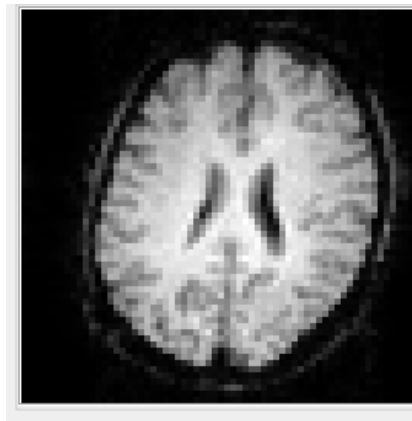


Rapport du TP d'Imagerie Médicale

Traitement d'images IRM

Antoine BRALET et Guillaume DURET



11 Décembre 2020

1 Introduction

Ce rapport vise à montrer et expliquer les résultats obtenus lors du TP d'IRM ayant lieu lors du module d'Imagerie Médicale. Pour réaliser ce TP un logiciel particulier a été utilisé : "ODIN" qui permet de simuler et visualiser les résultats obtenus à l'aide d'une image IRM 2D mais aussi les différents signaux utiles à la compréhension du fonctionnement d'une IRM.

Afin de bien comprendre chaque étape, le rapport est divisé en plusieurs sections. La première d'entre elles liste les différents paramètres utiles à la simulation, ceux modifiables par l'utilisateur et ceux intrinsèques à la méthode IRM. La seconde permet d'avoir un aperçu de l'interface "ODIN" et de ses différentes fonctionnalités. Les trois parties suivantes visent à faire des expériences afin de comprendre le fonctionnement d'une IRM. Ainsi en section 3 nous acquerrons un signal 1D puis dans la section 4 nous étudierons une IRM 2D par échos de gradient et enfin en section 5 la méthode d'écho de spin sera privilégiée.

2 Identification des paramètres utiles à la simulation

Les paramètres utiles à la simulation IRM sont divisés en trois différents groupes.

Les paramètres propres à l'échantillon imagé : Ceux-ci correspondent essentiellement en des temps de réponse à un changement dans la simulation. En l'occurrence, lorsque nous allons appliquer un champ B_1 perpendiculaire au champ B_0 initialement présent, le comportement des molécules va être très rapidement de mettre en phase leur moment magnétique si bien que l'aimantation transversale va être maximale et longitudinale nulle. Puis lorsque le champ B_1 est annulé, les molécules vont avoir tendance à réorienter leur moment magnétique vers leur état d'équilibre. Mais cette opération de réorientation prend plus ou moins de temps (en fonction de la composition de l'objet imagé) permettant ainsi de faire repousser l'aimantation longitudinale et diminuer l'aimantation transversale. De ce fait, deux temps différents sont mesurables. Le temps dit T_1 , aussi appelé temps de relaxation longitudinale car il s'agit du temps que met l'aimantation longitudinale à repousser au dessus de 63% de sa valeur originale. On peut également considérer le temps T_2 correspondant au temps de relaxation transversale car il s'agit du temps que met l'aimantation transversale (à B_0) pour descendre en dessous de 63% de sa valeur maximale. Notons que ce sont ces caractéristiques que l'utilisateur ne peut pas modifier et dont on se sert pour obtenir une image IRM puisque ces caractéristiques sont propres à chaque matériau. De plus en général on a $T_1 \neq T_2$.

Les caractéristiques propres à l'IRM : Ces caractéristiques sont propres au système et choisies lors de la construction de l'appareil. En l'occurrence cinq d'entre elles sont particulièrement importantes. Le champ magnétique initial B_0 et sa valeur permettant d'aligner les moments magnétiques des molécules de telle sorte que l'aimantation résultante du matériau y soit longitudinale. Deux autres paramètres concernent le gradient appliqué à B_0 . Ledit gradient est graduel en fonction de la distance dans le tube et représente simplement la différence qu'il y a entre la valeur initiale de B_0 et le champ réellement appliqué en cet endroit de l'espace. Les deux paramètres concernant ce gradient sont donc son amplitude maximale et plus important encore la pente de ce gradient en fonction de la fréquence d'impulsion générée. La connaissance de cette dernière permet en effet de cibler une zone particulière de l'espace lors de la simulation et permet donc d'extraire des coupes de l'objet imagé : en appliquant B_1 avec une bande de fréquence limitée, il est possible d'isoler certaines zones de l'espace. Maintenant que la coupe est déterminée il faut être en mesure de "cartographier" la coupe de l'objet à l'aide des deux autres dimensions x et y . Pour ce faire il est nécessaire de déterminer l'espace dit des k . Ceci se fait par l'intermédiaire de deux paramètres supplémentaires : le nombre de fois où un gradient de phase est appliqué (déterminant l'ordonnée de cet espace des k) avec à chaque fois un gradient différent. À ceci s'ajoute le temps d'acquisition du signal, encore appelé le temps durant lequel est appliqué le gradient de lecture (aussi dit de fréquence) et dépendant du nombre d'échantillons pris pour mesurer le signal (déterminant l'abscisse de cet espace des k). Ces deux derniers paramètres peuvent être réglés à l'aide de la variable "Field Of View" phase et lecture.

Les caractéristiques modifiables par l'utilisateur : Si les paramètres précédents étaient directement liés aux contraintes matérielles mais avec tout de même une certaine flexibilité ce qui permet à l'utilisateur de les modifier, nous allons traiter ici essentiellement des caractéristiques qui vont permettre de modifier le comportement du signal de sortie en fonction de la méthode que l'on souhaite mettre en place pour l'IRM. En effet, sachant que les temps T_1 et T_2 sont différents pour chacun des matériaux mais en plus que T_1 est en général différent de T_2 pour un même matériau, ceci permet de mettre en place plusieurs méthodes d'imagerie. Et pour ce faire, deux paramètres principaux sont modifiables par l'utilisateur : le temps d'un cycle noté T_R et le temps d'écho noté T_E . Le premier constitue le temps que dure un cycle entier à être parcouru pour obtenir un seul signal. Soit le temps entre le début d'application de B_1 et la fin d'acquisition du signal. Le second est le temps écoulé entre l'application de B_1 et l'acquisition du premier signal.

3 Acquisition 1D

Après avoir pris en main le logiciel "ODIN" et utilisé ses différentes fonctionnalités, en particulier le fonctionnement des chronogrammes, il est désormais possible de passer à des acquisitions réelles. Afin de comprendre les phénomènes mis en jeu, avant de passer à des images en 2D, commençons par l'acquisition d'un signal 1D. Ceci se fait par l'intermédiaire de trois études distinctes mais complémentaires : le comportement du champ magnétique B_1 , le comportement du signal généré et l'étude des inhomogénéités de champ de B_0 .

3.1 Impulsion B_1

En chargeant le fantôme p0_12.smp puis en adaptant le champ de vue de lecture et de phase à 20mm, il est possible de simuler la séquence de signaux B_1 qui va être générée lors de la simulation afin d'obtenir le signal final, en considérant des impulsions à 45° . Ce résultat peut être trouvé en figure 1 en entier à gauche et zoomé sur une seule impulsion à droite. La figure de gauche nous permet de bien visualiser que l'on obtient quatre impulsions du signal (dont une est située au tout début et n'est pas très bien visible sur la figure) comme souhaité lors du paramétrage. On distingue également facilement que chaque impulsion est séparée d'un temps $T_R = 2000ms$ ce qui correspond également à la durée mentionnée dans le paramétrage. La figure de droite quant à elle nous permet de mettre en exergue les paramètres propres à l'impulsion de B_1 : sa durée, ici de $1ms$ ainsi que l'amplitude de cette impulsion, à savoir $0.00294mT$.

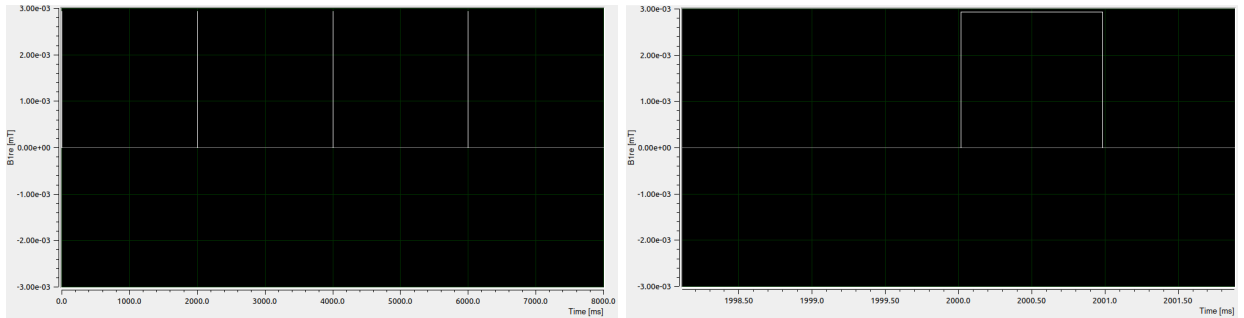


Figure 1: Chronogramme du signal appliqué sur B_1 pour un angle de bascule de 45° . Ce signal est composé de 4 impulsions distancées les unes des autres de T_R et particulièrement visibles sur l'image de gauche. L'image de droite représente un zoom sur une impulsion unique pour pouvoir déterminer plus aisément la durée de l'impulsion et son amplitude.

Néanmoins, les résultats précédents sont obtenus avec un angle de bascule considéré de 45° . Il est également intéressant de voir quelle est l'impulsion générée si l'on souhaite que l'angle de bascule soit de 90° . Les chronogrammes relatifs à cet angle sont disponibles en Figure 2 avec la même organisation que celle de la Figure 1. On peut alors noter que d'un point de vue global (figure de gauche) il semblerait que le signal soit

peu impacté mais lorsque l'on zoome sur une impulsion (figure de droite) alors on peut aisément visualiser que l'amplitude de l'impulsion est passée à 0.00587 sans aucune modification de la largeur de l'impulsion. Ainsi donc pour basculer les moments magnétiques de 90° , l'amplitude de l'impulsion est deux fois plus grande que celle d'une bascule à 45° .

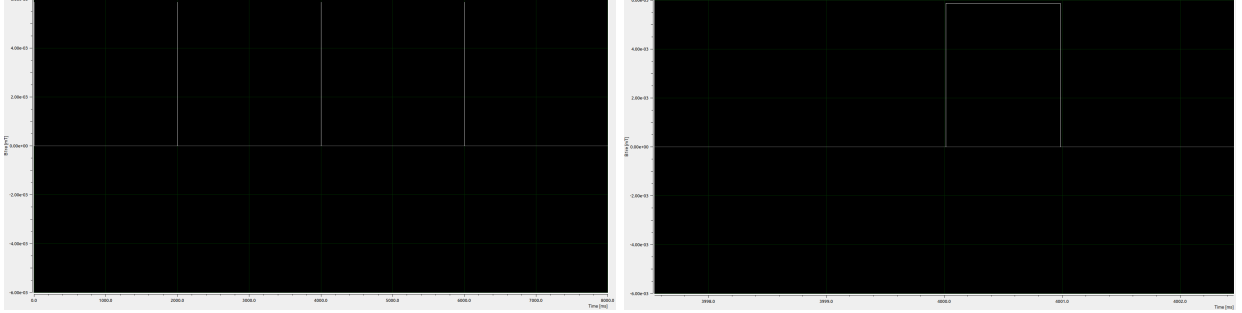


Figure 2: Chronogramme du signal appliqué sur B_1 pour un angle de bascule de 90° avec la même organisation que celle présentée dans la Figure 1.

Ces résultats sont vérifiables par le calcul. En effet connaissant l'équation 1 qui donne la relation entre l'amplitude de l'impulsion de B_1 et l'angle de bascule, il est possible, en sachant que le signal appliqué sur B_1 est une impulsion de calculer aisément l'intégrale et d'obtenir l'équation 2 isolant l'amplitude de B_1 . Avant même de calculer les valeurs exactes de l'amplitude de B_1 pour les deux angles précédemment mentionnés, on peut d'ores et déjà remarquer qu'en doublant la valeur de l'angle de bascule, il est normal que l'amplitude de l'impulsion soit également doublée. Ainsi donc en remplaçant les variables par leur valeur numérique, on peut retrouver $B_1^{45} = \frac{45 \cdot \pi}{180} \cdot \frac{1}{1 \cdot 10^{-3} \cdot 267.513 \cdot 10^6} = 0.002935 mT$ et de la même manière on obtient $B_1^{90} = 0.00587 mT$. On retrouve donc bien les résultats obtenus lors de la simulation.

$$\theta = \gamma \int_0^\tau B_1(t) dt \quad (1)$$

avec θ l'angle de bascule, γ le rapport gyromagnétique, τ la largeur de l'impulsion et $B_1(t)$ la valeur de B_1 à l'instant t .

$$\theta = \gamma \tau B_1 \quad \rightarrow \quad B_1 = \theta \frac{1}{\gamma \tau} \quad (2)$$

3.2 Étude du signal généré

Le signal perçu après avoir excité l'objet à l'aide du champ magnétique B_1 est disponible en Figure 3. On peut alors constater sur la figure de gauche que l'on a autant de signaux perçus que d'excitations par B_1 mais aussi et surtout à l'aide de la figure de droite que le signal généré est décroissant et commence à décroître dès la fin de l'application du champ magnétique B_1 . Il semble important de rappeler ici l'intérêt de ce dernier. En effet il ne nous est possible de mesurer que l'aimantation transversale à B_0 à l'aide d'une inductance. Or à l'équilibre, l'aimantation magnétique de l'objet est complètement longitudinale à B_0 . L'application du champ B_1 précédemment étudié permet de modifier l'orientation du moment magnétique des molécules et de les faire basculer de telle sorte que l'aimantation longitudinale à B_0 s'amenuise petit à petit et finisse par valoir 0. En contrepartie, le champ B_1 a également pour effet de mettre en phase les différents moments magnétiques ce qui implique la pousse de l'aimantation transversale à B_0 que l'on peut mesurer. Notons que tout ceci se fait uniquement lorsque B_1 est actif. Aussi, lorsque l'on éteint ce dernier, les molécules vont petit à petit se réorienter vers leur état au repos, autrement dit, l'aimantation transversale va diminuer et l'aimantation longitudinale va repousser. Ici, le signal que l'on récupère correspond à l'évolution de la diminution de l'aimantation transversale. Puis une fois que l'aimantation longitudinale est complètement

repoussée, une nouvelle excitation est appliquée à l'aide de B_1 et le processus recommence. On peut de plus déduire à l'aide de ces chronogrammes la valeur maximale de l'aimantation transversale au tout début de chaque cycle d'acquisition, à savoir 38581.

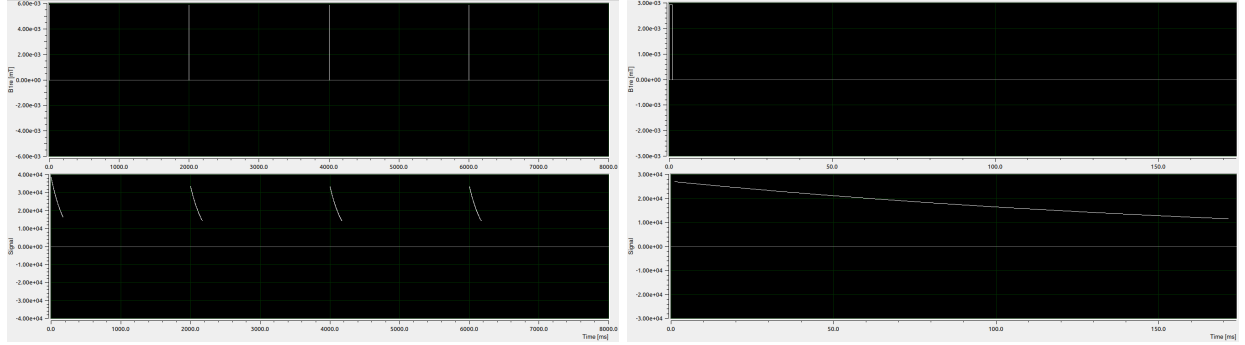


Figure 3: Chronogramme du signal appliqué au champ magnétique B_1 ainsi que le signal généré et récupéré après l'application de ce champ magnétique.

De plus, il est possible de déterminer par avance le comportement de la courbe de signal si l'on connaît le T_2 du matériau traversé. En effet le signal généré (et par conséquent l'évolution de la diminution de la composante transversale à B_0) se fait suivant une exponentielle décroissante et dépendante de T_2 comme nous l'indique l'équation 3

$$M_{\perp}(t) = M_0 \cdot e^{-\frac{t}{T_2}} \quad (3)$$

Il est également possible de modifier légèrement l'expérience précédente en diminuant le T_R de chaque cycle à 200ms contre 2s ci-dessus. Les résultats sont alors complètement bouleversés comme le montre la Figure 4. On voit en effet ici que dès le second cycle, le signal généré a énormément perdu en amplitude (de 38581 à 2895) et ne monte pas beaucoup pour les autres cycles (4277 et 5366). Ceci est dû à un phénomène simple : le temps de répétition est trop court. en effet rappelons que le temps T_1 est très souvent différent du temps T_2 alors quand ce dernier semble avoir diminué de 63%, cela ne signifie pas que la composante longitudinale est complètement repoussée, bien au contraire en général, on a $T_1 \gg T_2$. Ce faisant, en considérant que l'excitation arrive avant la fin de la repousse de l'aimantation longitudinale, celle-ci va se mettre à rediminuer et l'aimantation transversale va commencer à repousser depuis 0 et prendre comme valeur maximale la valeur atteinte par l'aimantation longitudinale lors de sa précédente phase de repousse interrompue. Ceci est la raison pour laquelle il est possible d'observer ici une nette diminution de l'amplitude du signal généré (en l'occurrence l'aimantation transversale).

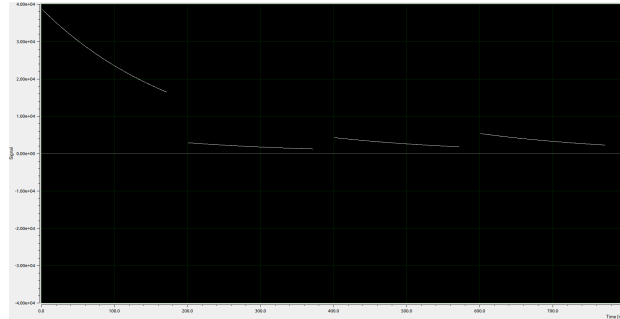


Figure 4: Chronogramme du signal généré lorsque le T_R vaut 200 ms.

Enfin il est possible de récupérer par avance la durée de la fenêtre d'acquisition de 800ms ici à partir des paramètres d'acquisition en particulier le nombre de cycles souhaités et la durée d'un de ces cycles à l'aide de l'équation 4.

$$T_{acq} = N_R \cdot T_R \quad (4)$$

avec T_{acq} le temps total d'acquisition, N_R le nombre de répétitions et T_R le temps d'un cycle/répétition

3.3 Inhomogénéité du champ B_0

En règle générale, le champ magnétique B_0 appliqué n'est jamais réellement parfait et peut être perturbé par des inhomogénéités de champ. Or comme visible sur la Figure 5 la décroissance du signal reçu est beaucoup plus rapide que ce qu'elle était avant, sans les inhomogénéités de champ. Ceci est dû à ces inhomogénéités de champ qui créent des perturbations si bien que le signal n'a plus la même décroissance exponentielle qu'avant. En réalité elle est désormais non pas dépendante de T_2 mais de T_2^* tel que $\frac{1}{T_2^*} = \frac{1}{T_2} + \frac{1}{T_2'}$ avec T_2' la conséquence des inhomogénéités de champ.

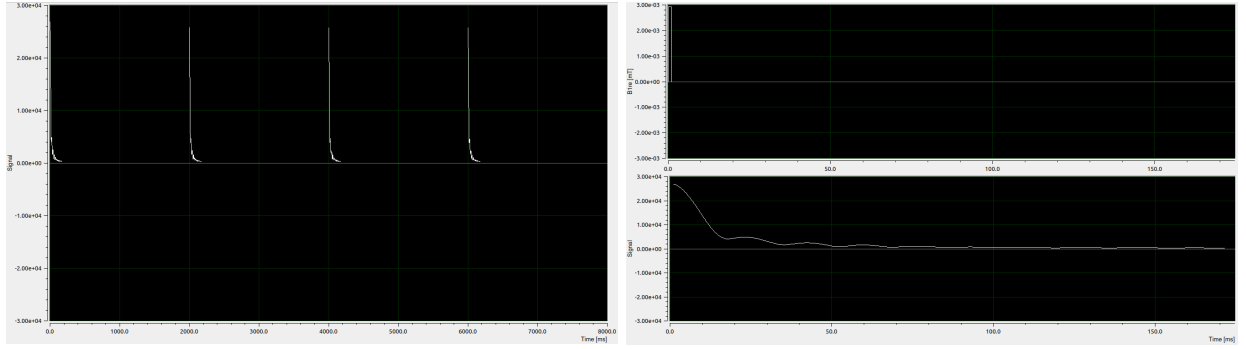


Figure 5: Impact des inhomogénéités du champ magnétique B_0 sur le signal récupéré. À gauche le signal dans sa vue d'ensemble, à droite nous avons zoomé sur une acquisition en particulier.

Nous allons alors chercher à nous affranchir de ces inhomogénéité de champ afin de pouvoir récupérer une décroissance en exponentielle de $\frac{1}{T_2}$. Pour ce faire nous utilisons la méthode d'écho de spin. Comme visible sur la Figure 6 en haut à gauche, cette méthode consiste à appliquer une seconde impulsion de B_1 avec un angle de bascule de 180° entre l'impulsion initiale et l'acquisition du signal. En appelant T_E le temps dit d'écho entre l'impulsion d'excitation et l'acquisition du signal, alors il est possible d'expliquer le comportement des moments magnétiques lors de l'application de l'impulsion à 180° à $T_E/2$. En effet cette seconde impulsion est dite de refocalisation car elle permet une rotation de 180° des moments magnétiques des protons puis de se servir du déphasage dû aux inhomogénéités de champ pour refocaliser toutes les phases. Ce faisant, l'aimantation transversale repousse mais dans la direction opposée à celle poussée lors de l'impulsion d'excitation. L'avantage de cette opération est que le déphasage constant dû aux inhomogénéité de champ entre le temps 0 et $T_E/2$ est compensé par ce même déphasage constant mais entre $T_E/2$ et T_E si bien que le déphasage final résultant de cette opération correspond au déphasage moléculaire (réponse à l'excitation sur B_1).

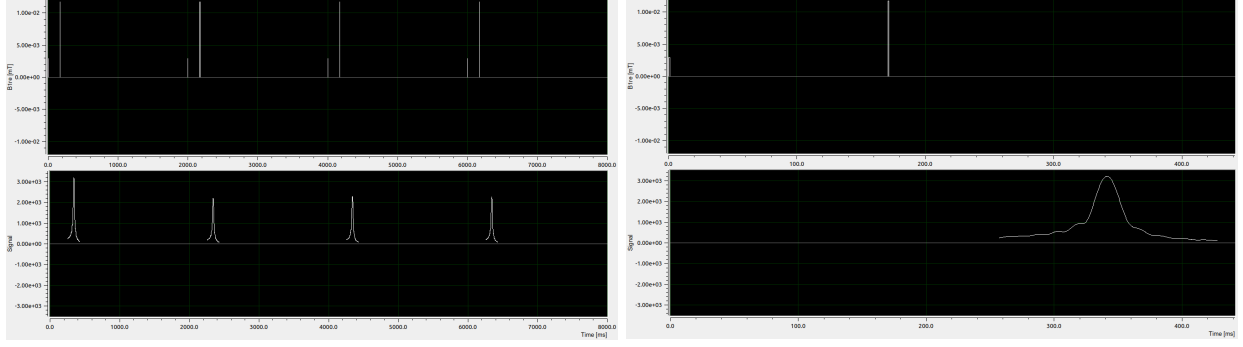


Figure 6: Signal résultant de l'expérience utilisant la méthode d'écho de spin. À gauche le signal appliqué sur B_1 et le signal généré dans sa globalité, à droite l'on a zoomé sur une acquisition particulière du signal.

En comparant les deux résultats obtenus précédemment dans les figures de droite de la Figure 5 et 6, il semblerait à première vue que le premier signal soit bien plus intéressant que le second. Or prêtons plus d'attention à ce que nous sommes en train de comparer. Dans le premier cas, le signal généré reflète directement le comportement de l'aimantation transversale de l'objet imagé, et ce signal est récupéré directement après l'application de l'impulsion d'excitation. Dans le second cas nous mesurons un écho de spin. Ceci est complètement différent et ne reflète pas directement le comportement de l'aimantation transversale. En réalité, seul le point maximum de l'écho reflète le comportement de l'aimantation transversale. Ainsi donc pour comparer les deux méthodes, on ne peut comparer qu'un point pour chaque T_E utilisé lors de l'écho de spin. De plus la notion temporelle est particulièrement importante. En effet lors de l'acquisition FID, le signal est perçu juste après l'excitation, donc quand l'aimantation transversale est à son maximum. Au contraire, lors du acquisition par écho de spin, on ne peut récupérer le signal que autour de T_E . Ainsi durant le temps que l'on met à compenser les inhomogénéités de champ, le déphasage (et retour à la position d'équilibre) des moments magnétiques des protons a déjà commencé. C'est donc pour cette raison que l'on peut percevoir une différence flagrante d'échelle entre les deux méthodes (d'un facteur 10). Néanmoins si l'on regarde la valeur du signal obtenu par FID au temps T_E ($\approx 340\text{ms}$) on peut constater que celui-ci a complètement disparu alors qu'il est de l'ordre de 3.10^3 avec la méthode par écho de spin. De plus pour confirmer plus encore que la décroissance du maximum du signal généré par la méthode du spin écho est plus lente que celle du signal FID, et que l'on retrouve les mêmes gammes de valeur pour des temps très courts, il est possible de choisir un T_E très faible, comme sur la Figure 7. On peut alors bien constater à 11ms que la valeur du signal est supérieure à 2.10^4 avec la méthode d'écho de spin alors qu'avec le FID, on obtient une valeur de $1.5.10^4$. Ces résultats étaient bien sûr attendus puisque le signal FID décroît en exponentielle de $1/T_2^*$ alors que la courbe des maximums des échos décroît en exponentielle de $1/T_2$ et que $1/T_2^* \gg 1/T_2$.

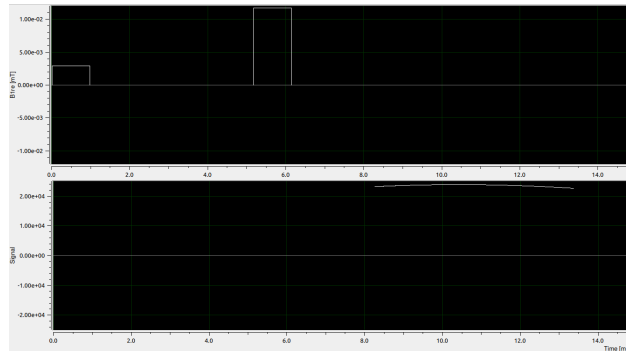


Figure 7: Visualisation du signal généré lorsque le T_E est faible (11ms)

4 Écho de gradient 2D

Maintenant que l'étude 1D a été effectuée, nous pouvons passer à une étude 2D afin de voir l'effet de l'application de gradients de champs pour pouvoir modéliser au mieux l'objet imagé.

En lançant la simulation à partir des données proposées dans le TP et en particulier avec un seul indice de phase dont le résultat est disponible sur la figure de gauche de la Figure 9, l'idée est de n'étudier qu'une seule ligne de l'espace des k soit la ligne pour $k_y = 0$, donc un angle de 0° comme visible sur la Figure 8 de gauche. Or l'objet original imagé (visible sur la figure de droite de la Figure 9) est constitué de trois disques dont deux situés à la même abscisse mais à des ordonnées différentes. Ainsi donc la simulation va avoir pour effet de projeter l'ensemble de l'objet sur l'axe des x et de sommer les contributions de chaque pixel. De cette façon, l'on obtient le profil projectif de l'objet sur l'axe x .

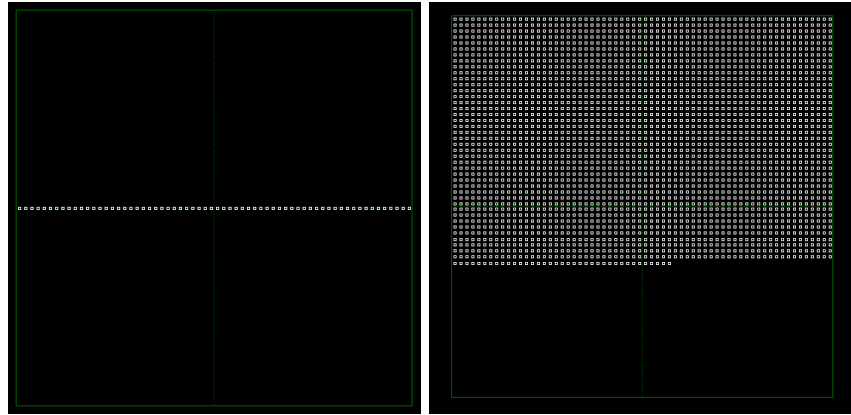


Figure 8: À gauche, espace des k créé par les paramètres utilisateurs choisis. À droite, l'espace des k (en cours de création) avec 64 différents angles différents.

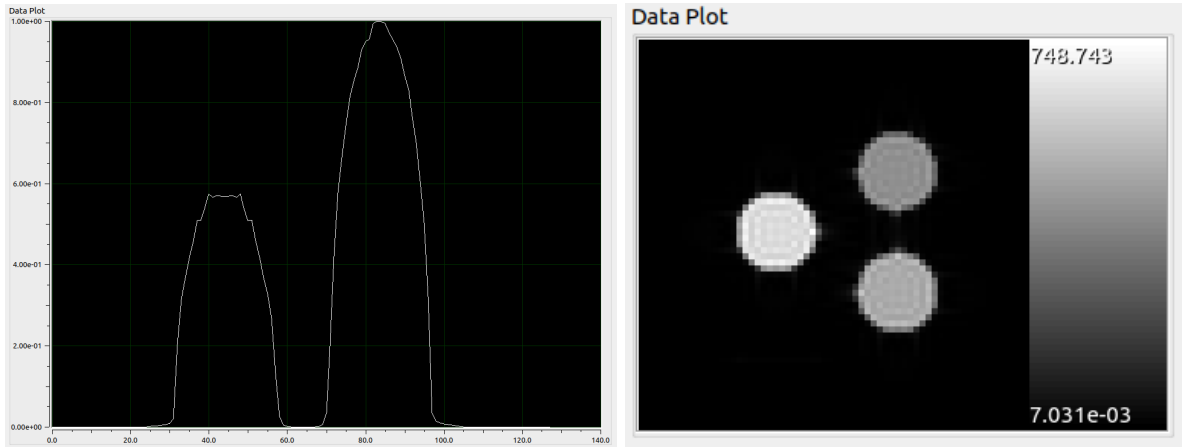


Figure 9: À gauche, le résultat de la simulation avec un seul échantillon de phase, à droite le résultat de la simulation pour un nombre raisonnable d'échantillons de phase.

Si au contraire nous changeons le nombre d'angles (soit le nombre k_y) alors il est possible d'obtenir une image beaucoup plus complète comme visible sur la figure de droite de la Figure 9. Ceci se répercute aussi dans l'espace des k comme le montre la figure de droite de la Figure 8. Par ailleurs on peut noter ici que

l'espace des k se remplit ligne par ligne de haut en bas dans cette expérience utilisant la méthode d'écho de gradient.

Cette méthode employée ici se caractérise particulièrement par la forme du gradient de lecture utilisée comme illustrée sur le chronogramme de la Figure 10. En effet celui-ci se caractérise par une première impulsion de gradient négative puis une seconde impulsion de gradient positive de largeur deux fois supérieure à la première. Ceci est important car comme l'espace des k est considéré comme l'espace de Fourier, on souhaite particulièrement que les basses fréquences se situent au centre de l'image. Ainsi, l'application du gradient négatif permet de déphaser les moments magnétiques suivant l'axe x de telle sorte que lorsque le gradient de lecture passe à l'impulsion positive et que l'acquisition démarre, les phases vont linéairement faire le "chemin inverse" de celui effectué lors de l'impulsion négative et au milieu de l'impulsion positive, le déphasage sera revenu au déphasage initial (donc valeur maximale) avant de peu à peu se redéphasier de manière positive (et opposée à ce qu'il s'était passé durant l'impulsion négative). De cette façon, on peut obtenir le maximum d'énergie au centre de la fenêtre d'acquisition donc dans les basses fréquences de l'espace de Fourier/des k .

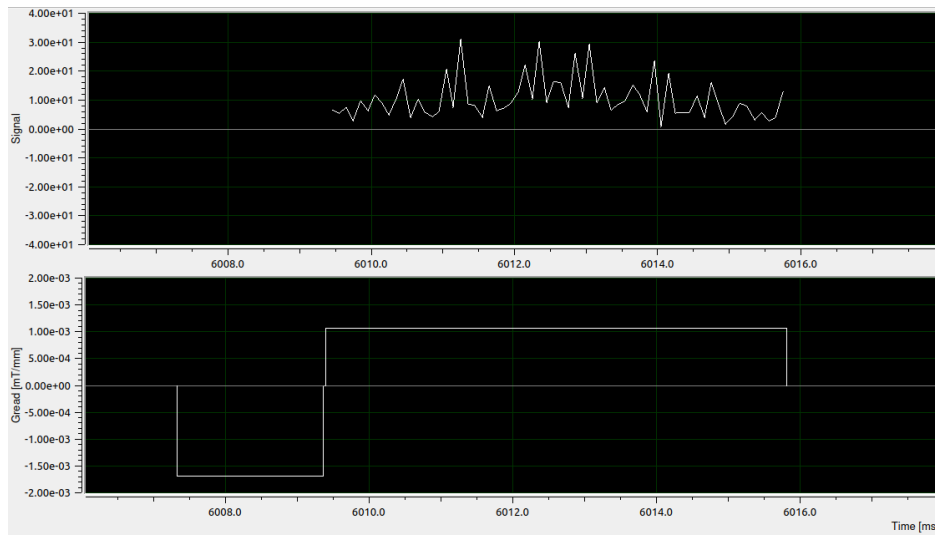


Figure 10: Chronogramme du gradient de lecture et du signal généré lors de l'acquisition d'un signal / d'une seule ligne des k .

Désormais il peut être intéressant de visualiser le chronogramme dans son ensemble et non pas seulement une impulsion particulière. Ceci nous permet d'obtenir les chronogrammes de la Figure 11. On peut alors constater ici que l'évolution des amplitudes d'un temps t à un temps $t+T_R$ tend à être symétrique sur la durée totale de l'acquisition, avec un fort pic au centre de la fenêtre totale d'acquisition (chronogramme du haut). Notons également qu'à chaque pic de lecture, le gradient de lecture est appliqué comme précédemment. La majeure différence ici réside en le gradient de phase qui va volontairement déphaser les moments magnétiques selon l'axe y . C'est cette manipulation qui nous permet de choisir la ligne à remplir avec les résultats obtenus lors de chaque acquisition de signal. De plus on peut noter que le phénomène utilisé pour générer cette symétrie entre en résonance avec ce dont nous parlions plus haut pour le gradient de lecture. En effet les impulsions de gradient de phase croissent linéairement jusqu'à atteindre 0 au centre de la fenêtre d'acquisition totale puis continuent de croître afin de respecter la symétrie exigée dans l'espace de Fourier quand il s'agit d'un espace 2D mais également afin de placer les basses fréquences au plein centre de l'image.

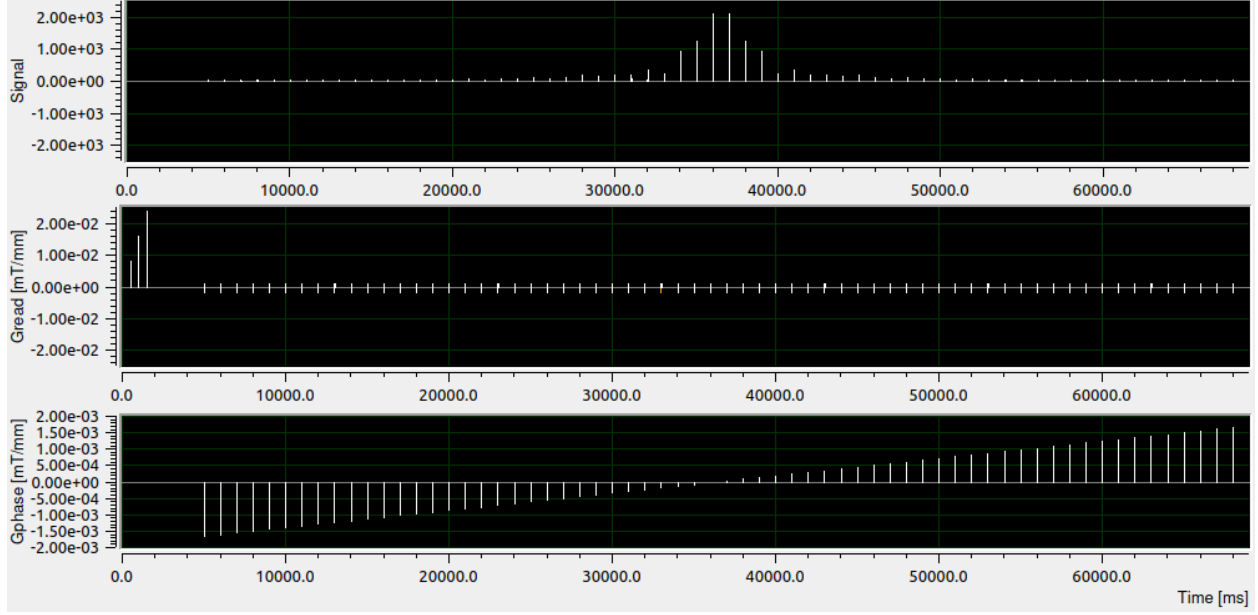


Figure 11: Caption

Enfin, il semble très important de bien spécifier les bons paramètres de champ de vue en lecture et en phase car ils paramètrent directement l'échantillonnage de notre espace des k . Aussi, si ceux-ci sont trop petits, l'espace des k va subir un phénomène d'aliasing qui va directement se répercuter sur les images acquises comme visible sur les images de la Figure 12. Les trois premières ont un champ de vue de phase adapté et la dernière a un champ de phase de 128mm contre 200mm pour les autres. Puis la différence entre les trois premières réside en la valeur du champ de vue de lecture, 180mm pour la première, donc un champ de vue adapté et pas d'aliasing, 130mm pour la seconde et un début d'aliasing apparaît, et enfin 96mm pour la troisième où l'aliasing est particulièrement présent et perturbe beaucoup l'image acquise. En bref, dès lors que le champ de vue est inférieur à la taille de l'objet à imager, un phénomène d'aliasing apparaît.

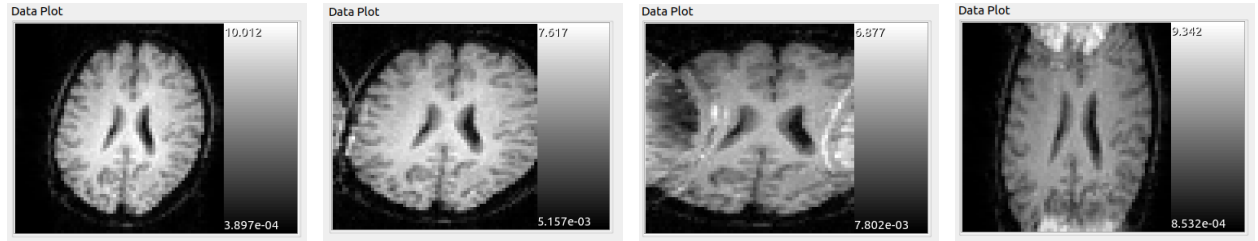


Figure 12: Images de cerveau permettant de démontrer l'importance des paramètres de champ de vue en lecture et en phase. À gauche le couple de champ de vue de lecture-phase est adapté à 180mm-200mm et aucun artéfact n'apparaît, dans la seconde on utilise le couple 130mm-200mm et un début d'aliasing apparaît, sur la troisième à 96mm-200mm l'aliasing est très présent et perturbe l'image et enfin sur la dernière à 180mm-128mm qui fait apparaître un aliasing vertical.

5 Écho de spin 2D

La pondération T_2 consiste à visualiser à l'aide du signal généré la différence de T_2 d'un milieu à l'autre. Or la valeur initiale de l'aimantation transversale dépendant de l'aimantation longitudinale au moment

de l'application de l'impulsion d'excitation, si dans un matériau de l'objet la repousse de l'aimantation longitudinale n'a pas été effectuée dans son intégralité, alors ceci va impliquer une diminution de la valeur initiale du signal généré. Ainsi donc afin que tous les matériaux partent sur le même pied d'égalité au moment où l'impulsion d'excitation est générée, il est nécessaire d'avoir un T_R très long pour laisser le temps à l'aimantation longitudinale de repousser. Puis, au contraire, sachant que l'on souhaite mesurer les différences de T_2 des matériaux, il est nécessaire d'avoir un T_E très court de sorte à ce qu'un matériau avec un T_2 long et un matériau avec un T_2 court n'atteignent pas la même amplitude. Car rappelons le, puisque nous utilisons l'écho de spin comme méthode, le seul point révélateur de la décroissance en exponentielle de T_2 est le maximum du signal généré. En comparant le maximum de deux signaux issus de matériaux différents, il est alors possible de déterminer si son T_2 est long (donc un maximum élevé) ou court (donc un maximum plus faible) à un même temps donné T_E assez court.

Ainsi donc en fixant le T_R à 4 secondes, on peut considérer que l'aimantation longitudinale a le temps de repousser. Désormais il faut réussir à trouver le bon T_E afin de pouvoir obtenir un réel contraste entre chacun des matériaux de l'échantillon étudié. Aussi en gardant les paramètres tels qu'ils le sont, le seul moyen de faire varier notre T_E est de faire varier la fréquence de balayage d'acquisition. Ce faisant, il est possible de noter que le temps d'écho T_E ne peut pas être aussi infime que l'on le souhaiterait, en effet, il vient rapidement saturer à 12ms dès que la fréquence de balayage dépasse les 10kHz. Néanmoins, en diminuant cette fréquence, il est possible de voir le temps d'écho T_E augmenter petit à petit. Ainsi en particulier si l'on place cette fréquence à 0.861 kHz, il est possible d'obtenir un temps d'écho de 80 ms. Ce qui, en lançant la simulation nous permet d'obtenir les résultats de la Figure 13. Cette figure nous permet ici de visualiser mais aussi de classifier les échantillons en fonction de leur T_2 respectif. En effet, un T_2 long donnera une intensité forte puisque le signal obtenu sera très fort sachant que l'aimantation transversale n'aura que très peu diminuée, et inversement pour les T_2 courts. On peut donc classifier les échantillons du T_2 le plus long au moins long : le disque de gauche, le disque en haut à droite puis le disque en bas à droite d'après les valeurs approximatives récupérées et données en titre de la Figure 13.

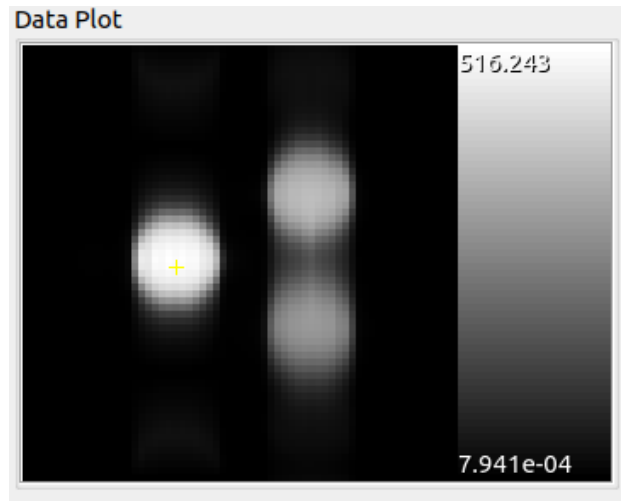


Figure 13: Image obtenue des trois échantillons à partir d'un temps d'écho de 80ms. On obtient alors le cercle de gauche d'une intensité moyenne autour de 457 ± 5.44 , le cercle en haut à droite a une intensité proche de 343 ± 3.2 et le cercle en bas à droite de 273 ± 3.15 .

Enfin, il est en général particulièrement intéressant de connaître le temps T_2 de chaque échantillon mesuré. Or rappelons que le signal récupéré (dans l'espace des k) est la transformée de Fourier 2D de l'aimantation transversale. Ce qui signifie donc que les valeurs mesurées dans la Figure 13 correspondent bien à l'aimantation transversale de l'échantillon en question au temps 80 ms. De ce fait, sachant que nous

travaillons ici avec des échos, il suffit de faire plusieurs expériences à des T_E différents, de mesurer la valeur de l'aimantation transversale en ce point. Enfin, sachant que chaque échantillon a une densité de proton homogène et que l'aimantation transversale a une décroissance en exponentielle de $1/T_2$, il suffit alors de trouver, pour chaque échantillon, la fonction exponentielle qui les approche. Ainsi donc d'après les valeurs récupérées dans le tableau 1 il est possible de créer un graphique de points pour chacun des échantillons et de trouver la fonction exponentielle qui représente le mieux ces points comme présenté dans la Figure 14 qui nous permet ainsi d'obtenir :

- Premier échantillon (disque de gauche) : $T_2 = \frac{1}{0.0069} = 144.92$ ms
- Deuxième échantillon (disque haut droit) : $T_2 = \frac{1}{0.0099} = 101.01$ ms
- Troisième échantillon (disque bas droit) : $T_2 = \frac{1}{0.0132} = 75.75$ ms

T_E (ms)	Échantillon 1	Échantillon 2	Échantillon 3
12	742	688	679
18	716	645	633
37	638	530	502
69	515	400	329
80	457	343	273

Table 1: Tableau des différentes valeurs mesurées (à l'aide de la sélection par région d'intérêt (roi) de "ODIN") de l'aimantation transversale de chaque échantillon en fonction du T_E utilisé lors de l'expérience

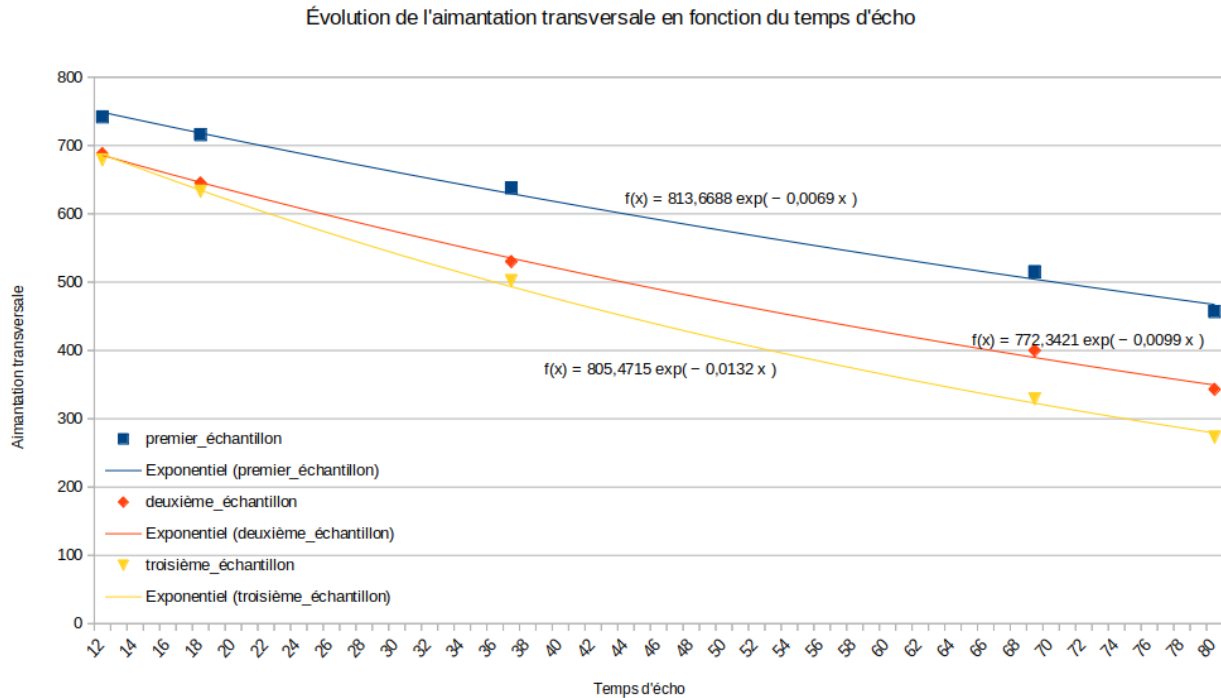


Figure 14: Visualisation des valeurs mesurées et reportées dans le Tableau 1 de l'aimantation transversale en fonction du temps d'écho utilisé pour l'expérience et affichage de la courbe de tendance exponentielle (et de son équation) des mesures de chaque échantillon.

6 Conclusion

Ce TP nous a donc permis de voir le fonctionnement d'une imagerie IRM, et plus particulièrement la traduction de phénomènes physiques relatifs aux caractéristiques magnétiques propres de chaque molécule et donc de chaque matériau. Ce sont en effet les différences de caractéristiques qui nous permettent d'obtenir ces images IRM. Cependant la nature n'étant pas parfaite, lors de l'application d'un champ B_0 , des inhomogénéités de champs peuvent apparaître et venir perturber en diminuant drastiquement le signal perçu. Pour contrer cet effet des techniques d'écho sont mises en place et visent à compenser ces inhomogénéités de champs impliquant un déphasage constant, citons en particulier l'écho de gradient et l'écho de spin évoqués dans ce TP.

Enfin il faut également prendre garde au paramétrage. En effet, le choix d'un mauvais champ de vue peut créer un phénomène d'aliasing perturbant la reconstruction. Le choix d'un temps de cycle trop court risquerait également de perturber l'acquisition de signal (surtout pour une pondération T_2) en ne laissant pas le temps nécessaire à l'aimantation longitudinale de repousser et donc risquerait de diminuer grandement l'amplitude du signal généré.

Notons que nous avons ici majoritairement travaillé en pondération T_2 mais il nous est également possible de travailler avec une pondération T_1 ou une pondération par densité de protons en adaptant les temps d'écho et de répétition.