

N° d'ordre : 2570

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ BORDEAUX I

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGÉNIEUR

Par **Nathalie BARIL**

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

SPÉCIALITÉ : Laser et Matières Denses

RMN DANS UN GRADIENT D'INDUCTION OSCILLANTE : DE L'IMAGERIE DE SURFACE A LA DÉTECTION DE MOUVEMENTS

Soutenue le 03 octobre 2002

Après avis de MM. :

Daniel CANET
André BRIGUET

Rapporteurs

Devant la commission d'examen formée de MM. :

Jacques ROUCH, Professeur Université Bordeaux I
Jean-Marie TURLET, Professeur Université Bordeaux I
Daniel CANET, Professeur Université Nancy I
André BRIGUET, Professeur Université Lyon I
Jean-Michel FRANCONI, Professeur Université Bordeaux II
Eric THIAUDIÈRE, Maître de Conférences Université Bordeaux II
Paul CANIONI, Professeur Université Bordeaux II

**Président
Examineur**

*A la mémoire de ma tendre grand-mère,
à ceux qui me sont chers...*

« La conquête du superflu donne une excitation spirituelle plus grande que la conquête du nécessaire. »

Gaston Bachelard

Remerciements

A l'heure où s'achève ce rapport de thèse, je tiens à exprimer en premier lieu ma reconnaissance au Pr Paul Canoni pour m'avoir ouvert les portes de son laboratoire et accueillie au sein de son équipe de recherche, ainsi que pour le soutien et l'intérêt qu'il a manifesté dans la réalisation de ce travail, tout au long de ces trois années de thèse.

J'adresse mes plus vifs remerciements au Pr Daniel Canet et au Pr André Briguet, pour l'honneur qu'ils m'ont fait en acceptant de juger ce travail et pour les observations constructives qu'ils ont apporté à sa finalité. Je remercie très sincèrement le Pr Jacques Rouch qui m'a fait également l'honneur de présider le jury de cette thèse et le Pr Jean-Marie Turllet pour sa participation à ce jury, ainsi que pour le soutien dont ils ont fait preuve à mon égard en tant qu'étudiante et les remarques judicieuses dont ils ont gratifié ce travail.

Je voudrais exprimer ma plus profonde gratitude à mes deux « chefs » Eric et Jean-Michel, pour m'avoir confié un défi passionnant et accompagné sans relâche depuis mon DEA jusqu'à ma soutenance de thèse. Ils ont guidé mes premiers pas dans la recherche en me faisant bénéficier de leurs connaissances, de leur esprit critique et de leur rigueur expérimentale, en restant toujours très disponibles. Je leur sais également gré d'avoir su m'écouter et me soutenir dans les moments les plus difficiles. Qu'ils soient assurés tous les deux de ma profonde reconnaissance et de mon estime.

Je n'oublierai pas non plus de remercier...

Michèle pour son amitié, sa gentillesse, son dynamisme et son réconfort dans les moments difficiles, qu'elle soit assurée de mon amitié sincère,

Bruno pour ses conseils précieux ponctués de mots d'esprit inéluctables,

Karine pour ses sauvetages in extremis lorsque j'étais égarée dans les méandres de l'informatique,

Marc pour son assistance efficace dans les nombreux « bugs Bruker » ainsi que

Gérard, qui en outre m'a confié les secrets d'une soudure réussie et l'art du bricolage,

Véro, Bixente, Anne-Karine, Guillaume, Stéphanie et Cécile pour leur appui et leur contribution à rendre ces trois années agréables,

sans oublier un merci plus général mais non moins chaleureux à l'ensemble des membres du laboratoire anciens ou présents, pour tout le soutien et la sympathie qu'ils m'ont témoignée au quotidien.

Mais surtout...

Mes plus vifs et sincères remerciements vont tout naturellement à mes parents qui m'ont aidé et encouragé tout au long de mes études, qu'ils voient dans cette thèse la récompense de leurs dévouements et la marque de mon affection. Je tiens en outre à exprimer ma plus profonde gratitude et ma tendresse à mon p'tit

frère à qui je souhaite une brillante carrière d'informaticien, à ma grand-mère, à l'ensemble de ma famille et « belle-famille », à mes proches ou amis, en particulier Clairette, Flo et Lili, et enfin à mon compagnon Pascal pour avoir été et être un source de soutien et de motivation irremplaçable. Mes dernières pensées iront à ma grand-mère, pour toute la tendresse et l'affection dont elle m'a entourée, son réconfort et ses encouragements, elle serait sans doute aujourd'hui une des personnes les plus fières de cet ouvrage.

Bien qu'un seul nom soit écrit sur la page de garde, la thèse est avant tout un travail d'équipe et de collaboration, qui de surcroît ne peut aboutir sans le soutien actif de son entourage. Cette thèse est par conséquent aussi la votre et vous est à tous dédiée.

Table des matières

INTRODUCTION	5
CHAPITRE 1 : GÉNÉRATION DE GRADIENTS D'INDUCTION B_1 : INSTRUMENTATION ..	11
1. Concepts et techniques permettant la caractérisation de l'antenne générant un gradient RF uniforme.....	14
1.1. La loi de Biot et Savard.....	14
1.2. Mesure des lignes d'induction B_1 - Séquence MISSTEC	14
1.3. Caractéristiques de l'antenne.....	16
<i>Coefficient de qualité de l'antenne.....</i>	<i>16</i>
<i>Inductance de l'antenne</i>	<i>17</i>
2. L'antenne en échelle.....	17
2.1. Géométrie de l'antenne	18
2.2. Calcul des grandeurs caractéristiques de l'antenne	19
<i>Evaluation de la qualité de l'antenne</i>	<i>19</i>
<i>Evaluation de l'inductance de l'antenne.....</i>	<i>20</i>
3. Modélisation des lignes d'induction de radiofréquence	20
3.1. Cartes simulées de la distribution d'induction B_1	20
3.2. Calcul de l'inductance	25
4. Détermination expérimentale des cartes d'induction B_1	26
5. Conclusion.....	29
CHAPITRE 2 : IRM DE SURFACE DANS LE RÉFÉRENTIEL TOURNANT.....	31
1. Une alternative à l'imagerie conventionnelle	33
1.1. L'Imagerie par Résonance Magnétique conventionnelle et ses limites	33
1.2. Utilisation de gradients d'induction électromagnétique B_1	37
1.3. Séquence d'impulsion pour l'imagerie B_1 – obtention de profils	38

1.4. Extension à deux dimensions	40
2. Une nouvelle méthode d'imagerie B_1 à deux dimensions	41
3. Résultats expérimentaux	42
3.1. Image d'un objet ponctuel.....	42
3.2. Origine de la déformation de l'image.....	44
3.3. Algorithme de traitement de l'image.....	44
3.4. Reconstruction de l'image.....	48
3.5. Images d'objets simples	48
4. Discussion – Applications	52
5. Perspectives : Imagerie du sol.....	57
CHAPITRE 3 : DÉTECTION ET CARACTÉRISATION PAR RMN DE VIBRATIONS	
MÉCANIQUES	61
1. Aspects théoriques.....	65
1.1. Ondes mécaniques.....	65
1.2. Choix de la séquence de détection des vibrations	66
2. Simulation	69
3. Montage expérimental	71
4. Résultats.....	73
5. Discussion - Applications.....	77
CHAPITRE 4 : DÉTECTION DE MOUVEMENTS PÉRIODIQUES D'IONS DANS UN CHAMP	
ÉLECTRIQUE	81
1. Théorie	83
1.1. Estimation de la mobilité des ions H_3O^+ , Na^+ et Cl^- soumis à un champ électrique constant	83

1.2. Estimation de l'amplitude du déplacement des ions H_3O^+ , Na^+ et Cl^- soumis à un champ électrique alternatif	84
2. Appareillage et méthodologie.....	85
2.1. Cuve à électrophorèse	85
2.2. Protocole RMN	86
2.3. Séquence d'impulsion	88
3. Résultats.....	88
3.1. Mesure de la vitesse des ions	88
3.2. Etude de la sélectivité de la réponse RMN en fréquence	88
3.3. Etude de la corrélation entre le signal de RMN et la différence de potentiel appliquée aux bornes de la cuve.....	90
4. Discussion.....	93
5. Applications	95
CONCLUSION.....	97
RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES	103
ANNEXES.....	113
Annexe 1 : Liste des Illustrations.....	115
Annexe 2 : Liste des Tableaux	119
Annexe 3 : Liste des Publications et Congrès.....	121

INTRODUCTION

Il n'existe sans doute pas d'ouvrages et en particulier de thèses en Résonance Magnétique Nucléaire (RMN) qui ne mentionnent les noms de F. Bloch et d'E. Purcell, pères du phénomène de RMN. Parallèlement à leurs travaux honorés d'un Prix Nobel en 1952, E. K. Zavoisky est à l'origine de la découverte de la résonance des spins électroniques en 1941. Depuis sa découverte, la RMN a connu des développements prodigieux qui s'inscrivent dans de multiples applications et s'étendent dans des domaines de recherche variés.

Deux inductions magnétiques participent au phénomène de RMN : une induction magnétique statique qui permet de polariser les spins des noyaux et ainsi de créer différents niveaux d'énergie ; une induction magnétique oscillante perpendiculaire à l'induction statique qui génère des transitions entre ces niveaux d'énergie et induit la résonance. Ces inductions dans la majorité des applications nécessitent la plus grande homogénéité spatiale possible. Historiquement, la première application du phénomène de RMN est la spectroscopie. Cette technique est extrêmement puissante pour la détermination de la structure des molécules. En effet, l'environnement électronique des noyaux induit de petites variations de la fréquence de résonance ν_0 . Il est alors possible d'identifier et de quantifier les molécules d'un échantillon (*in vitro*) ou d'un organe (*in vivo*). Une application spectaculaire plus récente du phénomène de RMN est l'Imagerie par Résonance Magnétique (IRM). Pour réaliser une image *i.e.* une carte de densité d'aimantation, il faut superposer à l'induction statique un gradient constant d'induction statique B_0 afin de localiser le signal dans tout l'échantillon. L'IRM permet non seulement de réaliser des coupes dans tous les plans de l'espace mais aussi d'apprécier de façon remarquable les contrastes tissulaires. L'IRM, non invasive, est ainsi devenue un outil majeur de diagnostic médical.

Depuis une vingtaine d'année, est apparue une nouvelle technique de localisation du signal de RMN dans laquelle les gradients d'induction statique B_0 sont substitués par des gradients d'induction électromagnétique B_1 (induction de radiofréquence (RF) ou oscillante). Ces gradients RF peuvent être convertis en une variation spatiale de l'angle de nutation de l'aimantation. Forts de leur simplicité instrumentale, les gradients d'induction B_1 présentent l'avantage d'être d'une part quasi-insensibles aux différences de susceptibilité magnétique [1,2]. En effet, aux interfaces de deux matériaux de susceptibilités différentes, sont créés des gradients d'induction statique locaux qui s'ajoutent aux gradients d'induction statique appliqués et provoquent une perturbation locale de l'image au voisinage de l'interface. En supposant que l'intensité de l'induction B_1 soit

suffisamment élevée pour rendre négligeables les effets d'off-resonance, l'aimantation n'opère plus un mouvement de précession autour de l'induction B_0 mais une nutation autour de B_1 ; les gradients de susceptibilité magnétique n'ont alors aucun effet sur les gradients RF. Le module de B_1 est en outre trop faible par rapport à l'intensité de l'induction statique B_0 pour créer un gradient de susceptibilité. Par ailleurs, les courants parasites créés dans les bobines de gradient d'induction statique (courants de Foucault) [3] sont supprimés, les impulsions de gradients RF ayant des temps de montée et de descente négligeables.

Dans un travail pionnier, D. I. Hoult présenta en 1979 une nouvelle méthode de localisation spatiale des spins par un gradient d'induction B_1 appelée « Imagerie dans le Repère Tournant » (RFI : Rotating-Frame Imaging), dans laquelle des images à deux dimensions sont obtenues en combinant un gradient d'induction statique B_0 et un gradient d'induction électromagnétique B_1 [4]. En comparaison avec l'imagerie conventionnelle, cette technique peut être pratiquée en présence d'une induction statique B_0 homogène de sorte que l'information de déplacement chimique est préservée. Cet avantage a été exploité au cours des années 1980, en imagerie spectroscopique [5-15]. Les gradients d'induction B_1 sont appliqués sous la forme d'une série d'impulsions de durée incrémentée t_1 et le signal est recueilli immédiatement après interruption des impulsions de gradient, pendant un temps t_2 . Une double transformation de Fourier du signal $S(t_1, t_2)$ fournit une image à deux dimensions contenant une information spatiale sur un axe selon une fréquence caractéristique ν_1 , et le déplacement chimique selon une fréquence ν_2 sur l'autre axe. Cette technique a notamment été développée en imagerie spectroscopique du ^{31}P [6,7,13].

La première image spatiale à deux dimensions réalisée sur du ^{23}Na en utilisant exclusivement des gradients d'induction B_1 générés par une antenne de surface tournant autour de l'échantillon a été obtenue en 1990 par J. P. Boehmer *et. al.* [16].

Depuis une dizaine d'année, les techniques basées sur l'utilisation de « gradients B_1 » ont été essentiellement développées dans deux thématiques, la microscopie RMN [2,17-24] et la mesure ou l'imagerie des coefficients de diffusion [1,25-36]. Ces travaux ont été rapportés par D. Canet [37] et F. Humbert [38].

En microimagerie basée sur l'utilisation des gradients d'induction électromagnétique (« imagerie B_1 »), la localisation spatiale des spins selon une direction est obtenue par l'intermédiaire d'une séquence utilisant un train d'impulsions de gradient d'induction RF DANTE [39]. Entre ces impulsions, un point complexe de donnée est recueilli et l'ensemble de

ces points forme une pseudo-FID (Free Induction Decay). La transformée de Fourier de cette pseudo-FID fournit un profil de densité de spins ou image à une dimension de l'objet analysé [17-19]. Expérimentalement, le codage est réalisé en tournant mécaniquement l'échantillon à angles réguliers et en effectuant à chaque pas une mesure 1D à partir d'un gradient d'induction RF délivré par une antenne de surface. Une image à deux dimensions est alors reconstruite à partir des données collectées à chaque rotation [20]. Ces méthodes nécessitent l'emploi d'une deuxième antenne qui entoure complètement l'échantillon pour la détection et/ou la sélection de coupe. Une autre méthode originale permet de sélectionner une coupe selon l'axe de l'induction statique grâce à une antenne en selle de cheval conique [40]. Dans les techniques récentes de microimagerie, la sélection de coupe est effectuée en utilisant un train d'impulsions DANTE spatialement sélectives qui sélectionne l'aimantation dans une coupe localisée au centre d'une antenne en selle de cheval. Cette antenne est perpendiculaire à l'antenne de surface délivrant un premier gradient d'induction électromagnétique ; elle génère un second gradient RF selon la direction de l'induction statique [21,22]. Diverses améliorations relatives à l'augmentation de la résolution des images *i.e.* l'augmentation de l'intensité du gradient d'induction B_1 [23] ou à la réduction du temps d'acquisition d'une image [24,41] ont été réalisées.

La première méthode de mesure de diffusion utilisant des gradients d'induction électromagnétique a été publiée par G. S. Karczmar [25]. Elle est basée sur une séquence simple utilisant un gradient bipolaire. Un gradient RF généré par une antenne de surface suivant l'axe x' du référentiel tournant produit une nutation différentielle de l'aimantation dans le plan zy' . Après un délai, le gradient est de nouveau appliqué avec une phase opposée afin de restaurer l'aimantation selon z . Cette aimantation est ensuite échantillonnée en utilisant une impulsion de lecture. Si des mouvements moléculaires ont lieu pendant le délai entre les impulsions, l'amplitude de l'aimantation longitudinale est alors réduite. En variant les différents délais de la séquence, les phénomènes de relaxation, de diffusion et de flux sont distingués. Cette séquence à quelques variantes près est la plus couramment utilisée pour des mesures de diffusion [25,26,28,31,33]. La quasi-insensibilité des gradients d'induction B_1 aux différences de susceptibilité magnétique en fait une méthode de choix pour étudier la diffusion moléculaire dans des milieux hétérogènes. Une évaluation critique de cette méthode a été rapportée [32]. En combinant cette séquence avec une séquence d'imagerie adéquate, il est possible de réaliser des images de flux [27], de déplacement chimique [29,34], de coefficients de diffusion [30,36] ou de

constante de temps de relaxation longitudinale T_1 [30,35]. Une méthode plus récente combine un gradient d'induction statique et un gradient d'induction de radiofréquence afin de déterminer simultanément le temps de relaxation T_1 et la mesure des coefficients d'auto-diffusion [42,43].

Malgré les avancées technologiques et méthodologiques sur l'utilisation des gradients RF, cette technique reste encore peu employée ou développée. Depuis trois ans, notre équipe a tenté d'exploiter les avantages inhérents à la localisation spatiale par un gradient d'induction électromagnétique en s'intéressant à de nouvelles applications comme l'imagerie de surface. Actuellement, dans la majorité des spectromètres/imageurs, l'antenne d'émission et/ou de réception ainsi que les bobines induisant les gradients d'induction statique B_0 entourent entièrement l'objet à imager. Le diamètre des imageurs n'excédant pas en général 70 centimètres, il est impossible dès lors d'imager des objets de grande dimension. Afin de proposer une alternative aux gradients d'induction B_0 , nous avons tenté de développer une nouvelle méthode de localisation spatiale du signal de RMN à partir d'une antenne de surface. Le choix de la forme et des dimensions de cette antenne est une étape importante pour l'obtention de gradients RF les plus constants possibles. Une antenne prototype répondant aux caractéristiques recherchées a été construite. Sa géométrie originale ainsi que l'induction de radiofréquence qu'elle génère sont décrits dans le premier chapitre.

Par l'intermédiaire de cette antenne, une nouvelle méthode d'imagerie à deux dimensions basée exclusivement sur l'utilisation d'un gradient d'induction oscillante a été mise en œuvre. La description de cette technique fait l'objet du deuxième chapitre.

Ultérieurement aux travaux réalisés en imagerie, l'idée est venue d'utiliser cette antenne en spectroscopie. Actuellement, de nombreuses équipes travaillent sur des techniques de RMN appliquées à la mesure de l'élastographie des tissus [44-59]. En effet, la RMN a pour principal avantage d'être une méthode non invasive pour déterminer l'élasticité de certains tissus ou organes. Nous avons mis en place, par le biais du gradient RF généré par l'antenne conçue, une méthode originale de détection et de caractérisation de vibrations mécaniques dans un gel. Elle est décrite dans le troisième chapitre. Enfin le quatrième chapitre est consacré à une technique similaire de détection de mouvements de spins non plus d'origine mécanique mais induits par un champ électrique oscillant.

Chapitre 1 :

*GÉNÉRATION DE
GRADIENTS D'INDUCTION B_1 :
INSTRUMENTATION*

Dans le but d'utiliser des gradients d'induction électromagnétique B_1 en imagerie, le choix de l'antenne d'émission est une étape importante puisque cette antenne doit délivrer un gradient d'induction B_1 uniforme sur le plus vaste domaine spatial possible, et avec une intensité suffisante pour assurer le codage de l'espace. Par ailleurs, la conception de cette antenne dépend du type d'application que l'on souhaite réaliser. Il existe dès lors, diverses géométries d'antennes permettant de générer un gradient d'induction B_1 , notamment des antennes en selle de cheval de nombres de boucles asymétriques [4,5] ou plus originales, de forme conique [40,42], des solénoïdes [11] ou des bobines en configuration anti-Helmholtz [15]. Mais la configuration d'antenne principalement employée demeure l'antenne de surface [60]. Celle-ci présente l'avantage de localiser naturellement le signal au voisinage de l'antenne et fournit ainsi des images présentant un bon rapport Signal-sur-Bruit. En général, des systèmes de spires circulaires ou rectangulaires de nombres de boucles différents et de diamètres variés sont utilisés [6,16,17,25,61-64].

La forme et les dimensions de cette antenne conditionnent la qualité du gradient RF émis et dépendent de l'échantillon à imager. Il est par conséquent essentiel de modéliser le profil spatial de l'induction B_1 générée par l'antenne RF afin de concevoir une géométrie d'antenne répondant aux caractéristiques recherchées. La loi de Biot et Savard permet un calcul théorique des lignes d'induction B_1 induites par un fil conducteur ou une boucle. De là, diverses configurations peuvent être envisagées. En développant une procédure de simulation calculant l'induction de radiofréquence dans tout l'espace, une carte de l'induction B_1 peut être constituée et le gradient RF produit peut être évalué. Dès lors, l'antenne préalablement modélisée peut être construite. Toutefois, les défauts de construction de l'antenne rendent nécessaire une vérification des résultats théoriques. Une séquence spécifique d'imagerie permet de mesurer directement les lignes d'isointensité de l'induction de radiofréquence et ainsi d'apprécier la valeur réelle du gradient d'induction B_1 délivrée par l'antenne.

1. Concepts et techniques permettant la caractérisation de l'antenne générant un gradient RF uniforme

1.1. La loi de Biot et Savard

La loi de Biot et Savard exprime l'induction B créée en un point P de l'espace par un élément de circuit dl situé en un point M et qui est parcouru par un courant d'intensité I :

$$\vec{dB} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{\vec{dl} \wedge \vec{MP}}{MP^3} \quad \text{avec } \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H.m}^{-1} \quad \text{EQ. 1.1}$$

Le système d'axes dans le référentiel du laboratoire a été orienté de façon arbitraire de la façon suivante : l'axe (Oz) est parallèle à l'induction statique B_0 (horizontal), l'axe (Oy) est vertical et l'axe (Ox) est horizontal et perpendiculaire à B_0 .

L'intégration de l'équation de Biot et Savard selon les trois directions x , y , z permet de déterminer l'induction B_1 en tout point de l'espace.

Or, seules les composantes perpendiculaires à l'induction statique B_0 interviennent dans le phénomène de résonance. C'est pourquoi uniquement la composante radiale B_{rad} de l'induction, définie comme étant égale à la racine carrée de la somme des deux composantes de l'induction B_1 perpendiculaires à l'induction B_0 a été considérée. En développant une procédure de simulation calculant cette induction B_{rad} dans tout l'espace, il est possible de représenter les lignes d'induction générées par l'antenne d'émission et ainsi d'optimiser sa forme et ses dimensions.

1.2. Mesure des lignes d'induction B_1 - Séquence MISSTEC

Une séquence d'impulsion est un ensemble d'évènements présenté sous forme de chronogramme. Elle décrit l'excitation des spins et permet de recueillir le signal de précession libre (FID) des spins. Elle expose la manière dont on irradie l'échantillon (forme et durée des impulsions, présence ou non de gradients d'induction magnétique...), ainsi que la durée d'acquisition du signal émis par l'échantillon.

La séquence MISSTEC (Mixed Imaging sequence using Spin and STimulated EChoes) [65] permet de mesurer directement la distribution de l'amplitude de l'induction B_1 dans un

échantillon. Le chronogramme est représentée sur la Figure 1. 1. Cette séquence fait appel aux principes de l'IRM conventionnelle, avec l'utilisation des bobines de gradients d'induction statique.

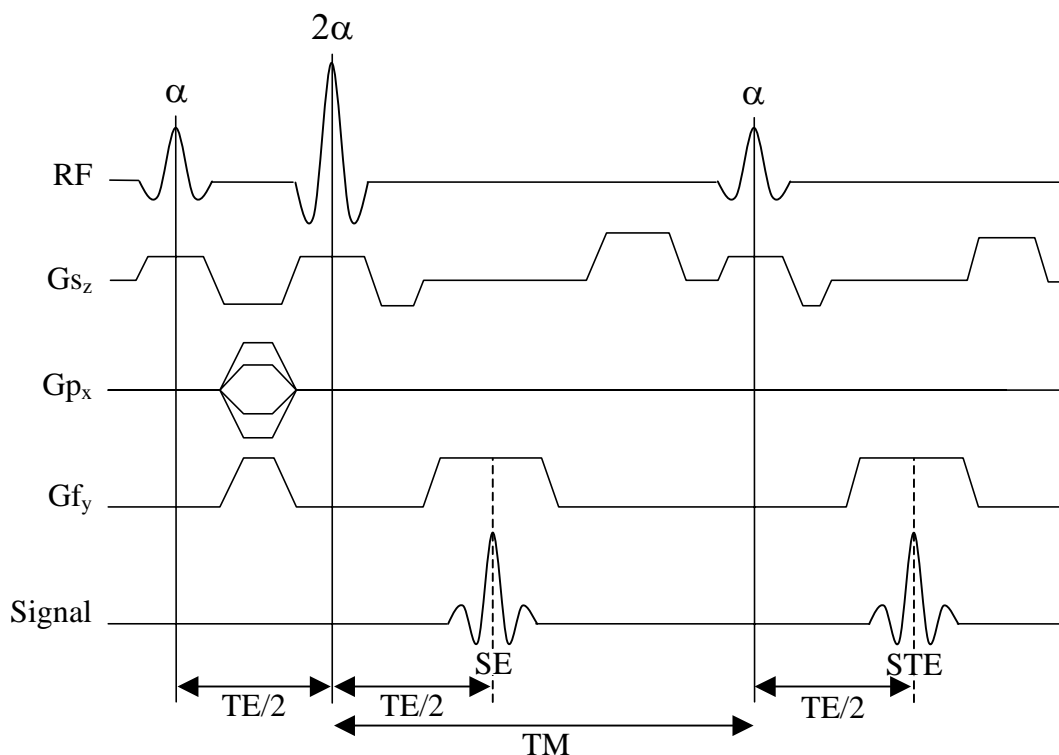


Figure 1. 1 : Chronogramme de la séquence d'impulsion MISSTEC.

G_{s_z} , G_{p_x} et G_{f_y} désignent respectivement les gradients de sélection de coupe, de phase et de lecture suivant les axes z , x et y . TE et TM sont les Temps d'Echo et de Mélange. α est l'angle de basculement de l'aimantation. Cette séquence permet de recueillir deux échos, un écho de spin (SE) et un écho stimulé (STE).

Cette séquence est composée de trois impulsions de radiofréquence induisant des angles de nutation de l'aimantation α , 2α et α respectivement. La première impulsion d'angle α a pour effet de faire basculer l'aimantation dans le plan transversal. Après cette impulsion, les spins se déphasent les uns par rapport aux autres pendant le temps $TE/2$. Puis une impulsion 2α est alors appliquée ; elle inverse la position des spins. Ces spins se refocalisent après $TE/2$ suivant l'impulsion 2α . Un premier écho, l'écho de spin, est alors recueilli. On peut montrer dans ce type de séquence qu'au bout de la durée $TE/2$ après la troisième impulsion, un deuxième écho est

recueilli : l'écho stimulé. Chacun de ces échos est utilisé pour la formation d'une image. Les intensités de l'écho de spin et de l'écho stimulé sont données par les équations suivantes :

$$I_{SE} = 2k' \sin^3 \alpha \quad \text{EQ. 1.2}$$

$$I_{ST} = k' \sin^2 \alpha \cdot \sin 2\alpha \quad \text{EQ. 1.3}$$

avec k' =constante.

Et le rapport donne :
$$\frac{I_{SE}}{I_{ST}} = \cos \alpha \quad \text{EQ. 1.4}$$

Cette séquence produit donc deux images, une pour l'écho de spin et l'autre pour l'écho stimulé. Une troisième image peut être alors calculée à partir du rapport des deux précédentes soit :

$$I_C = \arccos\left(\frac{I_{SE}}{I_{ST}}\right) = \alpha = \gamma \cdot B_1 \cdot \tau \quad \text{EQ. 1.5}$$

Ainsi, l'intensité I_c de chaque pixel de cette image est égale à la valeur de l'angle de basculement α . Pour une impulsion de durée déterminée, α est directement proportionnel à l'intensité de l'induction de radiofréquence i.e. $\alpha = \gamma \cdot B_1 \cdot \tau$, où γ est le rapport gyromagnétique du noyau et τ la durée de l'impulsion. Une distribution de l'induction B_1 à travers tout l'échantillon est alors obtenue.

Trois délais caractéristiques sont définis : TR temps de répétition entre deux acquisitions ; TE temps d'écho, durée entre l'impulsion excitatrice α et le sommet du premier écho ; TM temps de mélange entre les impulsions 2α et α . Afin de limiter la décroissance du signal entre les deux échos, induite par la relaxation longitudinale, il faut impérativement que le temps de mélange TM soit très petit par rapport à la constante de temps de relaxation longitudinale T_1 . Les deux images présentent la même pondération en T_1 , T_2 et densité protonique. L'image finale calculée est alors fonction uniquement de la distribution de l'induction B_1 .

1.3. Caractéristiques de l'antenne

Coefficient de qualité de l'antenne

Le coefficient de qualité d'une antenne est le rapport entre l'énergie emmagasinée dans la bobine et l'énergie perdue par cycle [66] soit :

$$Q = \frac{L\omega}{R} \quad \text{EQ. 1.6}$$

C'est un paramètre qu'il est important de déterminer puisque la sensibilité de l'antenne augmente avec la racine carrée du coefficient de qualité.

La valeur du coefficient Q peut être mesurée facilement à l'aide d'un générateur « wobulateur » dont la fréquence varie en fonction du temps. Celle-ci est associée à un pont de réflexion et un oscilloscope en mode XY [67]. Ce montage permet de visualiser la réponse fréquentielle de l'antenne sur l'oscilloscope *i.e.* la (ou les) fréquence(s) de résonance du circuit. Le coefficient de qualité est donné par :

$$Q = \frac{2\nu_0}{\Delta\nu} = \frac{L\omega}{R} \quad \text{EQ. 1.7}$$

où ν_0 est la fréquence de résonance propre du circuit R,L,C constituant l'antenne et $\Delta\nu$ la bande passante mesurée à l'oscilloscope à $1/\sqrt{2}$ de l'amplitude maximale du signal à la résonance [67].

Inductance de l'antenne

La procédure de modélisation des lignes d'induction B_1 permet de calculer l'inductance L de l'antenne à partir de l'expression de son énergie électromagnétique telle que [68] :

$$L = \frac{\varepsilon_0 c^2}{I^2} \iiint B_I^2 dx dy dz \quad \text{EQ. 1.8}$$

où ε_0 est la permittivité du vide, C la vitesse de la lumière et I l'intensité du courant circulant dans la bobine.

2. L'antenne en échelle

Diverses géométries et tailles d'antenne ont été testées, en implantant une procédure basée sur la loi de Biot et Savard et à l'aide du logiciel de simulation IGOR (Wavemetrics, Lake Oswego, OR, USA). Grâce à la carte de distribution de l'intensité de l'induction de radiofréquence simulée et au calcul du gradient d'induction B_1 obtenu pour chaque antenne conçue, une antenne a finalement été retenue et construite.

2.1. Géométrie de l'antenne

Une antenne prototype générant un gradient constant d'induction électromagnétique dans une direction de l'espace a été conçue. Qualitativement, pour les applications que nous souhaitons réaliser, notre choix s'est porté sur une antenne de surface [60]. Contrairement aux techniques actuelles basées sur les gradients d'induction B_1 , qui ont recours à une seconde antenne pour la détection du signal (le plus souvent une antenne en selle de cheval), notre antenne sert à la fois en émission, en générant un gradient d'induction B_1 et en réception, en mesurant le signal préalablement codé. C'est une antenne plane en forme d'échelle de $20 \times 2,5 \text{ cm}^2$, où des boucles de plus en plus petites se superposent (Figure 1. 2). Dans le but de tester l'antenne réalisée et d'obtenir des images de la zone à explorer, nous utilisons un spectromètre/imageur RMN expérimental Bruker dont l'induction magnétique statique vaut 4,7 Teslas et qui offre un diamètre d'accès de 50 centimètres. Pour observer les signaux de RMN des protons, l'antenne doit nécessairement être accordée à la fréquence ν_0 de résonance du proton en tenant compte de l'induction de l'aimant avec lequel nous travaillons. A 4,7 T, la fréquence ν_0 est égale à 200,3 MHz. L'antenne est donc coupée en huit segments connectés par des condensateurs de capacités $C_1=1 \text{ pF}$, $C_2=3,9 \text{ pF}$ et $C_3=3,3 \text{ pF}$ qui permettent d'abaisser la fréquence de résonance propre du circuit aux environs de 200 MHz.

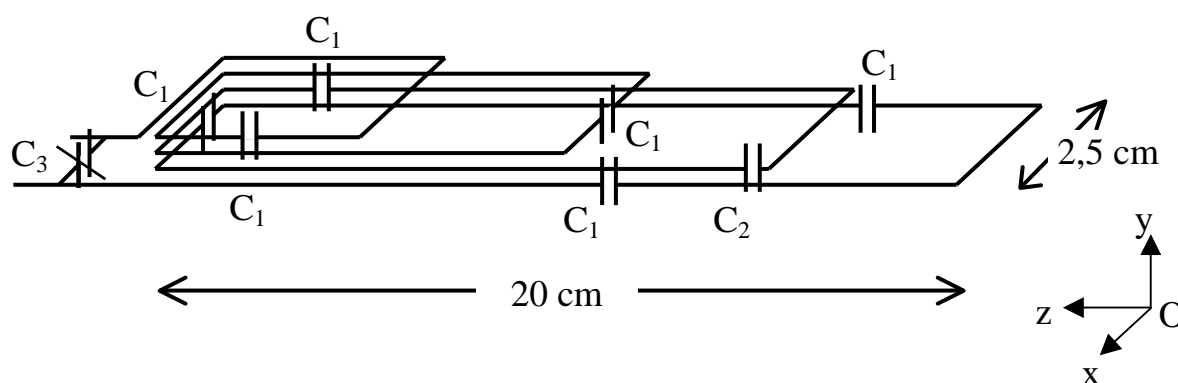


Figure 1. 2 : Représentation et positionnement dans l'espace de l'antenne RF en échelle.

Le système d'axes choisi est tel que (Oz) soit parallèle à B_0 (horizontal), (Oy) vertical et (Ox) horizontal (perpendiculaire à B_0). L'antenne se trouve donc dans le plan (Oxz) .

Les condensateurs de capacité $C_1=1 \text{ pF}$, $C_2=3,9 \text{ pF}$ et $C_3=3,3 \text{ pF}$ permettent d'accorder la fréquence de résonance propre du circuit aux environs de 200 MHz.

Les conducteurs latéraux ont été rapprochés de sorte que nous puissions considérer que dans ces conducteurs, circulent des courants I , $2I$, $3I$ et $4I$ (Figure 1. 3). Ainsi, l'induction B_1 étant proportionnelle au courant I , l'amplitude B_1 devrait augmenter linéairement selon la direction principale de l'antenne (axe z).

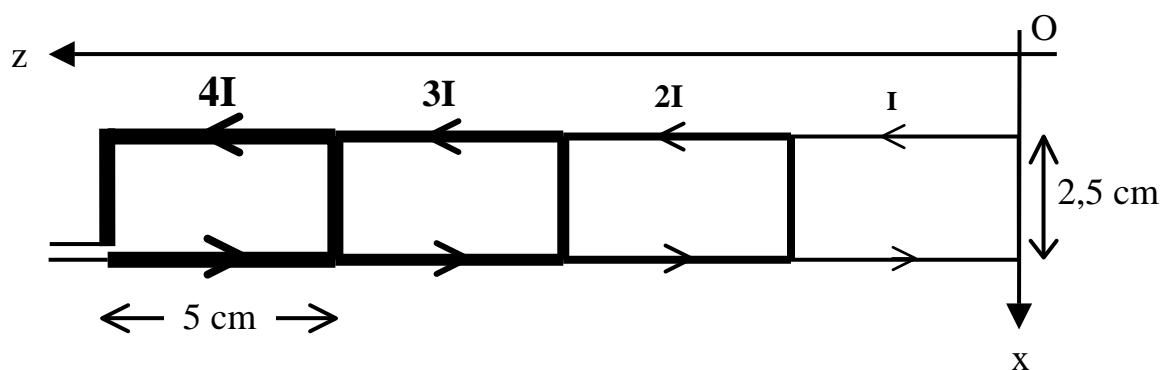


Figure 1. 3 : Modélisation de l'antenne en échelle.

Le rapprochement des conducteurs latéraux induit une augmentation de l'intensité du courant dans les conducteurs.

Après avoir accordé l'antenne à 200,3 MHz, il faut aussi adapter son impédance à 50Ω afin de minimiser les pertes par réflexion. Un circuit capacitif symétrisé comprenant une capacité d'accord C_t et une capacité d'adaptation C_m a ainsi été placé en série entre l'antenne et le reste de la ligne. Ces capacités varient entre 0,8 et 18 pF. Le réglage de l'accord et de l'adaptation est possible grâce au montage utilisant un générateur « wobulateur » décrit précédemment [67].

2.2. Calcul des grandeurs caractéristiques de l'antenne

Evaluation de la qualité de l'antenne

Grâce au montage « wobulateur », un coefficient de qualité (à vide) de 140 a été mesuré à l'oscilloscope.

Evaluation de l'inductance de l'antenne

Considérons l'antenne comme un circuit fermé par le condensateur de capacité C_3 . Les condensateurs étant alors en série, la capacité équivalente de ce circuit est donnée par :

$$\frac{1}{C} = \frac{6}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3} \quad \text{EQ. 1.9}$$

En remplaçant dans cette équation les valeurs de C_1 , C_2 et C_3 , nous obtenons une capacité équivalente $C=0,152$ pF. En utilisant la relation caractéristique de Thomson $L.C.(2\pi\nu_0)^2=1$ relative aux circuits oscillants avec $\nu_0=200$ MHz, l'inductance vaut $L=4$ μ H. Il faut noter cependant que la valeur de l'inductance est majorée car les valeurs des capacités du circuit d'accord et d'adaptation n'ont pas été prises en compte.

3. Modélisation des lignes d'induction de radiofréquence

La loi de Biot et Savard permet de calculer analytiquement les composantes de l'induction produite par un fil parallèle à l'axe z ou parallèle à l'axe x. De là, il est possible de déterminer l'induction pour des systèmes de quatre fils, de forme rectangulaire. Enfin, l'antenne en échelle a été considérée comme la somme de quatre boucles rectangulaires de taille décroissante et l'expression des composantes de l'induction B_1 générée par cette antenne a pu être déterminée. Une procédure calculant l'induction B_{rad} pour différentes tailles d'antenne a été créée sous le logiciel IGOR. Dans la majorité des applications réalisées, l'axe principal de l'antenne en échelle est parallèle à l'induction statique. La composante radiale B_{rad} est donc calculée à partir des composantes B_x et B_y de l'induction B_1 générée par l'antenne soit $B_{rad} = \sqrt{B_x^2 + B_y^2}$.

3.1. Cartes simulées de la distribution d'induction B_1

La première carte a été réalisée en calculant les lignes d'isointensité de l'induction B_1 dans le plan (yOz), plan perpendiculaire au plan de l'antenne (Figure 1. 4). Ces courbes de niveau sont représentées en microTesla, pour une intensité de 1 A.

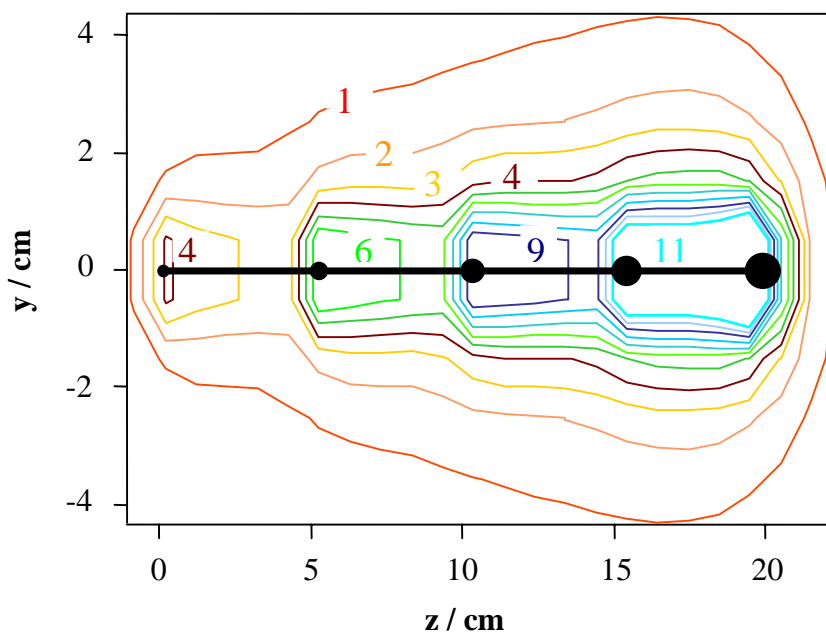


Figure 1. 4 : Lignes d'isointensité simulées de l'induction B_1 dans le plan (yOz) en microTesla pour un courant d'intensité $I = 1$ A.

Les conducteurs de l'antenne sont représentés en noir, à la cote $y = 0$ cm.

Les lignes d'induction présentent un plan de symétrie par rapport à l'axe y perpendiculaire à l'antenne et la position des conducteurs est nettement délimitée, les lignes d'induction se refermant autour de ces conducteurs. Cette carte met en évidence une variation de l'intensité de l'induction B_1 suivant la direction principale z de l'antenne. Afin de vérifier que cette antenne générerait un gradient d'induction B_1 constant suivant l'axe z , diverses coupes ont été effectuées à différentes profondeurs de l'antenne *i.e.* à différentes cotes y . Les profils d'induction B_1 obtenus sont représentés sur la Figure 1. 5 :

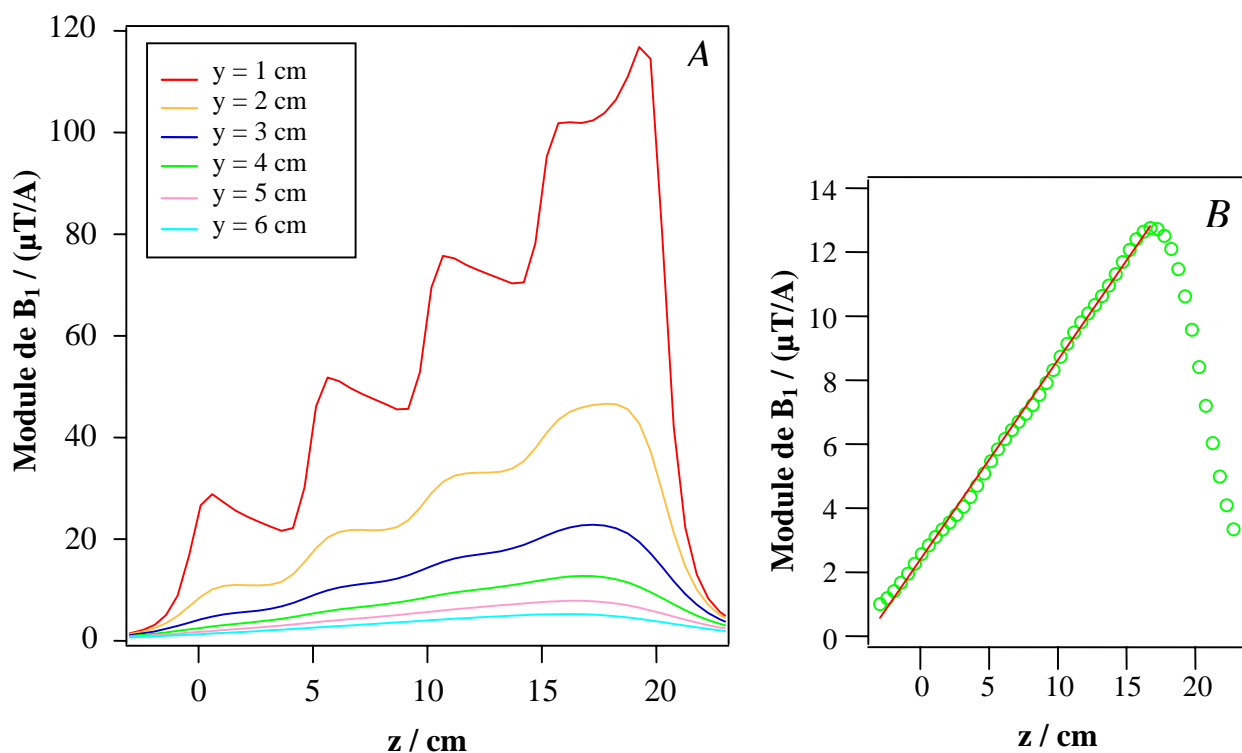


Figure 1. 5 : A) Profils simulés de l'induction B_1 selon la position z à la cote $x = 0$ cm et à différentes profondeurs (y) par rapport au plan de l'antenne ($y = 0$ cm). B) Valeur simulée du gradient d'induction B_1 selon z à $x = 0$ cm et $y = 4$ cm (ronds).

Le profil est lissé par une droite (trait continu).

Conformément aux résultats espérés, la Figure 1. 5-A montre qu'il existe une variation de l'intensité de l'induction B_1 le long de l'axe principal z de l'antenne. Cette variation devient linéaire pour une distance y supérieure ou égale à trois centimètres. Ce gradient d'induction B_1 est constant sur une quinzaine de centimètres environ. Il diminue ensuite avec la profondeur. La valeur moyenne du gradient G_z à différentes profondeurs peut être déterminée par la pente de la droite qui lisse les points calculés. Les valeurs de G_z sont répertoriées dans le tableau suivant :

Profondeur y (m)	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,06
Gradient ($\mu\text{T/A/m}$)	497	221	110	62	39	26

Tableau 1. 1 : Valeurs moyennes simulées du gradient G_z d'induction B_1 généré par l'antenne en échelle, suivant la position z , à la cote $x = 0$ cm, en fonction de la profondeur.

La linéarité du module d'induction B_1 croît sensiblement avec la profondeur au détriment de la valeur moyenne du gradient d'induction B_1 , divisée par un facteur 2 tous les centimètres. La variation d'induction B_1 à $y=4$ cm de l'antenne semble être un bon compromis entre son intensité ($62 \mu\text{T/A/m}$) et son domaine de linéarité (15 cm) (Figure 1. 5-B). Rappelons que ces valeurs de gradient ne sont pas définitives puisqu'elles dépendent de l'intensité de l'impulsion de radiofréquence.

Comparons le profil d'induction B_1 représenté précédemment à une cote $y=4$ cm aux profils obtenus lorsque l'induction statique B_0 est dirigée suivant l'axe x perpendiculaire à l'axe principal z de l'antenne, la composante radiale étant alors définie par $B_{rad} = \sqrt{B_y^2 + B_z^2}$ et lorsqu'elle est orientée selon la direction y perpendiculaire au plan de l'antenne correspondant à $B_{rad} = \sqrt{B_x^2 + B_z^2}$ (Figure 1. 6).

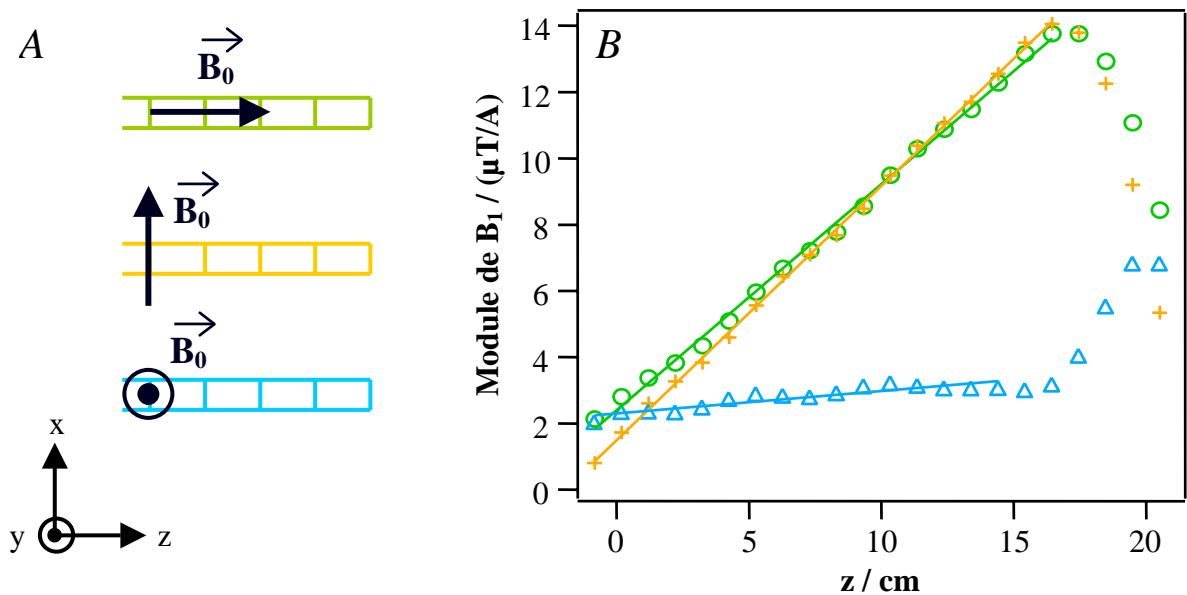


Figure 1. 6 : A) Orientations de l'antenne en échelle par rapport à l'induction statique B_0 .

B) Profils simulés de l'induction B_1 selon la position z aux cotes $x = 0$ cm et $y = 4$ cm en fonction des trois orientations de l'antenne par rapport à B_0 définies en A). Les profils sont lissés par des droites (trait continu).

En vert, B_0 est parallèle à z soit $B_{rad} = \sqrt{B_x^2 + B_y^2}$. Le gradient vaut $62 \mu\text{T/A/m}$.

En orange, B_0 est parallèle à x soit $B_{rad} = \sqrt{B_y^2 + B_z^2}$. Le gradient vaut $72 \mu\text{T/A/m}$.

En bleu, B_0 est parallèle à y soit $B_{rad} = \sqrt{B_x^2 + B_z^2}$. Le gradient vaut $7 \mu\text{T/A/m}$.

Il existe une variation de l'intensité de l'induction B_1 le long de l'axe principal z de l'antenne à une profondeur $y=4$ cm, linéaire sur une quinzaine de centimètres environ, pour les trois orientations de l'antenne par rapport à l'induction statique définies précédemment. La valeur moyenne du gradient G_z peut être déterminée par la pente de la droite lissant les points calculés. La valeur moyenne de G_z est du même ordre de grandeur lorsque l'induction B_0 est parallèle à l'axe principal z ou à l'axe x perpendiculaire mais elle est plus faible d'un facteur 10 lorsque l'induction B_0 est parallèle à l'axe y perpendiculaire au plan de l'antenne. En effet, dans ce type de géométrie (association de boucles), c'est la composante perpendiculaire au plan de l'antenne ici B_y , qui contribue de manière significative à la génération d'un gradient constant G_z selon la direction principale de l'antenne.

La Figure 1. 7 montre la carte d'induction B_1 simulée dans le plan (xOy) , plan perpendiculaire à l'axe de l'antenne et orthogonal au plan précédent. Cette carte montre les courbes de niveau simulées de l'induction de radiofréquence en microTesla pour une intensité de 1 A, à la cote $z=15$ cm de l'antenne *i.e.* au niveau du quatrième conducteur central de l'antenne, du côté des amplitudes d'induction B_1 élevées.

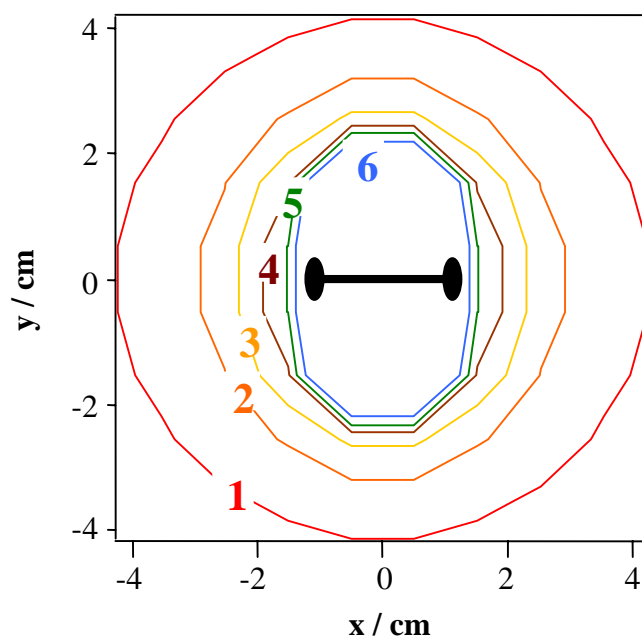


Figure 1. 7 : Lignes d'isointensité simulées de l'induction B_1 dans le plan (xOy) à la cote $z = 15$ cm en microTesla et pour un courant d'intensité $I = 1$ A.

Cette carte présente deux plans de symétrie l'un par rapport à x et l'autre par rapport à y , axes perpendiculaires à l'induction statique B_0 .

Une coupe a été effectuée à $y=4$ cm afin d'obtenir la variation de l'induction B_1 selon l'axe x . Elle est représentée sur la figure suivante :

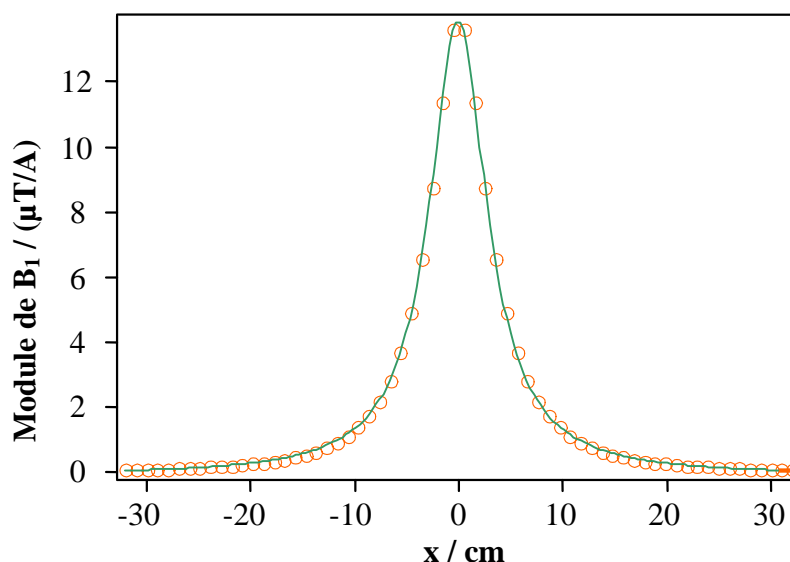


Figure 1. 8 : Valeur simulée du profil d'induction électromagnétique B_1 selon x aux cotes $y = 4$ cm et $z = 15$ cm (cercles).

La courbe est lissée par une lorentzienne (ligne continue).

Cette courbe montre l'atténuation de l'induction B_1 suivant l'axe x perpendiculaire à l'axe principal de l'antenne ; elle est lissée correctement par une lorentzienne. On peut observer une zone de quasi-linéarité de l'induction B_1 , de $x=0$ cm à $x=8$ cm et de $x=0$ cm à $x=-8$ cm. Il existe donc suivant la direction x deux gradients d'induction de radiofréquence non nuls, symétriques et centrés en $x=0$. La valeur de ces gradients est $200 \mu\text{T/A/m}$. Cette valeur est environ trois fois supérieure à celle du gradient RF constant selon l'axe z , qui vaut $62 \mu\text{T/A/m}$ à la cote $y=4$ cm.

3.2. Calcul de l'inductance

L'inductance calculée à partir de l'équation EQ. 1.8 donne $L=3 \mu\text{H}$. Cette valeur est du même ordre de grandeur que l'inductance estimée précédemment à partir du circuit R, L, C de l'antenne ($L=4 \mu\text{H}$) mais comme attendu, elle est légèrement inférieure.

4. Détermination expérimentale des cartes d'induction B_1

Les lignes d'induction B_1 générées par cette antenne ont été vérifiées expérimentalement, par imagerie conventionnelle, en utilisant la séquence MISSTEC décrite précédemment.

Les paramètres d'acquisition utilisés pour la séquence MISSTEC sont les suivants : $TM=30$ ms, $TE=20$ ms et $TR=500$ ms. Typiquement, les impulsions de radiofréquence utilisées ont une forme en sinus cardinal comportant trois lobes caractéristiques, de durée totale $\tau=4$ ms.

Cette antenne a été testée sur un échantillon inerte (fantôme) contenant de l'eau. Il présente l'avantage de posséder une constante de temps de relaxation longitudinale T_1 long ($T_1=2,8$ s à 4,7 T) devant le temps de mélange TM ($TM=30$ ms).

La première carte réalisée avec cette séquence a été obtenue en plaçant sous l'antenne un échantillon cylindrique contenant 1,5 L d'eau. Elle montre les courbes de niveau mesurées de l'induction de radiofréquence en microTesla, rapportées à une intensité de 1 A (Figure 1. 9). L'induction statique B_0 est colinéaire à l'axe principal de l'antenne, la composante radiale de l'induction B_1 étant alors définie par $B_{rad} = \sqrt{B_x^2 + B_y^2}$.

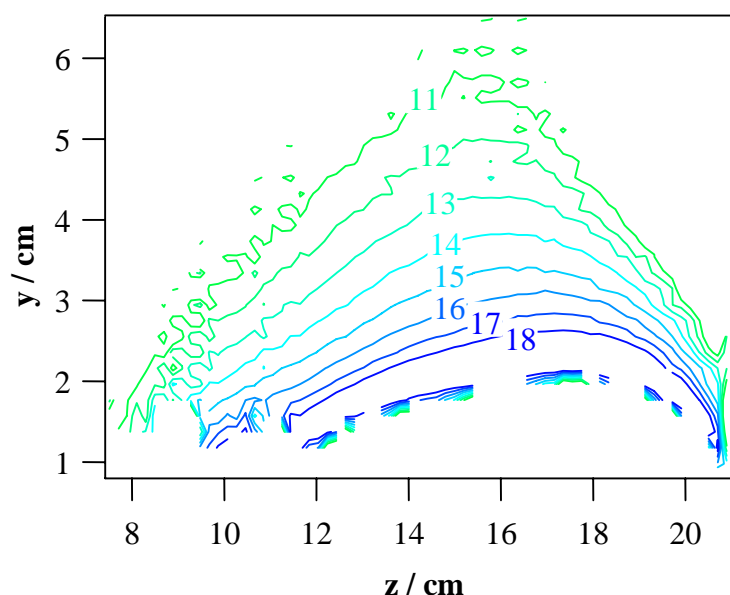


Figure 1. 9 : Lignes d'isointensité mesurées de l'induction B_1 dans le plan (yOz) en microTesla/Ampère.

Les paramètres d'acquisition utilisés pour la séquence MISSTEC sont : $TM=30$ ms, $TE=20$ ms et $TR=500$ ms. Une bouteille d'eau de 1,5 L a été placée sous l'antenne à la cote $y = 0$ cm. Les impulsions de radiofréquence utilisées ont une forme en sinus cardinal (trois lobes caractéristiques) de durée $\tau=4$ ms.

Les lignes d'induction ne sont représentées que pour un plan de symétrie par rapport à y , l'antenne étant positionnée à $y=0$ cm. Comme attendu en théorie, l'intensité de l'induction B_1 varie suivant la direction z . Dans le but de vérifier l'uniformité du gradient d'induction B_1 suivant la position z , plusieurs coupes ont été effectuées à différentes cotes y au-dessous de l'antenne. Les profils d'induction B_1 obtenus sont représentés sur la figure suivante :

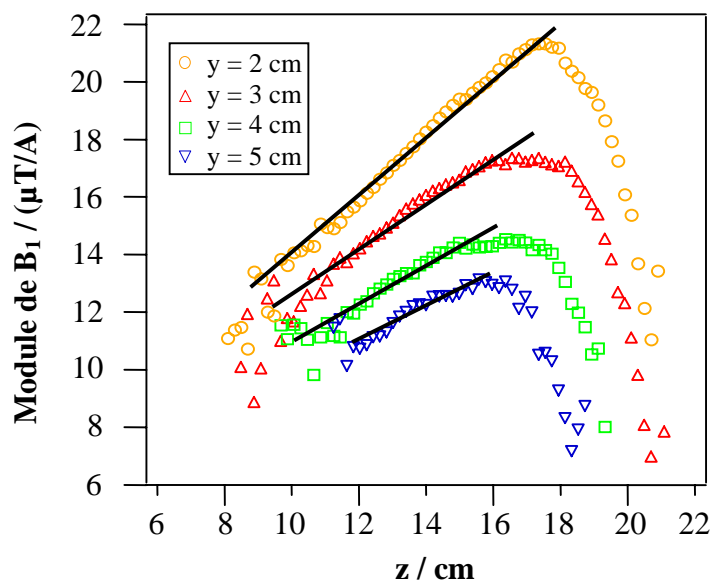


Figure 1. 10 : Valeurs mesurées rapportées à $I=1$ A du gradient d'induction B_1 selon la position z à la cote $x = 0$ cm et à différentes profondeurs y au-dessous de l'antenne (cercles).

Les zones quasi-linéaires de chaque profil sont lissées par des droites (trait continu).

Conformément aux calculs théoriques, l'intensité du gradient d'induction B_1 décroît suivant la profondeur mais pas d'un facteur constant tous les centimètres. La pente des droites lissant les points expérimentaux révèle la valeur du gradient en fonction de la profondeur. Ces résultats sont présentés dans le tableau suivant :

Profondeur y (m)	0,02	0,03	0,04	0,05
Gradient ($\mu\text{T/A/m}$)	109	85	72	64

Tableau 1. 2 : Valeurs mesurées du gradient d'induction B_1 généré par l'antenne en échelle, suivant la position z , à la cote $x = 0$ cm en fonction de la profondeur y et pour une intensité rapportée à 1 A.

La valeur du gradient d'induction B_1 diminue avec la profondeur mais cette décroissance en intensité s'avère être plus faible que celle calculée en théorie (voir Tableau 1. 1). Un domaine de quasi-linéarité du gradient est observé. Notons pour les mesures expérimentales qu'en raison d'une incertitude pour les angles de nutation inférieurs à 40° [65], le gradient n'est représenté que sur quelques centimètres mais il s'étend comme en théorie sur une quinzaine de centimètre au moins. Le gradient d'induction B_1 est uniforme à la cote $y=2$ cm de l'antenne ; pour la suite des expériences, les échantillons seront, dans la mesure du possible, placés à une profondeur de 2 cm au-dessous de l'antenne.

La figure suivante présente la carte d'induction B_1 obtenue par imagerie dans le plan (xOy) , perpendiculaire à l'induction statique.

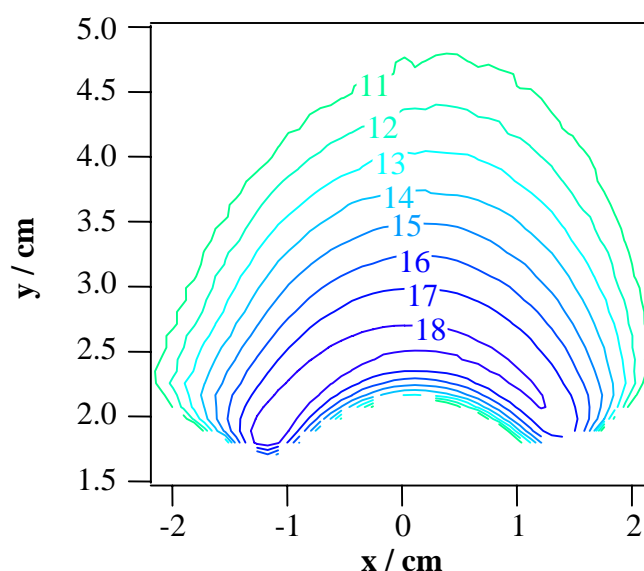


Figure 1. 11 : Lignes d'iso-intensité mesurées de l'induction B_1 dans le plan (xOy) en microTesla/Ampère, à la cote $z = 17$ cm.

Cette carte montre les courbes de niveau mesurées de l'induction de radiofréquence en microTesla, à la cote $z=17$ cm. Les lignes d'induction ne sont représentées que pour un plan de symétrie par rapport à y , la bouteille d'eau étant placée sous l'antenne.

Une coupe a été effectuée à $y=3$ cm afin d'obtenir les variations de l'induction B_1 selon l'axe x . Elles sont représentées sur la figure suivante :

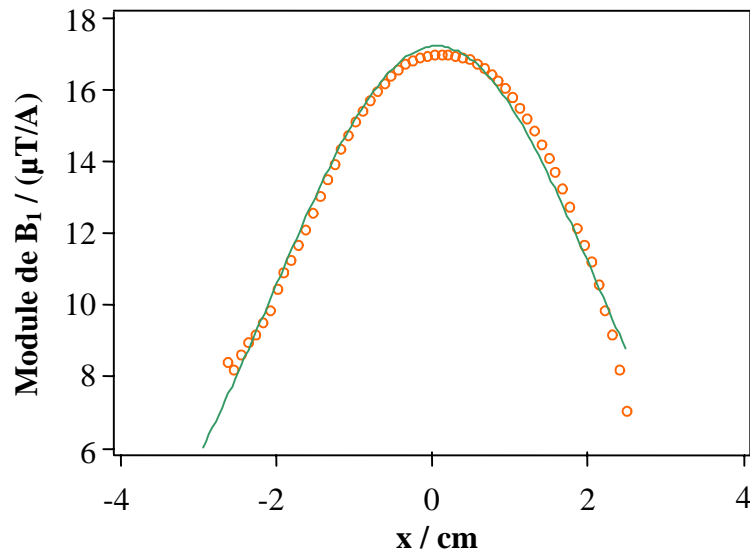


Figure 1. 12 : Valeur mesurée du gradient d'induction B_1 selon x aux cotes $y = 3$ cm et $z = 17$ cm (cercles), pour une intensité rapportée à $I=1$ A.

La courbe est lissée par une gaussienne (ligne continue).

La courbe peut être lissée par une lorentzienne comme en théorie mais une dépendance gaussienne du profil mesuré d'induction B_1 dans le plan (xOy) est néanmoins plus adaptée à ces données.

5. Conclusion

Une nouvelle antenne de surface, en forme d'échelle, a été conçue puis construite. La géométrie originale de l'antenne a permis d'obtenir un gradient d'induction B_1 selon la direction principale z de l'antenne ; ce gradient est constant sur une quinzaine de centimètres à une profondeur supérieure ou égale à deux centimètres. Le principal avantage de cette antenne est qu'elle génère un gradient RF uniforme sur 75 % de sa longueur totale contrairement aux antennes de surface actuelles où le gradient ne représente qu'une infime partie de la taille totale de l'antenne. En effet, une boucle circulaire simple délivre un gradient uniforme dans une région comprise entre $0,2r$ et $0,9r$, r étant le diamètre de la boucle [6,22,26]. Les lignes d'induction générées par cette antenne ont été dans un premier temps calculées, puis confirmées expérimentalement par une mesure en RMN. Le gradient d'induction électromagnétique a pu être

évalué pour une valeur de la durée de l'impulsion de radiofréquence. Sa valeur expérimentale bien que légèrement inférieure aux prévisions théoriques, est du même ordre de grandeur. Les différences viennent du fait que l'antenne n'est pas parfaitement symétrique, l'assemblage des segments de l'antenne étant délicat. En outre, les résultats expérimentaux montrent que le module d'induction B_1 est linéaire jusqu'à une profondeur de cinq centimètres, domaine où il est possible de coder l'espace sur une largeur de quinze centimètres environ. Au-delà de cette profondeur, le gradient G_z sera beaucoup trop faible pour permettre un codage efficace selon la direction z .

Enfin, dans la majorité des applications et dans la mesure du possible, l'antenne en échelle sera orientée de manière à ce que l'induction statique soit parallèle à sa direction principale z ou dirigée suivant la direction perpendiculaire x , l'intensité du gradient généré étant plus faible lorsque l'induction B_0 est dirigée suivant la direction y perpendiculaire au plan de l'antenne.

A partir du gradient uniforme d'induction B_1 généré par l'antenne en échelle, diverses applications ont été mises en œuvre aussi bien en imagerie qu'en spectroscopie. Le chapitre suivant décrit une nouvelle méthode d'imagerie B_1 à deux dimensions.

Chapitre 2 :

IRM DE SURFACE

DANS LE RÉFÉRENTIEL TOURNANT

1. Une alternative à l'imagerie conventionnelle

L'Imagerie par Résonance Magnétique est un outil majeur de diagnostic médical car elle permet de localiser des signaux dans tout l'espace par l'intermédiaire de gradients d'induction statique B_0 . Il est important dans ce chapitre d'en rappeler brièvement le principe et de montrer en quoi, d'autres approches par RMN sont parfois souhaitables. Il existe en effet un certain nombre d'applications où l'utilisation de gradients d'induction statique B_0 se révèle difficile voire impossible. Une alternative à l'imagerie conventionnelle est de substituer aux gradients d'induction statique B_0 des gradients d'induction électromagnétique B_1 générés par une antenne adaptée à l'application réalisée. Puis grâce à une séquence d'imagerie utilisant un train d'impulsions de radiofréquence, il est possible d'obtenir des profils ou images à une dimension. Après avoir construit l'antenne en échelle générant un gradient constant d'induction oscillante, notre travail a consisté dans un premier temps à développer une méthode d'imagerie à deux dimensions basée uniquement sur l'utilisation de cette antenne.

1.1. L'Imagerie par Résonance Magnétique conventionnelle et ses limites

L'Imagerie par Résonance Magnétique est basée sur les propriétés magnétiques des noyaux atomiques de spin non nul. Le proton ^1H est le noyau le plus utilisé en imagerie du fait de son abondance naturelle et de la forte sensibilité de la RMN du proton. Ses caractéristiques sont les suivantes :

Noyau	Spin	γ	ν_0 à 4,7 T	Abondance naturelle
^1H	1/2	42,58 MHz/T	200,3 MHz	99,98 %

Tableau 1.3 : Caractéristiques du proton ^1H .

Dans une induction homogène B_0 , tous les noyaux résonnent à la fréquence de Larmor ν_0 , cette fréquence étant directement proportionnelle à l'amplitude B_0 de l'induction statique *i.e.* $\nu_0 = \gamma \cdot B_0$, γ étant le rapport gyromagnétique du noyau considéré. Il n'y a donc pas de discrimination spatiale entre les différents noyaux de l'échantillon.

Les techniques de localisation spatiale utilisées actuellement ont été décrites au début des années 1970 [69-71]. Elles font appel à une variation linéaire de la fréquence de résonance du noyau selon certaines directions de l'espace. Ceci est possible grâce à l'application de gradients constants d'induction statique B_0 selon ces directions, qui ont pour but de déphaser les spins les uns par rapport aux autres. La fréquence de résonance n'est plus simplement $\nu_0 = \gamma \cdot B_0$ mais devient :

$$\nu(x,y,z) = \gamma \cdot (B_0 + G_x \cdot x + G_y \cdot y + G_z \cdot z) \quad \text{EQ. 2.1}$$

où $G_{x,y,z}$ est le gradient d'induction statique selon x,y,z respectivement.

La phase accumulée par l'aimantation au bout d'un temps t d'application des gradients est alors :

$$\varphi(x,y,z) = \gamma \cdot (G_x \cdot x + G_y \cdot y + G_z \cdot z) \cdot t \quad \text{EQ. 2.2}$$

L'application d'un gradient pendant un temps t crée donc une variation spatiale de la phase des protons en fonction de leur position dans l'espace (Figure 2. 1).

Le signal total S recueilli par l'antenne s'exprime de la façon suivante :

$$S(t) = \iiint M(x, y, z) \cdot e^{j\gamma(G_x \cdot x + G_y \cdot y + G_z \cdot z)t} dx \cdot dy \cdot dz \quad \text{EQ. 2.3}$$

où $M(x,y,z)$ est l'aimantation totale de l'échantillon.

En posant $k_{x,y,z} = \gamma \cdot G_{x,y,z} \cdot t$, et en opérant une transformation de Fourier inverse, l'aimantation $M(x,y,z)$ est obtenue. L'imagerie par transformation de Fourier permet de décrire l'espace des fréquences spatiales de l'échantillon (espace réciproque ou de Fourier).

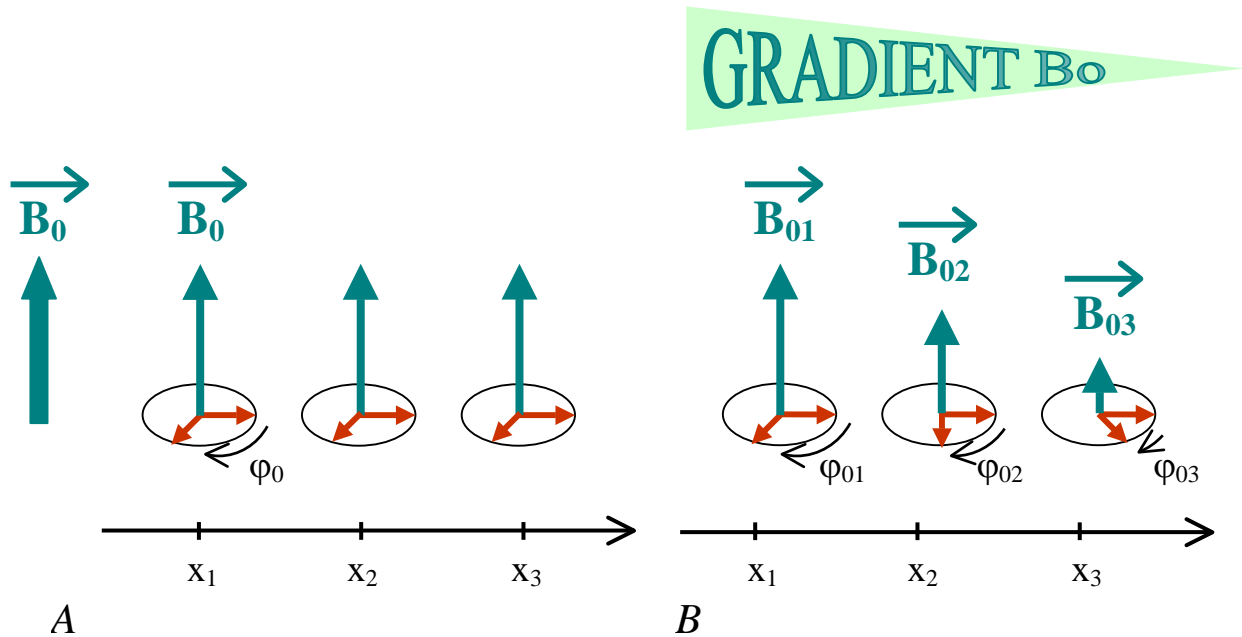


Figure 2. 1 : Principe de la localisation spatiale dans une direction en IRM.

A) Sans gradient d'induction magnétique, les spins ont la même phase, ils ne sont pas différenciés suivant leur position dans l'espace.

B) En appliquant un gradient d'induction magnétique, les spins se déphasent les uns par rapport aux autres à des vitesses différentes de par leur fréquence de résonance. Les spins sont différenciés suivant leur position dans l'espace.

Trois gradients orthogonaux suffisent à une localisation spatiale complète des protons d'un échantillon. Une impulsion sélective en présence d'un gradient d'induction statique dans une direction (gradient de sélection de coupe) excite sélectivement tous les spins d'une coupe. Après la sélection de coupe, en appliquant sur un autre axe un gradient d'amplitude fixe (gradient de lecture) pendant l'enregistrement du signal de précession libre, une ligne de l'espace réciproque est alors balayée ; c'est le codage par la fréquence. De même, le codage par la phase permet, en appliquant un gradient de durée fixe et d'amplitude variable sur le troisième axe, d'échantillonner le signal et de passer d'une ligne de l'espace réciproque à la suivante. Le codage par la phase a lieu entre l'impulsion et l'acquisition du signal de RMN. En combinant ces deux méthodes de codage, un plan de Fourier est balayé ligne à ligne.

Au cours d'une séquence d'imagerie, les commutations rapides et fréquentes des bobines de gradient B_0 créent des forces contre-électromotrices dans les parties métalliques de l'aimant. Des courants parasites (courants de Foucault) opposés au sens du courant circulant dans la bobine sont alors induits. Ces courants modifient alors sensiblement le profil des impulsions de gradients ce qui conditionne la qualité des signaux (Figure 2. 2). Les méthodes basées sur l'utilisation de gradients RF permettent de s'affranchir de ces artefacts.

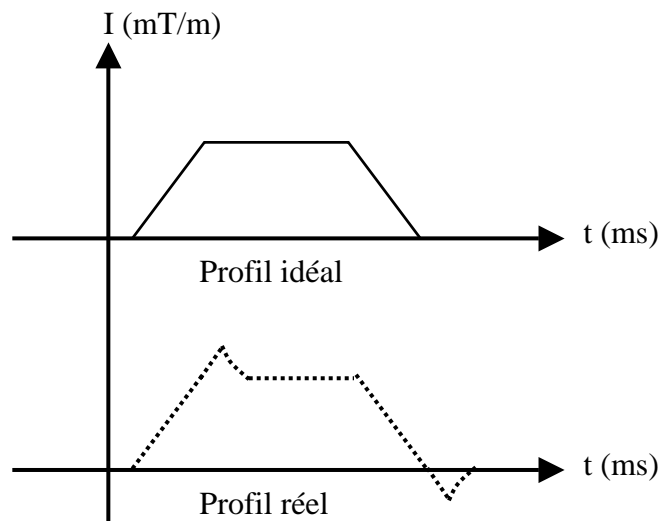


Figure 2. 2 : Profil schématique d'une impulsion de gradient altérée par les courants de Foucault.

En outre, dans le but de réaliser des images de surface, il a fallu trouver une méthode moins restrictive quant à la taille des objets. En effet, dans un imageur, l'échantillon est généralement situé à l'intérieur d'un tunnel autour duquel sont disposées les bobines fournissant les gradients d'induction statique. Le diamètre des imageurs étant en moyenne de 70 centimètres, il est impossible de faire de l'imagerie de très grands objets.

Une autre limite non négligeable en IRM est le coût élevé des gradients d'induction statique puisqu'il représente environ un tiers du prix d'une machine IRM. Un système d'imagerie n'utilisant pas de bobines de gradients d'induction magnétique B_0 réduirait le prix de revient d'un imageur et d'un examen.

Bien que la qualité des images obtenues en IRM conventionnelle soit tout à fait remarquable, les gradients d'induction B_0 peuvent s'avérer parfois être un facteur limitant dans certains types d'application. Afin de proposer une alternative aux gradients d'induction statique B_0 , nous nous sommes intéressés à une méthode de localisation spatiale du signal de RMN à partir de gradients constants d'induction électromagnétique B_1 .

1.2. Utilisation de gradients d'induction électromagnétique B_1

Le codage spatial repose sur l'utilisation d'un gradient constant d'induction oscillante B_1 généré par une antenne adéquate. L'angle de nutation de l'aimantation est directement proportionnel à l'induction B_1 i.e. $\alpha = \gamma \cdot B_1 \cdot \tau$ où τ est la durée de l'impulsion. Par conséquent, si l'intensité de l'induction B_1 varie linéairement, l'angle de nutation de l'aimantation sera différent au sein de l'échantillon, selon la position des protons (Figure 2. 3).

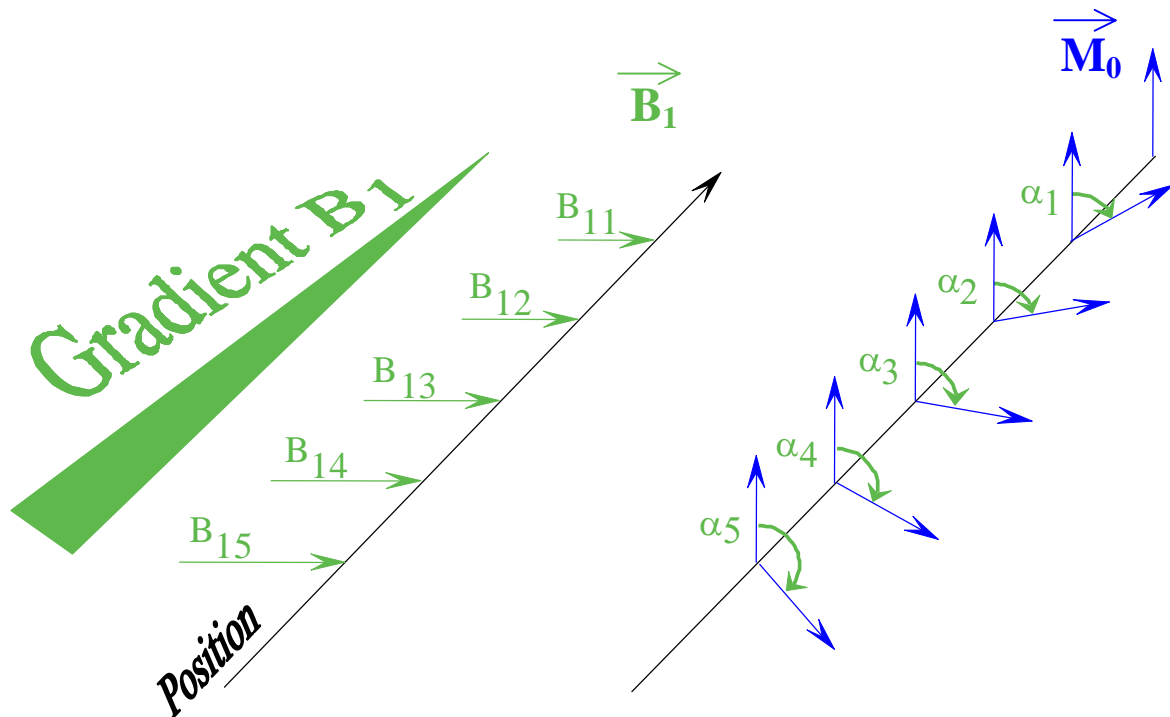


Figure 2. 3 : Principe du codage spatial selon une direction en utilisant un gradient d'induction électromagnétique B_1 .

α est l'angle de nutation de l'aimantation.

Le codage spatial par le biais d'un gradient d'induction électromagnétique permet de différencier les protons dans l'espace non plus grâce aux fréquences de résonance comme en imagerie conventionnelle mais grâce aux angles de nutation. Comment est-il possible, à partir d'un gradient constant d'induction de radiofréquence, de créer une image ?

1.3. Séquence d'impulsion pour l'imagerie B_1 – obtention de profils

La méthode de codage par un gradient d'induction B_1 induit une variation spatiale de l'angle de nutation de l'aimantation. La fréquence de nutation ν_1 est proportionnelle à l'intensité B_1 de l'induction de radiofréquence. L'induction B_1 étant spatialement dépendante, la fréquence de nutation de l'aimantation dépend de la position dans l'échantillon soit :

$$\nu_1(z) = \gamma \cdot B_1(z) \quad \text{EQ. 2.4}$$

où $B_1(z)$ est l'intensité de l'induction de radiofréquence en fonction de la position z selon la direction du gradient d'induction B_1 . En appliquant un gradient d'induction B_1 suivant la direction z , la fréquence de nutation sera différente suivant la position spatiale des spins sur cet axe. Pour une impulsion de radiofréquence donnée, l'amplitude du signal reçu varie avec la position à cause de la sensibilité de l'antenne. Elle dépend aussi du sinus de l'angle de nutation de l'aimantation. Par conséquent, la répétition d'une impulsion RF avec la même antenne, sans laisser le temps aux spins de relaxer, permet un codage spécifique et itératif de l'objet. Des fréquences spatiales de plus en plus élevées sont recueillies. Une ligne de l'espace de Fourier est ainsi acquise.

La séquence d'imagerie proposée par D. Canet [19], se présente donc sous la forme d'un train d'impulsions de radiofréquence rectangulaires de durée τ séparées par des intervalles de temps courts t_{acq} (Figure 2. 4-A). Un point complexe de données est acquis pendant t_{acq} entre deux impulsions consécutives, le Convertisseur Analogique Numérique échantillonne alors le signal. Finalement, l'ensemble des données apparaît sous la forme d'un pseudo-déclin de précession libre (pseudo-FID).

L'expression du signal total S détecté est donnée par :

$$S(k_1) = \int m(x) \cdot \sin(\gamma \cdot g_1 \cdot \tau \cdot x) \cdot dx \quad \text{EQ. 2.5}$$

où $m(x)$ est la densité d'aimantation à la position x , γ est le rapport gyromagnétique du proton, g_1 le gradient d'induction B_1 appliqué suivant la direction x et τ la durée de l'impulsion

de radiofréquence. En comparant l'équation 1.3 avec l'équation 1.2 de l'imagerie conventionnelle et en posant $k_1 = \gamma \cdot g_1 \cdot \tau$, il s'en suit que cette expression n'est autre que la transformation de Fourier sinus de la densité d'aimantation $m(x)$.

Ainsi, la transformation de Fourier de la pseudo-FID obtenue donne un profil de densité d'aimantation ou image à une dimension (1D) (Figure 2. 4-B).

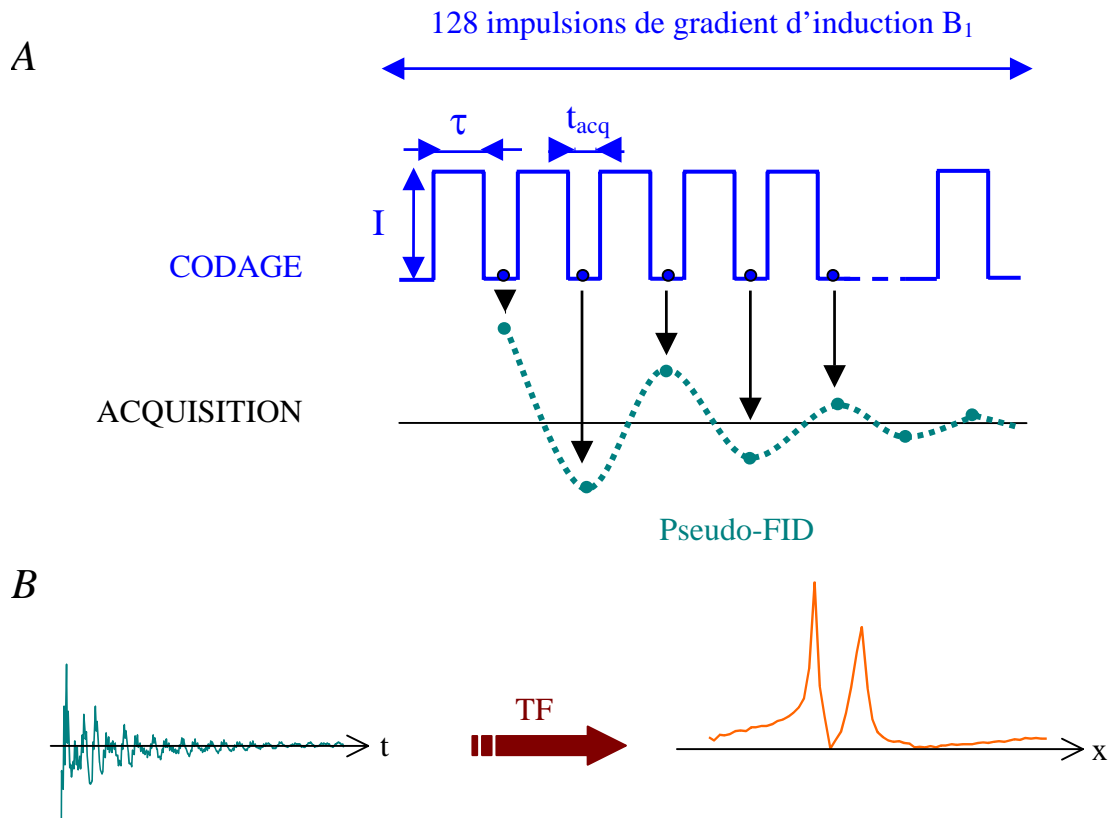


Figure 2. 4 : A) Séquence d'impulsion pour coder une dimension de l'espace en utilisant un gradient d'induction B_1 .

τ est la durée de l'impulsion de radiofréquence, I son intensité et t_{acq} la durée entre deux impulsions. Un point complexe de donnée est acquis pendant t_{acq} . L'ensemble de ces points apparaît sous la forme d'une pseudo-FID.

B) La transformation de Fourier de la pseudo-FID donne un profil de densité de spin.

Dans l'expression EQ. 2.5, les effets de la relaxation n'ont pas été pris en compte. Le signal décroît selon une constante de relaxation effective $T_{1,2}$, définie telle que $\frac{1}{T_{1,2}} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{T_1} + \frac{1}{T_2} \right)$ [72] où T_1 et T_2 sont respectivement les constantes de temps de relaxation longitudinale et transversale

de l'échantillon. Notons que les effets d'inhomogénéité du champ statique à 4,7 T prédominent pendant les délais entre les impulsions, il est donc préférable de tenir compte de ces effets en remplaçant dans l'expression précédente la constante T_2 par la constante de temps T_2^* avec $\frac{1}{T_2^*} = \frac{1}{T_2} + \gamma \Delta B$ où $\gamma \Delta B$ représente l'hétérogénéité de l'aimant.

1.4. Extension à deux dimensions

Diverses méthodes d'obtention d'une image à deux dimensions ont été développées. La méthode la plus immédiate est de combiner un gradient d'induction électromagnétique et un gradient d'induction statique [4,73]. Mais l'intérêt est de conserver les avantages liés aux gradients d'induction B_1 , et donc de ne pas utiliser des gradients d'induction B_0 .

Une autre possibilité décrite par Hoult [4] est de créer deux gradients d'induction de radiofréquence suivant deux directions et de commuter rapidement ces gradients ou de saturer alternativement l'une des deux antennes. Cette technique présente des difficultés de mise en oeuvre notamment à cause du phénomène de couplage entre les deux antennes. Une solution éventuelle est de concevoir une géométrie d'antenne permettant d'orienter l'une des deux antennes de gradient orthogonalement à l'autre. Par ailleurs, les deux antennes peuvent être manipulées simultanément grâce à un système de découplage actif. Ce système permet d'utiliser les deux antennes l'une sur l'autre, sans qu'une partie de l'énergie transmise par l'une soit stockée directement dans l'autre. Ces difficultés s'accroissent si une troisième antenne est nécessaire pour la détection du signal de RMN ou la sélection de coupe.

Une autre technique est basée sur l'utilisation d'une seule antenne générant un gradient RF. Cette méthode d'imagerie dans le repère tournant décrite en introduction [16,41], est basée sur la rotation mécanique de l'échantillon à angles réguliers en effectuant à chaque pas une mesure 1D à partir d'un gradient d'induction de radiofréquence délivré par une antenne de surface [22-24]. Une image à deux dimensions est alors reconstruite à partir des données collectées à chaque rotation. Ces méthodes nécessitent néanmoins l'utilisation d'une deuxième antenne qui entoure l'échantillon pour la détection et/ou la sélection de coupe.

Pour les applications que nous souhaitons réaliser, il est nécessaire de développer une méthode d'acquisition et de reconstruction d'une image à deux dimensions en utilisant une seule antenne délivrant un gradient d'induction B_1 , sans faire appel aux gradients d'induction B_0 .

2. Une nouvelle méthode d'imagerie B_1 à deux dimensions

En utilisant la séquence décrite précédemment, il est possible d'acquérir des profils de densité d'aimantation. En déplaçant l'antenne en échelle suivant la direction x perpendiculaire à la direction de codage *i.e.* l'axe principal z de l'antenne, par pas régulier, une série de profils d'un échantillon peut être ainsi recueillie. Une image à deux dimensions de l'objet est en principe obtenue (Figure 2. 5).

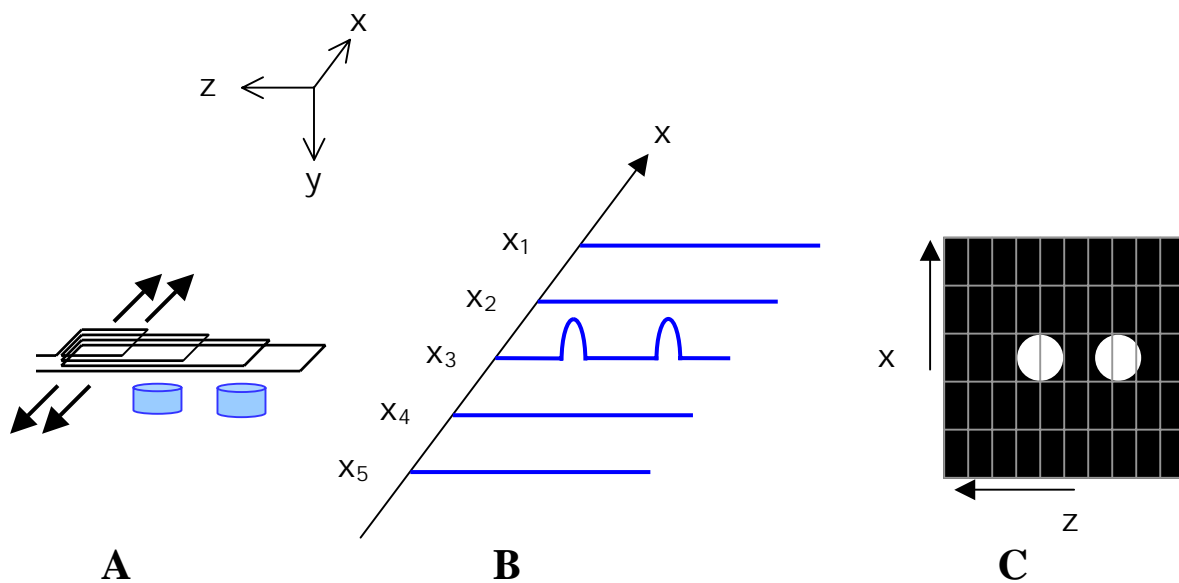


Figure 2. 5 : Principe d'obtention d'une image à deux dimensions en utilisant le gradient d'induction de radiofréquence généré par l'antenne en échelle (Figure 1. 2).

A) Déplacement de l'antenne dans la direction perpendiculaire au gradient RF par pas régulier.

B) Série de profils attendue.

C) Image 2D reconstruite à partir de la série de profils acquise.

Cette méthode de localisation spatiale du signal à deux dimensions, à partir d'un gradient d'induction de radiofréquence a été testée sur divers échantillons.

3. Résultats expérimentaux

Différentes images de surface ont été réalisées sur une série de fantômes contenant de l'eau, de taille et de position différentes.

3.1. Image d'un objet ponctuel

La première image a été effectuée sur un objet considéré comme ponctuel, de 1 cm de diamètre et 2 cm de haut. Il est positionné aux cotes $z=12$ cm et $x=7$ cm, à $y=-2$ cm au-dessous de l'antenne (Figure 2. 6_A). La Figure 2. 6_B montre quinze profils acquis par le biais de la séquence Figure 2. 4, chaque profil étant réalisé en déplaçant l'antenne suivant la direction x , tous les centimètres. 128 impulsions rectangulaires de gradient d'induction B_1 de durée $\tau=800$ μ s et séparées par des intervalles de temps de durée $t_{acq}=50$ μ s ont été utilisées. L'intensité de RF utilisée dans cette expérience induit une valeur de gradient $G_1=98$ μ T/m. Quinze profils de 65 points de donnée complexes résultent de la transformée de Fourier des quinze pseudo-FID. La Figure 2. 6_C représente l'image obtenue à partir de ces quinze profils.

L'image de l'objet ponctuel aurait dû montrer uniquement quelques pixels hyper-intenses au voisinage de la position (12, 7), position de l'objet ; or le signal apparaît étalé, il est encore visible à une dizaine de centimètres de l'objet. L'image obtenue est fortement déformée. Cette déformation a dû être identifiée et corrigée.

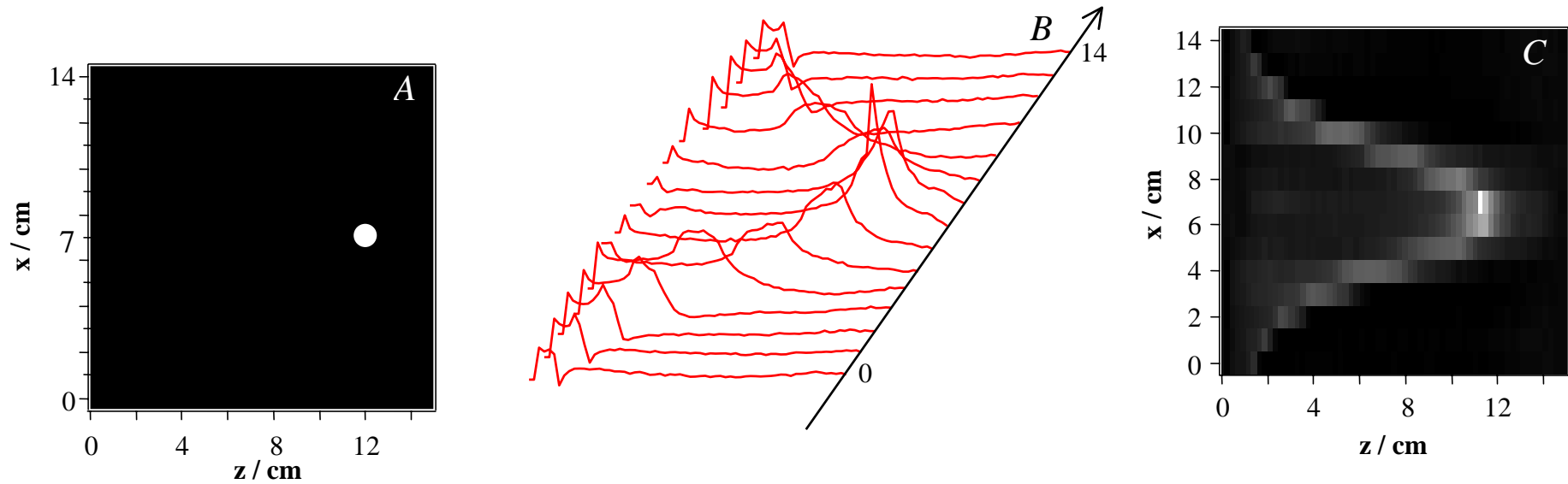


Figure 2. 6 : Image d'un objet ponctuel quasi-planaire.

A) Représentation schématique de l'objet ponctuel positionné aux cotes $z=12$ cm, $x=7$ cm et à $y=-2$ cm au-dessous de l'antenne.

B) Schéma de quinze profils réalisés tous les centimètres, obtenus après transformée de Fourier de quinze pseudo-FID de 65 points de donnée complexes. Les paramètres d'acquisition sont : $\tau=800$ μ s, $G_1=98$ μ T/m, $t_{acq}=50$ μ s et le nombre d'impulsions est de 128.

C) Image obtenue à partir des quinze profils précédents.

3.2. Origine de la déformation de l'image

La déformation provient de la présence d'un gradient non nul d'induction B_1 dans la direction x , perpendiculaire à l'axe de l'antenne (voir Figure 1. 8). L'antenne placée à une position x_0 peut détecter les spins aux positions $(x_0 + \delta)$. L'amplitude de l'induction B_1 étant moins élevée aux positions $(x_0 + \delta)$ qu'en x_0 , le signal plus faible, est repoussé vers les faibles valeurs de z après la transformation de Fourier.

Finalement, l'image déformée obtenue expérimentalement représente la réponse impulsionnelle du système, elle peut être considérée comme résultant de la convolution d'une fonction d'étalement de point (Point Spread Function, PSF) par une fonction Dirac.

Afin de reconstruire la distribution d'aimantation réelle, une procédure de traitement des images convenant à tous les types d'images que nous souhaitons réaliser a été mise au point.

Le point de départ pour reconstruire l'image réelle de l'échantillon est l'image déformée obtenue sur un objet ponctuel (Figure 2. 6_C). Bien qu'un algorithme basé sur la déconvolution par la PSF aurait pu être envisagé, nous avons préféré créer une matrice qui tient compte des images déformées d'objets présents sur chaque pixel. Il est possible alors de reconstruire l'image d'objets se trouvant à n'importe quelle position en ajustant l'image déformée mesurée et l'image déformée simulée.

3.3. Algorithme de traitement de l'image

Le signal reçu par l'antenne s'exprime par :

$$S_{k_z, x_0, \delta} = \int_z \int_{\delta} \beta(z) \cdot M_{z, x_0 + \delta} \sin(k_z \cdot z \cdot g(\delta)) \cdot g(\delta) dz d\delta \quad \text{EQ. 2.6}$$

où k_z est le vecteur d'onde, $k_z = \gamma \cdot G_1 \cdot T_p$ avec G_1 le gradient d'induction B_1 suivant l'axe principal z de l'antenne à la position x_0 , T_p la durée de l'impulsion, et $g(\delta)$ l'atténuation de B_1 fonction de δ variable sur x . $\beta(z)$ est un facteur qui tient compte de la réception de l'antenne, il augmente linéairement selon z du fait du gradient constant d'induction B_1 . La transformation de Fourier de la fonction S ne donne pas directement la distribution d'aimantation $M(z, x_0)$ comme on peut le voir sur la Figure 2. 6.

Soient $M_{i,j}$ la distribution réelle d'aimantation *i.e.* l'image corrigée et $I_{k,l}$, l'image déformée, M et I ayant la même dimension. Le premier indice représente les lignes (direction principale z de l'antenne) et le second les colonnes (direction x dans le plan de l'antenne).

M et I peuvent être considérés comme des vecteurs dont le premier indice est incrémenté en premier. Chaque valeur de l'intensité à la position (z, x) du vecteur $I_{k,l}$ peut être considérée comme une combinaison linéaire de l'intensité de pixels d'images déformées à la même position, chaque image déformée issue de l'acquisition d'un signal, pour toutes les positions possibles dans l'image réelle $M_{i,j}$. On peut donc écrire :

$$I_{k,l} = (\text{Matrice_d' étallement}) \times M_{i,j} \quad \text{EQ. 2.7}$$

$$\begin{bmatrix} I_{0,0} \\ I_{1,0} \\ \cdot \\ \cdot \\ I_{64,0} \\ I_{0,1} \\ I_{1,1} \\ \cdot \\ \cdot \\ I_{64,1} \\ I_{0,2} \\ \cdot \\ \cdot \end{bmatrix} = \left[\text{Matrice_d' étallement} \right] \begin{bmatrix} M_{0,0} \\ M_{1,0} \\ \cdot \\ \cdot \\ M_{64,0} \\ M_{0,1} \\ M_{1,1} \\ \cdot \\ \cdot \\ M_{64,1} \\ M_{0,2} \\ \cdot \\ \cdot \end{bmatrix} \quad \text{EQ. 2.8}$$

Les lignes de la matrice d'étallement sont arrangées selon leurs indices k, l et les colonnes selon leurs indices i, j . La taille de la matrice est donc de $(i \times j)$ par $(k \times l)$ soit dans notre cas de 975×975 . Chaque colonne i, j contient une image déformée d'un pixel i, j . Réciproquement, chaque ligne k, l contient chaque pixel $I_{k,l}$ de l'image déformée pour toutes les positions de $M_{i,j}$.

Il reste à construire la matrice d'étallement. L'image déformée de la Figure 2. 6 obtenue expérimentalement est le point de départ. L'objet est suffisamment petit pour être considéré comme un point. La véritable carte d'aimantation peut donc être considérée comme vide exceptée pour un pixel. De là, une image déformée a été simulée, en lissant les différents profils avec la fonction suivante :

$$I = \frac{\frac{(x-c)^2}{2.d^2}}{a + b.\exp\left(\frac{(x-c)^2}{2.d^2}\right)} + \frac{\frac{f}{\exp\left(\frac{(x-c)^2}{2.g^2}\right)}}{\left(z - e.\exp\left(\frac{(x-c)^2}{2.d^2}\right)\right)^2} \quad \text{EQ. 2.9}$$

pour une aimantation localisée à la position e , c . Les lettres a à g sont des paramètres ajustables, explicités sur la Figure 2. 7. Cette relation exprime une dépendance lorentzienne de la déformation selon z due à une décroissance exponentielle en $T_{1,2}$ des pseudo-FID et une dépendance gaussienne selon x que confirme la Figure 1. 12.

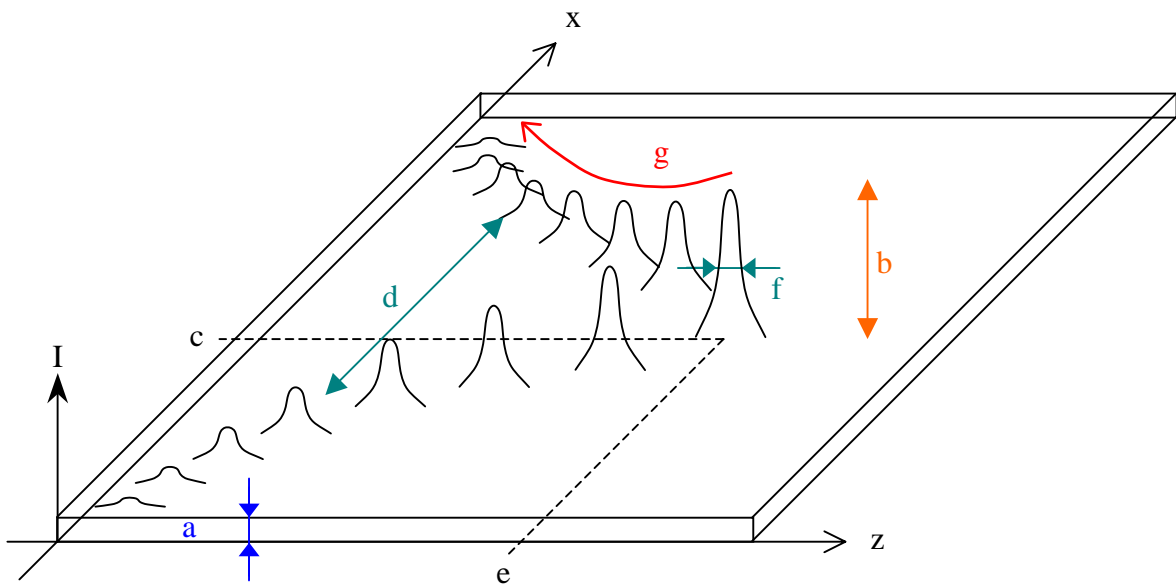


Figure 2. 7 : Schéma explicitant les paramètres de la fonction de lissage.

a symbolise la ligne de base, b l'amplitude totale des lorentziennes, c la position selon x de l'aimantation, d l'écart-type de la gaussienne, e la position selon z de l'aimantation, f la largeur à mi-hauteur de la lorentzienne et g la décroissance du signal selon x .

Enfin toutes les images déformées ont été recalculées pour toutes les positions i , j puis les colonnes de la matrice d'étalement ont pu être complétées.

La Figure 2. 8 compare l'image de l'objet ponctuel obtenue expérimentalement à celle recalculée par la méthode précédente. Le modèle simule assez correctement la déformation.

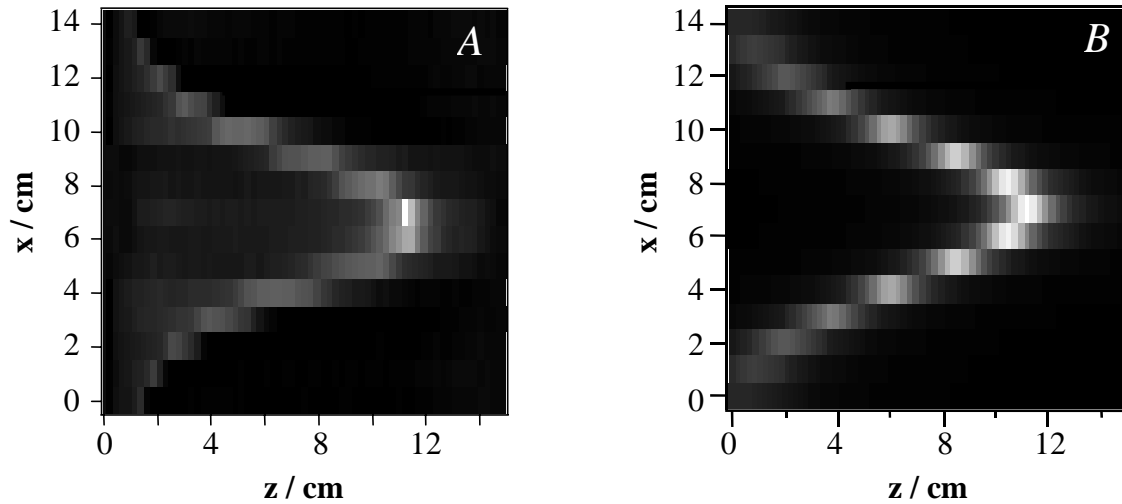


Figure 2. 8 : A) Image déformée expérimentale de l'objet ponctuel. B) Image simulée de l'objet ponctuel, selon l'équation EQ. 2.9.

Une fois la matrice d'étalement connue, l'idée simple pour reconstruire l'image est de calculer l'inverse de la matrice d'étalement et ensuite le produit $(\text{Matrice_d'étalement})^{-1} \times I_{k,l}$. Cette procédure, bien que correcte d'un point de vue mathématique, n'est pas physiquement réalisable à cause du bruit. En effet, une faible variation sur l'image déformée $I_{k,l}$ provoque une variation importante sur l'image reconstruite $M_{i,j}$. Nous avons donc préféré comparer de manière itérative le produit $(\text{Matrice_d'étalement}) \times M_{i,j}$ à $I_{k,l}$, c'est à dire les images déformées expérimentales et simulées. L'image de départ pour le vecteur M réel est l'image I_{z_k,x_l} et l'image réelle est obtenue en prenant en compte à chaque boucle les pixels les plus intenses de chaque profil. Des images déformées simulées ont été volontairement bruitées et soumises à l'algorithme de reconstruction (données non présentées). L'algorithme permet de reconstruire correctement les cartes d'aimantation.

L'image réelle $M_{i,j}$ est enfin affinée en utilisant un test χ^2 avec 30 itérations au maximum. Notons que la réception du signal par l'antenne est implicitement prise en compte dans cette procédure de reconstruction de l'image.

3.4. Reconstruction de l'image

La Figure 2. 9_A montre l'image reconstruite de l'objet ponctuel de la Figure 2. 6.

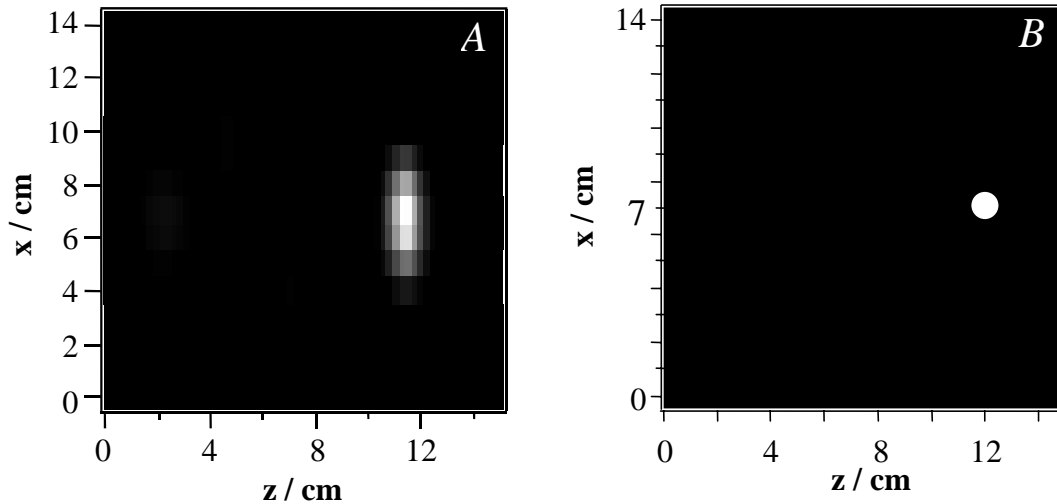


Figure 2. 9 : A) Image corrigée de l'objet ponctuel de la Figure 2. 6 issue de l'algorithme de reconstruction. B) Image attendue de l'objet ponctuel.

En comparaison avec l'image déformée obtenue précédemment pour un objet à la même position, l'image réelle de l'objet a bien été reconstruite. La déformation a disparu et la position du fantôme apparaît plus distinctement. Bien que l'objet soit identifié, l'image selon x n'est pas très résolue du fait que l'antenne a une largeur de 2,5 cm et que l'on détecte un objet de 1 cm de diamètre.

3.5. Images d'objets simples

D'autres images ont été réalisées dans le but de tester l'algorithme de reconstruction (Figure 2. 10 et Figure 2. 11). La Figure 2. 10-A représente l'image de deux objets ponctuels de 1 cm de diamètre espacés de 3 cm suivant l'axe z et contenant de l'eau. 128 impulsions de radiofréquence ($\tau=800 \mu\text{s}$) séparées par $t_{\text{acq}}=50 \mu\text{s}$ ont été utilisées. Le gradient vaut $G_1=73 \mu\text{T/m}$. Cette carte présente le même type de déformation que précédemment. La carte B montre l'image corrigée par l'algorithme de reconstruction. La position des deux fantômes est correctement

identifiée. Des images d'objets de taille plus élevée ont été réalisées. Nous avons placé dans la direction z de l'antenne trois tubes de 7 cm de long et espacés de 3 cm suivant la direction x (Figure 2. 10-C). Le gradient vaut dans ce cas $G_1=147 \mu\text{T/m}$.

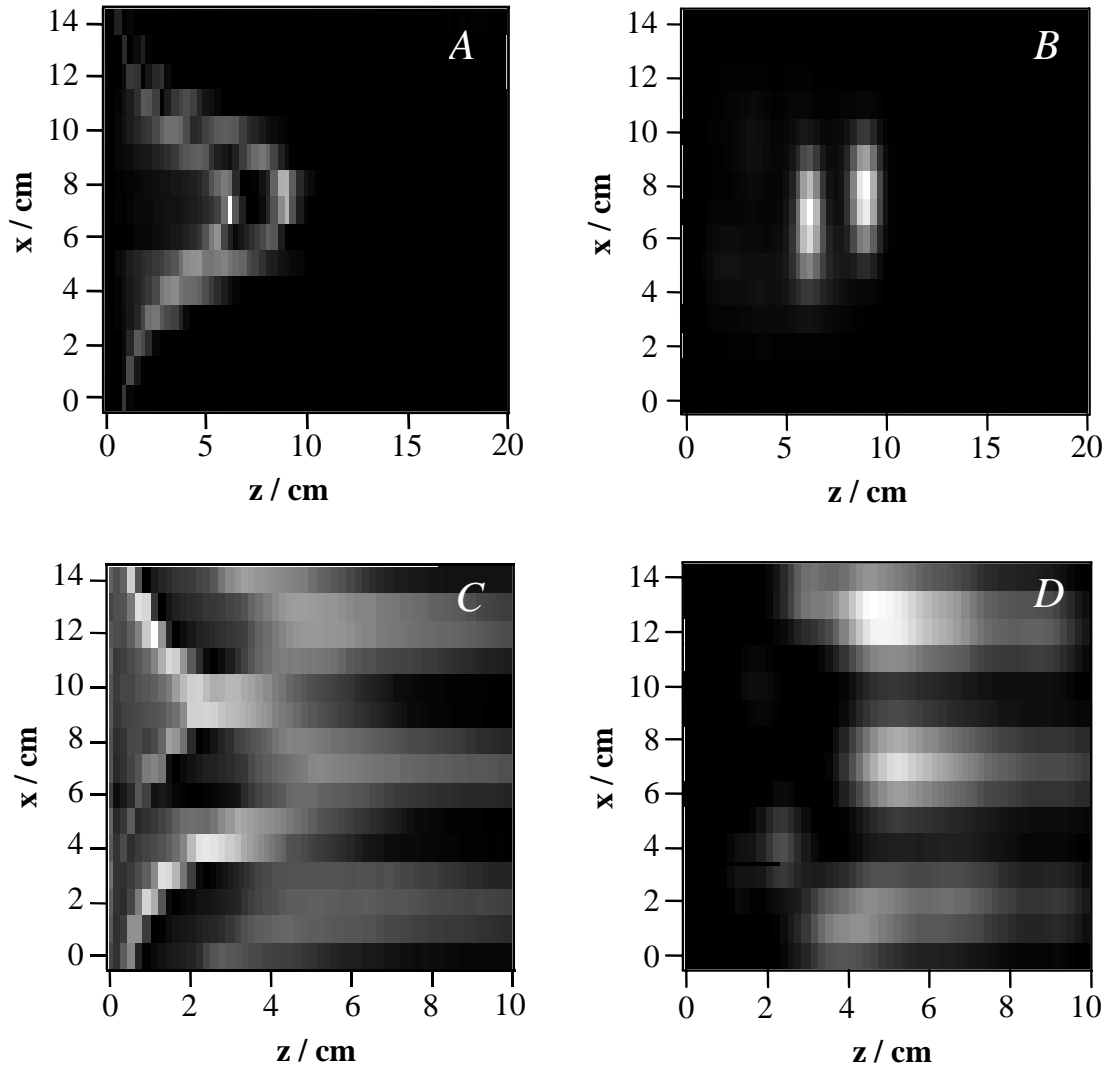


Figure 2. 10 : Images déformée A et reconstruite B de deux objets ponctuels de 1 cm de diamètre espacés selon z de 3 cm.

Conditions expérimentales : 128 impulsions de radiofréquence, $\tau=800 \mu\text{s}$, $t_{acq}=50 \mu\text{s}$ et $G_1=73 \mu\text{T/m}$.

Images déformée C et reconstruite D de trois tubes d'eau de 7 cm de long et espacés selon x de 3 cm.

Le gradient vaut $G_1=147 \mu\text{T/m}$.

L'image obtenue est difficilement interprétable. Après correction, l'image D montre l'eau contenue dans les trois tubes.

Sur la Figure 2. 11, les images A et B sont les images déformées et reconstruites d'un bécber de 6 cm de diamètre, les images C et D, celles de deux bécbers de 3 cm de diamètre et espacés de 4 cm suivant l'axe x.

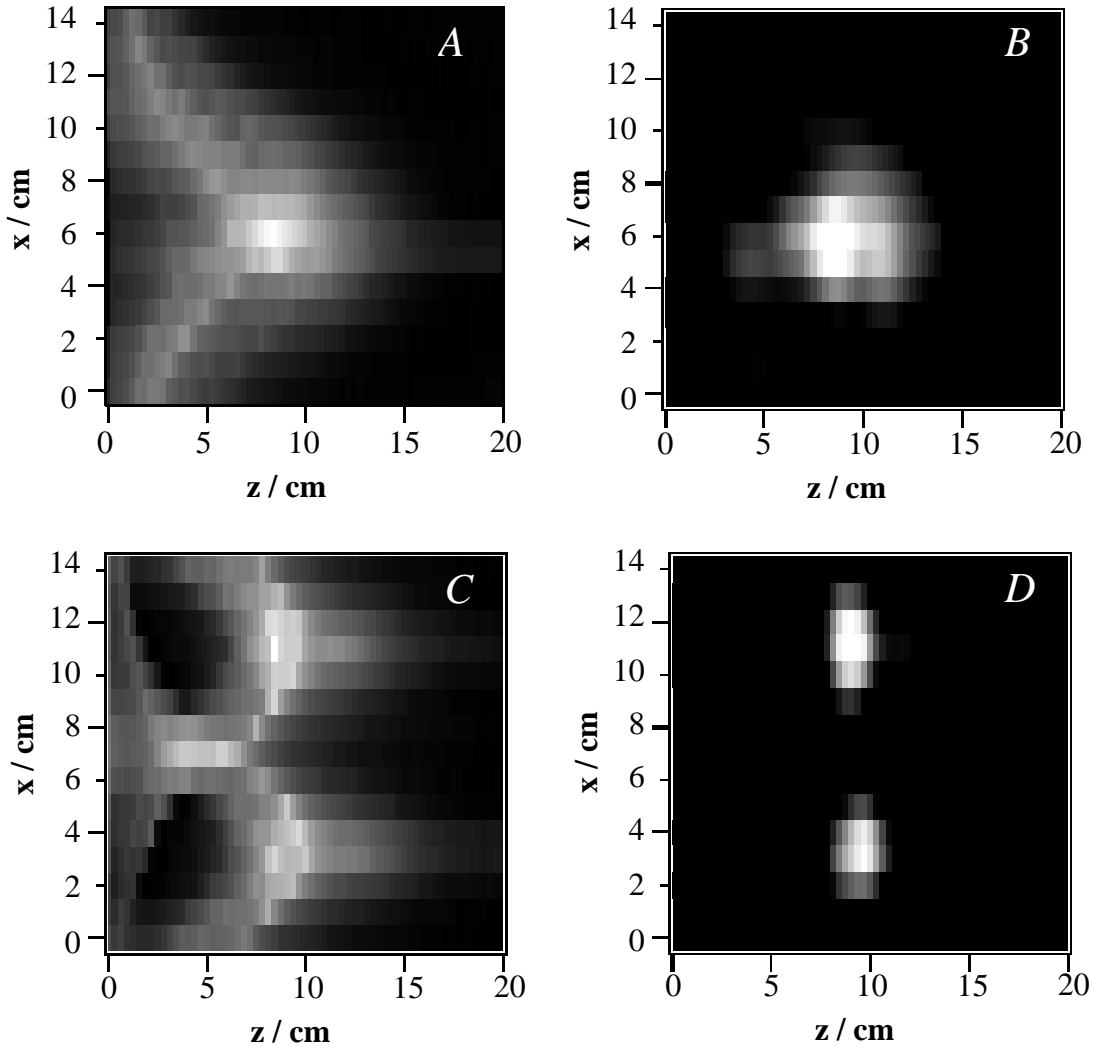


Figure 2. 11 : Images déformée A et reconstruite B d'un bécber de 6 cm de diamètre.

Conditions expérimentales : 128 impulsions de radiofréquence, $\tau=1200 \mu\text{s}$, $t_{acq}=50 \mu\text{s}$ et $G_1=49 \mu\text{T/m}$.

Images déformée C et reconstruite D de deux bécbers d'eau de 3 cm de diamètre et espacés selon x de 4 cm.

Conditions expérimentales : 128 impulsions de radiofréquence, $\tau=1200 \mu\text{s}$, $t_{acq}=50 \mu\text{s}$ et $G_1=49 \mu\text{T/m}$.

De la même façon, l'algorithme de reconstruction permet de retrouver des images convenables.

Une dernière série d'images a été obtenue à partir de neuf profils, chaque profil étant réalisé tous les 2,5 cm (une largeur d'antenne).

Le calcul d'une nouvelle matrice d'étalement, valable pour toutes les images acquises sur neuf profils est nécessaire. La taille de la matrice est alors de 585 x 585. La Figure 2. 12 présente deux images, la première réalisée sur les deux béciers de la Figure 2. 11-C et la deuxième sur les trois tubes de la Figure 2. 10-C, dans les mêmes conditions expérimentales.

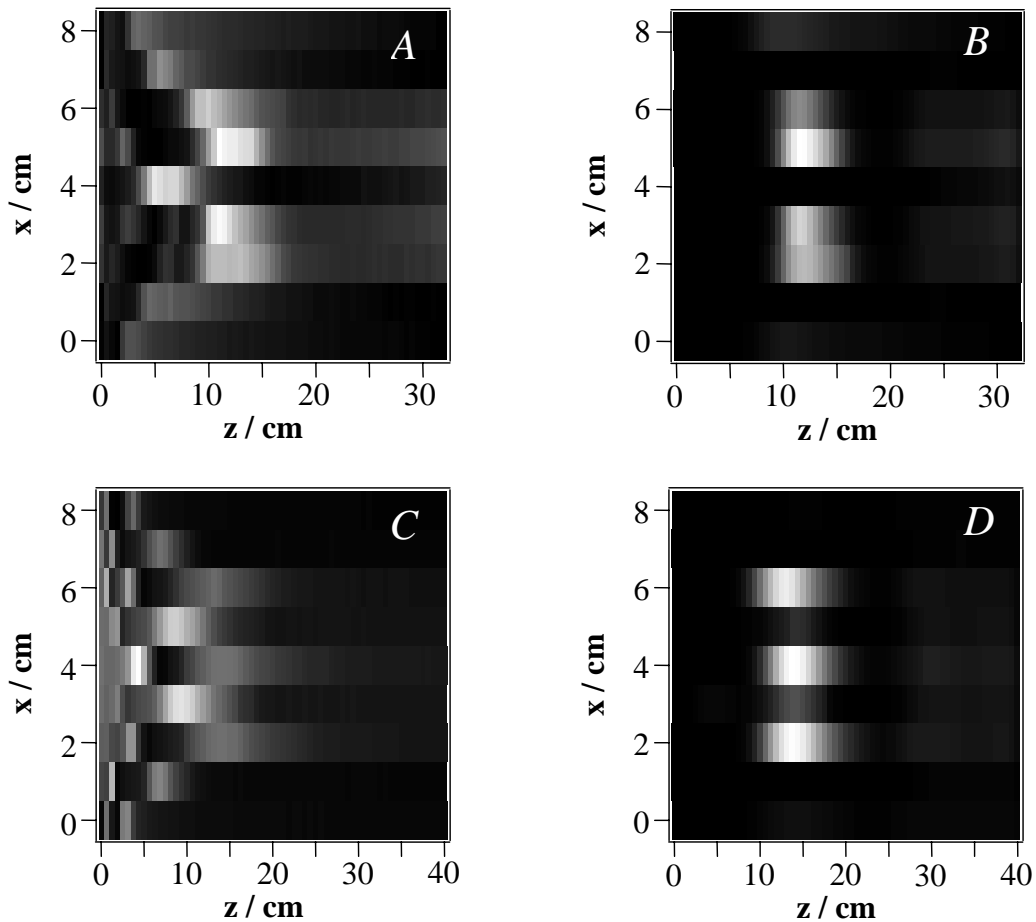


Figure 2. 12 : Images déformée A et reconstruite B de deux béciers de 3 cm de diamètre et séparés de 4 cm selon x, à une profondeur de 2 cm au-dessous de l'antenne. Ces images ont été réalisées à partir de neuf profils réalisés tous les 2,5 cm (largeur d'antenne), obtenus après transformée de Fourier de neuf pseudo-FID de 65 points de donnée complexes.

Conditions expérimentales : 128 impulsions de radiofréquence, $\tau=800 \mu\text{s}$, $t_{acq}=50 \mu\text{s}$ et $G_1=42 \mu\text{T/m}$.

Images déformée C et reconstruite D de trois tubes d'eau de 7 cm de long, espacés selon x de 3 cm, à la profondeur $y=-2 \text{ cm}$ au-dessous de l'antenne. Ces images ont été obtenues à partir de neuf profils.

Le gradient vaut $G_1=37 \mu\text{T/m}$.

Grâce à l'algorithme de traitement des images, la position des deux béciers (Figure 2. 12-B) ainsi que celle des trois tubes (Figure 2. 12-D) est correctement identifiée sur l'image reconstruite.

4. Discussion – Applications

Dans ce travail, une méthode d'imagerie 2D en utilisant uniquement un gradient d'induction oscillante B_1 a été développée. Ce gradient est généré par une antenne en échelle selon la direction principale z de l'antenne, il est constant sur une quinzaine de centimètres. Les images ont été obtenues dans un premier temps par acquisition de quinze profils selon l'axe z , en déplaçant l'antenne suivant l'axe perpendiculaire à z *i.e.* l'axe x , tous les centimètres. Le but était de démontrer la possibilité d'imager des objets plus larges que l'antenne sans utiliser des gradients d'induction statique. Des images déformées ont tout d'abord été obtenues. Cette déformation provient de l'existence d'un gradient d'induction électromagnétique non nul selon la direction x perpendiculaire à l'axe principal de l'antenne. Le profil simulé d'induction B_1 selon x (Figure 1. 8) est lissé par une lorentzienne alors que le profil mesuré selon x (Figure 1. 12) est lissé plus correctement par une gaussienne. Ce résultat justifie le choix de la fonction de lissage pour construire la matrice d'étalement. Ces images ont ainsi été corrigées grâce à un algorithme de reconstruction original basé sur la comparaison entre l'image déformée mesurée et une image déformée simulée. Bien que d'autres procédures de reconstruction moins empiriques pourraient être envisagées, son efficacité a été prouvée par les images obtenues pour un, deux ou trois fantômes de taille, d'orientation et de position différentes. Ce travail a d'ailleurs fait l'objet d'une publication dans le *Journal of Magnetic Resonance* (voir annexe 3).

Sur la Figure 2. 10-A, le léger décalage suivant la direction x entre les deux objets ponctuels se retrouve sur l'image reconstruite. Néanmoins, pour certaines applications, la résolution doit être améliorée. Suivant la direction x , quinze profils sur quinze centimètres ont été effectués. Comme nous l'avons vu précédemment, sur la Figure 2. 9 par exemple, la résolution suivant la direction x dépend de la largeur de l'antenne soit 2,5 cm. Il ne semble donc pas nécessaire d'acquérir plus d'un profil par largeur d'antenne (Figure 2. 12).

Sur la Figure 2. 10-B, bien que les trois tubes soient clairement identifiés, la taille de ces tubes est difficilement interprétable. La résolution dans la direction z dépend en effet de la taille des échantillons. Les effets de susceptibilité magnétique sont d'autant plus importants et gênants que les objets sont larges et soumis à une induction élevée, ici à 4,7 T. La séquence que nous utilisons est sensible aux effets de T_2^* , à cause des délais incompressibles entre les impulsions de radiofréquence d'où une décroissance rapide de signal en T_2^* [74-76]. Plus la taille des objets est élevée, plus il est difficile d'optimiser l'homogénéité de l'induction statique B_0 . Cette inhomogénéité a engendré une largeur à mi-hauteur de 20 à 30 Hz pour la résonance de l'eau pour les objets Figure 2. 11 par exemple, contre une largeur à mi-hauteur de 10 Hz pour l'objet ponctuel de la Figure 2. 9_A. La constante de temps T_2^* est donnée par $T_2^* = \frac{1}{\pi \Gamma}$ où Γ est la largeur à mi-hauteur de la résonance de l'eau. Dans le cas de l'objet ponctuel, $T_2^* = 32$ ms et pour des objets de taille plus élevée, $T_2^* = 13$ ms. A titre d'exemple, avec une constante de temps longitudinale $T_1 = 2,8$ s à une induction statique de 4,7 T, le signal décroît en $T_{1,2}^* = 60$ ms dans le cas de l'objet ponctuel et en $T_{1,2}^* = 25$ ms pour des objets de taille supérieure. La durée de la séquence est $t_S = 128 * (\tau + t_{acq})$ soit $t_S = 128,8$ ms. L'aimantation disparaît donc totalement dans le plan de mesure avant la fin de la séquence mais une réduction du nombre d'impulsions RF induit une diminution de la résolution *i.e.* $r = FOV/N$ où FOV est le champ de vue de l'image et N le nombre de point (ici $N=65$).

Malgré ces difficultés, les images réalisées sur des objets plus larges que l'antenne restent de qualité. Néanmoins, cette méthode serait plus appropriée à induction plus faible, où les effets de susceptibilité sont réduits. L'acquisition par le laboratoire d'un imageur Siemens à 0,2 T va permettre de confirmer ces expériences à bas champ.

Par ailleurs, sur l'image de la Figure 2. 10-A, il est possible de distinguer correctement les deux objets ponctuels de 1 cm de diamètre. Toutefois, pour obtenir l'image de plusieurs objets répartis suivant la direction z , il est nécessaire de séparer ces objets d'au moins trois centimètres afin qu'ils puissent être correctement identifiés.

La résolution de l'image suivant la direction z dépend aussi d'autres paramètres notamment de l'intensité et de la durée du gradient d'induction électromagnétique B_1 suivant z *i.e.* de l'impulsion RF. Ces deux paramètres déterminent en effet le champ de vue (FOV : Field Of

View) de l'image. La disponibilité opérationnelle de l'amplificateur de radiofréquence étant faible, il a été impossible de mener les expériences avec des impulsions de radiofréquence courtes et intenses, ceci afin de diminuer le temps d'acquisition et d'obtenir des profils de densité de spins avec un champ de vue correct et un Rapport Signal sur Bruit convenable. Le nombre de cycles d'impulsions de gradients a par conséquent été augmenté *i.e.* 128 points de donnée ont été utilisés, ce qui a résulté en une diminution du Rapport Signal sur Bruit. En outre, il a été nécessaire de calibrer précisément l'impulsion de radiofréquence afin de déterminer le champ de vue optimal. Pour un champ de vue trop petit, les images n'étaient plus interprétables.

Pour calculer la résolution maximale de l'image, nous supposons que la décroissance du signal est gouvernée par la constante de relaxation effective $T_{1,2}$ ($T_{1,2}=542$ ms pour $T_2=300$ ms). Calculons la résolution de l'image de l'objet ponctuel obtenue en utilisant le gradient RF généré par l'antenne en échelle. La résolution réelle de l'image est donnée par :

$$\Delta z = \frac{1}{\gamma \cdot G_z \cdot T_{1,2}}$$

où G_z est le gradient RF généré par l'antenne en échelle ($G_z=98 \mu\text{T/m}$). La résolution maximale est alors : $\Delta z \approx 70 \mu\text{m}$. Comparons cette valeur avec la résolution maximale que l'on aurait obtenue dans l'imageur Bruker à 4,7 T. La résolution vaut :

$$\Delta z = \frac{1}{\gamma \cdot G_{\text{max}} \cdot T_2^*}$$

où G_{max} est la valeur maximale du gradient suivant la direction z ($G_{\text{max}}=24 \text{ mT/m}$) et T_2^* la constante de temps de relaxation transversale prenant en compte les inhomogénéités de B_0 ($T_2^*=32$ ms). La résolution maximale dans ce cas est : $\Delta z \approx 5 \mu\text{m}$. La résolution avec le gradient d'induction électromagnétique délivré par l'antenne en échelle est 14 fois moins élevée que la résolution en imagerie conventionnelle dans l'imageur Bruker. Par conséquent, l'antenne ne génère pas un gradient RF assez élevé, ce qui est un des problèmes majeurs actuellement dans l'utilisation de ces gradients. Dans notre cas, un moyen d'augmenter la valeur de ce gradient serait d'augmenter d'une part l'intensité circulant dans les conducteurs de l'antenne. Ici, l'imageur est utilisé au maximum de sa puissance. Une autre solution est d'augmenter le nombre de boucles de l'antenne. En effet, le calcul théorique des lignes d'induction B_1 basé sur la loi de Biot et Savard montre que l'intensité et la longueur du gradient augmente avec le nombre de boucles de l'antenne. Pratiquement, cela est difficilement réalisable car augmenter la longueur de l'antenne résulte en une augmentation de l'inductance. Il est nécessaire alors de diminuer la

capacité totale afin de pouvoir accorder l'antenne à la fréquence de résonance du proton. Pour abaisser la fréquence de résonance, il faut fractionner l'antenne autant de fois qu'il faut insérer un condensateur. Dans une géométrie telle que l'antenne en échelle, il est difficile de la sectionner en plus de huit segments.

Un dernier point à améliorer est l'absence de sélection de coupe. Toutes les images dans ce travail ont été réalisées sur des objets quasi-planaires. Le problème actuellement est le suivant : Prenons comme référence un objet 1 situé dans un plan à une distance y_1 de l'antenne du côté des inductions élevées. Il nous est impossible de distinguer sur une image uniquement, un deuxième objet situé dans un même plan du côté des faibles valeurs de l'induction B_1 , au niveau du premier conducteur central de l'antenne par exemple (Figure 2. 13-A), d'un même objet situé dans un autre plan plus en profondeur, à une distance y_2 supérieure à y_1 au niveau du deuxième conducteur central de l'antenne (Figure 2. 13-B). Les deux objets sont alors codés avec la même valeur de gradient d'induction B_1 et se retrouvent par conséquent au même endroit sur le profil. Une des pistes possibles pour coder la profondeur suivant l'axe y avec notre antenne, sans utiliser une autre antenne, serait d'utiliser des impulsions composites qui permettent d'exciter le signal de RMN uniquement pour certaines valeurs de B_1 [77]. Une autre solution serait peut-être de réaliser comme précédemment une première image, puis d'effectuer une autre série de profils avec l'antenne à 180° de la direction précédente (Figure 2. 13-C et D) ; en supposant que pour n'importe quel objet à n'importe quelle position et profondeur, chaque couple de profil est différent, il nous serait possible de reconstruire une image à trois dimensions, en s'inspirant des méthodes d'acquisition parallèle en imagerie médicale [78,79].

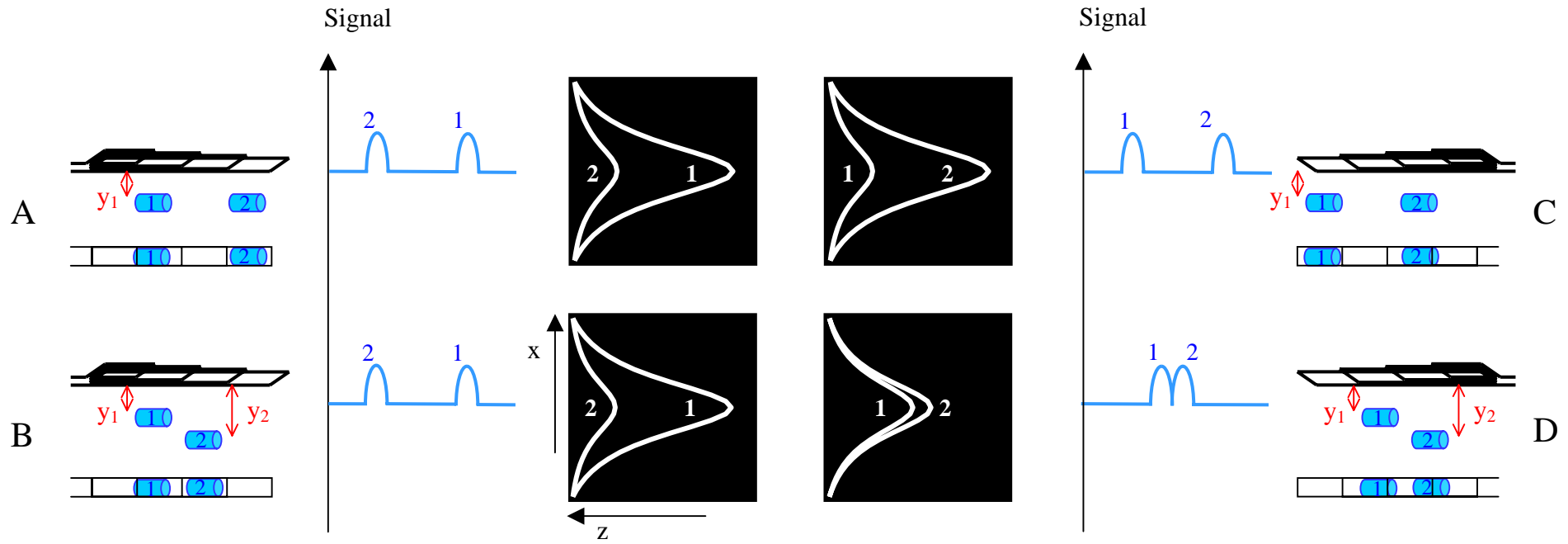


Figure 2.13 : Schéma représentatif d'une éventuelle méthode de sélection de coupe en imagerie B_1 .

A) Image de deux objets situés dans un plan à une distance y_1 de l'antenne. L'objet 1 sert de position de référence et l'objet 2 est situé au niveau du premier conducteur de l'antenne. La position des objets par rapport à l'antenne est représentée vue de profil et de dessus.

B) Image de deux objets dont l'un est l'objet 1 de référence et l'objet 2 est situé au niveau du deuxième conducteur de l'antenne, dans un plan à une distance y_2 de l'antenne supérieure à y_1 .

C) et D) Image réalisée dans les mêmes conditions qu'en A) et B) mais pour chaque série de profils, l'antenne est à 180° de la direction précédente.

Cette technique présente l'avantage majeur de ne pas utiliser de gradients B_0 . Une telle méthode d'imagerie à deux dimensions utilisant un gradient d'induction oscillante n'a, à notre connaissance, jamais été encore développée. Cette méthode induit une simplification et une diminution du coût d'un système d'imagerie utilisant uniquement des gradients B_1 . Pourquoi ne pas imaginer, dès lors, de construire un instrument d'IRM portable, simple, utilisable en imagerie médicale. Il faudrait bien sur, pour cela, améliorer la résolution selon la direction x . Pour des applications à champ faible, ce système pourrait être utilisé pour des applications industrielles comme dans l'agroalimentaire pour des contrôles de produits en ligne, à condition de le coupler à un système de pre-polarisation des spins et ainsi de pallier les problèmes de faible rapport Signal-sur-Bruit [80].

Un autre avantage de cette méthode est la rapidité d'acquisition d'un profil (environ 100 ms par profil). Le déplacement de l'antenne dans l'autre direction nécessiterait d'être automatisée, afin de prétendre à une méthode rapide d'acquisition d'une image.

5. Perspectives : Imagerie du sol

Une application originale de cette méthode serait de réaliser à champ terrestre une carte de l'eau répartie dans les cinq premiers mètres du sol.

C'est dans le cadre d'un projet européen, le **CRAFT** (Cooperative Research Action For Technology) déposé à cette intention et accepté en décembre 2001 que nous comptons, à partir d'octobre 2002, réaliser cette application.

Il existe un grand nombre d'applications économiques et industrielles où la connaissance de la répartition de l'eau pourrait s'avérer utile. Par exemple en agronomie ou en pédologie, pour le classement des parcelles de grande valeur telles que les vignobles en zone d'appellation contrôlée, où l'on sait que la vigne est susceptible de puiser l'eau jusqu'à 10 m de profondeur. La méthode pourrait être aussi utilisée pour contrôler par exemple la mise en place de drainages et la vérification de leur bon fonctionnement. Il serait possible aussi d'estimer le degré de dispersion de certains polluants solubles dans l'eau (phosphate notamment) et peut-être prévoir les éventuelles pollutions des nappes phréatiques dans les zones à risque. Dans le cadre de la

protection de l'environnement, la méthode pourrait être efficace dans la prévention des feux de forêts. En effet, les pare-feux ne sont efficaces que s'ils contiennent de l'eau dans les premiers mètres du sous-sol.

En outre, si on connaît la répartition de l'eau dans le sol, on connaît aussi les zones où il n'y a pas d'eau comme les cavités ou les roches. Ainsi, en BTP, la connaissance de la répartition de l'eau peut être utile pour détecter la présence de bancs rocheux. Il en est de même pour la détection d'autres structures telles que les tranchées ou les cavités enfouies. Une prospection systématique pourrait être alors mise en œuvre pour des projets de construction comme des lignes de TGV ou des tracés d'autoroutes. Cette méthode pourrait aussi s'avérer utile aussi pour prévoir les fondations et travaux de sous bassement des immeubles. En archéologie, le système pourrait détecter et évaluer des sites enfouis. La prospection préalable des parcelles et l'inventaire des ressources demeure le meilleur moyen de sauvegarde du patrimoine archéologique dans un pays comme la France, où l'on estime que seulement 10% des richesses sont connues et inventoriées.

Des techniques de RMN ont déjà été appliquées sur le sol, à champ terrestre, par une équipe du BRGM (Bureau de Recherches Géologiques et Minières) en collaboration avec un laboratoire russe mais sans localisation spatiale dans le plan horizontal [81-86]. Cette méthode est efficace pour détecter la présence ou non d'eau. Nous comptons développer un système de détection et de localisation spatiale de l'eau du sol, basée sur le phénomène de RMN et utilisant le principe d'imagerie B_1 de surface développé ici, à petite échelle, l'antenne étant à plat sur le sol. Il est bien évident que pour travailler à l'échelle du sol, il est prévu une antenne de plus grande taille soit 20 x 2,5 mètres (voir Figure 2. 14). Nous utiliserons comme induction de polarisation l'induction magnétique terrestre qui présente l'avantage d'être gratuite et surtout homogène ; l'induction étant de 0,4 gauss, la fréquence de résonance des protons sera alors de 1,7 kHz.

Une première série de mesures réalisées sur l'imageur à 0,2 T est nécessaire afin dans un premier temps de valider la méthode à une induction statique intermédiaire et de tenter d'imager des objets hétérogènes.

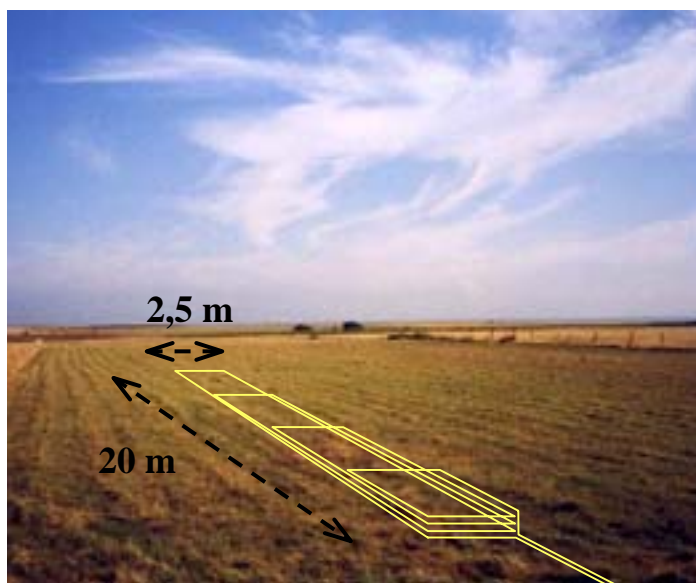


Figure 2. 14 : Perspective d'utilisation de l'antenne en échelle afin de réaliser une cartographie de l'eau dans les cinq premiers mètres du sous-sol, par la méthode d'imagerie utilisant un gradient d'induction électromagnétique B_1 et à champ magnétique terrestre.

La réalisation d'une image d'une parcelle d'un hectare (200 profils) a été estimée à trois heures, le temps de déplacement de l'antenne étant pris en compte. Ainsi, la méthode d'IRM de surface en utilisant uniquement un gradient d'induction électromagnétique B_1 , jamais utilisée jusqu'à présent pour de telles applications, pourrait être un moyen rapide d'obtention d'images de la répartition de l'eau dans le sol.

Cette première partie du travail de recherche sur l'utilisation de gradients d'induction de radiofréquence établit la faisabilité de l'imagerie B_1 à deux dimensions, au moyen d'une antenne en échelle. Dans l'attente de mettre en pratique cette technique sur le sol, nous avons exploré un autre domaine d'application des gradients d'induction B_1 en nous intéressant à la détection de mouvements périodiques de spins par RMN. C'est une technique très développée actuellement car la RMN permet de manière non invasive de mesurer ou d'imager des mouvements de spins induits par une onde mécanique et de remonter aux propriétés élastiques de certains tissus ou organes. Presque toutes ces méthodes utilisent des gradients d'induction statique B_0 . Nous avons tenté par une approche spectroscopique de détecter au moyen de l'antenne en échelle un mouvement périodique de spins induit par une vibration mécanique sinusoïdale.

Chapitre 3 :

*DÉTECTION & CARACTÉRISATION
PAR RMN DE
VIBRATIONS MÉCANIQUES*

Il existe différentes méthodes pour définir les propriétés mécaniques d'un milieu [87]. Ces propriétés, dans le cas de tumeurs, diffèrent de celles de tissus sains notamment par leur module d'élasticité. La palpation est efficace pour détecter des cancers dans les régions accessibles du corps humain mais elle s'avère inefficace quand ces lésions sont de petite taille ou trop profondes. L'utilisation de la RMN pour détecter et caractériser des ondes élastiques présente l'avantage d'être une méthode non invasive permettant d'explorer des zones relativement profondes de l'objet ou du sujet à étudier [52]. L'élastographie par RMN est actuellement très développée, en particulier dans la détermination de l'élasticité de tissus biologiques [57-59].

Les méthodes d'élastographie par RMN consistent à imager les déplacements induits par une onde mécanique en modulant la fréquence de résonance [44,45] ou en mesurant les changements de phase de la composante transverse de l'aimantation [46-48]. Cette dernière méthode a été confirmée expérimentalement sur des échantillons de gel, où le module élastique ainsi que le déplacement des ondes mécaniques transverses et les phénomènes de réflexion, réfraction et atténuation de l'onde ont été imagés [49-51].

Le principe de mesure des changements de phase de l'aimantation transverse en utilisant des gradients d'induction statique est le suivant (Figure 3. 1) : Après une impulsion $\pi/2$ qui bascule l'aimantation dans le plan transverse, un gradient bipolaire est appliqué en boucle. En l'absence de mouvement, l'aimantation transverse est rephasée à l'issue de l'application du gradient bipolaire (Figure 3. 1-A). Dans le cas d'un mouvement sinusoïdal (Figure 3. 1-B), la phase du signal de RMN après interruption des impulsions de gradients est différente. Le mouvement dans ce cas se traduit par une variation de phase de l'aimantation transversale. Cette méthode synchronise les impulsions de gradients à la vibration mécanique afin d'amplifier la variation de phase à chaque boucle. Une technique plus récente permet d'imager des ondes mécaniques sans synchroniser la séquence de gradients aux vibrations [54].

Une autre méthode basée sur la mesure des changements de phase de l'aimantation transverse utilise des gradients oscillants de manière sinusoïdale afin de détecter et d'imager les mouvements d'une onde dans la gamme des fréquences ultrasoniques (jusqu'à 515 kHz) [55,56].

Cette méthode peut en outre être utilisée pour une analyse spectroscopique des propriétés élastiques comme la condition de résonance de l'onde ou sa direction de déplacement [53]. Cette

technique appelée EMRS (Elasto-Magnetic Resonance Spectroscopy), nécessite d'accorder la fréquence d'oscillation du gradient avec la fréquence de l'onde élastique.

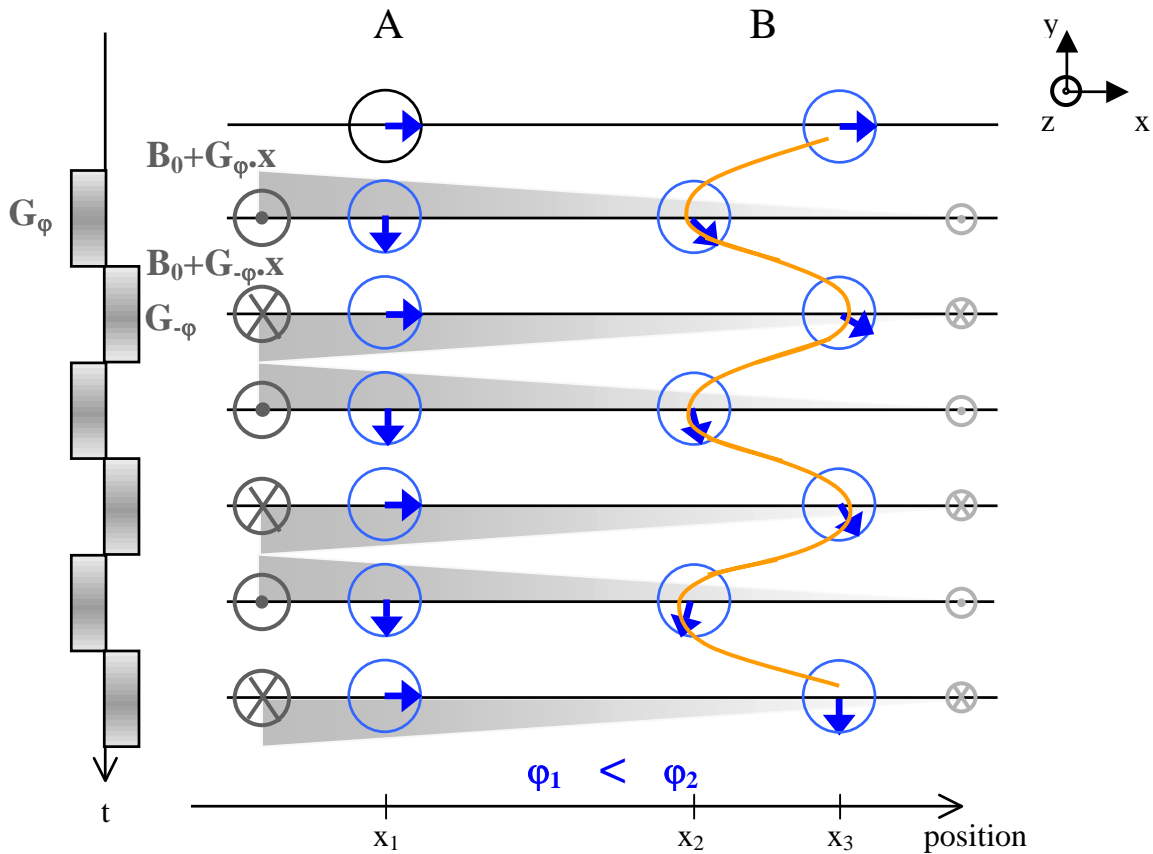


Figure 3. 1 : Principe de la détection de vibrations en imagerie conventionnelle.

Après une impulsion $\pi/2$ qui bascule l'aimantation dans le plan transverse, un gradient bipolaire est appliqué en boucle. A) Le spin est immobile. Après interruption des impulsions de gradient, l'aimantation transverse est rephasée. B) Le spin subit un mouvement sinusoïdal en phase avec les impulsions de gradient. La phase après interruption du gradient est non nulle.

Toutes les méthodes de RMN de détection et de caractérisation des ondes mécaniques énoncées précédemment utilisent des gradients d'induction magnétique statique B₀. Une autre technique utilise un gradient d'induction électromagnétique B₁ pour détecter des mouvements de spins induits par diffusion, perfusion ou flux [25,27]. Elle est analogue à la méthode de détection de mouvements en utilisant les gradients d'induction statique. Un gradient d'induction oscillante généré par une antenne de surface a pour but de basculer l'aimantation dans le plan transverse.

Après un certain délai, un second gradient refocalisant les spins est appliqué, afin de restaurer l'aimantation longitudinale. L'aimantation est enfin échantillonnée en utilisant une séquence d'impulsion adéquate. Pendant le délai entre les impulsions, si les spins sont soumis à un mouvement, l'amplitude de l'aimantation longitudinale est réduite.

En collaboration avec J. D. de Certaines du laboratoire de Résonance Magnétique en Biologie et Médecine de Rennes et C. J. Lewa du département de physique de l'université de Gdansk, une nouvelle méthode de détection et de caractérisation de vibrations mécaniques par RMN en utilisant uniquement un gradient d'induction électromagnétique B_1 a été développée. Le but est d'accéder aux paramètres spectroscopiques de la vibration en mesurant des variations d'amplitude de l'aimantation.

1. Aspects théoriques

1.1. Ondes mécaniques

Une onde est une perturbation se propageant de proche en proche dans l'espace. Lors du passage de l'onde en un point, le milieu subit la perturbation. Dans le cas d'une onde mécanique, la perturbation est produite par une oscillation de la matière. Les vibrations sont en général des phénomènes ondulatoires, des ondes de déformation. Dans un milieu élastique soumis à un phénomène ondulatoire, si les éléments du milieu vibrent dans la direction de propagation de l'onde, l'onde est longitudinale (ondes acoustiques). Si ces derniers vibrent normalement à la direction de propagation, l'onde est transversale (vibrations).

La solution des équations de propagation des ondes élastiques est donnée par :

$$\xi(x, t) = \xi_0 \cdot \cos(\omega t - kx + \varphi)$$

où ξ_0 est l'amplitude de l'onde, ω est la pulsation, x la position, k le vecteur d'onde, t le temps et φ la phase. Les ondes décrites par l'équation d'onde se propagent donc à la vitesse v qui est caractéristique du milieu de propagation soit pour les ondes longitudinales :

$$v = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$$

où E est le module de compressibilité ou d'élasticité du matériau (module de Young) et ρ est la masse volumique. Pour les ondes transversales, la vitesse est définie par :

$$v = \sqrt{\frac{G}{\rho}}$$

où G est le module de rigidité ou de cisaillement.

Seules certaines valeurs de la pulsation ω permettent de satisfaire les conditions aux limites. Des ondes stationnaires ou modes propres de vibration sont alors définis.

1.2. Choix de la séquence de détection des vibrations

Un gradient constant d'induction électromagnétique B_1 appliqué suivant une direction permet de faire varier spatialement l'angle de nutation de l'aimantation. Si on applique une impulsion rectangulaire de radiofréquence de phase φ , les spins soumis à ce gradient vont basculer d'un angle $\alpha(z)$ avec $\alpha(z) = \gamma \cdot G_{1\varphi} \cdot \tau \cdot z$ où γ est le rapport gyromagnétique du proton, $G_{1\varphi}$ le gradient d'induction B_1 suivant z et τ la durée de l'impulsion. L'aimantation transversale dans le repère tournant (O, x', y', z) est alors définie par :

$$M_{x', y'} = M_0(z) \cdot \sin(\gamma \cdot G_{1\varphi} \cdot \tau \cdot z) \quad \text{EQ. 3.1}$$

où $M_0(z)$ est l'aimantation à l'équilibre à la position z . Après un certain délai et en négligeant les effets de relaxation, l'application d'une seconde impulsion rectangulaire de radiofréquence de phase opposée $-\varphi$ va de nouveau faire basculer l'aimantation mais d'un angle opposé. Le gradient $G_{1\varphi}$ étant constant, l'aimantation retrouve sa position initiale en z et aucun signal de RMN n'est détecté à la fréquence porteuse.

Lorsque les spins sont soumis à un mouvement sinusoïdal induit par une vibration mécanique, la position de chaque spin après un temps t est donné par :

$$z(t) = z_0 + A \cdot \sin(\omega \cdot t + \phi) \quad \text{EQ. 3.2}$$

où z_0 est la position initiale des spins (sans vibrations), A , ω et ϕ sont respectivement l'amplitude, la pulsation et la phase de la vibration.

Pendant une impulsion de radiofréquence, les spins basculent d'un angle α mais simultanément, ils sont soumis au mouvement sinusoïdal et vont donc se décaler vers $+z$ ou $-z$, sens qui correspond au front montant ou descendant de la sinusoïde. La distribution d'angles à l'intérieur de l'échantillon pendant l'application de la vibration est ainsi décrite par :

$$\alpha_i(z) = \alpha_{i-1}(z) + \int_{t_{i-1}}^{t_i} \gamma G_I (z_0 + A \sin(\omega t + \phi)) dt \quad \text{EQ. 3.3}$$

où $\alpha_{i, (i-1)}$ est l'angle de rotation du spin à la position $i, (i-1)$ et au temps $t_{i, (i-1)}$. La durée de l'impulsion est alors $(t_i - t_{i-1})$.

L'intégration sur t de l'équation EQ. 3.3 donne alors :

$$\alpha_i(z) = \alpha_{i-1}(z) + \gamma G_I z_0 \tau + \gamma G_I \frac{A}{\omega} [\cos(\omega t_{i-1} + \phi) - \cos(\omega t_i + \phi)] \quad \text{EQ. 3.4}$$

Cette équation permet de déterminer la distribution d'angles de rotation de l'échantillon soumis à une vibration, immédiatement après l'excitation RF. Ainsi, avec une séquence de type $(D - \alpha_{(\varphi)} - D - \alpha_{(-\varphi)})_n$ où D est le délai entre les impulsions, φ la phase des impulsions et n le nombre de cycles de la séquence, la distribution d'angles à la fin de la séquence est obtenue de manière itérative en alternant les calculs avec les équations EQ. 3.2 pendant les délais D entre les impulsions et EQ. 3.4 pendant l'impulsion. Le signal total correspondant est alors :

$$S = \frac{1}{z_m} \int_{z_m}^{z_m} M_0(z) \sin \alpha(z) dz \quad \text{EQ. 3.5}$$

pour des spins situés sur une distance z_m .

Ainsi, une séquence de type $(D - \alpha_{(\varphi)} - D - \alpha_{(-\varphi)})_n$ permet de détecter un mouvement vibratoire de type sinusoïdal et en particulier de déterminer sa fréquence. La période de cette séquence est donnée par $T_s = 2.(D + \tau)$. Pour un échantillon contenant des protons, si la période de la vibration T_v est égale à la période de la séquence T_s et si la phase de la vibration ϕ est nulle, la même valeur non nulle d'angle est obtenue dans tout l'échantillon ; cet angle constant est amplifié chaque fois que le nombre de boucles n est incrémenté. Le signal total devient alors $M_0 \sin \alpha$ qui est approximativement égal à $M_0 \alpha$ pour de petits angles *i.e.* des amplitudes de vibration faibles ou un gradient G_I faible. Le signal de RMN est alors proportionnel à l'amplitude des vibrations.

Les impulsions de radiofréquence utilisées avec l'imageur Bruker étant imparfaites, il n'a pas été possible avec une telle séquence bouclée seize fois d'annuler complètement le signal à la fréquence porteuse en l'absence de mouvement. En effet, la transformée de Fourier de deux impulsions rectangulaires de phases opposées montre une annulation du signal seulement à la

fréquence de résonance (Figure 3. 2 en rouge). Le moindre décalage en fréquence induit un signal non nul, bien que les spins soient immobiles. Par conséquent, il a fallu trouver une séquence dérivée de la séquence $1 - \bar{I}$ dont la transformée de Fourier annule le signal sur un plus large domaine en fréquence autour de la fréquence de résonance. Diverses combinaisons d'impulsions rectangulaires ont été testées et notre choix s'est porté sur une série de quatre impulsions de type binomiale $1 - \bar{3} - 3 - \bar{I}$. Sa transformation de Fourier représentée sur la Figure 3. 2 montre une annulation du signal sur un plus grand domaine en fréquence autour de la fréquence porteuse.

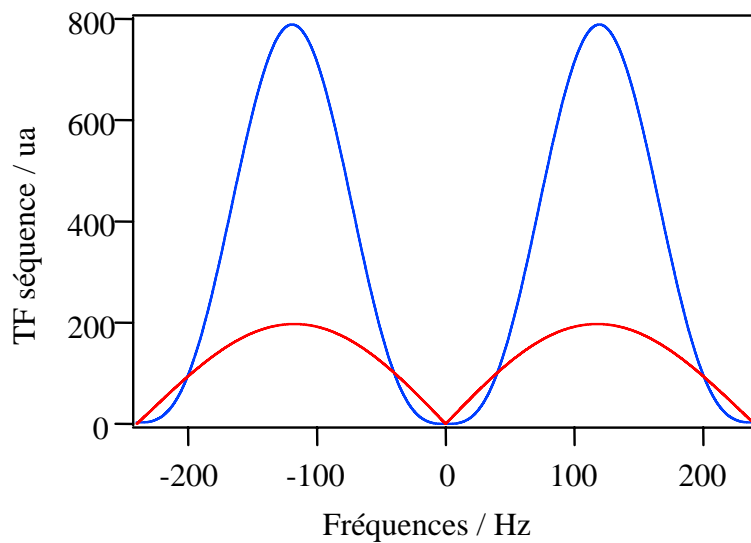


Figure 3. 2 : Transformée de Fourier de deux impulsions rectangulaires $1 - \bar{I}$ (rouge) et de quatre impulsions rectangulaires $1 - \bar{3} - 3 - \bar{I}$ (bleu) (spectre de magnitude).

Le chronogramme de la séquence d'impulsions $1 - \bar{3} - 3 - \bar{I}$ utilisée pour tenter de détecter un mouvement de spins est représenté sur la Figure 3. 3.

Les gradients d'induction électromagnétique sont appliqués sous la forme de quatre impulsions rectangulaires d'angles α , -3α , 3α et $-\alpha$, de durée τ et séparées par un délai variable D. Le motif est cyclé n fois. Le signal sinusoïdal a été synchronisé avec la séquence de sorte que le Temps de Répétition total du chronogramme corresponde à un nombre entier de période, autrement dit qu'il n'y ait pas de déphasage entre le signal sinusoïdal et la séquence. La période caractéristique de la séquence d'impulsion est donnée par : $T_S=4(\tau+D)$.

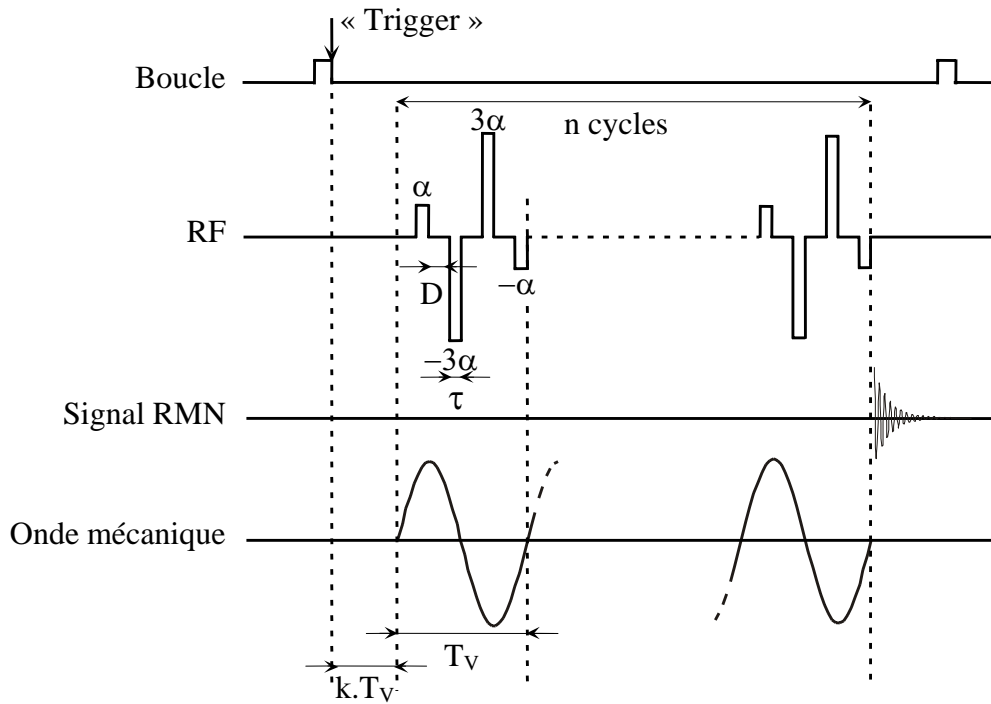


Figure 3. 3 : Séquence d'impulsions pour la détection de vibrations.

Quatre impulsions rectangulaires de gradient d'angles α , $-3.\alpha$, $3.\alpha$ et $-\alpha$, de durée τ et séparées par un délai variable D sont utilisées. Le motif est cyclé n fois et la période du motif $T_s=4(\tau+D)$ est accordée avec la période de vibration T_v . Pour une détection optimale, un signal « trigger » en phase avec l'onde mécanique a été généré. L'onde sinusoïdale est en phase avec la séquence d'impulsions.

Diverses simulations préliminaires ont été effectuées dans le but d'optimiser au maximum les paramètres de la séquence.

2. Simulation

Une procédure utilisant les équations EQ. 3.2 et EQ. 3.4 a été développée afin de représenter la réponse de RMN du système soumis à un mouvement sinusoïdal en fonction des fréquences de vibrations variant de 10 à 300 Hz. La durée des impulsions est de 1 ms et le délai entre les impulsions est de 3,1667 ms, la fréquence de la séquence étant alors de 60 Hz. La valeur du gradient est de $G_1=40 \mu\text{T/m}$ pour l'impulsion α et l'amplitude des vibrations est $A=50 \mu\text{m}$. Les résultats sont reportés sur la Figure 3. 4 ; le signal simulé correspond à l'équation EQ. 3.5, l'aimantation à l'équilibre M_0 étant normalisée à 1.

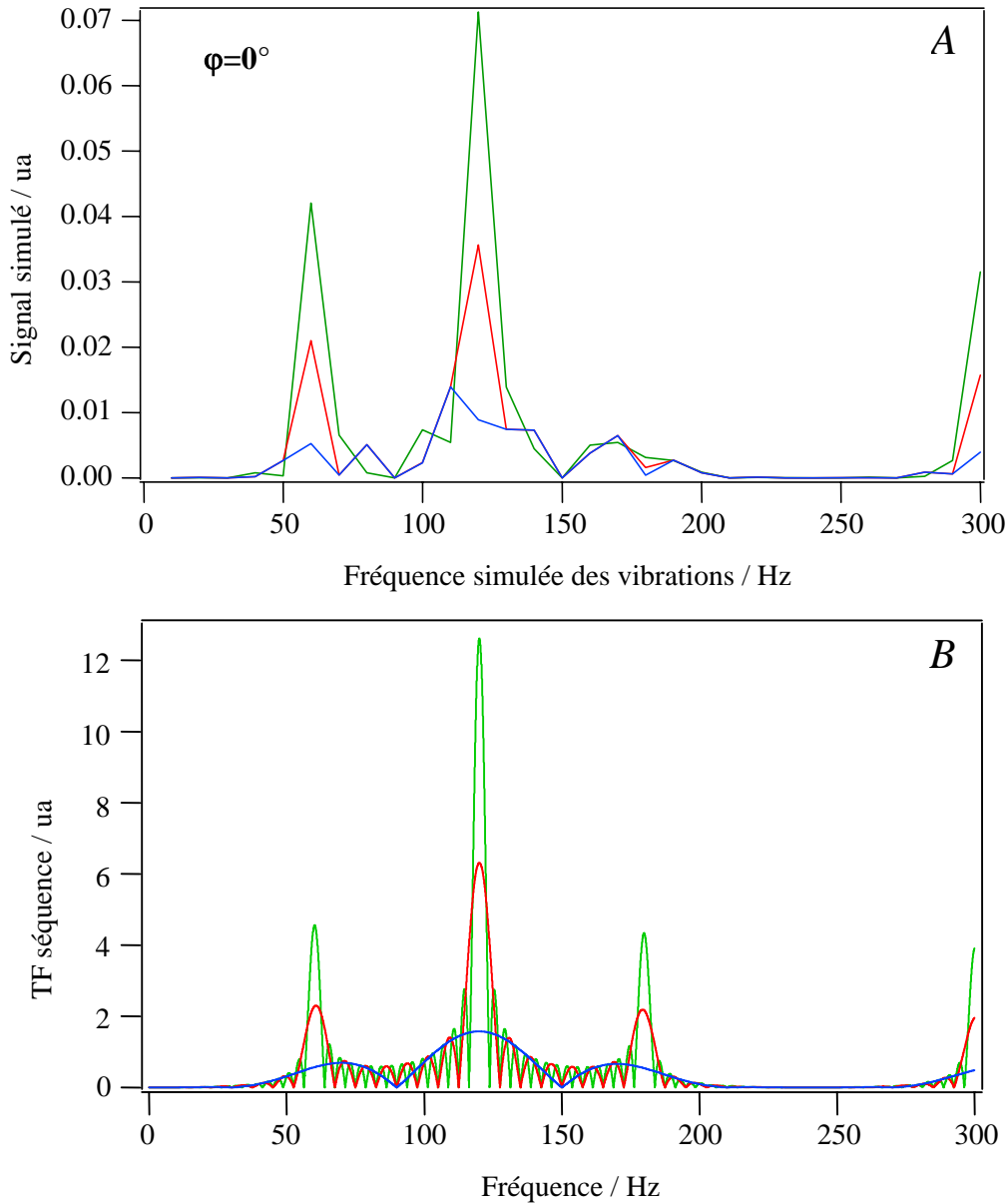


Figure 3. 4 : A) *Simulation théorique de la détection par RMN d'ondes mécaniques par la séquence $1 - \bar{3} - 3 - \bar{1}$, pour des fréquences variant de 10 à 300 Hz et pour un nombre de boucles égal à 2 (bleu), 8 (rouge) et 16 (vert).*

Les paramètres d'entrée sont : $\tau=1$ ms, $D=3,1667$ ms correspondant à une fréquence de la séquence de 60 Hz, $G_1=40$ $\mu T/m$ pour l'impulsion α , le déphasage entre la séquence est la vibration vaut $\varphi=0^\circ$ et $A=50$ μm . Le signal simulé correspond à l'équation EQ. 3.5, l'aimantation à l'équilibre M_0 étant normalisée à 1.

B) Transformée de Fourier du chronogramme composé de quatre impulsions rectangulaires $1 - \bar{3} - 3 - \bar{1}$ pour un nombre de boucles égal à 2 (bleu), 8 (rouge) et 16 (vert) (spectre de magnitude).

La Figure 3. 4-A montre que la résolution des modes de vibration dépend du nombre de boucles du motif $1 - \bar{3} - 3 - \bar{1}$. En effet, augmenter le nombre de cycles résulte en une meilleure sélectivité des modes de vibration. Pour un nombre de boucles $n=16$, le mode fondamental de vibration correspondant à la fréquence de vibration $f_v=60$ Hz est très bien résolu ainsi que les harmoniques de second et troisième ordre correspondant à $2f_v=120$ Hz et à $3f_v=180$ Hz. Pour une fréquence caractéristique fixée de la séquence, il semble évident que la fréquence de vibration correspondant à l'harmonique de second ordre est mieux détectée. En effet, le signal obtenu à $2f_v$ est deux fois plus élevé que le signal obtenu à f_v , du fait que le chronogramme $1 - \bar{3} - 3 - \bar{1}$ est symétrique (fonction impaire).

Par ailleurs, différentes périodes de la séquence ont été testées. Pour chaque fréquence, le même type de comportement est observé *i.e.* sur le spectre, sont distingués le mode fondamental de vibration, une harmonique de second ordre dont le signal est deux fois plus élevé et une harmonique de troisième ordre. Ce comportement est en accord avec la transformée de Fourier du chronogramme quelque soit le nombre de boucles (voir Figure 3. 4-B). Le choix de 16 boucles pour la suite des expériences semble être un bon compromis entre la durée d'acquisition du signal et la sélectivité en fréquence.

La séquence choisie permet de mesurer une variation d'amplitude du signal de RMN en fonction du mouvement périodique imposé aux spins (sinusoïde). Un protocole expérimental permettant de générer des ondes mécaniques dans un gel et de mesurer et caractériser par RMN les ondes transverses a été envisagé.

3. Montage expérimental

Le schéma expérimental est présenté sur la Figure 3. 5.

Un générateur de fonctions produit un signal sinusoïdal que l'on amplifie grâce à un amplificateur audio de 2 x 100 W. La tension efficace après amplification est mesurée sur un oscilloscope. Le signal sinusoïdal est converti en vibrations mécaniques grâce à une table vibrante. Les vibrations sont transmises par l'intermédiaire d'une tige rigide en fibre de verre reliée à un plateau comprenant deux pointes plongées dans un gel homogène. Ce gel est coulé dans une boîte rectangulaire en plexiglas, placée pour les expériences au centre de l'aimant.

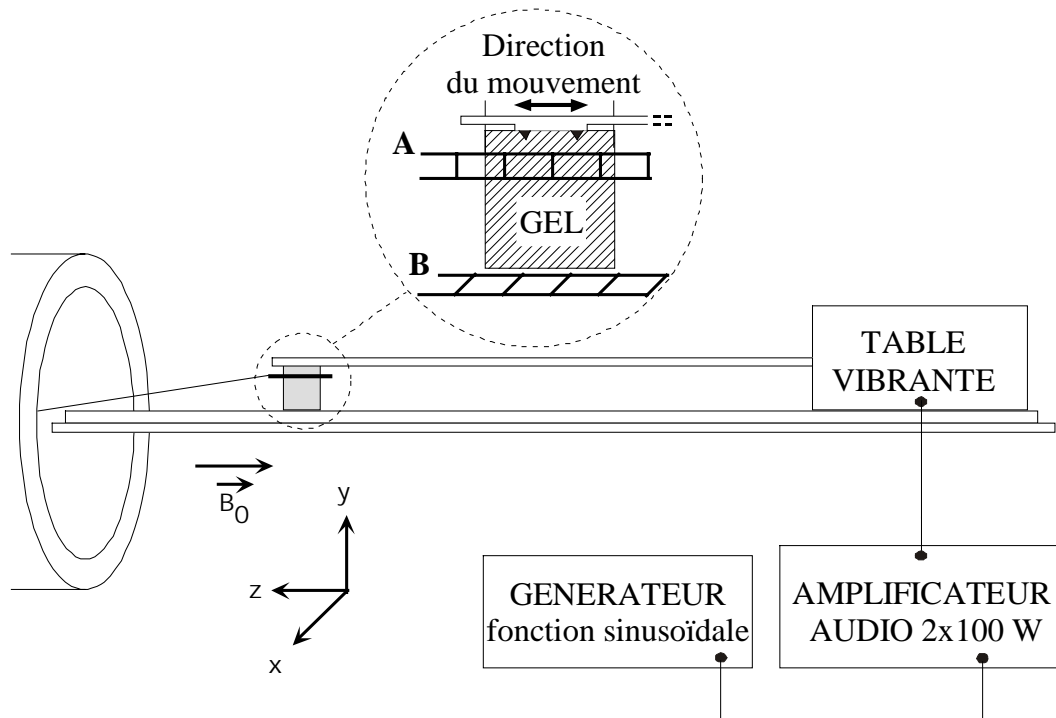


Figure 3. 5 : Schéma expérimental pour détecter par RMN les vibrations.

Un signal sinusoïdal est généré, amplifié puis transmis à une table vibrante qui le convertit en vibrations mécaniques. Les vibrations sont transmises par l'intermédiaire d'une tige rigide en fibre de verre reliée à un plateau comprenant deux pointes plongées dans un gel homogène. Ce gel est coulé dans une boîte rectangulaire en plexiglas, placée pour les expériences au centre de l'aimant. Les ondes transverses générées sont détectées par l'antenne en échelle, sa direction principale étant parallèle la direction du mouvement. L'antenne en échelle est positionnée à 2 cm du gel, en A ou en B suivant l'expérience réalisée.

Toutes les expériences ont été réalisées dans l'imager Bruker à 4,7 T. L'antenne en échelle, accordée à 200,3 MHz, a été utilisée à la fois en émission et en réception. Elle est positionnée à 2 cm du gel, sa direction principale toujours suivant la direction du mouvement (position A ou B Figure 3. 5).

Il est nécessaire de calibrer précisément la table vibrante afin de convertir la tension mesurée sur l'oscilloscope après amplification en amplitude de vibration. Ce calibrage a été réalisé par l'intermédiaire d'un montage laser, utilisant le faisceau d'un laser He-Ne opérant à 632,8 nm, réfléchi par un miroir fixé au centre de la table vibrante. La position du faisceau réfléchi est ensuite mesurée par un détecteur CCD. L'amplitude des vibrations est ainsi calculée à

partir du signal du détecteur, pour une déviation maximale. En variant soit la tension, soit la fréquence de l'onde, un calibrage précis de la table a été obtenu.

4. Résultats

Nous avons réalisé une première série d'expériences dans le but de confirmer les simulations. Le protocole expérimental est décrit sur la Figure 3. 5 et la séquence utilisée avec un motif itéré 16 fois sur la Figure 3. 3. La période caractéristique de la séquence est $T_S=1/60$ s de sorte que la durée des impulsions est $\tau=1$ ms et le délai entre les impulsions $D=3,1667$ ms. La fréquence des vibrations varie de 10 à 200 Hz. L'amplitude de vibration mesurée du plateau plongé dans le gel est de 0,16 mm, le gradient vaut $G_1=13 \mu\text{T/m}$ pour l'impulsion α . Le résultat est reporté sur la figure suivante.

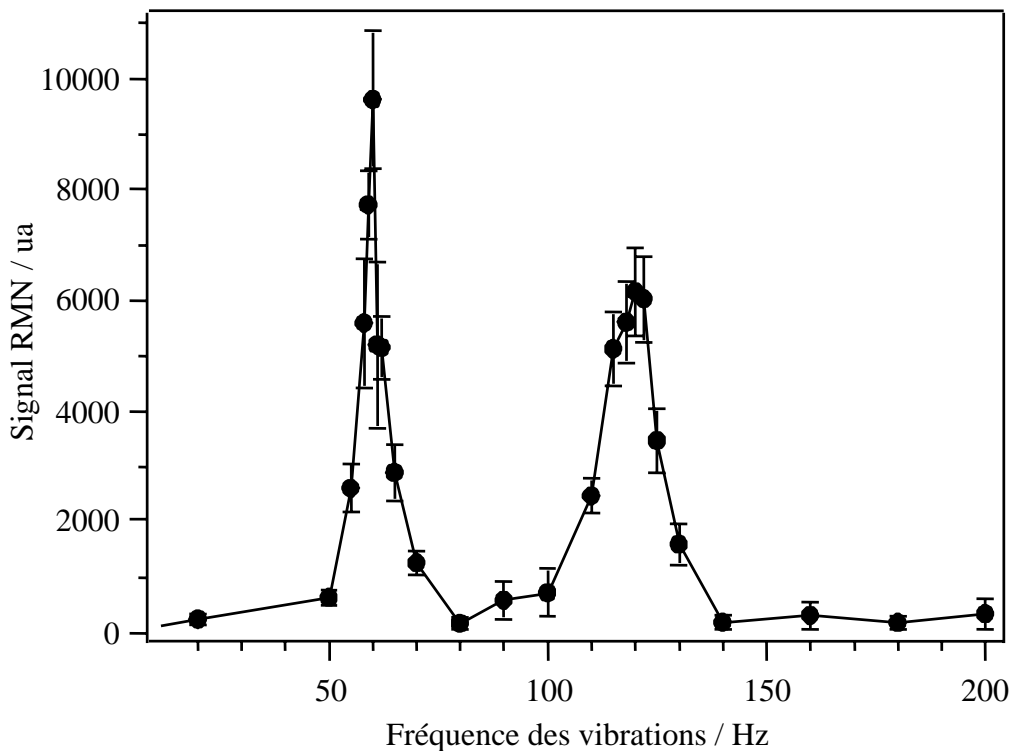


Figure 3. 6 : Détection RMN expérimentale d'ondes mécaniques transverses pour des fréquences de vibration variant de 10 à 200 Hz.

Le protocole expérimental est décrit Figure 3. 5 et la séquence Figure 3. 3. Les paramètres utilisés sont : $\tau=1$ ms et $D=3,1667$ ms pour une fréquence caractéristique de la séquence de 60 Hz. L'amplitude de vibration mesurée du plateau dans le gel est 0,16 mm et le gradient vaut $G_1=13 \mu\text{T/m}$ pour l'impulsion α .

La Figure 3. 6 montre que le signal de RMN mesuré pour une fréquence de vibration $f_v=60$ Hz est détecté avec une bonne sélectivité. Le mode de vibration à $2f_v=120$ Hz est aussi détecté mais le mode à $3f_v=180$ Hz ne l'est plus, ce qui diffère des résultats calculés Figure 3. 4. Ces calculs ne tiennent pas compte d'un éventuel processus de dispersion dû au gel qui diminuerait l'amplitude des vibrations aux hautes fréquences. Une autre expérience réalisée pour une fréquence caractéristique de la séquence de 40 Hz présente le même type de réponse aux fréquences de vibration $f_v=40$ et $2f_v=80$ Hz. Le signal à $f_v=40$ Hz et à $2f_v=80$ Hz est détecté avec une bonne sélectivité mais le signal à 80 Hz est plus faible qu'à 40 Hz. Dans les expériences suivantes, nous tiendrons compte uniquement de la fréquence de vibration f_v détectée correspondant à la fréquence de la séquence.

Pour appréhender la réponse RMN en fonction de l'amplitude des vibrations, la fréquence caractéristique de la séquence est fixe et la fréquence de l'onde sinusoïdale est alors choisie telle que $f_v=f_s$. La fréquence de la vibration est ainsi accordée avec la séquence du chronogramme et ces fréquences sont fixes. L'amplitude des vibrations n'est plus constante mais elle varie de 0 à 0,16 mm.

La Figure 3. 7-a montre que le signal de RMN augmente linéairement avec l'amplitude des vibrations, pour des fréquences de 60, 120 et 180 Hz.

Si l'amplitude des vibrations augmente au-delà de 0,5 mm, la linéarité n'est plus observée (Résultats non montrés). En effet, l'approximation aux petits angles $\sin(\alpha) = \alpha$ n'est valable que pour de faibles amplitudes de vibration soit pour un angle de nutation $\alpha=\gamma.G_1.\tau.\Delta z$ inférieur à 1 rad ($G_1=100 \mu T/m$). La pente des droites lissant les séries de points expérimentaux est différente pour chaque fréquence. L'amplitude des vibrations est en fait celle du plateau plongé dans le gel relié à la table vibrante par une tige rigide. L'amplitude du mouvement dans le gel semble donc différente de celle de la table vibrante et diminue aux fréquences élevées.

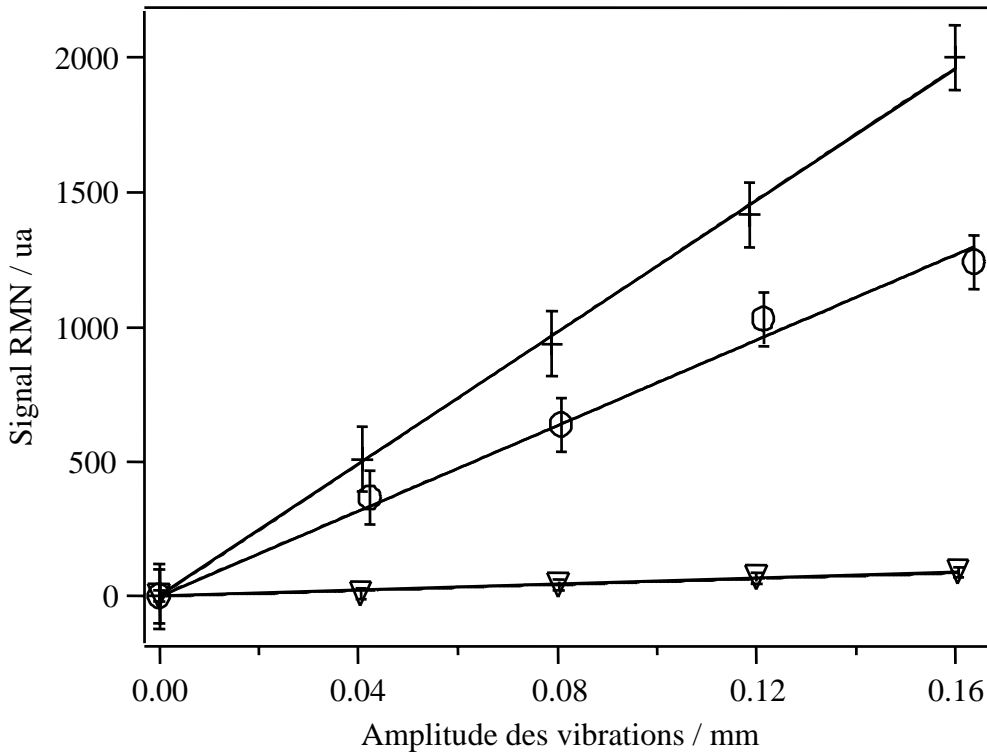


Figure 3. 7 : Réponse RMN pour diverses amplitudes de vibrations. Les fréquences de vibration sont de 60 Hz (croix), 120 Hz (ronds) et 180 Hz (triangles).

Dans chaque cas, la période de la séquence est accordée à la période des vibrations avec $\tau=1$ ms et $D=3,1667$ ms (60 Hz), $D=1,083$ ms (120Hz) et $D=0,389$ ms (180 Hz). Ces points sont lissés par des droites affines.

Les expériences menées permettent de déterminer d'une part la sélectivité de la réponse RMN selon la fréquence de la vibration et d'autre part, de caractériser cette vibration en amplitude. Dans ces deux séries d'expérience, la direction du gradient d'induction B_1 généré par l'antenne en échelle est parallèle à la direction du mouvement des spins. Une dernière expérience a été menée dans le but de déterminer la sélectivité de la réponse RMN en fonction de l'angle entre la direction du déplacement des spins et le gradient d'induction de radiofréquence (Figure 3. 8). L'orientation de l'antenne varie de 0 à 90° par rapport à la direction du mouvement, par pas régulier de 15°.

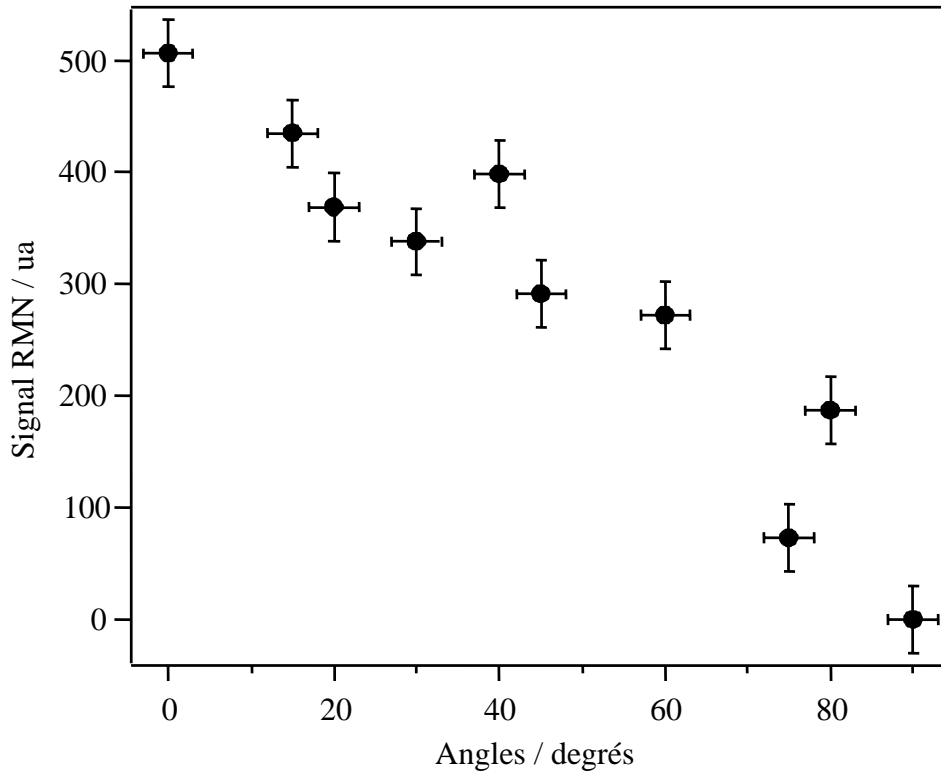


Figure 3. 8 : Détection du signal de RMN en fonction de la direction de l'antenne.

L'antenne en échelle effectue une rotation dans le plan (xOz) autour de l'axe y , par pas de 15° . Les angles reportés sur la figure sont mesurés par rapport à la direction du mouvement. La fréquence de la vibration est accordée avec la fréquence de la séquence et vaut 60 Hz. L'amplitude des vibrations est $A=0,36$ mm.

La fréquence de vibration égale à la fréquence de la séquence est de 60 Hz et l'amplitude de vibration vaut 0,36 mm. La Figure 3. 8 montre que le signal mesuré est maximal lorsque le gradient d'induction B_1 est parallèle à la direction du mouvement *i.e.* $\theta=0^\circ$ et une quasi extinction du signal est obtenue lorsque le gradient d'induction B_1 est perpendiculaire au mouvement *i.e.* $\theta=90^\circ$. Une mesure plus complète sur un intervalle de 0° à 360° n'a pu être réalisée en raison des difficultés de mise en œuvre expérimentale induisant une forte incertitude sur le signal de RMN.

5. Discussion - Applications

Les résultats précédents indiquent qu'une méthode de RMN basée uniquement sur l'utilisation d'un gradient d'induction oscillant B_1 est efficace pour caractériser des ondes transverses mécaniques dans un milieu homogène. Cette méthode a été publiée dans le *Journal of Magnetic Resonance* (voir annexe 3).

Le premier atout de cette méthode est la sélectivité du détecteur puisque la fréquence des ondes transverses a été précisément identifiée. En effet, la fréquence est déterminée à quelques Hertz près. Une fréquence de vibration inconnue à l'intérieur du gel peut être facilement identifiée en variant la période de la séquence *i.e.* le délai entre les impulsions de gradient et le déphasage entre l'onde mécanique et la séquence d'impulsions. Par ailleurs, bien que l'amplitude réelle de la vibration sous l'antenne ne soit pas connue, le système amplifie des déplacements de l'ordre de la dizaine de microns au niveau du plateau dans le gel. En faisant varier le déphasage entre la vibration et la séquence, il est possible d'obtenir le signal de RMN le plus élevé de manière reproductible. Néanmoins, il est nécessaire pour cela d'utiliser un signal de déclenchement en phase avec le signal sinusoïdal. En accordant la position des impulsions avec les maxima d'amplitude des vibrations, le signal de RMN recueilli est accru. La synchronisation est donc nécessaire pour quantifier plus aisément l'amplitude des vibrations mais le système est encore sélectif en fréquence, que le signal sinusoïdal soit synchronisé ou non avec la séquence. Il faut noter cependant que le système n'est pas assez précis pour détecter les ondulations autour des modes de vibration, visibles sur la transformation de Fourier du chronogramme $I - \bar{3} - 3 - \bar{I}$ (Figure 3. 4). Cela vient probablement du fait que l'onde mécanique se propage de proche en proche dans le gel, tous les protons présents dans le gel ne vibrent pas en même temps d'où un étalement de la réponse en fréquence.

Dans cette expérience, seules les basses fréquences (de 0 à 200 Hz) ont pu être considérées. En effet, sur l'imageur Bruker que nous utilisons, l'amplification de radiofréquence est limitée. Nous utilisons donc des impulsions de longue durée (supérieures à 1 ms) alors qu'avec des impulsions de radiofréquence intenses de durée courte, le temps de cycle serait réduit et nous pourrions en conséquence atteindre de plus hautes fréquences. D'autre part, nous avons constaté que les gels utilisés lors de nos expériences ne transmettaient pas une amplitude de vibration

constante en fonction de la fréquence appliquée. En explorant un domaine de fréquences plus large, nous pourrions étudier précisément la réponse en fréquence du gel et éventuellement remonter au coefficient d'atténuation de l'onde par le gel.

Un avantage de cette nouvelle méthode est l'estimation de la direction des vibrations. Il est possible de faire varier l'angle entre l'axe principal de l'antenne – plus précisément le gradient d'induction B_1 – et la direction du mouvement. Il faut noter que lorsque l'antenne est à 90° , l'induction statique est dirigée suivant la direction x . La Figure 1. 6 du premier chapitre a montré que l'intensité du gradient était sensiblement la même lorsque B_0 était dirigée suivant l'axe z ou l'axe x . Des simulations ont été faites dans le cas où l'induction B_0 est à 45° de la direction principale de l'antenne, dans le plan de l'antenne. La valeur moyenne du gradient est identique. Ces calculs permettent ainsi de définir la dépendance angulaire entre le signal de RMN et la direction du mouvement des spins. Une quasi-extinction du signal est ainsi obtenue lorsque l'antenne est à 90° de la direction des vibrations.

Une des applications intéressantes de cette méthode serait d'atteindre les propriétés viscoélastiques de milieux différents. Dans ce travail, tous les paramètres déterminés en utilisant un gradient d'induction RF résultent de données spectroscopiques. Une possibilité serait de combiner l'IRM conventionnelle avec l'imagerie B_1 . En effet, par le biais des gradients d'induction B_0 , il est possible de déterminer la longueur d'onde de la vibration et par conséquent la vitesse et la direction de propagation des ondes élastiques. La combinaison de ces deux méthodes permettrait une caractérisation complète des ondes et donc des propriétés élastiques du milieu comme les coefficients de réflexion et de réfraction. Néanmoins, pour conserver les avantages liés à l'utilisation des gradients d'induction RF, un des développements futurs pourrait être l'extension de la méthode à « l'imagerie B_1 » des ondes transverses incidentes et réfléchies. Des applications en imagerie interventionnelle ou pour la chirurgie assistée par ordinateur pourraient alors être envisagées. Une mesure précise du coefficient d'élasticité permettrait au chirurgien ou à un bras robotisé non plus d'estimer grossièrement la force d'incision lors d'une opération mais de l'évaluer très précisément. Une autre application clinique possible pourrait être l'estimation de la compliance du cerveau qui peut être modifiée dans certaines pathologies (œdème, tumeur...).

Un autre avantage non négligeable lié à l'utilisation de gradients RF est la réduction des artefacts dus aux différences de susceptibilité magnétique. En spectroscopie avec des gradients d'induction B_0 , la phase est sensible aux effets de susceptibilité. Par ailleurs, l'artefact dû aux nombreuses commutations des bobines de gradients d'induction statique est éliminé induisant donc une réduction des sons produits par ces commutations. Ainsi, une méthode similaire de détection où les ondes induites mécaniquement ont été remplacées par des ondes sonores a été mise en oeuvre au laboratoire dans le cadre d'un DEA. Il semble possible de caractériser un déplacement de spin induit par une onde sonore en déterminant une fréquence inconnue de l'onde sonore dans un gel homogène et de manière analogue, le signal de RMN est corrélé avec l'amplitude de cette onde.

La faisabilité de cette méthode pour caractériser des ondes mécaniques sinusoïdales ou des ondes sonores laissait présager qu'il était possible de visualiser des mouvements de spins induits par d'autres phénomènes. Une dernière expérience sur l'utilisation des gradients d'induction B_1 a donc été menée dans le cadre de cette thèse dans le but de détecter des mouvements de spins induits par un champ électrique. La méthode bien que similaire a nécessité la mise en place d'un nouveau protocole expérimental. Elle est décrite dans le chapitre suivant.

Chapitre 4 :

*DÉTECTION DE MOUVEMENTS
PÉRIODIQUES D'IONS
DANS UN CHAMP ÉLECTRIQUE*

1. Théorie

1.1. Estimation de la mobilité des ions H_3O^+ , Na^+ et Cl^- soumis à un champ électrique constant

L'électrophorèse est une méthode semi-quantitative permettant une séparation des molécules en se basant sur une de leur propriété physique : leur charge électrique. Ainsi, des molécules chargées placées dans un champ électrique créé par une tension continue se déplacent vers l'électrode de signe opposé à leur charge à une vitesse proportionnelle à cette charge.

Lorsqu'un champ électrique \vec{E} constant est appliqué, les ions de charge q sont soumis à la force de Coulomb et lorsque l'équilibre électrostatique est atteint :

$$\vec{F} = q \cdot \vec{E} = f \cdot \vec{v} \quad \text{EQ. 4.1}$$

où f est le coefficient de friction de la molécule et \vec{v} la vitesse électrophorétique des ions.

Cette vitesse s'exprime donc comme :

$$\vec{v} = \mu_e \cdot \vec{E} \quad \text{EQ. 4.2}$$

où $\mu_e = \frac{q}{f} = \frac{v}{E}$ est la mobilité électrophorétique des ions de charge q .

Pour des molécules, le coefficient de friction est donné par l'équation de Stokes :

$$f = 6\pi r_S \cdot \eta \quad \text{EQ. 4.3}$$

où r_S est la rayon hydrodynamique de la molécule (rayon de Stokes) et η la viscosité de la solution.

L'expression de la vitesse à laquelle la molécule ou l'ion se déplace dans un champ électrique constant est donnée par :

$$v = \frac{q \cdot E}{6\pi r_S \cdot \eta} \quad \text{EQ. 4.4}$$

Pour un proton H^+ ou plus exactement un ion hydronium H_3O^+ (en solution dans l'eau, l'ion H^+ est toujours lié à une molécule d'eau), un ion hydraté sodium Na^+ et un ion hydraté chlorure Cl^- dans de l'eau libre, la charge est donnée par $q=1,6 \cdot 10^{-19}$ C et la viscosité vaut $\eta=1,004 \cdot 10^{-3}$ Pl à $T=293$ K. Le tableau suivant répertorie les rayons de Stokes (rayons hydrodynamiques) et la mobilité électrophorétique des ions cités précédemment :

Ions	Rayon de Stokes r_s (nm)	Mobilité μ_e (10^{-8} m ² /s/V)
H_3O^+	0,025	33,8
Na^+	0,18	4,7
Cl^-	0,12	7,1

Tableau 1. 4 : Rayon de Stokes r_s et mobilité électrophorétique μ_e pour un proton H_3O^+ , un ion sodium Na^+ et un ion chlorure Cl^- , dans de l'eau libre.

1.2. Estimation de l'amplitude du déplacement des ions H_3O^+ , Na^+ et Cl^- soumis à un champ électrique alternatif

Dans le cas d'un champ électrique sinusoïdal de la forme $E=E_0.\sin(2\pi.f_e.t)$ où E_0 est l'amplitude et f_e est la fréquence d'oscillation du champ électrique, l'équation différentielle du système régissant le mouvement s'écrit :

$$m \frac{d^2y}{dt^2} = q.E_0.\sin(2\pi f_e t) + f.v \quad \text{EQ. 4.5}$$

Le terme du second ordre étant négligeable par rapport aux forces en présence, l'équation se simplifie par :

$$\frac{dy}{dt} = -\frac{q}{f}.E_0.\sin(\omega_e t) \quad \text{EQ. 4.6}$$

En intégrant la vitesse par rapport au temps, sur un intervalle de temps compris entre 0 et $T_e/4$, le déplacement des ions est donné par :

$$y = \frac{q.E_0}{f.2\pi.f_e} \quad \text{EQ. 4.7}$$

La charge vaut $q=1,6.10^{-19}$ C. L'amplitude du champ électrique dans de l'eau libre est divisée par la permittivité relative de l'eau soit $\epsilon_r=78$. Pour une différence de potentiel (ddp) appliquée de 40 V sur une distance de 0,1 m, l'amplitude du champ électrique vaut environ $E_0=5$ V/m.

Le déplacement des ions H_3O^+ , des ions Na^+ et des ions Cl^- pour des fréquences d'oscillation $f_e=40$ Hz et $f_e=60$ Hz dans de l'eau libre est représenté dans le tableau suivant :

Ions	Coefficient de friction apparent f (10^{-13} Kg/s)	Déplacement y (nm) pour	
		$f_e=40$ Hz	$f_e=60$ Hz
H_3O^+	4,7	6,8	4,5
Na^+	34,0	1,0	0,6
Cl^-	22,7	1,4	0,9

Tableau 1. 5 : Coefficient de friction apparent f et déplacement y dans un champ électrique sinusoïdal d'amplitude $E_0=5$ V/m pour un proton H_3O^+ , un ion sodium Na^+ et un ion chlorure Cl^- , dans de l'eau libre.

2. Appareillage et méthodologie

2.1. Cuve à électrophorèse

Le milieu de migration (matrice) de la cuve à électrophorèse est constitué d'un gel de polyacrylamide à 6 % [88] coulé entre deux plaques de verre maintenues en position verticale. Afin de le rendre plus conducteur, ce gel est fabriqué à partir d'eau contenant 3 g/L de chlorure de sodium (NaCl). Il contient donc des ions sodium Na^+ et des ions chlorure Cl^- . Ce gel contient en outre un marqueur, le rouge de phénol qui est rouge pour un pH supérieur ou égal à 6,8 et devient jaune à pH faible. Il est donc possible, avec ce marqueur, de surveiller la migration des protons issus d'un milieu acide.

Chaque extrémité de ce gel baigne dans un liquide conducteur contenant des électrolytes qui soumis à un potentiel électrique permet la propagation d'un courant dans le gel.

Les solutions utilisées ici sont : dans la cuve basse, acide chlorhydrique à 1 % et dans la cuve haute, chlorure de sodium à 3 ‰. Il est nécessaire avant toute expérience de faire pénétrer les ions H_3O^+ issus du bac acide dans le gel. Pour cela, une différence de potentiel continue est

appliquée entre les deux électrodes pendant quelques minutes. La partie du gel contenant des ions H_3O^+ devient alors jaune (pH=1) (Figure 4. 1).



Figure 4. 1 : Photographie de l'expérience d'électrophorèse.

Le courant entraîne donc les molécules ou les ions constituant l'échantillon. Ces ions sont fortement hydratés et sont donc entourés d'une couche de molécules d'eau, qu'ils entraîneront lors de leur migration.

2.2. Protocole RMN

Le protocole expérimental est décrit sur la Figure 4. 2.

Un signal sinusoïdal est produit par un générateur de fonctions puis amplifié grâce à un amplificateur audio de 2 x 100 W. La différence de potentiel appliquée aux bornes de la cuve est mesurée sur un oscilloscope après amplification. Le signal sinusoïdal est transmis dans un gel par l'intermédiaire d'une cuve à électrophorèse, placée au centre de l'aimant. L'application d'un courant entre les électrodes de la cuve entraîne l'apparition d'un champ électrique à l'intérieur du gel. Les mouvements d'ions induits par ce champ électrique sinusoïdal sont détectés par une antenne en échelle de taille plus petite, mesurant 10 x 2,5 cm². Celle-ci est positionnée à 2 cm du gel, sa direction principale étant parallèle à la direction du mouvement des ions.

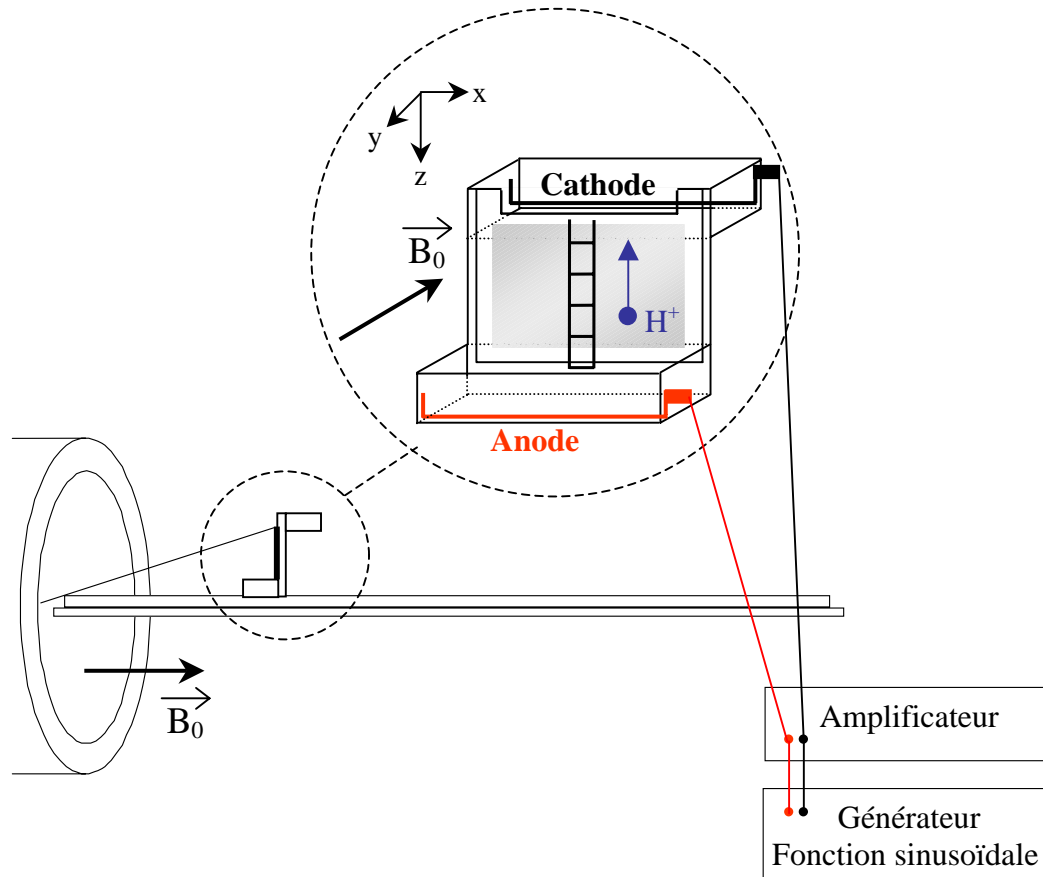


Figure 4. 2 : Schéma expérimental pour détecter des mouvements sinusoïdaux d'ions dans un champ électrique.

Un signal sinusoïdal est généré, amplifié puis transmis dans un gel de polyacrylamide par l'intermédiaire d'une cuve à électrophorèse. Cette cuve est placée au centre de l'aimant. L'antenne en échelle est positionnée à 2 cm du gel, sa direction principale étant parallèle à la direction du mouvement des ions.

La direction principale z de l'antenne étant perpendiculaire à l'induction statique, la composante radiale B_{rad} de l'induction de radiofréquence permettant de basculer les spins est donnée, suivant nos conventions, par : $B_{rad} = \sqrt{B_x^2 + B_z^2}$. Le gradient d'induction électromagnétique obtenu est constant sur 15 cm et sa valeur moyenne est sensiblement égale à la valeur du gradient G_z évaluée à partir des composantes B_x et B_y de l'induction B_1 (voir Figure 1. 6).

2.3. Séquence d'impulsion

Le but de cette expérience étant de détecter un mouvement d'ions induit par un champ électrique, la séquence d'impulsions de type binomiale $1 - \bar{3} - 3 - \bar{1}$ décrite au chapitre précédent (Figure 3. 3) a été employée. Cette séquence, rappelons-le, permet de mesurer une variation d'amplitude du signal de RMN en fonction du mouvement périodique imposé aux spins (sinusoïde). Les simulations de la Figure 3. 4 qui prévoient la réponse RMN du système en fonction de la fréquence d'oscillation sont donc toujours valables.

3. Résultats

3.1. Mesure de la vitesse des ions

L'expérience réalisée est représentée sur la photographie de la Figure 4. 1.

Les ions H_3O^+ ont migré de l'anode vers la cathode sous une différence de potentiel de 40 V pour 10 cm et une intensité de 40 mA. Ils ont parcouru $(16,0 \pm 0,1)$ mm en 900 s, ce qui correspond à une vitesse de $(17,0 \pm 0,1)$ $\mu\text{m/s}$ pour une ddp de 40 V pour 10 cm. Les ions se déplacent à vitesse constante, le champ électrique à l'intérieur du gel est uniforme. Comparons cette valeur avec la valeur théorique de la vitesse exprimée au paragraphe 1. Dans de l'eau libre, sous une différence de potentiel de 40 V (soit un champ électrique constant $E=5$ V/m), la vitesse de déplacement des ions H_3O^+ est environ égale à $v=1,7$ $\mu\text{m/s}$. La valeur de la vitesse des ions H_3O^+ dans le gel est supérieure à la valeur de la vitesse des ions H_3O^+ dans l'eau libre du fait que le gel est plus conducteur. En augmentant la concentration de NaCl *i.e.* en augmentant la conductivité du gel, nous avons constaté par l'intermédiaire du marqueur (rouge de phénol) que les ions H_3O^+ migraient plus rapidement.

3.2. Etude de la sélectivité de la réponse RMN en fréquence

Une série d'expériences a été menée dans le but d'étudier la sélectivité de la réponse RMN en fréquence (Figure 4. 3). Le protocole expérimental est décrit sur la Figure 4. 2 et la séquence utilisée avec 16 boucles sur la Figure 3. 3 du chapitre précédent.

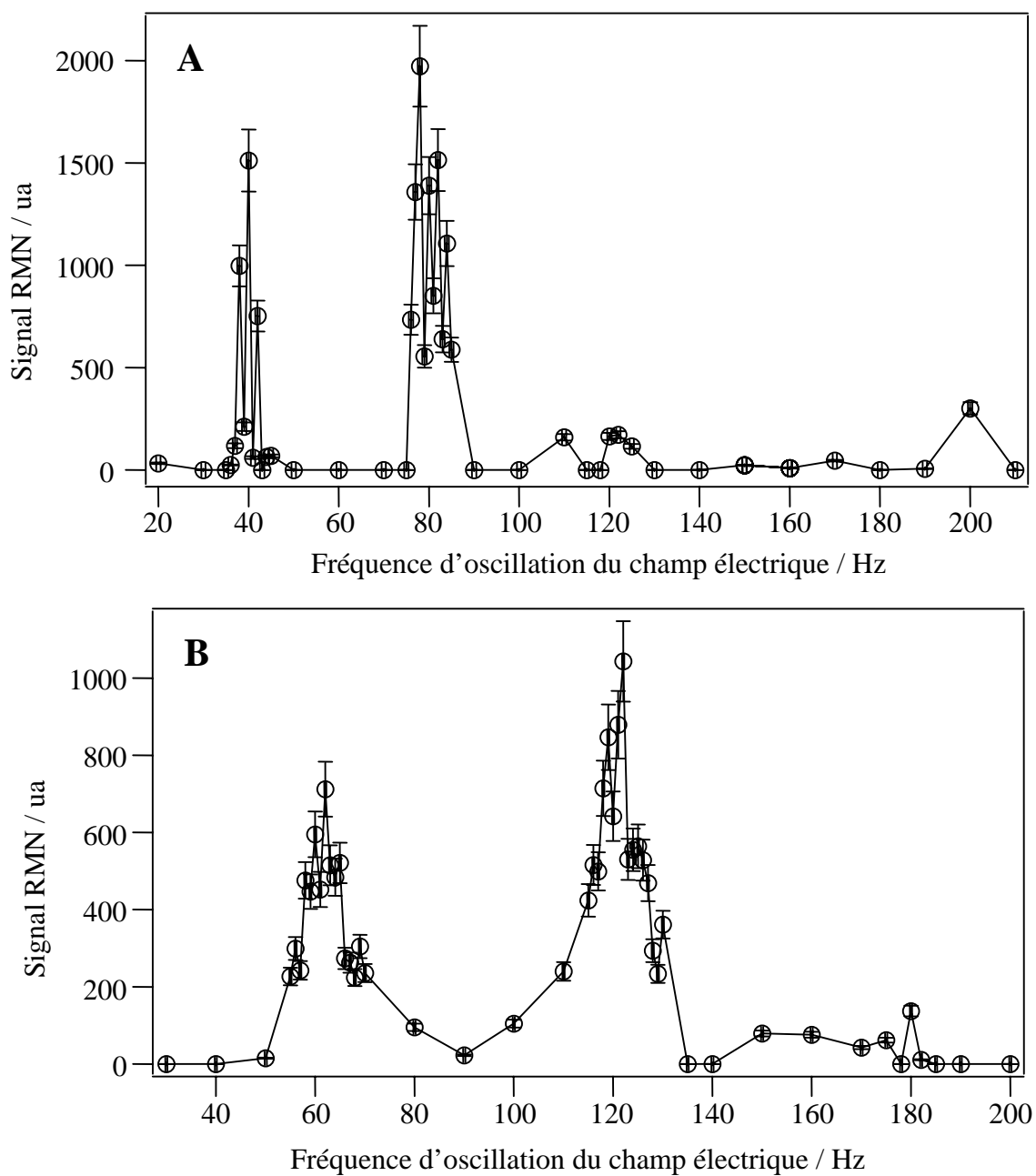


Figure 4.3 : Réponse RMN du système en fonction de la fréquence d'oscillation du champ électrique.

A) La fréquence caractéristique de la séquence est de 40 Hz ($\tau=1$ ms et $D=5,21$ ms). La ddp aux bornes de la cuve est de 30 V. Le déphasage entre la séquence et le champ électrique sinusoïdal est $\varphi=100^\circ$.

B) La fréquence caractéristique de la séquence est de 60 Hz ($\tau=1$ ms et $D=3,126$ ms). La ddp aux bornes de la cuve est de 40 V. Le déphasage entre la séquence et le champ électrique sinusoïdal varie à chaque changement de fréquence du champ électrique.

Pour la Figure 4. 3-A, la période caractéristique de la séquence est $T_S=(1/40)$ s et la fréquence d'oscillation du champ électrique varie de 20 à 210 Hz. Ce graphe a été réalisé pour un déphasage entre la séquence et le champ sinusoïdal de $\varphi=100^\circ$. La différence de potentiel appliquée est de 30 V pour 10 cm. Pour la Figure 4. 3-B, la période caractéristique de la séquence est $T_S=(1/60)$ s et la fréquence d'oscillation du champ électrique varie de 30 à 200 Hz. La différence de potentiel appliquée est de 40 V pour 10 cm. Ce graphe a été réalisé pour un déphasage entre la séquence et le champ sinusoïdal variable à chaque changement de fréquence du champ électrique.

La Figure 4. 3-A indique que pour une fréquence caractéristique de la séquence fixée à 40 Hz, le signal de RMN mesuré à une fréquence du champ électrique $f_e=40$ Hz est détecté avec une bonne sélectivité. Le mode à $2f_S=80$ Hz est aussi détecté et le signal à $3f_S=120$ Hz est encore visible. Le signal à $2f_S$ est plus élevé qu'à f_e , comme attendu en théorie (Figure 3. 4), mais pas d'un facteur 2. La Figure 4. 3-B montre que pour une fréquence caractéristique de la séquence fixée à 60 Hz, le signal mesuré pour une fréquence $f_e=60$ Hz est aussi détecté, ainsi que les modes à $2f_S=120$ Hz et $3f_S=180$ Hz. Le signal à $2f_S$ est plus élevé qu'à f_S . Néanmoins, les modes sont moins résolus que pour une fréquence caractéristique de 40 Hz, du fait d'une mauvaise annulation du signal en l'absence de champ électrique.

3.3. Etude de la corrélation entre le signal de RMN et la différence de potentiel appliquée aux bornes de la cuve

Dans les mêmes conditions que l'expérience précédente, la fréquence caractéristique de la séquence est fixée à $f_S=80$ Hz ($\tau=1$ ms et $D=2,085$ ms). La fréquence du champ électrique sinusoïdal est alors choisie telle que $f_e=f_S=80$ Hz. Le déphasage entre la séquence et le champ électrique est égal à $\varphi=-30^\circ$. Nous avons appliqué une différence de potentiel aux bornes de la cuve variant de 0 à 35 V pour une distance de 10 cm.

La Figure 4. 4 indique que le signal de RMN augmente linéairement avec la différence de potentiel appliquée entre les électrodes.

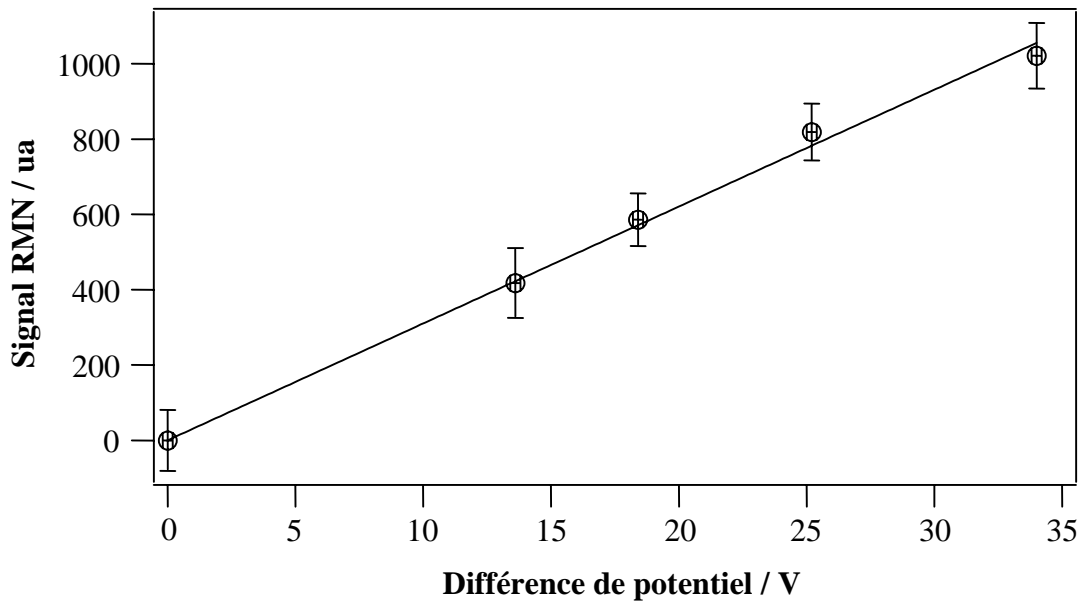


Figure 4. 4 : Réponse RMN du système en fonction de la différence de potentiel appliquée aux bornes de la cuve, sur une distance de 10 cm.

La fréquence caractéristique de la séquence est de 80 Hz ($\tau=1$ ms et $D=2,085$ ms). La fréquence de la séquence est accordée à la fréquence d'oscillation du champ électrique. Le déphasage entre la séquence et le champ électrique est égal à $\varphi=-30^\circ$ (ronds). Le signal est rapporté à la densité de spins. La cuve inférieure contient de l'HCl à 1 %, la cuve supérieure du NaCl à 3 %. Le gel contient des protons, des ions chlorure et des ions sodium. Ces points sont lissés par une droite affine (ligne continue).

Si la différence de potentiel augmente, la linéarité n'est plus observée (résultats non montrés) ; l'approximation aux petits angles $\sin(\alpha) = \alpha$ ne doit plus être valable. Des résultats similaires ont été obtenus pour différentes fréquences caractéristiques de la séquence, accordées à la fréquence d'oscillation du champ électrique (résultats non montrés). Le signal de RMN est corrélé avec la différence de potentiel appliquée. Par ailleurs, la méthode a été testée pour différentes concentrations de HCl (résultats non montrés). Augmenter la concentration résulte en une augmentation du signal de RMN lorsqu'une différence de potentiel est appliquée aux bornes de la cuve.

La même expérience a été menée en remplaçant dans le bac inférieur, l'HCl à 1% par de l'eau contenant 3 g/L de NaCl. Le gel ne contient donc que des ions sodium Na^+ et des ions chlorure Cl^- . La fréquence caractéristique de la séquence est encore fixée à $f_s=80$ Hz ($\tau=1$ ms et

$D=2,085$ ms). La fréquence d'oscillation du champ électrique sinusoïdal est égale à la fréquence de la séquence soit $f_e=f_s=80$ Hz. Le déphasage entre la séquence et le champ électrique vaut $\varphi=300^\circ$. La différence de potentiel appliquée aux bornes de la cuve varie de 0 à 36 V sur une distance de 10 cm (Figure 4. 5).

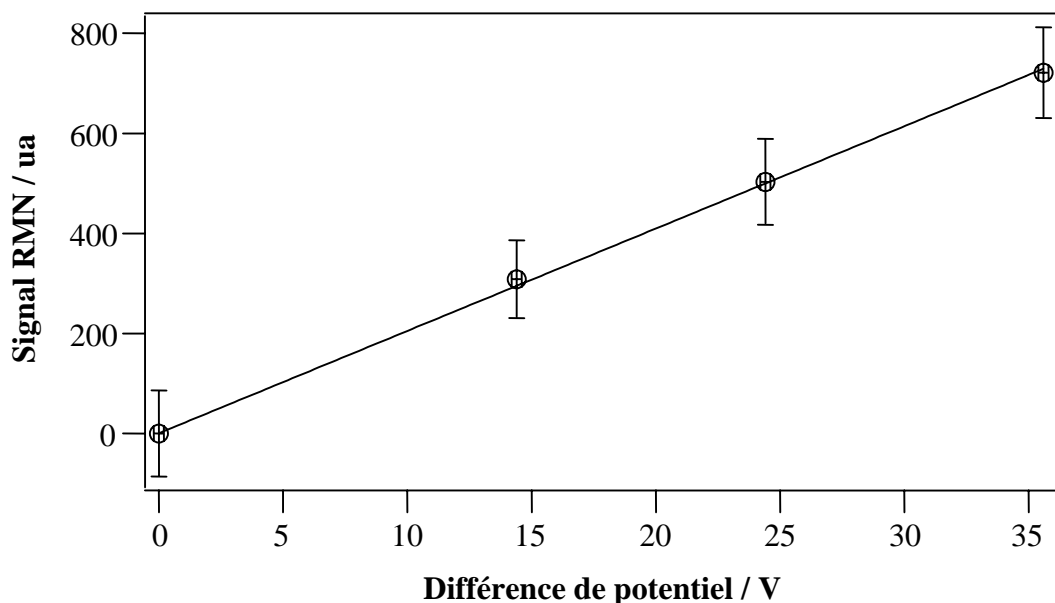


Figure 4. 5 : Réponse RMN du système en fonction de la différence de potentiel appliquée aux bornes de la cuve sur une distance de 10 cm. Dans cette expérience, le gel ne contient que des ions Na^+ et Cl^- .

La fréquence caractéristique de la séquence est de 80 Hz ($\tau=1$ ms et $D=2,085$ ms). La fréquence de la séquence est accordée à la fréquence du champ électrique. Le déphasage entre la séquence et le champ électrique est égal à $\varphi=300^\circ$ (ronds). Le signal est rapporté à la densité de spins. Ces points sont lissés par une droite affine (ligne continue).

En présence uniquement d'ions chlorure et sodium, un signal de RMN est détecté. Ce signal augmente linéairement avec la différence de potentiel appliquée. Cette relation de linéarité est valable quelque soit la fréquence caractéristique de la séquence, accordée à la fréquence d'oscillation du champ électrique (résultats non montrés). En outre, l'augmentation de la concentration de NaCl induit une augmentation du signal de RMN mesuré, par application d'une différence de potentiel sinusoïdale.

4. Discussion

La méthode par RMN de détection et de caractérisation de mouvements oscillatoires de spins à l'aide d'un gradient d'induction B_1 décrite préalablement pour un déplacement induit par une vibration mécanique semble valable quelque soit l'origine du mouvement, ici un champ électrique sinusoïdal. Cette méthode de détection basée sur l'utilisation d'un gradient RF n'a à notre connaissance, jamais été rapportée.

Le résultat de la Figure 4. 3 a montré que ce système était de nouveau sélectif en fréquence. La sélectivité en fréquence, comme nous l'avons vu au chapitre précédent, est conditionnée par le nombre de boucles du motif $1 - \bar{3} - 3 - \bar{1}$. Dans cette série d'expériences, pour un nombre de boucle égal à 16 et une fréquence caractéristique de 60 Hz, il n'a pas été possible d'annuler correctement le signal à la fréquence porteuse, en l'absence de champ électrique d'où une forte incertitude sur le signal. Il est donc difficile par la suite, en présence du champ électrique, d'observer une variation de signal entre deux fréquences d'oscillation différentes du champ électrique, sans modifier le déphasage entre la séquence et le champ électrique. Une recherche systématique de phase fut nécessaire pour l'expérience de la Figure 4. 3-B de manière à obtenir le signal le plus élevé de façon reproductible, pour chaque changement de fréquence d'oscillation du champ électrique. Une autre limite à ce type d'expérience résulte directement du déplacement faible des ions, de l'ordre du nanomètre, qui de surcroît diminue lorsque la fréquence d'oscillation du champ électrique augmente (voir paragraphe 1). Il devient ainsi de plus en plus difficile d'obtenir un signal de RMN mesurable en augmentant la fréquence du champ électrique. D'autre part, dans cette expérience, l'intensité du gradient d'induction électromagnétique généré par l'antenne en échelle est moins élevée que pour les applications précédentes, du fait de l'orientation de l'antenne par rapport à l'induction statique. Nous sommes dans les conditions où l'induction B_0 est parallèle à la composante perpendiculaire au plan de l'antenne d'où une valeur moyenne du gradient G_z plus faible (Voir Figure 1. 6). Il ne nous fut pas possible d'optimiser la valeur du gradient en modifiant l'orientation de la cuve à électrophorèse car il était alors impossible d'obtenir une induction statique homogène.

Pourtant, ce système, dans le cas d'un mouvement de spins induit par un champ électrique semble détecter les ondulations autour des modes de résonance. Contrairement aux ondes

mécaniques, lorsque qu'un champ électrique est appliqué, tous les ions sont susceptibles de migrer en même temps. Une détection plus fine des lobes autour de la fréquence caractéristique et des modes secondaires peut être admise (Figure 3. 4).

D'autre part, une corrélation entre le signal de RMN et la différence de potentiel appliquée aux bornes de la cuve à électrophorèse, a été établie (Figure 4. 4). Le signal de RMN varie par conséquent de façon linéaire avec l'amplitude du champ électrique dans le gel. Cette linéarité est en outre valable quelque soit la fréquence du champ électrique, cette fréquence f_e étant bien évidemment accordée avec la fréquence de la séquence f_s (résultats non montrés). L'amplitude du déplacement des ions diminue au fur et à mesure que la fréquence d'oscillation du champ électrique (ou la fréquence de la séquence) augmente, pour une différence de potentiel donnée ; le signal de RMN devrait alors diminuer lorsque la fréquence d'oscillation du champ électrique augmente. Pourtant, les résultats (non montrés) ne confirment pas cette hypothèse. Une des raisons vient de la difficulté à ajuster le déphasage entre la séquence et le champ électrique qui permet d'obtenir le signal de RMN le plus élevé. Des mesures complémentaires doivent donc être effectuées afin de caractériser plus précisément la réponse du gel à amplitude fixe et en faisant varier la fréquence du champ électrique accordée à la fréquence de la séquence. Il est en outre possible d'expliquer ce résultat par l'effet de ralentissement de certaines molécules ou ions en fonction des dimensions des mailles du gel de polyacrylamide.

La Figure 4. 5 montre que la linéarité entre le signal de RMN et l'amplitude du champ électrique est aussi établie en présence uniquement d'ions chlorure et sodium. L'antenne détecte les molécules d'eau liées aux ions Na^+ et Cl^- présents dans le gel. Pour chaque ion chlorure se déplaçant vers l'anode, un ion sodium se dirige simultanément vers la cathode. La résultante du signal devrait alors être nulle. Néanmoins, la mobilité électrophorétique de ces ions étant différente, les vitesses de migration et l'amplitude des déplacements sont aussi différentes. C'est pourquoi un signal de RMN est détecté en présence uniquement de ces ions.

Diverses expériences ont été menées, afin de vérifier que le signal de RMN mesuré n'était pas un artefact. Les deux cuves ont été remplies d'eau distillée et le gel a été fabriqué à partir d'eau distillée ne contenant pas de chlorure de sodium. Aucun ion présent dans le gel n'était alors susceptible de migrer sous l'action d'un champ électrique. En présence d'un champ électrique, à

différentes fréquences du champ électrique accordées systématiquement à la fréquence de la séquence et pour différents déphasages, aucune variation de signal n'a été mesurée.

La majorité des difficultés survenues au cours de cette expérience vient de la taille importante de la cuve à électrophorèse et du gel. Il est ainsi difficile, à une induction de 4,7 Teslas, d'obtenir une induction statique B_0 homogène. Cette inhomogénéité a résulté en une largeur à mi-hauteur d'au moins 20 Hz pour la résonance du gel et il a été impossible d'obtenir une fréquence de résonance unique. C'est la raison pour laquelle une antenne en échelle de taille plus réduite, générant un gradient de codage plus restreint, a été utilisée. En outre, la dissymétrie de la cuve a empêché l'étude de la sélectivité de la réponse RMN en fonction de l'angle entre la direction du mouvement des spins et la direction du gradient RF. Compte-tenu de ces nombreuses difficultés, les résultats obtenus ici à une induction de 4,7 Teslas et sur un objet aussi hétérogène sont donc prometteurs.

5. Applications

Une quantification du signal de RMN en fonction de l'amplitude du champ électrique pourrait permettre de mesurer de manière non invasive une différence de potentiel. Une extension de cette méthode à l'imagerie B_1 serait une possibilité pour imager des gradients de champ électrique dans un milieu. Par exemple, l'étude pourrait être appliquée pour suivre *in vivo* les procédures d'électroporation en thérapie génique. L'électroporation ou électroperméabilisation [89-91] consiste à appliquer des impulsions électriques contrôlées sur des cellules vivantes induisant des changements réversibles de leur membrane de sorte qu'elle devienne perméable. Cette technique permet d'introduire de façon simple et efficace de nombreux types de molécules telle que l'ADN ou des protéines dans différents types de cellules. En électroporation *in vivo*, il existe un seuil d'amplitude de d'impulsion électrique appliquée à partir duquel les membranes cellulaires deviennent perméables à de grosses molécules, en raison de la présence de pores dans les membranes. Deux paramètres importants sont mis en jeu : l'amplitude du champ électrique et la durée de l'impulsion. Notre technique pourrait permettre de suivre *in vivo* le processus d'électroporation en particulier de contrôler de manière non traumatique si ce seuil de perméabilisation a été atteint ou pas.

CONCLUSION

Au cours de ces trois années de recherche, nous nous sommes intéressés aux développements méthodologiques et instrumentaux liés à l'utilisation de gradients d'induction électromagnétique B_1 . Ces développements s'inscrivent essentiellement dans deux applications : l'imagerie de surface et la détection de mouvements périodiques de spins d'origine mécanique ou électrique.

La partie instrumentale de ce travail repose principalement sur la conception et la construction d'une nouvelle géométrie d'antenne de surface - l'antenne en échelle - qui génère un gradient constant d'induction oscillante selon sa direction principale et sur 75% de sa longueur totale. Ce gradient permet de localiser le signal suivant une direction. Par ailleurs, l'antenne en échelle offre un grand nombre de degrés de liberté et la facilité d'utilisation que ce type de géométrie confère justifie la diversité des applications dans lesquelles il est possible d'employer cette antenne.

Du point de vue méthodologique, ce type de géométrie d'antenne a permis d'élaborer dans un premier temps une méthode d'imagerie à deux dimensions basée uniquement sur l'utilisation d'un gradient d'induction de radiofréquence. L'application d'un gradient uniforme d'induction B_1 résulte en une variation spatiale de l'angle de nutation de l'aimantation. La séquence développée par D. Canet [17] permet d'obtenir des profils de densité d'aimantation. Une image à deux dimensions est obtenue par acquisition d'une succession de profils de l'échantillon, en déplaçant l'antenne dans la direction perpendiculaire à la direction du gradient d'induction B_1 . Les premières images réalisées sur des objets de taille et de position différentes présentaient une déformation, du fait de la présence d'un gradient d'induction B_1 non nul et symétrique, dans la direction perpendiculaire au gradient constant. Une procédure de traitement de l'image réelle a été créée et testée. Cet algorithme permet de réduire les artefacts et de retrouver la localisation réelle de l'aimantation. Les images reconstruites démontrent la faisabilité de « l'imagerie B_1 » à deux dimensions en utilisant une antenne en échelle.

Un des avantages majeurs des « gradients B_1 » sur les « gradients B_0 » en imagerie reste la possibilité de réaliser des images sur des objets larges ou des surfaces, l'antenne en échelle étant plane, ce qui reste impossible en imagerie conventionnelle où le diamètre des bobines de gradient limite la taille de l'échantillon. Ainsi, dans le cas du projet de cartographie de l'eau contenue dans

les premiers mètres du sous-sol, une antenne en échelle de 20 par 2,5 mètres est prévue. Il est possible d'imaginer de surcroît la construction d'une antenne en échelle sur circuit imprimé pour des applications en microscopie, à condition bien sûr d'accroître l'intensité de l'induction B_1 *i.e.* d'augmenter le nombre de boucles de l'antenne. D'autre part, la quasi-immunité de ces gradients aux variations de susceptibilité autorise de nombreuses applications en spectroscopie.

Ainsi, cette antenne a été utilisée ultérieurement pour tenter de détecter un mouvement oscillatoire de spins. Ces mouvements ont tout d'abord été induits par une vibration mécanique sinusoïdale. Une séquence de type binomial a permis de caractériser en fréquence et en amplitude l'onde transverse générée dans un gel homogène, ainsi que de déterminer la direction du mouvement des spins. Enfin, toujours par le biais de cette antenne et du gradient d'induction B_1 qu'elle génère, il nous a été possible de montrer que la méthode précédente était valable quelque soit l'origine du mouvement imposé aux spins, ici un champ électrique sinusoïdal. La séquence binomiale utilisée précédemment a permis d'une part, d'étudier la sélectivité de la réponse RMN en fonction de la fréquence d'oscillation du champ électrique et d'autre part, d'établir une corrélation entre le signal de RMN et l'amplitude du champ électrique, pour différents ions présents dans le gel. Un des points remarquables obtenu en spectroscopie est la sensibilité du système de détection qui permet de mesurer des déplacements de spins extrêmement faibles. Il est en effet possible de détecter des déplacements de l'ordre de la dizaine de microns pour des mouvements induits par une onde mécanique et de l'ordre du nanomètre pour des mouvements induits par un champ électrique sinusoïdal.

La difficulté majeure à laquelle nous nous sommes confrontés est l'intensité de l'induction statique *i.e.* 4,7 T, qui a rendu la mise en œuvre de ces méthodes plus délicate. Les gradients d'induction B_1 sont effectivement quasi-insensibles aux variations de susceptibilité mais ces différences prédominent pendant les délais entre les impulsions où l'induction de radiofréquence est interrompue. A induction moins élevée, les problèmes liés aux différences de susceptibilité magnétique ou à la taille de l'échantillon sont réduits. Ainsi, l'acquisition par le laboratoire d'un imageur à 0,2 T pourra permettre dans un premier temps de confirmer ces expériences à induction plus faible, voire d'améliorer les systèmes développés.

L'intérêt principal de ces trois années de recherche était d'exploiter les avantages que confèrent les gradients d'induction oscillante sur les gradients d'induction statique dans trois nouvelles thématiques. Les travaux effectués ici restent encore préliminaires et décrivent surtout la faisabilité de ces techniques basées uniquement sur l'utilisation d'un gradient RF. De nombreux approfondissements sont encore nécessaires, c'est l'avantage de s'intéresser à un domaine encore peu exploré. L'ensemble de ce travail s'inscrit finalement dans une problématique plus générale qui pourrait être définie comme ayant pour but ultime l'intérêt de la communauté scientifique et l'intéressement des constructeurs de spectromètres aux gradients RF au même titre que les gradients d'induction B_0 . En effet, un développement des méthodes basées sur l'utilisation des gradients d'induction B_1 ne peut se faire que s'il est accompagné d'un effort de recherche et d'amélioration de ces techniques par les constructeurs. Le point essentiel qu'il faudrait améliorer dans les méthodes basées sur les gradients d'induction électromagnétique est la résolution spatiale des images obtenues. La génération de gradients RF plus élevés nécessite d'une part des systèmes d'imagerie possédant des amplificateurs robustes de puissance de radiofréquence supérieure à 1 kW mais aussi une recherche de géométries d'antennes permettant de générer un gradient d'induction B_1 élevé sur un domaine assez large. Du fait du risque d'échauffement par la radiofréquence, l'augmentation de l'intensité du gradient d'induction électromagnétique doit être envisagée en respectant la déposition de l'énergie dans le patient.

Une autre perspective intéressante serait la possibilité de coder les trois dimensions de l'espace en une seule acquisition. L'obtention d'un profil en utilisant un gradient d'induction B_1 est rapide (inférieur à 1 s) mais la méthode d'imagerie développée ici nécessite le déplacement manuel de l'antenne pour coder la deuxième dimension. Un système de combinaison d'antennes en échelle découplées pourrait être envisagé afin de prétendre à une méthode simple et rapide d'obtention d'images 3D.

Dans la course aux inductions élevées qui s'accompagne d'une croissance quasi-exponentielle du coût des spectromètres/imageurs, il semble difficile de ne pas s'intéresser à un système d'imagerie peu coûteux, qui utiliserait comme induction homogène statique le champ terrestre. Un premier pas vers le développement de cette technique a été franchi, par le biais du projet d'imagerie sur le sol que nous allons mettre en oeuvre, puisque deux ingénieurs de l'entreprise Bruker sont chargés de la construction du spectromètre. Une des difficultés majeures

dans le processus d'imagerie à induction terrestre reste le faible rapport Signal-sur-Bruit. Dans le cas du projet européen, la taille de l'antenne combinée à la taille de l'échantillon devrait permettre d'obtenir un rapport Signal-sur-Bruit suffisant. Une réduction de la taille de l'antenne pourrait être envisagée en utilisant un système de pré-polarisation des spins [80,81,92,93]. Ces méthodes connues sous le nom d'« Imagerie par Résonance Magnétique Prépolarisante » (PMRI) combinent deux inductions. Une induction de « pré-polarisation » d'intensité B_p élevée est initialement appliquée, elle a pour but de polariser les moments magnétiques de spins et génère ainsi une aimantation initiale suffisante. Puis l'induction B_p est interrompue. L'aimantation est alors soumise à une induction statique plus faible, comme par exemple l'induction magnétique terrestre, autour de laquelle elle précesse ; une FID est alors induite.

La qualité des images obtenues avec notre méthode est encore très inférieure en terme de contraste et de résolution, à la qualité des images réalisées en IRM conventionnelle, en particulier par l'intermédiaire d'imageurs à induction élevée. Beaucoup de progrès restent à faire dans le domaine de l'imagerie B_1 mais sans remettre en cause la technique prodigieuse qu'est l'IRM, il n'est pas interdit de rêver dans un lointain avenir à un système d'imagerie moins coûteux basé sur l'utilisation de gradients d'induction électromagnétique. La construction de systèmes d'imagerie moins onéreux, accessibles à tous, intéresse depuis une dizaine d'années quelques équipes de recherche [80]. La « RMN du pauvre » n'est encore qu'un vœu pieux mais « ... *la science ne consiste pas seulement à savoir ce qu'on doit ou peut faire, mais aussi à savoir ce qu'on pourrait faire quand bien même on ne doit pas le faire.* » (Umberto Eco).

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

1. G. Karczmar, J. River and A. P. Koretsky, *Radiofrequency magnetic field gradient echoes have reduced sensitivity to susceptibility gradients* ; *Magn Reson Imaging* 13, 791-797. (1995).
2. R. Raulet, J. M. Escanyé, F. Humbert and D. Canet, *Quasi-immunity of B_1 gradients NMR microscopy to magnetic susceptibility distortions* ; *J Magn Reson A* 119, 111-114. (1996).
3. C. B. Ahn and Z. H. Cho, *Analysis of eddy currents in nuclear magnetic resonance imaging* ; *Magn Reson Med* 17, 149-163 (1991).
4. D. I. Hoult, *Rotating frame zeugmatography* ; *J Magn Reson* 33, 183-197. (1979).
5. S. J. Cox and P. Styles, *Towards biochemical imaging* ; *J Magn Reson* 40, 209-212. (1980).
6. A. Haase, C. Malloy and G. K. Radda, *Spatial localization of high resolution ^{31}P spectra with a surface coil* ; *J Magn Reson* 55, 164-169. (1983).
7. M. Garwood, T. Schleich, G. B. Matson and G. Acosta, *Spatial localization of tissue metabolites by phosphorus-31 NMR rotating-frame zeugmatography* ; *J Magn Reson* 60, 268-279. (1984).
8. M. Decorps, M. Laval, S. Confort and J. J. Chaillout, *Signal to noise and spatial localization of NMR spectra with a surface coil and the saturation-recovery sequence* ; *J Magn Reson* 61, 418-425. (1985).
9. J. P. Boehmer, K. R. Metz and R. W. Briggs, *One-dimensional spatial localization of spin-lattice relaxation times using rotating-frame imaging* ; *J Magn Reson* 62, 322-327. (1985).
10. K. R. Metz and R. W. Briggs, *Spatial localization of NMR spectra using Fourier series analysis* ; *J Magn Reson* 64, 172-176. (1985).
11. F. De Luca, C. Nuccetelli, C. De Simone and B. Maraviglia, *NMR imaging of a solid by the magic-angle rotating-frame method* ; *J Magn Reson* 69, 496-500. (1986).
12. M. Nuss and E. T. Olejniczak, *Spatial localization with surface coils using multiple-pulse chemical-shift scaling* ; *J Magn Reson* 69, 542-545. (1986).
13. R. T. Bogusky, M. Garwood, G. B. Matson, G. Acosta, L. D. Cowgill and T. Schleich, *Localization of phosphorus metabolites and sodium ions in the rat kidney* ; *Magn Reson Med* 3, 251-261. (1986).
14. G. S. Karczmar, M. W. Weiner and G. B. Matson, *Detection of residual Z magnetization, with application to the surface coil rotating frame experiment* ; *J Magn Reson* 71, 360-364. (1987).
15. E. Rommel, P. Nickel, R. Kimmich and D. Pusiol, *Rotating-frame NQR imaging* ; *J Magn Reson* 91, 630-636. (1991).
16. J. P. Boehmer, K. R. Metz, J. T. Mao and R. W. Briggs, *Spatial mapping of ^{23}Na NMR signals by two-dimensional rotating frame imaging* ; *Magn Reson Med* 16, 335-341. (1990).

17. D. Canet, D. Boudot, A. Belmajdoub, A. Retournard and J. Brondeau, *Accurate spatial localization by a novel sequence using a RF field gradient and a DANTE-like pulse train* ; J Magn Reson 79, 168-175. (1988).
18. D. Boudot, D. Canet, J. Brondeau and J. C. Boubel, *DANTE-Z. A new approach for accurate frequency selectivity using hard pulses* ; J Magn Reson 83, 428-439. (1989).
19. D. Boudot, D. Canet and J. Brondeau, *Spatial labeling by a Radiofrequency field gradient. DANTE-Z profile, probed by one-dimensional nutation imaging* ; J Magn Reson 87, 385-394. (1990).
20. D. Boudot, F. Montigny, K. Elbayed, P. Mutzenhardt, B. Diter, J. Brondeau and D. Canet, *Feasibility of NMR imaging by a single radiofrequency field gradient and the separation of two species with different chemical shift* ; J Magn Reson 92, 605-613. (1991).
21. P. Maffei, K. Elbayed, J. Brondeau and D. Canet, *Slice selection in NMR imaging by use of the B_1 gradient along the axial direction of a saddle-shaped coil* ; J Magn Reson 95, 382-386. (1991).
22. P. Maffei, P. Mutzenhardt, A. Retournard, B. Diter, R. Raulet, J. Brondeau and D. Canet, *NMR microscopy by radiofrequency field gradients* ; J Magn Reson A 107, 40-49. (1994).
23. F. Humbert, B. Diter and D. Canet, *NMR microscopy by strong RF-field gradients with spatial resolution better than five micrometers* ; J Magn Reson A 123, 242-245. (1996).
24. R. Raulet, D. Grandclaude, F. Humbert and D. Canet, *Fast NMR imaging with B_1 gradients* ; J Magn Reson 124, 259-262. (1997).
25. G. S. Karczmar, D. B. Twieg, T. J. Lawry, G. B. Matson and M. W. Weiner, *Detection of motion using B_1 gradients* ; Magn Reson Med 7, 111-116. (1988).
26. D. Canet, B. Diter, A. Belmajdoub, J. Brondeau, J. C. Boubel and K. Elbayed, *Self-diffusion measurements using a radiofrequency field gradient* ; J Magn Reson 81, 1-12. (1989).
27. G. S. Karczmar, N. J. Tavares and M. E. Moseley, *Use of radio-frequency field gradients to image blood flow and perfusion in vivo* ; Radiology 172, 363-366. (1989).
28. J. Brondeau, D. Boudot, P. Mutzenhardt and D. Canet, *The equivalent of the DQF-COSY experiment, with one transient per t_1 value, by use of B_1 gradients* ; J Magn Reson 100, 611-618. (1992).
29. J. L. Bowers, P. M. Macdonald and K. R. Metz, *Rapid chemical-shift-selective MR imaging using radiofrequency field gradients* ; J Magn Reson B 106, 72-75. (1995).
30. E. Mischler, F. Humbert, B. Diter and D. Canet, *Measurements of one-dimensional spatially resolved self-diffusion coefficients and longitudinal relaxation times with a single B_1 gradient* ; J Magn Reson B 106, 32-39. (1995).

31. E. Mischler, F. Humbert and D. Canet, *A one-shot diffusion sequence using a B_1 gradient* ; J Magn Reson B 109, 121-125. (1995).
32. F. Humbert, M. Valtier, A. Retournard and D. Canet, *Diffusion measurements using radiofrequency field gradient: artifacts, remedies, practical hints* ; J Magn Reson 134, 245-254. (1998).
33. C. Malveau, B. Diter, F. Humbert and D. Canet, *Self-Diffusion Measurements by Carbon-13 NMR Using Radiofrequency Field Gradients* ; J Magn Reson 130, 131-134. (1998).
34. C. Malveau, B. Diter, P. Tekely and D. Canet, *Chemical shift imaging in rotating solids by radiofrequency field gradients* ; J Magn Reson 134, 171-175. (1998).
35. F. Humbert, E. Collenne, M. Valtier and D. Canet, *Nuclear longitudinal relaxation time images by radiofrequency field gradients* ; J Magn Reson 138, 164-166. (1999).
36. M. Valtier, F. Humbert and D. Canet, *Maps of self-diffusion coefficients by radiofrequency field gradient NMR microscopy* ; J Magn Reson 141, 7-17. (1999).
37. D. Canet, *Radiofrequency field gradient experiments* ; Prog NMR Spectrosc 30, 101-135. (1997).
38. F. Humbert, *Potentials of radio-frequency field gradient NMR microscopy in environmental science* ; J Ind Microbiology Biotech 26, 53-61. (2001).
39. G. A. Morris and R. Freeman, ; J Magn Reson 29, 433-439. (1978).
40. J. P. Boehmer, R. I. Prince and R. W. Briggs, *The cone coil, an RF gradient coil for spatial encoding along the B_0 axis in rotating-frame imaging experiments* ; J Magn Reson 83, 152-159. (1989).
41. K. R. Metz, J. P. Boehmer, J. L. Bowers and J. R. Moore, *Rapid rotating frame imaging using an RF pulse train (RIPT)* ; J Magn Reson B 103, 152-161. (1994).
42. I. Ardelean, A. Scharfenecker and R. Kimmich, *Two-pulse nutation echoes generated by gradients of the radiofrequency amplitude and of the main magnetic field* ; J Magn Reson 144, 45-52. (2000).
43. A. Scharfenecker, I. Ardelean and R. Kimmich, *Diffusion measurements with the aid of nutation spin echoes appearing after two inhomogeneous radiofrequency pulses in inhomogeneous magnetic fields* ; J Magn Reson 148, 363-366. (2001).
44. C. J. Lewa, *Magnetic resonance imaging in presence of mechanical waves* ; Spectrosc Lett 24, 55-67. (1991).
45. C. J. Lewa, *MRI response in the presence of mechanical waves* ; Acustica 77, 43-45. (1992).
46. C. J. Lewa, *Elastic properties imaging by periodical displacement NMR measurement* ; Proc IEEE Ultrasonic Symp - Cannes (1994).

47. C. J. Lewa and J. D. de Certaines, *MR imaging of viscoelastic properties* ; J Magn Reson Imaging 5, 242-244. (1995).
48. C. J. Lewa and J. D. De Certaines, *Viscoelastic property detection by elastic displacement NMR measurements* ; J Magn Reson Imaging 6, 652-656. (1996).
49. R. Muthupillai, D. J. Lomas, P. J. Rossman, J. F. Greenleaf, A. Manduca and R. L. Ehman, *Magnetic resonance elastography by direct visualization of propagating acoustic strain waves* ; Science 269, 1854-1857. (1995).
50. R. Muthupillai and R. L. Ehman, *Magnetic resonance elastography* ; Nat Med 2, 601-603. (1996).
51. R. Muthupillai, P. J. Rossman, D. J. Lomas, J. F. Greenleaf, S. J. Riederer and R. L. Ehman, *Magnetic resonance imaging of transverse acoustic strain waves* ; Magn Reson Med 36, 266-274. (1996).
52. J. B. Fowlkes, S. Y. Emelianov, J. G. Pipe, A. R. Skovoroda, P. L. Carson, R. S. Adler and A. P. Sarvazyan, *Magnetic-resonance imaging techniques for detection of elasticity variation* ; Med Phys 22, 1771-1778. (1995).
53. C. J. Lewa, *Elasto-magnetic resonance spectroscopy* ; Europhys Lett 35, 73-76. (1996).
54. C. J. Lewa, M. Roth, L. Nicol, J. M. Franconi and J. D. de Certaines, *A new fast and unsynchronized method for MRI of viscoelastic properties of soft tissues* ; J Magn Reson Imaging 12, 784-789. (2000).
55. C. L. Walker, F. S. Foster and D. B. Plewes, *Magnetic resonance imaging of ultrasonic fields* ; Ultrasound Med Biol 24, 137-142. (1998).
56. D. B. Plewes, S. Silver, B. Starkoski and C. L. Walker, *Magnetic resonance imaging of ultrasound fields: gradient characteristics* ; J Magn Reson Imaging 11, 452-457. (2000).
57. S. A. Kruse, J. A. Smith, A. J. Lawrence, M. A. Dresner, A. Manduca, J. F. Greenleaf and R. L. Ehman, *Tissue characterization using magnetic resonance elastography: preliminary results* ; Phys Med Biol 45, 1579-1590. (2000).
58. M. A. Dresner, G. H. Rose, P. J. Rossman, R. Muthupillai, A. Manduca and R. L. Ehman, *Magnetic resonance elastography of skeletal muscle* ; J Magn Reson Imaging 13, 269-276. (2001).
59. A. Manduca, T. E. Oliphant, M. A. Dresner, J. L. Mahowald, S. A. Kruse, E. Amromin, J. P. Felmlee, J. F. Greenleaf and R. L. Ehman, *Magnetic resonance elastography: non-invasive mapping of tissue elasticity* ; Med Image Anal 5, 237-254. (2001).
60. J. J. Ackerman, T. H. Grove, G. G. Wong, D. G. Gadian and G. K. Radda, *Mapping of metabolites in whole animals by ^{31}P NMR using surface coils* ; Nature 283, 167-170. (1980).

61. T. Nakada and I. L. Kwee, *One-dimensional chemical shift imaging of fluorinated neuroleptics in rat brain in vivo by ^{19}F NMR rotating frame zeugmatography* ; Magn Reson Imaging 7, 543-545. (1989).
62. A. M. Wyrwicz and C. B. Conboy, *Determination of halothane distribution in the rat head using ^{19}F NMR technique* ; Magn Reson Med 9, 219-228. (1989).
63. A. J. Shaka and R. Freeman, *Spatial localization in NMR* ; Adv Magn Reson Techniques Syst High Mol Complexity PBB 2, 1-19. (1986).
64. R. M. Dixon and P. Styles, *An assessment of spin-echo rotating-frame imaging for spatially localized determination of short T_2 relaxation times in vivo* ; Magn Reson Med 29, 110-112. (1993).
65. S. Akoka, F. Franconi, F. Seguin and A. Le Pape, *Radiofrequency map of an NMR coil by imaging* ; Magn Reson Imaging 11, 437-441. (1993).
66. D. I. Hoult, *The NMR receiver : a description and analysis of design* ; Progress in NMR Spectroscopy 12, 41-77 (1978).
67. S. Confort, *Instrumentation et méthodologie en RMN in vivo, perspectives pour l'imagerie spectroscopique* ; Thèse de l'Université de Grenoble (1984).
68. D. I. Hoult and R. E. Richards, *The signal-to-noise ratio of the nuclear magnetic resonance experiment* ; J Magn Reson 24, 71-85. (1976).
69. R. Damadian, *Tumor detection by nuclear magnetic resonance* ; Science 171, 1151-1153. (1971).
70. P. G. Lauterbur, *Image formation by induced local interactions : examples of employment of NMR* ; Nature 242, 190-191. (1973).
71. A. Kumar, D. Welti and R. R. Ernst, *NMR Fourier zeugmatography* ; J Magn Reson 18, 69-83. (1975).
72. H. C. Torrey, *Transient nutations in nuclear magnetic resonance* ; Phys Rev 76, 1059-1068. (1949).
73. F. De Luca, B. C. De Simone, N. Luger, B. Maraviglia and C. Nuccetelli, *Rotating-frame spin echo imaging in solids* ; J Magn Reson 90, 124-130. (1990).
74. P. Mansfield, *Spatial mapping of the chemical shift in NMR* ; Magn Reson Med 1, 370-386. (1984).
75. P. T. Callaghan, *Susceptibility-limited resolution in Nuclear Magnetic Resonance microscopy* ; J Magn Reson 87, 304-318 (1990).
76. J. C. Sharp, R. W. Bowtell and P. Mansfield, *Elimination of susceptibility distortions and reduction of diffusion attenuation in NMR microscopy by line-narrowed 2DFT* ; Magn Reson Med 29, 407-411 (1993).

- 77.** A. J. Shaka and R. Freeman, *Spatial localization in NMR* ; Adv Magn Reson Techniques Syst High Mol Complexity PBB 2, 1-19 (1986).
- 78.** K. P. Pruessmann, M. Weiger, M. B. Scheidegger and P. Boesiger, *SENSE : Sensitivity Encoding for fast MRI* ; Magn Reson Med 42, 952-962. (1999).
- 79.** R. F. Lee, C. R. Westgate, R. G. Weiss and P. A. Bottomley, *An analytical SMASH procedure (ASP) for sensitivity-encoded MRI* ; Magn Reson Med 43, 716-725. (2000).
- 80.** A. Macovski and S. Conolly, *Novel approaches to low-cost MRI* ; Magn Reson Med 30, 221-230. (1993).
- 81.** J. Stepisnik, V. Erzen and M. Kos, *NMR imaging in the earth's magnetic field* ; Magn Reson Med 15, 386-391 (1990).
- 82.** D. V. Trushkin, O. A. Shushakov and A. V. Legchenko, *The potential of a noise-reducing antenna for surface NMR groundwater surveys in the earth's magnetic field* ; Geophysical Prospecting 42, 855-862 (1994).
- 83.** A. V. Legchenko, A. Beauce, A. Guillen, P. Valla and J. Bernard, *Natural variations in the magnetic resonance signal used in PMR groundwater prospecting from the surface* ; European Journal of Environmental and Engineering Geophysics 2, 173-190 (1997).
- 84.** A. V. Legchenko and P. Valla, *Processing of surface proton magnetic resonance signals using non-linear fitting* ; J Appl Geophysics 39, 77-83 (1997).
- 85.** A. V. Legchenko and O. A. Shushakov, *Inversion of surface NMR data* ; Geophysics 63, 75-84 (1998).
- 86.** A. V. Legchenko, J. M. Baltassat, A. Beauce, M. A. Makki and B. A. Al-gaydi, *Application of the surface proton magnetic resonance method for the detection of fractured granite aquifers* ; EEGS Meeting 14-17 (1998).
- 87.** Y. C. Fung, *Biomechanics : Mechanical properties of living tissues* ; Springer-Verlag (Berlin, 1981).
- 88.** U. K. Laemmli, *Cleavage of structural proteins during the assembly of the head of bacteriophage T4* ; Nature 227, 680-685. (1970).
- 89.** T. Y. Tsong, *Electroporation of cell membranes* ; Biophys J 60, 297-306 (1991).
- 90.** D. Miklavcic, K. Beravs, D. Semrov, M. Cemazar, F. Demsar and G. Sersa, *The importance of electric field distribution for effective in vivo electroporation of tissues* ; Biophys J 74, 2152-2158 (1998).
- 91.** J. Teissie, N. Eynard, B. Gabriel and M. P. Rols, *Electropermeabilization of cell membranes* ; Adv Drug Deliv Rev 35, 3-19 (1999).

92. B. Favre, J. P. Bonche, H. Meheir and J. O. Peyrin, *Environmental optimization and shielding for NMR experiments and imaging in the earth's magnetic field* ; Magn Reson Med 13, 299-304. (1990).

93. P. Morgan, S. Conolly, G. Scott and A. Macovski, *A readout magnet for prepolarized MRI* ; Magn Reson Med 36, 527-536. (1996).

ANNEXES

Annexe 1 : Liste des Illustrations

Figure 1. 1 : Chronogramme de la séquence d'impulsion MISSTEC.....	15
Figure 1. 2 : Représentation et positionnement dans l'espace de l'antenne RF en échelle.....	18
Figure 1. 3 : Modélisation de l'antenne en échelle.	19
Figure 1. 4 : Lignes d'isointensité simulées de l'induction B_1 dans le plan (yOz) en microTesla pour un courant d'intensité $I = 1$ A.	21
Figure 1. 5 : A) Profils simulés de l'induction B_1 selon la position z à la cote $x = 0$ cm et à différentes profondeurs (y) par rapport au plan de l'antenne ($y = 0$ cm). B) Valeur simulée du gradient d'induction B_1 selon z à $x = 0$ cm et $y = 4$ cm (ronds).	22
Figure 1. 6 : A) Orientations de l'antenne en échelle par rapport à l'induction statique B_0 . B) Profils simulés de l'induction B_1 selon la position z aux cotes $x = 0$ cm et $y = 4$ cm en fonction des trois orientations de l'antenne par rapport à B_0 définies en A). Les profils sont lissés par des droites (trait continu).....	23
Figure 1. 7 : Lignes d'isointensité simulées de l'induction B_1 dans le plan (xOy) à la cote $z = 15$ cm en microTesla et pour un courant d'intensité $I = 1$ A.	24
Figure 1. 8 : Valeur simulée du profil d'induction électromagnétique B_1 selon x aux cotes $y = 4$ cm et $z = 15$ cm (cercles).	25
Figure 1. 9 : Lignes d'isointensité mesurées de l'induction B_1 dans le plan (yOz) en microTesla/Ampère.....	26
Figure 1. 10 : Valeurs mesurées rapportées à $I=1$ A du gradient d'induction B_1 selon la position z à la cote $x = 0$ cm et à différentes profondeurs y au-dessous de l'antenne (cercles).	27
Figure 1. 11 : Lignes d'isointensité mesurées de l'induction B_1 dans le plan (xOy) en microTesla/Ampère, à la cote $z = 17$ cm.....	28
Figure 1. 12 : Valeur mesurée du gradient d'induction B_1 selon x aux cotes $y = 3$ cm et $z = 17$ cm (cercles), pour une intensité rapportée à $I=1$ A.	29
Figure 2. 1 : Principe de la localisation spatiale dans une direction en IRM.....	35

Figure 2. 2 : Profil schématique d’une impulsion de gradient altérée par les courants de Foucault. 36

Figure 2. 3 : Principe du codage spatial selon une direction en utilisant un gradient d’induction électromagnétique B_1 37

Figure 2. 4 : A) Séquence d’impulsion pour coder une dimension de l’espace en utilisant un gradient d’induction B_1 . B) La transformation de Fourier de la pseudo-FID donne un profil de densité de spin. 39

Figure 2. 5 : Principe d’obtention d’une image à deux dimensions en utilisant le gradient d’induction de radiofréquence généré par l’antenne en échelle (Figure 1. 2). 41

Figure 2. 6 : Image d’un objet ponctuel quasi-planaire. 43

Figure 2. 7 : Schéma explicitant les paramètres de la fonction de lissage. 46

Figure 2. 8 : A) Image déformée expérimentale de l’objet ponctuel. B) Image simulée de l’objet ponctuel, selon l’équation EQ. 2.9. 47

Figure 2. 9 : A) Image corrigée de l’objet ponctuel de la Figure 2. 6 issue de l’algorithme de reconstruction. B) Image attendue de l’objet ponctuel. 48

Figure 2. 10 : Images déformée A et reconstruite B de deux objets ponctuels de 1 cm de diamètre espacés selon z de 3 cm. Images déformée C et reconstruite D de trois tubes d’eau de 7 cm de long et espacés selon x de 3 cm. 49

Figure 2. 11 : Images déformée A et reconstruite B d’un béccher de 6 cm de diamètre. Images déformée C et reconstruite D de deux bécchers d’eau de 3 cm de diamètre et espacés selon x de 4 cm. 50

Figure 2. 12 : Images déformée A et reconstruite B de deux bécchers de 3 cm de diamètre et séparés de 4 cm selon x, à une profondeur de 2 cm au-dessous de l’antenne. Ces images ont été réalisées à partir de neuf profils réalisés tous les 2,5 cm (largeur d’antenne), obtenus après transformée de Fourier de neuf pseudo-FID de 65 points de donnée complexes. Images déformée C et reconstruite D de trois tubes d’eau de 7 cm de long, espacés selon x de 3 cm, à la profondeur $y=-2$ cm au-dessous de l’antenne. Ces images ont été obtenues à partir de neuf profils. 51

Figure 2. 13 : Schéma représentatif d’une éventuelle méthode de sélection de coupe en imagerie B_1 56

Figure 2. 14 : Perspective d’utilisation de l’antenne en échelle afin de réaliser une cartographie de l’eau dans les cinq premiers mètres du sous-sol, par la méthode d’imagerie utilisant un gradient d’induction électromagnétique B_1 et à champ magnétique terrestre..... 59

Figure 3. 1 : Principe de la détection de vibrations en imagerie conventionnelle. 64

Figure 3. 2 : Transformée de Fourier de deux impulsions rectangulaires $I - \bar{I}$ (rouge) et de quatre impulsions rectangulaires $I - \bar{3} - 3 - \bar{I}$ (bleu) (spectre de magnitude). 68

Figure 3. 3 : Séquence d’impulsions pour la détection de vibrations. 69

Figure 3. 4 : A) Simulation théorique de la détection par RMN d’ondes mécaniques par la séquence $I - \bar{3} - 3 - \bar{I}$, pour des fréquences variant de 10 à 300 Hz et pour un nombre de boucles égal à 2 (bleu), 8 (rouge) et 16 (vert). B) Transformée de Fourier du chronogramme composé de quatre impulsions rectangulaires $I - \bar{3} - 3 - \bar{I}$ pour un nombre de boucles égal à 2 (bleu), 8 (rouge) et 16 (vert) (spectre de magnitude). 70

Figure 3. 5 : Schéma expérimental pour détecter par RMN les vibrations. 72

Figure 3. 6 : Détection RMN expérimentale d’ondes mécaniques transverses pour des fréquences de vibration variant de 10 à 200 Hz. 73

Figure 3. 7 : Réponse RMN pour diverses amplitudes de vibrations. Les fréquences de vibration sont de 60 Hz (croix), 120 Hz (ronds) et 180 Hz (triangles)..... 75

Figure 3. 8 : Détection du signal de RMN en fonction de la direction de l’antenne..... 76

Figure 4. 1 : Photographie de l’expérience d’électrophorèse..... 86

Figure 4. 2 : Schéma expérimental pour détecter des mouvements sinusoïdaux d’ions dans un champ électrique. 87

Figure 4. 3 : Réponse RMN du système en fonction de la fréquence d’oscillation du champ électrique..... 89

Figure 4. 4 : Réponse RMN du système en fonction de la différence de potentiel appliquée aux bornes de la cuve, sur une distance de 10 cm. 91

Figure 4. 5 : Réponse RMN du système en fonction de la différence de potentiel appliquée aux bornes de la cuve sur une distance de 10 cm. Dans cette expérience, le gel ne contient que des ions Na^+ et Cl^- 92

Annexe 2 : Liste des Tableaux

Tableau 1. 1 : Valeurs moyennes simulées du gradient G_z d'induction B_1 généré par l'antenne en échelle, suivant la position z , à la cote $x = 0$ cm, en fonction de la profondeur.	22
Tableau 1. 2 : Valeurs mesurées du gradient d'induction B_1 généré par l'antenne en échelle, suivant la position z , à la cote $x = 0$ cm en fonction de la profondeur y et pour une intensité rapportée à 1 A.	27
Tableau 1.3 : Caractéristiques du proton ^1H	33
Tableau 1. 4 : Rayon de Stokes r_s et mobilité électrophorétique μ_e pour un proton H_3O^+ , un ion sodium Na^+ et un ion chlorure Cl^- , dans de l'eau libre.	84
Tableau 1. 5 : Coefficient de friction apparent f et déplacement y dans un champ électrique sinusoïdal d'amplitude $E_0=5$ V/m pour un proton H_3O^+ , un ion sodium Na^+ et un ion chlorure Cl^- , dans de l'eau libre.	85

Annexe 3 : Liste des Publications et Congrès

Single-coil surface imaging using a radiofrequency field gradient

Nathalie Baril, Eric Thiaudière, Bruno Quesson, Christophe Delalande, Paul Canioni, and Jean - Michel Franconi

J. Magn. Reson. 146, 223-227 (2000)

Détection de vibrations en utilisant un gradient d'induction B_1

Nathalie Baril, Czeslaw Jozef Lewa, Jacques Donald de Certaines, Paul Canioni, Jean - Michel Franconi, and Eric Thiaudière

Communication orale au XVII^{ème} congrès annuel du GERM (Groupement français d'Etudes de Résonance Magnétique), La Pommeraye (Maine et Loire), France (14 au 18 mai 2001).

MR detection of mechanical vibrations using a radiofrequency field gradient

Nathalie Baril, Czeslaw Jozef Lewa, Jacques Donald de Certaines, Paul Canioni, Jean - Michel Franconi, and Eric Thiaudière

J. Magn. Reson. 154, 22-27 (2002)

Single-Coil Surface Imaging Using a Radiofrequency Field Gradient

Nathalie Baril, Eric Thiaudière, Bruno Quesson, Christophe Delalande, Paul Canioni, and Jean-Michel Franconi¹

Unité de Résonance Magnétique des Systèmes Biologiques, UMR 5536 CNRS-Université Victor Segalen Bordeaux 2,
146 rue Léo Saignat, 33076 Bordeaux Cedex, France

E-mail: jmichel.franconi@rmsb.u-bordeaux2.fr

Received March 13, 2000; revised May 22, 2000

A method for in-plane imaging of large objects as compared to the RF coil is proposed based on the use of a single specially designed surface coil, without using B_z gradients. A constant B_1 gradient was generated along the main axis of a ladder-shaped coil, and RF-encoding along the direction of the gradient made it possible to obtain spin-density profiles. Successive acquisitions of profiles obtained by translation of the NMR coil resulted in distorted images—due to the presence of non-zero gradients perpendicular to the constant gradient—that were successfully processed using a mathematical treatment based on linear combinations of calculated altered images from single-pixel objects. © 2000

Academic Press

NMR imaging using radiofrequency field gradients, first introduced by Hoult (1), is an interesting alternative to conventional MRI based on static magnetic field gradients. Two main applications of the use of B_1 gradients have been developed (for review, see (2)), NMR microscopy and diffusion measurements. The former was possible thanks to large B_1 gradients generated by a loop much larger than the imaged object. This method proved to be fast and efficient for 1D imaging (3–6). A complete 2D imaging was achieved by rotating the object and by processing the data as a whole (7, 8). On an other hand, diffusion-controlled motions were encoded by two successive B_1 pulses spaced with increasing delays (9–11); artifacts of the method and remedies were reported by Humbert *et al.* (12). However, in both applications, the described pulse sequences required at least one RF pulse generating a defined nutation angle, and thus the use of an additional homogeneous B_1 coil.

In this study, a method for in-plane NMR imaging is proposed, with a dedicated NMR coil generating a linear and constant B_1 gradient over a large distance. Such a gradient made it possible to encode one dimension and obtain spin-density profiles. Two-dimensional images were obtained by moving the coil across the other direction. A nonnegligible B_1 gradient in this direction induced distortions which were analyzed and corrected by a simple numerical procedure.

¹ To whom correspondence should be addressed.

DESIGN OF THE RF COIL: THE LADDER-SHAPED COIL

The selected geometry to obtain a B_1 gradient uniform over the largest possible volume had a shape of a ladder with a defined wiring (rungs). First, a rectangular (5 cm times 2.5 cm) loop was made with a copper wire which was extended so as to draw additional loops (10 cm, 15 cm, and 20 cm in length). The four loops were superimposed so that the sides of the ladder exhibited a variable number (from 1 to 4 as a function of the z -axis) of conducting copper wires along the main axis (so-called “ladder-shaped coil,” Fig. 1). The increase in current created in this way in the circuit was expected to generate the radiofrequency field gradient.

The ladder-shaped coil was then considered as a sum of individual line segments for which the Biot–Savart differential equation was analytically solved. The B_1 vectors for every segment were then added to each other in order to calculate the B_1 modulus generated by the whole coil. Figures 2A and 2B show the contour plots of the calculated radiofrequency field generated by the ladder-shaped coil in the yz plane and the xy plane, respectively. The B_1 variations along the z and x axes are also illustrated (Figs. 2C and 2D). To check the effective magnetic field distribution of the ladder-shaped coil, B_1 -mapping was carried out using the well-described sequence MISSTEC associating a spin echo (SE) and a stimulated echo (STE) (13). The measured moduli of B_1 in the (y, z) and the (x, y) planes are given in Figs. 3A and 3B. Due to experimental uncertainty for small nutation angles (i.e., less than 40°), only a range of values is displayed. The B_1 values along the z axis and the field profile along the x axis are given in Figs. 3C and 3D, respectively. The B_1 gradient values were typically $70 \mu\text{T/m}$ in the z -direction at $x = 0$ and $y = 3$ cm whereas values of only $40 \mu\text{T/m}$ were obtained at $x = \pm 2$ cm.

IMAGING IN THE ROTATING FRAME AND IMAGE PROCESSING

PseudoFIDs (14) were acquired with the main axis of the coil parallel to z . Fourier transform of individual pseudoFID should give the spin-density profiles as a function of z . The 2D image in the (x, z) plane would then be created by shifting the



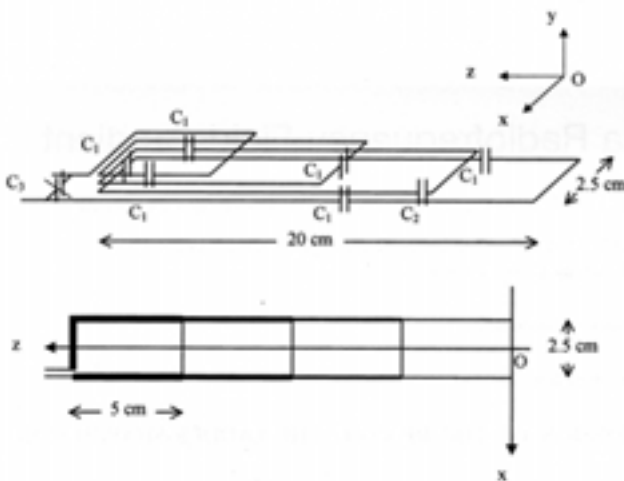


FIG. 1. Dimensions and orientation of the ladder-shaped coil in the (x, y, z) coordinates. The capacitors were inserted to tune it at the operating frequency, i.e., 200.3 MHz. Quality factor for the unloaded coil was 140.

coil across the x axis. Experiments were first attempted on a very simple water phantom (1 cm diameter, 2 cm length cylinder) placed at $z = 12$ cm and $y = -3$ cm. As the main axis of the cylinder was parallel to y , the shape of the imaged object in the xz plane was expected to be circular. Moreover, as the space resolution in the x axis was set to 1 cm (increment of the coil translation for successive acquisition of spin-density profiles), the phantom could be better considered as a point. The result is shown in Fig. 4A: magnetization that should be localized at the position (12, 7) appeared spread in a well-characterized pattern. The signal decreased and was visible at smaller positions of z as the coil was moved away from the x -position of the phantom.

Due to the presence of a non-zero gradient in the x direction, the coil placed at a given position x_0 is able to detect spin signals at a position $x_0 + \delta$. Because the B_1 amplitude at this position is smaller than in x_0 , this signal is expected to be lower and shifted to smaller values for the z -coordinate after Fourier transformation. The signal received by the coil would depend

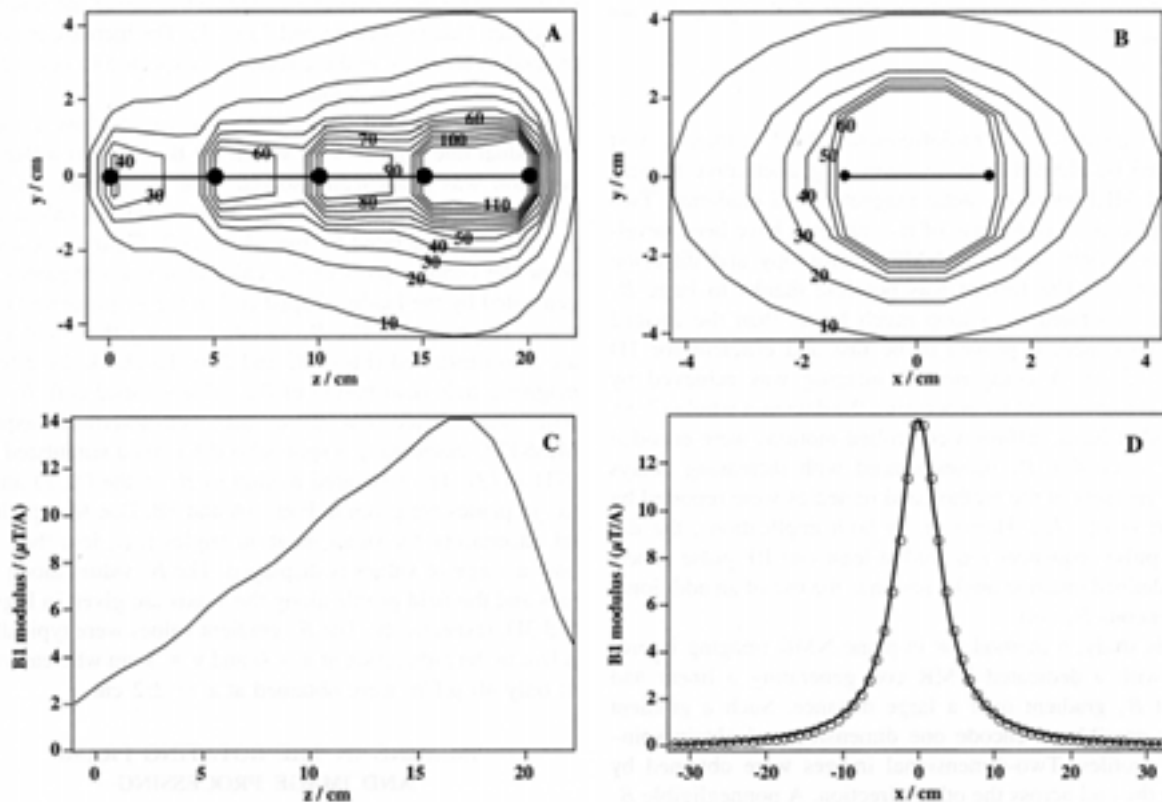


FIG. 2. Contour plots of the calculated radiofrequency field isointensity lines generated by the coil in μT for a current of 1 A, in the yz plane (A) and the xy plane at $z = 15$ cm (B). Modeling of the B_1 field was achieved using the Biot and Savart differential equation. The position of the coil is also displayed. (C) The B_1 gradient value along z (at $y = 4$ cm and $x = 0$ cm). This gradient is nearly constant over 15 cm. (D) The B_1 attenuation on the sides of the coil for $y = 4$ cm and $z = 15$ cm (circles). The curve could be reasonably fitted to a Lorentzian curve (continuous line), with a width at half height that was nearly constant along the z axis (not shown).

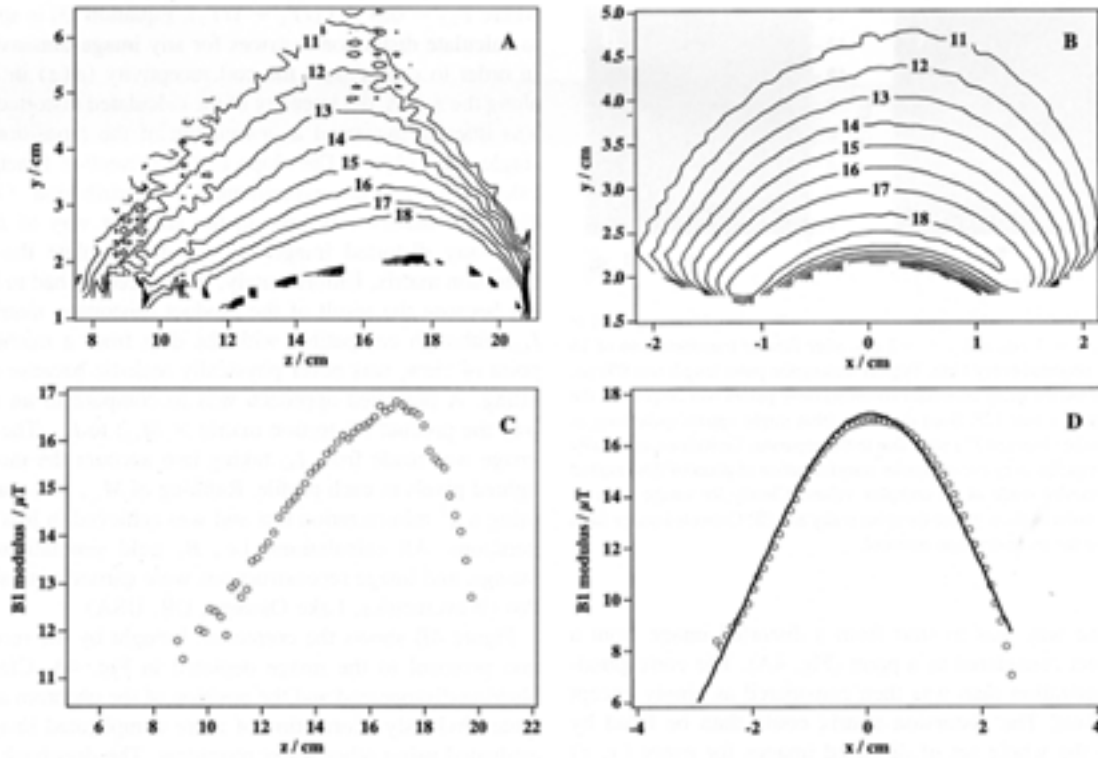


FIG. 3. Contour plots of the measured radiofrequency field isointensity lines generated by the ladder coil in μT , in the yz plane (A) and the yx plane (B). Under several experimental conditions, where the mixing time (30 ms) is very short as compared to T_1 (2.8 s), the STE/SE signal intensity ratio is equal to $\arcsin(\alpha)$ or $\arcsin(\gamma \cdot B_1 \cdot Tp)$, where α is the nutation angle, γ the magnetogyric ratio, and Tp the rectangular pulse length. Experiments were carried out on a Bruker Biospec system equipped with a 50-cm bore magnet operating at 4.7 T (Bruker, Wissembourg, France). A 1.5 dm^3 parallelepipedic water phantom was placed close to the coil. Water shimming resulted in 20–30 Hz width at half height for the water resonance. (C) The B_1 gradient along z for $y = 3 \text{ cm}$. A zone of quasi-linear variation of B_1 is observed, between $z = 9 \text{ cm}$ and $z = 17 \text{ cm}$. (D) The B_1 field profile along the x axis for $y = 3 \text{ cm}$ and $z = 17 \text{ cm}$ (circles). The curve could be reasonably fitted to a Lorentzian curve as in Fig. 2D, but a slightly better fit was obtained using a Gaussian curve (continuous line).

on the magnetization M as follows, neglecting the relaxation processes,

$$S_{k_z, x_0, \delta} = \int_z \int_\delta \alpha(z) \cdot M_{z, x_0 + \delta} \sin(k_z \cdot z \cdot g(\delta)) \cdot g(\delta) dz d\delta, \quad [1]$$

where k_z is the wave vector, namely, $\gamma \cdot G_1 \cdot Tp$, with G_1 as the B_1 gradient along z at the position x_0 , Tp as the pulse length, and $g(\delta)$ as the attenuation of B_1 as a function of δ . Here, $\alpha(z)$ is a factor that accounts for the coil receptivity, which is expected to increase linearly as a function of z because of the B_1 gradient. As mentioned previously, the $g(\delta)$ function is little dependent on z and will be assumed to depend only on δ . Therefore the Fourier transformation of S does not provide the true the magnetization map $M(z, x_0)$ but is affected by artifacts included in Eq. [1] (Fig. 4A). Distortions that would arise from B_1 -encoding along the y -direction are neglected since only planar objects placed at a defined y -position are considered.

Let $M_{i,j}$ be the real magnetization distribution, i.e., the corrected image. The distorted image will be called $I_{k,l}$. In both cases, the first index is for rows (z -direction) and the second is for columns (x -direction). The dimensionality of M and I will be considered as equal. Then M and I will be represented as vectors, where the first index is incremented first. Each value at the position (z, x) in the vector $I_{k,l}$ may thus be considered as a linear combination of all the pixel intensities at the same position in distorted images from every possible position in the magnetization map $M_{i,j}$. Thus, $I_{k,l}$ might be written as

$$I_{k,l} = \text{"Distortion Matrix"} \times M_{i,j}, \quad [2]$$

Rows of the distortion matrix are arranged according to their kl index, while the columns are arranged according to the ij index. The size of the distortion matrix is thus $(i \text{ times } j) \text{ times } (k \text{ times } l)$. Each column indexed (i, j) contains a distorted image from a given pixel $M_{i,j}$. Reciprocally, each row indexed (k, l) shows how each position of $M_{i,j}$ contributes to a given pixel (k, l) of the distorted image. To build the distortion

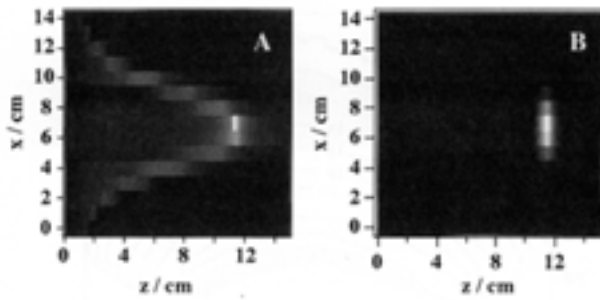


FIG. 4. (A) Distorted image from a very small water phantom placed at $z = 12$ cm, $x = 7$ cm, and $y = -2$ cm, after Fourier transformation of 15 pseudofIDs acquired every 1 cm. Typical rectangular pulse length was $800 \mu\text{s}$, $G_1 = 31 \mu\text{T/m}$, the delay between two consecutive pulses was $50 \mu\text{s}$, and the number of pulses was 128. Such durations (that might appear quite long as compared to the observed T_2^*) were due to the apparatus limitations, especially for the RF amplifier duty cycle. Fourier transformation of pseudofIDs resulted in density profiles made of 65 complex values. Clearly the image must be corrected in order to show where the spins really are. (B) Corrected image from Fig. 4A after the reconstruction protocol.

matrix, one way was to start from a distorted image from a small object considered as a point (Fig. 4A). The corresponding magnetization map was then considered as empty except for one pixel. The distortion matrix could then be filled by acquiring the whole set of distorted images for every (x, z) position of the single-pixel object. Besides its heaviness (one distorted image should be recorded for each pixel position), this approach has two severe drawbacks. First, it introduces the experimental noise in the distortion matrix. Second, additional experiments must be carried out if the image dimensionality changes, e.g., from (65, 15) to (128, 30). An alternative method is to start from a mathematical (noise-free) expression of the distorted image that takes into account the magnetization position as well as the decrease and the z -shift of the signal as a function of x . After a careful examination of several distorted images of the single-pixel object placed at different positions of z , it appeared that the signal decayed according to a Gaussian line as a function of x and was convolved by a Lorentzian line versus z . Moreover the shape of the blurring in the (x, z) plane appeared also very close to a Gaussian curve (Fig. 4A). Therefore, the simplest function was chosen that fit the three-dimensional behavior of the distortion,

$$I = \frac{a + b \cdot \exp^{-((x-c)/2d)^2}}{(z - e \cdot \exp^{-((x-c)/2d)^2})^2 + \left(\frac{f}{\exp^{-((x-c)/2d)^2}}\right)}, \quad [3]$$

for a magnetization localized at the position (e, c) . The letters a to g were adjustable parameters. Even though the B_1 attenuation on the x -axis was expected to be Lorentzian (Fig. 2D), the experimental profile shown in Fig. 3D was better fitted to a Gaussian line. The Lorentzian dependence on the z axis is simply due to the $T_{1,2}$ exponential damping of the pseudofIDs,

where $T_{1,2} = 0.5 \times (1/T_1 + 1/T_2)$. Equation [3] is applicable to calculate distortion matrices for any image dimensionality. In order to compensate the coil receptivity ($\alpha(z)$ in Eq. [1]) along the z -axis, the intensity of the calculated distorted images was linearly increased as a function of the z -position of the single-pixel object. The slope of the correction function was calculated from the experimental B_1 distribution. Once the distortion matrix was known, the simplest way to find $M_{i,j}$ from any distorted image $I_{i,j}$ was to calculate the inverse distortion matrix. Unfortunately, this procedure had to be ruled out because the result of the product (distortion matrix) $^{-1} \times I_{i,j}$, although compatible with the data from a mathematical point of view, was never physically realistic because of noise fitting. A preferred approach was to compare in an iterative way the product (distortion matrix $\times M_{i,j}$) to $I_{i,j}$. The starting image was made from $I_{i,j}$ taking into account the most highlighted pixels in each profile. Refining of $M_{i,j}$ was carried out using a χ^2 minimization test and was achieved in less than 30 iterations. All calculations, i.e., B_1 field simulations, curve fittings, and image reconstructions were carried out using Igor Pro (Wavemetrics, Lake Oswego, OR, USA).

Figure 4B shows the correction brought by the reconstruction protocol to the image depicted in Fig. 4A. Clearly the blurring disappeared and the position of the phantom appeared quite obviously. Correction of more complicated images was evaluated using other water phantoms. The drawback of such experiments is the B_0 homogeneity optimization, which became more difficult as the size of the phantoms increased. Linewidths could attain 100 Hz, which precluded a good resolution on the z axis, because T_2^* had a nonnegligible damping effect on the pseudofIDs (8, 15). The T_2^* damping also reduced the signal-to-noise ratio. Nevertheless, it was possible to obtain artifacted images from two cylinders (along the y axis) similar to that presented in Fig. 4 (Fig. 5A) or from three vials along the z axis (Fig. 5C). Reconstructed magnetization maps are illustrated on Figs. 5B and 5D. Taking into account the poor B_0 homogeneity, the quality of such images may be taken as reasonable. Different objects made of phantoms of different size were also investigated in this way, and the results were in agreement with their real shape.

The image resolution depends on different parameters. The most important variable is the B_1 gradient intensity generated along the z -axis. The B_1 field simulation and measurement showed a linear evolution on 75% of the coil length (15 cm) at 4 cm depth. In order to be correctly separated on the profile, two small phantoms (1 cm diameter) had to be a distant 3 cm away. In the localization sequence, the radiofrequency pulse amplitude and duration determined the image field of view. Before measurements, it was necessary to calibrate precisely the RF pulse to achieve the minimal field of view for a specific object. The adjustment test was an image aliasing whenever the field of view was too small. The other resolution parameter is the sample size determined by the number of radiofrequency pulses. In order to maintain a sufficient signal-to-noise ratio, 128 data points have been selected. In the second direction

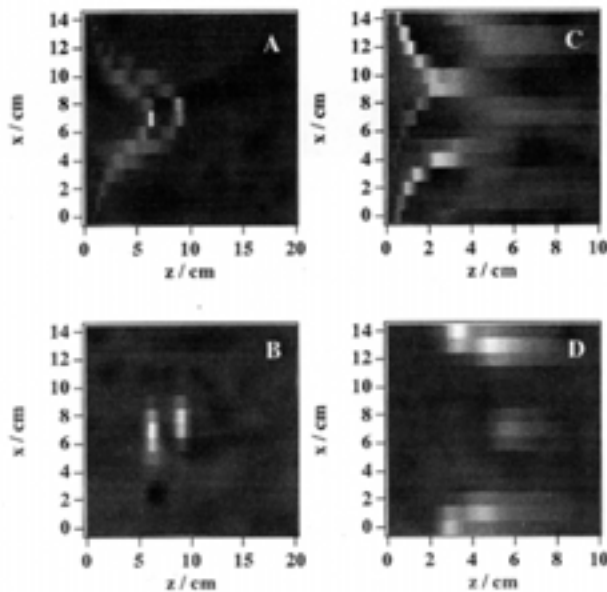


FIG. 5. Distorted images of two water cylinders (1 cm diameter, A) and of three 5-mL water vials (7 cm length, 1 cm diameter, C). Reconstructed images are displayed in (B) and (D). Experimental conditions: pulse length 800 μ s, $G_1 = 23 \mu$ T/m (A) or 46μ T/m (C), 128 RF pulses.

(x-axis), the number of profiles determined the image resolution. Moreover, it could be noticed that the method is not limited by the size of the object in the x-direction, in the area of B_0 homogeneity.

The method presented here shows some advantages. Indeed, since no B_0 gradient coils are necessary, a simplification and a cost reduction of the MRI system dedicated to B_1 imaging might be considered. The localization method can be easily used for medical applications in order to build a small and simple MRI instrument as easy to handle as an ultrasonic device. For low B_0 applications, in order to increase the signal-to-noise ratio, the present system could be combined with a prepolarization unit without risk of interaction between the B_0 gradient and the B_0 field during the switching phases (16). It could then be used for industrial applications as on-line product control (food-industry, chemistry, etc.) in open magnets. Among the limitations of the method was the absence of slice selection. All the presented results have been achieved on quasi-planar objects. Work is in progress to develop different strategies to solve this problem without using any other coil. Shaka and Freeman (17) have demonstrated the capability of spatial localization with the use of a composite pulse scheme for exciting an NMR response only when B_1 is near a nominal value B_1^0 . Such a principle might be applied to improve the slice localization using adiabatic pulses (18).

ACKNOWLEDGMENT

We are grateful to Dr Lionel Canoni (CPMOH, University of Bordeaux 1) for his enlightened help in signal processing.

REFERENCES

1. D. I. Hoult, Rotating frame zeugmatography, *J. Magn. Reson.* **33**, 183–197 (1979).
2. D. Canet, RF field gradient experiments, *Prog. NMR Spectrosc.* **30**, 101 (1997).
3. A. A. Maudsley, Fourier imaging using RF phase encoding, *Magn. Reson. Med.* **3**, 768–777 (1986).
4. D. Canet, D. Boudot, A. Belmajdoub, A. Retournard, and J. Brondeau, Accurate spatial localization by a novel sequence using a RF field gradient and a DANTE-like pulse train, *J. Magn. Reson.* **79**, 168–175 (1988).
5. D. Boudot, D. Canet, J. Brondeau, and J. C. Boubel, DANTE-Z. A new approach for accurate frequency selectivity using hard pulses, *J. Magn. Reson.* **83**, 428–439 (1989).
6. P. Maffei, K. Elbayed, J. Brondeau, and D. Canet, Slice selection in NMR imaging by use of the B_1 gradient along the axial direction of a saddle-shaped coil, *J. Magn. Reson.* **95**, 382–386 (1991).
7. J. P. Boehmer, K. R. Metz, J. Mao, and R. Briggs, Spatial mapping of ^{23}Na NMR signals by two-dimensional rotating frame imaging, *Magn. Reson. Med.* **16**, 335–341 (1990).
8. P. Maffei, P. Mutzenhardt, A. Retournard, B. Diter, R. Raulet, J. Brondeau, and D. Canet, NMR Microscopy by RF field gradients, *J. Magn. Reson. A* **107**, 40–49 (1994).
9. G. S. Karczmar, D. B. Twieg, T. J. Lawry, G. B. Matsonand, and M. W. Weiner, Detection of motion using B_1 gradients, *Magn. Reson. Med.* **7**, 111–116 (1988).
10. D. Canet, B. Diter, A. Belmajdoub, J. Brondeau, J. C. Boubel, and K. Elbayed, Self-diffusion measurements using a radiofrequency field gradient, *J. Magn. Reson.* **81**, 1–12 (1989).
11. F. Humbert, B. Diter, and D. Canet, NMR microscopy by strong RF-field gradients with spatial resolution better than five micrometers, *J. Magn. Reson. A* **123**, 242–245 (1996).
12. F. Humbert, M. Valtier, A. Retournard, and D. Canet, Diffusion measurements using RF field gradient: Artifacts, remedies, practical hints, *J. Magn. Reson.* **134**, 245–254 (1998).
13. S. Akoka, F. Franconi, F. Seguin, and A. Le Pape, Radiofrequency map of an NMR coil by imaging, *Magn. Reson. Imaging* **11**, 437–441 (1993).
14. D. Boudot, D. Canet, and J. Brondeau, Spatial labelling by a radiofrequency field gradient. DANTE-Z profile, probed by one-dimensional nutation imaging, *J. Magn. Reson.* **87**, 385–394 (1990).
15. J. C. Sharp, R. W. Bowtell, and P. Mansfield, Elimination of susceptibility distortions and reduction of diffusion attenuation in NMR microscopy by line-narrowed 2DFT, *Magn. Reson. Med.* **29**, 407–411 (1993).
16. A. Macovsky and S. Conolly, Novel approaches to low-cost MRI, *Magn. Reson. Med.* **30**, 221–230 (1993).
17. A. J. Shaka and Ray Freeman, Spatial localisation in NMR, *Adv. Magn. Reson. Techniques Syst. High Mol. Complexity PBB* **2**, 1–19 (1986).
18. R. A. de Graaf, R. Nicolay, and M. Garwood, Single-shot, B_1 -insensitive slice selection with a gradient-modulated adiabatic pulse, BISS-8, *Magn. Reson. Med.* **35**, 652–657 (1996).

MR Detection of Mechanical Vibrations Using a Radiofrequency Field Gradient

Nathalie Baril,* Czeslaw Jozef Lewa,† Jacques Donald de Certaines,‡ Paul Canioni,*
Jean-Michel Franconi,* and Eric Thiaudière*¹

*Magnetic Resonance Centre, CNRS-Université Victor Segalen Bordeaux 2, Bordeaux, France; †Department of Physics, University of Gdansk, Gdansk, Poland; and ‡Magnetic Resonance in Biology and Medicine, IFR 91, Université Rennes 1, Rennes, France

Received April 11, 2001; revised September 24, 2001; published online November 29, 2001

A new method for NMR characterization of mechanical waves, based upon radiofrequency field gradient for motion encoding, is proposed. A binomial B_1 gradient excitation scheme was used to visualize the mobile spins undergoing a periodic transverse mechanical excitation. A simple model was designed to simulate the NMR signal as a function of the wave frequency excitation and the periodicity of the NMR pulse sequence. The preliminary results were obtained on a gel phantom at low vibration frequencies (0–200 Hz) by using a ladder-shaped coil generating a nearly constant RF field gradient along a specific known direction. For very small displacements and/or B_1 gradients, the NMR signal measured on a gel phantom was proportional to the vibration amplitude and the pulse sequence was shown to be selective with respect to the vibration frequency. A good estimation of the direction of vibrations was obtained by varying the angle between the motion direction and the B_1 gradient. The method and its use in parallel to more conventional MR elastography techniques are discussed. The presented approach might be of interest for noninvasive investigation of elastic properties of soft tissues and other materials. © 2002 Elsevier Science

Key Words: radiofrequency field gradient; vibrations.

INTRODUCTION

Radiofrequency field gradients were proposed as an alternative to static magnetic field gradients for spatial encoding in MRI. Such gradients are presently used for MR microscopy (1–3) or diffusion measurements (3–5). Recently it was shown that two-dimensional B_1 imaging was possible on planar objects without any use of the static field gradient (6). The advantages of B_1 over B_0 imaging lie in a reduction of eddy current artifacts, due to the B_0 gradient switching, in a lower sensitivity to magnetic susceptibility artifacts and a simplification of the instrumentation required.

NMR can be used to measure the elastic properties of matter. The knowledge of the wavelength, the celerity, and the amplitude of a propagating mechanical wave can lead to the derivation

of Young's modulus and the dispersion pattern. NMR characterization of viscoelastic properties of matter may constitute a beneficial alternative to other methods (7) because of its noninvasiveness and its potential application to clinical purposes (new diagnostic techniques and tissue characterization for computed surgery). MR elastography could also be applied to other materials (biomaterials, composites, . . .), when the assessment of their mechanical properties is of critical importance. Another advantage of NMR detection of mechanical waves is the possibility of receiving signals from relatively deep parts of the object or the subject under investigation.

Several theoretical approaches have dealt with the use of static field gradients for the determination of viscoelastic properties by MRI. The principles of those methods consisted of imaging displacements induced by a mechanical wave using a Larmor frequency modulation (8, 9) or by changing the phase of the transverse magnetization (10, 11). Successful applications of the theoretical developments were achieved on gel phantoms, where the elasticity modulus and the refraction pattern of transverse mechanical waves were imaged (12, 13). MRI of transverse strain waves was also carried out on human calf muscle (14). Another motion-sensitive MR method based upon sinusoidal modulation of B_0 gradients allowed imaging at ultrasonic frequencies (15, 16). A further development in B_0 fast imaging of propagating waves was achieved without synchronizing the oscillating gradients with the mechanical stimulation (17).

The latter work opened the way for spectroscopic investigations of such waves, i.e., their resonance character and directional selectivity. From another theoretical study, it was shown that spectroscopic elastography (18) could also be assessed by tuning the gradient oscillation frequency with respect to the vibration frequency.

Spin motions, such as diffusion, perfusion, and slow fluid flow, can be detected using radiofrequency field gradients (19, 20). However, to our knowledge there is no report on the use of B_1 gradients applied to spectroscopic MR elastography. The advantages of B_1 over B_0 techniques are the following: (i) the absence of acoustic noise induced by gradient coil switching; (ii) a reduction of eddy currents induced by fast switching rates; and (iii) a

¹ To whom correspondence should be addressed. E-mail: thiaudiere@rmsb.u-bordeaux2.fr.

decrease in hardware requirements. The goal of the present study is to introduce an alternative NMR detection method in order to characterize mechanical waves by using a B_1 radiofrequency field gradient instead of a B_0 gradient. The basis of this new method is the application of RF gradient pulses with alternating phases. As a consequence, mobile spins experience a variable excitation scheme resulting in a modulation of the MR signal magnitude as a function of the frequency, the amplitude, and the direction of the displacement. Results obtained on a gel phantom were in agreement with the theoretical background and validate this new approach to MR elastography.

METHODS

Experimental Setup

A wave generator (Yokogawa, Tokyo, Japan) produced a sine function amplified by a common audio stereophonic 100-W amplifier. The root mean square (RMS) voltage after amplification was measured by an oscilloscope (Tektronics, Inc., Beaverton, OR). The amplified sine wave was converted into vibration by a homemade exciter. The vibrations were transmitted via a rigid fiberglass rod to a plate incorporated into a gel phantom (10) included into a polystyrene box. The phantom was then positioned at the isocenter of the magnet for NMR experiments (Fig. 1).

To convert the amplified voltage into a vibration amplitude, a calibration of the exciter was carried out using a laser beam produced by a 0.5-mW helium–neon laser operating at 632.8 nm (Melles Griot, Carlsbad, CA). The beam was reflected by a mir-

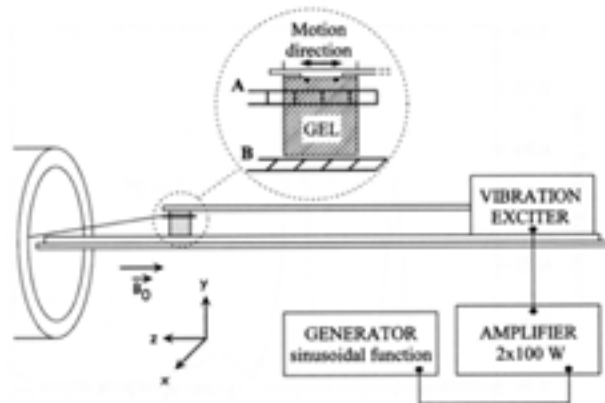


FIG. 1. Experimental setup. A sinusoidal signal was generated, amplified, and transmitted to the vibrating exciter. It was connected by a rigid rod to a $5 \times 2\text{-cm}^2$ plate which was incorporated in the gel. Upon excitation along the z axis, transverse waves were generated and detected using the ladder-shaped coil with its main axis parallel to the motion of the plate. The NMR coil was positioned in (A) for the experiments of Figs. 4 and 5 and in (B) for the experiments of Fig. 6. The distance between the gel box and the coil was 2 cm and no contact between them was allowed.

ror installed on the vibrating exciter and measured by a CCD (charge-couple device) detector (1024 pixels, Ulice Optronique, Gif-sur-Yvette, France). The vibration amplitude was then calculated from the CCD detector signal. By systematically varying both the voltage and the frequency of the input wave a very accurate calibration of the exciter was ensured.

NMR Experiments

Experiments were performed using a Bruker Biospec 47/50 (Bruker Medical, Karlsruhe, Germany) equipped with a 50-cm-bore superconducting magnet operating at 4.7 T. A homemade ladder-shaped coil tuned at the proton resonance frequency, 200.3 MHz, was positioned 2 cm from the gel phantom. The coil operated in the transmit/receive mode with its main axis parallel to B_0 . Detailed information on this ladder-shaped coil is given in Ref. (6). The NMR acquisition was triggered by an external 5-V TTL (transistor transistor logical) signal in phase with the sine function used for the exciter. Water proton free induction decays (1024 data points, 500-Hz sweep width, 5-s recovery delay) were Fourier transformed. Spectra were then analyzed separately using Igor Pro (Wavemetrics, Lake Oswego, OR) data processing software. This software was also used for the calculations described in the next section.

THEORY

One-dimension space encoding may be achieved by the quasi-constant radiofrequency field gradient produced by the ladder-shaped coil (6). The application of a first rectangular RF pulse with a phase φ can be thought of as a nonhomogenous excitation of the sample in which the transverse magnetization can be described as

$$M_{x',y'} = M_0(z) \cdot \sin(\gamma G_{1\varphi} T_p \cdot z), \quad [1]$$

where $x'y'$ are the rotating frame coordinates, $M_0(z)$ the equilibrium magnetization at position z , γ the magnetogyric ratio of the spin, $G_{1\varphi}$ the RF gradient along the z direction, and T_p the RF pulse length. Neglecting off-resonance effects and relaxation processes, the application of a second RF pulse with the same duration but an opposite phase ($-\varphi$) is expected to achieve the recovery of the longitudinal magnetization, as long as the spins are stationary. Thus a null magnetization at the carrier frequency should be observed after such a simple binomial excitation.

Then let us assume that a sinusoidal mechanical vibration induces an oscillatory motion within the sample. The position of each spin after a time t can be described as

$$z(t) = z_0 + A \cdot \sin(\omega \cdot t + \phi), \quad [2]$$

where z_0 is the position of the spin without vibration, A is the

vibration amplitude, ω is the motion pulsation, and ϕ is the constant phase shift.

The effect of motion on the magnetization flip angle distribution within the sample during a rectangular RF pulse can be written as

$$\alpha_n = \alpha_{n-1} + \int_{t_{n-1}}^{t_n} \gamma \cdot G_1 \cdot (z_0 + A \cdot \sin(\omega \cdot t + \phi)) \cdot dt, \quad [3]$$

where α_n is the flip angle of the spin at position z_n and at time t_n , and α_{n-1} is the flip angle of the spin at position z_{n-1} and at time t_{n-1} . The pulse length is then $(t_n - t_{n-1})$.

Integration of Eq. [3] over t gives

$$\alpha_n = \alpha_{n-1} + \gamma \cdot G_1 \cdot z_0 T_p + \gamma \cdot G_1 \cdot \frac{A}{\omega} [\cos(\omega \cdot t_{n-1} + \phi) - \cos(\omega \cdot t_n + \phi)]. \quad [4]$$

Equation [4] can be used to predict the flip angle distribution of a vibrating sample immediately after the spin excitation produced by a rectangular RF pulse. In the case of a sequence of RF pulses, the evolution of the positions of the spins during the delays separating the pulses can be calculated using Eq. [2]. Thus the flip angle distribution at the end of the pulse sequence can be modeled in an iterative manner by alternating calculations with Eqs. [2] and [4]. The total normalized signal S corresponding to a given flip angle distribution is then

$$S = \frac{1}{z_m} \int_0^{z_m} M_0(z) \sin \alpha(z) dz \quad [5]$$

for spins present within a distance z_m .

One simple pulse sequence can be designed in order to detect the vibration frequency of the spins: $(\tau - \alpha_{(n)} - \tau - \alpha_{(n-\varphi)})_n$, where τ is the interpulse delay, φ the pulse phase, and n the number of loops. For a single spin system (e.g., water protons excited on-resonance), if the period of the loop is equal to the period of the vibration and if the vibration phase ϕ is equal to zero, one expects a constant flip angle within the whole sample which is amplified each time the number of the loop is incremented. The total signal is then $M_0 \cdot \sin(\alpha)$, a value that can be approximated to $M_0 \cdot \alpha$ for very small flip angles, i.e., for very low vibration amplitudes. In such a case, the NMR signal may be taken as proportional to the vibration amplitude. For accurate measurements, there must be no signal (neglecting diffusion processes) at the carrier frequency in the absence of vibration. Using the experimental setup described above (see Methods) it was not possible to reach an acceptable cancellation of the NMR signal for a loop number of 16. This could be due to an imperfect RF pulse; therefore the basic sequence was changed to that depicted in Fig. 2, where a binomial $1\bar{3}3\bar{1}$ pulse was chosen. The total recovery time was

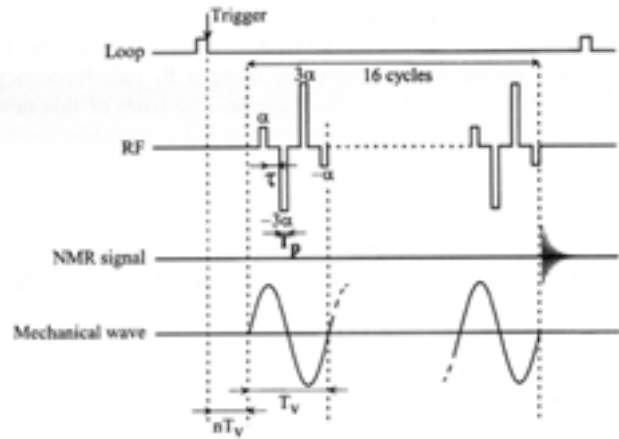


FIG. 2. Gradient pulse sequence. Four B_1 gradient pulses of length T_p were generated and interspersed with delays τ . The binomial shape $1\bar{3}3\bar{1}$ was cycled 16 times with a characteristic period $T_c = 4(T_p + \tau)$ matched to the vibration period. For appropriate detection, a trigger signal was generated in-phase with the wavefunction. Also shown is the vibration wave in-phase with the pulse sequence.

set to an integer multiple of the vibration period in order to avoid unwanted dephasing.

Figure 3 shows the calculation from Eqs. [2] and [4] of the expected NMR response for a spin system oscillating at an operating frequency of 0–280 Hz. The pulse sequence was cycled at a period of $(1/60)$ s with a gradient pulse of 1 ms and interpulse delays of 3.1667 ms. The number of loops was 16. Clearly a well-resolved line was visible at a vibration frequency of 60 Hz, corresponding to the characteristic pulse sequence

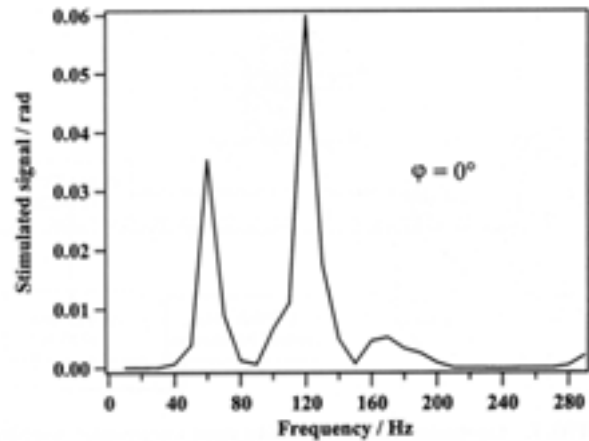


FIG. 3. Theoretical simulation of the NMR detection of a mechanical wave using the sequence depicted in Fig. 2. Input parameters: $G_1 = 40 \mu\text{T/m}$ for the α pulse, A (vibration amplitude) = $504 \mu\text{m}$, $T_p = 1$ ms, $\tau = 3.1667$ ms, corresponding to a characteristic pulse sequence period of 60 Hz. The result is represented according to Eq. [5] with the equilibrium magnetization M_0 set to unity.

cycling time. It was noticed that vibration frequencies of 120 and 180 Hz could also be detected with this sequence. However, only the lowest detectable frequency for a given pulse sequence period will be taken into account under Results and Discussion. Several simulations were carried out for different loop periods and various loop numbers. It was clear that increasing the number of repetitions (n) of the basic pulse sequence resulted in a better frequency selectivity of the vibration modes. This behavior was in good agreement with the excitation bandwidth estimated by Fourier transformation of the pulse sequence chronogram for various pulse lengths, interpulse delays, and numbers of loops (not shown).

RESULTS

In order to confirm the principles of NMR detection of transverse vibrations using a radiofrequency field gradient, several experiments were carried out using the experimental setup described in Fig. 1. The characteristic period of the pulse sequence was matched to a vibration frequency of 60 Hz, as described under Theory. As a control measurement, the NMR signal cancellation was checked at the null vibration frequency. The vibration frequency was then incremented from 40 to 200 Hz. The result of such an experiment is reported in Fig. 4. It must be mentioned that the NMR data were corrected for the intrinsic response of the vibrating exciter (see Methods). From Fig. 4, it is clear that the 60-Hz vibration mode was well detected together with a correct frequency selection. The 120-Hz mode (2ν) was also well detected but to a lesser extent as compared to what was expected from the theoretical simulation presented in Fig. 3. Moreover the 180-Hz mode (3ν) was barely detected.

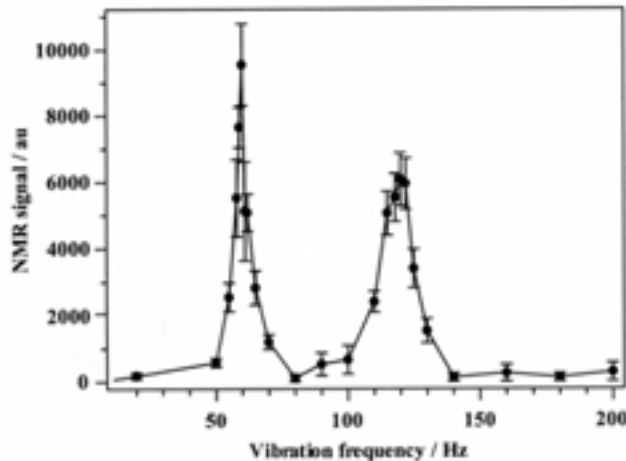


FIG. 4. Experimental NMR detection of transverse waves for various vibration frequencies. The experimental setup is described in Fig. 1. The vibration amplitude of the plate incorporated in the gel was 0.16 mm. NMR signals derived from magnitude spectra were obtained with the pulse sequence depicted in Fig. 2. Pulse length T_p was 1 ms and τ was 3.1667 ms. G_1 was $13 \mu\text{T/m}$ for the α pulse.

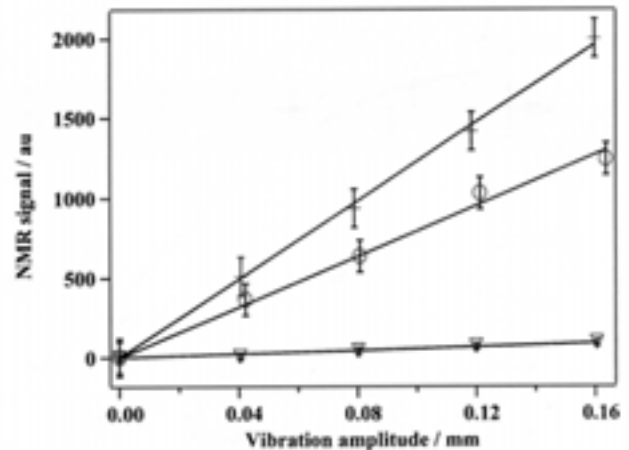


FIG. 5. NMR response as a function of the vibration amplitude. The vibration frequencies were 60 Hz (crosses), 120 Hz (circles), and 180 Hz (triangles). In each case, the pulse sequence characteristic period was matched to the vibration period with $T_p = 1$ ms and $\tau = 3.1667$ ms (60 Hz), $\tau = 1.083$ ms (120 Hz), and $\tau = 0.389$ ms (180 Hz). Solid lines represent the fit to a straight-line function.

Obviously, the gel itself could be at the origin of dispersion processes that might decrease the vibration amplitude at higher frequencies. Other experiments with a pulse sequence period in the range of 40–80 Hz also showed the same kind of response at ν and 2ν (not shown).

In order to assess that the NMR signal was quantitatively correlated to the vibration amplitude, experiments at constant frequencies and variable exciter amplitudes were carried out. This was possible because of a careful calibration of the vibrating exciter (see Methods). For each vibration frequency (60, 120, and 180 Hz) the characteristic period of the pulse sequence was matched accordingly with the constant RF pulse length (1 ms) and adequate interpulse delays. Figure 5 shows that the NMR response increased almost linearly as a function of the vibration amplitude. This linearity indicated that the product $\gamma \cdot G_1 \cdot T_p \cdot z$ was small enough to allow the approximation $\sin \alpha = \alpha$. This was confirmed with other experiments where the G_1 gradient and/or the exciter amplitudes were higher: then the linearity was no longer observed. Again, the slopes of the fitting lines of Fig. 5 are frequency dependent, indicating that the actual motion amplitude in the gel was different from that of the exciter.

The ladder-shaped RF coil used in this study was designed to produce a quasi-constant B_1 -gradient along its main axis, with other gradients remaining in a perpendicular direction that we will call y (details are given in Ref. (6)). These additional gradients were shown (from both a theoretical and experimental point of view) to be symmetrical with respect to the main axis of the coil. Thus if the coil is centered at a position $y = 0$ for convenience, it can be shown that $G_1(y) = -G_1(-y)$. For a direction of mechanical vibration parallel to y , the NMR signal arising from the $(+y)$ region should be cancelled by the NMR signal arising from the $(-y)$ region. In other words, an oscillatory

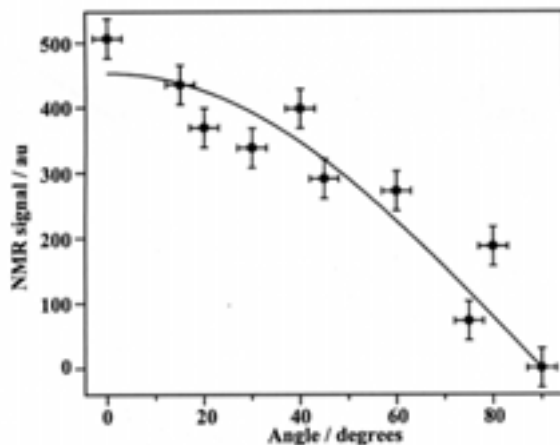


FIG. 6. Directional dependence of the NMR detection. The ladder-shaped coil was moved in the (xz) plane about the y axis. The angles reported in the graph refer to the direction of motion that was parallel to the z axis. The vibration frequency was 60 Hz and the vibration amplitude was 0.36 mm. The solid line is the fit to a cosine function.

motion along the main axis of the coil should be detected whereas no signal should be recorded from vibrations perpendicular to the main coil axis. Despite the difficulties in gathering the results (mainly because the experimental setup was quite cumbersome with respect to the magnet diameter), the confirmation of this idea is given in Fig. 6, where the orientation of the coil was varied from 0° to 90° with respect to the motion direction. Even though the experimental data were quite spread out, the angular dependence could reasonably be fit to a cosine function. Thus, there is both frequency and directional selectivity for the detection of mechanical waves using RF gradients.

DISCUSSION

The present work deals with an alternative method for characterizing transverse mechanical waves in a homogenous medium by using radiofrequency field gradients. This is the first report on the use of RF pulses for assessing the frequency, the amplitude, and the direction of an oscillatory motion. The main goal of this study was to validate in the simplest way the physical principles of this method, i.e., by measuring the NMR response in a homogenous gel. One has to notice that the vibration parameters were obtained from spectroscopic data. Further developments are required to extend the method to MR imaging and are beyond the scope of this report. The most direct way to show the feasibility of such an approach was to synchronize the mechanical vibration with the RF pulse sequence (Fig. 2). The latter was designed with binomial compensated pulses interspersed with delays in such a way that the period of the pulse sequence coincided with the vibration frequency. When this sequence was repeated enough, a good frequency selectivity was obtained (Figs. 3 and 4). A drawback of this method was that a

trigger signal, in-phase with the mechanical wave, was necessary to obtain measurable NMR signals. However, by systematically varying the phase shift between the vibration and the NMR pulse sequence, it was easy to capture the highest NMR signal in a very reproducible way (data not shown). Thus, the identification of an unknown frequency mode within a sample is feasible by varying the pulse period and the trigger phase shift. At present, only very low frequencies (0–200 Hz) were attainable. Such a limitation was due to the radiofrequency amplification used in this study, which did not enable the use of very short and intense RF pulses in order to decrease the pulse cycling time. A more powerful RF transmitter is required to increase the frequency domain in experiments carried out on our spectrometer operating at 4.7 T. Since the measurements can be made without the need of the B_0 gradient unit, the technique may be used with simplicity on cheaper NMR systems. Besides, the method can easily be implemented on standard NMR systems operating at a lower static field (1.5 T or lower): in such cases, a lower RF power is required and the RF hardware specifications enable a much higher RF gradient switching rate (>10 kHz). Moreover a higher bandwidth would be of interest for investigating the frequency response of the material. Indeed, the gel used here did not exhibit a constant vibration amplitude as a function of the input frequency. The understanding of this behavior is important for the characterization of the viscoelastic properties of the material. The systematic study of the frequency dependence of the vibration amplitude for standard materials is planned as well as a comparison with other physical methods.

An important contribution of this work was the estimation of the direction of vibration. As seen from Fig. 6, the ladder-shaped coil made it possible to cancel the NMR detection when its main axis was normal to the direction of motion. On the other hand, it seemed difficult to determine the direction of propagation, another important parameter of a vibrating medium. In the past few years the use of B_0 imaging on clinical MRI systems made it possible to detect the direction of propagation, but not the direction of vibration. A more complete description of the viscoelastic properties of matter would be achieved in combining both B_0 and B_1 capabilities. RF-encoded motions during an external mechanical stimulation could then be imaged in a classical way by B_0 imaging. The major advantage of such a procedure is the elimination of artifacts from the sound produced by the gradient coils. This opens the way for the use of acoustic waves as an external mechanical stimulation. Even though numerous technical difficulties remain to be solved, this approach would be of interest in various clinical applications.

ACKNOWLEDGMENTS

We are grateful to Gérard Raffard and Richard Rouland for technical assistance and Pr. Laurent Sarger (CPMOH, Université de Bordeaux 1) who provided the optical equipment. This work was supported by the Conseil Régional d'Aquitaine. C. J. Lewa was supported by the University of Gdansk Grant BW 5200-5-0211-1.

REFERENCES

1. P. Maffei, P. Mutzenhardt, A. Retournard, B. Diter, R. Raulet, J. Brondeau, and D. Canet, NMR microscopy by radiofrequency field gradients, *J. Magn. Reson. A* **107**, 40–49 (1994).
2. R. Raulet, D. Grandclaude, F. Humbert, and D. Canet, Fast NMR imaging with B_1 gradients, *J. Magn. Reson.* **124**, 259–262 (1997).
3. D. Canet, Radiofrequency field gradient experiments, *Progr. NMR Spectrosc.* **30**, 101–135 (1997).
4. D. Canet, B. Diter, A. Belmajdoub, J. Brondeau, J. C. Boubel, and K. Elbayed, Self-diffusion measurements using a radiofrequency field gradient, *J. Magn. Reson.* **81**, 1–12 (1989).
5. F. Humbert, M. Valtier, A. Retournard, and D. Canet, Diffusion measurements using rf field gradient: Artifacts, remedies, practical hints, *J. Magn. Reson.* **134**, 245–254 (1998).
6. N. Baril, E. Thiaudière, B. Quesson, C. Delalande, P. Canioni, and J. M. Franconi, Single-coil surface imaging using a radiofrequency field gradient, *J. Magn. Reson.* **146**, 223–227 (2000).
7. Y. C. Fung, "Biomechanics: Mechanical Properties of Living Tissues," Springer-Verlag, Berlin (1981).
8. C. J. Lewa, Magnetic resonance Imaging in presence of mechanical waves, *Spectrosc. Lett.* **24**, 55–67 (1991).
9. C. J. Lewa, MRI response in the presence of mechanical waves, *Acustica* **77**, 43–45 (1992).
10. C. J. Lewa and J. D. de Certaines, Visco-elastic property detection by elastic displacement NMR measurements, *J. Magn. Reson. Imaging* **6**, 652–656 (1996).
11. C. J. Lewa and J. D. de Certaines, Imaging of visco-elastic properties, *J. Magn. Reson. Imaging* **5**, 242–244 (1995).
12. R. Muthupillai, D. J. Lomas, P. J. Rossman, *et al.*, Magnetic resonance elastography by direct visualization of propagating acoustic strain waves, *Science* **269**, 1854–1857 (1995).
13. R. Muthupillai and R. L. Ehman, Magnetic resonance elastography, *Nature Med.* **2**, 601–603 (1996).
14. R. Muthupillai, P. J. Rossman, D. J. Lomas, J. F. Greenleaf, S. J. Riederer, and R. L. Ehman, Magnetic resonance imaging of transverse acoustic strain waves, *Magn. Reson. Med.* **36**, 266–274 (1996).
15. C. L. Walker, F. S. Foster, and D. B. Plewes, Magnetic resonance imaging of ultrasonic fields, *Ultrasound Med. Biol.* **24**, 137–142 (1998).
16. D. B. Plewes, S. Silver, B. Starkoski, and C. L. Walker, Magnetic resonance imaging of ultrasonic fields; gradient characteristics, *J. Magn. Reson. Imaging* **11**, 452–457 (2000).
17. C. J. Lewa, M. Roth, M. Nicol, J. M. Franconi, and J. D. de Certaines, A new fast and unsynchronised method for MRI of visco-elastic properties of soft tissues, *J. Magn. Reson. Imaging* **12**, 784–789 (2000).
18. C. J. Lewa, Elasto-magnetic resonance spectroscopy, *Europhys. Lett.* **35**, 73 (1996).
19. G. S. Karczmar, D. B. Twieg, T. J. Lawry, G. B. Matson, and M. W. Weiner, Detection of motion using B_1 gradient, *Magn. Reson. Med.* **7**, 111–116 (1988).
20. G. S. Karczmar, N. J. Tavares, and M. E. Moseley, Use of radiofrequency field gradients to image blood flow and perfusion in vivo, *Radiology* **172**, 363–366 (1989).

RÉSUMÉ

Ce travail de thèse propose divers développements méthodologiques liés à l'utilisation de gradients d'induction électromagnétique B_1 (gradients RF). Ils s'inscrivent essentiellement dans deux applications : l'imagerie de surface et la détection de mouvements périodiques de spins d'origine mécanique ou électrique.

Une nouvelle géométrie d'antenne de surface a été conçue et construite. Cette antenne en échelle génère un gradient constant d'induction oscillante selon sa direction principale, sur 75% de sa longueur.

A partir de cette antenne, une nouvelle méthode d'imagerie à deux dimensions basée uniquement sur l'utilisation d'un gradient RF uniforme a été développée. L'application d'un gradient RF résulte en une variation spatiale de l'angle de nutation de l'aimantation. A partir d'une séquence utilisant un train d'impulsions RF, il est possible d'obtenir des profils de densité d'aimantation. Une image à deux dimensions a enfin été obtenue par acquisition d'une succession de profils de l'échantillon, en déplaçant l'antenne dans la direction perpendiculaire à la direction du gradient d'induction B_1 . Les images réalisées sur des échantillons contenant de l'eau, de taille et de position différentes, étaient dans un premier temps déformées, du fait de la présence d'un gradient d'induction B_1 non nul et symétrique, dans la direction perpendiculaire au gradient constant. Une procédure de reconstruction de l'image réelle basée sur une combinaison linéaire d'images déformées d'objets présents sur chaque pixel a été créée et testée. Les images résultantes montrent la faisabilité de « l'imagerie B_1 ».

Cette antenne a été utilisée ultérieurement en spectroscopie pour détecter des mouvements périodiques de spins. Ces mouvements ont tout d'abord été induits par une vibration mécanique sinusoïdale. Une séquence de type binomial a permis de caractériser en fréquence et en amplitude l'onde transverse générée dans un gel, ainsi que de déterminer la direction du mouvement des spins. Enfin, toujours par le biais de cette antenne et du gradient d'induction B_1 qu'elle génère, un mouvement de proton induit par un champ électrique sinusoïdal a été caractérisé. La séquence binomiale précédente a permis d'une part, de montrer la sélectivité de la réponse RMN en fonction de la fréquence d'oscillation du champ électrique et d'autre part, d'établir une corrélation entre le signal de RMN et l'amplitude du champ électrique.

MOTS-CLÉS

Gradient d'induction de radiofréquence – Gradient RF – Imagerie B_1 - Imagerie de surface – Reconstruction d'une image - Vibrations mécaniques – Champ électrique.

SUMMARY

NMR in a radiofrequency field gradient : from surface imaging to motion detection.

This work proposes various methodological developments linked to the use of radiofrequency field gradients (RF or B_1 gradients). Two applications are presented : surface imaging and spins motions detection due to a mechanical vibration or an electric field.

A new shape of coil was designed, resulting in a ladder-shaped coil, which produces a constant B_1 gradient along its main direction, on 75 % of the coil length. Thanks to this coil, a new method for in-plane 2D imaging was developed without using B_0 gradients. The application of a B_1 gradient induces a nutation of the spins upon their positions along one direction. A sequence based on RF pulses train allows getting spin density profiles. Two-dimensional images were obtained by moving the coil across the other direction acquiring each profile. Successive acquisitions resulted first in distorted images due to the presence of a non-zero gradient perpendicular to the constant gradient. A mathematical treatment based on linear combinations of calculated altered images from single-pixel objects was developed in order to rebuild the real magnetisation density. The images realised on different phantoms show the feasibility of “ B_1 imaging”.

This coil was in a second time used for spectroscopic studies as NMR detection and characterisation of spins motions. A binomial B_1 gradient excitation scheme was used to visualise the mobile spins undergoing a periodic transverse mechanical excitation. For very small displacements and / or B_1 gradients, the NMR signal measured on a gel phantom was proportional to the vibration amplitude and the pulse sequence was shown to be selective with respect to the vibration frequency. A good estimation of the direction of vibrations was obtained by varying the angle between the motion direction and the B_1 gradient. A similar experience was realised to detect the spins motion submitted to a sinusoidal electric field. The same binomial sequence was used to study the NMR response selectivity of the system in frequency and to establish a correlation between the NMR signal and the electric field amplitude.

KEY-WORDS

Radiofrequency field gradient – RF gradient – B_1 imaging – Surface imaging – Image reconstruction – Mechanical vibrations – Electric field.