



TRABALHO DE CONCLUSÃO DE CURSO

**Estudo sobre o efeito de  
off-resonance em imageamento por  
ressonância magnética**

**Danton de Deus Sá**

**Brasília, Dezembro de 2015**

**UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA**

**FACULDADE DE TECNOLOGIA**

UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA  
Faculdade de Tecnologia

TRABALHO DE CONCLUSÃO DE CURSO

**Estudo sobre o efeito de  
off-resonance em imageamento por  
ressonância magnética**

**Danton de Deus Sá**

*Relatório submetido ao Departamento de Engenharia  
Elétrica como requisito parcial para obtenção  
do grau de Engenheiro Eletricista*

Banca Examinadora

Prof. João Luiz Azevedo de Carvalho, Ph.D., \_\_\_\_\_  
ENE/UnB  
*Orientador*

Profa. Mylène Christine Queiroz de Farias, Ph.D., \_\_\_\_\_  
ENE/UnB  
*Examinador interno*

Prof. Eduardo Peixoto Fernandes da Silva, Ph.D., \_\_\_\_\_  
ENE/UnB  
*Examinador interno*

## FICHA CATALOGRÁFICA

SÁ, DANTON DE DEUS

Estudo sobre o efeito de off-resonance em imageamento por ressonância magnética [Distrito Federal] 2015. xvi, 55 p., 210 x 297 mm (ENE/FT/UnB, Engenheiro, Engenharia Elétrica, 2015).

Trabalho de Conclusão de Curso - Universidade de Brasília, Faculdade de Tecnologia.

Departamento de Engenharia Elétrica

1. Ressonância magnética

2. Off-resonance

3. Correção de artefato

4. Não homogeneidade

I. ENE/FT/UnB

II. Título (série)

## REFERÊNCIA BIBLIOGRÁFICA

SÁ, D. D. S. (2015). *Estudo sobre o efeito de off-resonance em imageamento por ressonância magnética*.

Trabalho de Conclusão de Curso em Engenharia Elétrica, Departamento de Engenharia Elétrica,

Universidade de Brasília, Brasília, DF, 55 p.

## CESSÃO DE DIREITOS

AUTOR: Danton de Deus Sá

TÍTULO: Estudo sobre o efeito de off-resonance em imageamento por ressonância magnética.

GRAU: Engenheiro Eletricista ANO: 2015

É concedida à Universidade de Brasília permissão para reproduzir cópias deste trabalho de conclusão de curso e para emprestar ou vender tais cópias somente para propósitos acadêmicos e científicos. Os autores reservam outros direitos de publicação e nenhuma parte desse trabalho de conclusão de curso pode ser reproduzida sem autorização por escrito dos autores.

---

Danton de Deus Sá

Depto. de Engenharia Elétrica (ENE) - FT

Universidade de Brasília (UnB)

Campus Darcy Ribeiro

CEP 70919-970 - Brasília - DF - Brasil

## **Dedicatória**

*Dedico este trabalho a todos os futuros estudantes e pesquisadores que venham a trabalhar com esta área e possam absorver o máximo de informações que aqui ofereço, para que a engenharia continue sempre evoluindo a fim de solucionar cada vez mais os problemas da sociedade.*

*Danton de Deus Sá*

## **Agradecimentos**

*Primeiramente, agradeço aos meus pais por sempre me apoiarem em todas as decisões que tomei, além de incentivarem minha mudança de cidade para estudar. Agradeço aos meus irmãos por sempre terem me ajudado nos momentos de maior necessidade. Agradeço à Universidade de Brasília por ter me proporcionado cinco maravilhosos anos de experiências inesquecíveis, amizades incríveis e aprendizados eternos. Agradeço à Universidade de Évora por ter me proporcionado um ano de crescimento pessoal e cultural em outro país. Finalmente agradeço ao meu orientador João Luiz, por ter sido sempre atencioso e disponível para me ajudar com este trabalho.*

*Danton de Deus Sá*

---

## RESUMO

O processo de aquisição de imagens por ressonância magnética (RM) está sujeito a vários tipos de erros causados pela não homogeneidade do campo magnético. Estuda-se o alguns aspectos que envolvem a física e engenharia por trás do funcionamento da aquisição de imagens por ressonância magnética, bem como alguns tipos de sequência e a origem de alguns tipos de erros que são comumente encontrados na prática. Propõe-se o estudo e implementação de algoritmos que tentam corrigir estes erros baseados na diferença de fase que se obtém entre duas imagens de uma mesma amostra, que foram geradas com parâmetros de aquisição ligeiramente diferentes, utilizando imagens que simulam objetos de certos formatos geométricos e um exemplo de imagem de um exame real.

---

## ABSTRACT

The process of magnetic resonance imaging (MRI) is subjected to many kinds of errors caused by non homogeneity of the magnetic field. It is explained some aspects regarding the physics and engineering behind the acquisition of magnetic resonance images, including some kinds of sequences and the origin of some errors that are commonly found in practical situations. It is proposed the study and implementation of algorithms that try to fix these errors based on the phase difference obtained when you compare two images of the same sample that were generated using slightly different acquisition parameters, using images that simulate objects with certain geometry and an example of a real exam image.

# SUMÁRIO

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO</b>	<b>1</b>
1.1	CONTEXTUALIZAÇÃO	1
1.2	DEFINIÇÃO DO PROBLEMA	1
1.3	OBJETIVOS	2
1.4	APRESENTAÇÃO DO MANUSCRITO	2
<b>2</b>	<b>RESSONÂNCIA MAGNÉTICA NUCLEAR (RMN)</b>	<b>3</b>
2.1	INTRODUÇÃO HISTÓRICA	3
2.2	SPIN E MOMENTOS MAGNÉTICOS	3
2.2.1	ENERGIA DE UM SPIN	5
2.2.2	O MOVIMENTO DE PRECESSÃO	7
2.3	PULSOS DE RF	10
2.4	O SINAL DE RMN	12
2.4.1	RELAXAMENTO LONGITUDINAL	12
2.4.2	RELAXAMENTO TRANSVERSAL	14
2.4.3	DECAIMENTO DE INDUÇÃO LIVRE	16
2.4.4	A NÃO-HOMOGENEIDADE DO CAMPO MAGNÉTICO	17
2.4.5	TEMPO DE ECO E TEMPO DE REPETIÇÃO	19
<b>3</b>	<b>AQUISIÇÃO DE IMAGENS POR RESSONÂNCIA MAGNÉTICA</b>	<b>21</b>
3.1	GRADIENTES	21
3.1.1	GRADIENTE DE SELEÇÃO DE FATIA	22
3.1.2	GRADIENTE DE LEITURA	24
3.1.3	GRADIENTE DE CODIFICAÇÃO EM FASE	25
3.1.4	SEQUÊNCIA DE PULSOS	25
3.2	O ESPAÇO K	27
3.2.1	AQUISIÇÃO 2DFT	29
3.2.2	AQUISIÇÃO EM ESPIRAL	29
<b>4</b>	<b>O ARTEFATO CAUSADO POR OFF-RESONANCE</b>	<b>31</b>
4.1	O DESLOCAMENTO QUÍMICO	31
4.2	SUSCEPTIBILIDADE MAGNÉTICA	33
4.3	MODELO MATEMÁTICO DA NÃO HOMOGENEIDADE DO CAMPO	34
4.4	CORREÇÃO DA NÃO HOMOGENEIDADE DO CAMPO PELO MÉTODO DA FASE CONJUGADA	35
<b>5</b>	<b>MÉTODOS E RESULTADOS</b>	<b>38</b>

5.1	SIMULAÇÃO DE DESLOCAMENTO QUÍMICO .....	38
5.1.1	MÉTODOS .....	38
5.1.2	RESULTADOS .....	38
5.2	SIMULAÇÃO DA NÃO HOMOGENEIDADE DO CAMPO .....	41
5.2.1	MÉTODOS .....	41
5.2.2	RESULTADOS .....	41
5.3	CORREÇÃO DO OFF-RESONANCE PELO MÉTODO DA FASE CONJUGADA..	43
5.3.1	MÉTODOS .....	43
5.3.2	RESULTADOS .....	44
5.4	CORREÇÃO DA NÃO HOMOGENEIDADE DO CAMPO PELO MÉTODO DA FASE CONJUGADA.....	45
5.4.1	MÉTODOS .....	45
5.4.2	RESULTADOS .....	45
5.5	CORREÇÃO DA NÃO HOMOGENEIDADE DO CAMPO PELO MÉTODO DA FASE CONJUGADA UTILIZANDO UMA IMAGEM REAL.....	46
5.5.1	MÉTODOS .....	46
5.5.2	RESULTADOS .....	49
<b>6</b>	<b>CONCLUSÕES .....</b>	<b>53</b>
	<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....</b>	<b>54</b>
	<b>APÊNDICES.....</b>	<b>55</b>

## LISTA DE FIGURAS

2.1	Analogia de uma partícula com um circuito fechado [1].....	4
2.2	Representação do movimento de precessão exercido por um spin [2].....	9
2.3	Representação do movimento de precessão da magnetização líquida e de suas componentes [1]. .....	9
2.4	Movimento do vetor $\vec{M}$ em sistemas de coordenadas distintos [3].....	11
2.5	Comparação do comportamento das componentes $M_{xy}$ e $M_z$ durante o relaxamento [4]. .....	13
2.6	Crescimento da magnetização longitudinal ao longo do tempo após um pulso de excitação [4]. .....	13
2.7	Decaimento da magnetização transversal ao longo do tempo após um pulso de excitação [4]. .....	15
2.8	Representação do decaimento transversal devido a defasagem dos spins [1].....	15
2.9	Representação das bobinas em quadratura, direcionadas nos eixos $x$ e $y$ [5]. .....	16
2.10	Diagrama temporal do decaimento de indução livre [1]. .....	17
2.11	Diagrama temporal do verdadeiro decaimento de indução livre regido pela constante $T_2^*$ [4].....	18
2.12	Demonstração do que ocorre após um pulso de $180^\circ$ [4]. .....	19
2.13	Diagrama temporal de um novo pulso de excitação [5]. .....	20
3.1	Eixos coordenados de uma imagem axial, representando os voxels de uma fatia [4].	22
3.2	Variação do campo magnético na direção do eixo $z$ quando o gradiente $G_z$ é ligado e suas respectivas frequências de Larmor [4]. .....	23
3.3	Quando o gradiente $G_x$ é ativado, os sinais adquiridos de uma coluna da fatia selecionada estarão codificados em frequência, eles são separados pela transformada de Fourier e a imagem no domínio espacial é adquirida pela magnitude de cada faixa de frequências codificada [4]. .....	24
3.4	Oito sinais são necessários para se obter uma imagem com oito linhas, os sinais se tornam mais fracos a medida que se afastam do centro da imagem [4].....	26
3.5	Diagrama temporal de uma sequência de eco de spin [5].....	26
3.6	Espaço K adquirido e imagem reconstruída por uma máquina de ressonância magnética [5].....	27
3.7	Representação do diagrama temporal e da trajetória descrita no espaço K para a aquisição da linha inferior do espaço K na aquisição 2DFT [5].....	30
3.8	Representação do diagrama temporal e da trajetória descrita no espaço K para a aquisição do espaço K na reconstrução em espiral [6]. .....	30

4.1	Simulação de uma amostra contendo óleo e água para ilustrar o efeito do deslocamento químico. Na fronteira da esquerda ocorre a soma dos sinais da água com o do óleo, enquanto que a fronteira da direita não acusou nenhum sinal. ....	32
4.2	Imagem sagital de um joelho com artefato de deslocamento químico. A seta vermelha indica ausência de sinal enquanto que a seta amarela indica superposição de sinal [7]......	33
4.3	Imagem da reconstrução sagital de um crânio com artefato de susceptibilidade magnética. A seta indica a distorção do sinal [8]. ....	34
4.4	Diagrama de fluxo que representa um algoritmo rápido para correção do off-resonance pelo método da fase conjugada [9]. ....	37
5.1	Simulação de uma aquisição de um recipiente contendo óleo dentro de um recipiente contendo água sem considerar o efeito do deslocamento químico.....	39
5.2	Simulação de aquisições 2DFT de uma imagem de um recipiente contendo óleo dentro de um recipiente contendo água, para diferentes valores de $TE$ e $T_{read}$ que são utilizados em situações práticas, considerando o efeito do deslocamento químico.....	39
5.3	Simulação de aquisições em espiral de uma imagem de um recipiente contendo óleo dentro de um recipiente contendo água, para diferentes valores de $TE$ e $T_{read}$ que são utilizados em situações práticas, considerando o efeito do deslocamento químico.....	40
5.4	Simulação de uma aquisição de um círculo, um retângulo e um quadrado, considerando o campo homogêneo.....	41
5.5	Simulação de aquisições 2DFT da figura 5.4, considerando o efeito da não homogeneidade do campo para diferentes valores de $TE$ e $T_{read}$ que são utilizados em situações práticas. ....	42
5.6	Simulação de aquisições em espiral da imagem mostrada na figura 5.4, considerando o efeito da não homogeneidade do campo para diferentes valores de $TE$ e $T_{read}$ que são utilizados em situações práticas.....	43
5.7	Simulação de uma correção de deslocamento químico pelo método da fase conjugada com $L = 32$ .....	44
5.8	Simulação de uma aquisição de um círculo, um retângulo e um quadrado, considerando o campo homogêneo.....	46
5.9	Simulação de uma aquisição 2DFT da imagem mostrada na figura 5.8, considerando o efeito da não homogeneidade do campo, suas imagens corrigidas pelos mapas de campos e os erros absolutos com seus respectivos valores de SER. ....	47
5.10	Simulação de uma aquisição em espiral da imagem mostrada na figura 5.8, considerando o efeito da não homogeneidade do campo, suas imagens corrigidas pelos mapas de campos e os erros absolutos com seus respectivos valores de SER. ....	48
5.11	Imagem de um exame real utilizada como teste.....	49

- 5.12 Simulação de uma aquisição 2DFT da imagem mostrada na figura 5.8, considerando o efeito da não homogeneidade do campo, suas imagens corrigidas pelos mapas de campos e os erros absolutos com seus respectivos valores de SER. .... 51
- 5.13 Simulação de uma aquisição em espiral da imagem mostrada na figura 5.11, considerando o efeito da não homogeneidade do campo, suas imagens corrigidas pelos mapas de campos e os erros absolutos com seus respectivos valores de SER.. 52

## LISTA DE TABELAS

2.1	Valores de spin e constante giromagnética para alguns núcleos atômicos utilizados na biomédica [5]. .....	6
2.2	Valores de $T_1$ (em ms) em diferentes tecidos para diferentes valores de campo magnético [4]. .....	14
2.3	Valores de $T_2$ em diferentes tecidos [4]. .....	16

# 1 INTRODUÇÃO

## 1.1 CONTEXTUALIZAÇÃO

O aparelho de ressonância magnética é capaz de obter, de forma não invasiva, imagens de alta definição de todos os órgãos do corpo humano e, ao contrário dos aparelhos de raio-x e tomografia, não emite radiação ionizante, que é prejudicial para a saúde humana. Por isso, é um dos melhores métodos de diagnóstico atualmente, sendo útil para a maioria das especialidades médicas [2].

O aparelho consiste basicamente de três salas, uma sala de exames, sala técnica e uma sala de computadores. A sala de exames fica dentro de uma blindagem eletromagnética que impede a entrada de sinais externos na sala e possui um magneto que produz um campo magnético elevado, onde o paciente fica inserido. A sala técnica contém a maior parte dos circuitos eletrônicos e de alimentação responsáveis pelo funcionamento da máquina, além do sistema de refrigeração. É na sala de computadores que o operador trabalha; lá estão os computadores que determinam os parâmetros para a realização dos exames e os que mostram os resultados [10].

Por ser uma tecnologia recente, a máquina de ressonância magnética ainda apresenta vários desafios a serem explorados. Ainda é incapaz de fazer diagnósticos perfeitos, porque sofre muita interferência de fatores externos que, muitas vezes, não podem ser corrigidos, mas podem ser contornados, melhorando cada vez mais o sistema de exames e contribuindo para a saúde mundial [2].

## 1.2 DEFINIÇÃO DO PROBLEMA

Os sinais que a máquina adquire são oriundos de um fenômeno estudado pela física quântica, chamado de ressonância magnética nuclear, uma vez que os sinais são adquiridos, uma imagem no domínio de Fourier é formada e essa imagem representa exatamente a transformada bidimensional de Fourier da imagem que se deseja obter. Essa aquisição de sinais é um processo que ocorre em várias etapas, qualquer interferência externa, ou falha em qualquer uma das etapas pode gerar falhas que se propagam até a formação de erros na imagem final [10].

Uma das limitações da ressonância magnética é o fato do magneto não possuir um campo perfeitamente homogêneo. Isso acarreta em consequências para a aquisição de imagens, fazendo com que estas saiam defeituosas, dificultando o diagnóstico do médico que for laudar o paciente, pois ele pode acabar acusando doenças e anomalias que não existem ou deixar de diagnosticar as que existem, porque os defeitos comprometem a interpretação das imagens [10].

Não é somente a parte física da máquina que gera esses problemas. Os próprios tecidos do

corpo humano podem afetar o campo magnético, que é um problema difícil de solucionar, mas que é possível contornar. Um exemplo é o que ocorre nos tecidos do coração, que causam variações no campo local por causa das variações de susceptibilidade magnética entre os mesmos [11].

### **1.3 OBJETIVOS**

Os objetivos desse trabalho são explicar o funcionamento de uma máquina de ressonância magnética, entrando em alguns detalhes sobre os fenômenos físicos que envolvem cada etapa da aquisição de uma imagem e gerar códigos que possam simular exames ideais e sob a influência de campos magnéticos não homogêneos, utilizando objetos de teste e um exemplo de imagem real, além de gerar métodos computacionais que possam contornar esses efeitos e melhorar a qualidade de imagem.

### **1.4 APRESENTAÇÃO DO MANUSCRITO**

Os capítulos 2 e 3 contêm revisões bibliográficas acerca do funcionamento de aparelhos de ressonância magnética e seus métodos de aquisição de imagens. O capítulo 4 explica sobre os erros associados à não homogeneidade do campo magnético e algumas técnicas de correção desses erros. O capítulo 5 explica como foram feitas as simulações e quais resultados foram obtidos a partir dessas simulações e o capítulo 6 apresenta as conclusões do trabalho.

## 2 RESSONÂNCIA MAGNÉTICA NUCLEAR (RMN)

O processo de aquisição de imagens do interior do corpo humano utilizando a ressonância magnética (RM) é uma tecnologia relativamente recente. Ela se baseia no fenômeno físico chamado de ressonância magnética nuclear (RMN). Assim como na tomografia computadorizada, é possível obter imagens anatômicas de alta resolução e alto contraste de seções transversais do corpo humano, porém o paciente não está exposto a radiações ionizantes, tornando a ressonância magnética uma ferramenta não invasiva, em que não há riscos de saúde envolvidos.

### 2.1 INTRODUÇÃO HISTÓRICA

O conceito de número quântico spin, que é a base para o entendimento da RMN, foi postulado em 1925 pelos físicos George Uhlenbeck e Samuel Goudsmit, afirmando que os elétrons possuem um momento angular spin associado a um momento magnético.

A ressonância magnética nuclear foi observada experimentalmente, quase que simultaneamente por dois grupos de pesquisa: o grupo de Felix Bloch, na universidade de Stanford e pelo grupo de Edward Purcell, na universidade de Harvard. Os dois compartilharam o prêmio Nobel de Física em 1952 pela descoberta da RMN.

A primeira aplicação prática da RMN no campo das imagens médicas só foi realizada em 1973, quando o americano Paul Christian Lauterbur adquiriu a primeira imagem pela introdução de gradientes no campo magnético permanente. Em 1974, o físico britânico Peter Mansfield apresentou uma teoria matemática que mostrava como o processo de aquisição e reconstrução de imagens poderia ser rápido utilizando variações rápidas de gradientes. Em 2003 os dois compartilharam o prêmio Nobel de Fisiologia e Medicina por suas descobertas.

### 2.2 SPIN E MOMENTOS MAGNÉTICOS

A ressonância magnética nuclear é um fenômeno quântico que descreve o comportamento dos núcleos atômicos quando, na presença de um campo magnético externo fixo, sofrem uma perturbação causada por ondas eletromagnéticas. Para entender bem esse fenômeno, é importante ter a compreensão da origem de cada uma das três palavras que o compõe: *ressonância*, que está associada às ondas eletromagnéticas; *magnética*, que está associada aos campos magnéticos fixos; e *nuclear*, que está associada aos núcleos atômicos.

Começemos pelos núcleos atômicos, que são os objetos de estudo desse fenômeno. Sabe-se que todos os átomos possuem prótons e/ou nêutrons em seus núcleos e, de acordo com a teoria

quântica, eles possuem níveis discretos de energia que estão associados a campos magnéticos gerados por uma propriedade chamada de **spin**, que é a base para a RMN.

Descreve-se uma partícula subatômica como sendo uma esfera maciça e o spin como o movimento de rotação que ela exerce sobre seu próprio eixo, possuindo assim um **momento angular** ( $\vec{\phi}$ )<sup>1</sup>, como mostra a figura 2.1(a). Esse movimento se assemelha a uma corrente elétrica circulando em um circuito fechado, portanto haverá a geração de um campo magnético microscópico na direção do eixo de rotação, como mostra a figura 2.1(b). Esse campo está associado a um vetor **momento magnético** ( $\vec{\mu}$ ), que é dado por:

$$\vec{\mu} = \gamma \vec{\phi}, \quad (2.1)$$

em que  $\gamma$  é a constante giromagnética, característica de cada núcleo atômico e possui unidade de raios por segundo por tesla. Muitas vezes, essa constante é utilizada como  $\varphi$ , que possui unidades de hertz por tesla. A conversão de  $\gamma$  para  $\varphi$  é dada por:

$$\varphi = \frac{\gamma}{2\pi}. \quad (2.2)$$

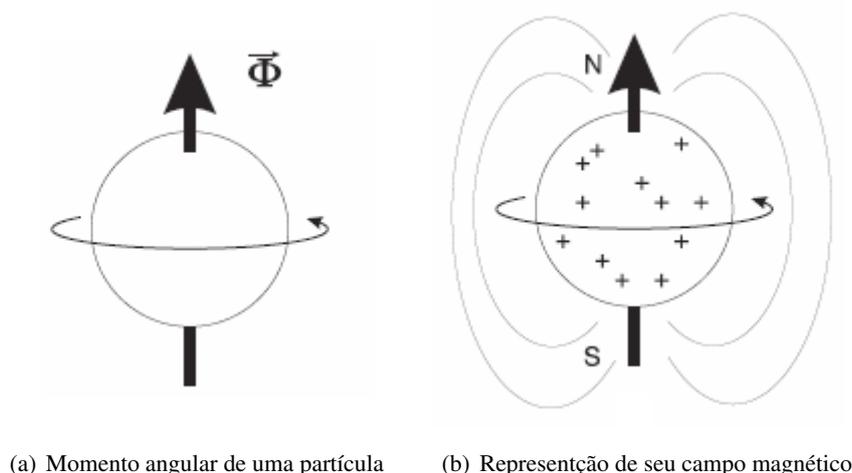


Figura 2.1: Analogia de uma partícula com um circuito fechado [1].

Neste trabalho, será analisado o comportamento de pequenos volumes de núcleos atômicos, portanto não será necessário o aprofundamento no estudo de spins individuais de acordo com a mecânica quântica, somente uma base sobre suas características energéticas, que não podem ser descritas pela mecânica clássica. Felizmente, as equações que regem o movimento macroscópico de um conjunto de spins podem ser descritas por equações da pela mecânica clássica.

<sup>1</sup>Esta concepção de que o spin é descrito pela rotação da partícula em torno do seu próprio eixo é incorreta, apesar de ser um modelo válido, pois não existe nenhum comportamento análogo ao spin que seja descrito pela mecânica clássica, além de que os nêutrons não possuem carga elétrica, mas ainda sim apresentam spin. Sua origem só é explicada corretamente pela combinação da teoria da relatividade especial com a mecânica quântica [10].

### 2.2.1 Energia de um spin

Definido o spin, é importante entender agora o comportamento energético dele quando é aplicado um campo magnético externo fixo, uma vez que não existem valores contínuos de energia e seus valores discretos são limitados. As orientações dos momentos magnéticos vão depender de sua energia e existe um número característico de cada átomo que define quantos níveis de energia seus núcleos podem ter. Esse número é chamado de **número quântico spin S**, que é sempre um múltiplo natural de 1/2.

Ao analisar, por exemplo, um átomo de hidrogênio ( $^1\text{H}$ ), seu número quântico spin será  $S=1/2$ , enquanto que um átomo de sódio ( $^{23}\text{Na}$ ) possui  $S=3/2$ . O spin está relacionado com número de possíveis níveis de energia dos núcleos atômicos quando estão na presença de um campo magnético externo fixo. A quantidade de níveis de energia que um átomo pode ter é sempre igual a  $2S+1$ .

Percebe-se que o núcleo de hidrogênio possui dois níveis de energia, enquanto que o de sódio possui quatro. Um aspecto importante do spin é que, para cada nível positivo de energia, haverá outro nível com mesma magnitude, mas, negativo (quando não houver o nível nulo). Isso significa que seus momentos magnéticos podem se alinhar no sentido do campo magnético ou no sentido oposto ao campo e, assim, contribuir com uma pequena variação do campo.

É importante perceber que, em átomos com um número par de prótons e nêutrons, para cada spin que estiver em uma direção haverá um spin na direção oposta. Dessa forma, seus campos microscópicos irão se anular, não havendo momento magnético. Portanto, é possível observar que a RMN só funciona com átomos que possuem um número atômico ou número de massa ímpar, ou seja, com S diferente de zero.

Vale ressaltar que isótopos podem possuir valores de S diferentes. Por exemplo, o isótopo ( $^{12}\text{C}$ ) de carbono possui número quântico spin nulo, pois tem um número de massa atômica par, enquanto que o isótopo ( $^{13}\text{C}$ ) possui spin igual a 1/2. A tabela (2.1) mostra os valores de S e  $\gamma$  para vários núcleos atômicos de interesse na engenharia biomédica.

Existem muitas aplicações científicas para a RMN com vários isótopos, mas este trabalho focará somente no estudo do átomo de hidrogênio, pois ele possui somente um próton e as características desse próton são mais comumente utilizadas para a geração de imagens por ressonância magnética. Além disso, quando comparado a outros elementos, o hidrogênio tem a vantagem de existir em abundância, pois faz parte das moléculas de água e gordura, dentre outras que compõem o corpo humano. Além disso, o núcleo de hidrogênio é o que emite um sinal de maior magnitude para o sinal de ressonância [4].

Na ausência de um campo magnético externo, em uma amostra de material, os núcleos estão distribuídos sem uma orientação definida. Consequentemente, os momentos magnéticos estão distribuídos aleatoriamente de tal forma que sua soma macroscópica será nula, não havendo campo magnético resultante.

Na presença de um campo magnético externo, é de se esperar que os spins se comportem de

Tabela 2.1: Valores de spin e constante giromagnética para alguns núcleos atômicos utilizados na biomédica [5].

Núcleo Atômico	Spin	$\gamma$ (MHz/T)
${}^1_1\text{H}$	1/2	42,57
${}^2_1\text{H}$	1	6,54
${}^{12}_6\text{C}$	0	—
${}^{13}_6\text{C}$	1/2	10,71
${}^{14}_7\text{N}$	1	3,08
${}^{15}_7\text{N}$	1/2	-4,31
${}^{17}_8\text{O}$	5/2	-5,77
${}^{31}_{15}\text{P}$	1/2	17,23
${}^{33}_{16}\text{S}$	3/2	3,27
${}^{42}_{21}\text{Ca}$	7/2	-2,86

forma semelhante a uma bússola, que sempre irá se alinhar com norte magnético, mas isso não ocorre porque seu comportamento é regido por leis da mecânica quântica. Como já foi dito, o próton de hidrogênio possui dois níveis possíveis de energia, representados como “spin up”, que se alinha no sentido norte do campo magnético, e “spin down” que se alinha no sentido sul. O “spin up” é o nível que possui menor valor de energia.

Não se pode esquecer que a aplicação de um campo magnético forte também irá afetar todas as outras partículas que possuem spin, como nêutrons e elétrons de moléculas vizinhas, mas somente os efeitos em prótons de hidrogênio são relevantes para a aquisição de imagens por ressonância magnética. Outros elementos também possuem prótons e sofrem efeitos semelhantes, mas, neste trabalho, quando se menciona prótons ou spins, está implícito que são núcleos de  ${}^1\text{H}$ .

Define-se **voxel** como sendo um elemento tridimensional de volume de um material. Qualquer voxel visível ao olho humano é suficientemente grande para haver uma quantidade enorme de prótons, tendo cada um seu spin associado ao seu momento magnético. Na RMN o campo magnético fixo  $\vec{B}_0$  atua somente na direção do eixo  $z$ , ou seja:

$$\vec{B}_0 = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ B_0 \end{bmatrix}. \quad (2.3)$$

Assim, o “spin up” estará associado a um momento magnético  $\mu_z > 0$  e o “spin down” a um momento magnético  $\mu_z < 0$ . Se somarmos todos os valores de momentos magnéticos de um voxel, vamos obter um vetor chamado **magnetização líquida**  $\vec{M}$ :

$$\vec{M}(t) = \sum_{i=1}^{n_0} \vec{\mu}_i, \quad (2.4)$$

em que  $n_0$  é o número de spins no voxel.

É de se esperar que todo momento positivo se anule com o momento negativo, mas como foi dito anteriormente, o “spin up” é o estado de menor energia, portanto haverá um pequeno excesso de spins nessa direção. Esse excesso depende da magnitude do campo magnético. Por exemplo, em um campo de 0,3 T haverá um “spin up” em excesso para cada milhão pareado<sup>II</sup>. Esse pequeno excesso é responsável pelo sinal de RMN.

Após um tempo suficientemente grande (equilíbrio dinâmico), a magnetização líquida atingirá um valor de equilíbrio  $M_0$ , que é diretamente proporcional à magnitude do campo  $\vec{B}_0$  e ao número de prótons daquele voxel. Mais a frente será explicado que, quanto maior o valor de  $M_0$ , maior será o sinal de RMN, sugerindo que diferenças espaciais nas densidades de prótons, que são diferentes para cada tecido humano, resultarão em sinais diferentes, gerando um dos tipos de contraste entre tecidos na hora de obter imagens (contraste por densidade de prótons).

### 2.2.2 O movimento de precessão

De forma análoga ao momento angular microscópico que o spin possui, existe um **momento angular líquido** ( $\vec{J}$ ) correspondente a um voxel, que se relaciona com a magnetização líquida da seguinte forma:

$$\vec{M}(t) = \gamma \vec{J}(t). \quad (2.5)$$

Como foi dito anteriormente, os spins em uma amostra macroscópica realizam movimentos que podem ser descritos pela mecânica clássica. Sendo assim, sabendo que  $\vec{M}(t)$  é um momento magnético, ele irá sofrer um torque quando for perturbado por um campo magnético  $\vec{B}(t)$ , obedecendo a seguinte equação vetorial:

$$\frac{d\vec{J}(t)}{dt} = \vec{M}(t) \times \vec{B}(t). \quad (2.6)$$

Pode-se eliminar  $\vec{J}(t)$  utilizando a equação (2.5), resultando em:

$$\frac{d\vec{M}(t)}{dt} = \vec{M}(t) \times \gamma \vec{B}(t). \quad (2.7)$$

Assim, em uma situação inicial em que o campo  $\vec{B}(t)$  é o campo fixo considerado anteriormente ( $\vec{B}(t) = \vec{B}_0$ ), a magnetização líquida inicial tem magnitude  $M_0$  ( $M_0 = |\vec{M}(0)|$ ), está orientada a um ângulo qualquer  $\alpha$  com relação ao eixo  $z$  e possui suas três componentes espaciais dadas por:

<sup>II</sup>Esse valor parece desprezível, mas em 1 g de <sup>1</sup>H existe 1 mol de prótons, que corresponde a uma quantidade da ordem de 10<sup>23</sup> prótons.

$$\vec{M}(t) = \begin{bmatrix} M_x(t) \\ M_y(t) \\ M_z(t) \end{bmatrix}. \quad (2.8)$$

É possível determinar matematicamente o comportamento de  $\vec{M}(t)$  resolvendo a equação (2.7):

$$\frac{d\vec{M}(t)}{dt} = \vec{M}(t) \times \gamma \vec{B}_0 = \begin{vmatrix} M_x(t) & M_y(t) & M_z(t) \\ 0 & 0 & \gamma B_0 \\ \hat{x} & \hat{y} & \hat{z} \end{vmatrix}. \quad (2.9)$$

A solução dessa equação é dada por:

$$M_x(t) = M_0 \text{sen}(\alpha) \cos(-\gamma B_0 t + \theta); \quad (2.10a)$$

$$M_y(t) = M_0 \text{sen}(\alpha) \text{sen}(-\gamma B_0 t + \theta); \quad (2.10b)$$

$$M_z(t) = M_0 \cos(\alpha), \quad (2.10c)$$

em que  $\theta$  é o ângulo de fase, dado por:

$$\theta = \text{tg}^{-1} \left( \frac{M_y}{M_x} \right). \quad (2.11)$$

Essas equações são características de um movimento de **precessão**, indicando que os spins sofrem uma precessão em torno do campo magnético externo com frequência dada por:

$$\omega_0 = \gamma B_0, \quad (2.12)$$

que é chamada de **frequência de Larmor** e possui unidade de radianos por segundo. Veremos adiante que a frequência de Larmor é uma grandeza muito importante nos ajustes dos sinais transmitidos para o paciente na máquina de ressonância magnética.

Pode-se explicar a precessão fazendo uma analogia com um brinquedo infantil muito conhecido que realiza esse movimento: o peão. Quando se coloca o peão para girar com seu eixo na vertical ele se equilibra enquanto gira em torno do seu eixo e ao sofrer uma pequena perturbação, em vez de cair, ele vai continuar girando em torno do seu eixo ao mesmo tempo que balança em torno do eixo vertical com outra frequência. O mesmo ocorre com os spins, quando eles se encontram na presença de um campo magnético externo: eles irão balançar no sentido horário em torno do eixo do campo com a frequência de Larmor (Figura 2.2).

Para uma melhor compreensão de como funcionam os sinais de RMN, é importante representar o vetor magnetização líquida em somente duas componentes, a componente longitudinal  $M_z(t)$ , orientada no eixo  $z$ , e a componente transversal  $M_{xy}(t)$ , orientada no plano  $x-y$ , que representa as componentes  $M_x(t)$  e  $M_y(t)$  como um único número complexo da seguinte forma:

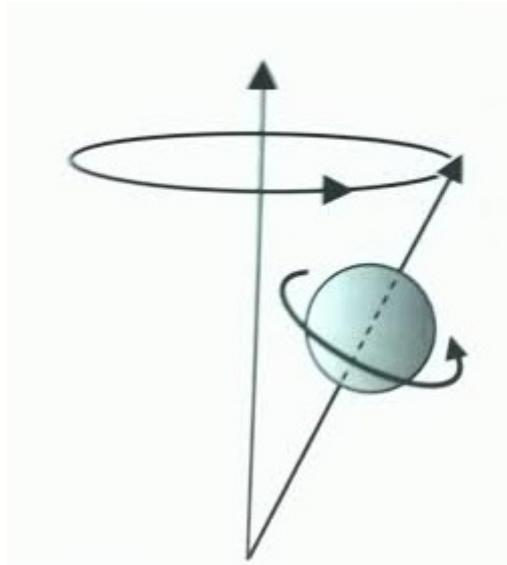


Figura 2.2: Representação do movimento de precessão exercido por um spin [2].

$$M_{xy}(t) = M_x(t) + jM_y(t), \quad (2.13)$$

em que  $j = \sqrt{-1}$ . A figura 2.3 mostra essa representação.

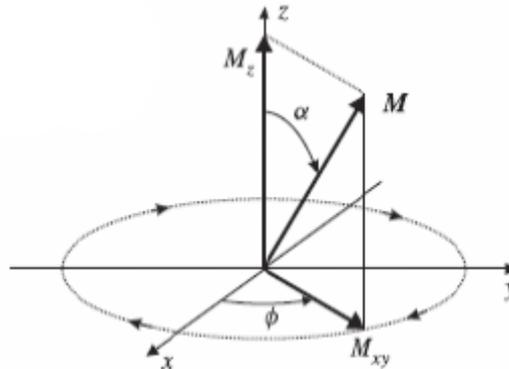


Figura 2.3: Representação do movimento de precessão da magnetização líquida e de suas componentes [1].

É importante notar que, no equilíbrio dinâmico, os momentos magnéticos dos spins possuem a mesma frequência, mas estão totalmente fora de fase, de tal forma que a magnetização líquida possui somente sua componente longitudinal, uma vez que a soma das componentes transversais se torna nula. Assim, os spins individualmente sofrem precessão, mas a magnetização líquida não sofre precessão no equilíbrio dinâmico.

## 2.3 PULSOS DE RF

Preende-se agora adquirir um sinal a partir do conjunto de prótons sob efeito do campo magnético. Infelizmente é impossível medir diretamente a magnitude da magnetização líquida, mas é possível medir a sua componente transversal e, para isso, deve-se gerar uma perturbação no sistema que pode ser manipulada com a aplicação de uma onda eletromagnética.

O objetivo da onda eletromagnética aplicada é eliminar o equilíbrio dinâmico e fazer com que a componente magnética resultante saia do eixo  $z$ , para isso, sua componente magnética ( $\vec{B}_1$ ) se direciona de forma perpendicular ao campo magnético  $\vec{B}_0$ . Dessa forma, os spins sofrerão uma excitação e se alinharão na direção do novo campo, adquirindo uma **coerência de fase** e o vetor magnetização líquida passará a ter componente no eixo transversal.

Existe uma condição para que os spins saiam do equilíbrio: a frequência da onda eletromagnética aplicada deve ser igual à frequência de Larmor dos prótons, estabelecendo-se a condição de **ressonância**. Isso ocorre porque, de acordo com a física quântica, os spins só podem sair de um estado menos energético para um estado mais energético se forem excitados com um fóton de frequência igual à frequência de Larmor (ver equação (2.12)).

As máquinas de ressonância magnética normalmente trabalham com um campo magnético  $B_0$  na faixa de 0,1 T a 7,0 T, em que os mais fracos utilizam ímãs permanentes ou eletroímãs, que podem ser ligados ou desligados. Os campos mais fortes (a partir de 0,5 T), para serem atingidos, utilizam ligas de nióbio–titânio imersas em hélio líquido, em uma temperatura de 4 K para funcionarem como supercondutores. A constante giromagnética do hidrogênio, para aplicações práticas, condiciona a frequência de Larmor a estar na faixa de frequências características das ondas de **radiofrequência (RF)**, que inclui sinais de televisão, rádios AM e FM, não sendo nocivas ao corpo humano.

As ondas de RF podem ser geradas com bobinas transmissoras em quadratura, posicionadas em torno dos eixos  $x$  e  $y$  do sistema de coordenadas, para que apresentem polarização circular. A sua forma de onda é de extrema importância para a aquisição de imagens e será estudada mais adiante. Por agora, a componente magnética do RF de polarização circular aplicada no plano transversal pode ser descrita como:

$$\vec{B}_1(t) = \begin{bmatrix} B_1^e(t)\cos(\omega_0 t + \psi) \\ B_1^e(t)\sin(-\omega_0 t + \psi) \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (2.14)$$

em que  $B_1^e(t)$  é a envoltória da onda e  $\psi$  é a fase inicial.

Para uma melhor visualização desse fenômeno, define-se um novo sistema de coordenadas em que a referência está girando em sentido horário com a frequência  $\omega_0$  em torno do eixo  $z$ , chamado de **eixos rotatórios**. O novo sistema de coordenadas  $(x', y', z')$  se relaciona com o cartesiano  $(x, y, z)$  da seguinte maneira:

$$\begin{bmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} x \cos(\omega_0 t) - y \sin(\omega_0 t) \\ x \sin(\omega_0 t) + y \cos(\omega_0 t) \\ z \end{bmatrix}. \quad (2.15)$$

Nesse novo sistema de coordenadas, o vetor magnetização transversal será:

$$M_{x'y'} = M_0 \sin(\alpha) \cos(\theta) + j M_0 \sin(\alpha) \sin(\theta). \quad (2.16)$$

Isso significa que no eixo rotatório, a magnetização transversal será um vetor estacionário, pois ele não depende mais do tempo.

De forma análoga, o campo  $B_1(t)$  (que só possui componente transversal), no novo sistema de coordenadas, será:

$$B_1(t) = B_1^e(t) \cos(\psi) + j B_1^e(t) \sin(\psi). \quad (2.17)$$

Para simplificar, assumiremos que  $\psi = 0$ , indicando que  $B_1(t)$  é aplicado na direção do eixo  $x'$ . Assim, de forma análoga ao que ocorre com a magnetização líquida no campo estático  $B_0$ , a aplicação do campo  $B_1(t)$  resultará na precessão forçada de  $M(t)$  no sentido horário em torno do eixo  $x'$  com frequência  $\omega_1 = \gamma B_1$ , em que  $B_1 = |B_1^e(t)|$  [10]. Como a nova precessão ocorre no frame de rotação, o movimento verdadeiro descrito nas coordenadas cartesianas deverá incluir a rotação no plano  $x-y$ , assim, o movimento resultante será espiralado, em que o vetor magnetização líquida inicialmente se encontra direcionado no eixo  $z$  e é transmitido ao plano  $x-y$ . A figura 2.4 ilustra esse processo nos dois sistemas de coordenadas.

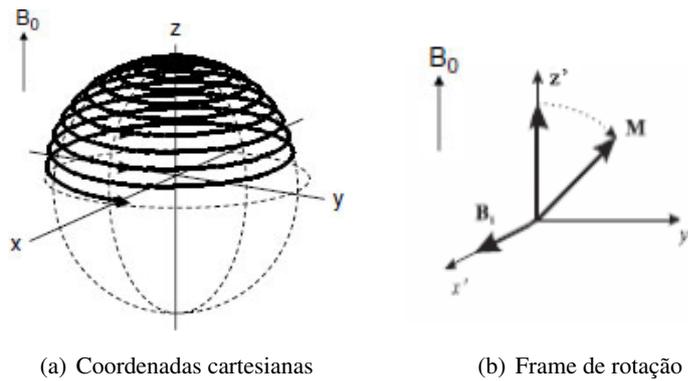


Figura 2.4: Movimento do vetor  $\vec{M}$  em sistemas de coordenadas distintos [3].

No frame de rotação, o ângulo  $\alpha$  que o vetor  $\vec{M}(t)$  faz com o eixo  $z'$  é chamado de **ângulo de flip**. Ele depende do tempo de duração ( $t_p$ ) e da magnitude do pulso de RF. Pode ser calculado da

seguinte maneira:

$$\alpha = \int_0^{t_p} B_1^e(t) dt. \quad (2.18)$$

Com a escolha apropriada de  $t_p$  e  $B_1(t)$ , é possível obter qualquer valor do ângulo de flip, mas é importante manter um equilíbrio entre essas duas grandezas. Em um exame, por exemplo, se deseja-se diminuir o tempo do flip pela metade, deve-se transmitir um pulso de RF com o dobro da amplitude, que terá o quádruplo de potência. Isso pode ser perigoso para o paciente, pois não se deve esquecer que o pulso possui uma componente elétrica que será transformada em calor. Assim, pulsos de potências elevadas podem causar queimaduras [5].

Ângulos de flip comumente usados são  $\alpha = 90^\circ$ , em que o pulso de RF é chamado de **pulso de excitação**, e  $\alpha = 180^\circ$ , em que o pulso de RF é chamado de **pulso de inversão**. A aplicação desses pulsos será discutida mais adiante.

No momento que o pulso de RF para de ser transmitido, o campo magnético resultante volta a ser igual a  $\vec{B}_0$  e a magnetização líquida tende a sofrer uma precessão novamente em torno do eixo  $z$  até atingir o equilíbrio dinâmico, no qual a componente transversal volta a ser nula e a componente longitudinal volta a ser igual a  $M_0$ . Esse processo é chamado de **relaxamento** e é responsável pela geração do sinal de RMN.

## 2.4 O SINAL DE RMN

Após a excitação, acontecem dois tipos de relaxamento: o **relaxamento longitudinal**, responsável pelo crescimento da componente longitudinal da magnetização líquida, e o **relaxamento transversal**, responsável pelo decrescimento de sua componente transversal. Ambos relaxamentos são causados por interações moleculares dos spins com a vizinhança e entre si mesmos.

É natural pensar que, durante o relaxamento, o vetor  $\vec{M}_0$  irá se movimentar partindo do plano transversal até atingir o equilíbrio no eixo longitudinal, realizando o movimento contrário ao que foi forçado durante o pulso de RF, de modo que a componente transversal se anulará ao mesmo tempo que a componente longitudinal atingirá seu valor máximo. Mas não é isso que ocorre.

A magnitude da magnetização líquida resultante não se mantém constante durante o relaxamento; ela decresce e depois retorna ao valor de equilíbrio  $M_0$ , pois a componente transversal decai mais rapidamente do que a recuperação da componente longitudinal. A figura 2.5 mostra graficamente esse comportamento.

### 2.4.1 Relaxamento longitudinal

A interação dos spins com a vizinhança é chamada de **relaxamento spin-vizinhança** e é a causa do crescimento da componente longitudinal da magnetização líquida após o término do pulso de RF. É um fenômeno que explica a perda de energia dos prótons para a região de vi-

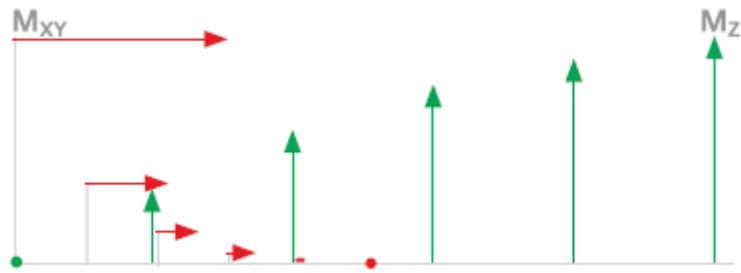


Figura 2.5: Comparação do comportamento das componentes  $M_{xy}$  e  $M_z$  durante o relaxamento [4].

zinhança, causando a vibração das moléculas nos arredores que então é transformada em calor. Esse processo pode ser descrito como um crescimento exponencial pela seguinte equação:

$$M_z(t) = M_0 \cos(\alpha) e^{-t/T_1} + M_0(1 - e^{-t/T_1}), \quad (2.19)$$

em que  $T_1$  é uma constante chamada **tempo de relaxamento spin-vizinhança** ou **tempo de relaxamento longitudinal**, que mede o tempo que a componente longitudinal leva para recuperar aproximadamente 63% de seu valor final. O valor de  $T_1$  depende do tecido em estudo e do campo magnético externo. A figura 2.6 mostra graficamente o crescimento do vetor  $M_z$  após um pulso de excitação.

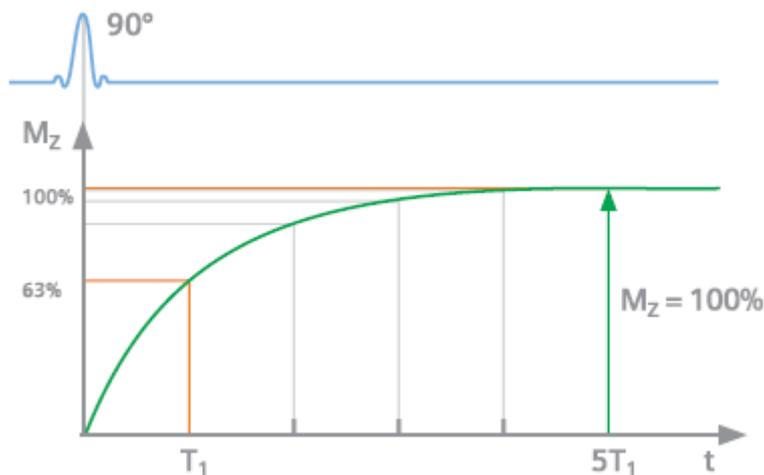


Figura 2.6: Crescimento da magnetização longitudinal ao longo do tempo após um pulso de excitação [4].

O que acontece é que a vibração natural das moléculas vizinhas causa pequenas flutuações no campo magnético que atua sobre os prótons (ruído magnético), que varia de acordo com a mobilidade molecular. Algumas dessas flutuações podem vibrar com a frequência de Larmor, alterando o estado de energia dos spins e acelerando a transferência de energia. Em outras palavras, a constante  $T_1$  depende da vibração natural que depende do estado físico dos tecidos em que os átomos de hidrogênio se encontram.

As moléculas de água, por estarem em estado líquido, apresentam vibrações naturais com

frequência muito alta, superando a frequência de Larmor. Por isso, nos fluidos do corpo humano, os prótons demoram a perder energia e a constante  $T_1$  é relativamente longa. No caso das moléculas em estado sólido, suas frequências de vibração naturais são menores que as dos líquidos e são mais próximas da frequência de Larmor, assim a constante  $T_1$  é menor [2]. Os prótons nas moléculas de gordura possuem uma frequência de vibração natural muito próxima da frequência de Larmor, portanto a troca de energia ocorre de forma muito rápida. Resumidamente, a gordura apresenta o menor  $T_1$ , os sólidos apresentam  $T_1$  intermediário e os fluidos apresentam o maior  $T_1$ . Os valores típicos de  $T_1$  estão na faixa de 250 ms até 2500 ms [10]. A tabela 2.2 mostra valores de  $T_1$  em alguns tecidos para diferentes valores de campo magnético.

Tabela 2.2: Valores de  $T_1$  (em ms) em diferentes tecidos para diferentes valores de campo magnético [4].

Tecido	0,2 T	1 T	1.5 T
Gordura		240	
Músculo	370	730	863
Massa Branca	388	680	783
Massa Cinzenta	492	809	917
Líquor	1400	2500	3000

#### 2.4.2 Relaxamento Transversal

A interação entre os spins e eles mesmos é chamada de **relaxamento spin-spin** e é a causa do decrescimento da componente transversal da magnetização líquida após o término do pulso de RF. É um fenômeno que explica a perda de fase que eles adquiriram depois do pulso por possuírem frequências angulares levemente diferentes. Esse processo pode ser descrito como um decaimento exponencial pela seguinte equação:

$$M_{xy}(t) = M_0 \sin(\alpha) e^{-t/T_2}, \quad (2.20)$$

em que  $T_2$  é uma constante chamada **tempo de relaxamento spin-spin** ou **tempo de relaxamento transversal**, que mede o tempo que a componente transversal decai para aproximadamente 37% do seu valor inicial. O valor de  $T_2$  depende do tecido em estudo e não depende do valor do campo magnético externo. A figura 2.7 mostra graficamente o decaimento do vetor  $M_{xy}$  após o pulso de excitação.

Quando os spins mudam seus estados de energia, devido ao ruído magnético, seus campos magnéticos microscópicos irão mudar de sentido e dessa forma os prótons vizinhos irão sofrer influência de uma pequena mudança no campo local na direção do eixo z. Isso significa que a frequência de precessão também sofrerá uma pequena alteração, de tal forma que alguns spins irão rotacionar mais rápido e outros irão rotacionar mais devagar do que a frequência de Larmor, fazendo com que eles percam a coerência de fase, situação ilustrada na figura 2.8. O relaxamento spin-spin é considerado um fenômeno entrópico e é irreversível, em que a desordem do sistema

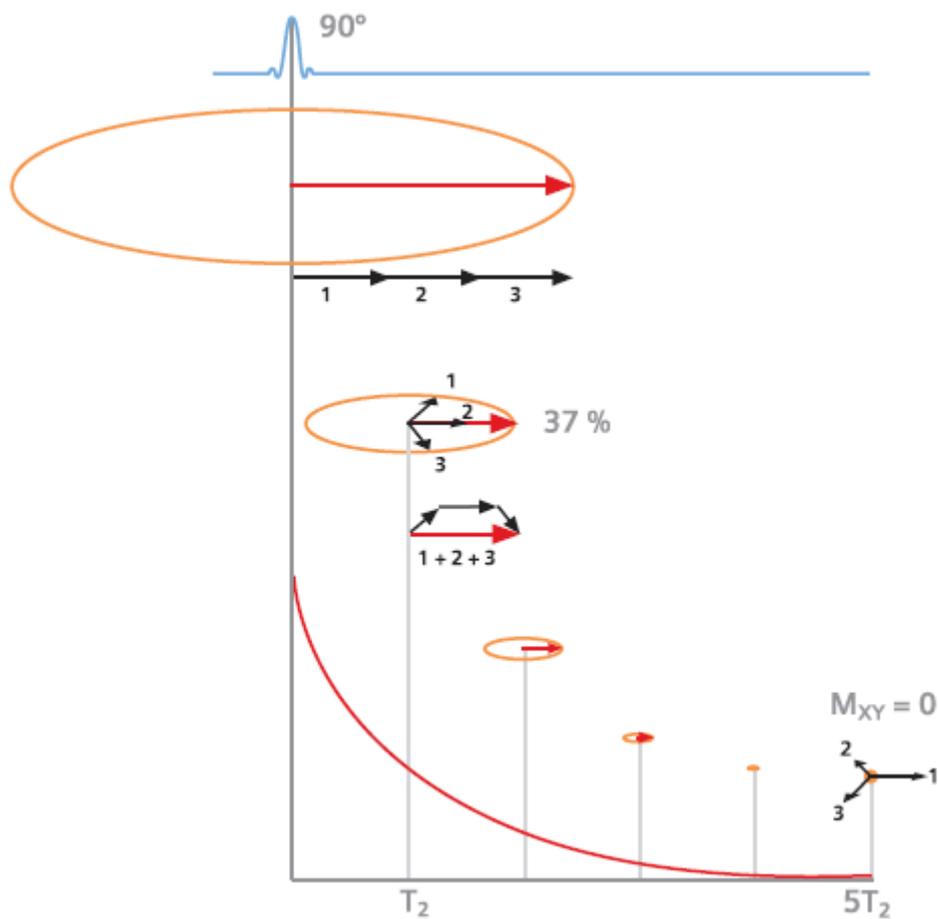


Figura 2.7: Decaimento da magnetização transversal ao longo do tempo após um pulso de excitação [4].

aumenta sem ocorrer mudança na energia [5].

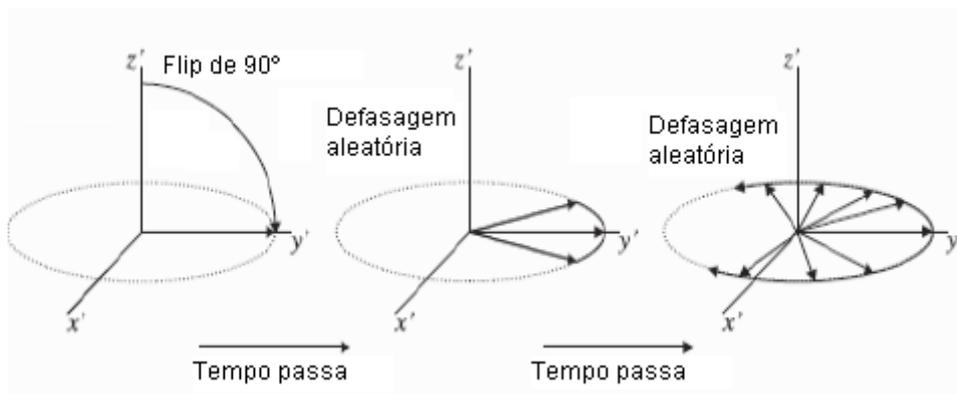


Figura 2.8: Representação do decaimento transversal devido a defasagem dos spins [1]

Devido ao fato de as moléculas de água estarem muito dispersas, as interações spin-spin entre os prótons são muito fracas, portanto a perda de fase ocorre de forma mais devagar comparada aos outros tecidos, apresentando assim um  $T_2$  longo. No caso de tecidos sólidos, por apresentarem estruturas mais compactas, as moléculas estão mais próximas umas das outras e as interações spin-spin entre os prótons são mais fortes, acarretando em uma defasagem mais rápida e a constante

$T_2$  se torna menor [2].

As moléculas de gordura possuem uma estrutura que não é tão esparsa quanto a da água e nem tão compacta quanto a dos tecidos sólidos, portanto apresentam um valor de  $T_2$  intermediário. Resumidamente, os sólidos apresentam um  $T_2$  menor, os tecidos gordurosos apresentam um  $T_2$  intermediário e os fluídos apresentam um  $T_2$  longo. Os valores típicos de  $T_2$  estão na faixa de 25 ms até 250 ms [10]. A tabela 2.3 mostra os valores de  $T_2$  para diferentes tecidos.

Tabela 2.3: Valores de  $T_2$  em diferentes tecidos [4].

Tecido	$T_2$ (ms)
Músculo	47
Gordura	84
Massa Branca	92
Massa Cinzenta	101
Líquor	1400

### 2.4.3 Decaimento de indução livre

Da mesma forma que as bobinas em quadratura podem transmitir pulsos eletromagnéticos, elas também são capazes de captar sinais eletromagnéticos. De acordo com a lei de indução de Faraday, um campo magnético variando em um condutor irá induzir uma corrente elétrica. Durante o relaxamento, a magnetização se assemelha a um ímã girante, portanto ela irá induzir uma corrente elétrica nas bobinas que, por estarem dispostas no plano  $x$ - $y$ , só irão sofrer indução devido a variação da componente transversal. Essa corrente é o sinal de RMN obtido. A figura 2.9 ilustra a disposição em quadratura das bobinas e os sinais  $s_x(t)$  e  $s_y(t)$  adquiridos.

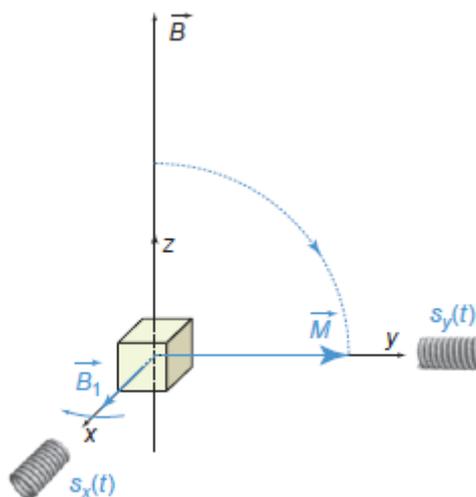


Figura 2.9: Representação das bobinas em quadratura, direcionadas nos eixos  $x$  e  $y$  [5].

Quanto mais forte for a magnetização transversal, mais forte será o sinal. Até atingir o equi-

líbrio dinâmico, a magnetização decai rapidamente, induz um sinal e realiza um movimento de precessão livremente, por isso o sinal de RMN é chamado de **decaimento de indução livre (do inglês free induction decay, ou FID)**. Os sinais obtidos nas bobinas estão defasados de  $90^\circ$  e suas formas de onda são dadas pela equação (2.20). Com  $\alpha = 90^\circ$ , nas coordenadas cartesianas, os sinais serão:

$$s_x(t) = M_0 e^{-t/T_2} \cos(-\omega_0 t), \quad (2.21a)$$

$$s_y(t) = M_0 e^{-t/T_2} \text{sen}(-\omega_0 t), \quad (2.21b)$$

que pode ser transformada em um único sinal utilizando a seguinte notação complexa:

$$s(t) = s_x(t) + js_y(t) = M_0 e^{-t/T_2} e^{-j\omega_0 t}. \quad (2.22)$$

Essa equação corresponde a um sinal oscilante com frequência  $\omega_0$  e envelope correspondente ao decaimento  $T_2$ . Assim que o sinal é adquirido, ele é amplificado e demodulado para que seja adquirido somente o envelope. Assim, o sinal final obtido será dado por:

$$s(t) \propto p_d e^{-t/T_2}, \quad (2.23)$$

em que  $p_d$  é a **densidade de magnetização líquida**, que é proporcional à densidade de prótons do voxel, por isso é simplesmente chamada de **densidade de prótons**.

A figura 2.10 ilustra a magnitude do FID antes da demodulação.

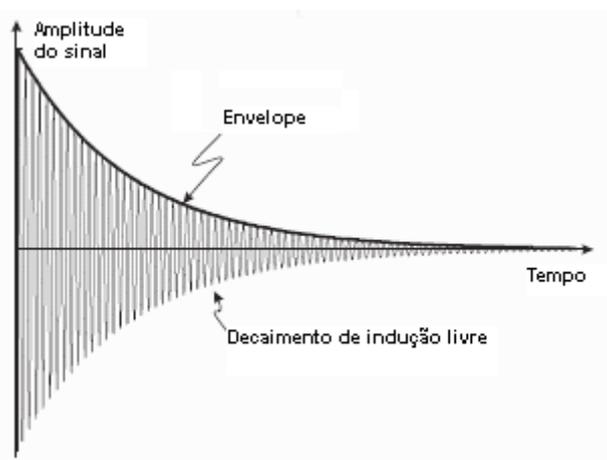


Figura 2.10: Diagrama temporal do decaimento de indução livre [1].

#### 2.4.4 A não-homogeneidade do campo magnético

A equação que descreve o sinal obtido é válida somente para o caso de um sistema ideal, em que o campo magnético externo é homogêneo em toda sua direção. Infelizmente, essa situação é impossível por causa de limitações físicas. Não importa quão bom é o sistema e quão estável

é o campo, sempre haverá uma pequena distorção na homogeneidade que, embora seja muito pequena, contribui para uma defasagem mais rápida do que as interações spin-spin durante o relaxamento transversal.

Como os prótons em locais diferentes estão sujeitos a campos ligeiramente diferentes (medidos em partes por milhão) eles irão sofrer uma precessão com frequências diferentes, que são muito próximas entre si e da frequência de Larmor. Entretanto, essas diferenças causam uma defasagem, pois alguns prótons irão sofrer precessão com a frequência de Larmor, enquanto que outros que estiverem sujeitos a um campo maior estarão com a frequência maior e os que estiverem sujeitos a um campo menor estarão com a frequência menor.

O verdadeiro decaimento de indução livre é uma curva exponencial que decresce mais rapidamente que o relaxamento transversal. A diferença está na constante de tempo, que é denotada como  $T_2^*$  e possui valor menor que  $T_2$ . A figura 2.11 mostra o FID real.

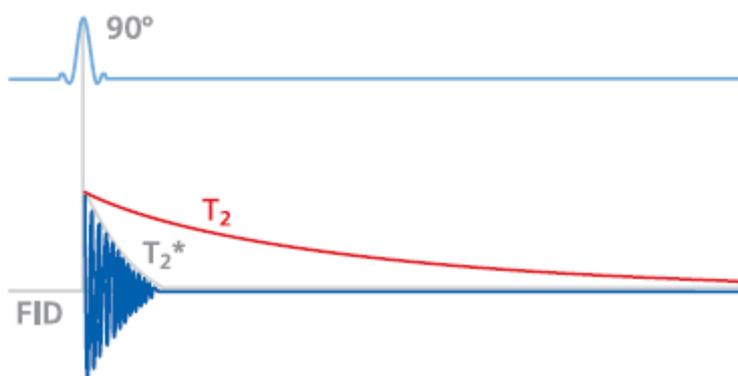


Figura 2.11: Diagrama temporal do verdadeiro decaimento de indução livre regido pela constante  $T_2^*$  [4].

Deve-se lembrar que o relaxamento spin-spin é um processo estocástico, pois depende somente do tecido em estudo, enquanto que o decaimento  $T_2^*$  é um processo determinístico, porque não depende somente do tecido como também da não homogeneidade do campo externo. Existe uma técnica que restaura temporariamente a coerência de fase dos spins que defasaram por causa da não homogeneidade antes que eles se defasem completamente por causa das interações spin-spin. Em outras palavras, é possível adquirir um novo FID enquanto não tiver ocorrido totalmente a perda da magnetização transversal pelo decaimento  $T_2$ .

Observando a figura 2.8, percebe-se que a perda de coerência se dá com os spins se afastando do eixo  $y'$  até atingirem a parte negativa do eixo. Se for invertido o sentido da magnetização para o sentido negativo do eixo  $y'$ , a direção da rotação permanecerá a mesma, mas a ordem dos spins será trocada de tal forma que os atrasados se tornarão adiantados e vice versa, dessa forma, eles irão restabelecer uma coerência de fase que irá se perder novamente no sentido positivo do eixo  $y'$ , gerando um novo FID. Esse processo é chamado de **Eco de Spin** e pode ser adquirido com a aplicação de um pulso de inversão ( $\alpha = 180^\circ$ ).

A figura 2.12 dá uma ideia mais clara do descrito acima, antes do pulso de inversão, os spins estão rotacionando para o sentido indicado, mas o spin 1 está adiantado enquanto o spin 3 está

atrasado, após o pulso, o sentido de rotação permanece mas os spins 1 e 3 invertem suas posições, de tal forma que eles irão se encontrar novamente na posição do spin 2, restabelecendo a coerência, nesse processo o sinal cresce até um valor máximo e depois decresce novamente, gerando um novo FID.

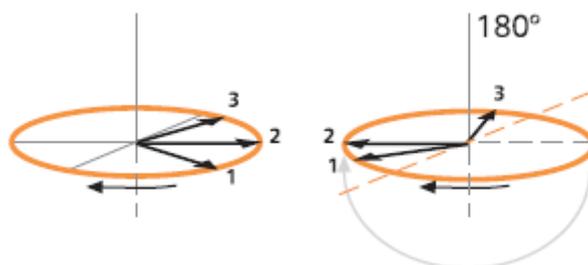


Figura 2.12: Demonstração do que ocorre após um pulso de 180° [4].

#### 2.4.5 Tempo de eco e tempo de repetição

É importante notar que o pulso de excitação é o passo inicial para a aquisição de sinal. Ao seu término, será gerado instantaneamente um sinal de FID que deveria ser o sinal adquirido para a construção de imagens, mas isso é eletronicamente impossível, pois a aquisição do sinal demanda um certo tempo após a emissão do pulso. O sinal obtido vem na verdade depois do primeiro eco de spin e o tempo de aquisição é chamado de **tempo de eco (TE)**, que é o tempo em que o sinal retorna ao seu máximo valor (Figura 2.13).

Um outro conceito que é importante definir antes do estudo da aquisição de imagens é o de **tempo de repetição (TR)**, que é o intervalo de tempo entre dois pulsos de excitação, ilustrado na figura 2.13. Tanto o TE quanto o TR podem ser escolhidos arbitrariamente pelo operador em uma máquina de RM. A escolha desses valores (além de outras técnicas) é o segredo para a aquisição de imagens com diversos tipos de contraste, dependendo das características que se deseja estudar.

Fazendo uma análise matemática, considerando que após cada pulso de excitação só haverá um pulso de inversão, o FID que o paciente emite logo após receber o primeiro pulso de excitação, quando amplificado e demodulado, é semelhante à equação (2.23). A diferença é que o decaimento ocorre com a constante  $T_2^*$  em vez de  $T_2$ :

$$s(t) \propto p_d e^{-(t-TE)/T_2^*}. \quad (2.24)$$

Seguindo o diagrama temporal da figura 2.13, até o pulso de inversão e o máximo do eco, a magnitude do FID decaiu de acordo com a equação (2.20) substituindo-se o valor de t por TE, dessa forma o primeiro sinal de eco de spin obtido será dado por:

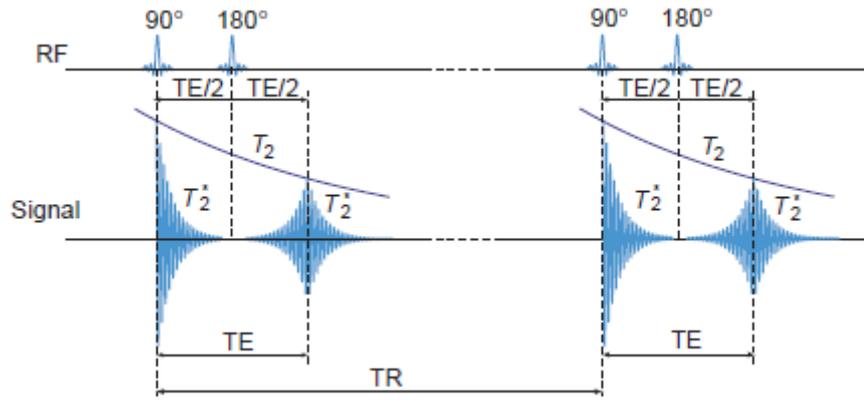


Figura 2.13: Diagrama temporal de um novo pulso de excitação [5].

$$s(t) \propto p_d e^{-TE/T_2} e^{-(t-TE)/T_2^*}. \quad (2.25)$$

Continuando o diagrama temporal, após o tempo TR é transmitido um novo pulso de excitação. Normalmente, o valor de TR é menor que o tempo necessário para que a magnetização longitudinal tenha seu valor completamente restabelecido, portanto a magnitude do segundo eco não será mais  $p_d$ , mas sim dada pela equação (2.19), substituindo o valor de t por TR. Assim o sinal do segundo eco será dado por:

$$s(t) \propto p_d (1 - e^{-TR/T_1}) e^{-TE/T_2} e^{-(t-TE)/T_2^*}. \quad (2.26)$$

# 3 AQUISIÇÃO DE IMAGENS POR RESSONÂNCIA MAGNÉTICA

Até agora, foi explicado como ocorre o processo de transmitir um sinal para um paciente e a recepção do sinal desse paciente, mas o sinal  $s(t)$  descrito na seção anterior não contém nenhuma informação espacial sobre a amostra que produziu o sinal. Tal sinal é a soma dos sinais gerados com o relaxamento dos spins de toda a amostra.

Para criar uma imagem, é necessário adquirir vários sinais que irão conter informações sobre um conjunto de voxels em um determinado segmento do corpo do paciente. Isso acontece se somente aqueles prótons do conjunto de voxels sofrerem ressonância, de tal forma que os prótons que estiverem fora do segmento não interfiram no sinal adquirido. Ademais, se cada voxel do segmento excitado estiver sob efeito de campos magnéticos ligeiramente diferentes, suas frequências de Larmor serão diferentes; assim pode-se localizar espacialmente os voxels com base na frequência do pulso de RF recebido. Essa pequena variação do campo magnético pode ser obtida com o uso de **gradientes magnéticos**.

## 3.1 GRADIENTES

Em uma máquina de RM, existem três conjuntos de bobinas dispostas espacialmente de tal forma que possam gerar um gradiente magnético em cada direção espacial. Dependendo de sua função, tais gradientes podem ser chamados de **gradiente de seleção de fatia**, **gradiente de leitura (ou gradiente de codificação em frequência)** e **gradiente de codificação em fase**.

Para cada direção,  $x$ ,  $y$  e  $z$ , os gradientes possuem magnitude denotadas por  $G_x$ ,  $G_y$  e  $G_z$ , respectivamente, com unidades de militesla por metro e cada um pode desempenhar qualquer uma das funções descritas, dependendo do tipo de corte que o operador deseja obter (axial, sagital, coronal ou oblíquo). Assim, define-se o vetor gradiente como:

$$\vec{G} = \begin{bmatrix} G_x \\ G_y \\ G_z \end{bmatrix}. \quad (3.1)$$

Os campos produzidos pelos gradientes, são funções lineares no espaço. O campo magnético que o paciente está sujeito será a soma do campo magnético fixo com as contribuições dos gradientes. Assim, cada posição no espaço estará associada a uma frequência de Larmor dada por:

$$\omega(x, y, z) = \gamma(B_0 + G_x x + G_y y + G_z z), \quad (3.2)$$

ou

$$\omega(x, y, z) = \gamma(B_0 + \vec{G} \cdot \vec{r}), \quad (3.3)$$

em que  $\vec{r} = (x, y, z)$  é a posição espacial.

Por razões didáticas, neste trabalho, será estudada somente a formação de uma imagem axial, representada pela figura 3.1, em que os gradientes  $G_z$ ,  $G_x$  e  $G_y$  estarão realizando as funções de seleção de fatia, leitura e codificação em fase, respectivamente. Cada uma das funções será estudada detalhadamente para uma boa compreensão de como é formada a imagem de RM.

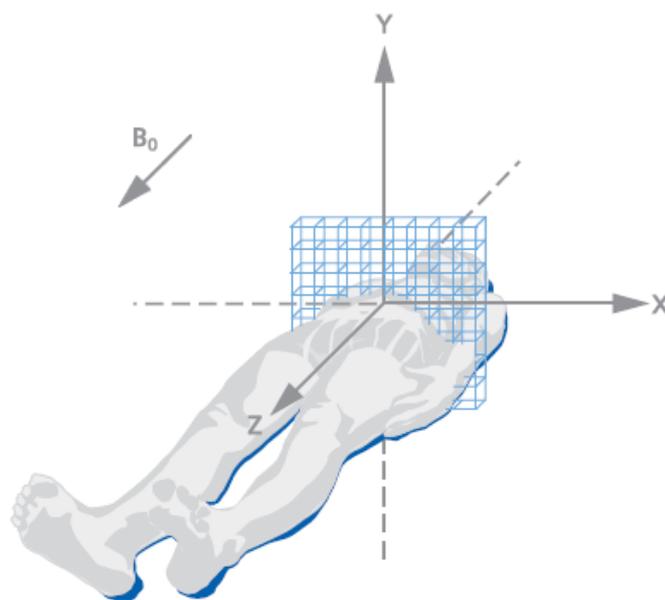


Figura 3.1: Eixos coordenados de uma imagem axial, representando os voxels de uma fatia [4].

### 3.1.1 Gradiente de seleção de fatia

Na direção do eixo  $z$  está atuando o campo magnético fixo  $\vec{B}_0$ . Deseja-se excitar somente os prótons em uma fatia fina nessa direção. Para isso, utiliza-se o gradiente  $G_z$  como seletor de fatia; assim, a magnitude do campo resultante variará linearmente na direção do eixo  $z$ , de acordo com a figura 3.2.

Se o pulso de RF transmitido ao paciente fosse uma senóide, ele possuiria somente uma frequência no seu espectro de Fourier e a fatia excitada relativa àquela frequência seria infinitesimalmente fina. Essa é uma situação imprática, pois uma senoide tem duração infinita. Para selecionar uma fatia, é necessário definir sua espessura e seu ponto central. A largura de banda do pulso de RF é escolhida a partir da espessura da fatia e a frequência central é escolhida a partir do ponto central da fatia.

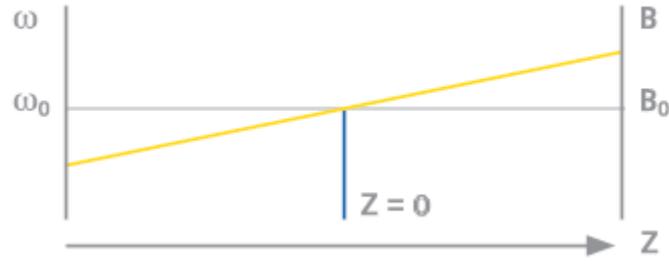


Figura 3.2: Variação do campo magnético na direção do eixo  $z$  quando o gradiente  $G_z$  é ligado e suas respectivas frequências de Larmor [4].

Para uma fatia que se encontra entre as posições arbitrárias inferior  $z^-$  e superior  $z^+$  a espessura será  $\Delta z = z^+ - z^-$  e o ponto central será:

$$\bar{z} = \frac{z^+ + z^-}{2}. \quad (3.4)$$

As frequências central ( $\bar{\omega}$ ), superior ( $\omega^+$ ) e inferior ( $\omega^-$ ) podem ser calculadas pela equação (3.3) substituindo os valores acima e considerando que  $G_x = G_y = 0$ , de modo que  $\nu$  varia somente ao longo do eixo  $z$ :

$$\omega(z) = \gamma(B_0 + G_z z) \quad (3.5a)$$

$$\bar{\omega} = \omega(\bar{z}) = \gamma(B_0 + G_z \bar{z}) \quad (3.5b)$$

$$\omega^+ = \omega(z^+) = \gamma(B_0 + G_z z^+) \quad (3.5c)$$

$$\omega^- = \omega(z^-) = \gamma(B_0 + G_z z^-) \quad (3.5d)$$

a largura de banda  $\Delta\nu$  será:

$$\Delta\omega = \omega^+ - \omega^- = \gamma G_z \Delta z. \quad (3.6)$$

Isolando  $\Delta z$  na equação acima, tem-se:

$$\Delta z = \frac{\Delta\omega}{\gamma G_z}. \quad (3.7)$$

Portanto, é possível observar que a espessura da fatia pode ser manipulada escolhendo valores de largura de banda do pulso de RF transmitido e de magnitude do gradiente. Da mesma forma, a posição central do corte pode ser manipulada escolhendo o valor da frequência central do pulso e da magnitude do gradiente:

$$\bar{z} = \frac{\bar{\omega} - \gamma B_0}{G_z}. \quad (3.8)$$

### 3.1.2 Gradiente de leitura

Uma vez que a fatia foi escolhida, deseja-se construir uma imagem bidimensional dessa fatia, em que os pixels terão níveis de cinza proporcionais à magnitude do sinal emitido pelos prótons nos respectivos voxels. Para determinar a posição espacial, deve-se associar cada voxel a uma outra grandeza física. No caso das colunas da imagem, os voxels serão codificados em frequência, da mesma forma que na seleção de fatia, mas dessa vez é utilizado o gradiente  $G_x$  durante a leitura do eco de spin, por isso chamado de gradiente de leitura.

Se o gradiente  $G_x$  for ativado durante o eco, o campo magnético será linearmente variável ao longo do eixo  $x$ , e conseqüentemente, a frequência de precessão dos prótons será alterada da seguinte forma:

$$\omega(x) = \gamma(B_0 + G_x x). \quad (3.9)$$

Assim, cada coluna da imagem será associada a uma faixa de frequências, e o sinal do eco será a soma do relaxamento dos prótons em frequências diferentes (figura 3.3(a)).

O sinal de eco que as bobinas receptoras adquirem será um sinal com mesma banda em que foi codificado, cada faixa de frequências haverá uma magnitude proporcional ao módulo do sinal  $s(t)$  de sua coluna correspondente, essas faixas são separadas e transferidas para o domínio espacial a partir da transformada de Fourier, onde é gerada uma imagem de dados. A figura 3.3(b) exemplifica o que ocorre para o caso de um sistema simplificado contendo uma linha e oito colunas.

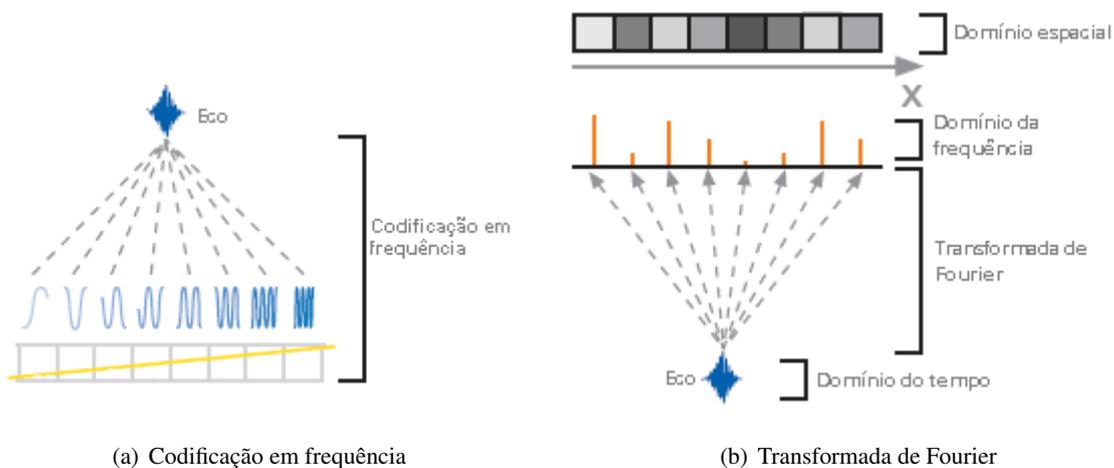


Figura 3.3: Quando o gradiente  $G_x$  é ativado, os sinais adquiridos de uma coluna da fatia selecionada estarão codificados em frequência, eles são separados pela transformada de Fourier e a imagem no domínio espacial é adquirida pela magnitude de cada faixa de frequências codificada [4].

### 3.1.3 Gradiente de codificação em fase

Depois da seleção de fatia e codificação das colunas da imagem em frequência, falta encontrar uma forma de codificar as linhas para que a imagem seja formada. É normal imaginar que o processo descrito na seção anterior também seria válido para codificar as linhas, mas esse processo não funcionaria porque voxels em posições distintas iriam ser codificados pela mesma frequência. Precisa-se de uma outra grandeza para associar às linhas, que no caso pode ser a fase do sinal.

Se o gradiente  $G_y$  for ativado durante o tempo entre o pulso de excitação e o eco, os spins irão sofrer precessão com velocidades diferentes, de tal forma que quando o gradiente  $G_y$  for desligado, eles voltarão a ter a mesma frequência, mas apresentarão uma diferença de fase proporcional à sua posição no eixo  $y$ . Esse processo é chamado de codificação em fase.

A diferença de fase (em radianos) pode ser determinada em função da posição no eixo  $y$  pela seguinte fórmula:

$$\phi(y) = -\gamma G_y T_f y, \quad (3.10)$$

em que  $T_f$  é o tempo de duração da aplicação do gradiente  $G_y$ .

Um sinal de eco possui informação de uma linha ao longo da transformada de Fourier da imagem. Para que o espectro de Fourier bidimensional da imagem seja formado, é necessário adquirir vários ecos, dependendo do número de linhas da imagem desejada. Para se obter uma imagem de  $256 \times 256$  pixels deve-se adquirir 256 sinais de eco, cada um com magnitude  $G_y$  diferente.

A figura 3.4 exemplifica os sinais adquiridos que codificam uma imagem hipotética que contém oito linhas. Percebe-se que as linhas centrais possuem sinal mais forte que as linhas da borda. Isso ocorre porque a defasagem é pequena para adquirir as linhas centrais, enquanto que deve-se defasar muito para adquirir as linhas da borda. Essa defasagem diminui o valor da magnetização transversal, acelerando o decaimento.

### 3.1.4 Sequência de pulsos

Existem vários métodos de se manipular os gradientes e pulsos transmitidos para a obtenção de uma imagem por ressonância magnética. Chama-se **sequência de pulsos** a progressão temporal em que os pulsos de RF são transmitidos e os gradientes são ligados e desligados para a obtenção de um tipo específico de imagem. O modo como os gradientes foram apresentados anteriormente se aplica para uma sequência de pulsos básica, chamada de sequência de eco de spin.

A figura 3.5 representa o diagrama temporal da sequência de eco de spin. O gradiente  $G_z$  é ativado enquanto o pulso de  $90^\circ$  é transmitido, para que somente os prótons daquela fatia sejam excitados, depois é reativado novamente com a transmissão do pulso de  $180^\circ$ . Logo depois é ativado o gradiente de codificação em fase, que se estende desde o final do pulso de excitação até

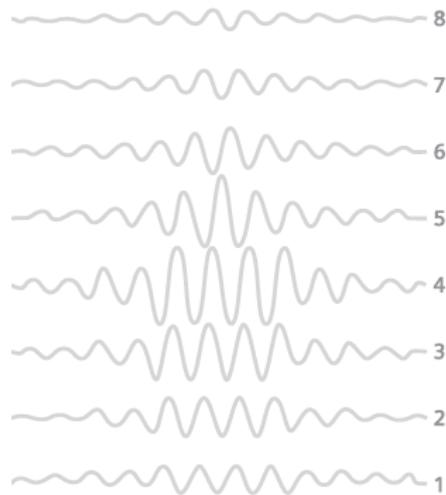


Figura 3.4: Oito sinais são necessários para se obter uma imagem com oito linhas, os sinais se tornam mais fracos a medida que se afastam do centro da imagem [4].

o início do pulso de inversão, para que os spins defasem ao longo do eixo  $y$ . Nota-se que o gradiente  $G_y$  é representado por vários trapézios, isso significa que o diagrama representa várias sequências da mesma aquisição, em que a única diferença é a amplitude desse gradiente, indicando que cada linha foi codificada em sequências separadas. Por fim, o gradiente de leitura é ativado durante o eco de spin, para que ocorra a codificação por frequência das colunas do espectro de Fourier. Nota-se que ele também é ativado ao mesmo tempo do gradiente  $G_y$  para que ocorra uma defasagem, essa defasagem serve pra compensar a defasagem no sentido inverso (por causa do pulso de inversão) que ocorre no tempo em que o gradiente  $G_x$  é ligado até o tempo da aquisição. Por isso, devem possuir graficamente a mesma área.

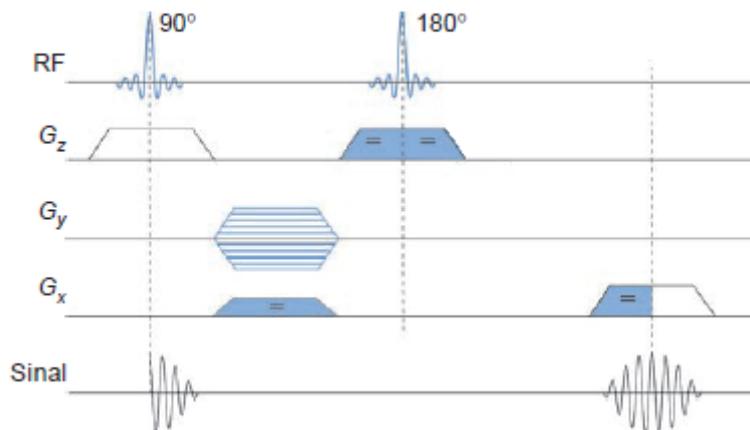
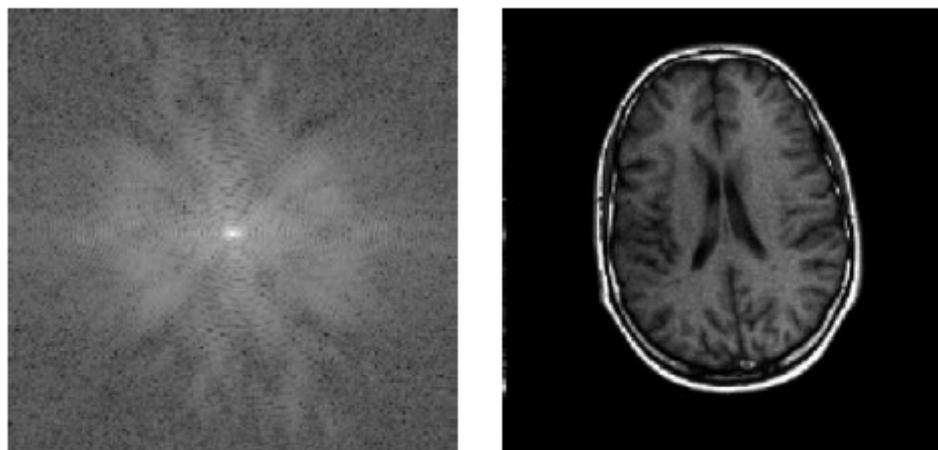


Figura 3.5: Diagrama temporal de uma sequência de eco de spin [5].

Uma vez que todos os sinais necessários foram obtidos pelas bobinas, eles são demodulados (da frequência  $\omega_0$  para a banda base), amostrados e quantizados, até que seja formado o **espaço de dados**, ou **espaço K**, ilustrados pela figura 3.6(a). O espaço de dados representa uma ima-

gem no espectro de Fourier bidimensional. Para que a imagem seja reconstruída, deve-se aplicar computacionalmente a transformada inversa bidimensional de Fourier. A figura 3.6 ilustra uma imagem de ressonância magnética reconstruída e seu espaço K.



(a) Espaço K de uma imagem.

(b) Imagem reconstruída a partir da transformada 2D inversa de Fourier.

Figura 3.6: Espaço K adquirido e imagem reconstruída por uma máquina de ressonância magnética [5].

### 3.2 O ESPAÇO K

O espaço K é uma matriz que contém a representação do espectro 2D de Fourier da imagem. A sua construção é o último passo para a aquisição de imagens por ressonância magnética e pode ser feita de várias maneiras, dependendo do tipo de exame desejado. Na seção anterior, foi discutida a aquisição por meio de uma sequência de pulsos de eco de spin **2DFT**, em que uma fatia é excitada e o espaço K é adquirido linha por linha.

Foi explicado que o sinal de um eco a partir da segunda excitação, após amplificado e demodulado, é dado pela equação (2.26) no frame de rotação. Mas os voxels, por estarem em regiões distintas do corpo, apresentam valores de  $M_0$  (ou  $p_d$ ),  $T_1$ ,  $T_2$  e  $T_2^*$  diferentes. Portanto, agora deve-se representar a dependência espacial da magnetização transversal:

$$M_{xy}(x, y, t) = M_0(x, y)(1 - e^{-TR/T_1(x,y)})e^{-TE/T_2(x,y)}e^{-(t-TE)/T_2^*(x,y)}, \quad (3.11)$$

e o sinal adquirido (e demodulado):

$$s(x, y, t) \propto p_d(x, y)(1 - e^{-TR/T_1(x,y)})e^{-TE/T_2(x,y)}e^{-(t-TE)/T_2^*(x,y)}. \quad (3.12)$$

Quando os gradientes são ligados, as frequências de precessão deixam de ser constantes no espaço, e assim, a magnetização líquida não será mais um vetor estacionário no frame de rotação.

As frequências se tornarão dependentes das coordenadas  $x$  e  $y$  e o sinal deverá ser descrito na notação complexa:

$$s(x, y, t) \propto p_d(x, y) (1 - e^{-TR/T_1(x,y)}) e^{-TE/T_2(x,y)} e^{-(t-TE)/T_2^*(x,y)} e^{-\gamma \int_0^t G_x(\tau) d\tau} e^{-\gamma \int_0^t G_y(\tau) d\tau}. \quad (3.13)$$

A aquisição do sinal ocorre em  $t > TE$ . Para simplificar, considera-se que a aquisição é muito rápida e a magnitude não possui decaimento  $T_2^*$  durante a leitura, sendo igual a quando  $t = TE$ . Define-se a **densidade de prótons alterada**  $m(x, y)$  como:

$$m(x, y) = s(x, y, TE) \propto p_d(x, y) (1 - e^{-TR/T_1(x,y)}) e^{-TE/T_2(x,y)} e^{-TE/T_2^*(x,y)}. \quad (3.14)$$

Define-se o vetor  $\vec{k} = (k_x, k_y, k_z)$  como sendo as coordenadas do espaço K, tal que:

$$k_x(t) \triangleq \frac{\gamma}{2\pi} \int_0^t G_x(\tau) d\tau; \quad (3.15a)$$

$$k_y(t) \triangleq \frac{\gamma}{2\pi} \int_0^t G_y(\tau) d\tau. \quad (3.15b)$$

$$k_z(t) \triangleq \frac{\gamma}{2\pi} \int_0^t G_z(\tau) d\tau. \quad (3.15c)$$

O sinal recebido será resultado de todo o relaxamento ao longo do plano transversal, que corresponde a integração em torno do plano  $xy$ :

$$s(t) \propto \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} m(x, y) e^{-j2\pi k_x(t)x} e^{-j2\pi k_y(t)y} dx dy, \quad (3.16)$$

ou

$$s(t) \propto \int_{-\infty}^{\infty} m(\vec{r}) e^{-j2\pi \vec{k}(t) \cdot \vec{r}} d\vec{r}. \quad (3.17)$$

Note que, neste caso,  $\vec{k} = (k_x, k_y, 0)$  pois  $G_z(t) = 0$  após a excitação.

Isso mostra que o sinal  $s(t)$ , para  $t > TE$  descreve uma trajetória no domínio de Fourier da imagem  $f_m(\vec{r})$  a ser reconstruída, ou seja:

$$s(t) \propto F \left\{ m(\vec{r}) \right\} (\vec{k}(t)), \quad (3.18)$$

e a imagem reconstruída será proporcional à transformada inversa de Fourier do sinal adquirido [10].

Percebe-se que a coordenada  $k_x$  é controlada pelo gradiente de leitura e a coordenada  $k_y$  é controlada pelo gradiente de codificação por fase, ou seja, com a manipulação desses gradientes, bem como dos pulsos de RF, pode-se adquirir o espaço K de várias maneiras dependendo do tipo de exame desejado. Quando um gradiente é ativado após um pulso de RF, diz-se que foi adquirida

uma trajetória no espaço K. Neste trabalho, serão estudadas as trajetórias descritas por dois tipos de obtenção de espaço K, a **aquisição 2DFT** e a **aquisição em espiral**.

É importante ressaltar que não existe uma correspondência direta entre um ponto no espaço K e um ponto na imagem, pois cada ponto do espaço K contém informação de toda a imagem<sup>1</sup>. Uma consequência desse fato é que se, por exemplo, uma pequena interferência de entrada de RF na sala de exames ocorrer em um dado instante durante a sequência de pulso, a presença dessa interferência bem localizada no tempo poderá gerar problemas que se propagarão para toda a imagem de RM, o que é chamado de artefato [12].

### 3.2.1 Aquisição 2DFT

O método de aquisição 2DFT é o método mais comumente utilizado para obtenção do espaço K, em que este é adquirido linha por linha. É um método lento, porém pode ser vantajoso em aplicações que estejam sujeitas a geração de artefatos [6].

A figura 3.7 exemplifica a trajetória da primeira linha do espaço K de uma aquisição 2DFT com eco de spin. A sequência de pulsos é demonstrada pelo diagrama temporal na figura 3.7(a) e sua trajetória no espaço K na figura 3.7(b). Neste caso, após o pulso de excitação, o gradiente  $G_y$  é ativado com máxima magnitude positiva e o gradiente  $G_x$  é ativado com metade de sua magnitude positiva; por isso, o vetor  $\vec{k}$  está no primeiro quadrante. Quando se transmite o pulso de inversão, o vetor  $\vec{k}$  rotaciona  $180^\circ$  e vai para o terceiro quadrante, para que, no momento da aquisição, o gradiente  $G_x$  seja ativado novamente com sua máxima magnitude para percorrer toda a parte negativa e positiva de  $k_x$ , adquirindo assim uma linha inteira. O processo é semelhante para a aquisição das outras linhas, sendo que a única diferença estará na magnitude do gradiente  $G_y$ , que vai sendo alterada a cada aquisição para que a trajetória seja feita linha por linha até que o espaço K seja inteiramente formado.

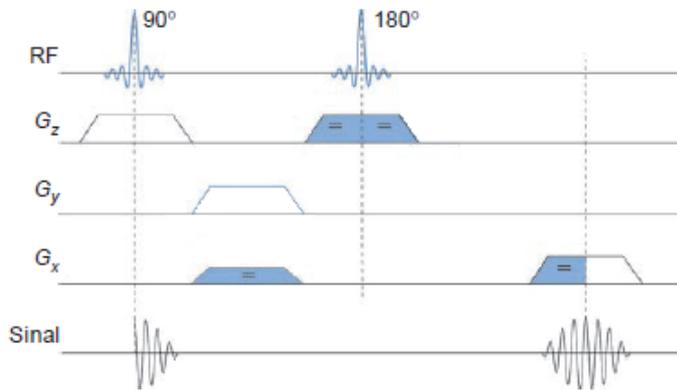
### 3.2.2 Aquisição em Espiral

Em comparação ao método de aquisição 2DFT, a aquisição em espiral tem a vantagem de ser mais rápida porque precisa de menos excitações para poder obter o espaço K [6]. A figura 3.8 ilustra o comportamento de uma aquisição em espiral. A sequência de pulsos é demonstrada pelo diagrama temporal na figura 3.8(a) e sua trajetória no espaço K é ilustrada na figura 3.8(b). Neste caso, após o pulso de excitação, os gradientes  $G_x$  e  $G_y$  oscilam com mesma frequência e suas magnitudes aumentam gradativamente até que o vetor  $\vec{k}$  atinja uma das bordas do espaço K.

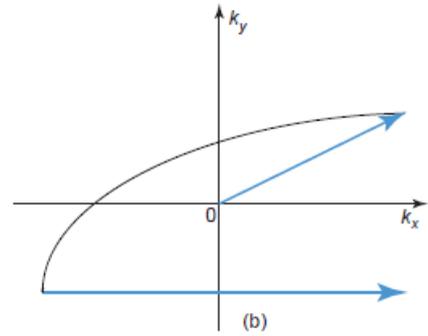
Percebe-se que os pixels dos cantos do espaço K não são adquiridos, mas sua ausência não afetará muito a imagem final porque suas magnitudes seriam muito pequenas, além deles possuírem alta frequência, ou seja, carregam apenas detalhes de alta resolução da imagem.

---

<sup>1</sup>Existem técnicas de aquisição em que não é obtido todo o espaço K e o restante da informação é obtido a partir de algoritmos ou simplesmente desprezado para diminuir o tempo de aquisição da imagem

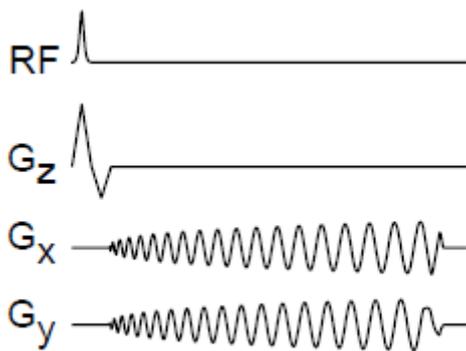


(a) Diagrama temporal de uma aquisição 2DFT.

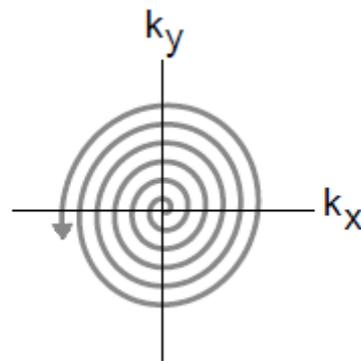


(b) Trajetória descrita no espaço K de uma linha na aquisição 2DFT.

Figura 3.7: Representação do diagrama temporal e da trajetória descrita no espaço K para a aquisição da linha inferior do espaço K na aquisição 2DFT [5].



(a) Diagrama temporal de uma aquisição em espiral.



(b) Trajetória descrita no espaço K na aquisição em espiral.

Figura 3.8: Representação do diagrama temporal e da trajetória descrita no espaço K para a aquisição do espaço K na reconstrução em espiral [6].

## 4 O ARTEFATO CAUSADO POR OFF-RESONANCE

Existem diversos tipos de artefatos, podendo estar associados ao paciente, processamento de imagem, pulsos de RF, campos magnéticos externos, gradientes, dentre outros. Um dos tipos mais comuns de artefato é o chamado **off-resonance**, que ocorre quando os prótons em diferentes lugares no espaço possuem frequências de precessão ligeiramente diferentes da frequência esperada para sua posição espacial.

Uma das causas mais comuns de off-resonance é o fato de o campo magnético fixo não ser totalmente homogêneo. Na prática, o campo  $B_0$  é aproximadamente homogêneo somente em um pequeno volume no centro do tubo de exame, mas, a medida que se afasta do centro do magneto, o valor do campo vai se alterando por causa de limitações técnicas. Outra causa desse fenômeno é o fato de que prótons de moléculas diferentes podem apresentar frequências de precessão diferentes, efeito chamado de **deslocamento químico**. A diferente **susceptibilidade magnética** das substâncias também podem causar artefatos de off-resonance.

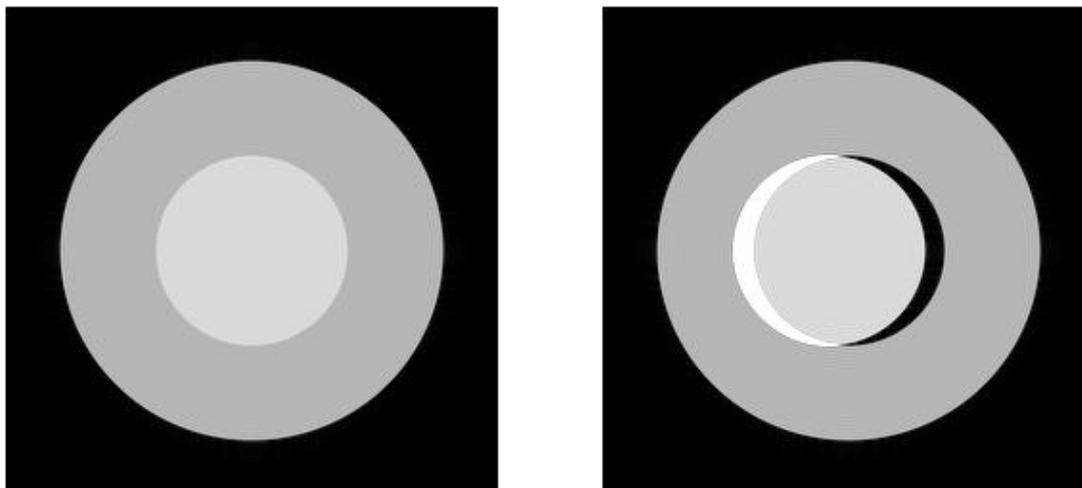
### 4.1 O DESLOCAMENTO QUÍMICO

A ligação dos átomos de hidrogênio com átomos de outros elementos para formar moléculas pode afetar a frequência de precessão dos núcleos de hidrogênio  $^1\text{H}$ , fenômeno que pode ocorrer quando, por exemplo, a nuvem eletrônica formada na ligação blinda o núcleo dos efeitos do campo magnético fixo, diminuindo sua magnitude efetiva. O deslocamento químico é uma medida de quanto muda a frequência de Larmor devido ao ambiente em que o próton está inserido, normalmente expresso em partes por milhão (ppm) [10].

O caso mais comum de deslocamento químico é o que ocorre entre as moléculas de água e de gordura, em que a gordura apresenta um deslocamento químico de 3,5 ppm a menos com relação à água. Isso significa que, em uma máquina de 1,5 T, os spins das moléculas de gordura terão a frequência de precessão com 220 Hz a menos que os spins das moléculas de água [2]. Esse fenômeno afeta a aquisição da imagem, porque durante a codificação em frequência, as moléculas de gordura emitirão sinais que serão codificados por frequências ligeiramente menores do que as esperadas, afetando o valor dos pixels que se situam em fronteiras de gordura-água. Depois da reconstrução, em alguns casos a imagem apresentará os tecidos gordurosos deslocados de sua posição original na direção do gradiente de leitura e os pixels das fronteiras de um lado estarão pretos por falta de sinal e os do outro lado estarão mais claro que o normal devido à soma dos sinais da gordura com o tecido adjacente. Esse deslocamento pode ocasionar diversos problemas durante o diagnóstico do paciente.

Para ilustração e estudo, simula-se a aquisição de uma imagem de um recipiente cilíndrico contendo óleo dentro de um recipiente contendo água, usando uma sequência de aquisição 2DFT.

Durante a codificação em frequência, o gradiente  $G_x$  estará crescente no sentido positivo do eixo  $x$ ; assim, a reconstrução da imagem do óleo, por ter menor frequência de ressonância, estará deslocada para a esquerda. A figura 4.1 ilustra a simulação da situação descrita: a figura 4.1(a) ilustra a imagem esperada, enquanto que a figura 4.1(b) ilustra a imagem adquirida com o artefato. O capítulo 5 contém a explicação de como foi realizada essa simulação.



(a) Imagem esperada, sem artefato.

(b) Imagem adquirida, com artefato de deslocamento químico.

Figura 4.1: Simulação de uma amostra contendo óleo e água para ilustrar o efeito do deslocamento químico. Na fronteira da esquerda ocorre a soma dos sinais da água com o do óleo, enquanto que a fronteira da direita não acusou nenhum sinal.

Um exemplo real dessa situação está ilustrado na figura 4.2, que representa uma imagem de reconstrução sagital de um joelho. Por causa do deslocamento químico, a espessura da cartilagem em volta do joelho aparenta estar diferente do que realmente é. Isso pode gerar problemas na elaboração do laudo médico, pois o paciente pode ser diagnosticado com uma deficiência que ele não possui [7].

Comumente, a largura de banda dos receptores é de 32 kHz e as imagens possuem 256 pixels na direção da codificação em frequência, de tal forma que a largura de banda por pixel é de  $32000/256 = 125$  Hz/pixel. Nesse caso, em uma máquina de 1,5 T, o deslocamento de 220 Hz irá afetar cerca de 2 pixels nas fronteiras dos materiais que possuem deslocamento químico da amostra.

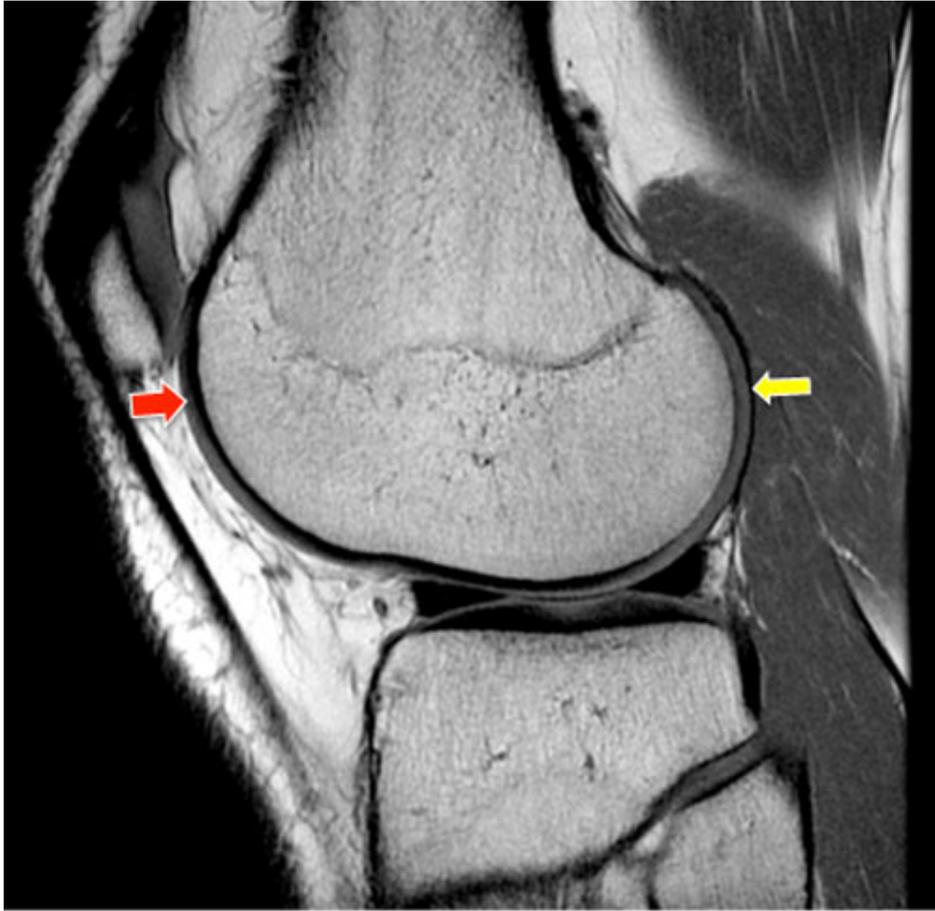


Figura 4.2: Imagem sagital de um joelho com artefato de deslocamento químico. A seta vermelha indica ausência de sinal enquanto que a seta amarela indica superposição de sinal [7].

## 4.2 SUSCEPTIBILIDADE MAGNÉTICA

Susceptibilidade magnética é a medida de quanto um material se torna magnetizado quando está sob efeito de um campo magnético externo. Os materiais que diminuem o efeito do campo são chamados de diamagnéticos e os que aumentam o efeito do campo são chamados de paramagnéticos, ou ferromagnéticos, caso aumentem bastante a magnitude do campo externo. Quase todos os tecidos biológicos são levemente diamagnéticos, mas os sais de cálcio (encontrados nos ossos) são as substâncias mais diamagnéticas do corpo humano [13].

De forma semelhante ao deslocamento químico, as distorções no campo magnético devido aos efeitos de susceptibilidade resultam em variações nas frequências de precessão dos prótons em diferentes posições ao longo do corpo do paciente, de tal forma que, durante a reconstrução, alguns pixels estarão com acúmulo de sinal enquanto outros estarão com ausência de sinal. A figura 4.3 ilustra um exemplo real dessa situação.

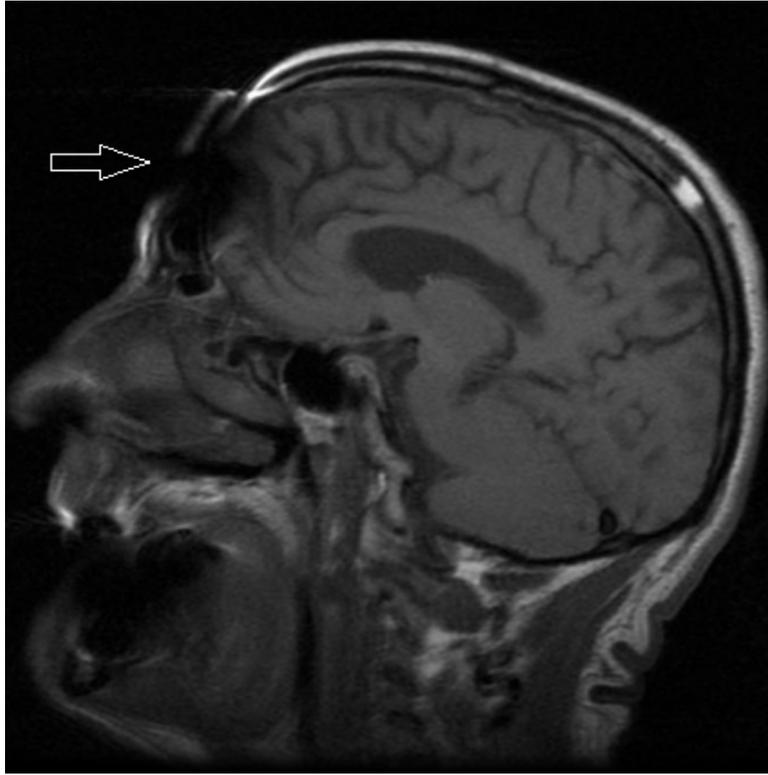


Figura 4.3: Imagem da reconstrução sagital de um crânio com artefato de susceptibilidade magnética. A seta indica a distorção do sinal [8].

### 4.3 MODELO MATEMÁTICO DA NÃO HOMOGENEIDADE DO CAMPO

Caso ocorra uma não homogeneidade (variante no espaço) no campo magnético fixo  $B_0$ , denotada por  $\Delta B_0(\vec{r})$ , o campo magnético total que afetará uma amostra será:

$$B(\vec{r}, t) = B_0 + \Delta B_0(\vec{r}) + \vec{G}(t) \cdot \vec{r}. \quad (4.1)$$

O sinal adquirido não será mais dado pela equação (3.17), mas sim por:

$$s'(t) = \int_{-\infty}^{\infty} m(\vec{r}) e^{-j\phi(\vec{r}, t)} d\vec{r}, \quad (4.2)$$

pois o deslocamento de fase  $\phi(\vec{r}, t)$  será diferente. Ele pode ser calculado da seguinte forma:

$$\phi(\vec{r}, t) = \int_0^t \omega(\vec{r}, \tau) d\tau, \quad (4.3)$$

em que  $\omega(\vec{r}, t) = \gamma B(\vec{r}, t)$ , portanto:

$$\phi(\vec{r}, t) = \gamma \int_0^t B(\vec{r}, \tau) d\tau, \quad (4.4)$$

e substituindo (4.1), tem-se:

$$\phi(\vec{r}, t) = \gamma B_0 t + \gamma \Delta B_0(\vec{r})t + \gamma \int_0^t \vec{G}(\tau) d\tau \cdot \vec{r}. \quad (4.5)$$

Pode-se reescrever como:

$$\phi(\vec{r}, t) = \omega_0 t + 2\pi \Delta f(\vec{r})t + 2\pi \vec{k}(t) \vec{r}. \quad (4.6)$$

em que  $\Delta f(\vec{r}) = \gamma \Delta B_0(\vec{r})$  é a frequência de precessão gerada pela não homogeneidade do campo (deslocamento químico, por exemplo) e  $\vec{k}(t) \triangleq \frac{\gamma}{2\pi} \int_0^t \vec{G}(\tau) d\tau$ . Assim, o sinal adquirido será dado pela substituição de (4.6) em (4.2):

$$s'(t) = \int_{-\infty}^{\infty} m(\vec{r}) e^{-j\omega_0 t} e^{-j2\pi \Delta f(\vec{r})t} e^{-j2\pi \vec{k}(t) \vec{r}} d\vec{r}. \quad (4.7)$$

O termo  $e^{-j\omega_0 t}$  é eliminado após a demodulação do sinal, restando:

$$s'(t) = \int_{-\infty}^{\infty} m(\vec{r}) e^{-j2\pi \Delta f(\vec{r})t} e^{-j2\pi \vec{k}(t) \vec{r}} d\vec{r}, \quad (4.8)$$

Isso significa que o sinal  $s'(t)$  é a transformada de Fourier de  $m(\vec{r}) e^{-j2\pi \Delta f(\vec{r})t}$  ao longo de  $\vec{r}$  e  $\vec{k}$  é o espaço de Fourier associado à posição espacial  $\vec{r}$ , isto é, o espaço K. A função  $\vec{k}(t)$  descreve a trajetória nesse espaço K. Assim, pode ser escrita como:

$$s'(t) = F \left\{ m(\vec{r}) e^{-j2\pi \Delta f(\vec{r})t} \right\} (\vec{k}(t)). \quad (4.9)$$

O artefato ocorre porque o sinal esperado deveria ser igual ao descrito na equação (3.18), ou seja, o termo  $e^{-j2\pi \Delta f(\vec{r})t}$  causa uma defasagem indesejada.

#### 4.4 CORREÇÃO DA NÃO HOMOGENEIDADE DO CAMPO PELO MÉTODO DA FASE CONJUGADA

A técnica de correção pelo método da fase conjugada consiste em corrigir a imagem aplicando nela um deslocamento de fase contrário ao causado pela não homogeneidade. Adquire-se duas imagens da mesma amostra com valores de TE diferentes. As imagens serão dadas pela transformada inversa de Fourier da equação (4.9):

$$m_1(\vec{r}) = m(\vec{r}) e^{-j2\pi \Delta f(\vec{r})t}, \quad (4.10)$$

$$m_2(\vec{r}) = m(\vec{r}) e^{-j2\pi \Delta f(\vec{r})(t+\Delta TE)}, \quad (4.11)$$

em que  $\Delta TE$  é a diferença entre os valores de TE.

Ao dividir os valores das duas imagens, obtém-se uma exponencial que representa a diferença de fase de cada valor da matriz das imagens:

$$\frac{m_1(\vec{r})}{m_2(\vec{r})} = e^{j2\pi\Delta f(\vec{r})\Delta TE}, \quad (4.12)$$

a diferença de fase será:

$$\Delta\phi(\vec{r}) = 2\pi\Delta f(\vec{r})\Delta TE. \quad (4.13)$$

Dividindo-se essa diferença de fase por  $\Delta TE$  obtém-se o que se chama de **mapa de campos (MC)**, que é uma boa estimativa do efeito da não homogeneidade:

$$MC = 2\pi\Delta f(\vec{r}). \quad (4.14)$$

Esse termo representa exatamente o valor oposto da frequência indesejada na equação (4.8). Assim, pode-se aplicar o mapa de campos em cada valor de  $t$  no espaço  $K$  da primeira imagem para se obter a fase conjugada que corrigirá o artefato.

Apesar de ser bastante eficiente, essa técnica de correção é muito lenta, pois o mapa de campos deve ser aplicado ponto a ponto no espaço  $K$ , tornando sua complexidade proporcional à DFT. O método descrito na referência [9] dá uma solução mais rápida para a correção, neste método, depois de gerado o mapa de campo, o espaço  $K$  de uma das imagens é segmentado em  $L$  janelas (retangulares no caso da reconstrução 2DFT e anelares no caso da reconstrução em espiral) de tal forma que cada janela corresponde à parcela da trajetória que foi adquirida no tempo  $t_i$ , em que:

$$t_i = i \cdot T_{read}/L, \quad (4.15)$$

em que  $T_{read}$  é o tempo de leitura do sinal.

Em seguida, obtém-se as imagens relativas a cada janela do espaço  $K$  pela transformada rápida de Fourier e multiplica-se cada uma pelo fator de correção  $e^{j2\pi\Delta f(\vec{r})t_i}$ , em que o produto  $2\pi\Delta f(\vec{r})t_i$  representa a diferença de fase dado pelo mapa de campo para aquela janela adquirida no tempo  $t_i$  (supõe-se que a aquisição de uma janela é muito rápida, tal que a defasagem é temporalmente invariante naquela janela; portanto quanto mais janelas, mais precisa será a correção). Depois que cada imagem é corrigida individualmente, elas são somadas e resultam na imagem corrigida. Esse processo está descrito no diagrama da figura 4.4.

Esse método é mais rápido porque sua complexidade se torna proporcional à  $L$  FFT's. Uma desvantagem dele é a necessidade de adquirir duas imagens para poder gerar o mapa de campo, por isso a duração de um exame se torna o dobro. Além disso, o método exige que a não homogeneidade seja contínua e não possua variações muito bruscas para funcionar, porque assim as defasagens não serão invariantes nas janelas. Isso significa que esse método não se aplica para casos de deslocamento químico, que é um caso de não homogeneidade descontínua [9].

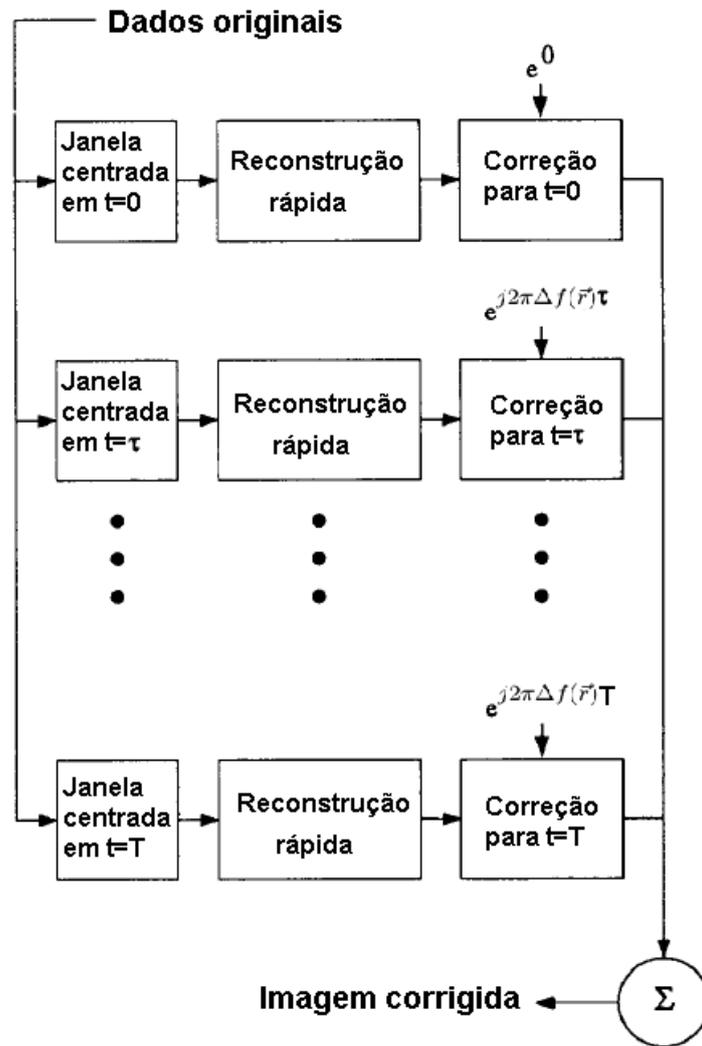


Figura 4.4: Diagrama de fluxo que representa um algoritmo rápido para correção do off-resonance pelo método da fase conjugada [9].

## 5 MÉTODOS E RESULTADOS

Utilizando o software MatLab, foram realizadas simulações de reconstrução de imagens por ressonância magnética. A partir de manipulações matemáticas utilizando matrizes, foi possível simular imagens contendo artefatos devido ao deslocamento químico e à não homogeneidade do campo magnético. Além disso, foram desenvolvidos e implementados códigos que tentavam corrigir esses artefatos baseando-se em algoritmos propostos em alguns artigos científicos, como os da referências [9] e [14].

### 5.1 SIMULAÇÃO DE DESLOCAMENTO QUÍMICO

#### 5.1.1 Métodos

Inicialmente, simulou-se como seria a aquisição de uma imagem de um recipiente contendo óleo dentro de um recipiente contendo água, como descrito na seção 4.1. Para isso, criou-se uma imagem no espaço K que continha o espectro de Fourier 2D de um anel (para simular a água) e o espectro de Fourier 2D de um círculo interno ao anel (para simular o óleo com magnitude 20% maior) e então aplica-se a transformada de Fourier 2D e obtém-se a imagem mostrada na figura 5.1.

Na segunda simulação, foi criado o espaço K de uma reconstrução 2DFT, considerando o deslocamento químico de  $-440$  Hz (valor para um campo de 3 T). Para isso, multiplicou-se o espectro de Fourier relativo ao círculo que representa o óleo por uma exponencial complexa que varia no tempo e na direção de  $k_x$ , para diversos valores de  $TE$  e  $T_{read}$  que são utilizados nas situações práticas, ou seja, com tempo variando de  $TE - T_{read}/2$  até  $TE + T_{read}/2$  e  $k_x$  variando da borda esquerda para a borda direita. Aplicou-se a transformada de Fourier 2D e foram encontrados os resultados na imagem mostrada na figura 5.2.

A terceira simulação foi feita de forma semelhante à segunda, mas com a criação do espaço K simulando uma aquisição em espiral. Desta vez, o espectro de Fourier relativo ao círculo que representa o óleo foi multiplicado por uma exponencial complexa que varia no tempo e na direção de  $|\vec{k}|$ . O intervalo de tempo variou de  $TE$  até  $TE + T_{read}$  e  $\vec{k}$  variou do centro à periferia do espaço K. Para diferentes valores de  $TE$  e  $T_{read}$  que são utilizados em situações práticas foram encontrados os resultados mostrados na figura 5.3.

#### 5.1.2 Resultados

A imagem da figura 5.1 representa a simulação de uma aquisição sem artefatos.

De acordo com as imagens da figura 5.2, verifica-se que na aquisição 2DFT, o aumento do

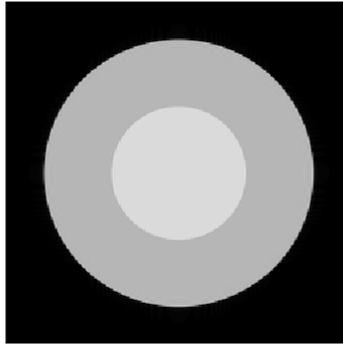
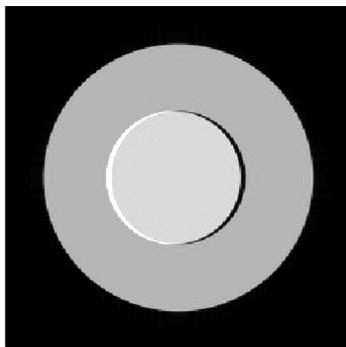
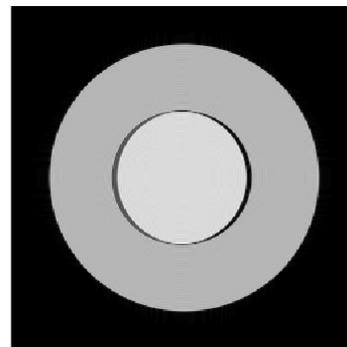


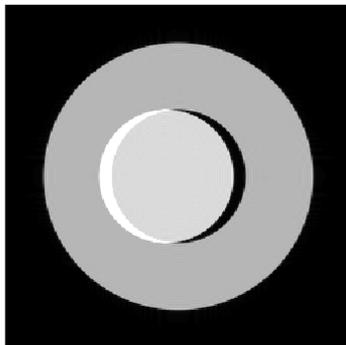
Figura 5.1: Simulação de uma aquisição de um recipiente contendo óleo dentro de um recipiente contendo água sem considerar o efeito do deslocamento químico.



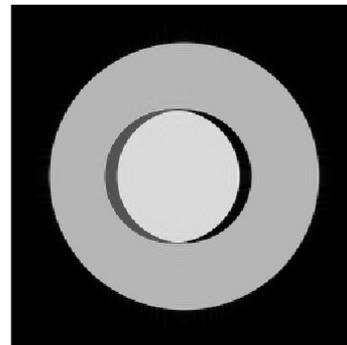
(a)  $T_{read} = 8 \text{ ms}$ ,  $TE = 20 \text{ ms}$



(b)  $T_{read} = 8 \text{ ms}$ ,  $TE = 24 \text{ ms}$



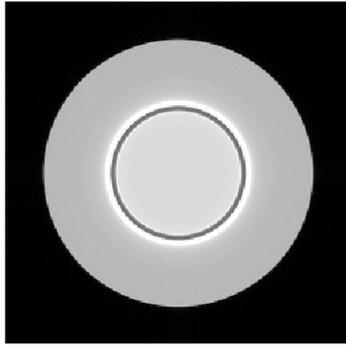
(c)  $T_{read} = 20 \text{ ms}$ ,  $TE = 20 \text{ ms}$



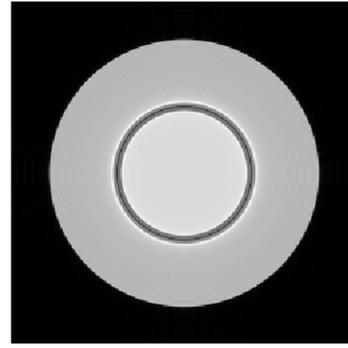
(d)  $T_{read} = 20 \text{ ms}$ ,  $TE = 24 \text{ ms}$

Figura 5.2: Simulação de aquisições 2DFT de uma imagem de um recipiente contendo óleo dentro de um recipiente contendo água, para diferentes valores de  $TE$  e  $T_{read}$  que são utilizados em situações práticas, considerando o efeito do deslocamento químico.

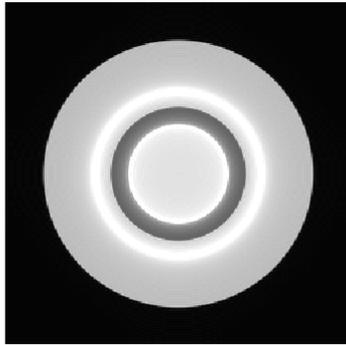
tempo de leitura faz com que o artefato se torne mais severo (maior deslocamento), enquanto que o aumento do tempo de eco faz com que a fase do sinal relativo ao óleo mude de direção de tal



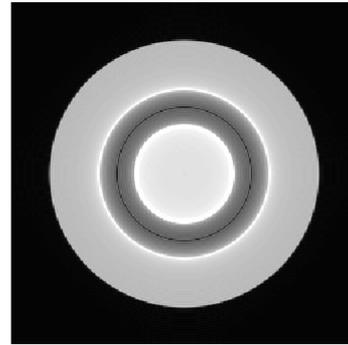
(a)  $T_{read} = 4 \text{ ms}$ ,  $TE = 5 \text{ ms}$



(b)  $T_{read} = 4 \text{ ms}$ ,  $TE = 10 \text{ ms}$



(c)  $T_{read} = 15 \text{ ms}$ ,  $TE = 5 \text{ ms}$



(d)  $T_{read} = 15 \text{ ms}$ ,  $TE = 10 \text{ ms}$

Figura 5.3: Simulação de aquisições em espiral de uma imagem de um recipiente contendo óleo dentro de um recipiente contendo água, para diferentes valores de  $TE$  e  $T_{read}$  que são utilizados em situações práticas, considerando o efeito do deslocamento químico.

forma que, quando sobreposto ao sinal de água, ambos irão se cancelar, tornando essa parte da imagem mais escura.

Observando as imagens da figura 5.3, verifica-se que, na reconstrução em espiral o aumento do tempo de leitura também torna o artefato mais severo (maior deslocamento), enquanto que o aumento do tempo de eco faz com que a diferença de fase entre o sinal relativo ao óleo e o sinal relativo à água se torne maior à medida em que a reconstrução se afasta do centro, deslocando os picos e vales da sobreposição das imagens.

Comparando as duas simulações, verifica-se que na aquisição 2DFT o artefato só afeta a imagem ao longo da direção  $x$ , enquanto que na aquisição em espiral toda a fronteira entre óleo e água é afetada, porque o deslocamento químico é radial. Assim, pode-se afirmar que o efeito do deslocamento químico é menos severo na aquisição 2DFT.

## 5.2 SIMULAÇÃO DA NÃO HOMOGENEIDADE DO CAMPO

### 5.2.1 Métodos

Inicialmente, definiu-se o campo de visão e a resolução de uma imagem. Criou-se então uma imagem composta por um círculo, um retângulo e um quadrado, todos com magnitudes diferentes entre si. A imagem descrita está representada na figura 5.4.

Aplicou-se uma não homogeneidade do campo magnético, tal que esta variava linearmente ao longo dos eixos  $x$  e  $y$ . Em seguida, recriou-se o espaço  $K$  com as mesmas variações de tempo e  $k_x$  da simulação anterior para uma aquisição 2DFT. Os resultados se encontram nas figuras da imagem 5.5.

Logo em seguida, fez-se o procedimento semelhante ao anterior, mas com a trajetória do espaço  $K$  a partir da aquisição em espiral, com as mesmas variações de tempo e  $|\vec{k}|$  da simulação anterior, sob efeito de um campo não homogêneo. Os resultados se encontram nas figuras da imagem 5.6

### 5.2.2 Resultados

A figura 5.4 representa a simulação da imagem considerando o campo homogêneo, com campo de visão de 25 cm e resolução de 4 mm/pixel.

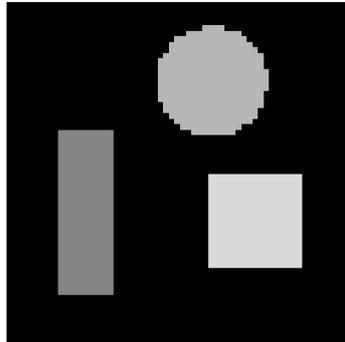
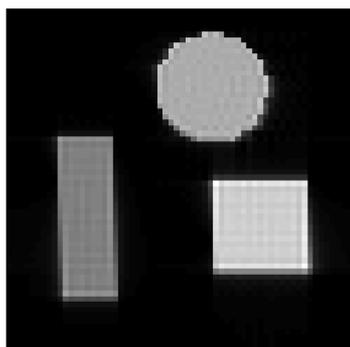


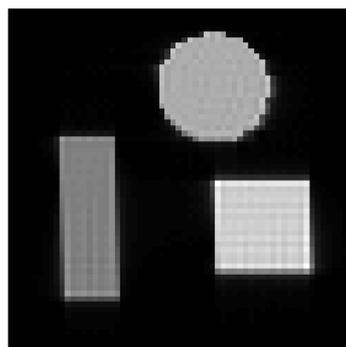
Figura 5.4: Simulação de uma aquisição de um círculo, um retângulo e um quadrado, considerando o campo homogêneo.

A figura 5.5 representa as simulações das aquisições 2DFT com aplicação de um campo magnético não homogêneo, que varia linearmente a frequência de precessão em 1000 Hz/m nas direções  $x$  e  $y$  e possui valor médio de 100 Hz (esses valores de não homogeneidade estão acima de valores que ocorrem na prática para uma melhor visualização e compreensão do seu efeito), para diferentes valores de  $TE$  e  $T_{read}$  que são utilizados em situações práticas. Verifica-se que com a aquisição 2DFT sob efeito de um campo linearmente não homogêneo, a imagem parece estar inclinada. Isso ocorre porque, como a distorção campo cresce ao longo do eixo  $y$ , cada trajetória de

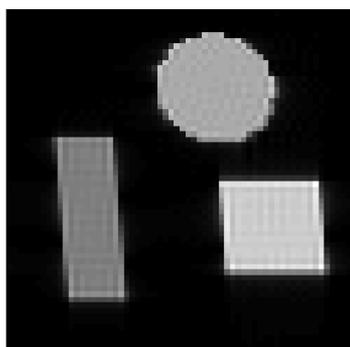
linha do espaço  $K$  apresentará um deslocamento na codificação do sinal que vai aumentando gradativamente ao longo de  $y$ . A distorção do campo, quando cresce ao longo do eixo  $x$  irá aumentar o efeito do gradiente, causando uma defasagem indesejada ao longo da linha durante toda a aquisição, e não somente enquanto o gradiente  $G_x$  está ligado. A inclinação se torna mais acentuada à medida em que o tempo de aquisição aumenta, fenômeno chamado de **distorção geométrica**. A variação de  $TE$  tem pouco efeito sobre a imagem porque o tempo de eco gera contrastes a partir das diferenças entre as constantes  $T_1$  e  $T_2$ , como nessa simulação os objetos possuem os mesmos valores de  $T_1$  e  $T_2$ , a variação do  $TE$  não vai gerar mudanças no contraste.



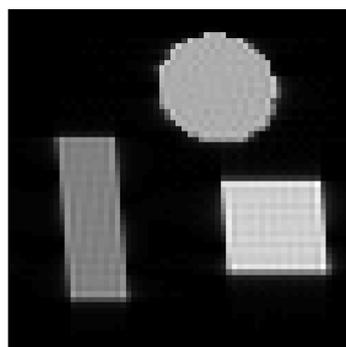
(a)  $T_{read} = 8$  ms,  $TE = 20$  ms



(b)  $T_{read} = 8$  ms,  $TE = 24$  ms



(c)  $T_{read} = 20$  ms,  $TE = 20$  ms



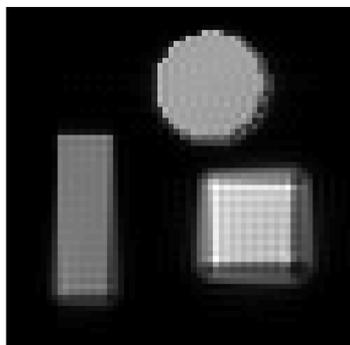
(d)  $T_{read} = 8$  ms,  $TE = 24$  ms

Figura 5.5: Simulação de aquisições 2DFT da figura 5.4, considerando o efeito da não homogeneidade do campo para diferentes valores de  $TE$  e  $T_{read}$  que são utilizados em situações práticas.

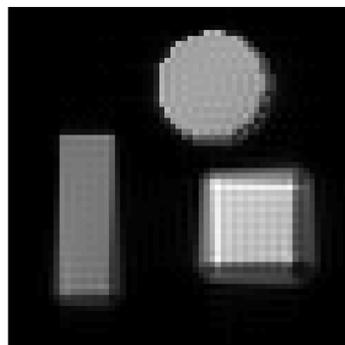
A figura 5.6 representa as simulações das aquisições em espiral com aplicação de um campo magnético não homogêneo, que varia linearmente a frequência de precessão em 1000 Hz/m nas direções  $x$  e  $y$  e possui valor médio de 100 Hz, para diferentes valores de  $TE$  e  $T_{read}$ . É possível observar que a reconstrução em espiral sob efeito de um campo linearmente não homogêneo apresenta distorções em todas as regiões de fronteira dos objetos, porque a aquisição é radial. Além disso, as fronteiras se tornam cada vez mais distorcidas longe do centro da imagem. Percebe-se que quanto maior o tempo de leitura, maior a distorção, enquanto que a mudança do valor do

tempo de eco tem pouco efeito sobre a imagem.

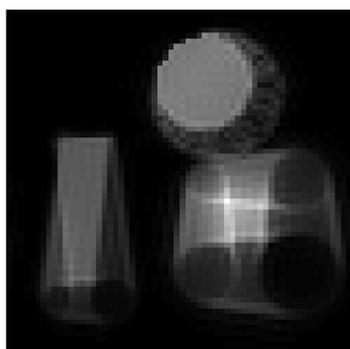
Comparando o efeito da não homogeneidade nos dois tipos de aquisição, percebe-se novamente que o artefato na aquisição em espiral se torna bem mais severo do que na aquisição 2DFT.



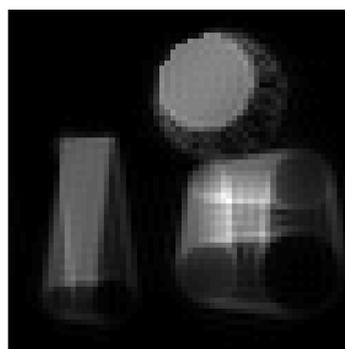
(a)  $T_{read} = 4$  ms,  $TE = 5$  ms



(b)  $T_{read} = 4$  ms,  $TE = 10$  ms



(c)  $T_{read} = 15$  ms,  $TE = 5$  ms



(d)  $T_{read} = 15$  ms,  $TE = 10$  ms

Figura 5.6: Simulação de aquisições em espiral da imagem mostrada na figura 5.4, considerando o efeito da não homogeneidade do campo para diferentes valores de  $TE$  e  $T_{read}$  que são utilizados em situações práticas.

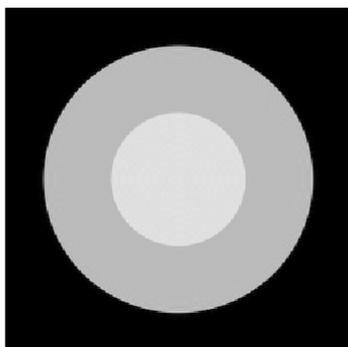
## 5.3 CORREÇÃO DO OFF-RESONANCE PELO MÉTODO DA FASE CONJUGADA

### 5.3.1 Métodos

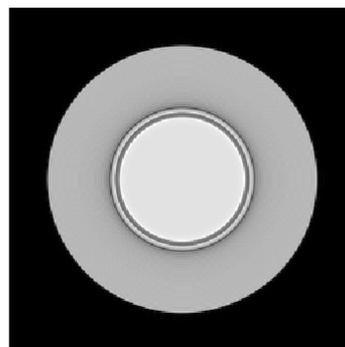
Foi simulada uma tentativa de correção de deslocamento químico pelo método da fase conjugada para uma aquisição em espiral. Para isso, gerou-se uma imagem que simula a aquisição de um recipiente contendo óleo dentro de um recipiente contendo água sem artefato, de forma semelhante da seção 5.1. Em seguida, geraram-se duas imagens considerando o artefato e com diferença de  $TE$  de 1 ms entre as duas, feito isso gerou-se o mapa de campo excluindo todos

os valores que estivessem abaixo de 10% da amplitude máxima, porque eles são desprezíveis no módulo, mas afetam na fase. Janelou-se o espaço K em  $L = 32$  janelas, reconstruiu-se cada janela e aplicou-se a correção de fase em cada uma, somou-se todas as imagens e os resultados estão na figura 5.7.

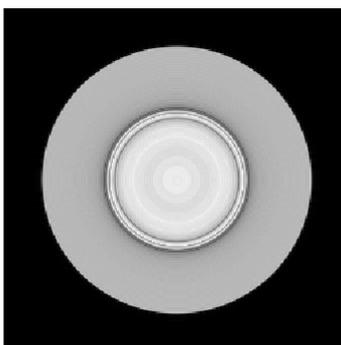
### 5.3.2 Resultados



(a) Simulação sem efeito do deslocamento químico



(b) Simulação com deslocamento químico e o seguintes parâmetros:  $T_{read} = 4$  ms e  $TE = 4$  ms



(c) Imagem reconstruída após a correção pela fase conjugada

Figura 5.7: Simulação de uma correção de deslocamento químico pelo método da fase conjugada com  $L = 32$ .

A partir das imagens da figura 5.7 verifica-se que o método de correção é ineficiente para este caso, pois ao observar a imagem 5.7(c), verifica-se que ainda existe distorção na fronteira entre água e óleo. Comparando as imagens 5.7(b) e 5.7(c), verifica-se que o algoritmo de correção na verdade piorou a qualidade da imagem, pois foram impostas fases conjugadas onde não havia necessidade. Isso confirma o fato de que esse método não se aplica para correção do deslocamento químico, pois se trata de uma não homogeneidade descontínua.

O método proposto na referência [14] pode ser uma alternativa para a correção de off-resonance,

neste método são adquiridas duas trajetórias espirais sobreamostradas nas proximidades da origem do espaço  $K$  de uma mesma amostra com  $TE$ 's diferentes, depois são formadas duas imagens de baixa resolução, o mapa de campos é gerado a partir dessas duas imagens.

## 5.4 CORREÇÃO DA NÃO HOMOGENEIDADE DO CAMPO PELO MÉTODO DA FASE CONJUGADA

### 5.4.1 Métodos

Inicialmente, definiu-se o campo de visão e a resolução da imagem. Criou-se então uma imagem idêntica à representada na figura 5.4. Simulou-se uma aquisição 2DFT com aplicação de um campo magnético não homogêneo, que variava linearmente ao longo dos eixos  $x$  e  $y$ . Aplicou-se a correção pelo método da fase conjugada utilizando o mapa de campos e em seguida aplicou-se a correção utilizando o mapa de campos ajustado à uma função polinomial pelo método dos quadrados perfeitos. Em seguida, comparou-se as duas correções com a imagem original a partir da imagem de erro criada com a diferença entre elas e calculou-se a relação sinal-erro (SER) dividindo-se a soma das potências de todos os pixels da imagem de erro pela soma das potências de todos os pixels da imagem original.

Uma segunda simulação foi feita de forma semelhante à última, mas com aquisição em espiral, com aplicação de um campo magnético não homogêneo, que variava linearmente ao longo dos eixos  $x$  e  $y$ . Aplicou-se a correção pelo método da fase conjugada utilizando o mapa de campos e em seguida aplicou-se a correção utilizando o mapa de campos ajustado à uma função polinomial pelo método dos quadrados perfeitos. Em seguida comparou-se as duas correções com a imagem original a partir da da imagem de erro criada com a diferença entre elas e calculou-se a relação sinal-erro (SER) dividindo-se a soma das potências de todos os pixels da imagem de erro pela soma das potências de todos os pixels da imagem original.

### 5.4.2 Resultados

A figura 5.8 representa a imagem de teste considerando o campo homogêneo, com campo de visão de 25 cm e resolução de 4 mm/pixel.

A figura 5.9 representa as simulações das aquisições 2DFT com aplicação de um campo magnético não homogêneo, que varia linearmente a frequência de precessão em 1000 Hz/m nas direções  $x$  e  $y$  e possui valor médio de 100 Hz, para os valores de  $TE = 20$  ms e  $T_{read} = 20$  ms, diferença entre os tempos de eco  $\Delta TE = 1$  ms e mapa de campos ajustado para polinômio de terceira ordem.

A figura 5.10 representa as simulações das aquisições em espiral, com aplicação de um campo magnético não homogêneo que varia linearmente a frequência de precessão em 1000 Hz/m nas direções  $x$  e  $y$  e possui valor médio de 100 Hz, para os valores de  $TE = 10$  ms e  $T_{read} = 10$  ms,

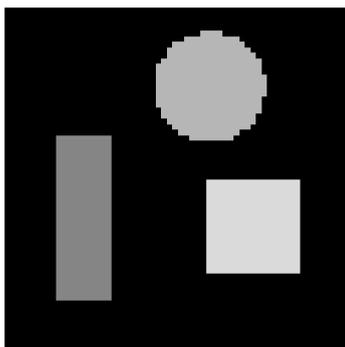


Figura 5.8: Simulação de uma aquisição de um círculo, um retângulo e um quadrado, considerando o campo homogêneo.

diferença entre os tempos de eco  $\Delta TE = 1$  ms e mapa de campos ajustado para polinômio de terceira ordem.

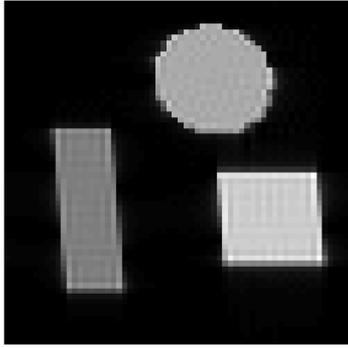
Verifica-se que para uma não homogeneidade contínua, o método da correção por fase conjugada é bem eficiente tanto para uma aquisição 2DFT quanto para uma aquisição em espiral, pois as diferenças entre as imagens corrigidas e a sem artefato são quase nulas, fato verificado com o grande aumento dos valores de SER. A imagem corrigida sem o ajuste do mapa de campos apresentou alguns pontos de sinal indesejado. Isso ocorre porque o mapa de campos só é válido onde há sinal, assim, nas regiões onde não há sinal, o mapa de campos será ruidoso, não sendo confiável. O ajuste do mapa de campos foi importante para desfazer esses ruídos para que não haja pontos de sinal indesejados, além de ter aumentado o valor de SER.

Novamente, comparando as imagens 5.9(f) e 5.10(f), é possível afirmar que o método se torna mais eficiente em uma aquisição 2DFT, pois na aquisição em espiral as diferenças são piores, porque os valores de SER são menores. Isso ocorre porque o artefato na aquisição em espiral é bem mais severo, pois nesse tipo de aquisição, o espaço K não é construído inteiramente.

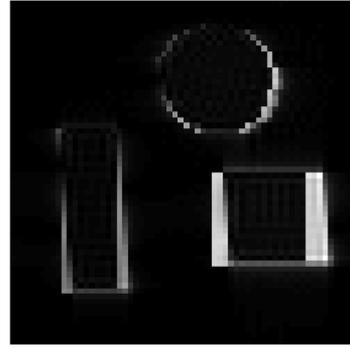
## 5.5 CORREÇÃO DA NÃO HOMOGENEIDADE DO CAMPO PELO MÉTODO DA FASE CONJUGADA UTILIZANDO UMA IMAGEM REAL

### 5.5.1 Métodos

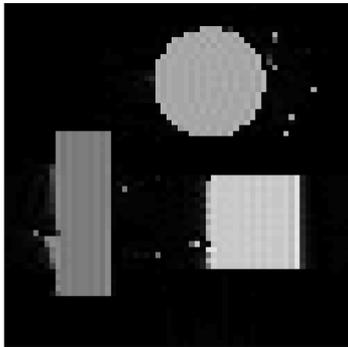
Utilizou-se a imagem da figura 5.11, que representa um corte sagital de um crânio, com campo de visão de 40cm e resolução de 4 mm/pixel. Simulou-se uma aquisição 2DFT com aplicação de um campo magnético não homogêneo, que variava linearmente ao longo dos eixos  $x$  e  $y$ . Aplicou-se a correção pelo método da fase conjugada utilizando o mapa de campos e em seguida aplicou-se a correção utilizando o mapa de campos ajustado à uma função polinomial pelo método dos quadrados perfeitos. Em seguida, comparou-se as duas correções com a imagem original a partir



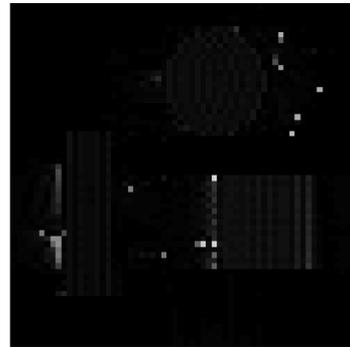
(a) Imagem com o artefato da não homogeneidade do campo.



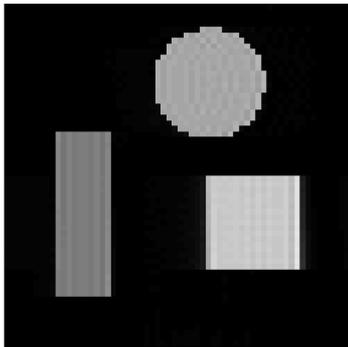
(b) Diferença entre a imagem com artefato e a sem artefato. SER = 20.82 dB.



(c) Imagem corrigida com o mapa de campos.



(d) Diferença entre a imagem corrigida com mapa de campos e a sem artefato. SER = 30.05 dB.

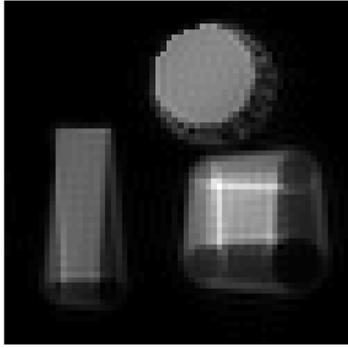


(e) Imagem corrigida com mapa de campos ajudado à um polinômio de terceira ordem.

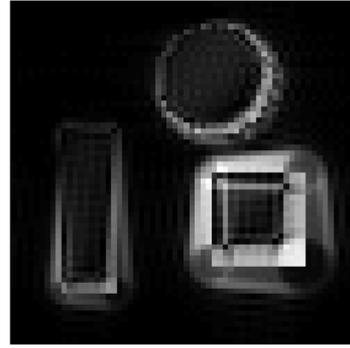


(f) Diferença entre a imagem corrigida com mapa de campos ajustado e a sem artefato. SER = 34.72 dB.

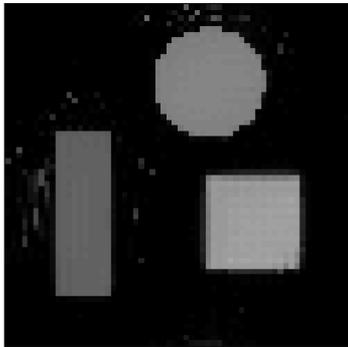
Figura 5.9: Simulação de uma aquisição 2DFT da imagem mostrada na figura 5.8, considerando o efeito da não homogeneidade do campo, suas imagens corrigidas pelos mapas de campos e os erros absolutos com seus respectivos valores de SER.



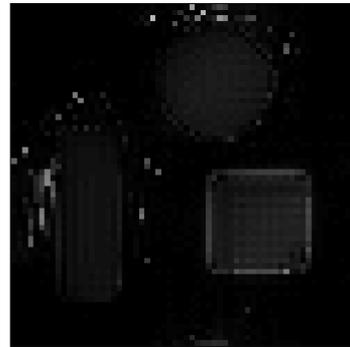
(a) Imagem com o artefato da não homogeneidade do campo.



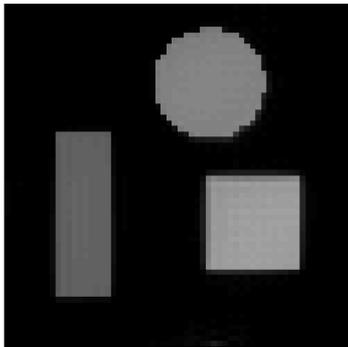
(b) Diferença entre a imagem com artefato e a sem artefato. SER = 19,57 dB.



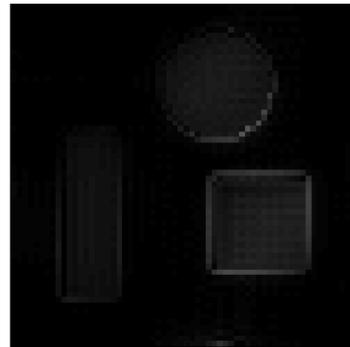
(c) Imagem corrigida com o mapa de campos.



(d) Diferença entre a imagem corrigida com mapa de campos e a sem artefato. SER = 28,89 dB.



(e) Imagem corrigida com mapa de campos ajudado à um polinômio de terceira ordem.



(f) Diferença entre a imagem corrigida com mapa de campos ajustado e a sem artefato. SER = 30,99 dB.

Figura 5.10: Simulação de uma aquisição em espiral da imagem mostrada na figura 5.8, considerando o efeito da não homogeneidade do campo, suas imagens corrigidas pelos mapas de campos e os erros absolutos com seus respectivos valores de SER.

da imagem de erro criada com a diferença entre elas e calculou-se a relação sinal-erro (SER) dividindo-se a soma das potências de todos os pixels da imagem de erro pela soma das potências de todos os pixels da imagem original.



Figura 5.11: Imagem de um exame real utilizada como teste.

Uma segunda simulação foi feita de forma semelhante à última, mas com aquisição em espiral, com aplicação de um campo magnético não homogêneo, que variava linearmente ao longo dos eixos  $x$  e  $y$ . Aplicou-se a correção pelo método da fase conjugada utilizando o mapa de campos e em seguida aplicou-se a correção utilizando o mapa de campos ajustado à uma função polinomial pelo método dos quadrados perfeitos. Em seguida comparou-se as duas correções com a imagem original a partir da da imagem de erro criada com a diferença entre elas e calculou-se a relação sinal-erro (SER) dividindo-se a soma das potências de todos os pixels da imagem de erro pela soma das potências de todos os pixels da imagem original.

## 5.5.2 Resultados

A figura 5.12 representa as simulações das aquisições 2DFT com aplicação de um campo magnético não homogêneo, que varia linearmente a frequência de precessão em 1000 Hz/m nas direções  $x$  e  $y$  e possui valor médio de 100 Hz, para os valores de  $TE = 20$  ms e  $T_{read} = 20$  ms, diferença entre os tempos de eco  $\Delta TE = 1$  ms e mapa de campos ajustado para polinômio de terceira ordem.

A figura 5.13 representa as simulações das aquisições em espiral, com aplicação de um campo magnético não homogêneo que varia linearmente a frequência de precessão em 1000 Hz/m nas direções  $x$  e  $y$  e possui valor médio de 100 Hz, para os valores de  $TE = 10$  ms e  $T_{read} = 10$  ms, diferença entre os tempos de eco  $\Delta TE = 1$  ms e mapa de campos ajustado para polinômio de terceira ordem.

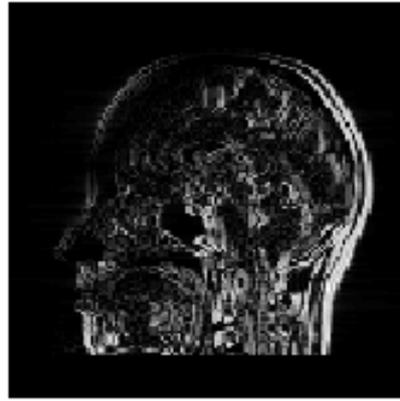
A partir dos resultados apresentados nas figuras 5.12 e 5.13, é possível observar que o método de correção pela fase conjugada se aplica bem para o caso de imagens reais, pois os valores de SER aumentaram bastante depois das correções (cerca de 20 dB em cada aquisição). Novamente,

as imagens corrigidas sem o ajuste de campo apresentaram pontos de sinal indesejado por conta do ruído no mapa de campos, situação resolvida com o ajuste polinomial, resultando em um melhor valor de SER.

Comparando as duas aquisições, verifica-se que na aquisição em espiral os valores de SER são maiores do que na aquisição 2DFT, apesar de serem muito próximos, isso ocorre porque os artefatos na aquisição em espiral causam o efeito de borramento da imagem e artefatos que borram a imagem tem menos energia, por isso o valor de SER se torna maior. Isso não quer dizer que o artefato da aquisição 2DFT foi mais severo, porque ele gera distorção geométrica, que compromete bem menos a interpretação da imagem do que o borramento, por isso o artefato na aquisição em espiral continua sendo mais severo.



(a) Imagem com o artefato da não homogeneidade do campo.



(b) Diferença entre a imagem com artefato e a sem artefato. SER = 21.61 dB.



(c) Imagem corrigida com o mapa de campos.



(d) Diferença entre a imagem corrigida com mapa de campos e a sem artefato. SER = 35.21 dB.

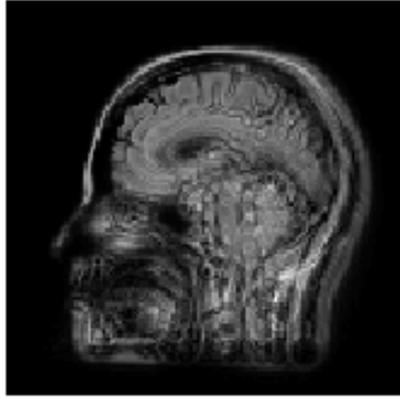


(e) Imagem corrigida com mapa de campos ajudado à um polinômio de terceira ordem.



(f) Diferença entre a imagem corrigida com mapa de campos ajustado e a sem artefato. SER = 40.04 dB.

Figura 5.12: Simulação de uma aquisição 2DFT da imagem mostrada na figura 5.8, considerando o efeito da não homogeneidade do campo, suas imagens corrigidas pelos mapas de campos e os erros absolutos com seus respectivos valores de SER.



(a) Imagem com o artefato da não homogeneidade do campo.



(b) Diferença entre a imagem com artefato e a sem artefato. SER = 22,21 dB.



(c) Imagem corrigida com o mapa de campos pos.



(d) Diferença entre a imagem corrigida com mapa de campos e a sem artefato. SER = 38,29 dB.



(e) Imagem corrigida com mapa de campos ajustado à um polinômio de terceira ordem.



(f) Diferença entre a imagem corrigida com mapa de campos ajustado e a sem artefato. SER = 41,44 dB.

Figura 5.13: Simulação de uma aquisição em espiral da imagem mostrada na figura 5.11, considerando o efeito da não homogeneidade do campo, suas imagens corrigidas pelos mapas de campos e os erros absolutos com seus respectivos valores de SER.

## 6 CONCLUSÕES

Este trabalho apresentou inicialmente uma explicação básica da física e da engenharia por trás do funcionamento de uma máquina de ressonância magnética, introduzindo conceitos importantes para que um engenheiro seja capaz de ter uma compreensão básica sobre o assunto, além de explicar várias etapas do processo de aquisição, métodos de manipulação e a contribuição de cada uma para a formação do espaço K e geração da imagem final.

Foi apresentado o artefato de off-resonance e explicado algumas de suas causas, exemplificando situações em que ele ocorre e os efeitos negativos que eles carregam para a imagem final. Demonstrou-se matematicamente o que ocorre com o sinal que a máquina adquire quando o sistema está sob efeito de não homogeneidades do campo magnético, gerando pontos com fases indesejadas. Apresentou-se um modelo de correção que adicionava uma fase conjugada em cada ponto que tinha a fase indesejada, anulando-a e explicou-se um método de aplicar esse modelo de uma forma mais rápida, sem precisar corrigir todos os pontos individualmente.

Foram apresentados dois métodos de aquisição de imagens, 2DFT e em espiral. Para ambas as aquisições foram feitas simulações de situações que envolviam o fenômeno de off-resonance, tanto do deslocamento químico quanto da não homogeneidade contínua, observando os efeitos que eles causam sobre a reconstrução da imagem e comparando com imagens que não sofriam desse efeito. Concluiu-se que a aquisição 2DFT é menos sensível aos artefatos e a aquisição em espiral é mais rápida.

Por fim, foram realizadas simulações que utilizaram o método de correção proposto e observou-se que ele funciona bem para casos de não homogeneidade contínua, pois as imagens de teste que foram corrigidas apresentaram altos valores de relação sinal erro, mas não se aplica para casos de não homogeneidade que contenham descontinuidades, porque o processo de janelamento aplica a fase conjugada em pontos que não possuem fase indesejada, então o método cria o artefato em vez de corrigir. Para trabalhos futuros, sugere-se o estudo de um método que consiga corrigir os artefatos devido à não homogeneidade descontínua, situação que se aplica bem em casos de deslocamento químico, um exemplo é o artigo descrito na referência [14].

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] JORDAN, M. E. *MRI PHYSICS*. Disponível em: <<http://www.operativemonitoring.com/mrphysics.htm>>.
- [2] HASHEMI, R. H.; JR., W. G. B. *MRI The Basics*. Second. [S.l.]: Lippincott Williams and Wilkins, 2003.
- [3] GRAAF, R. A. D. *In Vivo NMR Spectroscopy*. Second. [S.l.]: Wiley, 2003.
- [4] HENDRIX, A. *Magnets, Spins, and Resonance*. Henkestr. 127, D-91052 Erlangen: Siemens AG, 2003. Disponível em: <[SiemensMedical.com](http://SiemensMedical.com)>.
- [5] SUETENS, P. *Fundamentals of Medical Imaging*. Second. [S.l.]: Cambridge University Press, 2009.
- [6] CARVALHO, J. L. A. de. *Velocity-encoded magnetic resonance imaging: acquisition, reconstruction and applications*. Doutorado — University of Southern California, 2008.
- [7] ELSTER, E. L. Chemical shift artifact. Disponível em: <<http://mri-q.com/chemical-shift-artifact.html>>.
- [8] ARTASONAS, L. M. Artefactos de susceptibilidad magnetica producidos por un perdigon subcutaneo. Disponível em: <<http://www.elbauradiologico.com/2014/06/artefactos-de-susceptibilidad-magnetica.html>>.
- [9] NOLL, D. C. et al. A homogeneity correction method for magnetic resonance imaging with time-varying gradients. *IEEE TRANSACTIONS ON MEDICAL IMAGING*, IEEE, v. 10, n. 4, p. 629–637, 1991.
- [10] PRINCE, J. L.; LINKS, J. M. *Medical Imaging Signals and Systems*. Upper Saddle River, NJ 07458: Pearson Prentice Hall, 2006.
- [11] FERREIRA, P. F.; GATEHOUSE, P. D. Cardiovascular magnetic resonance artefacts. Disponível em: <<http://www.jcmr-online.com/content/15/1/41>>.
- [12] HIPERMIDIA. *Artefatos*. Disponível em: <<http://rle.dainf.ct.utfpr.edu.br/hipermidia/index.php/ressonancia-magnetica>>.
- [13] ELSTER, E. L. Susceptibility artifact. Disponível em: <<http://mri-q.com/susceptibility-artifact.html>>.
- [14] KRISHNA, N. S.; TSAI, C.-M. Efficient off-resonance correction for spiral imaging. *Magnetic Resonance in Medicine*, Wiley-Liss, Inc., p. 521–524, 2001.

## APÊNDICES

# I. CÓDIGOS FONTE

## I.1 FUNÇÕES UTILIZADAS

```
1 function f = jinc(r)
2
3 % first, determine where r is not equal to zero
4
5 mask = (r~=0);
6
7 %
8 % initialize the result to the value of the jinc at r=0 (pi/4)
9 %
10 f = (pi/4)*ones(size(r));
11
12 %
13 % assign values everywhere that r is not equal to zero
14 %
15 f(mask) = besselj(1, pi*r(mask))./(2*r(mask));
16
17 return;
```

```
1 % Function does a centered inverse 2DFT of the data:
2
3 function im = ift(dat)
4
5 im = fftshift(iff2(fftshift(dat)));
```

```
1 function range = displayImage( im, range, nshades );
2
3 if (exist( range ) ~= 1)
4     range = auto1 ;
5 end
6
7 if (exist( nshades ) ~= 1)
8     nshades = size(colormap,1);
9 end
10
11 if (nshades < 2)
12     nshades = 2;
13 end
14
15 if (strcmp(range, auto1 ) | strcmp(range, auto ))
16     if isreal(im)
```

```

17     mn = min(min(im));
18     mx = max(max(im));
19     else
20         mn = min(min(min(real(im)),min(min(imag(im)))));
21         mx = max(max(max(real(im)),max(max(imag(im)))));
22     end
23     range = [mn,mx];
24     elseif strcmp(range, 'auto2' )
25         if isreal(im)
26             mn = min(min(im));
27             mx = max(max(im));
28             av = mean2(im);
29         else
30             mn = min(min(min(real(im),imag(im))));
31             mx = max(max(max(real(im),imag(im))));
32             av = (mean2(real(im)) + mean2(imag(im)))/2;
33         end
34         mx = max(mx-av,av-mn);
35         range = [av-mx,av+mx];
36     end
37
38     if ((range(2) - range(1)) <= eps)
39         range(1) = range(1) - 0.5;
40         range(2) = range(2) + 0.5;
41     end
42
43     colormap(gray(nshades));
44
45     if isreal(im)
46         factor=1;
47     else
48         factor = 1+sqrt(-1);
49     end
50
51     %% same as (im-mn)/(mx-mn) + 1:
52     d_im = im * ((nshades-1) / (range(2)-range(1))) + ...
53         factor*(1.5 - (range(1)*(nshades-1))/(range(2)-range(1)));
54
55     hh = image( d_im );
56     set(hh, 'UserData', range);
57     axis( 'image' );
58     axis( 'off' );
59     figure(gcf);

```

```

1 function f = diskfunction(x,y,amplitude,xshift,yshift,radius)
2
3 r = sqrt( (x-xshift).^2 + (y-yshift).^2 );
4
5 f = amplitude*(r<radius);

```

```

1 function data = dataacq2D(im, fieldmap, x, y, kx, ky, t, dx, dy)
2
3 data = zeros(size(kx));
4
5 Nx = size(kx,1);
6 Ny = size(kx,2);
7
8 for m=1:Nx,
9     for n=1:Ny,
10        offresonkernel = exp(-j*2*pi*fieldmap*t(m,n));
11        fourierkernel = exp(-j*2*pi*(kx(m,n)*x+ky(m,n)*y));
12        data(m,n) = dx*dy*sum(sum(im.*offresonkernel.*fourierkernel));
13    end;
14 end;

```

```

1 function im = conjphaserecon2D(data, fieldmap, x, y, kx, ky, t, dk)
2
3 im = zeros(size(x));
4 for m=1:size(kx,1),
5     for n=1:size(kx,2),
6        offresonkernel = exp(j*2*pi*fieldmap*t(m,n));
7        fourierkernel = exp(j*2*pi*(kx(m,n)*x+ky(m,n)*y));
8        im = im + dk(m,n)*data(m,n).*offresonkernel.*fourierkernel;
9    end;
10 end;

```

```

1 function f = rectfunction2D(x, y, amplitude, xshift, yshift, xwidth, ywidth)
2
3 f = amplitude*(x > (-xwidth/2+xshift)).*(x < (xwidth/2+xshift)).*...
4     (y > (-ywidth/2+yshift)).*(y < (ywidth/2+yshift));

```

```

1 function z = polyval2(p, x, y)
2 % POLYVAL2
3 % -----
4 %
5 % Evaluate a 2D polynomial
6 % By SS Rogers (2006)
7 %
8 % Usage
9 % -----
10 % Z = POLYVAL2(P,X,Y) returns the value of a 2D polynomial P evaluated at (X,Y). P
11 % is a vector of length (N+1)*(N+2)/2 containing the polynomial coefficients in
12 % ascending powers:
13 %
14 %   P = [p00 p10 p01 p20 p11 p02 p30 p21 p12 p03...]
15 %

```

```

16 % e.g. For a 3rd order fit, polyval2.m evaluates the matrix equation:
17 %
18 %     Z = V*P     or
19 %
20 %           2       2 3 2       2 3
21 %     Z = [1  x  y  x  xy  y  x  x y  x y  y ] [p00
22 %                                                p10
23 %                                                p01
24 %                                                p20
25 %                                                p11
26 %                                                p02
27 %                                                p30
28 %                                                p21
29 %                                                p12
30 %                                                p03]
31 %
32 % *Note:* P is not in the format of standard Matlab 1D polynomials.
33 %
34 % X and Y should be vectors; the polynomial is evaluated at all
35 % points (X,Y).
36 %
37 % Class support for inputs P,X,Y:
38 %     float: double, single
39
40 x=x(:);
41 y=y(:);
42 lx=length(x);
43 ly=length(y);
44 lp=length(p);
45 pts=lx+ly;
46
47 y=y*ones(1, lx);
48 x=ones(ly, 1)*x ;
49 x = x(:);
50 y = y(:);
51
52 n=(sqrt(1+8*length(p))-3)/2;
53 % Check input is a vector
54 if ~(isvector(p) || mod(n,1)==0 || lx==ly)
55     error( 'MATLAB:polyval2:InvalidP ,...'
56           'P must be a vector of length (N+1)*(N+2)/2, where N is order. X and Y must be same'
57     end
58
59 % Construct weighted Vandermonde matrix.
60 V=zeros(pts, lp);
61 V(:,1) = ones(pts,1);
62 ordercolumn=1;
63 for order = 1:n
64     for ordercolumn=ordercolumn+(1:order)
65         V(:,ordercolumn) = x.*V(:,ordercolumn-order);
66     end
67     ordercolumn=ordercolumn+1;

```

```

68     V(:,ordercolumn) = y.*V(:,ordercolumn-order-1);
69 end
70
71 z=V*p ;
72 z=reshape(z,ly,lx);

```

```

1 function p = polyfitweighted2(x,y,z,n,w)
2
3
4 x = x(:);
5 y = y(:);
6
7 lx=length(x);
8 ly=length(y);
9
10 if ~isequal(size(z),size(w),[ly lx])
11     error( 'polyfitweighted2:XYSizeMismatch',...
12           [ X,Y *must* be vectors ...
13             Z,W *must* be 2D arrays of size [length(X) length(Y)] ] )
14 end
15
16 y=y*ones(1,lx);
17 x=ones(ly,1)*x ;
18 x = x(:);
19 y = y(:);
20 z = z(:);
21 w = w(:);
22
23 pts=length(z);
24
25 % Construct weighted Vandermonde matrix.
26 V=zeros(pts,(n+1)*(n+2)/2);
27 V(:,1) = w;
28 %V(:,1) = ones(pts,1);
29 ordercolumn=1;
30 for order = 1:n
31     for ordercolumn=ordercolumn+(1:order)
32         V(:,ordercolumn) = x.*V(:,ordercolumn-order);
33     end
34     ordercolumn=ordercolumn+1;
35     V(:,ordercolumn) = y.*V(:,ordercolumn-order-1);
36 end
37
38 % Solve least squares problem.
39 [Q,R] = qr(V,0);
40 ws = warning( 'off', 'all' );
41 p = R\ (Q * (w.*z)); % Same as p = V\ (w.*z);
42 warning(ws);
43 if size(R,2) > size(R,1)
44     warning( 'polyfitweighted2:PolyNotUnique', ...

```

```

45     Polynomial is not unique; degree >= number of data points. )
46 elseif condest(R) > 1.0e10
47     warning( polyfitweighted2:RepeatedPointsOrRescale , ...
48         [ Polynomial is badly conditioned. Remove repeated data points\n ...
49             or try centering and scaling as described in HELP POLYFIT. ])
50 end
51 %r = z - (V*p)./w;
52 p = p. ;           % Polynomial coefficients are row vectors by convention.

```

## I.2 CÓDIGO UTILIZADO NA SEÇÃO 5.1

```

1 clear,clc,close all
2
3 krange = (-128:127)/256; %dimensão e valores do vetor
4 [ky kx] = meshgrid(krange,krange); %vetores kx e ky
5 kr = sqrt(kx.^2 + ky.^2); %vetor k radial
6 tx_water = 200*200*jinc(200*kr) - 100*100*jinc(100*kr); %espectro da parte
7 %relativa à água
8 tx_fat = 1.2 * (100*100*jinc(100*kr)); %espectro da parte relativa ao óleo
9
10 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
11 spiral = 1; % [0]:2DFT; [1]:espiral
12
13 switch spiral,
14     case 0,
15         % Parâmetros para reconstrução 2DFT
16         tread=20e-3; % tempo de aquisição [s]
17         TE=15e-3; % tempo de eco [s]
18         t=kx*tread+TE; %função do tempo com relação aos valores de kx
19     case 1,
20         % Parâmetros para reconstrução em espiral
21         tread=4e-3; % tempo de leitura
22         TE=5e-3; % tempo de eco
23         t=2*kr*tread+TE; %função do tempo com relação aos valores de kr
24
25         %Limitação da borda para aquisição em espiral
26         h = find(kr>0.5);
27         tx_water(h) = 0;
28         tx_fat(h) = 0;
29 end;
30
31 tx_fat_linha = exp(-1i*2*pi*440*t).*tx_fat; %aplicação do deslocamento
32 %químico
33
34 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
35 tx1= tx_water + tx_fat; %espectro da imagem sem artefato
36 tx = tx_water + tx_fat_linha; %espectro da imagem com artefato

```

```

37 im1=ift(tx1);    %reconstrucao da imagem sem artefato
38 im = ift(tx);    %reconstrução da imagem com artefato
39 figure(1)
40 dispimage(abs(im1),[0, 1.4]);
41 figure (2)
42 dispimage(abs(im),[0, 1.4]);

```

### I.3 CÓDIGO UTILIZADO NA SEÇÃO 5.3

```

1 clear,clc,close all
2
3 FMmaskthpct = 10;
4 L=32;
5 TEA=4e-3;
6 TEB=5e-3;
7 tread=4e-3;
8 krange = (-128:127)/256;
9 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
10
11 [ky kx] = meshgrid(krange,krange);
12 kr = sqrt(kx.^2 + ky.^2);
13
14 tx_water = 200*200*jinc(200*kr) - 100*100*jinc(100*kr);
15 tx_fat = 1.2 * (100*100*jinc(100*kr));
16
17 maxkr = 0.5;
18 h = find(abs(kr)>maxkr);
19 tx_water(h) = 0;
20 tx_fat(h) = 0;
21
22 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
23
24 tA=2*kr*tread+TEA;
25 tB=2*kr*tread+TEB;
26
27 tx = tx_water + tx_fat;
28 txA = tx_water + exp(-1i*2*pi*440*tA).*tx_fat;
29 txB = tx_water + exp(-1i*2*pi*440*tB).*tx_fat;
30
31 im = ift(tx);
32 imA = ift(txA);
33 imB = ift(txB);
34
35 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
36
37 maxim = max(abs(imA(:)));
38 FMmask = abs(imA) > (FMmaskthpct/100*maxim);

```

```

39 FM=FMmask.*angle(imA.*conj(imB));
40 deltaTE = TEB-TEA;
41 FM=FM/(2*pi*deltaTE);
42
43 % FM = 440*abs(ift(tx_fat/1.2)); %field map ideal
44
45 deltakr =maxkr/L;
46 im_rec = 0;
47 for k=1:L,
48     ti = (k-1+1/2)*(tread/L);
49     if k==1,
50         mask1 = 1;
51     else,
52         mask1 = (kr > ((k-1)*deltakr) );
53     end;
54     mask2 = (kr <= (k*deltakr));
55     txi = mask1.*mask2.*txA;
56     imi=ift(txi);
57     imi_rec=imi.*exp(1i*2*pi*FM*ti);
58     im_rec = im_rec + imi_rec;
59 end;
60
61 figure;
62 maxim = max(abs([im(:);imA(:);im_rec(:)]));
63 subplot(231),imagesc(abs(im),[0 maxim]),colormap(gray),axis off,axis image,...
64     title( 'imagem original' ),colorbar
65 subplot(234),imagesc(FM,[-500 500]),colormap(gray),axis off,axis image,...
66     title( 'field map' ),colorbar
67 subplot(232),imagesc(abs(imA),[0 maxim]),colormap(gray),axis off,axis image,...
68     title( 'imagem com artefato' ),colorbar
69 subplot(235),imagesc(abs(im-imA),[0 maxim]),colormap(gray),axis off,axis image,...
70     title( 'diferença entre original e com artefato' ),colorbar
71 subplot(233),imagesc(abs(im_rec),[0 maxim]),colormap(gray),axis off,axis image,...
72     title( 'imagem corrigida' ),colorbar
73 subplot(236),imagesc(abs(im-im_rec),[0 maxim]),colormap(gray),axis off,...
74     axis image,title( 'diferença entre original e corrigida' ),colorbar

```

## I.4 CÓDIGO UTILIZADO NAS SEÇÕES 5.2 E 5.4

```

1 clear,clc,close all
2
3 %Eperimento que simula a correção de não homogeneidade do campo pela fase
4 %conjugada.
5
6 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
7 % parametros
8

```

```

9 fov = 25/100; % image fov [m]
10 res = 4/1000; % image resolution [m]
11
12 spiral = 0; % [0]:2DFT; [1]:spiral
13
14 switch spiral,
15     case 0,
16         % parameters for 2DFT acquisition
17         tread=20e-3; % readout time [s]
18         TE1=20e-3; % echo-time for 1st acquisiton [s]
19         TE2=21e-3; % echo-time for 2nd acquisiton [s]
20     case 1,
21         % parameters for spiral acquisition
22         tread=10e-3; % readout time [s]
23         TE1=10e-3; % echo-time for 1st acquisiton [s]
24         TE2=11e-3; % echo-time for 2nd acquisiton [s]
25 end;
26
27 meanf = 100; % mean off-resonance [Hz]
28 dfdx = 1000; % off-resonance slope along x-axis [Hz/m]
29 dfdy = 1000; % off-resonance slope along y-axis [Hz/m]
30
31 % FMmaskthpct = 2.5; % percentage of max signal for field map masking [pct]
32 poly_order = 3; %order of polynomial for extrapolating the measured field map
33
34 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
35 % builds a numerical phantom rho (original image)
36
37 r = ((-fov/2):(res):(fov/2-res)).; %spatial axis
38 [x,y] = meshgrid(r); %spatial axes
39
40 ampl2 = 1.2; %[n.u.]
41 xshift2 = 5/100; % [m]
42 xfwhm2 = 7/100; % [m]
43 yshift2 = 3/100; % [m]
44 yfwhm2= 7/100; % [m]
45 rho2 = rectfunction2D(x,y,ampl2,xshift2,yshift2,xfwhm2,yfwhm2);
46
47 ampl3 = 0.75; %[n.u.]
48 xshift3 = -7/100; % [m]
49 xfwhm3 = 4/100; % [m]
50 yshift3 = 2.5/100; % [m]
51 yfwhm3 = 12/100; % [m]
52 rho3 = rectfunction2D(x,y,ampl3,xshift3,yshift3,xfwhm3,yfwhm3);
53
54 ampl4 = 1; %[n.u.]
55 xshift4 = 2/100; % [m]
56 yshift4 = -7/100; % [m]
57 radius4 = 4/100; % [m]
58 rho4 = diskfunction(x,y,ampl4,xshift4,yshift4,radius4);
59
60 rho = rho4+rho2+rho3; %original image

```

```

61
62 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
63 % builds the true off-resonance map
64
65 truefieldmap = dfdx*x+dfdy*y+meanf;
66
67 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
68 % data acquisition
69
70 %k-space axes
71 maxk = 1/res/2; %[1/m]
72 deltak = 1/fov; %[1/m]
73 k = ((-maxk):deltak:(maxk-deltak)).;
74 [kx,ky]=meshgrid(k,k);
75
76 switch spiral,
77     case 0,
78         %time instants for each 2DFT acquisition
79         t1=kx/(2*maxk)*tread+TE1;
80         t2=kx/(2*maxk)*tread+TE2;
81     case 1,
82         %time instants for each spiral acquisition
83         kr = sqrt(kx.^2+ky.^2);
84         t1=TE1+(kr/maxk)*tread;
85         t2=TE2+(kr/maxk)*tread;
86 end;
87
88 %simulates 2D data acquisition
89 raw1 = dataacq2D(rho,truefieldmap,x,y,kx,ky,t1,res,res);
90 raw2 = dataacq2D(rho,truefieldmap,x,y,kx,ky,t2,res,res);
91
92 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
93 % estimates and adjusts field map
94
95 %reconstructs the images (standard iFFT)
96 im1 = ift(raw1)/res/res;
97 im2 = ift(raw2)/res/res;
98
99 %estimates field map
100 deltaTE = TE2-TE1;
101 estimatedfieldmap = angle(im1.*conj(im2))/(2*pi*deltaTE);
102
103 %adjusts field map using weighted 2D polynomial fit
104 p = polyfitweighted2(r,r,estimatedfieldmap,poly_order,abs(im1));
105 adjustedfieldmap = polyval2(p,r,r);
106
107 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
108 % conjugate-phase reconstruction
109
110 %k-space spacing
111 dk = (deltak^2)*ones(size(kx));
112

```

```

113 %using adjusted field map
114 imlcorrected_adj = conjphaserecon2D(raw1,adjustedfieldmap,x,y,kx,ky,t1,dk);
115
116 %using estimated field map
117 imlcorrected_est = conjphaserecon2D(raw1,estimatedfieldmap,x,y,kx,ky,t1,dk);
118
119 %using true field map
120 imlcorrected_true = conjphaserecon2D(raw1,truefieldmap,x,y,kx,ky,t1,dk);
121
122 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
123 % calculate errors
124
125 error_nocorrection = abs(iml)-rho;
126 error_adj = abs(imlcorrected_adj)-rho;
127 error_true = abs(imlcorrected_true)-rho;
128 error_est = abs(imlcorrected_est)-rho;
129
130 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
131 % display results
132
133 maxim = max([abs(rho(:));abs(iml(:));abs(imlcorrected_adj(:));...
134     abs(imlcorrected_true(:))]);
135 maxer = max([abs(error_nocorrection(:));abs(error_adj(:));abs(error_true(:))]);
136 maxfm = max([abs(truefieldmap(:));abs(adjustedfieldmap(:))]);
137
138 % figure,
139 % subplot(221),imagesc(r,r,truefieldmap,[-maxfm +maxfm]),axis image,colorbar
140 % subplot(222),imagesc(r,r,estimatedfieldmap,[-maxfm +maxfm]),axis image,colorbar
141 % subplot(223),imagesc(r,r,adjustedfieldmap,[-maxfm +maxfm]),axis image,colorbar
142 % subplot(224),imagesc(r,r,adjustedfieldmap-truefieldmap,[-maxfm +maxfm]),...
143 %     axis image,colorbar
144
145 figure
146 % subplot(331),imagesc(r,r,rho,[0 maxim]),axis image,colorbar,...
147 %     title( original image ),colormap(gray)
148 % subplot(332),imagesc(r,r,estimatedfieldmap,[-maxfm +maxfm]),axis image,...
149 %     colorbar,title( estimated field map ),colormap(gray)
150 % subplot(333),imagesc(r,r,adjustedfieldmap,[-maxfm +maxfm]),axis image,...
151 %     colorbar,title( adjusted field map ),colormap(gray)
152 subplot(321),imagesc(r,r,abs(iml),[0 maxim]),axis image,colorbar,...
153     title( distorted image ),colormap(gray)
154 subplot(322),imagesc(r,r,abs(imlcorrected_est),[0 maxim]),axis image,...
155     colorbar,title( corrected w/ estimated field map ),colormap(gray)
156 subplot(323),imagesc(r,r,abs(imlcorrected_adj),[0 maxim]),axis image,...
157     colorbar,title( corrected w/ adjusted field map ),colormap(gray)
158 subplot(324),imagesc(r,r,abs(error_nocorrection),[0 maxer]),axis image,...
159     colorbar,title( error ),colormap(gray)
160 subplot(325),imagesc(r,r,abs(error_est),[0 maxer]),axis image,colorbar,...
161     title( error ),colormap(gray)
162 subplot(326),imagesc(r,r,abs(error_adj),[0 maxer]),axis image,colorbar,...
163     title( error ),colormap(gray)
164

```

```

165 Poriginal=sum(sum(rho).^2);
166 E_nocorrection=sum(sum(error_nocorrection.^2));
167 E_est=sum(sum(error_est.^2));
168 E_adj=sum(sum(error_adj.^2));
169
170 SER_nocorrection=10*log10(Poriginal/E_nocorrection)
171 SER_est=10*log10(Poriginal/E_est)
172 SER_adj=10*log10(Poriginal/E_adj)

```

## I.5 CÓDIGO UTILIZADO NAS SEÇÃO 5.5

```

1 clear,clc,close all
2
3 %Experimento que simula a correção de não homogeneidade do campo pela fase
4 %conjugada usando uma iamgem real.
5
6 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
7 % parametros
8
9 fov = 25.6/100; % image fov [m]
10 res = 2/1000; % 4/1000; % image resolution [m]
11
12 spiral = 0; % [0]:2DFT; [1]:spiral
13
14 switch spiral,
15     case 0,
16         % parameters for 2DFT acquisition
17         tread=20e-3; % readout time [s]
18         TE1=20e-3; % echo-time for 1st acquisiton [s]
19         TE2=21e-3; % echo-time for 2nd acquisiton [s]
20     case 1,
21         % parameters for spiral acquisition
22         tread=10e-3; % readout time [s]
23         TE1=10e-3; % echo-time for 1st acquisiton [s]
24         TE2=11e-3; % echo-time for 2nd acquisiton [s]
25 end;
26
27 meanf = 100; % mean off-resonance [Hz]
28 dfdx = 1000; % off-resonance slope along x-axis [Hz/m]
29 dfdy = 1000; % off-resonance slope along y-axis [Hz/m]
30
31 % FMmaskthpct = 2.5; % percentage of max signal for field map masking [pct]
32 poly_order = 3; %order of polynomial for extrapolating the measured field map
33
34 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
35 % Retrieve an image rho (original image)
36 r = ((-fov/2):(res):(fov/2-res)). ; %spatial axis

```

```

37 im = imread( 'imagem128.png' );
38 rho = double(im(:,:,1));
39 [x,y] = meshgrid(r); %spatial axes
40 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
41 % builds the true off-resonance map
42
43 truefieldmap = dfdx*x+dfdy*y+meanf;
44
45 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
46 % data acquisition
47
48 %k-space axes
49 maxk = 1/res/2; %[1/m]
50 deltak = 1/fov; %[1/m]
51 k = ((-maxk):deltak:(maxk-deltak)). ;
52 [kx,ky]=meshgrid(k,k);
53
54 switch spiral,
55     case 0,
56         %time instants for each 2DFT acquisition
57         t1=kx/(2*maxk)*tread+TE1;
58         t2=kx/(2*maxk)*tread+TE2;
59     case 1,
60         %time instants for each spiral acquisition
61         kr = sqrt(kx.^2+ky.^2);
62         t1=TE1+(kr/maxk)*tread;
63         t2=TE2+(kr/maxk)*tread;
64 end;
65
66 %simulates 2D data acquisition
67 raw1 = dataacq2D(rho,truefieldmap,x,y,kx,ky,t1,res,res);
68 raw2 = dataacq2D(rho,truefieldmap,x,y,kx,ky,t2,res,res);
69
70 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
71 % estimates and adjusts field map
72
73 %reconstructs the images (standard iFFT)
74 im1 = ift(raw1)/res/res;
75 im2 = ift(raw2)/res/res;
76
77 %estimates field map
78 deltaTE = TE2-TE1;
79 estimatedfieldmap = angle(im1.*conj(im2))/(2*pi*deltaTE);
80
81 %adjusts field map using weighted 2D polynomial fit
82 p = polyfitweighted2(r,r,estimatedfieldmap,poly_order,abs(im1));
83 adjustedfieldmap = polyval2(p,r,r);
84
85 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
86 % conjugate-phase reconstruction
87
88 %k-space spacing

```

```

89 dk = (deltak^2)*ones(size(kx));
90
91 %using adjusted field map
92 imlcorrected_adj = conjphaserecon2D(raw1,adjustedfieldmap,x,y,kx,ky,t1,dk);
93
94 %using estimated field map
95 imlcorrected_est = conjphaserecon2D(raw1,estimatedfieldmap,x,y,kx,ky,t1,dk);
96
97 %using true field map
98 imlcorrected_true = conjphaserecon2D(raw1,truefieldmap,x,y,kx,ky,t1,dk);
99
100 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
101 % calculate errors
102
103 error_nocorrection = abs(iml)-rho;
104 error_adj = abs(imlcorrected_adj)-rho;
105 error_true = abs(imlcorrected_true)-rho;
106 error_est = abs(imlcorrected_est)-rho;
107
108 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
109 % display results
110
111 maxim = max([abs(rho(:));abs(iml(:));abs(imlcorrected_adj(:));...
112     abs(imlcorrected_true(:))]);
113 maxer = max([abs(error_nocorrection(:));abs(error_adj(:));abs(error_true(:))]);
114 maxfm = max([abs(truefieldmap(:));abs(adjustedfieldmap(:))]);
115
116 % figure,
117 % subplot(221),imagesc(r,r,truefieldmap,[-maxfm +maxfm]),axis image,colorbar
118 % subplot(222),imagesc(r,r,estimatedfieldmap,[-maxfm +maxfm]),axis image,colorbar
119 % subplot(223),imagesc(r,r,adjustedfieldmap,[-maxfm +maxfm]),axis image,colorbar
120 % subplot(224),imagesc(r,r,adjustedfieldmap-truefieldmap,[-maxfm +maxfm]),...
121 %     axis image,colorbar
122
123 figure
124 subplot(331),imagesc(r,r,rho,[0 maxim]),...
125     title( original image ),colormap(gray),axis image,axis off
126 % subplot(332),imagesc(r,r,estimatedfieldmap,[-maxfm +maxfm]),...
127 %     title( estimated field map ),colormap(gray)
128 % subplot(333),imagesc(r,r,adjustedfieldmap,[-maxfm +maxfm]),axis image,...
129 %     colorbar,title( adjusted field map ),colormap(gray)
130 subplot(332),imagesc(r,r,abs(iml),[0 maxim]),...
131     title( distorted image ),colormap(gray),axis image,axis off
132 subplot(333),imagesc(r,r,abs(imlcorrected_est),[0 maxim]),...
133     title( corrected w/ estimated field map ),colormap(gray),axis image,axis off
134 subplot(334),imagesc(r,r,abs(imlcorrected_adj),[0 maxim]),...
135     title( corrected w/ adjusted field map ),colormap(gray),axis image,axis off
136 subplot(335),imagesc(r,r,abs(imlcorrected_true),[0 maxim]),...
137     title( corrected w/ true field map ),colormap(gray),axis image,axis off
138 subplot(336),imagesc(r,r,abs(error_nocorrection),[0 maxer]),...
139     title( error_nocorrection ),colormap(gray),axis image,axis off
140 subplot(337),imagesc(r,r,abs(error_est),[0 maxer]),...

```

```

141     title( error_est ),colormap(gray),axis image,axis off
142 subplot (338),imagesc(r,r,abs(error_adj),[0 maxer]),...
143     title( error_adj ),colormap(gray),axis image,axis off
144 subplot (339),imagesc(r,r,abs(error_true),[0 maxer]),...
145     title( error true ),colormap(gray),axis image,axis off
146
147
148 Poriginal=sum(sum(rho).^2);
149 E_nocorrection=sum(sum(error_nocorrection.^2));
150 E_est=sum(sum(error_est.^2));
151 E_adj=sum(sum(error_adj.^2));
152 E_true=sum(sum(error_true.^2));
153
154 SER_nocorrection=10*log10(Poriginal/E_nocorrection)
155 SER_est=10*log10(Poriginal/E_est)
156 SER_adj=10*log10(Poriginal/E_adj)
157 SER_true=10*log10(Poriginal/E_true)
158
159 figure,
160 imagesc(r,r,rho,[0 maxim]),colormap(gray),axis image,axis off

```