UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS

SELEÇÃO DE MÚLTIPLOS PLANOS EM TOMOGRAFIA POR RESSONÂNCIA MAGNÉTICA NUCLEAR

PEDRO LUIZ FRARE JUNIOR



Dissertação apresentada ao Instituto de Física e Química de São Carlos, da Universidade de São Paulo, para a obtenção do título de Mestre (Física Aplicada)

Orientador : , Prof. Dr. Alberto Tannús

DEPARTAMENTO DE FÍSICA E CIÊNCIAS DOS MATERIAIS

1990

SERVIÇO DE DIBLIOTEGA E LIPORMAÇÃO - IFQSC FISICA



UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS

MEMBROS DA COMISSAO JULGADORA DA DISSERTACAO DE MESTRADO DE PEDRO LUIZ FRARE JUNIOR APRESENTADA AO INSTITUTO DE FISICA E QUIMICA DE SAO CARLOS,DA UNIVERSIDADE DE SAO PAULO,EM 20 DE JULHO DE 1990.

COMISSAO JULGADORA:

of.Dr Alberto Jannus \mathcal{I} Prof.Dr.Claud O J 5 9 Ŋagon ρ \subset Prof.Dr.Oswa Вa Ì €⊒∕Filho

Cx. Postal, 369 - FONE (0162) 71-1016 - CEP 13.560 - São Carlos - SP - Telex 162374 - FQSC - BR - BRASIL

Dedico este trabalho à minha esposa ,

meu filho , e aos meus pais .

`••

SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO - IFOSC FÍSICA •

AGRADECIMENTOS

Embora seja dificil expressar a minha gratidão a todas as pessoas que direta ou indiretamente , contribuiram na efetivação deste trabalho , deixo aqui os meus agradecimentos :

ao meu orientador , Prof. Dr. Alberto Tannús , pelo incentivo , orientação dispensada e pelo apoio na solução dos problemas encontrados ;

ao Prof. Dr. Horácio Panepucci , pelo incentivo e orientação dispensada ;

ao Prof. Tito José Bonagamba pelo incentivo e colaboração ;

aos meus colegas de trabalho no grupo de RMN , Mateus J. Martins , Telmo S. Auler , M. Gorette , Gilberto Moretto , Ricardo Gianonni , Valmir Fadel , Edson L. Géa Vidoto , J. R. Flora Rosa , Odir A. Canevarollo, João Gomes da Silva , José Menegazo , J. Carlos Gazziro , J. R. Tozoni , pela grande colaboração e pela experiência de trabalho em equipe .

à minha esposa Silvia M. Frare , pelo carinho , amizade e esforço dedicado para elaboração desta dissertação ;

à minha familia pelo carinho e confiança dedicados à minha pessoa ;

ao IFQSC , CNPQ , FAPESP , FINEP , PADCT , por ter proporcionado os subsídios necessarios à concretização deste trabalho .

Enfim , a todas as pessoas que me ajudaram e que por um lapso de memória esqueci de mencionar .

RESUMD

Apresentamos um estudo e a implementação de três técnicas destinadas a seleção de múltiplos planos, com objetivo de otimizar a tomografia por RMN. A primeira utiliza a excitação simultânea de mútiplos planos, sendo cada plano codificado com uma fase pré-determinada e a informação destes decodificada a posteriori através da combinação linear dos dados de <u>n</u> experimentos realizados. A segunda utiliza-se da excitação simultânea de múltiplos planos, como na técnica anterior, porém esses planos são adquiridos na presença de um gradiente de leitura oblíquo, que permite a obtenção simultânea dos sinais destes planos sem necessidade de pós-processamento. A terceira técnica usa a multiplexação de frequências de excitação no tempo, isto é, diferentemente das técnicas anteriores, excitam-se diferentes planos sucessivamente, durante o tempo de repetição de uma sequência de aquisição, permitindo a aquisição de vários planos ao tempo de um único.

A construção e o uso de um "phantom "destinado a caracterização do equipamento também é discutida . Esse "phantom "possibilita por exemplo : a determinação da largura do plano selecionado , o espaçamento entre os planos e o perfil destes , entre outros .

Abordamos também , vários aspectos técnicos necessários a uma melhor performance do tomógrafo , tais como : circuitos de recepção e ressoadores .

Apresentamos finalmente , uma discussão introdutória e os primeiros resultados experimentais já obtidos com a técnica de excitação adiabática com gradiente modulado (GMAX), utilizando bobinas de superfície .

> SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO - IFQSC FÍSICA

ABSTRACT

We present the study and the implementation of three techniques for the selection of multiplice, aiming the optimization of the NMR tomography. The first technique uses the simultaneous excitation of multiple slices, being each plane encoded with a pre-determined phase for a latter decodification of the information by the linear combination of <u>n</u> experiments. The second one makes use of the multiplice simultaneous excitation, like the first one, but the slices are acquired in the presence of an oblique reading gradient, which provides us the multiplice signal without any further computer processing. The third technique uses frequency multiplexed excitation, that is, different slices are successively excited during the repetition time of an aquisition sequence, making possible multiplice aquisition at the same time of a single slice.

The construction and the use of a phantom for the equipment caracterization are discussed too . With this phantom we can determine the thickness of the selected slice , the spacing between the slices and the their shapes .

Many technical aspects necessary for an improvement of the tomograph performance, like reception circuits and ressonators, are discussed.

At last, we present a brief introduction to the gradient modulated adiabatic excitation (GMAX) technique and the first results ever obtained with it, using surface coils

ÍNDICE

•

Introdução	• • • • • • • • • • • • • • • • • • • •	1
Capítulo I - I	Fundamentos teóricos	
I.1	Princípios de RMN	. 5
I.2	Comportamento Dinâmico de Spins Isolados	7
I.2.1	Efeitos de um Campo Magnético Alternado	. 10
Ι.3	Desorição do Comportamento da Magnetização	. 14
I.4	Dinâmica do Processo de Relaxação	. 16
I.4.1	Tempo de Relaxação Longitudinal ou Spin-Rede	.20
I.4.2	Tempo de Relaxação Transversal ou Spin-Spin	. 23
I.4.3	Efeitos da Inomogeneidade de Campo e da Aplicação	
	de Gradiantes	. 24
I.5	Ressonância Magnética Nuclear Pulsada	. 26
I.5.1	A Técnica de Spin-Eco	. 27
I.5.2	Geração de Imagens por RMN : O Método da	
	Transformada de Fourier Bidimensional (20FT)	.31
I.5.2.1	Codificação Espacial de Frequências	. 31
I.5.3	Definição de Planos Tomográficos	. 34
I.5.3.1	Téonica da Excitação Seletiva	34
1.5.3.2	Espessura do Plano Selecionado	.37
I.5.3.3	Espectro de Frequências e Formas do Pulso de excitação	. 38
I.5.4	Densidade de Magnetização Unidimensional	. 40
I.5.5	Inagans en mais que uma dimensão	. 46
I.6	Considerações sobre a Resolução do Sinal em SOKO	. 52
Ι.7	Contrastes por Tempos de Relaxação $T_1 \in T_2 \dots \dots \dots$. 54
I.7.1	Contraste devido ao Efeito de Relaxação Longitudinal	. 55
I.7.2	Contraste pelo Tempo de Relaxação Transversal	. 57
Capitulo II — 1	vescrição de lécnicas para Ubtenção de Múltiplos Planos	
T 4	en anagars por rem .	
H. 1	Introdução	59
Π.1.1	Pulsos de RF com Espectro de Potência de Múltiplas	
	Frequências	. 59

Ш.2	Aquisição Simultânea de Múltiplos Planos Utilizando um
	Gradiente de Leitura Oblíquo
II.2.1	Sequências Utilizadas
II.2.2	Cuidados Especiais
П.З	Seleção de Múltiplos Planos por Multiplexação Temporal 68
II.4	Espectroscopia Unidimensional de Protons através da
	Técnica de Excitação Adiabática com Gradiente Modulado
Capitulo III	Procedimento Experimental
Ш.1	Descrição do Sistema de Medidas
Ш.2	Descrição Geral do Magneto
Ш.З	Sintetizador de RF
Ш.4	Genador de Envolventes
Ш.5	Ressoadores
Ш.6	Sintonia
ш.7	Módulo de Pré-Amplificação de RF
Ш. 8	Descrição de " Phantons " Destinados a Seleção de
	Múltiplos Planos em Tomografia por RMN
ш.9	Imagens de Múltiplos Planos
Ш.9.1	Implementações Necessárias para Imagens de Múltiplos
	Planos Utilizando Espectro de Potência de Múltiplas Freq 101
Ш.9.2	Implementações Necessárias à Técnica de Aquisição
	Simultânea de Múltiplos Planos com Gradiente Oblíquo 102
Ш. 10	Análise do Campo Magnético Gerado pela Bobina de Corpo
	Inteiro para Calculo do Ângulo de "Flip "
Ш. 11	Efeitos de "Eddy Current "Introduzidos pelo Acoplamento
	entre as Bobinas de Gradiente e outros Circuitos
Ⅲ.12	Sincronismo com a Rêde (60 Hz)
Ш. 13	Implementações Necessárias para Espectroscopia
	Unidimensional com a Técnica GMAX
Capitulo IV —	Resultados e Conclusões
IV . 1	Introdução
Ⅳ.2	Medidas da Relação Sinal/Ruído (S/R)
IV . 3	Medidas de Campo Magnético Gerado pela Bobina de Corpo
	para calculo do Ângulo de "Flip "

IV . 4	Medidas da Largura do Plano Selecionado versus Gradiente
	de Seleção e Largura do Plano versus Tempo de Aplicação
	do Pulso de RF
IV.5	Medidas do Deslocamento do Campo Estático
Ⅳ .6	Avaliação da Dependência Temporal dos Gradientes de Campo127
IV.7	Medidas Utilizando a Técnica de Excitação por Múltiplas
	Frequências
IV . 8	Medidas Utilizando a Técnica de Aquisição Simultânea de
	Múltiplos Planos
IV.9	Medidas de Seleção de Múltiplos Planos por Multiplexação
	Temporal
IV.10	Seleção de Planos Utilizando Excitação Adiabática com
	Gradiente Modulado (GMAX)
IV . 11	Conclusões

.

Bibliografia	.144	

NTRODUÇÃO

A Ressonância Magnética Nuclear (RMN) foi descoberta há mais de quarenta anos [1] e tornou-se desde então uma indispensável ferramenta analítica em química e física. Em meados de 1970, Lauterbur [2] e Damadian [3] mostraram que técnicas de RMN podiam ser utilizadas na obtenção de imagens do corpo humano. A partir de então, muitos estudos foram desenvolvidos e muitas implementações foram feitas, tornando a tomografia por RMN uma das técnicas mais importantes para diagnóstico médico, devido às vantagens oferecidas por esta em relação a demais técnicas existentes.

Algumas das principais vantagens da obtenção de Imagens por Ressonância Magnética podem ser sumarizadas como :

— É de natureza não invasiva .

Permite imagens com excelente capacidade de resolução -

- Permite imagens baseadas nos prótons ou em outros núcleos , incluindo imagens
 de "Chemical Shift "
- Possibilita imagens em qualquer orientação , tais como , Sagitais , Coronais ,
 Oblíquas ou Transversas , sem necessidade de reposicionar o paciente .
- Não emprega radiação ionizante .
- Tem potencial para caracterização de tacidos , provendo informações anatômicas e fisiológicas
- Tem potencial para medidas de fluxo .

- 1 -

Fornece imagens com significativo contraste patológico, sem necessidade
 de inserção de meios artificiais de contraste .

Entretanto , para obtenção de maiores detalhes de uma região em estudo necessita-se que vários planos em diferentes orientações sejam estudados . Isto requer um tempo maior de medidas , caso técnicas de seleção de múltiplos planos não sejam utilizadas , causando um grande desconforto ao paciente , sem citar o fato que , durante o exame o paciente deve ficar a maior parte do tempo imóvel , o que é praticamente impossível por um período longo .

Tendo então como objetivos adquirir um maior número de informações da amostra em um menor tempo possível , dedicamo-nos ao estudo e a implementação das técnicas de seleção de múltiplos planos .

Os primeiros problemas com que nos defrontamos são por exemplo : como excitar múltiplos planos simultâneamente , e uma vez isso feito como adquirilos sem que ocorra superposição das imagens no plano de leitura .

Para solução destes e de outros problemas, abordamos neste trabalho três métodos que possibilitam a seleção de múltiplos planos : um deles permite a excitação de múltiplos planos simultâneamente, sendo cada plano adquirido com uma fase pré-determinada e, a informação destes decodificada a posterióri através da combinação dos dados de n experimentos realizados; o outro utiliza-se da excitação simultânea de múltiplos planos e de um gradiente de leitura obliquo, permitindo que vários planos sejam adquiridos simultâneamente sem necessidade de pós-processamento ; enquanto o último utiliza-se de uma multiplexação das frequências de excitação no tempo, onde durante o tempo de repetição de uma sequência convencional, na qual se adquire um plano, excita-se vários planos sucessivamente, através da variação da frequência de excitação pelo sintetizador .

- 2 -

SERVIÇO DE BIBLICIECA E INFORMAÇÃO - IFOSC FÍSICA Assim , neste trabalho discutimos inicialmente de forma breve e suscinta uma das técnicas de excitação seletiva . A seguir , ainda no capítulo I , discutimos as bases teóricas da Ressonância Magnética Nuclear e seu principio na geração de imagens planares com enfoque a geração de imagens utilizando Transformada de Fourier Bidimensional (2DFT).

No capítulo II , apresentamos as técnicas para obtenção de múltiplos planos , seus aspectos teóricos com maiores detalhes assim como alguns aspectos técnicos , tais como : a importância da deteção em fase no método de multiplexação temporal .

No capítulo III descrevemos o sistema utilizado, os problemas experimentais que enfrentamos, desde a construção de bobinas (transdutores), maximização da relação sinal/ruído, até os efeitos que degradam a qualidade das imagens, bem como as soluções encontradas, as implementações necessarias, e os vários circuitos de medida utilizados. Discutimos ainda nesse capítulo o projeto e a construção de um objeto ("phanton") destinado a caracterizar o sistema, permitindo medidas tais como : espessura do plano selecionado ; espaçamento entre planos ; perfil do plano selecionado ; entre outras. Esse , assim como outros " phantons " construidos mostraram-se de fundamental importância para que atingissemos nossos objetivos. Faremos também uma abordagem sobre alguns dos efeitos indesejáveis que aparecem, como por exemplo :

- Efeitos de "Eddy Current"

 Efeito de deslocamento de campo, isto é, inomogeneidade do campo magnético estático e os problemas que acarretam nas imagems.

Apresentamos também uma contribuição especial , mostrando as primeiras medidas realizadas com a recente técnica de excitação adiabática com gradiente modulado (GMAX) [29,34] e uma breve discussão dessa técnica

- 3 -

Finalmente no capítulo IV , apresentamos e discutimos nossos resultados procurando compará-los , mostrando assim a evolução do nosso trabalho. Mostramos ainda as modificações ocorridas nas várias etapas de desenvolvimento, propostas para uma configuração ideal , e algumas imagens obtidas de voluntários .

Como conclusões , discutimos os problemas experimentais e as soluções encontradas para implementação e caracterização do sistema ; as vantagens e desvantagens das técnicas propostas para obtenção de múltiplos planos , fazendo uma comparação entre essas . Por último discutimos a técnica GMAX e seu potencial no estudo de espectroscopia .

Fica agora um convite ao leitor , que caso se interesse por este trabaho , prossiga em sua leitura e constate o que desenvolvemos , apontando nossas falhas e nossos méritos .

- 4 -

CAPÍTULO I

FUNDAMENTOS TEÓRICOS

I . 1 - PRINCÍPIOS DE RESSONÂNCIA MAGNÉTICA NUCLEAR

Neste capítulo, vamos discutir alguns dos fundamentos básicos da técnica de Ressonância Magnética Nuclear pulsada. Esta discussão está baseada nas referências [6], [7] e [8], onde o leitor poderá encontrar um tratamento mais elaborado e completo, bem como uma extensão ao estudo de outras áreas que não a de imagens.

O fenômeno de RMN está associado ao fato que o campo magnético externo aplicado cria, um desdobramento dos níveis de energia. O próton, por exemplo (com momento ângular intrínseco ou spin = $\pi/2$), quando colocado na presença de um campo estático \vec{H}_0 [9],[10], poderá estar em dois estados de energia, $+\gamma\mu H_0$ e $-\mu H_0$ (split Zeeman), onde μ e H_0 são o momento magnético nuclear e o campo magnético aplicado, respectivamente (vide fig. 1.1). Para o caso de prótons, a energia magnética associada a esse sistema é então

 $E = -\frac{1}{2}\gamma \pi H_0$

(1.1)

- 5 -

A energia de radiação eletromagnética necessária para provocar uma transição do estado de menor energia $-\frac{1}{2}7\hbar H_0$ para o estado $\frac{1}{2}7\hbar H_0$ é

$$\Delta E = \gamma \hbar H_0 \qquad (1.2)$$

Pela lei de Planck , essa energia é τω , onde ω é a frequência ângular de radiação utilizada na excitação . Portanto , ω é dado pela relação

Į

$$\omega = \gamma \cdot H_0 \tag{1.3}$$

A figura a seguir ilustra o que descrevemos, sendo que a energia necessária para a excitação é usualmente fornecida por um campo magnético de radiofrequência (RF).



Fig. 1.1 - Descrição Quântica de spins excitados por RMN. - 6 -

I. 2 - COMPORTAMENTO DINÂMICO DE SPINS ISOLADOS

Faremos agora uma descrição clássica do movimento de um "spin" na presença de um campo magnético externo \vec{H}_0 , assumindo que \vec{H}_0 pode variar no tempo . O campo \vec{H}_0 produz um torque ($\vec{\tau}$) sobre o momento magnético $\vec{\mu}$, sendo expresso por

$$\vec{\tau} = \vec{\mu} \times \vec{H}_0 \tag{1.4}$$

A equação de movimento que descreve essa taxa de variação do momento ângular $\vec{J} = \pi \vec{I}$ é

$$\frac{dJ}{dt} = \vec{\mu} \times \vec{H}_0 \qquad (1.5)$$

Desde que $ec{\mu} = ec{\gamma}. ec{J}$, nós podemos eliminar $ec{J}$, tomando

· •

$$\frac{d\vec{\mu}}{dt} = \vec{\mu} \times (\vec{\gamma} \vec{H}_0)$$
(1.6)

Esta equação nos diz que indiferentemente de H₀ ser dependente do tempo ou não, em qualquer instante a variação de $\vec{\mu}$ (momento magnético) é perpendicular a $\vec{\mu}$ e \vec{H}_0 . Se \vec{H}_0 é estático, a evolução do vetor $\vec{\mu}$ descreverá um cone (veja figura 1.2).

- 7 -



Fig. 1.2 Vetor de Magnetização .0 mesmo vale p/ $\vec{\mu}$.

Caso não ocorram interações entre $\vec{\mu}$ e o exterior e, se o campo magnético H₀ for estático, essa situação de precessão de $\vec{\mu}$ em torno do eixo \hat{Z} será estacionária (ϕ = constante). Nesta situação a solução completa da equação (1.6), pode ser obtida de forma mais conveniente, mediante uma transformação de coordenadas. Consideremos um sistema de coordenadas girantes, tal que \hat{Z} coincide com \hat{Z} , e \hat{X} e \hat{Y} girem em torno de $\hat{Z}(\hat{Z})$ com velocidade angular $\vec{\Omega}$.

Nesse novo sistema de coordenadas , podemos reesorever a equação (1.6) da forma

$$\frac{\partial \vec{\mu}}{\partial t} = \gamma \vec{\mu} \times (H_0 + \frac{\vec{\Omega}}{\gamma})$$
 (1.7)

- 8 -

Essa equação mostra que no sistema girante de coordenadas o momento magnético $\vec{\mu}$ obedece a mesma equação descrita anteriormente , porém na presençade um campo efetivo \vec{H}_{ef} :

$$\vec{H}_{ef} = \vec{H}_0 + \frac{\vec{\Omega}}{\gamma} \qquad (1.8)$$

Se escolhermos um sistema tal que o campo efetivo seja igual a zero ($\vec{H}_{ef} = 0$), teremos

$$\vec{\Omega} = -\gamma \vec{H}_0 \tag{1.9}$$

Neste sistema de referência $\frac{\partial \vec{\mu}}{\partial t} = 0$, e portanto $\vec{\mu}$ é estático com respeito a \hat{X}' , \hat{Y}' e \hat{Z}' . Enquanto que em relação ao sistema do laboratório $\vec{\mu}$ precessiona com uma frequência $\vec{\Omega}$, que é conhecida como "Frequência de Larmor". Observa-se que essa frequência é a mesma, tanto do ponto de vista clássico como quântico. Entretanto a descrição clássica do fenômeno de RMN propicia uma boa compreensão de todo o comportamento dos spins, e a ela vamos nos fixar.

Podemos agora estudar o efeito de uma radiação eletromagnética que satisfaça a equação (1.9), e que determina a existência de um campo magnético de RF que gira com frequência | $\vec{\Omega}$ | em torno de \hat{Z} . Este campo magnético alternado é gerado por uma bobina de RF.

- 9 -

I . 2 . 1 - EFEITOS DE UM CAMPO MAGNÉTICO ALTERNADO

Os efeitos de um campo magnético de RF aplicado na forma de campos linearmente oscilantes \vec{H}_1 (t) = $2.H_1(t).co\Omega t \hat{x}$, são mais facilmente analisados dividindo-o em duas componentes de rotação, cada uma com amplitude H_1 , uma girando no sentido horário e outra no sentido anti-horário.



Fig 1.3 - Decomposição de um campo linearmente oscilante em duas componentes girantes .

Nós denotamos os campos girantes por ${\rm H_{1R}}~{\rm e}~{\rm H_{1L}}$:

 $H_{iR} = H_i (i \cos \Omega t + j \sin \Omega t)$

(1.10)

 $H_{1L} = H_1 (i \cos \Omega t - j \sin \Omega t)$

- 10 -

Note que H_{iL} e H_{iR} diferem simplismente pela substituição de Ω por $-\Omega$. Desde que uma componente girará no mesmo sentido de precessão do momento enquanto que a outra estará no sentido oposto , pode-se mostrar que próximo da ressonância a componente de frequência $-\Omega$ pode ser desprezada [7], resultando que metade da energia do campo será desperdiçada . No entanto , essa é a forma de gerar este campo na maioria dos espectrômetros , pela facilidade de sua implementação .

Assumiramos então que existe sómente um campo H_{1R} , sem perda de generalidade . Quando o campo magnético estático está na direção Z e o campo de RF está girando no plano X — Y , o campo magnético total é ,

$$\vec{H} = H_0 \hat{z} + H_1 (\hat{x} \cos\Omega t + \hat{y} \sin\Omega t)$$
 (1.11)

onde \hat{X} , \hat{y} , e \hat{z} representam versores nas coordenadas cartesianas .

Inserindo (1.11) em (1.8), Ĥ_{ef} torna-se

$$\vec{H}_{ef} = (H_0 - \frac{\Omega}{2})\hat{z}' + H_1\hat{x}' \qquad (1.12)$$

Fisicamente o momento ($\vec{\mu}$) comporta-se como se estivesse na presença de um campo magnético estático \vec{H}_{ef} . Assim o momento $\vec{\mu}$ precessa em torno desse campo efetivo descrevendo um cone com frequência ângular γ .H_{ef}.

Esta situação é ilustrada na fig. 1.4 para um momento magnético que em t = 0 está orientado na direção Z .

- 11 -



Fig. 1.4 - a-) Campo efetivo b-) Movimento de $\vec{\mu}$ no sistema girante de coordenadas

Nota-se que o movimento de $\vec{\mu}$ é periódico , e se estiver inicialmente orientado ao longo da direção Z , ele deverá retornar a essa direção.

Se a condição de ressonância é satisfeita ($\omega = \gamma H_0$), o campo efetivo é então simplesmente $H_i \hat{x}'$ e a frequência ângular γH_i . O momento magnético, que é inicialmente paralelo ao campo estático, precessionará no plano Y - Z, ou seja, ele precessionará permanecendo sempre perpendicular a H_i . Se agora aplicarmos um campo \vec{H}_i por um curto período de tempo (aplicando um sequência de pulsos de duração t_P), $\vec{\mu}$ vai precessionar com um ângulo θ dado por

$$\Theta = \gamma \int_{0}^{t_{P}} H_{i}(t) dt$$
(1.13)

- 12 -

Se H_1 permanecer constante durante o período de aplicação do pulso de RF , teremos

$$\Theta = \gamma H_{i} t_{P} \qquad (1.14)$$

Escolhendo adequadamente o tempo de aplicação (t_P) do campo H_i e sua intensidade, o ângulo de precessão ou de "flip" pode ser de $\frac{\pi}{2}$ ou de π . O pulso $\theta = \frac{\pi}{2}$ gira o momento ou a magnetização, da direção Z para a direção Y, no plano transversal permitindo a observação da máxima componente transversal, enquanto o pulso $\theta = \pi$ é usado para inverter a magnetização. Em seguida, cessado H_i a magnetização tende a retornar à posição de equilíbrio, apontando na direção do campo estático.

Isto sugere um método simples para observar a ressonância magnética. Colocamos uma amostra de um material que queremos estudar numa bobina, cujo eixo é perpendicular a \vec{H}_0 . No equilíbrio térmico haverá um excesso de momentos apontando ao longo de \vec{H}_0 . Aplicando uma voltagem alternada na bobina, esta produzirá um campo magnético alternado perpendicular a \vec{H}_0 . Após a aplicação desse campo, a rotação dos momentos magnéticos produz uma variação de fluxo de indução magnética na bobina, gerando uma força eletro-motriz (f.e.m.) induzida que pode ser observada. No entanto , a f.e.m. não persiste indefinidamente , isto é , interações dos spins com suas vizinhanças oausam um decaimento. O decaimento pode levar muitos milisegundos , como no caso de líquidos , ou microsegundos tipicamente para sólidos. A técnica descrita , que consiste na observação do **Decaimento livre da indução (Free Induction Decay -**FID), é comumente usada para observar o fenômeno de ressonância .

- 13 -

I. 3 - DESCRIÇÃO DO COMPORTAMENTO DA MAGNETIZAÇÃO

Até o momento estudamos o comportamento de um núcleo isolado na presença de campos magnéticos estáticos e oscilantes . Na realidade , num determinado objeto , temos uma coleção grande desses núcleos , que interagem entre si e com o meio em que estão imersos . Devemos analisá-los então pelo seu comportamento macroscópico , descrito pela magnetização total por unidade de volume , \vec{M} . Tudo que discorremos até aqui é válido para a magnetização \vec{M} . No entanto , devemos mudar as equações para torná-las mais gerais , pois consideramos até agora o comportamento dos núcleos isolados .

A magnetização \vec{M} é a soma de todas as contribuições elementares dos momentos magnéticos ,

$$\vec{M} = \sum_{i} \vec{\mu}_{i} \qquad (1.15)$$

Vamos supor que uma amostra macroscópica contendo N núcleos tenha sido colocada em um campo estático H_0 na direção \hat{z} , de forma que existem N_{α} spins no estado de mais baixa energia e N_{β} no primeiro estado excitado . No equilíbrio térmico existe um pequeno excesso de spins no estado α , resultando num pequeno paramagnetismo dependente da temperatura .

Se denotarmos por T_O a temperatura da rede , tal equilíbrio será ditado pela distribuição de Boltzmann

$$\frac{N_{\alpha}}{N_{\beta}} = e^{\frac{\hbar\omega}{kT_{0}}} \qquad (1.16)$$

- 14 -

TTP

sendo que N_{α} + N_{β} = N.

Nesta condição , o valor da magnetização de equilíbrio para um spin qualquer I , será

$$M_{z_{0}} = \frac{\gamma^{2} \pi^{2} N I (I + 1)}{3 K T_{0}} H_{0} \qquad (1.17)$$

Este resultado é conhecido como Lei de Curie e é equivalente a

$$M_0 = \chi_0 \cdot H_0 \tag{1.18}$$

onde χ_0 é definido pela combinação dos termos constantes na equação (1.17) e é denominado por susceptibilidade magnética. O resultado obtido para a magnetização no estado de equilíbrio mostra uma dependência desta com o quadrado do fator giromagnético (γ), e com a intensidade de campo magético. Esta é uma das razões pelas quais altos campos são desejáveis em RMN. É também o motivo pelo qual o prótom é um dos núcleos mais observados, visto que possui o maior γ , além de possuir abundância natural elevada.

Supondo agora um conjunto de spins não interagentes , podemos descrever o comportamento da magnetização para este conjunto , através da Equação de Bloch da forma ,

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \times \vec{H}_0$$

(1.19)

- 15 -

As soluções desta equação definem um vetor cujo movimento descreve um cone em torno do eixo Z , como descrito na figura (1.2) para o vetor $\vec{\mu}$.

Isto de fato não acontece, devido aos spins não serem isolados da rede . Vamos estudar agora os processos de relaxação envolvidos, procurando descrever o sistema real de spins .

I . 4 - DINÂMICA DO PROCESSO DE RELAXAÇÃO

Consideremos um conjunto de N núcleos idênticos (spin 1/2), submetidos a um campo magnético H₀ na direção de $\hat{2}$, uniforme e independente do tempo. Seja N_{α} o número de núcleos no nível n = $-\frac{1}{2}$ e N_{β} o número de núcleos no nível n = $+\frac{1}{2}$, a magnetização resultante estará na direção de H₀ e terá o valor

$$M_{\mathbf{z}} = \frac{1}{2} \gamma \hbar (N_{\beta} - N_{\alpha}) \qquad (1.20)$$

Os valores de N_{α} e N_{β} não são estáticos, mudando devido a interação entre os núcleos e os campos que possam depender do tempo (campos locais, como exemplo, o movimento de núcleos vizinhos produzido pela agitação térmica).

A evolução temporal de M_z é então

$$\frac{dM_z}{dt} = \frac{1}{2}\gamma \hbar \frac{dn}{dt}$$
(1.21)

- 16 -

onde

e

$$n = N_{\beta} - N_{\alpha} \qquad (1.22)$$

Admitindo que as populações N_β e N_α possam ser descritas pelas equações fenomenológicas

$$\frac{dN_{\beta}}{dt} = P_{\alpha\beta}N_{\alpha} - P_{\beta\alpha}N_{\beta}$$
(1.23)

$$\frac{dN_{\alpha}}{dt} = P_{\beta\alpha} N_{\beta} - P_{\alpha\beta} N_{\alpha}$$

onde introduzimos as probabilidades de transição por unidade de tempo $P_{\beta\alpha}$ (probabilidade de transição do estado β para α) e $P_{\alpha\beta}$ (probabilidade de transição do estado α para β). Utilizando-se dessas equações fenomenológicas a expressão (1.21) torna-se

$$\frac{dM_z}{dt} = \frac{M_{z_0} - M_z}{T_1}$$
(1.24)

onde M_{zo} é a magnetização no equilíbrio térmico

$$M_{zo} = \frac{1}{2} \gamma \pi N \frac{P_{\alpha\beta} - P_{\beta\alpha}}{P_{\alpha\beta} + P_{\beta\alpha}}$$
(1.25)

$$\frac{1}{T_1} = P_{\alpha\beta} + P_{\beta\alpha} \qquad (1.26)$$

- 17 -

A equação (1.24) nos diz que qualquer magnetização que possua componente M_z diferente de M_{zo} , evoluirá exponencialmente para esse último valor, com tempo característico T_i . Termodinâmicamente podemos descrever o fenômeno como o intercâmbio de energia entre os núcleos e a "rede", com tendência ao estabelecimento do equilíbrio térmico.

Podemos agora combinar (1.24) com a equação (1.19) resultante do torque criado pelo campo magnético H_0 , fornecendo

$$\frac{dM_z}{dt} = \frac{M_{z_0} - M_z}{T_1} + \gamma (\vec{M} \times \vec{H})_z \qquad (1.27)$$

Além disso desejamos expressar o fato de que em equilibrio térmico sob um campo estático , a magnetização tende a ficar paralela a \vec{H}_0 . Isto é , as componentes X e Y devem tender a zero . Então

$$\frac{dM_{x}}{dt} = \gamma \left(\vec{M} \times \vec{H}\right)_{x} - \frac{M_{x}}{T_{2}}$$
(1.28)

$$\frac{dM_{\rm y}}{dt} = \gamma \left(\vec{M} \times \vec{H}\right)_{\rm y} - \frac{M_{\rm y}}{T_2}$$
(1.29)

As equações (1.27 a 1.29) trazem correções fenomenológicas e são conhecidas como Equações de Bloch , onde introduzimos o tempo de relaxação spin-rede (T_1) e o tempo de relaxação spin-spin (T_2) , como parâmetros a serem determinados experimentalmente .

SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO - IFQSC FÍSICA As soluções dessas equações são :

`**.**.

$$M_{x}(t) = e^{-\frac{t}{T_{2}}} [-M_{xo} \cos \omega_{0}t + M_{yo} \sin \omega_{0}t]$$

$$M_{y}(t) = e^{-\frac{t}{T_{2}}} [-M_{xo} \sin \omega_{0}t + M_{yo} \cos \omega_{0}t] \quad (1.30)$$

$$M_{z}(t) = M_{zo} - e^{-\frac{t}{T_{1}}} [-M_{zo} - M_{z}]$$

Se agora tomarmos arbitráriamente $M_{y_0} = M_Z = 0$ e $M_{z_0} = M_0$, teremos

$$M_{\mathbf{X}}(t) = -e^{-\frac{t}{T_2}} [M_{\mathbf{X}\mathbf{o}} \cos \omega_0 t]$$

$$M_{\mathbf{Y}}(t) = e^{-\frac{t}{T_2}} [M_{\mathbf{X}\mathbf{o}} \sin \omega_0 t] \qquad (1.31)$$

$$M_{\mathbf{Z}}(t) = M_0 [1 - e^{-\frac{t}{T_1}}]$$

Isto corresponderá ao comportamento da magnetização , caso em t = 0, ela esteja ao longo do eixo X. Se a magnetização for observada (a partir de t = 0), está descreverá uma oscilação amortecida de frequência ω_0 e constante de tempo T_2 , que chamamos de *decaimento livre da indução , FID*.

- 19 -



Fig 1.5 - Binal de RMN (FID).

A seguir discutimos os efeitos da relaxação transversal no sistema de spins e o comportamento desses frente a pulsos de excitação de duração finita .

I.4.1. - TEMPO DE RELAXAÇÃO LONGITUDINAL DU SPIN-REDE (T_1)

Após a excitação , os núcleos retornam ao equilíbrio , perdendo energia por emissão de radiação eletromagnética e por transferência de energia às moléculas vizinhas . Este processo , chamado de relaxação , ocorre sempre que o sistema se encontra numa situação de deseguilíbrio .

Se supormos que inicialmente a magnetização de equilibrio , M_0 , está na direção Z , e então aplicamos um pulso de RF que gira a magnetização para o eixo transversal , teremos que : a magnetização longitudinal , M_Z , retorna gradualmente no tempo e atinge o valor inicial M_0 quando o equilíbrio é - 20 - ٣

restaurado ; enquanto num tempo característico , a magnetização transversal , M_{XY} , terá praticamente diminuído a zero , como mostra a fig (1.6) .



Fig. 1.6 - Relaxação tranversal e longitudinal da magnetização

As componentes de magnetização transversal e longitudinal relaxam exponencialmente a zero e M₀ respectivamente . Os tempos de relaxação longitudinal e transversal tem valores que dependem , por exemplo , da estrutura molecular do material , do estado físico (sólido ou líquido) e da temperatura . Entretanto , o tempo de relaxação longitudinal aumenta com a intensidade do campo magnético .

Assim , T_i , é a medida da rapidez com que a energia pode ser transferida de um spin nuclear para a rede . O termo " tempo de relaxação longitudinal " reflete o fato que T_i caractetriza o comportamento da componente M_Z do momento magnético na direção longitudinal ao campo aplicado .

- 21 -

Se a maioria dos núcleos for girada de 180° , tal que a magnetização resultante, M, fique na direção oposta ao campo principal, H_o, a amplitude da magnetização começará a decair passando de um valor máximo negativo para um valor máximo positivo, como está descrito na figura (1.7), e é o efeito macroscópico dos núcleos individuais retornando a posição de equilíbrio.



Fig 1.7- Relaxação Longitudinal

Os valores de T_i variam em tecidos biológicos de 50 ms a alguns segundos, sendo que esses valores dependem do tipo de núcleo estimulado e o meio físico e químico em que ele se encontra , incluindo a intensidade do campo magnético estático . Em líquidos T_i é mais rápido que em sólidos , devido ao fato que em líquidos a mobilidade das moléculas é maior , transferindo energia térmica mais rápidamente .

- 22 -

I . 4.2 - TEMPO DE RELAXAÇÃO TRANSVERSAL OU SPIN-SPIN (T,)

O tempo que caracteriza a relaxação da magnetização tranversal é conhecido como T_2 , e é a constante de tempo associada a curva exponencial para M_{XY} na figura (1.6).

O tempo de relaxação , T_2 , é a medida da taxa de decaimento da magnetização transversal . Imediatamente após a excitação os prótons precessam juntos e dão origem a uma componente transversal . Entretanto as interações spinspin causam variações aleatórias do campo magnético local , isto é , essas flutuações introduzem a cada instante um campo ligeiramente diferente do campo estático visto por cada spin , fazendo com que haja uma variação da sua frequência de precessão individual . Isso gera uma distribuição de frequências de precessão , de modo que , dada uma condição inicial em que exista coerência de fase na precessão , transcorrido um certo tempo essa coerência ter-se-á degradado , fazendo desaparecer a resultante da magnetização transversal , pela total dispersão dos momentos magnéticos elementares em torno do eixo Z . A figura (1.8) ilustra esta situação .



Fig 1.8 – Perda de coerência da magnetização transversal dos spins após um pulso de $\pi/2$, devido a T $_2$.

- 23 -

Se o defasamento for relativamente rápido , a magnetização transversal pode desaparecer muito antes da magnetização longitudinal ter recuperado-se completamente . E em geral , o tempo de relaxação T_2 é bem menor que T_1 .

A figura a seguir ilustra os dois processos de relaxação envolvidos



Fig. 1.9 - Ilustração sequencial dos processos de relaxação de spins

I . 4.3 - EFEITOS DA INOMOGENEIDADE DE CAMPO E DA APLICAÇÃO DE GRADIENTES.

Em adição a relaxação spin-spin inerente , existem outros efeitos de defasagem dos spins , que são atribuídos a inomogeneidade do campo e gradientes de campo que são deliberadamente introduzidos em imagens por RMN .

O efeito desses gradientes é gerar uma distribuição de campo , agora estática , mas semelhante à que induz a relaxação transversal . Na presença deste campo magnético não homogêneo , haverá um processo de - 24 - degeneração da coerência de fase que se superpõe ao efeito da relaxação , tornando os decaimentos mais rápidos , sendo que o tempo de relaxação transversal efetivo , T_2^{\pm} é dado por :

$$\frac{1}{T_2^{\pm}} = \frac{1}{T_2} + \gamma \Delta H_0 \qquad (1.32)$$

onde ΔH_0 representa a máxima variação de H_0 em toda a extensão da amostra . Quando o gradiente de campo é adicionado para resolver a distribuição espacial de frequências , T_2^{\pm} é reduzido ainda mais , tornando-se

$$\frac{1}{T_2^{\#}} = \frac{1}{T_2^{\#}} + \gamma.G.R \qquad (1.33)$$

onde G (dado em gauss/cm) é o gradiente , e R é a dimensão da amostra na S. direção de aplicação do gradiente .

A composição do decaimento do sinal senoidal com o tempo de relaxação efetivo $T_2^{\pm\pm}$ é conhecido como FID, que usualmente é detectado com um detetor sensível a fase, e os resultados são similares ao decaimento mostrado na figura (1.5).

Concorrentemente , a relaxação longitudinal ou spin-rede força os spins a se realinharem na direção de H_0 , já que este estado é o de mais baixa energia ou o estado de equilíbrio térmico . Desde que esta relação envolve mecanismos de troca de energia com a rede , o tempo de relaxação longitudinal , T_1 é usualmente muito maior que T_2 . Em geral temos a seguinte relação

$$T_2^{**} < T_2^{*} < T_2 < T_1$$
 (1.34)

- 25 -

I. 5 - RESSONÂNCIA MAGNÉTICA NUCLEAR PULSADA

A resposta espectral do sistema de spins frente a excitação com um campo de RF , permite estudar e entender os mecanismos de interação entre os spins e o meio em que estão imersos , assim como interações entre os referidos spins .

Há duas principais variantes das técnicas de medida : uma delas consiste em aplicar-se uma excitação de forma contínua , de baixa intensidade e de frequência única (excitação com largura de banda muito menor que a largura dos espectros observados). Variando-se a frequência pode-se obter (desde que num tempo tal que a varredura entre duas frequências próximas seja maior que T_i) a resposta espectral da susceptibilidade complexa $\chi(\omega)$, que decorre da solução estacionária das equações de Bloch [6] . Essa técnica é denominada CW (Continuous Wave) , e foi inicialmente utilizada na observação do fenômeno de ressonância magnética .

A outra variante , a técnica pulsada , consiste em aplicarem-se pulsos de RF bem mais curtos que T_2 e T_1 , pulsos esses com espectro de potência comparável à varredura na técnica anterior . Garante-se dessa forma que todas as componentes de frequência da excitação estão presentes com aproximadamente a mesma intensidade . A análise espectral da resposta do sistema de spins (que de certa forma contém superpostas as respostas a cada frequência), mediante as técnicas de Transformadas de Fourier [13] , permite obter a resposta espectral e avaliar suas consequências . Um tratamento matricial para a solução das equações de Bloch , que permite analisar o comportamento da magnetização mediante a aplicação de operadores de rotação e de relaxação (para pulsos de excitação curtos), encontra-se descrito nas referências [12] e [13] .

A última técnica descrita , denominada de espectroscopia de Fourier pulsada , é adotada em nosso espectrômetro e é nela que basearemos o estudo que faremos a seguir .

I . 5 . 1 - A TÉCNICA DE SPIN - ECO

Uma característica que se deve notar no decaimento introduzido pela inomogeneidade, é que ela é estática, permanecendo constante durante toda experiência. Esse fato foi brilhantemente aproveitado por H.Y.Carr e E.M. Purcell [14](1954), que utilizando a descoberta de Erwin Hahn [15](1950), " o eco de spins ", inventaram um meio de contornar o problema da inomogeneidade de H_0 . A técnica que descreveremos foi posteriormente modificada por S. Meiboon e D.Gill[16](1958), para permitir a obtenção de valores de T_2 mais corretos.

A idéia física essencial da refocalização pode ser mais facilmente observada se considerarmos uma sequência de pulsos na qual, o primeiro pulso produz uma rotação da magnetização de $\frac{\pi}{2}$, o segundo produz uma rotação de π . Considere um grupo de spins inicialmente em equilíbrio térmico em um campo magnético estático H₀ na direção de Z. No equilíbrio térmico a magnetização M₀ está na direção do campo como mostra a fig (1.10 a.).

- 27 -


Fig. 1.10 - Formação de um eco

Aplicamos então um pulso de $\frac{\pi}{2}$ que leva a magnetização M_o ao plano X-Y . A existência de inomogeneidades leva a variação das taxas de precessão e consequente defasamento . Considere o que acontece durante um intervalo de tempo τ . Em qualquer região pequena da amostra , a magnetização $\delta \vec{M}$ permanece no plano X-Y , desde que negligenciemos o processo T_i . Mas no final de τ , o vetor $\delta \vec{M}$ girou de um ângulo θ , dado por

$$\theta = \gamma \, \delta H \, \tau \tag{1.35}$$

onde

$$\delta H = H - H_0$$
 (1.36)
- 28 -

representa a inomogeneidade de campo . Esta situação é mostrada na figura (1.10.d.). Suponha agora que apliquemos um pulso de π no tempo t = τ , novamente de duração negligenciável . Como a inomogeneidade é estática os sentido de precessão dos elementos de magnetização não mudam e , como resultado , acabam recuperando a coerência de fase , gerando um " eco de spins " em um tempo t= 2τ na direção — Y (veja figura 1.10.g).

O efeito da relaxação fará com que a magnetização tenha nesse instante um valor

$$-\frac{2\tau}{T_2}$$

$$M(2\tau) = M_0 e \qquad (1.37)$$

menor portanto que a do equilíbrio . Se o pulso de π for aplicado mais vezes nos instantes

$$t_{\pi} = (2n + 1) \tau$$
 , $n = 1, 2, 3, ..., N$ (1.38)

ocorrerão ecos com máximos em

$$t_{max} = 2 n \tau$$
 , $n = 2, 3, ..., N$ (1.39)

conforme a figura (1.11).

- 29 -

SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO - IFQSC FÍSICA



Fig. 1.11 - Aplicação sucessiva de pulsos π em τ , 2τ , gerando ecos de spins com polaridades alternadas .

Assim , se plotarmos os máximos dos ecos em função do tempo , obteremos uma expressão para \vec{M} afetada apenas pelo decaimento intrinseco , que nos permite calcular T₂, independente da inomogeneidade de H₀ .

A técnica de spin-eco é de fundamental importância em imagens por RMN , e a seguir faremos um estudo detalhado das técnicas de obtenção de imagens utilizando o que foi apresentado até aqui .

- 30 -

I.5.2 - GERAÇÃO DE IMAGENS POR RMN : O MÉTODO DA TRANSFORMADA DE FOURIER BIDIMENSIONAL (20FT)

Dentre as várias maneiras possíveis de analisarmos um objeto, uma das formas de obtenção de informações mais completa é o método gráfico. Por questões de maior facilidade de interpretação, resumimos as observações a "telas" bidimensionais.

A imagem de um objeto constitui a representação de alguma propriedade analisada . No caso de RMM a propriedade observada é a densidade de núcleos ρ_n (r) de uma espécie atômica .

Assim, como já nos referimos, a densidade de núcleos (que tem momento magnético não nulo) se expressa na forma de magnetização M(r). A medida de M(r) é então uma medida indireta de $\rho_n(r)$. As formas que empregamos para medição da magnetização M(r), serão objeto de estudo nas seções subsequentes .

I . 5.2.1 - CODIFICAÇÃO ESPACIAL DE FREQUÊNCIAS

Os sinais de RMN registrados são , de fato , uma medida da relaxação de um sistema de spins nucleares , e as diferentes intensidades nas imagens (bidimensionais) a partir deles reconstruidas refletem a distribuição espacial de ρ_n (r).

Essa codificação espacial é conseguida colocando-se o objeto em um campo \vec{H} , cuja magnitude dependa da posição, de modo que os spins em diferentes posições da amostra precessem em frequências distintas. A dependência espacial do campo \vec{H} é introduzida superpondo-se ao campo estático \vec{H}_0 um campo $\vec{G}(r,t)$. \vec{r} - 31 -

produzido por um gradiente $\vec{G}(r,t)$, que faz com que o campo total \vec{H} aplicado durante a leitura do sinal seja em função da posição

$$\vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{G}(r,t) \cdot \vec{r}$$
 (1.40)

Consequentemente , as frequências de precessão dos spins assume a

forma

$$\omega(t) = \gamma(H_0 + \tilde{G}(t), \vec{r}) \qquad (1.41)$$

No caso unidimensional temos , um campo com dependência linear em Z ($G = \frac{dB}{dx} = cte$.) superposto ao campo estático H₀, da forma

$$H(x) = H_0 + G.x$$
 (1.42)

Se agora na presença desse campo , colocarmos três tubos pequenos, preenchidos com diferentes quantidades de agua, nas posições Z_1 , Z_2 , Z_3 , ocorrerá que cada tubo percebe um campo magnético diferente $H_1 (Z_1)$, $H_2 (Z_2)$, $H_3 (Z_3)$.

Ao serem excitados com um pulso de RF de $\frac{\pi}{2}$, cada tubo gerará um sinal de RMN com frequência característica

$$\omega_{1} = \gamma H_{1}$$

$$\omega_{2} = \gamma H_{2}$$

$$\omega_{3} = \gamma H_{3}$$
(1.43)

O sinal detectado S(t) será resultante da composição da contribuição de cada frequência afetada pela relaxação transversal ,

$$S(t) = [A_{1} \cos(\omega_{1} t) + A_{2} \cos(\omega_{2} t) + A_{3} \cos(\omega_{3} t)] e^{\frac{t}{T_{2}}}$$

$$- 32 -$$

Mediante a transformada de Fourier unidimensional do sinal S(t), obtemos uma função que é proporcional a M(x), fornecendo as amplitudes A_i nas frequências ω_i , figura (1.12). O espectro de frequências de S(t) dará a informação de quanto material (água) existe nas posições x_i, determinadas pelas frequências ω_i .



Fig. 1.12 - Cada tubo esta sob a ação de diferentes campos magnéticos , contribuindo para o sinal de RMN com diferentes frequências. A TF do sinal fornece informações sobre a posição e quantidade de prótons existente em cada tubo .

- 33 -

I . 5.3 - DEFINIÇÃO DE PLANDS TOMOGRÁFICOS

INTRODUÇÃO

Em imagens por 2DFT ou 3DFT, métodos de excitação seletiva (4, 19, 20, 21, 22, 23) são universalmente usados para definir uma região da amostra. Esses métodos consistem essencialmente na aplicação de um gradiente de campo magnético que estabelece um campo magnético diferente para cada conjunto de núcleos orientados na direção deste gradiente. Aplicamos então um pulso de RF com espectro de potência centrado numa frequência f_0 , de modo que, os spins da região que têm essa frequência de ressonância , girem de um ângulo especificado (30° , 90° e 180°). Variando a frequência do pulso de RF, podemos mudar a região excitada ao longo da direção do gradiente estabelecido.

· · ·

I.5.3.1 - Técnica da Excitação Seletiva

O primeiro problema com que nos defrontamos é a definição de uma forma de seleção do plano que se deseja analisar dentro de um objeto tridimensional qualquer . Para tal usa-se a técnica de excitação seletiva . Tal técnica discutida em 1973 por Tomlinsom & Hill [4] e em 1978 num extenso trabalho por Morris & Freeman [5], consiste no alargamento da linha de absorção do sistema de spins nucleares devido ao gradiente de campo e a aplicação simultânea de um pulso de RF com espectro de potência mais estreito que a largura da linha , o que resulta na exoitação de uma região estreita dentro do espectro de frequência . Um pulso de RF nestas condições denominar-se-á seletivo . O pulso não seletivo terá uma largura espectral mais larga que a linha - 34 - de absorção (fig. 1.13).



Figura 1.13 - Comparação de Espectros .

Para a definição de planos tomográficos , um pulso de gradiente de campo $G_r(t)$ é aplicado juntamente com o campo magnético estático H_o de modo que o campo magnético resultante é :

$$H_{o'} = H_{o} + \vec{G}_{r}(t) \cdot \vec{r}$$
 (1.45)

Temos que, ao longo da direção em que aplicamos o gradiente, a posição fica codificada em frequência, e assim os núcleos nesta direção precessionam com frequências distintas, ficando descritos pela equação :

$$\omega_{o}'(\mathbf{r}) = \gamma \cdot H_{o}'(\mathbf{r},t) \qquad (1.46)$$

Assim, tem-se grupos de spins precessando com a mesma frequência $\omega_o'(r)$, distribuidos em planos perpendiculares à direção do gradiente de campo aplicado (fig. 1.14).

- 35 -

SERVIÇO DE BIBLIOIECA E INFORMAÇÃO - IFOSO FÍSICA



Fig. 1.14 : Spins nucleares distribuidos em planos isocromáticos, ao longo do gradiente $\vec{G}_r(t)$.

O plano tomográfico a ser observado pode ser selecionado escolhendo-se o intervalo de frequências de excitação , contido no pulso de RF , correspondente à condição de ressonância dos spins (figura 1.15).



Fig. 1.15 : Spins no plano r_0 interagem intensamente com o pulso de RF . - 36 -

I . 5.3.2 - ESPESSURA DO PLANO SELECIONADO

A espessura de um plano (Lp) é definida por dois parâmetros independentes. Um é a largura espectral do pulso de excitação. Se a largura do pulso é extensa, a plano é grosso (espesso), devido a condição de ressonância ser satisfeita para um número maior de spins, enquanto um pulso com largura espectral estreita (pulso longo no tempo) é mais seletivo.

O segundo parâmetro é a intensidade do gradiente . Se o gradiente é intenso , o campo varia mais rápidamente , isto é , ocorre uma maior variação da frequência de Larmor em função da posição ao longo da amostra , e consequentemente para um pulso de RF de largura $T_{\rm H}$, teremos uma diminuição da espessura do plano selecionado (vide fig. 1.16) .



Fig. 1.16 - Representação da dependência da largura do plano (Lp) em função da largura espectral do pulso e da intensidade do gradiente aplicado .

- 37 -

Esta discussão fica mais clara ao observarmos os gráficos obtidos da espessura do plano selecionado em função do gradiænte de seleção , para valores distintos de $T_{\rm M}$ (duração do pulso de RF) , que apresentamos no capítulo IV de resultados e conclusões .

Desta forma , se considerarmos um plano selecionado de um objeto , podemos calcular sua espessura utilizando-se de que :

$$\Delta f \cong \frac{1}{T_{\rm H}} \tag{1.47}$$

$$\Delta f \cong \gamma.G_z.Lp \tag{1.48}$$

Portanto

$$Lp \cong \frac{1}{\tilde{\gamma}.G_z.T_H}$$
(1.49)

*-

I . 5.3.3 - ESPECTRO DE FREQUÊNCIAS E FORMAS DO PULSO DE EXCITAÇÃO

Nos métodos convencionais de excitação seletiva, desejamos que os pulsos de RF excitem uma região retangular, isto é, bem definida, e que proporcione a possibilidade de obtenção de novos planos adjacentes, sem que haja superposição das regiões excitadas. Por exemplo, numa excitação com pulso gaussiano para múltiplos planos contíguos, temos

- 38 -



Fig. 1.17 - Interferência entre 4 planos excitados com pulsos gaussianos

Assim, como nos referimos, espera-se que o pulso excite uma região retangular . isto significa . obtermos uma distribuição de magnetização My retangular e My nula , figura (1.18) , de modo que , todos os spins estejam em fase ao longo do eixo Y do sistema girante , o que exige algum mecanismo de refocalização dos spins .



Fig . 1.18 - Distribuições ideais da magnetização transversal

- 39 -

Infelismente a distribuição de magnetização não corresponde ao で desejado .

A razão para essas imperfeições na distribuição de magnetização resultante pode ser explicada , em parte , devido á utilização da análise linear para se determinar a resolução espacial do pulso seletivo , ou seja , utilizar a idéia de que a transformada de Fourier do pulso de RF , B_{ix} (t) , representa o perfil do plano selecionado . Esta linha de orientação é adequada apenas para ângulos de rotação pequenos (β (30°) , oaso em que o sistema de spins comporta-se linearmente .

Ocorre ainda um problema adicional , devido ao truncamento das envolventes que modulam o pulso de RF , aparecem oscilações nas distribuições de magnetização , diminuindo a definição do plano selecionado .

Uma análise mais detalhada desses efeitos , bem como simulações numericas para vários pulsos e envolventes , pode ser encontrada na referência [31].

I.5.4 - DENSIDADE DE MAGNETIZAÇÃO UNIDIMENSIONAL [33]

Suponhamos agora um objeto linear finito, descrito pela densidade de magnetização M(x) (sendo $M_0(x)$ a magnetização de equilíbrio), submetido à mesma experiência descrita anteriormente , teríamos logo após o pulso de excitação de $\frac{\pi}{2}$, a expressão

$$M(x,t) = M_0(x) e^{i\omega(x)t} e^{\frac{t}{T_2}}$$
 (1.50)

- 40 -

para a evolução temporal de um elemento de magnetização transversal situado em um dado x . O sinal resultante é a soma da contribuição de todos os elementos M(x,t) da amostra ,

$$M(t) = \int M(x,t) dx \qquad (1.51)$$

assim

$$M(t) = \int M_0(x) e^{i\gamma(B_0 + G.x)t} e^{-\frac{t}{T_2}} dx$$
 (1.52)

onde $\omega(x)$ é descrito pela equação (1.41).

Como a amostra é limitada , $M_O(x)$ fora dos limites da amostra é nulo, podemos extender os limites de um valor valor infinitamente negativo até um valor infinitamente positivo (- ∞ \rightarrow + ∞). Lembrando que a medida de M(t) é feita de forma que toda análise se faça no referencial girante de coordenadas , decorre dai a eliminação do termo com ω_{O} . Isolando no integrando a dependência espacial (pois T_2 é suposto constante), obtemos :

$$M_{G}(t) = e^{-\frac{t}{T_{2}}} \int_{-\infty}^{\infty} M_{O}(x) e^{i.\tilde{T}.G.x.t} dx \qquad (1.53)$$

que é a expressão da evolução da magnetização no referencial girante . Se fizermos $K = \gamma.G.t$, teremos

$$M_{G}(t) \rightarrow S(K) = e^{-\frac{K}{7.G.T_{2}}} \int_{-\infty}^{\infty} M_{O}(x) e^{iK.x} dx \qquad (1.54)$$

$$-41 - IFSU = CONTECA E$$
ENFORM

A equação anterior expressa a transformada de Fourier de $M_0(x)$

com exceção do termo e $\frac{-\frac{K}{\gamma.G.T_2}}{\gamma}$,

Definindo

$$G(K) = \int_{-\infty}^{\infty} M_0(x) e^{i.K.x} dx$$
 (1.55)

e

$$W(k) = e^{-\frac{K}{\gamma.G.T_2}} \int_{-\infty}^{\infty} P(x) e^{i.K.x} dx \qquad (1.56)$$

a equação (1.54) será

$$S(K) = W(K) G(K)$$
 (1.57)

isto é , o produto de duas funções cuja transformada de Fourier será dada pela convolução entre as transformadas dos fatores ,

$$(S(K)) = (W(K)) * (G(K))$$
 (1.58)

A função P(x), definida em (1.56) como transformada de W(K) é chamada "Point Spread Function " (PSF), que devido a convolução tem o efeito de aumentar a indeterminação da intensidade de M(x) para um valor qualquer de x. Ocorre que o sinal detectado é multiplicado por uma função, que em geral, não é uma constante e possui uma certa "largura ". A "largura " de P(x) leva a um espalhamento da informação ocasinando uma imprecisão maior, isto é, uma perda de resolução na imagem.

- 42 -

Essa indeterminação (nos casos em que T_2 é constante ao longo da amostra , P (x) é uma Lorentziana [6]), é expressa por

$$\Delta X = \frac{1}{\gamma.G.T_2}$$
(1.59)

e representa um dos fatores determinantes da resolução na imagem (o outro , como veremos , é a relação sinal - ruído (S/R) em (S(K)) .

Uma das formas de minimizarmos esse problema é , como podemos observar da equação (1.54), fazer com que o tempo máximo de aquisição dos dados seja muito menor que T_2 , isto é, obter a condição

$$t_{máx} \ll T_2$$
 (1.60)

que chamamos de condição de boa resolução .

Observando a equação (1.54) nota-se que essa condição pode ser conseguida também aumentando-se o valor de G , de forma que o produto γ .G.t_{máx} permaneça constante

Nessas condições , a função P(x) quando comparada a M(x) , aproxima-se de uma função delta , tal que podemos escrever ,

$$S(K) \cong TF(M(x))$$
 (1.61)

Assim a máxima resolução permitida (δx) será :

$$\delta x = \frac{1}{7.G.t_{max}}$$
(1.62)

- 43 -

e portanto

$$\delta x \gg \Delta x$$
 (1.63)

As considerações feitas levam em conta o tempo de relaxação transversal intrínsico , na realidade , teremos que considerar o efeito da inomogeneidade de campo , que leva os valores de Δx a serem comparáveis à máxima resolução permitida .

Assim, a escolha da magnitude do gradiente é determinada pela homogeneidade do campo magnético e pela resolução de imagem desejada. Desta forma, se δx constitui como dissemos a máxima resolução permitida entre dois pontos paralelos ao gradiente de magnitude G, é preciso que a diferença entre frequência de precessão introduzida pelo gradiente. G entre esses dois pontos, seja maior que a diferença de frequência provocada pela inomogeneidade média ΔH_0 do campo estático,

$$\delta \omega = \gamma . G. \delta x > \gamma . \Delta H_0 \tag{1.64}$$

Logo , a magnitude do gradiente deve satisfazer

$$G > \frac{\Delta H_0}{\delta x}$$
 (1.65)

O número N de pontos digitalizados em um sinal (S(K)) é determinado por

$$N = \frac{t_{max}}{\delta t}$$
(1.66)

- 44 -

and the second se		 a din an San ann an San an San Ann an San An
के प्रति यस प्र		× 1
		ز (د.
	a second the second state of the second state of	

Supondo que X deve ser o tamanho do domínio necessário e suficiente para representar M(x), dizemos que N deve ser expresso de maneira ótima por

$$N = \frac{X}{\delta x}$$
(1.67)

se for maior, estaremos representando pontos desnecessários, e se for menor, estaremos perdendo informação.

Num exemplo real, onde uma amostra de 14 cm de comprimento é submetida à experiência de imagens, podemos representá-la por 590 pontos (nas condições de $\gamma = 4257$ Hz/gauss, G = 1 gauss/cm e $t_{max} = 10ms$). Isso representa fazer 590 aquisições num intervalo de tempo de 10 ms, ou seja, $\delta t = 17 \ \mu s$. A maioria dos sistemas de aquisição de dados é capaz de digitalizar sinais nessa taxa. Se considerarmos o caso em que a máxima taxa de digitalização seja uma a cada 44 μ s (nosso caso atual), teremos duas soluções a escolher, desde que satisfaçam o *critério de Nyquist* [32],

 $N.\delta x = \frac{1}{7.6.\delta t}$ (1.68)

Uma delas é aumentar t_{máx}, e a outra é diminuir o número de pontos amostrados . Levando em conta fatores como , tempo de processamento , espaço disponível para armazenamento de dados , etc. , é razoável diminuir o número de pontos para 256 .

No entanto diminuindo N e mantendo t_{max} próximo do anterior ($t_{max} = 256 \times 44\mu s = 11,3 \text{ ms}$), implica em ter-se $\delta x \cong 20 \text{ mm}$ insuficiente para que o domínio N $\delta x \cong 5,3 \text{ cm}$ possa representar M(x) (essa condição é conhecida como aliasing). A solução é diminuir G, único fator que resta multiplicando δt e que pode ser modificável . Diminuindo G de um fator três (3) - 45 - aproximadamente , teremos como números finais , que satisfazem a condição (1.68), os valores

$$N = 256$$

 $t_{max} = 11,3 \text{ ms}$
 $\delta t = 44 \,\mu \text{s}$ (1.69)
 $\delta x = 60 \text{ mm}$

Resumindo, se não estamos limitados pelo sistema de aquisição, poderemos aumentar G e diminuir $t_{máx}$ até que consigamos uma condição satisfatória ($t_{máx} \ll T_2$, T_2^{\pm}).

I . 5.5 - IMAGENSIEM MAIS QUE UMA DIMENSÃO

Suponha que um dado objeto apresente uma densidade de magnetização $\vec{M}(r)$. Só poderemos obter informações a respeito da projeção de $\vec{M}(r)$ na direção do gradiente resultante . Deste modo , para conseguirmos resolver todas as posições do objeto , torna-se necessário que , seja feita uma codificação espacial em diferentes direções , e assim o gradiente espacial deve ser aplicado em orientações distintas em tempos diferentes . As diferentes técnicas de imagens distinguim-se pela sequência de aplicação dos gradientes e a forma de se registrar os sinais de RMN .

O campo magnético, pode ser descrito pela equação (1.40), sendo a codificação espacial da frequência unidimensional, só que com intensidade e direção dependentes do tempo, dado por

$$\omega(t) = \omega_0 + \gamma \vec{r} \cdot \vec{G}(t)$$
 (1.70)
- 46 -

SERVIÇO DE BIBLIQTECA E INFORMAÇÃO - IFOSC FÍSICA As oscilações de M (\vec{r}) serão determinadas pela fase acumulada $\phi(\vec{r},t)$, da forma

$$\phi(\vec{r},t) = \int_{0}^{t} \omega(\vec{r},t') dt' = \omega_0 t + \vec{r} \cdot \gamma \int_{0}^{t} G(t') dt' \quad (1.71)$$

Redefinindo K pela sua expressão mais geral , temos

$$\vec{K}(t) = \gamma \int_{0}^{t} G(t') dt' \qquad (1.72)$$

obtemos para a equação (1.71) , no referencial girante ,

$$\varphi(\vec{r},t) = \vec{r} \cdot \vec{k}(t) \qquad (1.73)$$

e assim podemos escrever o sinal de RMN demodulado como sendo

$$S(\vec{K}(t)) = \int_{V} M(\vec{r}) e^{i\vec{K}(t).\vec{r}} dV \qquad (1.74)$$

onde adotamos a condição de boa resolução determinada por (1.60).

A trajetória de $\vec{K}(t)$ fornece a forma de amostragem da função sinal S($\vec{K}(t)$) nas técnicas em que gradientes são deliberadamente aplicados .

Vamos considerar o exemplo bidimensional da técnica da Transformada de Fourier Direta (ZDFT). Suponha inicialmente que mediante a técnica de excitação seletiva (seção I . 5.3), excitamos apenas uma fatia da amostra perpendicularmente à direção \hat{z} com espessura Lp. Para todos os efeitos, apenas esta fatia do objeto tridimendional terá toda sua magnetização girada de 90° para o plano transversal X - Y, e será portanto a única parte da amostra capaz de gerar sinal.

- 47 -

A evolução da fase (fig. 1.19), dá-se ao longo de linhas paralelas à direção de aplicação de aplicação do gradiente. Se aplicarmos conjuntamente os gradientes $G_x = G_y$ estes produzem a trajetória OA. Nesse instante se aplicarmos o pulso de RF de π as componentes de magnetização girão de 180°; então aplicamos um gradiente (G_x) de Leitura, resultando na trajetória BC. Esta configuração é de uma fase inicial, que deveremos variar para cobrir todo o espaço de fase.



Fig. 1.19 - Diagrama de trajetórias no espaço K ; onde mostra-se duas trajetórias para aquisição de ecos consecutivos

Dessa forma , serão registrados os valores de 5 (K) que correspondem à etapa de aquisição ,

$$S(K_x, K_y) = \int \int M(x, y) e^{-i\gamma \cdot G_y \cdot y \cdot t_y} e^{i\gamma \cdot G_x \cdot x \cdot t_x} dx \cdot dy$$
 (1.75)

Devemos lembrar , no entanto , que o sinal obtido acima encontra-se no espaço recíproco e para recuperarmos a imagem , M (\vec{r}), devemos proceder a transformada de Fourier bidimensional deste sinal .

- 48 -

A concepção original desta técnica, devida a Kumar, Welti e Ernst [17], envolve o emprego de sequências de pulsos de gradientes e de radiofrequência conforme mostra a figura (1.20).



Fig. 1.20 - Sequência de pulsos para geração de imagens pelo método de 2DFT proposta por Kumar , Welti e Ernst

Como podemos observar nessa sequência , um gradiente Gy é aplicado para introduzir um fator de fase inicial

$$\alpha = \gamma . G_{y.y.t_y}$$
(1.76)

e após , aplica-se um gradiente $G_{\rm x}$, durante o período de leitura do sinal ($t_{\rm x}$) . O sinal fica descrito como

$$S(K_x, \alpha) = \iint M(x, y) e^{-i\alpha} e^{i\gamma \cdot G_x \cdot x \cdot t_x} dx \cdot dy \quad (1.77)$$
$$-49 -$$

Imediatamente após o pulso de $\frac{\pi}{2}$, todas as componentes de magnetização distribuidas na amostra são coerentes. Ao final da aplicação do gradiente G_y, as componentes de magnetização dispostas ao longo de diferentes linhas perpendiculares à direção. X possuem fases distintas, como pode ser observado do termo e^{-iY.Gy.Y.ty} na expressão (1.77).

Durante a leitura do sinal, o gradiente G_x codifica espacialmente as componentes de frequência do sinal. A sequência é repetida para diferentes tempos de aplicação , t_y , com as magnitudes dos gradientes G_x e G_y e o tempo de leitura t_x sendo mantidos constantes a cada repetição . Registrando-se um número suficiente de sinais S (t_x , t_y) para vários valores de t_y , obtemos

$$S(t_x, t_y) = \iint M(x, y) e^{i\gamma \cdot G_y \cdot y \cdot t_y} e^{i\gamma \cdot G_x \cdot x \cdot t_x} dx dy \quad (1.78)$$

cuja transformada de Fourier bidimensional fornece a distribuição da magnetização M (x , y)

$$M(x,y) = \iint S(t_x,t_y) e^{-i\gamma \cdot G_y \cdot y \cdot t_y} e^{-i\gamma \cdot G_x \cdot x \cdot t_x} dt_x \cdot dt_y (1.79)$$

Um método alternativo, conhecido como " spin Warp" proposto por Hutchinson [18] e empregado nos tomógrafos comerciais, consiste em variar a magnitude, ao invés da duração da aplicação do gradiente de codificação de fase, a cada nova sequência de repetição. O efeito é o mesmo, pois o que importa é a variação da área sob a curva G_y (t), de uma sequência para outra. O parâmetro de cada sinal coletado, desde que seja utilizado um pulso retangular de gradiente para codificação de fase, passa a ser a magnitude G_y , denominada - 50 - neste caso de pseudo-tempo . Os tempos t_x , t_y e a magnitude do gradiente de leitura G_x mantém-se constantes durante todo o experimento .

A sequência completa de pulsos de gradientes e de RF, para que a função sinal seja amostrada nos quatro quadrantes, isto é, os dados coletados sejam comhecidos em tempos e pseudo-tempos positivos e negativos, é mostrada na figura (1.21).

A presença do gradiente G_x antes e após o pulso π é necessária para que o máximo do eco ocorra num dado instante τ , após o pulso π , quando $G_y=0$. Sendo τ o tempo entre o pulso $\frac{\pi}{2}$ e π .



Fig. 2.17 - Sequência de pulsos empregados na técnica de 2DFT proposta por Hutchison

Na prática , a transformada de Fourier bidimensional é realizada sobre dados discretos , empregando um algoritmo de transformada rápida [32] . Logo , é necessário que a função sinal S (t_x , G_y), seja conhecida em um conjunto

- 51 -

de pontos igualmente espaçados , o que significa que cada um dos sinais coletados deve ser digitalizado em tempos iguais , e a variação da magnitude do gradiente de codificação de fase , deve ser feita em intervalos iguais .

I. 6 - CONSIDERAÇÕES SOBRE A RESOLUÇÃO DO SINAL EM S(K).

Devido á natureza transiente dos sinais de RMN , a relação Sinal/Ruído (S/R), afeta esses sinais de modo a comprometer a resolução da imagem .

Como todos os sinais decaem de intensidade com o decorrer do tempo (fig. 1.22) é de se esperar que para tempos próximos de t_{max} a amplitude de S(K) seja da ordem ou até inferior ao ruído



Fig. 1.22 - Efeito da relação $\frac{S}{R}$ sobre a resolução : apenas parte do sinal até t_i pode ser observado - 52 -

> SERVIÇO DE BIBLIGTECA E INFORMAÇÃO - IFQSC FÍSICA

Definimos o instante $t_i < t_{max}$, como sendo o instante em que o sinal S(K) passa a ser menor que a amplitude do ruído (A_R). Com isso, os valores de \vec{K} (t) para t maior que t_i passam a ser afetados pelo ruído, não tendo mais possibilidade de representar variações de M(x) para intervalos

$$\delta \mathbf{x} < \frac{1}{\gamma_{i} \mathbf{G}_{\mathbf{x}} \cdot \mathbf{t}_{i}} \tag{1.80}$$

Assim o valor de t, fica reduzido para t, de maneira que a máx máxima resolução fica agora necessariamente , definida como

$$\delta x = \frac{1}{\gamma . G_x . t_i}$$
(1.81)

Essa idéia pode ser expandida à direção de codificação de fase , proporcionando uma expressão análoga a anterior para δy .

Com intuito de tomarmos a malhor resolução δx , devemos procurar a condição em que

$$S(\vec{K}(t_{max})) \ge A_R$$
 (1.82)

sendo que a igualdade na relação acima expressa a relação $\stackrel{ ext{S}}{ ext{R}}$ ideal para o sistema de aquisição de dados .

Assim para medirmos a relação $\frac{S}{R}$, devemos comparar a amplitude máxima do transiente (em t = 0), com a amplitude em um tempo t = t_{máx}, que é equivalente a amplitude do máximo ruído permitido. Dessa forma, temos

- 53 -

the second secon

ou ainda $\frac{S}{R} = \frac{X}{\delta x} = N$, onde Néo número de pixels resolviveis. Essa análise permite-nos concluir que se tivéssemos N elementos de magnetização (pixels) contribuindo com a mesma amplitude A; mas com frequências distintas , para o sinal de RMN , e desejássemos que todos fossem resolvidos , teríamos necessariamente um nível de ruído A_R não maior que a contribuição individual de cada elemento , ou seja , A_R ~ A_i . A extensão desse conceito para duas ou mais dimensões também é válida .

I . 7 - Contrastes por tempos de relaxação $T_1 \in T_2$

Os fenômenos de relaxação longitudinal e transversal desempenham um importante papel na interpretação das imagens por RMN. Eles são responsáveis pelo contraste evidenciado na quase totalidade das imagens observadas, e de sua interpretação depende a análise da fisiologia, metabolismo, estado patológico e até mesmo a anatomia das regiões de interesse, onde reforça e enriquece de informações, além daquelas já fornecidas pela densidade de núcleos.

A forma como uma imagem é afetada por estes parâmetros depende fundamentalmente da particular sequência de pulsos empregada para obtenção do sinal de RMN . Assim vamos procurar analisar esses efeitos segundo algumas sequências . Devemos entender , contudo , que os sinais registrados , são de fato , uma medida da relaxação de um sistema de spins nucleares , e as diferentes intensidades apresentadas nas imagens , a partir deles reconstruida , refletem a distribuição espacial de $M(x,y), T_1(x,y) \in T_2(x,y)$ em uma particular região da amostra .

- 54 -

Para um entendimento mais profundo desses efeitos, em termos da expressão matemática que obtemos para o sinal $S(\vec{K}(t))$, podemos nos remeter a referencia [13], na qual é feito um estudo das equações de Bloch com um tratamento matricial, utilizando-se a aproximação de pulsos de RF curtos.

I 7.1 - CONTRASTE DEVIDO AO EFEITO DE RELAXAÇÃO LONGITUDINAL T₁

Considere uma sequência de saturação - recuperação com um tempo de repetição , T_R , maior que T_i (x , y) de uma parte da amostra sujeita a experiência de imagens . Esta situação é mostrada na parte superior da fig.(1.23) para uma amostra compreendendo dois tipos de tecidos ; um com T_i curto e outro com T_i longo .



Sequência com tempo de repetição curto Fig. 1.23 - Contraste de T₁ pela variação do tempo de repetição (T_R) na sequência de Saturação-Recuperação .

- 55 -

A componente da magnetização M_Z , retorna de zero (após o pulso $\frac{\pi}{2}$) para seu valor original a uma taxa dada por seu valor de T_i . A recuperação de M_Z no tecido com T_i curto ocorre primeiramente (curva S) que no tecido com T_i longo (curva L). Entretanto, se T_R é maior do que o T_i mais longo, todos os tecidos tem sua magnetização recuperada antes do novo pulso de RF e o FID que seguirá após o novo pulso terá amplitude inicial correspondente a densidade de prótons. Se por outro lado T_R é curto (veja fig. 1.24), o tecido com T_i longo não terá recuperado completamente a sua magnetização e irá contribuir com uma componente fraca para o sinal de FID, enquanto o tecido com T_i curto da um grande sinal (imagem com alta intensidade). O sistema de spins para o tecido com T_i longo relativo a T_R , é dito saturado.

Dutro caminho para aumentar o contraste na imagem com base no tempo T₁ é empregando a sequência de Inversão - Recuperação . O contraste por T₁ pode ser variado modificando-se o tempo de inversão T₁, mostrado na figura (1.24).



Fig. 1.24 - Valor ótimo de T_i para contraste com Inversão-Recuperação - 56 -

Podemos notar desta figura , onde a recuperação da magnetização longitudinal é plotada para tecidos com T_i curto e tecidos com T_i longo , que existe um valor ótimo de T_i . Para produzir o máximo contraste na imagem por T_i , é necessario aplicar um pulso de RF de 90° no ponto que existe a máxima diferença entre os valores da magnetização recuperada entre os tecidos e imediatamente após proceder a observação do sinal .

Após o intervalo T_i , uma sequência de spin-eco é usualmente aplicada, e neste caso, o sinal também terá uma dependência com T_2 como explicaremos a seguir.

Em geral, devido a dependência relativamente grande com T_i , as imagens obtidas com a sequência de Inversão - Recuperação (IR) contém alto contraste e detalhes anatômicos mais claramente definidos do que nas imagens com a sequência de Saturação - Recuperação (SR). Entretanto , como o tempo de repetição , T_R , no método de SR é muito menor , mais medidas podem ser feitas em um dado tempo , produzindo uma imagem menos ruidosa .

Tecidos com alta densidade de prótons ou com T_i curto, geralmente aparecem brilhante usando qualquer sequência para imagens (SR ou IR), ocorrendo uma exceção caso aplicamos um T_R muito curto .

I. 7.2 - CONTRASTE PELO TEMPO DE RELAXAÇÃO TRANSVERSAL T₂

O contraste entre tecidos pode ser evidenciado com base nas propriedades do tempo de relaxação T₂, realizando uma escolha adequada do valor de tempo ao eco (TE), em uma sequência de spin-eco.

A amplitude do eco decai a uma taxa determinada pelo valor de T_2 de cada tecido em análise . A figura (1.25) mostra duas curvas representando o - 57 -

> SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO - IFQSC FÍSICA

decaimento por T₂ de um sinal para tecidos com um T₂ longo (curva L) e tecidos com T₂ curto (curva S). Existe um valor para o tempo ao eco, TE, marcado como TE ótimo, onde existe a máxima diferença em amplitude entre sinais de dois tipos de tecidos, proporcionando assim o melhor contraste por T₂.



Fig. 1.25 - Valor de TE para o melhor contraste por T_2 numa sequência de spin-eco .



CAPÍTULO II

DESCRIÇÃO DE TÉCNICAS PARA OBTENIÇÃO DE MÚLTIPLOS PLANOS EM MAGENS POR RMN .

II.1 - INTRODUÇÃO

Para obtenção de maiores informações de um dado objeto , necessita-se que vários planos em diferentes orientações sejam estudados . Para otimizar essa análise faz-se necessário que essas informações sejam coletadas no menor periodo de tempo possível . Visando resolver esse problema , estudamos técnicas para obtenção de múltiplos planos , implementando-as em nosso tomógrafo por RMN .

II.1.1 - PULSOS DE RF COM ESPECTRO DE POTÊNCIA DE MÚLTIPLAS FREQUÊNCIAS

Esta técnica é baseada nas idéias para imagens por spin-eco de múltiplas linhas [25] e na codificação de múltiplos planos por projeção reconstrução em tempo integral [26].

- 59 -

A idéia é sintetizar <u>n</u> pulsos de RF com espectro de potência de múltiplas frequências , sendo que , a cada excitação as frequências são codificadas com uma fase pré-determinada . Os dados armazenados contém informações de <u>n</u> planos . Para extrairmos o sinal de cada plano , basta proceder por software , a combinação linear dos dados de <u>n</u> experimentos realizados . Porém , a adição ou subtração dos dados deve ser precedida de alguns cuidados especiais , devido à forma dos pulsos de excitação .

Um exemplo de um pulso de RF de múltiplas frequências é mostrado na figura (2.1). Em (a) um pulso de RF gaussiano multiplicado pela função $\cos(2\pi f_i t)$ (pulso 1), fornece a excitação de dois planos centrados nas frequências ($f_0 + f_1$) e ($f_0 - f_1$). Em (b) observamos outro pulso de RF que é a multiplicação da mesma função gaussiana por um $sen(2\pi f_i t)$ (pulso 2), sendo que este pulso também fornece a excitação de dois planos centrados nas frequências ($f_0 + f_1$) e ($f_0 - f_1$), porém com fase negativa na frequência ($f_0 - f_1$), sendo $f_0 = 2,3$ MHz e $f_1 = 500$ Hz

Em outras palavras, isto significa que o pulso 1, se aplicado na direção x' do referencial girante, gira a magnetização dos dois planos exoitados no sentido positivo do eixo y'. Enquanto que o pulso 2 (defasado de 90° do primeiro) tem duas componentes no eixo y'; uma que gira a magnetização de um plano no sentido positivo do eixo x', e outra que gira a magnetização referente ao outro plano excitado no sentido negativo de x'. Como resultado o espectro desses planos excitados pelo pulso 1 está no plano real, enquanto os mesmos planos excitados pelo pulso 2 tem seu espectro no plano imaginário, vide fig. 2.1

- 60 -



Fig. 2.1 - Flip da magnetização no referencial girante , espectro dos pulsos de RF a) Pulso 1 : $F_1(x) = Ae^{-\alpha t^2} cos(2\pi f_1 t)$ b) Pulso 2 : $F_2(x) = Ae^{-\alpha t^2} sen(2\pi f_1 t)$

Vamos mostrar agora como as imagens de dois planos A e B podem ser formadas . Para isto , introduzimos uma notação que permitirá uma simples generalização para mais de dois planos . Denotando por " + " o pulso de RF com fase X , e por " - " o pulso de RF com fase -X . Para a excitação simultânea de dois planos A e B o sinal dos dois pulsos seletivos são adicionados juntos para cada ponto no tempo . Nós denotamos essa combinação de pulsos por " + + " se os planos A e B são excitados com a mesma fase e " + - " se o plano B tem uma fase oposta .

- 61 -

O experimento completo pode ser agrupado na forma de uma matriz

А В [++] +-]

A primeira coluna da matriz denota a excitação de dois planos com o pulso 1 , e a segunda coluna representa a excitação com o pulso 2 , onde os dados adquiridos foram multiplicados por $e^{i\pi/2}$, ou seja , tiveram uma rotação de 90^{0} , pois estavam no plano complexo .

Para as imagens de dois planos, ambas excitações são seguidas de uma aquisição da imagem pelos métodos convencionais , isto é , segue-se um gradiente de codificação de fase e a aquisição do sinal na presença do gradiente de leitura .

O conjunto de dados de cada experimento consiste na superposição do sinal de ambos os planos . Se adicionarmos os dados obtidos nos dois experimentos , após multiplicarmos por i os sinais obtidos com o pulso 2 , temos como resultado o plano A com uma intensidade correspondente a duas aquisições , enquanto que subtraindo os dados obtemos o plano B também com uma intensidade de duas aquisições .

Este método pode ser extendido para vários planos, onde podemos usar por exemplo, uma função " sinc " multiplicada por $\cos(2\pi f_i t)\cos(4\pi f_i t)$, que tem o efeito de excitar quatro planos. A utilização de uma função " sinc " deve-se ao fato que seu perfil de excitação é retangular, permitindo uma definição maior para os planos selecionados.

- 62 -

Assim para quatro planos teremos :

4	4	B	С	D
- +		+	+	+]
+	-	-	+	-
+	-	÷	-	-
+	-	_	_	+]

Generalizando, se a relação sinal/ruído permanece constante em <u>n</u> experimentos, o tempo de aquisição das imagens é reduzido por um fator "<u>n</u>", em relação a técnica de aquisição de um plano a cada vez (single-slice). Por exemplo, se adquirimos 128 linhas com 256 pontos cada uma com um $T_R = 100 \text{ ms}$, o tempo de aquisição de um plano é de 128x100 ms = 12,8 s. Se adquirimos 16 planos o tempo de aquisição será de 204,8 s, porém cada plano após decodificado através da soma e subtração dos sinais referentes a cada experimento, terá 16 vezes a intensidade do sinal referente a um plano, o que equivale a realização de um experimento, no qual cada plano é adquirido separadamente com 16 médias.

De modo que nessa técnica , a sensibilidade de cada imagem corresponde ao número (n) de aquisições , isto implica , incrementar a relação S/R por um fator \sqrt{n} .

- 63 -

SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO - IFQSC FÍSICA
II.2 - AQUISIÇÃO SIMULTÂNEA DE MÚLTIPLOS PLANOS UTILIZANDO UM GRADIENTE DE LEITURA OBLÍQUO [27]

Nesta técnica utilizamos pulsos de RF que possuem um espectro de potência de mútiplas frequências , de forma a excitar vários planos simultâneamente como citado na técnica anterior . No entanto , nesta técnica , durante a leitura do eco de spins , aplicamos simultâneamente dois gradientes , um na direção original de leitura e outro na direção de seleção de planos . Os sinais obtidos são analisados agora não mais na presença de um gradiente ortogonal ao plano selecionado , mas sim na presença de um gradiente resultante oblíquo , que permite distinguir e adquirir todos os planos selecionados de uma só vez , sem necessidade de pós-processamento .



Fig. 2.2 - (a) superposição dos planos selecionados no plano (G_L-G_{ϕ}) (b) Vários planos adquiridos com grad, de leitura oblíquo. - 64 -

Como podemos observar da figura (2.2 a), se excitarmos vários planos simultâneamente e detetá-los na presença de um gradiente de leitura convencional, a informação de todos os planos estarão superpostas no plano de leitura. Porém se detectamos estes planos na presença de um gradiente oblíquo (fig. 2.2 b), todos os planos podem ser distinguidos e adquiridos simultâneamente.

O número de planos que podem ser obtidos com a técnica de aquisição simultânea de mútiplos planos é limitado pela largura de banda da imagem, pela precisão na forma do pulso de RF e pela máxima potência de RF. A resolução espacial na direção de leitura é deteriorada se os planos estiverem localizados muito próximo uns dos outros.

Muitas sequências podem ser modificadas para implementar esta técnica . As implementações necessarias requerem três modificações básicas : 1-) Os pulsos de RF devem excitar múltiplos planos simultâneamente 2-) O gradiente de Seleção deve estar ligado durante a aquisição do sinal 3-) Uma grande banda de frequência deve ser amostrada .

Estas implementações tais como : formas de gerar os pulsos de RF que excitam vários planos simultâneamente ; o circuito que permite a aplicação de dois gradientes ligados durante a aquisição do sinal com controles independentes , estão descritos no capítulo III .

II . 2 . 1 - SEQUÊNCIAS UTILIZADAS

Duas sequências utilizadas para obter múltiplos planos simultâneamente são mostradas na figura (2.3). Outras sequências padrões podem ser modificadas para implementar esta técnica

- 65 -



Fig.2.3 - Sequências de pulsos

II . 2 . 2 - CUIDADOS ESPECIAIS

UTILIZAÇÃO DOS GRADIENTES E LARGURA DE BANDA

Na técnica de aquisição simultânea de múltiplos planos simultâneos, a largura de banda amostrada, Δf , deve ser muitas vezes a largura de banda ocupada por cada plano, Δf_{plano} (fig. 2.2). A largura de banda na imagem que cada plano ocupa é determinada pela intensidade do gradiente aplicado durante a aquisição do sinal. Devemos notar que, pelo fato de amostrarmos uma largura de banda maior, teremos mais ruido sendo introduzido, consequentemente uma perda da relação sinal/ruído.

A separação minima entre planos e a quantidade de superposição ("blurning") na imagem são determinados pelas intensidades relativas do gradiente de leitura e do gradiente de leitura na direção de seleção , que são ligados - 66 - durante a aquisição do eco . A largura de banda que cada plano ocupa , Δf_{plano} , é proporcional a intensidade do gradiente de leitura , G_L , e o campo de visão , F ,

$$\Delta f_{\text{plano}} = \gamma G_{\text{L}} F \tag{2.1}$$

Enquanto que o " offset " de frequência entre os planos ; Δf_{offset} , é proporcional a intensidade do gradiente de seleção , G_s , e a distância entre os planos , d ,

$$\Delta f_{offSet} = \gamma . G_{g}. d \qquad (2.2)$$

Para que os planos sejam completamente separados na reconstituição da imagem devemos satisfazer a condição

$$\Delta f_{offSet} \geq \Delta f_{plano}$$
(2.3)

ou

$$G_{s.d} \geq G_{L.F}$$
 (2.4)

A distância entre os planos pode ser minimizada, se maximizarmos a razão G_S/G_L . Desta forma esta técnica não permite a obtenção de vários planos contíguos . Esta limitação pode ser reduzida , restringindo o campo de visão no gradiente de leitura , ou empregando pulsos de gradiente não lineares . Muitas técnicas para limitação de campo de visão estão sendo desenvolvidas para espectroscopia , e uma das mais comuns é a utilização de bobinas de superfície [28 , 29].

Assim essa técnica pode ser usada produtivamente nas situações em que se deseja extender o número de planos obtidos sem aumentar o tempo de repetição , implicando na obtenção de imagens volumétricas em um tempo curto .

- 67 -

II. 3 - SELEÇÃO DE MÚLTIPLOS PLANOS POR MULTIPLEXAÇÃO TEMPORAL

Em imagens por 2DFT, por exemplo, após a aquisição de um eco de spins de um plano particular, espera-se um tempo T_R que inclui o tempo de recuperação do sistema, isto é, o tempo de retorno ao equilíbrio, para então procedermos a aquisição de um novo eco deste plano.

A eficiência das imagens planares pode ser aumentada utilizando-se este tempo de espera , de maneira que , deslocando a frequência de excitação durante este tempo T_R , outros planos possam adquiridos . Este princípio está descrito na figura (2.4).

Este método envolve a excitação sucessiva de planos , tal que , dados de vários planos possam ser adquiridos antes que a sequência de pulsos do primeiro plano seja repetida . Podemos detectar assim vários planos num tempo similar àquele requerido para aquisição de apenas um plano .

	>
90° 180° echo echo	90° 180°
	even
П	

Fig. 2.4 - Técnica para aquisição de multiplos planos por multiplexação temporal .

- 68 -

Neste caso , os planos podem ser quase contíguos . Uma pequena separação entre os planos medidos sequencialmente é necessária para evitar a superposição dos sinais referentes a dois planos distintos (fig. 2.5).

Não obstante podemos adquirir planos contiguos excitando primeiramente as camadas impares e então as camadas pares .



Fig. 2.5 - Perfil de quatro planos contíguos adquiridos um a um com uma função gaussiana .

Esta técnica pode também produzir algumas surpresas . Por exemplo, vasos sanguíneos que normalmente não fornecem sinais na técnica de aquisição de um plano por vez (single-slice), pois o sangue excitado move-se para fora do plano no tempo da medida, podem subtamente aparecer na imagem adquirida pela técnica de múltiplos planos por multiplexação temporal.

A técnica que acabamos de descrever é a mais comumente utilizada nos tomógrafos comerciais , e a que estamos implementando no equipamento adquirido da Analogic Corporation (AN9100).

- 69 -

Portanto essa técnica merece uma atenção maior quanto aos problemas práticos inerentes a sua aplicação , sendo o de maior importância a detecção sensível a fase .

• •

II 3.1 - DETECÇÃO SENSÍVEL A FASE EM SISTEMAS DE IMAGENS DE MÚLTIPLOS PLANOS POR RMN.

Tipicamente o objeto sujeito a uma imagem é posicionado de modo que uma região física do plano esteja no centro geométrico do gradiente de campo . O centro de campo é o ponto onde os gradientes nas dimensões X , Y e Z tem valores nulos . Geralmente , cada gradiente exibe um aumento da intensidade de campo em uma direção e uma diminuição da intensidade em direção oposta . Portanto, a intensidade de campo neste ponto corresponde a frequência de Larmor para este sistema .

As bobinas de RF que transmitem os pulsos de excitação para a amostra e recebem o sinal de RMN, são sintonizadas na frequência de ressonância. Correspondentemente, os transmissores e receptores de RF estão ajustados com largura de banda centrada nessa frequência.

Quando utilizamos a técnica de aquisição de múltiplos planos, excitamos por exemplo, um plano localizado no centro do campo (f_0), e outros localizados em outras posições, consequentemente com frequências diferentes da frequência de ressonância. Assim a largura de banda do transmissor e receptor devem ser ajustadas para acomodar a transmissão e recepção do sinais com um largo intervalo de frequências. Isto representa um problema para as imagens de múltiplos planos, pois estes planos emitem sinais com diferentes frequências durante a excitação e emissão do sinal de RMN. Noutras palavras, se um plano fora do centro é selecionado por um pulso de RF com frequência diferente da -70ressonância , a recepção, na presença de um gradiente de codificação de frequência (leitura), deve ser feita com uma largura de banda centrada na frequência de ressonância . O problema que ocorre é que a frequência e largura de bandas devem ser mudadas entre a excitação e a recepção do sinal de RMN .

Uma forma de contornar este problema é fazer com que o plano desejado seja excitado por uma banda estreita de frequência, e recebido com uma banda larga centrada sempre na mesma frequência de ressonância. Entretanto, o plano será excitado em relação a frequência e a fase caracteristicas ao sinal de excitação transmitido. Para decodificar corretamente o sinal de RMN, a referência de fase do sinal transmitido deve ser utilizada durante a recepção. Porém se a frequência é variada da preparação para a recepção, a fase pode ser perdida, isto é, a fase pode tornar-se incoerente (" unlocked "). Assim, alguma técnica é necessária para manter a fase coerente entre a transmissão e a recepção quando a frequência é variada.

Uma das técnicas que podemos utilizar na tentativa de satisfazer o que foi referido acima , e que propomos é :

usar um sintetizador de frequências controlado por software , que permita o deslocamento para uma frequência qualquer , excitando um plano nesta frequência , e que no momento da recepção volte para a frequência de ressonância sem perder a coerência da fase . Isso pode ser feito pelo sintetizador de frequência que possuimos , e que descrevemos no capítulo III , mas devido a necessidade de uma mudança total no hardware do nosso sistema de aquisição , essa técnica não pode ser implementada nesse trabalho . Assim fizemos algumas simulações que apresentamos no capítulo IV , e que permitem a caracterização desta técnica .

Todos os resultados obtidos com estas técnicas e as implementações necessarias à sua utilização , são descritos nos capítulos seguintes .

- 7**i** -

II.4 - ESPECTROSCOPIA UNIDIMENSIONAL DE PROTONS ATRAVÉS DA TÉCNICA DE EXCITAÇÃO ADIABÁTICA COM GRADIENTE MODULADO (GMAX)[34].

A alta sensibilidade proporcionada por bobinas de superfície tem determinado seu uso na deteção de sinais em imagens e em aplicações de espectroscopia localizada. Entretanto, essas bobinas tem um perfil de campo (\vec{B}_i) muito inomogeneo, que é o maior empecilho ao uso destas bobinas como transmissoras de RF. Uma forma de transpor esta limitação é o uso de pulsos de acordo com os princípios de passagem adiabática, ou seja, a magnetização acompanha o campo efetivo (B^e). Estes pulsos tem como efeito uma modulação em amplitude e frequência (ou amplitude e fase) e possuem uma boa tolerância a grandes variações da magnitude de B_i .

Assim imagens sem artefatos dependentes da inomogeneidade do campo B₁ podem ser obtidas , usando uma única bobina de superfície para transmissão de RF e detecção do sinal [29].

Apresentamos agora uma breve descrição teórica da técnica desenvolvida por Michael Garwood, Kâmil Ugurbill, A. J. Johnson [36], intitulada GMAX (do inglês Gradiente Modulated Adiabatic eXcitacion). No capítulo III a seguir, mostramos as implementações necessárias em nosso equipamento para o uso desta técnica, e no capítulo IV as primeiras medidas de espectroscopia unidimensional de protons realizada utilizando-se desta.

Trataremos aqui apenas o caso unidimensional de GMAX, e mais uma vez por simplicidade da nossa discussão, descrevemos um sistema de referência que gira com a frequência instantânea do pulso (designado pelos eixos x', y' e z', fig. 2.6). Chamamos este sistema de referência como sistema de "frequências" [35,36]. Neste sistema o campo efetivo na posição r e tempo t, $\vec{B}^{e}(\vec{r},t)$, é definido pela soma vetorial de $\vec{B}_{1}(\vec{r},t)$ e $\Delta\omega(\vec{r},t)$, onde $\vec{B}_{1}(\vec{r},t)$ é o pulso de -72-

-, ;

RF em rad/s , e Δω(r,t) é igual a diferença entre o valor instantâneo do pulso de RF a frequência de Larmor em rad/s , (fig. 2.6) .

O campo de RF, $\vec{B}_i(\vec{r},t)$, adquire dependência espacial se o campo \vec{B}_i gerado pela bobina é inomogeneo ; enquanto $\Delta \omega(\vec{r},t)$ depende da posição devido ao gradiente na direção de B_0 . Supondo $B_i(\vec{r},t)$ ao longo de x' e sendo $\Delta \omega(\vec{r},t)$ colinear com z', como essas componentes variam no tempo, B^e precessa no plano x'z'. Se utilizarmos pulsos com a condição adiabática ($B^e |d\alpha/dt|^{-1}$)) i), a magnetização suposta longitudinal inicialmente permanecerá paralela ou antiparalela a B^e e o seguirá, mudando sua orientação com o tempo.



Fig. 2.6 - Campo efetivo (B^e(r,t)) gerado por GMAX no eixo de frequências .

Para explicarmos a condição adiabática devemos nos reportar a um novo referencial que gira com uma frequência ω'' ($\omega'' = \frac{d\alpha}{dt}$) em torno do eixo y' - 73 - do referencial girante de coordenadas na figura (2.7.a). Neste novo referencial (figura 2.7.b), B^e é estático, e temos como resultado da transformação de coordenadas um novo campo efetivo resultante, B^e_r .

A magnetização precessa em torno do campo , B^e_r , cuja orientação pode estar numa direção muito proxima ou não do campo B^e . Entretanto se a frequência ω " é grande , ou seja , a taxa de variação do campo efetivo (B^e) é grande quando comparada com a amplitude deste campo efetivo , a magnetização não precessa em torno de B^e como desejado , visto que as orientações destes campos B^e e B^e_r , são muito distintas . No entanto se a condição adiabática for satisfeita ($B^e.|d\alpha/dt|^{-1}$) 1) os campos B^e e B^e_r têm praticamente a mesma orientação , e consequentemente a magnetização precessa em torno desejado .



Fig. 2.7 - Ilustração do campo efetivo em dois referenciais

Diferentemente das técnicas descritas anteriormente , em que pulsos seletivos são aplicados na presença de um gradiente de campo invariante no - 74 - tempo , GMAX , inclui uma modulação dependente do tempo na intensidade do gradiente G_o em adição a uma modulação do pulso em amplitude e frequência para excitação seletiva de um plano . No eixo de frequência , este esquema de modulação resulta nas equações ,

$$B_{i}(r,t) = 2.\pi.A.v(r).f_{B}(t)[x']$$
 (2.5)

$$\Delta\omega(r,t) = 2.\pi [G_0(r) - A] f_{\omega}(t) [z'] \quad (O(t(T)) \quad (2.6))$$

onde T é a duração do pulso , A é a amplitude da modulação em frequência dada em hertz , $v(\vec{r})$ é um parâmetro que é igual a razão entre a amplitude máxima de B_1 e a amplitude máxima da modulação em frequência , variando com \vec{r} se o campo B_1 é inomogeneo . $\vec{G}_0(\vec{r})$ é o gradiente e $f_g(t)$ e $f_w(t)$ são as funções de modulação dependente do tempo , cuja magnitude varia de zero a um . A dependência no tempo tipica para $f_g(t)$ e $f_w(t)$ é mostrada na figura (2.6)

Note que G_0 e o pulso de RF tem a mesma dependência no tempo ; como consequência , um nó que depende da posição é criado em $\Delta \omega$. Podemos exemplificar isto na figura (2.8), a seguir .



Fig. 2.8 - Nó criado na condição em que $G_0(r) = A$.



Se de um lado deste plano , $\Delta \omega$ começa com amplitude positiva ($[G_0(n) - A] > 0$) e decai a zero de acordo com f $_{\omega}(t)$. Por outro lado, $\Delta \omega$ poderá iniciar com amplitude negativa ($[G_0(n) - A] < 0$) e decair a zero com f $_{\omega}(t)$. Assim teremos a magnetização transversal destes dois planos diferindo por 180°. Revertendo a fase de B₁ e ajustando G₀ e/ou A, o nó pode ser reposicionado para dar um sinal que , adicionado ao sinal obtido anteriormente define um plano cuja largura é determinada pela posição dos nós em cada um dos dois experimentos.

Se sómente o sinal de A é trocado junto com um deslocamento de 180° na fase de B₁, o plano estará centrado sobre o plano de gradiente zero . Isto é ilustrado na figura (2.9).



Fig. 2.9 - Simulação computacional da magnetização transversal na presença de (a) Pulso GMAX da forma $B_i(r,t) = 2\pi Av(r)f_g(t)$ (b) resposta da magnetização na presençado mesmo pulso defasado de 180^0 , e o sinal da varredura em frequência trocado, isto é, troca-se A por -A. (c) plano definido pela soma de (a) com (b). - 76 -

SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO - IFOSC

FÍSICA

Esta técnica , pode ser empregada para seleção de planos em estudos espectroscópicos . Sendo a posição do plano , variada com a definição de um pulso que satisfaça a condição $[G_0(r) - A] + S = 0$, onde S é o deslocamento do plano em hertz . A vantagem como já dissemos , está na utilização de bobinas de superfície , o que implica numa menor deposição de potência no objeto em estudo .

۰.



CAPÍTULO III

PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

III . 1 - DESCRIÇÃO DO SISTEMA DE MEDIDAS

Nosso sistema de medida constitui-se de um espectrômetro de RMN pulsado com detecção sensível à fase , que provê as componentes em fase e quadratura do sinal detectado , sendo essa detecção homodina .

Podemos dividi-lo em duas partes : uma que compreende os circuitos de emissão e recepção de RF e outra que compreende os oircuitos de contrôle , aquisição e processamento de dados . Na figura (3.1) , vemos o diagrama de blocos deste sistema .

No circuito de RF, a fonte de sinal para modulação e referência na detecção, é um sintetizador de RF modelo 5130A da Wavetek. Este aparelho é oapaz de gerar sinais de 100 kHz a 160 MHz, ajustáveis em passos de 0,1 Hz pelo painel frontal ou em passos de 0,001 Hz pelo duto de comunicação IEEE - 488. O sinal proveniente deste sintetizador entra no transmissor, o qual é capaz de prover pulsos de RF com envoltórias previamente programadas (AM - DSB) de

- 78 -

duração ajustável , como também pulsos retangulares de curta duração e sinais contínuos em fase e quadratura , utilizados na referência do receptor de sinais de RMN .

Os pulsos provenientes do transmissor são amplificados por um amplificador de potência de RF, modelo 200L da Amplifier Research, e dirigidos a um circuito tanque responsável pela excitação da amostra .

Os sinais de RMN, gerados pela amostra numa bobina que faz parte do circuito tanque de recepção, são amplificados no ponto mais próximo possível a recepção e depois levados a níveis adequados à demodulação no receptor de RMN. O receptor compreende um estágio de amplificação de RF, um estágio de demodulação e um filtro e amplificador de áudio (passa baixas até 300 KHz). Os estágios de demodulação e filtragem são duais, em quadratura de fase entre si, com referência provida pelo circuito de modulação. Os sinais demodulados, são então fornecidos ao sistema de aquisição para digitalização, promediação e visualização em monitor XY. Em seguida os dados são armazenados por um microcomputador (PC - AT) que cuida do contrôle e processamento dos dados.

O sistema de contrôle tem como núcleo um gerador de eventos programável pelo microcomputador via interface serial, que é utilizado na geração das sequências de pulsos necessarias ao contrôle do espectrômetro. Este gerador é capaz de produzir pulsos com estreita relação de sincronismo entre si em oito canais independentes. O número de eventos numa sequência pode chegar a 16, podendo qualquer parte da sequência ser repetida 999 vezes. O disparo da sequência é feito sincrono com a rêde para evitar oscilações associadas à mesma.

Cada canal do gerador de eventos está endereçado a uma função básica da sequência associada á medida dos sinais de RMN . Dois canais são utilizados na geração de pulsos de RF (pulsos de $\pi/2$ e π , RF1 e RF2 respectivamente), e vão ao transmissor de RF para estabelecer o instante inicial - 79 -



* 1) INTERFACE SERIAL PARF O GERADOR DE PULSOS

dos mesmos (trigger) . Outro canal é utilizado simultâneamente com os pulsos de RF para ativar o " Blanking " no amplificador de potência de RF , sendo sua função emudecer a saída deste amplificador no período de aquisição de dados . Um canal é utilizado para disparar o sistema de aquisição de dados (trigger de aquisição), enquanto outros três canais são destinados aos amplificadores de corrente para os gradientes de campo magnético (Gs , G ϕ , G ω). Dois destes canais , Gs e G ω , podem ocasionalmente , ser conectados aos inversores de gradiente para utilização de sequências com gradientes reversos . O gradiente G ϕ , passa pelo microcomputador , que fornece ao amplificador de corrente uma variação deste sinal em N passos previamente estabelecidos . Ocorre ainda que estes três canais são conectados a atenuadores , a fim de controlar as amplitudes dos gradientes . O canal restante é utilizado para controlar o chaveamento de um circuito que permite a amplificação de sinal , sómente no momento de leitura , evitando assim que o primeiro estágio de amplificação esteja saturado pelos pulsos de RF neste momento ... Este canal é utilizado também como controle de outro circuito que adiciona um gradiente de seleção no momento em que se aplica o gradiente de leitura , para aquisição de múltiplos planos simultâneos . Estes circuitos mencionados serão descritos mais adiante .

O microcomputador é responsável também pela transferência de dados e contrôle do processador periférico que constitui o sistema de aquisição e promediação de sinais. Isto é feito através de uma interface paralela que permite intercomunicação rápida entre a placa de "Averager" e a CPU do micro, além de permitir recepção de interrupções e saida de sinais analógicos a partir de um conversor digital/analógico.

Conectados ao microcomputador estão ainda , o sistema de visualização gráfica destinado à apresentação das imagens obtidas , através de uma linha paralela padrão Centronics .

- 81 -

Entre o transmissor de RF e o sistema de aquisição existe uma conecção que faz o chaveamento de fase dos pulsos de RF para corrigir a linha de base (Bit Phase).

Utilizamos um magneto resistivo de 0,05 Tesla (500 Gauss) de corpo inteiro com diâmetro útil de 60 cm da Hitachi , LTD . A seguir passamos a discutir um pouco mais detalhadamente algumas partes que compõe esse sistema [33].

III . 2 - DESCRIÇÃO GERAL DO MAGNETO

O magneto que utilizamos é composto de quatro bobinas de campo principal produzindo um campo magnético horizontal . Cada bobina é resfriada pelo fluxo de agua em tubos de cobre fixos nas superfícies laterais destas bobinas . Há duas bobinas menores (C_1 , C_2) que estão localizadas próximas do plano médio do magneto , com duas maiores (C_3 , C_4) dispostas após C_1 e C_2 respectivamente . Um esboço do magneto é mostrado na figura (3.2).



- 82 -

As bobinas são ajustadas mecânicamente com respeito a sua posição em relação ao eixo do magneto , para corrigir erros do campo num volume desejado .

A fonte de alimentação do magneto opera com uma corrente máxima de 55 A e 160 V e usa refrigeração a água .

Especificações :

۳.

Máximo Campo Central	0, 05	Tesla
Corrente para máx. campo	43,6 3	3 A
Consumo de potência	5	KWatts
Resistência da bobina na Temperatura de operação	2,6	ohms
Homogeneidade de campo numa esfera de 30cm de diâmetro	200	ppm

Para uma caracterização completa do magneto, fizemos a análise do gradiente que pode ser aplicado, e da homogêneidade de campo, que caracterizam a resolução espacial que podemos obter com esse magneto. Para tanto utilizamonos do seguinte circuito :



Fig. 3. 3 - Esquema do circuito para medidas de campo magnético - 83 - Do funcionamento e composição deste circuito :

Um sintetizador emite sinal de RF contínuo que chega a um PS/C cuja função é dividi-lo e mandar uma fração para o receptor como referência e outra para excitação da amostra . Este passa primeiramente por um atenuador que regula o sinal que podemos fornecer a amostra . Simultâneamente um gerador de funções fornece um sinal na forma de rampa que permite varrermos o campo magnético , fazendo com que os spins nucleares contidos na amostra passem pela condição de ressonância , absorvendo energia do sistema . Após a absorção , os spins saem de ressonância emitindo um sinal fraco , este sinal é captado e préamplificado sendo então enviado ao receptor .

Do receptor esse sinal é enviado para o canal Y do osoiloscópio para visualização (vide fig. 3.3). Como o sinal gerado pelo gerador de funções é da forma de uma rampa, a varredura é feita tanto no sentido positivo como no sentido negativo, implicando no aparecimento de dois sinais na tela do osciloscópio que se cruzam, e este ponto de intersecção dos sinais ocorre justamente na frequência de ressonância da amostra. Variando então a posição da bobina que contém a amostra, podemos estabelecer a variação das frequências de ressonância de acordo com a posição dentro do magneto e por conseguinte a variação do campo magnético com a posição.

Resultados obtidos :

Tabela III.1 : Variação dos gradientes de campo em função da corrente .		
Grupo de RMN de São Carlos	Grupo de RMN de São Francisco	
$Gx = 1.39 \times 10^{-2} Gauss.cm^{-1}.amp^{-1}$	Gx = 1.47 x 10 ⁻² Gauss.cm ⁻¹ .amp ⁻¹	
Gy = 1.32 x 10 ⁻² Gauss.cm ⁻¹ .amp ⁻¹	$Gy = 1.42 \times 10^{-2} \text{ Gauss.cm}^{-1} \text{.amp}^{-1}$	
$Gz = 1.53 \times 10^{-2} \text{ Gauss.cm}^{-1} \text{.amp}^{-1}$	$Gz = 1.55 \times 10^{-2} Gauss.cm^{-1}.amp^{-1}$	
- 84 -		

Os resultados obtidos por nós estão em boa concordância com as medidas feitas pelo grupo de São Francisco que efetuou a doação deste magneto . Apesar do gradiente natural existente , esse não tem fator preponderante nos problemas que detectamos em algumas imagens . O fator preponderante como discutiremos mais tarde deve-se aos efeitos relacionados com a inomogeneidade dinâmica , como por exemplo : flutuação do campo magnético , efeitos de " eddy current " que acarretam a presença de gradientes em momentos indesejáveis .

III . 3 - SINTETIZADOR DE RF

É um sintetizador da Wavetek modelo 5130A que provê frequências na faixa de 100 kHz a 160 MHz com amplitude entre + 3 e + 13 dBm . Este sintetizador é capaz de chavear amplitude e frequência rapidamente , mediante programação externa , <u>com continuidade de fase</u> . Essa característica é de extrema importância na técnica de seleção de multiplos planos por multiplexação temporal descrita no capítulo I I . Essa progamação de amplitude e frequência de RF é feita via uma interface do tipo IEEE - 488 (GPIB) , sendo também utilizada para varredura de RF durante a sintonia do espectrômetro , no acoplamento das bobinas de transmissão e recepção de RF .

A geração de RF nesse equipamento é feita por síntese direta a partir de uma frequência padrão fixa de 5 ou 10 MHz, interna ou externa, de alta estabilidade.

- 85 -

III . 4 - GERADOR DE ENVOLVENTES

A envolvente é gerada por um circuito digital especialmente projetado para este fim [31]. Trata-se de um conversor digital/analógico ligado a saída de uma EPROM que é endereçada sequencialmente. Nesta EPROM são gravadas as envolventes dos pulsos de RF desejadas, 16 ao todo. O circuito permite ajuste da duração, amplitude e do "offset" da envolvente, sendo disparado por um trigger do gerador de pulsos.

A escolha de um sistema baseado em EPROM foi feita para permitir sua utilização em forma autônoma sem necessidade de contrôle de um computador , o que facilita seu emprego em testes .

Este circuito que se encontra instalado no transmissor de RF, possibilitou o uso de uma EPROM onde gravamos funções que excitam multiplos planos , permitindo assim a implementação de duas técnicas descritas no capítulo anterior , em função dos objetivos deste trabalho .

III . 5 - RESSOADORES

O ressoador de RMN constitui o elemento mais critico na cadeia de emissão e recepção de sinais de RMN . É ele quem determina a amplitude e a homogeneidade do campo de RF , $B_i(t)$, responsável pela excitação do sistema de spins . Da mesma forma é ele quem caracteriza o nível da relação sinal/ruído (S/R) nos sinais detectados por ser o elemento mais próximo das fontes de sinal , bem como o perfil de sensibilidade , no caso de amostras extensas .

- 86 -

No sistema que construímos adotamos o uso de dois ressoadores : uma bobina de corpo inteiro destinada a excitar a amostra ; e bobinas de recepção tais como , bobinas de cabeça , joelho , superfície , etc. Utilizamos esse "approach" pelo fato que neste sistema não é necessário o uso de um duplexador , como no caso de uma única bobina para transmissão e recepção , acarretando um ganho de aproximadamente dois na relação sinal/ruído .

Do ponto de vista da excitação, queremos gerar um campo magnético ($B_i(t)$) de RF que apresente características especiais, como a grande intensidade, alta homogeneidade, etc. Essas características são importantes na determinação, por exemplo, de pulsos de excitação cujo ângulo de rotação da magnetização seja o mesmo para toda a amostra.

Para atingirmos esses objetivos , várias geometrias são propostas e, em nosso caso adotamos a bobina tipo "Sela "(figura 3.4), que possui uma boa uniformidade de campo, tanto para transmissão como para recepção de RF. Calculamos então o ângulo de "flip " para esse tipo de bobina com diferentes números de espiras (seção III.10).



Fig. 3.4 - Ilustração da bobina tipo "sela" utilizada como bobina Transmissora ou de Corpo .

- 87 -

Uma observação importante é o acoplamento existente entre a bobina de corpo inteiro com as bobinas de gradientes e com a blindagem na montagem que fizemos. Este acoplamento obrigou-nos a fazer vários testes com essas bobinas, e determinar o espaçamento minimo necessário entre elas para que obtivessemos o ângulo de excitação desejado.

Na recepção, o comportamento da bobina deve ser tal que forneça sinais com boa relação S/R, alto fator de qualidade (apesar deste introduzir fenômenos de oscilação livre ou " ringing ") e um perfil de sensibilidade mais constante possível.

· .

O perfil de sensibilidade está diretamente relacionado ao perfil de homogeneidade, e isso é ilustrado pelo princípio da reciprocidade, que diz que a sensibilidade da bobina a uma fonte localizada num ponto P de sua vizinhança é diretamente proporcional ao campo gerado naquele ponto por uma corrente passando nessa bobina [30].

A seguir apresentamos algumas fotos dos ressoadores construídos :



Fig. 3.5 - Foto do ressoador para transmissão de RF instalado no magneto . Especificações : 5 espiras; diâmetro do fio = 5 mm; diâmetro da bobina = 500 mm; comp. da bobina = 560 mm.







Fig. 3.7 - Foto dos ressoadores de cabeça

a) Bobina de recepção com 15 espiras ; diâmetro do fio = 2,2 mm diâmetro da bob. = 250 mm ; compr. da bobina = 300 mm .
b) bobina de recepção com 4 espiras ; diâmetro do fio = 5 mm diâmetro da bob. = 252 mm ; compr. da bobina = 272 mm

ь-)

III . 6 - SINTONIA

• .

O circuito que utilizamos para excitação e recepção em RMN é da forma como mostra a figura (3.8),



Fig. 3.8 - Circuito Tanque Balanceado

Este circuito é composto de um "Balun " que fornece a alimentação balanceada a esse sistema , dois condensadores de acoplamento (um em cada ramo da linha) e um condensador de sintonia em paralelo com a bobina .

Uma vez que queremos trabalhar numa determinada frequência f_0 , devemos sintonizar esse circuito nessa frequência . Essa é a função do condensador C_S , isto é, levar a frequência de operação a 2,3 MHz (frequência de ressonância).

Os condensadores C_{ai} e C_{a2} são responsáveis pelo acoplamento entre esse circuito com os amplificadores e a linha , usualmente de 50 Ω . Conseguimos assim com o casamento de impedância , máxima transferência de - 91 - potência para a excitação e máxima transferência do sinal obtido para o receptor . O fato do circuito ser simétrico , exigindo uma alimentação balanceada , impede que interferências eletromagnéticas sejam captadas , pois estas se cancelam devido à sua simetria , introduzindo uma melhora significativa na relação S/R .

III . 7 - MÓDULO DE PRÉ-AMPLIFICAÇÃO DE RF .

Como já nos referimos o ressoador , ou em outras palavras , o circuito de recepção é quem caracteriza a relação S/R do sinal detectado no caso de ultra baixo campo , nosso caso . Isto porque o ruido proveniente da amostra em campos baixos é menor que o ruido Jonhson ou ruido branco , enquanto que em campos altos a agitação térmica na amostra provocada pelo campo , gera um ruido maior que o ruido branco , sendo esse ruido de origem capacitiva . Assim em campos altos quem caracteriza a relação S/R é a amostra e não o ressoador .

O acoplamento existente entre as bobinas de excitação e recepção de RF faz com que a bobina de recepção capte os pulsos de RF ($\pi/2$ e π) usados para excitar o sistema. Esses pulsos saturam o pré-amplificador que permanece nesse estado durante um certo tempo , impedindo no momento da leitura a amplificação do máximo nível de sinal e acarretando também distorções do sinal amplificado . Assim construímos um circuito que permite chavear os préamplificadores , ou seja, permite que um sinal captado pela bobina passe para o pré-amplificador sómente no momento da leitura do sinal de RMN, quando os pulsos de RF não estão mais presentes . A configuração desse circuito é mostrada na figura (3.9).

- 92 -



Este circuito composto por dois relês que chaveiam em até 1 KHZ é controlado por um pulso TTL , proveniente do gerador de pulsos , fazendo com que nenhum sinal captado pela bobina durante a excitação passe para o pré--amolificador a menos que o pulso referido ative o circuito , permitindo a passagem do sinal . Uma vez que o circuito está ativo , este sinal será amplificado e filtrado sguindo então para o receptor . O esquema geral do sistema de recepção é descrito na figura a seguir.



Fig. 3.10 - Módulo de Pré-amplificação de RF . - 94 -

Nesse esquema podemos ver que o sinal do circuito tanque balanceado entra (Canal 1, Canal 2) no circuito que faz o chaveamento do sinal, passando depois por um Acoplador Direcional que tem a função de permitir o acoplamento e sintonia da bobina receptora mediante um curto circuito no relê. Em seguida o sinal é pré-amplificado por um amplificador da Trontech (com 1.1 dB de figura de ruído e 55 dB de ganho), sendo depois filtrado por um filtro passa faixa de 6 elementos, que esta centrado na frequência de 2,3 MHz com uma faixa passante de 1 MHz e com uma perda por inserção de 1 dB, estando ajustado para possuir uma impedância de 50 Ω . Após passar pelo filtro o sinal é novamente pré-amplificado por outro amplificador idêntico ao primeiro para atingir o máximo nível, seguindo então através de um cabo coaxial para o receptor de RMN .

III. 8 - DESCRIÇÃO DE "PHANTONS " DESTINADOS A SELEÇÃO DE MÚLTIPLOS PLANOS EM TOMOGRAFIA POR RMN.

Com o objetivo de caracterizar o sistema , e testar as técnicas desenvolvidas para obtenção de imagens de múltiplos planos , projetamos e construímos alguns " phantons " .

Entre eles o de maior importância, devido às informações que ele fornece, é um objeto que assemelha-se a uma hélice e funciona como uma escala métrica que permite avaliar, por exemplo : o espaçamento entre planos selecionados, a espessura e localização destes planos assim como seu perfil em diferentes orientações espaciais. A seguir algumas figuras que ilustram como ele foi construido.

- 95 -



Fig. 3.11 - Discos de acrílico utilizados para construção do Phanton

Este " phanton " consiste em um cilindro de 20 cm de diâmetro por 12 cm de comprimento , projetado para ser preenchido com uma solução de sulfato de cobre em água . Ele contém uma série de 25 discos com 4 mm de espessura , tendo cada disco um rasgo ou rasgos orientados em várias posições que preenchidos com a solução acima , resultam numa imagem .

O disco central tem quatro rasgos (figura 3.11 a), e pode ser alinhado com o centro do magneto. Os próximos quatro discos tem um rasgo apenas, estando cada um rodado de 18°, o seguinte contém dois rasgos e também é girado de 18°. Esse esquema segue-se para os dois lados a partir do plano central (plano que contém o disco com 4 rasgos).

O resultado é uma espiral " escada " de rasgos . Se observarmos esse " phanton " do ponto de vista de uma escala métrica linear , teremos ,



Fig. 3.12 - Escala mátrica do Phanton . - 96 - As figuras que seguem procuram dar uma idéia de sua construção , mostrando um plano selecionado e a imagem a ser visualizada no monitor .





Uma vez conhecida a geometria do "Phanton", podemos analisar os problemas da seleção de multiplos planos, que determinaram a sua construção.

- <u>Espessura</u> do plano

Este " phanton " permite a medida da espessura do plano selecionado por visualização da série de rasgos que aparecem na imagem .

- <u>Contiguidade</u> entre planos

Podem ser estimados , pela observação , dois planos adjacentes ou não , determinando o volume sobreposto contido no plano , ou ainda determinar o espassamento entre estes .

- Localização do plano central

Uma vez que o disco central tem quatro rasgos, este pode ser alinhado com o centro do magneto, permitindo a localização da fatia central com respeito a esse alinhamento (padronização da posição do plano em estudo em uma amostra qualquer função da posição da mesa).

- <u>Distorção espacial ou Perfil do plano</u>

Pode ser analisada cobrindo-se um círculo com a imagem . Observa-se então a simetria desta imagem em relação ao círculo .

Neste trabalho, procedemos as avaliações citadas anteriormente, utilizando esse "phanton", que como vemos é de fundamental importância na oaracterização do equipamento. Pudemos assim obter parâmetros padrões para obtenção de imagens, tais como : intensidade dos gradientes de campo , sequências de pulsos ideais, espessura do plano selecionado, espaçamento entre planos em função do deslocamento em frequência entre esses planos, etc..

Embora esse " phanton " que acabamos de descrever seja nosso principal objeto de medida , não pudemos utilizá-lo na obtenção de imagens simultâneas de múltiplos planos utilizando a técnica de aplicação de um gradiente - 98 - de leitura oblíquo . Isto porque devido as dimensões deste " phanton " implicam que gradientes muito intensos sejam aplicados para possibilitar a visualização de dois planos selecionados . Como não possuímos gradientes tão intensos , construimos um outro " phanton " como esta descrito na figura que segue :



Fig. 3.14 - "Phanton" utilizado na aquisição simultânea de múltiplos planos com gradiente de leitura oblíquo .

Este "phanton "em forma de uma caixa é construido em acrilico transparente possuindo 5 hexaedros e 5 cilindros maciços ligando duas de suas faces, dispostos como descrito na figura (3.14). Todo esse conjunto é preenchido por uma solução de sulfato de cobre em água.

As imagens obtidas desse " phanton " utilizando-se da téonica de aquisição simultânea de múltiplos planos com gradiente obliquo serão apresentadas no próximo capítulo , que diz respeito aos resultados obtidos .

- 99 -
III . 9 - IMAGENS DE MÚLTIPLOS PLANOS

Nos três métodos que discutimos no capítulo II para geração de imagens de múltiplos planos , foram necessárias algumas modificações e implementações no sistema que discutiremos a seguir .

III . 9 . 1 - IMPLEMENTAÇÕES NECESSÁRIAS PARA IMAGENS DE MÚLTIPLOS FLANOS UTILIZANDO ESPECTRO DE POTÊNCIA DE MÚLTIPLAS FREQUÊNCIAS

Como já mencionamos , existe um circuito instalado no transmissor de RF que é baseado em uma EPROM e permite o uso de várias formas de envolventes para os pulsos de RF . Assim podemos programar essa EPROM com vários tipos de pulsos , tais como , pulsos que possuem um espectro de excitação de múltiplas frequências .

Algumas das funções gravadas na EPROM são :

Função Gaussiana x sen (2πf_it)
 Função Gaussiana x cos (2πf_it)
 Função Gaussiana x sen (4πf_it)
 Função Gaussiana x cos (4πf_it)
 Função Gaussiana x (cos (2πf_it) + cos (4πf_it))
 Função Gaussiana x (-cos (2πf_it) + cos (4πf_it))
 Função Gaussiana x (sen (2πf_it) - sen (4πf_it))
 Função Gaussiana x (-sen (2πf_it) - sen (4πf_it))

onde $f_i = 500 \text{ Hz}$.

Os objetivo das duas primeiras funções é excitar dois planos centrados nas frequências ($f_0 + f_1$) e ($f_0 - f_1$), enquanto as funções 3 e 4 excitam os mesmos planos porém centrados nas frequências ($f_0 + 2f_1$), ($f_0 - 2f_1$), - 100 - isto signigica que a separação em frequência entre esses planos é de 2 KHz . As ultimas quatro funções citadas tem por objetivo excitar quatro planos distintos com fases apropriadas , sendo a separação entre os planos internos igual a 1 KHz e entre os planos externos 2 KHz .

III . 9.2 - IMPLEMENTAÇÕES NECESSÁRIAS À TÉCNICA DE AQUISIÇÃO SIMULTÂNEA DE MÚLTIPLOS PLANOS COM GRADIENTE DE LEITURA OBLÍQUO .

No caso de imagens simultâneas de múltiplos planos , além da necessidade dessas funções descritas no ítem anterior , foi preciso acoplar um circuito ao sistema , que permite a aplicação de um gradiente na direção de seleção combinado com o gradiente de leitura , sendo que o gradiente de seleção e o gradiente de leitura aplicado na direção de seleção têm controles independentes . O canal do gerador de pulsos utilizado para ativar o gradiente de seleção em vários momentos é um só , porém , necessitamos controlar independentemente as intensidades desse gradiente em momentos distintos . Isto é feito por um circuito que chaveia o sinal entre dois potênciometros , um que controla a espessura do plano (controlando a corrente fornecida às fontes de gradiente) e outro a inclinação do gradiente de leitura , obtendo assim controles independentes quando esses gradientes são aplicados em tempos diferentes . Em outras palavras , aplica-se um gradiente conjuntamente com o gradiente de leitura , porém na mesma direção do gradiente de seleção e com intensidade variável , no instante que um pulso do gerador de pulsos habilita esse circuito . Assim esse gradiente permanece aplicado durante o tempo de duração desse pulso . A figura a seguir mostra o esquema desse circuito .

- 101 -



Fig. 3.15 - Circuito utilizado para permitir o controle independente da intensidade do Gradiente de seleção em dois momentos

III. 9.3 - IMPLEMENTAÇÕES NECESSÁRIAS À SELEÇÃO DE MÚLTIPLOS PLANOS POR MULTIPLEXAÇÃO TEMPORAL.

No caso de imagens por multiplexação temporal necessitamos fazer o contrôle do sintetizador via interface GPIB , bastando para isso efetuar um

- 102 -

programa de contrôle . É necessário também um sistema de aquisição de dados que , possibilite a aquisição dos sinais referentes a cada plano distintamente . Nesse caso esse sistema deve armazenar os dados referentes a cada aquisição em diferentes " buffers " correspondendo cada plano aos dados armazenados em cada " buffer "

III . 10 - ANÁLISE DO CAMPO MAGNÉTICO GERADO PELA BOBINA DE CORPO INTEIRO PARA CALCULO DO ÂNGULO DE FLIP .

Após a instalação do magneto , colocamos junto com as bobinas de gradiente uma blindagem de cobre para evitar que interferências de RF de diferentes frequências e fontes possam estar presentes . Em seguida instalamos a bobina de corpo inteiro , com o objetivo desta funcionar como bobina de excitação . Essa bobina é uma bobina tipo " sela " com três espiras , e foi construida com fio de cobre de 6 mm de diâmetro , figura (3.6).

Porém, após a instalação, notamos a necessidade de uma potência muito grande do amplificador de RF para produzir um pulso de $\pi/2$. Deduzimos haver um acoplamento forte entre essa bobina e a blindagem. Para confirmar nossa hipótese e conseguir a configuração ideal, efetuamos várias medidas do ângulo de " flip " em função da forma do pulso de RF e do seu tempo de duração (Tw). A relação que nos permite calcular este ângulo é descrita no capítulo I (equação 1.13),

SERVIÇO DE BIELOTLUA E INTORIAAÇÃO - IFQSC FÍSICA 103

$$\theta(Tw) = \gamma \int_{0}^{Tw} B_{1}(t) dt$$
 (3.1)

para um pulso gaussiano da forma ,

$$B_{i}(t) = B_{10} e^{-\frac{t^{2}}{2\sigma^{2}}}$$
 (3.2)

onde σ está ligado a meia largura do pulso gaussiano, ou seja, é o valor de forma que no tempo t = $\frac{TW}{2}$ a amplitude do pulso deve ser um centésimo da amplitude máxima (B_{10}).



Fig. 3.16 - Pulso Gaussiano com amplitude máxima B_{10} e amplitude minima $B_{10}/100$.

Obtemos assim da equação (3.2) ,

$$\ln \frac{B_0}{B(T_W/2)} = \frac{(T_W/2)^2}{2\sigma^2}$$
(3.3)

$$\sigma = \frac{Tw}{\sqrt{8 \ln \frac{B_0}{B(Tw/2)}}}$$
(3.4)

$$\frac{B_0}{B(Tw/2)} = 100 , teremos :$$

$$\sigma = \frac{1}{6,07} \,\mathrm{Tw} \tag{3.5}$$

Portanto ,

$$\Theta_{\rm G}({\rm Tw}) = \gamma \int_{-\frac{{\rm Tw}}{2}}^{\frac{{\rm Tw}}{2}} B_{10} e^{-\frac{18,4.t^2}{{\rm Tw}^2}} dt$$
(3.6)

Enquanto que para um pulso retangular temos :

 $\theta_{\rm S} = \gamma_{\rm B_{10}, Tw} \tag{3.7}$

Das expressões anteriores notamos que para determinar o ângulo de "flip", precisamos conhecer B_{10} para uma determinada frequência de operação, em função da corrente na bobina. Para efetuarmos essa medida utilizamos o seguinte esquema,

- 105 -



Fig. 3.17 - Esquema utilizado para avaliação do campo magnético de RF produzido pela bobina de corpo .

Este circuito é composto de um " sweeper " que gera onda continua (CW), um amplificador, um circuito tanque do qual a bobina transmissora faz parte, uma sonda de corrente por efeito Hall, que nos permite visualizar no osciloscópio a amplitude da corrente que passa pela bobina transmissora, e uma bobina de " pickup " (com uma única espira) ligada a um osciloscópio para visualizarmos a voltagem nela induzida.

Com esses dados , isto é , a força eletro-motriz induzida (ξ), a frequência (f_0), e a área da bobina de "pickup "(A), podemos calcular pela Lei de Faraday, o campo de RF induzido pela bobina transmissora versus a corrente .

- 106 -

A relação que obtemos para este cálculo foi ,

$$B_{10} = \frac{\xi}{N.A.\omega}$$
(3.8)

onde N é o numero de espiras da bobina de "pickup "(no caso N = 1).

Os resultados destas medidas , assim como as conclusões que e o procedimento adotado para contornarmos esse problema estãocutidos no capítulo que segue .

III . 11 - EFEITOS DE "EDDY CURRENT "INTRODUZIDOS PELO ACOPLAMENTO ENTRE AS BOBINAS DE GRADIENTES E OUTROS CIRCUITOS .

Uma experiência de imagens por RMN implica na aplicação de gradientes de campo magnético nas direções X, Y e Z. O tempo de aplicação destes pulsos de gradientes é em geral da ordem de 2 a 3 ms e sua forma deve ser aproximadamente retangular, pois queremos introduzir um gradiente num determinado instante e retirá-lo 3 ms mais tarde sem que este permaneça aplicado por mais tempo.

Entretanto devido ao acoplamento das bobinas de gradientes com as bobinas transmissora e receptora, com a blindagem de RF e possivelmente até mesmo com as bobinas que geram o campo estático, a forma do pulso de campo produzida pelo pulso de corrente nas bobinas de gradiente não é retangular.



Fig. 3.18 - Modelo de acoplamento entre as bobinas de Gradiente e outras bobinas .

Assim para introduzir e retirar um gradiente subitamente de modo rue o perfil deste permanaça retangular , devemos submeter as bobinas de re a um " overshut " e um " undershoot " de corrente . Podemos observar enta. i forma dos pulsos de corrente e o perfil do gradiente esperado seja ,



Pulso de Connentexivão Conngido: - - - - - Forma do Gradiente(Não Conngido)



Pulso de Corrente Corrigido)



.

Forma do Gradiante(Corrigido)

Fig. 3.19 - Forma dos pulsos de corrente e dos gradientes corrigidos e não corrigidos .

- 108 -

O efeito desse acoplamento é de que esses gradientes podem permanecer ativos durante um período muito longo após o término do pulso de corrente, podendo estar presentes quando da aplicação dos pulsos de RF ($\frac{\pi}{2}$, π), alterando o plano selecionado (não mais perpendicular ao gradiente de seleção), diminuindo a relação S/R, acarretando uma leitura do sinal na presença de um gradiento obliquo indesejável, figura (3.20).



Fig.3.20 - Efeito do acoplamento entre as bobinas de gradiente com o sistema .

Com o objetivo de minimizar este problema , montamos um circuito integrador , que permite um procedimento de calibração da fonte de gradientes e que num primeiro ajuste já realizado , mostrou significativa melhora destes efeitos . SERVIÇO DE BIELIOTECA E INFORMAÇÃO - IFQSC FÍSICA



Sig. 3.21 - Circuito utilizado para avaliação da forma do pulso

Esse circuito é composto da fonte de gradientes , representada no elo amplificador de corrente , das bobinas de gradiente , de uma probe de campo el um integrador analógico que permite a visualização do sinal captado em tempo real . A probe de campo que utilizamos consiste em duas bobinas planas paralelas , separadas pela distância de 1 cm , estando ligadas a um amplificador diferencial de baixo " drift " (vide fig . 3.22) .



Fig. 3.22 - Probe para medir gradientes .

- 110 -

A função dessas bobinas é captar a variação do fluxo de campo magnético, de forma que :

$$\Delta \phi(t) = \phi_1(t) - \phi_2(t)$$
 (3.9)

$$V_{in} \propto \frac{d}{dt} (\Delta \phi) = r \frac{dG(t)}{dt}$$
 (3.10)

Portanto

$$G(t) \propto \int_{0}^{t} \nabla_{in}(t') dt' \qquad (3.11)$$

No capítulo seguinte, mostramos os efeitos de "eddy current "sem correção e em seguida corrigido através do circuito de calibração existente nas fontes de gradiente. Estas correções mostram significativa melhora desses efeitos.

Nas imagens que obtivemos temos procurado minimizar esse efeito também de outra forma , programando a sequência de pulsos de modo que o pulso de refocalização (pulso π) seja aplicado após o maior tempo possivel da aplicação dos gradientes de preparação . A sequência que utilizamos é uma sequência convencional de spin-eco da forma mostrada na figura (3.23) ,

- 111 -



Fig. 3.23 - Sequência de pulsos de RF e gradientes de campo mag.

Um pulso de RF de 90°, aplicado com o gradiente na direção Z, G_z , seleciona uma fatia. O sinal induzido na bobina pela precessão dos spins na presença do campo magnético, denominado Decaimanto livre da Indução (FID), decai rápidamente devido a combinação dos efeitos de relaxação tranversal e defasamento devido a inomogeneidade do campo estático. O gradiente G_y , produz uma codificação de fase para uma dimensão espacial. O pulso de RF de 180° é aplicado para produzir o sinal de eco dos spins. Enquanto o refasamento ocorre, - 112 -

o gradiente G_x , é ligado para codificar a frequência do sinal na segunda dimensão. Juntamente com o gradiente de leitura, aplicamos um pulso que habilita a passagem de sinal para os pré-amplificadores, e assim o eco de spins é detectado e subsequentemente análisado em duas componentes. Este conjunto de pulsos e gradientes é repetido muitas vezes com um tempo de repetição T_R , cada conjunto com um valor diferente de G_y , até que dados suficientes sejam adquirida: :ara a formação da imagem.

Esta sequência pode ser repetida antes de variar Gy para propósitos de promediação do sinal . Note também que o pulso de 180º serve para eliminar os efeitos indesejáveis de defasagem devido a inomogeneidade do campo magnético estático .

III . 12 - SINCRONISMO COM A RÊDE (60 Hz).

Como último item da descrição apresentada do Hardware do sistema, temos um gerador de pulsos sincrono com a frequência da rêde .

Nas experiências onde se utilizam magnetos resistivos (como é o nosso caso), um dos problemas introduzidos é devido a instabilidade de campo . Essa instabilidade resulta numa indefinição da frequência central de Larmor , de forma que torna impraticável a promediação de vários sinais próximos da condição de ressonância . A flutuação de fase é tal que destrói completamente a média . Uma das componentes dessa flutuação , porém , é sincrona com a rêde , e pode ser facilmente removida com a utilização de pulsos de inicialização das sequências (de spin-eco , por exemplo) que sejam sincronos com a rêde .

- 113 -

O dispositivo que utilizamos para fazer com que esses pulsos sejam sincronos com a rêde é um simples contador de décadas com saidas em f_0 , $\frac{f_0}{2}$, $\frac{f_0}{4}$, etc., onde f_0 é a frequência da rêde (60 Hz).

No capítulo IV apresentaremos as medidas da flutuação do campo estático para o magneto que utilizamos , assim como as limitações que ficamos sujeitos . A principal causa dessa instabilidade deve-se à instabilidade da fonte ção do magneto .

III . 13 - IMPLEMENTAÇÕES NECESSÁRIAS PARA ESPECTROSCOPIA UNIDIMENSIONAL COM A TÉCNICA GMAX

As principais modfificações introduzidas no sistema para utilização da técnica GMAX foram :

- 1 . Gravação de uma EPROM com as formas dos pulsos de RF adiabáticos ;
- 2. Circuito que permite o sincronismo entre os moduladores que geram os pulsos de RF em fase e quadratura ;
- 3. Bit de contrôle para chavear a forma da envolvente do pulso de RF ;
- 4. O micro gera através de um conversor DA , a forma de modulação adequada para o gradiente .

A primeira modificação é necessária , pois se quisermos aplicar um pulso de RF qualquer , devemos como no nosso caso , gerar a forma do pulso e armazená-la numa EPROM , como já discutimos anteriormente .

- 114 -

A segunda modificação, surge da necessidade que os pulsos de $\frac{\pi}{2}$ e π devem ter exatamente o mesmo tempo de duração (Tw). Em nosso sistema, os controles do tempo de duração dos pulsos são independentes. Portanto para um ajuste perfeito deste tempo, os moduladores devem ter a mesma base de tempo, isto é, tem que ser sincronos.

A terceira implementação deve-se a necessidade de uma modulação em amplitade e frequência, como descrevemos no capítulo II, dos pulsos de RF. Como nosso sistema não permitia uma variação da frequência dos pulsos de RF, introduzimos um bit para chavear a forma da envolvente dos pulsos, que é equivalente a uma modulação em frequência.

A quarta e última implementação permite a aplicação de um gradiente de campo magnético , modulado pela função sech(ßt/Tw) a cada repetição reguência de pulsos , sendo essa forma de modulação gerada pelo micro através

versor digital/analógico .

As formas dos pulsos de RF e gradientes gerados estão descritas no capítulo II , figura (2.6) , sendo a modulação do pulso de RF feita por uma função do tipo ,

$$f_{p}(t) = \tanh(\beta t/Tw) \qquad (3.12)$$

e a modulação do gradiente feita pela função ,

$$f_{W}(t) = \operatorname{sech}(\beta t/Tw) \tag{3.13}$$

onde $\beta = 5,3$ e Tw é a duração do pulso (nosso caso Tw = 5 ms.).

- 115 - -

CAPÍTULO IV

RESULTADOS E CONCLUSÕES

IV . 1 - INTRODUÇÃO

Na primeira parte deste trabalho a intenção era familiarizar-se com a técnica de RMN pulsada , implementar o espectrômetro que possuimos para merar na frequência de 2,3 MHz , e obter imagens de objetos e voluntários para mação do equipamento e análise dos possíveis problemas experimentais,

determinando assim o potencial do equipamento .

Iniciamos nosso trabalho com a chegada do magneto resistivo de 500 Gauss da Hitachi , nesta fase fizemos a instalação da blindagem de RF , bobinas de gradiente , etc. . Procedemos comcomitantemente , a construção de várias bobinas para transmissão e recepção de RF com diferentes geometrias e número de espiras, com objetivo de atingirmos a melhor configuração para o sistema .

Para tanto, fizemos a caracterização dessas bobinas útilizando-se de um " impedance meter " e de um " Q meter " e com estes dados, isto é, a impedância e o fator de qualidade das bobinas, pudemos calcular quais seriam os valores dos capacitores a serem usados na construção de um circuito ressonante sintonizado na frequência de 2,3 MHz (frequência de operação), acoplado em 50 β . Em seguida iniciamos as medidas da relação S/R com diferentes bobinas em

- 116 -

várias configurações .

As primeiras imagens que obtivemos foram imagens de cabeça, isto porque as bobinas construidas permitiam, devido a suas dimensões, a inserção da cabeça de uma pessoa ou de objetos grandes. As imagens da cabeça fornecem uma riqueza de detalhes muito grande, o que permitiu uma avaliação do desempenho do equipamento na sua instalação e um acompanhamento deste desempenho durante o ...ento do nosso trabalho. Neste período iniciamos também a obtenção de

ens com o "phanton " que desenvolvemos para seleção de múltiplos planos , descrito no capítulo III , e destas imagens deparamo-nos com o primeiro problema , a baixa relação S/R .

Com objetivo de resolver o problema da baixa relação S/R, projetamos um novo circuito para emissão e recepção de RF, assim como filtros centrados na frequência de operação (com largura de banda de 1 MHz) foram desenvolvidos (capítulo III , seção III.6) . Obtivemos com essas mudanças uma grande melhora na relação S/R e iniciamos a análise da seleção de planos utilizando o " phanton " citado acima .

Os resultados obtidos nessa fase mostraram a necessidade de melhorarmos novamente a sensibilidade do protótipo . Alteramos novamente o circuito de recepção , chaveando através de um relê o sinal de entrada nos préamplificadores como já descrevemos (seção III.7) , e ainda otimizamos a sequência de pulsos utilizada , obtendo as medidas que passamos a descrever .

IV . 2 - MEDIDAS DA RELAÇÃO SINAL/RUÍDO (S/R)

Como ja nos referimos , para atingirmos a configuração ideal construímos várias bobinas que testamos em duas configurações a saber : uma - 117 - única bobina na emissão e recepção de RF, uma bobina de corpo como transmissora e uma bobina cabeça como receptora . Adotamos o uso de bobinas do tipo " saddle coil " pois estas bobinas produzem um campo razoavelmente uniforme em seu interior . O número de espiras foi determinado por vários testes da relação S/R para essas bobinas nas duas configurações . Uma análise do número adequado de espiras numa bobina baseado na espessura do fio e na geometria dessa bobina -se descrita na referência [30] .

As medidas que seguem foram feitas na frequência de 2,3 MHz , utilizando-se de um objeto padrão colocado no centro geométrico das bobinas , que consiste num cilindro contendo 35 ml de uma solução de sulfato de cobre em agua , cuja concentração é tal que não houve indicios de saturação para uma taxa de repetição (T_R) de 100 ms .

V.1 : Medidas da re	V.1 : Medidas da relação Sinal/Ruido (S/R)		
Bobina de Cabeça como Transmissora e receptora	Bobina de corpo Transm. Bobina de cabeça Recep.	S/R	
5 espiras		6	
11 espiras		9	
15 espiras		15	
	Corpo : 3 espiras Cabeça: 5 es piras	10	
	Corpo : 3 espiras Cabeça: 11 espiras	15	
	Corpo : 3 espiras Cabeça: 15 espiras	27	

Todas as medidas contidas na tabela anterior foram realizadas utilizando o procedimento descrito no capítulo I , onde tomamos a máxima amplitude do FID como máximo nível de sinal detectado , enquanto que a máxima amplitude do ruido corresponde a máxima amplitude do sinal existente após o término do FID . As bobinas utilizadas têm as seguintes especificações : (a) bobinas de cabeça (5, 11 e 15 espiras) com diâmetro do fio = 2,2 mm , diâmetro da bobina = 250 mm eco da bobina = 300 mm. ; (b) bobina de corpo (3 espiras) , diâmetro do

A partir destes resultados , passamos a utilizar a configuração que nos fornece a melhor relação S/R , isto é , uma bobina de corpo como transmissora

 $r_{10} = 6 \text{ mm}$, diâmetro da bobina = 501 mm e comprimento da bobina = 610 mm.

e uma bobina de cabeça (15 espiras), como receptora .

IV . 3 - MEDIDAS DE CAMPO MAGNÉTICO GERADO PELA BOBINA DE CORPO PARA CALCULO DO ÂNGULO DE "FLIP"

Como decorrência do resultado anterior, a bobina de corpo inteiro foi fixada próxima da blindagem de RF, com intuito de propiciar um maior espaço interno no magneto. Entretanto ocorre um acoplamento muito forte entre essa bobina e a blindagem. Isto acarretou o uso de uma potência de RF muito grande para provocarmos um ângulo de "flip " de π na magnetização. Assim sendo como já discutimos no capítulo III, calculamos o ângulo de "flip " da magnetização em função do número de espiras e da corrente na bobina, determinando então o espaçamento mínimo necessário entre a bobina transmissora e a blindagem, para provocarmos o pulso desejado com a menor potência possível, sem contudo, aproximar demasiadamente a bobina do paciente, evitando uma situação de possível desconforto para este.

- 119 -

Tabela IV.2 : Bobina de corpo inteiro com 3 espiras na posição instalada previamente isto é , muito próxima da blindagem .

	Pulso	fo	E	I	B ₁₀	B ₁₀ ∕I	θα
`` ••	2 ms	2,3 MHz	1,0 mV	0,9 A	7 mG	8 mG/A	80°

Tabela IV.3 : Bobina de corpo inteiro com 3 espiras diminuida em seu diâmetro de 7 cm isto é , a bobina foi afastada da blindagem de 3,5 cm em relação a posição anterior .

Pulso	fo	ε	I	Bio	B10/1	θα
2 ms	2,3 MHz	0,45 V	90 mA	3 mG	35 mG/A	3500

Obs : E = voltagem induzida na bobina de pickup I = corrente na bobina de corpo ou transmissora B₁₀ = amplitude máxima do pulso de RF θ_G = ângulo de "flip" para um pulso Gaussiano de 2 ms de duração

O campo que esta bobina deve produzir para provocar um "flip " na magnetização de π deve ser de 151 mGauss , considerando para este cálculo um pulso Gaussiano de duração 2 ms (Cap. III , equação 3.6) . Podemos observar dos resultados acima que na situação descrita pela tabela IV.3 , necessita-se de uma

- 120 -

corrente de aproximadamente 4,5 A para termos um pulso π . Esta corrente é facilmente conseguida com o amplificador de potência que possuimos .

Concluímos que para utilizarmos a bobina de corpo inteiro como transmissora , precisamos afastá-la da blindagem de RF aproximadamente três centímetros na configuração atual de sistema . Ainda se aumentarmos o número de espiras dessa bobina , ela poderá fornecer um pulso de π com menor potência , evitando assim que um maior nível de potência do transmissor seja exijido , para o mesmo ângulo de " flip " .

IV . 4 ... MEDIDAS DA LARGURA DO PLANO SELECIONADO (Lp.) VERSUS GRADIENTE DE SELEÇÃO (Gs.) E LARGURA DO PLANO VERSUS TEMPO DE APLICAÇÃO DO PULSO DE RF (Tw.).

Utilizando o "Phanton " destinado á análise da seleção de múltiplos planos, descrito no capítulo III, realizamos medidas do comportamento da languna do plano selecionado em função da intensidade do gradiente de seleção (direção Z) e do tempo de aplicação do pulso de RF (Lp x Gs e Lp x Tw). Essas medidas são de grande importância na caracterização do sistema, e permitem ao operador uma rápida avaliação da languna do plano selecionado em função desses parâmetros durante um exame tomográfico, assim como, avaliação da posição dos planos selecionados e do perfil destes. Os resultados obtidos são companados com os valores espenados para a languna de planos. Esses valores espenados foram calculados utilizando programas de simulação desenvolvidos por Tito Bonagamba em sua dissertação de Mestrado [31], onde leva-se em consideração a forma dos pulsos de RF, para determinarmos o tempo efetivo de aplicação destes pulsos de - 121 - RF (Tw). Da observação dos resultados a seguir pode-se concluir que, o método experimental utilizado tem uma confiabilidade aceitável, sendo corroborado pelo método de simulação numérica utilizado. A sequência de pulsos utilizada é uma sequência de spin-eco convencional, onde aplicamos pulsos de $\frac{\pi}{2} = \pi$.

+. 1 :	Largura do Plano	x Gradiente de Seleção	oara Tw = 1 ms
Tw(ms)	G _{sel} (z) (mGauss	Lp (cm) Exp.	Lp (cm) Simul.
	65,1	7,5 ± 0,2	7,4
· •	136,4	5,0 ± 0,2	4,7
1	186,0	3,8 ± 0,2	3,7
	213,9	3,0 ± 0,2	2,9
	240,3	2,8 ± 0,2	2,6
	263,5	2,4 ± 0,2	2,4

Tabela IV.4.2 :	: Largura do Plano x Gradiente de Seleção para Tw = 2 ms		
Twi(ms)	G _{sel} (z)(mGauss	s/cm) Lp (cm) Exp.	Lp (cm) Simul.
	65,1	4,8 ± 0,2	4,9
	13 6,4	2,8 ± 0,2	2,4
2	186,0	2,2 ± 0,2	1,8
	213,9	2, 0 ± 0,2	1,5
	240,3	1,8 ± 0,2	1,3
	263,5	1,6 ± 0,2	1,2

Tabela IV.4.3 :	abela IV.4.3 : Largura do Plano x Gradiente de Seleção para Tw = 3 ms		
Tw (ms)	G _{sel} (z)(mGauss/cm)	Lp (cm) Exp.	Lp (cm) Simul.
	65,1	2,4 ± 0,2	3,1
	136,4	1,3 ± 0,2	1,5
З	186,0	1,2 ± 0,2	1,Z
	213,9	não foi possivel medir	1,0
	240,3	"	0,9
	263,5	<i>"</i>	0 ,8

· •

A seguir graficamos essas medidas , obtendo :



- 123 -



Fig. 4.2 - Gráfico de Lp x Tw para G_{sel} fixo .

IV . 5 - MEDIDAS DO DESLOCAMENTO DO CAMPO ESTÁTICO

Um dos problemas que resultam em imperfeições nas imagens, é a instabilidade do campo magnético estático, devido a instabilidade na fonte de alimentação. Algumas medidas que realizamos indicam a ordem da variação do campo magnético.

> SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO - IFC 00 - 124 - FÍSICA

Tempo	Variação
mediatamente após a fonte ser ligada	
lempo de observação de 10 minutos	3 35 ppm
Após a estabilização térmica da fonte	
e do magneto (aprox. 3 horas)	
Tempo de observação de 10 minutos	48 ppm
Durante o período necessário à	
aquisição de uma imagem (tempo ~ 7min.)	
com 16 médias , $T_{R} = 200 \text{ ms}$, 128 aquis.	34 ppm
nomogeneidade do magneto segundo o	
fabricante	200 ppm

Esta variação ou melhor essa inomogeneidade , não nos permite o "e uma promediação grande do sinal (número de médias superior que 20) e Imbém o uso de um tempo de repetição (T_R) grande , limitando assim a resoluçao na imagem . Se , por exemplo , utilizamos um T_R = 200 ms e uma promediação maior que 20 , o efeito de " blurring " nas imagens começa a ser crítico com perda razoável de nitidez .

``**.**.

Este é um dos graves problemas que possuimos , podendo ser resolvido através da utilização de uma fonte mais estável para a alimentação das bobinas que geram o campo magnético estático ou através de uma correção dinâmica deste campo . A seguir algumas imagens que obtivemos mostram os efeitos dessa instabilidade .

- 125 -



Fig. 4.3 - Imagem do "phanton" com "blurring" (# de médias = 25 , $T_R = 200 \text{ ms}$)



Fig. 4.4 - Imagens do "phanton" sem efeito de "blurring" (# de médias = 16 , $T_R = 200 \text{ ms}$)

- 126 -

IV . 6 - AVALIAÇÃO DA DEPENDÊNCIA TEMPORAL DOS GRADIENTES DE CAMPO

Ocorre que devido ao acoplamento das bobinas de gradiente com a blindagem e com as bobinas de transmissão e recepção de RF, o comportamento dos pulsos de gradiente de campo não são exatamente da forma que esperamos, isto é, não possuem um perfil de excitação retangular (seção III.11).

Entretanto a fonte de gradientes possui ajustes que permitem realizar as compensações necessárias para que a forma dos pulsos seja mais próxima possível da desejada . Assim realizamos algumas medidas para análise do comportamento desses pulsos em várias configurações sem ajustes de compensação , obtendo os seguintes resultados :



Fig. 4.5 - Forma do pulso do gradiente Gz sem a bobina de RF sem blindagem e sem correção .

- 127 -



Fig. 4.6 - Forma do pulso de gradiente Gz , com bob. de RF sem blindagem e sem correção .

`.

O aiuste adequado da compensação nos pulsos , permite que os efeitos indesejáveis de "eddy current" sejam minimizados , de modo a não prejudicarem as imagens obtidas . A figura a seguir mostra o pulso de gradiente com algumas correções realizadas .



Fig. 4.7 - Forma do gradiente Gz com blindagem , com bob. de RF com correção (pré-enfase) .

- 128 -

Pode-se notar a sensivel melhora introduzida por estes ajustes na forma dos pulsos de gradiente , e é importante ressaltar que estes ajustes são de fundamental importância na seleção de planos bem como na obtenção de planos com perfil bem definido

IV . 7 - MEDIDAS UTILIZANDO A TÉCNICA DE EXCITAÇÃO POR MÚLTIPLAS FREQUÊNCIAS

Apresentamos a seguir as medidas que resultaram da excitação simultânea de dois planos utilizando a técnica de excitação por múltiplas frequências descrita no capítulo II , e em seguida as imagens de apenas um dos planos selecionados , através do procedimento de soma e subtração dos dados .





Fig. 4.8 - a) dois planos excitados com a função Gauss. x $\cos(4\pi f_1 t)$ b) dois planos excitados com a função Gauss. x $\sin(4\pi f_1 t)$ $f_1 = 500$ Hz e $f_0 = 2,3$ MHz

- 129 -





a-)

b-)

Fig. 4.9 - a) imagem de apenas um plano selecionado por adição dos dados b) imagem de apenas um plano selecionado por subtr. dos dados

Esta técnica permite a obtenção de imagens com um ganho no tempo de um fator dois em relação a aquisição de um plano por vez . Isto é de grande vantagem , uma vez que podemos manter o numero de médias constante e ganhar um fator √2 na relação S/R

A descrição das implementações necessarias para a utilização desta , e de outras técnicas encontra-se no capítulo III , onde o leitor poderá encontrar também a descrição dos objetos de medida utilizados .

- 130 -

IV 8 - MEDIDAS UTILIZANDO A TÉCNICA DE AQUISIÇÃO SIMULTÂNEA DE MÚLTIPLOS PLANOS

Esta técnica como já descrevemos consiste na aplicação de um gradiente de leitura oblíquo , isto é , um gradiente de leitura combinado pela aplicação de dois gradientes ortogonais , sendo um deles na direção do gradiente de seleção . Os resultados obtidos mostram dois planos excitados com uma função do tipo Gaussiana x cos ($4\pi f_1 t$) com duração de 2 ms , e observados na presença de um gradiente oblíquo . Note que caso , o gradiente não fosse da forma como mencionamos , os planos estariam superpostos no plano de leitura , sendo impossível a descriminação destes com apenas uma aquisição .

Utilizando o phanton em forma de um tijolo descrito no capítulo III , obtivemos as seguintes imagens :



Fig. 4.10 - Dois planos adquiridos na presença de um gradiente oblíquo Com $G_x = G_L = 145 \text{ mG/cm}$; $G_y = G_{\phi} = 300 \text{ mG/cm}$; $G_{z(sel)} = 180 \text{ mG/cm}$ $G_{z2} = 250 \text{ mG/cm}$; $Lp \sim 2.5 \text{ cm}$; Distância entre planos $\sim 4 \text{ om} (2 \text{ KHz})$. - 131 -

> SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO - IFC FÍSICA



Fig. 4.11 - Dois planos adquiridos na presença de um gradiente oblíquo Com $G_x = G_L = 150 \text{ mG/cm}$; $G_y = G_{\phi} = 300 \text{ mG/cm}$; $G_{z(sel)} = 180 \text{ mG/cm}$ $G_{z2} = 245 \text{ mG/cm}$; Lp ~ 2,5 cm; distância entre planos = 4 cm.



Fig. 4.12 - Imagem de todo o "phanton "utilizando gradiente obliquo. Com $G_x = G_L = 130 \text{ mG/cm}$; $G_y = G_{\phi} = 350 \text{ mG/cm}$; $G_{z(sel)} = 0$; $G_{z2} = 250 \text{ mG/cm}$

- 132 -

Esta técnica permite uma rápida avaliação dos planos que queremos observar , propiciando uma análise do posicionamento do objeto e de sua estrutura interna para aquisição das imagens de uma região de interesse. Assim sendo esta técnica pode ser usada nas situações em que queremos estender o número de cos obtidos sem aumentar o tempo de repetição , para obtenção de imagens coumetricas em um tempo muito curto

IV . 9 - MEDIDAS DE SELEÇÃO DE MÚLTIPLOS PLANOS POR MULTIPLEXAÇÃO TEMPORAL

Os resultados que apresentaremos a seguir , mostram uma simulação da aquisição de múltiplos planos por multiplexação temporal . Nessa sequência de imagens a frequência foi variada de 200 Hz e como podemos observar a distância entre os planos selecionados é de 0,4 cm , e a largura de cada plano é Lp = 1,6 cm . Para a excitação destes planos utilizamos um pulso Gaussiano com um tempo de duração (Tw) de 2 ms. , sendo a sequência de pulsos e gradientes de campo descrita no capítulo III .

- 133 -

SERVIÇO DE BIBLIOTEC. L. MORMAÇÃO - IFOSC FÍSICA









Fig. 4.13 - Sequência de imagens do " phanton " a) $f_0= 2,3$ MHz ; b) $f_0= 2.300.200$ Hz ; c) $f_0= 2.300.400$ Hz

As imagens do "phanton "mostradas acima, assim como as imagens de cabeça a seguir, foram feitas utilizando, $G_X = G_L = 285$ mG/cm, $G_Y = G_\phi = 300$ mG/cm, $G_{Z(Sel)} = 250$ mG/cm com $T_R = 200$ ms e 16 médias.

- 134 -

a-)



Fig. 4.14 - Sequência de imagens de um corte transversal de cabeça com deslocamento em frequência de 400 Hz , o que significa um espaçamento entre os planos de aprox. 0,8 cm .

- 135 -
Essas imagens também permitem observar a melhora na relação S/R que obtivemos durante nosso trabalho, uma vez que as primeiras imagens obtidas, não permitiam uma visualização clara da estrutura interna do " phanton " destinado a seleção de múltiplos planos. Nota-se que para uma análise melhor das imagens de cabeça, ainda é necessario que essa relação seja melhor, e uma das maneiras de atingirmos esse objetivo é através do uso de bobinas com mais alta "ade, por exemplo, bobinas tipo " mesh ", bobinas de superfície, etc.

Ⅳ 10 - SELEÇÃO DE PLANOS UTILIZANDO EXCITAÇÃO ADIABÁTICA COM GRADIENTE MODULADO (GMAX)

O sistema que utilizamos para a realização destas medidas consiste _e 4 cilíndros de 50 mm de diâmetro por 5 mm de altura , contendo em dois deles uma solução de sulfato de cobre em água e nos dois outros óleo mineral (nujol) , estando esse conjunto apoiado sobre a superficie de uma bobina plana de uma única espira . A figura a seguir ilustra essa montagem



Fig. 4.15 - Ilustração do objeto usado para medidas com GMAX - 136 -



Fig. 4.16 - Foto do "phanton "utilizado na técnica GMAX .

×.



Fig. 4.17 - Foto da bobina de superficie e dos capacitores de sintonia e acoplamento fixados no cabeçote . - 137 -



Fig. 4.18 - Foto do conjunto " phanton " - bobina de superficie .

Se selecionarmos um plano desse objeto utilizando um pulso retangular numa sequência normal de spin-eco , teremos um perfil do plano selecionado da forma



Fig. 4.19 - Perfil do plano selecionado com pulso retangular - 138 -

O perfil observado na figura anterior representa o perfil de sensibilidade da bobina com um pulso de excitação retangular. No entanto se utilizamos um pulso de excitação adiabático, teremos uma excitação mais homogenea. Assim se submetermos nosso objeto a este pulso na presença de um gradiente modulado (como descrito no capítulo II), observa-se o espectro da amostra de modo que dois picos podem ser idêntificados. Um referente a água e outro referente ao óleo mineral, conforme a figura a seguir



Fig. 4.20 - Espectro da amostra com óleo mineral e solução de sultato de cobre em água .

A figura a seguir , mostra um plano selecionado dessa amostra (neste caso em uma dimensão) e como resultado , o espectro sómente do óleo ou da água .

- 139 -



Fig. 4.21 - Seleção de um plano (1D) usando GMAX Espectro sómente da água .

Esta técnica pode ser estendida para duas ou tres dimensões , o que corresponderia a selecionarmos um cubo de pequenas dimensões . Pode também ser utilizada em conjunto com as técnicas de múltiplos planos desenvolvidas neste trabalho , proporcionando um estudo espectroscópico completo de um material , com excelente sensibilidade , maior uniformidade na excitação e uma menor deposição de potência na amostra , devido ao uso de bobinas de superfície .

- 140 -

IV . 11 - CONCLUSÕES

Neste trabalho, apresentamos os problemas experimentais ligados a implementação do tomógrafo, tais como : sensibilidade, que é particularmente importante em sistemas de ultra baixo campo como o que possuimos ; acoplamento da bobina de transmissão de RF com a blindagem e bobinas de gradiente de campo ; inomogeneidade dinâmica (efeitos de " eddy current ") ; ressoadores ; etc. .

No que se refere a sensibilidade do tomógrafo , desenvolvemos circuitos que permitem a obtenção do sinal de RMN com menor nivel de ruído , através da construção de filtros centrados na frequência de ressonância (2,3 MHz), circuitos de recepção e transmissão de RF balanceados, e do circuito que impede a saturação dos pré-amplificadores pelos pulsos de RF, durante a aquisição do sinal . Procedemos também vários testes utilizando diferentes tipos de bobinas de RF, na configuração em que uma bobina funciona como transmissora e receptora , e na configuração em que temos duas bobinas , uma como transmissora (bobina de corpo) e outra como receptora (bobina de cabeça), chegando assim à configuração ideal pela análise da melhor relação S/R nas diferentes situações . Estamos desenvolvendo agora bobinás de superfície , devido a sua alta sensibilidade , com objetivo de atingirmos a melhor performance do tomógrafo .

Descrevemos uma montagem que permite encontrar o campo magnético de RF gerado pela bobina de corpo , para calcularmos o ângulo de "flip " da magnetização , resolvendo desta forma o problema do acoplamento entre essa bobina com a blindagem e bobinas de gradiente .

- 141 -

SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO - IFQSC FÍSICA

Outro problema importante que discutimos e apresentamos soluções, são aqueles relacionados com a inomogeneidade dinâmica do sistema . A origem deste problema está na dependência temporal dos gradientes de campo , atuando nos momentos em que deveria estar desligado . Construimos um sistema de medidas que possibilitou a correção deste problema , através de ajustes efetuados na fonte de gradientes , como descrevemos nos capítulos III e IV .

Para caracterização do equipamento desenvolvemos vários objetos, cuja construção descrevemos em detalhes , e que se mostram imprescindiveis na avaliação de qualquer tomógrafo . Estes objetos permitem a caracterização da espessura do plano selecionado em função do gradiente de seleção aplicado (G_S) e do tempo de aplicação do pulso de RF (Tw), a distância entre esses planos e seu perfil, entre outras.

No que se refere aos objetivos primeiros deste trabalho , estudamos e implementamos três técnicas para obtenção de imagens de múltiplos planos : 1 . Utilizando pulsos de RF com espectro de potência de múltiplas frequências . 2. Aquisição simultânea de múltiplos planos utilizando um gradiente de leitura oblíquo 3. Imagens de múltiplos planos por múltiplexação temporal . Cada uma destas técnicas exigiu uma implementação intrinsica de hardware e software , como por exemplo , a instalação de pulsos de RF que excitem múltiplos planos simultâneos , e de um programa que permite a soma e subtração dos dados das experiências para discriminação de cada plano , na primeira técnica .

Na segunda técnica , além do uso de pulsos de RF com espectro de excitação de múltiplos planos , necessitou-se a construção de um circuito que permite o contrôle independente do gradiente de seleção em dois momentos , um quando da seleção dos planos e outro no momento de leitura destes planos . Importante ressaltar que esta implementação permite a obtenção de planos oblíquos, além daqueles que já obtinhamos tais como : transversais , sagitais e coronais . - 142 - Esta técnica possui a vantagem de permitir uma rápida análise de um volume, entretanto exige o uso de gradientes intensos, largura de banda grande, o que introduz um ruído maior na recepção do sinal, além de não possibilitar a análise de planos contíguos, devido a superposição destes planos.

Na terceira técnica apresentamos as implementações necessarias e as vantagens que esta apresenta em relação às outras técnicas, como por exemplo, a aquisição de planos contíguos, filtros com largura de banda fixa, aquisição de vários planos ao tempo de um único plano, etc. Por estes motivos essa técnica supera as demais, consequentemente pretendemos implementá-la no sistema de aquisição em tempo real, que adquirimos da Analogic Corporation e que está em fase de desenvolvimento.

Apresentamos também os primeiros resultados de espectroscopia de prótons "já obtidos com a técnica GMAX , estes resultados mostram o potencial que esta técnica apresenta , permitindo fazer seleção de planos ou de múltiplos planos utilizando bobinas de superficie e pulsos adiabáticos , para localização espacial em espectroscopia de alta resolução " in vivo " de um volume definido .

Finalmente concluimos que , nosso trabalho , possibilitou a operação do tomógrafo de ultra baixo campo com uma boa sensibilidade , inclui também características especiais ao equipamento , tais como : análise de uma região num menor período de tempo , cumprindo os objetivos propostos ; obtenção de planos oblíquos de um objeto ; seleção de planos com a técnica GMAX para estudos de espectroscopia assistida por imagens .

- 143 -

>

BIBLIDGRAFIA

- [1] Block, F. " Nuclear Induction " Phys. Rev. vol 70 pág. 460, 1946.
- [2] Lauterbur, P, "Image formation by induced local interactions examples employing nuclear mag. res.", Nature , vol 242 pg.190, 1973
- [3] Damadian, R., "Tumor detection by NMR", Science, vol 171, p.1151, 1971
- [4] Tonlinson, BL & Hill, H D W J. Chem. Phys. 59, 1775, 1973
- [5] Morris, G.A. & Freeman, R. J. Magn. Res. 29, 433, 1978
- [6] Slichter, C.P., "Principles of Paramagnetic Resonance" 2nd Spring-Verlag, N.Y., 1978
- [7] Abragham, A., "The principles of Nuclear Magnetism", Oxford Claredon Press, 1961
- [8] Cho, Z.H., et al "Fourier Transf. NMR Tomog. Imaging", Proceedings of IEEE, vol 70, 10, october 1982
- [9] Shaw, D., "Fourier Transf. NMR Spectroscopy "N. Y. Elsevier, 1971
- [10] Farrar, T and Becker, E., "Pulse and Fourier Transform NMR" N.Y. Academic Press, 1971
- [11] Partain , C L et al "NMR Imaging " Vanderbilt University School of Medicine , W B Sauders Company , 1983
- [12] Ernest , R R and Anderson , W A , " Aplication of FT Spectroscopy to MR " , Rev. of Sc. Inst. , 37 (1) , 93-102 , 1966 - 144 -

SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO - IFQSC FÍSICA

- [13] Mansfield , P and Morris , P G , " NMR Imaging in Biomedicine " Advances in Magnetic Resonance , supp 2 , Academic Press 1982
- [14] Carr , H. Y. , and Purcell , E M , Phys Rev. 94 , 630-638 , 1954
- [15] Hahn , Erwin , Phys. Rev. 94 , 630-638 , 1950
- [16] Meiboon , S and Gill, D $\,$, Rev. Sci. Instr. 29 , 688-691 , 1958
- [17] Kumar, A, Welti, D, Ernest, R.R., "NMR Fourier Zeugmatography" J. Mag. Res. 18, pg. 69, 1975
- [18] Edelstein, W.A., Hutchinson, J.M.S., Johson, J., Redpath, T. Spin-Warp NMR imaging and applications to human Whole body imaging, Phys. in Med. and Biol., 1980 vol 25, pg.751
- [19] Garroway , W A , Grannel ,P K , & Mansfield P , " Image formation in NMR by a selective irradiative process." J Phys Chem. 1974 ; 7:L 457-462
- [20] Crooks L E " Selective irradiation line scan techiques for NMR Imaging " IEEE Trans. Nucl. Sci. 1980 , NS-27 : 1239-1244
- [21] Lauterbur, P.C; Dulcey, C.S; Lai, C.M; & Dias, R; Proc. Ampére Congr., 18th 1, 27, 1974
- [22] Hoult , D I , J. Magn. Reson. 26 , 165 , 1977
- [23] Mansfield , P , Maudsley , A A ; Morris , P G ; Pykett , J L ; J Magn. Reson. 33 , 261 , 1979
- [24] Muller , S , " Multifrequency Selective rf Pulses for Multislice MR Imaging " , Mag. Res. Med. , 364 , 1987

- 145 -

[25] Maudsley , A A , " Multiple -line -scanning spin Dens. Imag. , J Mag. Res. 41 , 112 , 1980 .

[26] Oh, C.H, Park, HW, and Cho, ZH, IEEE Trans. Med. Imag. 3, 170, 1984

[27] Weaver , J B " Simultaneous Multislice Acquisition of MR Images " Mag. Res. Med. , 275 , 1988

[28] Luyten, P.R. Marien, A.J.H., Sijtsma, B., and J.A.Den Hollander J.Mag. Res., 67, 148, 1986

[29] Garwood, M., Schleich, T., and Bendall, M.R., J.Magn. Reson. 73, 191, 1987

[30] Hoult , D I , " The NMR Receiver : A description and Analysis of Design " Progress in NMR Spectroscopy , Pergamon Press , 12 , 41-77 , 1978

[31] Bonagamba , Tito , " Seleção de planos em Tomografia por RMN ", Dissertação de Mestrado - , DFCM-IFQSC-USP , São Carlos (1986).

[32] Brigham , E. O. , " The Fast Fourier Transform " , Prentice-Hall (1974).

[33] Tannús , Alberto , " Desenvolvimento da Tecnologia de Tomografia por Ressonância Magnética Nuclear (TORM) " , Tese de Doutorado , DFCM-IFQSC-USP , S. Carlos (1987) .

[34] Johnson , A. J. , Garwood , M. , Ugurbil , K. , " Slice selection with Gradient-modulated Adiabatic Excitation despite the presence of large B₁ inhomogeneities " , J . of Magn. Resonance , 81 , 653-660 (1989) .

[35] Baum , J. , Tycko , R. , Pines , A. , J. Chem. Phys. 79 , 4643 (1983)

[36] Ugurbil , K. , Garwood , M. , Rath , A. R. , Bendall , M. R. , J. Magn. Res. 78 , 472 (1988) .

- 146 -