Universidade de São Paulo
Instituto de Física de São Carlos
Departamento de Física e Informática

Efeitos do Movimento em Imagens por RMN e Implementação das Técnicas "Gradient Moment Nulling" e Pré-Saturação Espacial para Redução de Artefatos Relacionados ao Movimento .

USP / IFQSC / SBI
8-2-001189

Eduardo Ribeiro de Azevêdo.

Dissertação de mestrado apresentada ao Instituto de Física de São Carlos, da Universidade de São Paulo, para obtênção do título de Mestre em Ciências:
Física Básica.

Orientador: Prof.Dr. Horácio Carlos Panepucci.

São Carlos
1998

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO

Azevêdo, Eduardo Ribeiro de
Efeitos do Movimento em Imagens por RMN e Implementação das Técnicas de Gradient Moment Nulling e Pré-Saturação Espacial para Redução de Artefatos Relacionados ao Movimento./ Eduardo Ribeiro de Azevêdo. - - São Carlos , 1998.
Dissertação (Mestrado) - - Instituto de Física de São Carlos, 1998.

Orientador: Prof.Dr. Horácio Carlos Panepucci.

1. Imagens por RMN. 2. Artefatos Relacionados a Movimento.
I. Título.

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
Instituto de Física de São Carlos

Av. Dr. Carlos Botelho, 1465
CEP 13560-250 - São Carlos - SP
Brasil

Fone (016) 274-3444
Fax (016) 272-2218

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA DISSERTAÇÃO DE MESTRADO DE **EDUARDO RIBEIRO DE AZEVEDO** APRESENTADA AO INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS, DA UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO, EM 27 DE FEVEREIRO DE 1998.

COMISSÃO JULGADORA:

Prof. Dr. Horácio Carlos Panepucci/IFSC-USP

Prof. Dr. Jarbas Caiado de Castro Neto/IFSC-USP

Prof. Dr. Oswaldo Baffa Filho/FFCLRP-USP

Dedico este trabalho ao meu pai Miguel, à minha mãe Graziela (in memorian), a minha esposa Vanusa e aos meus irmãos, Paulo Roberto, Claudia e Luciano.

AGRADECIMENTOS

Embora, essas poucas linhas de agradecimentos não possa refletir a grande importância das pessoas citadas na realização deste trabalho, gostaria de agradecer,

A Deus, pela presença em todos os momentos de minha vida.

Ao Prof. Dr. Horácio Carlos Panepucci, pela orientação, amizade, ensinamentos transmitidos e principalmente pela confiança depositada em minha pessoa.

Ao Prof. Dr. Tito José Bonagamba, por quem tenho muito respeito, admiração e amizade, pelas valiosas discussões, pelo estímulo transmitido e pela fundamental ajuda prestada na revisão deste trabalho.

Ao Engenheiro Msc. Edson Luiz Gea Vidoto, pela amizade, pelo constante incentivo, pelo apoio técnico, pelas valiosas discussões e sujestões e pela valiosa ajuda na definição do tema deste trabalho.

Ao Dr. Dardo Tomassi pela amizade , pelas valiosas discussões e sugestões e pela ajuda com as simulações realizadas.

Ao Msc. Bernd Foerster, pela amizade, pelas excelentes sugestões e discussões e por ter me ensinado a trabalhar com a programação das seqüências de pulso em nosso sistema.

A Msc. Maria do Rosário Zucchi, pela amizade e incentivo nos momentos de desestímulo e por ter sido voluntária em alguns testes.

Ao Antonio José Conde (Tony), pela amizade, discussões e pela ajuda com alguns dos experimentos.

Ao Msc. Braulio Muniz, pelas discussões e pela ajuda com alguns dos experimentos.

Ao engenheiro Dr. Mateus José Martins pela ajuda e por ser responsável por boa parte do software utilizado na obtenção das imagens em nosso sistema.

Ao prof. Dr. Alberto Tannús por ser responsável por grande parte do software utilizado na implementação de seqüências em nosso sistema.

Aos técnicos do grupo de ressonância José Carlos Gaziro, pelo suporte técnico e por ter sido voluntário em algumas imagens, João Gomes da Silva, pelo

suporte técnico e Odir Adolfo Canevarollo, pelo suporte técnico e pela construção do phanton de fluxo.

A secretária do grupo Leila , pela dedicação , presteza, educação e amizade com que sempre me tratou.

A minha esposa Vanusa pelo amor, amizade, incentivo, carinho, que fazem dela a pessoa mais importante para mim nesta vida.

Ao meu pai Miguel, pelos ensinamentos de vida e humildade, que sempre me transmitiu.

A minha mãe Graziela (in memorian), pelo amor e carinho que sempre me transmitiu e que ainda transmite de outra forma.

A todos os meus familiares, especialmente meus irmãos: Paulo Roberto, Luciano, Claudia, meus sobrinhos: Danilo, Vinicius, e Vitor e a minhas cunhadas: Iracy e Sandra, pelo incentivo, amor e amizade.

Ao amigo Josmary Rodrigues Silva (Mary) pela amizade, incentivo, pela ajuda financeira , pelos bons momentos de descontração que passamos durante nosso tempo de convivência e por ter sido voluntário em algumas imagens.

Ao amigo Arilson Reges Lobato, pela amizade, incentivo e pelos momentos de descontração que passamos durante nosso tempo de convivência.

As minhas amigas inseparáveis Nara e Luciara, pela amizade e pelos momentos de descontração.

Aos conterrâneos Roberto, João Vitor, Salviano, Marcio, Paulinho, Ruberley, Ricardo, pelo incentivo e ajuda.

Aos colegas do grupo de RMN, Fábio Becker, Henrique, Rodrigo, Caio, Bloes, Claudio, Rogério, Ednalva, pela amizade.

Aos amigos de outros grupos Paulo Roberto, Luiz Ramos, Marcelo, Serginho, Gustavo, Antonio Sérgio, Neemias, pela amizade, incentivo e pelos momentos de descontração.

Aos professores com os quais cursei displinas Dr.Lidério Ioriatti Jr., Dr.Rogério C. Trajano, Dr. Roberto Nicolau Onody e Dr. Tito José Bonagamba, pelos ensinamentos transmitidos.

Ao CNPq, FAPESP,FINEP,IFSC-USP, por ter proporcionado o suporte financeiro para a realização deste trabalho.

CO DE BIBLIOTECA

RESUMO.

A proposta deste trabalho foi analisar os efeitos de movimento em imagens convencionais por ressonância magnética nuclear, bem como implementar e otimizar as técnicas de "Gradient Moment Nulling" e Pré-Saturação Espacial, utilizadas para eliminação de artefatos relacionados ao movimento.

Simulações numéricas foram utilizadas para a análise da influência do movimento dos spins nas imagens e para compreender as bases físicas das técnicas de "Gradient Moment Nulling" e Pré-saturação Espacial.

Na técnica de "Gradient Moment Nulling" as amplitudes dos gradientes de compensação dependem do posicinamento dos mesmos na seqüência. Sendo assim, foram propostas algumas configurações para a seqüência e calculadas as amplitudes dos gradientes de compensação. A melhor configuração para a seqüência foi escolhida de modo a minimizar a amplitude dos gradientes. A técnica de "Gradient Moment Nulling" foi testada experimentalmente e os resultados mostraram sua eficacia na redução dos artefatos de "intravoxel dephasing" e "flow oblique misregistration".

Na implementação da técnica de Pré-saturação Espacial foram utilizados pulsos de pré-saturação convencionais do tipo Sinc e as limitações na seqüência resultantes desta escolha foram analizadas experimentalmente e via simulações numéricas. A redução do efeitos de "flow related enhacement" e dos artefatos de "Aliasing" na imagens, foi alcançada com sucesso pela técnica de Pré-Saturação Espacial.

ABSTRACT.

The purpose of this work was to analyze the effects of motion in conventional Magnetic Resonance Imaging (MRI), and to implement and optimize the Gradient Moment Nulling and Spatial Presaturation techniques, which can be used to minimize the motion related artifacts.

Numerical simulations, were used to analyze the influence of the motion on the image and to understand the physics of the above techniques.

In the Gradient Moment Nulling method, the compensation gradients amplitudes depends on the their positions in the sequence. To analyze this, some configurations for the sequence were proposed and the corresponding gradients amplitude were calculated. The best configuration for the sequence was chosen to minimize the gradients amplitudes. The sequences were tested experimentally and the results proved their efficacy in reducing the intravoxel dephasing and flow oblique misregistration artifacts.

Conventional sinc pulse were used in the implementation of the Spatial Presaturation technique and the limitation of this choice was analyzed experimentally and by numerical simulation. The reduction of the flow related enhancement and "aliasing" artifacts, was successfully achieved by the Spatial Presaturation technique.

SUMÁRIO

Introdução.....1

1. Princípios Básicos da Ressonância Magnética Nuclear e Formação de Imagens.....3

1.1 - Efeito Zeeman Nuclear.....3

1.2 - Evolução dos Momentos Magnéticos Nucleares na Presença do campo B_0.....5

1.3 - Pulsos de Radiofreqüência.....7

1.4 - Detecção do Sinal de RMN.....11

1.5 - Relaxação.....12

1.6 - Ecos de Spins.....14

1.7 - Equações Fenomenológicas de Bloch.....16

1.8 - Gradientes de Campo Magnéticos.....17

1.9 - Seleção de Planos Tomográficos.....18

1.10 - Codificação Unidimensional da Imagem.....21

1.11 - Imagens em mais que uma Dimensão.....26

1.12 - Seqüências Convencionais de imagens bidimensionais.....30

1.13 - Contraste em MRI.....32

2. Efeitos do Movimento em Imagens por Ressonância Magnética Nuclear....34

2.1- Deslocamento dos Spins em Relação ao plano Selecionado.....35

2.1.1 - "Flow Related Enhancement".....35

2.2 - Efeito do Movimento dos Spins na Fase da Magnetização Transversal.....43

2.3 - Efeito do Fluxo dos Spins no Perfil de Excitação.....45

2.4 - Artefatos Relacionados ao Movimento.....48

2.4.1 - "Intravoxel Dephasing"..... 48

2.4.2 - Artefatos Devido a fluxo Pulsativo.....50

2.4.3 - "Flow Oblique Misregistration".....51

3. Discussão e Implementação das Técnicas de "Gradient Moment Nulling" e Pré-Saturação Espacial.....53

3.1 - "Gradient Moment Nulling" (GMN) em MRI.....53

3.1.1 - Determinação das Formas de Onda para os Gradientes em GMN.....54

3.1.2 - Desenvolvimento das seqüências de pulsos para GMN de primeira ordem.....59

3.1.3.1 - Direção de Leitura.....59

3.1.3.2 - Direção de Seleção.....63

3.1.3.3 - Direção de Codificação de Fase.....67

3.2 - Pré-Saturação Espacial em MRI.....71

3.2.1 - Características das Seqüência de Pré-Saturação Espacial.....72

3.2.2 - Pré-Saturação dos Spins em Movimento.....77

3.2.3 - Eliminação de Artefatos de "Aliasing" em MRI pela Técnica de Pré-Saturação Espacial 80

4. Resultados Experimentais.....83

4.1 - Sistema de Medida Utilizado.....83

4.2 - Materiais e Métodos.....86

4.3 - "Flow Related Enhacement".....87

4.4 - "Gradient Moment Nulling".....89

4.4.1 - Compensação do "Intravoxel Dephasing".....90

4.4.2 - Compensação do "Intravoxel Dephasing".....93

4.5 - Pré-Saturação Espacial.....98

4.5.1 - Aplicações da Técnica de Pré-Saturação Espacial.....103

5. Conclusões e Perspectivas.....109

INTRODUÇÃO

A utilização da Resonância Magnética Nuclear para obtenção de imagens do corpo humano foi proposta inicialmente por Lauterbur [1] e Damadian [2]. Desde então, surgiram várias inovações que tornaram as imagens por ressonância magnética nuclear uma das mais poderosas técnicas no que diz respeito ao diagnóstico clínico *in vivo*.

O desenvolvimento da instrumentação dos sistemas de aquisição de imagens, tornou esta técnica bastante sensível e efeitos como o do movimento durante a aquisição das imagens passaram a ser importantes fontes de informação e também de artefatos nas imagens.

O efeito do movimento dos spins em ressonância magnética nuclear foi primeiramente observado por Hahn [3] para spins movendo-se em regiões de campo não uniforme. Mais tarde, Singer [4] demostrou a aplicação da ressonância magnética nuclear para medir fluxo sanguíneo em sistemas vivos. Em imagens por ressonância magnética nuclear (MRI), os efeitos do fluxo nos vasos sanguíneos foram observados primeiramente por Hinshaw e Bottomley [5] e desde então têm sido bastante estudados. Muitas vezes esses efeitos são aproveitados para na obtenção de imagens dos vasos sanguíneos (angiografias) [6,7,8]. Entretanto, em muitos casos, o movimento das partes do corpo dá origem a artefatos, comprometendo a qualidade das imagens. Tanto na obtenção de angiografias como na eliminação dos artefatos relacionados ao movimento, são utilizadas técnicas especiais de aquisição.

O desenvolvimento de técnicas de compensação dos efeitos do movimento em MRI, como técnicas de "gating" e "pseudo-gating"[9,10] , "ordered phase encoding" [11], ou pós processamento [12], foi muito bem sucedido. Entretanto, não eliminavam os erros na fase provocado pelo movimento. As técnicas de "Gradient Moment Nulling" e Pré-Saturação Espacial [13,14] provaram ser bastante eficientes na eliminação de artefatos devido ao movimento, e por isso são muito utilizadas em rotina clínica, seja em imagens dos tecidos estáticos ou em angiografias.

A proposta deste trabalho é estudar de forma básica alguns dos principais efeitos relacionados ao movimento e a sua relação com os artefatos nas imagens.

Pretende-se também, discutir como as técnicas de "Gradient Moment Nulling" e Pré-saturação espacial podem ser utilizadas na minimização dos artefatos de movimento, bem como as características que elas devem possuir afim de facilitar sua implementação.

No capítulo I deste trabalho serão introduzidos os pincípios básicos da ressonância magnética nuclear e formação de imagens.

No capítulo II, serão discutidos alguns efeitos do movimento dos spins em MRI, bem como o aparecimento de artefatos nas imagens devido a esse movimento. Embora a discussão feita aqui não abranja todos os possíveis efeitos do movimento no sinal de ressonância magnética nuclear, são discutidos aqueles responsáveis pelo aparecimento dos artefatos de movimento mais comumente encontrados em MRI.

No capítulo III são discutidas as bases físicas das técnicas de "Gradient Moment Nulling" e Pré-Saturação Espacial, bem como os detalhes de implementação destas técnicas. A eficiência destas técnicas na eliminação dos efeitos do movimento está mostrada através de algumas simulações numéricas feitas via solução das equações de Bloch.

No capítulo IV, o sistema de medidas utilizado é descrito brevemente e são mostrados alguns resultados experimentais que comprovam a eficiência das técnicas de "Gradient Moment Nulling" e Pré-saturação Espacial na diminuição de alguns artefatos em MRI.

Como conclusões são discutidas no capítulo V a eficiência das técnicas estudadas, bem como algumas características que essas técnicas devem possuir afim de possibilitar sua implementação prática de maneira mais otimizada.

CAPÍTULO I

Princípios Básicos da Ressonância Magnética Nuclear e Formação de Imagens

1.1 - Efeito Zeeman Nuclear

A Ressonância Magnética Nuclear (RMN) é fundamentada na existência do núcleo atômico e suas propriedades intrínsecas, tais como o momento angular intrínseco (spin nuclear) e o momento magnético associado. Quando um campo magnético estático ($\vec{B}_0$) é aplicado numa amostra, cujo momento magnético nuclear ($\vec{\mu}$) seja não nulo, a degenerescência dos níveis de energia de spin do sistema é levantada pela interação entre momentos magnéticos dos núcleos e o campo $\vec{B}_0$. Este efeito é comumente denominado efeito Zeeman nuclear e para descrevê-lo quantitativamente é necessário considerar o Hamiltoniano de interação entre o momento magnético do núcleo e o campo estático:

$$\mathcal{H} = \vec{\mu} \cdot \vec{B}_0 \tag{1.1}$$

Adotando um sistema de referência onde a direção z coincida com a direção do campo $\vec{B}_0$, isto é , $\vec{B}_0 = B_0\hat{z}$.

$$\mathcal{H} = \mu_z B_0 \tag{1.2}$$

Existe, no entanto, uma relação direta entre o momento magnético $\vec{\mu}$ spin nuclear, que é dada por:

$$\vec{\mu} = \gamma\hbar\vec{I} \tag{1.3}$$

onde γ é denominado fator giromagnético e é uma característica intrínseca de um núcleo específico.

Substituindo a componente z da equação vetorial (1.3) na equação (1.2) obtém-se o Hamiltoniano da interação Zeeman escrito em termos do operador I_z.

$$\mathcal{H} = \gamma\hbar B_0 I_z \tag{1.4}$$

Os autovalores do Hamiltoniano da equação (1.4) são agora calculados em termos dos autovalores de I_z e o resultado obtido é :

$$E_m = \gamma\hbar B_0 m \qquad m = I, I-1, \ldots, -I \tag{1.5}$$

Portanto, a interação do momento magnético nuclear quebra a degenerescência dos níveis quânticos de spin, estabelecendo para o sistema $2I+1$ níveis de energia, sendo a energia de cada nível dada pela equação (1.5). A figura 1.1 mostra um esquema onde estão representados os níveis de energia para núcleos com spin $\frac{1}{2}$ e $\frac{3}{2}$, respectivamente.

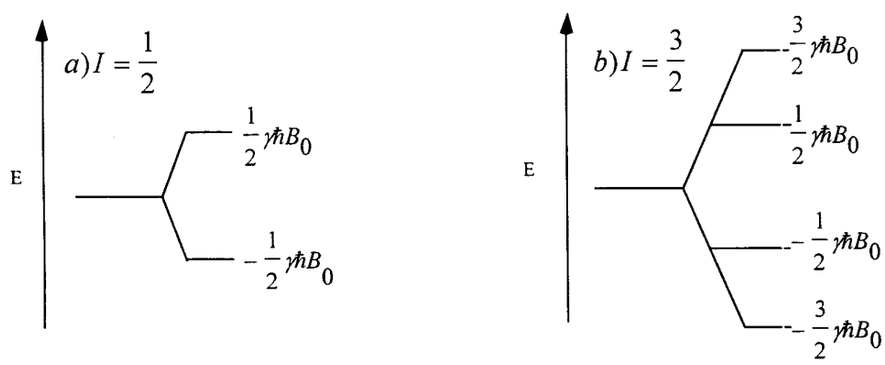


Figura 1.1 - Esquema de níveis de energia para o desdobramento Zeeman para núcleos com $I = \frac{1}{2}$ e $\frac{3}{2}$.

Uma vez estabelecido o desdobramento Zeeman, deve-se perguntar sobre como os níveis são populados, já que existem da ordem do número de Avogrado de núcleos na amostra. Para responder a este questionamento, recorre-se a teoria estatística, que diz que em um "ensemble" formado por um grande número de spins idênticos em equilíbrio térmico com uma rede a uma temperatura T, a população dos níveis é dada pela distribuição de Boltzman.

$$P_m \propto e^{-\frac{E_m}{KT}} \tag{1.6}$$

Logo, os níveis de energia Zeeman não são igualmente populados, sendo os níveis de mais baixa energia mais populosos. Por existir essa diferença de população

entre os vários níveis de energia, pode-se associar ao sistema uma magnetização líquida ao longo do campo $\vec{B}_0$, que é dada por:

$$M_0 = \sum_m \gamma\hbar m P_m \tag{1.7}$$

Para um conjunto de spins $\frac{1}{2}$, se o nível mais energético é populado com N_+ spins e o nível menos energético com N_-, a relação entre as populações será:

$$\frac{N_+}{N_-} = \exp(-\frac{\Delta E}{KT}) = \exp(-\frac{\gamma\hbar B_0}{KT}) \tag{1.8}$$

A figura 1.2 ilustra as populações dos níveis para o caso de spins $\frac{1}{2}$.

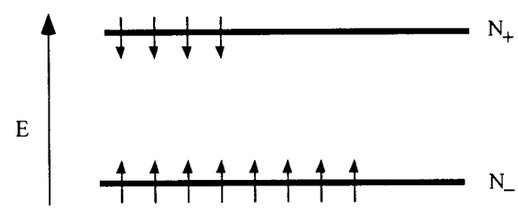


Figura 1.2 - População dos níveis Zeeman para um núcleo com spin 1/2 . A diferença de população dá origem a uma magnetização líquida na direção do campo magnético.

1.2 - Evolução dos Momentos Magnéticos Nucleares na Presença do Campo B_0

Como já discutido anteriormente, existem momentos magnéticos nucleares que irão interagir com o campo estático $\vec{B}_0$. É importante conhecer quais as características desta interação e qual a forma mais adequada para apresenta-la no que diz respeito a experimentos de imagem.

A equação de evolução do valor esperado de um operador momento angular $\vec{I}$ sob a presença de uma interação descrita pelo Hamiltoniano da equação (1.4) é dada por:

$$\frac{d\langle\vec{I}\rangle}{dt} = \langle[-\gamma\hbar\vec{B}_0 I_z, \vec{I}]\rangle = \langle\vec{I}\rangle \times (\gamma\vec{B}_0) \tag{1.9}$$

EESC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA

Equivalentemente, para o valor esperado do momento magnético $\langle\vec{\mu}\rangle$ a equação de evolução é:

$$\frac{d\langle\vec{\mu}\rangle}{dt} = \langle[-\gamma\hbar\vec{B}_0 I_z, \vec{\mu}]\rangle = \langle\vec{\mu}\rangle \times (\gamma\vec{B}_0) = \langle\vec{\mu}\rangle \times \vec{\omega}_0 \tag{1.10}$$

A equação (1.10) define um movimento de precessão do valor esperado do momento magnético do núcleo em torno do campo $\vec{B}_0$, com freqüência ω_0 (conhecida como freqüência de Larmor), tal como mostrado na figura 1.3.

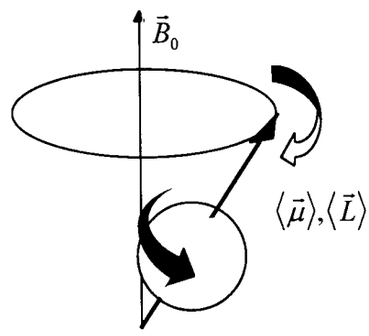


Figura 1.3 - Precessão do momento angular $\langle\vec{\mu}\rangle$ em torno do campo estático $\vec{B}_0$.

Embora até aqui só se tenha utilizado argumentos quânticos para a descrição do sistema, é interessante notar que a equação (1.10) é análoga a equação de evolução para uma magnetização clássica, portadora de momento angular, sob a presença de um campo estático $\vec{B}_0$, que é conhecida como equação de Larmor. Isso mostra que, embora se tratando de um sistema quântico, o sistema de spins não interagentes entre si pode ser descrito classicamente, com a ressalva que o momento magnético nuclear é na verdade o valor esperado desta grandeza. A descrição clássica geralmente é suficiente e também mais adequada para descrever os experimentos de obtenção de imagem, uma vez que permite visualizar a evolução do sistema de spins com mais facilidade. Daqui em diante a evolução do sistema de spins passará a ser tratada classicamente, visto que é este o tratamento que será utilizado na descrição dos experimentos de imagem. Sendo assim a equação clássica para o enésimo spin sob a presença do campo $\vec{B}_0$ é dada pela equação de Larmor, isto é:

$$\frac{d\vec{\mu}_n}{dt} = \vec{\mu}_n \times \vec{B}_0 \tag{1.11}$$

Na realidade, os momentos magnéticos individuais precessionam em torno do campo $\vec{B}_0$, orientados paralela ou anti-paralelamente ao campo. Entretanto a situação de menor energia é privilegiada, isto é, existem mais momentos magnéticos orientados paralelamente do que anti-paralelamente, o que dá origem a uma magnetização ($\vec{M}_0$) líquida na direção do campo (as componentes dos momentos magnéticos perpendiculares ao campo se anulam), tal como já mostrado na descrição do efeito Zeeman:

$$\vec{M}_0 = \sum_i \vec{\mu}_i \tag{1.12}$$

A figura 1.4 ilustra o movimento de precessão dos momentos bem como a magnetização líquida resultante.

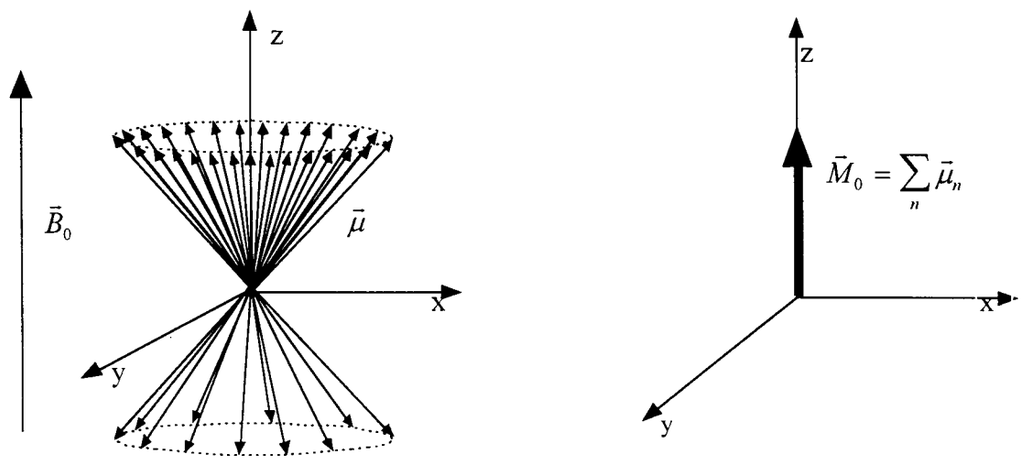


Figura 1.4 - Magnetização líquida gerada pela soma dos momentos magnéticos dos núcleos presentes na amostra.

1.3 - Pulsos de Radiofreqüência

Para transformar a magnetização líquida obtida a partir do efeito Zeeman em magnetização observável é necessário que se retire o sistema do equilíbrio estabelecido. Isto é feito através da aplicação de pulsos de radiofreqüência. O efeito do pulso de radiofreqüência sobre o sistema de spins será definido a seguir. Antes

porém, é necessário que se defina um novo sistema de coordenadas conhecido como sistema de coordenadas girante.

A utilização do sistema de coordenadas girante é bastante usual na descrição da ressonância magnética nuclear pulsada. Consiste basicamente em definir um sistema de coordenadas (x',y',z'), que gire com frequência Ω em torno do eixo z. Neste novo sistema de coordenadas a equação de Larmor deve ser rescrita como:

$$\frac{d\vec{\mu}}{dt} = \gamma\vec{\mu} \times \left(\vec{B}_0 - \frac{\vec{\Omega}}{\gamma} \right) \tag{1.13}$$

A equação acima é análoga a equação (1.10) com a substituição do campo $\vec{B}_0$ por uma campo efetivo $\vec{B}_{eff}$ dado por:

$$\vec{B}_{eff} = \left(\vec{B}_0 - \frac{\vec{\Omega}}{\gamma} \right) \tag{1.14}$$

Se a freqüência do sistema de coordenadas girante for tal que $\vec{\Omega} = \gamma\vec{B}_0$ o momento magnético $\vec{\mu}$ não varia no tempo no sistema (x',y',z').

Neste contexto, é interessante analisar o efeito da aplicação de uma campo magnético linearmente oscilante perpendicular ao campo $\vec{B}_0$ dado por $B_1(t) = 2B_1 \cos(\Omega t)\hat{x}$. Este campo pode ser decomposto em duas componentes rotativas com amplitude B_1 e que possuem freqüência Ω e $-\Omega$, tal como ilustrado na figura 1.5.

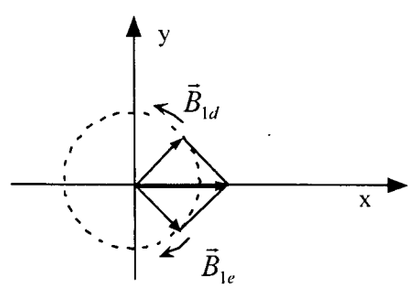


Figura 1.5 - Decomposição do campo linearmente oscilante em duas componentes rotativas.

Na figura (1.5) os campos B_{1e} e B_{1d} são dados por:

$$\vec{B}_{1e} = B_1(\hat{x}\cos(\Omega t) + \hat{y}sen(\Omega t)) \tag{1.15}$$

$$\vec{B}_{1d} = B_1(\hat{x}\cos(\Omega t) - \hat{y}sen(\Omega t)) \tag{1.16}$$

Se o campo oscilante estiver próximo da ressonância com o sistema de spins, isto é, a freqüência do campo oscilante for aproximadamente igual a freqüência de Larmor $\Omega \cong \omega_0$, então a componente $\vec{B}_{1d}$ é muito pequena e poderá ser desprezada [15]. Se o termo de rotação a direita $\vec{B}_{1d}(t)$ for desprezado, a equação de precessão para o momento magnético $\vec{\mu}$ sob a presença dos campos $\vec{B}_0$ e $\vec{B}_1(t)$, no sistema de coordenadas girante fica:

$$\frac{d\vec{\mu}}{dt} = \gamma\vec{\mu} \times \left[\hat{z}\left(\vec{B}_0 - \frac{\vec{\Omega}}{\gamma} \right) + \vec{B}_1\hat{x} \right] \tag{1.17}$$

Na condição de ressonância $\gamma B_0 = \Omega$ a equação (11.5) se reduz a:

$$\frac{d\vec{\mu}}{dt} = \gamma\vec{\mu} \times \left[\vec{B}_1\hat{x} \right] \tag{1.18}$$

O momento magnético $\vec{\mu}$ precessiona agora em torno da direção x com freqüência γB_1, no sistema de coordenadas girante. É importante frisar que os spins continuam a precessionar em torno de $\vec{B}_0$, porém isto não aparece na equação 1.18, pois a mesma foi obtida no sistema de coordenadas girante. Isto pode ser visualizado na figura 1.6.

Se a amplitude da radiofreqüência for constante e a mesma for aplicada durante um intervalo de tempo t_p (um pulso de radiofreqüência), então o momento magnético $\vec{\mu}$ irá girar de um ângulo α (ângulo de excitação) dado por :

$$\alpha = \gamma B_1 t_p \tag{1.19}$$

Em experimentos de imagem, geralmente os pulsos de radiofreqüência também possuem a amplitude dependente do tempo e o ângulo de excitação nestes casos é:

$$\alpha = \int_0^{t_p} \gamma B(t)dt \tag{1.20}$$

Os ângulos de excitacão típicos utilizados em RMN são de 90° e 180°. O pulso de 90° transfere a magnetização longitudinal, que inicialmente se encontrava na direção de $\vec{B}_0$, para um plano perpendicular ao mesmo. Já o pulso de 180° inverte a magnetização longitudinal, levando-a para a direção -z. Do ponto de vista dos níveis Zeeman o pulso de 90° iguala a população dos níveis, enquanto que os pulsos

de 180° invertem as populações destes níveis, como mostrado esquematicamente na figura 1.7.

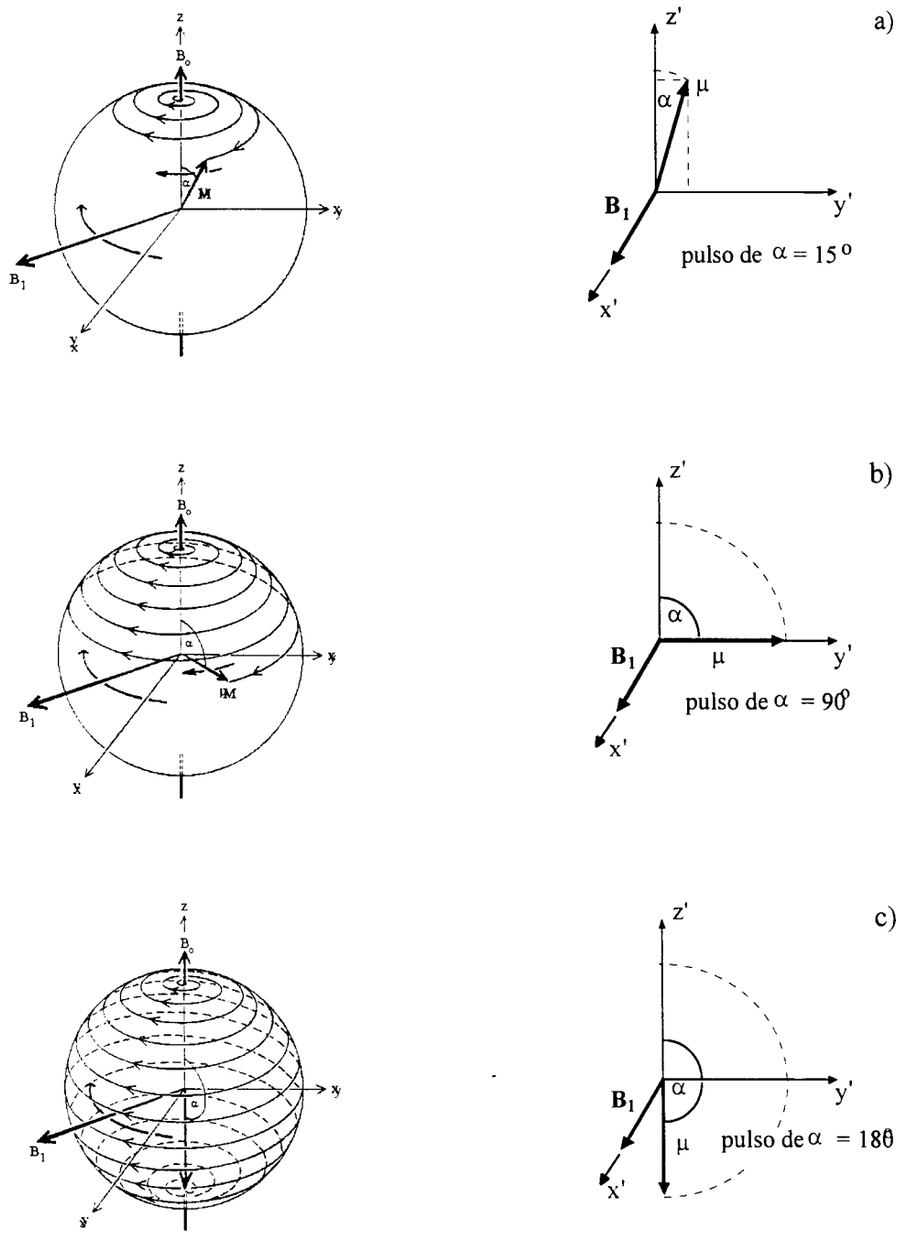


Figura 1.6 - Evolução do momento magnético $\vec{\mu}$ sob a presença de pulsos de RF com ângulos de excitação de α =15°, α =90°, α =180°,tanto no sistema de laboratório como no sistema girante de coordenadas.

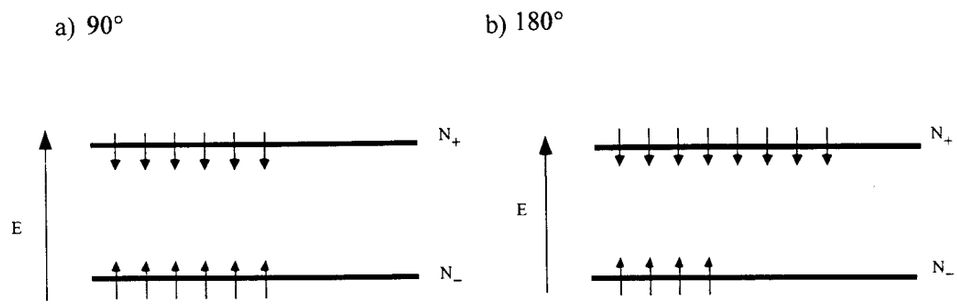


Figura 1.7 - Efeito de pulsos de RF de 90° e 180° nos níveis de energia Zeeman.

1.4 - Detecção do Sinal de RMN.

A detecção do sinal de RMN é feita geralmente colocando-se uma bobina de detecção com eixo perpendicular ao campo estático, conforme mostrado na figura 1.8. Sendo assim, após a excitação dos spins, parte da magnetização $\vec{M}_0$ é transferida para o plano transversal e no sistema de laboratório irá precessionar no plano transversal com freqüência de Larmor. Conseqüêntemente, pela lei de Lenz, induzirá uma corrente na bobina de recepção.

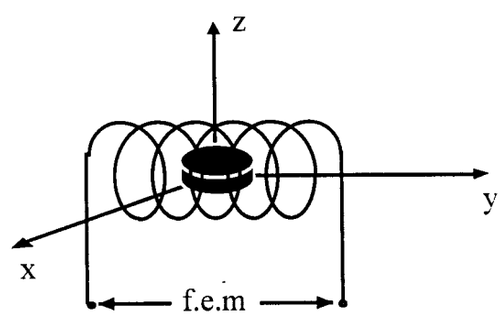


Figura 1.8 - Esquema de configuração da bobina de recepção no sistema de laboratório.

O sinal detectado desta forma, contém também informações valiosas sobre a característica intrínsecas do sistema, sendo denominado FID (Free Induction Decay). A figura 1.9 ilustra a dependência típica do FID com o tempo. Nessa figura, é interessante notar que o FID decai com o tempo. Este decaimento é caracterizado por um fenômeno denominado relaxação que será discutido a seguir.

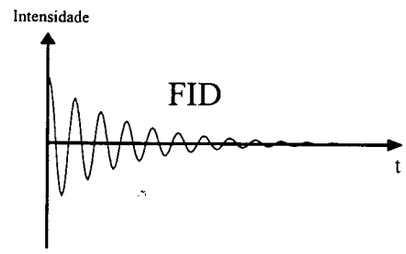


Figura 1.9 - Típico sinal de RMN captado pela bobina.

1.5 - Relaxação

Após a aplicação do pulso de RF, o sistema de spins é retirado de uma situação de equilíbrio ($\vec{M}_0$ ao longo de $\vec{B}_0$) para uma situação de não equilíbrio (parte da magnetização $\vec{M}_0$ é transferida para o plano transversal). Naturalmente, o sistema irá procurar restabelecer a situação de equilíbrio. Este retorno ao equilíbrio envolve dois mecanismos distintos, denominados relaxação transversal e relaxação longitudinal.

A relaxação transversal ocorre basicamente porque numa amostra existem da ordem do número de Avogrado de spins nucleares e o campo magnético que cada spin experimenta varia de um para outro por causa do campo aleatório devido aos núcleos vizinhos. Como a freqüência de precessão dos núcleos no plano transversal é proporcional ao campo magnético na direção z experimentado por cada spin, os spins precessionarão no plano transversal com diferentes freqüências, perdendo sua coerência de fase, o que equivale a se espalharem no plano transversal no sistema de coordenadas girante. Isto por sua vez, provoca o decaimento do sinal no tempo. A figura 1.10 ilustra a evolução dos spins sob o efeito da relaxação transversal . A constante de tempo característica do decaimento do sinal (T_2) é denominada tempo de relaxação transversal. No caso de spins não interagentes sob a presença da relaxação transversal, após um pulso de 90° o sinal de RMN é dado por:

$$S(t) \propto M_0 e^{-\frac{t}{T2}} \cos(\omega_0 t) \tag{1.21}$$

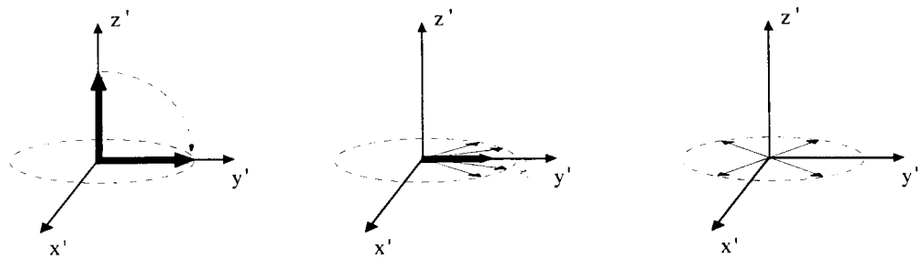


Figura 1.10 - Espalhamento dos spins o plano transversal devido ao efeito da relaxação transversal , no sistema de coordenadas girante.

Em geral o decaimento do FID não é exatamente o descrito pela equação (1.21), pois na prática o campo magnético $\vec{B}_0$ nunca é totalmente homogêneo em todas as regiões da amostra. Esta inomogeneidade também espalhará os spins no plano transversal, fazendo com que o sinal de RMN decaia mais rapidamente do que o previsto pela equação (1.21). Se considerada as inomogeneidades de campo, a constante de tempo de decaimento do FID será denominada T_2*, sendo que T_2*<T_2. A figura 1.11 ilustra esquematicamente o efeito da inomogeneidade do campo no decaimento do FID.

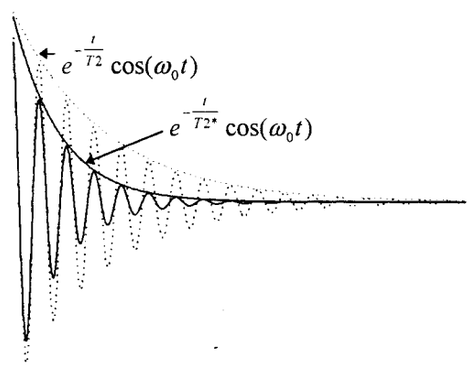


Figura 1.11 - Efeito da inomogeneidade do campo magnético no decaimento do FID.

A relaxação longitudinal está associada com o retorno da magnetização ao equílibrio após um pulso de RF. Para isto acontecer, os spins necessitam se dispor da energia que receberam do pulso e isto é feito através da troca de energia com a vizinhança local, denominada REDE.

A eficiência da relaxação, basicamente está associada a quão hábil é a rede em produzir campo locais flutuantes perpendiculares a $\vec{B}_0$ na região de cada núcleo

com freqüências características próximas a freqüência de Larmor. Além disso, a amplitude destes campos locais também irá influenciar na relaxação longitudinal. Como a relaxação longitudinal depende basicamente de como o sistema de spins interage com a rede, ela também recebe o nome de relaxação spin-rede. A volta da magnetização longitudinal é exponencial, tendo portanto uma constante de tempo que a caracteriza, que se denomina tempo de relaxação longitudinal (T_1). Após a excitação por um pulso de 90°, a volta ao equilíbrio da magnetização longitudinal será dada por :

$$M_z = M_0(1 - e^{-\frac{t}{T_1}}) \tag{1.22}$$

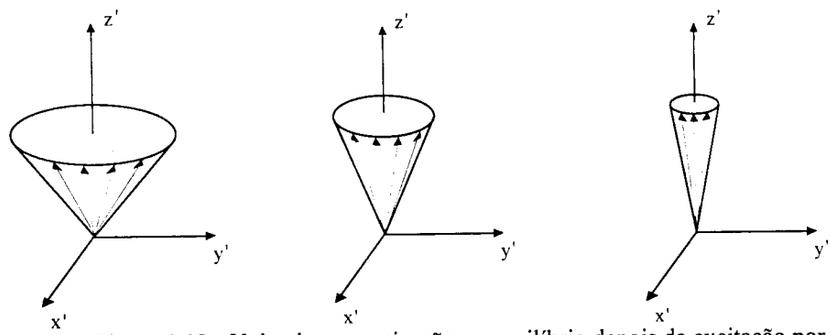


Figura 1.12 - Volta da magnetização ao equilíbrio depois da excitação por um pulso de RF.

Do ponto de vista dos tempos de relaxação, tem-se a condição $T_2 \leq T_1$. Isto acontece porque para recuperar a magnetização longitudinal é necessário antes de tudo destruir a magnetização transversal.

Embora o tratamento dado aqui para a relaxação longitudinal tenha sido bastante simplório, é suficiente para descrever os experimentos de imagem. Entretanto os mecanismos de relaxação são bastante complexos e interessantes e podem ser encontrados com mais detalhes na referência [16].

1.6 - Ecos de Spin.

Os ecos de spin foram medidos primeiramente por *Ervin Hahn* [3] o que representou uma grande avanço nos experimentos de NMR. Além disso os ecos de spin são bastante apropriados para realização dos experimento de imagens.

Uma seqüência de pulsos típica capaz de dar origem um eco de spin consiste de um pulso de 90°, um intervalo τ e um pulso de 180°. O pulso de 90° transfere a magnetização longitudinal para o plano transversal e durante o intervalo de tempo τ os spins se espalham devido a inomogeneidade de campo. Com a aplicação do pulso de 180° os spins são invertidos no plano transversal e tendem a se refocalizar depois de um tempo 2τ, como ilustrado na figura 1.13.

Agora é interessante fazer algumas considerações sobre a amplitude do eco obtido. Na verdade, o eco possui uma amplitude diferente da do FID. Isto ocorre por que os efeitos da relaxação T_2 não são refocalizados e nunca se conseguirá um eco onde ocorra a refocalização total dos spins como foi ilustrado na figura 1.13. Já os efeitos da inomogeneidade de campo serão todos refocalizados e a amplitude do eco não dependerá da inomogeneidade de campo. Isto é muito interessante pois a diferença entre a amplitude o FID e a amplitude do ECO estará relacionada diretamente com o tempo de relaxação transversal T_2, não havendo portanto influencia da inomogeneidade do campo neste decaimento. A figura 1.14 ilustra as amplitudes do FID e do ECO, bem como a relação entre elas dada pela expressão $e^{-\frac{2\tau}{T_2}}$.

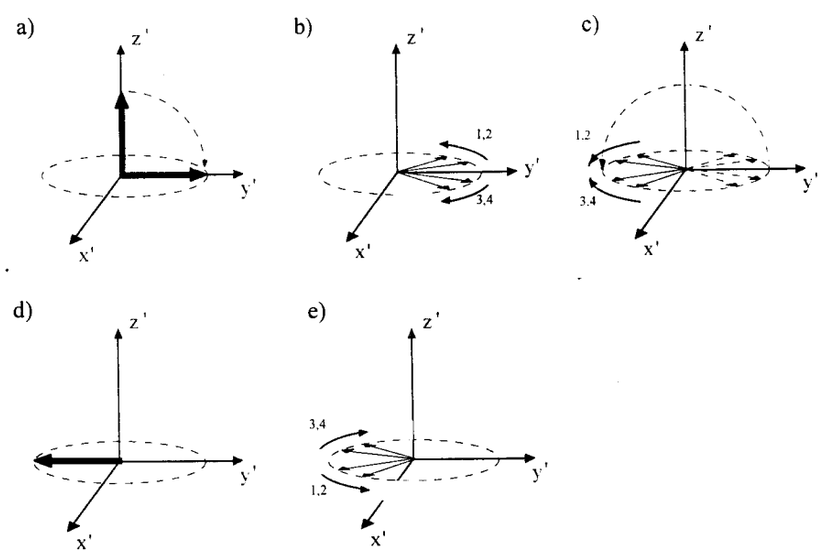


Figura 1.13 - Evolução do sistema de spins no processo de formação de um eco, a) O pulso de 90° transfere os spins para o plano transversal, b) Os spins se espalham no plano transversal durante o tempo τ, c) O pulso de 180° inverte os spins no plano transversal, d) Os spins se refocalizam no instante 2τ, e) os spins se espalham novamente no plano transversal, porém em sentido contrário.

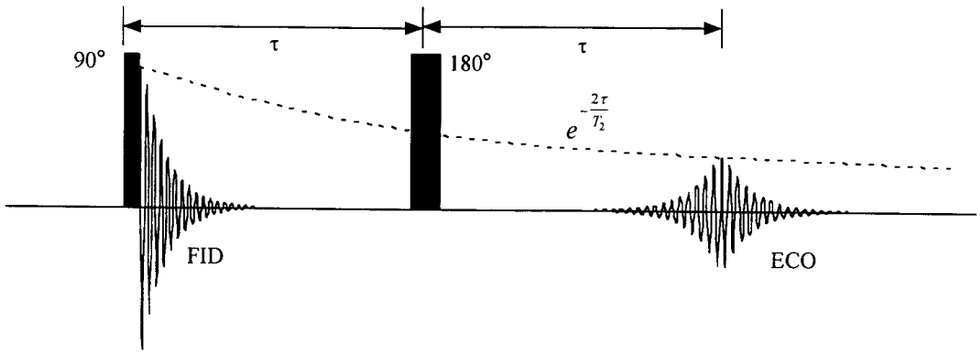


Figura 1.14 - Comparação entre as amplitude do FID e do ECO mostrando o efeito da relaxação T_2.

Existem outras formas de se gerar ecos de spin, utilizando outras seqüências de pulsos de RF e também há ecos obtidos a partir aplicação de gradientes de campo magnético adequados. Estas outras maneiras de geração de ecos são bastante comuns em experimentos de imagens e serão discutidas adiante.

1.7 - Equações Fenomenológicas de Bloch.

As equações de Bolch foram formuladas em 1946 por Felix Bloch [17] e descrevem as propriedades magnéticas de "ensembles" de núcleos em campos magnéticos externos. Basicamente, as equações de Bloch são formadas pela equação de Larmor acrescentada dos efeitos de relaxação. No sistema de laboratório as equações de Bloch podem ser escritas como:

$$\begin{aligned} \frac{dM_x}{dt} &= \gamma(\vec{M} \times \vec{B})_x + \frac{M_x}{T2} \\ \frac{dM_y}{dt} &= \gamma(\vec{M} \times \vec{B})_y + \frac{M_y}{T2} \\ \frac{dM_z}{dt} &= \gamma(\vec{M} \times \vec{B})_z + \frac{M_0 - M_z}{T1} \end{aligned} \tag{1.23}$$

Colocando-se os campos adequados, o conjunto de equações acima pode ser utilizado para prever com precisão o comportamento dos spins nos experimentos de imagem. Pode-se ainda acrescentar termos que caracterizam fluxo e difusão dos spins, caso estes fenômenos estejam presentes na evolução do sistema. No entanto,

este tratamento só será feito no próximo capítulo onde será discutido o efeito do fluxo dos spins nas imagens por RMN.

1.8 - Gradientes de Campo Magnético.

Para fazer a codificação da imagem em RMN é necessário que o campo magnético na amostra varie de um posição para a outra. Isto é obtido superpondo ao campo $\vec{B}_0$ um outro campo magnético, que possue a mesma direção $\vec{B}_0$, porém com amplitude que varia de um posição para outra na amostra numa direção específica, isto é, um gradiente de campo magnético. A amplitude do gradiente de campo nas direções x, y, z é dada por:

$$G_x = \frac{\partial B_z}{\partial x}; G_y = \frac{\partial B_y}{\partial y}; G_z = \frac{\partial B_z}{\partial z} \tag{1.24}$$

Para produzir os gradientes nas direções x,y e z se utilizam bobinas especialmente construídas para este fim. Na direção z, geralmente o gradiente é gerado por um par de Maxwell, enquanto que nas direções x e y se utilizam bobinas tipo Golay [18]. O desenhos da geometria das bobinas, bem como o seu perfil de campo estão ilustrados na figura 1.15. Para se gerar um gradiente em uma direção que não seja x, y ou z , os gradientes G_x, G_y, G_z podem ser combinados de modo que o gradiente resultante tenha a direção desejada.

Basicamente, o efeito da aplicação de um gradiente $\vec{G}$ na evolução do sistema de spins sob a presença de um campo estático, é mudar a freqüência de precessão de Larmor ao longo da direção do mesmo. Isto é evidente, pois com a aplicação de $\vec{G}$ spins em posições diferentes na amostra experimentarão diferentes campos magnéticos e conseqüentemente possuirão diferentes freqüências de precessão. A freqüência de precessão de um spin numa posição definida pelo vetor posição $\vec{r}$ é dada por:

$$\omega(r,t) = \gamma(B_0 + \vec{G}\cdot\vec{r}) \tag{1.25}$$

Na equação anterior, é conveniente notar que a freqüência de precessão dos spins tem uma dependência linear com a posição dos mesmos, o que mostra a

codificação da posição em freqüência. Nós próximos tópicos, se discutirá uma aplicação direta da codificação da posição, que é a formação da imagem por RMN.

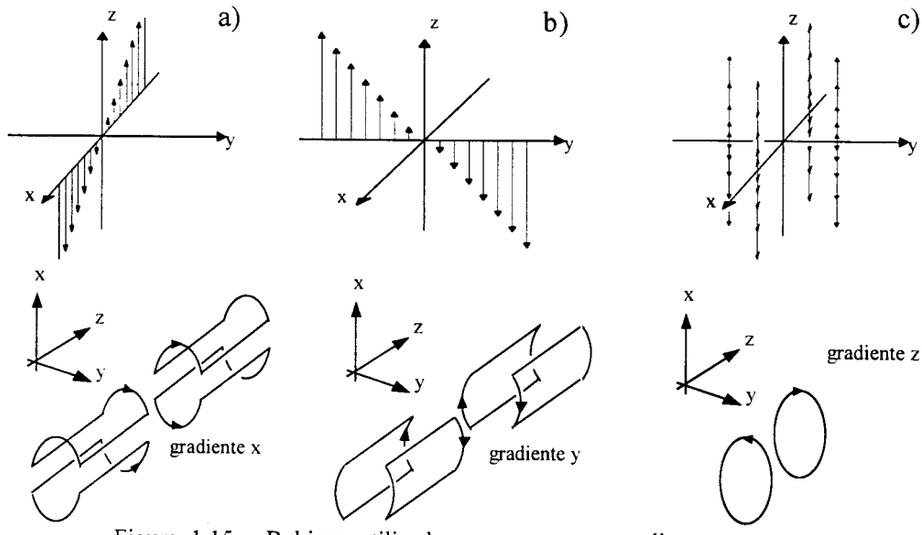


Figura 1.15 - Bobinas utilizadas para gerar os gradientes G_x, G_y, G_z e perfil de campo gerado pelas mesmas. a) e b) bobinas de Golay , c) par de Maxwel.

1.9 - Seleção de Planos Tomográficos.

Nas técnicas de tomografia por RMN o objeto tridimensional e divido em um conjunto de planos. Entretanto para obter a imagem de um plano é necessário que se excite somente os spins contidos no mesmo, ou seja é necessário fazer a excitação seletiva dos spins.

Uma excitação seletiva pode ser obtida através da aplicação simultânea de pulsos de radiofreqüência modulados em .amplitude e gradientes de campo magnético. Suponha um cilindro cheio de água, onde se deseja excitar apenas os spins contidos numa fatia do mesmo. Antes de tudo, é necessário associar a cada posição da amostra ao longo do eixo z uma freqüência característica. Isto é feito com a aplicação de um gradiente G_z, conforme ilustrado na figura 1.16.

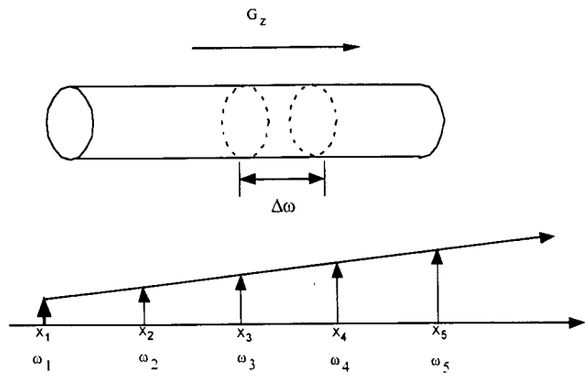


Figura 1.16 - Aplicação do gradiente G_z para associação da freqüência de precessão dos spins com sua posição na amostra.

Uma vez criada esta distribuição de freqüências da amostra, o sistema deve ser excitado com um pulso que seja capaz de excitar somente um faixa de freqüência definida previamente. Isto normalmente é feito utilizando pulsos modulados em amplitude, que possuem uma banda espectral bem definida. A banda espectral do pulso pode ser obtida aproximadamente calculando-se a transformada de Fourrier temporal da forma de onda da modulação do pulso. A figura 1.17 , ilustra o pulso sinc de três lóbulos, que é comumente utilizado em experimentos de imagem, e a transformada de Fourier do mesmo mostrando sua banda espectral. Utilizando estes pulsos, somente os spins cujas freqüências estejam dentro da banda espectral serão excitados e, conseqüentemente consegue-se excitar somente um intervalo de freqüências ou seja uma fatia da amostra. Como pode ser visualizado na figura 1.16, a direção do plano selecionado é perpendicular a direção de aplicação do gradiente.

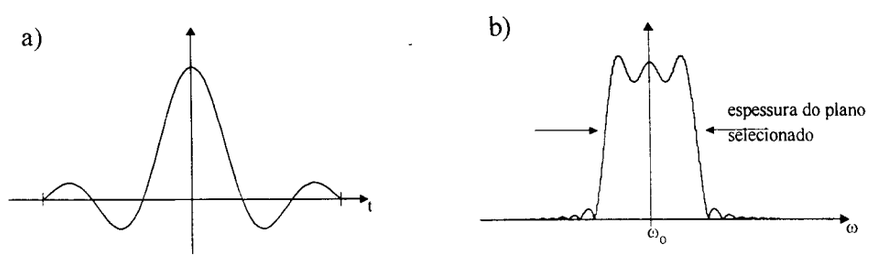


Figura 1.17 - Pulso de excitação com modulação tipo sinc (a) e sua transformada de Fourier mostrando a banda de excitação do mesmo. A largura do plano selecionado é definido pela largura a meia altura do perfil de excitação.

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO

Uma vez que o gradiente e o pulso de excitação estejam definidos, pode-se calcular a largura do plano da imagem a partir da seguinte expressão:

$$\Delta z = \frac{\Delta\omega_p}{\gamma G_z} \tag{1.26}$$

onde $\Delta\omega_p$ é a largura da banda de excitação de pulso de RF e Δz é a largura do plano excitado.

O gradiente utilizado na seleção do plano, é aplicado simultaneamente com a excitação, sendo desligado depois que os spins já foram excitados, tratando-se portanto de um pulso de gradiente, comumente denominado *gradiente de seleção*. A figura 1.18 mostra o pulso de gradiente e o pulso de RF aplicados simultaneamente.

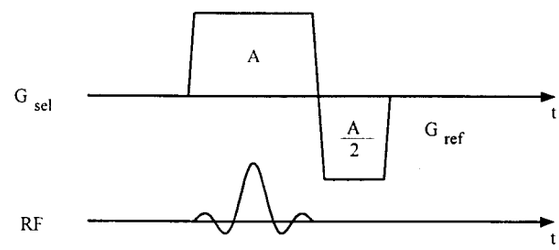


Figura 1.18 - Aplicação simultânea do gradiente de seleção e pulso de excitação .

Na figura 1.18, um segundo pulso de gradiente, cuja área é a metade da curva do primeiro, é aplicado logo após a excitação. O motivo da existência deste pulso é que durante a excitação, os spins adquirem uma fase adicional proporcional à metade da área sob a curva da forma de onda que define o pulso de gradiente. Logo, haverá perda de coerência de fase dos spins e conseqüentemente diminuição do sinal proveniente dos mesmos. O segundo pulso, que é invertido em relação ao primeiro, devolve a coerência de fase dos spins, recuperando o sinal.

Na verdade, a resposta dos spins em relação a excitação seletiva é bem mais complexa, envolvendo efeitos truncamento do pulso de RF, não linearidade do sistema de spins etc. A aplicação de pulsos seletivos pode ser estudada rigorosamente utilizando-se as equações de Bloch. Maiores detalhes sobre a seleção de planos em imagens podem ser encontrados na referência [19]. Nos próximos capítulos a seleção de planos voltará a ser discutida com maiores detalhes, onde também se discutirá o efeito do fluxo dos spins na seleção do plano.

1.10 - Codificação Unidimensional da Imagem

Uma vez selecionado o plano tomográfico, é necessário obter uma imagem da distribuição dos spins neste plano. Como é impossível resolver cada spin isoladamente, define-se um pequeno volume tridimensional caracterizado por possuir uma magnetização, que é a soma de todos os momentos magnéticos dos spins dentro deste volume. Este elemento de volume é chamado de "voxel" e o objeto tridimensional pode ser visto como um conjunto de "voxels", cada um portando uma magnetização característica. Um mapa dessas magnetizações ao longo de todo o objeto será a imagem do mesmo. É conveniente notar que, no caso de imagens bidimensionais, uma das dimensões do voxel é a própria largura do plano, enquanto que as demais dimensões definem a resolução da imagem.

Considere inicialmente o caso de um objeto unidimensional finito caracterizado por uma densidade de magnetização $\rho(x)$, sob a presença de um gradiente $\vec{G} = G\hat{x}$, tal como mostrado na figura 1.19.

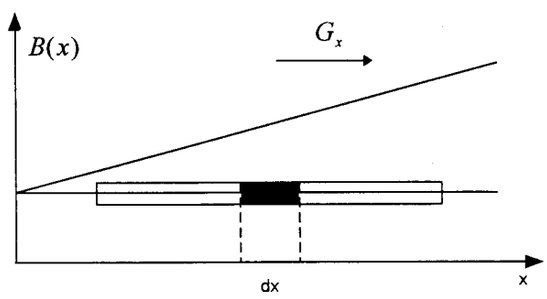


Figura 1.19 - Magnetização unidimensional sob a presença do campo $\vec{B}_0$ e do gradiente G_x . O campo magnético na amostra varia linearmente com x.

Após a excitação dos spins por um pulso de 90°, uma magnetização transversal será criada ao longo da amostra e o sinal proveniente um elemento diferencial de magnetização será dado por:

$$dm = M_0 e^{i\omega t} e^{-\frac{t}{T2}} dx \tag{1.27}$$

Se a distribuição de magnetização na amostra, imediatamente após o pulso de 90°, for descrita pela função $M_0(x)$ e na expressão (1.27) a freqüência ω for dada pela expressão (1.25) então sinal total detectado será :

$$S(t) \propto \int_x M_0(x) e^{i\gamma(B_0+G_x x)t} e^{-\frac{t}{T2}} dx \tag{1.28}$$

Esta mesma expressão no sistema de coordenadas girante pode ser rescrita como:

$$S(t) \propto \int_x M_0(x) e^{i\gamma G_x x t} e^{-\frac{t}{T2}} dx \tag{1.29}$$

Como os limites de $M_0(x)$ são os limites da amostra, a integral da expressão (1.29) pode ser estendida de menos até mais infinito. O sinal proveniente de um voxel possuirá uma fase característica dada por $\gamma G_x x t$,mantendo fixas a amplitude e a duração do gradiente. Sendo assim, as magnetizações de "voxels" localizados em posições diferentes acumularam fases diferentes.

Para descrição completa de um experimento de imagem será necessário acompanhar a evolução de fase da magnetização do "voxel". Para isto define-se uma nova variável $k(t) = \gamma G t$ e neste caso a expressão (1.29) fica:

$$S(k(t)) \propto e^{-\frac{k(t)}{\gamma G T2}} \int M_0(x) e^{ik(t)x} dx \tag{1.30}$$

É interessante notar aqui que a fase da magnetização na expressão (1.30) depende da variável k e da posição do "voxel" na amostra e para determiná-la pode-se utilizar a evolução num espaço que seja definido por esta variável, denominado espaço recíproco ou espaço k [20,21,22]. A expressão (1.30) pode ser escrita como o produto de duas funções definidas como:

$$W(k(t)) = e^{-\frac{k(t)}{\gamma G T2}} \quad ; \quad G(k(t)) = \int_{-\infty}^{\infty} M_0(x) e^{ik(t)x} dx \tag{1.31}$$

Fazendo a transformada de fourier da expressão (1.30) em relação a variável k tem-se:

$$\Im\{S(k)\} = \Im\{W(k) \cdot G(k)\} = \Im\{W(k)\} \otimes \Im\{G(k)\} \tag{1.32}$$

Com $P(x) = \Im\{W(k)\}$ e sabendo que $M_0(x) = \Im\{G(k)\}$, a expressão para a transformada de $S(k)$ fica:

$$\{S(k)\} = P(x) \otimes M_0(x) \tag{1.33}$$

Sendo assim, a transformada de Fourier do sinal é a convolução entre as funções $P(x)$ e $M_0(x)$, onde $M_0(x)$ representa a distribuição de magnetizações ao longo da amostra, que corresponde a imagem do objeto. Já $P(x)$ é denominada "*point spread function*" e determina o limite de resolução da imagem, sendo proveniente do termo $e^{-\frac{t}{T_2}}$ na expressão 1.30. Por esta razão a "*point spread function*" neste caso é uma função do tipo lorentziana (transformada de fourier de uma exponencial) com uma largura média definida por Δx.

$$P(x) \propto \frac{1}{1-(\gamma G T_2)^2 x^2} \quad ; \quad \Delta x = \frac{1}{\gamma G T_2} \tag{1.34}$$

Para que dois pontos separados por um distância δx sejam resolvidos, é necessário que a largura Δx da função $P(x)$, seja menor que δx. Na figura 1.20, está ilustrado como o perfil da *point spread function* influencia no perfil da imagem. Na figura 1.20a, a largura da *point spread function* é tal que dois pontos distintos aparecem superpostos e neste caso não é possível resolver os mesmos na imagem. Já na figura 1.20b, os dois pontos aparecem bem resolvidos já que a *point spread function* e bastante estreita.

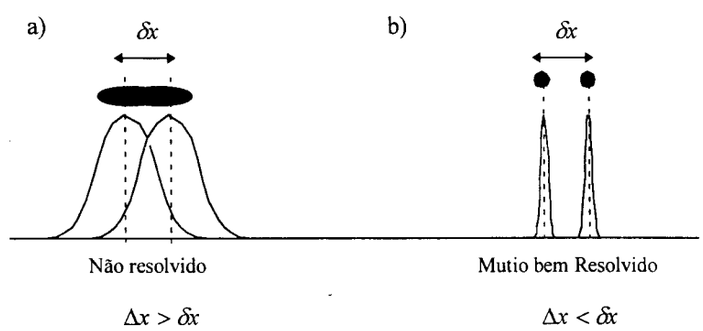


Figura 1.20 - Relação da largura da "*point spread funtion*" com a resolução da imagem . No caso mostrado em a) não é possível resolver dois pontos separados por δx .

Para minimizar a influência da função $W(k(t))$ na expressão (1.30), é necessário que o tempo de aquisição da imagem ($t_{máx}$) seja bem menor que T_2, isto é $t_{\max} << T_2$. Um vez definido o tempo de aquisição como sendo $t_{máx}$ o máximo valor

da variável k é $k_{max} = \gamma G t_{max}$. Em termos de k_{max}, a máxima resolução permitida δx pode ser escrita como:

$$\delta x = \frac{1}{k_{max}} \quad \rightarrow \quad \delta x = \frac{1}{\gamma G t_{max}} \tag{1.35}$$

Pode-se agora colocar a condição $t_{max} << T_2$, conhecida como condição de boa resolução, em termos da resolução máxima permitida δx e da largura da "*point spread funtion*" Δx :

$$\frac{1}{\gamma G t_{max}} >> \frac{1}{\gamma G T_2} \rightarrow \delta x >> \Delta x \tag{1.36}$$

Logo, se a condição de boa resolução for satisfeita, *a "point spread function"* quando comparada a $M_0(x)$ se aproxima de um função delta, isto é:

$$P(x) \Rightarrow \delta(x)$$
$$M_0(x) \Rightarrow \Im\{S(k)\}$$

Nessas condições, a magnetização é obtida simplesmente pelo cálculo da transformada de Fourier do sinal $S(k)$. Para realizar a transformada de Fourier e reconstruir a imagem, é necessário digitalizar o sinal de RMN obtido. Se o intervalo de tempo entre duas amostragens é δt ("*dwell time*") o número de pontos que se pode amostrar é:

$$N_t = \frac{t_{max}}{\delta t} \tag{1.37}$$

Sendo o campo de visão, FOV ("*fiel of view*") que se deseja ver e δx a resolução máxima permitida, o número de pontos necessário para representar todo o FOV é:

$$N_x = \frac{FOV}{\delta x} \tag{1.38}$$

Para que todo o FOV seja representado durante $t_{máx}$ deve-se ter $N_x = N_t = N$, isto é:

$$FOV = N.\delta x = \frac{1}{\gamma G \delta t} \tag{1.39}$$ (1.38)

Logo, o FOV é inversamente proporcional ao "*dwell time*" e a amplitude do gradiente. Isto implica que uma limitação na amplitude do gradiente, geralmente uma característica da fonte de gradientes, também é uma limitação no FOV.

Para ilustrar o que foi visto, imagine o exemplo clássico dos três capilares . O sistema consiste basicamente em três capilares com diferentes quantidade de água sob a presença de um campo magnético estático e de um gradiente, cuja direção é perpendicular ao eixo dos capilares, conforme ilustrado na figura 1.21

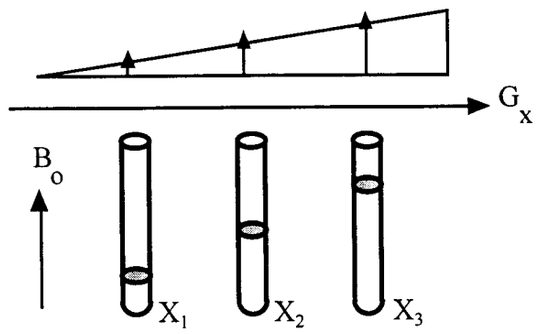


Figura 1.21 - Três capilares sob a presença do campo estático e do gradiente.

Se os três capilares são excitados simultaneamente por um pulso de 90°, a distribuição de magnetização transversal logo após o pulso pode ser dada por:

$$M_0(x) = M_a\delta(x - x_1) + M_b\delta(x - x_2) + M_c\delta(x - x_3) \qquad (1.40)$$

Onde as magnetizações M_a, M_b, M_c são proporcionais a quantidade de água existente dentro de cada capilar. O sinal proveniente dos três tubos é dado então pela equação (1.41), onde os efeitos da relaxação T_2 foram desprezados

$$S(k(t)) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} \left(M_a\delta(x - x_1) + M_b\delta(x - x_2) + M_c\delta(x - x_3)\right)e^{ik(t)x}dx \qquad (1.41)$$

Resolvendo a integral 1.41 tem-se :

$$S(k(t)) \propto \left(M_a e^{ik(t)x_1} + M_b e^{ik(t)x_2} + M_c e^{ik(t)x_3}\right) \qquad (1.42)$$
$$S(t) \propto \left(M_a e^{i\gamma G_x x_1 t} + M_b e^{i\gamma G_x x_2 t} + M_c e^{i\gamma G_x x_3 t}\right)$$

Pela equação (1.42) tem-se que a freqüência do sinal é diferente para cada capilar. Se o sinal for observado no tempo, vê-se o FID é a superposição de três sinais com amplitudes M_a, M_b, M_c e freqüências $\gamma Gx_1, \gamma Gx_2, \gamma Gx_3$, respectivamente, tal como ilustrado na figura 1.13 a, b, c e d. A transformada de Fourier de $S(k)$ dá a distribuição de magnetização para um conjunto de freqüências que estão diretamente associadas a posição do voxel, resultando, portanto, numa imagem da distribuição de magnetização ao longo do eixo x, tal como ilustrado na figura 1.13e

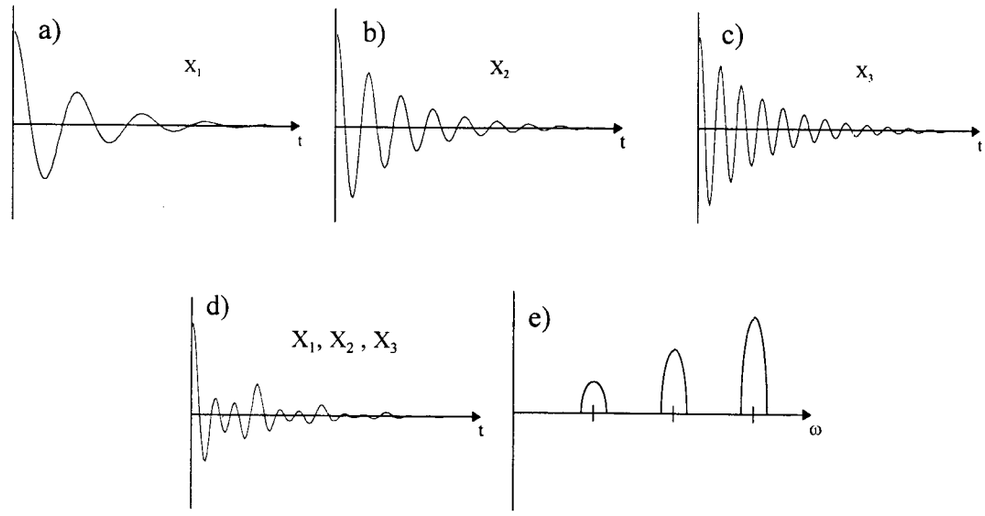


Figura 1.22 - Imagem dos três capilares. FIDs codificados em posição . a) capilar em x_1, b) capilar em x_2, c) capilar em x_3, d) FID composto, e) Transformada do FID.

1.11 - Imagem em mais que uma Dimensão.

A aplicação de uma superposição de gradientes estáticos irá codificar a posição dos spins na direção do gradiente resultante. Portanto, existirão planos perpendiculares a direção do gradiente, onde os spins terão a mesma freqüência de precessão, sendo as superfícies da amostra interceptadas por estes planos denominadas superfícies de equindução. Portanto, não é possível obter codifição espacial em mais que uma dimensão utilizando gradientes estáticos e para conseguí-lo é necessário que sejam aplicados gradientes que também possuam dependência temporal, de modo que possam ser aplicados em orientações distintas, em intervalos de tempo diferentes. Com a aplicação de um gradiente $\vec{G}(t)$, o campo magnético e a freqüência associada numa posição r da amostra num intante t serão:

$$B(\vec{r},t) = B_0 + \vec{r}\cdot\vec{G}(t) \quad ; \quad \omega(\vec{r},t) = \omega_0 + \gamma\vec{r}\cdot\vec{G}(t) \tag{1.43}$$

Se $\vec{G}(t)$ for aplicado durante um intervalo de tempo τ a fase acumulada pelos spins será:

$$\phi(\vec{r},\tau) = \int_0^{\tau}\omega(\vec{r},t)dt = \omega_0\tau + \gamma\vec{r}\cdot\int_0^{\tau}\vec{G}(t)dt \tag{1.44}$$

Redefinindo $\vec{k}(\tau)$ para:

$$\vec{k}(\tau) = \gamma \int_0^{\tau} \vec{G}(t)dt\,, \tag{1.45}$$

no sistema de coodenadas girante a expressão para a fase acumulada fica então:

$$\phi(\vec{r},\tau) = \vec{r}\cdot\vec{k}(\tau) \tag{1.46}$$

Conseqüêntemente, na condição de boa resolução, o sinal de RMN é dado por:

$$S(\vec{k}(t)) = \int_V M(\vec{r})e^{i\vec{k}(t)\cdot\vec{r}}dv \tag{1.47}$$

Logo $S(\vec{k})$ e $M(\vec{r})$ se relacionam através de uma transformada de Fourier. Se $S(\vec{k})$ for conhecida para pontos discretos do espaço k, então $M(\vec{r})$ também poderá ser conhecida no espaço direto, via uma transformada de Fourier inversa discreta (DFT) [23]. No entanto, para que a transformada seja realizada, é necessário que o domínio de $S(\vec{k})$ seja varrido uniformemente e que as amostragens de $S(\vec{k})$ formem um reticulado no espaço k, com pontos igualmente espaçados .

A forma com que se varre o espaço k é particularmente dependente do tipo de seqüência de pulsos utilizada . Para exemplificar a varredura bidimensional do espaço k se considerará a seqüência de pulsos da figura 1.23a.

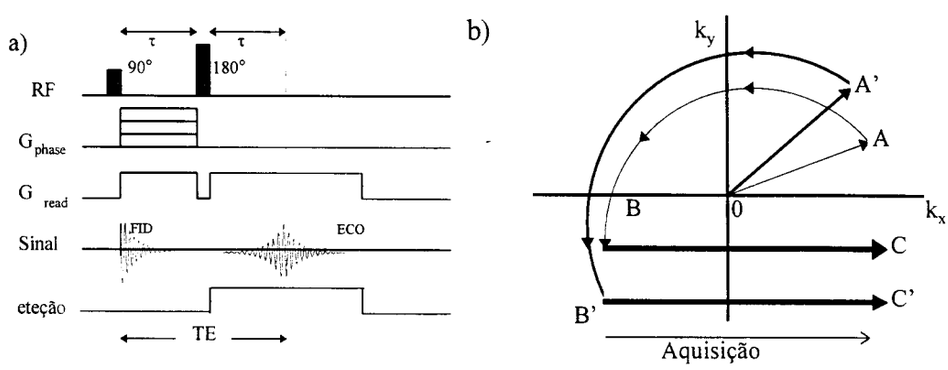


Figura 1.23 - a) Seqüência de pulsos que promove a varredura do espaço k utilizando um eco de spins por pulso de inversão. b) Trajetória da magnetização no espaço k. A aquisição do sinal é feita durante um tempo t no intervalo BC ; B'C'

Esta seqüência consiste basicamente de dois pulsos de RF (90° e 180°) e duas formas de gradientes (G_x e G_y). Supõe-se, por motivo de simplicidade, que os pulsos de RF excitam somente um plano da imagem, tal como descrito na seção 1.8. A evolução da magnetização pode ser agora acompanhada passo a passo durante a seqüência.

A) O pulso de 90° leva os spins para o plano transversal que logo após o pulso estão em máxima coerência de fase. Isto eqüivale a magnetização na posição 0 no centro do espaço k, como ilustrado na figura 1.23b.

B) Logo após o pulso de RF, a magnetização evolui sob a presença dos gradientes G_x e G_y, percorrendo trajetória $\overline{0A}$ no espaço k mostrada na figura 1.23b.

$$k_x = \gamma G_x \tau \quad ; \quad k_y = \gamma G_y \tau \tag{1.48}$$

A fase acumulada durante este período é dada por:

$$\vec{r} \cdot \vec{k}_A = \gamma y G_y \tau + \gamma x G_x \tau \tag{1.49}$$

C) Em seguida, o pulso de 180° inverte as componentes da magnetização, o que eqüivale a percorrer a trajetória $\overline{AB}$ no espaço k.

$$k_x = -\gamma G_x \tau \quad ; \quad k_y = -\gamma G_y \tau \tag{1.50}$$

Depois do pulso de 180°, a fase acumulada é dada por:

$$\vec{r} \cdot \vec{k}_B = -\gamma y G_y \tau - \gamma x G_x \tau \tag{1.51}$$

Neste instante, a magnetização possui uma fase acumulada na direção x e y, que depende da amplitude dos gradientes G_x e G_y e da duração τ. Embora as durações dos gradientes G_x e G_y tenham sido consideradas iguais, por motivo de simplicidade, isto não é estritamente necessário.

D) O sistema agora é posto a evoluir sob a presença do gradiente G_x e simultaneamente é feita a aquisição do sinal. Durante esta evolução, somente k_x dependerá do tempo, visto que não há gradiente aplicado na direção y .

$$k_x(t) = -\gamma G_x \tau + \gamma G_x (t - \tau) \quad ; \quad k_y = -\gamma G_y \tau \tag{1.52}$$

A fase acumulada em um instante t é então dada por:

$$\phi = -\gamma y G_y \tau - \gamma x G_x \tau + \gamma x G_x (t - \tau) \tag{1.53}$$

O sinal de RMN resultante é:

$$S(t) = \int_{x,y} M_T(x.y) e^{i(-\gamma y G_y \tau - \gamma x G_x \tau + \gamma x G_x (t-\tau))} dxdy \tag{1.54}$$

O sinal de RMN no tempo é, portanto, um eco de spins com máximo em t = 2τ e com fase definida por $\gamma y G_y \tau$. É interessante notar que a aplicação do primeiro pulso de gradiente na direção de leitura, chamado gradiente de prepação, faz com que os spins sejam espalhados no plano transversal e o segundo pulso de gradiente, chamado gradiente de leitura, refocaliza os spins levando a formação do eco. Portanto, o eco de spins obtido aqui, não é devido somente ao espalhamento natural dos spins no plano transversal pela inomogeneidade natural do campo, mas principalmente pela aplicação dos gradientes.

Se a origem do tempo for deslocada para o centro do eco, de modo que $t_x = t - 2\tau$ a fase acumulada, escrida na expressão 1.53, será dada por:

$$\phi = -\gamma y G_y \tau + \gamma x G_x t_x \qquad -t_x < t < t_x \tag{1.55}$$

Durante a aquisição deste eco é varrida uma linha do espaço *k*, trajetória $\overline{BC}$ na figura 1.23b. Entretanto, a posição desta linha no eixo k_y é definida pela fase acumulada $\gamma y G_y \tau$. Se G_y assumir um valor diferente, então outra linha será lida, trajetória $\overline{0A'B'C'}$ da figura 1.23b. Portanto para varrer todo espaço *k* deve-se variar G_y em passos regulares de modo a cobrir todo intervalo [$-G_{ymáx}$, $G_{ymáx}$]. O sinal em função de k_x e k_y com a origem dos tempos deslocada para o centro do eco e com os tempos é então dado por:

$$S(k_x, k_y) = \iint M(x,y) e^{i\gamma x G_x t_x - i\gamma y G_y \tau} dxdy = \iint M(x,y) e^{ixk_x - iyk_y} dxdy \tag{1.56}$$

Na expressão 1.56 a variável k_x está indexada pela variável t_x, enquanto a variável k_y pela variável G_y.O conjunto de pontos $S(k_x,k_y)$ forma uma matriz de dados onde a posição x está codificada pela variável k_x e a posição y pela variável k_y.

Conhecendo $S(k_x,k_y)$ em todo o domínio do espaço recíproco, pode-se obter a distribuição bidimensional de magnetização $M(x,y)$ pela transformada de Fourier inversa da expressão (1.56) como ilustrado na figura 1.25. Maiores detalhes sobre a reconstrução de imagens podem ser encontrados na referência [24]

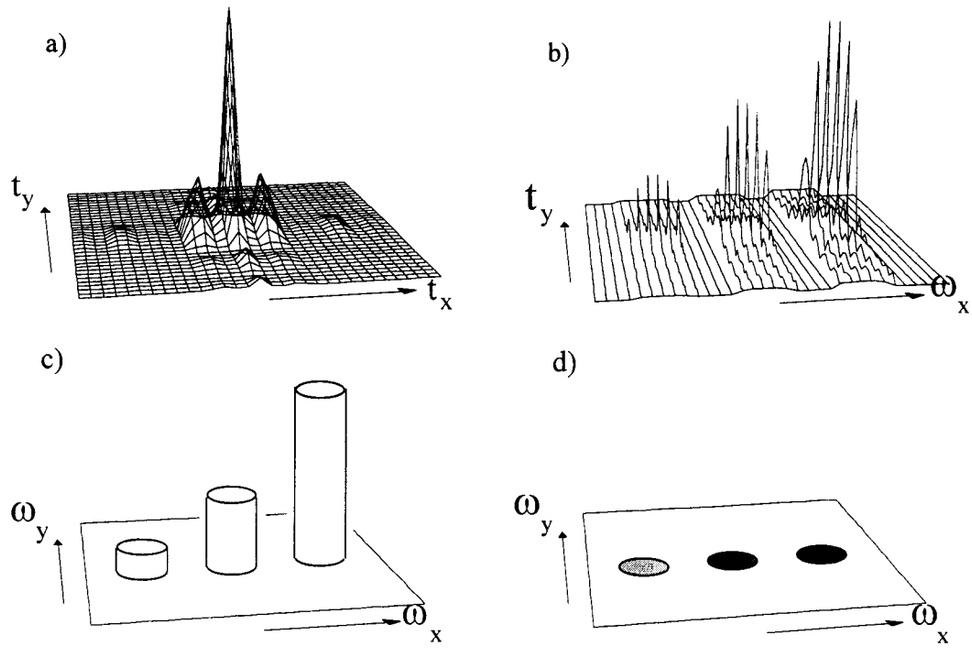


Figura 1.24 - Imagem bidimensional dos três capilares com codificação em freqüência e fase. a) Matriz de dados no tempo (t_y é indexado por G_y). b) Matriz de dados depois da transformada de fourier na direção de freqüência (t_x). c) Matriz de dados depois das duas transformadas. d) Imagem do três capilares em tons de cinza .

1.12 - Seqüências Convencionais de Imagens Bidimensionais.

Como já discutido anteriormente, a forma com que se varre o espaço k depende particularmente de como os pulsos de RF e de gradientes são aplicados, isto é, da seqüência de aquisição utilizada. Já se sabe de antemão, que para obter a imagem de um conjunto de planos é necessária a aplicação simultânea de pulsos de RF e gradientes, ditos pulsos seletivos. Além disso, é necessário também codificar a posição dos spins em fase e freqüência, o que implica na aplicação de um gradiente de codificação de fase e um gradiente de leitura. Nas técnicas mais usuais de imagens, geralmente o sinal de RMN adquirido é um eco de spins, que pode ser obtido de várias formas dependendo da seqüência utilizada.

A técnica mais convencional utilizada na obtenção de imagem bidimensionais é a técnica de Spin-Eco (SE). Esta seqüência consiste de dois pulos de RF seletivos

(90° e 180°, respectivamente) e de três formas de ondas para os gradientes (gradiente de leitura, seleção e codificação de fase), tal como ilustrado pela figura 1.26.

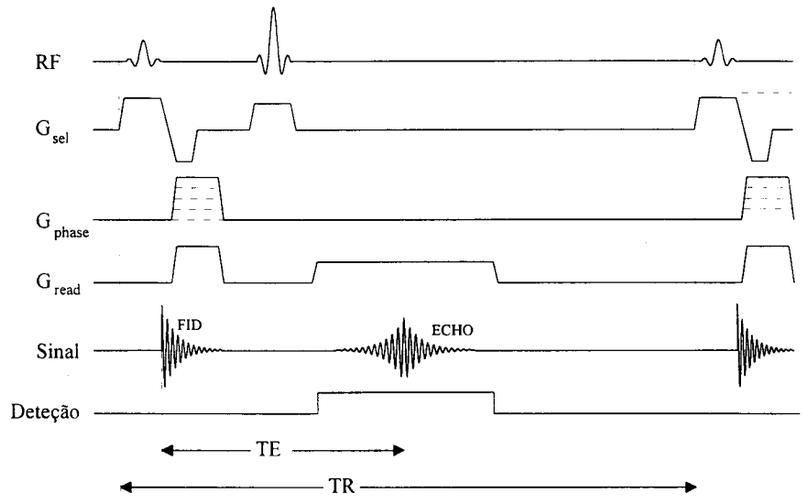


Figura 1.25 - Seqüência de pulsos para obtenção de imagens bidimensionais pela técnica de Spin-Eco.

Como já mencionado, para que o eco aconteça no centro da aquisição (centro do gradiente de leitura), é necessário que a fase acumulada durante a aplicação do gradiente de preparação seja igual a fase acumulada no centro do gradiente de leitura. Para que isto aconteça, é necessário que a área do gradiente de preparação seja igual a metade da área do gradiente de leitura. Outra particularidade nos gradientes, que ainda não foi discutida, é o fato que na prática eles não podem ser chaveados instantaneamente, o que leva ao surgimento um tempo para subida de descida dos mesmos ("rise time" e "fall time").

O tempo entre o início da aquisição e o máximo do eco é denominado tempo ao eco (TE) e o tempo entre aquisições consecutivas é denominado tempo de repetição (TR).

Um outra técnica bastante utilizada em MRI bidimensional é denominada "Gradient Recalled Echo"(GRE). Nesta técnica, o eco de spins é obtido invertendo-se o gradiente de leitura, o que provoca a refocalização dos spins espalhados no plano transversal pelo gradiente de preparação. Desta forma, só o pulso de excitação é aplicado.

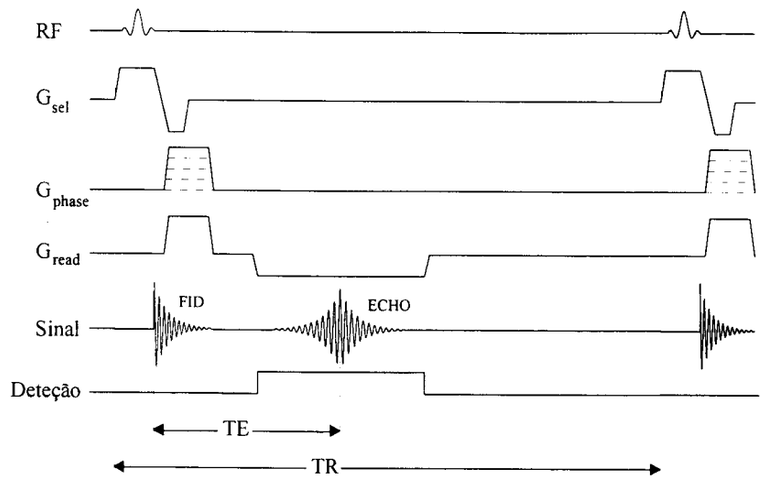


Figura 1.26 - Seqüência de pulsos para obtenção de imagens bidimensionais pela técnica de "Gradient Recalled Echo"(GRE).

Como a técnica GRE não utiliza o pulso de inversão para formação do eco, as inomogeneidades naturais do campo magnético não são refocalizadas no centro do eco, o que torna esta técnica muito sensível a inomogeneidade do campo magnético.

Nas duas técnica discutidas acima a aquisição de vários planos pode ser feita simultaneamente (modo "multislice"). Os detalhes deste tipo de aquisição podem ser encontrados na referência [25] .

Existem várias outras técnicas de aquisição de imagem [26], menos convencionais, cujas características das imagens obtidas podem, além de proporcionar a visualização da anatomia, trazer informações complementares importantes para o diagnóstico clínico.

1.13 - Contraste em MRI.

Já foi discutido anteriomente, que uma imagem por ressonância magnética nuclear é na verdade um mapa da magnetização transversal ao longo de toda amostra. Como os tecidos geralmente possuem diferentes quantidades de núcleos de hidrogênio (diferentes quantidades de água), tecidos distintos aparecerão contrastados na imagem. A este tipo de contraste denomina-se contraste por densidade. Entretanto, a magnetização transversal não depende somente da quantidade de spins presente em

cada tecido, mas também dos tempos de relaxação dos mesmos. Se na imagem as diferenças de intensidade no sinal, o que na imagem aparecem como diferenças de brilho, se devem a diferenças entre os tempos de relaxação T_2 dos tecidos, então diz-se que o contraste é por T_2. Já no caso em que os tecidos são distingüidos pela diferença no tempo de relaxação T_1 o contraste é por T_1. A definição do contraste depende da técnica utilizada e da temporização do experimento (TE e TR). Na técnica de Spin-Eco, o contraste pode ser por T_1, T_2 ou densidade dependendo da temporização do experimento.

Numa seqüência Spin-Eco, se o tempo de repetição é curto, os spins com T_1 mais longos não têm tempo para recuperar a magnetização de equilíbrio antes da próxima excitação, o que acontece com aqueles spins que possuem T_1 mais curtos. Deste modo, a magnetização longitudinal e conseqüentemente a magnetização transversal daqueles spins com T_1 mais curto será maior que a dos spins com T_1 mais longo. Para minizar a influência dos tempo de relaxação T_2 na amplitude do eco, o tempo ao eco é definido o mais curto possível, e o contraste neste caso será predominantemente por T_1. Se o contraste é por T_1, spins que possuem T_1 mais curto aparecerão mais brilhantes na imagem.

Para obter contraste por T_2 na técnica Spin-eco, é necessário antes de mais nada eliminar a influência de T_1 na amplitude do sinal. Para isso utiliza-se tempos de repetição longos, para que mesmo aqueles spins com tempos de relaxação bastante longos recuperem toda a magnetização longitudinal antes da excitação seguinte. Além disso, o tempo ao eco também deve ser longo para que haja bastante influência de T_2 na amplitude do eco. Como a amplitude do eco depende de $e^{-\frac{TE}{T2}}$, spins com T_2 mais longos aparecerão mais brilhantes nas imagens.

No contraste por densidade, procura-se minimizar os efeitos de T_1 e T_2 na amplitude do sinal, o que se consegue fazendo o tempo de repetição longo e o tempo ao eco curto.

Um estudo detalhado sobre o contraste em MRI pode ser encontrado na referência [27].

CAPÍTULO II

Efeitos do Movimento em Imagens por Ressonância Magnética Nuclear.

Os princípios de formação de imagens por ressonância magnética nuclear discutidos anteriormente, pressupõem que os spins não se movam durante a aquisição da imagem. Entretanto, em seres vivos a presença de movimento semelhantes a fluxo sangüíneo, fluxo do fluido celebro espinal (CSF), movimento respiratório, batimento cardíaco, peristaltismo, têm efeitos sobre as imagens. Muitas vezes, esses efeitos podem ser aproveitados para distinguir spins em movimento, como no caso de imagens dos vasos sangüíneos [6,7,8] (angiografias). Entretanto, em muitos casos, o movimento das partes do corpo dá origem a artefatos que comprometem a qualidade das imagens. Neste trabalho, a discussão será voltada para os efeitos do movimento que dão origem a esses artefatos.

O efeito do movimento dos spins em MRI foi originalmente observado por Hahn [3], para spins movendo-se em regiões de campo não uniforme. Mais tarde, Singer [4] demostrou a aplicação da ressonância magnética para medir fluxo sangüíneo em sistemas vivos. Em MRI, os efeitos de fluxo dos vasos sangüíneos em imagens foram observados primeiramente por Hinshaw e Bottomley [5] e deste então têm sido bastante estudados.

De modo geral, o movimento dos spins pode ser separado em duas categorias, o movimento aleatório dos spins em todas as direções, geralmente associado a efeitos de difusão e o movimento coerente dos spins em uma direção bem definida, geralmente associado ao fluxo dos spins. Em técnicas convencionais de MRI, os efeitos relacionados ao movimento coerente dos spins, particularmente os efeitos de fluxo, são mais importantes e somente eles serão tratados aqui.

O efeito do fluxo dos spins em MRI se manifesta basicamente de duas formas.

a) Efeitos do deslocamento dos spins em relação ao plano selecionado durante a aquisição da imagem.

b) Alteração da fase e freqüência da magnetização transversal devido ao movimento dos spins sob a presença dos gradientes utilizados na aquisição da imagem.

Em resumo, pode-se dizer que o efeito do movimento coerente dos spins em MRI pode ser visto como uma modulação na intensidade (caso a) ou na fase (caso b) do sinal. Nos próximos tópicos se discutirá com mais detalhes tais efeitos.

2.1 - Deslocamento dos Spins em Relação ao Plano Selecionado.

Em tomografia bidimensional, um dos principais efeitos do movimento dos spins está relacionado com o deslocamento dos mesmos em relação ao plano selecionado na imagem, o que resulta numa modulação da amplitude do sinal dos spins em movimento relativo aos spins estacionários.

O efeito mais marcante do deslocamento dos spins em relação ao plano selecionado é a intensificação do sinal proveniente dos spins em movimento, conhecido como "flow related enhacement", que dependendo das características da seqüência de pulsos, pode ser mais ou menos pronunciado.

2.1.1 - "Flow Related Enhancement"

A Intensificação do sinal de RMN devido a efeitos de fluxo foi observada primeiramente por Suryan [28], sendo observados em MRI mais tarde [29] em seqüências que utilizavam pulsos seletivos e tempos de repetição da ordem do T_1 dos tecidos.

O "flow related enhacement" acontece porque em imagens com tempos de repetição mais curtos, não se espera que a magnetização relaxe totalmente antes de executar a excitação seguinte, o que faz com que os spins permaneçam parcialmente saturados durante a aquisição da imagem.

Como o sangue pode ser magnetizado em qualquer parte do magneto, enquanto a imagem de um plano está sendo adquirida, spins totalmente não saturados estão entrando no mesmo com magnetização longitudinal muito maior que dos spins estacionários, que já receberam vários pulsos de RF e estão parcialmente saturados, conforme ilustrado pela figura 2.1.

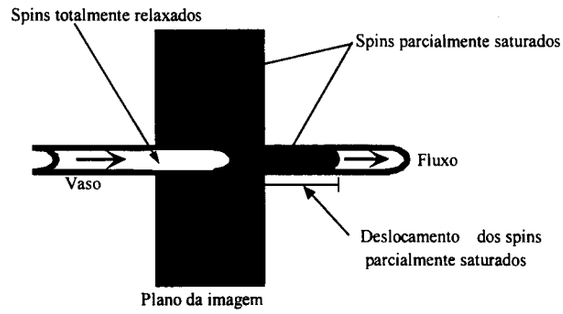


Figura 2.1 - Substituição dos spins parcialmente saturados por spins totalmente relaxados no plano da imagem.

Na figura 2.1, o sinal na região onde há fluxo na excitação subseqüente será proveniente de duas populações. Um sinal muito intenso, proveniente dos spins não saturados e outro menos, proveniente dos spins parcialmente saturados. Como spins estacionários estão todos parcialmente saturados devem dar origem a um sinal menos intenso que nas regiões onde há fluxo. O resultado final na imagem é o aumento do sinal proveniente das regiões onde existe fluxo perpendicular ao plano.

Em seqüências que possuem mais de um pulso de RF, outros efeitos podem surgir. Particularmente na seqüência Spin-Eco, para velocidades mais altas, existe o efeito de vazio de fluxo ("flow void)", que acontece quando a velocidade é tal que spins que receberam o pulso de excitação saem do plano da imagem antes de receberem o pulso de inversão, não contribuindo para a formação do eco e portanto não aparecendo na imagem. Tanto o "flow related enhancement", quanto o vazio de fluxo podem ser quantificados em seqüências Spin-Eco através do modelo proposto por Gullberg et al [30]. O modelo supõe algumas idealizações, tais como: regime de fluxo ideal, podendo ser laminar ou tampão; pulsos de RF excitando planos perfeitamente retangulares; desconsideração dos efeitos dos gradientes na evolução dos spins durante a seqüência.

O deslocamento físico dos spins entre os sucessivos pulsos de RF característicos da seqüência, faz com que o sinal seja originário de diferentes populações de spins, cada uma delas experimentando diferentes pulsos de RF e contribuindo com uma amplitude diferente para o eco total. A quantidade de spins que entram no plano selecionado entre dois sucessivos pulsos de RF é caracterizada pelo volume fracional, que é a relação entre o volume total ocupado pelo spins de um plano e o volume ocupado pelos spins que entraram no plano entre os dois pulsos de

RF. Considerando um vaso cilíndrico de raio b onde se mantém um fluxo tampão , tal como ilustrado pela figura 2.2, o volume fracional dos spins que entraram no plano, suposto de largura D, entre dois pulsos de RF separados por um intervalo T é:

$$F_{T1} = \frac{VT}{D} \tag{2.1}$$

onde V é a velocidade do fluxo e D a largura do plano da imagem.

O volume fracional ocupado pelos spins que permaneceram no plano neste intervalo é:

$$F_{T2} = 1 - \frac{VT}{D} \tag{2.2}$$

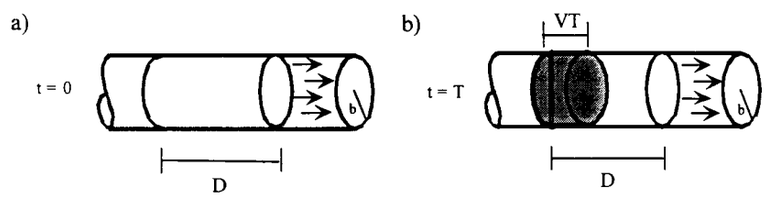


Figura 2.2 - Cálculo do volume fracional para fluxo tampão. D= largua do plano ; b = raio do vaso; V= velocidade do fluxo; T= tempo entre os pulsos de RF.

No caso de fluxo laminar, o mesmo cálculo pode ser feito, porém considerando dois casos distintos, tal como ilustrado pela figura 2.3. Para $V_{máx}T < D$ os volumes fracionais F_{L1} e F_{L2}, indicados na figura 2.3 são:

$$F_{L1} = \frac{V_{max}T}{2D} \quad ; \quad F_{L2} = 1 - \frac{V_{max}T}{D} \tag{2.3}$$

No caso de $V_{máx}T > D$, os volumes fracionais são:

$$F_{L3} = 1 - \frac{D}{2V_{max}T} \quad ; \quad F_{L4} = \frac{D}{2V_{max}T} \tag{2.4}$$

onde $V_{máx}$ é a velocidade de pico do fluxo laminar $V_{max} = 2\overline{V}$.

A evolução dos spins entre os sucessivos pulsos de RF é regida pelas equações de Bloch e a partir delas pode-se calcular a contribuição de cada população de spins para o eco total. A solução das equações de Bloch para precessão livre com presença de relaxação é:

$$
\begin{aligned}
M_x(t) &= M_x^0 e^{-\frac{t}{T_2}} \\
M_y(t) &= M_y^0 e^{-\frac{t}{T_2}} \\
M_z(t) &= M_0\left(1 - e^{-\frac{t}{T_1}}\right) + M_z^0 e^{-\frac{t}{T_1}}
\end{aligned}
\tag{2.5}
$$

onde M_x^0, M_y^0, M_z^0 são os valores de M_x, M_y, M_z em t = 0 e M_0 é a magnetização de equilíbrio ao longo do eixo z.

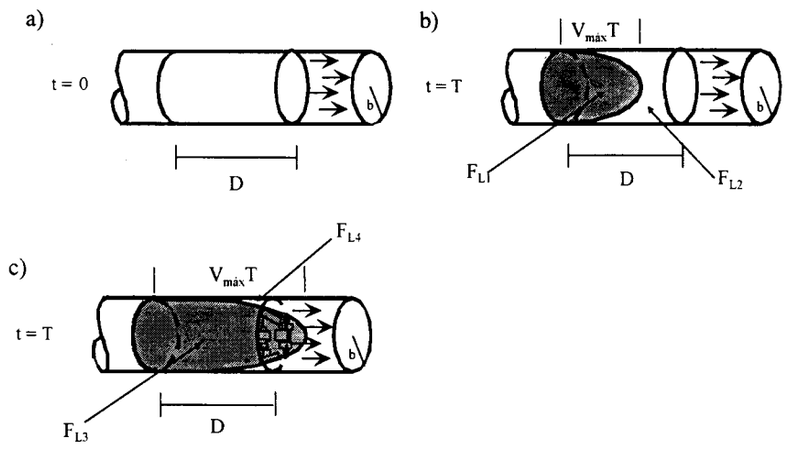


Figura 2.3 - Cálculo do volume fracional para fluxo laminar. D= largura do plano ; b = raio do vaso; V= velocidade de pico do fluxo laminar; T= tempo entre os pulsos de RF.

É possível usar o modelo de Gullberg para prever a amplitude do eco como função da velocidade dos spins, do tempo de repetição, do tempo ao eco e dos tempos de relaxação para a seqüência Spin-Eco ilustrada na figura 2.4, onde são mostradas duas excitações sucessivas.

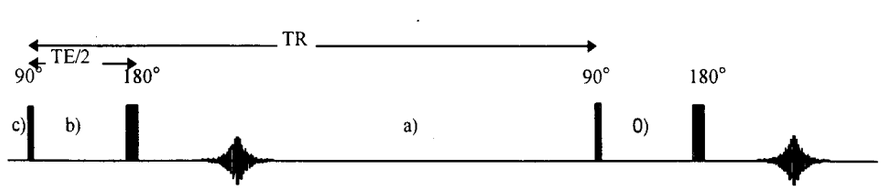


Figura 2.4 - Entrada dos spins na região de imagem durante uma seqüência Spin-Eco.

As populações de spins são denominadas 0, a, b e c, onde:

0) spins que entraram no plano selecionado depois do segundo pulso de 90° e receberam somente o pulso de 180°.

a) spins que entraram no plano selecionado entre o segundo pulso de 90° e o primeiro pulso de 180° e receberam os pulsos de 90° e de 180°.

b) spins que entraram no plano selecionado entre o primeiro pulso de 180° e o primeiro pulso de 90° e receberam a seqüência de pulsos 180°-90°- 180°.

c) spins que entraram no plano selecionado antes do primeiro pulso e receberam a seqüência de pulsos 90°-180°- 90°- 180°.

A contribuição de cada população para a amplitude do eco pode ser calculada através da equação (2.5), considerando a seqüência de pulsos que cada uma recebeu. O sinal proveniente de cada população de spins, mostrada na figura 2.4 é dado por:

$$S_0 = 0 \quad ; \quad S_a = M_0 e^{-\frac{TE}{T_2}} \tag{2.6}$$

$$S_b = M_0\left\{1-2e^{-\frac{(TR+TE/2)}{T_1}}\right\}e^{-\frac{TE}{T_2}} \quad ; \quad S_c = M_0\left\{1-2e^{-\frac{(TR+TE/2)}{T_1}}+e^{-\frac{TR}{T_1}}\right\}e^{-\frac{TE}{T_2}}$$

A figura 2.5 ilustra a distribuição de população no vaso no instante da detecção, de acordo com a velocidade dos spins. A amplitude do eco será a soma da contribuição de cada população de spins pesado pelo volume fracional ocupado por cada uma no instante da detecção.

A amplitude do sinal calculada é dada por:

a) Fluxo Tampão.

$$Sinal = \begin{cases} S_a V \dfrac{\left(TR-\frac{TE}{2}\right)}{D} + S_b V \dfrac{TE}{2D} + S_c\left[1 - V\dfrac{\left(TR+\frac{TE}{2}\right)}{D}\right] & 0 < V < \dfrac{D}{\left(TR+\frac{TE}{2}\right)} \\ S_a V \dfrac{\left(TR-\frac{TE}{2}\right)}{D} + S_b\left(1-\dfrac{VTR}{D}\right) & \dfrac{D}{\left(TR+\frac{TE}{2}\right)} < V < \dfrac{D}{TR} \\ S_a V\left(1 - V\dfrac{TE}{2D}\right) & \dfrac{D}{TR} < V < \dfrac{2D}{TE} \\ 0 & V > \dfrac{2D}{TE} \end{cases} \tag{2.7}$$

b) Fluxo Laminar

$$Sinal = \begin{cases} S_a V_{max} \dfrac{\left(TR-\frac{TE}{2}\right)}{2D} + S_b V_{max} \dfrac{TE}{4D} + S_c\left[1 - V_{max}\dfrac{\left(TR+\frac{TE}{2}\right)}{2D}\right] & 0 < V_{max} < \dfrac{D}{\left(TR+\frac{TE}{2}\right)} \\ S_a V_{max} \dfrac{\left(TR-\frac{TE}{2}\right)}{2D} + S_b\left(1 - \dfrac{D}{2V_{max}\left(TR+\frac{TE}{2}\right)} - \dfrac{V_{max}TR}{2D}\right) + \dfrac{S_c D}{2V_{max}\left(TR+\frac{TE}{2}\right)} & \dfrac{D}{\left(TR+\frac{TE}{2}\right)} < V_{max} < \dfrac{D}{TR} \\ S_a\left(1 - \dfrac{D}{2V_{max}TR} - \dfrac{V_{max}TE}{4D}\right) + S_b\left(\dfrac{D}{2V_{max}TR} - \dfrac{D}{2V_{max}\left(TR+\frac{TE}{2}\right)}\right) + \dfrac{S_c D}{2V_{max}\left(TR+\frac{TE}{2}\right)} & \dfrac{D}{TR} < V_{max} < \dfrac{2D}{TE} \\ S_a\left(\dfrac{D}{V_{max}TE} - \dfrac{D}{2V_{max}TR}\right) + S_b\left(\dfrac{D}{2V_m TR} - \dfrac{D}{2V_m(TR+\frac{TE}{2})}\right) + \dfrac{S_c D}{2V_{max}\left(TR+\frac{TE}{2}\right)} & V_{max} > \dfrac{2D}{TE} \end{cases} \tag{2.8}$$

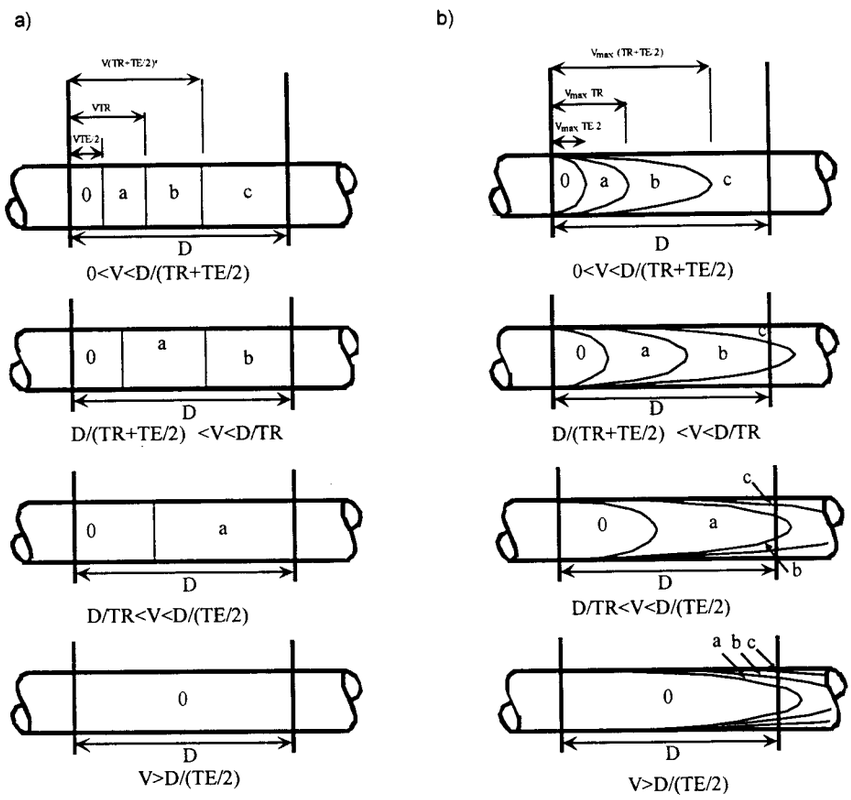


Figura 2.5 - Populações de spin para a seqüência spin eco da figura 2.4 .
a) Fluxo tampão; b) fluxo laminar.

A partir das expressões anteriores, é possível analisar o comportamento da amplitude do sinal como função do tempo de repetição, do tempo ao eco, da velocidade e dos tempos de relaxação. A figura 2.6 ilustra um gráfico da amplitude do sinal, normalizada em relação ao sinal estático, como função da velocidade para TR=250ms, 500ms, 1000ms. No caso de fluxo laminar, a amplitude é graficada como função da velocidade média $\overline{V} = \frac{V_{max}}{2}$. Os tempos de relaxação utilizados foram T_1=900ms e T_2=250ms, que são valores típicos de tempos de relaxação do sangue.

Na figura 2.6 nota-se que o "enhancement" aumenta à medida que o tempo de repetição diminui. Isto é intuitivo, uma vez que quanto menor o tempo de repetição menor a magnetização longitudinal de equilíbrio dos spins parcialmente saturados. A velocidade onde ocorre o máximo de "enhancement" aumenta com o tempo de repetição, e é dada aproximadamente por $V = \frac{D}{TR}$. Embora o cálculo

apresentado aqui tenha sido somente para a seqüência Spin-Eco com os pulsos de 90° e 180° seletivos a discussão feita em relação ao tempo de relaxação pode ser estendida para outras seqüências.

a) b)

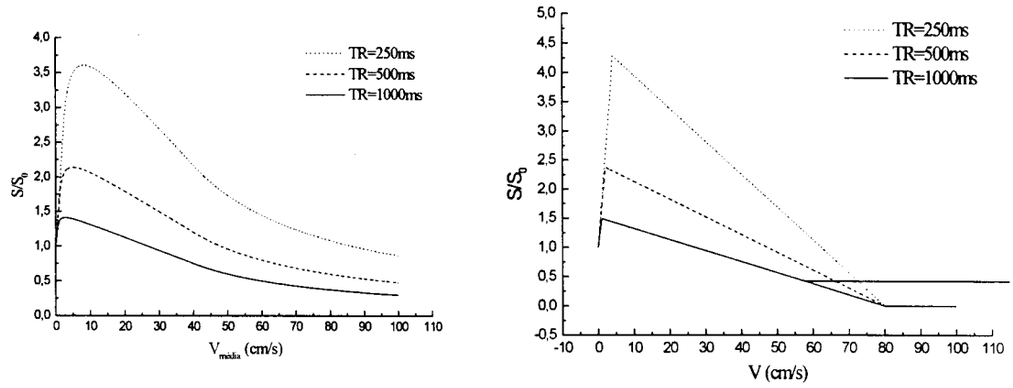


Figura 2.6 - Intensidade do sinal como função da velocidade do fluxo e do tempo de repetição para a seqüência Spin-Eco. a) fluxo laminar ; b) fluxo tampão. TE=25ms; T_1=900ms; T_2=250ms ; D=1cm

Para discutir o efeito da variação do tempo ao eco na amplitude do sinal e demonstrar quantitativamente o vazio de fluxo na seqüência Spin-Eco, o sinal foi graficado na figura 2.7 como função da velocidade para TE = 25ms , TE = 50ms e TE = 100ms.

Como já mencionado, spins com velocidades tais que antes de receberem o pulso de refocalização já saíram do plano selecionado, não contribuem para o sinal detectado, dando origem ao vazio de fluxo. Particularmente na seqüência Spin-Eco, o tempo entre os pulsos de excitação e refocalização é TE/2 e spins com V>D/(TE/2) devem dar origem ao vazio de fluxo. No caso de fluxo tampão, todos spins ao longo do vaso possuem a mesma velocidade e desta maneira o vazio de fluxo ocorrerá simultaneamente para todos os spins, tal como ilustrado pela figura 2.7b, onde o sinal se anula para V>D/(TE/2). Já para o caso de fluxo laminar, a velocidade ao longo do vaso não é a mesma, sendo assim, a condição V>D/(TE/2) não é satisfeita por todos os spins simultaneamente. Na figura 2.7a, o sinal é graficado em função da velocidade média dos spins para três tempos ao eco diferentes no caso de fluxo laminar, onde se vê que o vazio de fluxo ocorre para velocidades mais altas que no

caso do fluxo tampão. Em seqüências com um único pulso de RF , como por exemplo a seqüência GRE, o vazio de fluxo não ocorre.

a) b)

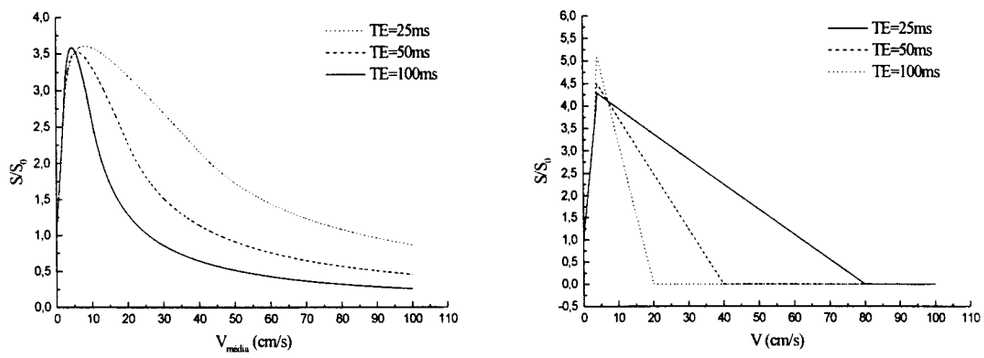


Figura 2.7 - Intensidade do sinal como função da velocidade do fluxo e do tempo ao eco para a seqüência Spin-Eco. a) fluxo laminar ; b) fluxo tampão. TR=250ms; T_1=900ms; T_2=250ms ; D=1cm.

Como o "flow related enhacement" depende da magnetização longitudinal remanescente da excitação anterior, também depende do tempo de relaxação T_1. Isto está ilustrado na figura 2.8, onde o sinal é plotado como função da velocidade dos spins para T_1= 900ms ; T_1 = 600ms ; T_1 = 250ms.

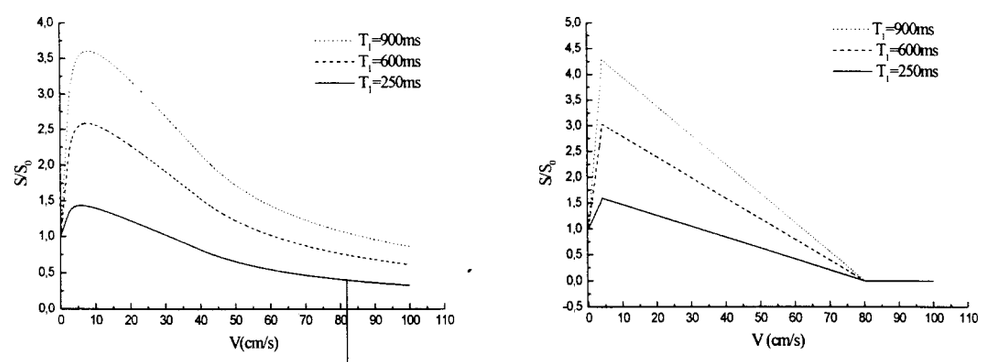


Figura 2.8 - Intensidade do sinal como função da velocidade do fluxo e do tempo de relaxação T_1 para a seqüência Spin-Eco. a) fluxo laminar ; b) fluxo tampão. TE=25ms; TR=250ms; T_1=900ms; T_2=250ms ; D=1cm.

O "flow related enhacement" pode ser quantificado também para outras seqüência de pulsos utilizando o modelo proposto por Gullberg, tal como feito para

as seqüências "Inversion Recovery" e "Saturation Recovery" em seu trabalho original.

Outros efeitos devidos a fluxo podem influenciar na intensidade do sinal dos spins em movimento, entretanto, não têm importância efetiva na geração de artefato de movimento, por isso não serão discutidos aqui. Maiores detalhes sobre estes efeitos podem ser encontrados na referência [31].

2.2 - Efeito do Movimento dos Spins na Fase da Magnetização Transversal.

Um movimento que ocorre durante a aplicação de um gradiente, pode causar mudanças na freqüência de precessão dos spins durante a aplicação deste gradiente [32,33,34]. Para melhor analisar a evolução de spins em movimento sob a ação de um gradiente, é conveniente expressar a posição espacial $\vec{r}(t)$ dos spins como uma série de Maclaurin finita, dada por:

$$\vec{r}(t) = \sum_{k=0}^{n} \frac{1}{k!} \frac{d^k(\vec{r}(t))}{dt^k}\bigg|_{t=t_0} t^k \tag{2.9}$$

Os coeficientes da série estão associados às ordens do movimento, ou seja, para k = 0 tem-se o coeficiente associado a posição do spins, para k = 1 a velocidade e k = 2 a aceleração etc.

Considerando que um gradiente $\vec{G}(t)$ seja aplicado, a freqüência de precessão dos spins em movimento será dada por:

$$\omega(t) = \omega_0 + \gamma\vec{G}(t)\cdot\vec{r}(t) \tag{2.10}$$

Para o gradiente aplicado durante um tempo τ, a fase acumulada pelos spins em movimento será dada por:

$$\phi = \int_0^T \gamma\vec{G}(t)\cdot\vec{r}(t)dt \tag{2.11}$$

Substituindo a expressão (2.9), esta expressão pode ser rescrita como:

$$\phi = \sum_{k=0}^{n} \phi_k \qquad \text{onde}: \ \phi_k = \int_0^{\tau} \gamma\vec{G}(t) \frac{1}{k!} \frac{d^k(\vec{r}(t))}{dt^k}\bigg|_{t=0} t^k dt \tag{2.12}$$

Na expressão (2.12), a fase total acumulada é escrita como uma soma das fases acumuladas devido às diversas ordens de movimento, isto é, a fase acumulada

pelos spins, sob a presença do gradiente $\vec{G}(t)$, não depende mais somente da posição dos mesmos, mas também de sua velocidade, aceleração, etc. Uma vez que na aquisição da imagem, a fase acumulada pelos spins é utilizada para codificar a posição, este acúmulo extra de fase devido ao movimento deverá influenciar na imagem, dando origem a efeitos bastante interessantes que serão discutidos na próxima seção.

Escrevendo a expressão (2.12) de forma expandida tem-se:

$$\phi = \gamma\vec{r}_0 \int_0^\tau \vec{G}(t)dt + \gamma V \int_0^\tau \vec{G}(t)tdt + \gamma \frac{a}{2} \int_0^\tau \vec{G}(t)t^2 + \cdots + \gamma \frac{1}{k!} \frac{d^k(\vec{r}(t))}{dt^k} \int_0^\tau \vec{G}(t)t^k dt \tag{2.13}$$

Na expressão anterior nota-se que a cada ordem do movimento está associado uma grandeza dada por:

$$\vec{\Gamma}_K = \int_0^\tau \vec{G}(t) \cdot t^k dt \tag{2.14}$$

Esta grandeza é denominada momento da forma de onda do gradiente, ou simplesmente momento do gradiente, e é muito importante uma vez que determina a influência da forma de onda do gradiente na fase acumulada pelos spins. Em experimentos de imagem, a evolução dos spins em movimento sob a presença do movimento pode ser tratado independentemente nas direções de seleção, leitura e codificação de fase.

Para visualizar a evolução da fase dos spins em movimento, pode-se considerar um spin com velocidade constante sob a presença dos gradientes mostrados na figura 2.9. Para o gradiente mostrado na 2.9a, a fase acumulada pelos spins estacionários é nula, enquanto que os spins em movimento têm $\phi_1 = \gamma G V \tau^2$. Logo, após a evolução sob a presença de um gradiente como este, a velocidade dos spins estará codificada através da fase. Gradientes semelhantes ao da figura 2.9a são utilizados para codificar na imagem informações sobre a velocidade [35]. O gradiente da figura 2.9b tem momentos de ordem zero e um nulos, o que implica que a fase total acumulada será nula tanto para spins estáticos como para spins com velocidade constante. Se numa imagem as formas de onda para os gradientes são tais que $\Gamma_1 = 0$, então não haverá contribuição do movimento na fase do sinal e artefatos

relacionados também serão eliminados. Esta é a base da técnica de "Gradient Moment Nulling", que será discutida no próximo capítulo.

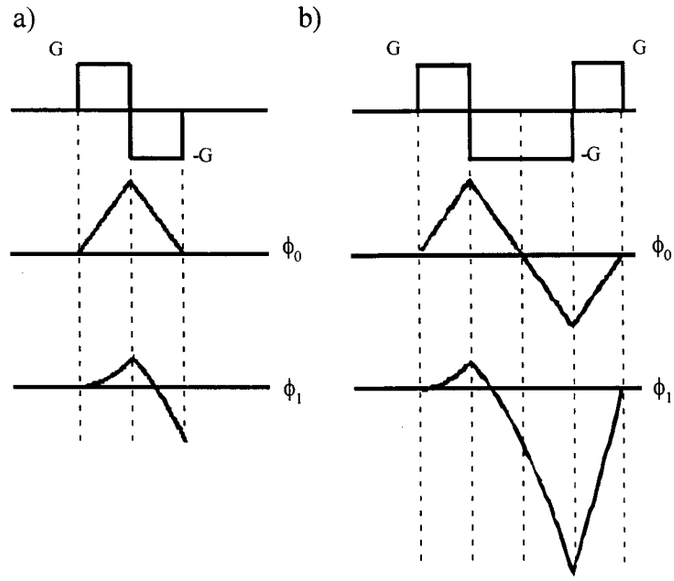


Figura 2.9 - Evolução da fase dos spins em movimento sob a presença de pulsos de gradiente.

2.3 - Efeito do Fluxo dos Spins no Perfil de Excitação.

A aplicação simultânea de pulsos de RF e gradientes de campo magnético adequados, excita seletivamente somente os spins localizados em uma região definida do espaço. Portanto, após a excitação seletiva , tem-se uma distribuição de magnetização transversal ao longo da direção de seleção que idealmente deveria ser dada pela transformada de Fourier da envolvente do pulso de RF. No entanto, devido aos efeitos de truncamento dos pulsos de RF e não linearidade no comportamento do sistema de spins, isto não ocorre. Para determinar o perfil de excitação de um determinado pulso é necessário resolver as equações de Bloch para o sistema considerando a aplicação do pulso de RF e gradiente. Um outro fator que pode influenciar na seleção do plano, é a presença de fluxo durante a excitação seletiva, que altera a fase dos spins ao longo do plano selecionado, além de também influenciar no perfil de excitação, dependendo do valor da velocidade. Nestes casos, os termos de fluxo deverão ser acrescentados às equações de Bloch.

No sistema girante de coordenadas, as equações de Bloch para spins fluindo com velocidade $\vec{V}$ podem ser escritas como:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial M_x}{\partial t} &= \gamma\vec{G}(t)\cdot\vec{r}M_y - \left(\vec{V}(\vec{r},t)\cdot\vec{\nabla}\right)M_x - \frac{M_x}{T_2} \\
\frac{\partial M_y}{\partial t} &= \gamma\vec{G}(t)\cdot\vec{r}M_z + \gamma H_1(t)M_z - \left(\vec{V}(\vec{r},t)\cdot\vec{\nabla}\right)M_y - \frac{M_y}{T_2} \\
\frac{\partial M_z}{\partial t} &= \gamma\vec{G}(t)\cdot\vec{r}M_y - \left(\vec{V}(\vec{r},t)\cdot\vec{\nabla}\right)M_z + \frac{M_0 - M_z}{T_1}
\end{aligned} \tag{2.15}$$

onde $H_1(t)$ é a excitação de RF, que é assumida estar ao longo do eixo x no sistema de coordenadas girante. $\vec{G}(t)$ é o gradiente e $\vec{V}(\vec{r},t)$ é a velocidade do fluxo.

Considerando um fluxo com velocidade ao longo da direção de seleção, escolhida com sendo a direção z, a equação 2.15 se reduz a:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial M_x}{\partial t} &= \gamma G_z z M_y - V\frac{\partial M_x}{\partial z} - \frac{M_x}{T_2} \\
\frac{\partial M_y}{\partial t} &= \gamma G_z z M_x + \gamma H_1(t)M_z - V\frac{\partial M_y}{\partial z} - \frac{M_y}{T_2} \\
\frac{\partial M_z}{\partial t} &= \gamma G_z z M_y - V\frac{\partial M_z}{\partial z} + \frac{M_0 - M_z}{T_1}
\end{aligned} \tag{2.16}$$

As equações de Bloch para spins fluindo, não possuem solução analítica qualquer que seja a evolvente para o pulso de RF utilizada, sendo portanto necessário utilizar algum método numérico para encontrar as soluções. Neste trabalho foram implenetadas rotinas em Fortran, que simulam a evolução do sistema de spins na seleção através da solução das equações de Bloch. Tais rotinas foram baseadas no método de diferenças finitas para soluções de equações diferenciais tal como descrito detalhadamente na referência[36].

A figura 2.10 mostra o perfil de excitação do plano obtido pela solução das equações de Bloch para envolventes do tipo gaussiana e sinc de três lóbulos para velocidades de 0, 30 e 60 cm/s. Foi aplicado um pulso de 90° com gradiente de refocalização. Nota-se que, para a faixa de velocidades considerada, o perfil do módulo da magnetização transversal sofre pouca modificação, embora essa magnetização seja mais acentuada para o pulso sinc do que para o pulso gaussiano. Observa-se também o deslocamento do perfil do módulo da magnetização com a velocidade.

a) b)

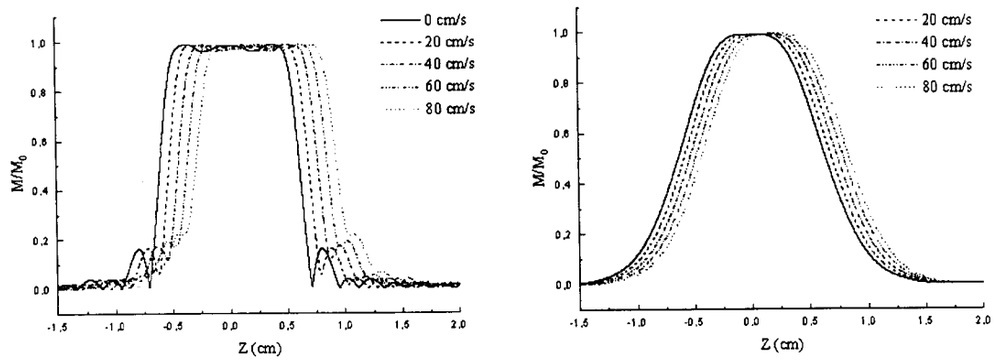


Figura 2.10. Módulo da magnetização transversal ao longo do plano selecionado. a) Pulso sinc 3 lóbulos. Largura do plano = 1cm; b) Pulso gaussiano. Largura do plano = 1cm.

Além do deslocamento do perfil do plano selecionado, há também alteração da distribuição de fase ao longo do plano selecionado, tal como ilustrado pela figura 2.11. Embora a alteração do perfil de fase na região do plano selecionado não seja grande, observa-se um ganho de fase ao longo de todo plano. Esta fase adicional se deve a evolução dos spins em movimento sob a presença do gradiente de seleção, tal como discutido anteriormente. Devido a aplicação simultânea do pulso de RF e do gradiente esta fase acumulada não pode ser calculada pela expressão 12.12. Maiores detalhes sob as características deste ganho de fase serão mostrados no próximo capítulo.

a) b)

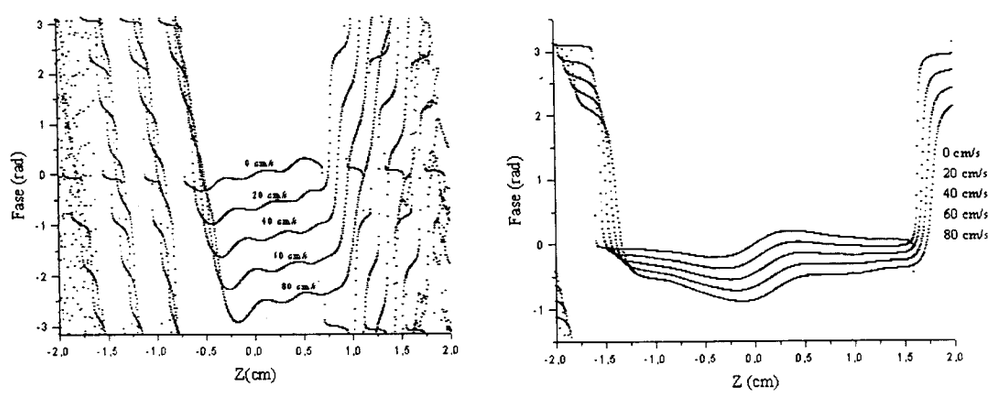


Figura 2.11. Fase da magnetização transversal ao longo do plano selecionado. a) Pulso sinc 3 lóbulos. Largura do plano = 1cm; b) Pulso gaussiano. Largura do plano = 1cm.

2.4 - Artefatos Relacionados ao Movimento.

A presença de movimento durante a aquisição da imagem, pode dar origem a algumas anomalias tais como a falsa codificação e o deslocamento do sinal das regiões onde há presença de fluxo. Estas anomalias são conhecidas como artefatos de movimento. Entre os artefatos de movimento mais comuns podemos destacar: a) a perda de sinal das regiões de fluxo devido à incoerência de fase dentro de um voxel, conhecido como "intravoxel dephasing" ou "phase cancellation". b) aparição de fantasmas induzidos por fluxo pulsado ou movimento periódico. Um outro efeito menos comum em imagens convencionais, mas muito importante em angiografias, é o deslocamento do sinal proveniente dos spins fluindo obliquamente à direção de leitura, conhecido como "flow oblique misregistration".

2.4.1 - "Intravoxel Dephasing"

O desfasamento intravoxel ("intravoxel dephasing") ocorre quando existe dispersão na velocidade dos spins dentro de um mesmo voxel. Esta dispersão é bastante comum em sistemas de escoamento, visto que mesmo em condições ideais o fluxo tem caráter laminar e portanto a velocidade varia de um ponto para outro dentro do vaso [37], como ilustrado na figura 2.12. No caso de fluxo não estacionário e de turbulência este efeito é ainda mais agravado.

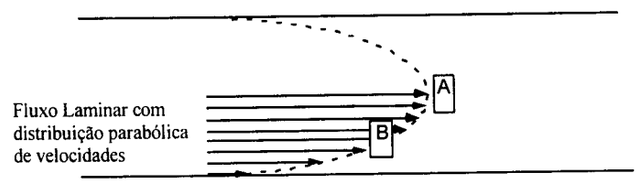


Figura 2.12 - Perfil de fluxo larminar em um vaso. Considerando os voxels A e B indicados na figura nota-se que dentro dos mesmos existem regiões de diferentes velocidades. Essa dispersão na velocidade aumenta á medida que o voxel é deslocado em direção a parede do vaso.

Considerando um spin com velocidade constante V, se movendo sob a presença de um gradiente a fase acumulada pelo mesmo é dada por:

$$\phi = \int_0^{\tau} \gamma G V t dt \tag{2.17}$$

Se todos os spins dentro de um voxel possuírem a mesma velocidade, todos acumulam a mesma fase e mantêm a coerência de fase. Portanto, embora haja um ganho líquido de fase a magnetização total do voxel $\vec{M} = \sum_i \vec{\mu}_i$ não será alterada, como ilustrado pela figura 2.13a . No caso em que spins dentro de um mesmo voxel possuem diferentes velocidades, ocorrerá a dispersão da fase dos spins e o resultado é a diminuição da magnetização do voxel devido ao fato de se estar somando vetorialmente grandezas sem coerência de fase, tal como ilustrado pela figura 2.13c. Uma vez que o voxel é um volume tridimensional, a dispersão de velocidades pode ocorrer em qualquer direção. Logo o "intravoxel dephasing" não depende da direção do fluxo.

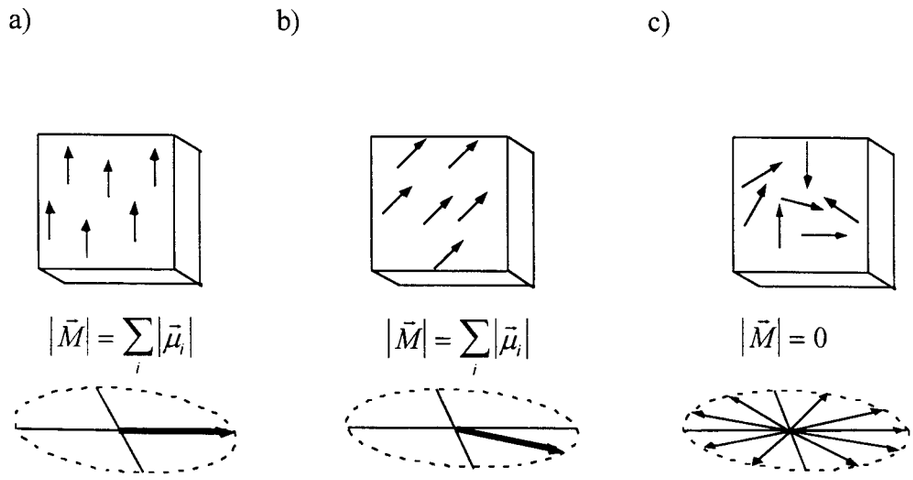


Figura 2.13 - Dispersão na fase da magnetização dos spins dentro de um voxel. a) Spins estacionários: não há acúmulo de fase líquida devido à velocidade. b) Todos spins com mesma velocidade: há igual acúmulo de fase devido a velocidade para todos os spins e eles mantêm a coerência de fase. c) Cada spin dentro do voxel possui uma velocidade diferente: neste caso a fase acumulada por cada spin é diferente provocando o cancelamento da magnetização total do voxel.

Uma maneira de atenuar o "intra-voxel dephasing" é diminuindo ao máximo o tamanho do voxel, isto é, aumentando ao máximo a resolução da imagem. Todavia, esta nem sempre é uma solução possível, um vez que a resolução máxima é limitada pela amplitude do gradiente. O "intravoxel dephasing" é muito comum em imagens convencionais pesadas por T_2 , onde as regiões dos vasos, que deveriam aparecer brilhantes (devido ao T_2 do sangue ser mais longo que dos tecidos estacionários), aparecem escuros devido ao "intravoxel dephasing".

Para eliminar este fenômeno seria necessário eliminar a influência do movimento na fase acumulada, o que pode ser feito pela técnica de "Gradient Moment Nulling" (GMN).

2.4.2 - Artefatos Devido a Fluxo Pulsativo.

A presença de fluxo pulsado também dá origens a artefatos bem peculiares em MRI. Normalmente, estes artefatos são chamados artefatos "fantasmas", pois se caraterizam pelo aparecimento das regiões onde há movimento ao longo de toda a direção de codificação de fase, tal como ilustrado pela figura 2.14.

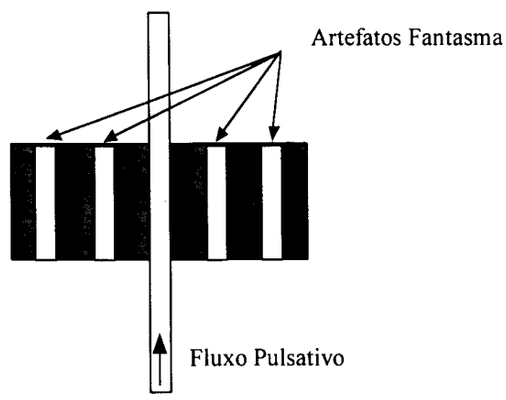


Figura 2.14 - Artefatos fantasma devido a fluxo pulsativo.

O efeito principal da pulsatilidade é promover a existência de altas taxas de mudança na velocidade do fluxo. Como a fase acumulada pelos spins depende desta velocidade, se a repetição do experimento não estiver em sincronismo a pulsação do fluxo, a cada novo passo de codificação de fase uma velocidade diferente estará presente, fazendo com que os spins fluindo sejam codificados com fases diferentes a cada passo e portanto aparecendo na imagem em uma posição diferente ao longo da direção de codificação de fase, dando origem aos fantasmas.

Os artefatos fantasma podem aparecer para fluxo pulsativo em qualquer direção e outros tipos de movimentos periódicos, tais como movimento respiratório, também podem dar origem a este tipo de artefato.

A maneira mais usual de se reduzir os artefatos fantasma é fazendo imagens onde o tempo de repetição é sincronizado com o período do movimento, conhecidas como técnicas de "gating" e "pseudo-gating"[9,10]. Particularmente para movimento

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO

respiratório, técnicas que usam codificação de fase ordenada também são muito utilizadas [11]. A desvantagem das técnicas citadas anteriormente é que elas não eliminam a fase acumulada pelos spins devido ao movimento. A anulação do primeiro momento dos gradientes também pode minimizar os artefatos fantasma, uma vez que anula a dependência da fase dos spins com a velocidade. Uma outra maneira de se reduzir estes artefatos é eliminando o sinal dos spins em movimento através da aplicação de pulsos de pré-saturação espacial. A técnica de pré-saturação espacial será discutida com maiores detalhes no próximo capítulo.

Uma descrição mais detalhada sobre os efeitos do fluxo pulsativo na imagens pode se encontrado no trabalho de Perman et al [38], onde é proposto um modelo matemático para quantificar estes efeitos.

2.4.3 - "Flow Oblique Misregistration"

O fenômeno de falso mapeamento de fluxo oblíquo ("flow oblique misregistration"), ocorre quando há fluxo oblíquo à direção de codificação de freqüência. Em seqüências sem a aplicação de gradientes compensados, o "flow oblique misregistration" não aparece devido ao fato do efeito de "intravoxel dephasing" eliminar todo o sinal proveniente dos spins em movimento. Entretanto, em imagens obtidas com seqüências com gradientes compensados e em angiografias este efeito aparece nitidamente, dando origem a um artefato bastante interessante, onde as regiões onde há fluxo oblíquo a direção de leitura aparecem deslocadas de sua posição real [39].

A fase da magnetização do voxel codificada na imagem é a fase que esta magnetização tem no centro do eco, que no caso de não haver presença de movimento é dada por:

$$\phi = y\Gamma_0^y \qquad ; \qquad \Gamma_0^y = \gamma \int G_y(t)dt \tag{2.18}$$

A presença de movimento durante o gradiente de codificação de fase contribui para o aparecimento de uma fase adicional no centro do eco, que para fluxo estacionário com velocidade V é dada por:

$$\phi = V_y \Gamma_1^y \quad ; \quad \Gamma_1^y = \gamma \int_{-\infty}^{0} G_y(t) t dt \tag{2.19}$$

onde t = 0 foi definido como sendo o centro do eco.

Supondo que as fases adicionadas nas direções de leitura e seleção tenham sido canceladas e que a fase no centro do eco seja dada pela expressões 2.18 e 2.19 tem-se:

$$\phi = y_0 \Gamma_0^y + V_y \Gamma_1^y = \left(y_0 - V_y \frac{\Gamma_1^y}{\Gamma_o^y} \right) \Gamma_o^y = (y - \Delta y) \Gamma_o^y \tag{2.20}$$

onde y_0 é a posição y real do spin no centro do eco. Se a forma do gradiente $G_y(t)$ permanece inalterada durante o experimento, então tem-se que $\Gamma_1^y / \Gamma_0^y = -T_s$ [39] é simplesmente o intervalo de tempo entre o centro do gradiente de codificação de fase e o centro do eco. Pela expressão (2.20) o spin aparecerá na imagem numa posição $(x_0, y_0 + \Delta y)$ ao invés de (x_0, y_0), o que caracteriza do flow "oblique misregistration". A distância Δy depende do intervalo de tempo entre a codificação de fase e o centro do eco e quanto menor este intervalo menor será o deslocamento. Este efeito pode ser minimizado aproximando a codificação de fase do centro do eco, mas desta maneira não pode ser eliminada totalmente em seqüências convencionais de FFT, visto que nestes casos é impossível codificar a fase e a freqüência simultaneamente. A maneira de eliminar o "flow oblique misregistration" é fazendo $\Gamma_1^y = 0$ em relação ao centro do eco, isto, é compensar também o gradiente de codificação fase. A maneira como isto é feito será discutida no próximo capítulo.

CAPÍTULO III

Discussão e Implementação das Técnicas de "Gradient Moment Nulling" e Pré-Saturação Espacial.

No capítulo anterior foi discutido que a presença do movimento durante a aquisição de imagens por RMN pode dar origem a artefatos nas mesmas. Para minimizar estes artefatos existem várias técnicas que podem ser utilizadas. Dentre elas, estão as técnicas de GMN e pré-saturação espacial. Neste capítulo, serão discutidas as bases físicas, bem como as particularidades na implementação dessas duas técnicas.

3.1 - "Gradient Moment Nulling" (GMN) em MRI.

Uma maneira de se eliminar os artefatos provocados pela fase acumulada devido ao movimento, é eliminando esta fase no instante do eco. Na seção 2.2 do capítulo anterior, foi discutido que a fase acumulada pelos spins em movimento durante um pulso de gradiente depende da forma de onda do mesmo. A técnica de GMN, consiste basicamente em substituir as formas de onda tradicionais para os gradientes de uma dada seqüência de pulsos, por formas de ondas com amplitudes e durações adequadamente calculadas, para que a fase acumulada pelos spins no instante do eco não possua termos relacionados ao movimento dos mesmos. Isto é feito independentemente para cada direção da imagem.

A forma de onda, a amplitude e a duração dos pulsos de gradiente são escolhidas para eliminar a contribuição de fase de uma determinada ordem do movimento, através da aplicação de formas de onda que possuam o momento correspondente nulo. Por exemplo, no caso em que se deseja eliminar a contribuição de fase devido a velocidade no instante do eco, escolhe-se formas de onda para os gradientes que possuam $\Gamma_1 = 0$, já no caso em que se deseja eliminar a contribuição

da velocidade e aceleração simultâneamente, as formas de onda devem ser tais que $\Gamma_1 = \Gamma_2 = 0$.

Para escolher a forma de onda, as amplitudes e as durações adequadas para os gradientes existem alguns formalismos matemáticos que permitem determinar estes parâmetros de acordo com a ordem do movimento cuja contribuição de fase se deseja anular [40,41,42,13]. Dentre esses formalismos, aqueles desenvolvidos por Xiang et al. [42] e por Pattany et al. [13] destacam-se respectivamente, pela generalidade e pela facilidade na implementação prática. Neste trabalho, estes formalismos foram utilizados para determinar formas de onda para os gradientes com momento de primeira ordem compensado, nas direções de leitura, seleção e codificação de fase. A seguir serão discutidos os princípios gerais destes formalismos, bem como as peculiaridades necessárias a implementação.

3. 1.2 - Determinação das Formas de Onda para os Gradientes em GMN.

Como já discutido no capítulo anterior, a fase acumulada durante a aplicação de uma gradiente $\vec{G}(t)$, devido a uma ordem arbitrária k do movimento é dada por:

$$\phi_k = \frac{1}{k!}\frac{d^k(\vec{r}(t))}{dt^k}\int_0^{\tau}\gamma\vec{G}(t)t^k dt \tag{3.1}$$

Xiang e Nalcioglu [42], propuseram que a forma de onda para o gradiente $\vec{G}(t)$ fosse construída a partir da combinação de um conjunto de formas de onda básicas $\vec{P}_0(t), \vec{P}_1(t), \vec{P}_2(t), \ldots, \vec{P}_n(t)$, isto é :

$$\vec{G}(t) = G_0\vec{P}_0(t) + G_1\vec{P}_1(t) + G_2\vec{P}_2(t) + G_3\vec{P}_3(t) + \ldots + G_n\vec{P}_n(t) = \sum_{j=0}^{n} G_j\vec{P}_j(t) \tag{3.2}$$

Na equação (3.2) as funções de base $P_j(t)$ definem a forma de onda dos gradientes de base, enquanto os coeficientes da expansão G_n as amplitudes. Substituindo a expressão (3.2) na expressão (3.1) tem-se que:

$$\phi_k = \sum_{j=0}^{n} A_{kj}G_j \quad ; \quad A_{kj} = \frac{1}{k!}\frac{d^k(r(t))}{dt^k}\int_0^{\tau}\vec{P}_j(t)t^k dt \tag{3.3}$$

Deste modo, os termos de fase acumulada devido a cada ordem do movimento, podem ser obtidos a partir da seguinte equação matricial:

$$\vec{\Phi} = \vec{A} \cdot \vec{G} \Rightarrow \begin{pmatrix} \phi_0 \\ \phi_1 \\ \vdots \\ \phi_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_{11} & A_{12} & \cdots & A_{1n} \\ A_{21} & A_{22} & \cdots & A_{2n} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ A_{n1} & A_{n2} & \cdots & A_{nn} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} G_1 \\ G_2 \\ \vdots \\ G_n \end{pmatrix} \tag{3.4}$$

Na equação (3.4), se as formas de onda dos gradientes de base forem preestabelecidas, os A_{kj} estarão determinados e as amplitudes G_n poderão ser calculadas em função de ϕ_k através da expressão:

$$\vec{G} = \vec{A}^{-1}\vec{\Phi} \tag{3.5}$$

Na expressão (3.5), as amplitudes G_n das formas de onda de base podem ser calculadas de modo que, ao final da aplicação do gradiente $\vec{G}(t)$ (formado pela combinação destas formas de onda, conforme a expressão 3.2) a contribuição na fase acumulada de cada ordem do movimento seja dada pelas componentes do vetor $\vec{\Phi}$. Sendo assim, no caso em que se deseja que somente a posição espacial esteja codificada pela fase, o vetor $\vec{\Phi}$ deve ser escolhido de modo que $\phi_k = 0$ para todo $k \geq 1$, já no caso em que se deseja montar formas de onda de modo que somente o termo de velocidade contribua para a fase acumulada deve-se ter $\phi_k \neq 0$ somente para $k = 1$, etc..

Todo cálculo acima é feito com base no conhecimento das formas de onda de base $\vec{P}_j(t)$. Essas formas de onda podem ser calculadas segundo Xiang, pela seguinte expressão recursiva:

$$\vec{P}_j(t) = \sum_{s=0}^{j} (-1)^s \frac{j!}{s!(j-s)!} \vec{P}_0(t - s\tau) \tag{3.6}$$

onde τ é a duração da forma de onda $\vec{P}_0$.

Logo, escolhendo uma forma de onda para $\vec{P}_0$, todo o conjunto de base pode ser calculado pela expressão (3.6). Na figura 3.1 está ilustrado, o conjunto de funções de base obtido para $\vec{P}_0$ escolhido como um pulso retangular de largura τ (figura 3.1a) e 2τ (figura 3.1b). Outros conjuntos de base podem ser obtidos a partir da escolha de outras formas para $\vec{P}_0$.

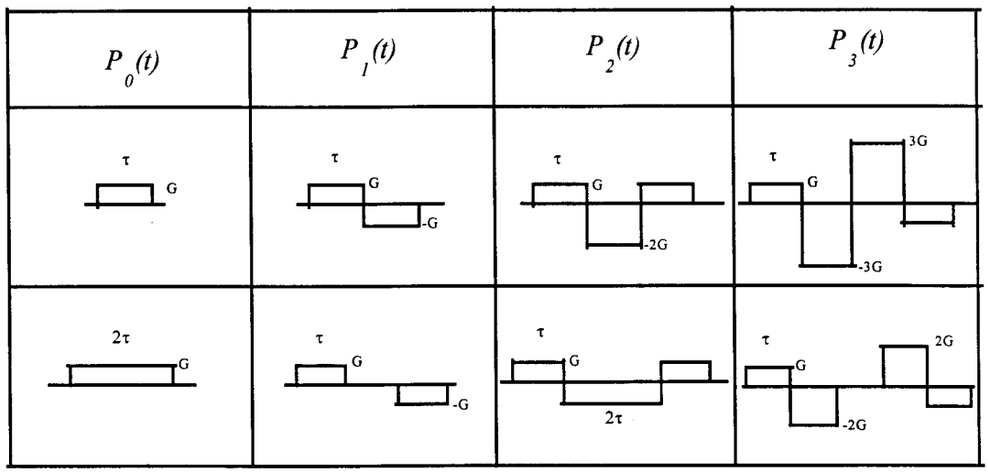


Figura 3.1 - Exemplos de gradientes de base gerados pela equação 3.6 para $P_0(t)$ escolhido com sendo um pulso retangular de larguras τ e 2τ [42].

O formalismo descrito acima, é bastante interessante do ponto de vista da generalidade, pois através dele pode-se chegar a formas de onda que codifiquem posição, velocidade, aceleração etc. Entretanto, a determinação de formas de onda para os gradientes de codificação na imagem em função de um conjunto de gradientes de base pré-determinados, embora possível de ser feito, seria bastante trabalhoso.

Seguindo a mesma linha de Xiang, Pattany et al. [13] desenvolveram e avaliaram [43] um método onde as amplitudes dos gradientes de leitura, seleção e codificação de fase são escolhidas normalmente para dar o FOV e largura de plano corretos e a estes gradientes são adicionados lóbulos (pulsos) de gradiente com durações e amplitudes definidas, para que a contribuição de fase de alguns dos momentos do gradiente total naquela direção seja anulado no centro do eco. O número de lóbulos a serem acrescentados depende de até que momento a contribuição se deseja anular, sendo 1 lóbulo para posição (gradiente de preparação na seqüência convencional), 2 lóbulos para posição e velocidade, 3 lóbulos para posição, velocidade e aceleração, etc. Na figura 3.2 está ilustrada uma seqüência spin eco com os lóbulos para compensação até terceira ordem (posição, velocidade, aceleração, pulsatilidade) nas direções de seleção e leitura. A compensação do gradiente na direção de codificação de fase será discutida independentemente adiante,

pois a eliminação do "flow oblique misregistration" requer que se façam algumas considerações adicionais ao método.

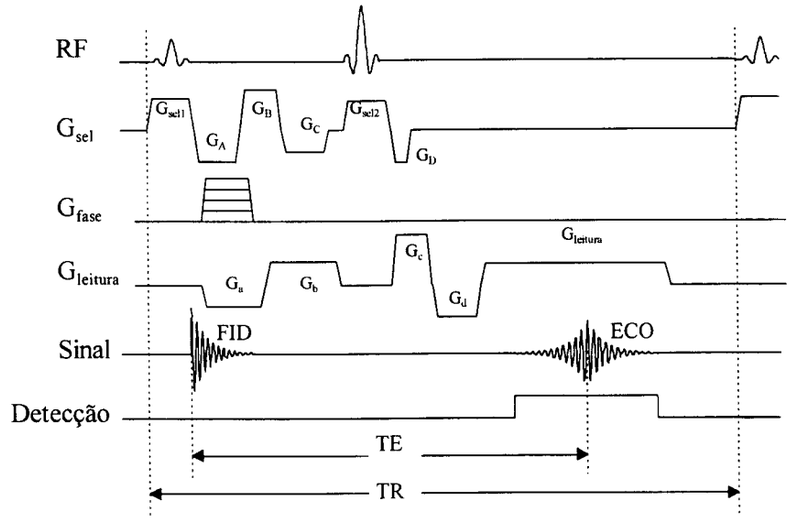


Figura 3.2 - Seqüência Spin-Eco com lóbulos de compensação de movimento até terceira ordem proposta por Pattany [13] .

Na figura 3.2 os lóbulos de gradiente $G_j(t)$ (j = a,A,b,B...,D) podem ser escritos como $G_j(t) = G_j f(t)$, onde $f(t)$ define a forma de onda de cada lóbulo e G_j sua amplitude. Uma vez determinada a configuração da seqüência de pulsos, como na figura 3.2, o gradiente total $G(t)$ em uma dada direção, pode ser escrito como uma combinação dos lóbulos de compensação (G_a,G_A,G_b,G_B,G_c,G_C,G_d,G_D) e dos gradientes de codificação (G_{sel1},G_{sel2},$G_{leitura}$), naquela direção. A partir daí, impõe-se a condição de que o gradiente $G(t)$ possua até o momento de ordem n nulo no centro do eco. Isto fará com que a fase acumulada até a ordem n do movimento seja nula no centro do eco. A condição para a anulação dos momentos do gradiente $G(t)$ pode ser sumarizada pela seguinte expressão:

$$\begin{aligned}
&\int G(t)dt = \Gamma_0 = 0 \\
&\frac{1}{1!}\int G(t)tdt = \Gamma_1 = 0 \\
&\frac{1}{2!}\int G(t)t^2dt = \Gamma_2 = 0 \\
&\quad\vdots \\
&\frac{1}{n!}\int G(t)t^n dt = \Gamma_n = 0
\end{aligned} \tag{3.7}$$

. Explicitando a dependência de *G(t)* com os lóbulos de compensação e codificação o sistema de equações pode ser escrito novamente através de uma equação matricial dada por:

$$\begin{bmatrix} \frac{1}{0!}\int_{A1}^{B1} f(t)dt & \frac{1}{0!}\int_{A2}^{B2} f(t)dt & \frac{1}{0!}\int_{A3}^{B3} f(t)dt & \frac{1}{0!}\int_{A4}^{B4} f(t)dt & \cdots \\ \frac{1}{1!}\int_{A1}^{B1} f(t)tdt & \frac{1}{1!}\int_{A2}^{B2} f(t)tdt & \frac{1}{1!}\int_{A3}^{B3} f(t)tdt & \frac{1}{1!}\int_{A4}^{B4} f(t)tdt & \cdots \\ \frac{1}{2!}\int_{A1}^{B1} f(t)t^2dt & \frac{1}{2!}\int_{A2}^{B2} f(t)t^2dt & \frac{1}{2!}\int_{A3}^{B3} f(t)t^2dt & \frac{1}{2!}\int_{A4}^{B4} f(t)t^2dt & \cdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \\ \frac{1}{n!}\int_{A1}^{B1} f(t)t^ndt & \frac{1}{n!}\int_{A2}^{B2} f(t)t^ndt & \frac{1}{n!}\int_{A3}^{B3} f(t)t^ndt & \frac{1}{n!}\int_{A4}^{B4} f(t)t^ndt & \cdots \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} G_a \\ G_b \\ G_c \\ G_d \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S(0) \\ S(1) \\ S(2) \\ S(n) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} U(0) \\ U(1) \\ U(2) \\ U(n) \end{bmatrix} \qquad (3.8)$$

onde A_j e B_j são os instantes iniciais e finais do j-ésimo lóbulo de gradiente. (G_a, G_b, ...G_n) é a matriz formada pelas amplitudes dos lóbulos ($G_a(t)$, $G_A(t)$, $G_b(t)$, G_B ,...) . ($U(0)$, $U(1)$,...$U(n)$) é a matriz formada pelos momentos do gradiente de codificação (G_{sel1}, G_{sel2}, $G_{leitura}$) e ($S(0)$, $S(1)$,... $S(n)$) é a matriz formada pelos momentos desejados para o gradiente total.

Conhecendo a forma de onda para os lóbulos de compensação e suas posições na seqüência de imagens (pré-determinada como na figura 3.2), pode-se determinar a matriz nxn da equação (3.8). A matriz ($U(0)$, $U(1)$,...$U(n)$) também pode ser determinada se conhecidos a amplitude, a forma de onda, e o posicionamento do gradiente de codificação na seqüência. A matriz ($S(0)$, $S(1)$,... $S(n)$) é escolhida de acordo com o momento que se deseja para a forma de onda total. Por exemplo, no caso em que se deseja que não haja contribuição do movimento para fase até ordem n, os termos desta matriz serão $S(0) = S(1) = ... = S(n) = 0$. Estando determinados todos estes parâmetros, a matriz (G_a, G_b, ...G_n) pode então ser calculada através da expressão (3.8), independentemente para cada direção.

Na verdade, a equação (3.8) é idêntica à equação (3.4), proposta por Xiang, porém da forma como está escrita permite que as amplitudes dos lóbulos de compensação sejam calculadas em função das amplitudes dos gradientes de codificação, que por sua vez são definidas pelo FOV (na direção de leitura ou codificação de fase) ou pela largura do plano (na direção de seleção). Sendo assim,

trata-se de um método bastante interessante, pois consiste somente na inclusão de novos pulsos de gradiente à seqüência convencional.

3.1.3 - Desenvolvimento das Seqüências de Pulsos para GMN de Primeira Ordem.

Neste trabalho, o método descrito anteriormente foi utilizado para eliminar a contribuição de fase até o termo devido a velocidade (n = 1). A equação (3.8) foi utilizada para calcular as amplitudes dos lóbulos de compensação nas direções de leitura, seleção e codificação de fase. Embora o procedimento descrito possa ser aplicado em qualquer direção da imagem, existem algumas peculiaridades no cálculo que dependem de qual direção esteja sendo consideranda. Por este motivo, cada direção será tratada separadamente.

3.1.3.1 - Direção de Leitura.

Na direção de leitura, não há aplicação simultânea de gradientes e pulsos de RF. Em vista disto, a expressão (3.1) para a fase acumulada, na qual é baseada o método, é válida e o método proposto por Pattany pode ser aplicado à risca.

Para efetuar o cálculo, é necessário conhecer a função temporal que descreve os gradientes a serem utilizados. No caso de formas de onda trapeizoidais, utilizadas em nosso sistema, o pulso de gradiente começa no instante t_0, sobe até um valor máximo durante um tempo t_s, mantém-se constante durante t_G e depois volta a zero durante o tempo t_d. Desta maneira, para um pulso deste tipo a expressão que o descreve em função do tempo é dada por:

$$G(t) = \begin{cases} \dfrac{G}{t_s}(t - t_0) & para \quad t_0 < t < t_0 + t_s \\ G & para \quad t_0 + t_s < t < t_0 + t_s + t_G \\ G\left(-\dfrac{t - (t_0 + t_s + t_G)}{t_d} + 1\right) & para \quad t_0 + t_s + t_G < t < t_0 + t_s + t_G + t_d \end{cases} \tag{3.9}$$

onde G é a amplitude do gradiente

Para essas formas de onda, o momento de ordem zero e o primeiro momento são:

$$\Gamma_0 = \frac{1}{2}G\left(t_s + 2t_G + t_d\right)$$
$$\Gamma_1 = \frac{1}{6}G\left\{2t_s^2 + 6t_G\left(t_0 + t_s\right) + 3t_s\left(t_0 + t_d\right) + 3t_d\left(t_0 + t_G\right) + 3t_G^2 + t_d^2\right\} \tag{3.10}$$

É importante notar que na expressão (3.10), o primeiro momento do gradiente depende do instante inicial t_0 e conseqüêntemente da posição do lóbulo de gradiente na seqüência. Como as amplitudes dos lóbulos de compensação, calculadas a partir da expressão (3.8), dependem dos primeiros momentos dos gradientes envolvidos, as amplitudes calculadas para os lóbulos de compensação dependerão do posicionamento dos mesmos na seqüência. Para compreender o efeito do posicionamento dos lóbulos de compensação na seqüência Spin-Eco foram propostas duas configurações para o gradiente de leitura, ilustradas na figura 3.3. Na primeira proposição, ilustrada na figura 3.3a, ambos os lóbulos de compensação foram posicionados antes do pulso de inversão, enquanto que na segunda proposição, ilustrada na figura 3.3b, um dos lóbulos foi colocado antes e o outro depois do pulso de inversão.

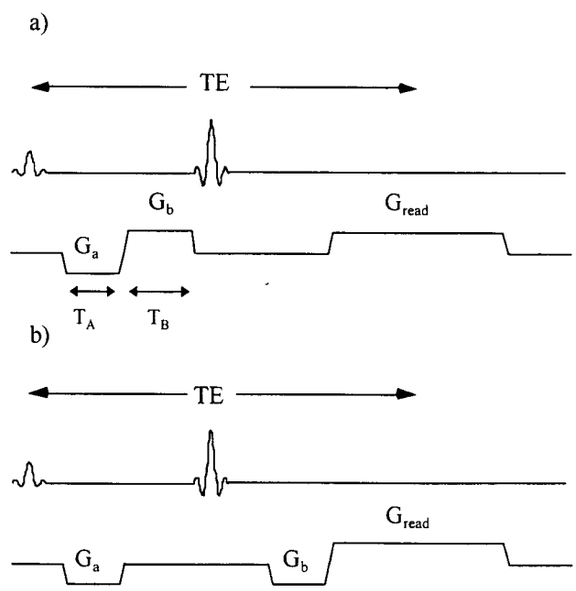


Figura 3.3 - Propostas para o posicionamento dos lóbulos de compensação até primeira ordem na direção de leitura.

Outra conseqüência importante do primeiro momento de um gradiente depender do instante inicial de sua aplicação é que as amplitudes calculadas para G_a e G_b dependerão do tempo ao eco. Isto acontece porque, para diferentes tempos ao eco, o instante inicial do pulso de gradiente de leitura será diferente e, conseqüentemente, seu primeiro momento também e, conforme a expressão (3.8), isto implicará em diferentes amplitudes para G_a e G_b. Neste aspecto uma diferença importante entre as duas configurações apresentadas é que na figura 3.3a se o tempo ao eco for variado, o gradiente de leitura é deslocado enquanto que os lóbulos G_a e G_b permanecem fixos em suas posições, já no caso de 3.3b tanto o gradiente de leitura como o lóbulo G_b são deslocados, enquanto que o lóbulo G_a permanece fixo. Isto terá implicações importantes na descrição comportamento da amplitude dos lóbulos com a variação dos tempos ao eco. As amplitudes G_a e G_b também dependem da amplitude e duração do gradiente de leitura, que, como discutido na seção 1.9 do capítulo 1, são definidos pelo "*field of view*", "*dwell time*" e número de pontos da imagem.

Utilizando os métodos discutidos anteriormente, as amplitudes dos lóbulos de compensação G_a e G_b foram calculadas para ambas as proposições ilustradas pela figura 3.3. Na figura 3.4 está ilustrado um gráfico das amplitudes calculadas G_a e G_b como função do tempo ao eco, para a proposição da figura 3.3a.

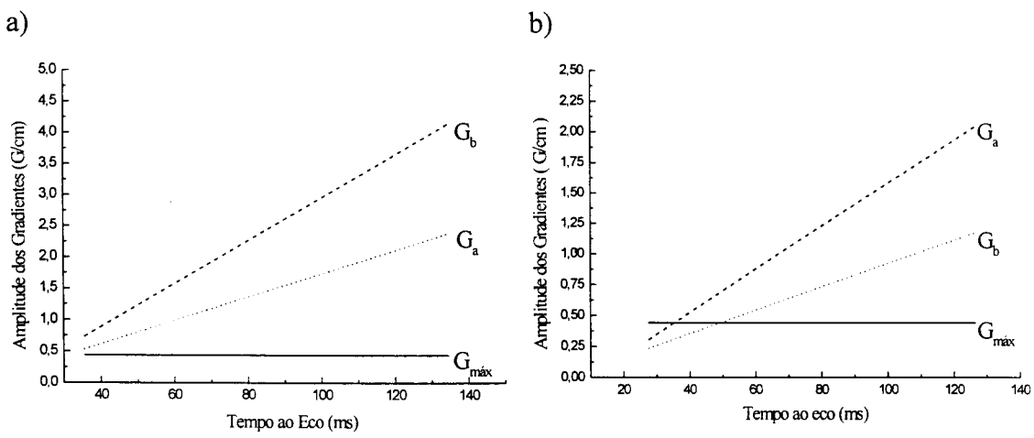


Figura 3.4 - Amplitudes dos lóbulos G_a e G_b como função do tempo ao eco para a proposição 3.3a. a) Dwell time = 125μs; FOV = 25 cm; 256 pontos, ts = td = 0.7ms, T_A = 6ms, T_B = 4ms. b) Dwell time = 125μs; FOV = 25 cm; 128 pontos, ts = td = 0.7ms, T_A = 6ms, T_B = 4ms. $G_{máx}$ é a máxima amplitude de gradiente que a fonte do nosso sistema é capaz de gerar.

Neste caso, a amplitude dos lóbulos G_a e G_b aumentam linearmente com o tempo ao eco. Na figura 3.4, está ilustrada também a máxima amplitude de gradiente que pode ser obtida em nosso sistema ($G_{máx}$). Esta proposição para o posicionamento dos lóbulos na seqüência Spin-Eco é portanto inviável, pois implicaria na aplicação de gradientes extremamente intensos para tempos ao eco mais longos, que são de interesse para imagens pesadas por T_2.

Na figura 3.5, está ilustrado o gráfico das amplitudes calculadas G_a e G_b como função do tempo ao eco para a proposição da figura 3.3b. Neste caso, a amplitude dos lóbulos diminui com o tempo ao eco, devido ao fato do lóbulo G_b também se deslocar com o gradiente de leitura à medida que o tempo ao eco cresce. Este resultado mostra que esta proposição minimiza as amplitudes dos lóbulos de compensação para tempos ao eco longos.

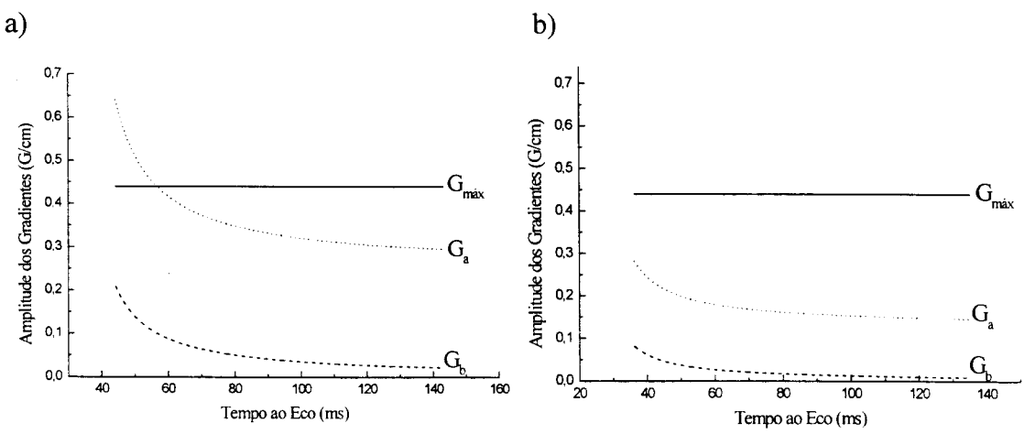


Figura 3.5 - Amplitudes dos lóbulos G_a e G_b como função do tempo ao eco para a proposição 3.3b. a) Dwell time = 125μs; FOV = 25 cm; 256 pontos, T_A = 6ms, T_B = 4ms b)) Dwell time = 125μs; FOV = 25 cm; 128 pontos, T_A = 6ms, T_B = 4ms. $G_{máx}$ é a máxima amplitude de gradiente que a fonte do nosso sistema é capaz de gerar.

Para a seqüência GRE , o procedimento para compensação dos gradientes é o mesmo. Entretanto, nesta seqüência geralmente se trabalha com tempos ao eco bastante curtos e como pode ser visto comparando as figuras 3.4 e 3.5 , para tempos ao eco curtos a proposição que minimiza a amplitude dos lóbulos de compensação é a 3.3a. Entretanto, a adição de mais lóbulos de gradiente para compensação de movimento, implica no aumento do tempo ao eco mínimo e para manter os tempos ao eco curtos é necessário dimuir a duração dos lóbulos de gradientes, o que implica no aumento de suas amplitudes. Sendo assim para trabalhar com seqüências

compensadas com tempos ao eco muito curtos é necessário que o sistema de geração de gradientes seja capaz de gerar gradientes intensos. Pode-se entretanto, utilizar a seqüência GRE com baixos ângulos de excitação, e tempos ao eco um pouco mais longos para se obter contraste por T_2^* e nestes casos a aplicação de GMN mesmos com a impossibilidade de se trabalhar com tempos ao eco curtos se justificaria. Em seqüências GRE e derivadas, a compensação de movimento por GMN é aplicada tanto em seqüências de imagens convencionais como em seqüências de angiografia.

3.1.3.2 - Direção de Seleção.

A peculiaridade existente na compensação dos gradientes na direção de seleção, é que nesta direção há gradientes aplicados simultaneamente com pulsos de radiofreqüência. Nessas condições, a expressão (3.1) para a fase acumulada não é mais válida e conseqüentemente o método anterior não pode ser aplicado à risca [44].

Para obter a fase acumulada pelos spins sob a presença simultânea de gradientes e pulsos de RF é necessário obter soluções numéricas das equações de Bloch para spins fluindo, tal como descrito na seção 2.3. Para pulsos seletivos de duração finita, a magnetização não é transferida instantaneamente para o plano transversal e nestes casos a fase acumulada devido aos termos de posição e velocidade constante é dada por [36]:

$$\begin{aligned} \phi_0 &= \gamma \int_{t_0}^{t_1} G(t) z dt \\ \phi_1 &= \gamma \int_{t_0}^{t_1} G(t) V t dt \end{aligned} \tag{3.11}$$

onde o gradiente *G(t)* é aplicado ao longo da direção z.

Sob a presença simultânea de gradientes e pulsos de RF, o instante inicial t_0 não é necessariamente o instante inicial de aplicação do gradiente. As simulações feitas originalmente por Yuang et al [36] e reproduzidas aqui, mostraram que no caso de pulsos de 90° t_0 é aproximadamente T/2, onde T é a largura do pulso seletivo. Desta forma, para calcular os lóbulos de compensação na direção de seleção utilizando o formalismo de Pattany, é necessário considerar este fato no cálculo dos momentos *U(0)* e *U(1)*.

Utilizando $t_0 = T/2$ para o gradiente de seleção do pulso de 90°, foi calculada segundo o método de Pattany, a forma de onda que este gradiente deve ter para eliminar a fase acumulada devido a velocidade descrita na seção 2.3. A forma de onda obtida esta ilustrada na figura 3.6.

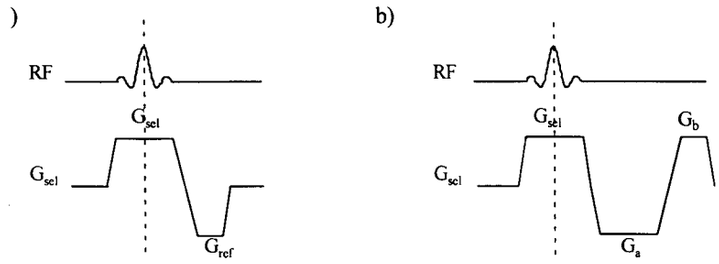


Figura 3.6 - Formas de onda para o gradiente de seleção do pulso de 90°.
a) Gradiente convencional com refasagem apenas dos spins estacionários.
b) Gradiente com refasagem dos spins estacionários e dos spins com velocidade constante. As amplitudes G_a e G_b foram calculadas para que $\Gamma_0 = \Gamma_1 = 0$.

Para demonstrar a eficiência das formas de onda mostradas na figura 3.6, foram feitas simulações numéricas, onde se obteve o perfil de fase da magnetização depois da evolução sob a presença das duas formas de onda apresentadas. As simulações foram feitas para pulsos sinc de três lóbulos e gaussianos, ambos com ângulos de excitação de 90°. O método utilizado foi o mesmo citado na seção 2.3. Na figura 3.7 está ilustrado o resultado destas simulações, onde é visto que a fase acumulada pelos spins devido a velocidade ao final da aplicação do gradiente é quase que totalmente eliminada quando se aplica o gradiente da figura 3.6b.

Numa imagem, a fase acumulada é obtida a partir magnetização integrada ao longo de todo o plano selecionado, sendo dada por:

$$\phi = \tan^{-1}\left(\frac{\int_{-\infty}^{+\infty} M_x(z)dz}{\int_{-\infty}^{+\infty} M_y(z)dz}\right) = \tan^{-1}\left(\frac{\sum_i M_x(z_i)}{\sum_i M_y(z_i)}\right) \tag{3.12}$$

Utilizando a expressão anterior, foi feita a simulação da fase acumulada como função da velocidade para as os pulsos de gradiente ilustrados na figura 3.6a e 3.6b. Foi utilizado um pulso sinc de três lóbulos com ângulo de flip de 90°. O resultado obtido está mostrado na figura 3.8.

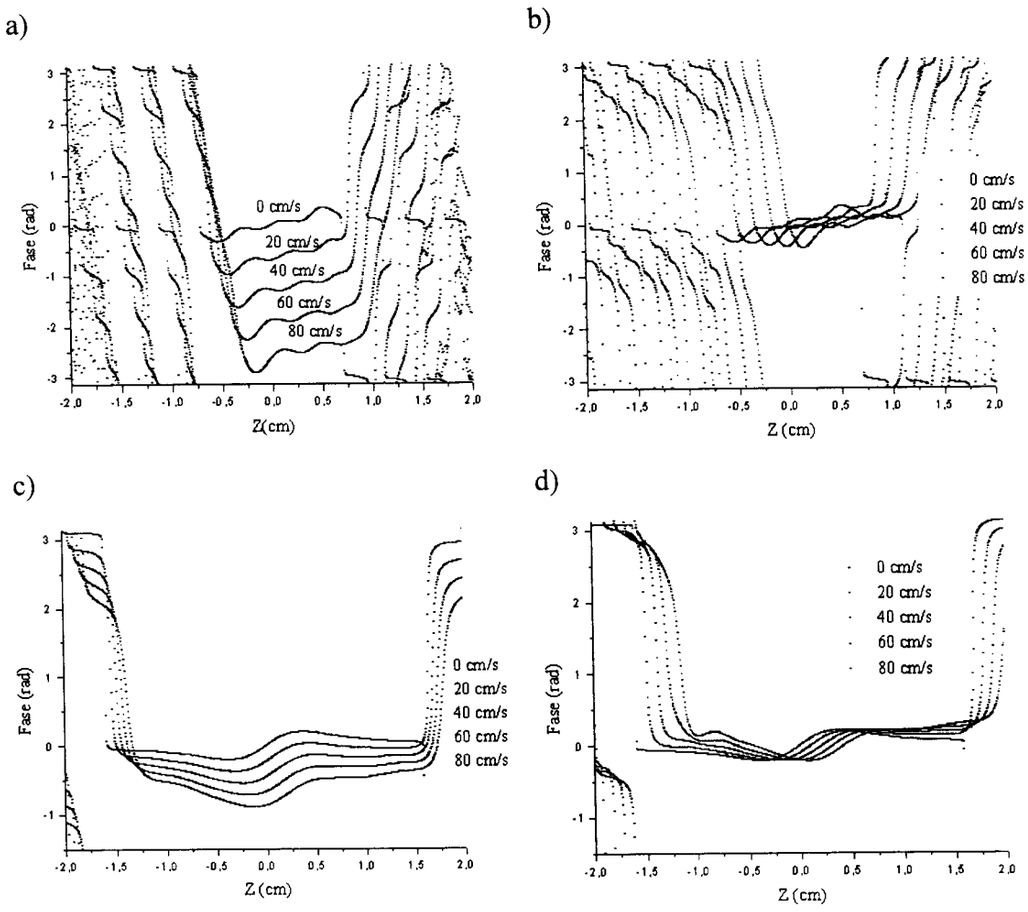


Figura 3.7 - Perfil de fase do plano selecionado para os pulsos sinc e grausiano.Largura do plano selecionado = 1cm. a) pulso sinc com gradientes de seleção mostrado em 3.6a. b) pulso sinc com gradientes de seleção mostrado em 3.6b. c) pulso gaussiano com gradientes de seleção mostrado em 3.6a. d) pulso gaussiano com gradientes de seleção mostrado em 3.6b.

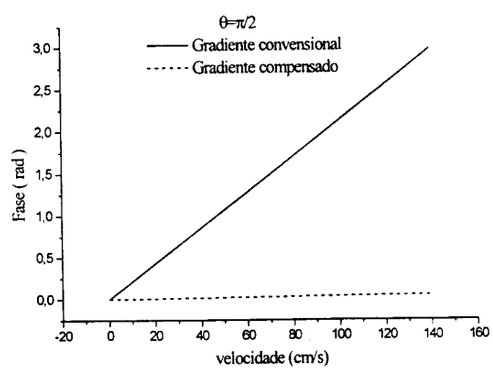


Figura 3.8 - Fase acumulada na direção de seleção como função da velocidade dos spins.

A figura 3.8 ilustra claramente a dependência linear da fase acumulada com a velocidade para o gradiente mostrado em 3.6a. Para o pulso de gradiente da figura 3.6b esta dependência não existe.

Neste contexto, será interessante apresentar aqui alguns resultados de simulações que mostram a dependência da fase acumulada com o ângulo de excitação. Conforme pode ser visto na figura 3.9, a fase acumulada não é totalmente independente do ângulo de excitação, embora varie muito pouco com o mesmo.

a) b)

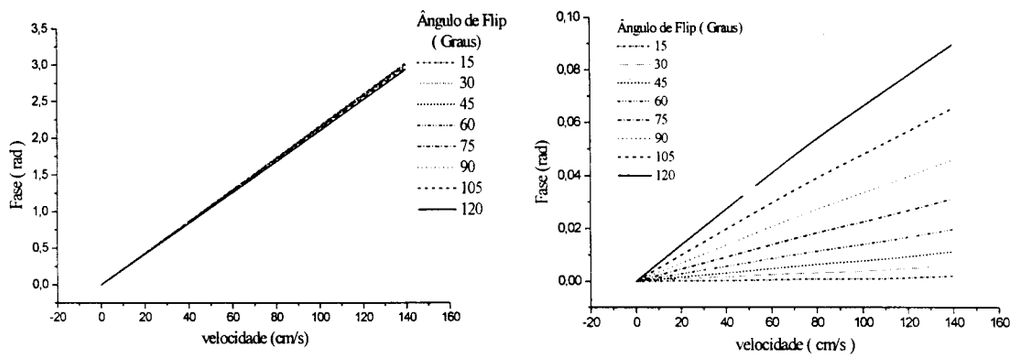


Figura 3.9 - Variação da fase acumulada na direção de seleção com o ângulo de excitação. a) gradiente não compensado, b) gradiente compensado.

Na figura 3.9b, está ilustrado que, embora a compensação do gradiente diminua enormemente a fase acumulada, ela não é totalmente eliminada. A presença desta fase residual está ligada ao fato de t_0 não ser exatamente T/2, como utilizado no cálculo da forma de onda 3.6b. É possível, através de simulações, otimizar o valor de t_0, como demonstrado por Yuan et. al [44]. Neste trabalho, esta otimização não foi feita pois a própria indeterminação nas amplitudes dos gradientes provocada por efeitos como o atraso devido à indutância das bobinas e oscilações provocadas pelas correntes induzidas nas partes metálicas ("Eddy currents") em nosso sistema, já é maior que estes ajustes. De fato, esta otimização só é importante em casos onde se deseja obter informações precisas sobre a fase, como por exemplo em seqüências utilizadas para quantificação de velocidades.

3.1.3.3 - Direção de Codificação de Fase

Para eliminar o "intravoxel dephasing" na direção de codificação de fase, a compensação dos gradientes poderia ser feita da mesma forma que na direção de leitura, já que nesta direção também não existe aplicação simultânea de gradiente e pulso de RF. Entretanto, como mostrado por Frank et al. [45], para eliminar os artefatos devido ao "flow oblique misregistration", é necessário que o primeiro momento seja anulado especificamente em relação ao centro do eco.

O fato do gradiente de codificação de fase ter primeiro momento não nulo no centro do eco ($\Gamma_0 \neq 0$), implica que o cálculo dos momentos de ordem superior depende da origem de tempo adotada, o que não acontece nas direções de seleção e leitura. Para ver porque isto ocorre, considere a fase acumulada devido a fluxo estacionário, relativa a uma origem do tempo qualquer:

$$\phi = \gamma V \int G(t) t dt \tag{3.13}$$

Se a origem do tempo for deslocada por uma quantidade τ na equação (3.13), isto é, $t' = t + \tau$ então a expressão para a fase acumulada será:

$$\phi = \gamma V \int G(t' - \tau)(t' - \tau) dt = \gamma V \left(\Gamma_1 - \tau \Gamma_0\right) \tag{3.14}$$

Os gradientes de leitura e seleção têm $\Gamma_0 = 0$ e o acúmulo de fase devido a velocidade é independente de τ. Em outras palavras, as fases podem ser calculadas em relação a qualquer origem do tempo. Já no caso do gradiente de codificação de fase, a origem do tempo deve ser considerada. Para anular os momentos em relação ao centro do eco é necessário que a origem do tempo seja adotada neste instante[45].

A forma de onda compensada na direção de codificação de fase, pode ser construída pela adição de um segundo lóbulo de gradiente de sinal oposto e com duração pré-definida. As amplitudes dos dois lóbulos de gradiente são determinadas pelo critério que o momento de ordem zero seja aquele definido pela resolução e FOV na direção de codificação de fase e o primeiro momento total seja anulado em relação ao centro do eco. Em outras palavras, o momento de ordem zero dos dois lóbulos deve ser igual ao do gradiente de codificação de fase da seqüência não refasada. Sendo assim, a amplitude dos lóbulos será calculada como função da

amplitude do gradiente de codificação de fase da seqüência não refasada, que por sua vez é definida pela resolução e pelo FOV. Tal como na direção de leitura, a amplitude dos lóbulos na seqüência compensada dependerá do posicionamento dos mesmos e do tempo ao eco. Em vista disto, novamente propõe-se duas configurações para o gradiente de codificação de fase, as quais são mostradas na figuras 3.10. Nessa figura, t_0 é o instante inicial do primeiro pulso de gradiente, T_A e T_B são as durações dos lóbulos de compensação, chamados de A e B e t_1 é o intervalo de tempo entre eles.

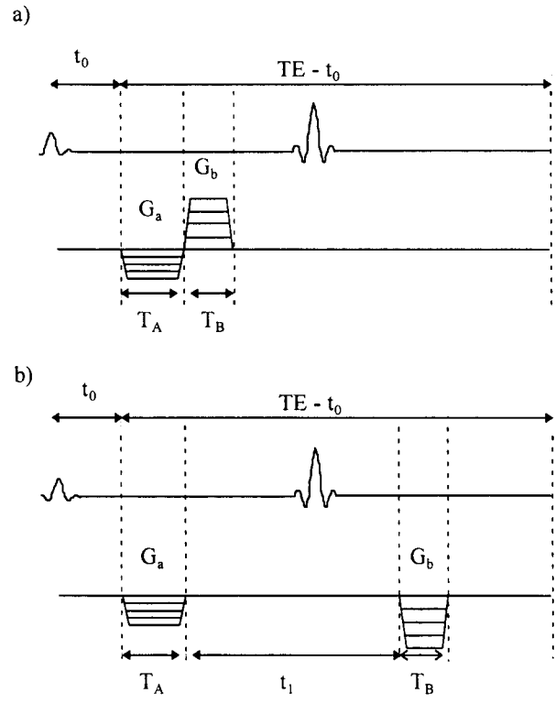


Figura 3.10 - Propostas para o posicionamento dos lóbulos de compensação até primeira ordem na direção de codifição de fase.

A condição que deve ser satisfeita para que compensar os efeitos de primeira ordem do movimento sem alterar a codificação da imagem é:

$$\int_{-(TE-t_0)}^{-(TE-t_0)+T_A} G_a f(t)dt - \int_{-(TE-t_0)+T_A+t_1}^{-(TE-t_0)+T_A+T_B+t_1} G_b f(t)dt = \int_{-(TE-t_0)}^{-(TE-t_0)+T_y} G_y f(t)dt \qquad (3.15)$$

$$\int_{-(TE-t_0)}^{-(TE-t_0)+T_A} G_a f(t)tdt - \int_{-(TE-t_0)+T_A+t_1}^{-(TE-t_0)+T_A+T_B+t_1} G_b f(t)tdt = 0$$

onde *f(t)* é a função que define a forma de onda utilizada para os gradientes; G_a, G_b, G_y são as amplitudes dos lóbulos a, b e do gradiente de codificação de fase para a

seqüência não refasada; T_y é a duração do gradiente de codificação de fase na seqüência não refasada.

Considerando uma forma de onda particular para os gradientes definida pela função *f(t)*, a equação (3.15) é resolvida para G_a e G_b, determinando assim as amplitudes dos lóbulos de compensação em função de G_y.

Na figura 3.11a e b estão ilustrados os resultados obtidos para as amplitudes G_a e G_b como função do tempo ao eco para as proposições da figuras 3.10.

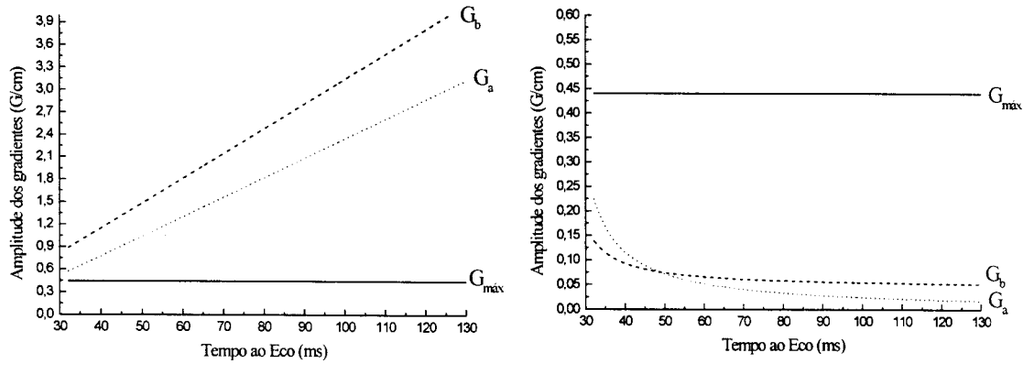


Figura 3.11 - Amplitudes dos lóbulos G_a e G_b na direção de codificação de fase como função do tempo ao eco. a) Proposição 3.10a b) Proposição 3.10b. $G_{máx}$ é a máxima amplitude de gradiente que a fonte do nosso sistema é capaz de gerar. FOV na direção de fase = 25cm , Nº de pontos = 128, $t_s = t_d = 0.7$ms, $T_A = 4$ms, $T_B = 3$ms.

Da mesma forma que na direção de leitura, a proposição 3.10b implica em gradientes de compensação menos intensos para tempos ao eco mais longos, enquanto que a proposição 3.10a para tempos ao eco mais curtos. Portanto, em seqüências Spin-Eco opta-se pela configuração 3.10b, enquanto que em seqüências GRE pela configuração 3.10a. Um problema que pode estar associado à codificação de fase depois do pulso de inversão é que o FID que pode resultar da imperfeição do pulso de 180° será codificado. Isto não deve ser um problema significativo para tempos ao eco longos, pois nestes casos este FID irá decair antes do segundo gradiente de codificação de fase. Entretanto, para garantir que este FID não seja codificado, em nosso caso o segundo lóbulo de codificação de fase só será aplicado depois do lóbulo G_b na direção de leitura (figura3.12). Desta forma, o lóbulo G_b na direção de leitura irá agir também como um "Spoiler" para o FID, eliminando-o.

Com as formas de onda para as três direções definidas, a seqüência completa para compensação de primeira ordem está ilustrada nas figuras 3.12 (seqüência Spin-Eco) e 3.13 (seqüência GRE).

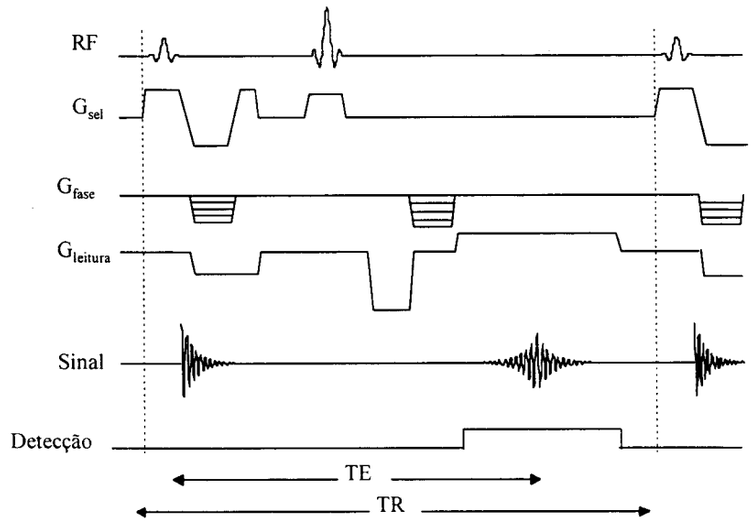


Figura 3.12 - Seqüência de pulsos utilizada na obtenção do sinal pela técnica de Spin-Eco com compensação de movimento de primeira ordem.

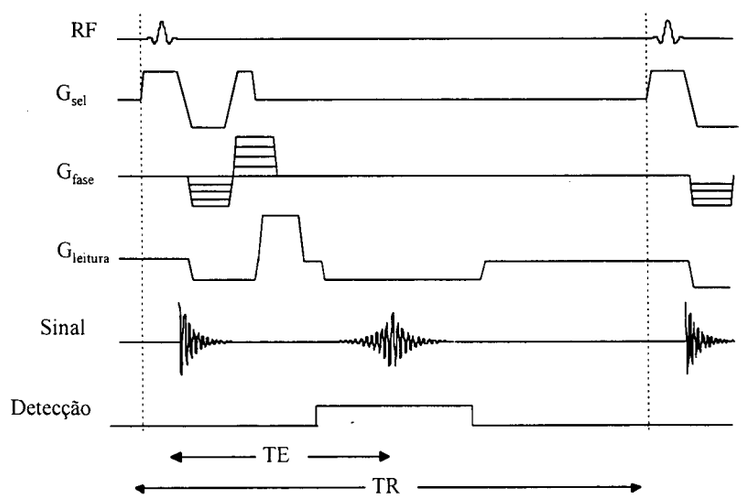


Figura 3.13 - Seqüência de pulsos utilizada na obtenção do sinal pela técnica de GRE com compensação de movimento de primeira ordem.

Na compensação de efeitos de movimento de ordens mais altas como aceleração e pulsatilidade, o mesmo procedimento pode ser aplicado. Entretanto, nestes casos, as amplitudes dos lóbulos deverão depender criticamente do tempo ao eco e da largura de banda da aquisição e o procedimento de compensação levaria a utilização de tempos ao eco e largura de banda fixos, a não ser que se use formas de

onda escaladas no tempo [47], que aumentam de duração com o aumento do tempo ao eco.

3.2 - Pré-Saturação Espacial em MRI.

A técnica de "Gradient Moment Nulling" é muito eficiente na eliminação dos efeitos de fluxo no plano do imagem. Contudo, este método não pode corrigir os artefatos resultantes do "flow related enhancement" que ocorre para fluxo estacionário ou pulsado perpendicular ao plano da imagem.

As técnicas de pré-saturação espacial [48,49,50,14] eliminam o sinal dos spins que se movimentam para dentro do plano da imagem durante a seqüência de pulso, eliminando assim os artefatos relacionados. Para isto, são aplicados pulsos de radiofreqüência seletivos (pulsos de pré-saturação) adicionados à seqüência convencional, para saturar os spins que estão fora do volume onde a imagem está sendo adquirida sem afetar as regiões adjacentes dentro do volume de imagem. A direção e amplitude dos gradientes utilizados para seleção destas fatias são independentes daquelas utilizadas na seqüência de imagem. Portanto, estas fatias podem ser definidos com largura, orientação e posição arbitrárias. Na figura 3.14, está ilustrado três possíveis orientações dos "slabs" de pré-saturação em relação ao volume de imagem.

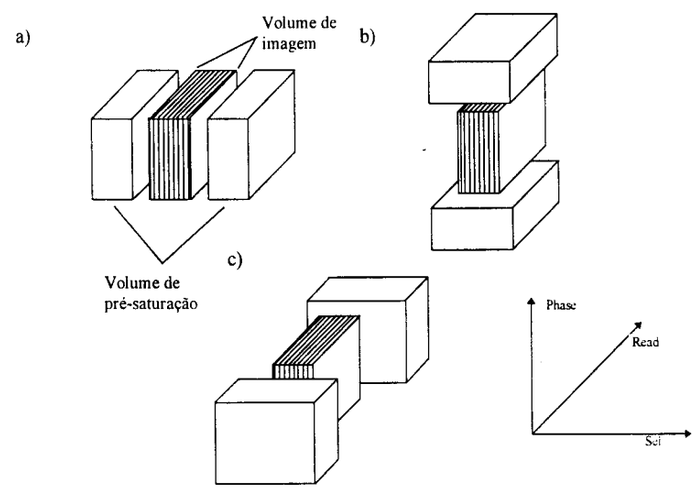


Figura 3.14 - Esquema mostrando três orientações diferentes para os slabs de pré-saturação.

As características dos pulsos de RF utilizados para pré-saturação espacial são determinantes para esta técnica, pois definem as características dos slabs. Tais características, bem como algumas propostas de como estes pulsos devem ser aplicados serão discutidas a seguir.

3.2.1 - Características das Seqüências de Pré-Saturação Espacial.

A eliminação do sinal proveniente dos spins em movimento via pré-saturação espacial, implica na eliminação da magnetização longitudinal associada a estes spins, antes que eles entrem no volume da imagem. Geralmente, isto é feito aplicando pulsos de 90° seguidos de "Spoilers" de gradiente, que fazem com que a magnetização longitudinal seja transferida para o plano transversal e imediatamente se espalhe neste plano devido a aplicação do "Spoiler", eliminando as magnetizações longitudinal e transversal dentro dos slabs. Desta maneira, estes spins entrarão no plano da imagem com magnetização longitudinal muito pequena ou praticamente inexistente, não contribuindo para o sinal final.

A principal característica que um pulso de pré-saturação espacial deve possuir é ser capaz de excitar planos muito largos. A "priori", isto pode ser feito diminuindo a largura do pulso de RF e/ou diminuindo a amplitude do gradiente de seleção do slab. No entanto, isto pode levar a alguns problemas, pois a diminuição da duração do pulso implica em elevar a amplitude do campo B_1 para conseguir o mesmo ângulo de excitação, o que pode sacrificar o sistema de geração e amplificação de radiofreqüência. O outro problema é que, se os gradientes de campo existentes devido a inomogeneidade do campo B_0 forem da ordem do gradiente de seleção do slab, o perfil do plano selecionado será distorcido, o que limita a aplicação de gradientes com intensidades muito baixas. A aplicação de pulsos numericamente otimizados ou pulsos adiabáticos [51,52] tem sido utilizada para minimizar estes problemas. Por motivos de simplicidade e facilidade de implementação, neste trabalho foram utilizados pulsos convencionais e a determinação das limitações impostas por esta opção foram determinadas por meios experimentais e por via de simulações numéricas.

A excitação dos slabs mostrados na figura 3.14, pode ser feita de várias formas. Uma dessas formas é utilizando pulsos que excitem um slab a cada vez. Sendo assim, para excitar dois slabs independentes, dois pulsos de pré-saturação com diferentes freqüências centrais devem ser aplicados. Na figura 3.15, está ilustrada uma seqüência Spin-Eco com a aplicação de dois pulsos de pré-saturação que excitam planos perpendiculares a direção de codificação de freqüência, tal como ilustrado na figura 3.14c.

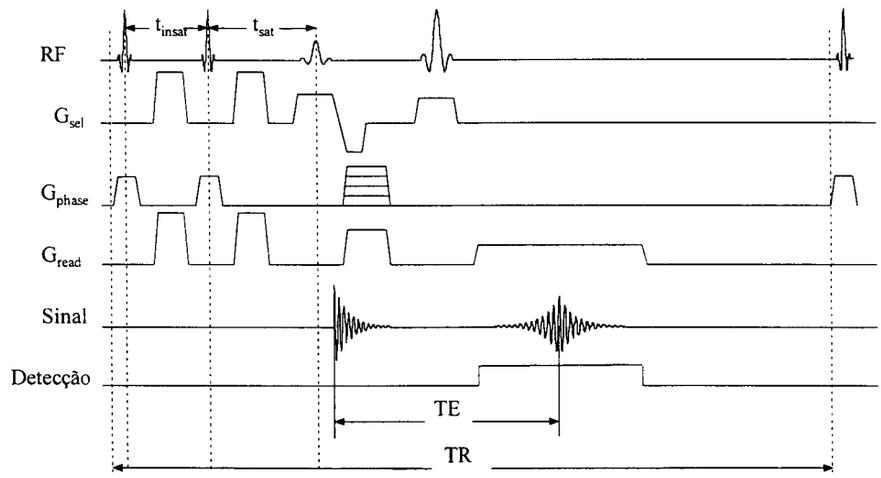


Figura 3.15 - Seqüência de pulsos utilizada na obtenção do sinal pela técnica de Spin-Eco com pré-saturação espacial. Neste caso serão pré-saturados dois slabs perpendiculares a direção de codificação de fase.

Na figura 3.15, t_{insat} e t_{sat} são os intervalos de tempo entre os dois pulsos de pré-saturação e entre o pulso de pré-saturação e o pulso de imagem, respectivamente.

A posição do slab de pré-saturação em relação ao plano central da imagem, é definida pela freqüência central do pulso de pré-saturação. O número de slabs é definido pelo número de pulsos de pré-saturação utilizados. Eventualmente, dois pulsos podem ser combinados para excitar slabs adjacentes, formando um único slab mais largo. Este artifício pode ser utilizado no caso em que se deseja excitar slabs muito largos e não é possível alargar o plano sem que as distorções no perfil do plano devido à inomogeneidade do campo magnético predominem.

Uma outra proposição que pode ser utilizada, é a excitação simultânea de dois ou mais slabs. Isto pode ser feito através da aplicação de pulsos de RF com espectro de potência de múltiplas freqüência [53]. Os pulsos utilizados para isto são modulados em amplitude por uma função cosseno de modo a excitar 2N planos

idênticos distribuídos simetricamente em torno da freqüência central. A forma geral desta modulação é dada por:

$$B_1(t) = B_1 f(t) \sum_{i=1}^{N} \cos(2\pi N f_0 t) \tag{3.16}$$

onde B_1 é a amplitude do pulso de RF, $f(t)$ é a função definida pela envolvente utilizada (sinc, gaussiana, etc.), f_0 é a freqüência que define a distância entre os dois slabs.

A forma de onda definida na expressão (3.16) irá excitar 2N planos idênticos, com perfil definido pela função da envolvente $f(t)$. No caso de N = 1, serão excitados 2 planos separados em freqüência por $2f_0$, em torno da freqüência central do pulso. A freqüência de separação entre os planos está associada com a separação espacial entre eles da mesma forma que a freqüência central do pulso está associada a posição do plano de imagem. Na figura 3.16 está ilustrado a forma da envolvente para N = 1 e o perfil da magnetização transversal obtido.

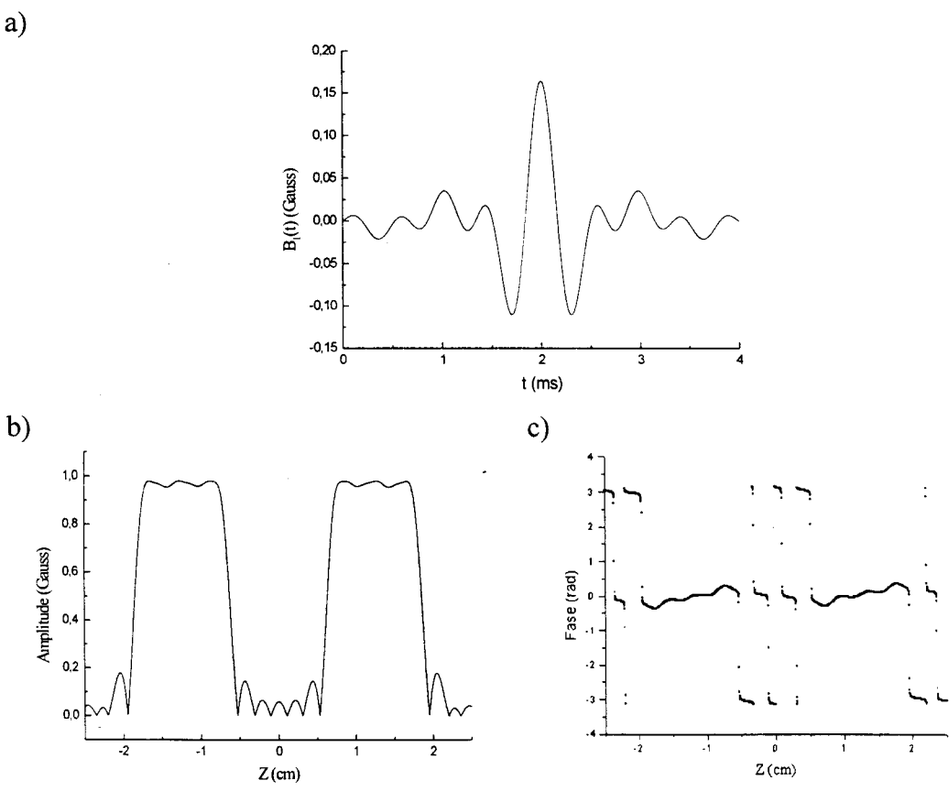


Figura 3.16 - Perfil da magnetização transversal obtido com a excitação por um pulso modulado em amplitude por uma função cosseno. a) pulso sinc(3) modulado pela função $cos(2\pi f_0 t)$. b) módulo da magnetização transversal ao longo do plano. c) distribuição de fase da magnetização transversal ao longo do plano.

Uma desvantagem nesta configuração, é que a potência de RF do pulso deve ser multiplicada pelo número de planos que se deseja excitar. Sendo assim, para excitar slabs mais largos é necessário encurtar a duração do pulso o que implicará na utilização de pulsos muito intensos. De fato, para excitar dois slabs simultaneamente será necessário utilizar um pulso com o dobro da amplitude de um pulso comum com mesma duração.

A utilização de pulsos com envolventes que não possuem perfil de excitação retangular, como no caso dos pulsos sinc e gaussiano, requer que se faça um estudo sobre como isto pode afetar os planos da imagem adjacentes aos slabs de pré-saturação. Isto será feito neste momento, através da simulação da pré-saturação espacial via solução das equações de Bloch. Para determinar qual a máxima proximidade entre o slab de pré-saturação e o plano de imagem em que não haja sobreposição entre eles, foi realizada a seguinte simulação: Foram aplicados dois pulsos sinc de 90° sendo o primeiro excitando um plano em $z_{sat} = -\alpha$, com largura L_{sat} e o outro em $z_{im} = 0$, com largura L_{im}. A partir daí, z_{sat} é varrido em passos desde a posição $-\alpha$ até α e a cada passo a integral da magnetização transversal ao longo do plano de imagem é calculada. O que se obtem é um gráfico da integral da magnetização transversal versus a distância entre o slab de pré-saturação e o plano de imagem. Se α for grande o suficiente para que não haja superposição entre os planos, a integral da magnetização transversal no plano de imagem é máxima. Quando houver superposição entre os dois planos, a integral da magnetização transversal deve começar a diminuir deste valor máximo até um mínimo, quando todos os spins excitados pelo segundo pulso já tiverem recebido previamente o pulso de pré-saturação de 90°. A proximidade máxima entre os pulsos, é então definida para aquele valor em que a integral da magnetização transversal começar a decair e deve depender tanto da largura do plano de pré-saturação quanto do plano imagem. Na figura 3.17, está ilustrado o resultado obtido para planos de pré-saturação de 1, 2 ,3 6, 10, 15 cm com o plano da imagem igual a 1cm.

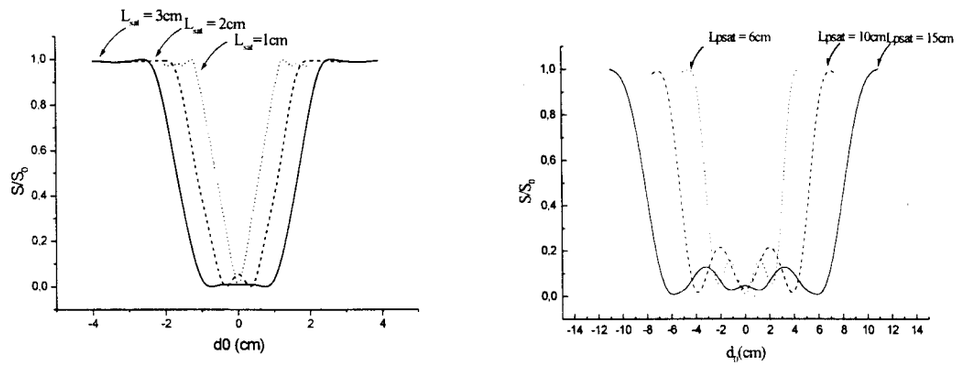


Figura 3.17 - Magnetização integrada como função da distância entre o slab de pré-saturação e o plano da imagem (d_0). Largura do plano de imagem = 1cm. Os valores apresentados estão normalizados em relação ao valor máximo obtido.

Na figura 3.17, os valores encontrados para as proximidades máximas são 11, 7, 4.5, 2,5 ,2 e 1,25 cm para os planos de pré-saturação de 15, 10, 6 ,3 ,2 e 1 cm, respectivamente. Estes resultados foram confirmados por medidas experimentais, que serão mostradas no próximo capítulo. Pela figura 3.17, pode-se notar também que a largura da região onde a magnetização é pré-saturada depende da largura do plano de pré-saturação. Esta largura é denominada largura de pré-saturação efetiva e será utilizada mais adiante, para determinar a faixa de velocidade dos spins susceptíveis à pré-saturação espacial para uma dada configuração da seqüência de pulsos. Supondo o sinal pré-saturado, quando este for menor que 20% do sinal máximo da figura 3.17, as larguras de pré-saturação efetiva encontradas foram de 13 cm , 9 cm, 6 cm, 2,5 cm e 0,6 cm, para os planos de pré-saturação com larguras de 15, 10, 6, 3, e 2 cm, respectivamente.

Um outro parâmetro importante a se analisar, é o efeito da recuperação do sinal pré-saturado devido à relaxação longitudinal. Como existe um intervalo de tempo entre os pulsos de pré-saturação e os pulsos da imagem, pode acontecer de um spin ser pré-saturado e, antes de receber o pulso de imagem, recuperar a magnetização longitudinal, contribuindo para o sinal como se não tivesse recebido o primeiro pulso. Desta forma, o tempo entre o pulso de pré-saturação e o pulso de imagem deve ser o menor possível, afim de evitar que os spins recuperem a magnetização longitudinal neste intervalo. No caso do fluxo no corpo humano, como sangue e líquido cerebrospinal, os tempos de relaxação são bem longos e pode-se

trabalhar com intervalos de tempo um pouco maiores, embora isto leve ao incoveniente de aumentar o tempo de aquisição da seqüência.

3.2.2 - Pré-Saturação dos Spins em Movimento.

Considerando que o slab de pré-saturação resulte da aplicação de um único pulso, pode-se obter facilmente uma estimativa da faixa de velocidade que pode ser pré-saturada se forem definidos a duração do pulso (τ), a largura do plano de pré-saturação (L_{sat}), o intervalo de tempo entre o pulso de pré-saturação, o pulso de imagem (T) e a distância entre os planos de pré-saturação e imagem (Δz). Considerando uma velocidade constante para o fluxo, um plano pré-saturado fora do plano da imagem irá se mover para dentro da região da imagem. No caso do plano de pré-saturação ter a mesma largura do plano de imagem, isto acontecerá somente para um valor específico da velocidade, mas se o plano de pré-saturação for mais largo que o plano de imagem uma faixa de velocidades será pré-saturada. Isto está ilustrado na figura 3.18.

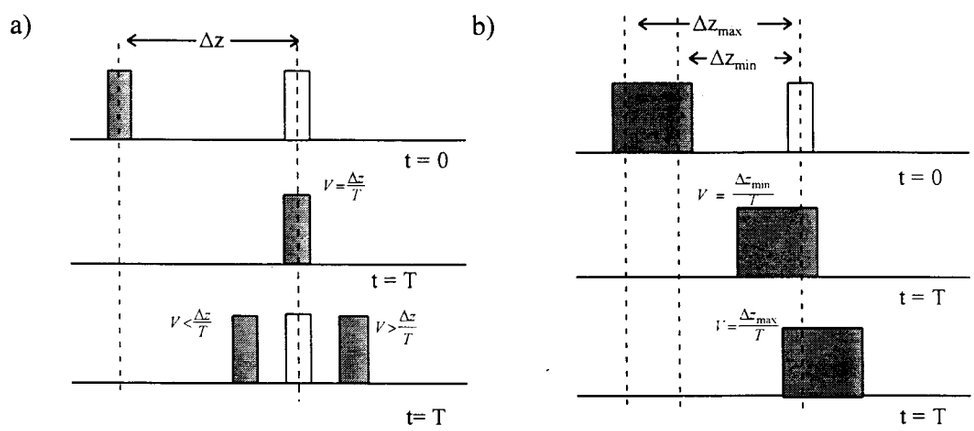


Figura 3.18 - Esquema de pré-saturação dos spins em movimento. a) Somente os spins que possuem velocidade igual a $\Delta z/T$ serão pré-saturados. b) spins que possuem velocidade entre $\Delta z_{min}/T$ e $\Delta z_{máx}/T$ serão pré-saturados.

Na figura 3.18a, a pré-saturação só é total se o plano se mover exatamente Δz, isto é, se os spins possuírem a velocidade $V = \Delta z/T$. Nos casos em que $V > \Delta z/T$ e $V < \Delta z/T$ aquele plano que foi pré-saturado já está fora (totalmente ou parcialmente)

do plano da imagem. Já no caso da figura 3.18b, se os spins possuírem velocidades entre $\Delta z_{min}/T$ e $\Delta z_{max}/T$ serão totalmente pré-saturados.

Como já dito anteriormente, quando são utilizados pulsos com perfil de excitação não retangulares, a largura da região onde ocorre a superposição dos planos é denominada largura de pré-saturação efetiva (L_{eff}) e nestes casos $\Delta z_{min} = \Delta z - L_{eff}$ e $\Delta z_{max} = \Delta z + L_{eff}$, onde Δz representa aqui a distância entre o slab de pré-saturação e o plano de imagem. Sendo assim os limites de velocidade serão dados por:

$$V_{min} = \frac{\Delta z - L_{eff}}{T} \quad ; \quad V_{max} = \frac{\Delta z + L_{eff}}{T} \tag{3.17}$$

Na expressão acima foi considerado que a plano de imagem permanecia fixo durante o intervalo de tempo T, o que não é verdade pois, como já demonstrado no capítulo 2, o movimento dos spins durante a aplicação do pulso de RF desloca o plano selecionado. Isto pode ser corrigido considerando os efeitos de fluxo durante o pulso de RF, tal como apresentado por Yuang et al. [44]. Com isto, as velocidades limites segundo Mugler et al. [50] serão dadas aproximadamente por:

$$V_{min} = \frac{\Delta z - L_{eff}}{T - \frac{1}{2}\tau} \quad ; \quad V_{max} = \frac{\Delta z + L_{eff}}{T + \frac{1}{2}\tau} \tag{3.18}$$

Na figura 3.18 está ilustrada a integral da magnetização transversal ao longo do plano da imagem versus a velocidade dos spins após a aplicação de um pulso de pré-saturação e um pulso de imagem ambos de 90°. O sinal final obtido está normalizado em relação ao valor máximo e os efeitos da relaxação transversal não são considerados Na seqüência de pré-saturação simulada, foram utilizados os seguintes parâmetros: L_{im} = 1cm , L_{sat} = 3cm, Δz = 4cm, T = 20, 40, 60, 80ms. Utilizando estes parâmetros foram calculados pela expressão (3.18), os limites de velocidade para a pré-saturação, que estão ilustrados na figura 3.19.

O efeito da relaxação longitudinal, não considerado no cálculo anterior, é importante, pois para pré-saturar velocidades mais baixas é necessário que T seja bastante longo e a recuperação da magnetização longitudinal pelos spins pré-saturados será maior, diminuindo assim a efetividade da pré-saturação. Isto não deve ser um grande problema em rotina clínica, pois a maioria das regiões que necessitam da aplicação de pulsos de pré-saturação espacial são regiões de alto fluxo. Na tabela

3.1 está apresentado algumas velocidades de pico típicas de algumas artérias do corpo humano.

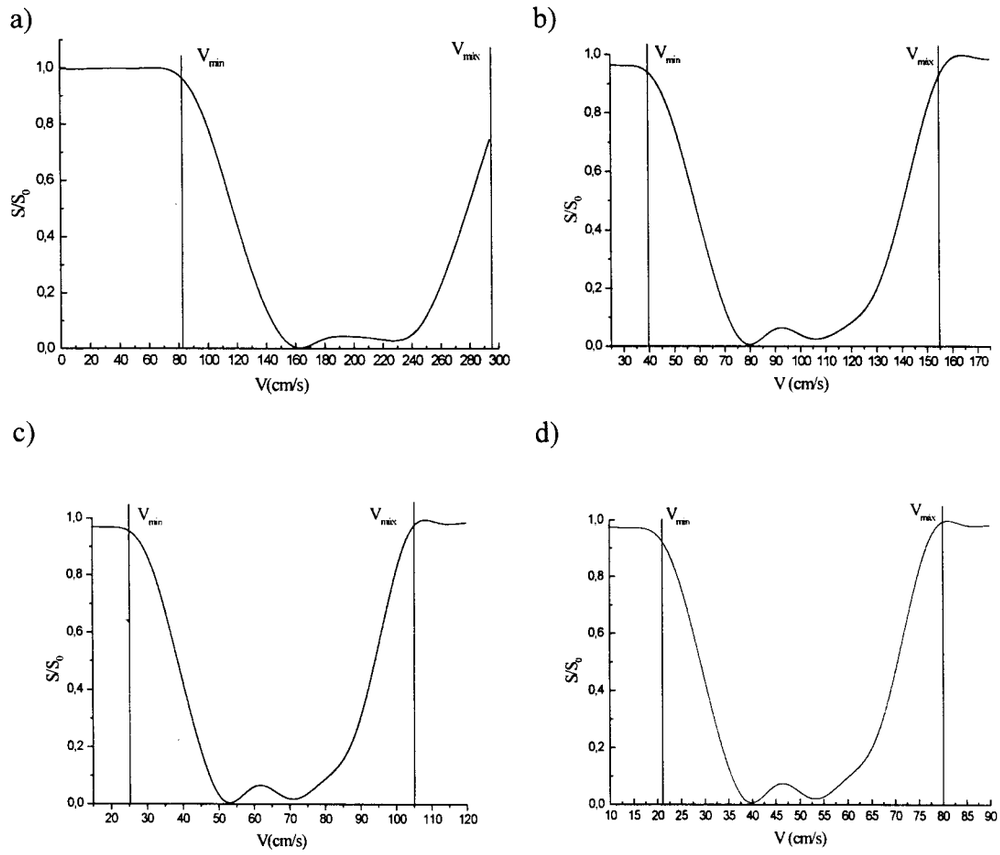


Figura 3.19 - Simulação da pré-saturação dos spins em movimento para uma faixa de velocidades. a) T = 20ms. b) T = 40ms. c) T= 60ms. d) 80ms.

Tabela 3.1- Velocidades de pico de artérias no corpo humano.

Artéria	**Velocidade de Pico (cm/s)**
Cerebral mediana	62 ± 12
Cerebral anterior	52 ± 12
Cerebral posterior	42 ± 10
Artéria vertebral	36 ± 9
Artéria basilar	42 ± 10
Femoral comum	114 ± 24
Femoral superficial (próxima)	90 ± 13
Femoral superficial (distante)	93 ± 14
Aorta	100 - 175
Artéria carótida interna	80 - 120
Artéria carótida comum	80 - 120

No caso de aquisição em modo "multislice", geralmente o slab de pré-saturação se encontra fora da região de imagem, como ilustrado na figura 3.14. Nestes caso, a distância entre o slab de pré-saturação e o plano de imagem (Δz) varia de plano para plano e, conseqüentemente, a faixa de velocidade também. Fazendo estas considerações, a discussão feita anteriormente é perfeitamente válida também para o caso de aquisição em modo "multislice".

3.2.3 - Eliminação de Artefatos de "Aliasing" em MRI pela Técnica de Pré-Saturação Espacial.

A aplicação da transformada de Fourier discreta a um sinal amostrado no tempo, pode implicar no aparecimento de um fenômeno denominado "Aliasing", cuja origem será discutida agora. Se *f(t)* é um função contínua no tempo, então uma amostragem desta função num instante de tempo T é expressa por:

$$\hat{f}(t) = f(t)\delta(t-T) = f(T)\delta(t-T) \tag{3.19}$$

Logo, a função *f(t)* amostrada por n pontos, tal que t = nT, n = ± 1, ± 2,..., será escrita como:

$$\hat{f}(t) = \sum_{-\infty}^{\infty} f(nT)\delta(t-nT) \tag{3.20}$$

onde n é o número de amostragens e T o intervalo de tempo entre amostragens sucessivas.

Esta é a forma amostrada da função *f(t)*. O processo de amostragem esta ilustrado na figura 3.20a. Pode-se agora utilizar o teorema da convolução para realizar a transformada de Fourier da função *f(t)*, que será a convolução entre as funções *F(f)* (transformada de *f(t)*) e $\Delta(f)$ (transformada de Δt). O processo de convolução está ilustrado na figura 3.20b. A transformada da função amostrada *f(t)* é portanto, uma função periódica com período igual ao inverso do intervalo de amostragem T.

À medida que o período de amostragem aumenta o período da transformada de *f(t)* diminui, podendo haver (para $T>2f_0$) sobreposição entre as formas de onda

periódicas, tal como ilustrado na figura 3.20c. esta distorção na transformada de Fourier desejada é conhecida como "Aliasing".

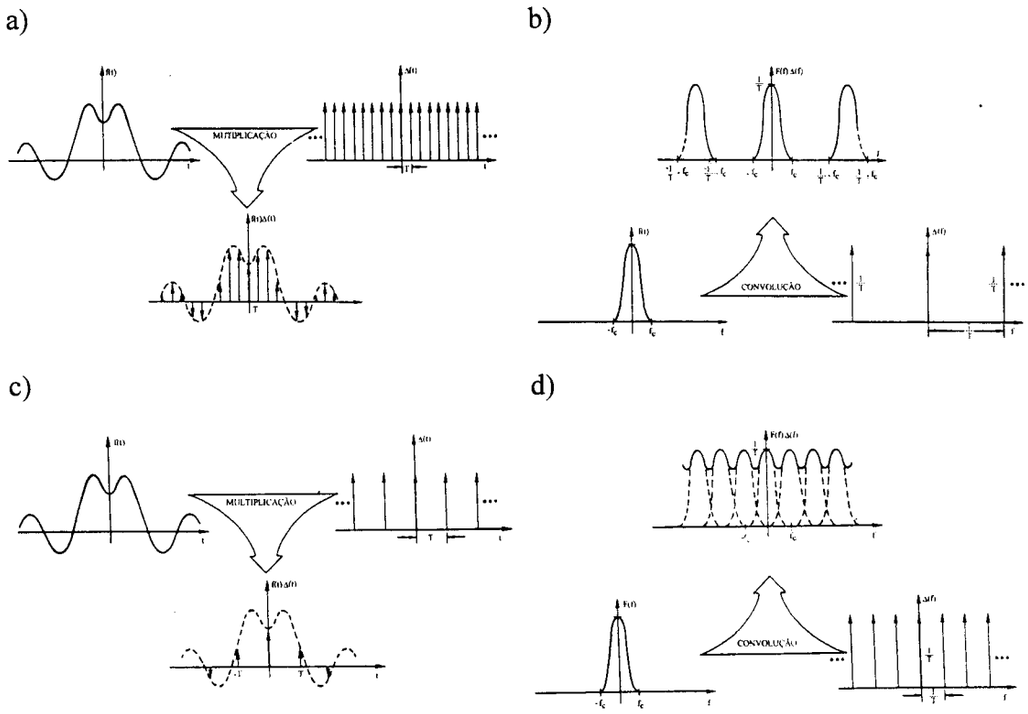


Figura 3.20 - Digitalização do sinal e transformada de Fourier. a) e c) Digitalização do sinal. b) Transformada de Fourier do sinal sem "Aliasing". Taxa de amostragem suficiente. d) Transformada de Fourier do sinal com "Aliasing". Taxa de amostragem insuficiente

Em imagens por MRI, os artefatos relacionados a "Aliasing" são bastante comuns. Numa imagem com artefato de "Aliasing" regiões localizadas fora do FOV, aparecem dentro da região da imagem se sobrepondo as regiões de interesse, por isso esses artefatos são também chamados "Wraparound artifacts" . Na direção de leitura, o "Aliasing" pode ser minimizado usando um filtro passa faixa e/ou "oversampling". Entretanto, na direção de codificação de fase o problema é mais grave, requerendo "oversampling" e longos tempos de aquisição. Contudo, se o sinal responsável pelo artefato de "Aliasing" estiver ausente este artefato não aparecerá. Sendo assim, artefatos de "Aliasing" podem ser eliminados pré-saturando as regiões fora do FOV, responsável pelo artefato, tal como ilustrado na figura 3.21.

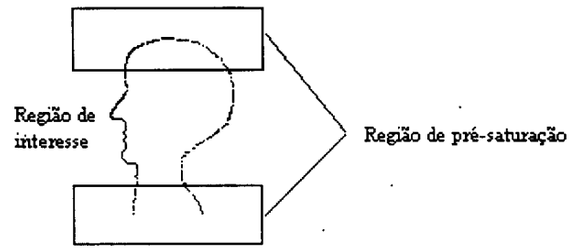


Figura 3.21 - Esquema de pré-saturação espacial para eliminação de artefatos de "Aliasing". São pré-saturados dois slabs fora da região de interesse para eliminar o sinal que pode aparecer dentro da região de interesse como artefato de "Aliasing".

Isto pode ser feito tanto para a direção de leitura como para a direção de codificação de fase e é uma das aplicações mais importantes da pré-saturação espacial em MRI.

CAPÍTULO IV

Resultados Experimentais.

No capítulo anterior, foram discutidos com base nos princípios físicos envolvidos, as técnicas de "Gradient Moment Nulling" e Pré-Saturação Espacial, onde foi enfatizado a eficiência destas técnicas na eliminação de artefatos relacionados ao movimento e "Aliasing". Neste capítulo, será mostrado experimentalmente a eficiência destas técnicas na eliminação destes artefatos, tanto em medidas realizadas em "phantons" como em voluntários.

4.1 - Sistema de Medida Utilizado.

O sistema de medidas utilizado em nosso laboratório constitui-se basicamente de: um magneto resistivo de 0.05T da marca Hitachi, um espectrômetro pulsado AN100 da ANALOGIC e um sistema de controle do espectrômetro baseado em um computador Micro Vax 3300.

Cada parte do sistema tem uma função específica seja de controle, monitoração e execução do experimento ou processamento e visualização das imagens. Na figura 4.1, está ilustrado um diagrama de blocos simplificado do sistema. O espectrômetro AN9100 é o responsável pela geração, excitação, recepção e digitalização dos sinais, tendo as funções de gerar os pulsos de gradientes nas direções x,y,z, gerar a freqüência de ressonância (2.35 MHz), controlar a modulação de RF tanto em AM como em FM, detectar o sinal em fase e quadratura, digitalizar e demodular o sinal detectado, gerar eventos em tempo real, e colocar os outros módulos em sincronismo e armazenar os dados temporariamente.

Os pulsos de corrente gerados pelo AN9100 para geração dos gradientes são amplificados pelo amplificador de corrente mostrado na figura 4.1 e só então são

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO

enviados as bobinas afim de gerar os gradientes x,y,z. Cada canal (x,y,z) gera pulsos independentes, controlados pelo AN9100.

A RF, após ser modulada, passa por um pré-amplificador de baixo ruído, por um atenuador manual onde é ajustado o ângulo de excitação, e depois por um amplificador de potência (AN8031). Então a RF é enviada para a bobina de transmissão, onde são gerados os pulsos de RF. A recepção do sinal pode ser feita pela própria bobina de excitação (como ilustrado no diagrama de blocos da figura 3.1) ou por bobinas especialmente contruídas para este fim. Após a recepção na bobina, o sinal passa por um atenuador para ajuste da amplitude, e então retorna ao AN9100, onde é digitalizado e enviado para um processador de arranjos AP508. No AP508, é feito o processo de promediação e, a partir daí, o sinal digitalizado é enviado para o Micro Vax 3300, onde os dados são armazenados e a imagem é reconstruída através de uma transformada de Fourier bidimensional. A transferência dos dados da imagem reconstruída para o Macintosh II fx , onde é visualizada, é feita pela rede Ethernet do IFSC.

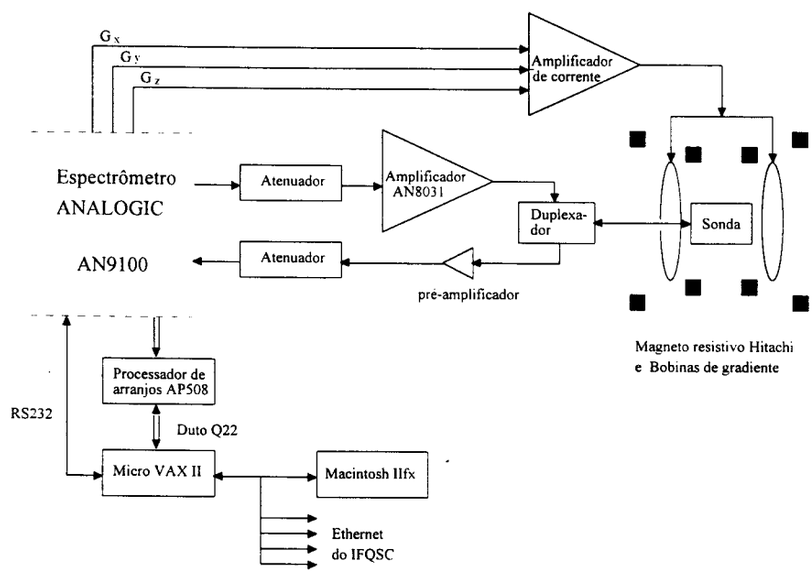


Figura 4.1 - Diagrama de blocos do sistema de medida.

A geração das formas de onda no AN9100 é feita através de dois moduladores independentes baseados num processador 34020. Um desses moduladores é responsável pela geração dos pulsos de RF e pelo controle da modulação em AM e FM, enquanto

que o outro é responsável pela geração dos pulsos de gradiente. A digitalização do sinal é feita por dois conversores analógico-digital de 16 bits, controlados por um dispositivo denominado "converter controler", também responsável pela transferência dos dados digitalizados. O sincronismo destes três módulos do AN9100 é feito por um seqüênciador de eventos, responsável pela geração dos eventos em tempo real.

Para realização de um experimento, é necessário gerar códigos específicos para os moduladores e para o seqüenciador de eventos. Estes códigos específicos são gerados por um conjunto de cross-compiladores, escritos em linguagem C e executados no Micro Vax. Estes cross-compiladores convertem os dados obtidos a partir de uma metalinguagem de programação, nos códigos específicos dos moduladores e do seqüenciador de eventos. A programação dos moduladores e do seqüenciador de eventos é feita através da metalinguagem e os códigos gerados fazem uso de variáveis que representam os parâmetros experimentais como: duração dos eventos, forma da modulação etc. A seqüência de pulsos é definida de acordo com o código gerado e as variáveis são escolhidas de acordo com os parâmetros experimentais como tempo ao eco, tempo de repetição, FOV, número de codificações de fase etc. Ao conjunto de parâmetros experimentais, que caracterizam um determinado experimento, denomina-se protocolo e este pode ser modificado utilizando um programa escrito em C denominado PROTO. Um outro programa, também escrito em linguagem C, denominado SETUP, inicializa o código e as variáveis necessárias a obtenção e reconstrução da imagem. Durante a execução do experimento o AN9100, Micro Vax e AP508 trabalham em conjunto.

Para implementação de novas seqüências de pulsos, as programações dos moduladores, do seqüênciador de eventos e do SETUP devem se feitas separadamente. Boa parte do trabalho desenvolvido envolveu o aprendizado da metalinguagem de programação, para gerar as seqüências de pulsos descritas anteriormente. A partir das seqüências já implementadas, como Spin-Eco e GRE, foram desenvolvidos os programas para implementação das seqüência de pré-saturação espacial e GMN. Maiores

detalhes sobre os módulos de Software e Hardware do equipamento podem ser encontradas nas referências [54] e [55].

4.2 - Materiais e Métodos.

Para a realização de alguns dos experimentos que serão descritos à seguir, foi utilizado um "phanton" de fluxo construído para este fim. Este phanton constitui-se basicamente de dois tubos de vidro ligados em uma das extremidades, formando um tubo em forma de U. Estes tubos atravessam uma caixa cilíndrica de PVC, que forma um reservatório, onde é colocada uma solução aquosa de $CuSO_4$ para simular os tecidos estáticos. O fluxo é estabelecido dentro dos tubos de modo que se possa visualizar, em uma mesma imagem, tanto regiões onde há fluxo (interior dos tubos) como regiões adjacentes onde não há (interior do reservatório). Na figura 4.2 está ilustrado um esquema do phanton de fluxo construído.

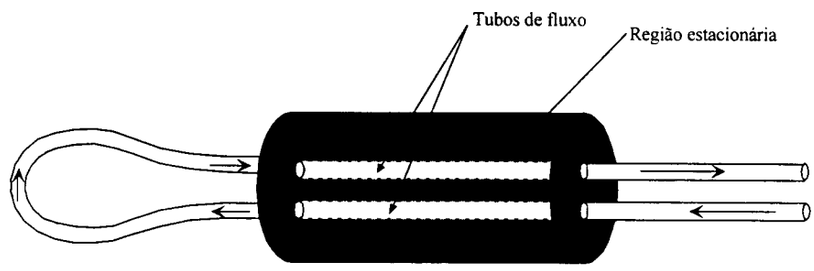


Figura 4.2 - Esquema do phanton de fluxo utilizado.

Aos tubos de fluxo foram conectadas mangueiras onde se estabeleceu um fluxo constante. A bobina utilizada para detecção, foi uma bobina desenvolvida no laboratório destinada a obter imagens de joelho [55]. A solução colocada para fluir variou de acordo com o experimento específico que foi realizado.

O conjunto de resultados experimentais que serão apresentados, pode ser dividido em três partes, que são:

a) "flow related enhacement": serão apresentados alguns resultados que mostram o "flow related enhacement", o vazio de fluxo e o "intravoxel dephasing" na seqüência Spin-Eco.

b) "Gradient Moment Nulling": serão apresentados resultados que mostram a efetividade da eliminação do "intravoxel dephasing" e do "flow oblique misregistration" na seqüência Spin-Eco.

c) "Pré-Saturação Espacial" : serão apresentados alguns experimentos realizados para otimização da seqüência e outros que mostram a efociência da pré-saturação na eliminação do "flow related enhacement" e dos artefatos de "Aliasing".

4.3 - "Flow Related Enhacement"

No capítulo II foram discutidas as principais características do "flow related enhancement" na seqüência Spin-Eco. Com o intuito de verificá-las, foram realizados alguns experimentos onde foi analisado o comportamento da amplitude do sinal proveniente das regiões com fluxo em função da velocidade do fluxo, do tempo ao eco e do tempo de repetição. Foram utilizadas soluções aquosas de $CuSO_4$ idênticas (T_1 = (600 ± 20)ms; T_2 = (400 ± 40) ms), tanto nos tubos de fluxo quanto na região estacionária, de modo a não haver contraste entre essas regiões a não ser aquele produzido pelo movimento dos spins. Foram adquiridos planos perpendiculares a direção do fluxo. Na figura 4.3 são ilustradas duas imagens transversais do "phanton" de fluxo (com e sem presença de fluxo), mostrando o "fluxo related enhacement" na figura 4.3b. Os parâmetros utilizados no experimentos estão indicados na figura.

Com o objetivo de quantificar a dependência da amplitude do sinal com relação a velocidade do fluxo, tempo de repetição e tempo ao eco, foram feitas medidas da intensidade média do sinal no interior dos tubos (região de fluxo) em função da velocidade média dos spins. A amplitude do sinal foi normalizada em relação a amplitude do sinal referente aos spins estacionários. Os resultados obtidos estão mostrados na figura 4.4. Na figura 4.4a a amplitude normalizada do sinal é graficada em função da velocidade dos spins para dois tempos de repetição diferentes, mostrando que o enhacement é maior para tempos de repetição menores. Na figura 4.4b, o sinal é graficado para dois tempos ao eco, mostrando que o sinal decai mais rapidamente para

tempos ao eco maiores e, conseqüentemente, o vazio de fluxo acontece para velocidades menores. Estes resultados concordam qualitativamente com a discussão feita no capítulo II.

a) b)

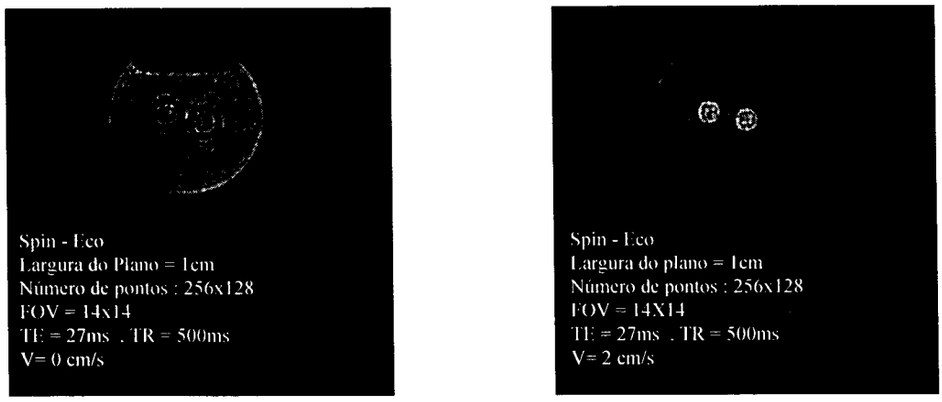


Figura 4.3 - Imagens do "phanton" de fluxo mostrando do "flow related enhacement". O contraste mostrado na figura 4.3b se dá exclusivamente pela presença de fluxo. As imagens mostradas estão normalizadas.

a) b)

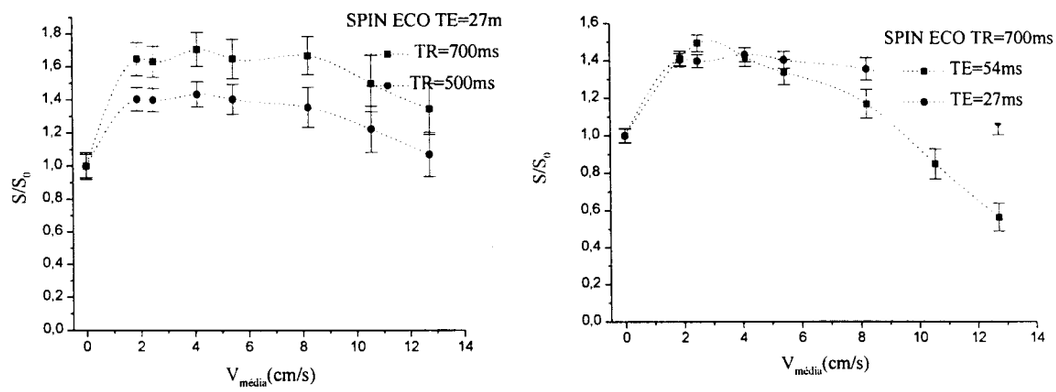
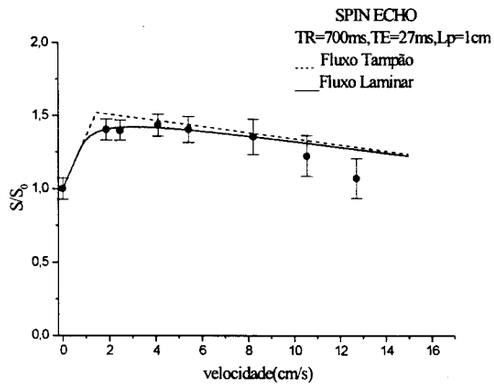


Figura 4.4 -Amplitude do sinal versus velocidade do fluxo na seqüência Spin-Eco.

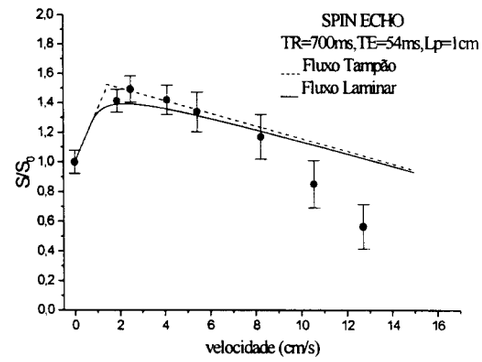
Para baixas velocidades os resultados mostrados anteriormente estão em bom acordo com o modelo de Gullberg et al. para o "enhancement", apresentado no capítulo II. A comparação dos resultados experimentais com os resultados do modelo são apresentados na figura 4.5. Na figura 4.5, a amplitude do sinal decai mais rapidamente

com a velocidade do que o previsto pelo modelo. Isto acontece por que o modelo não prevê a perda de sinal devido a incoerência de fase dentro do voxel ('intravoxel dephasing"), que aumenta com a velocidade. Como a fase acumulada aumenta com o tempo ao eco, é de se esperar que o "intravoxel dephasing" seja maior para tempo ao eco maiores como pode ser visto na figura 4.5. O valor máximo do sinal, bem como a velocidade onde o sinal é máximo, estão em perfeita concordância com o previsto no modelo de Gullberg et al, na faixa de velocidade considerada.

a)



b)



c)

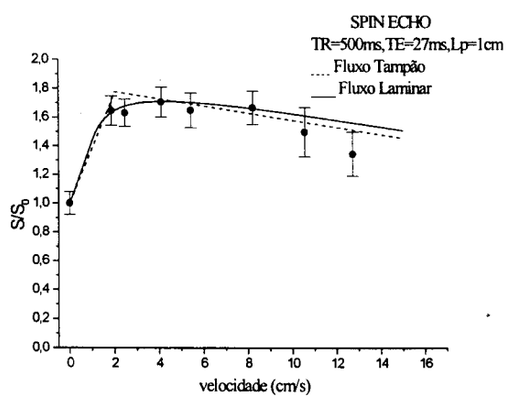


Figura 4.5 - Comparação do "flow related enhacement" obtido experimentalmente com o previsto pelo modelo de Gullberg et al. para seqüência Spin-Eco.

4.4- "Gradient Moment Nulling"

Como já discutido no capítulo II, a técnica de GMN pode minimizar ou mesmo eliminar artefatos devidos ao movimento como o "intravoxel dephasing" e o "flow oblique misregistration". Para ver isso, foram implementadas as seqüências com

gradientes com compensação de primeira ordem, tal como já discutido no capítulo III. Para mostrar a eficiência da técnica GMN na compensação destes dois efeitos com maior clareza, serão apresentados aqui os resultados obtidos para cada fenômeno em separado.

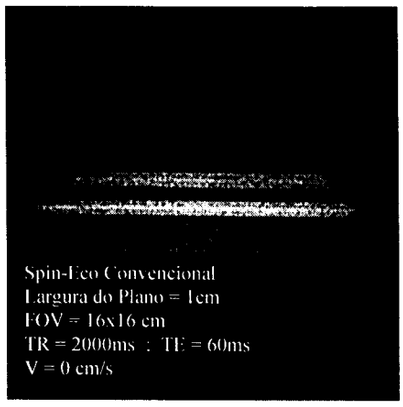
4.4.1 - Compensação do "Intravoxel Dephasing".

Como já discutido anteriormente, em imagens pesadas por T_2, o sangue deveria aparecer mais brilhante por possuir o tempo de relaxação T_2 mais longo do que os tecidos estáticos. Contudo, em imagens obtidas a partir de seqüências convencionais pesadas por T_2, as regiões onde há fluxo sangüíneo aparecem mais escuras devido ao "intravoxel dephasing". Foi discutido também, que o "intravoxel dephasing" é maior quanto maior for a fase acumulada pelos spins em movimento. Desta maneira, este fenômeno deve ser mais acentuado nas direções de leitura e seleção do que na direção de codificação de fase, pois há mais pulsos de gradiente nessas direções. Para ilustrar o fenômeno e mostrar a efetividade da técnica de GMN na eliminação do mesmo, foram feitos inicialmente experimentos com o phanton de fluxo. Neste caso, para realçar as regiões onde havia presença de spins fluindo, a solução utilizada para fluxo foi uma solução aquosa de $CuSO_4$ com T_2 = 400ms, enquanto que no reservátorio do "phanton" foi colocada uma solução aquosa de $CuSO_4$ com T_2 = 100ms. Desta maneira, existe um contraste natural entre a região estática do "phanton" e a região de fluxo, semelhante ao que deveria existir entre os vasos sangüíneos e os tecidos estáticos no corpo humano. Este contraste natural pode ser visualizado na figura 4.6a, que mostra a imagem do "phanton" sem a presença de fluxo.

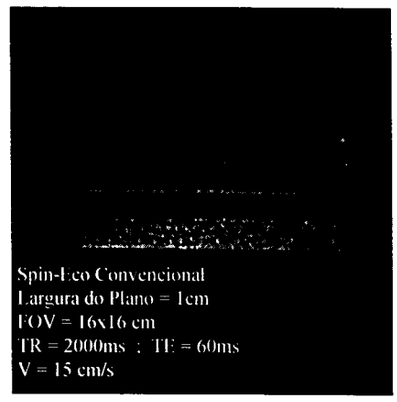
Para fins de comparação, foram feitas imagens com a seqüência Spin-Eco convencional e com a seqüência Spin-Eco com compensação de primeira ordem. Na figura 4.6 está ilustrado o efeito do "intravoxel dephasing" para fluxo paralelo a direção de leitura. A perda de sinal devido ao "intravoxel dephasing" na seqüência Spin-Eco convencional está ilustrado na figura 4.6b, onde a região com fluxo aparece escura, mostrado a perda de sinal nesta região. Para a imagem feita com a seqüência

compensada (figura 4.6c), observa-se a recuperação de grande parte do sinal, mostrando assim a eficiencia da técnica de GMN na diminuição do "intravoxel dephasing". O fato de a recuperação do sinal não ser total foi atribuída a movimentos de maior ordem que podem estar associados à curvatura do tubo no "phanton" de fluxo.

a)



b)



c)

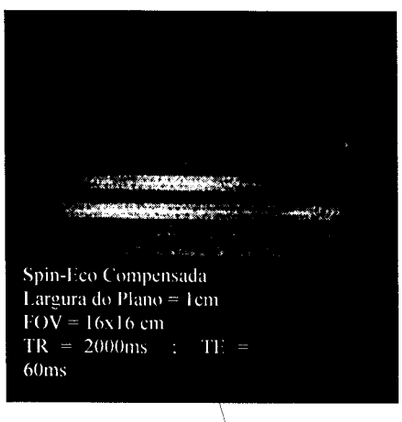


Figura 4.6 - "Intravoxel dephasing" e compensação na seqüência Spin-Eco para fluxo paralelo à direção de leitura. a) Seqüência SE convencional (V=0 cm/s). b) Seqüência SE convencional (V=16 cm/s). c) Seqüência SE com compensação de fluxo de primeira ordem (V=16 cm/s).

Para fluxo paralelo a direção de seleção, a diminuição na dispersão de fase dos spins devido ao movimento está ilustrada na figura 4.7. Na figura 4.7a está ilustrada uma imagem obtida com a seqüência Spin-Eco convencional, enquanto que na figura 4.7b com a seqüência com GMN. Observa-se, portanto, que a eliminação do "intravoxel dephasing" pela técnica GMN é bastante eficiente tanto para fluxo na direção de leitura como na direção de seleção.

a) b)

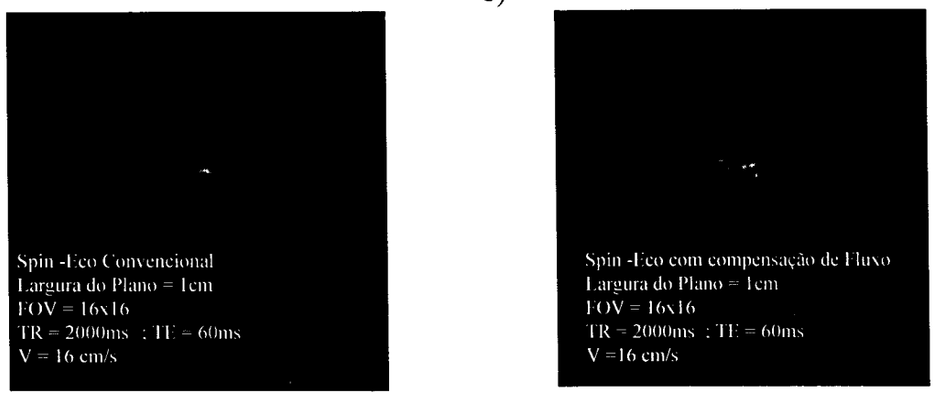


Figura 4.7 - "Intravoxel dephasing" e compensação na seqüência Spin-Eco para fluxo paralelo a direção de seleção. a) Seqüência SE convencional. Seqüência SE com compensação de fluxo de primeira ordem .

Para ilustrar o efeito da compensação dos gradientes nas diferentes direções, na figura 4.8 está ilustrado um gráfico da média do sinal na região de fluxo como função da velocidade média dos spins, para a seqüência SE sem compensação, com compensação somente na direção de seleção e com compensação nas direções de leitura e seleção. O sinal graficado é a média do sinal na região de fluxo, normalizado em relação ao sinal dos spins estacionários. O fluxo foi estabelecido paralelamente à direção de seleção. Pela figura 4.8, pode-se observar que a compensação dos gradientes é importante, tanto na direção de leitura, quanto na direção de seleção.

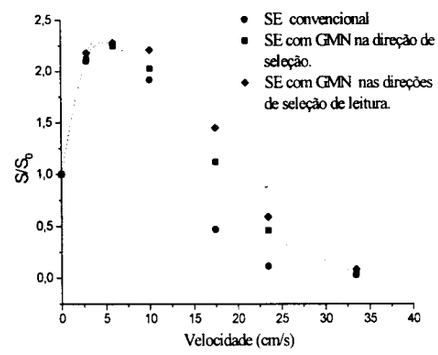


Figura 4.8 - Amplitude do sinal do fluxo como função da velocidade média dos spins para a seqüência SE não compensada, com compensação de fluxo na direção de leitura e com compensação nas direções de leitura e seleção. Largura do plano = 1cm, TR = 250ms, TE = 60 ms.

4.4.2 - Compensação do "Flow Oblique Misregistration".

O fenômeno de "flow oblique misregistration", acontece somente em imagens onde o sinal referente aos spins fluindo aparece. Sendo assim, em seqüências não compensadas, onde o sinal dos spins fluindo não aparece devido ao "intravoxel dephasing", o fenômeno de "flow oblique misregistration" não poderá ser visualizado. Contudo, em seqüências onde o "intravoxel dephasing" é eliminado, se houver fluxo oblíquo a direção de leitura, o "flow oblique misregistration" será um fenômeno importante a ser considerado.

No capítulo II foi dito que o fenômeno de "flow oblique misregistration" depende do intervalo de tempo entre a codificação de fase e o centro do eco e que a diminuição deste intervalo deve minimizar o artefato resultante, porém, a eliminação completa deste artefato só acontecerá se o gradiente de fase for compensado em relação ao centro do eco. Para testar isto, foram feitas imagens com a seqüência Spin-Eco pesada por T_2, com três configurações diferentes.

a) *Seqüência Spin-Eco com compensação dos gradientes nas direções de leitura e seleção e com codificação de fase feita logo após o pulso de 90° (seqüência SE convencional).* Com a utilização desta seqüência espera-se que o fenômeno de "flow oblique misregistration" seja bem visível, pois o instante de codificação de fase está bem distante do centro do eco.

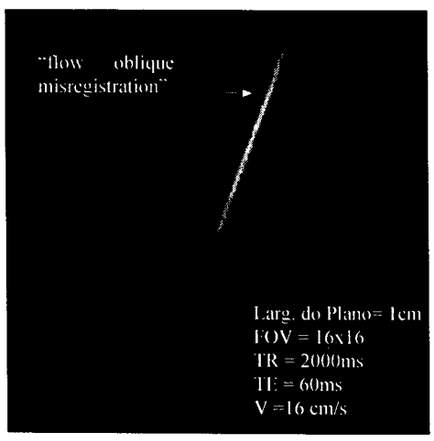
b) *Seqüência Spin-Eco com compensação dos gradientes nas direções de leitura e seleção e com o gradiente de codificação de fase deslocado para imediatamente antes do gradiente de leitura, isto é, depois do pulso de 180°.* Neste caso espera-se uma diminuição significativa do fenômeno de "flow oblique misregistration", uma vez que o intervalo entre a codificação de fase e o centro do eco é bem menor que no caso anterior.

c) *Seqüência Spin-Eco com compensação dos gradientes nas direções de leitura e seleção e com gradiente de codificação de fase compensado em relação ao centro do*

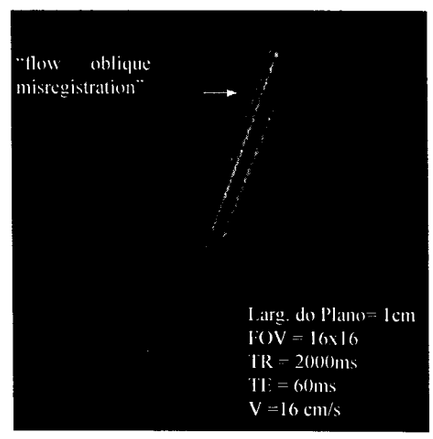
eco. Neste caso espera-se a eliminação do fenômeno de "flow oblique misregistration", devido a compensação do gradiente.

As imagens obtidas com as seqüências descritas nos itens a), b) e c) estão ilustradas na figura 4.9. Tal como previsto, na figura 4.9a o sinal dos spins fluindo que deveria aparecer dentro do tubo aparece deslocado para a posição indicada pela seta. Observa-se a superposição dos sinais dos spins em movimento na região central do "phanton", dando origem uma região de alto brilho na imagem, que obscurece totalmente as regiões adjacentes. Na imagem mostrada na figura 4.9b, o fenômeno diminui bastante enquanto que na imagem da figura 4.9c, não se nota deslocamento aparente do sinal dos spins em movimento.

a)



b)



c)

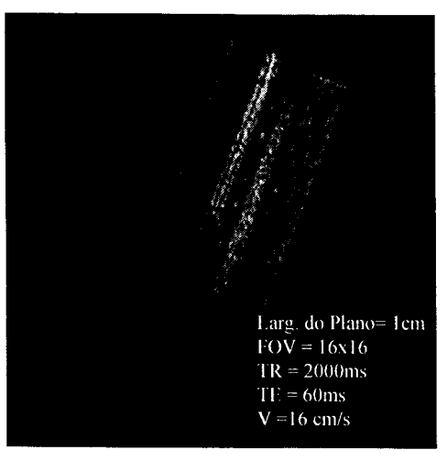


Figura 4.9 - Imagens do "phanton" de fluxo mostrando a compensação do "flow oblique misregistration". a) Seqüência a . b) Seqüência b. c) seqüência c.

Como pode ser visto, na figura 4.9, a eliminação dos efeitos de "flow oblique misregistration" é realizada com sucesso pela seqüência com o gradiente de codificação de fase compensado.

Para testar a eficiência da seqüência SE com gradientes compensados nas três direções, foram realizadas algumas imagens com voluntários, cujos resultados serão mostrados a seguir.

Na figura 4.10, está ilustrado imagens da cabeça de um voluntário, obtidas com a seqüência Spin - Eco, sem (figuras 4.10a, 4.10c e 4.10e) e com (figuras 4.10b, 4.10d e 4.10f) a aplicação dos gradientes de compensação de primeira ordem. Nota-se na imagem feita com a seqüência compensada, a recuperação do sinal nas regiões de fluxo sangüíneo. As setas indicam estas regiões.

Na figura 4.11, está ilustrado o efeito da compensação dos gradientes na recuperação do sinal proveniente do líquido cerebrospinal (CSF), em imagens pesadas por T_2. Na figura 4.11a, 4.11c e 4.11e, são mostradas imagens obtidas com a seqüência convencional, enquanto que na figura 4.11b, 4.11d e 4.11f as imagens foram obtidas com a seqüência compensada, onde se nota a recuperação do sinal do CSF.

Em nosso sistema, os artefatos de movimento não constituem um problema real e tem-se conseguido fazer imagens de boa qualidade mesmo em regiões onde há presença de movimento, como por exemplo imagens da coluna lombar. Isto deve-se basicamente por tratar-se de um sistema de ultra-baixo campo (0.05 T). De fato, em campos mais elevados os artefatos de movimento são um problema maior. Isto deve-se parcialmente ao fato de, nestes campos, normalmente se usar menos médias na obtenção da imagem. Entretanto, a razão básica é que em campos mais altos os tempos de relaxação T_1 são maiores e para uma dado TR, os tecidos são mais saturados. Sendo assim, a diferença entre o sinal do sangue que flui para dentro do plano da imagem e dos tecidos estáticos é maior em campos mais altos e, conseqüentemente, artefatos relacionados com o "flow related enhacement" são mais graves. De fato, em nosso sistema, geralmente artefatos devido a fluxo sagüíneo pulsado perpendicular ao plano da imagem, não chegam a ser uma importante fonte de degradação da imagens.

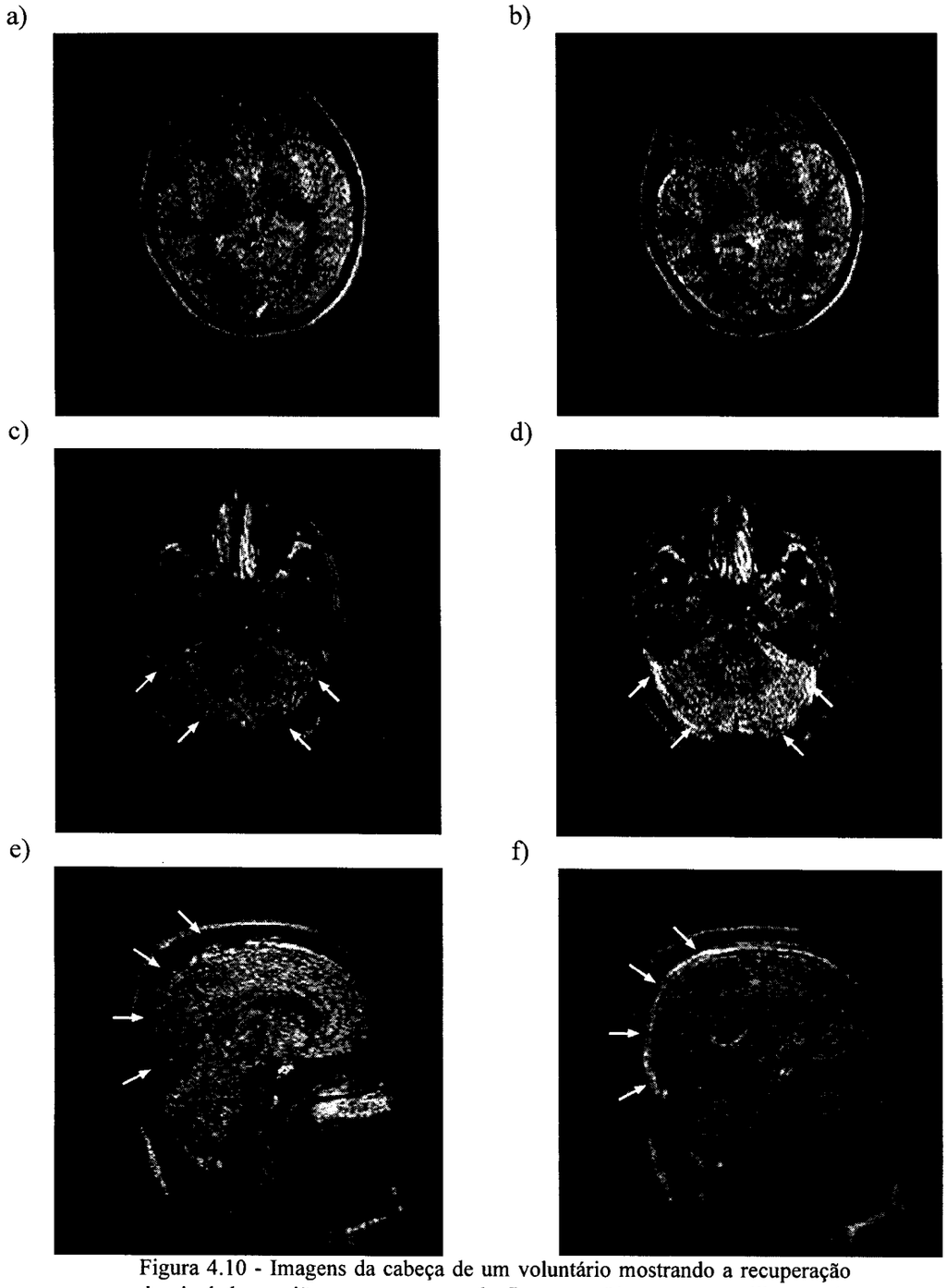


Figura 4.10 - Imagens da cabeça de um voluntário mostrando a recuperação do sinal das regiões com presença de fluxo sangüíneo com a utilização da técnica de GMN de primeira ordem. a), c) e e) Imagens obtidas com a seqüência SE convencional. b), d), f) Imagens obtidas com a seqüência SE com gradientes compensados. FOV = 25x25 cm ; TR = 2000ms ; TE = 80ms ; largura do plano = 1 cm.

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO

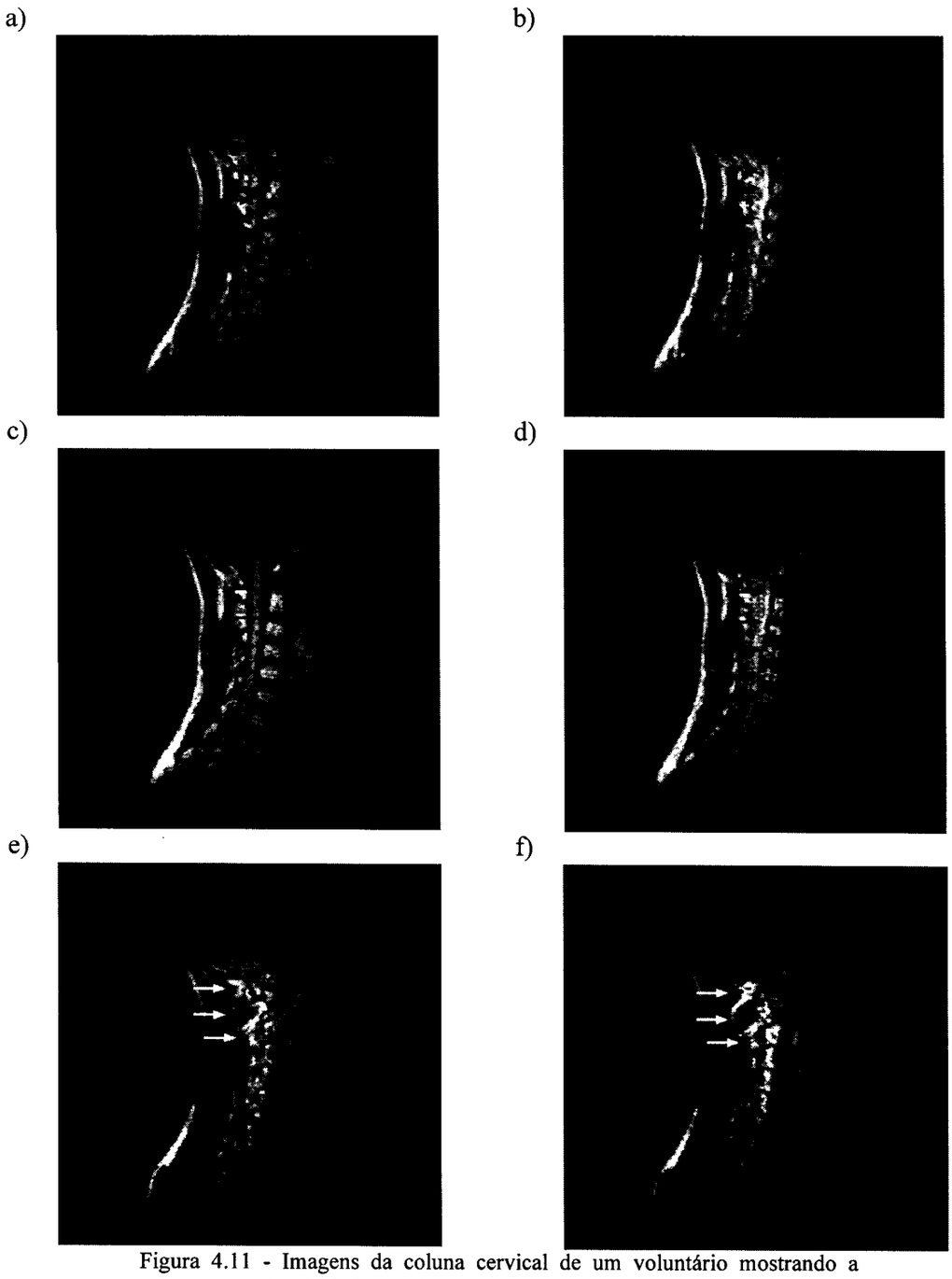


Figura 4.11 - Imagens da coluna cervical de um voluntário mostrando a recuperação do sinal das regiões com presença de fluxo sangüíneo com a utilização da técnica de GMN de primeira ordem. a), c) e e) Imagens obtidas com a seqüência SE convencional. b), d), f) Imagens obtidas com a seqüência SE com gradientes compensados. FOV = 25x25 cm ; TR = 2000ms ; TE = 80ms ; largura do plano = 1 cm.

4.5 - Pré-Saturação Espacial.

As simulações numéricas realizadas no capítulo III, serviram para entender detalhes envolvidos na técnica de pré-saturação espacial, bem como prever as limitações a que levam a aplicação de pulsos de pré-saturação convencionais. Entretanto, para que a pré-saturação espacial possa ser aplicada na eliminação de artefatos em MRI, é necessário conhecer experimentalmente as características das seqüências de pré-saturação utilizadas. Tendo isto em vista, inicialmente serão apresentados aqui alguns resultados que mostram as características das seqüências de pré-saturação implementadas em nosso sistema.

As seqüências de pré-saturação implementadas, permitem que sejam excitadas fatias em qualquer uma das tês direções da imagem. A pré-saturação de fatias perpendiculares à direção de seleção tem como objetivo reduzir os efeitos relacionados ao "flow related enhacement", enquanto que nas direções de leitura e codificação de fase podem ser utilizados para reduzir os artefatos de "Aliasing", redução de artefatos devido a movimento respiratório, etc.

Como visto no capítulo III, as fatias de pré-saturação podem ser excitados utilizando-se pulsos independentes (um pulso para cada fatia de pré-saturação), ou pulsos modulados, que excitam mais de uma fatia simultaneamente. As duas configurações foram implementadas, e na figura 4.12 está ilustrada a imagem de um plano em um "phanton" cúbico, onde um único pulso de pré-saturação é aplicado a fim de pré-saturar uma fatia localizado no centro do "phanton" na direção de codificação de fase (figura 4.12a e 4.12c) ou na direção de leitura (figura 4.12b e 4.12d). Na figura 4.13, estão ilustrados imagens similares às da figura 4.12, porém com a pré-saturação feita por um pulso modulado de modo a excitar duas fatias simultaneamente. A excitação de quatro fatias de pré-saturação com pulsos independentes está ilustrada na figura 4.14, sendo que em 4.14b tem-se a excitação de duas fatias adjacentes para formar uma única fatia mais largo. As imagens foram obtidas pela técnica de Spin-Eco acrescentada dos pulsos de pré-saturação

Nas situações ilustradas nas figuras 4.12, 4.13, e 4.14 não se nota a distorção dos planos devido a inomogeneidade do campo, pois para as larguras das fatias utilizadas a intensidade dos gradientes envolvidos é bem maior que a intensidade

dos gradientes gerados pela inomogeneidade natural do campo. Para pulsos de pré-saturação com duração de 2ms, utilizados para excitar fatias independentes, foi possível pré-saturar fatias de até 15 cm sem que o perfil dos mesmos fosse demasiadamente alterado pela inomogeneidade de campo. Já no caso de pulsos de 4ms, utilizados para excitar duas fatias simultaneamente, a largura máxima da fatia de pré-saturação ficou restrita a 10cm. No caso da figura 4.14, com a utilização de pulsos de 2ms, pode-se excitar planos compostos de 30cm sem que o perfil do mesmo seja muito afetado pela inomogeneidade de campo.

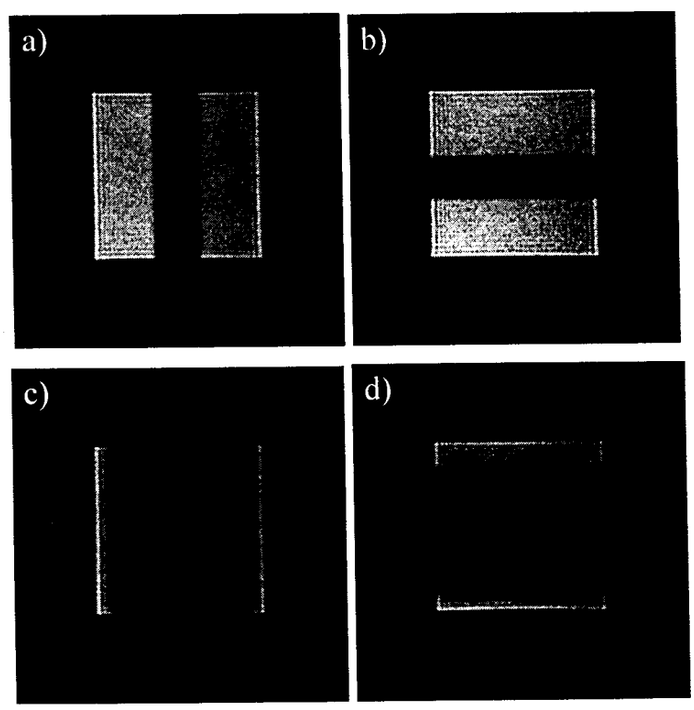


Figura 4.12 - Imagens da pré-saturação no plano da imagem. Largura da fatia de pré-saturação = 2cm (a,b), 6cm (c,d). Spin-Eco, TR = 250 ms; TE=27ms; Intervalo entre os pulsos de pré-saturação = 10ms.

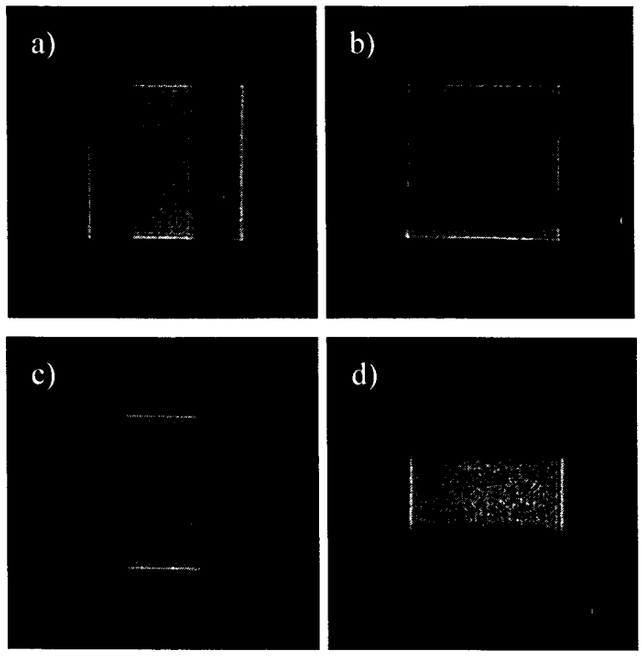


Figura 4.13 - Imagens da pré-saturação no plano da imagem. Largura do fatia de pré-saturação = 2cm (a,b), 6cm (c,d). Spin-Eco, TR = 250 ms; TE=27ms; Intervalo entre os pulsos de pré-saturação = 10ms.

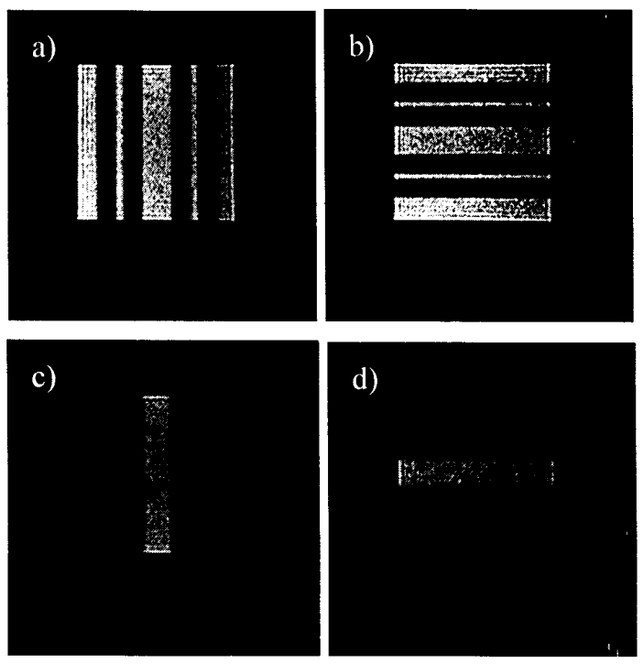


Figura 4.14 - Imagens da pré-saturação no plano da imagem. Largura da fatia de pré-saturação = 2cm. a) Excitação de 4 fatias separados. b) Excitação de duas fatias adjacentes para formar um único plano. Spin-Eco, TR = 250 ms; TE=27ms; Intervalo entre os pulsos de pré-saturação = 10ms.

Na figura 4.15, estão ilustradas algumas imagens mostrando as fatias de pré-saturação na seqüência GRE. As distorções geométricas nas imagens se devem as inomogeneidades naturais do campo em nosso sistema.

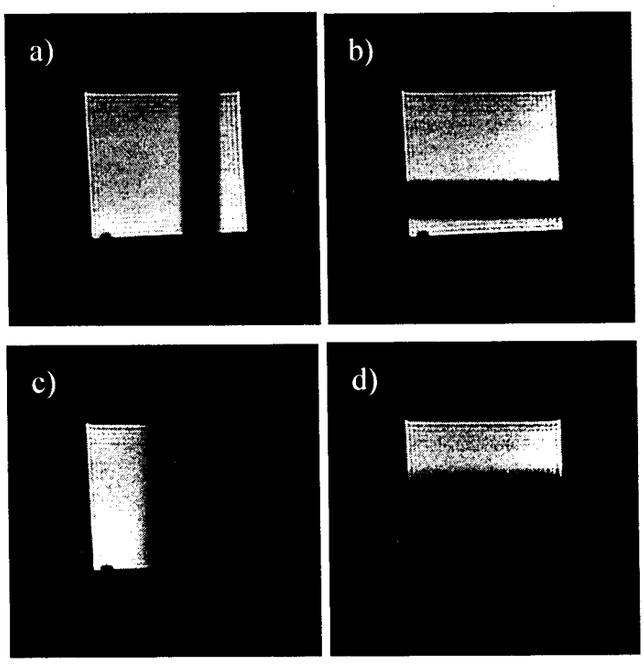


Figura 4.15 - Imagens da pré-saturação no plano da imagem. Largura da fatia de pré-saturação = 2cm (a,b) 6cm (c,d). GRE. TR=250 ms; TE=27ms; Intervalo entre os pulsos de pré-saturação = 10ms.

Para visualizar a interferência entre os planos de pré-saturação e imagem no caso em que a fatia de pré-saturação é paralelo ao plano de imagem, foi realizado o experimento correspondente à simulação mostrada na figura 3.17 do capítulo 3. Neste experimento, foram utilizadas fatias de pré-saturação de 1, 3, 6 e 10 cm. Os resultados obtidos, bem como a comparação com as simulações estão ilustrados na figura 4.16.

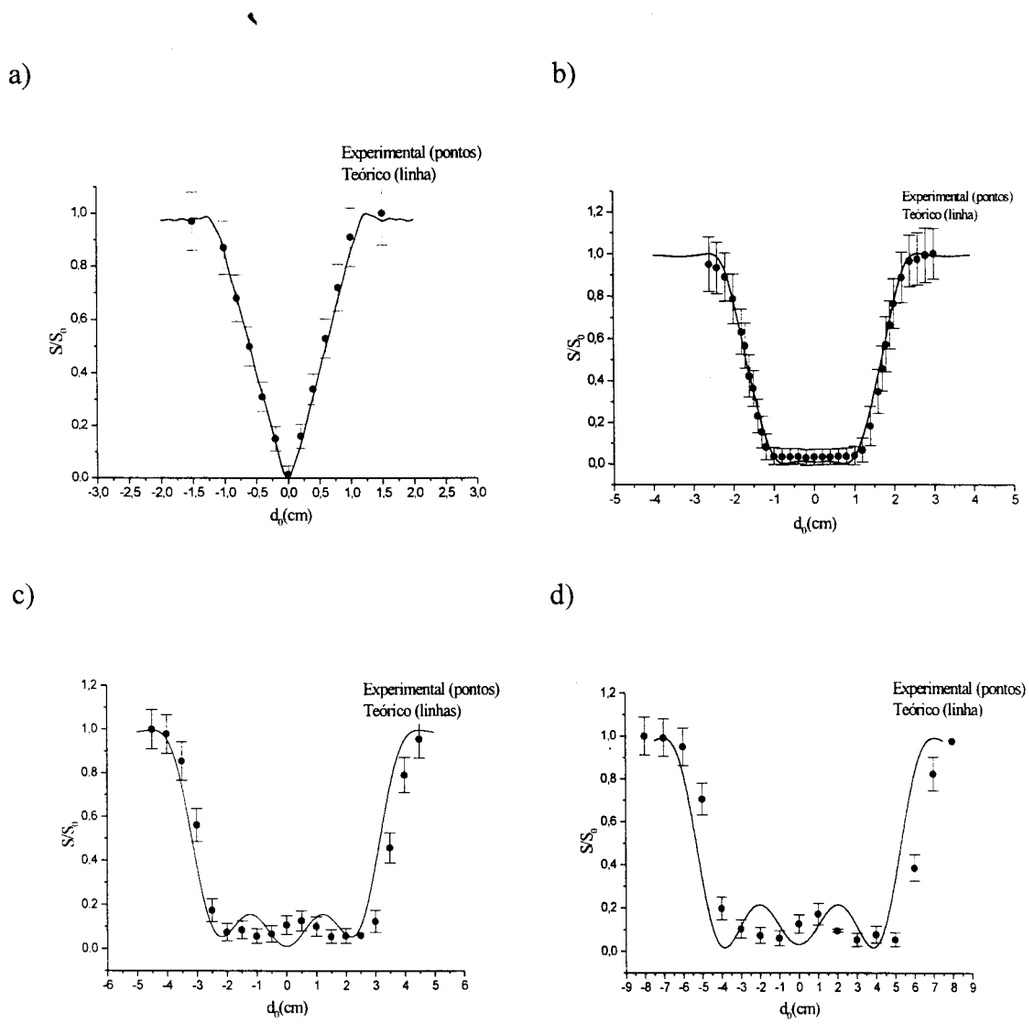


Figura 4.16 - Média do sinal como função da distância entre a fatia de pré-saturação e o plano da imagem para a fatia de pré-saturação paralelo ao plano de imagem. a) Lp_{sat} = 1cm . b) Lp_{sat} = 3cm. c) Lp_{sat} = 6cm, Lp_{sat} = 10 cm. Spin-Eco, TR= 250ms, TE=27ms, Lp_{imagem} = 1cm.

Na figura 4.16 a média do sinal, tomada numa região quadrada de 3cm na imagem, foi graficada como função da distância entre a fatia de pré-saturação e o plano da imagem. Os resultados experimentais mostrados na figura 4.16 estão em boa concordância com as simulações numéricas realizadas. Na figura 4.16 c e d nota-se uma pequena distorção no perfil de pré-saturação, que foi atribuída à inomogeneidade do campo magnético. Parâmetros como largura efetiva da pré-saturação e distância mínima entre a fatia de pré-saturação e o plano de imagem podem ser obtidos na figura 4.16.

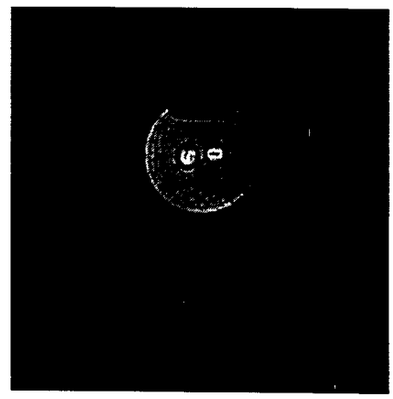
4.5.1 - Aplicações da Técnica de Pré-Saturação Espacial.

A principal aplicação da técnica de pré-saturação espacial em imagens por MRI, é na eliminação de artefatos devidos a fluxo perpendicular ao plano da imagem e a movimento respiratório e também na diminuição de artefatos de "Aliasing". Neste contexto, inicialmente serão apresentados aqui algumas imagens do phanton de fluxo, mostrando a pré-saturação dos spins em movimento e a conseqüente eliminação do "flow related enhacement" nas seqüências Spin-Eco e GRE. Em seguida serão apresentadas imagens, tanto em "phantons" como em voluntários, mostrando a eficiencia da pré-saturação espacial na eliminação de artefatos de "Aliasing".

Como já discutido anteriormente, para pré-saturar os spins em movimento é necessário conhecer aproximadamente suas velocidades para que os limites de velocidade da pré-saturação sejam estimados. Esta estimativa é feita com base na largura de pré-saturação efetiva e no intervalo de tempo entre o pulsos de pré-saturação e o pulso de imagem. Na seqüência Spin-Eco o "flow related enhacement", no caso de fluxo constante, ocorre sobretudo para fluxo lento e para simular a pré-saturação de velocidades mais baixas é necessário que o tempo entre os pulsos de pré-saturação e o pulso de imagem seja bastante longo. No caso particular da figura 4.17, com a utilização dos parâmetros indicados, a faixa de velocidades a ser pré-saturada vai de 5,6cm/s a 60cm/s. O sinal foi considerado pré-saturado estando abaixo de 20% do sinal estático o que levou a uma largura de pré-saturação efetiva de 2,5cm. As imagens mostradas nas figura 4.17a e 4.17b foram obtidas com a seqüência Spin-Eco convencional, enquanto que a imagem da figura 4.17c foi obtida com a seqüência Spin-Eco com pré-saturação de dois slabs localizados antes e depois do plano da imagem, como ilustrado na figura 3.14a. Na imagem de 4.17a não há presença de fluxo no tubo e, portanto, o que se observa é o contraste entre o material do interior do tubo e do reservatório do "phanton". Nas figuras 4.17b e 4.17c foi estabelecido um fluxo de 7.5 cm/s.

a)

b)



c)

Figura 4.17 - Pré-saturação dos spins em movimento. a) Imagem estática. b) imagem com a presença de fluxo com velocidade de 7,5 cm/s obtida com a seqüência SE convencional. c) Imagem com a presença de fluxo de 7,5 cm/s obtida com a seqüência SE com a aplicação de dois slabs de pré-saturação de 3cm antes e depois do plano mostrado. TR = 250ms ,TE=27ms, Lp_{imagem}= 1cm ; Lp_{sat} =3cm, FOV = 16x16cm. Intervalo de tempo entre o pulso de pré-saturação e o pulso de imagem = 90ms. Distância entre o plano de pré-saturação e o plano de imagem = 3cm.

Aplicando os pulsos de pré-saturação, o "flow related enhancement" é eliminado na figura 4.17c, e o sinal referente aos spins fluindo cai a um nível bem abaixo do que mostrado na figura 4.17b. Na verdade, o sinal no interior dos tubos (região de fluxo) deveria cair a zero, porém, como foi utilizado um intervado entre os pulso de pré-saturação e o pulso de imagem de 90ms, os spins pré-saturados recuperam uma parte da magnetização longitudinal, dando origem ao sinal mostrado na imagem.

Na figura 4.18, está ilustrado a eliminação do "flow related enhacement", também em seqüências GRE. No caso destas seqüências, o "enhancement" do sinal ocorre mesmo para velocidades mais altas pois não há decaimento do sinal devido à saída dos spins do plano da imagem entre dois pulsos sucessivos. No caso da figura 4.18b e 4.18c, foi pré-saturado somente um slab. Em 4.18b, o slab de pré-saturação é aplicado em um dos lados do plano da imagem, enquanto que em 4.18c do lado oposto. Visto que os tubos possuem fluxo em sentidos opostos, somente o sinal de

um dos tubos sofrerá os efeitos da pré-saturação em cada caso. Este artifício é comumente utilizado em técnicas de angiografia, afim de distinguir vasos com fluxo em sentidos distintos. Na figura 4.18d, foram aplicados dois slabs e o sinal nos dois tubos foi pré-saturado. Nota-se novamente neste caso, a eliminação do "flow related enhacement".

a) b)

c) d)

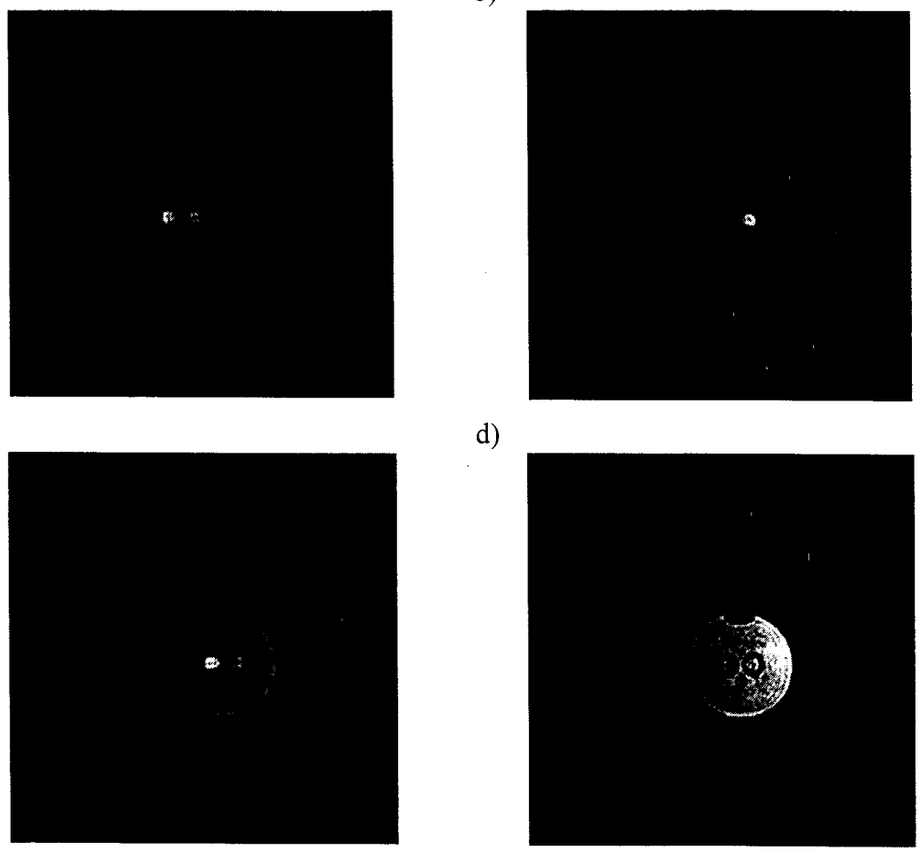


Figura 4.18 - Pré-saturação dos spins em movimento. a) Imagem sem pré-saturação. b) e c) Imagens com pré-saturação do fluxo em uma só direção. d) Imagem com pré-saturação do fluxo nas duas direções. Velocidade do fluxo 30 cm/s, seqüência GRE, TR = 200ms ,TE=17ms, Lp_{imagem}= 1cm ; Lp_{sat} = 5cm, FOV = 16x16cm. Intervalo de tempo entre o pulso de pré-saturação e o pulso de imagem = 50ms. Distância entre os slabs de pré-saturação e o plano da imagem 5cm.

As imagens anteriores mostram a efetividade da pré-saturação espacial na diminuição do "flow related enhacement" para fluxo constante. No caso de fluxo pulsado, a extensão desta técnica poderá ser feita considerando-se a velocidades médias do fluxo. Como já discutido anteriormente, para aquisição em modo

"multislice", os slabs de pré-saturação devem ser aplicados fora do volume da imagem.

Uma outra aplicação da pré-saturação espacial é na eliminação dos artefatos de "Aliasing". Como já discutido no capítulo III, isto pode ser feito pré-saturando os spins fora do FOV, que são responsáveis pelo aparecimento destes artefatos. Para ilustrar o artefato de "Aliasing", bem como a sua eliminação, dois "phantons" cilíndridos alinhados foram colocados dentro da bobina de detecção, e foi adquirida a imagem de um plano perpendicular ao eixo do "phanton", tal como ilustrado na imagens da figura 4.19a. Foram então adquiridas duas imagens, sendo uma com a direção de leitura e outra com a direção de codificação de fase ao longo da linha dos "phantons", a fim de obter os artefatos de "Aliasing" nas direções de leitura ecodificação de fase, respectivamente. Nessas imagens, o "*field of view*" foi escolhido de modo que compreendesse somente um dos "phantons", ficando o outro fora do mesmo. As imagens obtidas estão mostradas nas figuras 4.19b e 4.19c, onde se pode observar que superposto a imagem do "phanton" dentro do FOV, aparece a imagem do outro "phanton", o que caracteriza o artefato de "Aliasing". Como pode ser visto pelas figuras 4.19b e 4.19c, na direção de codificação de fase o efeito de "Aliasing" é bem mais acentuado que na direção de leitura, o que se deve a existência de um filtro passa faixa na aquisição, que minimiza este artefato na direção de leitura. Como para direção de codificação de fase não há como fazer essa compensação de "hardware" o artefato de "Aliasing" é muito acentuado.

Para eliminar os artefatos mostrados nas figuras 4.19b e 4.19c, as mesmas imagens forma adiquiridas com a aplicação de um slab de pré-saturação na posição do "phanton" fora do FOV. As imagens obtidas estão ilustradas na figura 4.19d e 4.19e, onde se observa a quase completa eliminação do artefato tanto nas direções de leitura como na direção de codificação de fase.

Na figura 4.20 está demonstrada a aplicação da pré-saturação espacial na eliminação de artefatos de "Aliasing" em imagens de cabeça. Devido ao prolongamento do pescoço para fora da região do FOV, a imagem do mesmo aparece na região superior da cabeça como artefato de "Aliasing" (figura 4.20a). A aplicação do slab de pré-saturação elimina este artefato figura 4.19b).

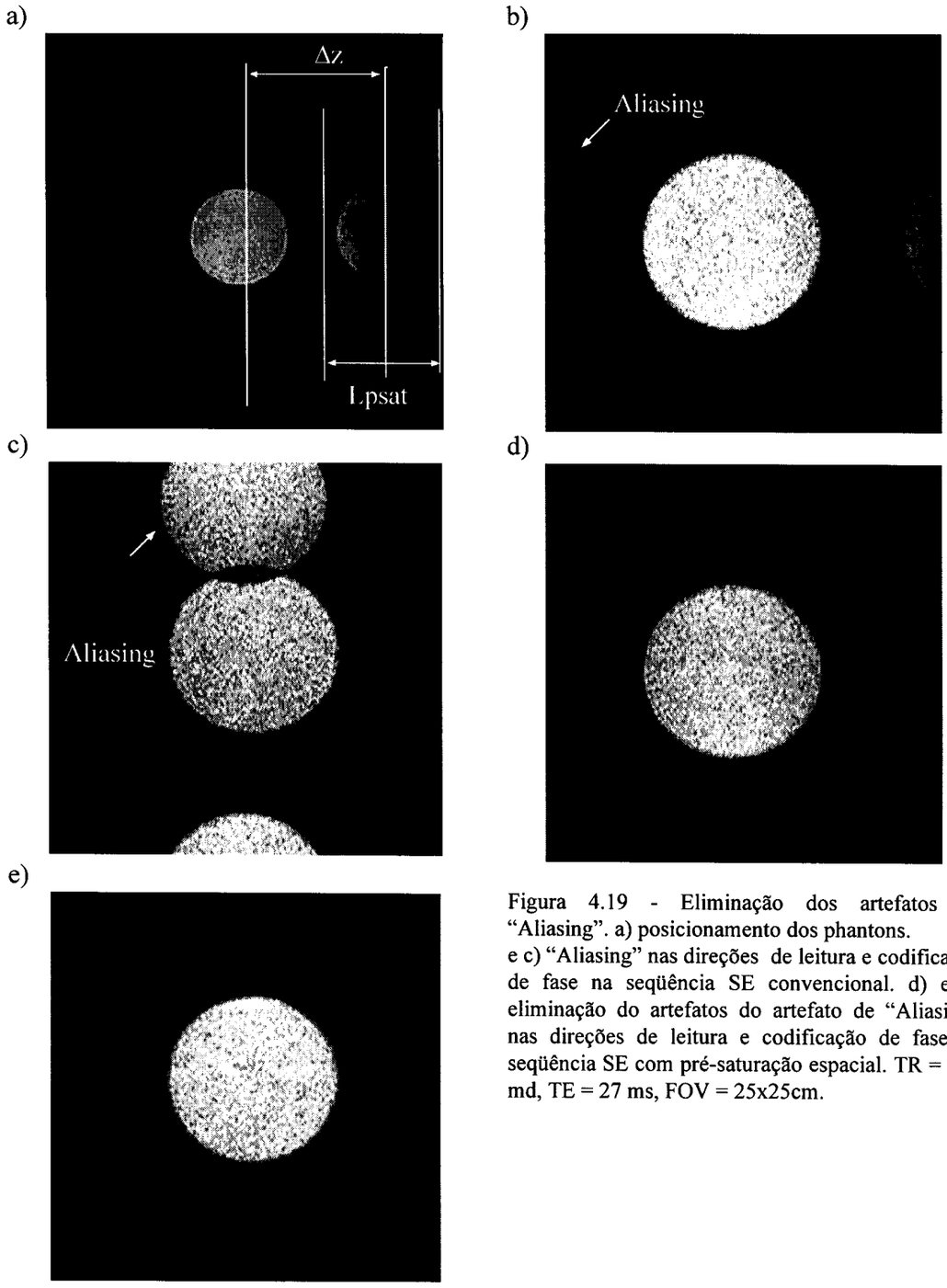


Figura 4.19 - Eliminação dos artefatos de "Aliasing". a) posicionamento dos phantons. b) e c) "Aliasing" nas direções de leitura e codificação de fase na seqüência SE convencional. d) e e) eliminação do artefatos do artefato de "Aliasing" nas direções de leitura e codificação de fase na seqüência SE com pré-saturação espacial. TR = 250 md, TE = 27 ms, FOV = 25x25cm.

a) b)

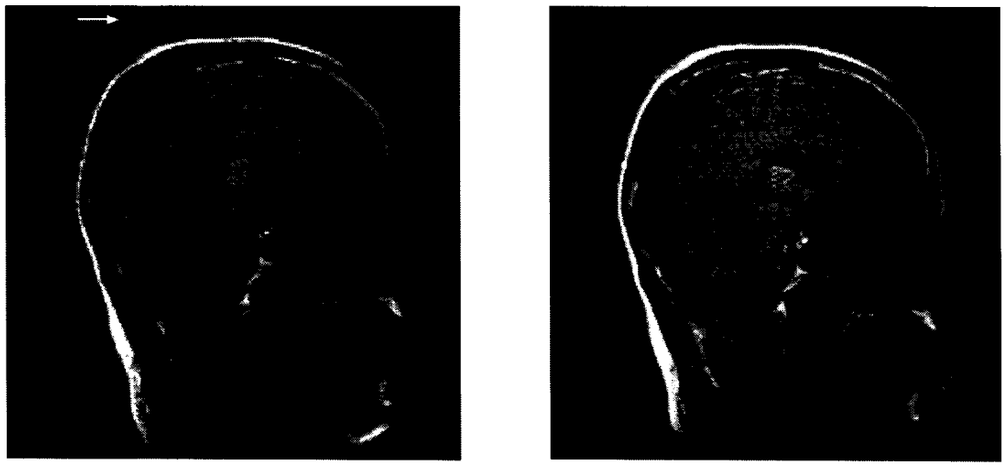


Figura 4.20 - Imagens da cabeça do autor mostrando a eliminação do artefato de "Aliasing". a) Imagem obtida com a seqüência SE convencional. b) Imagem obtida com a seqüência SE com pré-saturação espacial da região do pescoço. TR = 250 ms , TE = 27 ms, FOV = 25x25cm.

CAPÍTULO V

Conclusões e Perspectivas.

Este trabalho teve como objetivo principal a análise dos efeitos do movimento em imagens convencionais por ressonância magnética nuclear, bem como a implementação e otimização das técnicas de "Gradient Moment Nulling" e Pré-Saturação Espacial.

Para realização plena deste objetivo, foi necessário compreender os princípios físicos relacionados ao movimento dos spins, bem como as possíveis implicações deste movimento em MRI. As simulações numéricas realizadas permitiram entender com detalhes as bases físicas envolvidas na compensação dos efeitos do movimento pelas técnicas estudadas, facilitando a compreensão dos detalhes envolvidos na implementação das mesmas.

Com respeito à técnica de "Gradient Moment Nulling" de 1ª ordem, foi feito um estudo do comportamento das amplitudes calculadas para os lóbulos de compensação como função de suas posicões na seqüência e do tempo ao eco. A partir deste estudo, foi possível sugerir a melhor proposta para o posicionamento dos lóbulos de compensação nas seqüências Spin-Eco e GRE, de modo a minimizar suas amplitudes.

Na implementação da técnica de Pré-Saturação Espacial, foram discutidas algumas das possíveis configurações que podem ser utilizadas, bem como as limitações devido a utilização de pulsos convencionais, principalmente no que se refere a excitação de slabs muito largos.

Alguns dos efeitos do movimento dos spins durante a aquisição da imagem foram demonstrados experimentalmente através de medidas realizadas com um "phantom" de fluxo. Efeitos como o "flow related enhacement" e o "intravoxel dephasing" ficaram claramente demonstrados em imagens convencionais obtidas pela técnica de Spin-Eco convencional. Todavia, o fenômeno de "flow oblique misregistration" só pôde ser observado em técnicas onde o "intravoxel dephasing" foi minizado.

A técnica de GMN foi bastante eficaz na eliminação dos fenômenos de "intravoxel dephasing" e "flow oblique misregistration" na seqüência Spin-Eco pesada por T_2. Através de imagens obtidas com voluntários, foi possível obter imagem pesadas em T_2 que mostraram as regiões vasculares. Pôde-se observar alguma melhora na qualidade destas imagens, se comparadas com aquelas obtidas com a seqüência não compensada.

As medidas feitas em "phantons", demostraram a eficiencia da pré-saturação espacial na eliminação do "flow related enhacement". No entanto, a aplicação mais marcante da pré-saturação mostrada neste trabalho foi na eliminação dos artefatos de "Aliasing". Observou-se a completa eliminação do "Aliasing", tanto na direção de leitura como na direção de codificação de fase.

A principal desvantagem da técnica de GMN, é que a adição de mais lóbulos de gradiente faz com que o tempo ao eco mínimo aumente. Entretanto, particularmente na seqüência Spin-Eco, isto não consiste em um problema grave, visto que a compensação de movimento é mais utilizada neste caso em imagens ponderadas em T_2, o que implica na utilização de tempos ao eco longos. Entretanto, em aplicações não convencionais, como angiografias, a técnica de GMN é imprescindível e nestes casos os tempos ao eco envolvidos devem ser muito curtos. Geralmente em máquinas comerciais a dimuinuição do tempo ao eco é feita às custas do aumento da amplitude dos gradientes, e isto requer a utilização de fontes capazes de gerar gradientes muito intensos. Com relação às desvantagens da técnica de pré-saturação espacial, a introdução de novos pulsos implica na deposição de mais radiofreqüência no paciente e também diminui o número de planos por tempo de repetição no caso de aquisição "multislice".

Embora as técnicas de "Gradient Moment Nulling" e Pré-Saturação Espacial, já sejam consagradas e bastante utilizadas comercialmente, a experiência adquirida na implementação e otimização destas técnicas no sistema de 0.05T será de grande valor para futuras implementações em campos mais altos, onde os artefatos de movimento devem ser bem mais prejudiciais à qualidade das imagens.

Existe uma série de perpespectivas que podem ser vislumbradas. Dentre elas, a mais imediata é a implementação da técnica de "Gradient Moment Nulling" de ordens maiores, para também compensar efeitos de aceleração, pulsatilidade etc. Isto

deve implicar na utilização de sistemas de gradiente muito estáveis. Uma outra perspectiva para esta técnica, refere-se à utilização da compensação de 1ª ordem em imagens angiográficas, onde espera-se que as discussões apresentadas aqui sejam valiosas para os trabalhos que possam ser desenvolvidos pelo grupo neste sentido. Quanto a técnica de pré-saturação espacial, somente o fenômeno básico foi mostrado aqui. De fato, várias propostas para continuação desta parte do trabalho podem ser formuladas, tais como: a otimização dos pulsos de pré-saturação, utilização da pré-saturação em seqüências rápidas, utilização de pulsos adiabáticos para pré-saturação espacial e mesmo aplicações de pré-saturação espacial em seqüências de angiografias.

Referências Bibliográficas.

[1] Lauterbur, P., *Image formation by induced local interactions examples employing nuclear mag. res.* Nature, 242, 190, 1973.

[2] Damadian, R., *Tumor detection by NMR*, Science, 171 , 1151, 1971.

[3] Hahn, E.L., *Spin Echoes*, Phys.Rev., 80, 580-594,1950.

[4] Singer, J.R. *Blood flow rates by nuclear magnetic resonance*, Science, 221, 1652-1653,1959.

[5] Hinshaw, W.S., Bottomley, P.A., Holland, G.N., *Radiographic thin-section image of the human wrist by nuclear magnetic resonance.* Nature, 270, 722-723, 1977.

[6] Nishimura, D.G, Macovski, J.M.P, *Magnetic resonance angiography*, IEEE Transactions on Medical Imaging, MI5, Nº 3,140-151,1986.

[7] Dumoulin, C.L, Cline, H.E., Souza, S.P., Wagle, W.A, Walker, M.F., *Three-dimensional time-of-fligth magnetic resonance angiography using spin saturation.* Magnetic Resonance in Medicine, 11, 35-46, 1989.

[8] Dumoulin, H.E., Souza, S.P., Wagle, W.A, Walker. *Three-dimensional phase contrast angiography*, Magnetic Resonance in Medicine12, 304-313,1988.

[9] Runge V.M, Clanton J.A., Partain C.L, James A.E. *Respiratory gating in magnetic resonance imaging at 0.5 T.* Radiology, 151, 521-523,1984.

[10] Haacke, E.M, Lenz, G.W, Nelson, A.D. *Pseudo-gating: elimination of periodic motion artifacts in magnetic resonance imaging without gating.* Magnetic Resonance im Medicine. 4, 162-174,1987.

[11] Bailes, D.R, Gilderdale, D.J., Bydder, G.M., Collins, A.G., Firmin, D.N. *Respiratory ordered phase encoding (ROPE) in magnetic resonance imaging*, J. Computer Assisted Tomography, 9, 835-838, 1985.

[12] Cuppen, J.J.M, Groen, J.P., In der Kleef J.J.E, Tuithof , H.A. Reduction of motion artifacts by data post processing. Society of Magnetic Resonance in Medicine Conference, 962-963, 1985.

[13] Patanny, P. M, Phillips, J.J., Chiu, L.C., Lipcamon, J.D., Duerk, J.L., McNally, J.M., Mohapatra, S.N. *Motion artifact supression technique (MAST) for MR imaging*. J. Assisted Computer Tomography. 11, 369-377, 1987.

[14] Felmlee, J.P., Ehman, R.L, *Spatial presaturation: A method for supressing flow artifacts and improving depiction of vascular anatomy in MR imaging*. Radiology, 164, 559-564, 1987.

[15] Slichter C.P., *Principles of Magnetic Resonance*, Springer Verlag, New York 1978.

[16] Abragan A., *Principles of Nuclear Magnetism*. England, Oxford University Press, 1994.

[17] Bloch, F. *Nuclear induction*. Phys. Rev. 70, 460, 1946.

[18] Morris, P.G., *Nuclear Magnetic Resonance Imaging in Medicine and Biology*, Claredon Press, Oxford, 1986.

[19] Bonagamba, T.J. *Seleção de planos em Tomografia por Ressonância Magnética Nuclear*, dissertação de mestrado, DFCM-IFQSC-USP, 1986.

[20] Ljunggren, S. *A simple graphical representation of fourrier-based imaging methods*, Journal of Magnetic Ressonance, 54,338-343, 1983.

[21] Paully, J., Nishimura D., Macovsky A. *A k space analisis of small-tip-angle excitation*. Journal of Magnetic Resonance, 81, 43-56, 1989.

[22] Xiang, Q.S, Henkelman R.M., *K-space description for MR imaging of dinamics objects*. Magnetic Resonance in Medicine, 29, 422-428, 1983.

[23] Brigham, E.O. *The Fast Fourrier Transform*, Prentice-Hall, 1974.

[24] Tannús, A. *Desenvolvimento da tecnologia de Tomografia por Ressonância Magnética Nuclear-TORM*, tese de doutoramento, DFCM-IFQSC-USP,1987.

[25] Junior, P.L.F. *Seleção de Múltiplos planos em Tomografia por Ressonância Magnética Nuclear*, dissertação de mestrado, DFCM-IFQSC-USP, 1990.

[26] Mansfield, P., Morris, P.G., *NMR Imaging in Biomedicine*, Academic Press, 1982.

[27] Foerster B., *Técnicas de Aquisição rápida em Tomografia por Ressonância Magnética Nuclear*, dissertação de mestrado, DFCM-IFQSC-USP, 1994.

[28] Suryan, G. *Nuclear resonance in flowing liquids.* Proc. Indian Acad.Sci. [A] 33:107-111,1951.

[29] Young, I.R., Burl,M., Clarke, G.J., Hall, A.S., Pasmore T., Collings, A.G., Smith, D.T., Orr, J.S., Bydder, G.M., Doyle, F.H., Greenspan, R.H., Steiner, R.E. *Magnetic resonance properties os hydrogen: imaging tre posterior fossa.* Am. J. Roentegenol, 137:895-901, 1981.

[30] Gullberg, G.T., Simons, M.A., Wehrli, F.W., *A mathematical model for spins flowing during the application of spin echo sequences.* Magnetic Resonance Imaging, 6, 437-461,1988.

[31] Leite V.P., *Estudo do fluxo de fluídos em tomografia de Ressonância Magnética Nuclear*, dissertação de mestrado, DFCM-IFQSC-USP, 1988.

[32] Bradley, W.G., Waluch, V. *Blood flow: magnetic resonance imaging*, Radiology, 154, 443-450, 1985.

[33] Moran, P.R., Moran, R.A., Karstaedt, N., *Verification and evaluation of internal flow and motion*, Radiology, 154,433-441,1985.

[34] Wedeen, V.J., Wendt, R.E., Herold, M., J., *Motional phase artifacts in fourrier transform MRI.*, Magnetic Resonance in Medicine. 11, 114-120, 1989.

[35] Constantinesco, A., Mallet, J.J., Bonmartin, A., Lallot,C., Briguet, *A. Spatial or flow velocity phase encoding gradients in NMR imaging.* Magnetic Resonance Imaging, 2,335-340,1984.

[36] Yuang, C., Gulberg, G.T., Parker, D.L., *The solution of Bloch equations for flowing spins during a seletive pulse using a finite difference method.* Medical Physics, 14(6), 914-921, 1987.

[37] Shames, I.H., *Mechanics of fluids*, Mc Graw-Hill Book Company, 1962.

[38] Perman, W.H., Moran, P.R., Moran, R.A., Bernstein, M.H., *Artifacts from pulsative flow in MR imaging*, J. Computer Assisted Tomography, 10(3), 473-483,1986.

[39] Nishimura D.G., Jakson, J.J., Pauly, J.M., *On the nature reduction of the displacement artifacts in flow images.* Magnetic Resonance in Medicine, 22, 481- 492, 1991.

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO

[40] Haacke, E.M., Lenz, G.W., *Improving MR imaging quality in the presence of motion by using rephasing gradients*. AJR, 148, 1251-1258, 1987.

[41] Keller. P.J., Wehrli, F.W., *Gradient moment nulling through the nth moment. Aplication of binomial expansion coefficients to gradient amplitudes*. Journal of magnetic resonance, 78, 145-149, 1988.

[42] Xiang, Q.S., Nalcioglu, O., *A formalism for generating multiparametric encoding gradients in NMR Tomography*. IEEE Transactions on Medical Imaging, MI-6, Nº 1, 1987.

[43] Duerk, J.L., Pattany, P.M., *Analysis of imaging axes significance in motion artifacts supression technique (MAST^{TM}): MRI turbulent flow and motion*. Magnetic Resonance Imaging, 7, 251-263, 1989.

[44] Yuang, C., Gullberg, G.T., Parker, D.L., *Flow-induced phase effects and compensation technique for slice-selective pulses*. Magnetic Resonance in Medicine, 9, 161-176, 1989.

[45] Frank, L.R., Crawley, A.P., Buxton, R.B., *Elimination of oblique flow artifacts in magnetic resonance imaging*. Magnetic Resonance in Medicine, 25, 299-307,1992.

[46] Frahm, J., Merboldt, K.D, Hänicke, W., Haase, A., Flow supression in rapid FLASH NMR images, Magnetic Resonance in Medicine, 4, 372, 1987.

[47] Duerk, J.L., Simonetti, O.P., Hurst, G.C. *Modified gradients for motion suppression variable echo time and variable bandwidth. Magnetic Resonance Imaging*, 8, 141-151,1990.

[48] Matthaei D., Haase, Axel., *SYS-FLASH. Systematic Saturation in FLASH MR Imaging*, Magnetic Resonance in Medicine, 4, 302-305,1987.

[49] Edelman, R.R., Atkinson, D.J., Silver, M.S., Loaiza, F.L., Warren, W.S. *FRODO pulse sequences: A New Means of Eliminating Motion, Flow and Wraparound Artifacts*. Radiology, 166, 231-236, 1988.

[50] Mugler, J.P., Brookeman, J.R., The design of pulse sequence employing spatial presaturation for the suppression of flow artifacts. Magnetic Resonance in Medicine, 23, 201-214, 1992.

[51] Graaf, R.A., Luo,Y., Terpstra, M., Merkle, H., Garwood, M., *A new localization method using an adiabatic pulse, BIR-4*. J. Magnetic Resonance B, 106,245-252,1994.

[52] Luo, Y., Tannús, A., Garwood, M., *Frequency selective elimination of coherent signal with B_1 insensitivity: an improved outer-volume suppression Method (BISTRO)*. Proceeding of the third scientific Meeting ISMRM. Nice, france, 1995, p.1017.

[53] Maudsley, A.A., *Multiple-line-scanning spin density imaging*. Journal of Magnetic Resonance,41, 112-126, 1980.

[54] Martins M. J., *Desenvolvimento de um Tomógrafo de Ressonância Magnética: Integração e Otimização*, dissertação de doutorado, DFCM-IFQSC-USP, 1995.

[55] Vidoto, E.,L.,G. *Projeto de Transdutores e Otimização do sistema de Recepção do Tomógrafo de RMN de Campo Magnético Ultra Baixo*, dissertação de mestrado, DFCM-IFQSC-USP, 1995.