UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA E INFORMÁTICA

**"DESENVOLVIMENTO E CONSTRUÇÃO DE BOBINAS DE GRADIENTE COM BLINDAGEM
ATIVA (ACTIVE SHIELDING) COM APLICAÇÃO EM IMAGENS POR RMN"**

ROGÉRIO FERREIRA XAVIER

Dissertação apresentada ao Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São
Paulo, para obtenção do título de Mestre em Ciências "Física Aplicada"

Orientador:
Prof. Dr. Alberto Tannus

ou

Comissão Julgadora:
Prof. Dr. Alberto Tannus (IFSC-USP)
Dr. José Fabian Schneider (IFSC-USP)
Prof. Dr. Oswaldo Baffa Filho (FFCLRP-USP)

USP/IFSC/SBI

8-2-001367

São Carlos - São Paulo
2000

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA
INFORMAÇÃO

Xavier, Rogério Ferreira

"Desenvolvimento e Construção de Bobinas de Gradiente com Blindagem Ativa (*Active Shielding*) com Aplicação em Imagens por RMN"/ Rogério Ferreira Xavier -- São Carlos, 2000

Dissertação (Mestrado) -- Instituto de Física de São Carlos da Universidade de São Paulo, 2000
– páginas: 109

Área: Física Aplicada

Prof. Dr. Alberto Tannus

1. Bobinas gradientes blindadas, 2. Imagens por RMN

I. Título

**UNIVERSIDADE
DE SÃO PAULO**

Instituto de Física de São Carlos

Caixa Postal 369 - CEP 13560-970 - São Carlos - SP
Fone: (0xx16) 273-9777 - Fax: (0xx16) 273-9777
E-mail: wladerez@ifsc.usp.br

**MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA DISSERTAÇÃO DE MESTRADO DE
ROGÉRIO FERREIRA XAVIER APRESENTADA AO INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO
CARLOS, DA UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO, EM 08 DE DEZEMBRO DE 2000**

COMISSÃO JULGADORA:

Prof. Dr. Alberto Mannus/IFSC-FFI-USP

Prof. Dr. José Fabiano Schneider/IFSC-FFI-USP

Prof. Dr. Oswaldo Baffa Filho/FFCLRP-USP

Das Pedras

Ajuntei todas as pedras
que vieram sobre mim.
Levantei uma escada muito alta
e no alto subi.
Teci um tapete floreado
e no sonho me perdi.

Uma estrada,
um leito,
uma casa,
um companheiro.
Tudo de pedra.

Entre pedras
cresceu a minha poesia.
Minha vida...
Quebrando pedras
e plantando flores.

Entre pedras que me esmagavam
Levantei a pedra rude
dos meus versos.

Cora Coralina

Tocando em Frente

Ando devagar porque já tive pressa
E levo esse sorriso porque já chorei demais
Hoje me sinto mais forte, mais feliz, quem sabe
Eu só levo a certeza de que muito pouco eu sei
E nada sei
Conhecer as manhas e as manhãs, o sabor das
massas e das maçãs
É preciso amor pra poder pulsar, é preciso paz pra
poder sorrir
É preciso chuva para florir
Penso que cumprir a vida seja simplesmente
Compreender a marcha e ir tocando em frente
Como um velho boiadeiro levando a boiada
Eu vou tocando os dias pela longa estrada eu vou
Estrada eu sou

...
Todo mundo ama um dia, todo mundo chora
Um dia a gente chega, no outro vai embora
Cada um de nós compõe a sua história
E cada ser em si carrega o dom de ser capaz
De ser feliz

...
Ando devagar porque já tive pressa
E levo esse sorriso porque já chorei demais
Cada um de nós compõe a sua história
E cada ser em si carrega o dom de ser capaz
De ser feliz

Almir Sater e Renato Teixeira

Dedico este trabalho à minha mãe,
Dulce.

Agradecimentos

Ao Prof. Dr. Alberto Tannús, pela orientação, incentivo e amizade em todos esses anos, pelas discussões e esclarecimentos dispensados durante todo o trabalho e pela liberdade, sabedoria e paciência com que tratou essa convivência e por quem tenho a maior admiração e respeito pela confiança depositada.

Ao Prof. Dr. Horácio Carlos Panepucci, pelas idéias e incentivo nos meus primeiros passos no Grupo, pela amizade, confiança e respeito dispensados durante todos esses anos e por quem tenho a maior admiração e respeito.

Ao Engenheiro Edson Luiz Géa Vidoto, pela amizade e incentivo com que conduziu toda a nossa convivência, sempre alimentada de valiosas discussões e informações, desde a minha iniciação científica, dispensando um enorme tempo na minha formação e ajuda nos trabalhos de laboratório.

Ao Dr. Dardo Tomasi e Dr^a. Elizabeth de Castro Caparelli, por darem-me a oportunidade e condições de realizar este belo trabalho, sendo os responsáveis pelo desenvolvimento teórico utilizado nos cálculos das bobinas, por todo o apoio e sugestões prestadas em todas as etapas deste trabalho e pela amizade e respeito estabelecidos desde o início.

Ao Dr. Bernd Foerster, pela grande amizade, pela imensa ajuda e disposição dispensadas a todo momento nos trabalhos dentro do Grupo, pelas figuras cedidas para os capítulos iniciais deste trabalho e as valiosas dicas no cotidiano.

Aos professores Dr. Tito José Bonagamba, Dr. Cláudio José Magon e Dr. José Pedro Donoso pelos ensinamentos transmitidos e amizade.

Ao Engenheiro Mateus José Martins, e os técnicos do Grupo de Ressonância, João Gomes da Silva, Odir Adolfo Canevarollo e José Carlos Gazziro, pelo apoio técnico e presteza durante todos esses anos nos mais diversos trabalhos e pela mais profunda amizade formada dessa convivência diária.

A todos os técnicos da oficina mecânica do IFSC-USP, em especial Carlos Nazareth Gonçalves, Carlos Aparecido Pereira e Milton D'Almeida, sem os quais este trabalho não

teria se tornado realidade, sendo extremamente grato a todos eles pelo profissionalismo e presteza com que realizaram os trabalhos demandados.

Às secretárias do Grupo, Isabel Aparecida Possatto e Leila Maria Lamon, pela dedicação e respeito com que sempre me trataram.

Aos colegas do Grupo de Ressonância, Antônio, Bráulio, Caio, Cássio, Cláudia, Eduardo, Fábio, José Fernando, Leandro, Renata e Rodrigo, pela amizade, paciência e compreensão em todos esses anos juntos.

A todos os amigos, dos quais é impossível mencionar todos os nomes, pela imensa compreensão e carinho e que de uma forma ou de outra me apoiaram durante toda essa caminhada, estando próximos ou não.

Aos meus pais, Dulce e Sebastião, pelo imenso amor, carinho, ajuda e apoio durante toda a vida, estando sempre presentes, independente da distância que nos separa.

Aos meus irmãos e sobrinhos, Vanêssa, Iara e Cristina, Ricardo e Rodrigo, Mateus, Gabriel e o meu “xodó”, Rafaela, pelo amor, amizade, força e companheirismo que nos une e pela imensa compreensão devido à enorme ausência de nossa alegre — quase sempre ! — convivência.

Por fim, às agências financiadoras CAPES, CNPq, FAPESP e FINEP/PADCT e ao IFSC-USP, por terem-me proporcionado os meios para a realização deste trabalho.

Resumo

As bobinas ativamente blindadas (actively shielded) melhoram a performance das bobinas de gradiente ao cancelar o campo magnético na parte externa da bobina primária, evitando a degradação do campo no seu interior devido às correntes induzidas (eddy currents). O presente trabalho resultou na construção de um conjunto de bobinas de gradientes ativamente blindadas (G_x , G_y e G_z), de geometria cilíndrica e acesso axial, com diâmetro de volume útil de 10cm para imagens (field of view), com campos de gradiente de aproximadamente 8.0 G/cm para $r=0$, com uma máxima distorção de gradiente de 5% neste volume, onde foi observado um efetivo cancelamento do campo externo, o que evita correntes induzidas nas partes metálicas internas do magneto OXFORD de 2.0 Tesla horizontal de 30cm de diâmetro, no qual serão empregadas. Alguns resultados prévios foram obtidos com um protótipo transversal, em apenas uma direção, e também com um conjunto de bobinas de gradiente para utilização em obtenção de imagens microscópicas de ESR pulsado.

As bobinas foram projetadas utilizando-se a técnica de densidade de corrente, que se baseia na abordagem de campo alvo (target field) e também foi empregado o método de "simulated annealing" para otimização do desenho.

Este sistema de gradientes apresenta também uma baixa indutância, o que permitirá chaveamentos rápidos (~ 0.1 ms). Na análise do campo de gradiente gerado foi utilizado o método de diferença de fase, confirmando a eficiência da técnica de densidade de corrente utilizada nos cálculos para a construção destas bobinas de gradiente.

Abstract

Actively shielded coils are designed to improve the performance of a gradient coil set by canceling the magnetic field in the region outside the body of the coil, avoiding degradation of the field in its interior due to eddy currents induced in the electric vicinity. The present work resulted on the construction of a shielded gradient coil set (G_x , G_y , and G_z) with cylindrical geometry and axial access, with volume diameter of 10 cm (imaging FOV) and gradient field intensity of 8.0 Gauss/cm in $r=0$. The maximum gradient distortion aim was 5% inside that volume, along with an effective cancellation of the field close to the inner metallic parts of the OXFORD 2.0 Tesla 31 cm bore horizontal magnet. Preliminary results were obtained with a prototype, which included only one transverse channel, and a miniature set with the same geometry was specially designed to perform micro imaging experiments using pulsed Electron Paramagnetic Resonance.

Coils were designed using the current density technique, which is based on the target field approach and simulated annealing for optimization.

The gradient systems described here present also a low inductance necessary to perform fast switching (~ 0.1 ms). For the analysis of the performance of the gradients we used the method of phase reference, confirming the efficiency of the current density technique used on the design of the gradient sets.

Índice

Lista de figuras	9
Lista de tabelas	11
Lista de abreviaturas	12

INTRODUÇÃO 13

CAP. I - PRINCÍPIOS DE RESSONÂNCIA MAGNÉTICA NUCLEAR 15

I.1	Propriedades do núcleo atômico	15
I.2	Sistema girante de coordenadas e pulsos de rádio frequência	19
I.3	O sinal de RMN	23
I.4	A equação de Bloch	24
I.5	Relaxação	24

CAP. II - IMAGENS POR RESSONÂNCIA MAGNÉTICA NUCLEAR 27

II.1	A codificação da posição por gradientes de campo magnético	27
II.2	Seleção de planos tomográficos	28
II.3	Codificação de frequência: imagem unidimensional	31
II.4	Eco de spins	35
II.5	Codificação de fase: imagem em mais de uma dimensão	37
II.6	Seqüências convencionais de imagens bidimensionais	42
II.7	Contraste em MRI: efeitos de T_1 e T_2	44

CAP. III - GRADIENTES DE CAMPO MAGNÉTICO: UM BREVE HISTÓRICO 46

III.1	Primeiras aplicações	46
III.2	Gradientes de campo magnético utilizados em MRI	48
III.3	Bobinas com enrolamentos <i>discretos</i> e <i>distribuídos</i>	50
III.3.1	Bobinas com enrolamentos <i>discretos</i>	50
III.3.2	Bobinas com enrolamentos <i>distribuídos</i>	54
III.3.2.1	Outros métodos encontrados na literatura	54
III.3.2.2	Bobinas de gradiente blindadas	56

CAP. IV - BOBINAS DE GRADIENTE ATIVAMENTE BLINDADAS: MÉTODOS DE CONSTRUÇÃO DAS BOBINAS E ANÁLISE DO GRADIENTE DE CAMPO MAGNÉTICO GERADO 58

IV.1	Métodos de construção	58
IV.1.1	O método da “ <i>stream function</i> ”	58
IV.1.2	O método de “ <i>target field</i> ”	60
IV.1.3	Otimização pelo método de “ <i>simulated annealing</i> ”	64

IV.1.4	O método de <i>Fast Simulated Annealing (FSA)</i>	65
IV.2	Método de análise do campo magnético	65
IV.2.1	Medida do gradiente de campo: o método de referência de fase	66
CAP. V -RESULTADOS: TEÓRICOS E EXPERIMENTAIS		68
V.1	Conjunto miniaturizado de bobinas de gradiente para experimentos de imagens 3D em ESR pulsado.	69
V.1.1	Características do sistema de gradientes	69
V.2	Bobina de gradiente ativamente blindada transversal — primeiro protótipo	72
V.2.1	Características do gradiente transversal	73
V.3	Sistema de bobinas de gradiente ativamente blindadas	77
V.3.1	O gradiente transversal <i>X</i>	82
V.3.2	O gradiente transversal <i>Y</i>	88
V.3.3	O gradiente longitudinal <i>Z</i>	94
CONCLUSÕES		100
REFERÊNCIAS		102

Lista de figuras

<u>Fig. I.1</u>	15
<u>Fig. I.2</u>	16
<u>Fig. I.3</u>	17
<u>Fig. I.4</u>	20
<u>Fig. I.5</u>	21
<u>Fig. I.6</u>	22
<u>Fig. I.7</u>	23
<u>Fig. I.8</u>	25
<u>Fig. II.1</u>	28
<u>Fig. II.2</u>	29
<u>Fig. II.3</u>	30
<u>Fig. II.4</u>	31
<u>Fig. II.5</u>	31
<u>Fig. II.6</u>	34
<u>Fig. II.7</u>	35
<u>Fig. II.8</u>	35
<u>Fig. II.9</u>	36
<u>Fig. II.10</u>	36
<u>Fig. II.11</u>	38
<u>Fig. II.12</u>	41
<u>Fig. II.13</u>	42
<u>Fig. II.14</u>	43
<u>Fig. II.15</u>	44
<u>Fig. II.16</u>	45
<u>Fig. III.1</u>	47
<u>Fig. III.2</u>	49
<u>Fig. III.3</u>	49
<u>Fig. III.4</u>	51
<u>Fig. III.5</u>	53
<u>Fig. III.6</u>	53
<u>Fig. IV.1</u>	59
<u>Fig. IV.2</u>	60
<u>Fig. IV.3</u>	67
<u>Fig. V.1</u>	68
<u>Fig. V.2</u>	69
<u>Fig. V.3</u>	71
<u>Fig. V.4</u>	73
<u>Fig. V.5</u>	74
<u>Fig. V.6</u>	75
<u>Fig. V.7</u>	76
<u>Fig. V.8</u>	77
<u>Fig. V.9</u>	78
<u>Fig. V.10</u>	79
<u>Fig. V.11</u>	79
<u>Fig. V.12</u>	80
<u>Fig. V.13</u>	81

<u>Fig. V.14</u>	82
<u>Fig. V.15</u>	83
<u>Fig. V.16</u>	84
<u>Fig. V.17</u>	85
<u>Fig. V.18</u>	86
<u>Fig. V.19</u>	87
<u>Fig. V.20</u>	87
<u>Fig. V.21</u>	89
<u>Fig. V.22</u>	90
<u>Fig. V.23</u>	91
<u>Fig. V.24</u>	92
<u>Fig. V.25</u>	93
<u>Fig. V.26</u>	93
<u>Fig. V.27</u>	95
<u>Fig. V.28</u>	96
<u>Fig. V.29</u>	97
<u>Fig. V.30</u>	98

Lista de tabelas

Tab. V.1	70
Tab. V.2	74
Tab. V.3	79
Tab. V.4	99

Lista de abreviaturas

<i>Echo Planar Imaging</i>	<i>EPI</i>
<i>Electron Spin Resonance</i>	<i>ESR</i>
<i>Fast Fourier Transform</i>	<i>FFT</i>
<i>Free Induction Decay</i>	<i>FID</i>
<i>Field Of View</i>	<i>FOV</i>
<i>Fast Simulated Annealing</i>	<i>FSA</i>
<i>Gradient Recalled Echo</i>	<i>GRE</i>
<i>Point Spread Function</i>	<i>PSF</i>
Rádio Frequência	RF
<i>Region Of Interest</i>	<i>ROI</i>
<i>Simulated Annealing</i>	<i>SA</i>
<i>Spin Echo</i>	<i>SE</i>
Tempo ao Eco	TE
Tempo de Repetição	TR
Transformada de Fourier	TF

Introdução

Este trabalho partiu da necessidade de se fazer imagens por *NMR* usando técnicas rápidas (como por exemplo *Echo Planar Imaging* — *EPI*) em um magneto horizontal *OXFORD* de 2.0 *Tesla*. Como é do conhecimento comum em *MRI*, as dificuldades impostas por um sistema de gradientes de campo magnético convencional com relação às correntes induzidas (*eddy currents*) nas partes metálicas internas do magneto são consideráveis. As técnicas de aquisição que pretendemos explorar requerem que os gradientes sejam pulsados com tempos de chaveamento muito curtos, da ordem de 0.1 *ms*. Portanto, a interação com o campo produzido por estas partes condutoras (oposto ao principal) causam degradação nos gradientes de campo e atrasos nos chaveamentos.

Com a necessidade de se desenvolver um sistema eficiente capaz de reduzir estes efeitos aliou-se a oportunidade de iniciar um trabalho em comum com o Dr. Dardo Tomasi, da Universidad Nacional de General San Martin (Buenos Aires, Argentina), que estava desenvolvendo o seu trabalho de Pós-Doutorado em nosso Grupo no IFSC-USP. Tomasi desenvolveu o seu projeto no assunto de gradientes de campo biplanares blindados, testando o seu conjunto construído em um magneto resistivo de 0.2 *Tesla*^{1,2}, cujo método, para os cálculos do gradiente e do desenho das bobinas, se mostrou em boa concordância com os dados experimentais. Nosso interesse contudo era o de construirmos um sistema de gradientes de geometria cilíndrica, para ser utilizado em nosso magneto. Este assunto gerou a motivação para darmos início a um trabalho que resultou nessa Dissertação de Mestrado. Para isto, baseamo-nos no desenvolvimento teórico feito por Tomasi, que utilizou-se de três métodos conhecidos na literatura (*target field*, *stream function* e *simulated annealing*), os quais serão discutidos mais adiante nesse trabalho. Seu algoritmo é uma forma híbrida desses métodos, que resulta em bobinas com gradientes de campo mais eficientes (a razão gradiente de campo pela corrente), com baixa indutância e resistência, sendo que essas otimizações nos permitirão realizar imagens de estruturas que em condições normais não se alcançaria, além de poderem, é claro, ser utilizadas as técnicas rápidas de imagens.

Este trabalho foi dividido em cinco capítulos, onde no primeiro é feita uma revisão dos fundamentos de *NMR*. Nele são descritos os processos básicos envolvidos no fenômeno de ressonância magnética nuclear (como surge o sinal, como é adquirido, processos de relaxação, etc...).

No segundo capítulo são apresentados os princípios de *MRI*, mostrando como o sinal captado é tratado na formação de uma imagem, sequências convencionais e contrastes nas imagens.

O terceiro é dedicado somente às bobinas de gradientes. É feito um histórico sobre os mais diversos desenhos e aplicações encontrados na literatura, não tendo a intenção de se ir a fundo em nenhuma em especial ou se fazer um “*ranking*”, e sim mostrar uma revisão bibliográfica sobre o assunto e algumas tendências mais atuais.

No quarto capítulo são apresentados, com detalhes, os métodos que foram utilizados na construção do sistema de gradientes e também o que foi usado para realizar as medidas dos gradientes apresentados pelas bobinas, mostrando toda a teoria envolvida.

No quinto estão todos os dados obtidos, das previsões teóricas e coletados experimentalmente, dos protótipos que foram construídos. Todos os testes foram realizados utilizando o tomógrafo de corpo inteiro, *ToRM05*, instalado na extensão de nosso laboratório na Santa Casa de São Carlos, parte do convênio entre esta instituição e o IFSC-USP. As conclusões são apresentadas logo após este capítulo, e mostram que, apesar de não termos tido oportunidade de testar o conjunto de bobinas de forma a obter uma imagem rápida, as características do sistema desenvolvido seguem satisfatoriamente nossas previsões teóricas.

Cap. I - Princípios de Ressonância Magnética Nuclear

Para o entendimento da formação de imagens é necessário introduzir os elementos básicos da técnica de Ressonância Magnética Nuclear (*Nuclear Magnetic Resonance — NMR*).

I.1 Propriedades do núcleo atômico

A Ressonância Magnética é um fenômeno encontrado em sistemas magnéticos que possuem tanto momento magnético como momento angular. Ela é caracterizada pela precessão do momento magnético nuclear em um campo magnético estático externo aplicado, devido a sintonia em uma frequência natural deste sistema magnético, conforme a Fig. I.1.

Fig. I.1 : Precessão de um núcleo em um campo magnético uniforme B_0 .

O momento angular intrínseco, ou spin, é uma propriedade da matéria no nível de partículas elementares. Se estas partículas (prótons, nêutrons) são agrupados para formar o núcleo, seus respectivos spins se adicionarão (vetorialmente) e o núcleo terá um spin nuclear resultante. Uma regra geral é que núcleos com números pares de prótons e nêutrons terão spin resultante zero. Agora para núcleos que possuem números ímpares de prótons e nêutrons o valor de spin resultante é inteiro, enquanto que núcleos que possuem números

ímpar de prótons e par de nêutrons, e vice-versa, terão um valor de spin resultante semi-inteiro, que interessam a *NMR*.

O spin nuclear intrínseco é o momento angular quantizado ($\hbar I$), onde o momento magnético (μ) é relacionado da forma mostrada pela expressão

$$\mu = \gamma \hbar I, \quad [1]$$

onde γ é a razão giromagnética, característica de cada átomo, e $\hbar$ é a constante de Planck dividida por 2π .

Com a aplicação de um campo magnético B_0 , é gerada uma energia de interação com o núcleo, no valor de $-\mu \cdot B_0$. O operador Hamiltoniano, H , resultante desta interação tem a forma

$$H = -\mu \cdot B_0. \quad [2]$$

Considerando o campo como B_0 , estático, ao longo da direção-z, obtém-se:

$$H = -\gamma \hbar B_0 I_z. \quad [3]$$

Estes Hamiltonianos são chamados de Hamiltonianos de Interação Zeeman, Eqs. [2] e [3].

Os autovalores deste Hamiltoniano são simples, sendo apenas múltiplos dos autovalores de I_z . Sendo assim, as energias permitidas são:

$$E = -\gamma \hbar B_0 m ; \quad m = I, I-1, \dots, -I. \quad [4]$$

Isto mostra que os valores de energia permitidos ficam definidos pela interação do momento magnético nuclear com o campo aplicado, o que caracteriza o efeito Zeeman.

Fig. I.2 : Diagrama do nível de energia para um sistema de spin $\frac{1}{2}$. As transições entre os dois estados podem ser induzidas por uma energia eletromagnética de frequência ν dada por $\nu = (\gamma/2\pi)B_0$.

Uma outra interação que possa causar transições entre os níveis deve possuir uma energia característica dada por:

$$\Delta E = \gamma \hbar B_0. \quad [5]$$

Uma maneira de causar transições entre os níveis é irradiando no sistema energia eletromagnética numa frequência angular ω_0 :

$$\hbar \omega_0 = \Delta E = \gamma \hbar B_0, \quad [6]$$

onde a frequência deve ser:

$$\omega_0 = \gamma B_0, \quad [7]$$

que é a condição de ressonância para uma espécie de átomo num campo magnético aplicado. Pode-se observar que nesta expressão fundamental da *NMR*, Eq. [7], a constante de Planck desapareceu. O que sugere que podemos abordar este resultado através de uma descrição clássica.

As energias envolvidas nas transições são baixas, mesmo envolvendo um imenso número de núcleos. E para dificultar ainda mais, está abaixo da energia de agitação térmica. Ou seja, para um sistema com spins nucleares $1/2$ num campo B_0 , teremos dois estados possíveis, um paralelo ao campo ($m = +1/2$) e outro anti-paralelo ($m = -1/2$). A estatística da Boltzmann prevê um excesso para spins paralelos ao campo (de baixa energia), mas devido a agitação térmica, este excesso é muito baixo, como está ilustrado na Fig. I.3.

Fig. I.3 : É previsto um excesso de spins no estado de mais baixa energia quando expostos a um campo magnético, resultando numa magnetização longitudinal M_0 paralela a este campo.

Visualizando quantitativamente pela estatística de Boltzmann, em um equilíbrio dinâmico, através da expressão:

$$\frac{N_P}{N_A} = \exp[\Delta E/k_B T], \quad [8]$$

onde N_P é o número de núcleos com spins paralelos ao campo e N_A é o número de núcleos com spins anti-paralelos; k_B é a constante de Boltzmann e T é a temperatura do sistema.

Da Eq. [6]:

$$\frac{N_P}{N_A} = \exp[(\gamma \hbar B_0)/k_B T] \approx 1 + \gamma \hbar B_0/k_B T. \quad [9]$$

Onde podemos associar uma magnetização resultante ao longo do campo B_0 , dado por:

$$M_0 = \sum \gamma \hbar m \frac{N_P}{N_A}, \quad [10]$$

onde para os valores $(\Delta E/k_B T) = 6,58 \times 10^{-6}$ para uma temperatura de 310 K, de um corpo humano normal, em um campo de $B_0 = 1$ T, resulta em $(N_P/N_A) = 1,00000658$, ou seja, as imagens são adquiridas de uma parcela extremamente pequena do número total de spins!

Como já foi constatado da Eq. [7] que pode-se trabalhar com um modelo clássico para a interação do momento magnético e o campo magnético aplicado, onde os resultados apresentados pela mecânica quântica se ajustam à interpretação clássica.

Considerando primeiramente um caso hipotético de um conjunto de spins não interagindo entre si, colocados num campo magnético, onde o spin nuclear é um momento angular. Como se sabe, o torque é a variação do momento angular no tempo:

$$\frac{dS}{dt} = \text{Torque}, \quad [11]$$

onde, para o caso do spin nuclear, este momento angular de spin é:

$$S = \hbar I. \quad [12]$$

Como também se sabe que o torque é expresso pela interação do momento magnético de spin e o campo externo aplicado:

$$\text{Torque} = \mu \times B_0. \quad [13]$$

Fazendo a substituição das Eq. [12] e [13] em [11],

$$\frac{d(\hbar I)}{dt} = \mu \times B_0. \quad [14]$$

Da Eq. [1]:

$$\frac{d\mu}{dt} = \gamma \mu \times B_0 = \mu \times \gamma B_0 = \mu \times \omega_0. \quad [15]$$

Onde esta equação representa o movimento de precessão uniforme do momento magnético nuclear μ ao redor do campo B_0 com velocidade angular:

$$\omega_0 = \gamma B_0, \quad [16]$$

conhecida como frequência de Larmor.

Como pode-se observar, a descrição clássica do comportamento dos spins permite visualizar de maneira satisfatória o fenômeno de *NMR*, com a qual será tratada toda a discussão a respeito da obtenção de imagens no **Cap. II**.

Voltando à Eq. [15], observa-se que os momentos magnéticos estão sendo tratados isoladamente, precessionando devido ao campo aplicado B_0 , paralela ou anti-paralelamente. É previsto um predomínio da quantidade de momentos magnéticos que giram paralelamente ao campo (de mais baixa energia, como visto na Eq. [10]), originando assim uma componente longitudinal da magnetização resultante da soma destes momentos (a componente perpendicular ao campo é nula):

$$M_0 = \sum_i \mu_i. \quad [17]$$

1.2 Sistema girante de coordenadas e pulsos de rádio frequência

Para obter informação desta magnetização resultante é necessário a aplicação de um outro campo magnético de magnitude constante. Só que este é um campo magnético alternado, na faixa de rádio frequência (*RF*) linearmente polarizado. Isto pode ser visualizado como a decomposição deste campo oscilante em duas componentes circularmente polarizadas de amplitude B_1 e com sentidos horário e anti-horário, de acordo com a Fig. I.4.

Fig. I.4 : Decomposição de um campo linearmente polarizado, oscilante, em duas componentes de campo circularmente polarizadas, girando inversamente uma em relação a outra.

Onde estes campos são expressos da forma:

$$\begin{aligned} B_D &= B_1(i \cos \Omega t + j \sin \Omega t) \\ B_E &= B_1(i \cos \Omega t - j \sin \Omega t) \end{aligned} \quad [18]$$

Nota-se que o que difere os dois campos é o sentido da precessão, $+\Omega$ ou $-\Omega$. Como uma componente irá girar no mesmo sentido dos momentos magnéticos e a outra no sentido oposto, esta última pode ser desconsiderada sem perdas para o entendimento desta interação.

Mantendo o campo como $B_I = B_D$, podemos agora expressar a equação do movimento de um spin, considerando o efeito deste campo em conjunto com o campo estático B_0 :

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \mathbf{M} \times \gamma [\mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_I(t)]. \quad [19]$$

E para facilitar a investigação do movimento da magnetização é necessário tornar B_I estático, acompanhando a precessão. Considerando um sistema de coordenadas girante, onde o eixo de rotação coincida com a direção de B_0 , mantendo-o estático, e para isso a frequência de rotação deve ser igual a frequência de Larmor, eliminando assim a dependência temporal de B_I , tornando-o estático, como na Fig. I.5(a). De forma que a Eq. [19] pode ser reescrita:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \mathbf{M} \times \gamma (\mathbf{k}' B_0 + \mathbf{i}' B_1) - \mathbf{M} \times \boldsymbol{\Omega}. \quad [20]$$

Onde B_I é considerado como sendo aplicado no eixo-x.

E que na condição de ressonância $\Omega = \gamma k B_0$, onde o sistema estaria numa situação em que $\gamma B_0 - \Omega \cong 0$, e pode ser declarado que:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \mathbf{M} \times \gamma \left[\left(B_0 - \frac{\Omega}{\gamma} \right) \mathbf{k}' + B_1 \mathbf{i}' \right] = \mathbf{M} \times \gamma \mathbf{B}_{ef}, \quad [21]$$

onde $\mathbf{B}_{ef} = \left(B_0 - \frac{\Omega}{\gamma} \right) \mathbf{k}' + B_1 \mathbf{i}'$.

Isto pode ser entendido que, no sistema girante de coordenadas, a magnetização percebe a ação de um campo magnético estático B_{ef} , precessionando num cone de ângulo fixo em relação a direção deste campo efetivo, com uma frequência angular de γB_{ef} .

Fig. 1.5 : Sistema girante de coordenadas. Neste sistema os momentos magnéticos parecerão estáticos, já que o novo sistema gira na mesma frequência dos momentos (a); e com a aplicação de um novo campo, B_1 , no eixo- x' , os momentos precessionarão ao redor deste eixo, na mesma frequência angular deste campo aplicado (γB_1) (b).

Da Eq. [21], sendo satisfeita a condição de ressonância, o campo efetivo será $B_{ef} = B_1 i'$, e os momentos magnéticos precessionarão ao redor do campo B_1 com uma frequência de γB_1 , como na Fig. 1.5(b). E o ângulo com relação a B_1 será determinado por:

$$\theta = \gamma \int_0^{t_p} B_1(t) dt, \quad [22a]$$

onde t_p é o tempo em que o pulso de RF é aplicado. Considerando que B_1 permaneça constante durante este tempo, a Eq. [22a] pode ser reescrita da forma:

$$\theta = \gamma B_1 t_p. \quad [22b]$$

Assim fica determinado que, com o ajuste da amplitude de B_1 e do tempo de aplicação deste, t_p , pode-se especificar o ângulo de excitação desejado. Por exemplo, um pulso de $\theta = \pi/2$ gira os momentos magnéticos de 90° de z' para y' , levando a magnetização para o plano transversal, enquanto que um pulso $\theta = \pi$ gira de 180° os momentos, de z' para $-z'$, deixando a magnetização invertida, como pode ser visualizado na Fig. 1.6.

Fig. I.6 : Aqui é possível visualizar como a magnetização resultante, M , evolui no tempo durante a aplicação de um campo magnético estático B_0 e um campo de RF, B_1 , no sistema de laboratório (esquerda) e no sistema girante de coordenadas (direita) para : um pulso de 15° (a), um pulso de 90° (b) e um pulso de 180° (c).

I.3 O sinal de RMN

Após a aplicação do pulso de RF , os momentos magnéticos dos núcleos excitados presentes na amostra dão uma “resposta” a esta perturbação, ou seja, o sinal de NMR que podemos captar. Existe um contratepo muito importante que deve ser considerado, a inhomogeneidade do campo estático aplicado B_0 .

Supondo um pulso de RF de 90° neste campo estático B_0 . Ele tem a propriedade de girar toda a magnetização, se for intenso o suficiente, paralela ao campo B_0 para o plano transversal a este. Devido as inhomogeneidades de campo esses vetores magnetização começarão a experimentar diferentes campos em pontos diferentes, e iniciarão a precessão em sua frequência de Larmor característica. Algumas componentes da magnetização precessionarão mais velozes que outras, resultando em diferentes contribuições para a magnetização total, devido a defasagem gerada pela inhomogeneidade do campo, como está mostrado na Fig. I.7(c).

Fig. I.7 : O conjunto de bobinas de excitação e recepção do sinal envolvem a amostra (a), gerando a f.e.m. que é captada na forma de um *FID* (*Free Induction Decay*) (b), devido ao processo de precessão acompanhado da relaxação (c), retornando a magnetização a sua condição de equilíbrio.

Cada pequeno volume da amostra que experimenta um campo homogêneo aplicado é chamado de isocromata, pois todos os momentos magnéticos contidos ali estão girando numa mesma frequência. Sendo a magnetização total resultante da contribuição destas várias isocromatas.

Após a aplicação do pulso de RF , a magnetização tende a retornar para a sua condição de equilíbrio, paralela ao campo estático B_0 , e nesta volta é captado um sinal característico chamado “*Free Induction Decay*” (FID).

I.4 A equação de Bloch

Uma descrição fenomenológica da dependência no tempo da magnetização nuclear $\mathbf{M}(t)$, na presença de um campo magnético aplicado $\mathbf{B}(t)$, é representada pela *equação de Bloch*:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma \mathbf{M} \times \mathbf{B} - \frac{(M_x \mathbf{i} + M_y \mathbf{j})}{T_2} - \frac{(M_z - M_0) \mathbf{k}}{T_1}. \quad [23]$$

Esta magnetização nuclear $\mathbf{M}(t)$ induzida na amostra é a soma de toda a magnetização experimentada pelos núcleos, como podemos lembrar da Eq. [17].

O sistema de coordenadas está aqui representado no eixo de referência de *laboratório*. Onde, por convenção, o campo magnético estático está na direção- z , chamada de *direção longitudinal*, sendo as direções- x e y definidas como *direções transversais*. Um estudo mais profundo das equações de Bloch é encontrado no artigo de Hinshaw³ e no trabalho de Bonagamba⁴.

I.5 Relaxação

Após um pulso de 90° ($\pi/2$), por exemplo, a magnetização de equilíbrio $M_0 \mathbf{k}$ sofre dois importantes processos enquanto retorna a posição de equilíbrio: a relaxação da componente transversal $\mathbf{M}_T = M_x \mathbf{i} + M_y \mathbf{j}$, chamada *relaxação transversal* ou T_2 , e a relaxação da componente longitudinal $\mathbf{M}_L = M_z \mathbf{k}$, chamada *relaxação longitudinal* ou T_1 .

A constante T_1 , também chamada de *tempo de relaxação “spin-rede”*, é quem governa a evolução de $\mathbf{M}_L$ de volta ao valor de equilíbrio M_0 . O processo físico envolvido nesta relaxação é a dissipação de energia do conjunto de núcleos, o “*sistema de spins*”, no meio atômico e molecular do núcleo, a “*rede*”.

A constante T_2 , também chamada de *tempo de relaxação "spin-spin"*, é quem governa a evolução de M_T , levando de volta ao seu valor de equilíbrio zero. Os processos físicos que ocorrem neste caso são devidos ao acoplamento magnético entre os núcleos vizinhos, além daqueles que ocorrem na relaxação longitudinal. A **Fig. I.8** é bem ilustrativa na representação dessas relaxações ao mostrar como se comportam os momentos magnéticos após serem excitados, passo a passo, até voltarem a condição de equilíbrio.

Fig. I.8 : Os processos de relaxação longitudinal e transversal, após serem excitados por um pulso $\pi/2$, até voltarem a sua condição de equilíbrio.

O assunto de *NMR* está muito bem discutido em vários livros e trabalhos publicados. Para os interessados no assunto que desejarem iniciar sua formação nesta área, algumas publicações servem como introdução ao assunto^{5,6}. Já os que buscam os procedimentos mais rigorosos e desejam se aprofundar na literatura, as publicações de Slichter⁷ e Abragam⁸ são básicos nos fundamentos de *NMR* e as de Morris⁹ e Mansfield¹⁰ mais voltados para a

aplicação em imagens por *NMR* (*MRI*). Para a parte de instrumentação em *NMR* a publicação de Fukushima¹¹ é uma excelente introdução. Algumas outras referências sobre diversas aplicações^{4,12-20} das técnicas de *NMR* também estão relacionadas para mostrar a multidisciplinaridade e importância da ressonância magnética nuclear como área de estudo.

Cap. II - Imagens por Ressonância Magnética Nuclear

Este capítulo completa, juntamente com o anterior, a parte básica necessária para o entendimento da obtenção e geração de imagens por ressonância magnética.

II.1 A codificação da posição por gradientes de campo magnético

Como já foi visto anteriormente na equação de Larmor, o núcleo possui uma dependência direta entre a sua frequência de precessão e o campo magnético. Caso o campo magnético aplicado na amostra varie de uma posição para a outra, obteremos também uma variação local da frequência de precessão, que é a chave para se fazer a codificação espacial dos núcleos nas imagens por *NMR*, como representado pela expressão:

$$\omega(\mathbf{r}, t) = \gamma(B_0 + \mathbf{G} \cdot \mathbf{r}). \quad [24]$$

Assim, superpondo ao campo estático B_0 outros campos magnéticos, na mesma direção de B_0 , mas variando linearmente de uma posição para outra no espaço euclidiano, isto é, um gradiente de campo magnético. As amplitudes constantes destes gradientes de campo nas direções- x , $-y$ e $-z$ são dadas por:

$$G_x = \frac{\partial B_z}{\partial x} ; G_y = \frac{\partial B_z}{\partial y} \text{ e } G_z = \frac{\partial B_z}{\partial z} \quad [25]$$

Fazendo com que o campo resultante tenha a dependência desejada:

$$B(\mathbf{r}) = B_0 + \mathbf{G} \cdot \mathbf{r} \quad [26]$$

Toda a discussão sobre os desenhos e geometrias mais utilizados na geração desses gradientes será mais aprofundada no **Cap. III**. Mas adiantando, os perfis de campo desejados nas três direções estão ilustrados na **Fig. II.1**.

Fig. II.1 : Perfis dos campos de gradientes: G_x (a), G_y (b) e G_z (c).

II.2 Seleção de planos tomográficos

A aquisição de imagens de um objeto podem ser realizadas por diversas técnicas, mas há sempre alguns inconvenientes que fazem com que seja escolhido uma delas em relação as outras. No caso das técnicas de volume (formulação tridimensional) a grande quantidade de dados e o longo tempo das aquisições desfavorecem o seu uso em alguns casos. Com a utilização de técnicas de excitação seletiva (formulação bidimensional) o tempo das aquisições é reduzido.

O métodos de excitação seletiva consistem no alargamento da linha de absorção dos spins nucleares devido ao gradiente de campo magnético e na aplicação em conjunto de um pulso de RF de largura espectral mais estreita que a largura de linha de absorção, dividindo assim o objeto em fatias. Nos casos não seletivos a largura espectral do pulso de RF é mais larga que a linha de absorção.

Um exemplo é o de três tubinhos localizados ao longo do eixo- z mostrado na Fig. II.2, onde cada um deles está relacionado a uma frequência característica de acordo com a sua posição, mostrando os casos seletivo e não seletivo.

Fig. II.2 : Experiência dos três tubinhos: excitação seletiva. Os tubos possuem diferentes quantidades de água e estão posicionados ao longo de uma coordenada (a). Cada um dos tubos respondem a excitação com *FIDs* distintos, podendo ser observadas duas coisas: a diferença da amplitude do sinal, evidenciando a densidade de núcleos, e a diferença de frequência, que distingue as diferentes posições dos tubos (b). A representação da densidade de spins de acordo com a posição (c). Os espectros de frequência de um pulso seletivo a direita e um não seletivo a esquerda (d) onde se observa como a amostra respondeu as duas excitações (e).

Com a aplicação de um pulso de RF modulado em amplitude, apenas os spins cuja frequência de precessão esteja contida neste espectro serão excitados. As imperfeições que ocorrem no perfil de excitação estão relacionadas a efeitos de não linearidade dos spins e a escolhas de funções de truncamento inadequadas na modulação do pulso de RF , podendo ser toleradas mas limitam a excitação de múltiplos planos perfeitamente contíguos.

Uma função muito usada na modulação de RF é a *sinc* truncada, mostrada na **Fig. II.3**, onde a forma do perfil de excitação é relacionado a *Transformada de Fourier* (TF) desta função. A largura do plano selecionado é definido pela largura a meia altura do perfil de excitação.

Fig. II.3 : O pulso seletivo tipo sinc truncado (a), e seu espectro de frequências, centrado na frequência de ressonância ω_0 (b).

A espessura do plano selecionado da imagem é expressa por:

$$\Delta z = \frac{\Delta \omega_p}{\gamma G_z}, \quad [27]$$

onde $\Delta \omega_p$ é a largura da banda de excitação de pulso de RF e Δz é a largura do plano excitado, mostrando que esta depende tanto da intensidade do gradiente, como da largura da banda do pulso de RF .

Como o tempo t_p do pulso de excitação de RF é longo, os spins começam a se espalhar na presença do gradiente de seleção antes de alcançarem o plano transversal, havendo um acúmulo de fase proporcional a metade da área da forma de onda do pulso de gradiente e com isso perda de sinal. Isto pode ser corrigido com a aplicação de um segundo gradiente, invertido e com metade da área do primeiro, chamado de gradiente de refocalização, que deve ser aplicado logo após o pulso de excitação, como visto na **Fig. II.4**.

Fig. II.4 : A defasagem dos spins durante o pulso de RF é compensada com o gradiente de refocalização. A área do gradiente de refocalização deve ser a metade da área do gradiente de seleção.

Uma discussão mais aprofundada é encontrada no trabalho de Bonagamba⁴, onde são discutidos outras formas de pulsos seletivos, tratando dos efeitos de truncamento dos pulsos de RF e da influência da não linearidade dos spins através das equações de Bloch.

II.3 Codificação de freqüência: imagem unidimensional

Como foi observado no exemplo da **Fig. II.2**, os três tubinhos tem relacionados a cada posição em que se encontram uma freqüência característica, a de precessão dos spins contidos em cada um deles. Da mesma maneira podemos tratar um objeto finito colocado ao longo de um gradiente chamado de gradiente de leitura, como na **Fig. II.5**.

Fig. II.5 : A variação espacial do gradiente de campo magnético permite que seja feita a codificação unidimensional do objeto.

Considerando a sua magnetização de equilíbrio M_0 no eixo- z na presença de um gradiente G_x x , ao ser aplicado um pulso de $\pi/2$, esta é deslocada para o plano- $x'y'$ transversal, onde os spins de um elemento de volume dx localizado em x possuirão uma magnetização dada por:

$$dm = M_0 e^{i\omega t} e^{-t/T_2} dx. \quad [28]$$

Onde o sinal resultante desse elemento de volume, usando a Eq. [24], será:

$$M(t) \propto \int_x M_0(x) e^{i\gamma(B_0 + G_x x)t} e^{-t/T_2} dx. \quad [29]$$

Considerando a Eq. [29] no sistema de coordenadas girante e M_0 nulo fora da amostra, podendo assim descartar o termo $e^{i\gamma B_0 t}$ e estender os limites de $-\infty$ a $+\infty$, esta pode ser reescrita da forma:

$$M_G(t) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} M_0(x) e^{i\gamma G_x x t} e^{-t/T_2} dx. \quad [30]$$

Considerando T_2 constante podemos retirar da integral o termo que o contém e como estamos interessados na dependência espacial da magnetização, define-se uma nova variável $k(t) = \gamma G t$, que expressa o espaço do domínio das frequências espaciais, e neste caso a Eq. [30] torna-se:

$$M_G(t) \Rightarrow S(k(t)) \propto e^{-k(t)/\gamma G T_2} \int_{-\infty}^{+\infty} M_0(x) e^{ik(t)x} dx. \quad [31]$$

Desprezando os fatores de proporcionalidade, a Eq. [31] pode ser escrita como o produto de duas funções:

$$W(k(t)) = e^{-\frac{k(t)}{\gamma G T_2}} ; G(k(t)) = \int_{-\infty}^{+\infty} M_0(x) e^{ik(t)x} dx. \quad [32]$$

Onde $G(k)$ é a *TF* inversa de $M_0(x)$, que é onde está contida a informação desejada. Mas o sinal adquirido é $S(k)$ e para recuperar a informação da magnetização transversal deve-se fazer a *TF* da Eq. [31] em relação a variável k :

$$\mathfrak{I}\{S(k)\} = \mathfrak{I}\{W(k) \cdot G(k)\} = \mathfrak{I}\{W(k)\} \otimes \mathfrak{I}\{G(k)\}. \quad [33]$$

Definindo $P(x) = \mathfrak{I}\{W(k)\}$ e sabendo que $M_0(x) = \mathfrak{I}\{G(k)\}$, a expressão para a transformada de $S(k)$ é dada por:

$$\mathfrak{I}\{S(k)\} = P(x) \otimes M_0(x). \quad [34]$$

Onde a *TF* do sinal é a convolução entre as funções $P(x)$ e $M_0(x)$, onde $M_0(x)$ representa a imagem da distribuição das magnetizações ao longo da amostra. E a *TF* de

$W(k)$, $P(x)$, é denominada “*Point Spread Function*”(PSF) e causa uma indeterminação no perfil da imagem, devido ao termo e^{-t/T_2} na Eq. [31]. Como a TF de uma função exponencial resulta numa função do tipo lorentziana, a PSF é expressa por:

$$P(x) \propto \frac{1}{1 - (\gamma G T_2)^2 x^2} ; \Delta x = \frac{1}{\gamma G T_2}, \quad [35]$$

onde Δx é definida como a largura de linha média.

O tamanho mínimo dos pontos da imagem (*pixels*) é dado por Δx . Este limita a resolução dos perfis da imagem e com isso a perfeição com que o objeto será representado. Por causa das propriedades da TF, há uma relação entre o tamanho do *pixel*, ou da distância entre eles, na imagem resultante, δx , e a máxima frequência espacial contida no sinal amostrado, k_{max} , representada por $\delta x = 1/k_{max}$.

Numa aquisição de imagens onde o valor máximo de k , k_{max} , é determinado pelo tempo máximo de observação, t_{max} , sob a aplicação de um gradiente G como mostra a expressão:

$$\delta x = \frac{1}{k_{max}} \Rightarrow \delta x = \frac{1}{\gamma G t_{max}}, \quad [36]$$

devendo satisfazer a condição:

$$\delta x \gg \Delta x \Rightarrow \frac{1}{\gamma G t_{max}} \gg \frac{1}{\gamma G T_2} \Rightarrow t_{max} \ll T_2 \quad [37]$$

onde dois *pixels* serão distinguíveis, como mostrado na Fig. II.6, apenas se a separação entre eles, δx , for maior que o seu comprimento, Δx , e para minimizar a influência da PSF é necessário que o tempo de aquisição da imagem, t_{max} , seja menor que o tempo de relaxação transversal, T_2 , que é chamada de *condição de boa resolução*.

Fig. II.6 : A “*Point Spread Function*”, que determina a resolução da imagem.

Satisfeitas estas condições, a *PSF*, quando comparada a $M_0(x)$, se aproxima de uma função delta, e assim podemos considerar:

$$\begin{aligned} P(x) &\Rightarrow \delta(x) \\ M_0(x) &\Rightarrow \mathfrak{T}\{S(k)\}' \end{aligned} \quad [38]$$

onde a imagem da magnetização pode ser considerada a *TF* do sinal $S(k)$:

$$M_G(t) \Rightarrow S(k(t)) \cong \int_{-\infty}^{+\infty} M_0(x) e^{ik(t)x} dx. \quad [39]$$

A seguir será feito um breve comentário sobre a amostragem e resolução.

No intervalo de tempo entre duas amostragens é δt (“*dwell time*”) o número de pontos a ser amostrado é:

$$N_t = \frac{t_{máx}}{\delta t}. \quad [40]$$

A parte da amostra, *FOV* (“*field of view*”) — campo de visão, e δx , a resolução máxima permitida, a quantidade de pontos necessária para representar todo o *FOV* é:

$$N_x = \frac{FOV}{\delta x}. \quad [41]$$

Sendo a condição $N_x = N_t = N$, para que o *FOV* seja representado durante $t_{máx}$

$$FOV = N \cdot \delta x = \frac{1}{\gamma G \delta t}. \quad [42]$$

Onde podemos observar que o *FOV* é inversamente proporcional ao “*dwell time*” e a amplitude do gradiente, implicando que uma limitação na amplitude do gradiente, geralmente uma característica da fonte de gradientes, também é uma limitação no *FOV*.

II.4 Eco de spins

O que foi observado até agora no caso unidimensional foi o sinal de *FID* dos spins, mas com a aplicação de um gradiente de preparação (G_{prep}) seguido de um pulso de inversão, observa-se o sinal chamado de eco de spins, cuja sequência de aquisição está mostrada na **Fig. II.7**.

Fig. II.7 : Obtenção do sinal de um eco.

Após a aplicação de um pulso de excitação, a magnetização é conduzida ao eixo- y' , seguido da aplicação do gradiente de preparação, espalhando os momentos magnéticos no plano transversal. Com um pulso de π , os spins são invertidos em torno do eixo- x' sendo refocalizados na direção- $(-y')$ durante a aplicação de um gradiente de leitura, tornando a se espalhar novamente no plano transversal. O sinal obtido desta sequência descrita acima, que está ilustrada na **Fig. II.8**, tem a forma de um sinal simétrico, contendo a mesma informação do *FID*.

Fig. II.8 : Formação de um eco: após ser aplicado um pulso de 90° (a), os spins se espalham no plano transversal (b), em seguida é aplicado um pulso de inversão (180°) (c), refocalizando os spins no lado oposto (d), e novamente os spins se espalham, em sentido contrário (e).

Há uma outra maneira de se gerar um eco, onde ao invés de se aplicar um pulso de inversão, aplica-se apenas um gradiente de leitura invertido, como mostrado na Fig. II.9.

Fig. II.9 : Eco gerado por inversão do gradiente de leitura.

Aqui os spins são espalhados precessionando com velocidades diferentes durante o gradiente de preparação. Logo após um gradiente de leitura invertido é aplicado invertendo o sentido de precessão de cada spin, refocalizando todos os spins na direção inicial, como mostrado na Fig. II.10.

Fig. II.10 : Formação de um eco com gradientes invertidos: é aplicado um pulso de 90° (a), os spins se espalham no plano transversal (b), em seguida é aplicado o gradiente inverso, que reverte o sentido de precessão (c), refocalizando os spins (d), que novamente espalham no plano transversal (e).

Neste último caso somente os gradientes podem ser invertidos e não as inhomogeneidades do campo estático aplicado, não havendo a refocalização da defasagem dos spins, devido a inhomogeneidade de campo. Métodos que se utilizam desta técnica são

altamente sensíveis a inomogeneidade do campo estático aplicado, provocando sérios artefatos nas imagens obtidas.

II.5 Codificação de fase: imagem em mais de uma dimensão

Através da excitação seletiva, um plano tomográfico bem definido de uma região de interesse é obtido, onde é aplicado uma codificação das frequências em uma direção, resultando em uma imagem unidimensional do plano. Assim, para obtermos uma imagem bidimensional é necessário que seja feita mais uma codificação espacial numa outra direção, com a aplicação de outro gradiente, o gradiente de codificação de fase.

A codificação nesta outra dimensão é obtida adicionando uma informação de fase ao sinal antes de codificá-lo em frequência. Seja a direção- y deste gradiente de fase, após a aplicação por um tempo t_y , a fase acumulada pelos spins é dada pela expressão:

$$\Phi(y) = \gamma (B_0 + G_y \cdot y) t_y. \quad [43]$$

O tratamento para mais de uma dimensão é parecido com o que foi discutido na Seq. II.3, e será descrito a seguir.

Aplicando um gradiente $G(t)$, o campo magnético e a frequência associada numa posição r da amostra num instante t serão:

$$B(r, t) = B_0 + r \cdot G(t) \quad ; \quad \omega(r, t) = \omega_0 + \gamma r \cdot G(t). \quad [44]$$

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

$$\Phi(r, t) = \int_0^\tau \omega(r, t) dt = \omega_0 \tau + \gamma r \cdot \int_0^\tau G(t) dt. \quad [45]$$

Redefinindo $k(\tau)$ para:

$$k(\tau) = \gamma \int_0^\tau G(t) dt, \quad [46]$$

no sistema de coordenadas girante a expressão para a fase acumulada é dada por:

$$\Phi(r, t) = r \cdot k(\tau). \quad [47]$$

Considerando agora todos os passos que foram feitos da Eq. [29] a Eq. [39], a expressão para este sinal será da forma:

$$S(k(t)) = \int_V M_0(r) e^{ik(t) \cdot r} dV, \quad [48]$$

onde $S(k)$ e $M_0(r)$ estão relacionados por uma *TF*. Se $S(k)$ for conhecida para pontos discretos do espaço- k , então $M(r)$ também poderá ser conhecida no espaço direto, através de uma inversa da *TF rápida discreta (FFT)*²¹. Mas para que isso ocorra, é necessário que o domínio de $S(k)$ seja varrido uniformemente e que as amostragem de $S(k)$ sejam registradas num reticulado no espaço- k , com pontos igualmente espaçados.

Uma descrição dos eventos que ocorrem durante uma sequência de aquisição no espaço- k é mostrada na **Fig. II.11**, onde o método escolhido é a *Transformada de Fourier Direta Bidimensional do Eco de Spin (SE-2DDFT)*, cujos passos serão descritos abaixo.

Fig. II.11 : A sequência de pulsos utilizada na aquisição de sinais da fatia de um objeto para que seja feita a sua imagem (a), mostrando a trajetória da magnetização dos spins no espaço- k (b). Abaixo são mostradas as três etapas da aquisição: com o pulso seletivo de RF e a aplicação do gradiente G_z (c), o gradiente de codificação de fase G_y (d) e o gradiente de codificação de frequência G_x (e).

Seja um plano do objeto que se queira fazer a imagem, o pulso seletivo de *RF* excitará somente esta região. Seguindo os passos:

A) O pulso de $\pi/2$ leva a magnetização da fatia selecionada para o plano transversal, onde os spins estarão em máxima coerência de fase, o que equivale a origem no espaço- k , como ilustrado na Fig. 11(b) .

B) Em seguida ao pulso de RF são aplicados os gradientes de codificação de frequência, G_x e de codificação de fase, G_y , fazendo com que a magnetização evolua sob a presença deles, percorrendo a trajetória $\overline{OA}$ no espaço- k , mostrada na Fig. 11(b), determinando qual linha será amostrada.

$$k_x = \gamma G_x \tau \quad ; \quad k_y = \gamma G_y \tau, \quad [49]$$

acumulando uma fase durante este período dada por:

$$\mathbf{r} \cdot \mathbf{k}_A = \gamma G_y \tau + \gamma G_x \tau. \quad [50]$$

C) Em seguida, um pulso de π inverte as componentes da magnetização, o que equivale a percorrer a trajetória $\overline{AB}$ no espaço- k .

$$k_x = -\gamma G_x \tau \quad ; \quad k_y = -\gamma G_y \tau. \quad [51]$$

Após o pulso de π , a fase acumulada é dada por:

$$\mathbf{r} \cdot \mathbf{k}_B = -\gamma G_y \tau - \gamma G_x \tau. \quad [52]$$

Nesse instante, a magnetização possui uma fase acumulada na direção- $(-x)$ e $(-y)$, que depende da amplitude dos gradientes G_x e G_y e da duração τ . Essa fase acumulada representa a fase inicial para a codificação de fase.

D) Em $t = t_B$, sob a presença do gradiente de leitura, G_x , é feita simultaneamente a aquisição do sinal. Durante esta evolução, somente k_x dependerá do tempo, visto que não há gradiente aplicado na direção- y .

$$k_x(t) = -\gamma G_x \tau + \gamma G_x(t - \tau) \quad ; \quad k_y = -\gamma G_y \tau. \quad [53]$$

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

$$\Phi = -\gamma G_y \tau - \gamma G_x \tau + \gamma G_x(t - \tau). \quad [54]$$

O sinal de RMN resultante é:

$$S(t) = \int_{x,y} M_T(x, y) e^{i[-\gamma G_y \tau - \gamma G_x \tau + \gamma G_x(t - \tau)]} dx dy. \quad [55]$$

Observa-se que o sinal de eco de spins tem um máximo em $t=2\tau$, onde estará com uma fase acumulada de $\gamma G_y \tau$.

Deslocando a origem do tempo para o centro do eco, de modo que $t_x = t - 2\tau$, a fase acumulada escrita na Eq. [54] será dada por:

$$\Phi = -\gamma G_y \tau + \gamma G_x t_x \quad -t_x < t < t_x \quad [56]$$

Na aquisição deste eco é varrida uma linha do *espaço-k*, a trajetória $\overline{BC}$ mostrada na Fig. 11(b). Entretanto, a posição desta linha no eixo k_y é definida pela fase acumulada $\gamma G_y \tau$, assim, se G_y variar outras linhas serão lidas, como mostrado na trajetória $\overline{0A'B'C'}$ da Fig. 11(b). Variando G_y em passos regulares num intervalo $[-G_{ymáx}, G_{ymáx}]$, no *espaço-k*, obtém-se o sinal bidimensional da região amostrada, como está representado na expressão:

$$S(k_x, k_y) = \iint M(x, y) e^{i\gamma G_x t_x - i\gamma G_y \tau} dx dy = \iint M(x, y) e^{ixk_x - iyk_y} dx dy \quad [57]$$

Fazendo a inversa da *TF* da Eq. [57] obtém-se a distribuição bidimensional da magnetização, $M(x, y)$, como está mostrado na Fig. II.12. Um detalhamento mais rigoroso de todo esse modelo apresentado nas últimas secções pode ser encontrado no trabalho de Tannús¹³, onde é tratada a resolução e a influência do ruído no sinal, além de discussões sobre diversas técnicas de aquisição e reconstrução de imagens. Na seção seguinte serão tratadas as seqüências de importância para este trabalho.

Fig. II.12 : Considerando o exemplo dos três tubinhos apresentados na Fig. II.2, a imagem bidimensional deles, codificado em frequência (direção x) e fase(direção y) , sem gradiente de seleção: matriz de dados adquiridos no tempo (a), a matriz depois da *Transformada de Fourier* na direção da codificação de frequência (b) e a matriz depois das duas transformadas (c) e a imagem em tons de cinza (negativo) (d).

II.6 Seqüências convencionais de imagens bidimensionais

Como foi observado na **Seç. II.5**, a obtenção de imagens é cercada de vários eventos que possuem uma ordem bem estabelecida e dependente do tempo, ou seja, são as chamadas “seqüências” que determinam como serão chaveados os pulsos de *RF*, como serão aplicados os gradientes e quais deles, etc...

Uma seqüência muito usada é a chamada *Spin Echo (SE)*, que consiste de uma excitação seletiva seguida da codificação em fase e em frequência. O diagrama desta seqüência está mostrado na **Fig. II.13**. Os tempos característicos desta seqüência são: o tempo entre a excitação e o pico do eco de spins, chamado de *tempo ao eco (TE)*, e o tempo entre duas excitações consecutivas, chamado de *tempo de repetição (TR)*.

Fig. II.13 : Seqüência de pulsos da técnica de "Spin Echo" (SE).

A seqüência usada no *método de diferença de fase*, que será tratado no **Cap. IV**, conhecida como *Gradient Recalled Echo²² (GRE)*, é caracterizada pela utilização de um gradiente invertido ao invés de utilizar o gradiente de preparação, o pulso de inversão e o gradiente de leitura. Essa seqüência é muito sensível a inomogeneidade de campo, pois não refocaliza os spins no centro do eco que sentem eventuais inomogeneidades. Neste trabalho as inomogeneidades provocadas pelos campos das bobinas construídas foram utilizadas na

medida de seus campos de gradiente. O diagrama desta sequência está mostrado na Fig. II.14.

Fig. II.14 : Sequência da técnica de "Gradient Recalled Echo" (GRE).

Uma técnica de aquisição rápida, que será possível trabalharmos após a construção do sistema de bobinas de gradientes com chaveamentos rápidos, é a *Echo Planar Imaging (EPI)* apresentada por Mansfield^{23,24}, onde, após realizada a seleção de planos e a geração do eco, é aplicado um gradiente G_x contínuo ao mesmo tempo em que um gradiente G_y que é chaveado rapidamente de $-G_y \leftrightarrow +G_y$. Isso causa o aparecimento de um trem de ecos de spin, onde os sinais, que são obtidos de forma contínua, fazem um caminho em zigue-zague no espaço- k , durante a aquisição. O diagrama desta sequência está mostrado na Fig. II.15.

Fig. II.15 : Sequência da técnica de *Echo Planar Imaging* (EPI).

II.7 Contraste em MRI: efeitos de T_1 e T_2

As imagens por *NMR* além de mapear as densidades de determinados núcleos atômicos numa amostra também possui outros fatores que fazem com que estes sejam diferenciados sob determinadas circunstâncias, de acordo com alterações na sua estrutura química no momento da imagem. Isto deve-se ao fato de que diferentes estruturas possuem uma distinção significativa dos valores dos tempo de relaxação T_1 e T_2 , e no caso de patologias, nos tecidos do corpo humano e de animais estes valores são longamente modificados. Isso provoca grandes contrastes na imagem, bem visíveis quando comparados um tecido normal com outro que sofre de alguma patologia. Essa diferença no contraste depende da sequência que é utilizada e dos tempos utilizados nos parâmetros (TE e TR). Nas explicações desses processos⁵ que seguem logo abaixo foi utilizada a sequência *SE*.

O contraste por T_1 é obtido da forma: se os spins nas duas regiões da minha amostra possuem tempos de T_1 diferenciados, $T_{1A} > T_{1B}$, e utilizo um *tempo de repetição* muito longo ($TR > T_{1A}$ e T_{1B}), a magnetização de ambas regiões terão tempo de recuperar e voltar a sua posição de equilíbrio, e parecerão iguais a cada aquisição, não apresentando contraste na imagem. Mas se reduzirmos o TR , de maneira que este seja mais curto que T_{1A} mas que continue longo em relação a T_{1B} ($T_{1A} > TR > T_{1B}$), obteremos um grande sinal da magnetização na região **B** e muito pouco na região **A**, isto porque a *magnetização longitudinal* M_L não

teve tempo de recuperar o seu valor de equilíbrio e por isso a redução no brilho na imagem da região A.

O contraste por T_2 é bem parecido: novamente considero as duas regiões anteriores da amostra, com tempos de T_2 diferenciados, $T_{2A} > T_{2B}$, e utilizo um tempo TR longo o suficiente para que ambos recuperem M_L totalmente entre cada excitação. Se utilizo um tempo ao eco mais curto que ambos (T_{1A} e $T_{1B} > TE$), as contribuições das duas regiões será o mesmo porque a magnetização transversal M_T teve pouco tempo para decair. Mas se ajustarmos TE tal que seja mais curto que T_{2B} e mais longo que T_{2A} ($T_{2A} > TE > T_{2B}$), então o sinal da M_T da região B já terá decaído e enquanto o sinal da região A ainda prevalece, reduzindo o brilho da região B. Os dois exemplos estão ilustrados na Fig. II.16.

No contraste por densidade, procura-se minimizar os efeitos de T_1 e T_2 na amplitude do sinal, que é alcançado fazendo o tempo de repetição longo e o tempo ao eco curto. Um estudo detalhado sobre o contraste em *MRI* pode ser encontrado no trabalho de Foerster¹⁴, onde são tratadas algumas seqüências rápidas de aquisição.

(a) Contraste por T_1

(b) Contraste por T_2

Fig. II.16 : Os processos de relaxação de duas amostras, através dos quais são obtidas as diferenças nos contrastes por: T_1 (a) e T_2 (b).

Cap. III - Gradientes de Campo Magnético: Um Breve Histórico

Neste capítulo será feita uma exposição dos diversos *designs* de bobinas de gradientes que são, ou já foram, utilizadas em *MRI*. Serão discutidas quais as principais características que cada modelo apresenta de inovador na geração de gradientes de campo magnético. O intuito é de se fazer uma revisão bibliográfica, acompanhando os avanços nesse assunto.

III.1 Primeiras aplicações

Antes da sua utilização na obtenção de imagens, gradientes de campo magnético eram usados de várias outras maneiras nas aplicações em *NMR*. Eram usados: no estudo de resposta dinâmica de estruturas simples de vidros e líquidos, investigado por Gabillard²⁵⁻²⁷; nas medidas de difusão molecular em fluidos pelo método de *spin echo*, desenvolvido por Hahn²⁸; para obter informação estrutural através de difração espectral por *NMR* de cristais e sistemas biofísicos, proposto por Mansfield e Grannell²⁹, só para citar alguns dos principais exemplos.

Mas para se obter uma imagem é necessário, pelo menos, uma projeção bidimensional da densidade nuclear. Obtendo um conjunto de dados coplanares deste objeto, podemos fatiá-lo e ter uma representação tri-dimensional, como foi mostrado no **Cap. II**.

Partindo desta proposta, a primeira idéia de se obter imagens por *NMR* foi apresentada por Damadian^{30,31} no início dos anos 70, mas quem primeiro realizou uma imagem bidimensional por *NMR* foi Lauterbur³², em 1973. Ele aplicou um gradiente de campo ao longo de diferentes direções ao redor de um eixo onde se encontrava o objeto em estudo, adquirindo diferentes projeções uni-dimensionais, que foram combinadas por computador, resultando numa imagem bidimensional deste objeto. Lembrando que este método é muito parecido com o procedimento de *projeção-reconstrução* utilizado no

mapeamento por tomografia computacional (raio X), cujos pioneiros foram Hounsfield³³ e Cormack³⁴⁻³⁶. Esta técnica aplicada a *MRI* também está discutido na tese de Tannús¹³. O método de projeção-reconstrução está ilustrado na Fig. III.1.

No início, não havia uma necessidade tão grande para serem realizadas imagens com tempos muito curtos devido ao longo tempo em que se levava para serem adquiridas as imagens por *NMR*, por isso muito pouco foi desenvolvido nesse sentido. A necessidade de chaveamentos rápidos veio com o aperfeiçoamento da parte de *hardware* e a partir daí voltaram-se as atenções para os gradientes de campo magnético utilizados em *MRI*.

Fig. III.1 : Após ser definida a fatia através de uma excitação seletiva, um segundo gradiente é aplicado numa direção qualquer no plano-*xy* que contém a fatia, onde o sinal de *RMN* será o espectro de frequências que representa a densidade dos núcleos excitados nessa direção. Deste modo, aplicando novos gradientes em outras direções no plano-*xy* (outros ângulos), são obtidas novas projeções da densidade de núcleo. A reconstrução da imagem é feita pela *TF* deste sinal. Este é o método de projeção-reconstrução.

O primeiro, e maior, problema residia na pobre linearidade dos gradientes, mesmo alcançando intensidades nada desprezíveis. Mas além de tentar alcançar uma melhor linearidade, algumas outras implementações devem ser aliadas a esta, para se obter um sistema de gradientes compatível à aquisições rápidas de imagens. As principais características que um sistema otimizado deve possuir são:

- tempo de chaveamento curto (ou seja, baixa indutância e resistência compatível);

- linearidade (com variação menor que 5% na região de interesse) de gradientes em volumes cada vez maiores;
- alta eficiência do gradiente de campo magnético, definida como a razão entre o gradiente gerado e a corrente fornecida;
- interação mínima com as partes metálicas vizinhas (que resultam em correntes induzidas — “*eddy currents*”);
- baixa dissipação da potência aplicada por efeito Joule nos fios.

Alguns destes termos são conflitantes entre si e dependem de como será utilizado o sistema, de modo que a otimização de uma característica que seja mais importante para o projeto seja empregada em detrimento de outra, que não prejudicará tanto os trabalhos durante a aquisição de imagens quanto a que foi otimizada. Um exemplo é quando necessitamos realizar imagens em volumes maiores, onde o gradiente de campo deve ser linear, e temos que aumentar as dimensões das bobinas (o raio ou o comprimento) ou aumentar o número de espiras, ocorrendo isso haverá um aumento da energia magnética armazenada, que tem por consequência o aumento da indutância, impedindo assim chaveamentos rápidos, ou um aumento na dissipação de potência.

Será mostrado a seguir algumas propostas encontradas na literatura para *designs* de sistemas de gradientes de campo magnético.

III.2 Gradientes de campo magnético utilizados em MRI

O arranjo mais comum de um sistema de bobinas de gradientes consiste de enrolamentos em três tubos cilíndricos com eixos coaxiais na direção-z, que geram gradientes de campo magnético ortogonais entre si. O campo principal B_0 usualmente tem a direção-z, com os gradientes sendo coaxiais a B_0 , chamada de “*geometria axial*”. A “*geometria transversal*”, na qual o campo principal B_0 é transversal aos gradientes, é também utilizada, mas não é tão comum^{37,38}.

Os gradientes gerados são $G_x = \partial B_z / \partial x$, $G_y = \partial B_z / \partial y$ e $G_z = \partial B_z / \partial z$, variando em amplitude ao deslocar ao longo dos eixos-x, -y e -z, respectivamente. G_x e G_y são chamados de gradientes transversais, **Fig. III.2(a)** e **III.2(b)**, enquanto que G_z é chamado de gradiente longitudinal, **Fig. III.2(c)**.

Fig. III.2 : Diagrama esquemático dos campos de gradiente magnético nas direções: $-x$ (a), $-y$ (b), $-z$ (c); e as bobinas que são utilizadas para gerá-los: G_x (d), G_y (e) e G_z (f), respectivamente.

Estes gradientes habilitam um sistema de *MRI* a realizar seleções de fatias de um objeto desejado e a formação de imagens destas fatias, permitindo realizar mudanças nas orientações das imagens (sagittais, coronais e transversais), mostradas na **Fig. III.3**.

Fig. III.3 : Tipos de corte: transversal (a), sagital (b) e coronal (c).

III.3 Bobinas com enrolamentos *discretos* e *distribuídos*

Os *designs* para estas bobinas de gradientes podem ser atualmente subdivididos entre bobinas com enrolamentos *discretos* e *distribuídos*. Bobinas com enrolamentos *discretos*, mesmo com a vantagem de serem mais fáceis de serem construídas, são mais difíceis de serem alcançadas otimizações que melhorem o seu desempenho, enquanto que as de enrolamentos *distribuídos* permitem um maior controle das variáveis envolvidas nestas otimizações.

Primeiramente, é de grande importância que seja apresentada a equação fundamental utilizada no *design* das bobinas de gradiente, que é a *Lei de Biot-Savart*, que relaciona o campo magnético $d\mathbf{B}$ em um ponto no espaço ao elemento de corrente $I d\mathbf{l}$ fluindo em um elemento de linha $d\mathbf{l}$ a uma distância $\mathbf{r}$ deste ponto

$$d\mathbf{B} = \frac{\mu_0 I d\mathbf{l} \times \mathbf{r}}{4\pi r^3}. \quad [58]$$

onde μ_0 é a permeabilidade magnética do espaço livre.

III.3.1 Bobinas com enrolamentos *discretos*

O principal recurso utilizado neste tipo de configuração é a remoção de termos de ordem indesejada da expansão de Taylor do campo magnético. Este “truque” no manejo das posições dos arcos de fios por onde circulam as correntes foi bem estabelecido por Garret^{39,40} em seus artigos. Consiste em fazer com que termos de ordem cada vez maiores sejam anulados, alcançando assim campos desejados. Isto é feito a partir do campo gerado por arcos de fios numa posição no interior das bobinas, usando a expansão em harmônicos esféricos

$$\mathbf{B} = - \nabla \psi, \quad [59]$$

onde

$$\psi(r, \theta, \phi) = \sum_{n,m} (r/a)^n P_{n,m}(\theta) [A_m^n \cos(m\phi) + B_m^n \sin(m\phi)] \quad [60]$$

para pontos no interior de uma esfera de raio a . $P_{n,m}(\theta)$ é o Polinômio Associado de Legendre de grau n e ordem m . Os coeficientes A e B dependem das posições dos arcos numa superfície esférica, mas no caso das bobinas em forma cilíndrica, utiliza-se arcos circulares na direção azimutal.

Um caso com campos independentes da direção azimutal é discutido no trabalho de Roméo e Hoult⁴¹, no qual um número p de bobinas formando arcos circulares completos,

com posições determinadas por ângulos polares $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \dots, \alpha_p$, com distâncias ρ_q da origem, como mostrado na Fig. III.4. O campo total num ponto P_z no eixo-z é descrito pela expressão

$$H_z(z,0,0) = \sum_{q=1}^p \frac{I_q}{2\rho_q} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{z}{\rho_q} \right)^n (n+1) \left[P_n(\cos \alpha_q) - \cos \alpha_q P_{n+1}(\cos \alpha_q) \right], \quad [61]$$

onde I_q é a corrente que percorre a q -ésima bobina. Neste trabalho é tratada toda a filosofia dos “*building blocks*”, onde, através de uma combinação de arcos, são analisados perfis de campo em termos dos harmônicos esféricos. Uma contribuição utilizando essa mesma idéia dos “*building blocks*” foi também apresentada por Suits e Wilken⁴², onde eles otimizam este modelo, buscando uma melhor posição para os fios de modo a alcançar uma melhor distribuição das correntes (bobinas de 24 e 11 mm de raio e variando a secção reta dos fios).

Fig. III.4 : As variáveis envolvidas na determinação do campo magnético, no ponto P_z , devido ao q -ésimo arco condutor nas bobinas do tipo “*building blocks*”.

Mas um arranjo mais simples para a geração de gradientes de campo magnético é, sem dúvida, o *par de Maxwell*⁴³, que produz um gradiente G_z que está mostrado na Fig. III.2(f). Este consiste de um par de bobinas circulares de raio a , parecido com o *par de Helmholtz* mas com correntes percorrendo direções opostas, que geram um campo nulo no plano central. Essa geometria anti-simétrica, com relação ao plano central ($z=0$), é que faz com que termos pares (inclusive o de ordem zero), da expansão dos harmônicos esféricos do campo se anulem, restando o termo de primeira ordem desejado — o gradiente. Os termos ímpares de ordem superior são minimizados através de escolhas das dimensões e

separações, onde este par de bobinas atinge a melhor linearidade de gradiente quando separadas de $a\sqrt{3}$ — que anula o termo de terceira ordem.

Já os gradientes G_x e G_y são mais complicados pois não preservam a simetria axial. Ao tratar dos gradientes transversais será sempre discutido o arranjo do gradiente G_x , já que o gradiente G_y é idêntico, apenas estando rotacionado de 90° em relação ao G_x .

Outras formas de bobinas de gradiente, transversais e longitudinais, são as de fios retos⁴⁴⁻⁴⁸ (“*straight wires*”). Um desenho com quatro fios dispostos perpendicularmente ao campo magnético principal B_0 (direção- z), possuindo simetria cilíndrica ao redor do eixo- x , cuja configuração pode ser derivada da expressão para um fio⁴⁵

$$B_z(y, z) = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} \operatorname{Re} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{\xi}{r}\right)^n e^{-i(n+1)\phi}, \quad [62]$$

onde $re^{i\phi} = a + ib$, a e b são as coordenadas (z, y) de um fio infinito conduzindo uma corrente I na direção- x , e $\xi = y + iz$, onde a , b , r e ϕ e os sentidos das correntes são definidos na Fig. III.5(a). Esta expansão em séries converge rapidamente, permitindo assim o cálculo de combinações de fios onde termos de ordens mais altas são cancelados, como foi discutido anteriormente. Para os quatro fios, de acordo com a figura, é obtido a expressão

$$B_z(y, z) = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} \operatorname{Re} \left\{ 4 \left[\left(\frac{\xi}{r}\right) e^{2i\phi} + \left(\frac{\xi}{r}\right)^5 e^{6i\phi} + \left(\frac{\xi}{r}\right)^9 e^{10i\phi} + \dots \right] \right\}. \quad [63]$$

Onde o primeiro termo representa um gradiente linear. O próximo termo de ordem maior é o de quinta ordem, que pode ser desprezado. O termo de gradiente linear ($n = 1$) pode ser escrito

$$B_z = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} 4 \left(\frac{y}{r} \cos 2\phi + \frac{z}{r} \sin 2\phi \right). \quad [64]$$

Sendo o gradiente paralelo a B_0 , $\partial B_z / \partial z$ obtido quando $\phi = 45^\circ$ e o gradiente perpendicular a B_0 , $\partial B_z / \partial y$ obtido quando $\phi = 0^\circ$.

Vários outros *designs* são encontrados na literatura. Alguns são apresentados na Fig. III.5, neles são discutidos variações em ϕ , nos sentidos das correntes e também qual o melhor caminho de retorno para os fios, numa tentativa de otimização dos modelos^{45,48,49}.

Fig. III.5 : Alguns exemplos de gradiente de arranjos do tipo "straight wire".

Um outro arranjo de gradientes transversais bastante conhecido na literatura, e ainda muito utilizado, são os do tipo dupla sela ("double-saddle coil"), popularmente chamado de bobinas de Golay^{50,51}, dispostas em um cilindro com oito arcos circulares de 120° , como está mostrado na **Fig. III.6**. Mas os parâmetros necessários para a sua melhor linearidade (a distância do caminho de retorno deve estar a $2.57a$ do centro, onde a é o raio), a torna muito extensa, aumentando assim a sua indutância, o que impede chaveamentos rápidos.

Fig. III.6 : Bobina de gradiente dupla sela (Golay), com os parâmetros para a sua melhor linearidade de gradiente.

III.3.2 Bobinas com enrolamentos *distribuídos*

Neste caso continua-se buscando configurações que removam termos de ordem indesejada, mas o objetivo está na melhor distribuição dos fios da bobina de gradiente, propondo que ao invés de concentrar a densidade de corrente em uma única posição esta deve ser espalhada (por sobre alguma estrutura de *design* que encerre o volume de interesse). Esta distribuição de corrente deve gerar o gradiente de campo magnético necessário para realizar imagens com chaveamentos com tempos mais curtos, como veremos no **Cap. IV**.

A busca por uma melhor eficiência neste tipo de arranjo e uma maior linearidade do gradiente de campo são alcançadas, isto porque, como já dito, a distribuição dos fios faz com que a densidade de corrente fique menos concentrada.

As otimizações são realizadas através de aproximações para os melhores caminhos em que a corrente deve ser conduzida. Há vários métodos na literatura que buscam alcançar com êxito as melhores configurações, entre eles estão incluídos as aproximações de “*campo alvo*” (*target field*), métodos de “*enrijecimento*”, ou “*compactação*”, *simulado* (*simulated annealing*), métodos de função “*caminho*”, ou “*leito*”, da corrente (*stream-function*), e técnicas que utilizam inversão matricial.

O trabalho que será descrito nesta dissertação utilizou-se dos três primeiros métodos para o arranjo de bobinas de gradiente que foi construído — o “*target field*”, a “*stream function*” e o “*simulated annealing*” — resultado de uma técnica híbrida de elementos destes métodos. Os métodos serão discutidos com mais profundidade no capítulo seguinte.

O princípio dessas otimizações, realizadas pelos métodos, consistem de que dada uma densidade de corrente, distribuída na superfície definida pela bobina (no caso deste trabalho é cilíndrica), convertê-la no melhor caminho discretizado para os fios por onde a corrente aplicada deve percorrer.

III.3.2.1 Outros métodos encontrados na literatura

Os métodos de inversão matricial estão muito relacionados aos métodos de elementos finitos, que são bastante utilizados nos cálculos de distribuições de campos magnéticos e muito discutidos na literatura ⁵²⁻⁵⁹. Fatores que pesam contra são o tempo gasto na computação dos cálculos e a pouca percepção física ao se trabalhar com estes

métodos quando observada a dependência do campo com a configuração da bobina. Alguns exemplos mais relevantes serão apresentados.

Foi sugerido por Hoult⁵² em 1977 que campos bem uniformes poderiam ser alcançados, através de configurações otimizadas de um solenóide, partindo de uma matriz que relacionasse o campo axial $H_z(z_m)$ a um ponto z_m no eixo, devido a corrente I_n percorrendo uma espira, numa posição z_n , de um solenóide de raio a . Como mostra a expressão:

$$H_z(z_m) = \sum_{n=1}^N A_{mn} I_n \quad [65]$$

onde

$$A_{mn} = \frac{\mu_0 a^2}{2[(z_m - z_n)^2 + a^2]^{3/2}} \quad [66]$$

Assim, se a matriz representada na Eq. [65] puder ser invertida, esta resultará num conjunto de valores para a corrente em N posições, devendo ser ajustados aos números de voltas apropriados. O que acontece na prática é que podem haver grandes variações de corrente de uma volta pra outra, sendo isto um grande problema.

Compton⁵³ aprimorou este método acrescentando uma relação de erro, predeterminado, que comparava o valor do gradiente que estava sendo calculado com um valor desejado, minimizando o quadrado da diferença entre os dois. Para obter maior precisão na distribuição das correntes, a superfície cilíndrica da bobina foi dividida em 2048 elementos de área, igualmente espaçados. A expressão usada para minimizar o campo é dada por:

$$E_m = H_{zm}^0 - H_{zm} = H_{zm}^0 - \sum_{n=1}^N A_{mn} I_n \quad [67]$$

onde H_{zm}^0 é o campo desejado e E_m é a relação de erro que deve ser minimizado ($\sum_{k=1}^{vol} E_m^2$). Mesmo com bons resultados alcançados neste modelo, ainda não se tinha controle sobre a indutância e a potência dissipada, limitando-o.

Um método que faz uso da minimização de potência foi proposto por Schweikert *et al.*⁵⁴, onde é utilizado o formalismo dos multiplicadores de Lagrange para realizar a minimização, alcançando ótimos valores de linearidade e chaveamentos rápidos de campo.

Outro método bem parecido com o de Compton, é o chamado “*conjugate gradient descent*” proposto por Wong *et al.* ⁵⁵, nele a *função de erro* e a indutância são minimizados, alcançando ótimos valores de eficiência e indutância, e a computação dos cálculos é mais rápida.

Um caso que utiliza também de métodos computacionais é o desenvolvido por Fisher *et al.* ⁵⁶⁻⁵⁸, no cálculo de um conjunto de bobinas, curtas, de gradiente, dedicadas a *MRI* de cabeça. É apresentado o “*algoritmo genético*”, que otimiza o *design* buscando as melhores soluções para uma *função de erro*, que dá o melhor posicionamento das espiras que conduzem a corrente que gera o campo. Os autores afirmam ter conseguido linearidades e intensidades bem melhores que um par de Maxwell para o gradiente longitudinal e no caso transversal apenas um pequeno prejuízo na linearidade, podendo ser utilizadas em *EPI*.

Vários trabalhos continuam sendo apresentados, como o de Shi e Ludwig⁶⁰ para citar apenas um de vários, numa tentativa de combinar técnicas de otimização e o método de elementos finitos, com os avanços em termos de velocidade nos cálculos computacionais esses métodos continuam sendo uma poderosa ferramenta. Os métodos apresentados nessa seção não foram tratados com todo o rigor matemático e nem era a intenção, já que os métodos de interesse para este trabalho serão apresentados no próximo capítulo de maneira mais aprofundada.

III.3.2.2 Bobinas de gradiente blindadas

As blindagens nas bobinas de gradientes são necessárias pois reduzem consideravelmente as correntes induzidas — conhecidas na literatura como “*eddy currents*” — em estruturas condutoras internas do magneto. Isto causa a degradação da homogeneidade dos gradientes de campo, temporalmente e espacialmente. Alguns ajustes, tais como a compensação nas formas de onda pelos amplificadores de gradientes ou pelas bobinas de *shimming*⁶¹, são propostos, sem resolver o problema por completo (sendo o mais sério a incapacitação de chaveamentos rápidos, que provocam difusão na imagem). Assim, para a resolução deste problema, a blindagem tem-se mostrado um recurso muito eficaz.

Um modo de blindagem pode ser feito utilizando uma chapa metálica, de alumínio, envolvendo a estrutura, de maneira que o campo magnético seja zero na parte externa. Para que isso dê resultado o critério $\delta / d \ll 1$ deve ser estabelecido, onde a dependência do campo refletido será idêntica a do campo aplicado ($\delta \equiv$ profundidade de penetração, “*skin*”

depth", e $d \equiv$ espessura da parede da chapa da blindagem). Por exemplo, para um chaveamento utilizado em *EPI*, com uma frequência fundamental de 1 kHz, a parede da chapa de alumínio deve ter 10 mm de espessura. Essa blindagem é chamada de blindagem passiva⁶² ("*passive shielding*").

Mas um método proposto por Mansfield *et al.*⁶³⁻⁶⁷ consegue um melhor resultado na blindagem dos campos magnéticos nas regiões indesejáveis. São estruturas compostas de duas bobinas de raios diferentes, uma gerando o campo principal — interna — e a outra um campo de blindagem — externa. A bobina de blindagem produz um campo contrário ao da principal, que cancela os gradientes de campo magnético na sua região externa. Essa blindagem é chamada de blindagem ativa ("*active shielding*") e muito empregada em diversos trabalhos⁶⁸⁻⁷¹.

Preferivelmente a blindagem ativa pode ser construída através da relação entre as correntes encontradas pelo método de *target field*⁷², onde podemos induzir uma corrente numa distribuição de fios, pré-determinada, cancelando os campos de gradiente além de um raio especificado. Assim impede-se que campos induzam correntes nas estruturas condutoras internas do magneto. Uma recomendação importante é que este arranjo de bobinas, de gradiente e de blindagem, esteja em série, assegurando assim que a corrente esteja em fase em cada uma delas. Esse assunto será tratado com mais profundidade no **Cap. IV**.

Uma variedade enorme de desenhos e aplicações dessas técnicas são encontradas na literatura: trabalhos com bobinas biplanares^{58,73,74}, onde podemos citar em especial os de Tomasi *et al.*^{1,2} com as bobinas biplanares blindadas, cujos métodos foram utilizados por nós numa geometria cilíndrica^{75,76}.

Cap. IV - Bobinas de Gradiente Ativamente Blindadas: Métodos de Construção das Bobinas e Análise do Gradiente de Campo Magnético Gerado

IV.1 Métodos de construção

Bobinas com enrolamento distribuído originam conjuntos mais eficientes, os quais fornecem gradientes lineares mais uniformes sobre um dado volume, maiores que os alcançados em enrolamentos comuns. As indutâncias e resistências em tais bobinas são em geral baixas, favorecendo chaveamentos rápidos dos pulsos de gradientes, devido a melhor distribuição da densidade de corrente nos condutores. Um grande número de opções para o problema de otimizar as posições para os múltiplos enrolamentos de tais bobinas são encontrados na literatura. Entre estes incluem os métodos, que foram utilizadas neste trabalho, da “*stream function*”, a aproximação de “*campo alvo*” (*target field*) e a otimização por “*simulated annealing*”.

IV.1.1 O método da “*stream function*”

A *stream function* é a função que, quando diferenciada em ϕ ou z , dá as densidades de corrente nas direções axial e azimutal, como mostrado na Eq. [68]. Onde dizemos que a *stream function*, $I(\phi, z)$, é a integral da densidade de corrente e é através dela, de seu contorno, que são localizados as posições dos fios que conduzem a corrente.

A partir da “*stream function*” obtem-se uma distribuição da densidade de corrente, sendo esta relação dada por

$$j_{\phi}(\phi, z) = \frac{\partial}{\partial z} I(\phi, z) \quad , \quad j_z(\phi, z) = \frac{\partial}{\partial \phi} I(\phi, z) , \quad [68]$$

onde a componente radial, $I(\phi, z)$, é a *stream function* total.

Nas regiões de alta densidade de corrente as indutâncias são altas, reduzindo a capacidade de chaveamentos rápidos dos gradientes de campo magnético produzidos pelas bobinas. Este método foi apresentado na construção das bobinas, por Schenck *et al*^{77,78}, onde é feita uma comparação das bobinas transversais convencionais (tipo dupla-sela) com as de enrolamento distribuído, mostrado na **Fig. IV.1**, mostrando que por este método as densidades de corrente apresentam uma dependência com as coordenadas angular e longitudinal, observando que no caso de uma de fios discretos a dependência era apenas longitudinal, como uma dupla-sela por exemplo, como está mostrado na **Fig. IV.1**.

Fig. IV.1 : A distribuição da densidade de corrente numa direção axial de uma bobina de gradiente dupla-sela (a) e as componentes j_ϕ e j_z de uma bobina de gradiente de fios distribuídos (b), na qual é utilizada a *stream function*.

Observando na figura que a densidade de corrente obedece a conservação de carga

$$\int_A^B j_\phi(z) dz + \int_C^D j_\phi(z) dz = - \int_B^C j_\phi(z) dz \quad [69]$$

Um exemplo bem simples de uma *stream function* é dada por^{52,78}

$$\begin{aligned} I(z, \phi) &= \frac{I_0 z}{d} \cos \phi, & (|z| < d) \\ &= \frac{I_0 (c - z)}{(c - d)} \cos \phi, & (d < |z| < c) \\ &= 0, & \text{fora destes intervalos.} \end{aligned} \quad [70]$$

como pode ser observado na **Fig. IV.2**.

Como as posições dos fios devem ser dadas pelos contornos dessa função, dividindo a corrente total, I_0 , pelo número de voltas, a posição para a n -ésima volta é dada por

$$\left(n + \frac{1}{2}\right) \frac{I_0}{N} = \frac{I_0 z}{d} \cos \phi \quad [71]$$

do qual obtemos

$$\phi = \cos^{-1} \left[\left(n + \frac{1}{2} \right) d / N z \right], \quad [72]$$

onde o fator $\frac{1}{2}$ é para indicar que o centro do fio está posicionado no centro da trilha, que indica uma aproximação para a densidade de corrente, podendo ser suprimido no caso em que as trilhas são removidas de uma chapa condutora.

Fig. IV.2 : A *stream function* $I(\phi, z)$, para $\phi = 0$, de uma bobina de gradiente transversal, sendo antissimétrica com relação a $z = 0$.

Este método resulta em gradientes muito eficientes, com 5% de desvio em volumes de raio $0.4a$ para bobina curtas, sendo a o raio da bobina, onde a pequena região de homogeneidade é devida ao método não utilizar nenhuma correção no fim da função.

IV.1.2 O método de “*target field*”

Para a otimização do desenho de uma bobina, uma opção valiosa é o método de *target field*^{52,62,72}, o qual é caracterizado pela expansão em harmônicos cilíndricos⁷⁹ do campo magnético gerado pelas correntes circulando no cilindro. Para encontrar uma relação entre a corrente e o campo, a dependência é invertida, de modo a buscar uma densidade de corrente gerada por um campo de interesse B_0 , que circule na superfície de um cilindro. Esta aproximação melhora consideravelmente as bobinas de gradientes, aumentando o volume útil da região de interesse (“*region of interest*” — *ROI*), onde a linearidade do gradiente é uniforme, enquanto a bobina pode ter minimizada a sua indutância, pela necessidade de chaveamentos rápidos.

Dada uma distribuição de corrente superficial $j(\phi, z)$, percorrendo uma casca cilíndrica, com componentes j_ϕ e j_z , circulando na superfície de um cilindro de raio a , a componente axial do campo magnético pode ser escrita como uma série de Fourier-Bessel:

$$B_z(r, \phi, z) = -\frac{\mu_0 a}{2\pi} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dk e^{im\phi} e^{ikz} |k| j_\phi^m(k) K_m'(|k|a) I_m(|k|r), \quad [73]$$

para $r < a$, onde

$$j_\phi^m(k) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\pi}^{\pi} j_\phi(\phi, z) e^{-im\phi} e^{-ikz} d\phi dz, \quad [74]$$

onde K_m e I_m são as funções de Bessel modificadas⁸⁰, onde o apóstrofo indica uma derivada. As quantidades de interesse neste método são expressas como função de $j_\phi^m(k)$, que é pela qual se chega no desenho das bobinas de gradientes.

Se agora B_z é especificado como campo alvo num cilindro de raio $c < a$, este pode ser expresso no espaço recíproco, através da TF da Eq. [73] e igualá-la com a Eq. [74], obtendo

$$j_\phi^m(k) = -\left(\frac{1}{\mu_0 a}\right) \left[\frac{B_z^m(c, k)}{|k| K_m'(|k|a) I_m(|k|c)} \right], \quad [75]$$

de onde

$$B_z^m(c, k) = \omega^m(c, k) j_\phi^m(k) \quad [76]$$

definindo

$$\omega^m(c, k) = (-\mu_0 a) |k| K_m'(|k|a) I_m(|k|c) \quad [77]$$

e

$$B_z^m(c, k) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\pi}^{\pi} B_z(c, \phi, z) e^{-im\phi} e^{-ikz} d\phi dz. \quad [78]$$

Considerando $B_z^m(c, k)$ como se fosse uma versão apodizada de $j_\phi^m(k)$, e $\omega^m(c, k)$ agindo como uma função de apodização, nos seguintes limites os valores serão

$$\begin{aligned} \omega^m(c, k \rightarrow \infty) &\sim e^{-ik(a-c)}, \\ \omega^m(c, k = 0) &= \frac{\mu_0 c}{4\pi a}. \end{aligned} \quad [79]$$

Como $B_z^m(c, k)$, $j_\phi^m(k)$ e $\omega^m(c, k)$ se relacionam como um produto no espaço recíproco, podemos facilmente relacioná-los a uma convolução da forma⁸¹

$$B_z(c, \phi, z) = \Omega(c, z) \otimes j_\phi(\phi, z), \quad [80]$$

onde $\Omega(c, z)$ é a *TF inversa* de $\omega^m(c, k)$, e tem a forma aproximada a de uma Lorentziana com o comprimento, da metade de seu máximo, proporcional a $(a - c)$, o que pode ser entendido como se o campo magnético tivesse a mesma forma da densidade de corrente azimutal mas “desfocada”, na direção- z , por uma função do tipo Lorentziana que expande a medida que o raio c do cilindro do campo alvo se distancia do raio a do cilindro por onde passa a corrente.

Para obter o desenho da bobina de gradiente, o campo alvo deve ser especificado da forma

$$B_z(c, \phi, z) = g(z) f(c, \phi), \quad [81]$$

onde $g(z)$ é a modulação do campo ao longo da direção- z e $f(c, \phi)$ representa a variação radial e azimutal do campo alvo B_z .

Deste modo, através da equação da continuidade da densidade de corrente, como $\nabla \cdot \mathbf{j} = 0$ no cilindro, temos

$$j_z^m(k) = \left(\frac{m}{ka} \right) j_\phi^m(k). \quad [82]$$

e obtendo a *TF inversa* de $j_\phi^m(k)$ e $j_z^m(k)$, a densidade de corrente superficial no cilindro requerida para gerar $B_z(c, \phi, z)$ é agora completamente especificada.

Com o mesmo método de *target field* foi desenvolvido uma blindagem para este sistema⁶². As blindagens das bobinas de gradientes são necessárias pois reduzem consideravelmente as correntes induzidas — conhecidas na literatura como “*eddy currents*” — em estruturas condutoras internas do magneto, como foi apresentado na **Sec. III.4**. Isto causa a degradação dos campos de gradiente, temporalmente e espacialmente.

As equações que foram apresentadas anteriormente, **Eq.’s [73]-[82]**, são modificadas com a inclusão dos termos de densidades de corrente da bobina de blindagem, $J_\phi^m(k)$ e $J_z^m(k)$, que são relacionadas com as densidades de corrente da bobina de gradiente principal, onde esta relação é derivada da condição de que a componente radial do campo magnético é zero na superfície da blindagem e da equação de continuidade $\nabla \cdot (\mathbf{j} + \mathbf{J}) = 0$.

Como podemos observar, incluindo o termo do campo magnético da blindagem na **Eq. [73]**, o campo magnético total será

$$B_z(r, \phi, z) = -\frac{\mu_0 a}{2\pi} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dk e^{im\phi} e^{ikz} |k| j_{\phi}^m(k) K_m'(|k|a) I_m(|k|r) + \frac{\mu_0 b}{2\pi} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dk e^{im\phi} e^{ikz} |k| J_{\phi}^m(k) K_m'(|k|b) I_m(|k|r) , \quad [83]$$

onde $J_{\phi}^m(k)$ é a *TF* da densidade de corrente na blindagem $J_{\phi}(\phi, z)$.

As densidades de corrente, da principal e da blindagem, devem anular o campo magnético a partir do raio b , onde a relação para que isso ocorra é dada por

$$J_{\phi}^m(k) = -\frac{a I_m'(|k|a)}{b I_m'(|k|b)} j_{\phi}^m(k) , \quad [84]$$

onde a Eq. [75] terá a forma

$$j_{\phi}^m(k) = -\left(\frac{1}{\mu_0 b}\right) \left[\frac{B_z^m(c, k)}{|k| \left[K_m'(|k|b) - \frac{I_m'(|k|b)}{I_m'(|k|a)} K_m'(|k|a) \right] I_m(|k|c)} \right] , \quad [85]$$

estando de acordo com o método de “*target field*”. Todo este método pode ser estendido a outras geometrias, tais como as planares, cujos cálculos foram introduzidos no trabalho de Yoda⁷³.

A minimização da indutância apresentada por Turner⁸² no método de *target field* é considerada nos cálculos, através da expressão

$$L = -\frac{\mu_0 a^2}{I^2} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dk |j_{\phi}^m(k)|^2 \left(1 - \frac{I_m'(ka) K_m'(kb)}{I_m'(kb) K_m'(ka)} \right) I_m'(ka) K_m'(ka) , \quad [86]$$

onde K_m e I_m são as funções de Bessel modificadas⁸⁰ de ordem m , onde o apóstrofo indica uma derivada.

Vários outros trabalhos^{59,81,83-88} encontrados na literatura inserem em seus métodos otimizações, tanto de minimização de indutância como de minimização da dissipação de potência, para as mais variadas geometrias, buscando adequar o sistema as necessidades de cada projeto.

IV.1.3 Otimização pelo método de “*simulated annealing*”

O algoritmo deste método foi pela primeira vez descrito por Metropolis *et al.*⁸⁹, com a intenção de simular o comportamento de um sistema de muitos-corpos, através das interações entre as moléculas em equilíbrio térmico a uma temperatura finita, levando em consideração a probabilidade $P \sim e^{-(\Delta E / kT)}$, para otimizar o seu problema de mecânica estatística. Mas a sua indicação para a otimização dos mais variados problemas foi apresentada por Kirkpatrick *et al.*⁹⁰, ao simular o lento resfriamento (“*annealing*”) de um metal até um estado, estável, de mínima energia, na intenção de encontrar o mínimo de uma função dependente de alguns parâmetros.

O que este método realiza na construção de bobinas de gradiente^{2,91} é otimizar a distribuição da densidade de corrente através de uma *função erro* (E), passo a passo, de acordo com um conjunto de propriedades da bobina. No processo de minimização o método trata como uma probabilidade o processo de “*resfriamento*” do sistema através da queda de temperatura (T) e de uma diferença de energia (*função erro*), onde um passo de energia negativa é sempre aceito enquanto um passo de energia positiva irá depender da probabilidade

$$P \sim \exp\left(\frac{-|\Delta E|}{k_B T}\right), \quad [87]$$

onde k_B é a constante de Boltzmann. O processo é repetido até o mínimo global da *função erro* ser encontrada.

Os *fatores de peso* na otimização dos *designs* podem ajustar algumas propriedades, tais como a uniformidade, eficiência, indutância, etc...como mostra a expressão abaixo

$$E = \alpha \sum_i^N (\langle G \rangle - G_i)^2 + \frac{\beta}{\langle G \rangle} + \gamma L + \dots, \quad [88]$$

onde α , β e γ são os *fatores de peso* arbitrários para a uniformidade, eficiência e indutância, respectivamente. N é o número de pontos da *ROI*, onde o campo de gradiente é calculado, L é a indutância da bobina, $\langle G \rangle$ é o valor médio do gradiente na *ROI* e G_i é o gradiente num outro *i-ésimo* ponto da *ROI*.

A vantagem do método de “*simulated annealing*” (*SA*) é a capacidade de localizar o mínimo global de uma *função erro do gradiente* específica e a habilidade de tratar várias geometrias ao distribuir os caminhos da corrente no espaço real, tendo como problema o fato de que o tempo para computar todos os dados é muito grande.

Vários trabalhos na construção de bobinas de gradientes utilizando o método de *SA* são encontrados na literatura⁹²⁻⁹⁵, em particular os trabalhos de Crozier *et al.*^{91,96-99} e de Tomasi *et al.*²

IV.1.4 O método de *Fast Simulated Annealing (FSA)*

Neste trabalho foram incorporados no algoritmo de *SA* os cálculos analíticos da Lei de Biot-Savart¹⁰⁰ para os campos e alguns elementos de cada método descrito nas seções anteriores. Do método de *target field* a condição de blindagem foi incorporada nos cálculos da *FSA*. Foram incorporadas as otimizações na *stream function* nos desenhos das bobinas de gradiente, que são necessárias para compensar os problemas relacionados com o comprimento finito das bobinas, ao simular cilindros de comprimentos infinitos, aplicando formas de *stream functions* que otimizem a distribuição da densidade de corrente na região próxima ao fim das bobinas. Todas essas otimizações resultam em cálculos com tempos de computação bastante reduzido, sendo denominada por *Fast Simulated Annealing (FSA)*, por Tomasi².

As otimizações nos cálculos devido ao método de *FSA* aumentam a homogeneidade dos gradientes na área de interesse, ao acrescentar a forma da *stream function* uma função de correção de forma polinomial e exponencial no algoritmo (que foi a utilizada neste trabalho), resolvendo assim o problema de construção de bobinas curtas.

A *FSA* é dita como sendo um método híbrido, composto de elementos dos métodos de *target field* e de *stream function*, com passos otimizados pelos cálculos de uma *SA* padrão, realizando-os em um tempo significativamente menor.

IV.2 Método de análise do campo magnético

São encontrados na literatura vários trabalhos¹⁰¹⁻¹⁰⁴ que tratam das medidas de campos magnéticos — seja do campo estático principal, das bobinas de shimming ou de gradiente — mapeando a sua distribuição, onde essa informação é de extrema importância para imagens e espectroscopia por ressonância magnética. Neste trabalho o interesse está na uniformidade dos gradientes de campo magnético gerado pelas bobinas ativamente blindadas, onde o método utilizado para essas medidas foi o de referência de fase^{105,106}.

IV.2.1 Medida do gradiente de campo: o método de referência de fase

Na sequência “*spin echo*” (SE) o espalhamento da fase devido as inhomogeneidades do campo magnético é anulado no tempo ao eco pelo pulso de inversão, mas nos experimentos de “*gradient recalled echo*” (GRE) os spins são apenas parcialmente refocados no tempo ao eco pelo gradiente de leitura reverso. Ocorre que os spins a uma distância r precessionam no sistema girante com uma frequência de *offset* extra, dependente da componente- z do desvio do campo magnético B_0 naquela posição, $\delta B(r)$. Portanto, no tempo ao eco t_0 , os spins acumulam uma fase

$$\phi(r) = \gamma \delta B(r) t_0, \quad [89]$$

onde γ é a razão giromagnética do próton. Para uma fatia no plano (x_i, x_j) , o sinal no espaço- k devido aos spins excitados na amostra pode ser expresso da forma

$$S_0(k_i, k_j) = \int m(\mathbf{r}) \exp\{i\phi(\mathbf{r})\} \exp\{i(k_i x_i + k_j x_j)\} d^3 r \quad [90]$$

onde k_i e k_j estão relacionados com os gradientes de decodificação de leitura e fase (G_i, G_j), respectivamente, por

$$k_i = \gamma \int_0^{t_0} G_i(\tau) d\tau. \quad [91]$$

Se um conjunto de fios condutores de corrente é introduzido na região de imagem, o campo $\Delta B_z(r)$ devido a essas correntes introduzirá um deslocamento de fase adicional $\psi(r) = \gamma \Delta B_z(r) t_0$. O sinal resultante dos spins na fatia excitada indicará a evolução da magnetização do desvio total do campo resultante, $\delta B(r) + \Delta B_z(r)$, dado por

$$S(k_i, k_j) = \int m(\mathbf{r}) \exp\{i[\phi(\mathbf{r}) + \psi(\mathbf{r})]\} \exp\{i(k_i x_i + k_j x_j)\} d^3 r. \quad [92]$$

Para obter um mapa do campo magnético $\Delta B_z(r)$ produzido pela corrente extra, devemos conhecer ψ . Isso pode ser realizado através de duas aquisições de imagens, usando um “*phantom*” uniforme, ao subtrair as imagens de fase, adquiridas com e sem a corrente elétrica aplicada nos fios, uma da outra.

Do processo de aquisição sabemos que a intensidade do *pixel* está associada a um dado elemento de volume, *voxel*, numa posição $\mathbf{r}$, correspondente a uma magnetização média nesse volume V , da forma

$$\mathbf{m} = \int m(\xi, \eta, \zeta) \exp\{i[\phi(\xi, \eta, \zeta) + \psi(\xi, \eta, \zeta)]\} d\xi d\eta d\zeta . \quad [93]$$

Com isso podemos obter informações de uma imagem usando o sinal $S_0(k_i, k_j)$ como uma referência de fase, que será subtraída de um sinal $S(k_i, k_j)$, resultando numa imagem de amplitude ΔS , reconstruída da diferença ($\Delta S(k_i, k_j) = S(k_i, k_j) - S_0(k_i, k_j)$), resultando

$$\Delta S(k_i, k_j) = \int m(\mathbf{r}) \{ \exp\{i[\phi(\mathbf{r}) + \psi(\mathbf{r})]\} - \exp\{i\phi(\mathbf{r})\} \} \exp\{i(k_i x_i + k_j x_j)\} d^3 r , \quad [94]$$

da qual é feita uma *TF* resultando na magnetização

$$m(x_i, x_j) \exp\{i\phi(x_i, x_j)\} (\exp\{i\psi(x_i, x_j)\} - 1) = \Delta m(x_i, x_j), \quad [95]$$

que pode ser entendida como a diferença entre dois vetores de magnetização transversais, onde as fases resultam da evolução na presença apenas da inhomogeneidade de B_0 e/ou do campo gerado pela corrente aplicada nos fios. A Fig. IV.3 mostra esta situação graficamente.

Fig. IV.3 : Representação vetorial do método de referência de fase.

O módulo da Eq. [27]

$$\Delta m(x_i, x_j) = m(x_i, x_j) |1 - \exp\{i\psi(x_i, x_j)\}|, \quad [96]$$

dá uma imagem na qual a intensidade é modulada por ψ que é proporcional a componente-z do campo magnético devido a corrente aplicada no fios.

Este processo remove os efeitos de inhomogeneidade do campo estático e resulta em uma boa relação sinal/ruído na imagem, mostrando os contornos de campo constante devido a distribuição da corrente elétrica.

Cap. V - Resultados: Teóricos e Experimentais

Neste capítulo serão apresentados os resultados obtidos em testes realizados com alguns protótipos, onde foram empregados os métodos discutidos anteriormente. Será apresentado um conjunto de bobinas de gradiente (transversais — x e y — e longitudinal — z) em que foi utilizado o método de *FSA*, mas não envolvendo os cálculos das blindagens, de dimensões bem reduzidas (*ROI* de 4 mm). Além disso, desenvolvemos uma bobina transversal blindada, que foi utilizada nos primeiros testes para realizar eventuais ajustes e confirmar a eficiência do método, bem como um sistema de bobinas de gradiente blindadas já nas características desejadas (*ROI* de 10 cm). Este sistema será utilizado em um magneto de 2.0 T de 30 cm de diâmetro. Serão apresentados os resultados teóricos previstos e seus respectivos resultados experimentais, comprovando a eficiência do método de *FSA*².

Todas as medidas de homogeneidade de gradiente de campo magnético foram realizadas utilizando-se do método de referência de fase^{105,106}, e para isso foi necessário a utilização de um magneto axial de corpo inteiro supercondutor de 0.5 T (ToRM 05), instalado na Santa Casa de São Carlos, num convênio com a USP, onde foi criado o Centro de Desenvolvimento de Ressonância Magnética do IFSC-USP, onde o aparelho é utilizado tanto para uso hospitalar como para pesquisa, Fig. V.1.

Fig. V.1 : O centro de pesquisa em ressonância, instalado na Santa Casa de São Carlos (esq.), onde foram realizadas as medidas de gradiente de campo no magneto de 0.5 T (ToRM05) (dir.).

V.1 Conjunto miniaturizado de bobinas de gradiente para experimentos de imagens 3D em ESR pulsado.

A idéia de se fazer um conjunto de gradientes de dimensões bem reduzidas surgiu da necessidade de se obter gradientes de campo magnético altíssimos para o estudo de imagens por *ressonância do spin eletrônico (ESR)*. Esta linha de pesquisa está em início de desenvolvimento em nossos laboratórios após a visita do Prof. N. Kaplan¹⁰⁷, que possui vasta experiência neste assunto. Devido a escolha apropriada das amostras, as quais possuem tempos de relaxação T_2 muito longos, da ordem de dezenas de microsegundos, e sinal de ressonância eletrônica bastante intenso, sendo estes dois fatores fundamentais para a obtenção de sinais de *FID* e/ou *SE* com relação sinal-ruído suficientemente alta. A técnica utilizada é denominada *PGSE-ESR* (“*pulsed-gradient spin-echo-electron spin resonance*”), que exige a aplicação de gradientes durante intervalos de tempos menores que T_2 , ou seja, em torno de dezenas de microsegundos. Com isso, para alcançar imagens com resolução da ordem de $10\ \mu\text{m}$ são necessários gradientes maiores que $50\ \text{G/cm}$, **Fig. V.2**.

Fig. V.2 : Magneto no qual será utilizado o sistema de gradientes para imagens de *ESR* (esq.) e ao lado o sistema de gradientes de campo magnético para aplicação em imagens por *PGSE-ESR* (dir.).

V.1.1 Características do sistema de gradientes

O sistema possui $6.0\ \text{cm}$ de comprimento, com 0.9cm de diâmetro interno, os enrolamentos foram feitos usando fios de cobre de diâmetro $\phi_F = 0.8\ \text{mm}$, utilizando tubos de lucite como base, onde foram feitos os caminhos dos fios obtidos pelo método de *FSA*, **Fig. V.2(dir.)**.

Devido as proporções do conjunto de gradientes e dos fios que foram utilizados, não seria possível alcançar uma grande eficiência de campo com um número reduzido de espiras, assim utilizamos um duplo enrolamento, ou seja, fizemos duas camadas de fios para cada um dos eixos de gradientes e assim alcançamos valores bem satisfatórios⁷⁶. As características elétricas do sistema estão mostradas na tabela abaixo, **Tab. V.1**.

Tab. V.1 : Características elétricas do conjunto miniaturizado

	N.º de espiras em cada camada (duas camadas)	R ($m\Omega$)	L (μH)	L / R (μs)	Eficiência ($G/cm/A$) medida	Eficiência ($G/cm/A$) calculada
G_x	6 (12)	155	7.2	46.5	15.66	12.45
G_y	10 (20)	250	12.3	49.2	13.34	13.45
G_z	17 (34)	346	33.3	96.2	12.82	12.78

Foi utilizado o método de referência de fase para serem feitas as medidas do campo de gradiente. Foram adquiridas duas imagens, a primeira passando uma corrente induzida ($I = 3.35\text{ mA}$) por uma pilha comum e a segunda com o circuito aberto, e a diferença dos dados das duas imagens nos dá as linhas de uniformidade de campo gerado, conforme discutido na **Seç. IV.2.1** do **Cap. IV**.

Essas imagens foram adquiridas num magneto de 0.5 T , utilizando a sequência *GRE*, onde foi usado como “phantom” uma solução aquosa de CuSO_4 , introduzida dentro da bobina, com os seguintes parâmetros: $TR = 300\text{ ms}$, $TE = 35\text{ ms}$, $FOV = 70\text{ mm}$ e espessura da fatia de 3 mm . As imagens estão mostradas na **Fig. V.3**. Os quadrados em azul destacados nas imagens representam uma área de $5 \times 5\text{ mm}^2$.

Fig. V.3 : Imagens obtidas pelo método de referência de fase, onde podem ser calculados o gradientes de campo magnético: G_x (a), G_y (b) e G_z (c). O quadrado em azul destacado na imagem representa uma área de $5 \times 5 \text{ mm}^2$.

As regiões de mínimos de intensidade nas imagens da **Fig. V.3**, os padrões de interferência, correspondem a fase extra, $\psi = 2n\pi$, a diferença do campo entre eles é de

$$\Delta B = \frac{2\pi}{\gamma TE} = 6.72 \text{ mG} , \quad [97]$$

para um $TE = 35 \text{ ms}$, sendo o gradiente de campo calculado da distância espacial entre os mínimos.

As baixas indutâncias desses sistema de gradiente permitirão chaveamentos rápidos.

V.2 Bobina de gradiente ativamente blindada transversal — primeiro protótipo

Com o intuito de verificar os cálculos realizados pelo método de *FSA*, foi contruída uma bobina transversal com dimensões próximas às que serão utilizadas em um magneto de 2.0 T . A intenção, como já dito, era confirmar a uniformidade do gradiente no seu centro e a blindagem do campo na parte externa, não se preocupando em buscar uma alta eficiência deste protótipo. Os cálculos teóricos descrevendo a homogeneidade do gradiente¹⁰⁰, numa região de variação de até 5 %, estão representados na **Fig. V.4**, com os contornos indicando a variação de uma região para a outra. Estes cálculos foram realizados a partir das informações sobre as dimensões das bobinas e do número de voltas do fio, utilizando a lei de Biot-Savart.

Fig. V.4 : Mapas da homogeneidade de gradiente nos três planos centrais. Os contornos representam variações de 5 % de uma região para a outra, dos planos-: xy (a), yz (b) e xz (c).

V.2.1 Características do gradiente transversal

Dessa forma foi construída uma bobina principal⁷⁵ de raio $a = 7.5 \text{ cm}$ e sua blindagem de raio $b = 10.5 \text{ cm}$, sendo o comprimento total desse conjunto $L = 80 \text{ cm}$, utilizando um fio de diâmetro $\phi_F = 1.9 \text{ mm}$. Foram construídas em tubos de PVC encontrados comercialmente e neste caso os caminhos foram abertos com uma fresa manual. O caminho de retorno foi colocado numa posição $c_r = 30 \text{ cm}$ do centro, **Fig. V.5**. Mais algumas característica desse conjunto estão mostradas na **Tab. V.2**.

Fig. V.5 : Conjunto de bobinas, principal e de blindagem, de gradiente transversal.

Tab. V.2 : Características do gradiente transversal blindado

	N.º de espiras	R (Ω)	L (μH)	L / R (μs)	Eficiência ($mG/cm/A$) medida	Eficiência ($mG/cm/A$) calculada
$G_{Principal}$	12	0.24	87.5	—	—	—
$G_{Blindagem}$	8	0.21	62.8	—	—	—
$G_P + G_B$ (em série)	—	0.48	60.3	125.6	20.25	21.2

O desenho com os caminhos traçados pelo método, por onde passarão as correntes, são apresentados na Fig. V.6, nela são mostrados um quadrante das bobinas principal e de blindagem.

Fig.V.6 : Desenhos de um quadrante da bobina de gradiente: principal (a) e da blindagem (b).

As medidas de gradiente de campo magnético foram obtidas utilizando dois *phantoms* de solução aquosa de CuSO_4 , um no interior (um garrafão de 27 cm de altura e 13.5 cm de diâmetro) e outro bem rente a bobina externa (uma “bolacha” de 10 cm de altura e 20 cm de diâmetro), **Fig. V.7**. Foram utilizados os seguintes parâmetros, numa sequência *GRE*, para aquisição das imagens: $\text{TR} = 700 \text{ ms}$, $\text{TE} = 30 \text{ ms}$, $\text{FOV} = 350 \times 350 \text{ mm}^2$ e espessura da fatia de 10 mm. Foi utilizada uma corrente de $I = 528 \text{ mA}$ na indução das bobinas, sendo esta escolha conveniente para que possa permitir a visualização adequada dos mínimos de intensidade através do método de referência de fase, com a largura das franjas sendo facilmente medidas em valores confiáveis.

Fig. V.7 : Gradiente transversal: sem blindagem (a) e com blindagem (b). O gráfico mostra o valor do gradiente medido na área azul em destaque na imagem, no centro da bobina blindada ($10 \times 10 \text{ cm}^2$) (c). A área fora da bobina mostra a blindagem do campo ($10 \times 8.6 \text{ cm}^2$).

O mapeamento do campo magnético gerado pela bobina nas imagens mostram o comportamento da blindagem e mostram que o campo de gradiente é satisfatoriamente linear em grande parte do interior da bobina.

As regiões de mínimos de intensidade nas imagens correspondem a uma fase extra, $\psi = 2n\pi$, sendo a diferença do campo entre eles

$$\Delta B = \frac{2\pi}{\gamma TE} = 7.83mG \quad [98]$$

para um $TE = 30\ ms$, sendo o gradiente de campo calculado da distância espacial entre os mínimos.

O esse teste mostrou a eficiência do método, apresentando um erro muito pequeno do que era esperado (4.5%), uma indutância muito baixa, mas que ainda não pôde ser levada em consideração, já que nos sistemas com gradientes mais intensos ela também irá aumentar. Mas principalmente podemos notar que apresenta uma gradiente de campo magnético bem uniforme na região de interesse, nos encorajando a construir um sistema completo com os três eixos de gradientes que será apresentado a seguir.

V.3 Sistema de bobinas de gradiente ativamente blindadas

Após verificarmos a eficiência do método através dos testes com as bobinas de gradientes anteriormente descritas, partiu-se para a construção de um sistema de gradientes ativamente blindados para os três eixos: x , y e z . As dimensões deste sistema levam em consideração a área interna de um magneto *OXFORD* horizontal de $2.0\ T$, **Fig. V.8**, onde são consideradas a bobinas de “*shimming*” e de *RF*, e o volume de interesse no qual serão feitas as imagens, de raio igual a $5\ cm$, **Fig. V.9**.

Fig. V.8 : Magneto *OXFORD* 2.0 Tesla.

Fig. V.9 : Esboço das dimensões internas de um magneto de 2.0 Tesla da OXFORD, indicando a região onde o sistema de gradientes blindados serão colocados (255.00 ϕ).
(Figura retirada do manual da OXFORD Instruments Limited).

Foram encomendados de fábrica tubos de fenolite para servirem como base para os enrolamentos, onde os conjuntos x , y e z da principal e da blindagem se encaixam perfeitamente uns nos outros, como mostrado na Fig. V.10. Cada um dos tubos possuem uma parede de 5.0 mm, exceto a mais externa, 7.5 mm, com o tubo mais interno possuindo um diâmetro interno de 15 cm e o mais externo um diâmetro interno de 24 cm. O fio de cobre usado tem diâmetro $\phi_F = 2.2$ mm. As posições dos fios nos tubos estão mostradas na Tab. V.3.

Fig. V.10 : Posições dos fios e tubos.

Tab. V.3 : Posições dos fios no sistema de gradientes ativamente blindados

	G_x	G_y	G_z
Diâmetro da bobina principal (cm)	15.72	16.72	17.72
Diâmetro da bobina de blindagem (cm)	22.72	23.72	24.72
Comprimento da principal (cm)	48.0	48.0	41.0
Comprimento da blindagem (cm)	52.7	53.9	42.7

Fig. V.11 : As bobinas transversais: a principal (esq.) e a sua blindagem (dir.).

Foram trabalhados um total de 6 tubos de fenolite Fig. V.11, 3 para as bobinas principais (esq.) e outros 3 para as respectivas blindagens (dir), sendo os fios enrolados manualmente.

Toda a parte de fresagem dos caminhos por onde foram passados os fios foram feitos na oficina mecânica do IFSC-USP, que possui uma máquina de controle numérico, *CNC*, na qual alimentávamos com os dados obtidos pelo método, **Fig. V.12**.

Fig. V.12 : Máquina de controle numérico, *CNC*, da oficina mecânica do IFSC-USP (**abaixo**), onde foram fresados os caminhos nos tubos de fenolite (**acima**).

Os cálculos teóricos foram realizados num *PC 450MHz – Pentium III*, onde os programas escritos em linguagem *C* rodavam em ambiente *DOS*. A *stream function*, que indica como a densidade de corrente deve ser distribuída ao longo do tubo para gerar o gradiente desejado, foi calculada para cada um dos eixos e a sua posterior discretização sendo realizada pelo método de *FSA*, **Fig. V.13**.

Fig. V.13 : A distribuição de corrente, calculada pela função *stream*, para gerar os gradientes de campo nas direções: $-x$ (a), $-y$ (b) e $-z$ (c) (principal e blindagem).

No esforço em diminuir as resistências totais, da principal e da blindagem em série, implementamos ao dobrar o número de espiras nas bobinas de blindagem mas colocando-as em paralelo, já que o método prevê que a mesma corrente passe na principal e na blindagem, de modo que não alteramos essa determinação e conseguimos melhorar a eficiência do conjunto.

Fig. V.14 : Os *phantoms* utilizados nas medidas de referência de fase (**abaixo**) e o *phantom* externo a blindagem, na posição em que foram feitas as imagens para medida do gradiente de campo magnético (**acima**).

Foram utilizados dois *phantoms* de solução aquosa de CuSO_4 , um no interior (um cilindro de PVC e acrílico de 24 cm de altura e 14.6 cm de diâmetro) e outro bem rente a bobina externa (um saco plástico de 50 cm de comprimento e 30 cm de largura), **Fig. V.14**.

A seguir serão apresentados os resultados dos testes obtidos com os conjuntos blindados para cada eixo.

V.3.1 O gradiente transversal X

Os cálculos para a construção deste conjunto blindado para o eixo-x utilizaram como parâmetros os raios da bobina principal, $a = 7.8875 \text{ cm}$, e da blindagem, $b = 11.3875 \text{ cm}$, sendo o ponto do caminho de retorno dos fios na posição $c_r = 11.0 \text{ cm}$ do centro. Foram

enroladas 30 espiras na principal e 22 espiras na blindagem, onde dobramos o valor para a blindagem, que era de 11 espiras, e colocámos em paralelo, caindo pela metade a resistência da bobina em cada quadrante. Os cálculos teóricos da homogeneidade do campo indicando a variação de 5% são mostrados na **Fig. V.15**.

Fig. V.15 : Mapas da homogeneidade de gradiente nos três planos centrais. Os contornos representam variações de 5 % de uma região para a outra, dos planos: xy na origem, $z = 0$ (a) e fora da origem, $z = 6 \text{ cm}$ (b), xz (c) e yz (d). Os destaques em azul indicam as áreas de interesse (em torno de $10 \times 10 \text{ cm}^2$).

Podemos notar que as regiões de homogeneidade calculadas são satisfatórias, em torno de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ nos planos- xz e $-yz$ e num raio de 5 cm no plano- xy , sendo estes os valores em que o sistema de gradientes deverá ser aplicado na aquisição de imagens.

Fig. V.16 : Imagem coronal construída pelo método de referência de fase mostrando a bobina sem a blindagem (a) e com a blindagem (b). As áreas destacadas em azul indicam a região de interesse dentro e fora do conjunto- x ($10 \times 10 \text{ cm}^2$ no centro e $10 \times 24 \text{ cm}^2$ fora).

Para comprovar os cálculos foram realizadas as medidas do gradiente de campo para o conjunto- x pelo método de referência de fase. Os parâmetros de imagens foram: $TR = 250 \text{ ms}$, $TE = 30 \text{ ms}$, espessura da fatia de 10 mm e FOV de $300 \times 600 \text{ mm}^2$ nas

coronais, **Fig. V.16**, e de $250 \times 500 \text{ mm}^2$ nas imagens transversais, **Fig. V.17**. Foi utilizada uma corrente de $I = 54.7 \text{ mA}$ na indução das bobinas.

Fig. V.17 : Imagem transversal construída pelo método de referência de fase mostrando a bobina sem a blindagem (a) e com a blindagem (b). As áreas destacadas em azul indicam a região de interesse dentro e fora do conjunto-x (diâmetro de 10 cm no centro e $10 \times 10 \text{ cm}^2$ fora).

Utilizando a **Eq. [98]**, obtemos o valor do gradiente transversal na direção-x, como pode-se comprovar no *zoom* da região de interesse, **Fig. V.18**, a boa uniformidade das linhas do gradiente de campo magnético, das imagens coronal (a) e transversal (b), onde através

dos gráficos, (c) e (d), calcula-se o valor da eficiência do gradiente. Nas próximas imagens, Fig. V.19 e Fig. V.20, pode-se observar num zoom das regiões fora da blindagem a sensível queda do campo gerado pela bobina principal.

Fig. V.18 : Zoom das regiões de interesse da bobina de gradiente ativamente blindada, transversal na direção-x, coronal (a) e transversal (b). Através dos mínimos de fase é obtida a eficiência do conjunto blindado, (c) e (d).

Fig. V.19 : Zoom das regiões fora da blindagem, da **Fig. V.16**. É visível a queda do campo magnético decorrente da blindagem **(b)** quando comparado com a mesma sem **(a)**.

Fig. V.20 : Zoom das regiões fora do conjunto- x , da **Fig. V.17**, comprovando a eficiência das blindagens.

Dessas imagens podemos observar uma efetiva blindagem dos campos magnéticos, a partir de um raio de 11.5 cm do centro da bobina principal, onde teremos uma sensível redução das correntes induzidas nas partes metálicas do magneto. As características elétricas desse conjunto é mostrada na **Tab. V.4**, onde esse conjunto apresenta baixíssima indutância e resistência, obtendo tempos de chaveamentos bem curtos e baixa dissipação de potência.

V.3.2 O gradiente transversal Y

A bobina que gera o gradiente transversal na direção- y é idêntica a da $-x$, apenas rotacionada de 90° e com diâmetro pouco maior. A que foi construída possui um raio $a = 8.3875\text{ cm}$ e sua blindagem $b = 11.8875\text{ cm}$, ficando o ponto de retorno para os fios distantes de $c_r = 12.0\text{ cm}$ do centro. Cada quadrante da bobina principal foi enrolada com 34 espiras e na blindagem, onde utilizamos a abordagem de dobrar o número de fios — 26, onde seriam 13 espiras pelos cálculos — e colocá-los em paralelos, permanecendo assim a mesma corrente, e mais bem distribuída sobre a superfície do tubo, e a resistência da blindagem cai pela metade, diminuindo o problema com a dissipação de potência nos fios. As homogeneidades calculadas para o campo dessa bobina é mostrado na **Fig. V.21**.

Novamente as regiões de homogeneidade calculadas estão dentro do que queremos alcançar, algo em torno de $10 \times 10\text{ cm}^2$ nos planos- xz e $-yz$ e próximo a um raio de 5 cm no plano- xy , sendo estes os valores das regiões em que o sistema de gradientes deverá ser aplicado na aquisição de imagens. Podemos notar que pela **Fig. V.21** a simulação para estes parâmetros apresenta regiões com as mesmas características que as do eixo- x .

Fig. V.21 : Mapas da homogeneidade do campo nos três planos centrais. Os contornos representam variações de 5 % de uma região para a outra, dos planos-: xy na origem, $z = 0$ **(a)** e fora da origem, $z = 6\text{ cm}$ **(b)**, yz **(c)** e xz **(d)**. Os destaques em azul indicam as áreas de interesse (em torno de 10 cm).

Os parâmetros de imagens utilizados para medir o gradiente foram os mesmo que o utilizado para o conjunto- x : $TR = 250\text{ ms}$, $TE = 30\text{ ms}$, espessura da fatia de 10 mm e FOV

de $300 \times 600 \text{ mm}^2$ nas coronais, **Fig. V.22**, e de $250 \times 500 \text{ mm}^2$ nas imagens transversais, **Fig. V.23**. Foi utilizada uma corrente de $I = 54.6 \text{ mA}$ na indução das bobinas

Fig. V.22 : Imagem coronal construída pelo método de referência de fase, mostrando a bobina sem a blindagem (a) e com a blindagem (b). As áreas destacadas em azul indicam a região de interesse dentro e fora do conjunto-y ($10 \times 10 \text{ cm}^2$ no centro e $10 \times 24 \text{ cm}^2$ fora).

Fig. V.23 : Imagem transversal construída pelo método de referência de fase, mostrando a bobina sem a blindagem (a) e com a blindagem (b). As áreas destacadas em azul indicam a região de interesse dentro e fora do conjunto- y (diâmetro de 10 cm no centro e 10 x 10 cm² fora).

Novamente, calculamos o valor do gradiente transversal na direção- y a partir da Eq. [98], onde os pontos de mínimos estão bem evidentes no *zoom* da região de interesse,

Fig. V.24, apresentando uma boa uniformidade das linhas do gradiente, das imagens coronal (a) e transversal (b), onde através de um *fit* linear dos pontos nos gráficos, (c) e (d), é calculado o valor da eficiência do gradiente. As regiões fora da blindagem são também destacadas, **Fig. V.25** e **Fig. V.26**, onde é possível observar num *zoom* dessas regiões a sensível queda do campo gerado pela bobina principal.

Fig. V.24 : *Zoom* das regiões de interesse da bobina de gradiente ativamente blindada, transversal na direção- y , coronal (a) e transversal (b). Através dos mínimos de fase é obtida a eficiência do conjunto blindado, (c) e (d).

Fig. V.25 : Zoom das regiões fora da blindagem, da Fig. V.22. É visível a queda do campo magnético decorrente da blindagem (b) quando comparado com a mesma sem (a).

Fig. V.26 : Zoom das regiões fora do conjunto-y, da Fig. 23, comprovando a eficiência das blindagens.

No gradiente transversal na direção- y a parte externa do tubo, onde está a blindagem, fica num raio de 12.0 cm do centro, sendo a partir daí que o campo externo começa a declinar a sua intensidade, evitando assim que induza correntes nas partes metálicas internas do magneto. As características elétricas desse conjunto é mostrada na **Tab. V.4**, mostrando que é possível realizar chaveamentos rápidos com esse conjunto- y .

V.3.3 O gradiente longitudinal Z

Os cálculos para a construção deste conjunto blindado para o eixo- z utilizaram como parâmetros os raios da bobina principal, $a = 8.8875\text{ cm}$, e da blindagem, $b = 12.3875\text{ cm}$. Foram enroladas 50 espiras na principal e 48 espiras na blindagem, onde dobramos o valor para a blindagem, que era de 24 espiras, e colocámos em paralelo, caindo pela metade a resistência da bobina em cada quadrante. Os cálculos teóricos da homogeneidade do campo indicando a variação de 5% são mostrados na **Fig. V.27**.

Podemos notar que as regiões de homogeneidade calculadas são satisfatórias, em torno de $10 \times 10\text{ cm}^2$ nos planos- xz e $-yz$ e num raio de 5 cm no plano- xy , sendo estes os valores em que o sistema de gradientes deverá ser aplicado na aquisição de imagens.

Fig. V.27 : Mapas da homogeneidade do campo nos três planos centrais. Os contornos representam variações de 5 % de uma região para a outra, dos planos-: xy na origem, $z = 0$ (a) e fora da origem, $z = 6 \text{ cm}$ (b), xz (c) e yz (d). Os destaques em azul indicam as áreas de interesse (em torno de 10 cm).

Para comprovar os cálculos foram realizadas as medidas do gradiente de campo para o conjunto- z pelo método de referência de fase. Os parâmetros de imagens foram: $TR = 250 \text{ ms}$, $TE = 30 \text{ ms}$, espessura da fatia de 10 mm e FOV de $300 \times 600 \text{ mm}^2$ nas coronais, **Fig. V.28**. Foi utilizada uma corrente de $I = 53.5 \text{ mA}$ na indução das bobinas.

Fig. V.28 : Imagem coronal construída pelo método de referência de fase mostrando a bobina sem a blindagem (a) e com a blindagem (b). As áreas destacadas em azul indicam a região de interesse dentro e fora do conjunto-z ($10 \times 10 \text{ cm}^2$ no centro e $10 \times 24 \text{ cm}^2$ fora).

Utilizando a **Eq. [98]**, obtemos o valor do gradiente longitudinal na direção-z, como pode-se comprovar no *zoom* da região de interesse, **Fig. V.29**, a boa uniformidade das linhas do gradiente de campo magnético, da imagem coronal (a), onde através do gráfico, (b),

calcula-se o valor da eficiência do gradiente. Na próxima imagem, **Fig. V.30**, pode-se observar num *zoom* da região fora da blindagem a sensível queda do campo gerado pela bobina principal.

Fig. V.29 : *Zoom* da região de interesse da bobina de gradiente ativamente blindada, longitudinal na direção-z, coronal (a). Através dos mínimos de fase é obtida a eficiência do conjunto blindado (b).

Fig. V.30 : Zoom das regiões fora da blindagem, da Fig. V.28. É visível a queda do campo magnético decorrente da blindagem (b) quando comparado com a mesma sem (a).

Dessas imagens também podemos observar uma efetiva blindagem dos campos magnéticos, a partir de uma raio de 12.5 cm do centro da bobina principal, onde teremos uma sensível redução das correntes induzidas nas partes metálicas do magneto. As características elétricas desse conjunto também está mostrada na **Tab. V.4**.

Tab. V.4 : Características elétricas das bobinas de gradiente ativamente blindadas

	G_x	G_y	G_z
N.º de espiras por quadrante	30	34	50
Principal (Blindagem)	(2x11 = 20)	(2x13 = 26)	(2x24 =48)
R ($m\Omega$)	511	557	423
em série (Principal)	(396)	(444)	(310)
[Blindagem]	[86]	[84]	[107]
L (μH)	307.1	399.6	435.9
em série (Principal)	(423.6)	(554.8)	(657.1)
[Blindagem]	[90.5]	[125.5]	[234.5]
L / R (ms)	0.60	0.72	1.03
Eficiência (G/cm/A) medida	0.168	0.161	0.169
Eficiência (G/cm/A) calculada	0.124	0.119	0.142
Eficiência (G/cm/A) de uma bobina convencional (OXFORD)	0.091	0.087	0.137

Para uma comparação, as eficiências das bobinas convencionais que eram utilizadas nesse magneto estão mostradas junto com as eficiências do novo sistema.

Este sistema está sendo preparado para operar com amplificadores *TECHRON* com uma corrente de $\sim 50 A$.

Conclusões

Construímos, através do método de *Fast Simulated Annealing (FSA)*, protótipos que nos deram ótimas informações a respeito dos gradientes das bobinas. Ficou comprovada a eficiência do método na construção de bobinas de geometria cilíndrica. Todas apresentaram baixa indutância e resistência, estando em condições de serem chaveadas em tempos bem curtos, podendo ser utilizadas em técnicas de aquisições rápidas.

O sistema de gradientes que será usado em imagens por *ESR*, construído com duas camadas e sem a blindagem para cada um dos eixos, mostrou uma eficiência bem próxima do teoricamente esperado e com uma intensidade de gradientes que tornará possível realizar os experimentos com imagens utilizando a sequência *Pulsed-Gradient Spin Echo-Electron Spin Resonance (PGSE-ESR)* e outras metodologias de medidas de difusão de spin eletrônico.

O protótipo transversal, como foi dito antes, foi uma tentativa de se testar uma estrutura com dimensões próximas às quais iríamos trabalhar, mesmo com uma eficiência muito baixa. Observamos o fato dela possuir uma boa linearidade de gradiente de campo numa região de dimensões de interesse, além de ter o seu valor bem próximo do previsto no cálculos. Pudemos observar o efetivo cancelamento do campo magnético externo à superfície da blindagem, o que demonstrou preliminarmente a imunidade dos sistemas por nós projetados às correntes induzidas. Apartir desses dois primeiros protótipos estabelecemos os parâmetros e dimensões de um sistema de bobinas de gradientes nos três eixos, duas transversais (giradas de 90°) e uma longitudinal, para o nosso magneto.

O sistema de gradientes ativamente blindados construídos nas dimensões desejadas apresentou nos testes valores acima do esperado, como visto no **Cap. V** - apresentação dos resultados - sendo os valores obtidos considerados satisfatórios. O fato dos valores de intensidade de gradientes deste sistema não estarem tão próximos do estimado teoricamente devem estar relacionados à abordagem que empregamos no enrolamento das bobinas de blindagem. Com o propósito de diminuir pela metade a resistência destes enrolamentos, dobramos a quantidade da espiras que representa a mesma distribuição de corrente,

colocando-as em paralelo. Essas bobinas estariam transportando a mesma corrente que a bobina principal, o que não deveria influir na densidade de corrente que deveria percorrer a blindagem, mas pode ter ocorrido um desbalanceamento. Este problema pode ser facilmente corrigido desviando-se uma fração da corrente nas blindagens através de uma resistência em paralelo (“*shunt*”).

Como proposta para futuros trabalhos, sugerimos o desenvolvimento de um sistema híbrido composto de um conjunto de bobinas de gradiente de pequeno volume útil (~ 30 cm de diâmetro), integrado a um transdutor de *NMR* adaptado especificamente para obter imagens do crânio. Este sistema poderia ser utilizado num tomógrafo convencional para humanos, com garantia de um grande aprimoramento na capacidade de diagnóstico e pesquisa com o uso de metodologias de aquisição rápida de imagens. Outro assunto que deverá sem dúvida aprimorar os experimentos de microimagens com *ESR* é o desenho de bobinas de gradiente miniaturizadas cuja distribuição de corrente nos três canais leve a um arranjo de condutores que interaja minimamente com o campo elétrico da microonda utilizada. Em números atuais, o sistema existente atenua aproximadamente 100 vezes tanto a potência de B_1 que chega à amostra quanto o sinal de *ESR* que chega ao detetor.

Referências

1. Caparelli, E., Tomasi, D. and Panepucci, H. Shielded biplanar gradient coil design. *J. Magn. Reson. Imaging* **9** (5), 725-731 (1998).
2. Tomasi, D., Caparelli, E. C., Panepucci, H. and Foerster, B. Fast optimization of a biplanar gradient coil set. *J. Magn. Reson.* **140** (2), 325-339 (1999).
3. Hinshaw, W. S. and Lent, A. H. An introduction to NMR imaging: from de Bloch equation to the imaging equation. *Proceedings of the IEEE* **71** (3), 338-350 (1983).
4. Bonagamba, T. J., “Seleção de planos em tomografia por ressonância magnética nuclear,” Dissertação de Mestrado, DFCM-IFQSC-USP, 1986.
5. Panepucci, H. and Tannús, A. The principles of magnetic imaging. *Publicação interna, IFSC-USP* (1994).
6. Panepucci, H., Donoso, J. P., Tannús, A., Beckmann, N. and Bonagamba, T. J. Tomografia por ressonância magnética nuclear: novas imagens do corpo. *Ciência Hoje* **4** (20), 46-56 (1985).
7. Slichter, C. P. *Principles of magnetic resonance*, 3rd ed. Springer-Verlag, New York, 1990.
8. Abragam, A. *Principles of nuclear magnetism* Oxford University Press, New York, 1989.
9. Morris, P. G. *Nuclear magnetic resonance imaging in medicine and biology* Oxford University Press, New York, 1985.
10. Mansfield, P. and Morris, P. G. *NMR imaging in biomedicine* Academic Press, New York, 1982.
11. Fukushima, E. and Roeder, S. B. W. *Experimental pulse NMR - a nuts and bolts approach* Addison-Wesley Publishing Company, 1981.
12. Beckmann, N., “Geração de imagens por ressonância magnética nuclear,” Dissertação de Mestrado, DFCM-IFQSC-USP, 1986.
13. Tannús, A., “Desenvolvimento de tecnologia de tomografia por ressonância magnética nuclear-TORM,” Tese de Doutorado, DFCM-IFQSC-USP, 1987.

14. Foerster, B., "Técnicas de aquisição rápida em tomografia por ressonância magnética nuclear," Dissertação de Mestrado, DFCM-IFQSC-USP, 1994.
15. Vidoto, E. L. G., "Projeto de transdutores e otimização do sistema de recepção do tomógrafo," Dissertação de Mestrado, DFI-IFSC-USP, 1995.
16. Martins, M. J., "Desenvolvimento de um tomógrafo de ressonância magnética: integração e otimização," Tese de Doutorado, DFI-IFSC-USP, 1995.
17. Zucchi, M. R., "Implementação da técnica de *espectroscopia in vivo* por RMN e sua aplicação na fisiologia do exercício," Dissertação de Mestrado, DFI-IFSC-USP, 1997.
18. de Azevedo, E. R., "Efeitos do movimento em imagens por RMN e implementação das técnicas "gradient moment nulling" e pré-saturação espacial para redução de artefatos relacionados ao movimento," Dissertação de Mestrado, DFI-IFSC-USP, 1998.
19. Portugal, R. V., "Interface gráfica para um sistema de imagens por ressonância magnética," Dissertação de Mestrado, DFI-IFSC-USP, 1998.
20. Foerster, B. U., "Técnicas de espectroscopia localizada *in vivo*," Tese de Doutorado, DFI-IFSC-USP, 1999.
21. Brigham, E. O. *The Fast Fourier Transform* Prentice-Hall, 1974.
22. Johnson, G. and Hutchison, J. M. S. The limitations of NMR recalled-echo imaging techniques. *J. Magn. Reson.* **63** (1), 14-30 (1985).
23. Mansfield, P. Multi-planar image formation using NMR spin echoes. *J. Phys. C: Solid State Phys.* **10** (3), L55-L58 (1977).
24. Mansfield, P. Biological and medical imaging by NMR. *J. Magn. Reson.* **29** (2), 355-373 (1978).
25. Gabillard, R. Mesure du temps de relaxation T_2 en presence dune inhomogeneite de champ magnetique superieure a la largeur da raie. *CR HEBD Acad. Sci. Paris* **232** (17), 1551-1553 (1951).
26. Gabillard, R. A steady state transient technique in nuclear resonance. *Phys. Rev.* **85** (4), 694-695 (1952).
27. Gabillard, R. and Andrew, E. R. *Nuclear magnetic resonance* Cambridge, 1969.
28. Hahn, E. L. Spin echos. *Phys. Rev.* **77** (5), 746 (1950).
29. Mansfield, P. and Grannell, P. K. NMR 'diffraction' in solids? *J. Phys. C: Solid State Phys.* **6** (22), L422 (1973).
30. Damadian, R. Tumor detection by NMR. *Science* **171** (3976), 1151-1153 (1971).
31. Damadian, R., US patent n. 3,789,832 (Mar. 17 1972).

32. Lauterbur, P. C. Image formation by induced local interactions: examples employing nuclear magnetic resonance. *Nature* **242** (5394), 190-191 (1973).
33. Hounsfield, G. N. Computerized transverse axial scanning (tomography). 1. Description of system. *Brit. J. Radiol.* **46** (552), 1016-1022 (1973).
34. Cormack, A. M. Representation of a function by its line integrals, with some radiological applications. *J. Appl. Phys.* **34** (9), 2722-2727 (1963).
35. Cormack, A. M. 11. Cormack, A.M. Representation of a function by its line integrals, with some radiological applications. II. *J. Appl. Phys.* **35** (10), 2908-2913 (1964).
36. Cormack, A. M. Reconstruction of densities from their projections, with applications to radiological physics. *Phys. Med. Biol.* **18** (2), 195-207 (1973).
37. Hutchison, J. M. S., Sutherland, R. J., Edelstein, W. A. and Mallard, J. R., US patent n. 4,310,799 (Jan. 12 1982).
38. Bowtell, R. and Mansfield, P. Screened coil designs for NMR imaging in magnets with transverse field geometry. *Meas. Sci. Technol.* **1** (5), 431-439 (1990).
39. Garrett, M. W. Axially symmetric systems for generating and measuring magnetic fields. Part I. *J. Appl. Phys.* **22** (9), 1091-1107 (1951).
40. Garrett, M. W. Thick cylindrical coil systems for strong magnetic fields with field or gradient homogeneities of the 6th to 20th order. *J. Appl. Phys.* **38** (6), 2563-2586 (1967).
41. Roméo, F. and Hoult, D. I. Magnetic field profiling: Analysis and correcting coil design. *Magn. Reson. Med.* **1** (1), 44-65 (1984).
42. Suits, B. H. and Wilken, D. E. Improving magnetic field gradient coils for NMR imaging. *J. Phys. E: Sci. Instrum.* **22** (8), 565-573 (1989).
43. Tanner, J. E. Pulse field gradients for NMR spin-echo diffusion measurements. *Rev. Sci. Instrum.* **36** (8), 1086-1087 (1965).
44. Anderson, A. G., Garwin, R. L., Hahn, E. L., Horton, J. W., Tucker, G. L. and Walker, R. M. Spin echo serial storage memory. *J Appl Phys* **26** (11), 1324-1338 (1955).
45. Zupancic, I. and Pirs, J. Coil producing a magnetic field gradient for diffusion measurements with NMR. *J. Phys. E: Sci. Instrum.* **9** (1), 79-80 (1976).
46. Parker, R. S., Zupancic, I. and Pirs, J. Coil system to produce orthogonal, linear magnetic field gradients. *J. Phys. E: Sci. Instrum.* **6** (9), 899-900 (1973).
47. Ödgerg, G. and Ödberg, L. On the use of a quadrupole coil for NMR spin-echo diffusion studies. *J. Magn. Reson.* **16** (2), 342-347 (1974).

48. Bangert, V. and Mansfield, P. Magnetic field gradient coils for NMR imaging. *J. Phys. E: Sci. Instrum* **15** (2), 235-239 (1982).
49. Anderson, W. A. Electrical current shims correcting magnetic fields. *Rev. Sci. Instrum.* **32** (3), 241-250 (1961).
50. Golay, M. J. E. Field homogenizing coils for nuclear spin resonance instrumentation. *Rev. Sci. Instrum.* **29** (4), 313-315 (1958).
51. Bottomley, P. A. A versatile magnetic field gradient control system for NMR imaging. *J. Phys. E: Sci. Instrum.* **14** (9), 1081-1087 (1981).
52. Turner, R. Gradient coil design: a review of methods. *Magn. Reson. Imag.* **11** (7), 903-920 (1993).
53. Compton, R. A., US patent n. 4,456,881 (Jun. 26 1984).
54. Schweikert, K. H., Krieg, R. and Noack, F. A high-field air-cored magnet coil design for fast-field-cycling NMR. *J. Magn. Reson.* **78** (1), 77-96 (1988).
55. Wong, E. C., Jesmanowics, A. and Hyde, J. S. Coil optimization for MRI by conjugate gradient descent. *Magn. Reson. Med.* **21** (1), 39-48 (1991).
56. Fisher, B. J., Dillon, N., Carpenter, T. A. and Hall, L. D. Design by genetic algorithm of a z gradient set for magnetic resonance imaging of the human brain. *Meas. Sci. Technol.* **6** (7), 904-909 (1995).
57. Fisher, B. J., Dillon, N., Wilkinson, A. A., Carpenter, T. A. and Hall, L. D. Design and evaluation of a transverse gradient set for magnetic resonance imaging of the human brain. *Meas. Sci. Technol.* **7** (5), 838-843 (1996).
58. Fisher, B. J., Dillon, N., Carpenter, T. A. and Hall, L. D. Design of a biplanar gradient coil using a genetic algorithm. *Magn. Reson. Imag.* **15** (3), 369-376 (1997).
59. Pissanetzky, S. Minimum energy MRI gradient coils of general geometry. *Meas. Sci. Technol.* **3I** (7), 667-673 (1992).
60. Shi, F. and Ludwig, R. Magnetic resonance imaging gradient coil design by combining optimization techniques with finite element method. *IEEE Trans. Magn.* **34** (3), 671-683 (1998).
61. Eccles, C. D., Crozier, S., Westphal, M. and Doddrell, D. M. Temporal spherical-harmonic expansion and compensation of eddy-current produced by gradient pulses. *J. Magn. Reson. , A* **103** (2), 135-141 (1993).
62. Turner, R. and Bowley, R. M. Passive screening of switched magnetic field gradients. *J. Phys. E: Sci. Instrum* **19** (10), 876-879 (1986).

63. Mansfield, P. and Chapman, B. Active magnetic screening of gradient coils in NMR imaging. *J. Magn. Reson.* **66** (3), 573-576 (1986).
64. Mansfield, P. and Chapman, B. Active magnetic screening of coils for static and time-dependent magnetic field generation in NMR imaging. *J. Phys. E: Sci. Instrum.* **19** (7), 540-545 (1986).
65. Mansfield, P. and Chapman, B. Multishield active magnetic screening of coil structures in NMR. *J. Magn. Reson.* **72** (2), 211-223 (1987).
66. Mansfield, P., Chapman, B. L. W., Turner, R. and Bowley, R. M., US patent n. 4,978,920 (Dec. 18 1990).
67. Bowtell, B. and Mansfield, P. Gradient coil design using active magnetic screening. *Magn. Reson. Med.* **17** (1), 15 (1991).
68. Chapman, B., Turner, R., Ordidge, R. J., Doyle, M., Cawley, M., Coxon, R., Glover, P. and Mansfield, P. Real-time movie imaging from a single cardiac cycle by NMR. *Magn. Reson. Med.* **5** (3), 246-254 (1987).
69. Turner, R., Chapman, B., Howseman, A. M., Ordidge, R. J., Coxon, R., Glover, P. and Mansfield, P. Snap-shot magnetic resonance imaging at 0.1T using double-screened gradients. *J. Magn. Reson.* **80** (2), 248-258 (1988).
70. Gibbs, S. J., Morris, K. F. and Johnson Jr., C. S. Design and implementation of a shielded gradient coil for PFG NMR diffusion and flow studies. *J. Magn. Reson.* **94** (1), 165-169 (1991).
71. Carlson, J. W., Derby, K. A., Hawryszko, K. C. and Weideman, M. Design and evaluation of shielded gradient coils. *Magn. Reson. Med.* **26** (2), 191-206 (1992.).
72. Turner, R. A target field approach to optimal coil design. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **19** (8), L147-151 (1986).
73. Yoda, K. Analytical design method of self-shielded planar coils. *J. Appl. Phys.* **67** (9), 4349-4353 (1990).
74. Roemer, P. B., US patent n. 4,926,125 (May 15 1990).
75. Xavier, R. F., Tannús, A., Foerster, B., Panepucci, H. C., Caparelli, E. C., Tomasi, D. and Vidoto, E. L. G. Desenvolvimento e construção de bobinas de gradiente ativamente blindadas - Testes realizados. XXIII Enc. Nac. de Fis. da Mat. Cond., 09 a 13 de maio, São Lourenço, MG - Brasil, (2000).
76. Xavier, R. F., Tannús, A., Foerster, B., Panepucci, H. C., Caparelli, E. C., Tomasi, D. and Magon, C. Construção de um conjunto de bobinas de gradiente para imagens em

experimentos de EPR pulsado. XXIII Enc. Nac. de Fis. da Mat. Cond., 09 a 13 de maio, São Lourenço, MG - Brasil, (2000).

77. Schenck, J. F., Hussain, M. A. and Edelstein, W. A., US patent n. 4,646,024 (Feb. 24 1987).

78. Edelstein, W. A. and Schenck, J. F., US patent n. 4,840,700 (Jul. 13 1987).

79. Jackson, J. D. *Classical electrodynamics*, 2.o ed. ed. John Wiley & Sons, New York, 1975.

80. Abramowitz, M. and Stegun, I. A. *Handbook of mathematical functions* Dover, New York, 1965.

81. Chronik, B. A. and Rutt, B. K. Constrained Length minimum inductance gradient coil design. *Magn. Reson. Med.* **39** (2), 270-278 (1998).

82. Turner, R. Minimum inductance coils. *J. Phys. E: Sci. Instrum.* **21** (10), 948-952 (1988).

83. Petropoulos, L. S., Martens, M. A., Brown, R. W., Thompson, M. R., Morich, M. A. and Patrick, J. L. An MRI elliptical coil with minimum inductance. *Meas. Sci. Technol.* **4** (3), 349-356 (1993).

84. Eccles, C. D., Crozier, S., Roffman, W., Doddrell, D. M., Back, P. and Callaghan, P. T. Practical aspects of shielded gradient-coil design for localised *in vivo* NMR spectroscopy and small-scale imaging. *Magn. Reson. Imag.* **12** (4), 621-630 (1994).

85. Liu, Q., Hughes, D. G. and Allen, P. S. General expressions for the magnetic field and stored energy of elliptic cylinder coils. *J. Magn. Reson., B* **113**, 222-227 (1996).

86. Liu, Q., Hughes, D. G. and Allen, P. S. Improved, minimum-inductance, elliptic-cylinder z-gradient coil using axial and azimuthal current flow. *J. Magn. Reson., B*, **113**, 228-235 (1996).

87. Lee, S. Y., Park, B. S., Yi, J. H. and Yi, W. Planar gradient coil design by scaling the spatial frequencies of minimum-inductance current density. *Magn. Reson. Med.* **38** (5), 858-861 (1997).

88. Liu, H. and Truwit, C. L. True energy-minimal and finite-size biplanar gradient coil design for MRI. *IEEE Trans. Med. Imag.* **17** (5), 826-830 (1998).

89. Metropolis, N., Rosenbluth, A. W., Rosenbluth, M. N. and Teller, A. H. Equation of state calculations by fast computing machines. *J. Chem. Phys.* **21** (6), 1087-1092 (1953).

90. Kirkpatrick, S., Gelatt Jr., C. D. and Vecchi, M. P., "Otimization by simulated annealing," in *Science* (1983), Vol. 220, pp. 671-680.

91. Crozier, S. and Doddrell, D. M. Gradient-coil design by simulated annealing. *J. Magn. Reson., A* **103** (3), 354-357 (1993).
92. Adamiak, K., Czaja, A. and Rutt, B. K. Optimizing strategy for MR imaging gradient coils. *IEEE Trans. Magn.* **30** (6), 4311-4313 (1994).
93. Buszko, M. L., Kempka, M. F., Szczesniak, E., Wang, D. C. and Andrew, E. R. Optimization of transverse gradient coils with coaxial return paths by simulated annealing. *J. Magn. Reson., B* **112** (13), 207-213 (1996).
94. Du, Y. P. and Parker, D. L. Studies on the performance of circular and elliptical z-gradient coils using a simulated annealing algorithm. *Magn. Reson. Imag.* **15** (2), 255-262 (1997).
95. Du, Y. P. and Parker, D. L. Optimal design of gradient coils in MR imaging: optimizing coil performance versus minimizing cost functions. *Magn. Reson. Med.* **40** (3), 500-503 (1998).
96. Crozier, S., Forbes, L. K. and Doddrell, D. M. The design of transverse gradient coil of restricted length by simulated annealing. *J. Magn. Reson., A* **107** (1), 126-128 (1994).
97. Crozier, S. and Doddrell, D. M. A design methodology for short, whole-body, shielded gradient coils for MRI. *Magn. Reson. Imag.* **13** (4), 615-620 (1995).
98. Crozier, S., Dodd, S. and Doddrell, D. M. A novel design methodology for Nth order, shielded longitudinal coils for NMR. *Meas. Sci. Technol.* **7** (1), 36-41 (1996).
99. Crozier, S., Roffman, W. U., Luescher, K., Snape-Jenkinson, C., Forbes, L. K. and Doddrell, D. M. An "openable", high-strength gradient set for orthopedic MRI. *J. Magn. Reson.* **139** (1), 81-89 (1999).
100. Caparelli, E. C. and Tomasi, D. Um cálculo teórico da lei de Biot-Savart. XXII Enc. Nac. de Fis. da Mat. Cond. São Lourenço-MG - Brasil, (1999).
101. Murday, J. S. Measurement of magnetic field gradient by its effect on the NMR free induction decay. *J. Magn. Reson.* **10** (2), 111-120 (1973).
102. Maudsley, A. A., Simon, H. E. and Hilal, S. K. Magnetic field measurement by NMR imaging. *J. Phys. E: Sci. Instrum.* **17** (3), 216-220 (1984).
103. Sekihara, K., Matsui, S. and Kohno, H. A new method of measuring static field distribution using modified Fourier NMR imaging. *J. Phys. E: Sci. Instrum.* **18** (3), 224-227 (1985).
104. Willcott, M. R., Mee, G. L. and Chesick, J. P. Magnetic field mapping in NMR imaging. *Magn. Reson. Imag.* **5** (4), 301-306 (1987).

105. Tomasi, D., Panepucci, H., Vidoto, E. L. and Azevedo, E. R. Use of a phase reference for field mapping with amplitude images at low field. *J. Mag. Res.* **131** (2), 310-314 (1998).
106. Tomasi, D. and Panepucci, H. Magnetic fields mapping with the phase reference method. *Magn. Reson. Imaging* **17** (1), 157-160 (1999).
107. Tashma, T., Alexandrowicz, G., Kaplan, N., Dormann, E., Grayevsky, A. and Gabay, A. Restricted electron motion in 1D organic conductors: PGSE-ESR in (PE)₂PF₆ and (FA)₂PF₆. *Synthetic Met.* **106**, 151-155 (1999).