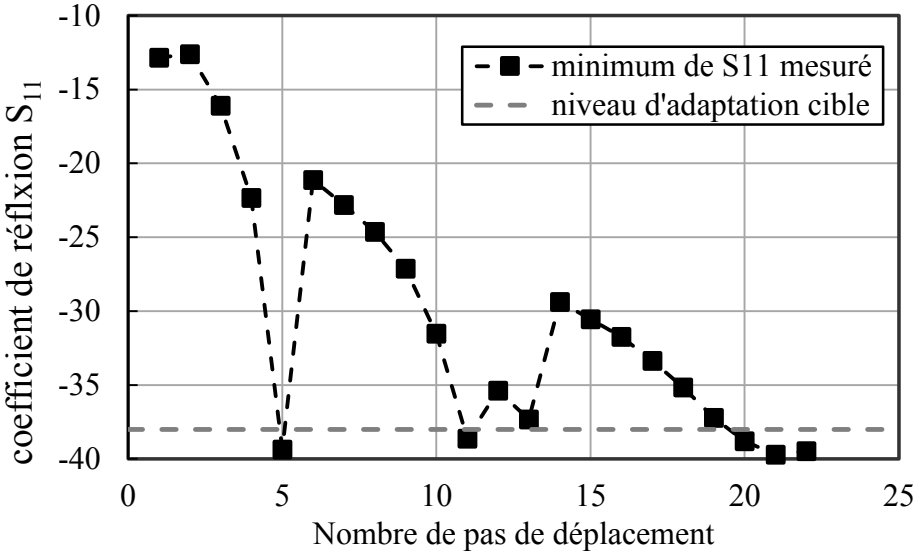


Figure II.56 Coefficient de réflexion mesuré à la fréquence de résonance pendant la procédure automatique d'adaptation à un niveau cible de -38 dB.

La reproductibilité des performances du système d'automation pour l'accord et l'adaptation a été testée en répétant 5 fois la procédure avec des conditions initiales différentes. Une reproductibilité de 100 % a été obtenue pour tous les tests.

II.C.4 Application du système d'automation en imagerie

Après avoir validé sur table les performances d'accord et d'adaptation automatique du système, nous avons évalué la faisabilité de sa mise en œuvre dans une expérience d'IRM. Pour ce faire, le système d'automation a été utilisé pour réaliser la procédure adaptation d'une antenne RMLT dédiée l'imagerie du proton à 4.7 Tesla. L'objectif de ce travail est double, il consiste d'une part à valider le fonctionnement du système en environnement magnétique, et évaluer son innocuité sur la qualité des images.

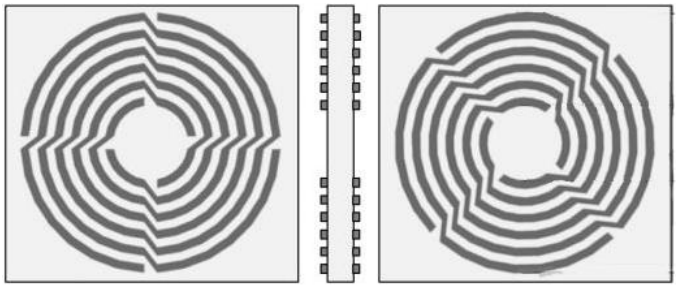
II.C.4.1 Matériels et Méthodes de l'application

- Antenne RMLT multi-fentes [126] et le fantôme

L'antenne utilisée dans cette expérience de démonstration est un RMLT qui possède plusieurs tours et plusieurs fentes. Chaque enroulement est constitué de 6 tours et 4 fentes (fig.II.57), déposés de part et d'autre d'un substrat flexible en téflon. L'augmentation du nombre de fentes permet d'augmenter la fréquence de résonance du RMLT, et offre un degré de liberté supplémentaire pour l'optimisation des propriétés géométriques et électromagnétiques de l'antenne [127] tout en autorisant des applications à haut champ. Ses paramètres géométriques sont présentés dans le tableau ci-dessous.

Diamètre (mm)	Nombre de tours	Largeur des pistes (mm)	Espace entre les pistes (mm)	Permittivité du substrat ε	Epaisseur du substrat (µm)
42	6	1.25	1.3	2.05	510

Tableau II.7 Géométrie du RMLT de multi fentes utilisée.



Vue de devant Vue de derrière

Figure II.57 Illustration de l'antenne RMLT multi fentes utilisée, image tirée de [126].

La fréquence de résonance mesurée de l'antenne à vide est de 202.4 MHz, c'est à dire de 2.6 MHz au-dessus de la fréquence de Larmor du proton à 4.7 Tesla (199.8 MHz). Cette antenne a été utilisée en mode émission/réception.

Le fantôme utilisé pour l'imagerie est une boite rectangulaire de dimension 6.0 cm*4.2 cm*6.0 cm remplie d'eau.

- Imageur 4.7 Tesla.

Un imageur petit animal équipé d'un aimant horizontal de 4.7 Tesla, avec un diamètre d'accès de 33 cm, a été utilisé dans ce travail. Cet imageur, assemblé au laboratoire, est équipé d'un spectromètre Tecmag (Tecmag Inc, Houston, Etats Unis) avec 4 canaux en réception et des inserts de gradient BGA12 (accès 12 cm, gradient 400 mT/m) et BGA20-BS30 (accès 20 cm, gradient 200 mT/m) (Bruker Biospin, Massachusetts, Etats Unis) pilotés par une alimentation Copley 266 (Analogic Corporation, Massachusetts, Etats Unis).

Ce système est quotidiennement utilisé au sein de l'IR4M pour le développement de nouvelles séquences d'IRM et de nouveaux outils instrumentaux dédiés à l'imagerie de haute résolution du petit animal. La figure II.58 montre une photo de cet imageur.

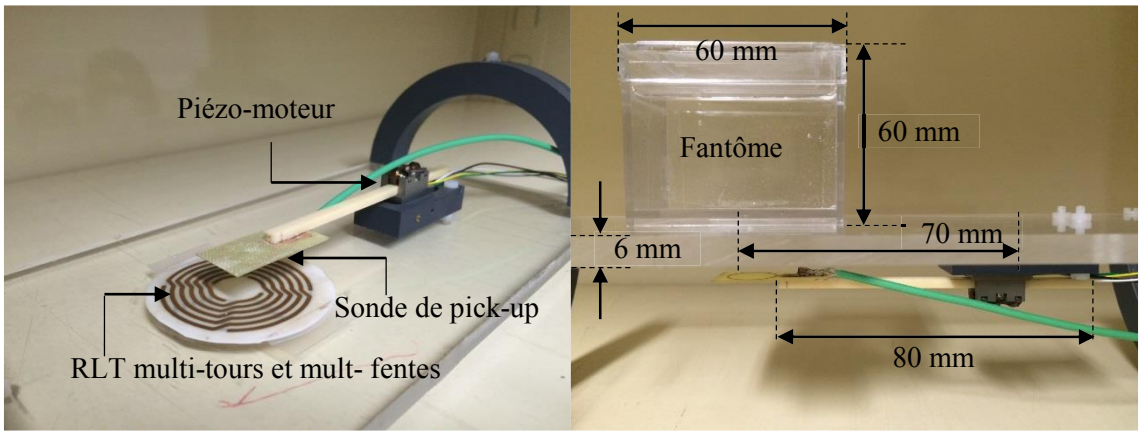


Figure II.58 Imageur de 4.7 Tesla au sein de l'IR4M, image tirée du site d'IR4M.

- Installation expérimentale

Un support dédié a été fabriqué pour installer l'antenne, le fantôme et le système d'automation dans le tunnel de l'aimant. Ce support est fixé sur un berceau standard semi-cylindrique permettant de positionner l'échantillon à observer au centre de l'aimant.

Le support est constitué d'une plaque de Plexiglas (tangente de perte de 10^{-3}) et de deux arceaux semi-cylindriques pour fixation sur le berceau. L'antenne est fixée sur la face inférieure de la plaque, et le fantôme est fixé sur la face supérieure, coaxiale à l'antenne. La distance séparant l'antenne et le fantôme est de 6 mm. Le piézo-moteur est monté dans un support rigide vissé sur la face inférieure de la plaque. La distance entre le piézo-moteur et le centre de l'antenne est de 70 mm. Une sonde de couplage accordée (diamètre de 15 mm) est fixée sur la tige déplacée par le piézo-moteur. La figure II.59 montre une image d'illustration de cette installation expérimentale.



(a) (b)

Figure II.59 Installation expérimentale.(a) vue en perspective au-dessous du support. (b) vue de côté du support avec les géométries affichées.

- Méthodes de l'expérience

L'accord de l'antenne dans la configuration d'imagerie décrite ci-avant, s'est fait par positionnement manuel d'une plaque de diélectrique en FR4 (non montrée figure II.59) permettant de diminuer la fréquence de résonance l'antenne chargée à 199.8 MHz. L'adaptation de l'impédance a été effectuée par ajustement de la position de la sonde de coulage en utilisant le système d'automation et un niveau d'adaptation cible de -30 dB.

Des images du fantôme ont été réalisées en utilisant une séquence d'écho gradient 3D. Les paramètres de la séquence utilisés pour les acquisitions sont TR/TE = 29.78/2.57 ms, champ de vue (FOV) = 6 cm * 6 cm * 6 cm, bande passante par pixel = 398 Hz.

Afin d'évaluer l'influence des signaux d'alimentation du piézo-moteur sur la qualité des images, deux images ont été acquises et comparées : la première a été réalisée lorsque le piézo-moteur est alimenté (mode actif); et la deuxième a été acquise avec le piézo-moteur non alimenté (mode veille). Pour évaluer les artéfacts liés à la présence du piézo-moteur, une première a été réalisée en utilisant la configuration décrite ci-dessus et une deuxième image a été réalisée en ajoutant un deuxième piézo-moteur, fixé sur la paroi latérale du fantôme, ce qui correspondant à un pire cas en termes de condition d'utilisation.

II.C.4.2 Résultats et discussion

La figure II.60 montre les images de coupe axiale obtenues en présence d'un seul piézo-moteur, celui du système d'automation. Les images II.60 (a) et II.60(b) ont été respectivement acquises lorsque le piézo-moteur était hors-tension (mode veille) et sous tension (modes actif).

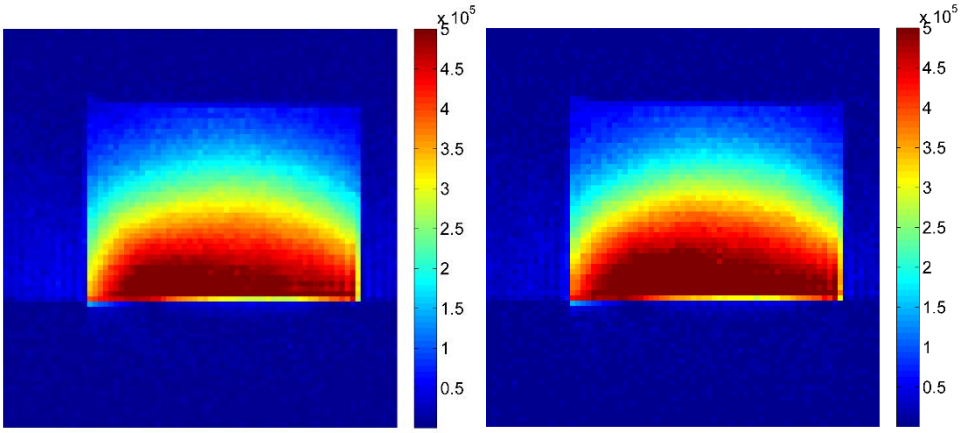


Figure II.60 Images du fantôme de l'eau dans le plan axial. (a) image obtenue avec le piézo-moteur du système d'automation en mode veille. (b) avec le piézo-moteur du système d'automation en mode active

Pour les deux expériences effectuées aucun artéfact significatif n'est observé sur les images, indiquant que le mode de fonctionnement du système d'automation n'impacte pas les performances de l'imagerie.

La figure II.61 montre les deux images de coupe axiale obtenues sans (II.61(a)) et avec (II.61(b)) un deuxième piézo-moteur fixé sur le côté du fantôme.

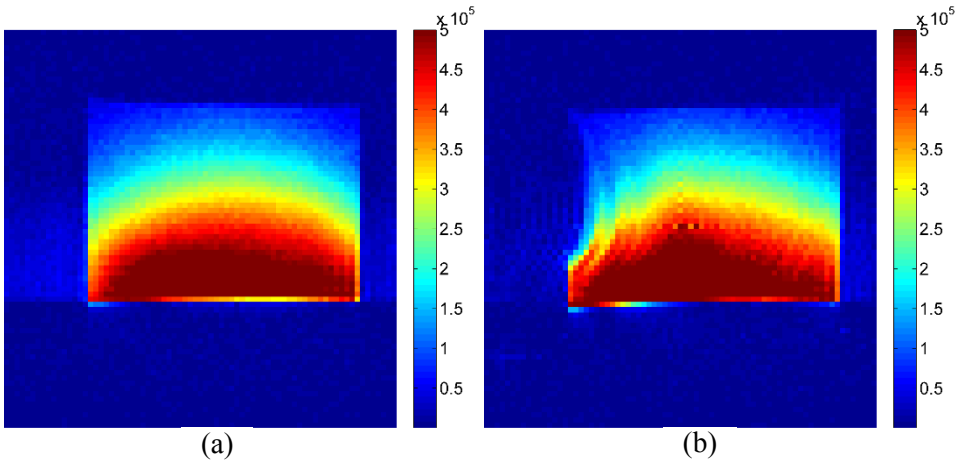


Figure II.61 Images du fantôme de l'eau dans le plan axial. (a) image obtenue en présence du seul piézo-moteur du système d'automation. (b) image obtenue en présence du piézo-moteur du système d'automation et du deuxième piézo-moteur fixé à la paroi gauche du fantôme.

Sur l'image II.61(b), des distorsions fortes sont observées proche du deuxième piézo-moteur (paroi gauche du fantôme). Elles sont dues au champ parasite généré par les différentes pièces métalliques composant le piézo-moteur. Cette configuration correspond au pire cas d'utilisation de ce système. En utilisation normale, le piézo-moteur est placé à plusieurs centimètres de l'échantillon évitant ainsi une perturbation de l'image de l'échantillon.

II.C.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté en détail le développement d'un système d'automation utilisant un moteur piézoélectrique dans l'objectif de mettre en œuvre les principes de conditionnement sans contact pour les antennes RMLT étudiés au chapitre II.B.

Le cahier des charges, établi à partir des résultats des études paramétriques, a mis en évidence les critères principaux que le système doit vérifier: la résolution de déplacement, la gamme de déplacement, et la compatibilité IRM.

Le système de commande du piézo-moteur sélectionné a été développé au laboratoire. Une résolution de déplacement d'environ 40 nm a été obtenue. Cette résolution permet un déplacement suffisamment fin des éléments de conditionnement pour accorder et adapter l'antenne avec une précision élevée. De plus, une large gamme de déplacement entre 0~80 mm est accessible par ce système, ce qui est très supérieur aux distances de déplacement nécessaires pour les principes de conditionnement étudiés.

Ce système a ensuite été utilisé pour mettre en œuvre les principes d'accord par couplage électrique et par couplage inductif. Ce système permet d'asservir les déplacements des éléments d'accord jusqu'à ce que la différence entre la fréquence de résonance et la fréquence cible soit inférieure à la tolérance spécifiée.

Ce système a aussi été utilisé pour mettre en oeuvre le principe d'adaptation avec une boucle de couplage non-accordée. La distance entre la boucle de couplage et l'antenne est asservie jusqu'à ce que le niveau d'adaptation atteigne la valeur souhaitée.

En démarrant la procédure dans une configuration initiale où l'antenne est suffisamment désaccordée ou désadaptée pour la rendre inutilisable en IRM, la convergence vers la fréquence ou le niveau d'adaptation souhaité est atteinte en quelques dizaines de secondes. Dans le cas où l'antenne est légèrement désaccordée ou désadaptée, le réajustement de la fréquence de résonance ou du niveau d'adaptation est obtenu en quelques secondes. Cette rapidité de convergence laisse envisager la possibilité de compenser les variations de la fréquence ou de l'adaptation en temps réel pendant une expérience d'IRM.

En ce qui concerne la compatibilité IRM du système développé, les expériences en imagerie effectuées dans ce travail ont permis d'établir la faisabilité d'utiliser ce système d'automation en environnement IRM. En positionnant le piézo-moteur à une distance horizontale de 70 mm par rapport au centre de l'échantillon, aucun artéfact n'a été observé sur l'image et ce quel que soit le mode de fonctionnement (actif/veille) du piézo-moteur. Cependant, lorsque le piézo-moteur est fixé contre l'échantillon, des artéfacts apparaissent à proximité, indiquant qu'une distance minimale doit être respectée entre le piézo-moteur et l'échantillon pour ne pas altérer la qualité de l'expérience d'IRM.

Le piézo-moteur utilisé dans cette étude ne peut pas fonctionner à des températures cryogéniques. De plus, la tige déplacée par le piezo-moteur ne peut pas non plus être refroidie car cela pourrait conduire à une perte de force de friction et un mauvais asservissement. Il est nécessaire alors de concevoir un mécanisme permettant de transférer les déplacements de la tige à une pièce tierce supportant des températures cryogéniques. Le travail consistant à intégrer le système d'automation dans un cryostat fait partie du projet doctoral de Michel Geahel portant sur le développement d'un nouveau système de cryostat pour les antennes supraconductrices.

Chapitre III

Etude d'une technique de découplage dédiée aux antennes monolithiques supraconductrices

III Etude d'une technique de découplage dédiée aux antennes monolithiques supraconductrices

III.A Introduction

Comme il a été mentionné dans le chapitre I, pour des expériences d'IRM à bas champ (inférieur à 0.5 T) ou à haut champ avec des antennes de petite taille, le bruit interne de l'antenne domine les autres sources de bruit associées à la détection du signal. L'utilisation d'antennes refroidies permet dans ce cas d'augmenter significativement le rapport signal sur bruit (RSB) [37,40,41,128]. En particulier, le développement d'antennes supraconductrices à haute température critique (SHTc) présentant une résistance extrêmement faible, a permis d'améliorer le RSB dans de nombreuses configurations expérimentales [45,49,56,129]. Les récentes évolutions technologiques des systèmes de refroidissement, ont permis de lever en partie certains verrous liés à la cryogénie et favorisent ainsi l'utilisation des antennes SHTc dans les systèmes IRM.

Grâce à la maîtrise de techniques de dépôt de film mince de céramiques SHTc, des résonateurs miniatures monolithiques basés sur des principes de ligne de transmission résonantes (RLT) ont été réalisés et ont permis d'augmenter fortement la sensibilité de détection en IRM [38,56,57]. Ce type d'antennes monolithiques permet de conserver le facteur de qualité intrinsèquement élevé lié à l'emploi de matériaux supraconducteurs en évitant l'introduction de pertes supplémentaires dues aux soudures des composants servant à l'accord de l'antenne.

Pendant plusieurs années, la mise en œuvre d'antennes refroidies de petites tailles en IRM rencontrait de nombreuses difficultés. En effet, leur petite dimension limite le champ de vue accessible en imagerie. Les techniques d'acquisition parallèle et l'utilisation de réseaux d'antennes ont permis de pallier ce problème [6]. L'imagerie parallèle permet de recevoir simultanément les signaux de plusieurs antennes géométriquement distribuées pour couvrir une région plus large. L'image de toute la région peut être ensuite reconstruite en utilisant les données acquises par chaque antenne. L'utilisation de techniques d'imagerie parallèle comme SMASH et GRAPPA, permet de ne pas prolonger le temps d'expérience [9,10,130] tout en conservant une sensibilité de détection élevée. Dans ce contexte, le développement d'un réseau constitué d'antennes SHTc miniatures permettant de combiner à la fois un RSB très élevé et un champ de vue étendu devient particulièrement intéressant.

Parmi les difficultés liées à la mise en réseau d'antennes SHTc monolithiques et miniatures, l'un des verrous principaux concerne le découplage magnétique des antennes entre elles [6]. Le problème de couplage magnétique apparaît lorsque deux résonateurs ayant une même fréquence de résonance sont placés à proximité l'un de l'autre. Le couplage magnétique se traduit par à l'interception des lignes de champ magnétique d'une antenne par l'autre et peut conduire à un dédoublement du pic de résonance de chaque antenne [94]. Ce dédoublement a pour conséquence une réjection du signal à la fréquence de résonance initiale des antennes et il est donc impératif de découpler les antennes constituant un réseau afin de pouvoir les utiliser en IRM.

Les techniques conventionnelles de découplage sont peu compatibles avec le développement de réseau supraconducteur d'antennes miniatures car elles présentent de nombreuses restrictions et désavantages. La technique de chevauchement géométrique des antennes voisines, permettant de créer un flux magnétique opposé au flux de couplage initial, a été utilisée pour découpler un réseau de deux antennes HTc de grande taille (diamètre de 89 mm) basées sur le principe des capacités interdigitées et fabriquée sur une seule face d'un substrat [53]. L'efficacité de cette technique de découplage ne repose que sur la précision géométrique du chevauchement et présente l'avantage d'être indépendante de la fréquence de travail. Cependant, cette technique rencontre des limitations pour les antennes monolithiques double-faces, comme c'est par exemple le cas pour le RMLT. Dans le cas des antennes

monolithiques double-faces, le chevauchement direct des antennes est irréalisable à cause de la contrainte géométrique. Afin de lever cette limitation, une adaptation de cette technique de découplage a été proposée récemment pour découpler des antennes à ligne de transmission simple tour [111]. Le principe consiste à utiliser des petites boucles (annexe) placées en série dans les enroulements de chaque face de l'antenne, pour créer un flux de compensation permettant d'annuler le couplage initial. Cette technique a été implémentée avec succès pour le développement d'un réseau flexible constitué d'antennes RLT en cuivre à 7 T [112]. Cependant la transposition de cette technique au cas des antennes monolithiques constituées de plusieurs tours ou fabriquées sur des substrats de grande épaisseur pose des contraintes supplémentaires et peut conduire à l'obtention de niveau de découplage insuffisant.

Une autre technique très employée pour découpler les antennes d'un réseau utilise un circuit capacitif connecté entre les antennes. Néanmoins, cette technique n'est pas adaptée aux réseaux d'antennes monolithiques miniatures supraconductrices car elle nécessite l'utilisation de soudure, introduisant de fait des pertes supplémentaires, elle pose des problèmes d'encombrement pour le placement des composants discrets, et elle ne permet de découpler des antennes de façon optimale qu'à une seule fréquence.

D'autres techniques basées sur l'utilisation de condensateurs ou de bobines distribuées ont été proposées pour le découplage des antennes monolithiques. L'idée est d'intégrer les composants de découplage dans la structure même de l'antenne, évitant ainsi l'introduction de soudures. A titre d'exemple, le travail effectué par Wosik consiste à utiliser des condensateurs planaires distribués, le substrat de l'antenne servant de milieu isolant pour les condensateurs, pour le découplage des antennes d'un réseau SHTc à deux éléments [73,131]. Cette technique présente l'avantage de préserver, en principe, la nature monolithique des antennes. Cependant, elle n'est efficace qu'à une seule fréquence et il est toujours indispensable de réajuster le découplage des antennes après fabrication pour compenser, par exemple, la diminution du niveau de découplage due à la présence de l'échantillon. Il est donc malgré tout nécessaire d'ajouter un condensateur variable soudé à l'antenne ce qui dégrade le facteur de qualité Q des antennes SHTc. De plus, la technique proposée par Wosik n'est pas transposable à tout type d'antennes monolithiques. Par exemple, l'insertion d'un tel condensateur planaire dans la structure de base du RMLT affectera fortement les modes de résonance propres de l'antenne.

Une autre technique potentiellement compatible avec les antennes monolithiques SHTc de petite dimension repose sur l'utilisation d'anneaux de blindage magnétique, c'est-à-dire de boucle de contre-champ [132]. Le principe de fonctionnement de cette technique est le suivant : chaque antenne est entourée par un anneau concentrique fermé. Le champ magnétique créé par les antennes induit un courant dans les anneaux qui en retour généré un flux magnétique qui s'oppose au flux de couplage initial. En utilisant cette technique, un réseau flexible de 32 antennes monolithiques en cuivre a été conçu pour l'imagerie de poumon chez l'homme à 1.5 T [133]. Les avantages de cette technique sont d'obtenir un niveau de découplage indépendant de la fréquence de travail et indépendant de la dimension de l'antenne. En revanche, la présence d'un anneau fermé autour de l'antenne, peut entrainer une dégradation significative du facteur de qualité Q et réduire ainsi la sensibilité de détection de l'antenne. Par ailleurs, cette technique nécessite une optimisation fine de la configuration des anneaux de blindage afin d'obtenir un découplage optimal entre les antennes. Cette optimisation devient cruciale dans le cadre du découplage des antennes supraconductrices car leur facteur de qualité élevé se traduit par un couplage magnétique plus fort que dans le cas des antennes en cuivre. L'obtention d'un niveau de découplage suffisant impose alors une grande précision dans le dimensionnement des anneaux et requiert le développement d'un modèle analytique fiable.

Dans ce chapitre, nous détaillons tout d'abord le phénomène de couplage magnétique entre antennes résonantes. Nous présentons ensuite les études que nous avons conduites concernant les deux techniques de découplage compatibles avec les antennes monolithiques miniatures supraconductrices :

le découplage par l'utilisation d'annexes et le découplage par l'utilisation d'anneaux de blindage. Pour ces deux techniques, nous présentons le cadre théorique permettant d'en faire l'analyse et les résultats obtenus par simulation numérique et expérimentalement. En particulier, nous proposons un modèle analytique permettant d'optimiser le découplage des antennes RMLT par anneaux de blindage. Les performances de ces deux techniques, au regard des niveaux de découplage accessibles et des dégradations potentielles de la sensibilité de détection sont ensuite discutées. La dernière partie de ce chapitre est consacrée à la mise en œuvre de la technique de découplage par anneau de blindage avec un réseau de 4 RMLTs en cuivre et avec un réseau de 2 RMLTs supraconducteurs. Dans chaque cas, la faisabilité de cette technique est discutée.

III.B Etudes des techniques de découplage pour les antennes monolithiques supraconductrices

III.B.1 Couplage mutuel entre les antennes RMLT

- Inductance mutuelle entre RMLTs

Comme indiqué au paragraphe I.C.1.2, le couplage mutuel entre deux antennes correspond au partage d'une partie de leurs lignes de champ magnétique. Ce couplage dépend de l'inductance mutuelle entre les deux antennes, et sera donc plus important dans le cas d'antennes RMLT multi-tours que dans le cas des antennes conventionnelles constituées d'un seul tour.

La figure III.1 représente les différentes inductances mutuelles entre deux antennes RMLT constituées de trois tours chacune.

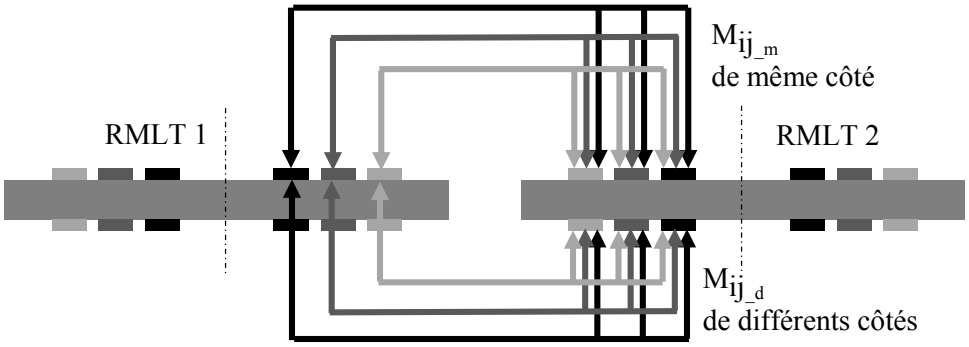


Figure III.1 Couplages magnétiques entre deux RMLTs.

L'inductance mutuelle totale entre les deux RMLTs est la somme des inductances mutuelles élémentaires entre chaque tour du RMLT 1 et chaque tour du RMLT 2 :

$$M = 2 \times \left(\sum_{1 \le i \le N} \sum_{1 \le j \le N} M_{ij_m} + \sum_{1 \le i \le N} \sum_{1 \le j \le N} M_{ij_d} \right) \qquad \text{III-1}$$

avec N, le nombre de tours du RMLT, le facteur de 2 est dû à la structure de double faces.

L'inductance mutuelle élémentaire M_{ij} entre les tours i et j est calculée en utilisant les équations I.46-53 présentées au paragraphe I.C.2.2.

La figure III.2 présente le rapport de l'inductance mutuelle entre deux antennes 6 tours et l'inductance mutuelle entre deux antennes simple tour en fonction de la distance centre à centre entre les deux antennes. Les paramètres géométriques des antennes sont indiqués dans le tableau III.1.

Antenne RMLT					**Antenne de simple boucle**	
D_{ext} (mm)	h (µm)	w (µm)	e (µm)	N	D_{ext}	w
14.6	330	200	150	6	14.6	200

Tableau III.1 Paramètres géométriques de l'antenne multi-tour et de l'antenne simple tours

Pour les deux types d'antenne de même diamètre. Pour une distance de 17 mm entre les centres des antennes, l'inductance mutuelle entre antennes multi-tours est environ 70 fois plus grande que celle entre antennes simple tour. Lorsque les antennes sont placées plus proche l'une de l'autre, ce rapport diminue mais reste de plusieurs dizaines.

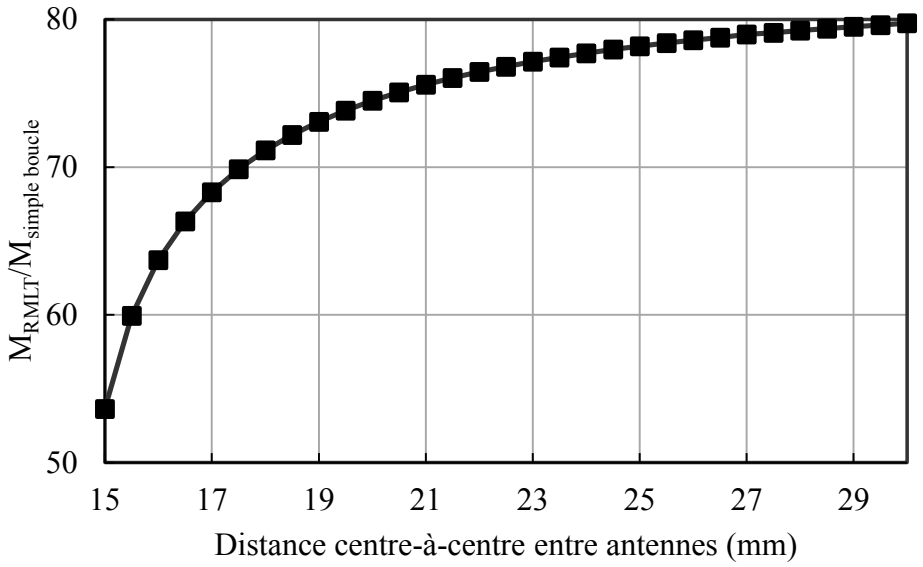


Figure III.2 Rapport de l'inductance mutuelle entre deux antennes 6 tours et l'inductance mutuelle entre deux antennes simple tour en fonction de la distance centre à centre entre les deux antennes.

- Couplage et réponse en fréquence

Le comportement fréquentiel de deux RMLTs couplés magnétiquement via leur inductance mutuelle, *M*, peut être analysé à partir du modèle équivalent de deux résonateurs classiques RLC tel que représenté sur la figure III.3.

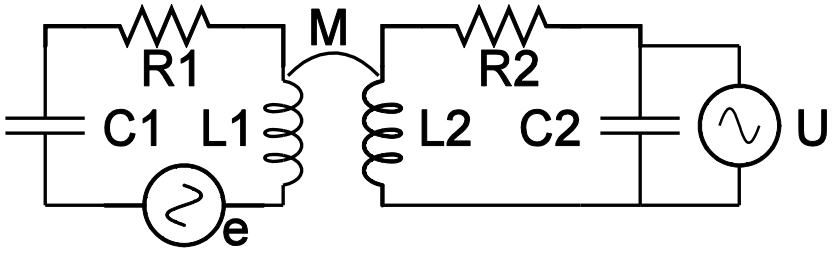


Figure III.3 Circuit équivalent de deux résonateurs RLC couplés.

Les deux circuits équivalents sont identiques. Ils possèdent la même inductance propre, $L_1 = L_2$, la même capacité équivalente, $C_1 = C_2$, la même résistance, $R_1 = R_2$ et résonnent à la même fréquence. La force électromotrice, *e*, représente la tension induite dans l'antenne par le signal RMN, et *U* représente la tension induite dans l'antenne 2 par coulage. La pulsation de résonance et le facteur de qualité de chaque circuit sont exprimés par : $\omega_1 = \omega_2 = 1/\sqrt{L_1 C_1}$; $Q_1 = Q_2 = L_1\omega/R_1$ [Equ.I.24 et 27].

Le rapport des tensions, U/e, est obtenu à partir des équations de mailles :

$$Z_1 I_1 + j\omega M I_2 = e \quad \text{III-2}$$

$$Z_2 I_2 + j\omega M I_1 = 0 \quad \text{III-3}$$

$$Z_1 = R_1 + jL_1\omega + \frac{1}{j\omega C_1} = R_1(1 + jQ_1(1 - \frac{{\omega_1}^2}{\omega^2})) \quad \text{III-4}$$

$$Z_2 = R_2 + jL_2\omega + \frac{1}{j\omega C_2} = R_2(1 + jQ_2(1 - \frac{{\omega_2}^2}{\omega^2})) \quad \text{III-5}$$

avec $U = -I_2/j\omega C_2$.

En combinant les équations III.2-5, on obtient l'expression du gain en tension en fonction de la fréquence :

$$\frac{U}{e} = \frac{\omega_0 k \sqrt{\frac{L_2}{L_1}}}{\omega^2\left(k^2 + \frac{1}{Q_1 Q_2}\right) - \frac{(\omega^2 - {\omega_0}^2)}{\omega^2} + j\left(\frac{(\omega^2 - {\omega_0}^2)}{Q_1} + \frac{(\omega^2 - {\omega_0}^2)}{Q_2}\right)} \qquad \text{III-6}$$

avec k, le coefficient de couplage entre les antennes, exprimé par $M/\sqrt{L_1 L_2}$ [Equ.II.26].

La figure III.4 représente, pour plusieurs valeurs de coefficient de couplage k, le gain de tension en fonction de la fréquence normalisée à ω_0, calculé pour 2 RMLTs couplés ayant les caractéristiques présentées dans le tableau III.1.

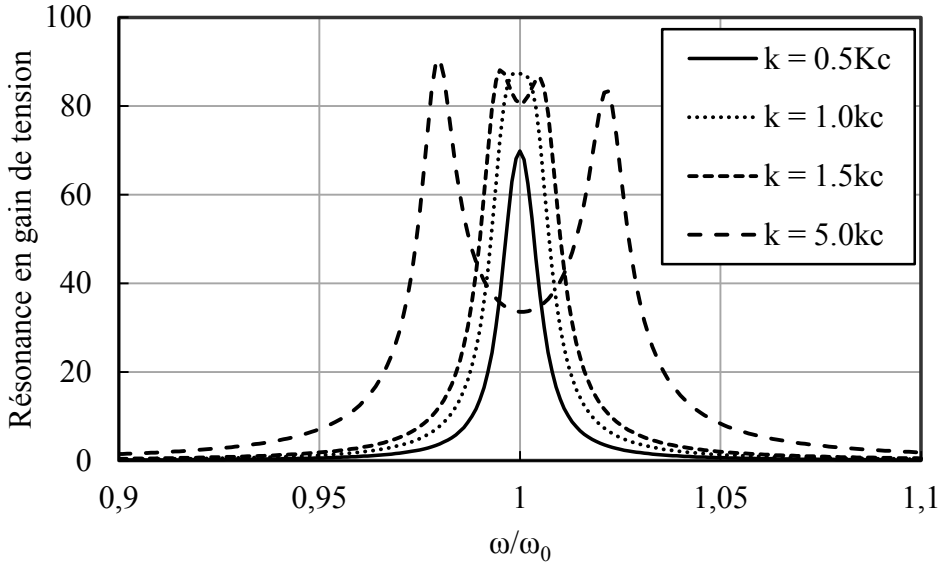


Figure III.4 Gain de tension en fonction de la fréquence normalisée à ω0, calculé pour 2 RMLTs couplés, pour plusieurs valeurs de k

La réponse fréquentielle de deux antennes couplées dépend fortement de leur coefficient de couplage. Pour des valeurs de k inférieures à celle du coefficient de couplage critique, k_c, le couplage est faible, la courbe ne présente qu'un seul pic, les deux circuits sont sous-couplés. L'amplitude du gain en tension à la résonance augmente avec le coefficient de couplage jusqu'à ce dernier soit égal à k_c. Au couplage critique, le transfert d'énergie entre les deux antennes est maximum. Au-delà de ce couplage critique k_c, le phénomène de dédoublement de pic se produit à la fréquence de résonance initiale, le gain en tension est réduit, les deux circuits sont sur-couplés. L'écart entre les deux pics augmente avec la valeur de k

La valeur du coefficient de couplage critique est obtenue en annulant la dérivée de l'équation III.6 :

$$k_c = \frac{1}{\sqrt{Q_1 Q_2}} \qquad \text{III-7}$$

Le dédoublement de la résonance se traduit par deux pics de part et d'autre de la fréquence de résonance initiale : une fréquence supérieure f_+ et une fréquence inférieure f_-, correspondant à deux modes de résonance différents. La fréquence f_+ correspond au mode de résonance paire, provoqué par des courants induits dans les deux circuits circulant dans la même direction. La fréquence f_- correspond au mode de résonance impaire, pour lequel les courants des deux circuits circulent dans des directions

opposées: Lorsque les deux circuits sont identiques, les fréquences de résonance des deux modes sont données par la formule III.8 : [134]:

$$f_{\mp} = \frac{1}{\sqrt{(L \pm M)C}} \qquad \text{III-8}$$

avec *L*,*C*, l'inductance et la capacité équivalente du RMLT. Les variations des fréquences f_+ et f_- en fonction de la distance entre les deux RMLTs décrits précédemment sont présentées figure III.5. Les données ont été calculées en utilisant les équations III.1 et III.8 et en supposant que les deux RMLTs sont séparés par une distance verticale de 400 µm, permettant un chevauchement géométrique.

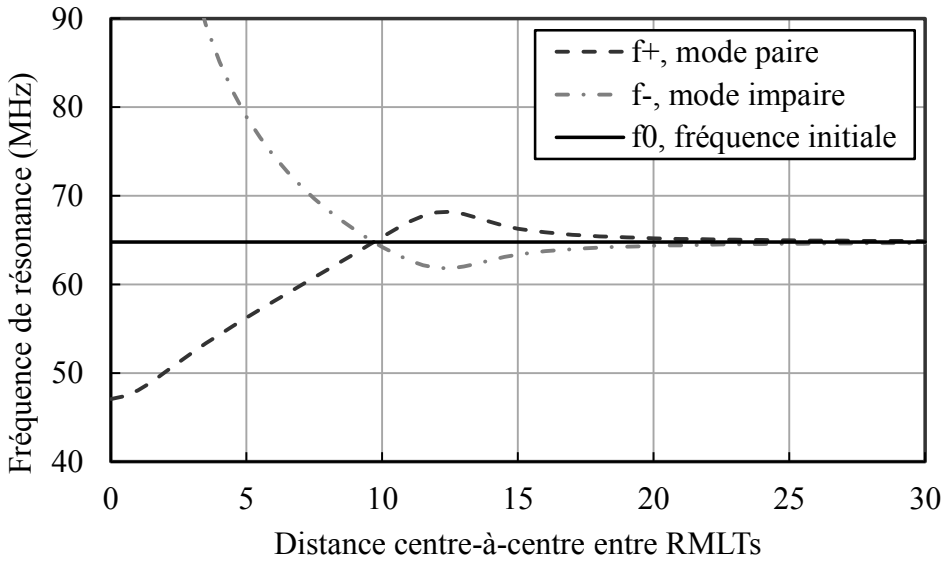


Figure III.5 Variation des fréquences de résonance en mode paire et impaire en fonction de la distance entre deux RMLTs.

L'analyse des courbes présentées ci-dessus, indique que les fréquences de résonance paire et impaire sont égales lorsque les RMLTs se chevauchent, pour une distance centre à centre d'environ 10 mm. Ceci représente le cas où l'inductance mutuelle entre les deux RMLTs est annulée, correspondant à un coefficient de couplage *k* égal à 0 et donc un découplage parfait.

Le coefficient de couplage *k* peut également être quantifié à partir des fréquences de résonance des deux modes:

$$k = \frac{{f_+}^2 - {f_-}^2}{{f_+}^2 + {f_-}^2} \qquad \text{III-9}$$

En résumé, l'inductance mutuelle entre deux antennes RMLT multi-tours présente une valeur bien plus grande que celle d'une antenne conventionnelle simple tour de la même taille. Lorsque les antennes sont accordées à la même fréquence de résonance, le couplage mutuel peut affecter fortement la résonance de chaque antenne. Quand le coefficient de couplage *k* dépasse le couplage critique k_c, un dédoublement du pic de résonance apparaît, se traduisant par l'apparition de deux pics de résonance autour de la fréquence de résonance initiale. Le gain en tension à la fréquence de résonance initiale est alors réduit. C'est la raison pour laquelle il est nécessaire de découpler les antennes dans un réseau. Le découplage des antennes permet de conserver une haute sensibilité de détection à la fréquence de résonance de l'antenne, et de recevoir simultanément les signaux de manière indépendante afin d'obtenir un codage spatial pour la reconstruction de l'image.

Dans la pratique, le découplage entre antennes consiste à réduire leur couplage mutuel pour qu'un seul pic existe à la fréquence de résonance. En d'autres termes, le coefficient de couplage mutuel

doit être inférieur au coefficient de couplage critique k_c. Il existe plusieurs voies pour atteindre cet objectif.

La première consiste à réduire le couplage magnétique en créant un flux de compensation qui annule le flux magnétique initial. La technique de chevauchement se base sur ce principe : le flux créé par le chevauchement est de signe opposé au flux créé en dehors du chevauchement.

La deuxième consiste à annuler l'inductance mutuelle par effet capacitif en connectant une capacité entre les antennes qui permet de créer une impédance équivalente qui tend vers l'infini à la fréquence de résonance, rejetant ainsi le signal entre les deux antennes. Cette technique annule seulement le mode de résonance paire car en mode impaire, la tension aux bornes de la capacité est nulle et elle n'a donc pas d'effet.

Une troisième voie consiste à augmenter la valeur du coefficient de couplage critique k_c afin qu'il soit supérieur au couplage mutuel entre antennes et faire ainsi passer les antennes de l'état sur-couplé à l'état sous-couplé. Sachant que le couplage critique dépend du facteur de qualité de l'antenne [Eq.III.7], une réduction du facteur de qualité permet d'augmenter le couplage critique k_c. Toutefois, cette stratégie est peu utilisée par rapport à la première car elle conduit aussi à une réduction de la sensibilité de détection.

Comme présenté en introduction, la structure monolithique double-faces et la taille réduite des antennes RMLT limitent l'utilisation des techniques conventionnelles de découplage (par chevauchement ou par capacités soudées) et implique de développer d'autres techniques de découplage compatibles avec ce type d'antennes.

Dans les parties suivantes, nous détaillons l'étude de deux techniques de découplage potentiellement compatibles avec les antennes monolithiques double-faces : le découplage par annexe et le découplage par anneau de blindage.

III.B.2 Technique de découplage par annexe

Dans ce chapitre, nous présentons une technique de découplage dédiée aux résonateurs à ligne de transmission (RLT) constitué d'un seul tour. Cette technique a été proposée récemment par Roberta Kriegl, dans le but de développer un réseau flexible d'antennes monolithiques pour des applications à 7 Tesla [112]. Cette technique se base sur le principe de compensation de flux magnétique. La figure III.6 présente une vue d'ensemble de la structure d'un RLT et de réseaux constitués de deux et quatre RLTs.

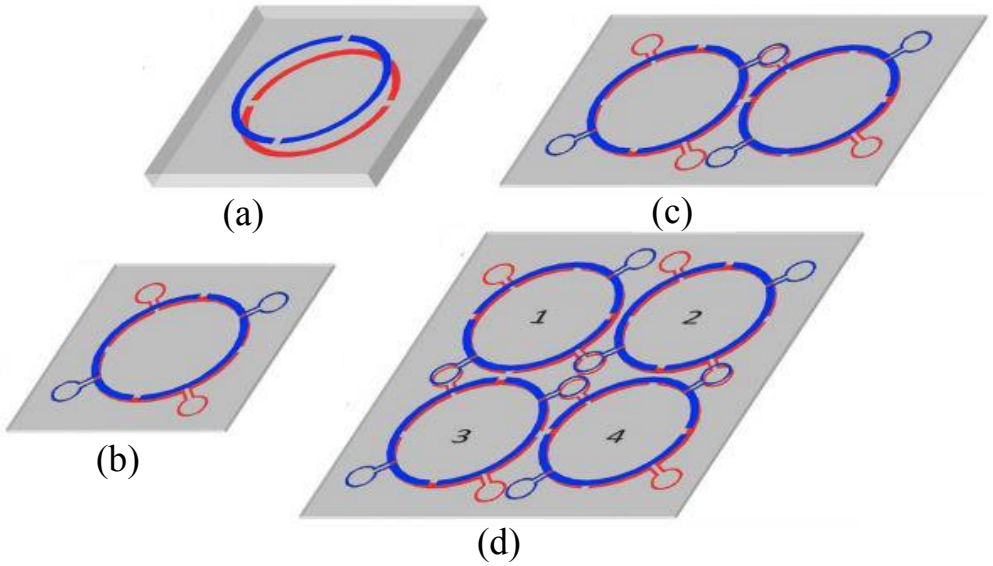


Figure III.6 Géométries des RLTs possédant 2 gaps dans différentes configurations. En bleu : face avant ; en rouge : face arrière. (a) RLT seul (b) RLT avec annexes (c) réseau de 2 RLTs (d) réseau de 4 RLTs, image tirée de [112]

Pour découpler les éléments dans un réseau de RLTs, la structure initiale du RLT (Figure III.6 (a)) est modifiée par insertion de petites annexes circulaires en série sur les pistes conductrices principales (Figure III.6 (b)). Les antennes voisines sont découplées par le chevauchement d'une annexe placée sur la face avant d'une antenne avec une annexe placée sur la face arrière de l'autre antenne (Figure III.6 (c)). Le flux magnétique partagé entre les annexes annule le flux partagé par les pistes conductrices principales. Un réseau de quatre RLTs est basé sur cette technique de découplage est présenté figure III.6 (d)). Les quatre annexes d'un RLT permettent de découpler les éléments voisins les plus proches dans un réseau de 2 dimensions en configuration tétragone.

Pour obtenir un découplage optimal entre les éléments, la taille de l'annexe et sa position par rapport au gap du RLT doivent être optimisées. Pour répondre à cet objectif, différentes méthodes d'investigation ont été effectuées, incluant des mesures expérimentales sur la performance de découplage, une modélisation analytique basée sur la compensation de flux et des simulations numériques basées sur la technique FDTD [135,136]. L'étude par simulation a été effectuée en collaboration avec le laboratoire Centre d'Excellence en Résonance Magnétique de l'université de Vienne. Cette étude a été initialement conduite avec des RLTs constitués d'un seul tour et a ensuite été étendue au cas des RLTs multi- tours (RMLT).

III.B.2.1 Matériels et méthodes d'investigation

- RLTs utilisés pour l'étude.

Les antennes utilisées dans cette étude sont un RLTs d'un tour et deux gaps, et un MTLR de deux tours et un gap. Les paramètres géométriques de chaque antennes sont donnés dans les tableaux III.2 et III.3.

A. RLT d'un tour, deux gaps

RLTs						**Annexe**	
Rayon *R* (mm)	Largeur de piste *w* (mm)	Epaisseur du substart *h* (μm)	*N* de tours	Diastance RLT à RLT *d* (mm)	Distance Annexe à RLT *d2* (mm)	Largeur *wa* (mm)	Position angulaire *θ* (°)
20	2.1	127	1	42	26.9	0.8	51

Tableau III.2 Géométries du RLT un tour, deux gaps.

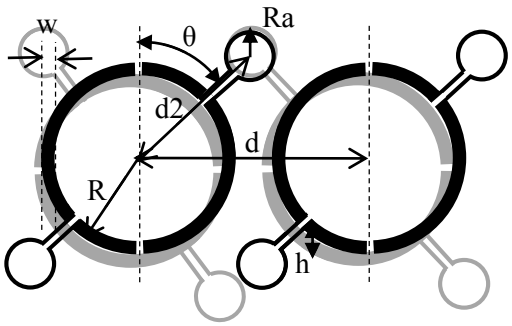


Figure III.7 Réseau de deux RLTs (un tour, deux gaps) possédant chacun deux annexes par face.

B. RMLT deux tours, 1 gap

RMLTs							**Annexe**	
Rayon *R* (mm)	Largeur de piste *w* (mm)	Epaisseur du substart *h* (mm)	*N* de tours	Diastance RLT à RLT *d* (mm)	Distance Annexe à RLT *d2* (mm)	angle du gap *α* (°)	Largeur *wa* (mm)	Position angulaire *θ* (°)
15.2	0.7	1.5	2	35	24.7	60	0.8	45

Tableau III.3 Géométries du RMLT deux tours, un gap.

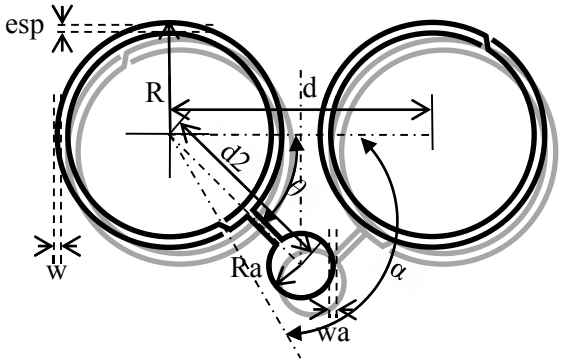


Figure III.8 Réseau de deux RMLT (deux tours, un gap) possédant chacun une annexe sur une seule face

L'optimisation du niveau de découplage de ces réseaux de deux éléments a été effectuée par l'ajustement du rayon R_a des annexes. Les performances du découplage obtenues pour chaque réseau sont évaluées à l'aide des méthodes présentées ci-après.

- Modélisation analytique

Nous avons utilisé la méthode de compensation de flux magnétique pour modéliser analytiquement le découplage entre antennes par chevauchement d'annexe. Cette méthode consiste à calculer séparément le flux de couplage entre antennes créé par les pistes principales et le flux de compensation partagé entre les annexes. La différence entre ces deux flux représente le flux net résiduel entre antennes voisines et caractérise le niveau de découplage atteint. Le calcul des flux se base sur la définition classique de l'inductance mutuelle [137] :

$$M = \frac{\Phi}{I} \qquad \text{III-10}$$

avec I, le courant créant le flux magnétique Φ. Ainsi le flux de couplage entre deux antennes peut se calculer par la formule :

$$\Phi = M \times I \qquad \text{III-11}$$

avec M, l'inductance mutuelle, qui dépend de la géométrie des antennes.

Pour déterminer le flux partagé entre deux antennes, il faut calculer tout d'abord leur inductance mutuelle ainsi que les courants circulant dans les antennes. Pour simplifier la description du calcul, le réseau de deux éléments RLT (un tour, deux gaps) est pris comme exemple (figure III.9).

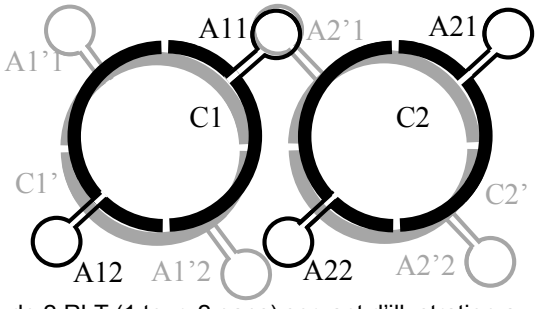


Figure III.9 Réseau de 2 RLT (1 tour, 2 gaps) servant d'illustration au modèle analytique.

Sur la figure III.9, les faces avant des antennes apparaissent en noir et les faces arrière en gris. C1, C1' et C2, C2' représentent respectivement les pistes principales en face avant et arrière des antennes 1 et 2. A11, A12 et A1'1, A1'2 représentent respectivement les deux paires d'annexes connectées avec les pistes C1 et C1'. De même, A21, A22 et A2'1, A2'2 dénotent respectivement les annexes connectées aux enroulements C2 et C2'. Les annexes sont toutes positionnées proche du milieu (51° par rapport au gap) d'une section de ligne de transmission, c'est-à-dire au milieu de deux gaps.

- Calcul des courants dans RLTs.

Selon le modèle analytique du RLT [55], deux modes de courant sont présent dans les pistes du RLT. Le courant de mode commun, I_c est responsable de la création d'un flux de couplage avec l'extérieur. Les courants de mode différentiels, circulant dans chaque face d'une antenne dans des directions opposées, sont responsables des modes de résonnance de la ligne de transmission, mais leur somme est nulle. Ainsi, seul le courant de mode commun I_c est à considérer pour le calcul des flux de couplage entre antennes.

Les annexes ayant toutes la même taille et étant situées à la même distance d'un gap, les courants y circulant sont donc identiques. Comme une annexe ne correspond pas à une ligne de transmission, le

formalisme du courant de mode commun/différentiel n'est plus valable. Ainsi, le courant dans chaque annexe est considéré comme une partie du courant réel distribué le long de la piste principale (C1, C1'). En raison de la petite taille de l'annexe comparée à celle de l'antenne, il peut être fait l'hypothèse que le courant est constant le long de l'annexe, ce qui revient à négliger le phénomène de propagation le long de l'annexe, et sa valeur est égale à l'intensité du courant dans la piste principale à la position où l'annexe est insérée.

Pour le RLT d'un seul tour, la distribution du courant le long de la piste peut être facilement déduite à partir de l'analyse de Gonord [55]. Pour les RLTs de multi-tours (RMLT), l'analyse basée sur le même modèle quasi-statique n'a pas pu être validée, une hypothèse a donc été faite pour approximer la distribution de courant dans la piste de l'antenne multi tours en se fondant sur des résultats issus de simulation numériques [110,126]. La détermination des distributions de courant dans pour les deux antennes est présentée à Annexe II, leurs formules sont données ci-dessous :

A. RLT avec un tour, deux gaps :

$$i_1 = \begin{cases} i_C\left(1 + \dfrac{\sin\beta\left(x - \frac{d}{2}\right)}{\sin\frac{\beta d}{2}}\right) & x \in [0, d] \\ i_C\left(1 + \dfrac{\sin\beta\left(\frac{3d}{2} - x\right)}{\sin\frac{\beta d}{2}}\right) & x \in [d, 2d] \\ i_C\left(1 + \dfrac{\sin\beta\left(x - \frac{5d}{2}\right)}{\sin\frac{\beta d}{2}}\right) & x \in [2d, 3d] \\ i_C\left(1 + \dfrac{\sin\beta\left(\frac{7d}{2} - x\right)}{\sin\frac{\beta d}{2}}\right) & x \in [3d, 4d] \end{cases} \quad \text{III-12}$$

$$i_2 = \begin{cases} i_C\left(1 - \dfrac{\sin\beta\left(x - \frac{d}{2}\right)}{\sin\frac{\beta d}{2}}\right) & x \in [0, d] \\ i_C\left(1 - \dfrac{\sin\beta\left(\frac{3d}{2} - x\right)}{\sin\frac{\beta d}{2}}\right) & x \in [d, 2d] \\ i_C\left(1 - \dfrac{\sin\beta\left(x - \frac{5d}{2}\right)}{\sin\frac{\beta d}{2}}\right) & x \in [2d, 3d] \\ i_C\left(1 - \dfrac{\sin\beta\left(\frac{7d}{2} - x\right)}{\sin\frac{\beta d}{2}}\right) & x \in [3d, 4d] \end{cases} \quad \text{III-13}$$

avec $\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$, la constante de propagation; d, la distance entre deux gaps voisins aux faces opposées ; et x, la distance par rapport au gap.

B. RMLT avec deux tours, un gap :

$$i_1 = \begin{cases} i_C\left(1 + \dfrac{\sin\beta(x-d)}{\sin\beta d}\right) & x \in [0,2d] \\ i_C\left(1 + \dfrac{\sin\beta(3d-x)}{\sin\beta d}\right) & x \in [2d,4d] \end{cases} \quad \text{III-14}$$

$$i_2 = \begin{cases} i_C\left(1 + \dfrac{\sin\beta(x-d)}{\sin\beta d}\right) & x' \in [0,2d] \\ i_C\left(1 + \dfrac{\sin\beta(3d-x)}{\sin\beta d}\right) & x' \in [2d,4d] \end{cases} \quad \text{III-15}$$

avec *4d*, la longueur totale de la piste; *x*, la distance par rapport au gap situé au tour extérieur de la face devant ; et *x'*, la distance par rapport au gap situé au tour intérieur de la face arrière. A partir des équations III.12-15, on peut calculer l'intensité du courant, normalisée au courant de mode commun I_c, circulant dans une annexe insérée à une position arbitraire dans la piste principale de l'antenne. Les Figures III.10 (a) et (b) montrent respectivement la variation des courants distribués le long des pistes de l'antenne RLT constituée d'un tour, deux gaps et de l'antenne constituée de deux tours, un gap.

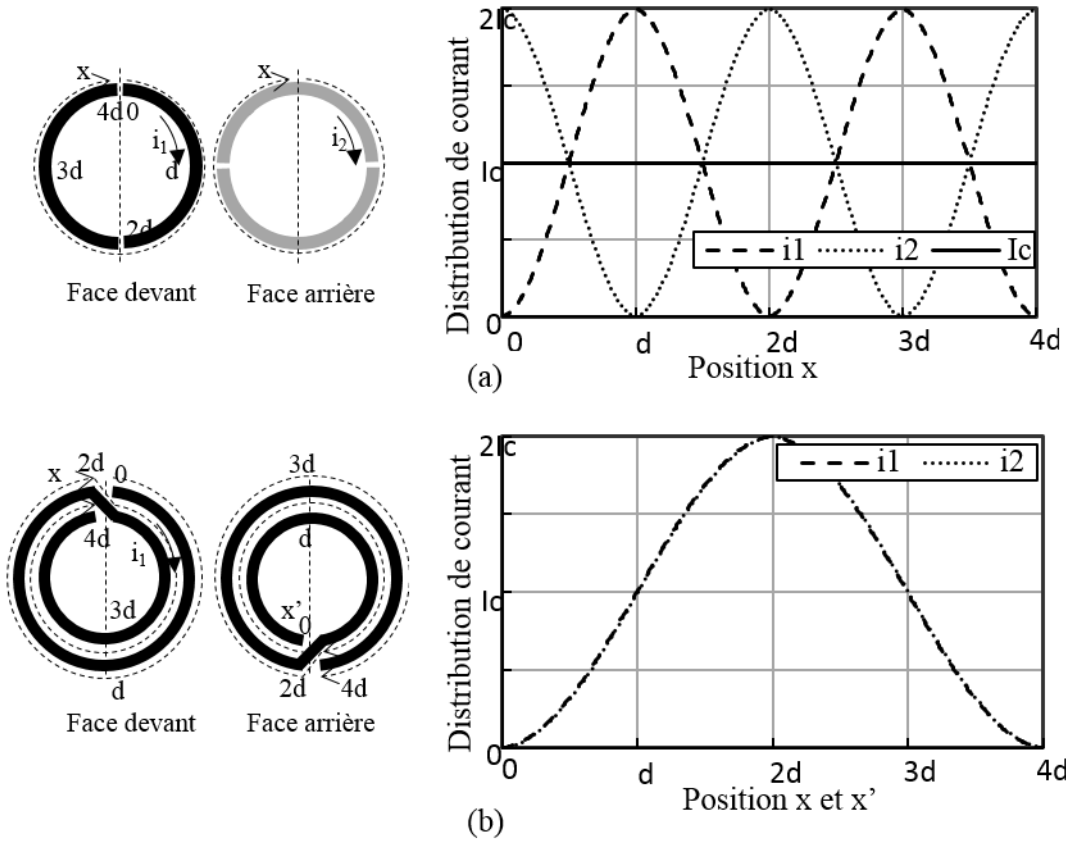


Figure III.10 Distribution de courant le long le piste du RLT. (a) RLT d'un tour, deux gaps. (b) RMLT de deux tour, un gap.

Le courant circulant dans une annexe, et donc la quantité du flux créé par l'annexe, dépend de la position à laquelle cette annexe est insérée dans la piste. Pour le RLT d'un seul tour et de deux gaps, l'insertion des annexes au centre de deux gaps voisins sur des faces opposées, permet d'introduire dans chaque annexe un courant I_{annexe} proche du courant de mode commun I_c. Pour le RMLT de deux tours et un gap, les annexes sont insérées à proximité du milieu du segment constitué des deux tours. Selon l'hypothèse faite sur la distribution de courant, ceci permet d'avoir un courant maximal d'environ $2I_c$ dans les annexes.

- Calcul de l'inductance mutuelle

Le calcul de l'inductance mutuelle entre deux RLTs doit prendre en compte la présence des annexes. Les inductances mutuelles entre les différentes parties du réseau sont identifiées dans la figure III.11, on néglige les inductances mutuelles liées aux annexes situées loin de l'antenne à découpler (c'est-à-dire : A1'1, A12, A21, et A2'2) dû à leur faible contribution au couplage. Le reste est classé en trois groupes.

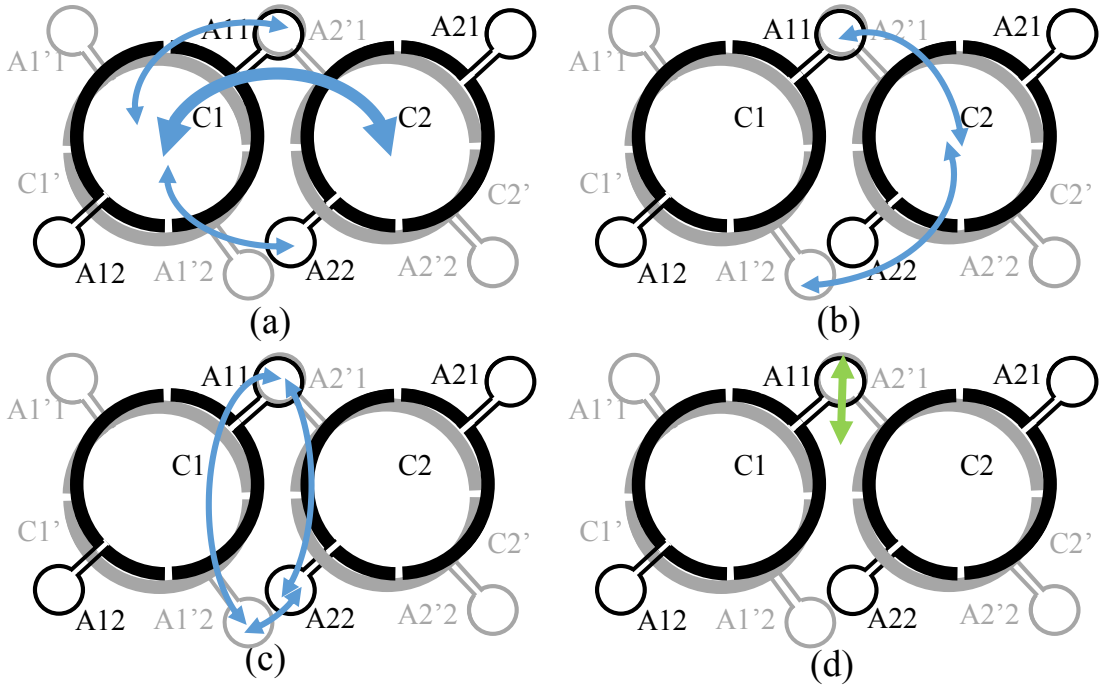


Figure III.11 Inductances mutuelles entre différentes parties du réseau.

La figure III.11 (a) illustre le premier groupe d'inductances mutuelles, incluant l'inductance mutuelle, $M_{C1C1'\text{-}C2C2'}$, entre les pistes principales de l'antenne 1 (C1, C1') et celle de l'antenne 2 (C2, C2') et les inductances mutuelles $M_{C1C1'\text{-}A2'1}$ et $M_{C1C1'\text{-}A22}$ respectivement entre C1, C1'et les annexes A2'1, A22. La somme de ces inductances, $M_{C1C1'}$, représente l'inductance mutuelle équivalente entre les pistes principales de l'antenne 1 et l'antenne 2 dans sa totalité (incluant les annexes),

Les figures III.11 (b) et (c) montrent le deuxième groupe d'inductances mutuelles, incluant les inductances mutuelles entre les annexes A11, A1'2 et les pistes principales C2, C2', nommées respectivement $M_{A11\text{-}C2C2'}$, $M_{A1'2\text{-}C2C2'}$; et les inductances mutuelles entre les annexes : A11 et A22, A1'2 et A22, A1'2 et A2'1, nommées respectivement $M_{A11\text{-}A22'}$, $M_{A1'2\text{-}A22}$, et $M_{A1'2\text{-}A2'1}$. La somme de ces inductances, $M_{A11A1'2}$, représente l'inductance mutuelle équivalente entre les annexes A11, A1'2 de l'antenne 1 avec l'antenne 2 dans sa totalité.

La figure III.11 (d) présente le troisième groupe d'inductances mutuelles. Il correspond aux inductances mutuelles entre annexes se chevauchant. Dans le cas à 2 antennes étudié ici une seule inductance mutuelle de ce groupe est à considérer, celle entre l'annexe A11 de l'antenne 1 et l'annexe A2'1 de l'antenne 2, nommée $M_{A11\text{-}A2'1}$. Cette inductance mutuelle est de signe opposé aux deux inductances mutuelles précédentes et est utilisée pour créer un flux de compensation servant à découpler les antennes.

Toutes ces inductances mutuelles sont calculées en utilisant les équations I.46-53 présentées au paragraphe I.C.2.2. L'équation III.1 est utilisée pour calculer l'inductance mutuelle entre RMLTs multi-tours.

En résumé, il existe un flux de couplage initial, composé du flux partagé entre les pistes C1, C1 et l'antenne 2, créé par l'inductance mutuelle $M_{C1C1'}$ et le courant de mode commun I_c crée, et le flux

partagé entre les annexes A11, A1'2 et l'antenne 2, créé par l'inductance mutuelle $M_{A11A1'2}$ et les courants I_{annexe}. L'insertion d'annexes dans l'antenne 1 permet de créer un flux de compensation entre l'annexe A11 et l'antenne 2 créé par l'inductance mutuelle $M_{A11-A2'1}$ et le courant I_{annexe} .

Le flux magnétique de couplage peut être calculé avec la formule III.16 :

$$\Phi_{couplage} = M_{C1C1'} \times I_c + M_{A11A1'2} \times I_{annexe} \quad \text{III-16}$$

Le flux magnétique de compensation peut être calculé avec la formule III.17 :

$$\Phi_{compensation} = M_{A11-A2'1} \times I_{annexe} \quad \text{III-17}$$

Le flux net créé par l'antenne 1 qui traverse l'antenne 2 peut ainsi être calculé par :

$$\Phi_{net} = \Phi_{couplage} + \Phi_{compensation} \quad \text{III-18}$$

Le flux net caractérise le couplage magnétique résiduel entre les deux antennes et la condition de découplage parfait correspond à un flux net nul.

$$\Phi_{net} = 0 \quad \text{III-19}$$

Pour chacun des deux réseaux, l'optimisation de la performance de découplage s'est faite par la recherche du minimum de flux net en fonction du rayon des annexes.

- Simulation numérique

Les simulations numériques ont été effectuées en collaboration avec le du Centre d'Excellence en Résonance Magnétique de l'Université de Vienne. Des simulations électromagnétiques basées sur la technique FDTD [135,136] ont été effectuées en utilisant le logiciel commercial XFdtd (Remcom, State College, PA, Etats Unis). Ces résultats sont ensuite combinés avec ceux issus des co-simulations de circuits [114] réalisées avec le logiciel ADS (Agilent, Santa Clara, Etats Unis) pour évaluer la performance de découplage entre les deux éléments d'un réseau [111].

Dans le plan de l'antenne, une résolution de maillage de 2 mm est utilisée pour la modélisation de la géométrie du réseau basé sur le RLT d'un tour et deux gaps, et une résolution de maillage de 0.5 mm est utilisée pour la géométrie du réseau basé sur le RMLT de deux tours et un gap. Le nombre de mailles sur l'axe de l'antenne dans le substrat est fixé à 2 ou plus pour prendre en compte l'effet diélectrique entre deux conducteurs. Au voisinage du réseau, un maillage moins fin est utilisé afin d'accélérer le calcul. Nous avons également utilisé la fonctionnalité offerte par le logiciel XFdtd utilisant la technique de XACT basée sur la modélisation conforme pour améliorer la précision de maillage. Cette technique permet de mieux représenter les structures de petites tailles (comme les gaps) et les surfaces incurvées tout en réduisant significativement le temps de simulation.

Un fantôme, ayant les propriétés électriques et magnétiques du tissu musculaire (permittivité de 64 et conductivité de 0.72 S/m), est placé à 5 mm au-dessous du réseau d'antennes. L'épaisseur du fantôme a été fixée à 1.5 fois du diamètre du RLT, et sa dimension latérale est 5 cm plus grande que la dimension du réseau.

Une boucle de couplage de 15 mm de diamètre a été placée sur l'axe de chaque RLT pour transmettre et recevoir le signal. La variation en fréquence du paramètre de transmission S_{21}, correspondant au niveau d'adaptation entre une antenne et sa boucle de couplage, est extraite à partir des résultats de co-simulation. La performance du découplage obtenue pour chaque réseau est évaluée en fonction du rayon des annexes du RLT.

- Mesure expérimentale

Le paramètre de transmission S_{ij} entre les éléments i et j du réseau a également été déterminé expérimentalement. Pour la mesure, une boucle de couplage résonante est placée sur l'axe de chaque RLT et connectée avec l'analyseur de réseau (Agilent E5061A). La position des boucles de couplage et les valeurs des capacités de chaque boucle ont été ajustées pour adapter chaque antenne à la fréquence de résonance.

Pour le réseau composé de RLTs simple tour avec deux gaps, nous avons utilisé un réseau de RLTs en cuivre déposés sur un substrat de téflon. La taille des annexes de ce réseau a été optimisée précédemment par simulation dans le cadre de la thèse de Roberta Kriegl [111] et les mesures ont donc été conduite uniquement avec la talle d'annexe optimale. Pour le réseau composé de RMLTs de deux tours et un gap, nous avons utilisé un réseau de RMLTs en cuivre déposé sur substrat de FR4 (figure III.12). La taille des annexes de ce réseau n'étant pas connue à priori, nous avons effectué des mesures pour différents rayons d'annexes.

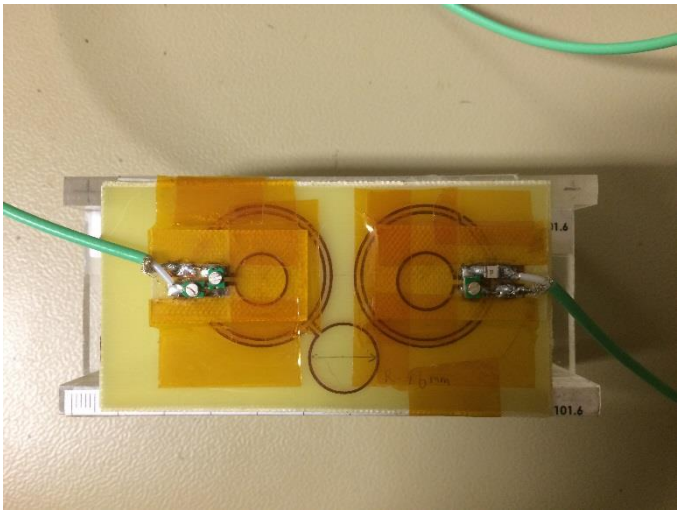


Figure III.12 Photographie du banc de mesure du réseau de deux RMLTs de deux tours et un gap.

III.B.2.2 Résultats et discussion

Dans ce chapitre, nous présentons les différents résultats obtenus par les méthodes d'investigation présentées au paragraphe précédent.

- Réseau de RLT d'un tour et deux gaps

Les figures III.13 (a) et (b) présentent respectivement les résultats de l'optimisation du découplage obtenus par le modèle analytique et par simulation numérique en faisant varier la taille des annexes. La figure III.13 (a) représente le flux net calculé traversant l'antenne 2 et la figure III.13 (b) représente le paramètre S_{21} en fonction du rayon des annexes.

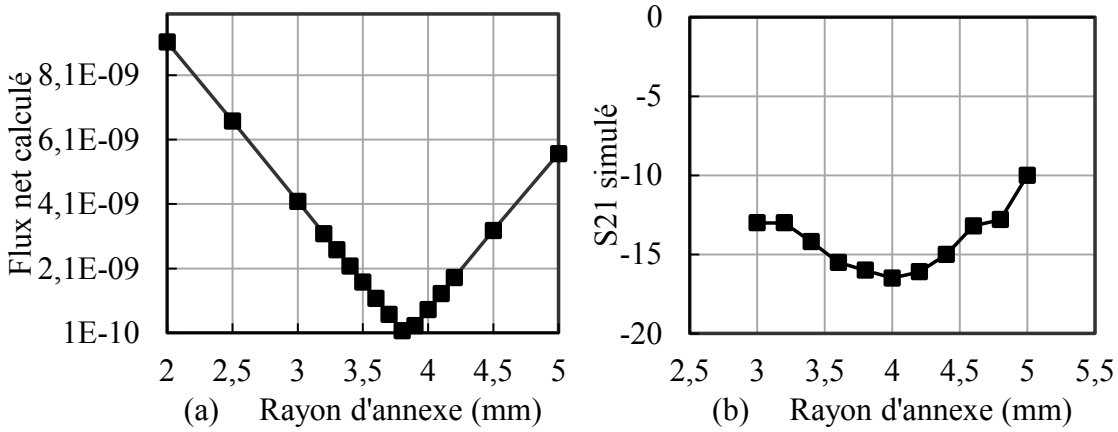


Figure III.13 Résultats de l'optimisation du découplage pour un réseau de deux RLTs d'un tour et deux gaps. (a) Modèle analytique : flux net calculé traversant l'antenne 2 (b) Simulation : paramètre S21 entre les deux antennes [111]

La taille optimale de l'annexe déterminée par le modèle analytique est en bon accord avec celle obtenue par simulation. Une valeur expérimentale de -15 dB a été mesurée pour le paramètre S_{21} avec une taille d'annexe de 4 mm.

- MRLT de deux tours, un gap

Les figures III.14 (a) et (b) représentent les résultats obtenus pour le réseau de deux RMLTs de deux tours et un gap. La figure III.14 (a) représente le flux net calculé traversant l'antenne 2 et la figure III.14 (b) représente le paramètre S_{21} en fonction du rayon des annexes.

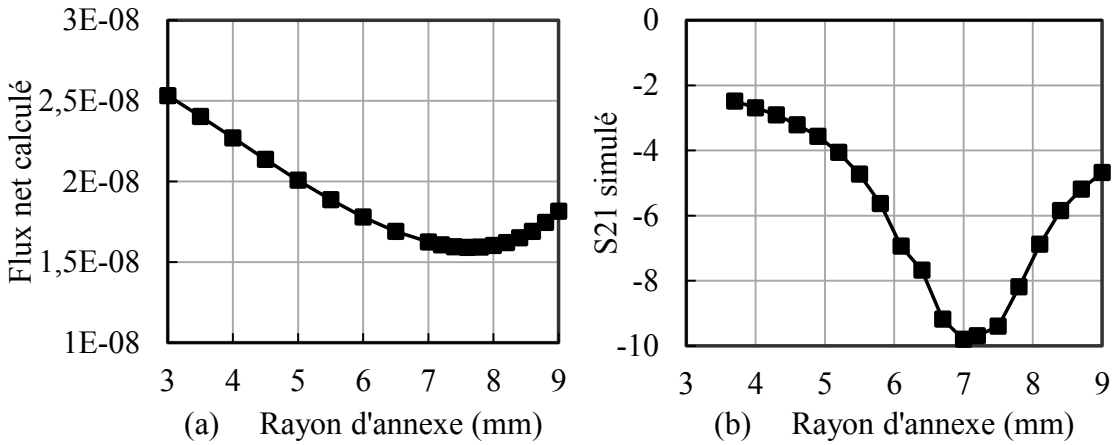


Figure III.14 Résultats de l'optimisation pour le RMLT de deux tours et un gap (a) Modèle analytique : flux net calculé traversant l'antenne 2. (b) Simulation : paramètre S21 entre deux antennes.

Pour les RMLT à deux tours et un gap, la taille optimale déterminée par le modèle analytique et celle obtenue par simulation présente une différence plus importante que dans le cas des RLTs simple tour et deux gaps. On observe également que le flux net résiduel est de plus forte intensité et que le niveau de découplage simulé (-10 dB) est plus faible.

La figure III.15 présente le paramètre S_{21} mesuré pour 5 annexes de rayons différents. Pour les rayons variant de 4.6 mm à 8.6 mm, un niveau de découplage inférieur à -13 dB a été obtenu, ce qui est en accord avec les résultats de simulation.

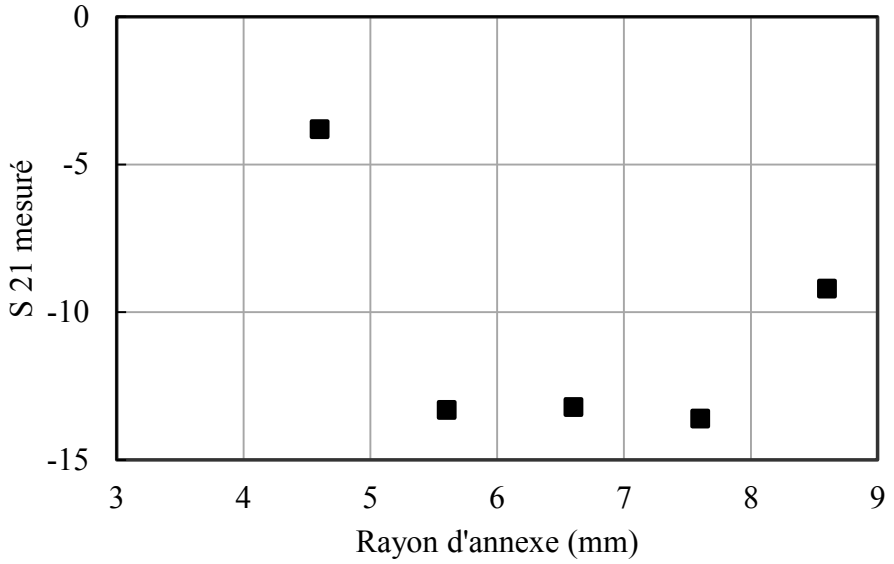


Figure III.15 Paramètre de transmission S21 mesuré.

Les résultats obtenus au cours de cette étude mettent en évidence l'influence du rayon de l'annexe sur la performance du découplage entre deux antennes. Pour des rayons d'annexe trop petits, le flux de compensation créé par le chevauchement est insuffisant pour annuler le flux de couplage entre antennes. Pour des rayons d'annexe trop grand, le flux partagé entre l'annexe et l'antenne voisine augmente plus rapidement que le flux de compensation partagé entre les annexes et par conséquent, le flux net de couplage augmente avec le rayon d'annexe, engendrant une dégradation du niveau de découplage.

Pour le RLT d'un tour et deux gaps, une réduction efficace du couplage entre les deux antennes peut être obtenue pour un rayon optimal d'annexe égal à 20 % environ du rayon de l'antenne. Pour le RMLT de deux tours et un gap, aucun rayon d'annexe ne permet de réduire suffisamment le flux de couplage entre les antennes.

Cette inefficacité a plusieurs origines : l'augmentation du nombre de tour de l'antenne augmente de manière significative le flux de couplage initial et l'augmentation de l'épaisseur du substrat (1.5 mm par rapport à 127 µm) diminue le flux de compensation créé par les annexes se chevauchant. Il en résulte une valeur résiduelle de flux qui ne peut pas être diminuée en modifiant le rayon de l'annexe. Il faudrait réduire l'épaisseur du substrat pour augmenter le flux de compensation ou diminuer le nombre de tours pour réduire le couplage initial.

De plus, ce principe rencontre une limitation intrinsèque dans le cas des RMLT comportant plusieurs tours (supérieur à 3 tours) car le courant circulant dans les annexes est réduit et génère un flux de compensation insuffisant. Cela est dû au fait que, pour des structures multi-tours, les annexes ne peuvent pas être insérées au centre de la section délimitée par 2 gaps. La densité de courant du RMLT présentant une forte variation le long des pistes conductrices et un maximum au centre de la section

délimitée par deux gaps, le courant qui circule dans une annexe placée loin du centre de la section est faible et le flux de compensation également.

III.B.2.3 Conclusions

Nous avons présenté dans ce chapitre une technique de découplage basée sur la compensation de flux magnétique. Les éléments voisins d'un réseau sont découplés par le chevauchement d'une annexe placée sur la face avant d'une antenne avec une annexe placée sur la face arrière de l'autre antenne.

Nous avons étudié les performances de cette technique de découplage appliquée à un réseau de deux antennes simple tour et à un réseau de deux antennes de deux tours. L'optimisation du découplage a été menée en faisant varier la taille des annexes se chevauchant. Pour cette étude, trois outils d'investigation ont été utilisés et, en particulier, nous avons proposé un modèle analytique basé sur le calcul des inductances mutuelles et des courants permettant de calculer le flux résiduel entre deux antennes.

Pour le réseau composé de RLT d'un tour, les résultats obtenus par le modèle analytique sont en bon accord avec les résultats issus des simulations. Pour le réseau composé de RLT de deux tours, les résultats obtenus par le modèle présentent une déviation avec ceux issus des simulations et des mesures. Cela est probablement dû à l'erreur liée au calcul de la distribution de courant le long des pistes du RLT multi-tours. Une détermination plus précise de la distribution de courant du RMLT est alors nécessaire pour améliorer la précision de ce modèle analytique.

Il a été mis en évidence que cette technique permet de réduire efficacement le couplage entre deux RLT d'un seul tour déposés sur un substrat de faible épaisseur. Néanmoins, pour les RLTs multi-tours fabriqués sur des substrats de grande épaisseur, la performance de cette technique est limitée et ce pour deux raisons principales : premièrement, l'inductance mutuelle est faible entre les annexes se chevauchant car le substrat est épais et, deuxièmement, le courant circulant dans les annexes est faible car celles-ci ne sont pas insérées au centre des segments délimités par deux gaps. Ces deux raisons, conduisent à un flux de compensation faible devant le flux de couplage.

Nous présentons dans le paragraphe suivant l'étude d'une technique de découplage permettant de s'affranchir de ces limitations.

III.B.3 Technique de découplage par anneau de blindage

Dans ce chapitre, nous présentons une autre technique basée sur la compensation de flux et compatible avec les antennes monolithiques miniatures. Cette technique, proposée dans le travail de Titus Lanz [132], consiste à encercler une antenne de surface par un anneau conducteur. Le contre champ, aussi appelé effet de blindage, créé par l'anneau permet de réduire le couplage magnétique entre deux antennes voisines. La figure III.16 montre une antenne LC conventionnelle encerclée par un anneau de blindage.

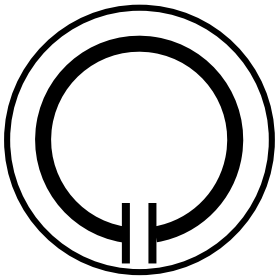


Figure III.16 Antenne LC encerclée par un anneau de blindage.

III.B.3.1 Etude préliminaire de l'effet de blindage sur une antenne RF.

Nous avons effectué une étude préliminaire pour évaluer l'influence d'un anneau de blindage sur le comportement d'une antenne de surface RF. Cette étude consiste à identifier l'impact de l'anneau sur la fréquence de résonance, le facteur de qualité et la carte de champ B_1 de l'antenne. Ce travail a été mené en comparant les performances d'une antenne conventionnelle LC sans et avec anneau de blindage pour différentes tailles d'anneau. Les paramètres de l'antenne LC sont présentés dans le tableau ci-dessous.

Diamètre externe (mm)	**Largeur (mm)**	**Capacité (pF)**	**Fréquence f_0 (MHz)**	**Facteur de qualité**
32	2	75	70.2	200

Tableau III.4 Paramètres de l'antenne LC utilisée pour l'étude préliminaire du découplage par anneau de blindage.

Des anneaux de 35 mm, 38 mm, 40 mm, 45 mm et 50 mm de diamètre ont été utilisés pour cette étude. Ils ont tous une largeur de pistes de 1 mm, et sont concentriques avec l'antenne. L'antenne et l'anneau sont fabriqués à partir de plaque de cuivre déposé sur FR4 (Figure III.17).



Figure III.17 Antennes LC blindées avec des anneaux de différents rayons, fabriqués en cuivre sur FR4

- Fréquence de résonance

D'un point de vue général, l'effet de blindage provient du couplage magnétique entre l'antenne et l'anneau. L'analyse théorique de l'influence du couplage magnétique sur la fréquence de résonance de l'antenne a été présentée au paragraphe II.B.1.2. Le décalage de la fréquence de résonance de l'antenne est calculé en fonction du diamètre de l'anneau en utilisant l'Eq.II.27, et est comparé avec le résultat obtenu par la mesure. La figure III.18 présente l'ensemble des résultats obtenus.

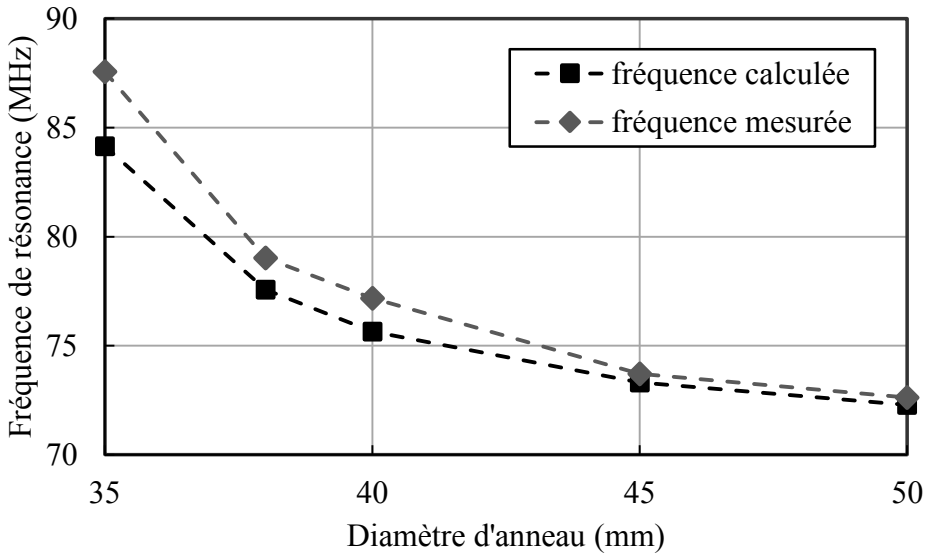


Figure III.18 Fréquence de résonance calculée (carré) et mesurée (losange) d'une antenne RLC en fonction du diamètre de l'anneau de blindage.

La fréquence de résonance diminue lorsque le diamètre de l'anneau utilisé augmente. La présence de l'anneau de 35 mm entraine un décalage maximal de 14 MHz par rapport à la fréquence de résonance initiale de l'antenne. En présence de l'anneau de 50 mm, la fréquence de résonance est relativement peu influencée (décalage inférieur à 1 MHz). Les résultats obtenus par le calcul sont en accord avec ceux obtenus expérimentalement, avec une déviation inférieure à 5 %.

- Facteur de qualité

D'après l'étude théorique de l'effet du couplage inductif sur le facteur de qualité présentée au paragraphe II.B.1.2, la présence de l'anneau conducteur entraine une augmentation des pertes conductrices du système couplé antenne-anneau. En utilisant l'Eq.II.32, la diminution du facteur de

qualité Q de l'antenne blindée est calculée en fonction du diamètre de l'anneau utilisé et comparée à celle obtenue expérimentalement avec la technique simple boucle [109]. La figure III.19 présente l'ensemble des résultats obtenus.

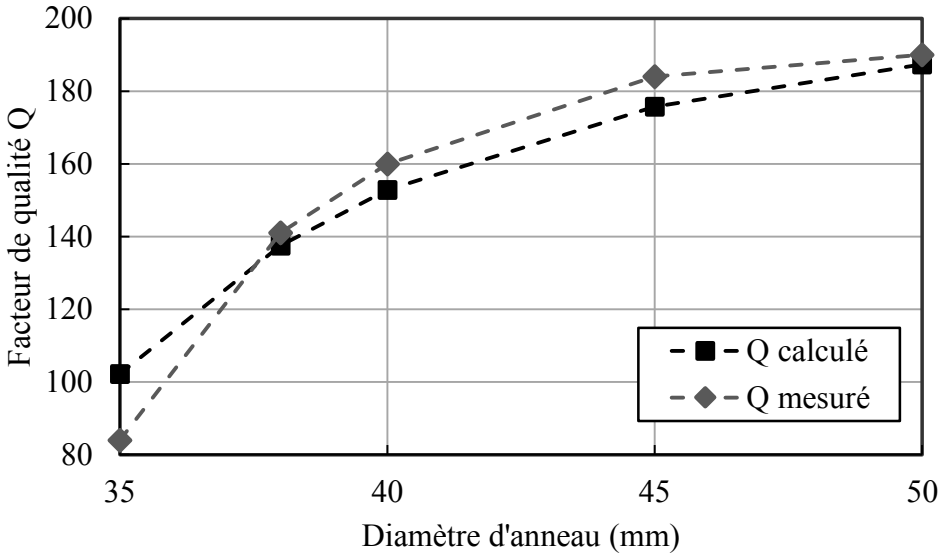


Figure III.19 Facteur de qualité calculée (marqueur carré) et mesurée (marqueur de diamant) en fonction du diamètre de l'anneau de blindage.

Le facteur de qualité augmente avec le diamètre de l'anneau de blindage utilisé. La présence de l'anneau de 35 mm engendre une dégradation maximale de 58 % du facteur de qualité. Cette dégradation est dix fois plus élevée que celle observée en de l'anneau de 50 mm (5%). Une déviation maximale de 9 % est observée entre les résultats issus du calcul et ceux obtenus expérimentalement.

Le facteur de qualité de l'antenne en présence d'un anneau de blindage a été également évalué dans des conditions cryogéniques afin d'obtenir des informations préliminaires sur la possibilité d'appliquer cette technique à des antennes supraconductrices. Cette évaluation a été réalisée expérimentalement en immergeant les antennes LC dans un bain d'azote liquide. Le tableau III.5 réunit les facteurs de qualité de l'antenne lorsqu'elle est non-blindée et lorsqu'elle est blindée par des anneaux de différents diamètres, mesurés à la température ambiante (300 K) et à la température de l'azote liquide (77 K).

Diamètre (mm)	Q à 300 K	Réduction (%)	Q à 77 K	Réduction (%)
Sans anneau	200	-	485	-
35	84	58	200	58.7
38	141	29.5	340	29.9
40	160	20	390	19.6
45	184	8	430	11.3
50	190	5	462	4.8

Tableau III.5 Facteur de qualité mesuré mesurés à la température ambiante (300 K) et à la température de l'azote liquide (77 K) pour des anneaux de blindage de différents diamètres.

On observe que le facteur de qualité de l'antenne seule est augmenté de 143 % dû à la réduction des pertes conductrices provoquée par le refroidissement.

Les réductions du facteur de qualité engendrées par la présence des anneaux de différentes tailles sont comparables pour les deux températures. Cela indique que la présence d'un anneau de blindage entraine une réduction relative du facteur de qualité Q de l'antenne. En d'autres termes, si une antenne facteur de qualité très élevé est utilisée, son facteur de qualité restera de forte valeur lorsqu'elle sera blindée. Ainsi, il paraît particulièrement prometteur d'utiliser des anneaux de blindage pour découpler

des antennes supraconductrices dont le facteur de qualité est de plusieurs ordres de grandeurs supérieurs à leurs homologues en cuivre.

- Carte de champ B_1

Nous avons étudié l'influence d'un anneau de blindage sur la carte de champ B_1 en utilisant des simulations électromagnétique à l'aide du logiciel CST MWS. La modélisation de l'antenne LC avec l'anneau de blindage dans l'environnement de simulation est faite en selon les mêmes critères que ceux présentés au paragraphe II.B.3. Un fantôme cubique de 50*50*40 mm^3 ayant les propriétés du tissu musculaire est placé à 2 mm de la surface de l'antenne. Le solveur en régime transitoire a été utilisé pour obtenir la distribution 3D du champ créé par l'antenne. La figure III.20 présente l'ensemble des cartes de champ B_1 dans le plan transverse x-y créées par l'antenne en présence d'anneaux de différents diamètres. Les cartes ont été simulées en injectant une puissance de 1 Watt dans l'antenne.

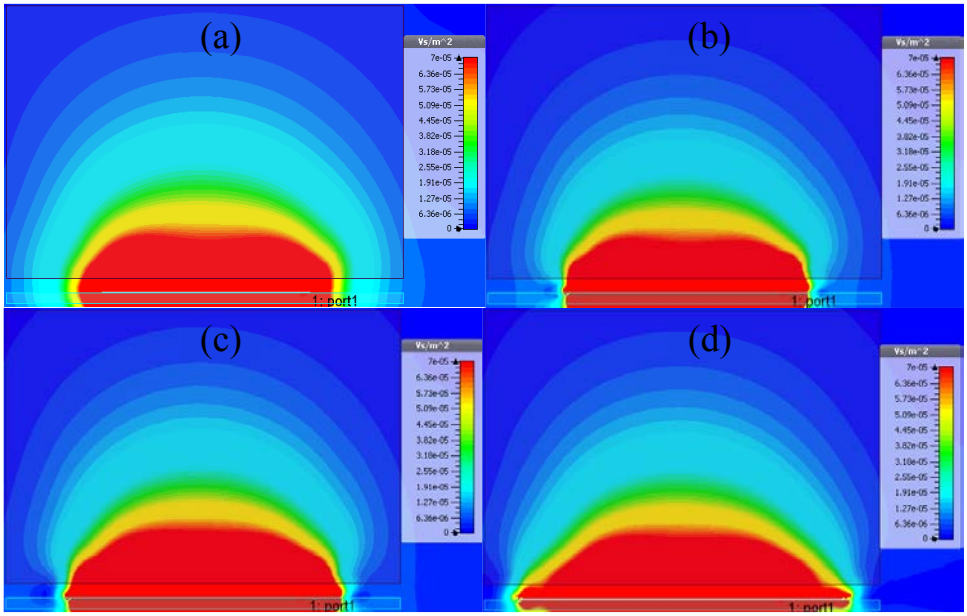


Figure III.20 Champ B1+ de l'antenne LC (plan transverse x-y) sans anneau de blindage (a) et avec les anneaux de blindage de 35 mm (b), 40 mm (c) et 50 mm (d).

On observe que la présence de l'anneau de blindage a une influence sur la distribution des lignes de champ B_1 essentiellement dans l'environnement proche de l'antenne. Une comparaison de l'intensité du champ B_1 le long de l'axe de l'antenne est présentée dans la figure III.21. L'anneau de blindage agit comme un concentrateur de flux et de ce fait entraîne une augmentation de l'intensité du champ B_1 sur l'axe de l'antenne. On peut également noté, à partir de la figure II.20, que l'uniformité du champ dans l'échantillon n'est pas fortement dégradée par la présence des anneaux mais qu'en revanche l'intensité du champ à la surface de l'antenne était réduite sur les bords des anneaux.

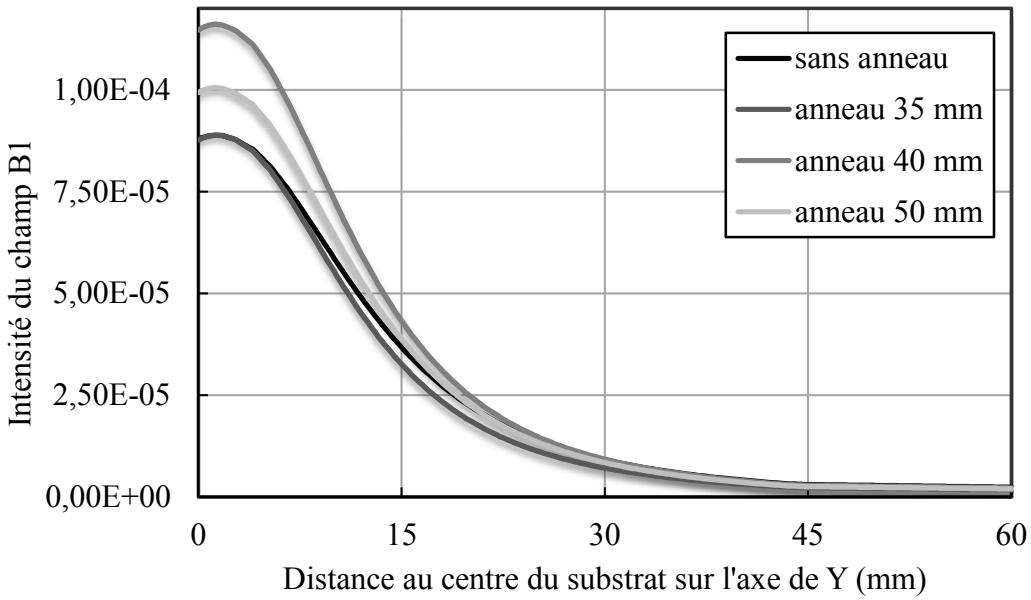


Figure III.21 Comparaison des intensités de champ B1 sur l'axe de l'antenne obtenues sans et avec les anneaux de 35 mm, 40 mm et 50 mm respectivement.

En résumé, cette étude préliminaire a permis de mettre en évidence les principales conséquences de l'utilisation d'anneau de blindage sur les caractéristiques d'une antenne. En particulier, la fréquence de résonance de l'antenne augmente en présence d'un anneau et est d'autant plus augmentée que la taille de l'anneau est proche de celle de l'antenne, c'est-à-dire que le couplage entre l'anneau et l'anneau augmente. Il sera donc nécessaire, d'intégrer l'effet des anneaux de blindages sur la fréquence de résonance des antennes RMLT au niveau de leur conception en utilisant l'équation II.27. L'anneau de blindage induit également à une dégradation du facteur de qualité de l'antenne. Cette dégradation augmente avec le niveau de couplage entre l'anneau et l'antenne mais n'est que relative, indiquant ainsi que l'utilisation d'anneaux de blindage n'impose pas de limite absolue au facteur de qualité de l'antenne. Enfin, la présence de l'anneau de blindage entraîne une augmentation de l'intensité du champ B_1 sur l'axe central au voisinage de l'antenne mais n'introduit pas de distorsion significative de la carte de champ.

Dans le paragraphe suivant, nous présentons l'étude que nous avons conduite en vue d'optimiser les performances du découplage par anneau de blindage des antennes RMLTs.

III.B.3.2 Caractérisation et optimisation du découplage par anneau de blindage.

L'étude précédente a mis en évidence que l'effet de blindage restreignait les lignes de champ magnétique autour des anneaux et par conséquent permet de réduire le flux couplé entre deux antennes placées à proximité. Cependant, un flux résiduel peut exister entre les deux antennes, et une étude approfondie est nécessaire pour déterminer la configuration des anneaux de blindage permettant d'optimiser le découplage. La figure III.22 illustre la configuration géométrique d'un réseau de deux RMLTs. Le RMLT 1 est encerclé par un anneau situé sur la face avant du réseau et le RMLT 2 est encerclé par un anneau situé sur la face arrière. L'optimisation du découplage est faite au regard de la distance, *a*, sur laquelle les anneaux se chevauchent.

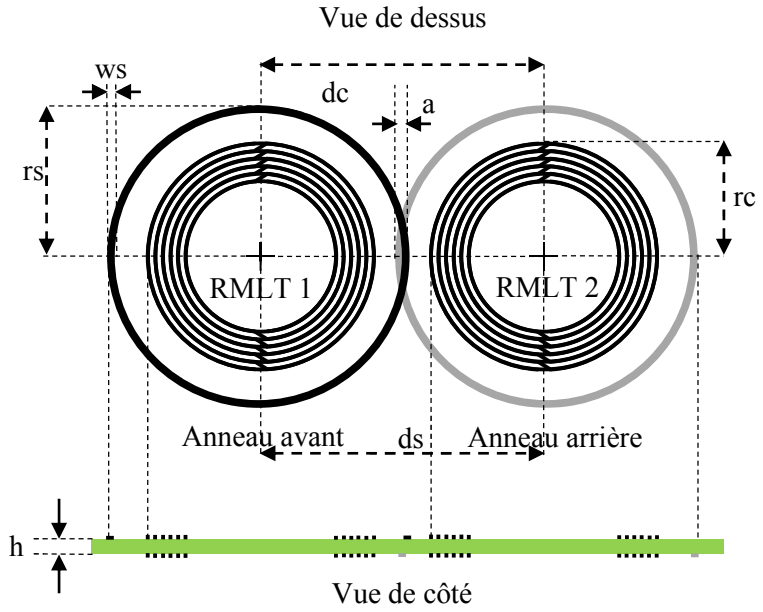


Figure III.22 Géométries de deux RMLTs avec anneau de blindage. En noir: face avant ; en gris : face arrière. Les paramètres des RMTs : rayon externe rc, nombre de tours N, largeur de piste wr, espacement entre pistes e, épaisseur du substrat h, distance entre RMLTs dc. Les paramètres des anneaux : rayon externe rs, largeur de piste ws, distance entre anneaux ds. Le niveau de chevauchement est représenté par la distance a.

L'anneau encerclant le RMLT 1 à gauche se situe à la face avant du substrat, il peut ainsi chevaucher avec l'anneau encerclant le RMLT 2 à droite qui se situe à la face arrière du substrat. Le travail d'optimisation de découplage consiste à ajuster le niveau de chevauchement entre les deux anneaux voisins, de sorte que le flux résiduel entre deux antennes soit annulé. Pour répondre à cet objectif, différentes méthodes d'investigation ont été utilisées, incluant une modélisation analytique basée sur la compensation de flux magnétique, des mesures expérimentales et des simulations électromagnétiques.

- Réseaux utilisés pour l'étude

Deux réseaux simples constitués de deux éléments ont été utilisés pour l'étude du découplage par anneau de blindage. Les deux réseaux sont constitués des mêmes RMLTs dont les paramètres géométriques figurent dans le tableau III.6. Pour le premier réseau (configuration A), la distance centre à centre *dc* entre les deux RMLTs est fixée à 35 mm, les anneaux de blindage ont un rayon *rs* de 17.75 mm et une largeur de piste *ws* de 0.5 mm. Pour le deuxième réseau (configuration B), la distance centre à centre *dc* entre les antennes est fixée de 37.5 mm, les anneaux de blindage ont un rayon *rs* de 20 mm et une largeur de piste *ws* de 1 mm.

Rayon externe rc (mm)	Nombre de tour N	Largeur de piste wr (mm)	Espacement e (mm)	Epaisseur de substrat h (mm)
15	6	0.5	0.5	1.5

Tableau III.6 Paramètres des RMLT constituant les réseaux utilisés pour l'étude du découplage par anneau de blindage.

L'optimisation du découplage pour ces deux réseaux est effectuée en fonction de la distance centre à centre entre les anneaux, *ds*, représentée par le chevauchement (*a*) des anneaux. Les méthodes d'investigation utilisées sont détaillées ci-après.

- Modélisation analytique

La figure III.23 présent le schéma de principe du réseau de deux éléments décrit précédemment, et indique les conventions de courants y circulant utilisées pour l'étude.

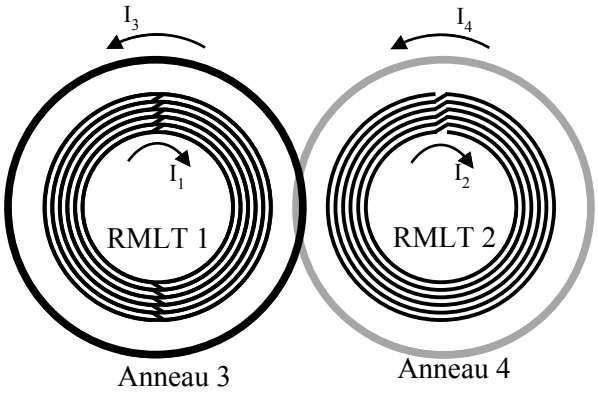


Figure III.23 Schéma de principe d'un réseau de deux RMLTS blindés et conventions de courants utilisées.

Sur cette figure, I_1 représente le courant source circulant dans l'antenne 1. Il correspond au courant de mode commun de la ligne de transmission [55]. Ce courant source induit des courants I_2, I_3 et I_4, qui représentent respectivement le courant de mode commun dans l'antenne 2, et les courants dans les anneaux 3 et 4.

Ces différents courants créent des flux magnétiques entre les antennes et les anneaux. En utilisant la définition de l'inductance propre d'un circuit fermé [137] :

$$L = \frac{\Phi}{I} \qquad \text{III-20}$$

avec Φ, la quantité du flux traversant le circuit, et I, le courant induit dans le circuit. On obtient l'expression du flux qui traverse le circuit :

$$\Phi = LI \qquad \text{III-21}$$

Pour l'antenne 2, il existe 3 sources de flux externes la traversant. Selon la direction des lignes des flux, c'est-à-dire des courants, on distingue deux catégorie de flux différentes:

- Flux de couplage $\Phi_{couplage}$

Cette catégorie inclut le flux créé par le courant source I_1 circulant dans l'antenne 1 et celui créé par le courant induit I_4 circulant dans l'anneau de blindage 4. Ces flux sont responsables du couplage entre l'antenne 2 et l'antenne 1. La somme absolue de ces flux peut être calculée par la formule ci-dessous :

$$\Phi_{couplage} = |M_{21}|I_1 + |M_{24}|I_4 \quad \text{III-22}$$

avec $M_{ij,}$ l'inductance mutuelle entre deux parties i et j dans le réseau.

- Flux de compensation $\Phi_{compensation}$

Cette catégorie correspond au flux créé par le courant induit I_3 circulant dans l'anneau de blindage 3. Ce flux est de direction opposée à celle du flux de couplage $\Phi_{couplage}$ entre les antennes, et permet donc d'annuler ce dernier. Sa valeur absolue est calculée par la formule ci-dessous :

$$\Phi_{compensation} = |M_{23}|I_3 \quad \text{III-23}$$

Ainsi, en combinant les équations III.21-23, le flux total induit dans l'antenne 2 peut s'exprime :

$$L_2 I_2 = |M_{21}|I_1 + |M_{24}|I_4 - |M_{23}|I_3 \quad \text{III-24}$$

De la même façon, les induits dans les anneaux 3 et 4 ont pour expression :

$$L_3 I_3 = |M_{31}|I_1 + |M_{34}|I_4 - |M_{32}|I_2 \quad \text{III-25}$$
$$L_4 I_4 = |M_{32}|I_2 + |M_{43}|I_3 - |M_{41}|I_1 \quad \text{III-26}$$

En combinant les trois équations précédentes, les valeurs des trois courants induits I_2, I_3 et I_4, normalisée par le courant source I_1 , peuvent être calculées.

Toutes les inductances mutuelles M_{ij} sont calculées en utilisant les équations I.46-53 et l'équation III.1 présentées précédemment.

Afin d'optimiser le découplage entre les antennes 1 et 2, le flux net qui traverse le RMLT 2, Φ_{net_RMLT2} doit être annulé, correspondant à un courant induit nul dans le RMLT 2. Ainsi, la condition de découplage parfait s'écrit:

$$\Phi_{net_RMLT2} = |M_{21}|I_1 + |M_{24}|I_4 - |M_{23}|I_3 = 0 \quad \text{III-27}$$

- Modélisation numérique

L'optimisation de découplage par simulation numérique a été menée en utilisant le logiciel CST MWS. La modélisation des réseaux de deux éléments s'est faite comme décrite au paragraphe II.B.3.3.

Un fantôme cubique de 50*80*60 mm^3 avec les propriétés des tissus musculaires est placé à 5 mm de la surface du réseau. Deux boucles de couplage de 12 mm de diamètre sont chacune placées sur l'axe de chaque RMLT pour l'excitation et la réception du signal (figure III.24). Le solveur en régime transitoire a été utilisé pour déterminer les paramètres S du réseau. La co-simulation EM/circuit est ensuite utilisée pour adapter en puissance les deux antennes et permet d'obtenir le paramètre de transmission S_{21} entre les deux antennes adaptées. Comme dans le cas de la modélisation analytique, la performance du découplage est évaluée en fonction de la distance de chevauchement (a) entre les anneaux de blindage.

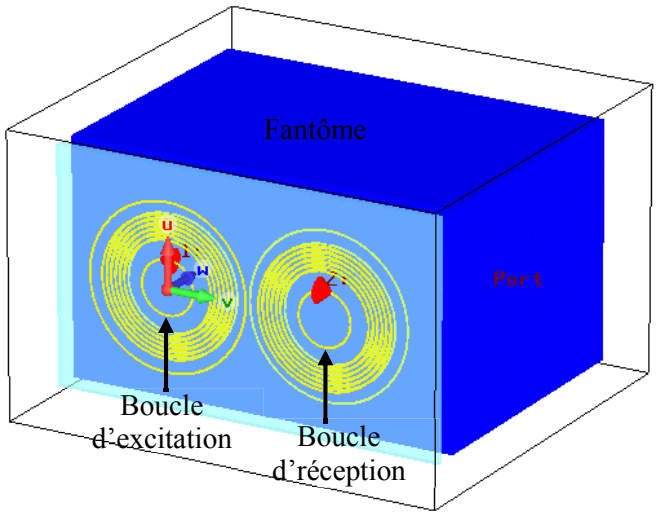


Figure III.24 Représentation du réseau de deux antennes blindées dans l'environnement de simulation électromagnétique du logiciel CST MWS.

- Mesure expérimentale

Le paramètre de transmission S_{21} pour les réseaux de deux RMLTs a été également déterminé expérimentalement afin de valider les modélisations analytiques développées dans ce travail. Les réseaux utilisés ont été fabriqués sur substrat FR4 (1,5 mm d'épaisseur). Pour chaque configuration de réseau (A et B), la distance centre à centre *ds* entre les anneaux est variée pour réaliser différents niveaux de chevauchement *a*. Pour la mesure du signal, deux sondes de couplages accordées sont placées sur les axes des RMLT (Figure III.25).

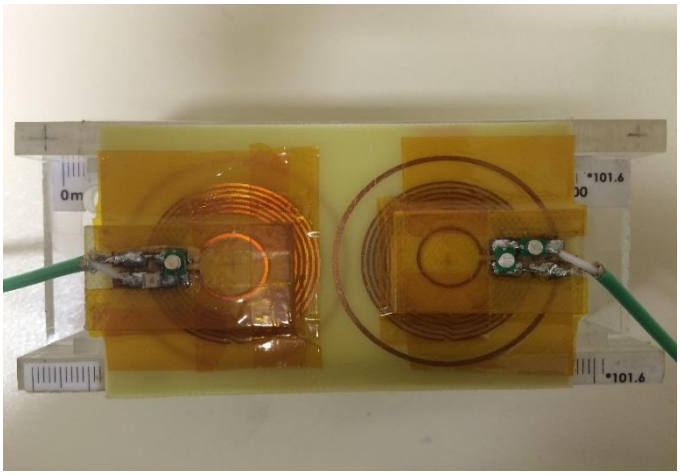


Figure III.25 Photographie d'un réseau de deux RMLTs blindés utilisé pour l'étude expérimentale. Chaque RMLT est adapté en puissance à une sonde de couplage accordée.

- Résultats et discussions

Nous présentons les résultats de l'optimisation du découplage pour chaque configuration des réseaux (A et B) obtenus en utilisant les différentes méthodes d'investigation présentées ci-avant.

- Configuration A : dc = 35 mm, rs = 17.75 mm

Les figures III.26 et 27 présentent respectivement les résultats obtenus à l'aide de la modélisation analytique et deux issus des simulations numériques. La figure III.25 présente les deux type de flux (couplage et compensation) ainsi que le flux net traversant l'antenne 2, calculés en fonction du chevauchement (distance a) entre les anneaux. La figure III.26 montre les valeurs simulées du paramètre de transmission S_{21} entre les antennes en fonction du chevauchement. Les valeurs négatives du chevauchement correspondent à au cas où les anneaux ne se chevauchent pas.

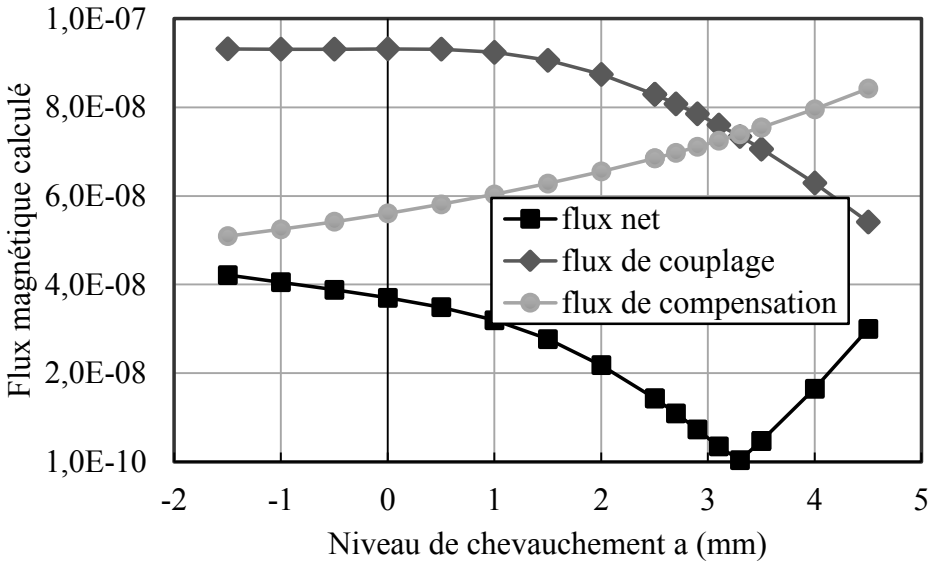


Figure III.26 Flux magnétiques calculés avec le modèle analytique pour le réseau de configuration A : flux net (carré), flux de couplage (losange) et flux de compensation (cercle).

En partant d'une configuration non chevauchée a = 1.5 mm, la quantité du flux de couplage entre antennes diminue quand le chevauchement augmente. A l'inverse, la quantité du flux de compensation augmente. Le flux net traversant l'antenne RMLT 2 atteint une valeur minimale puis augmente lorsque le chevauchement a augmente.

Les mêmes tendances sont observées sur la figure III.27 qui présente le paramètre de transmission simulé en fonction du niveau de chevauchement des anneaux. Une valeur minimale de – 22.5 dB a été obtenue pour un chevauchement de 2.5 mm entre les anneaux de blindage.

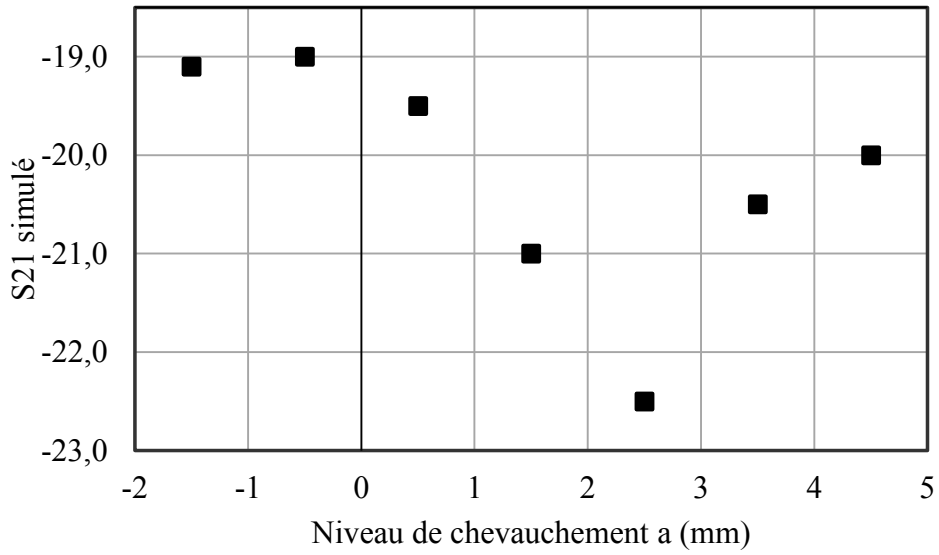


Figure III.27 Paramètre de transmission S21 simulé pour le réseau de configuration A.

La figure III.28 présente les valeurs du paramètre transmission mesurées pour les différents niveaux de chevauchement.

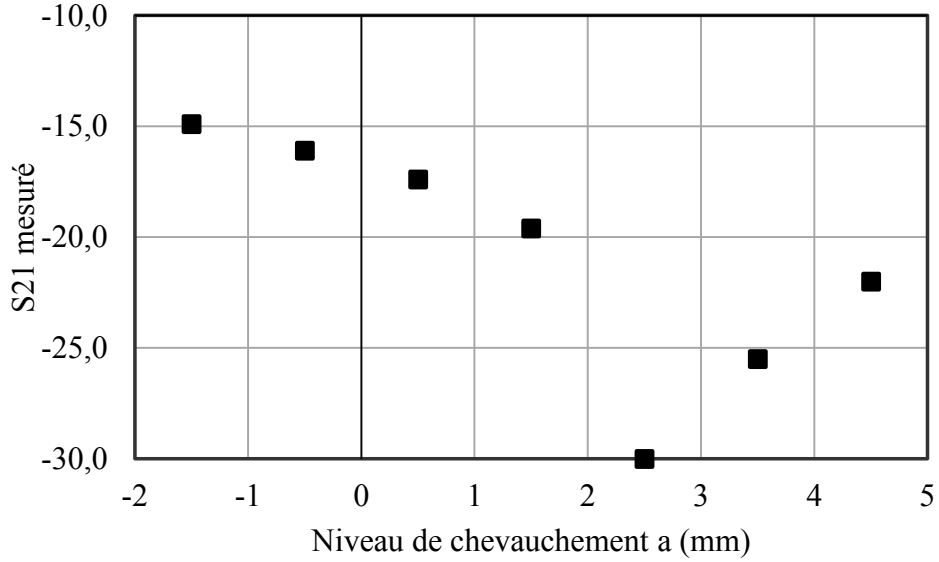


Figure III.28 Paramètre de transmission S21 mesuré pour le réseau de configuration A.

Le paramètre S_{21} atteint une valeur minimale de -30 dB pour un chevauchement de 2.5 mm, et puis augmente lorsque le chevauchement augmente. Il est à noter la très bonne corrélation entre les résultats expérimentaux et ceux obtenus par simulation numérique.

- Configuration B : dc = 37.5 mm, rs = 20 mm

Les figures III.29 et 30 présentent respectivement les résultats obtenus à l'aide de la modélisation analytique et deux issus des simulations numériques pour le réseau de la configuration B.

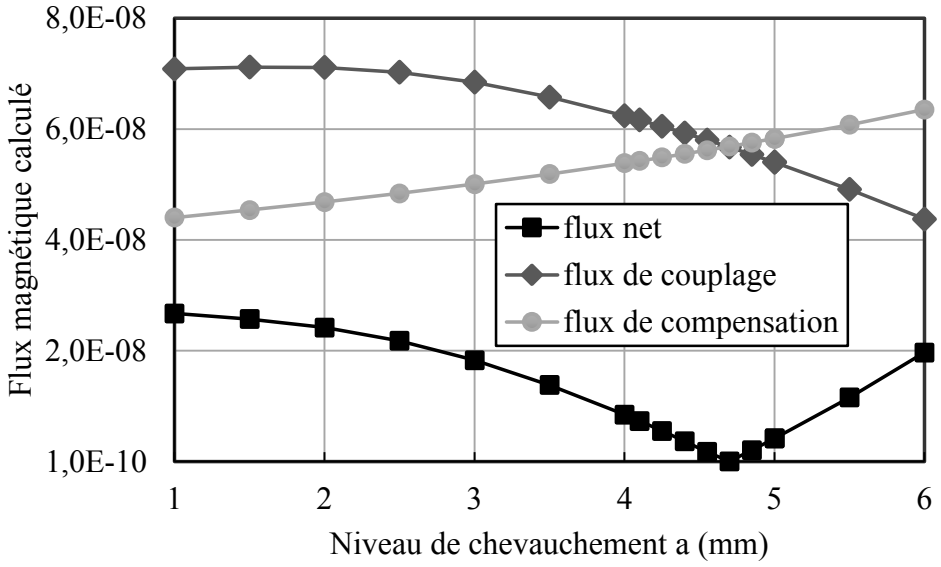


Figure III.29 Flux magnétiques calculés avec le modèle analytique pour le réseau de configuration B : flux net (carré), flux de couplage (losange) et flux de compensation (cercle).

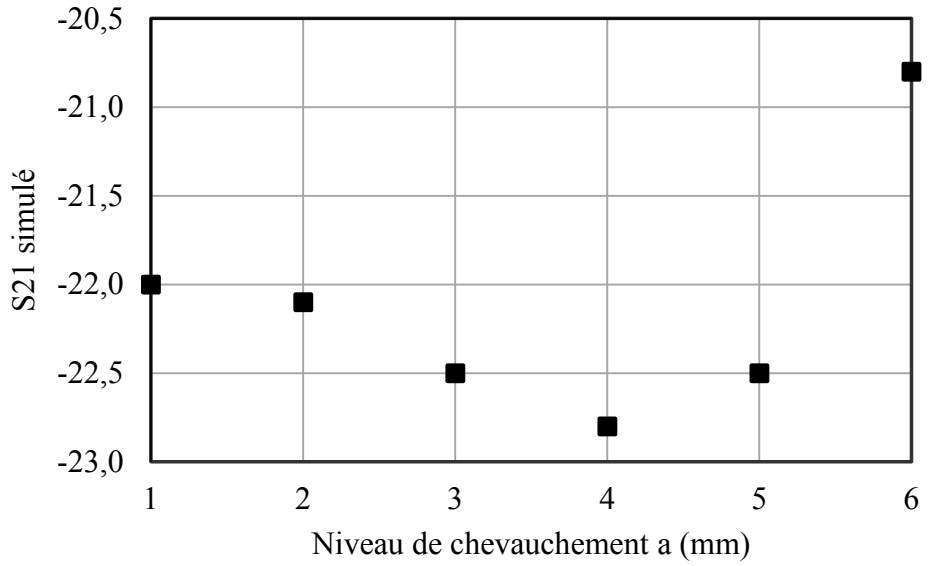


Figure III.30 Paramètre de transmission simulé pour le réseau de configuration B.

Le flux net calculé traversant l'antenne 2 atteint une valeur minimale pour un chevauchement de 4.7 mm (figure III.28)

Parmi les 6 différents niveaux de chevauchement simulés, le paramètre S_{21} atteint une valeur minimale de –22.8 dB pour un chevauchement de 4 mm entre les anneaux de blindage. La figure III.31 affiche les valeurs du paramètre S_{21} mesurées pour les réseaux de la configuration B. Le paramètre S_{21} atteint aussi un minimum (-43 dB) pour un chevauchement de 4 mm, puis augmente quand le chevauchement augmente.

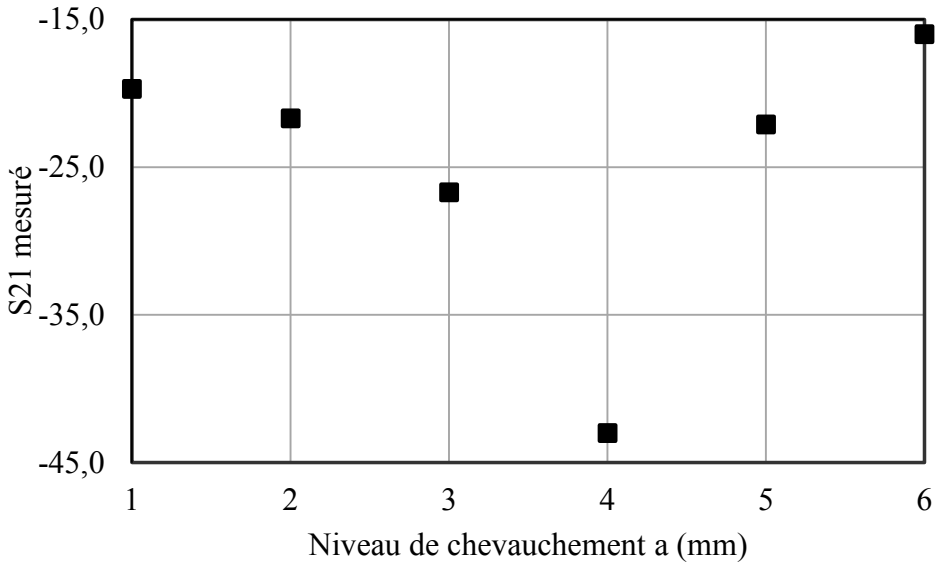


Figure III.31 Paramètre de transmission S21 mesuré pour le réseau de configuration B.

III.B.3.3 Conclusions

En résumé, la technique de compensation de flux par anneau de blindage permet de découpler efficacement les antennes RMLTs multi-tours. L'optimisation du chevauchement des anneaux a permis d'atteindre des niveaux de découplage inférieurs à -30 dB pour les deux configuration de réseau étudiées. Il est à noter que pour tous les niveaux de chevauchement étudiés, un découplage minimal inférieur à -15 dB a été obtenu.

La comparaison des résultats obtenus par modélisation analytique et de ceux obtenus expérimentalement, indique que la configuration des anneaux de blindage optimale déterminée par le modèle analytique permet d'obtenir, expérimentalement, une efficacité de découplage quasi-optimale. Ceci est particulièrement intéressant pour les phases de prototypage de réseau car il est alors possible de s'affranchir de l'utilisation de logiciel de simulation électromagnétique complexe et couteux en temps. L'écart entre les résultats analytiques et expérimentaux pourrait être réduit, par exemple, en utilisant des techniques de calcul d'inductance mutuelle plus précises.

De plus, comme nous l'avons conclu à l'issue de l'étude préliminaire, cette technique n'impose pas de limite absolue aux valeurs de facteur de qualité accessibles et apparait de fait particulièrement prometteuse pour le développement des réseaux supraconducteurs.

III.C Développement de réseaux à 2 et 4 antennes RMLT

Dans ce chapitre, nous présentons le développement d'un réseau constitué de 4 RMLTs en utilisant la technique de découplage par anneau de blindage. Afin de pouvoir appliquer la technique d'optimisation du chevauchement des anneaux de blindages à un réseau de 4 éléments, la géométrie des anneaux de blindage a été modifiée.

La figure III.32 montre une vue d'ensemble des structures d'un seul RMLT blindé et des réseaux constitués de deux et quatre RMLTs.

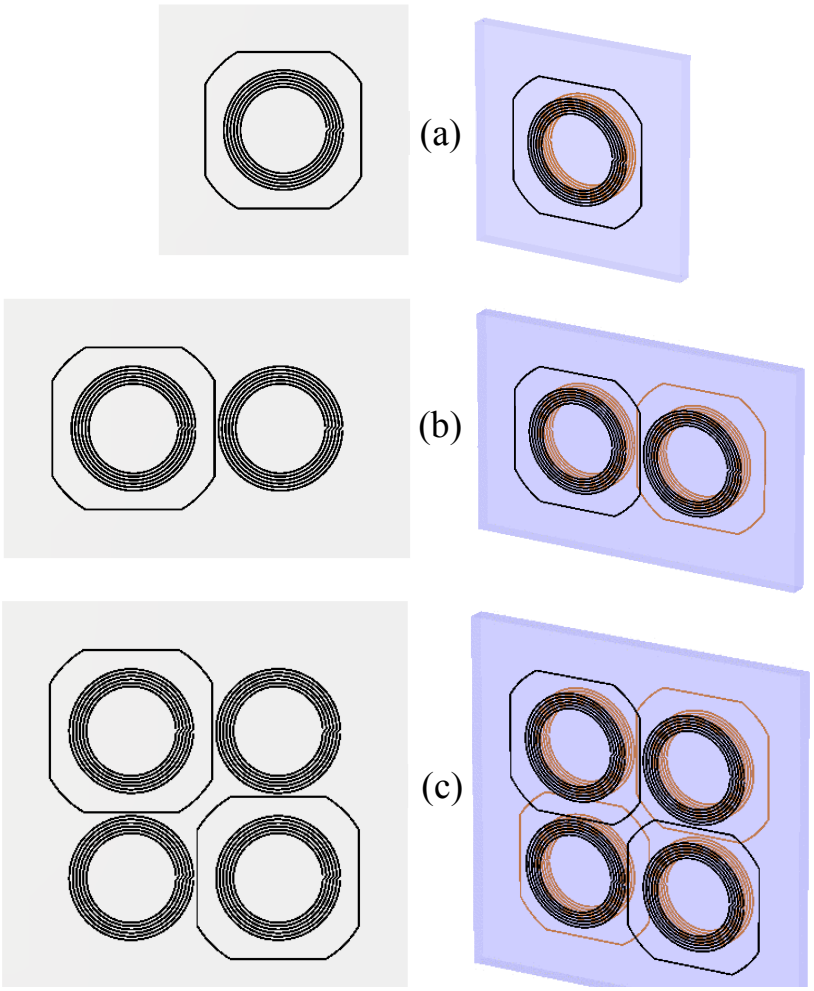


Figure III.32 Géométries d'un seul RMLT avec anneau de blindage (a), d'un réseau de deux éléments (b), et d'un réseau de quatre éléments (c).

La forme, carré avec des coins arrondis, des anneaux de blindages permet de modifier indépendant la taille de l'anneau et le chevauchement entre anneaux tout en gardant les anneaux centrés par rapport à l'antenne à laquelle ils sont associés. La forme modifiée de l'anneau permet également de réaliser un chevauchement plus important que la forme en cercle pour même une distance entre les anneaux. Dans le réseau de quatre éléments, les anneaux de blindage pour les éléments diagonaux se situent du même côté du substrat, et les anneaux de blindage pour les éléments voisins se situent du côté opposé afin de permettre le chevauchement.

III.C.1 Méthode de calcul d'inductance

La modélisation analytique du découplage repose sur le calcul des inductances propres des RMLTs et des anneaux et des inductances mutuelles entre tous les éléments. Le calcul des inductances propres et mutuelles de structures circulaires, comme celles utilisées dans l'étude de l'optimisation du découplage, peut se faire relativement simplement. L'inductance propre d'une simple boucle peut être calculée en utilisant la formule empirique de Rayleigh et Niven [Eq.I.45] [59], et l'inductance mutuelle entre deux simples boucles peut être calculée en utilisant la formule de Grover [Eq.I.46] [60]. Cette dernière est utilisée pour calculer l'inductance mutuelle entre deux boucles dont les axes sont parallèles, et la formule de Maxwell est utilisée lorsque les boucles sont coaxiales [138].

Ces formules ne peuvent plus être utilisées lorsque les structures ont une forme irrégulière comme c'est le cas des anneaux de blindage est utilisée dans cette partie. Nous avons donc employé une autre technique pour calculer les inductances des éléments dans les réseaux de RMLTs.

III.C.1.1 Outils de calculs numérique : FastHenry

Le programme FastHenry a été utilisé dans ce travail pour calculer les inductances propres et mutuelles entre conducteurs de géométrie complexe. Ce programme utilise un algorithme permettant d'extraire l'inductance et la résistance d'une structure conductrice 3D en fonction de la fréquence [139]. Le conducteur est tout d'abord découpé, dans sa longueur, en petites sections et chaque section est ensuite découpée, dans sa largeur, en filaments (Figure III.33). La technique de formulation par maillage est utilisée pour analyser cette structure discrétisée, la maille représentant dans ce cas le circuit élémentaire des filaments [140]. La matrice admittance de ce système linéaire est résolue par la Méthode de Minimisation du Résidu (GMRES) [141]. Le programme FastHenry utilise une technique d'accélération multi-pôle [142] permettant de réduire le temps et la mémoire nécessaires pour la détermination de l'impédance du conducteur.

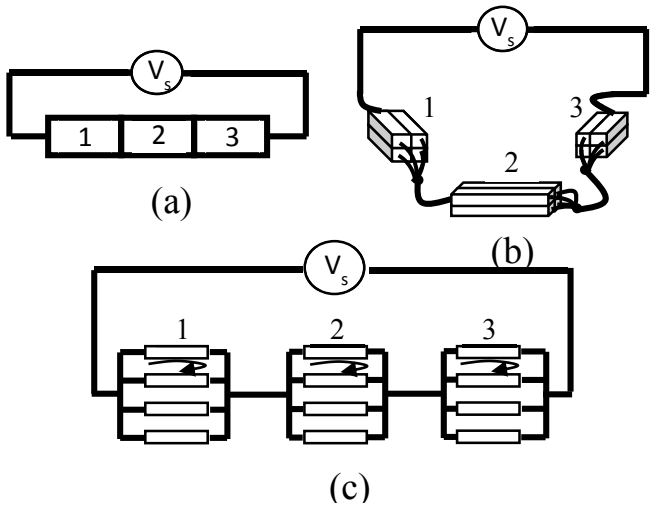


Figure III.33 Un conducteur. (a) le conducteur est divisé en sections. (b) chaque section est discrétisée en filaments. (c) Modélisation de circuit de maille.

Pour utiliser ce programme, un fichier d'entrée avec une syntaxe spécifique doit être préparé. Ce fichier d'entrée consiste à discrétiser en filaments les conducteurs de géométrie complexe. Spécifiquement, chaque conducteur est décrit dans ce fichier comme une série de segments (éléments), qui se connectent par des nœuds. Chaque segment est rectangulaire et se définit par une largeur *w* et une hauteur *h* (figure III.34 (a)). La caractéristique électrique du segment est spécifiée par une conductivité finie. Chaque segment est ensuite discrétisé en un certain nombre de fins filaments parallèles sur la coupe transversale (figure III.34 (b)). Une distribution de courant uniforme est appliquée le long de

chaque filament. La résolution de discrétisation pour un segment peut être spécifiée par deux paramètres : *nhinc* et *nwinc*, qui désignent respectivement le nombre de filaments sur la hauteur et le nombre de filaments sur la largeur du segment.

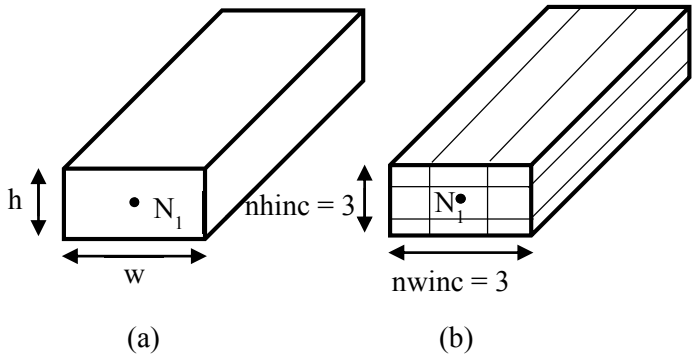


Figure III.34 Un segment. (a) dimension w et h, pas de discrétisation. (b) discrétisation en 3*3 filaments.

Afin de modéliser correctement une distribution non-uniforme du courant sur la coupe transversale du conducteur, c'est-à-dire prendre en compte les effets de peaux[1] et de proximité[2], il est nécessaire d'utiliser un niveau de discrétisation relativement fin pour les segments.

Le programme FastHenry traite un nombre *m* de conducteurs comme un réseau de *m* ports et lui associe une matrice impédance de dimension *m*m*. Le programme FastHenry prend également en compte l'influence de la fréquence à laquelle les inductances sont calculées et il est donc nécessaire de désigner les fréquences de travail dans le fichier d'entrée.

III.C.1.2 Calcul de l'inductance de RMLT

Le calcul de l'inductance pour les RMLTs consiste à d'abord modéliser la géométrie du RMLT dans le fichier d'entrée. Les pistes conductrices circulaires sont modélisées par des segments droits, et chaque segment est ensuite discrétisé en plusieurs filaments. Il n'existe pas à ce jour d'outils d'interface graphique permettant de réaliser cette procédure de modélisation. L'utilisateur se charge ainsi de déterminer les positions des nœuds de connexion pour les segments constituant le conducteur dans l'espace 3D. Pour répondre à cet objectif, un script de langage C est utilisé pour générer automatiquement le fichier d'entrée pour la modélisation géométrique du RMLT. Ce script permet de calculer les coordonnées des nœuds des segments d'après les paramètres données de la géométrie d'un RMLT, comme le diamètre externe, la largeur de piste, l'espacement entre pistes et le nombre de tours. La génération du fichier d'entrée par script est détaillée dans Annexe III.

La figure III.35 présente une vue 2D d'un RMLT modélisée avec différents nombres de segments. Cette visualisation est obtenue en utilisant un logiciel commercial FastFieldSolvers (FastFieldSolvers S.R.L, Vimercate, Italy). Ce logiciel est l'implantation de la source du code de FastHenry sous Windows.

[1] L'effet de peau : phénomène électromagnétique qui fait que, à fréquence élevée, le courant a tendance à ne circuler qu'à la surface des conducteurs.
[2] L'effet de proximité : Dans un câble composé de deux conducteurs (aller et retour du courant), à haute fréquence il peut se produire un effet de proximité entre les deux conducteurs, improprement confondu avec l'effet de peau, qui fait que le courant a tendance à circuler seulement sur les parties des conducteurs en vis-à-vis.

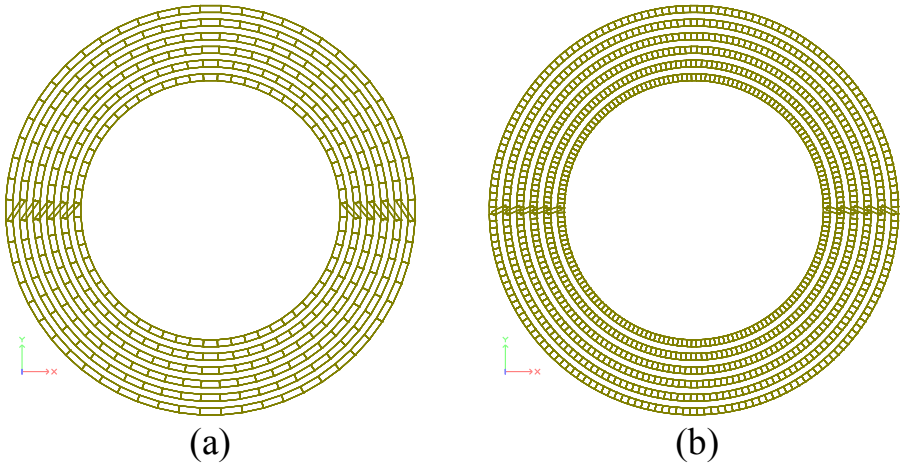


Figure III.35 Modélisation du RMLT. (a) chaque tour de la piste est segmentée en 60 sections. (b) chaque tour de la piste est segmentée en 180 sections.

La précision de calcul dépend de la résolution de la modélisation, c'est-à-dire du nombre de segments *N* utilisés pour représentés la géométrie du RMLT et du nombre de filaments *n* contenu dans chaque segment. Une comparaison a été effectuée entre les résultats obtenus avec le logiciel FastHenry et obtenus avec la formule de Grover [Eq.I.46]. Les calculs ont été effectués pour le RMLT de 6 tours décrit au paragraphe III.B.3.2. Les calculs avec le logiciel FastHenry ont été faits pour différents nombres de segments *N* et pour de différents nombres de filaments *n*.

Le tableau III.7 regroupe les valeurs de l'inductance propre du RMLT calculées à 100 MHz pour *N* égal à 45, 180, 360 et 450 par FastHenry, et la valeur calculée par la formule de Grover. Le nombre de discrétisation *n* est fixé de 5*1, avec 5 filaments sur la largeur et 1 filament sur l'épaisseur.

Méthodes de calcul	**Nombre de segments N de chaque tour**	**Inductance propre L (H) du RMLT**
Grover	-	4.5504E-06
FastHenry	45	4.4738E-06
	180	4.4973E-06
	360	4.5015E-06
	450	4.5040E-06

Tableau III.7 Inductance propre calculée en utilisant le logiciel FastHenry pour différents nombres de segments.

L'inductance propre du RMLT calculée avec FastHenry augmente avec le nombre de segments *N* de chaque tour de la piste. La différence entre les calculs pour *N* égal à 360 et N égal à 450 représente 0.05% de la valeur de l'inductance indiquant que la convergence du calcul est atteinte. Afin de réduire le temps de calcul et la mémoire consommée, le nombre de segments *N* est fixé à 360 en gardant une précision de calcul suffisante. La déviation entre le calcul par la valeur calculée avec la formule de Grover et celle calculée par FastHenry est de 1.1%.

Le tableau III.8 présente les valeurs de l'inductance propre du RMLT calculées à 100 MHz avec FastHenry pour un nombre de filaments égal à 1, 3, 5 et 10 sur la largeur de piste (*nwinc*). Le nombre de discrétisation sur l'épaisseur de piste (*nhinc*) est fixé à 1 filament en raison de sa petite valeur devant la largeur. Le nombre de segment *N* dans ces calculs est fixé à 360.

Méthodes de calcul	Nombre de filaments nwinc	Inductance propre L (H) du RMLT
Grover	-	4.5504E-06
FastHenry	1	4.5472E-06
	3	4.5114E-06
	5	4.5015E-06
	10	4.4991E-06

Tableau III.8 Inductance propre calculée en utilisant le FastHenry pour de différents nombres de filaments discrétisés de segment.

L'inductance propre du RMLT diminue avec le nombre de filaments sur la largeur de piste (*nwinc*). Cette diminution est due à l'effet de peau et à l'effet de proximité entre pistes. Il est noté que la valeur calculée pour la discrétisation d'un seul filament est très proche de celle calculée par la formule de Grover. En effet, la formule de Grover est déduite en considérant le conducteur comme un seul filament. La différence entre les calculs pour *nwinc* égal à 5 et *nwinc* égal à 10 représente 0.05% de la valeur de l'inductance propre. Dans l'étude suivante, le nombre de discrétisation sur la largeur de piste est fixé à 5. Ceci permet de prendre en compte les effets de peau et de proximité dans le calcul tout en conservant un temps de calcul raisonnable.

Cet outil de calcul d'inductance nous permet de déterminer, de manière précise, les inductances propres et mutuelles pour des conducteurs de géométrie complexe, comme c'est le cas des anneaux de blindage modifiés. Cette technique a été utilisée avec le modèle analytique d'optimisation du découplage présenté au paragraphe III.B.3.2 pour le développement de réseaux de RMLTs.

III.C.2 Réseaux de RMLTs

Nous présentons ici deux réseaux de RMLTs conçus en utilisant la technique de découplage basée sur l'utilisation d'anneaux de blindage. D'abord, un réseau de quatre RMLTs en cuivre a été conçu pour valider les performances de la technique de découplage avec des anneaux non-circulaires. Ensuite, un premier réseau de deux RMLTs en matériau YBCO a été conçu pour évaluer les performances de cette technique de découplage appliquée aux antennes SHTc. Pour les deux réseaux, le modèle analytique de compensation de flux et la technique de calcul de l'inductance avec le logiciel FastHenry ont été utilisés pour optimiser le découplage entre les éléments voisins des réseaux.

III.C.2.1 Réseau de 4 RMLTs en cuivre

La figure III.36 présente le schéma du réseau de quatre éléments avec les anneaux de blindage voisins déposés sur les faces opposées du substrat (sa représentation en 3D est montrée dans la figure III.32).

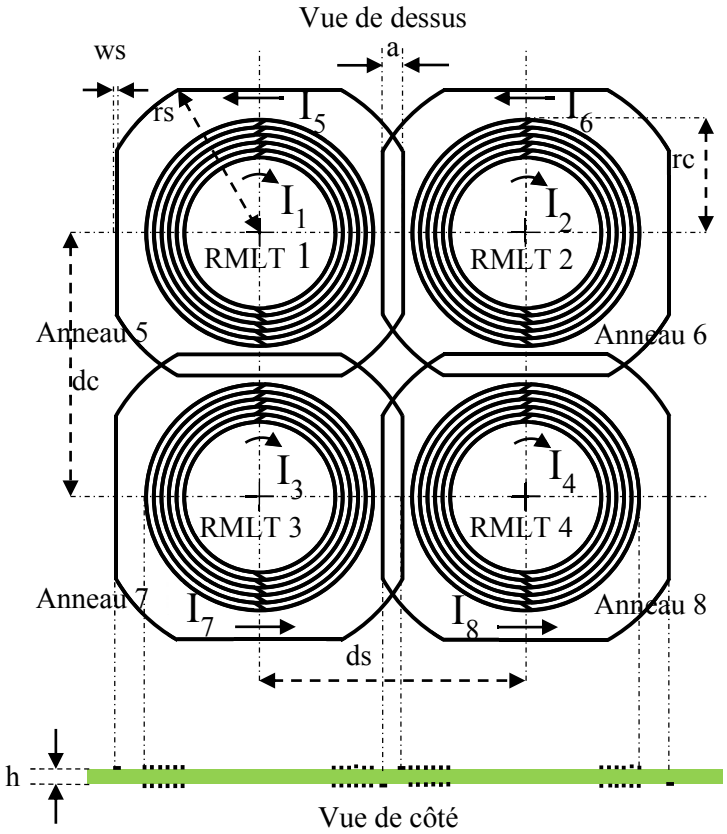


Figure III.36 Géométrie du réseau de quatre RMLTs. Les paramètres des RMTs sont: rayon externe rc, nombre de tours N, largeur de piste wr, espacement entre pistes e, épaisseur du substrat h, distance entre RMLTs dc. Les paramètres des anneaux sont: rayon externe rs, largeur de piste ws, distance entre anneaux ds = dc. Le niveau de chevauchement est représenté par la distance a.

Les paramètres géométriques du réseau sont présentés dans le tableau III.9.

RMLTs						Anneaux de blindage		
Rayon externe rc (mm)	Nombre de tour N	Largeur de piste wr (mm)	Espacem-ent e (mm)	Epaisseur de substrat h (mm)	Distance centre à centre dc (mm)	Rayon externe rs (mm)	Largeur de piste ws (mm)	Distance centre à centre ds (mm)
15	6	0.5	0.5	1.5	35	22	0.5	35

Tableau III.9 Paramètres géométriques du réseau de 4 RMLTs en cuivre.

Les anneaux de blindage voisins se situant sur les côtés opposés du substrat pour permettre leur chevauchement, il n'est donc pas possible de réaliser un chevauchement pour les anneaux diagonaux. En conséquence, seul le découplage entre éléments voisin est optimisé par ajustement du niveau de chevauchement (a) entre les anneaux. Pour cela, le modèle analytique de deux éléments présenté au paragraphe III.B.3.2 a été étendu à la configuration de quatre éléments. Les directions des courants pour la modélisation analytique sont illustrées dans la figure III.36. Le courant I_1 représente le courant source introduit dans le RMLT 1 (cette condition n'est pas obligatoire, on peut désigner arbitrairement la source d'excitation parmi les quatre antennes). I_2, I_3 et I_4 représentent respectivement les courants induits dans les antennes 2, 3 et 4, et I_5 I_6 I_7 et I_8 représentent respectivement les courants induits dans les anneaux de blindage (voir la figure III.36). Ainsi, sept équations d'induction peuvent être formulées pour les sept éléments (les trois antennes et les quatre anneaux de blindage). Ce groupe d'équations permet de calculer tous les courants induits. En utilisant le programme FastHenry pour le calcul des inductances, le flux net traversant chaque antenne peut être ainsi déterminé. Ce calcul est détaillé dans Annexe IV. Nous présentons dans la suite les résultats de l'optimisation du découplage de ce réseau à quatre éléments.

- Résultats de la modélisation analytique

Dans la configuration à quatre éléments, les antennes 2 et 3 et leurs anneaux de blindage 6 et 7 sont situés à des positions identiques par rapport à l'antenne d'excitation (RMLT 1), les niveaux de découplage entre chacune de ces antennes et l'antenne 1 sont donc identiques. L'antenne 4 en revanche est située en diagonale par rapport à l'antenne 1. Le niveau de découplage entre l'antenne 4 et l'antenne 1 sera donc différent de celui entre les antennes 2 et 3 et l'antenne 1. Pour cette raison, nous avons analysé séparément la condition optimale de découplage entre éléments voisins (antenne 1 / antennes 2 et 3) et la condition optimale de découplage entre éléments diagonaux (antenne 1/ antenne 4).

- Découplage entre éléments voisins

La figure III.37 présente le résultat de l'optimisation du découplage entre les antennes 1 et 2. Les courbes montrent respectivement le flux de couplage, le flux de compensation et le flux net partagés entre les deux antennes en fonction du niveau de chevauchement a.

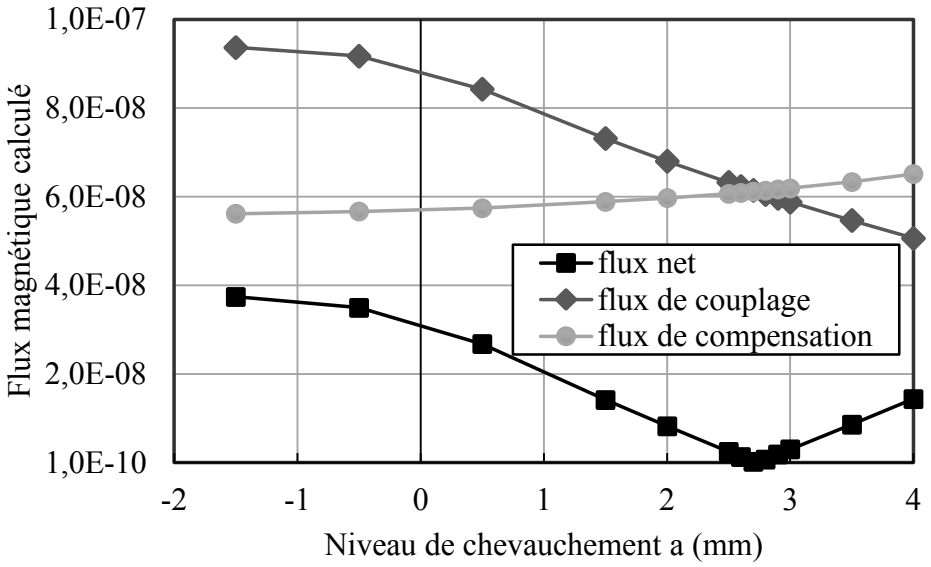


Figure III.37 Flux magnétiques calculés avec le modèle analytique pour les antennes 1 et 2 : flux net (carré), flux de couplage (losange) et flux de compensation (cercle).

Le flux net entre les deux antennes atteint une valeur minimale (découplage optimal), pour un chevauchement a = 2.7 mm, puis augmente lorsque le chevauchement augmente. Les mêmes résultats ont été obtenus pour les antennes 1 et 3.

- Découplage entre éléments diagonaux

La figure III.38 présente le résultat de l'optimisation du découplage calcul entre les antennes 1 et 4.

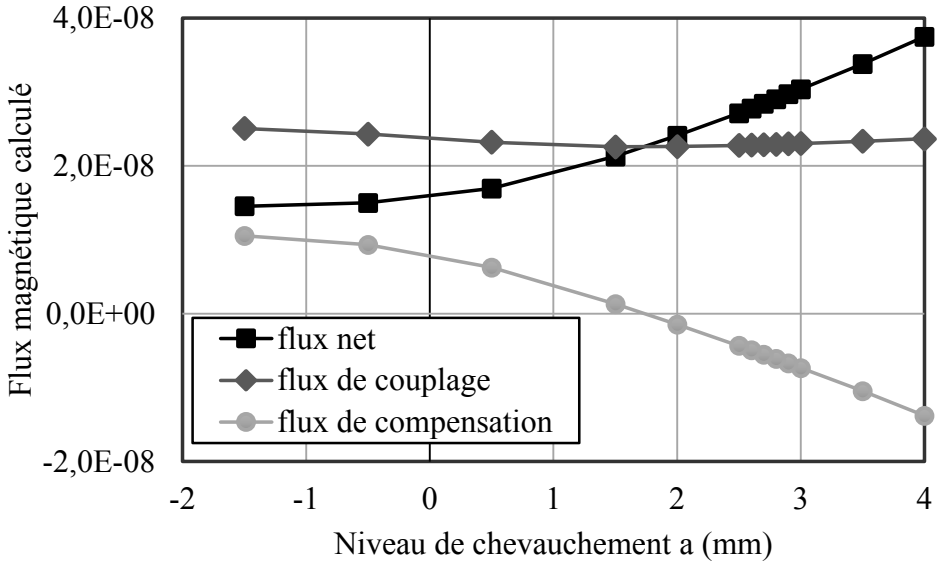


Figure III.38 Flux magnétiques calculés avec le modèle analytique entre les antennes 1 et 4 : flux net (carré), flux de couplage (losange) et flux de compensation (cercle).

Le flux de couplage entre les antennes diagonales varie peu en fonction du niveau de chevauchement a. Il apparaît toutefois que pour un chevauchement important (a supérieur à 1.7 mm) le flux de compensation est négatif, ce qui indique qu'il agit alors comme un flux de couplage. Pour des chevauchements plus faibles (a inférieur à 1.7 mm) ce flux devient positif et contribue alors à annuler le flux de couplage. Ce changement de signe s'explique par le changement de sens de certains courants

induits dans les éléments. Le flux net entre les antennes 1 et 4 atteint un minimum pour un chevauchement a = 2.7 mm, mais la quantité de flux résiduelle est importante, indiquant que le découplage entre éléments diagonaux ne peut pas être optimisé.

- Résultats expérimentaux

A partir des résultats obtenus par le modèle analytique, nous avons fabriqué un réseau en cuivre avec un niveau de chevauchement de 2,7 mm. Chaque antenne est adaptée en puissance par couplage inductive avec une boucle de pick-up (figure III.39).

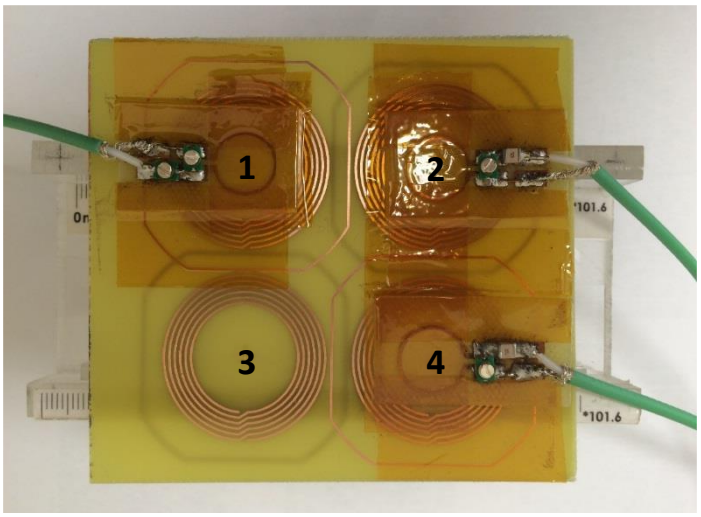


Figure III.39 Photographie du réseau de quatre éléments en cuivre. Sur cette photo, 3 des 4 boucles de couplage sont présentes

Les tableaux III.10 et 11 présentent respectivement les paramètres S mesurés et les flux nets calculés entre les éléments du réseau.

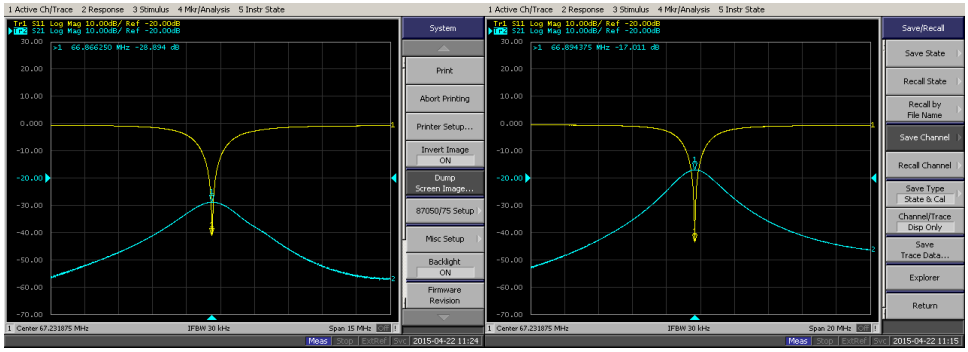
S (dB)	**RMLT 1**	**RMLT 2**	**RMLT 3**	**RMLT 4**
RMLT 1	-41	-	-	-
RMLT 2	-30	-43	-	-
RMLT 3	-28.9	-18	-41	-
RMLT 4	-17	-29	-30	-40

Tableau III.10 Paramètres de S mesurés.

Φ(Wb)	**RMLT 1**	**RMLT 2**	**RMLT 3**	**RMLT 4**
RMLT 1	-		-	-
RMLT 2	2.85e-10	-	-	-
RMLT 3	2.91e-10	2.95e-08	-	-
RMLT 4	2.84e-08	3.11e-10	3.02e-10	-

Tableau III.11 Flux nets partagés calculés.

La configuration des anneaux de blindage permettant d'obtenir un découplage optimal (-30 dB, figure III.40 (a)) entre les éléments voisins permet également d'atteindre un niveau de découplage suffisant (-17 dB, figure III.40 (b)) entre les éléments diagonaux. Les flux nets calculés par le modèle analytique sont en accord avec les paramètres de transmission S_{ij} mesurés.



(a) (b)

Figure III.40 Capture d'écran de la mesure des paramètres S.(a) S11 (jaune) et S21 (bleu) entre les éléments voisins 1 et 2. (b) S11 (jaune) et S41 (bleu) entre les éléments diagonaux 1 et 4.

- Analyse de découplage pour le réseau de 4 éléments

Afin de mieux comprendre les mécanismes de découplage dans le réseau de quatre éléments, nous avons effectué une analyse fine des flux magnétiques présents dans le réseau. Le tableau III.12 présente les valeurs calculées des courants induits (I_3 et I_7 sont identiques respectivement par I_2 et I_6) pour différents niveaux de chevauchement a. Les valeurs de courant sont normalisées à I_1, le courant source.

Courants	-1.5	0.5	2	2.5	2.7	3	4 (mm)
I_2	0.0083	0.0060	0.0018	0.0006	0.0001	-0.0007	-0.0032
I_4	0.0032	0.0038	0.0054	0.0060	0.0063	0.0068	0.0083
I_5	2.0172	1.7687	1.6342	1.5978	1.5840	1.5643	1.5081
I_6	-0.0824	-0.1287	-0.2093	-0.2347	-0.2445	-0.2590	-0.3053
I_8	-0.0344	-0.0430	-0.0433	-0.0418	-0.0411	-0.0398	-0.0349

Tableau III.12 Courants induits calculés dans le réseau de quatre éléments en fonction du niveau de chevauchement a.

Les valeurs négatives de courants (I_6, I_7 et I_8) signifient que leurs directions sont opposées à celles définies par convention dans le modèle (figure III.36). Nous observons que le courant induit dans l'anneau 5 (I_5), qui blinde l'antenne 1 est celui de plus forte amplitude. Les valeurs absolues des flux traversant l'antenne 2 (l'élément voisin de l'antenne 1) créés par ces courants sont présentées figure III.41.

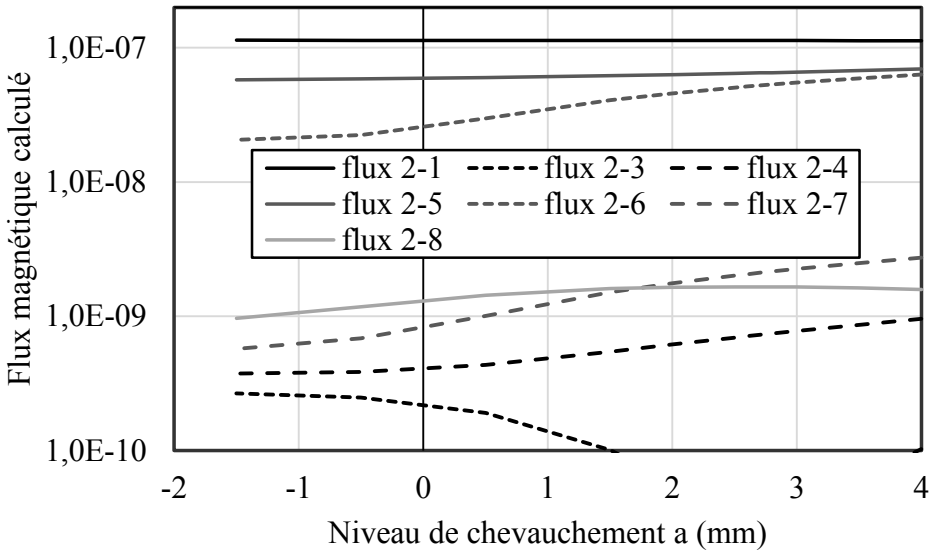


Figure III.41 Flux magnétiques calculés en valeur absolue traversant l'antenne 2, créés par les courants externes.

Le flux au travers de l'antenne 2 créé par le courant I_1 (flux 2-1) et les flux créés par I_5 et I_6 (flux 2-5 et 2-6) sont très supérieurs aux autres. Les faibles valeurs des autres flux sont dues aux faibles valeurs des inductances mutuelles avec l'antenne 2 et aux faibles valeurs de courants induits (Tab III.12). Au regard des signes des courants, le flux 2-1 représente un flux de couplage, et les flux 2-5 et 2-6 représentent des flux de compensation. Les flux de compensation sont donc suffisamment grands pour annuler le flux de couplage. Ainsi, le découplage entre l'antenne 1 et l'antenne 2 peut être optimisé par l'ajustement du niveau de chevauchement. La même conclusion peut être faite pour le découplage entre l'antenne 1 et l'antenne 3.

La même analyse a été faite pour le découplage de l'antenne diagonale 4. Les valeurs absolues des flux traversant l'antenne 4 créés par tous les courants externes sont présentées dans la figure III.42 en fonction du niveau de chevauchement.

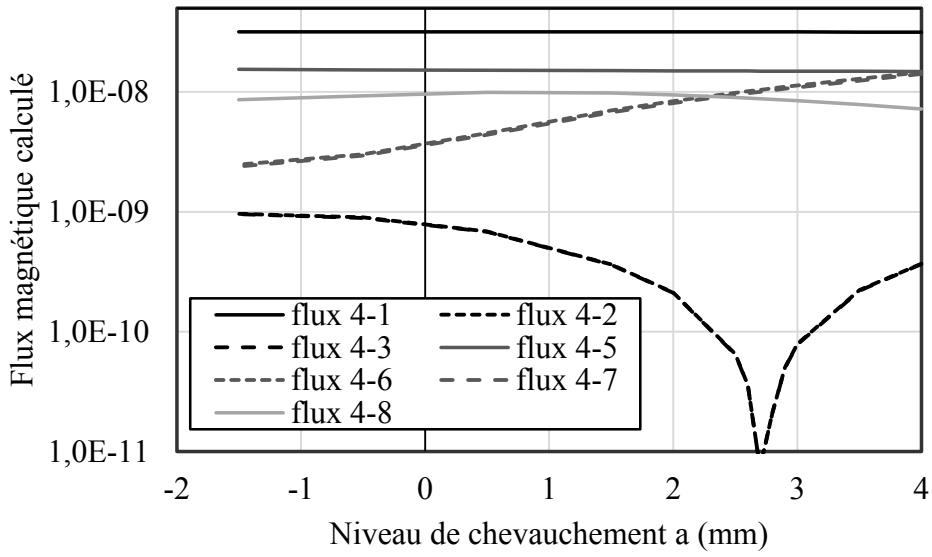


Figure III.42 Flux magnétiques calculés en valeur absolue traversant l'antenne 4, créés par tous les courants externes.

Pour l'antenne 4, la somme des flux 4-1, 4-6 et 4-7 représente le flux de couplage, et la somme des flux 4-5 et 4-8 représente le flux de compensation. Les autres flux sont négligeables. Le flux de

couplage total augmente légèrement lorsque le chevauchement augmente. La valeur du flux de compensation reste toujours insuffisante pour annuler le flux de couplage. Ceci est dû au fait que le courant induit dans l'anneau 8 (I_8), qui blinde l'antenne 4, est très faible et il en résulte que le découplage entre les éléments diagonaux du réseau ne peut pas être optimisé par ajustement du niveau de chevauchement.

D'après l'analyse précédente, afin d'optimiser le découplage entre les éléments diagonaux, il est nécessaire d'augmenter l'intensité du courant induit dans l'anneau blindant l'élément diagonal. Comme les anneaux diagonaux ne peuvent pas se chevaucher dû à la contrainte géométrique, une voie alternative consiste alors à modifier la géométrie de l'anneau de blindage permettant d'avoir un courant induit plus fort. Des études préliminaires ont été menées et ont indiqué que le rapprochement des anneaux qui blindent les éléments diagonaux permet de répondre à cet objectif. Les travaux futurs suivent cette voie afin d'optimiser à la fois les éléments voisins et diagonaux du réseau avec un nombre arbitraire d'antennes.

III.C.2.2 Réseau SHTc de 2 RMLTs en YBCO

Après avoir validé les performances de la technique de découplage par anneau de blindage dans le cas d'un réseau en cuivre, nous l'avons utilisée pour la conception d'un réseau SHTC de deux RMLTs en matériau YBCO. Ce réseau est destiné à l'imagerie du proton à 1.5 Tesla. La figure III.43 présente le schéma du réseau de deux RMLTs avec les anneaux de blindage.

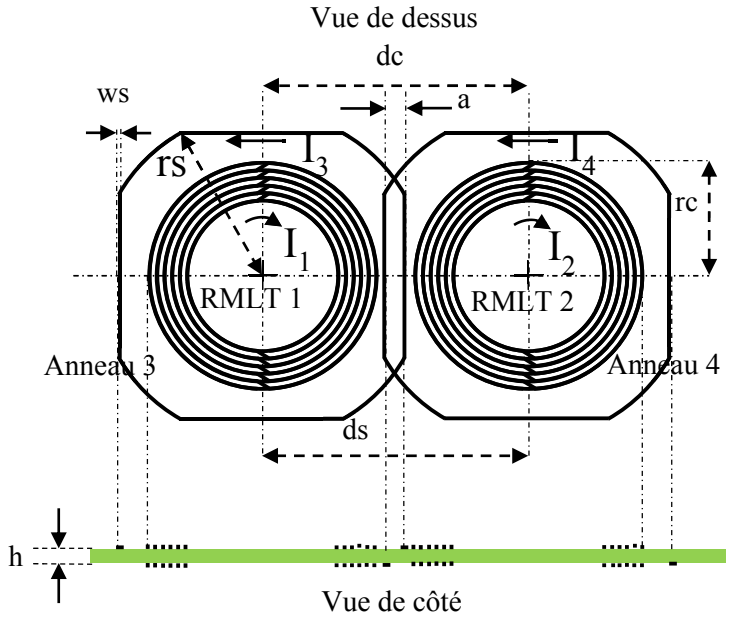


Figure III.43 Géométrie du réseau de deux RMLTs supraconducteurs. Les paramètres des RMLTs sont : rayon externe rc, nombre de tours N, largeur de piste wr, espacement entre pistes e, épaisseur du substrat h, distance entre RMLTs dc. Les paramètres des anneaux sont: rayon externe rs, largeur de piste ws, distance entre anneaux ds = dc. Le niveau de chevauchement est représenté par la distance a.

- Dimensionnement du réseau

La géométrie du réseau a été déterminée en prenant en compte deux aspects principaux : Premièrement, la fréquence à laquelle chaque RMLT blindé résonne doit être rendue proche de la fréquence de Larmor considérée. Ainsi, le décalage en fréquence apporté par l'effet de blindage (paragraphe III.B.3.1) doit être considéré pour déterminer les géométries du RMLT et de l'anneau. Sachant que le type de conducteur (normal/supraconducteur) modifie peu la fréquence de résonance du RMLT [110], la fréquence de résonance du RMLT SHTc en présence de l'anneau peut être prédite analytiquement en utilisant l'équation I.41 et l'équation II.27. Deuxièmement, la géométrie des anneaux de blindage doit permettre d'obtenir le découplage optimal entre les antennes. L'outil de modélisation analytique présenté précédemment est utilisé pour répondre à cet objectif.

Les paramètres géométriques des RMLT SHTc constituant le réseau sont affichés dans le tableau III.13. Le réseau sera constitué d'YBaCuO déposé sur un substrat de saphir de 330 µm. La fréquence de résonance du RMLT visée a été fixée à 61.9 MHz, une valeur inférieure à la fréquence de Larmor (63.86 MHz), afin d'anticiper le décalage en fréquence apporté par les anneaux de blindage.

Rayon externe rc (mm)	Permittivité ε_r	Nombre de tour N	Largeur de piste wr (µm)	Espacement e (µm)	Epaisseur de substrat h (µm)
7.5	11.6	6	250	150	330

Tableau III.13 Paramètres géométriques du RMLT SHTc.

La distance centre à centre entre les RMLTs (*dc*) est fixée à 17 mm, les anneaux ont un rayon externe de 11.625 mm et une largeur de piste de 250 µm. La figure III.44 présente le résultat de l'optimisation du découplage obtenu par le modèle analytique. Les différents flux sont calculés en fonction du niveau de chevauchement. La valeur minimum du flux net entre les deux antennes fournie par le modèle est obtenue pour un chevauchement $a = 0.95$ mm.

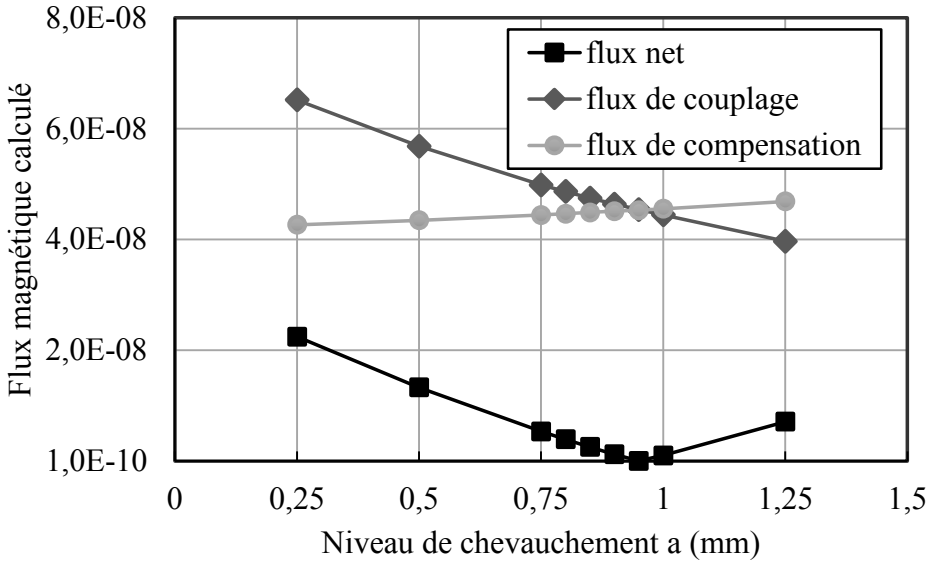


Figure III.44 Flux magnétiques calculés avec le modèle analytique entre les antennes: flux net (marquer carré), flux de couplage (marqueur de diamant) et flux de compensation (marqueur de cercle).

La fréquence de résonance du RMLT a été calculée pour différents niveaux de chevauchement. Les résultats sont présentés figure III.45.

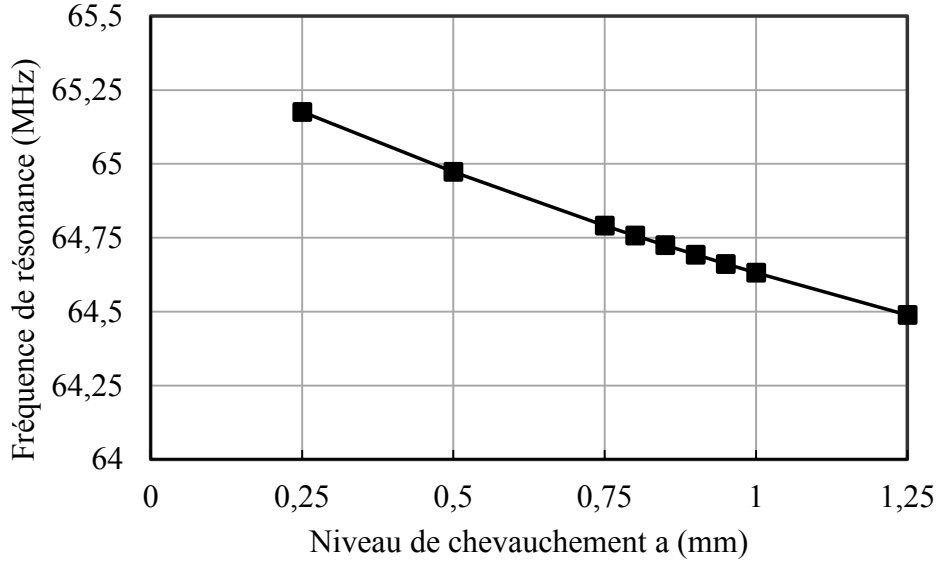
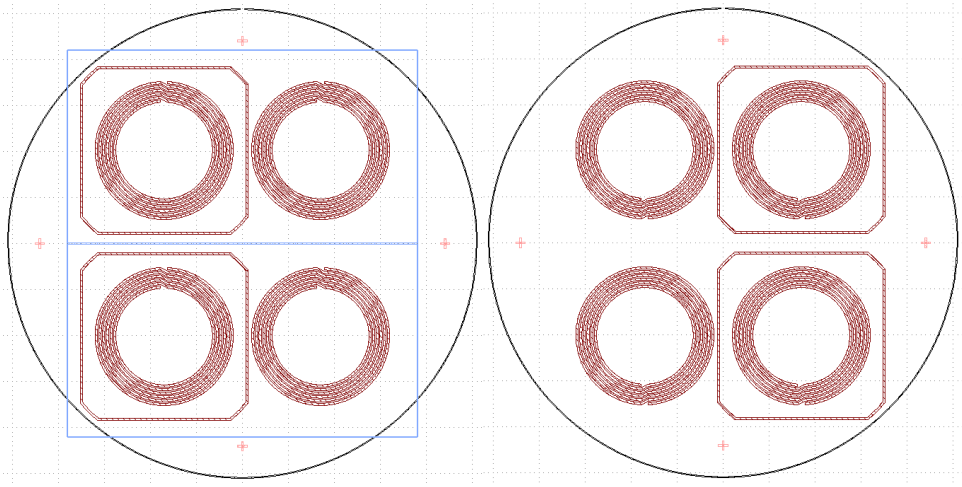


Figure III.45 Fréquence de résonance calculée du RMLT avec l'anneau de blindage.

Pour le niveau de chevauchement optimal ($a = 0.95$ mm), la fréquence de résonance calculée de l'antenne blindée est de 64.7 MHz.

Fabrication du réseau SHTc

Le réseau SHTc de deux RMLTs a été fabriqué en utilisant la technologie de micro-revêtement (Ceraco ceramic coating GmbH, Ismaning, Allemagne). Des films fins, de 300 nm d'épaisseur, en céramique YBCO sont déposés de part et d'autre d'un substrat de saphir ($\tan\delta < 10^{-6}$, coupe de type R) en utilisant deux masques séparés (un par côté du substrat) (figure III.45).



(a) (b)

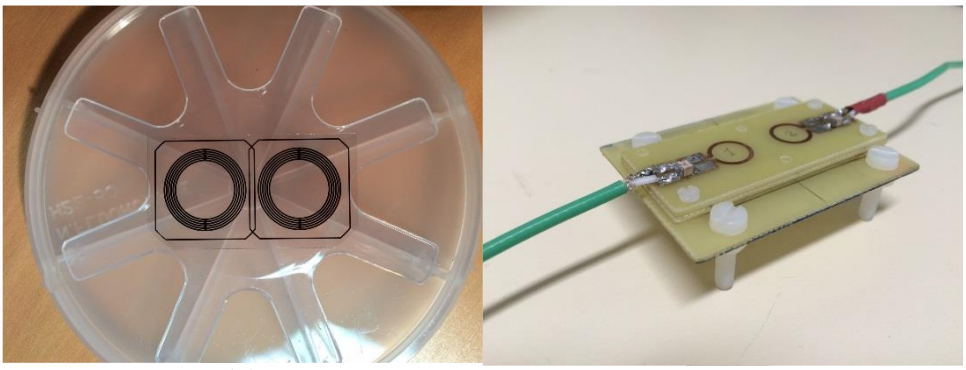
Figure III.46 Masques utilisés pour la fabrication du réseau SHTc. Ces masques comportent les motifs pour la fabrication de deux réseaux identiques. Les lignes bleues représentent les lignes de coupe. (a) face devant (b) face arrière.

Un film d'YBCO de type M du a été utilisé pour la fabrication. Ses caractéristiques supraconductrices sont présentées dans le tableau III.14. Ce type de film permet d'obtenir de meilleurs propriétés de conduction pour concevoir des composants haute fréquence.

Température critique T_c (K)	**Courant critique J_c (mA/cm^2)**	**Résistance de surface R_s (μΩ)**
88	>2.5 (@ 77 K)	300 (@ 77 K)

Tableau III.14 Caractéristiques supraconductrices du film YBCO de type M.

Les procédés de fabrication micro-technologique, offrent une très grande résolution et permettent de fait un fort degré de miniaturisation des antennes RMLTs. Il est possible de réaliser des antennes de très petits diamètres (3~4 mm) avec un nombre de tours élevé (>20) et des largeurs de pistes très faibles (la dizaine de μm). D'un point de vue applicatif, ces performances technologiques permettent d'accéder à une grande gamme de fréquence de résonance. La photo du réseau SHTc fabriqué est présentée figure III.47 (a).



(a) (b)

Figure III.47 Photographie du réseau SHTc fabriqué (a) et le support de mesure (b) : Le réseau est maintenu entre deux plaques de FR4. Une boucle de couplage est placée coaxialement au-dessus de chaque antenne.

- Banc de caractérisation en environnement cryogénique

Une première campagne de caractérisation a été effectuée en utilisant un banc de test cryogénique à hélium gazeux. Le réseau SHTc est fixé sur un support en FR4 avec deux sondes de couplages chacune placées sur l'axe de l'antenne (figure III.47 (b)). Ce support est ensuite installé dans un conteneur en verre à double paroi fermé par un capot en polystyrène. L'hélium gazeux est injecté dans le conteneur via une canne de transfert en effectuant une surpression dans le bidon d'hélium liquide. Le schéma de principe du banc de mesure est illustré figure III.48.

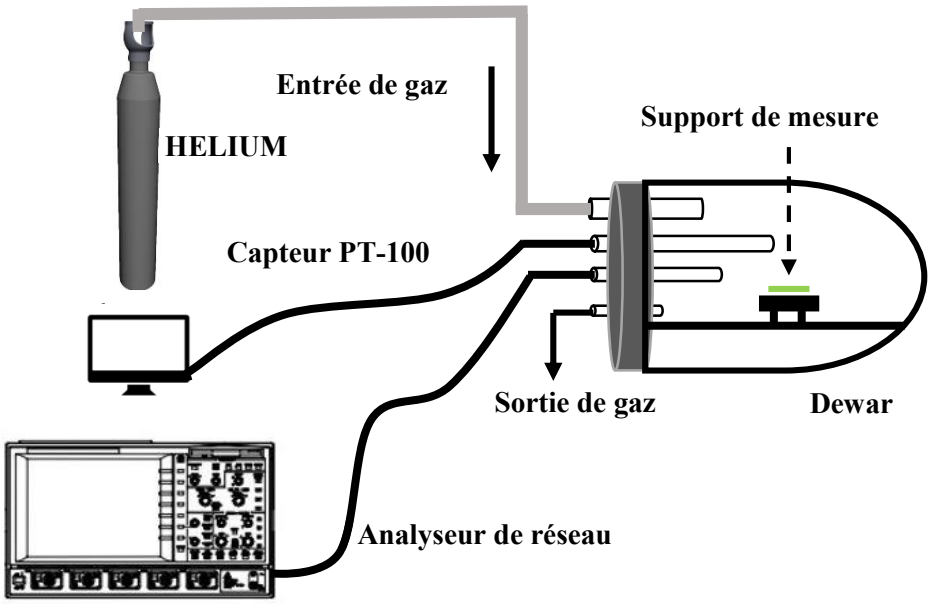


Figure III.48 Banc de mesure en environnement cryogénique.

Un capteur thermique en résistance Platinum (PT-100) a été utilisé pour mesurer la température à l'intérieur du conteneur. Les résultats obtenus montrent que la température atteinte par ce banc simple peut être maintenue inférieure à 50 K, ce qui est suffisante pour mettre en fonctionnement des antennes SHTc en YBCO.

- Résultats expérimentaux

Les valeurs mesurées de la fréquence de résonance du RMLT SHTc blindé et de son facteur de qualité sont présentées dans le tableau III.15.

Fréquence f_0 (MHz)	Facteur de qualité Q
67.71	2580

Tableau III.15 Paramètres mesurés d'un RMLT SHTc blindé

La fréquence de résonance mesurée est en cohérence avec celle prédite par le modèle analytique. La fréquence de résonance de l'antenne sera réduite lorsque l'antenne est placée sur le doigt froid de saphir dans un vrai cryostat dû à l'effet diélectrique. L'accord précis peut être mené en utilisant les principes par l'effet diélectrique et par l'effet inductif étudiés dans le chapitre II.

Un facteur de qualité relativement élevé a été obtenu en présence de l'anneau de blindage, ce qui confirme le fait que l'utilisation de cette technique de découplage n'impose pas de limite absolue sur le facteur de qualité de l'antenne.

Le découplage entre les deux RMLTs supraconducteurs a été évalué expérimentalement par la mesure du paramètre S du réseau. Cependant, les résultats obtenus ont révélé un dédoublement de la

fréquence de résonance, indiquant ainsi qu'il existe encore un couplage non-négligeable entre les antennes.

Le paramètre S_{21} entre antennes a été mesuré de -13 dB, et un split de fréquence de résonance a été observé lors de l'expérimentation.

Les figures III.49 (a) et (b) présentent respectivement le paramètre S_{11} mesuré dans le cas où l'adaptation est réalisée à la fréquence en mode impair et dans le cas où elle est réalisée à la fréquence en mode pair.

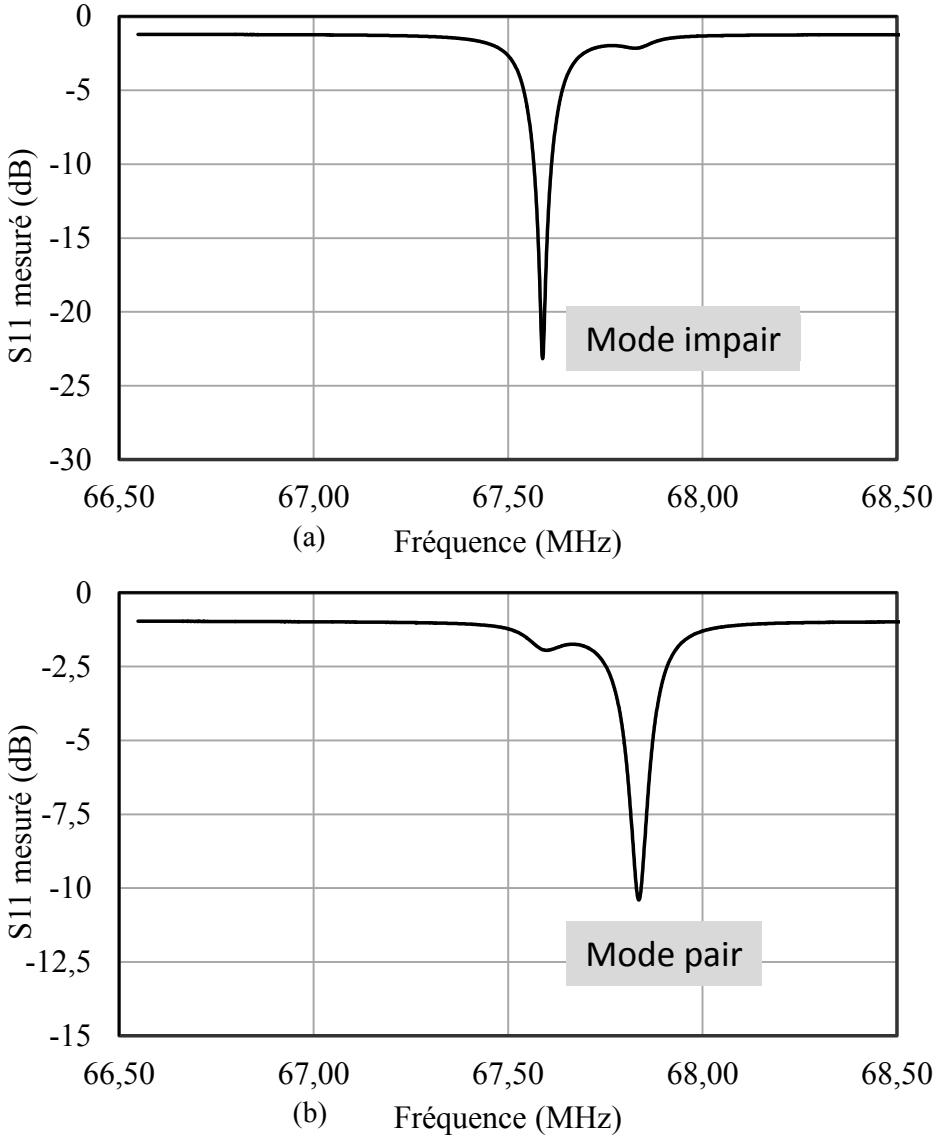


Figure III.49 Paramètres S11 mesurés pour les différents modes de résonance. (a) mode impair ; (b) mode pair.

Les valeurs de fréquences correspondant aux deux modes de résonance sont présentées dans le tableau III.12.

Mode impaire f_- (MHz)	**Mode paire f_+ (MHz)**
67.59	67.84

Tableau III.12. Fréquences de différents modes de résonance.

Le coefficient de couplage k entre les antennes peut être ainsi calculé en utilisant la formule III.9 :

$$k = \frac{{f_+}^2 - {f_-}^2}{{f_+}^2 + {f_-}^2} = 3.7 \times 10^{-3}$$

Considérons le couplage initial entre les deux RMLTs sans les anneaux de blindage, nous pouvons calculer analytiquement leur coefficient de couplage k_0 en utilisant l'équation I.26 :

$$k_0 = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}} = 2{,}8 \times 10^{-2}$$

En comparant les deux coefficients de couplage obtenus, nous constatons que l'utilisation de la technique de découplage par anneau de blindage permet de réduire le couplage entre les RMLTs supraconducteurs d'un facteur 8 environ. Cependant, le coefficient de couplage critique k_c pour les antennes supraconductrices à haut facteur de qualité est extrêmement bas. Dans le cas des antennes supraconductrices, il a pour valeur :

$$k_c = \frac{1}{\sqrt{Q_1 Q_2}} = 3.9 \times 10^{-4}$$

Malgré le découplage réalisé par les anneaux de blindage, le coefficient de couplage entre les antennes reste supérieur au coefficient de couplage critique. D'après l'analyse effectuée au paragraphe III.B.1, cela conduit à un dédoublement de la fréquence de résonance des antennes couplées. Afin d'éliminer ce sur-couplage, une amélioration d'un facteur 10 du niveau de découplage entre antennes doit être réalisé.

III.C.3 Conclusions

Nous avons établi que la technique de découplage par anneau de blindage permet d'obtenir de très bonnes performances avec un réseau de quatre RMLTs en cuivre. Cependant, elle s'est avérée d'une efficacité limitée pour découpler des antennes supraconductrices et ce pour deux raisons principales. Premièrement, le facteur de qualité intrinsèquement élevé des antennes SHTc correspond à une valeur de coefficient de couplage critique k_c extrêmement faible, fixant une limite de découplage à atteindre très basse afin d'éviter le sur-couplage et le dédoublement de la fréquence de résonance. La condition de découplage devient donc beaucoup plus difficile à réaliser. Deuxièmement, la modélisation analytique utilisée pour optimiser le découplage est développé en régime stationnaire. Les courants induits dans le système sont donc supposés constants le long de l'enroulement et les flux créés sont calculés en utilisant le modèle classique à élément localisé. Cette approximation limite la précision accessible par ce modèle vis-à-vis de la configuration optimale pour le découplage. De plus, les enroulements sont modélisés par des conducteurs normaux et l'inductance calculée ne prend donc pas en compte la contribution de l'inductance cinétique du supraconducteur. Ces différents points contribuent au manque de précision dans le calcul des flux et limitent les possibilités d'optimisation du découplage antennes supraconductrices.

Ainsi, l'utilisation de cette technique de découplage pour le développement de réseau d'antennes supraconductrices nécessite d'améliorer la précision du modèle pour atteindre des niveaux de découplage inférieurs au coefficient de couplage critique k_c. La modélisation en régime dynamique (ou la simulation électromagnétique en 3D) permettrait de répondre en partie à cet objectif.

Pour lever les difficultés d'optimisation du découplage des antennes supraconductrices lors de la conception des réseaux, une stratégie alternative consiste à optimiser le découplage après-fabrication. Cette stratégie nécessite alors de fabriquer chacun des anneaux de blindage sur un substrat indépendant et d'ajuster mécaniquement le niveau de chevauchement entre les boucles, en utilisant, par exemple, des systèmes d'automation à piezo-moteurs.

.

Conclusions et Perspectives

Le travail présenté dans cette thèse s'inscrit dans une recherche continue, menée depuis plus de vingt ans au laboratoire IR4M, portant sur le développement d'antennes supraconductrices à haute sensibilité dans le but d'augmenter le rapport signal sur bruit en IRM haute résolution à champ intermédiaire. Les avancées successives réalisées dans le domaine des matériaux supraconducteurs à haute température critique, en cryogénie et en procédé de fabrication par micro-technologie ont permis le développement d'antennes supraconductrices miniatures basées sur le principe des résonateurs à ligne de transmission (RMLT) présentant des performances de détection accrues qui ont permis des améliorations considérables de la qualité des image in vivo en IRM haute résolution.

Dans ce travail, nous avons abordé en premier lieu les problématiques liées au conditionnement (accord en fréquence et adaptation en puissance) des antennes RMLTs supraconductrice. Nous avons pour cela évalué, par simulation numérique, à l'aide de modèle analytique et expérimentalement, les performances de techniques d'accord et d'adaptation sans contact, basées sur le couplage électrique et magnétique, permettant de répondre aux contraintes imposées par l'aspect monolithique des antennes RMLT, par leur petite taille et par les propriétés des matériaux supraconducteurs. Ces études ont permis de déterminer les gammes d'accord et d'adaptation accessibles en fonction des propriétés électromagnétique et géométriques des éléments utilisés et de leur position par rapport à l'antenne. Nous avons de plus évalué les pertes supplémentaires et la perturbation du champ radiofréquence introduites par ces techniques, permettant ainsi de définir des règles d'utilisation qui préservent la haute sensibilité de détection de ces antennes.

Un système d'automation mettant en œuvre ces techniques a ensuite été développé pour réaliser, de manière automatique, l'accord et l'adaptation d'antennes miniatures supraconductrices. Ce système comporte une interface graphique et utilise des piézo-moteurs compatibles IRM pour déplacer, avec une résolution micrométrique, des éléments d'accord au voisinage des antennes, atteignant ainsi une précision d'accord et d'adaptation très élevée. Ce système d'automation est d'un intérêt majeur pour le conditionnement d'antennes fonctionnant en environnement contraint dans lequel l'accès manuel est difficile. Ce système est également avantageux pour réaliser, en temps réel, le ré-accord et/ou la ré-adaptation fine d'une antenne en cas de modifications légère de ces réglages pendant une expérience d'IRM. Les performances de ce système et la faisabilité de sa mise en œuvre en IRM ont été démontrées. Dans une perspective d'amélioration du système d'automation, il est prévu de faire évoluer le dispositif actuel et l'algorithme de convergence pour y intégrer d'autres piézo-moteurs afin de réaliser simultanément l'accord et l'adaptation des antennes. Ce système sera intégré à terme dans un cryostat nouvelle génération en cours de développement à l'IR4M.

Un axe majeur du développement de détecteurs à haute sensibilité concerne la mise en réseau d'antennes miniatures supraconductrices permettant de bénéficier de la haute sensibilité de détection de ce type d'antennes tout en augmentant le champ de vue accessible. Dans la deuxième partie de ce travail, nous avons abordé la problématique principale associée à la mise en réseau d'antennes qui concerne le découplage mutuel entre les éléments du réseau. Deux techniques potentiellement compatibles avec les antennes miniatures supraconductrices ont été étudiées par modélisation analytique, simulation numérique et mesure expérimentale. En particulier, nous avons développé un modèle analytique basé sur la compensation de flux magnétique qui fournit une compréhension fine des mécanismes mis en jeu et permet d'optimiser le niveau de découplage accessible. Nous avons notamment mis en évidence le rôle prépondérant des inductances mutuelles entre les éléments et de l'intensité du courant y circulant sur les performances du découplage.

Parmi les techniques de découplage étudiées, celle utilisant des anneaux de blindage a été retenue et mise en œuvre pour le développement de réseaux d'antennes monolithiques en cuivre et en YBCO. Cette technique s'est avérée très efficace pour découpler un réseau en cuivre de quatre éléments,

démontrant des performances expérimentales en très bon accord avec les prédictions issues de la modélisation analytique. Toutefois, une efficacité insuffisante a été observée dans le cas un réseau de deux antennes miniatures supraconductrices. Ceci peut s'expliquer par le manque de précision du modèle analytique utiliser pour optimiser la configuration des anneaux de blindage, et par la valeur extrêmement du coefficient de couplage critique entre antennes supraconductrices. Ces deux facteurs se traduisent par des contraintes extrêmement sévères pour éviter un fonctionnement en sur-couplage des antennes, c'est-à-dire pour atteindre un coefficient de couplage inférieur au coefficient de couplage critique. Une solution à court-terme consiste à utiliser des outils de simulation électromagnétique 3D performants permettant d'atteindre une précision suffisante pour dimensionner de manière optimale le réseau d'antennes supraconductrices découplées par anneaux de blindage. Cette optimisation inclura potentiellement la recherche de formes spécifiques pour les anneaux de blindage afin d'obtenir des degrés de liberté supplémentaires pour optimiser le niveau de découplage. Le développement d'un modèle analytique fiable et précis reste également un enjeu.

Annexes

Annexe I

Technique variationnelle pour le calcul d'impédance caractéristique équivalente d'une ligne de micro-ruban recouverte par diélectrique multicouches.

La structure d'une ligne de micro-ruban recouverte par trois couches diélectriques est illustrée figure 1.

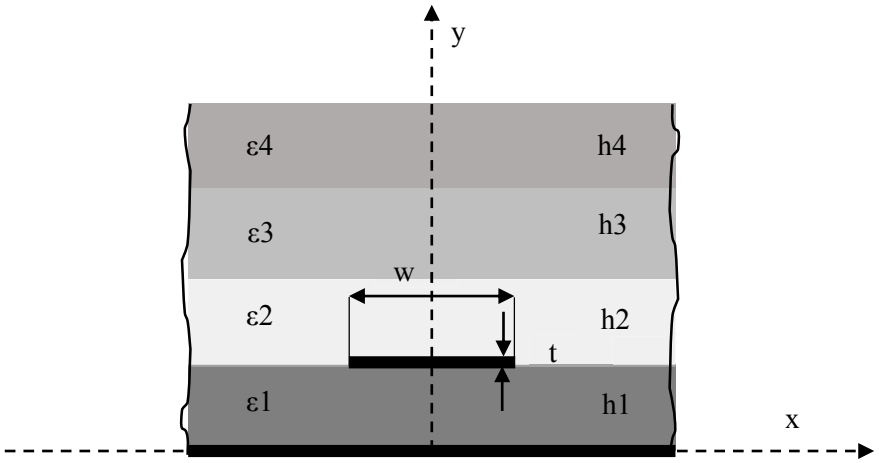


Figure-Annexe 1 Schématique d'un micro-ruban recouvert par plusieurs couches diélectriques.

Le ruban conducteur situé à $y = h_1$ est considéré d'avoir une épaisseur infinitésimalement fine ($t \approx 0$). La distribution de potentiel sur le ruban $\varphi(x,y)$ peut être décrite par l'équation de Poisson dans le plan *x-y*:

$$\nabla^2\varphi(x,y) = -\frac{1}{\varepsilon}\rho(x,y) \qquad \text{Equ- 1}$$

avec ε, la permittivité électrique; $\rho(x,y)$, la distribution de charge sur la surface du ruban, qui est décrite par la fonction de Dirac à $y = h_1$:

$$\rho(x,y) = f(x)\delta(y-y_0) \qquad \text{Equ- 2}$$

où *f(x)* donne la distribution de charge le long de l'axe *x*. En appliquant la transformée de Fourier sur *x*, l'équation 1 peut être écrite comme:

$$\left(\frac{d^2}{dy^2}-\beta^2\right)\hat{\varphi}(\beta,y) = -\frac{1}{\varepsilon}\hat{f}(\beta)\delta(y-y_0) \qquad \text{Equ- 3}$$

où $\hat{\varphi}(\beta,y)$ et $\hat{f}(\beta)$ sont respectivement les transformées de Fourier des fonctions $\varphi(x,y)$ et $f(x)$, qui sont définies par :

$$\hat{\varphi}(\beta,y) = \int_{-\infty}^{+\infty}\varphi(x,y)\,e^{j\beta x}dx \qquad \text{Equ- 4}$$

$$\hat{f}(\beta) = \int_{-\infty}^{+\infty}f(x)\,e^{j\beta x}dx \qquad \text{Equ- 5}$$

avec β, la variable de transformée de Fourier, les conditions de limite et continuité sur les frontières des couches diélectriques dans le domaine de Fourier sont données ci-dessous:

$$\hat{\varphi}(\beta, 0) = 0 \quad \text{Equ- 6}$$

$$\hat{\varphi}(\beta, \infty) = 0 \quad \text{Equ- 7}$$

$$\hat{\varphi}(\beta, h_1 + 0) = \hat{\varphi}(\beta, h_1 - 0) \quad \text{Equ- 8}$$

$$\varepsilon_{r2} \frac{\partial}{\partial y} \hat{\varphi}(\beta, h_1 + 0) = \varepsilon_{r1} \frac{\partial}{\partial y} \hat{\varphi}(\beta, h_1 - 0) - \frac{1}{\varepsilon_0} \hat{f}(\beta) \quad \text{Equ- 9}$$

$$\hat{\varphi}(\beta, h_1 + h_2 + 0) = \hat{\varphi}(\beta, h_1 + h_2 - 0) \quad \text{Equ- 10}$$

$$\varepsilon_{r3} \frac{\partial}{\partial y} \hat{\varphi}(\beta, h_1 + h_2 + 0) = \varepsilon_{r2} \frac{\partial}{\partial y} \hat{\varphi}(\beta, h_1 + h_2 - 0) \quad \text{Equ- 11}$$

$$\hat{\varphi}(\beta, h_1 + h_2 + h_3 + 0) = \hat{\varphi}(\beta, h_1 + h_2 + h_3 - 0) \quad \text{Equ- 12}$$

$$\varepsilon_{r4} \frac{\partial}{\partial y} \hat{\varphi}(\beta, h_1 + h_2 + h_3 + 0) = \varepsilon_{r3} \frac{\partial}{\partial y} \hat{\varphi}(\beta, h_1 + h_2 + h_3 - 0) \quad \text{Equ- 13}$$

avec ε_0, la permittivité dans le vide, le $\varepsilon_{ri} = \varepsilon_i / \varepsilon_0$ donne la permittivité relative de chaque couche diélectrique. En appliquant ces conditions dans la solution générale de l'équation de Poisson, on obtient la distribution de potentiel sur le ruban en terme de $\hat{f}(\beta)$. La capacitance linéique de la ligne peut alors déduite en utilisant la méthode variationnelle [104] :

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{2\pi Q^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{f}(\beta) \hat{\varphi}(\beta, h_1) \, d\beta \quad \text{Equ- 14}$$

où Q représente le charge total sur le conducteur du ruban, et donné par :

$$Q = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) \, dx \quad \text{Equ- 15}$$

avec la méthode variationnelle, on peut utiliser une fonction d'essai pour rapprocher la distribution de charge sur le ruban, n'introduisant qu'une erreur d'ordre secondaire dans l'équation 14. Dans ce cas particulier, la fonction d'essai donnée ci-dessous est utilisée :

$$f(x) = \begin{cases} 1 + \left| \frac{2x}{w} \right|^2 & -w/2 \le x \le -w/2 \\ 0 & \text{elsewhere} \end{cases} \quad \text{Equ- 16}$$

En combinant les équations 5, 14 et 15, on obtient :

$$\frac{\hat{f}(\beta)}{Q} = 1.6 \left(\frac{\sin\left(\beta w/2\right)}{\beta w/2} \right) + 2.4 / \left(\beta w/2\right)^2 \left(\cos\left(\beta w/2\right) - 2 \frac{\sin\left(\beta w/2\right)}{\beta w/2} + \frac{\left(\sin\left(\beta w/2\right)\right)^2}{\left(\beta w/2\right)^2}\right) \quad \text{Equ- 17}$$

Afin de résoudre l'équation 14, on a besoin de connaître la fonction $\hat{\varphi}(\beta, h_1)$. La transformée de Fourier de la fonction de potentiel $\varphi(x, y)$ peut être obtenue en utilisant l'approche de ligne de transmission transverse [105], qui est présenté par la suite.

En considérant les couches diélectriques superposées comme des lignes de transmission délinées illustrées dans la figure Annexe.2. L'admittance vue au plan de charge ($y = h_1$) peut être écrite :

$$Y = Y_1 + Y_2 \quad \text{Equ- 18}$$

$$Y_1 = \varepsilon_{r1} \coth(\beta h_1) \quad \text{Equ- 19}$$

$$Y_4 = \varepsilon_{r4} \coth(\beta h_4) \quad \text{Equ- 20}$$

$$Y_3 = \varepsilon_{r3} \frac{Y_4 + \varepsilon_{r3} \tanh(\beta h_3)}{\varepsilon_{r3} + Y_4 \tanh(\beta h_3)} \quad \text{Equ- 21}$$

$$Y_2 = \varepsilon_{r2} \frac{Y_3 + \varepsilon_{r2} \tanh(\beta h_2)}{\varepsilon_{r2} + Y_3 \tanh(\beta h_2)} \quad \text{Equ- 22}$$

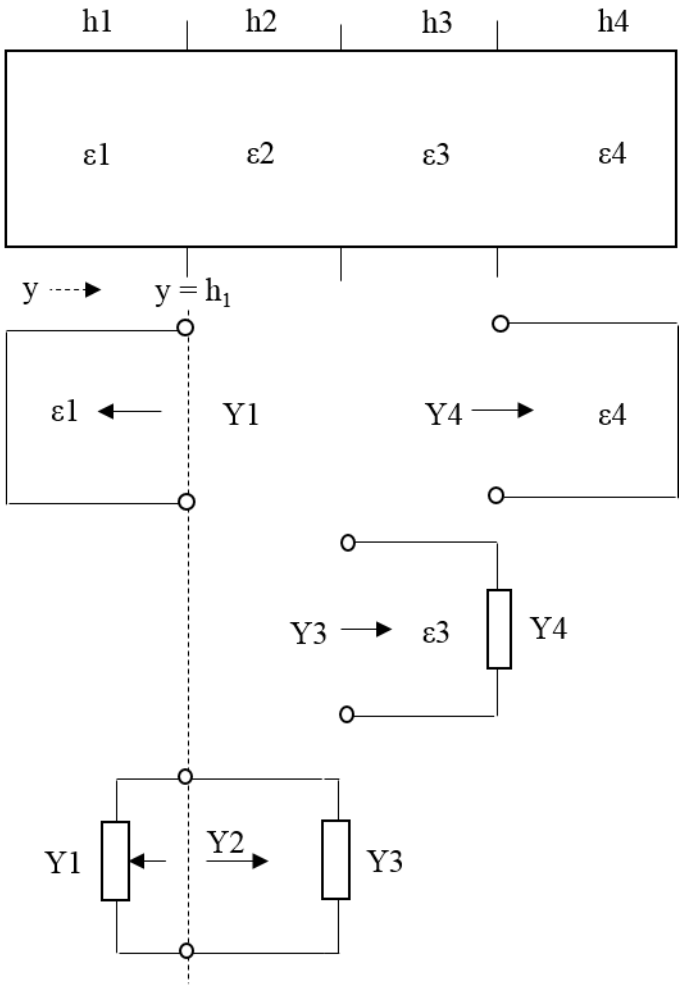


Figure-Annexe 2 Circuit équivalent avec les couches diélectriques vues comme ligne de transmission transverse

La transformée de Fourier de la fonction de potentiel, $\hat{\varphi}(\beta, h_1)$ décrite par l'admittance *Y* est donnée par :

$$\hat{\varphi}(\beta, h_1) = \frac{\hat{f}(\beta)}{\varepsilon_0 \beta Y} \quad \text{Equ- 23}$$

En substituant l'équation 23 dans l'équation 14, on obtient :

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{\varepsilon_0 \pi Q^2} \int_0^{+\infty} \frac{\hat{f}(\beta)^2}{\beta Y} \mathrm{d}\beta \quad \text{Equ- 24}$$

($\hat{f}(\beta)$ et $\hat{\varphi}(\beta, h_1)$ sont des fonctions paires).

Pour une ligne de micro-ruban avec une couche diélectrique suspendue dessus : $\varepsilon r_2 = \varepsilon r_4 = 1$, $h_4 = \infty$ (Figure-Annexe.3)

$$Y_4 = 1 \quad \text{Equ- 25}$$

Alors :

$$Y_3 = \varepsilon_{r3} \frac{1 + \varepsilon_{r3} \tanh(\beta h_3)}{\varepsilon_{r3} + \tanh(\beta h_3)} \quad \text{Equ- 26}$$

$$Y_2 = \frac{Y_3 + \tanh(\beta h_2)}{1 + Y_3 \tanh(\beta h_2)} \quad \text{Equ- 27}$$

$$Y = \varepsilon_{r1} \coth(\beta h_1) + \frac{Y_3 + \tanh(\beta h_2)}{1 + Y_3 \tanh(\beta h_2)} \quad \text{Equ- 28}$$

En combinant les équations 17, 24 et 28, on peut obtenir la capacitance linéique *C* de la ligne recouverte. Le constant diélectrique effectif ε_{re}, tenant compte de l'effet de couplage des lignes de champ fuit dans la structure diélectrique composée, s'écrit :

$$\varepsilon_{re} = \frac{C}{C_0} \quad \text{Equ- 29}$$

où C_0 représente la capacitance linéique de la ligne de transmission dans l'espace vide.

L'impédance caractéristique équivalente Z_c de la ligne recouverte peut ainsi obtenue :

$$Z_c = \frac{1}{C_0 c \sqrt{\varepsilon_{re}}} \quad \text{Equ- 30}$$

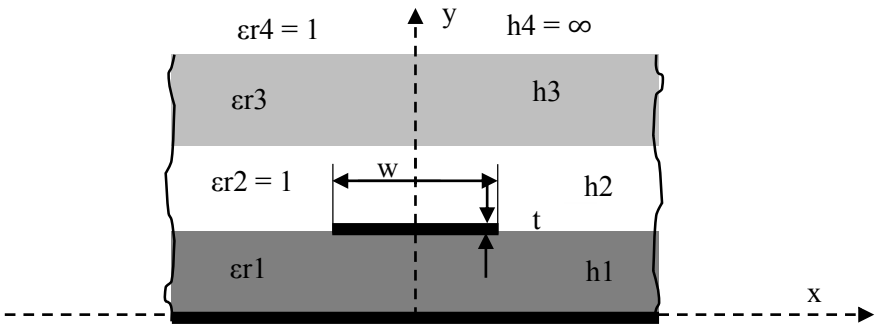


Figure-Annexe 3 Ligne de micro-ruban avec une couche diélectrique suspendue.

Annexe II

Détermination de la distribution de courant sur l'enroulement du RLT

Le courant circulant dans l'enroulement du RLT est analysé dans des cas ci-dessous :

A. Simple tour avec simple gap.

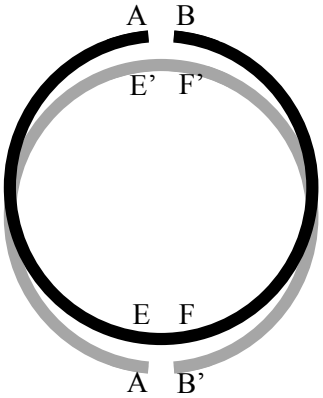


Figure-Annexe 4 RLT de single tour et single gap

La structure peut être déroulée en des sections mises en cascade [55], représentée ci-dessous :

Plan d'indice :

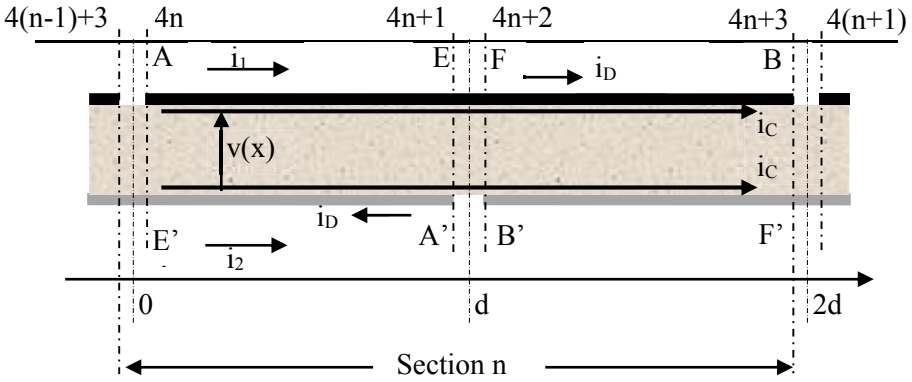


Figure-Annexe 5 Représentation en sections du RLT

Pour le cas d'un seul gap, il n'y a qu'une seule section. Dans le plan d'indice, on a $4(n-1)+3 = 4n+3$ et $4(n+1) = 4n$. La longueur de section $2d = 2\pi r$ (r : rayon de tour).

On suppose que les courants en mode commun i_C et en mode différentiel i_D circulent dans les lignes de transmission. Les conventions pour les courants et tensions sont illustrées dans la figure, les deux modes de courant sont définis par :

$$i_C = (i_1 + i_2)/2 \quad \text{Equ- 31}$$

$$i_D = (i_1 - i_2)/2 \quad \text{Equ- 32}$$

avec i_1, i_2, les courants réels dans les lignes, s'écrivent :

$$i_1 = i_C + i_D \quad \text{Equ- 33}$$

$$i_2 = i_C - i_D \quad \text{Equ- 34}$$

Le courant différentiel i_D est le courant de propagation dans la ligne de transmission. Les équations des télégraphistes appliquées sur la **partie AE'-EA'** sont :

$$\begin{cases} Z_C i_D(x) = Z_C i_D(0)\cos\beta x - jv(0)\sin\beta x \\ v(x) = v(0)\cos\beta x - jZ_C i_D(0)\sin\beta x \end{cases} \quad \text{Equ- 35}$$

avec β, la constante de propagation de ligne. On réécrit l'équation 35 pour $x = d$:

$$\begin{cases} Z_C i_{D(4n+1)} = Z_C i_{D(4n)}\cos\beta d - jv_{4n}\sin\beta d \\ v_{4n+1} = v_{4n}\cos\beta d - jZ_C i_{D(4n)}\sin\beta d \end{cases} \quad \text{Equ- 36}$$

Conditions de limite :

À l'abscisse 0 (coté 4n, A) : $i_{1(4n)} = 0 \rightarrow \quad i_{D(4n)} = -i_C$

À l'abscisse d (coté 4n+1, A') : $i_{2(4n+1)} = 0 \rightarrow \quad i_{D(4n+1)} = i_C$

En les substituant dans l'équation 36 :

$$-jv_{4n}\sin\beta d = Z_C i_C(1+\cos\beta d) \quad \text{Equ- 37}$$

On obtient :

$$v_{4n} = +jZ_C i_C \cot(\beta d/2) = U \quad \text{Equ- 38}$$

Alors :

$$v_{4n+1} = v_{4n}\cos\beta d + jZ_C i_C \sin\beta d = v_{4n}\left(\cos\beta d + \tan\left(\frac{\beta d}{2}\right)\sin\beta d\right) \quad \text{Equ- 39}$$
$$= v_{4n} = U$$

Le courant en fonction de la position x dans cette première partie de la section est :

$$Z_C i_D(x) = Z_C(-i_C)\cos\beta x - j\,U\sin\beta x \quad \text{Equ- 40}$$

$$i_D(x) = i_C\left(\cot\frac{\beta d}{2}\sin\beta x - \cos\beta x\right)$$
$$= \frac{i_C\left(\cos\frac{\beta d}{2}\sin\beta x - \sin\frac{\beta d}{2}\cos\beta x\right)}{\sin\frac{\beta d}{2}} \quad \text{Equ- 41}$$

On en déduit :

$$i_D(x) = i_C\left(\frac{\sin\beta\left(x-\frac{d}{2}\right)}{\sin\frac{\beta d}{2}}\right) \quad \text{Equ- 42}$$

$$i_1 = i_C + i_D = i_C\left(1+\frac{\sin\beta\left(x-\frac{d}{2}\right)}{\sin\frac{\beta d}{2}}\right) \quad \text{Equ- 43}$$

$$i_2 = i_C - i_D = i_C\left(1-\frac{\sin\beta\left(x-\frac{d}{2}\right)}{\sin\frac{\beta d}{2}}\right) \quad \text{Equ- 44}$$

avec $x \in [0, d]$

Pour la **partie FB'-F'B**, de même, on applique les équations des télégraphistes:

$$Z_C i_D(x) = Z_C i_D(d)\cos\beta(x-d) - jv(d)\sin\beta(x-d)$$
$$v(x) = v(d)\cos\beta(x-d) - jZ_C i_D(d)\sin\beta(x-d) \quad \text{Equ- 45}$$

Pour $x = 2d$, on obtient :

$$Z_C i_{D(4n+3)} = Z_C i_{D(4n+2)}\cos\beta d - jv_{4n+2}\sin\beta d$$
$$v_{4n+3} == v_{4n+2}\cos\beta d - jZ_C i_{D(4n+2)}\sin\beta d \quad \text{Equ- 46}$$

avec :

Conditions de limite :

À l'abscisse *d* (coté *4n+2*, B') : $i_{2(4n+2)} = 0 \rightarrow \quad i_{D(4n+2)} = i_C$

À l'abscisse *2d* (coté *4n+3*, B) : $i_{1(4n+3)} = 0 \rightarrow \quad i_{D(4n+3)} = -i_C$

On en déduit :

$$i_D(x) = i_C\left(\frac{\sin\beta\left(\frac{3d}{2}-x\right)}{\sin\frac{\beta d}{2}}\right) \quad \text{Equ- 47}$$

$$i_1 = i_C + i_D = i_C\left(1 + \frac{\sin\beta\left(\frac{3d}{2}-x\right)}{\sin\frac{\beta d}{2}}\right) \quad \text{Equ- 48}$$

$$i_2 = i_C - i_D = i_C\left(1 - \frac{\sin\beta\left(\frac{3d}{2}-x\right)}{\sin\frac{\beta d}{2}}\right) \quad \text{Equ- 49}$$

avec $x \in [d, 2d]$.

Ce calcul peut être étendu pour les RLTs de simple tour avec multi-gaps n, dont la structure est constituée de n sections mises en cascade. Pour chaque section, on obtiendra les mêmes distributions de courant que ceux obtenus dans cette analyse.

B. Multi-tours avec single gap

L'analyse précédente ne peut pas être employée pour le RLT multi-tours (RMLT), car les sections de ligne de transmission sont interconnectées entre les tours. Les équations des télégraphistes et les conditions de limite sont, dans ce cas, difficiles à formuler en utilisant la même méthodologie.

Cependant, la distribution de courant sur l'enroulement du RMLT présente une même caractéristique que celle de simple tour : l'intensité du courant est minimal (null) aux extrémités de l'enroulement, et atteint le maximum au milieu de l'enroulement déroulé. Une hypothèse est ainsi faite que la distribution de courant sur l'enroulement de multi-tours soit la même que celle sur l'enroulement de simple tour (Figure-Annexe 6).

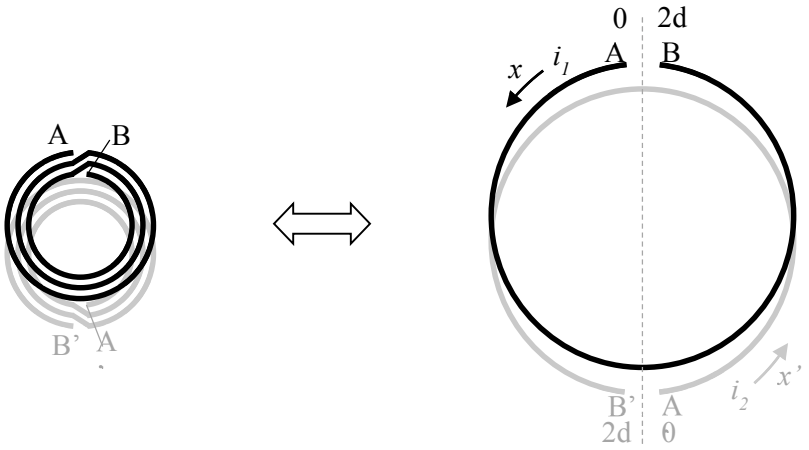


Figure-Annexe 6 RMLT transformé en RLT de simple tour

La longueur de la section de simple tour est calculée par:

$$2d = 2\pi \sum_{i=0}^{Nt} r_i \qquad \text{Equ- 50}$$

avec r_i, rayon de chaque tour du RMLT, *Nt*, nombre de tours.

A partir du résultat obtenu précédemment pour le simple tour, on obtient les fonctions de courant en fonction de la position *x* par rapport au gap sur l'enroulement.

$$i_1 = \begin{cases} i_C\left(1 + \dfrac{\sin\beta\left(x - \dfrac{d}{2}\right)}{\sin\dfrac{\beta d}{2}}\right) & x \in [0, d] \\ i_C\left(1 + \dfrac{\sin\beta\left(\dfrac{3d}{2} - x\right)}{\sin\dfrac{\beta d}{2}}\right) & x \in [d, 2d] \end{cases} \qquad \text{Equ- 51}$$

$$i_2 = \begin{cases} i_C\left(1 + \dfrac{\sin\beta\left(x' - \dfrac{d}{2}\right)}{\sin\dfrac{\beta d}{2}}\right) & x' \in [0, d] \\ i_C\left(1 + \dfrac{\sin\beta\left(\dfrac{3d}{2} - x'\right)}{\sin\dfrac{\beta d}{2}}\right) & x' \in [d, 2d] \end{cases} \qquad \text{Equ- 52}$$

Annexe III

Génération du fichier d'entrée pour le programme FastHenry

Le fichier d'entrée qui décrit l'ensemble de la géométrie du RMLT et les paramètres de calcul est automatiquement généré par un script C pour faciliter la procédure de calcul. Chaque partie de ce script est détaillée ci-dessous.

- Partie 1 : Définition des paramètres

Dans cette première partie, les paramètres généraux sont définis, tel que l'unité, les paramètres géométriques et électriques de la section conductrice utilisée, la résolution de discrétisation en section et en filament pour le RMLT. La géométrie du RMLT à calculer est également rentrée dans cette partie. Un exemple pour définir les paramètres dans le fichier d'entrée est donné ci-dessous :

// Définition des paramètres généraux

.unit mm

.default sigma= 5.8e4 w=0.25 h=0.33 nwinc=5 nhwinc = 1

Le paramètre *sigma* définit la conductivité de matériel constituant le RMLT ; *w* est la largeur de section ; *h* est l'épaisseur de section, *nwinc* et *nhinc* définissent les résolutions de discrétisation en filament pour chaque section.

- Partie 2 : Modélisation de la géométrie du RMLT

Cette partie du script consiste à modéliser le RMLT donné dans la partie 1 par des sections élémentaires discrétisées en filament. Elle calcule d'abord les coordonnées des nœuds de connexion selon la géométrie donnée et les résolutions prédéfinies, ensuite les connecte en utilisant les sections pour former le RMLT. Un simple exemple pour modéliser la géométrie d'une boucle rectangulaire dans le fichier d'entrée est montré ci-dessous :

// Définition des nœuds

N1 x = 0 y = 0

N2 x = 1 y = 0

N3 x = 1 y = 1

N4 x = 0 y = 1

N5 x = 0 y = 0.01

// Connexion des nœuds par section

E1 N1 N2

E2 N2 N3

E3 N3 N4

E4 N4 N5

- Partie 3 : Attribution des ports de calcul

Pour effectuer un calcul d'impédance d'un objet, il faut lui attribuer un port. Ceci est simplement fait en choisissant deux nœuds calculés et leur attribuant une propriété « externe ».

```
. external  N1 N5
```

Cette ligne attribue un port entre les nœuds 1 et 5 prédéfinis lors de la modélisation de géométrie. L'impédance calculée est celle d'entrée de ce port défini. Pour le RMLT, deux ports sont définis pour les deux enroulements situés de différents côtés du substrat.

- Partie 4 : Définition des fréquences de calcul et fin de fichier.

L'algorithme utilisé par FastHenry calcule les impédances en fonction de la fréquence. Il est alors nécessaire de définir les fréquences d'intérêt pour l'extraction de l'inductance.

```
.freq fmin = 1e6  fmax = 1e8  ndec = 1

.end
```

Les lignes dessus désignent que le calcul se fait dans une plage de fréquence de 1 MHz à 100 MHz, avec un nombre d'échantillon de 1 par décennie. Le mot clé *.end* indique la fin du fichier d'entrée.

Etant donnée une géométrie de RMLT, ces différentes parties du script servent à imprimer automatiquement dans un fichier d'entrée, toutes lignes de code nécessaires pour effectuer une extraction d'impédance avec FastHenry.

Annexe IV

Modèle analytique de découplage par anneau de blindage pour un réseau de 4 éléments

Le modèle analytique étendu pour un réseau de 4 éléments est détaillé dans cette annexe. La figure-Annexe 7 illustre les conventions des courants dans le réseau de 4 RMLTs.

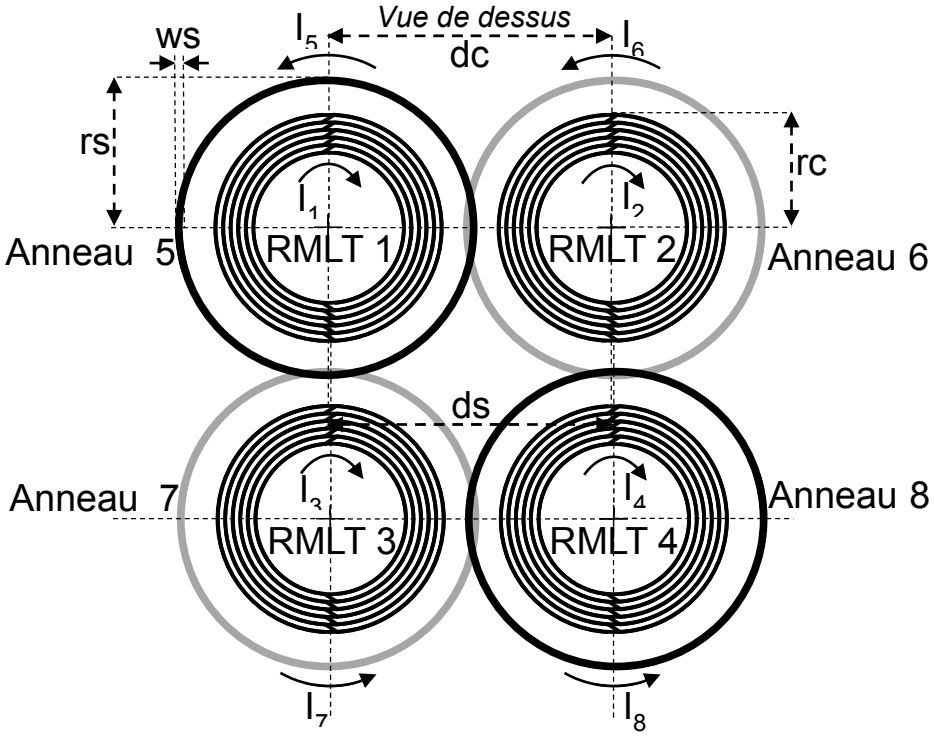


Figure-Annexe 7 Modèle analytique pour un réseau de 4 éléments

Le courant I_1 représente le courant source introduit dans le RMLT 1 (cette condition n'est pas obligatoire, on peut désigner arbitrairement la source d'excitation parmi les quatre antennes). I_2, I_3 et I_4 représentent respectivement les courants induits dans les antennes 2, 3 et 4, et I_5 I_6 I_7 et I_8 représentent respectivement les courants induits dans les anneaux de blindage.

En identifiant les flux de couplage et les flux de compensation pour chaque antenne et anneau, on obtient un groupe d'équations permettant de décrire les couplages magnétiques du système.

$$\begin{cases} L_2I_2 = |M_{21}|I_1 + |M_{23}|I_3 + |M_{24}|I_4 - |M_{25}|I_5 + |M_{26}|I_6 - |M_{27}|I_7 - |M_{28}|I_8 \\ L_3I_3 = |M_{31}|I_1 + |M_{32}|I_2 + |M_{34}|I_4 - |M_{35}|I_5 - |M_{36}|I_6 + |M_{37}|I_7 - |M_{38}|I_8 \\ L_4I_4 = |M_{41}|I_1 + |M_{42}|I_2 + |M_{43}|I_3 - |M_{45}|I_5 - |M_{46}|I_6 - |M_{47}|I_7 + |M_{48}|I_8 \\ L_5I_5 = |M_{51}|I_1 - |M_{52}|I_2 - |M_{53}|I_3 - |M_{54}|I_4 + |M_{56}|I_6 + |M_{57}|I_7 + |M_{58}|I_8 \\ L_6I_6 = -|M_{61}|I_1 + |M_{62}|I_2 - |M_{63}|I_3 - |M_{64}|I_4 + |M_{65}|I_5 + |M_{67}|I_7 + |M_{68}|I_8 \\ L_7I_7 = -|M_{71}|I_1 - |M_{72}|I_2 + |M_{73}|I_3 - |M_{74}|I_4 + |M_{75}|I_5 + |M_{76}|I_6 + |M_{78}|I_8 \\ L_8I_8 = -|M_{81}|I_1 - |M_{82}|I_2 - |M_{83}|I_3 + |M_{84}|I_4 + |M_{85}|I_5 + |M_{86}|I_6 + |M_{87}|I_7 \end{cases} \quad \text{Equ- 53}$$

Avec les sept équations, on peut calculer les sept courants induits :

$$\begin{cases} I_1 = I_1 \\ I_2 = I_3 = -\dfrac{J_1L_2 - J_2L_1}{K_1L_2 - K_2L_1} I_1 \\ I_4 = -\dfrac{J_1K_2 - J_2K_1}{L_1K_2 - L_2K_1} I_1 \\ I_5 = -\dfrac{P_1}{S_1} I_1 - \dfrac{Q_1}{S_1} I_2 - \dfrac{R_1}{S_1} I_4 \\ I_6 = I_7 = -\dfrac{A_1}{E_1} I_1 - \dfrac{B_1}{E_1} I_2 - \dfrac{C_1}{E_1} I_4 - \dfrac{D_1}{E_1} I_5 \\ I_8 = \dfrac{|M_{21}|}{|M_{28}|} I_1 - \dfrac{L_2 - |M_{23}|}{|M_{28}|} I_2 + \dfrac{|M_{24}|}{|M_{28}|} I_4 - \dfrac{|M_{25}|}{|M_{28}|} I_5 + \dfrac{|M_{26}| - |M_{27}|}{|M_{28}|} I_6 \end{cases} \quad \text{Equ- 54}$$

Avec:

$$J_1 = P_1S_2 - P_2S_1;\ J_2 = P_2S_3 - P_3S_2$$

$$K_1 = Q_1S_2 - Q_2S_1;\ K_2 = Q_2S_3 - Q_3S_2$$

$$L_1 = R_1S_2 - R_2S_1;\ L_2 = R_2S_3 - R_3S_2$$

$$P_1 = A_1E_2 - A_2E_1;\ P_2 = A_2E_3 - A_3E_2;\ P_3 = A_3E_4 - A_4E_3$$

$$Q_1 = B_1E_2 - B_2E_1;\ Q_2 = B_2E_3 - B_3E_2;\ Q_3 = B_3E_4 - B_4E_3$$

$$R_1 = C_1E_2 - C_2E_1;\ R_2 = C_2E_3 - C_3E_2;\ R_3 = C_3E_4 - C_4E_3$$

$$S_1 = D_1E_2 - D_2E_1;\ S_2 = D_2E_3 - D_3E_2;\ S_3 = D_3E_4 - D_4E_3$$

$$A_1 = \frac{|M_{21}|}{|M_{28}|} + \frac{|M_{41}|}{|M_{48}|};\ A_2 = \frac{|M_{51}|}{|M_{58}|} - \frac{|M_{41}|}{|M_{48}|};\ A_3 = -\frac{|M_{51}|}{|M_{58}|} - \frac{|M_{61}|}{|M_{68}|};\ A_4 = \frac{|M_{61}|}{|M_{68}|} + \frac{|M_{81}|}{L_8}$$

$$B_1 = \frac{|M_{42}| + |M_{43}|}{|M_{48}|} - \frac{L_2 - |M_{23}|}{|M_{28}|};\ B_2 = -\frac{|M_{42}| + |M_{43}|}{|M_{48}|} - \frac{|M_{52}| + |M_{53}|}{|M_{58}|};\ B_3 = \frac{|M_{52}| + |M_{53}|}{|M_{58}|} + \frac{|M_{62}| - |M_{63}|}{|M_{68}|};\ B_4 = \frac{|M_{82}| + |M_{83}|}{L_8} - \frac{|M_{62}| - |M_{63}|}{|M_{68}|}$$

$$C_1 = \frac{|M_{24}|}{|M_{28}|} - \frac{L_4}{|M_{48}|};\ C_2 = \frac{L_4}{|M_{48}|} - \frac{|M_{54}|}{|M_{58}|};\ C_3 = \frac{|M_{54}|}{|M_{58}|} - \frac{|M_{64}|}{|M_{68}|};\ C_4 = \frac{|M_{64}|}{|M_{68}|} - \frac{|M_{84}|}{L_8}$$

$$D_1 = -\frac{|M_{25}|}{|M_{28}|} - \frac{|M_{45}|}{|M_{48}|};\ D_2 = \frac{|M_{45}|}{|M_{48}|} - \frac{L_5}{|M_{58}|};\ D_3 = \frac{L_5}{|M_{58}|} + \frac{|M_{65}|}{|M_{68}|};\ D_4 = -\frac{|M_{65}|}{|M_{68}|} - \frac{|M_{85}|}{L_8}$$

$$E_1 = \frac{|M_{26}| - |M_{27}|}{|M_{28}|} - \frac{|M_{46}| + |M_{47}|}{|M_{48}|};\ E_2 = \frac{|M_{46}| + |M_{47}|}{|M_{48}|} + \frac{|M_{56}| + |M_{57}|}{|M_{58}|};\ E_3 = -\frac{|M_{56}| + |M_{57}|}{|M_{58}|} - \frac{L_6 - |M_{67}|}{|M_{68}|};\ E_4 = \frac{L_6 - |M_{67}|}{|M_{68}|} - \frac{|M_{86}| + |M_{87}|}{L_8}$$

Le flux net traversant les antennes 2 et 3 (éléments voisins par rapport à l'antenne 1) s'écrit :

$$\Phi_{net_RMLT2} = |M_{21}|I_1 + |M_{23}|I_3 + |M_{24}|I_4 - |M_{25}|I_5 + |M_{26}|I_6 - |M_{27}|I_7 - |M_{28}|I_8 \quad \text{Equ- 55}$$

$$\Phi_{net_RMLT3} = |M_{31}|I_1 + |M_{32}|I_2 + |M_{34}|I_4 - |M_{35}|I_5 - |M_{36}|I_6 + |M_{37}|I_7 - |M_{38}|I_8 \quad \text{Equ- 56}$$

Le flux net traversant l'antenne 4 (élément diagonal) s'écrit :

$$\Phi_{net_RMLT4} = |M_{41}|I_1 + |M_{42}|I_2 + |M_{43}|I_3 - |M_{45}|I_5 - |M_{46}|I_6 - |M_{47}|I_7 + |M_{48}|I_8 \quad \text{Equ- 57}$$

Ce modèle peut être utilisé pour un réseau avec un nombre arbitraire *n* d'éléments. Avec I_1, toujours le courant source, on cherche à résoudre un système linéaire décrit par l'équation de matrix :

$$\begin{bmatrix} L_2 & \cdots & M_{22n} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ M_{2n2} & \cdots & L_{2n} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} I_2 \\ I_3 \\ I_4 \\ I_5 \\ I_6 \\ \vdots \\ I_{2n} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M_{21} \\ M_{31} \\ M_{41} \\ M_{51} \\ M_{61} \\ \vdots \\ M_{2n1} \end{bmatrix} * (-I_1) \quad \text{Equ- 58}$$

C'est-à-dire :

$$AI = B \quad \text{Equ- 59}$$

La solution pour le vecteur de courants induits peut être exprimée par :

$$I = A^{-1}B \quad \text{Equ- 60}$$

Bibliographie

[1] F. Bloch, W.W. Hansen, M. Packard, The nuclear induction experiment, Phys. Rev. 70 (1946) 474–485. doi:10.1103/PhysRev.70.474.

[2] F. Bloch, Nuclear induction, Phys. Rev. 70 (1946) 460–474. doi:10.1103/PhysRev.70.460.

[3] I. Solomon, Relaxation Processes in a System of Two Spins, Phys. Rev. 99 (1955) 559–565. doi:10.1103/PhysRev.99.559.

[4] S. Ljunggren, A simple graphical representation of fourier-based imaging methods, J. Magn. Reson. 54 (1983) 338–343. doi:10.1016/0022-2364(83)90060-4.

[5] D.B. Twieg, The k-trajectory formulation of the NMR imaging process with applications in analysis and synthesis of imaging methods., Med. Phys. 10 610–21. http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/6646065 (accessed November 8, 2015).

[6] P.B. Roemer, W.A. Edelstein, C.E. Hayes, S.P. Souza, O.M. Mueller, The NMR phased array., Magn. Reson. Med. 16 (1990) 192–225. http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/2266841 (accessed November 8, 2015).

[7] J.W. Carlson, T. Minemura, Imaging time reduction through multiple receiver coil data acquisition and image reconstruction., Magn. Reson. Med. 29 (1993) 681–7. http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/8505905 (accessed November 8, 2015).

[8] J.B. Ra, C.Y. Rim, Fast imaging using subencoding data sets from multiple detectors., Magn. Reson. Med. 30 (1993) 142–5. http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/8371669 (accessed November 8, 2015).

[9] D.K. Sodickson, W.J. Manning, Simultaneous acquisition of spatial harmonics (SMASH): Fast imaging with radiofrequency coil arrays, Magn. Reson. Med. 38 (1997) 591–603. doi:10.1002/mrm.1910380414.

[10] K.P. Pruessmann, M. Weiger, M.B. Scheidegger, P. Boesiger, SENSE: sensitivity encoding for fast MRI., Magn. Reson. Med. 42 (1999) 952–62. http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/10542355 (accessed October 28, 2015).

[11] O. Dietrich, J.G. Raya, S.B. Reeder, M.F. Reiser, S.O. Schoenberg, Measurement of signal-to-noise ratios in MR images: influence of multichannel coils, parallel imaging, and reconstruction filters., J. Magn. Reson. Imaging. 26 (2007) 375–85. doi:10.1002/jmri.20969.

[12] J.D. Jackson, Classical Electrodynamics, 3rd editio, Wiley, 1998.

[13] C.. Chen, D.. Hoult, Biomedical Magnetic Resonance Technology (Medical Science), 1st editio, CRC Press, 1989.

[14] D.I. Hoult, The principle of reciprocity in signal strength calculations?A mathematical guide, Concepts Magn. Reson. 12 (2000) 173–187. doi:10.1002/1099-0534(2000)12:4<173::AID-CMR1>3.0.CO;2-Q.

[15] C.E. Hayes, W.A. Edelstein, J.F. Schenck, O.M. Mueller, M. Eash, An efficient, highly homogeneous radiofrequency coil for whole-body NMR imaging at 1.5 T, J. Magn. Reson. 63 (1985) 622–628. doi:10.1016/0022-2364(85)90257-4.

[16] L. Axel, Surface coil magnetic resonance imaging., J. Comput. Assist. Tomogr. 8 (1984) 381–4. http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/6725683 (accessed November 11, 2015).

[17] S.E. Harms, R.M. Wilk, L.M. Wolford, D.G. Chiles, S.B. Milam, The temporomandibular joint: magnetic resonance imaging using surface coils., Radiology. 157 (1985) 133–6. doi:10.1148/radiology.157.1.4034958.

[18] J.F. Schenck, H.R. Hart, T.H. Foster, W.A. Edelstein, M.A. Hussain, High resolution magnetic resonance imaging using surface coils., Magn. Reson. Annu. (1986) 123–60. http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/3079335 (accessed November 20, 2015).

[19] D.L. Burk, E. Kanal, J.A. Brunberg, G.F. Johnstone, H.E. Swensen, G.L. Wolf, 1.5-T surface-coil MRI of the knee., AJR. Am. J. Roentgenol. 147 (1986) 293–300. doi:10.2214/ajr.147.2.293.

[20] B. Kim, R.H. Breau, D. Papadatos, D. Fergusson, S. Doucette, I. Cagiannos, et al., Diagnostic accuracy of surface coil magnetic resonance imaging at 1.5 T for local staging of elevated risk prostate cancer., Can. Urol. Assoc. J. 4 (2010) 257–62. http://www.pubmedcentral.nih.gov/articlerender.fcgi?artid=2910771&tool=pmcentrez&rendertype=abstract (accessed October 22, 2015).

[21] S.M. Wright, L.L. Wald, Theory and application of array coils in MR spectroscopy., NMR Biomed. 10 (1997) 394–410. http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/9542737 (accessed November 20, 2015).

[22] M.A. Ohliger, D.K. Sodickson, An introduction to coil array design for parallel MRI., NMR Biomed. 19 (2006) 300–15. doi:10.1002/nbm.1046.

[23] H. Callen, T. Welton, Irreversibility and Generalized Noise, Phys. Rev. 83 (1951) 34–40. doi:10.1103/PhysRev.83.34.

[24] J.B. Johnson, Thermal Agitation of Electricity in Conductors, Phys. Rev. 32 (1928) 97–109. doi:10.1103/PhysRev.32.97.

[25] H. Nyquist, Thermal Agitation of Electric Charge in Conductors, Phys. Rev. 32 (1928) 110–113. doi:10.1103/PhysRev.32.110.

[26] S.D. Umans, A.E. Fitzgerald, Electric Machinery, 7th editio, McGraw-Hill Education, 2013.

[27] M. Decorps, P. Blondet, H. Reutenauer, J.. Albrand, C. Remy, An inductively coupled, series-tuned NMR probe, J. Magn. Reson. 65 (1985) 100–109. doi:10.1016/0022-2364(85)90378-6.

[28] D.I. Hoult, R.E. Richards, The signal-to-noise ratio of the nuclear magnetic resonance experiment, J. Magn. Reson. 213 (1976) 329–43. doi:doi:10.1016/0022-2364(76)90233-X.

[29] W.A. Edelstein, G.H. Glover, C.J. Hardy, R.W. Redington, The intrinsic signal-to-noise ratio in NMR imaging, Magn. Reson. Med. 3 (1986) 604–618. doi:10.1002/mrm.1910030413.

[30] J.J. Ackerman, T.H. Grove, G.G. Wong, D.G. Gadian, G.K. Radda, Mapping of metabolites in whole animals by 31P NMR using surface coils., Nature. 283 (1980) 167–170. doi:10.1038/283167a0.

[31] C.E. Hayes, L. Axel, Noise performance of surface coils for magnetic resonance imaging at 1.5 T., Med. Phys. 12 (1985) 604–7. http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/4046995 (accessed November 20, 2015).

[32] A.S. Hall, N.M. Alford, T.W. Button, D.J. Gilderdale, K.A. Gehring, I.R. Young, Use of high temperature superconductor in a receiver coil for magnetic resonance imaging., Magn. Reson. Med. 20 (1991) 340–3. http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/1775060 (accessed October 16, 2015).

[33] J.G. van Heteren, T.W. James, L.C. Bourne, Thin film high temperature superconducting RF coils for low field MRI., Magn. Reson. Med. 32 (1994) 396–400. http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/7984072 (accessed November 11, 2015).

[34] F. Odoj, E. Rommel, M. v. Kienlin, A. Haase, A superconducting probehead applicable for nuclear magnetic resonance microscopy at 7 T, Rev. Sci. Instrum. 69 (1998) 2708. doi:10.1063/1.1149003.

[35] S.E. Hurlston, W.W. Brey, S.A. Suddarth, G.A. Johnson, A high-temperature superconducting Helmholtz probe for microscopy at 9.4 T., Magn. Reson. Med. 41 (1999) 1032–8. http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/10332887 (accessed November 11, 2015).

[36] J. Bittoun, H. Saint-Jalmes, B.G. Querleux, L. Darrasse, O. Jolivet, I. Idy-Peretti, et al., In vivo high-resolution MR imaging of the skin in a whole-body system at 1.5 T., Radiology. 176 (1990) 457–60. doi:10.1148/radiology.176.2.2367660.

[37] A.C. Wright, H.K. Song, F.W. Wehrli, In vivo MR micro imaging with conventional radiofrequency coils cooled to 77 degrees K., Magn. Reson. Med. 43 (2000) 163–9. http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/10680678 (accessed October 18, 2015).

[38] J.C. Ginefri, L. Darrasse, P. Crozat, High-temperature superconducting surface coil for in vivo microimaging of the human skin., Magn. Reson. Med. 45 (2001) 376–82. http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/11241693 (accessed October 16, 2015).

[39] E. Laistler, M. Poirier-Quinot, S.A. Lambert, R.-M. Dubuisson, O.M. Girard, E. Moser, et al., In vivo MR imaging of the human skin at subnanoliter resolution using a superconducting surface coil at 1.5 Tesla., J. Magn. Reson. Imaging. 41 (2015) 496–504. doi:10.1002/jmri.24549.

[40] P. Styles, N.. Soffe, C.. Scott, D.. Crag, F. Row, D.. White, et al., A high-resolution NMR probe in which the coil and preamplifier are cooled with liquid helium, J. Magn. Reson. 60 (1984) 397–404. doi:10.1016/0022-2364(84)90050-7.

[41] A.S. Hall, B. Barnard, P. McArthur, D.J. Gilderdale, I.R. Young, G.M. Bydder, Investigation of a whole-body receiver coil operating at liquid nitrogen temperatures., Magn. Reson. Med. 7 (1988) 230–5. http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/3398770 (accessed October 18, 2015).

[42] O. Cour-Joly, H. Saint-Jaimes, G. Soufflet, L. Darasse, M. Sauzade, High resolution magnetic resonance imaging at low-field (0.1 Tesla), in: Proc. Annu. Int. Conf. IEEE Eng. Med. Biol. Soc., IEEE, 1992: pp. 1966–1967. doi:10.1109/IEMBS.1992.5762123.

[43] J.G. Bednorz, K.A. Müller, Possible highT c superconductivity in the Ba?La?Cu?O system, Zeitschrift Für Phys. B Condens. Matter. 64 (1986) 189–193. doi:10.1007/BF01303701.

[44] M.K. Wu, J.R. Ashburn, C.J. Torng, P.H. Hor, R.L. Meng, L. Gao, et al., Superconductivity at 93 K in a new mixed-phase Y-Ba-Cu-O compound system at ambient pressure, Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 908–910. doi:10.1103/PhysRevLett.58.908.

[45] L. Darrasse, J.C. Ginefri, Perspectives with cryogenic RF probes in biomedical MRI,

Biochimie. 85 (2003) 915–937. http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/14652180.

[46] B.A. Marinkovic, S. Xia, L.A. Saléh, M. Sens, E.T. Serra, R.R. de Avillez, et al., Development of Bulk Bi2+xSr3-yCa yCu 2O8+delta Superconductors by Partial-Melting Route for Fault Current Limiters Application, Mater. Res. 5 (2002) 179–186. doi:10.1590/S1516-14392002000200015.

[47] D. Gareis, T. Wichmann, T. Lanz, G. Melkus, M. Horn, P.M. Jakob, Mouse MRI using phased-array coils., NMR Biomed. 20 (2007) 326–34. doi:10.1002/nbm.1156.

[48] G. Miano, A. Maffucci, Transmission Lines and Lumped Circuits: Fundamentals and Applications, Academic Press, 2001.

[49] R.S. Withers, G.-C. Liang, B.F. Cole, M. Johansson, Thin-film HTS probe coils for magnetic-resonance imaging, IEEE Trans. Appiled Supercond. 3 (1993) 2450–2453. doi:10.1109/77.233951.

[50] G.D. Alley, Interdigital Capacitors and Their Application to Lumped-Element Microwave Integrated Circuits, IEEE Trans. Microw. Theory Tech. 18 (1970) 1028–1033. doi:10.1109/TMTT.1970.1127407.

[51] J.R. Miller, K. Zhang, Q.Y. Ma, I.K. Mun, K.J. Jung, J. Katz, et al., Superconducting receiver coils for sodium magnetic resonance imaging., IEEE Trans. Biomed. Eng. 43 (1996) 1197–9. doi:10.1109/10.544344.

[52] J.R. Miller, S.E. Hurlston, Q.Y. Ma, D.W. Face, D.J. Kountz, J.R. MacFall, et al., Performance of a high-temperature superconducting probe for in vivo microscopy at 2.0 T., Magn. Reson. Med. 41 (1999) 72–9. http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/10025613 (accessed November 18, 2015).

[53] M.S. Chow, S.M. Yeung, K.H. Lee, Q.Y. Ma, E.S. Yang, A Two-Channel HTS Thin-Film Phased Array Coil For Low Field MRI, in: 11th Sci. Meet. Int. Soc. Magn. Reson. Med., 2003.

[54] X. Zhang, K. Ugurbil, W. Chen, Microstrip RF surface coil design for extremely high-field MRI and spectroscopy, Magn Reson Med. 46 (2001) 443–450. http://dx.doi.org/.

[55] P. Gonord, S. Kan, A. Leroy-Willig, Parallel-plate split-conductor surface coil: analysis and design, Magn Reson Med. 6 (1988) 353–358. http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/3362068.

[56] R.D. Black, P.B. Roemer, A. Mogro-Campero, L.G. Turner, K.W. Rohling, High temperature superconducting resonator for use in nuclear magnetic resonance microscopy, Appl. Phys. Lett. 62 (1993) 771. doi:10.1063/1.108574.

[57] M. Poirier-Quinot, J.C. Ginefri, O. Girard, P. Robert, L. Darrasse, Performance of a miniature high-temperature superconducting (HTS) surface coil for in vivo microimaging of the mouse in a standard 1.5T clinical whole-body scanner, Magn. Reson. Med. 60 (2008) 917–927. doi:10.1002/mrm.21605.

[58] H.A. Wheeler, Transmission-Line Properties of Parallel Strips Separated by a Dielectric Sheet, Microw. Theory Tech. IEEE Trans. 13 (1965) 172–185. doi:10.1109/TMTT.1965.1125962.

[59] E.B. Rosa, F.W. Grover, Scientific papers of the bureau of standards : Formulas and tables for the calculation of mutual and self-inductance, 3rd Editio, Department of Commerce, 1916.

[60] F.W. Grover, The Calculation of the Mutual Inductance of Circular Filaments in Any Desired

Positions, Proc. IRE. 32 (1944) 620–629. doi:10.1109/JRPROC.1944.233364.

[61] C. Akyel, S.I. Babic, M.-M. Mahmoudi, MUTUAL INDUCTANCE CALCULATION FOR NON-COAXIAL CIRCULAR AIR COILS WITH PARALLEL AXES, Prog. Electromagn. Res. 91 (2009) 287–301. doi:10.2528/PIER09021907.

[62] M. Abramowitz, Handbook of Mathematical Functions: with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables, Revised ed, Dover Publications, 1965.

[63] S. Serfaty, N. Haziza, L. Darrasse, S. Kan, Multi-turn split-conductor transmission-line resonators, Magn Reson Med. 38 (1997) 687–689. http://dx.doi.org/.

[64] C.J. Gorter, H. Casimir, Archives du Musée Teyler, Springer Netherlands, Dordrecht, 1935. doi:10.1007/978-94-015-2998-3.

[65] F. London, H. London, The Electromagnetic Equations of the Supraconductor, Proc. R. Soc. A Math. Phys. Eng. Sci. 149 (1935) 71–88. doi:10.1098/rspa.1935.0048.

[66] T. Van Duzer, C.W. Turner, Principle of Superconducting Devices and Circuits, 2 edition, Prentice Hall, 1998.

[67] J.-C. Ginefri, L. Darrasse, P. Crozat, Comparison of radio-frequency and microwave superconducting properties of YBaCuO dedicated to magnetic resonance imaging, IEEE Trans. Appiled Supercond. 9 (1999) 4695–4701. doi:10.1109/77.819340.

[68] O. Girard, J.-C. Ginefri, M. Poirier-Quinot, L. Darrasse, Method for nonlinear characterization of radio frequency coils made of high temperature superconducting material in view of magnetic resonance imaging applications., Rev. Sci. Instrum. 78 (2007) 124703. doi:10.1063/1.2825241.

[69] M. Poirier-Quinot, L. Chiron, J.C. Ginefri, L. Darrasse, antenne IRM supraconductrice pour la microscopie des régions superficielles du corps humain, in: 8ème Colloq. CNRS “De La Rech. à La Découverte,” Toulouse, France, 2003.

[70] M. Poirier-Quinot, J.-C. Ginefri, F. Ledru, P. Fornes, L. Darrasse, Preliminary ex vivo 3D microscopy of coronary arteries using a standard 1.5 T MRI scanner and a superconducting RF coil., MAGMA. 18 (2005) 89–95. doi:10.1007/s10334-004-0097-x.

[71] J.C. Ginefri, M. Poirier-Quinot, O. Girard, L. Darrasse, Technical aspects: development, manufacture and installation of a cryo-cooled HTS coil system for high-resolution in-vivo imaging of the mouse at 1.5 T, Methods. 43 (2007) 54–67. doi:10.1016/j.ymeth.2007.03.011.

[72] M. Poirier-Quinot, J.-C. Ginefri, P. Robert, L. Darrasse, Feasibility of in vivo microimaging of the mouse in a conventional 1.5 T body scanner equipped with a 12 mm HTS surface coil, in: 12th Sci. Meet. Int. Soc. Magn. Reson. Med., Kyoto, Japan, 2004.

[73] J. Wosik, L. Xue, L.-M. Xie, M.R. Kamel, K. Nesteruk, J.A. Bankson, Superconducting array for high-field magnetic resonance imaging, Appl. Phys. Lett. 91 (2007) 183503. doi:10.1063/1.2801384.

[74] D. Pozar, Microwave Engineering, 4th Editio, Wiley, 2011.

[75] J. Mispelter, M. Lupu, A. Briguet, NMR Probeheads for Biophysical and Biomedical Experiments: Theoretical Principles & Practical Guidelines, Imperial College Press, 2006. https://books.google.com/books?hl=en&lr=&id=to_3sGPIBQQC&pgis=1 (accessed September

3, 2015).

[76] H.T. Friis, Noise Figures of Radio Receivers, Proc. IRE. 32 (1944) 419–422. doi:10.1109/JRPROC.1944.232049.

[77] U.L. Rohde, T.T.N. Bucher, Communications Receivers: Principles and Design, January 19, Mcgraw-Hill, 1988.

[78] A. Reykowski, S.M. Wright, J.R. Porter, Design of matching networks for low noise preamplifiers., Magn. Reson. Med. 33 (1995) 848–52. http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/7651124 (accessed November 26, 2015).

[79] M. Poirier-Quinot, J.C. Ginefri, L. Darrasse, A. Coutrot, E. Dufour-Gergam, J. Grandchamp, Evaluation of multi-turn transmission line resonator for localized MR microscopy at 1.5 T, in: 11th Sci. Meet. Int. Soc. Magn. Reson. Med., Toronto, Canada, 2003: p. 2389.

[80] R.F. Lee, R.O. Giaquinto, C.J. Hardy, Coupling and decoupling theory and its application to the MRI phased array., Magn. Reson. Med. 48 (2002) 203–13. doi:10.1002/mrm.10186.

[81] B. Wu, P. Qu, C. Wang, J. Yuan, G.X. Shen, InterconnectingL/C components for decoupling and its application to low-field open MRI array, Concepts Magn. Reson. Part B Magn. Reson. Eng. 31B (2007) 116–126. doi:10.1002/cmr.b.20087.

[82] I.J. Bahl, S.S. Stuchly, Analysis of a Microstrip Covered with a Lossy Dielectric, IEEE Trans. Microw. Theory Tech. 28 (1980) 104–109. doi:10.1109/TMTT.1980.1130018.

[83] N. Alexopoulos, D. Jackson, Fundamental superstrate (cover) effects on printed circuit antennas, IEEE Trans. Antennas Propag. 32 (1984) 807–816. doi:10.1109/TAP.1984.1143433.

[84] R.N. Karekar, M.K. Pande, Effect of Thin-Film Bi_2O_3 Overlay on the Quality Factor of a Microstrip Resonator (Short Papers), IEEE Trans. Microw. Theory Tech. 24 (1976). doi:10.1109/TMTT.1976.1128835.

[85] I. Bahl, P. Bhartia, S. Stuchly, Design of microstrip antennas covered with a dielectric layer, IEEE Trans. Antennas Propag. 30 (1982) 314–318. doi:10.1109/TAP.1982.1142766.

[86] A. Bhattacharyya, Effects of dielectric superstrate on patch antennas, Electron. Lett. 24 (1988) 356–358. http://ieeexplore.ieee.org/articleDetails.jsp?arnumber=8216 (accessed August 31, 2015).

[87] R. Afzalzadeh, R.N. Karekar, Characteristics of a rectangular microstrip patch antenna with protecting spaced dielectric superstrate, Microw. Opt. Technol. Lett. 7 (1994) 62–66. doi:10.1002/mop.4650070209.

[88] R. Shavit, Dielectric cover effect on rectangular microstrip antenna array, IEEE Trans. Antennas Propag. 42 (1994) 1180–1184. doi:10.1109/8.310012.

[89] Y.J. Lee, J. Yeo, R. Mittra, W.S. Park, Design of a high-directivity Electromagnetic Band Gap (EBG) resonator antenna using a frequency-selective surface (FSS) superstrate, Microw. Opt. Technol. Lett. 43 (2004) 462–467. doi:10.1002/mop.20502.

[90] H. Vettikalladi, O. Lafond, M. Himdi, High-Efficient and High-Gain Superstrate Antenna for 60-GHz Indoor Communication, IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett. 8 (2009) 1422–1425. doi:10.1109/LAWP.2010.2040570.

[91] A.G. Webb, Dielectric materials in magnetic resonance, Concepts Magn. Reson. Part A. 38A (2011) 148–184. doi:10.1002/cmr.a.20219.

[92] A.K. VERMA, A. BHUPAL, Z. ROSTAMY, G.P. SRIVASTAVA, Analysis of Rectangular Patch Antenna with Dielectric Cover, IEICE Trans. Electron. E74-C (1991) 1270–1276. http://search.ieice.org/bin/summary.php?id=e74-c_5_1270&category=C&year=1991&lang=E&abst= (accessed August 31, 2015).

[93] O.M. Ramahi, Y.T. Lo, Superstrate effect on the resonant frequency of microstrip antennas, Microw. Opt. Technol. Lett. 5 (1992) 254–257. doi:10.1002/mop.4650050603.

[94] F.E. Terman, Radio engineer's handbook, 1943. https://books.google.fr/books/about/Radio_engineer_s_handbook.html?id=b7Q8AAAAIAAJ&pgis=1 (accessed September 3, 2015).

[95] C.-N. Chen, D.. Hoult, V.. Sank, Quadrature detection coils—A further √2 improvement in sensitivity, J. Magn. Reson. 54 (1983) 324–327. doi:10.1016/0022-2364(83)90057-4.

[96] W. Froncisz, A. Jesmanowicz, J.S. Hyde, Inductive (flux linkage) coupling to local coils in magnetic resonance imaging and spectroscopy, J. Magn. Reson. 66 (1986) 135–143. doi:10.1016/0022-2364(86)90111-3.

[97] M.. Schnall, C. Barlow, V.H. Subramanian, J.. Leigh, Wireless implanted magnetic resonance probes for in vivo NMR, J. Magn. Reson. 68 (1986) 161–167. doi:10.1016/0022-2364(86)90326-4.

[98] P.L. Kuhns, M.J. Lizak, S.H. Lee, M.S. Conradi, Inductive coupling and tuning in NMR probes; Applications, J. Magn. Reson. 78 (1988) 69–76. doi:http://dx.doi.org/10.1016/0022-2364(88)90157-6.

[99] J. Guisiano, Développement d'un micro-dispositif intègre pour le contrôle de la fréquence de résonance d'une antenne à haute sensibilité pour l'IRM, Paris 11, 2011. http://www.theses.fr/en/2011PA112163 (accessed October 14, 2015).

[100] D.D. Traficante, Impedance: What it is, and why it must be matched, Concepts Magn. Reson. 1 (1989) 73–92. doi:10.1002/cmr.1820010205.

[101] D.I. Hoult, B. Tomanek, Use of mutually inductive coupling in probe design, Concepts Magn. Reson. 15 (2002) 262–285. doi:10.1002/cmr.10047.

[102] S.B. Bulumulla, E. Fiveland, K.J. Park, T.K. Foo, C.J. Hardy, Inductively coupled wireless RF coil arrays., Magn. Reson. Imaging. 33 (2015) 351–7. doi:10.1016/j.mri.2014.12.004.

[103] S. Lambert, J.C. Ginefri, M. Poirier-Quinot, L. Darrasse, Accurate 3D full-wave simulation for designing Multiturn Transmission Line Resonators, in: 25th Annu. Meet. Eur. Soc. Magn. Reson. Med. Biol., Valencia (Spain), 2008.

[104] E. Yamashita, R. Mittra, Variational Method for the Analysis of Microstrip Lines, IEEE Trans. Microw. Theory Tech. 16 (1968) 251–256. doi:10.1109/TMTT.1968.1126658.

[105] R. Crampagne, M. Ahmadpanah, J.-L. Guiraud, A Simple Method for Determining the Green's Function for a Large Class of MIC Lines Having Multilayered Dielectric Structures, IEEE Trans. Microw. Theory Tech. 26 (1978) 82–87. doi:10.1109/TMTT.1978.1129317.

[106] K.K. Joshi, R.D. Pollard, V. Postoyalko, Microstrip with dielectric overlay: variational analysis

and validation, Microwaves, Antennas Propagation, IEE Proc. 141 (1994) 138–140. doi:10.1049/ip-map:19949907.

[107] V.R.K. Murthy, S. Sundaram, B. Viswanathan, Microwave Materials, Springer Science & Business Media, 2013. https://books.google.com/books?id=cFfuCAAAQBAJ&pgis=1 (accessed September 10, 2015).

[108] A.L. Coutrot, E. Dufour-Gergam, J.M. Quemper, E. Martincic, J.P. Gilles, J.P. Grandchamp, et al., Copper micromoulding process for NMR microinductors realization, Sensors Actuators A Phys. 99 (2002) 49–54. doi:http://dx.doi.org/10.1016/S0924-4247(01)00897-4.

[109] J.C. Ginefri, E. Durand, L. Darrasse, Quick measurement of nuclear magnetic resonance coil sensitivity with a single-loop probe, Rev. Sci. Instrum. 70 (1999) 4730–4731. doi:doi:http://dx.doi.org/10.1063/1.1150142.

[110] S. Lambert, Modélisation, réalisation et caractérisation d'antennes supraconductrices pour la micro-IRM du cerveau de souris à 4,7 T, Paris 11, 2011. http://www.theses.fr/en/2011PA112038 (accessed October 14, 2015).

[111] R. Kriegl, A flexible coil array for high resolution magnetic resonance imaging at 7 Tesla, Paris 11, 2014. http://www.theses.fr/en/2014PA112425 (accessed October 14, 2015).

[112] R. Kriegl, J.-C. Ginefri, M. Poirier-Quinot, L. Darrasse, S. Goluch, A. Kuehne, et al., Novel inductive decoupling technique for flexible transceiver arrays of monolithic transmission line resonators., Magn. Reson. Med. 73 (2015) 1669–81. doi:10.1002/mrm.25260.

[113] J.C. Guisiano, S. Lambert, S. Megherbi, L. Darrasse, J.C. Ginefri, Experimental characterization and numerical simulation of a dielectric tuning technique dedicated to miniature monolithic NMR coils, in: Therm. Mech. Multi-Physics Simul. Exp. Microelectron. Microsystems, 2009. EuroSimE 2009. 10th Int. Conf., 2009: pp. 1–6. doi:10.1109/ESIME.2009.4938480.

[114] M. Kozlov, R. Turner, Fast MRI coil analysis based on 3-D electromagnetic and RF circuit co-simulation., J. Magn. Reson. 200 (2009) 147–52. doi:10.1016/j.jmr.2009.06.005.

[115] M. Clemens, T. Weiland, Discrete Electromagnetism With the Finite Integration Technique - Abstract, Prog. Electromagn. Res. (2001). http://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1163/156939301X00661 (accessed November 28, 2015).

[116] CST-MWS, The Finite Integration Technique, (2015). https://www.cst.com/Products/CSTmws/FIT.

[117] T. Weiland, A Discretization Method for the Solution of Maxwell's Equations for Six-Component Fields, 31 (1977) 116–120. http://www.researchgate.net/publication/234442225_A_Discretization_Method_for_the_Solution_of_Maxwell's_Equations_for_Six-Component_Fields (accessed December 6, 2015).

[118] Physikinstrumente, PI pielectric motor overview, 2014. http://www.physikinstrumente.com/products.html.

[119] W. Brown, A. Williams, Piezoelectric motor, US 2439499 A, 1942.

[120] N. V Tsekos, A. Khanicheh, E. Christoforou, C. Mavroidis, Magnetic resonance-compatible robotic and mechatronics systems for image-guided interventions and rehabilitation: a review

study., Annu. Rev. Biomed. Eng. 9 (2007) 351–387. doi:10.1146/annurev.bioeng.9.121806.160642.

[121] C.W. König, J. Trübenbach, P. BÃƒÂ¶hm, J. Fritz, S.H. Duda, P.L. Pereira, Magnetic resonance-guided transcortical biopsy of bone marrow lesions using a magnetic resonance imaging-compatible piezoelectric power drill: preliminary experience., Invest Radiol. 38 (2003) 159–163. doi:10.1097/01.RLI.0000053670.71386.B9.

[122] O. Wendt, J. Oellinger, T.C. Luth, R. Felix, U. Boenick, The effects of the use of piezoelectric motors in a 1.5-Tesla high-field magnetic resonance imaging system (MRI), Biomed Tech. 45 (2000) 20–25. http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/10721233\nhttp://www.degruyter.com/dg/viewarticle.fullcontentlink:pdfeventlink/$002fj$002fbmte.2000.45.issue-1-2$002fbmte.2000.45.1-2.20$002fbmte.2000.45.1-2.20.xml?t:ac=j$002fbmte.2000.45.issue-1-2$002fbmte.2000.45.1-2.

[123] S.G. Turowski, M. Seshadri, M. Loecher, E. Podniesinski, J.A. Spernyak, R. V Mazurchuk, Performance of a novel piezoelectric motor at 4.7 T: applications and initial tests., Magn. Reson. Imaging. 26 (2008) 426–32. doi:10.1016/j.mri.2007.07.005.

[124] B. Sanguinetti, B.T.H. Varcoe, Use of a piezoelectric SQUIGGLE?? motor for positioning at 6 K in a cryostat, Cryogenics (Guildf). 46 (2006) 694–696. doi:10.1016/j.cryogenics.2006.02.007.

[125] PiezoMotor, Product overview: PiezoLEG linear 6 N, 2013.

[126] R. Kriegl, M. Poirier-Quinot, L. Darrasse, E. Moser, E. Laistler, J.-C. Ginefri, Multi-turn Multi-gap Transmission Line Resonators, in: Proc. ESMRMB, 2013. http://www.researchgate.net/publication/258327835_Multi-turn_Multi-gap_Transmission_Line_Resonators (accessed November 30, 2015).

[127] R. Kriegl, J.-C. Ginefri, Z. Li, M. Poirier-Quinot, L. Darrasse, E. Moser, et al., Résonateurs à ligne de transmission Multi-tour et Multi-fente – Premiers essais à 7T, in: 2éme Congrès La SFRMBM, 2015. http://www.researchgate.net/publication/271373041_Rsonateurs__ligne_de_transmission_Multi-tour_et_Multi-fente__Premiers_essais__7T (accessed November 30, 2015).

[128] E.W. McFarland, A. Mortara, Three-dimensional NMR microscopy: Improving SNR with temperature and microcoils, Magn. Reson. Imaging. 10 (1992) 279–288. doi:10.1016/0730-725X(92)90487-K.

[129] H. Okada, T. Hasegawa, J.G. Vanheteren, L. Kaufman, RF Coil for Low-Field MRI Coated with High-Temperature Superconductor, J. Magn. Reson. Ser. B. 107 (1995) 158–164. doi:10.1006/jmrb.1995.1072.

[130] M.A. Griswold, P.M. Jakob, R.M. Heidemann, M. Nittka, V. Jellus, J. Wang, et al., Generalized autocalibrating partially parallel acquisitions (GRAPPA)., Magn. Reson. Med. 47 (2002) 1202–10. doi:10.1002/mrm.10171.

[131] J. Wosik, K. Nesteruk, L.. Xie, L. Xue, J.A. Bankson, J.D. Hazle, A Novel Planar Design of 200 MHz Superconducting Array, in: 11th Sci. Meet. Int. Soc. Magn. Reson. Med., 2003.

[132] L. Titus, M. Griswold, Concentrically Shielded Surface Coils - A New Method for Decoupling Phased Array Elements, in: 14th Sci. Meet. Int. Soc. Magn. Reson. Med., 2006.

[133] M.H. Deppe, J. Parra-Robles, T. Lanz, J. Wild, A flexible 32-channel array for 3He human lung imaging at 1.5T, in: 18th Sci. Meet. Int. Soc. Magn. Reson. Med., 2010.

[134] J.-S. Hong, M.J. Lancaster, Microstrip Filters for RF/Microwave Applications, John Wiley & Sons, Inc., 2001.

[135] A. Taflove, Application of the Finite-Difference Time-Domain Method to Sinusoidal Steady-State Electromagnetic-Penetration Problems, IEEE Trans. Electromagn. Compat. EMC-22 (1980) 191–202. doi:10.1109/TEMC.1980.303879.

[136] K.S. Yee, Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media, IEEE Trans. Antennas Propag. 14 (1966) 302–307. doi:10.1109/TAP.1966.1138693.

[137] F.W. Grover, Inductance Calculations: Working Formulas and Tables, Courier Corporation, 2004.

[138] J.C. Maxwell, A Treatise on Electricity and Magnetism, Dover Publications Inc, New York, 1954.

[139] M. Kamon, M.J. Ttsuk, J.K. White, FASTHENRY: a multipole-accelerated 3-D inductance extraction program, IEEE Trans. Microw. Theory Tech. 42 (1994) 1750–1758. doi:10.1109/22.310584.

[140] M. Kamon, M.J. Tsuk, C. Smithhisler, J. White, Efficient techniques for inductance extraction of complex 3-D geometries, (1992) 438–442. http://dl.acm.org/citation.cfm?id=304032.304149 (accessed October 29, 2015).

[141] Y. Saad, M.H. Schultz, GMRES: A Generalized Minimal Residual Algorithm for Solving Nonsymmetric Linear Systems, SIAM J. Sci. Stat. Comput. (2006). http://epubs.siam.org/doi/abs/10.1137/0907058 (accessed October 29, 2015).

[142] L.F. Greengard, The rapid evaluation of potential fields in particle systems, (1987). http://dl.acm.org/citation.cfm?id=913529 (accessed October 29, 2015).

Liste de publication

Article de revue :

Zhoujian Li, Georges Willoquet, Geneviève Guillot, Sajad Hosseinnezhadian, Laurène Jourdain, Marie Poirier-Quinot, Luc Darrasse, Jean-Christophe Ginefri. ***Study of two contact-less tuning principles for small monolithic radiofrequency MRI coils and development of an automated system based on piezoelectric motor***. Sensors Actuators A Phys. 241 (2016) 176–189. doi:10.1016/j.sna.2016.02.008.

Articles de conférence *:*

Zhoujian Li, Sajad Hosseinnezadian, Geneviève Guillot, Georges Willoquet, Laurène Jourdain, Marie Poirier-Quinot, Luc Darrasse, and Jean-christophe Ginefri. *Proton Imaging at 4.7 T Using a Piezoelectric-based Automation System for impedance matching of Monolithic Transmission Line Resonators*. Proc. ISMRM 2016, Singapour. (Poster, p.2177).

Zhoujian Li, Roberta kriegl, Sajad Hosseinnezhadian, Marie Poirier-Quinot, Elmar laistler, Luc Darrasse, Jean-Christophe Ginefri. *Design of a Four-Element Array of Small Monolithic RF Coils with Shielding-Rings Decoupling* Proc. ESMRMB, Edinburg, UK, 2015, (Oral, p. 74).

Zhoujian Li, Luc Darrasse, and Jean-Christophe Ginefri. *Preliminary investigation on shielding-ring based technique for miniature monolithic RF coil decoupling*. Proc.ISMRM 2015, Toronto, Canada. (Poster, p.559).

Roberta Kriegl, Jean-Christophe Ginefri, Marie Poirier-Quinot, **Zhoujian Li**, Luc Darrasse, Ewald Moser, and Elmar Laistler. *Multi-Turn Multi-Gap Transmission Line Resonators -First Tests at 7 T.* Proc.ISMRM 2015, Toronto, Canada. (Oral).

Zhoujian Li, Roberta Kriegl, Elmar Laistler, Marie Poirier-Quinot, Luc Darrasse, et Jean-Christophe Ginefri. *Études préliminaires sur la technique de découplage basée sur anneau de blindage pour des petites RF antennes monolithiques.* 2éme Congrès de la SFRMBM, 2015, Grenoble, France (Oral).

Roberta Kriegl, Jean-Christophe Ginefri, **Zhoujian Li**, Marie Poirier-Quinot, Luc Darrasse, Ewald Moser, Elmar Laistler. *Résonateurs à ligne de transmission Multi-tour et Multi-fente – Premiers essais à 7T.* 2éme Congrès de la SFRMBM, 2015, Grenoble, France (Poster).

Zhoujian Li, Georges Willoquet, Marie Poirier-Quinot, Luc Darrasse, and Jean-christophe Ginefri. *Automation system based on piezoelectric motor for tuning and matching miniature monolithic NMR coils.* Proc. ISMRM 2014, Milan, Italy. (Poster, p.5746).