

INSTITUTO DE FÍSICA  
UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL  
CURSO DE FÍSICA

**Princípios Físicos Envolvidos na Técnica de  
Exames Médicos de Ressonância Magnética**

CARLOS HENRIQUE GUIMARÃES DE ANDRADE

PORTO ALEGRE

2008

CARLOS HENRIQUE GUIMARÃES DE ANDRADE

## **Princípios Físicos Envolvidos na Técnica de Exames Médicos de Ressonância Magnética**

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado  
para obtenção do grau de Bacharel em Física  
pela Universidade Federal do Rio Grande do  
Sul

Profa. Maria Teresinha Xavier Silva – Orientadora

PORTO ALEGRE

2008

## AGRADECIMENTOS

O auxílio de algumas pessoas e entidades, abaixo relacionadas, foi de importância fundamental para o aperfeiçoamento e desenvolvimento deste trabalho.

À Universidade Federal do Rio Grande do Sul pelo estudo a mim oferecido.

À biblioteca desta Universidade pelo material necessário na minha pesquisa e à disposição de seus funcionários.

Ao Hospital de Clínicas de Porto Alegre pelo estágio a mim disponibilizado e pela oportunidade de colocar em prática os conhecimentos por mim adquiridos.

Aos professores do Curso de Física pelos conhecimentos fornecidos.

À minha orientadora, Professora Maria Teresinha Xavier Silva, pela paciência, dedicação e incentivo neste processo educacional.

Aos profissionais do Hospital de Clínicas que me ofereceram subsídios e informações, em especial ao Físico Médico Maurício Anes, que me oportunizou informações importantes a respeito deste trabalho.

Aos meus colegas, que de uma forma ou de outra me ofereceram importantes trocas de experiências.

À minha família pelo estímulo, apoio e compreensão que foi de fundamental importância.

Em especial à minha namorada Joana, que sempre esteve no meu lado nos momentos felizes e tristes.

## RESUMO

Dentre os vários tipos de ressonâncias existentes, iremos nos preocupar com a Ressonância Magnética Nuclear, tentando mostrar de maneira prática e objetiva os princípios físicos que envolvem este fenômeno. Nesse trabalho faremos uma abordagem do eletromagnetismo clássico, mostrando os principais conceitos relacionados com as propriedades intrínsecas da matéria, tais como: *spin nuclear*, *momento magnético nuclear* e *magnetização*. Para tal, faremos uso de exemplos análogos da mecânica clássica tentando demonstrar esses conceitos abstratos de forma que profissionais de outras áreas consigam compreender. Uma das aplicações deste fenômeno está na geração de imagens, as chamadas “Imagens por Ressonância Magnética Nuclear (IRMN)”, as quais são utilizadas para diagnosticar várias doenças. Hoje em dia é uma técnica bastante utilizada no diagnóstico por imagem, pois, além de ser uma técnica não invasiva e não destrutiva, consegue mostrar com muita clareza e precisão aspectos funcionais e estruturais do objeto observado. Como se pode notar, um melhor entendimento das bases deste fenômeno poderá auxiliar os estudos não só de alunos, mas também pessoas que estejam interessadas em ler e aprender mais sobre o assunto.

Palavras – chave: ressonância, imagem por ressonância magnética, princípios físicos da ressonância magnética nuclear.

# SUMÁRIO

1 - INTRODUÇÃO .....	6
2 - PRINCÍPIOS FÍSICOS DA RESSONÂNCIA MAGNÉTICA NUCLEAR .....	7
2.1 - O Fenômeno da Ressonância .....	7
2.2 - Fenômeno da Precessão na Mecânica .....	7
2.3 - Comportamento do Núcleo de Hidrogênio em um Campo Magnético Externo .....	13
3 - ALGUNS MODOS DE APLICAÇÃO DA RMN EM EXAMES MÉDICOS.....	21
3.1 - Sinal FID (Free Induction Decay) – Decaimento Livre de Indução .....	23
3.2 - O Sinal da Ressonância Magnética .....	24
3.3 - Tempos de Relaxamento Longitudinal ou Spin-Rede (T1) .....	24
3.4 - Processo T1 na Escala Macroscópica .....	26
Seqüência de Pulso de Saturação Parcial .....	26
3.5 - Seqüência de Pulso com Recuperação de Inversão.....	28
3.7 - Seqüência de Pulso em Eco de Spin.....	31
4 - CONCLUSÃO .....	34
Apêndice A - ALGUMAS DEFINIÇÕES .....	35
Apêndice B - LISTA DE SIGLAS .....	36
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS .....	37

# 1 - INTRODUÇÃO

A possibilidade de obtenção de imagens utilizando a técnica de Ressonância Magnética Nuclear (RMN) é uma importante aplicação da Física na Medicina. Na pesquisa científica, esta técnica é amplamente utilizada para determinar propriedades de vários materiais pela análise espectroscópica dos ambientes em torno de núcleos de prova sensíveis à técnica.

A principal aplicação da RMN na Medicina é a obtenção de imagens de estruturas de seres vivos utilizando, como núcleos de prova, os núcleos de hidrogênio existentes na água e na gordura destas estruturas. Em casos especiais, outros núcleos podem ser usados, mas esse trabalho abordará apenas a RMN produzida por núcleos de hidrogênio. Quando aplicada à Medicina, a técnica é denominada Imageamento por Ressonância Magnética (IRM) ou simplesmente Ressonância Magnética (RM). O termo “nuclear” é excluído da denominação, pois a característica nuclear da técnica está no fato de núcleos que possuem momento magnético responderem a excitações eletromagnéticas. Porém esta energia está na região de radiofrequências que, até onde se saiba, são inofensivas aos seres vivos, nada tendo a ver com os efeitos danosos das radiações nucleares. [1]

O fenômeno básico da RMN é a precessão dos momentos magnéticos nucleares na presença de um campo magnético.[2] A compreensão do movimento de precessão é difícil mesmo na Mecânica, quando queremos analisar, por exemplo, o comportamento de um pião. Por esse motivo, julgamos útil despende algum esforço, no Capítulo 2, que apresenta os princípios físicos da RMN, na descrição do movimento de precessão na Mecânica e, a partir daí, fazer o paralelo para discutir a RMN, focalizando a atenção no comportamento de núcleos de hidrogênio.

O Capítulo 3 é dedicado à apresentação de alguns modos de aplicação da RNM em exames médicos, abordando a obtenção dos sinais necessários para a formação da imagem por RMN sem, entretanto, descrever os métodos analíticos de tratamento destes sinais para a obtenção da imagem. Deve ficar claro que o objetivo desse trabalho é discutir os princípios físicos envolvidos na técnica, sem a preocupação em realizar uma descrição completa da aplicação da RNM em Medicina.

As conclusões do trabalho são apresentadas no Capítulo 4.

## 2 - PRINCÍPIOS FÍSICOS DA RESSONÂNCIA MAGNÉTICA NUCLEAR

### 2.1 - O Fenômeno da Ressonância

A ressonância é um fenômeno que pode ser percebido em várias situações em que os sistemas físicos possuem propriedades caracterizadas por uma frequência de oscilação. Consiste, essencialmente, na transferência de energia entre dois sistemas que possuem uma mesma frequência característica.

Quando olhamos mais especificamente para o núcleo do átomo, verificamos que o fenômeno de ressonância pode ocorrer em muitas situações, mas o interesse desse trabalho, como será discutido mais adiante, está no estudo do movimento de precessão do momento magnético nuclear, que ocorre na presença de um campo magnético em ressonância com uma excitação externa, cuja frequência é igual à frequência do movimento de precessão do momento magnético nuclear.[3] Esse movimento de precessão é similar ao de um pião no campo gravitacional, quando o seu próprio eixo de rotação desloca-se sobre a superfície de um cone imaginário, girando em torno da vertical, como discutido na sessão a seguir.

### 2.2 - Fenômeno da Precessão na Mecânica

Qualitativamente, a precessão pode ser entendida observando-se o comportamento, na presença do campo gravitacional, de uma roda de bicicleta posta a girar em torno de uma haste de massa desprezível, que lhe serve como eixo, e suspendendo todo o sistema por um fio amarrado em um ponto da haste fora do centro da roda, como ilustrado na figura 1.

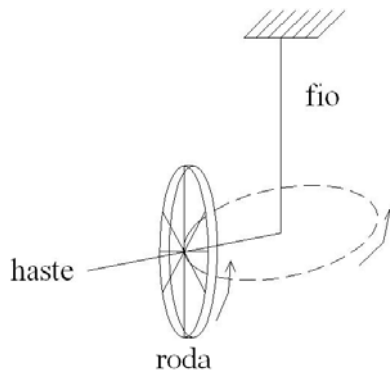


Figura 1: Uma roda de bicicleta girando ao redor da haste e precessionando em relação ao fio que sustenta o sistema.

Observa-se que, enquanto a roda gira em torno da haste, todo o sistema (roda+haste) precessiona em torno do fio, isto é, a haste, que sustenta a roda, gira em torno do fio de forma que o centro da roda descreva uma trajetória circular em um plano perpendicular ao fio.

Para entendermos qualitativamente o movimento de precessão, vamos analisar apenas dois pontos da roda.

Primeiro, imaginaremos o que aconteceria se a roda não estivesse girando em torno da haste. Em especial, como esquematizado na figura 2, o torque produzido pelo peso  $m\vec{g}$  da roda, em relação ao ponto Q de sustentação do sistema, fará com que o ponto A, localizado na parte superior da roda, tenda a se deslocar para a esquerda, enquanto que o ponto B, na parte inferior da roda, tenda a se deslocar para a direita.

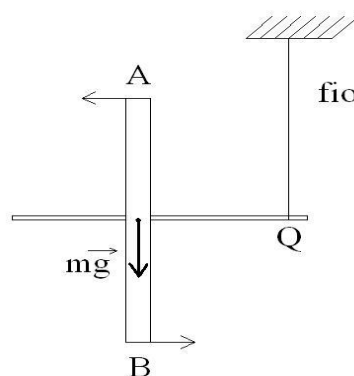


Figura 2: A tendência de movimento dos pontos A e B devido ao torque da força peso em relação ao ponto Q.



Agora, vamos supor que a roda gire em torno da haste no sentido indicado pelas setas na figura 3a. Nesta situação, o elemento de massa localizado no ponto A estaria entrando no plano da página e o do ponto B, saindo. As figuras 3b e 3c esquematizam o que ocorre com as velocidades dos elementos de massa localizados em A e B, vendo-se a roda de cima, quando levamos em consideração o torque produzido pelo peso do sistema.

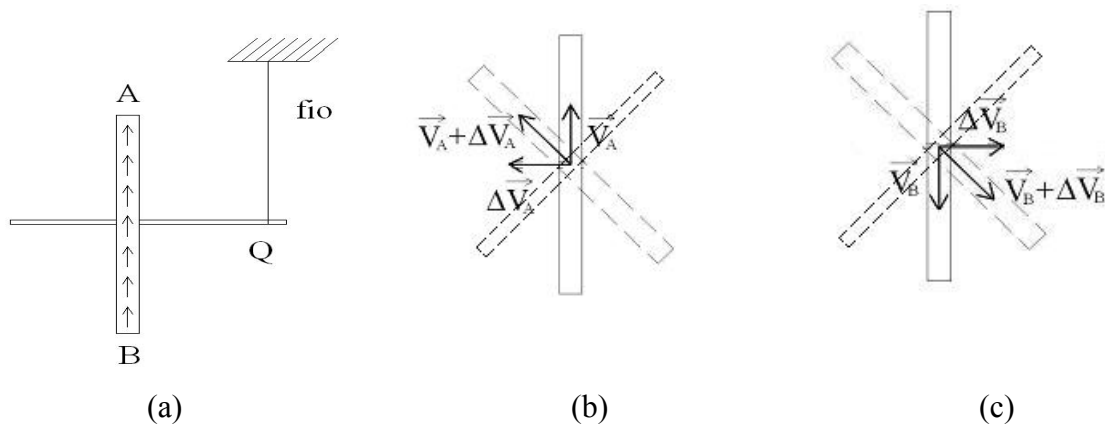


Figura 3: O efeito do torque do peso do sistema sobre a roda girando: (a) vista lateral da roda girando, (b) vista de cima da parte superior da roda, (c) vista de cima da parte inferior da roda.

Como ilustrado na figura 3b, o elemento de massa localizado em A, que possui velocidade  $\vec{V}_A$  devido ao giro da roda, tende a se deslocar na direção perpendicular a  $\vec{V}_A$  (figura 2), isto é, provoca-lhe a variação de velocidade  $\Delta\vec{V}_A$  para a esquerda indicada na figura 3b. Portanto, o elemento de massa localizado em A deve se mover na direção do vetor  $\vec{V}_A + \Delta\vec{V}_A$ , o que só é possível se toda a roda, vista de cima, girar no sentido anti-horário (figura 3b). Analogamente, como mostrado na figura 3c, o elemento de massa do ponto B sofrerá uma variação  $\Delta\vec{V}_B$  para a direita, perpendicular a sua velocidade  $\vec{V}_B$ , o que também leva à necessidade de um giro anti-horário de toda a roda na figura 3c. Portanto, se a roda gira no sentido indicado na figura 3a, o efeito do torque, produzido por seu peso em relação ao ponto de sustentação do sistema, irá fazer todo o sistema girar no sentido anti-horário, quando visto de cima (figuras 3b e 3c). Este é o movimento de precessão.

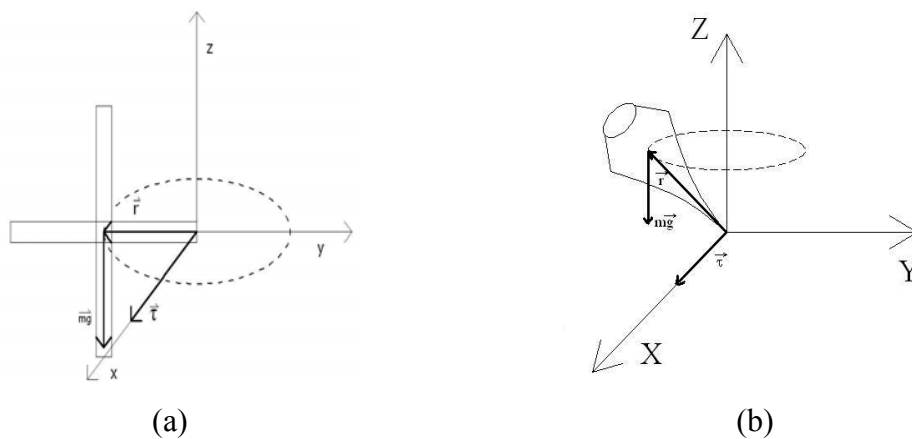
Para descrever o movimento de precessão da roda de bicicleta ou de um pião do ponto de vista quantitativo, precisamos definir e relacionar duas grandezas: o torque produzido pelo peso da roda de bicicleta (ou do pião) em relação ao ponto de apoio e o momento angular associado ao giro do corpo em torno do seu eixo.

O torque  $\vec{\tau}$  do peso é dado pelo produto vetorial,

$$\vec{\tau} = \vec{r} \times m\vec{g} \quad (1)$$

onde  $\vec{r}$  é o vetor posição do centro de massa do corpo em relação ao ponto de apoio e  $m\vec{g}$  é o seu peso. A figura 4 mostra estes vetores para a roda de bicicleta (figura 4a) e para o pião (figura 4b).

É importante observar que nas figuras 4a e 4b o vetor torque  $\vec{\tau}$  é perpendicular ao plano formado pelos vetores  $\vec{r}$  e  $m\vec{g}$ .



Figuras 4: Os vetores posição do centro de massa ( $\vec{r}$ ), peso ( $m\vec{g}$ ) e torque ( $\vec{\tau}$ ), (a) para a roda de bicicleta e (b) para o pião.

Para definir momento angular, imaginemos a situação mais simples possível, que consiste em uma partícula de massa  $m$  que se desloca com velocidade  $\vec{v}$  de módulo constante em uma trajetória circular de raio  $r$ . A figura 5 mostra, em um dado instante, os vetores posição  $\vec{r}$ , velocidade linear  $\vec{v}$  e velocidade angular  $\vec{\omega}$  desta partícula, que estão relacionados por:

$$\vec{v} = \vec{\omega} \times \vec{r} \quad (2)$$

Observa-se que o vetor  $\vec{\omega}$  aponta na direção paralela ao eixo de rotação.

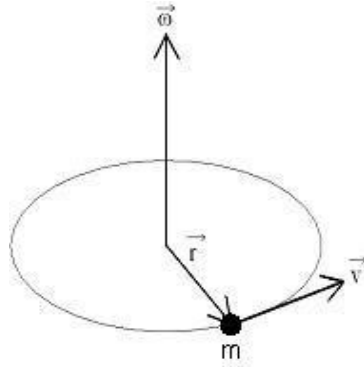


Figura 5: Os vetores  $\vec{\omega}$ ,  $\vec{r}$  e  $\vec{v}$  são perpendiculares entre si.

O momento angular de uma partícula é definido como:

$$\vec{l} = \vec{r} \times \vec{p} \quad (3)$$

onde  $\vec{p}$  é o momento linear da partícula, dado por  $\vec{p} = m\vec{v}$ .

Em módulo, o momento angular vale:

$$l = rp = rmv = rm\omega r = (mr^2)\omega \quad (4)$$

Como o fator  $(mr^2)$  é um escalar, e  $\vec{\omega}$  é um vetor,  $\vec{l}$  será um vetor paralelo à  $\vec{\omega}$ , e podemos escrever:

$$\vec{l} = (mr^2)\vec{\omega} \quad (5)$$

e essa será a contribuição de cada partícula de um corpo, que gira com velocidade angular  $\vec{\omega}$  em torno de um eixo, para o momento angular total do corpo. Então, não é difícil entender que o momento angular  $\vec{L}$  do corpo será dado pela soma das contribuições de todas as suas partículas, sendo a expressão dada por:

$$\vec{L} = I\vec{\omega} \quad (6)$$

onde  $I = \sum m_i r_i^2$ , onde  $m_i$  é a massa da  $i$ -ésima partícula e  $r_i$  é o raio de sua órbita. O momento de inércia do corpo caracteriza a distribuição de massa em torno do eixo de rotação. Então, o vetor  $\vec{L}$  é paralelo a  $\vec{\omega}$  que, como referido acima, aponta na direção do eixo de rotação. Além disso, a figura 6a, com o auxílio da figura 4b, mostra que os vetores torque ( $\vec{\tau}$ ) e o momento angular ( $\vec{L}$ ) do pião, que gira em torno de seu eixo, são perpendiculares entre si.

Matematicamente, a relação entre o torque e o momento angular é expressa como:

$$\vec{\tau} = \frac{d\vec{L}}{dt} \quad (7)$$

ou seja, o efeito do torque produzido pelo peso do corpo que gira em torno do seu eixo é produzir uma variação, no tempo, do momento angular desse corpo.

Como o  $\vec{\tau}$  e  $\vec{L}$  são perpendiculares entre si (figura 6a), o momento angular  $\vec{L}$  não se altera em módulo, mas apenas a sua direção (figura 6b), o que leva o pião a precessionar.

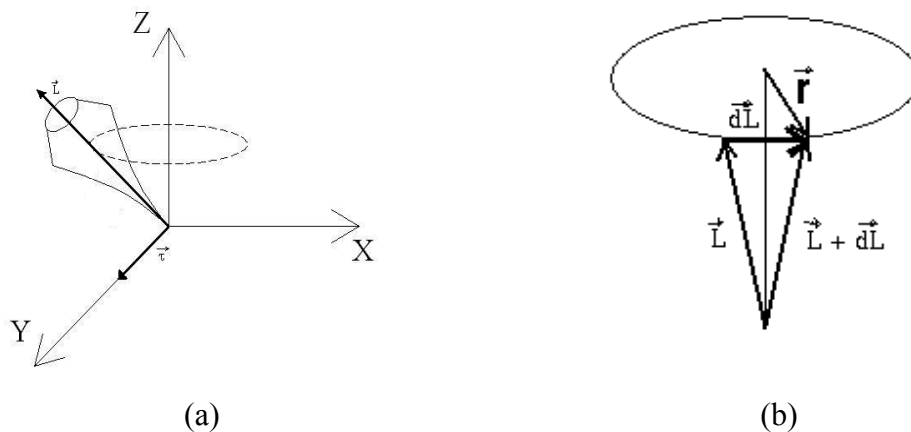


Figura 6: (a) Os vetores momento angular e torque que agem sobre o movimento de precessão do pião. (b) Variação do vetor  $\vec{L}$  durante a precessão.

### 2.3 - Comportamento do Núcleo de Hidrogênio em um Campo Magnético Externo

O núcleo de hidrogênio apresenta propriedades magnéticas devido aos seus spins. O núcleo de hidrogênio, constituído apenas por um próton, apresenta carga positiva e momento angular de spin. Partindo de uma visão clássica, o vetor de spin de um próton pode ser visto como resultando do movimento de giro ao redor de seu eixo, da mesma forma que o momento angular  $\vec{L}$  do pião é resultado do giro em torno do seu eixo. Análogo a uma distribuição de carga em rotação, o próton possui momento magnético  $\vec{\mu}$ , como justificado mais abaixo, e então pode ser comparado a um ímã que, em presença de um campo magnético, executa o movimento de precessão em torno do campo, da mesma forma que um pião que gira precessiona em presença do campo gravitacional. Como  $\vec{\mu}$  e o spin são vetores paralelos, os termos spin e momento magnético são, muitas vezes, tratados como sinônimos.

Similarmente ao pião, que precessiona em presença do campo gravitacional, se o núcleo de hidrogênio está sujeito a um campo magnético estático, além de realizar o movimento de giro em torno do seu próprio eixo, o núcleo de hidrogênio também precessionará em torno de um campo magnético externo. Devido a este fato, teremos então uma frequência de precessão característica deste núcleo, que só depende do tipo de núcleo e do campo magnético sentido por ele, dada pela chamada *Equação de Larmor*:

$$\vec{\omega}_L = \gamma \vec{B} \quad (8)$$

onde  $\vec{\omega}_L$  é a frequência de precessão de Larmor,  $\vec{B}$  é o campo magnético local sentido pelo núcleo e  $\gamma$  é a chamada razão giromagnética, característica do núcleo.

A figura 7 mostra as representações do spin e do momento magnético de um próton em presença de um campo magnético  $\vec{B}$  (observa-se que na figura 7, o momento magnético  $\vec{\mu}$  é denotado por “ $\vec{m}$ ”).

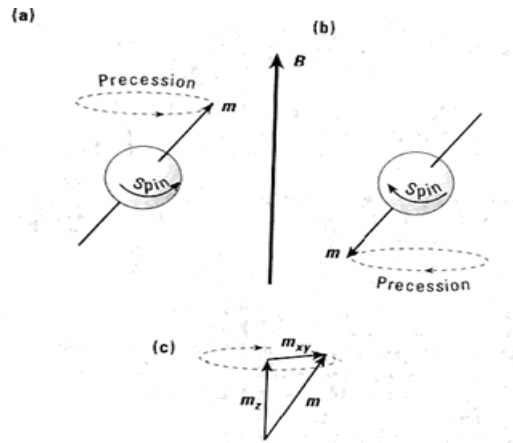


Figura 7: Vetor momento magnético associado com o movimento de precessão do próton: (a) paralelo, (b) antiparalelo a um campo magnético, (c) componentes transversal e longitudinal do vetor momento magnético  $\vec{m}$

A relação entre o momento magnético  $\vec{\mu}$  e o momento angular  $\vec{L}$  pode ser entendida, numa visão macroscópica, a partir da análise do caso mais simples de uma partícula de massa  $m$  e carga  $Q$ , que se desloca com velocidade  $\vec{v}$ , de módulo constante, em uma trajetória circular de raio  $r$ . Como discutido anteriormente, o vetor velocidade  $\vec{v}$  está relacionado ao vetor posição  $\vec{r}$  através do vetor velocidade angular  $\vec{\omega}$  (ver a equação 2 e a figura 5), que é perpendicular ao plano da órbita e com o sentido dado pela regra da mão direita. A equação 5 fornece o momento angular  $\vec{L}$  desta partícula.

Por outro lado, se esta partícula possui uma carga  $Q$ , existe uma corrente  $I$

$$I = \frac{Q}{T} \quad (9)$$

circulando na órbita (ou espira), onde  $T$  é o período do movimento, isto é, o intervalo de tempo correspondente a uma volta. Lembrando que a velocidade angular vale  $\omega = \frac{2\pi}{T}$ , é fácil mostrar que

$$I = \frac{Q\omega}{2\pi} \quad (10)$$

O momento magnético de uma espira é definido como:

$$\vec{\mu} = I\vec{A} \quad (11)$$

onde  $\vec{A}$  é o vetor perpendicular ao plano da órbita, cujo módulo é igual a sua área. Substituindo a equação 10 na equação 11, lembrando que os vetores  $\vec{\omega}$  e  $\vec{A}$  são paralelos e que, em módulo,  $A = \pi r^2$ , obtém-se:

$$\vec{\mu} = \frac{Q}{2m} \vec{l} \quad (12)$$

Este é o momento magnético produzido por uma única partícula de massa  $m$  e carga  $Q$  movendo-se em uma trajetória circular. Experimentalmente, observa-se que uma espira de corrente, por possuir momento magnético, comporta-se como se fosse um ímã em presença de um campo magnético.

Pode-se mostrar, mas não é difícil entender, que, no caso mais geral de um corpo extenso carregado, se somarmos as contribuições de todas as partículas, chegaremos a uma equação análoga a esta para o momento magnético do corpo:

$$\vec{\mu} = \frac{Q}{2m} \vec{L} \quad (13)$$

onde, agora,  $m$  é a massa do corpo,  $Q$  é a sua carga e  $\vec{L}$  é o momento angular do corpo (ver a equação 6).

Da mesma forma que um pião sofre a ação de um torque em presença de um campo gravitacional (equação 1), um corpo com momento magnético  $\vec{\mu}$  também sofre a ação de um torque em presença de um campo magnético  $\vec{B}$ , dado por:

$$\vec{\tau} = \vec{\mu} \times \vec{B} = \frac{Q}{2m} \vec{L} \times \vec{B} \quad (14)$$

onde a última igualdade foi obtida usando a equação 13.

Multiplicando escalarmente ambos os lados da equação (7) por  $\vec{L}$  e usando a equação (14), obtemos:

$$\vec{L} \cdot \frac{d\vec{L}}{dt} = \frac{Q}{2m} \vec{L} \cdot (\vec{L} \times \vec{B}) \quad (15)$$

A equação 15 leva a:

$$\frac{1}{2} \frac{d(L^2)}{dt} = \frac{Q}{2m} [\vec{L} \cdot (\vec{L} \times \vec{B})] \quad (16)$$

Analisando agora o segundo termo da equação (16), temos que:

$$\frac{Q}{2m} \vec{L} \cdot (\vec{L} \times \vec{B}) = 0 \quad (17)$$

pois o vetor  $\vec{L}$  é perpendicular ao vetor  $(\vec{L} \times \vec{B})$  e, portanto, o produto escalar desses vetores é nulo. Portanto,

$$\frac{d(L^2)}{dt} = 0 \quad (18)$$

e podemos concluir que o módulo de L é constante:

$$L = cte \quad (19)$$

Por outro lado, como  $\vec{L} \cdot \frac{d\vec{L}}{dt} = 0$ , e se nem L nem  $\frac{d\vec{L}}{dt}$  são nulos, o produto escalar só pode ser zero se o ângulo for  $90^\circ$ , portanto podemos concluir que  $\frac{d\vec{L}}{dt}$  é sempre perpendicular a  $\vec{L}$ , resultando no movimento de *precessão*.

A descrição acima mostra que um corpo macroscópico de carga Q, que gira em torno do seu eixo (possui momento angular), comporta-se como imã que precessiona ao redor de um campo magnético externo. O núcleo possui carga e spin (momento angular) e



também se comporta como um ímã em presença de um campo magnético externo  $\vec{B}$ . Em resumo, para o núcleo, podemos escrever:

$$\vec{\tau} = \vec{\mu} \times \vec{B} \quad (20)$$

que representa o torque sofrido pelo momento magnético em presença do campo magnético, análogo ao torque sofrido pelo pião em presença do campo gravitacional:

$$\vec{\tau} = \vec{r} \times m\vec{g} \quad (21)$$

Em ambos os casos, podemos escrever:

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{\tau} \quad (22)$$

Observe-se que  $\vec{L}$ , no caso do núcleo, é o momento angular de spin, que é paralelo ao momento magnético  $\vec{\mu}$ . Então, o momento magnético  $\vec{\mu}$  precessiona em torno do campo  $\vec{B}$ , com frequência característica de precessão dada pela Equação de Larmor:

$$\vec{\omega} = \gamma\vec{B} \quad (23)$$

onde  $\vec{\omega}$  é a frequência de precessão de Larmor,  $\gamma$  é a chamada razão giromagnética, característica do núcleo, e  $\vec{B}$  é o campo magnético efetivo experimentado pelo núcleo. Portanto, o campo magnético  $\vec{B}$  representa a combinação do campo magnético aplicado com as contribuições devidas à vizinhança do núcleo analisado e, assim sendo,  $\vec{\omega}$  reflete as influências dessa vizinhança. [5]

Na ausência de campo magnético, todos os momentos magnéticos orientam-se em direções randômicas, em constante movimento devido às flutuações térmicas (figura 8a), com números médios iguais em cada direção, não resultando em nenhum efeito magnético. Na presença de um campo magnético, apontando na direção z, os momentos magnéticos dos prótons tendem a se alinhar paralelo ao campo, precessionando em torno deste, produzindo uma magnetização líquida longitudinal  $\vec{M}_z$ , que é definida como a soma

efetiva dos spins dos núcleos de hidrogênio na direção z (figura 8b), isto é, a soma das projeções dos spins na direção z (ver figura 7c).

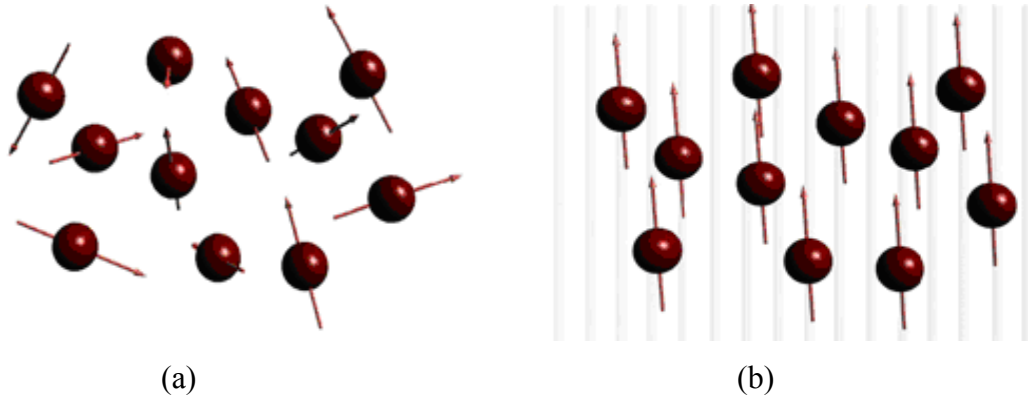


Figura 8: Orientação dos momentos magnéticos em dois casos: (a) sem campo magnético e (b) com campo magnético.

Devido à inclinação do eixo de spin de um próton precessionando, podemos separar (ver figura 7c) o seu vetor magnético  $\vec{\mu}$ , em uma componente longitudinal  $\vec{\mu}_z$  que se posiciona na direção z, e uma componente transversal  $\vec{\mu}_{xy}$ , que gira no plano xy:

$$\vec{\mu}_{xy} = \mu_x \vec{i} + \mu_y \vec{j} \quad (24)$$

Como os prótons precessionam independentemente, seus valores  $\vec{\mu}_{xy}$  posicionam-se em todas as direções no plano xy, e cancelam-se. A magnetização transversal líquida é nula, sobrando apenas a longitudinal  $\vec{M}_z$ :

$$\vec{M}_z = \frac{1}{V} \sum \vec{\mu}_z \quad (25)$$

onde V é o elemento de volume analisado.

A magnetização dos prótons detectáveis  $\vec{M}_z$  em um dado elemento de volume está na mesma direção de  $\vec{B}$  e, para medi-la, são implementados procedimentos adicionais para rebater ou girar a magnetização  $\vec{M}_z$  para o plano transversal.

Na realidade, a maioria dos momentos magnéticos  $\vec{\mu}$ , cancelam-se aos pares (paralelos e antiparalelos), e apenas aqueles que não estão pareados produzem uma magnetização líquida longitudinal  $\vec{M}_z$  na direção de  $\vec{B}$ . Isto é, a amostra (ou o corpo do paciente) torna-se levemente magnetizada.

A intensidade do vetor magnetização longitudinal ( $\vec{M}_z$ ) é:

- diretamente proporcional ao campo magnético efetivo ( $\vec{B}$ );
- diretamente proporcional à densidade de núcleos de hidrogênio;
- inversamente proporcional à temperatura.

Segundo a Mecânica Quântica, o próton pode assumir apenas dois estados de energia. Com isso, existem duas possibilidades de orientação: “spin up” e “spin down”, que correspondem às tendências de alinhamento paralelo (estado de baixa energia) e antiparalelo (estado de alta energia) ao campo, respectivamente. Na presença do campo magnético  $\vec{B}$  e após alcançado o equilíbrio térmico, há excesso de spins no estado de baixa energia, orientados no sentido paralelo ao campo. A diferença de energia entre os dois estados de spin é dada por:

$$\Delta E = \hbar \omega \quad (26)$$

onde  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ , sendo  $h = 4,136 \cdot 10^{-15} \text{ eV s}$  é a constante de Planck. Se  $\omega$  é a frequência de Larmor, de acordo com a equação 25, podemos escrever:

$$\Delta E = \gamma \hbar B \quad (27)$$

Considerando a frequência de Larmor para a água pura para  $B = 1 \text{ T}$  ( $\omega = 42,6 \text{ MHz}$ ) ou que  $\gamma = 42,6 \text{ MHz/T}$  para o próton de hidrogênio, a equação (29) fornece:

$$\Delta E = 0,03 \mu \text{ eV} \quad (28)$$

Portanto, as transições entre os spins do próton ocorrem na região de baixas energias do espectro eletromagnético, característica de radiofrequências (RF), ou seja, núcleos de hidrogênio podem ser excitados, ressonantemente, na região de RF.

Ao serem excitados por um pulso de RF, os spins dos prótons assumem o estado de energia mais alta, havendo agora excesso de spins orientados no sentido antiparalelo ao campo. Portanto, a ação do campo de RF tem dois efeitos básicos:

1) Alguns ou todos os prótons “spin up” (paralelos ao campo) absorvem energia, viram “spin down” (antiparalelos ao campo), tornando-se então excitados. Isto afeta  $\vec{M}_z$ ;  $\vec{M}_z$  pode ser reduzido, desaparecer, ou até mesmo inverter, dependendo da duração e intensidade do pulso de RF.

2) Os prótons são puxados em sincronismo, e precessionam em fase. Seus vetores  $\vec{m}_{xy}$  adicionam-se, gerando um vetor magnetização transversal  $\vec{M}_{xy}$  não nulo que gira no plano xy na frequência de Larmor.

A partir desse estado excitado, o conjunto de spins tende a retornar para o estado de energia mais baixa por processos de relaxação, através de interações entre os spins e com o ambiente no seu entorno, ou seja, o sistema decai para o seu estado de equilíbrio com tempos característicos das interações desses núcleos com o seu ambiente, e são esses tempos que permitem obter informações sobre a estrutura existente ao redor dos núcleos de prova.

A aplicação da RMN em exames médicos está baseada em estratégias bem definidas de aplicação/detecção de pulsos de radiofrequências, como discutido no próximo capítulo.

### 3 - ALGUNS MODOS DE APLICAÇÃO DA RMN EM EXAMES MÉDICOS

Nessa parte do trabalho, iremos tratar sobre os processos que envolvem a obtenção dos sinais necessários para a formação da imagem, usando o núcleo do hidrogênio como núcleo de prova, mas claro, sem abordar os diferentes métodos analíticos aplicados na obtenção de imagem por ressonância magnética usando estes sinais. Aqui, mostraremos que, a partir de um pulso de radiofrequência emitido por uma ou mais bobinas, pode-se orientar os momentos magnéticos dos prótons (núcleos de hidrogênio) das células que se quer analisar.

O paciente é colocado dentro de um magneto que orienta os spins (ou momentos magnéticos) nucleares e induz uma magnetização nuclear líquida longitudinal  $\vec{M}_z$  no corpo. Um pulso de radiofrequência, ressonante com a transição entre os estados de spin do núcleo de hidrogênio, é enviado em direção ao corpo para excitar os spins (estados up para estados down). O transmissor é desligado e o paciente reemite ondas de radiofrequência, as quais são recebidas por bobinas de RF e usadas, mais tarde, para construção da imagem.[6]

Nesta técnica, portanto, campos de RF são usados para excitar os spins nucleares e o corpo humano torna-se subseqüentemente um emissor de RF.

Iremos considerar apenas o hidrogênio por algumas razões:

- ser o elemento mais abundante no corpo humano; existem aproximadamente  $10^{19}$  núcleos de hidrogênio em  $1\text{mm}^3$  de tecido;
- o comportamento dos prótons de hidrogênio ser diferente entre tecidos doentes e normais;
- por possuir momento magnético grande.

A técnica de Imageamento por Ressonância Magnética (IRM) tem a capacidade de medir a quantidade de hidrogênio em elementos de volume (voxéis) individuais em um corte do paciente de uma forma particularmente sutil, e representá-la como uma escala de cinza no correspondente pixel da tela. São os núcleos dos átomos de hidrogênio da água e da gordura que absorvem e emitem a energia de radiofrequência (RF). [7]

No IRM, o paciente, deitado sobre uma mesa dentro de um grande magneto (figura 9), é exposto a um campo magnético forte e uniforme representado pelo vetor  $\vec{B} = \mu\vec{H}$ , onde  $\mu$  é a permeabilidade do corpo. Este campo pode ser produzido de diversas maneiras: por bobinas solenóides ou magnetos permanentes. Em geral, os solenóides, feitos de materiais supercondutores, sustentam campos mais altos, da ordem de vários T (tesla). A configuração com ferromagnetos tem, em geral, campos mais fracos, mas permite o IRM aberto, muito útil em procedimentos de intervenção (figura 10). A intensidade do campo magnético varia tipicamente entre 0,15 – 3,0 (T), dependendo do equipamento. A direção do campo magnético gerado é a do eixo da bobina do solenóide, que também é usada como referência para a direção z, portanto,  $\vec{H} = H\vec{k}$ . O eixo y define-se verticalmente de baixo para cima, e o eixo x atravessa horizontalmente o interior do equipamento. [8]

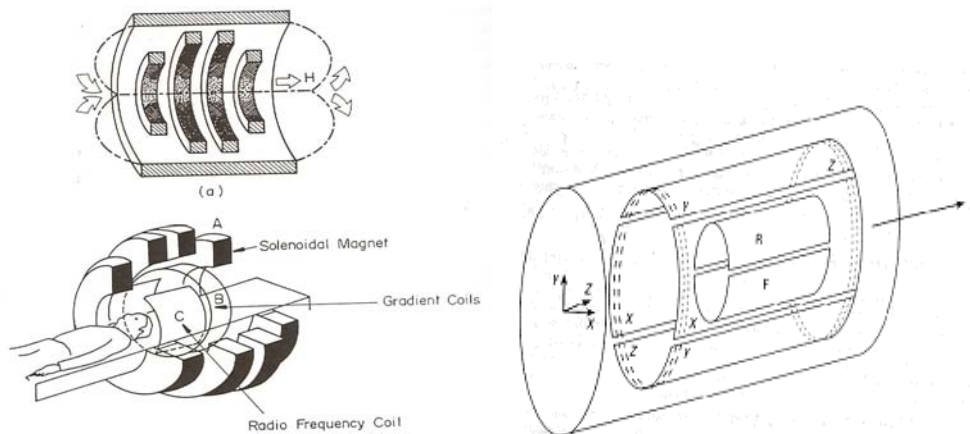


Figura 9: A geometria do magneto principal, das bobinas de radiofrequência e os geradores de campo de gradiente.

Circundando próximo ao paciente, há bobinas (as bobinas mais internas na figura 9) conectadas a um gerador de radiofrequência (transmissor ou oscilador) que manda, através delas, uma corrente pulsada de RF que dura em torno de 1ms ou menos. Isto produz rapidamente um campo magnético alternado, em uma direção perpendicular a  $\vec{B}$ . As bobinas de RF podem também servir como receptores do sinal reemitido pelo corpo. Nos equipamentos supercondutores, o solenóide opera em temperatura de He líquido (4,2 K), o que exige um sistema eficiente de refrigeração e isolamento dos rolamentos supercondutores.

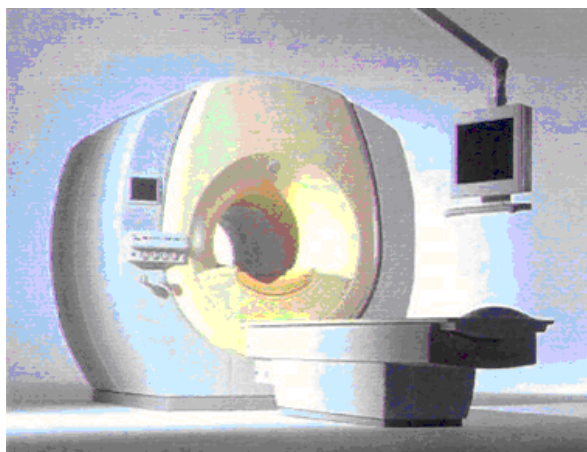


Figura 10: Um equipamento de RM de magnetos permanentes.

Quando o equipamento envia um pulso de RF de energia total suficiente para dar, aos momentos magnéticos, exatamente a energia necessária para induzir a transição up-down ou down-up (emissão estimulada), obtém-se como resultado a inversão temporária do vetor  $\vec{M}_z$  da rede magnética. Chamamos esta seqüência de pulso de  $180^\circ$ . Um pulso de RF de metade desta quantidade de energia (metade da intensidade ou metade da duração) vai mover metade dos momentos magnéticos, igualando o número de posições spin up a spin down, levando  $\vec{M}_z$  a zero, chamado de pulso de  $90^\circ$ . O pulso de RF também leva os momentos magnéticos a se moverem em fase e a precessionarem juntos. Juntos, eles produzem uma magnetização transversal  $\vec{M}_{xy}$ , perpendicular a  $\vec{B}$ , que gira no plano xy na frequência de Larmor. Isto é como se o pulso de  $90^\circ$  tivesse movido o vetor magnetização  $\vec{M}_z$  em  $90^\circ$ . A IRM envolve a aplicação de séries de muitos pulsos de  $90^\circ$ , repetidos em intervalos de segundos, chamado de tempo de repetição (TR). [9]

### 3.1 - Sinal FID (Free Induction Decay) – Decaimento Livre de Indução

Quando uma bobina de RF emite um pulso de  $90^\circ$ , ocorre a orientação dos momentos magnéticos do hidrogênio, de forma a anular  $\vec{M}_z$  e produzir uma magnetização  $\vec{M}_{xy}$ . Logo após um período de tempo, a magnetização transversal dos spins tende a se alinhar à direção da magnetização longitudinal inicial. Devido a esse fato, a magnetização  $\vec{M}_z$  vai aumentando e em  $\vec{M}_{xy}$  diminuindo, dando origem aos tempos de relaxação. Como

resultado, teremos um sinal livre de indução, correspondente ao chamado decaimento livre de indução em RMN. [10]

### 3.2 - O Sinal da Ressonância Magnética

Quando um pulso de  $90^\circ$  é emitido, o vetor magnetização  $\vec{M}_{xy}$  continua por um tempo a rotar no plano transversal de  $xy$ . O pulso induz uma corrente alternada na bobina de RF, de poucos microvolts. Notemos que, apenas  $\vec{M}_{xy}$  produz um sinal RM,  $\vec{M}_z$  não o produz. Mas desde que  $\vec{M}_{xy}$  é produzido pelo enfraquecimento  $\vec{M}_z$ , o sinal produzido pelo pulso de  $90^\circ$  depende do valor de  $\vec{M}_z$  imediatamente antes do pulso ser aplicado. [11]

O pico do sinal depende de alguns fatores:

- número de prótons por milímetro cúbico de voxel;
- razão giromagnética dos núcleos;
- campo estático  $\vec{B}$ , pois submetendo o paciente a um campo magnético mais forte, aumenta o número de spins up sobre os spins down.

### 3.3 - Tempos de Relaxamento Longitudinal ou Spin-Rede (T1)

Quando ocorre a excitação de um sistema em equilíbrio, o sistema sempre será transferido para um estado instável de energia mais alta. O intervalo de tempo em que o sistema permanecerá neste estado dependerá das condições do local. Para um sistema de núcleos magnéticos em um campo magnético, a situação instável é criada por um pulso de excitação – o sistema é bombeado com a energia fornecida pelo pulso de RF. Ao nível molecular, a volta ao equilíbrio dependerá das condições eletromagnéticas locais nos núcleos excitados.

Com isso, precisamos de uma condição de ressonância para a troca de energia do mundo externo para o sistema spin. O sistema de spin excitado precisa ser exposto a campos eletromagnéticos oscilando com a frequência de Larmor dos núcleos, antes de



poder entrar em relaxamento. O relaxamento corresponde ao tempo para que excesso de núcleos transferidos para o nível mais alto de energia retornem para o nível mais baixo de energia.

O processo de retorno ao estado de equilíbrio (onde a magnetização longitudinal assume o valor  $M_z = M_0$ , devido apenas à existência do campo magnético estático) a partir de uma condição de relaxação é chamado de processo de relaxamento e se caracteriza pelo tempo de relaxamento denominado T1. O tempo T1 é o tempo de relaxamento longitudinal e representa a constante de tempo característica para que os spins tendam a se alinhar por si mesmos com um campo magnético externo. Esse é o tempo exigido para que o sistema recupere 63% do seu valor de equilíbrio, após ter sido exposto a um pulso de  $90^\circ$ , isto é,  $M_z = 0,63M_0$ . A figura 11 mostra a evolução de  $M_z$  com o tempo e é fácil verificar que, quando  $t = T1$ , a equação inserida na figura fornece  $M_z = 0,63M_0$ . O valor depende de alguns parâmetros:

- tipo de núcleo;
- frequência de ressonância;
- temperatura;
- mobilidade do spin investigado;
- presença de grandes moléculas;
- presença de íons paramagnéticos.

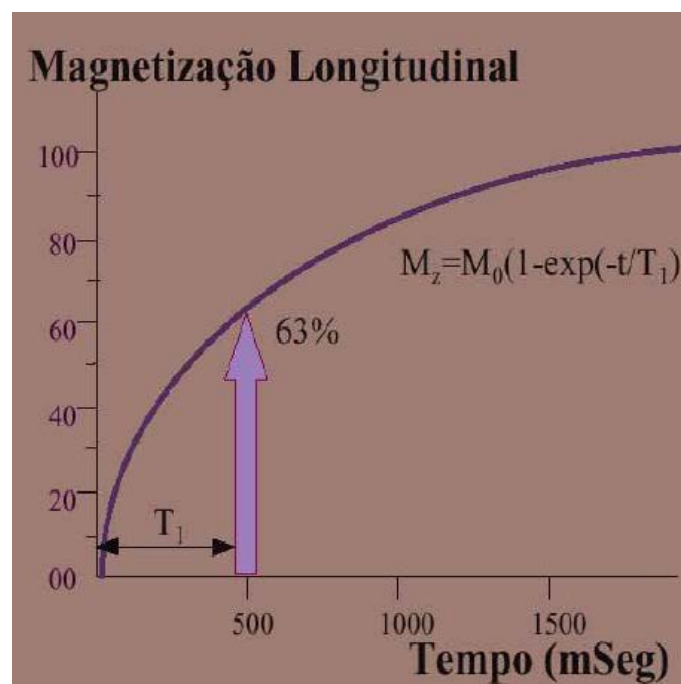


Figura 11: Representação da curva que descreve a Magnetização Longitudinal

Para promover o relaxamento de núcleos de hidrogênio, a frequência de reorientação deverá estar próxima à frequência de ressonância em água pura. Se a frequência desta reorientação for mais alta que a de Larmor dos prótons, o relaxamento não será eficiente.

Em virtude da presença de proteínas (moléculas relativamente grandes em comparação com a água), os tempos de relaxamento T1 da água em tecido vivo são sempre mais curtos que aqueles obtidos para a água pura.

Os valores de T1 variam de acordo com o valor de intensidade do campo. Por isso, sempre é necessário mencionar o valor desta intensidade do campo quando se fizer a cotação dos valores em T1. [12]

### **3.4 - Processo T1 na Escala Macroscópica**

#### **Seqüência de Pulso de Saturação Parcial**

Essa é a seqüência mais simples em ressonância magnética, também chamada de pulso de recuperação de saturação.

Se, no tempo zero, a magnetização de equilíbrio for exposta a um pulso de  $90^\circ$ , ela será inclinada para baixo, para o plano xy. Após um intervalo de tempo chamado tempo de repetição TR, o sistema de spins é exposto a um segundo pulso  $90^\circ$  (figura 12), que traz a magnetização para o plano xy, onde a curva FID (indução livre de decaimento) poderá ser monitorada.

Na figura 13, vemos o diagrama de seqüência de pulso de uma seqüência de saturação parcial consistindo em pulsos de  $90^\circ$ . O tempo de repetição é o tempo entre os pulsos. Quando TR não for suficientemente longo para que os spins retornem completamente ao equilíbrio, a intensidade do sinal FID será mais baixa que a máxima intensidade possível do sinal.

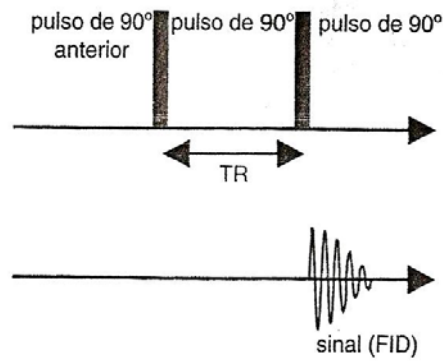


Figura 12: Mostra o tempo de repetição entre pulsos de 90° e a geração do sinal FID.

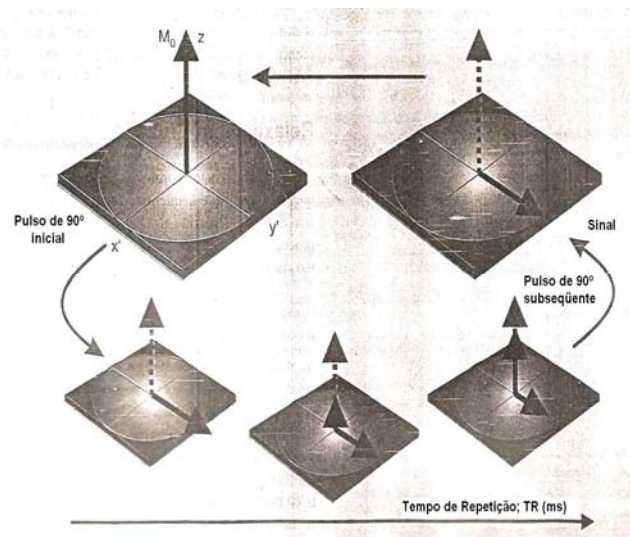


Figura 13: Mostra a magnetização do sistema retornando ao estado de equilíbrio após pulso de 90° e geração do sinal FID.

A dependência de tempo de  $\vec{M}_z$  (TR) pode ser estudada introduzindo-se uma faixa de tempo TR adequados. No caso mais simples, a volta ao equilíbrio é uma função monoexponencial:

$$\vec{M}_z (TR) = \vec{M}_z (0) \left[ 1 - \exp\left(-\frac{TR}{T1}\right) \right] \quad (29)$$

Por isso, é compreensível que, se o sistema for reexcitado a um tempo de repetição TR menor do que 5 x T1 (se TR = 5 T1 na equação 24,  $M_z$  excede a 99% de  $M_0$ ), a magnetização registrada será menor do que o valor máximo da magnetização de equilíbrio ( $M_0$ ). Esse efeito pode ser utilizado com vantagem se as diferentes substâncias em uma

determinada amostra tiverem valores de T1 diferentes. É possível reduzir parte do sinal surgindo da amostra, por exemplo, para suprimir o sinal emergindo, por exemplo, de tecido adiposo que não é de interesse nas análises. [9]

### 3.5 - Seqüência de Pulso com Recuperação de Inversão

Se um sistema de spins em equilíbrio for submetido a um pulso de  $180^\circ$ , a somatória de magnetização será invertida com respeito à direção do campo externo e se tornará antiparalela a este. Após a inversão, a magnetização começa a se recuperar em direção ao seu estado de equilíbrio e a taxa de recuperação é determinada por T1. O tempo que o sistema levou para alcançar a magnetização  $\vec{M}_z$  antiparalela com o pulso de  $180^\circ$  é chamado de tempo de inversão (TI). Se, após certo tempo de retorno ao equilíbrio o sistema for exposto a um pulso de  $90^\circ$ , a magnetização real  $\vec{M}_z(TI)$  se tornará observável no plano xy como sinal FID (ver figura 14 e figura 15).

Após um tempo de demora de  $5xT1$ , a magnetização voltará ao equilíbrio. Essa seqüência de pulso de  $180^\circ$ - $90^\circ$  é chamada de seqüência de recuperação de inversão.

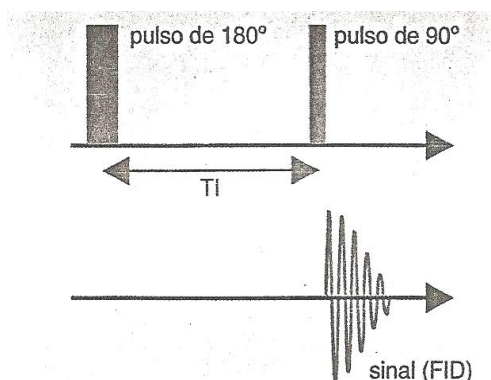


Figura 14: Pulso de  $180^\circ$  com a inversão da magnetização e após um tempo aplicou-se um pulso de  $90^\circ$ , medindo o sinal FID.

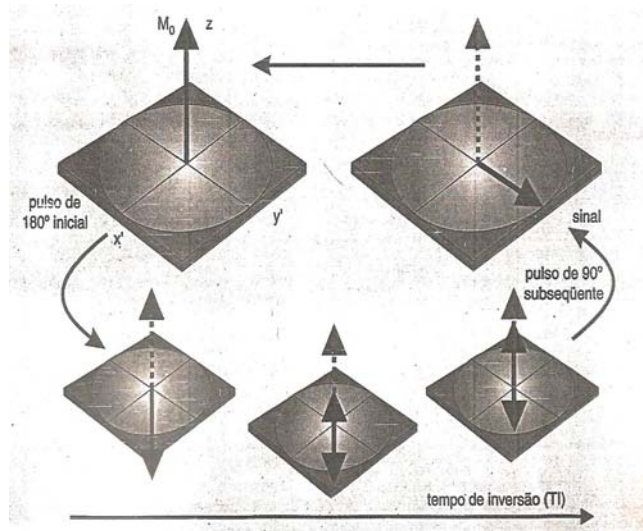


Figura 15: Seqüência de recuperação com inversão.

No caso mais simples, a volta ao equilíbrio pode ser expressa matematicamente como uma função monoexponencial:

$$\vec{M}_z(TI) = \vec{M}_z(0) \left[ 1 - 2 * \exp\left(-\frac{TI}{T1}\right) \right] \quad (30)$$

### 3.6 - T2 – O Tempo de Relaxamento Spin – Spin (Transversal)

O tempo T2 é o tempo de relaxamento spin-spin ou transversal. Ele surge da interação entre os spins, resultando na perda da magnetização transversal. A magnetização no plano xy sofrerá um declínio a ponto de perder 63% de seu valor inicial em um tempo T2, ou seja, é o tempo necessário para que a  $\vec{M}_{xy}$  (magnetização transversal) decresça até 37% da magnetização inicial.

Após a excitação de um sistema de spins por um pulso RF, ele se comporta inicialmente como um sistema coerente; isto é, todos os componentes microscópicos da magnetização macroscópica precessionam em fase (todos juntos) ao redor da direção do campo externo.

À medida que o tempo passa, porém, o sinal observado começa a diminuir, conforme os spins começam a defasar (figura 16). O decaimento do sinal no plano xy (figura 17) é mais rápido que aquele da magnetização do eixo z.

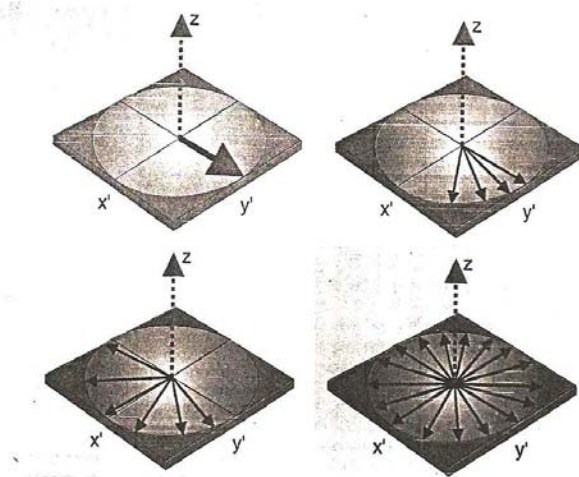


Figura 16: Relaxamento transversal induz aumento de defasagem de spins, observando-se a redução da magnetização macroscópica.

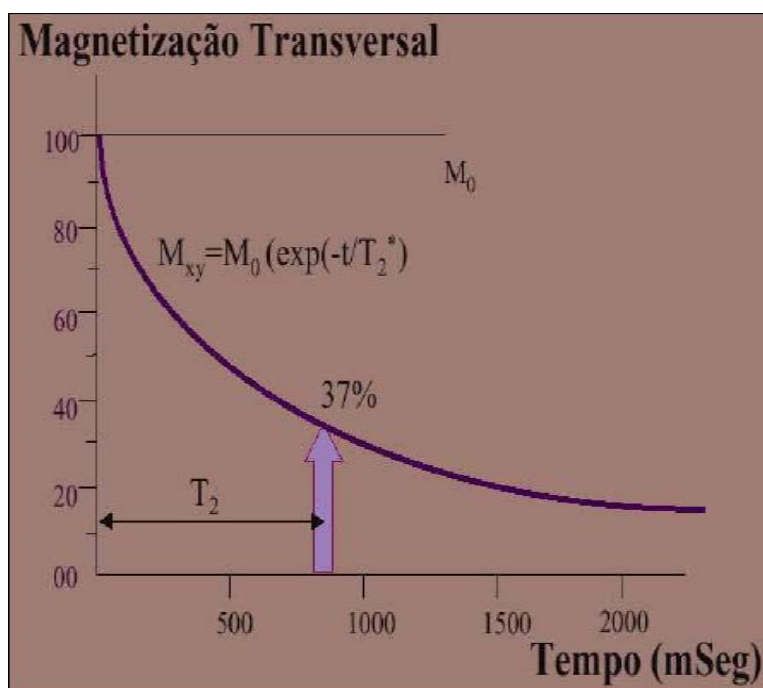


Figura 17: Representação da curva que descreve a Magnetização Transversal

Esse decaimento adicional da magnetização líquida no plano xy se deve à perda de coerência de fase dos componentes microscópicos, que resulta parcialmente das frequências de Larmor ligeiramente diferentes, induzidas por pequenas diferenças nos campos magnéticos estáticos de sua vizinhança, em diferentes locais da amostra.

Esse processo se caracteriza por T2, ou relaxamento spin-spin. O tempo T2 depende de alguns parâmetros como segue:

- frequência de ressonância;
- temperatura;
- mobilidade do spin observado;
- presença de moléculas grandes, íons de moléculas paramagnéticas.

Em fluidos móveis, T2 é quase igual a T1, enquanto em sistemas sólidos ou vagorosamente em queda (ou seja, sistema de alta viscosidade), componentes de campo estático induzidos pelos núcleos vizinhos são operantes, e T2 torna-se significativamente mais curto que T1. Em sólidos, T2 é normalmente tão curto que o sinal terá desaparecido dentro do primeiro milésimo de segundo, enquanto em fluidos o sinal de RM pode durar vários segundos.

Para a água pura, o valor de T2 é de aproximadamente três segundos e a proporção T1:T2 é 1. O valor de T1 dos tecidos fica normalmente abaixo de um segundo. Aqui, a proporção T1:T2 aumenta rapidamente, com valores de 5 – 10 cobrindo a maioria dos tipos de tecidos. Este valor fica em cerca de 5 para tecido muscular em 0,1 T. [12]

### 3.7 - Seqüência de Pulso em Eco de Spin

Na prática, para se medir um sinal FID em RMN não é tão fácil assim, pois os sinais decaem muito rapidamente e o campo magnético  $\vec{B}$  também não é totalmente uniforme. Então para podermos medir um sinal com uma intensidade maior precisamos de um pulso de 180°, fazendo com que o sinal se torne mensurável e a imagem, conseqüentemente, com maior resolução.

Após a excitação de sistema com pulso de 90°, os spins defasam no plano xy, ou seja, separam-se uns dos outros e se dispersam, alguns se movimentando mais rapidamente que outros.

Se, após um tempo de demora  $\tau$ , o sistema for exposto a um pulso de 180°, terá início nova focalização. Agora os spins mais rápidos estão atrás dos mais lentos, mas eles juntam-se, o que leva a um tempo de eco  $TE = 2 * \tau$ . A criação do eco é explicada por

analogia nas figuras 18 e 19.. Então o tempo  $\tau$  é o tempo que leva pra chegar ao máximo de amplitude de onda de um pulso de 90°.

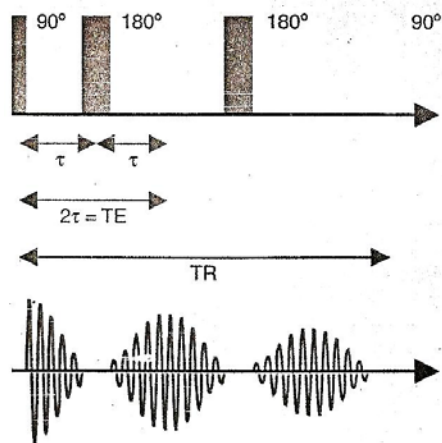


Figura 18: O sistema de rotação (spin) é excitado por um pulso de 90°. Após um decaimento de tempo ( $\tau$ ) seguem-se um ou vários pulsos de 180°, formando o eco. O tempo entre o pulso de 90° e o pico do eco é chamado de tempo de eco TE. TR é o tempo de repetição entre duas seqüências completas de pulsos.

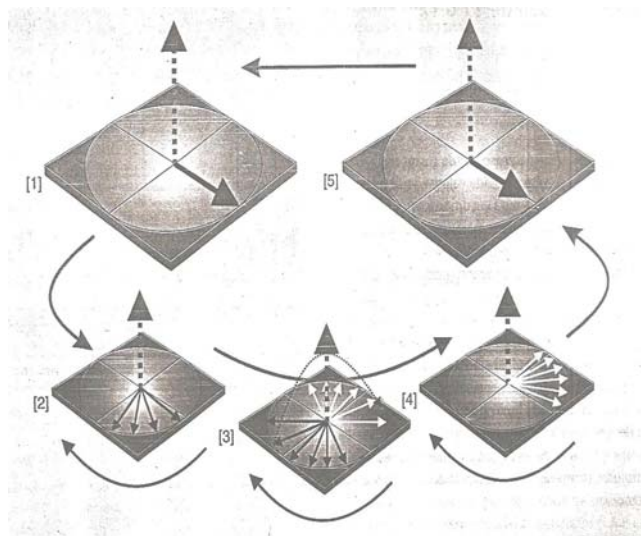


Figura 19: Após a excitação do sistema por um pulso de 90° em [1], os spins entram em defasagem [2] e quando o sistema é exposto a um pulso de 180°, os spins são novamente focalizados [3]. Em [4] os spins mais rápidos estão atrás dos mais lentos, e quando eles os alcançam criam um eco em TE [5].

Essa seqüência de pulso de 90° – 180° é chamada de *seqüência por eco de spin* (SE). Se vários pulsos de 180° forem transmitidos, serão criados ecos de amplitude decrescente. Dá-se a isso o nome de eco de spin múltiplo (figura 20).



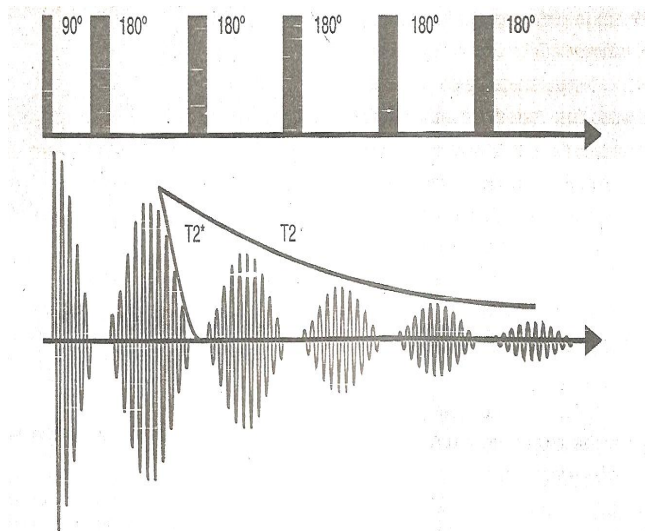


Figura 20: O pulso de  $180^\circ$  altera a fase de cada spin em  $180^\circ$ , ou seja, ele reverte sua fase. Não houve alteração na posição dos spins, de modo que eles continuarão a girar na mesma direção. Entretanto, o pulso de  $180^\circ$  leva os spins a retornarem à direção do seu ponto de partida (alinhamento), em vez de girarem para longe desse ponto.

O envelope dos picos dos ecos reflete  $T_2$ . No centro do eco, os efeitos das inhomogeneidades são cancelados. Uma vez que a amplitude máxima dos ecos não depende de inhomogeneidades, as amplitudes de eco refletem realmente o relaxamento transversal (spin-spin).

O fluxo ou a difusão trazem, irreversivelmente, os spins de um local para outro e assim levam a uma atenuação do eco.

O decaimento após o pulso de  $90^\circ$  e de cada lado do centro da SE é governado por  $T_2^*$  em vez de  $T_2$ . Assim sendo, o sinal decai rapidamente longe do centro do eco.

Depois que obtermos o sinal, precisa-se saber qual a origem deste sinal. Para isso, usa-se *gradientes de campo magnético*, isto é, provoca-se uma excitação seletiva no campo magnético efetivo, excitando uma variação desejada na fase e na frequência  $\omega$  de precessão.

Então é através deste processo de excitação, aplicação de um gradiente em cada direção (x,y,z) e coleta do sinal é que o computador consegue formar a imagem.

## 4 - CONCLUSÃO

O presente trabalho procurou mostrar as propriedades físicas que envolvem o fenômeno de ressonância magnética nuclear. Além disso, mostrou-se também alguns modos de obtenção de informações em RMN.

Este estudo nos permitiu uma melhor compreensão de como o núcleo de hidrogênio, que está presente em maior parte do corpo humano, entra em ressonância quando aplicamos a ele um pulso de radiofrequência. Com a aplicação desse pulso de radiofrequência percebemos que vão surgir tempos de relaxamento. Os tempos de relaxamento são determinados pelo modo como o spin do núcleo de hidrogênio interage, ou seja, se é da forma spin-spin, spin-rede ou outras.

Um dos objetivos deste trabalho é procurar mostrar que o fenômeno de ressonância magnética pode ser compreendido não somente por físicos, mas também por pessoas que trabalham com este assunto, por exemplo, médicos e profissionais da área da saúde.

## Apêndice A - ALGUMAS DEFINIÇÕES

- Radiação Ionizante: qualquer tipo de partícula ou radiação eletromagnética com alta energia que, ao interagir com a matéria, ioniza seus átomos ou moléculas formando íons, radicais e elétrons livres.
- Nuclídeos: qualquer espécie nuclear definida por seu número atômico ( $Z$ ), seu número de massa ( $A$ ) e seu estado energético.
- Voxel: elemento de volume. Subdivisão mínima volumétrica do corpo em estudo (em torno de poucos  $\text{mm}^3$ ). A cada voxel no corpo corresponde um pixel (picture element) na matriz de imagem. Tipicamente subdivide-se a região de interesse em uma matriz de  $256 \times 256$  ou  $512 \times 512$  pixels.
- Magnetização Líquida: é a magnetização resultante da soma dos spins, quando sujeita a um campo magnético.
- Magnetização longitudinal: é a magnetização na qual os spins estão orientados no mesmo sentido do campo magnético, ou seja, sentido paralelo ao campo.
- Magnetização Transversal: é a magnetização dada quando emitimos um pulso de RF de  $90^\circ$  e orientamos spins também antiparalelos ao campo magnético.

## Apêndice B - LISTA DE SIGLAS

RMN – Ressonância Magnética Nuclear

IRM - Imageamento por Ressonância Magnética

RF – Radiofrequência

FID – Free Induction Decay (Decaimento Livre da Indução)

TR – Tempo de Repetição

TE – Tempo de Eco

TI – Tempo de Inversão

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] Damadian, R..(1971). “Tumor detection by nuclear magnetic resonance”. Science 171.
- [2] Bushong S.C.. (1996). Magnetic Resonance Imaging: Physical and Biological Principles. 2<sup>nd</sup> ed.
- [3] Block, F., W. W. Hansen, et al.(1946). “Nuclear induction”. Physical Review 69: 127.
- [4] Hornak JP. The Basics of MRI. Página na Internet. Disponível em: [URL:http://www.cis.rit.edu/htbooks/mri](http://www.cis.rit.edu/htbooks/mri). [Consultado em 18/03/2008].
- [5] Página na Internet. Disponível em: <http://plato.if.usp.br/1-2005/fnc0376n/na5/node2.html> [Consultado em 16/04/2008].
- [6] Damadian, R. (1972). “Apparatus and method for detecting cancer in tissue”. US Patent: 1151-1153.
- [7] Haacke E.M.. (1999). Magnetic Resonance Imaging: Physical Principles and Sequence Design. 1st ed.
- [8] Purcell, E.M. (1946). “Resonance absorption by nuclear magnetic moments in a solid”. Physical Review 69: 37-38.
- [9] Rinck, P.A.. (2003). Ressonância Magnética. 5<sup>a</sup> ed. São Paulo.
- [10] Drago, R S. Physical Methods for Chemists. 2<sup>nd</sup> ed. Gainesville, Surfside,
- [11] Edelstein, W. A. and J. M. S. Hutchison (1980).“ Spin warp NMR imagin and applications to human whole-body imaging.” Physics in medicine & biology 25: 751-756.
- [12] Far, R.F. and Allisy-Roberts, P.J.. (1997) Physics for Medical Imaging. London: Saunders. 1st ed.