UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA E QUIMICA DE SÃO CARLOS

DESENVOLVIMENTO DA TECNOLOGIA DE TOMOGRAFIA POR RESSONÂNCIA MAGNÉTICA NUCLEAR - TORM

Alberto Tannús

Tese apresentada ao Instituto de Física e Química de São Carlos, da Universidade de São Paulo, para obtenção do titulo de Doutor em Ciências (Fisica Aplicada)

Orientador:
Horacio Carlos Panepucci

USP / IFQSC / SBI
8-2-000748

DEPARTAMENTO DE FISICA E CIENCIA DOS MATERIAIS

1987

BIBLIOTECA DO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS - USP
FÍSICA

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE DOUTORADO DE _____

Alberto Tannús

APRESENTADA AO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS, DA UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO, EM 17 DE agosto DE 19 87.

COMISSÃO JULGADORA:

Dr. Horácio Carlos Panepucci - Orientador

Dr. Mário Engelsberg

Dr. Álvaro Eduardo de Almeida Magalhães

Dr. Jan F.W. Slaets

Dr. José Pedro Donoso Gonzalez

A Nelma, André Luis, Gabriela e Pedro ...

AGRADECIMENTOS

Queremos agradecer às pessoas que contribuiram direta ou indiretamente na efetivação deste trabalho:

ao meu orientador, Prof. Dr. Horácio Panepucci, pelo incentivo e orientação dispensada e pelo entusiasmo e dedicação na solução dos problemas encontrados;

ao Prof. Dr. Renê Ayres Carvalho, ex-orientador, amigo, responsável pelo entusiasmo transferido a mim e ao grupo e pelas sempre valiosas discussões;

aos meus primeiros colegas de trabalho no grupo de imagens, Tito J. Bonagamba, Nicolau Beckman, André T. Neto e Mateus J. Martins, palas valiosas contribuições e pela experiência de convivência em trabalho. Grande parte dos resultados obtidos aqui só foram possiveis com a compilação de um trabalho de equipe perfeitamente profissional;

ao colega Paulo C. P. Ruffino, pala ajuda indispensável na elaboração do software, pela orientação objetiva e pelas discussões, às vêzes inflamadas, sobre a arquitetura do sistema;

BIBLIOTECA DO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS - USP
FÍSICA

ao colega Sergio K. Kodaira, por ter-me proporcionado uma interessante visão do mundo cientifico fora dos limites da minha área;

aos colegas de trabalho Odir A. Canevarollo, Vitor B. P. Leite, Joao G. S. Filho, Maria Angélica Schmidt, Carlos Gazziro, Aldo F. Naletto, Valdeci Massaro, Maria Cristina V. L. da Silva, Lirio O. B. Almeida e demais funcionários do DFCM, pela colaboração;

aos professores Jan F. W. Slaets, Eduardo E. Castellano, Cláudio J. Magon, Roland Koeberle, José Pedro D. Gonzales, Maria Cristina Terrile, pela orientação, estimulo e amizade;

aos colegas da unidade UAPDIA-EMBRAPA, Silvio Crestana, Paulo Estêvão Cruvinel e Luis Alberto Colnago, pela cooperação;

à minha espôsa Nelma F. M. Tannús, pela intensa cooperação, pelo interêsse e pelo carinho dedicados à elaboração deste trabalho;

à minha família pelo incentivo que seu interêsse constante por novidades me proporcionou;

ao CNPq, FAPESP, FIPEC, FINEP, FNDCT e PADCT, por terem proporcionado os subsidios necessários à concretização deste trabalho.

Enfim, agradeço a todas as pessoas que se sentirem diretamente responsáveis por alguma contribuição neste trabalho, que unicamente por um lapso de memória esqueci de mencionar.

índice

1.0 Introdução xii
2.0 Tomografia por Ressonância Magnética Nuclear . . xiii
2.1 Imagens por RMN: histórico xv
2.2 O grupo de imagens por RMN de São Carlos: Histórico xvi
2.3 Situação atual xviii
2.4 A Tomografia por RMN no Brasil. xix
3.0 Conteúdo deste trabalho. xx

I PRINCIPIOS BASICOS DE RMN

I.1 Introdução I-1
I.2 Ressonância Magnética Nuclear Pulsada (RMNp) . . I-13
I.2.1 FIDs e ECOS I-15
I.2.2 Medida da magnetização transversal. I-16
I.2.3 O decaimento na ausência de indução (FID). . . I-17
I.3 Efeitos da inomogeneidade de campo e da aplicação de gradientes. I-20
I.3.1 A necessidade de se medir T2: geração de Spin-Ecos. I-22
I.3.1.1 Isocromatas. I-23
I.3.1.2 Exemplo dos três tubinhos. I-24
I.3.1.3 Uma corrida incomum. I-27

II IMAGENS POR RMN: PRINCIPIOS BASICOS E TECNICAS DE OBTENÇÃO.

II.1 O que mapear? II-1
II.2 Codificação espacial de frequências II-3
II.2.1 Densidade de magnetização unidimensional. . . II-5
II.3 Imagens em mais que uma dimensão. II-11
II.4 Resolução e relação S/R em S(k). II-26
II.5 Técnica de convolução - retroprojeção. II-29
II.6 Técnicas de aquisição rápida. II-36
II.6.1 Técnica de "Spiral-Scan Echo-Planar Imaging", SEPI. II-40
II.7 Contrastes por tempos de relaxação T1 e T2. . . II-48
II.8 Seleção de planos tomográficos. II-54

III PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL.

III.1 Introdução. III-1
III.2 O tomógrafo de RMN. III-2
III.2.1 Dos pulsos de RF á imagem final. III-6
III.3 Sintetizador de RF. III-9
III.4 Modulador de RF. III-12
III.4.1 Modulação em amplitude. III-13
III.4.2 Os divisores de potência/combinadores (PS/C). III-21
III.4.3 Variante dos pulsos seletivos de mesma largura. III-24
III.5 O amplificador de RF. III-26
III.6 Circuito tanque e duplexador de RF. III-32
III.6.1 Circuitos utilizados na duplexação. III-33

III.6.2 O circulador como duplexador. III-36
III.6.3 Circuito tanque. III-40
III.6.3.1 Sensibilidade dos ressoadores com bobinas solenoidais. III-43
III.6.4 Sintonia. III-47
III.6.5 O ressoador atual. III-52
III.7 O receptor de RMN. III-55
III.7.1 Faixa dinâmica. III-56
III.7.1.1 Máximo sinal amplificável. III-56
III.7.1.2 Mínimo sinal detectável. III-58
III.7.2 Parâmetros da configuração em cascata. . . . III-60
III.7.2.1 Ruído (sensibilidade). III-60
III.7.2.2 Produtos de intermodulação (distorção). . . III-61
III.7.2.3 Análise das configurações propostas. III-63
III.8 Geração de gradientes de campo. III-71
III.9 Sistema de aquisição, contrôle e processamento dos dados. III-76
III.9.1 O processador microLIE-RMN. III-77
III.9.2 Promediador de transientes (averager). . . . III-80
III.9.3 Monitor I (ref. 49). III-81
III.9.4 Monitor II (ref. 50). III-82
III.9.5 Sincronismo com a rêde (60 Hz). III-82

IV SOFTWARE

IV.1 Introdução. IV-1
IV.2 Desenvolvimento do software de processamento. . IV-2
IV.2.1 Relação e descrição dos programas disponíveis atualmente. IV-6

V APRESENTAÇÃO DOS RESULTADOS E CONCLUSÕES.

V.1 Introdução. V-1
V.2 Primeira fase: imagens de objetos prismáticos. . . V-1
V.3 Segunda fase: primeiras imagens tomográficas. . . V-6
V.4 Terceira fase: utilização do magneto supercondutor. V-12
V.5 Conclusões. V-16

I

I.1 Introdução I-1

II REFERÊNCIAS

Referências II-1
Artigos de interêsse II-4
Outros textos consultados II-5

INDICE DE FIGURAS

Fig. 1 15
Fig. I-1 24
Fig. I-2 27
Fig. I-3 29
Fig. I-4 39
Fig. I-5 40
Fig. I-6 46
Fig. I-7 47

Fig. II-1. 53
Fig. II-2. 61
Fig. II-3. 65
Fig. II-4. 68
Fig. II-5. 72
Fig. II-6. 74
Fig. II-7. 75
Fig. II-8. 79
Fig. II-9. 83
Fig. II-10 87
Fig. II-11 87
Fig. II-12-a 89
Fig. II-12-b 89
Fig. II-13-a 91
Fig. II-13-b 92
Fig. II-14 93
Fig. II-15 98
Fig. II-16 100
Fig. II-17 101
Fig. II-18 101
Fig. II-19 102
Fig. II-20 102
Fig. II-21 104
Fig. II-22 107

Fig. III-1 110
Fig. III-2 114
Fig. III-3 122
Fig. III-4 123
Fig. III-5 125
Fig. III-6 126
Fig. III-7 128
Fig. III-8 127
Fig. III-9 129
Fig. III-10. 133
Fig. III-11. 136
Fig. III-12. 137
Fig. III-13. 140
Fig. III-14. 142
Fig. III-15. 144
Fig. III-16. 147

Fig. III-17. 150
Fig. III-18. 154
Fig. III-19. 155
Fig. III-20-a. 156
Fig. III-20-b. 157
Fig. III-20-c. 157
Fig. III-20-d. 158
Fig. III-21. 160
Fig. III-22. 161
Fig. III-23. 162
Fig. III-24. 164
Fig. III-25. 170
Fig. III-26. 172
Fig. III-27. 173
Fig. III-28. 174
Fig. III-29. 178
Fig. III-30. 179
Fig. III-31. 181
Fig. III-32. 182
Fig. III-33. 185

Fig. IV-1. 194
Fig. IV-2. 199
Fig. IV-3. 200

Fig. V-1 203
Fig. V-2 204
Fig. V-3 204
Fig. V-4 206
Fig. V-5 206
Fig. V-6 207
Fig. V-7 208
Fig. V-8-a 209
Fig. V-8-b 209
Fig. V-8-c 210
Fig. V-9 211
Fig. V-10. 211
Fig. V-11. 212
Fig. V-12. 213
Fig. V-13. 214
Fig. V-14. 214
Fig. V-15. 215

Fig. AI-1. 218

RESUMO

Nêste trabalho, descrevemos o desenvolvimento do equipamento e o software necessários à implementação da técnica de obtenção de imagens por RMN. Nossos principais objetivos foram a construção de um sistema de contrôle e aquisição de dados que permitisse operar um espectrômetro de Fourier de RMN pulsada como um tomógrafo de RMN; por outro lado, visamos a construção de um espectrômetro que tivesse seus parâmetros facilmente reconfiguráveis pelo sistema de contrôle. O resultado foi um sofisticado equipamento que permite, além do proposto, trabalhar com técnicas de espectroscopia de alta resolução e espectroscopia em sólidos.

Uma grande ênfase foi dada ao entendimento das técnicas de reconstrução de imagens, desde as convencionais até aquelas que constituem atualmente a fronteira de pesquisa nessa área.

Os resultados obtidos com o sistema descrito são considerados bons, comparáveis aos das unidades construídas por empresas que operam comercialmente nessa área, em cooperação com centros localizados em universidades no exterior, pouco devendo a equipamentos similares (protótipos) desenvolvidos naqueles centros.

ABSTRACT

We decribe in this work the development of hardware and software necessary to implement the Magnetic Resonance Imaging (MRI) techniques. Our major subjects were the construction of an aquisition and control system which allowed the operation of a pulsed Fourier NMR spectrometer as a NMR Tomograph; further we oriented the developing of a NMR spectrometer whose parameters could be easily reconfigured by the controlling system. As a result we obtained a sofisticated equipment which allows, more than the proposed, working with high resolution spectroscopic techniques and spectroscopy in solids.

Since the basic techniques employed in NMR and CT Tomographs are well known, a great emphasis was also given on the understanding of the image reconstruction techniques that constitutes today the frontier of research in this area.

The results obtained with the system described here are considered good, comparable to the results from commercial units developed in cooperation with imaging groups located in universities abroad.

1.0 Introdução

A investigação do interior dos organismos vivos, de uma forma não invasiva, tem sido para o homem uma preocupação constante desde os primórdios da medicina. Das várias maneiras de proceder-se esta investigação, destaca-se a radiografia com raios-X, que trouxe um avanço considerável para a medicina da primeira metade deste século. Com o advento de computadores mais versáteis, e de sistemas de geração e detecção de raios-X mais compactos, a ciência trouxe à medicina a oportunidade de utilizar uma das mais poderosas ferramentas de diagnóstico, o Tomógrafo de raios-X. Desde a década de 60 tem a Tomografia Computarizada de raios-X (CT) contribuido para auxiliar os médicos na difícil tarefa de analisar patologias, e, sem nenhuma dúvida, garantido a precisão das intervenções, quando constatada sua necessidade. O mérito dessa técnica é tão grande que consegue ofuscar um dos mais graves problemas potenciais que dela decorrem, a utilização de radiação ionizante, os raios-X. Felizmente, pode-se contar agora com uma técnica de obtenção de imagens, a Tomografia por Ressonância Magnética (TORM), que reune todas as qualidades já mencionadas, agrega uma quantidade respeitável de novos atributos, e não sofre, pelo menos ao que se sabe até o momento, de efeitos danosos como os introduzidos pela utilização de raios-X (as técnicas de CT atualmente utilizadas minimizam, através de colimação adequada do feixe, a dose de raios-X absorvida pelo paciente e a radiação espalhada na direção do operador; persiste contudo a presença da radiação ionizante, com

potencial efeito danoso).

2.0 Tomografia por Ressonância Magnética Nuclear

Atualmente, além dos métodos convencionais de obtenção de imagens médicas, tais como a tomografia computarizada já mencionada e a técnica de ultrassonografia, existe uma nova técnica conhecida como Tomografia por Ressonância Magnética Nuclear, baseada nas propriedades magnéticas naturais dos núcleos dos átomos constituintes do organismo. Esta técnica, juntamente com os fundamentos da Ressonância Magnética Nuclear pulsada e da descrição de dois protótipos de Tomógrafo construídos (fotos abaixo) serão abordados neste trabalho. O desenvolvimento recente desta técnica de imagens tem aberto grandes perspectivas no campo do diagnóstico médico, dada a extraordinária resolução de detalhes anatômicos e à informação estrutural e fisiológica obtidos, superiores aos alcançados pelas outras técnicas. Imagens médicas tem sido obtidas utilizando-se a técnica de RMN com núcleos de átomos de Hidrogênio (prótons), muito abundantes no corpo humano, já que este contém por volta de 55% de seu peso total em água (a maior contribuição para os sinais de RMN vem da agua intracelular). Entre as vantagens da tomografia por RMN são apontadas a ausência de radiação ionizante, o excelente contraste entre tecidos moles de diferente constituição e a não exigência do uso de meios de contraste. Imagens com núcleos de outros elementos, além do Hidrogênio, têm sido também conseguidas, sendo sua maior vantagem a potencialidade de diagnóstico baseada na informação do estado fisiológico que apresentam os tecidos,

contribuindo com informações complementares às comumente obtidas, como são as informações anatômicas e do estado patológico daqueles tecidos. Além disso, a técnica é sensível às variações de outros parâmetros a nível molecular, além da densidade de núcleos, o que a torna seguramente uma poderosa e versátil ferramenta de diagnóstico médico fundada em informações espectroscópicas.

Fig. 1 - Fotos dos dois espectrômetros utilizados nas experiências com imagens.

2.1 Imagens por RMN: histórico.

As bases experimentais da Espectroscopia por Ressonância Magnética foram estabelecidas a mais de 30 anos por F. Bloch e E.M. Purcell. Desde então, os físicos e químicos, e mais recentemente os biofísicos e bioquímicos, vêm-nas utilizando sistemáticamente no estudo das conformações e estruturas moleculares e da dinâmica dos átomos. Já em 1971 haviam-se observado as diferenças sistemáticas nas propriedades de relaxação nuclear entre os tecidos biológicos normais e os patológicos (necrosados ou tumorais; ver por exemplo a tabela 1, que mostra a variação de um dos parâmetros de relaxação, T1, nos diferentes tecidos), e ainda entre tecidos de mesma natureza em diferentes estados fisiológicos. Desde então, numerosos pesquisadores têm apontado a potencialidade desta técnica como um método para a identificação e caracterização de tecidos normal e patológico.

Tabela 1 - Tempo de relaxação longitudinal T1 de prótons, medido a 100 MHz em tecidos humanos normais e tumorais (malignos)

	(tumoral)	(normal)
Tórax	1.08	0.37
Pele	1.05	0.62
Músculo	1.41	1.02
Intestino	1.12	0.64
Fígado	0.83	0.57
Pulmão	1.11	0.79
Próstata	1.11	0.80
Ossos	1.03	0.55

Historicamente, o pioneirismo no desenvolvimento das técnicas de imagens por RMN e' atribuido a P. C. Lauterbur (1), que em 1973 divulgou resultados onde mostrava a geração de uma imagem bidimensional, mostrando a densidade de prótons e a distribuição dos tempos de relaxação spin-rede, de uma amostra que consistia em dois tubinhos contendo água. Nos anos seguintes, grupos de Nottingham, Aberdeen, Zurique, Coréia do Sul e pessoal implantado nas indústrias interessadas em equipamento médico hospitalar como Philips, Siemens, Tecnicare (J&J), GE etc. desenvolveram e implementaram várias técnicas alternativas para gerar imagens. O enorme interesse acadêmico e comercial que esta técnica tem despertado, por sua capacidade como novo meio de diagnóstico e potencialidade no estudo in-vivo das reações bioquimicas a nível celular, fêz com que a maioria dos grupos de pesquisa das grandes universidades que possuiam experiência em ressonância magnética voltassem seu interesse para esta excitante aplicação.

2.2 O grupo de imagens por RMN de São Carlos: Histórico.

Nosso interesse na área de imagens por Ressonância Magnética Nuclear (RMN) foi despertado por um artigo publicado na revista "Scientific American" (2) e posteriormente intensificado por uma discussão paralela em um seminário proferido no Departamento de Fisica e Ciência dos Materiais (DFCM) pelo Prof. Dr. Mario Engelsberg, da Universidade Federal de Pernambuco, no final de 1982. Em março do ano posterior, começamos oficialmente a trabalhar nessa área com o inicio do nosso trabalho de

Doutoramento, sob a orientação do Prof. Dr. Horacio Panepucci. Este trabalho começou com a construção de um espectrômetro de RMN pulsada com um magneto resistivo Varian, de 10 cm de distância entre peças polares de 12". Com esse sistema, um microcomputador da Ohio Scientifics e uma interface rudimentar com o mini-computador do DFCM, foram obtidas as primeiras imagens. Inicialmente, imagens de pequenos tubos preenchidos com óleo mineral, obtidas com a técnica de reconstrução a partir de projeções, com as amostras giradas manualmente dentro de um conjunto de bobinas, capaz de gerar um gradiente axial Gz. Essas primeiras imagens geraram um impacto importante nas atividades do Grupo, pelo interesse do assunto, o que atraiu vários estudantes de pós-graduação de excelente nível e que, graças ao auxílio recebido, permitiu aumentar a atividade do Grupo no desenvolvimento da instrumentação necessária. Isso resultou na incorporação de pessoal de apoio de alto nível na área de Engenharia Eletrônica e Computação, devido ao aumento das necessidades de computação do Grupo. No final de 1983, com o ingresso de dois estudantes de Mestrado em Física, Tito José Bonagamba e Nicolau Beckmann, começamos a estudar as técnicas de seleção de planos e efeitos dos tempos de relaxação T1 e T2 nas imagens por RMN.

Em meados de 1984, obtivemos as primeiras imagens de pequenos vegetais, as quais consideramos as primeiras imagens no Hemisfério Sul obtidas com a técnica de RMN.

Em 1985 concentramos esforços na construção de um sistema de bobinas de gradiente de campo, necessárias à implementação da técnica (atualmente utilizada nos tomógrafos comerciais) da Transformada de Fourier Bidimensional Direta. Nessa época foram definitivamente incorporados ao Grupo, os Engenheiros André Torre Neto e Mateus José Martins. No final de

1985 e início de 1986, foram obtidas as primeiras imagens com a técnica de Transformada de Fourier Bidimensional Direta e foram concluídos os dois trabalhos de Mestrado com a obtenção de imagens contrastadas por tempos de relaxação e as primeiras imagens realmente tomográficas, obtidas com a técnica de seleção de planos.

Em 1985, conseguimos um auxílio financeiro do PADCT, que permitiu a compra de um magneto supercondutor da Oxford Instruments Ltd. Esse sistema (instalado no final de 1986) permite a utilização de um volume útil de 15 cm de diâmetro, com um campo magnético de 2.0 Tesla e homogeneidade de campo de 16 ppm dentro do referido volume. Nessa época iniciaram-se os trabalhos de Mestrado de Vitor B. P. Leite, com fenômenos relacionados a fluxo e Maria Angélica Schmidt, no projeto de bobinas de RF para o novo magneto.

Com a instalação do magneto supercondutor, o espectrômetro foi transladado e posto a operar na frequência de 85 MHz. Menos que um mês depois da instalação, foram obtidas as primeiras imagens de extremidades de membros humanos e imagens de fluxo. A partir dessa época, os esforços estão orientados para a automação e melhora na relação sinal/ruído do sistema.

2.3 Situação atual

Nosso Grupo conta atualmente com 6 físicos, 3 engenheiros, 3 técnicos em eletricidade-eletrônica e vários estudantes de pós-graduação e iniciação científica, nas áreas de Física, Engenharia Eletrônica, Computação, Medicina e Biologia.

Dispomos de um espectrômetro de Fourier de RMN pulsada de banda larga (110 MHz) construido em nossos laboratórios, operando atualmente em 85 MHz (2,0 Tesla, prótons). Esse sistema está acoplado a um magneto supercondutor de 2,0 Tesla, com 15 cm de diâmetro útil, capaz de gerar imagens de pequenos animais e extremidades humanas. Permite também a espectroscopia em sólidos e espectroscopia de alta resolução por transferência de polarização e rotação em ângulo mágico (CP/MAS, Cross Polarization - Magic Angle Spinning).

2.4 A Tomografia por RMN no Brasil.

Existem dois Grupos de RMN estudando as técnicas de tomografia computadorizada por RMN no Brasil. Um no Instituto de Fisica e Quimica de São Carlos - Universidade de São Paulo (interior do Estado de São Paulo) e outro no Departamento de Fisica da Universidade Federal de Pernambuco em Recife.

O Grupo de São Carlos já construiu um tomógrafo de médias dimensões (mencionado na secção anterior) comportando imagens de extremidades do corpo humano (braços e pernas) e pequenos animais utilizando um magneto supercondutor de 2 tesla. Este tomógrafo é muito versátil e permite a realização de qualquer outro tipo de pesquisa em RMN de grande aplicação na medicina, como a espectroscopia de núcleos como H^1, P^{31}, F^{19}, C^{13} e outros.

O Grupo de Recife já desenvolveu um protótipo de pequenas dimensões (volume suficiente para imagens de vegetais, como quiabo) utilizando a técnica de reconstrução de imagens por convolução - retroprojeção, como as utilizadas nos tomógrafos de raios-X, e agora está desenvolvendo um tomógrafo que utiliza campos magnéticos baixos (0.2 Gauss). A utilização de campos baixos (segundo Engelsberg) deverá constituir uma abordagem promissora na tentativa de viabilizar economicamente o uso da técnica por segmentos mais amplos da sociedade.

No Brasil existe apenas um tomógrafo por RMN comercial. De procedência holandesa (Philips), foi instalado em abril do ano passado (1986), no Hospital Israelita Albert Einstein, em São Paulo. Ao final deste ano (1987), o Hospital das Clínicas de São Paulo, receberá um tomógrafo comercial de procedência norte-americana (General Electric).

3.0 Conteúdo deste trabalho.

Neste trabalho, no capítulo I, explicamos o fenômeno básico da Ressonância Magnética, com enfoque aos fenômenos necessários ao entendimento das técnicas de obtenção de imagens.

Por outra parte, serão explicados os métodos mais utilizados para obter-se uma imagem por RMN e sua implementação na prática. Será discutido o tipo de informação que uma imagem pode fornecer, e em que parâmetros se basear na análise e interpratação dos resultados (capítulo II).

BIBLIOTECA DO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS - USP
FÍSICA

Os capitulos III e IV tratam do desenvolvimento da instrumentação de RMN e de contrôle e processamento, necessárias à implementação das técnicas de obtenção de imagens e do software destinado a contrôle, aquisição, pré e pós-processamento das imagens geradas, com programas desenvolvidos especialmente para esse fim.

No capitulo V, mostramos os principais resultados obtidos no final das diversas etapas do desenvolvimento do tomógrafo. Os resultados finais mostram que a qualidade das imagens obtidas com a última versão não fica muito distante quando comparada à das obtidas com unidades comerciais.

No final deste capitulo colocamos nossas propostas para futuros desenvolvimentos, bem como modificações na atual configuração que permitam melhor aproximação da arquitetura por nós considerada ideal.

----------X----------

CAPITULO I
PRINCÍPIOS BÁSICOS DE RMN

I.1 Introdução

Neste capitulo, queremos prover ao leitor alguns dos fundamentos básicos da técnica de RMN pulsada. A descrição das idéias físicas abordadas pela técnica restringir-se-á àquelas necessárias ao entendimento da formação de imagens por RMN. A discussão segue as mesmas linhas dos textos básicos (3) (4), onde o leitor pode encontrar um tratamento mais elaborado e completo da técnica de RMN, e sua extensão ao estudo de outras areas que não a de imagens.

As técnicas de ressonância magnética utilizadas em obtenção de imagens podem em sua quase totalidade ser descritas classicamente. Essa é a abordagem que iremos adotar em nosso tratamento, e esperamos que forneça subsídios suficientes para o acompanhamento das discussões das técnicas de formação de imagens ou tomografia por ressonância magnética, TORM. Faremos porém alguns breves parênteses, para colocar alguns aspectos da descrição quântica.

O problema que estamos estudando é o de um núcleo com momentum angular de spin $\hbar.\vec{I}$, submetido a um campo magnético estático uniforme $\vec{Ho}$, suposto na direção $\hat{z}$ do sistema de coordenadas do laboratório. A esse momentum angular, associamos um momento magnético $\vec{\mu}$, proporcional a $\vec{I}$, descrito pela relação

$$\vec{\mu} = \gamma \hbar \vec{I} \qquad 1$$

onde γ é o "fator giromagnético" do núcleo em questão. A energia magnética (clássica) associada a esse sistema é então:

$$E = - \vec{\mu}.\vec{H}_o \qquad 2$$

As grandezas $\vec{\mu}$ e $\vec{I}$ podem ser descritas pelos seus operadores homônimos, e a energia, agora descrita pelos autovalores desses operadores, fica:

$$E = - \gamma H_o \hbar n_I \qquad 3$$

A condição de mais baixa energia do sistema é quando $\vec{\mu}$ e $\vec{Ho}$ se alinham paralelamente entre si. Esta condição, que chamamos estado fundamental, pode ser modificada pela absorção de uma quantidade apropriada de energia, que promove o sistema a um "estado excitado". Pela lei de Planck, essa energia requerida é $\hbar w$, onde w é a frequência angular de radiação utilizada na excitação.

A grande maioria das espécies atômicas que têm momento magnético não nulo estudadas nas técnicas de imagens, tem isótopos que apresentam spin 1/2 (H^1,C^{13},P^{31},F^{19}), exceto alguns, como o sódio (Na^{23}), que apresentam spin 3/2. No caso particular de spin 1/2, os únicos valores possíveis para os autovalores do operador $\vec{I}$, n , são:

$$n_I = + 1/2 \quad e \quad n_I = - 1/2 \qquad 4$$

o que resulta no esquema de níveis mostrado abaixo.

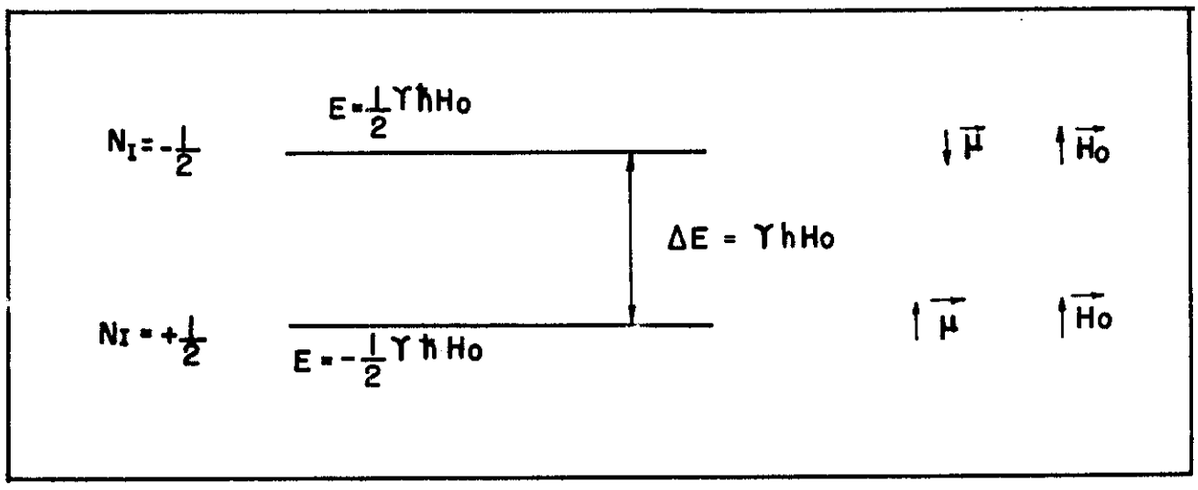


Fig. I-1 - Diagrama de níveis de um sistema de Núcleos com spin 1/2

A transição representada na figura exige uma energia de radiação eletromagnética

$$E = \hbar w = \hbar \gamma H_o \qquad 5$$

o que dá para essa radiação uma frequência angular

$$w = \gamma H_o \qquad 6$$

Essa relação é fundamental para as técnicas de imagens e espectroscopia. Ela diz que se um conjunto de spins de diferente natureza, determinadas pelos seus valores de γ_i for colocado na presença de um campo magnético Ho, absorverão energia em frequências correspondentes

$$w_i = \gamma_i H_o \qquad 7$$

O espectro de absorção deverá conter vários picos, correspondentes a cada ressonância wi.

Essas frequências situam-se na faixa de radiofrequência (RF). Para um campo magnético Ho de 10 Kgauss (1 tesla), os valores das frequências de ressonância de alguns núcleos são mostrados abaixo.

núcleo	frequência (MHz)
H^1	42.576
C^{13}	10.705
F^{19}	40.055
Na^{23}	11.262
P^{31}	17.236

A sintonia em uma dada wi, permite então, observar a ressonância da espécie atômica γ_i correspondente.

Se por outro lado tivermos núcleos da mesma espécie atômica, ligados porém a moléculas diferentes, num campo estático homogêneo Ho, o efeito da vizinhança próxima (outros participantes da molécula) introduz pequenas variações no valor de wi. Essas variações são produzidas principalmente pela natureza da nuvem eletrônica nas vizinhanças do núcleo, que blindam parcialmente a interação deste com o mundo exterior.

Essa alteração, que é função da natureza da ligação química e dos participantes da molécula, é chamada de "chemical shift", σ , de forma que escrevemos $w = \gamma(1-\sigma)Ho$.

Imaginemos agora uma amostra extensa, com spins de mesma natureza (mesmo γ), e submetida a um campo magnético que tenha a mesma direção e sentido que o anterior, mas cuja intensidade tenha uma dependência espacial, H (x,y,z). Tal campo magnético apresenta as mesmas propriedades dos campos escalares, aos quais podemos associar superfícies de equiindução. Todos os

spins que se situam na intersecção dessas superfícies com o volume da amostra, sentirão o efeito de um mesmo campo, tendo portanto uma mesma frequência de ressonância. Para outra superfície, outra ressonância, e assim por diante. Essa codificação espacial de H, constitui a base das técnicas de formação de imagens por RMN. Podemos citar um exemplo simples em que nossa amostra é linear, ao longo de z com a densidade de spins dada por M(z). O campo magnético H é suposto variar linearmente na direção z, com intensidade de variação G.

Para cada posição z, teremos então uma quantidade de spins absorvendo energia na proporção de M(z), com frequência determinada por

$$w(z) = \gamma G z \qquad 8$$

Como se observa, o espectro de absorção será proporcional a M(z), ou M(w), já que as duas variáveis são relacionadas pela constante γG . Esse espectro é a própria "Imagem" desse objeto linear, cuja definição mais geral discutiremos nos próximos capitulos.

Vamos agora descrever com pouco mais de detalhes o que acontece quando um momento magnético $\vec{\mu}$ interage com o campo magnético de RF da excitação.

O comportamento dinâmico, ou seja, a evolução espacial e temporal do vetor $\vec{\mu}$, na presença de um campo magnético $\vec{H}o$, pode ser descrito por uma equação de movimento do tipo

$$\frac{d\vec{\mu}}{dt} = \gamma \vec{\mu} \times \vec{H}_o \qquad 9$$

Essa equação nos diz que em qualquer instante, as variações de $\vec{\mu}$ serão perpendiculares simultaneamente a $\vec{\mu}$ e a $\vec{Ho}$. Se Ho é estático, a evolução do vetor $\vec{\mu}$ descreverá a superfície de um cone no espaço (veja figura I-2).

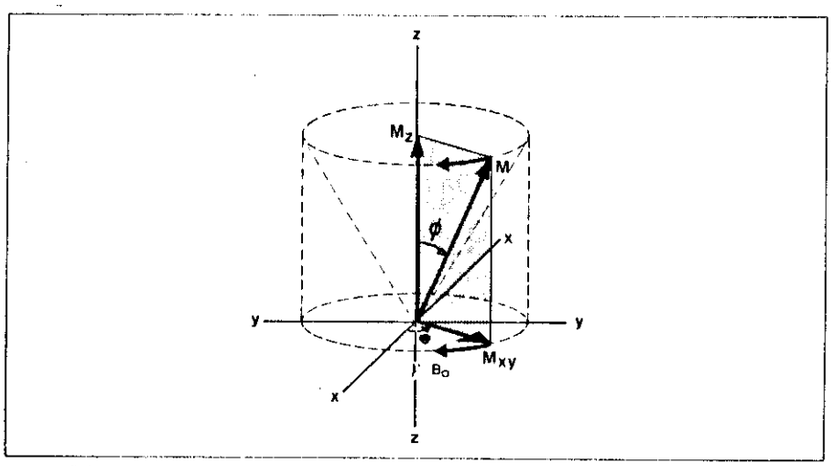


Fig. I-2 - Esta figura mostra o vetor magnetização, $\vec{M}$, e suas componentes transversal e longitudinal: a mesma representação vale para o momento magnetico $\vec{\mu}$.

Se não houver nenhuma interação entre $\vec{\mu}$ e o exterior e se o campo magnético Ho for estático, essa situação de precessão de $\vec{\mu}$ em torno do eixo z será estacionária (ϕ =cte.), semelhante à evolução de um pião de brinquedo ligeiramente inclinado da vertical. Nesta situação a solução completa da equação 9 pode ser obtida, mediante uma transformação de coordenadas. Elegemos então um sistema de coordenadas tal que sua direção $\hat{z}'$ coincida com $\hat{z}$, e as direções $\hat{x}'$ e $\hat{y}'$, girem em torno de $\hat{z}(\hat{z}')$ com velocidade angular $\vec{\Omega}$ (esse é o chamado sistema girante de coordenadas).

Nesse novo sistema, a equação 9 é escrita da forma

$$\left(\frac{d\vec{\mu}}{dt}\right)' = \gamma\,\vec{\mu} \times \left(\vec{H}_o + \frac{\vec{\Omega}}{\gamma}\right), \qquad 10$$

onde todas as grandezas são representadas por suas coordenadas no sistema girante. Fazendo uma analogia com a eq. 9, vemos que tudo se passa como se tivéssemos um vetor $\vec{\mu}$ na presença de um campo efetivo

$$\vec{H}_{ef} = \vec{H}_o + \frac{\vec{\Omega}}{\gamma} \qquad 11$$

Se escolhermos um sistema especial que gira com uma frequência tal que $\vec{H}ef=0$, ou seja,

$$\vec{\Omega} = -\gamma\,\vec{H}_o \quad , \qquad 12$$

veremos que nesse sistema o vetor $\vec{\mu}$ é estacionário e que precessiona no sistema do laboratório com uma frequência $|\vec{\Omega}|$. Esta é a chamada "frequência de Larmor", e coincide com uma frequência da radiação eletromagnética de excitação dada pela equação 6, a equação de Larmor. Podemos agora estudar o efeito de uma radiação eletromagnética que satisfaça a equação 12, que determina a existência de um campo magnético de RF que gira com frequência $|\vec{\Omega}|$ em torno de z. Chamaremos esse campo de $\vec{H}1$. A fase de oscilação de $\vec{H}1$ em relação àquela da componente transversal de $\vec{\mu}$ ($\mu x\hat{x} + \mu y\hat{y}$) é arbitrária, portanto faremos a direção de $\vec{H}1$ coincidir com a direção $\hat{x}'$ do sistema girante. Nessa situação, a equação de movimento 9 resulta em

$$\left(\frac{d\vec{\mu}}{dt}\right)' = \gamma\,\vec{\mu} \times \vec{H}_1 \quad , \qquad 13$$

já que o único campo magnético nesse sistema é $\vec{H}1$. A solução de 13 nos dá

$$\vec{\Omega}_P = \gamma \vec{H}_1$$

o que implica dizer que, no sistema girante, o vetor $\vec{\mu}$ irá precessionar em torno de $\hat{x}'$ com frequência angular $\vec{\Omega}_P$. Visto do sistema do laboratório, a evolução de $\vec{\mu}$, agora dada pela composição de dois movimentos de rotação, um em torno de $\hat{z}'$ com frequência $\vec{\Omega}_P = \gamma \vec{H}_1$ e outro em torno de $\hat{z}$ com frequência $\vec{\Omega} = \gamma \vec{H}_0$, será como aparece na figura abaixo. A ponta do vetor $\vec{\mu}$ descreve uma espiral na superfície de uma esfera de raio $|\vec{\mu}|$.

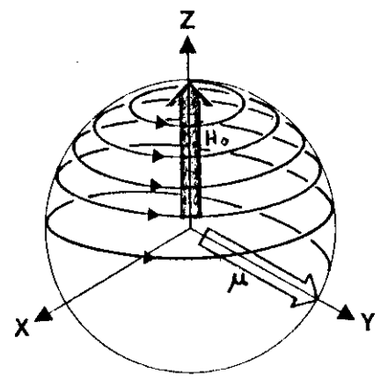


Fig. I-3 - A ponta do vetor $\vec{\mu}$ descreve uma espiral na superfície de uma esfera.

Nesse ponto podemos fazer uma pergunta da caráter prático: como produzir experimentalmente um campo magnético de mesma natureza que $\vec{H}1$?

A resposta nos leva à intimidade dos espectrômetros de RMN, especificamente nos ressoadores (transdutores) desses sistemas.

Há várias maneiras de se gerar um campo magnético de RF circularmente polarizado (é assim que se chama o $\vec{H}1$ da figura acima). Uma delas consiste em se utilizar dois solenóides, capazes de criar campos magnéticos perpendiculares entre si. Se alimentarmos esses solenóides com correntes de RF de forma que

obtenhamos num deles um campo oscilante

$$\vec{H}_{1x}(t) = H_1 \cos(\Omega t)\ \hat{x} \qquad 15$$

e no outro,

$$\vec{H}_{1y}(t) = H_1 \operatorname{sen}(\Omega t)\ \hat{y} \qquad 16$$

teremos com resultante

$$\vec{H}_1(t) = H_1\ (\cos(\Omega t)\ \hat{x} + \operatorname{sen}(\Omega t)\ \hat{y}\ ) \qquad 17$$

ou simplesmente,

$$\vec{H}_1(t) = H_1\ \hat{x}' \qquad 18$$

Da mesma forma que podemos representar um campo circularmente polarizado por suas componentes linearmente polarizadas perpendiculares (como os das eqs. 15 e 16), um campo linearmente polarizado pode ser decomposto em componentes circularmente polarizadas no sentido horário e anti-horário (frequências angulares $-\vec{\Omega}$ e $+\vec{\Omega}$).

Nesse caso, apenas uma componente será efetiva (a de frequência $-\vec{\Omega}$; a outra dá lugar apenas a efeitos de segunda ordem (51)), e metade da energia do campo será desperdiçada, não sendo absorvida. Não obstante, essa é a maneira de se gerar $\vec{H}1$ na maioria dos espectrômetros, pela facilidade de sua implementação. As dificuldades de se orientar geomètricamente bobinas de RF perpendiculares, e uma pequena complicação na alimentação dessas bobinas, faz com que se adote a técnica de uma única bobina na excitação dos núcleos.

Até o momento, vimos como se comporta um núcleo isolado na presença de campos magnéticos estáticos e oscilantes. Na realidade, num objeto analisado temos uma coleção bem grande desses núcleos, que interagem entre si e com o meio em que estão imersos. E aconselhável portanto estudá-los pelo seu comportamento macroscópico, descrito pela magnetização total por unidade de volume, $\vec{M}$. Tudo o que já foi estudado até aqui vale para a magnetização $\vec{M}$. Teremos porém que modificar as equações de movimento para torná-las mais gerais, e poder levar em conta o comportamento dos núcleos interagentes.

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

$$\vec{M} = \sum_i \vec{\mu}_i \qquad 19$$

Consideremos um conjunto de N núcleos idênticos (spin 1/2) submetidos a um campo magnético Ho na direção de $\hat{z}$, uniforme e independente do tempo. Se o número de núcleos nos níveis $m_i=+1/2$ e $m_i=-1/2$ forem respectivamente N+ e N- , a magnetização resultante estará na direção de Ho e terá o valor

$$M_z = \frac{1}{2} \gamma \hbar \, (N^+ - N^-) \qquad 20$$

Os valores de N+ e N- não são estáticos, podendo mudar, por exemplo, pela interação entre os núcleos e os campos que possam depender do tempo (campos locais, como por exemplo, o próprio movimento de núcleos vizinhos produzido pela agitação térmica).

A evolução temporal de Mz é então

$$\frac{dM_z}{dt} = \frac{1}{2}\gamma\hbar\frac{dn}{dt} \qquad 21$$

com

$$n = N^+ - N^- \qquad 22$$

Admitindo que as populações N+ e N- possam ser descritas pelas equações fenomenológicas

$$\frac{dN^+}{dt} = P^{-+}N^- - P^{+-}N^+$$

e

$$\frac{dN^-}{dt} = P^{+-}N^+ - P^{-+}N^- \qquad 23$$

onde introduzimos as probabilidades de transição por unidade de tempo P+- (+1/2--> -1/2) e P-+ (-1/2--> +1/2), obtemos para 21 a expressão

$$\frac{dM_z}{dt} = \frac{M_z^o - M_z}{T_1} \qquad 24$$

onde

$$M_z^o = \frac{1}{2}\gamma\hbar N\frac{P^{-+} - P^{+-}}{P^{-+} + P^{+-}} \qquad 25$$

e

$$\frac{1}{T_1} = P^{-+} + P^{+-} \qquad 26$$

A equação 24 nos diz que qualquer magnetização que tenha componente Mz diferente de M_z^o , evoluirá exponencialmente para esse último valor com tempo característico T1. Termodinamicamente podemos descrever o fenômeno como o intercâmbio de energia entre os núcleos e a "rede", com tendência a se estabelecer um equilíbrio térmico.

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

$$\frac{N^-}{N^+} = \frac{P^{+-}}{P^{-+}} = e^{-\hbar w/KT} \qquad 27$$

Nesta condição, o valor da magnetização de equilíbrio será

$$M_z^o = \frac{1}{2} \gamma \hbar N \tanh(\hbar w/2KT) \qquad 28$$

Para a temperatura ambiente, e campos magnéticos da ordem de 1 Tesla, $\hbar w/KT \sim 10^{-6}$, e portanto vale a aproximação

$$M_z^o = \frac{3}{4} \frac{\gamma \hbar^2 w N}{3KT} \qquad 29$$

Em geral[5], para um spin qualquer I, vale a expressão

$$M_z^o = \frac{\gamma \hbar^2 w N I(I+1)}{3KT} \qquad 30$$

Vimos então que a componente z da magnetização pode ser descrita por uma equação de movimento do tipo (eqs. 9 e 24)

$$\frac{dM_z}{dt} = \gamma (\vec{M} \times \vec{H})_z + \frac{M_o - M_z}{T_1} \qquad 31$$

Esta equação é parte de um conjunto de equações fenomenológicas propostas por Felix Bloch em 1946, com intenção de descrever o comportamento dinâmico de um sistema de spins interagentes. As equações de movimento para as componentes transversais da magnetização foram propostas por Bloch da seguinte maneira:

$$\frac{dM_{x,y}}{dt} = \gamma (\vec{M} \times \vec{H})_{x,y} - \frac{M_{x,y}}{T_2} \qquad 32$$

Essas equações tratam o sistema de spins de maneira bastante simples, e introduzem os tempos de relaxação T1 e T2 como parâmetros a serem determinados experimentalmente. De acordo com essas equações, notamos que as componentes transversais, sob um campo magnético estático, decaem como simples exponenciais. Esta solução, porém, só é adequada quando o tempo de correlação (3) das flutuações do campo local é muito curto comparado com T2. Essa limitação não se aplica nos casos que estudamos, onde os núcleos observados participam de moléculas de líquidos, relativamente móveis, portanto com valores de T2 bastante longos. O efeito de relaxação transversal num sistema de spins será melhor compreendido na próxima secção, onde estudaremos o comportamento desses sistemas frente a pulsos de excitação de duração finita.

I.2 Ressonância Magnética Nuclear Pulsada (RMNp)

A resposta espectral do sistema de spins frente à

excitação com um campo de RF, permite estudar e entender os mecanismos de interação entre os spins e o meio em que estão imersos, assim como interações entre os referidos spins.

Há duas principais variantes das técnicas de medida: uma delas consiste em aplicar-se uma excitação de forma continua, de baixa intensidade e de uma frequência única (excitação com largura de banda muito menor que a largura dos espectros observados). Variando-se a freqência pode-se obter (num tempo tal que a varredura entre duas frequências próximas $w \longrightarrow w+dw$ seja maior que T1) a resposta espectral da susceptibilidade complexa $\hat{\chi}(w)$, que decorre da solução estacionária das equações de Bloch (3). Essa técnica é denominada de CW (do inglês Continuous Wave), e foi inicialmente utilizada na observação do fenômeno de ressonância magnética. A outra variante, a técnica pulsada, consiste em aplicarem-se pulsos de RF bem mais curtos que T2 e T1, pulsos esses com espectro de potência de largura comparável à varredura na técnica anterior. Garante-se dessa forma que todas as componentes de frequência da excitação estão presentes com aproximadamente a mesma intensidade. A análise espectral da resposta do sistema de spins (que de certa forma contém superpostas as respostas a cada frequência), mediante as técnicas de transformada de Fourier (52), permite obter a resposta espectral e avaliar suas consequências. Um tratamento matricial para a solução das equações de Bloch, que permite analisar o comportamento da magnetização mediante a aplicação de operadores de rotação e de relaxação (para pulsos de excitação curtos), encontra-se descrito nas refs. (52) e (53).

Essa última variante da técnica de RMN, denominada de espectroscopia de Fourier de RMN pulsada, é adotada no espectrômetro que construímos, e toda a abordagem que faremos daqui para diante será referente a ela. Vejamos então como se

utiliza essa técnica pulsada.

I.2.1 FIDs e ECOS

Vamos esquecer por enquanto o fenômeno de relaxação, e voltar a analisar o comportamento do vetor magnetização $\vec{M}$ de um sistema de spins submetido a um campo estático e uniforme $\vec{Ho}$.

A equação 9, agora escrita para o vetor magnetização fica

$$\frac{dM}{dt} = \gamma (\vec{M} \times \vec{H}_o) , \qquad 33$$

que para $\vec{Ho}=Ho\hat{z}$, nos dá:

$$\frac{dM_x}{dt} = -\gamma H_o \cdot M_y \qquad 34\text{-a}$$

$$\frac{dM_y}{dt} = +\gamma H_o \cdot M_x \qquad 34\text{-b}$$

$$\frac{dM_z}{dt} = 0 \qquad 34\text{-c}$$

Esta última equação nos diz que na ausência de excitação externa a componente z da magnetização permanece constante, dada por

$$M_z (t) = M_o \cos(\phi) \qquad 35$$

No plano perpendicular a $\vec{H}o$, a componente perpendicular da magnetização precessiona com a frequência de Larmor, exibindo componentes

$$M_x\ (t) = M_o\ \mathrm{sen}(\phi).\cos(\theta - \gamma H_o\ t) \qquad 36\text{-a}$$

$$M_y\ (t) = M_o\ \mathrm{sen}(\phi).\mathrm{sen}(\theta - \gamma H_o\ t) \qquad 36\text{-b}$$

As coordenadas polares θ e ϕ estão definidas na figura~~I-3~~ I-2 da secção I-1 .

I.2.2 Medida da magnetização transversal.

Se o sistema de spins está dentro do solenóide descrito na seção I-1 , podemos observar essa precessão livre da magnetização transversal através da fôrça eletromotriz e(t) induzida no solenóide. Pela Lei de Indução de Faraday,

$$e(t) \sim \frac{dM_x}{dt} = -\gamma H_o\ M_y(t) \qquad 37$$

Normalmente um circuito tanque é utilizado, para aumentar a eficiência tanto na excitação quanto na medida dos sinais de precessão livre, e à indutância L do solenóide é adicionado um condensador C em paralelo de forma que

$$\frac{1}{\sqrt{LC}} = \gamma H_o \qquad 38$$

Esse circuito tanque tem um fator de mérito Q, normalmente associado à indutância, que faz com que a voltagem medida em seus extremos seja dada por

$$V(t) = Q\ e(t) \qquad 39$$

aumentando assim consideravelmente a amplitude do sinal detectado.

I.2.3 O decaimento na ausência de indução (FID).

Vamos considerar agora o efeito das flutuações do campo local sentido por cada spin: o efeito é que essas flutuações introduzem a cada instante um campo ligeiramente diferente do campo estático visto por cada spin, fazendo com que haja uma variação da sua frequência de precessão individual. Isso gera uma distribuição de frequências de precessão, de modo que, dada uma condição inicial em que exista coerência de fase na precessão, transcorrido um certo tempo essa coerência ter-se-á degradado, fazendo desaparecer a resultante da magnetização transversal pela total dispersão dos momentos magnéticos elementares em torno do eixo z (veja figura I-4). Acompanhando esse efeito, observa-se
o fenômeno de relaxação longitudinal, marcada pelo retorno da magnetização resultante ao valor de equilíbrio Mo. O tempo característico em que se perde a coerência de fase, consequentemente a magnetização transversal, é o tempo de relaxação T2 das equações 32. Esse decaimento em líquidos é exponencial (3), e normalmente bem menor que T1. O sinal de RMN

BIBLIOTECA DO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS - USP
FÍSICA

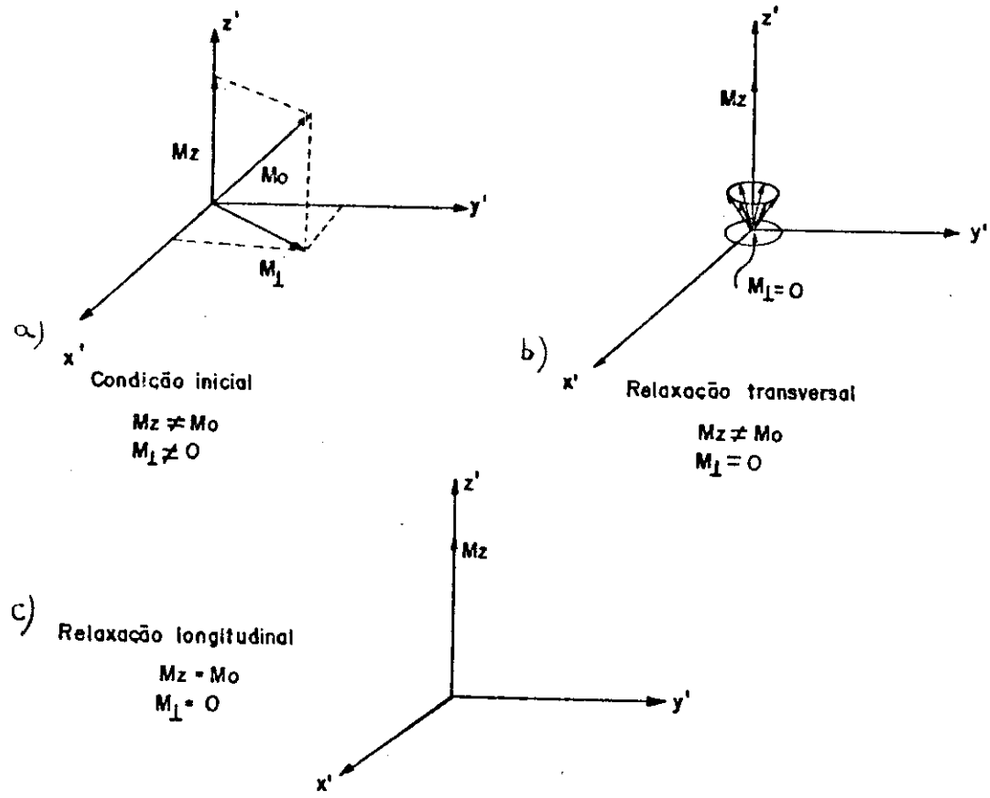


Fig. I-4 - Relaxação com T1 e T2: em a, condição após o pulso de excitação; em b, houve relaxação transversal mas a componente Mz é diferente de Mo; em c, relaxação longitudinal.

detectado será acompanhado de dois decaimentos, um deles porém dominante, determinados por:

$$V(t) = Q\ e(t)\ e^{(-t/T2\ -\ t/T1)} \qquad 40$$

Para um solenóide de N espiras, de secção transversal A, e volume V, de tal forma que o volume do sistema de spins Vs produza um fator de preenchimento ("filling factor") $\epsilon = Vs/Vi$, obtemos um sinal de precessão livre acompanhado de decaimento ("Free Induction Decay", FID) da forma

$$V(t) = Q N \epsilon \gamma H_o M_o \mathrm{sen}(\phi)\mathrm{sen}(\theta - \gamma H_o t)\ e^{(-t/T2)} \qquad 41$$

ou simplesmente

$$V(t) = Q N \epsilon \gamma H_o M_o\ \mathrm{sen}(\phi).\mathrm{Im}\{\ e^{i(\theta - \gamma Hot)\ -\ t/T2}\ \} \qquad 42$$

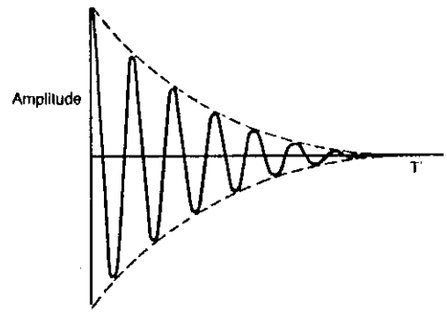


Fig. I-5 - Sinal de RMN (Free Induction Decay, FID).

Da equação 42, vemos que a condição inicial que gera sinal máximo é determinada por

$$\phi = (2n+1)\frac{\pi}{2} \quad , n=0,1,2,... \qquad 43$$

de forma que se quisermos observar os sinais de RMN (FIDS) com máxima relação sinal/ruido, devemos levar a magnetização a essa situação.

Observando a equação 14, vemos que uma excitação com amplitude determinada por H1 e duração adequada, pode levar a magnetização à condição desejada.

Escrevendo

$$\Omega_p = \frac{\Delta\phi}{\Delta t} = \gamma H_1 \qquad 44$$

e supondo a condição inicial como a de equilíbrio (Mz=Mo), obtemos para a duração da excitação

$$\Delta t = (2n+1)\frac{\pi}{2\gamma H_1} \quad , n=0,1,2,... \qquad 45$$

Para o valor $m=o$, obtemos a relação

$$\Delta t\ H_1 = \frac{\pi}{2\gamma}, \qquad 46$$

que caracteriza o notório "pulso de $\pi/2$", que leva toda a magnetização de equilíbrio para o plano transversal.

I.3 Efeitos da inomogeneidade de campo e da aplicação de gradientes.

Ocorre normalmente que os campos magnéticos gerados por eletroimãs ou imãs permanentes nunca são absolutamente homogêneos, e inevitavelmente surgirão gradientes de campo na região em que se encontra sistema de spins.

O efeito desses gradientes é gerar uma distribuição de campo, agora estática, mas semelhante à que induz à relaxação transversal. Na presença deste campo magnético não homogêneo, haverá um processo de degeneração da coerência de fase que se superpõe ao efeito de relaxação, tornando os decaimentos mais rápidos. Esses acréscimos podem ser insignificantes comparados ao valores de T2 quando esses últimos já são bastante curtos, como por exemplo, em sólidos. Em nosso caso, em que tratamos de líquidos com valores de T2 da ordem de 100 mS, devemos estar preparados para manter a inomomogeneidade de campo em toda a extensão da amostra menor que

$$\Delta H = \frac{2\pi}{\gamma T_2} \sim 75 \text{ mGauss} \qquad 47$$

onde ΔH é a "largura de linha" associada ao decaimento com T2,

para prótons em liquidos. Apesar de em nosso interesse aplicarmos arbitrariamente gradientes de campo magnético com objetivo de obter a codificação espacial das frequências de precessão, interessa-nos também conhecer os valores intrínsecos de T2 nos sistemas analisados. E' muito dificil, senão impossivel, determinar T2 a partir do decaimento observado na presença do inomogeneidades, a menos que um preciso mapeamento de campo esteja à disposição. Além disso os sistemas analisados apresentam uma densidade de magnetização que tem uma dependência espacial. E necessário conhecer "a priori" essa dependência, assim como o mapa de inomogeneidade do campo, para obter-se o valor intrinseco de T2 em liquidos (ou sistemas orgânicos). O problema consiste em, dado o sinal e(t) obtido da precessão dos spins de um objeto representado por uma densidade de magnetização M(x), remover-se o fator representado pela inomogeneidade de campo em H(x)=Ho+(dH/dx).x+..., da forma

$$e^{-(t/T2)} = \frac{e(t)}{\int M(x)\, e^{i\gamma H(x).t}\, dx} \qquad 47\text{-a}$$

Uma aproximação bastante grosseira pode, porém, dar uma idéia do comportamento do sinal de RMN, e para isso definimos um tempo caracteristico T2*, da forma

$$\frac{1}{T_2^*} = \frac{1}{T_2} + \gamma\, \Delta H_o \qquad 48$$

onde ΔHo representa a máxima variação de Ho em toda a extensão da amostra. O conceito de T2 não é correto porque leva sempre às formas de linha lorentzianas, simplesmente alargadas sem levar em conta o efeito da forma do objeto (dependência espacial da densidade de magnetização), como aparece na equação 8.

I.3.1 A necessidade de se medir T2: geração de Spin-Ecos.

Uma caracteristica que se deve notar no decaimento introduzido pela inomogeneidade, é que essa inomogeneidade é estática, permanecendo constante durante toda a experiência. Esse fato foi aproveitado brilhantemente por H. Y. Carr e E. M. Purcell (6) (1954), que, utilizando uma descoberta de E. L. Hahn (7) (1950), o "eco de spins", inventaram um meio de contornar o problema da inomogeneidade de Ho. A técnica que vamos descrever foi posteriormente modificada por S. Meiboom e D. Gill (8) (1958), que permite obter-se valores de T2 mais corretos.

Antes de entrarmos na descrição, vamos aproveitar para introduzir alguns conceitos que nos permitirão a análise no referencial girante, onde tudo se processa de maneira bem mais simples.

A voltagem gerada no solenóide, expressa pela equação 41, e que caracteriza o sinal de RMN, pode ser observada com diferentes enfoques. Um dos interesses é medir-se a frequência da portadora, $w = \gamma Ho$, que permite a determinação de γ, conhecido Ho, e que não constitui nosso interesse imediato (os valores de γ encontram-se tabelados para quase todas as espécies atômicas que apresentam momento magnético não-nulo). O outro interesse é medir-se o envoltória do sinal de RMN, que carrega informação sobre os processos moleculares fundamentais. Essa envoltória é obtida utilizando-se um voltimetro sensivel a fase, ou "lock-in", cujo funcionamento está descrito no capitulo III (receptor de RMN).

Medir-se apenas a envoltória de V(t) (equação 41) é como transportar-se para o sistema girante de coordenadas, e lá observar-se a amplitude da magnetização transversal. E como faremos daqui para diante, onde toda análise que fizermos, a menos que especificado explicitamente, será no sistema girante.

I.3.1.1 Isocromatas. -

Vamos imaginar que existe uma inomogeneidade que segue uma distribuição de campos magnéticos simétrica em relação ao valor médio Ho, e cuja largura é maior que a largura intrínseca 1/T2. Definimos uma isocromata, ou pacote isocromático de spins, como qualquer coleção de núcleos contida numa região do espaço delimitada por duas superfícies de equiindução, S(Ha) e S(Hb) separadas por uma distância Δr, de tal forma que a variação de campo ao longo de Δr seja dada por

$$H_b - H_a = \frac{2\pi}{\gamma T_2} \qquad 49$$

e a esses núcleos atribuimos uma única frequência de ressonância dada por

$$w_i = \frac{\gamma(H_b + H_a)}{2} = \gamma H_i \qquad 50$$

O inverso do tempo e relaxação T2 é portanto a incerteza na frequência de precessào de magnetização transversal, que pode então acumular uma incerteza de fase da ordem de 1 radiano num tempo T2 (7).

I.3.1.2 Exemplo dos três tubinhos. -

Vamos acompanhar a evolução de três dessas incromatas, uma em Ho, com frequência wo, e outras duas cujas frequências w1 e w2 estejam respectivamente acima e abaixo de wo. No instante inicial, supomos que o sistema de spins tenha sido excitado por um pulso de RF de $\pi/2$, cujo espectro de potências tenha valores constantes para as três frequências citadas. Nossa condição inicial é mostrada na figura I-6, onde a magnetização transversal é igual à magnetização de equilíbrio

$$M_{\perp} = M_o = M(w_o) + M(w_1) + M(w_2) \qquad 51$$

Na parte b da figura, que representa o sistema após ter decorrido um tempo τ , vemos a perda de coerência de fase introduzida pelas diferentes frequências de precessão dos isocromatas. Ao mesmo tempo, dentro de cada isocromata, está acontecendo o processo de relaxação intrinseco, com T2. Se o sistema for deixado evoluir, haverá uma condição em que, apesar de haver momentos magnéticos com componente transversal não-nula (caracterizados por uma situação em que Mz<Mo), não haverá resultante da magnetização no plano transversal, resultado da total dispersão angular de seus componentes. Aplicamos porém , nesse instante t= τ , um pulso de RF com mesmas características

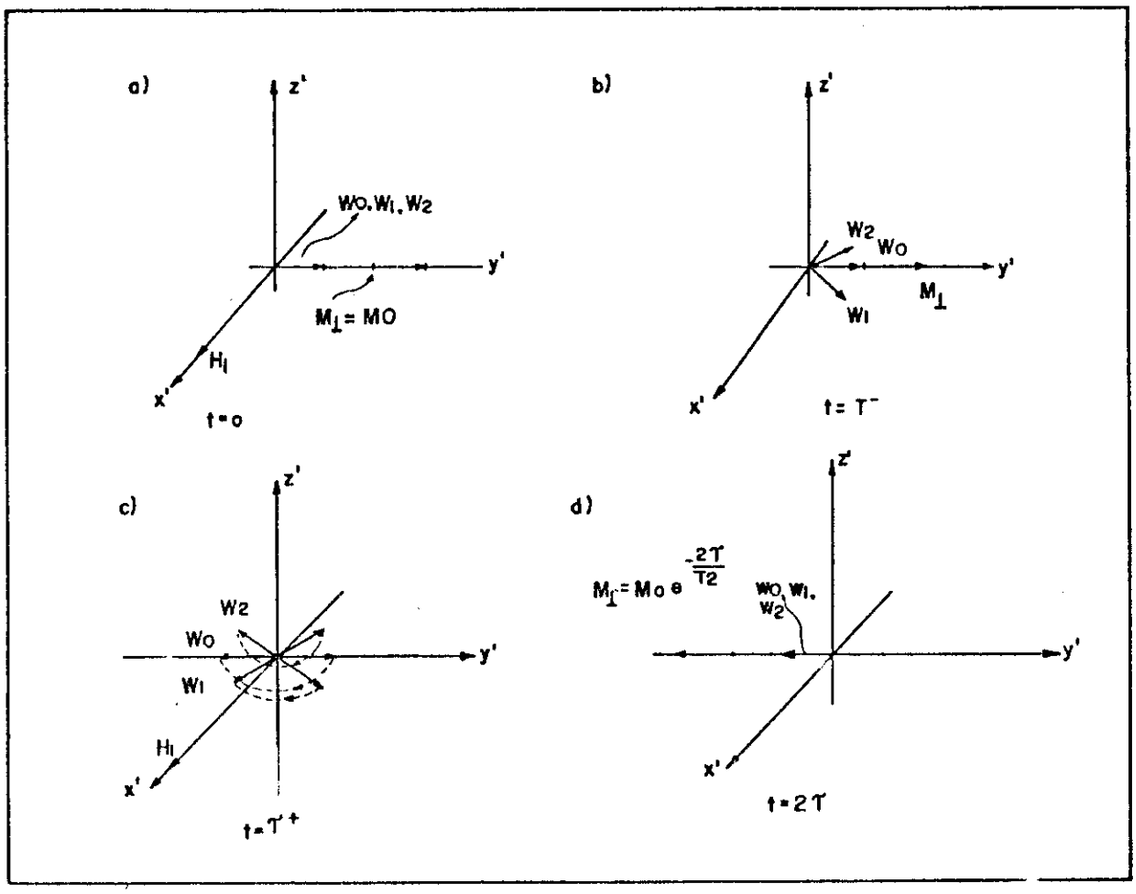


Fig. I-6 - Exemplo de eco de spins gerado por três isocromatas: a) - condição após o pulso de $\pi/2$; b) - perda de coerência de fase após um tempo τ (nesse instante aplica-se um pulso π); c) - condição após o pulso π; d) - finalmente a recuperação da coerência de fase, num tempo 2τ. Cada isocromata sofreu o efeito da relaxação por um fator $\exp(-2\tau/T2)$.

espectrais, mas com o dobro da amplitude de H1. Esse pulso (chamado pulso π) gira todas as componentes da magnetização de 180° em torno do eixo x' (veja figura I-6-c). Acontece que os sentidos de precessão das isocromatas não mudam pelo fato de que a inomogeneidade é estática. Como resultado, as isocromatas acabam recuperando a coerência de fase gerando um "eco de spins" em um tempo 2τ, na direção $-y'$. O efeito da relaxação fará com que a magnetização tenha nesse instante um valor

$$M_{\perp} = M_o \; e^{-2\tau/T2} \qquad 52$$

menor portanto que o do equilíbrio. Se o pulso de π for

aplicado mais vezes nos instantes

$$t_{\pi} = (2n+1)\,\tau \quad , \; n = 1,2,\ldots,N \qquad 53$$

ocorrerão ecos com máximos em

$$t_m = 2n\,\tau \quad , \; n = 2,3,\ldots,N \qquad 54$$

conforme a figura abaixo

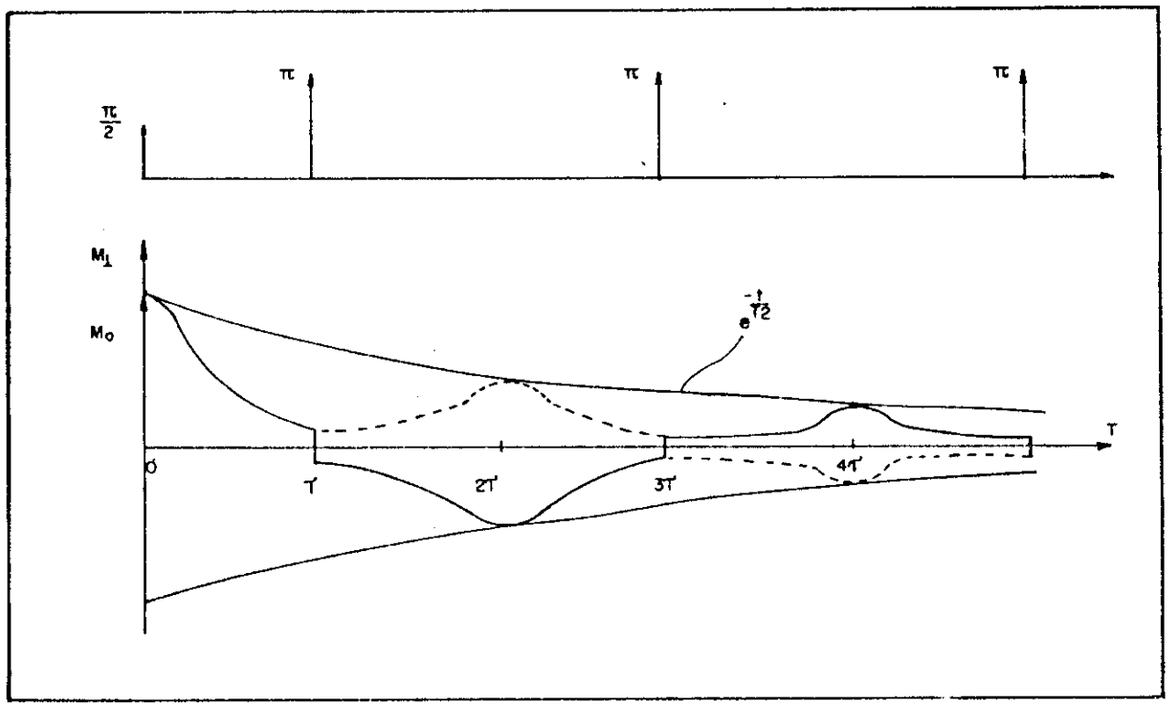


Fig. I-7 - Aplicação sucessiva de pulsos π em τ, 3τ, 5τ etc., faz gerar ecos de spin com polaridades alternadas, com máximos nos tempos 2τ, 4τ, 6τ etc..

Se plotarmos os máximos dos ecos em função do tempo, obteremos uma expressão para M afetada apenas pelo decaimento intrinseco, que nos permite então calcular T2, independentemente da inomogeneidade de Ho.

$$M_{\perp max} = M_o \, e^{-2n\tau/T2} \quad , \; n = 0,1,\ldots,N \qquad 55$$

I.3.1.3 Uma corrida incomum. -

Um exemplo bastante ilustrativo e que guarda uma grande analogia com a técnica de ecos de spin é o da "corrida de bêbados". Esse exemplo, atribuído a E.L. Hahn e posteriormente adptado por C. J. Magon aos costumes regionais, será transcrito integralmente da referência (9).

Esta é a história de uma corrida, realizada no aniversário da cachaça em uma pequena cidade do interior de Goiás. Era véspera de eleições, e para evitarem-se problemas tais como desentendimentos e discussões agressivas entre os competidores (eleitores), as ordens superiores foram para que o resultado final da corrida fosse um empate geral. Isto é, todos deveriam chegar juntos à linha de chegada. Após muito pensar os organizadores do evento resolveram o problema da seguinte maneira: todos os competidores foram instruídos para responder às ordens de um apito. Estando inicialmente todos juntos (em t=0) na linha de largada, quando o apito soasse pela primeira vez eles deveriam disparar e correr numa só direção. Isso foi o que aconteceu, e após alguns segundos todos os corredores encontravam-se espalhados ao longo da pista de corrida. Aqueles que corriam mais rápido alcançavam uma distância maior; haviam também aqueles que se confundiam e corriam na direção oposta dos demais, e também outros que por estarem tão bebados nem puderam largar. Depois de um certo tempo havia uma confusão geral!

As instruções foram para que, quando o apito soasse pela segunda vez (em $t=\tau$), todos os competidores deveriam girar de 180° e continuar correndo com mesma velocidade em direção à linha de largada (que após uma ligeira troca de placas havia se ransformado em linha de chegada). Admitindo que todos os

competidores mantiveram uma velocidade constante durante o percurso, o resultado da corrida foi fácil de prever: para a felicidade geral, todos alcançaram a linha de chegada ao mesmo tempo, em $t=2\tau$.

Se por acaso o fator cansaço tivesse atuado de maneira significativa, ou se tivesse ocorrido uma mudança de atitude dos corredores em relação às regras estabelecidas, o resultado final teria sido o de uma distribuição aleatória dos participantes em torno da linha de chegada, em $t=2\tau$.

O estudo desta distribuição daria uma indicação estatística do estado de cansaço e embriaguês dos competidores, independentemente da velocidade de cada um. O que ocorre aqui não é muito diferente do que ocorre com um sistema de spins sujeito a um campo inomogêneo, onde cada um deles precessionará com uma velocidade angular diferente da dos demais. Conhecida essa inomogeneidade, podemos tirar proveito dos ecos de spin, que serão os ingredientes fundamentais para o estudo de imagens por RMN. Um estudo detalhado das principais técnicas de obtenção de imagens será feito no capitulo que segue.

----------X----------

CAPITULO II
IMAGENS POR RMN: PRINCIPIOS BASICOS E TECNICAS DE OBTENÇÃO.

II.1 O que mapear?

Dentre todas as maneiras possíveis de transferência de informação, o método gráfico é sem dúvida o mais completo. Talvez porque a forma gráfica se aproxima mais da nossa intuição. Apesar do mundo que nos cerca ser tridimensional, nossa capacidade de análise se resume a "telas" bidimensionais, cuja extensão a uma terceira dimensão só se pode fazer por meio de abstrações. Nada mais justo que busquemos para nossa interpretação, mapas, projeções, curvas etc, que de certa forma estejam relacionadas com as propriedades que estamos analisando.

Uma radiografia é um exemplo de um mapa que contém a projeção de uma propriedade do organismo: a densidade ótica dos tecidos, ou sua capacidade de absorver radiação eletromagnética, na faixa dos raios-x, intergrada ao longo da propagação do feixe no objeto analisado. Como projeção, uma radiografia está fadada a conter ambiguidades quanto a estruturas que se superpõem, e uma abstração adicional é necessária para resolvê-la. Nem sempre porém, o conhecimento prévio da anatomia da região analisada pode resolver a ambiguidade, e recursos adicionais serão necessários. O ideal seria ter-se possibilidade de construir um mapa tridimensional de alguma propriedade, por exemplo a densidade de massa, e poder-se analisar "telas" bidimensionais desse mapa sob

qualquer orientação. Esse objetivo é conseguido mais ou menos satisfatoriamente pelas técnicas de obtenção de imagens do interior de organismos, como ultrassonografia (10), tomografia por emissão de pósitrons (PET, positron emission tomography) e tomografia computadorizada por raio-x (CT, computerized tomography) (12).

Na técnica que aqui tratamos, a tomografia por ressonância magnética nuclear (TORM), a principal propriedade analisada é a densidade de núcleos $\rho n(r)$ de uma espécie atômica, por exemplo o hidrogênio. Pelo fato do hidrogênio participar de quase todos os compostos orgânicos, e principalmente por participar da molécula de água, presente em todos os organismos em grandes proporções, a densidade de núcleos pode ser associada diretamente à densidade de massa. Assim, variações de densidade que acompanham a anatomia interna dos organismos são facilmente observáveis mediante a obtenção de $\rho n(r)$. Dizemos que essa é a principal propriedade analisada porque ela não é única: pelo menos cinco outras grandezas associadas à espécie atômica e ao ambiente que a circunda são mapeáveis como função da posição. Cada uma delas será oportunamente explicada. Para o momento vamos ficar apenas com a densidade de núcleos, $\rho n(r)$.

Na presença de um campo magnético, a densidade de núcleos (que têm momento magnético não nulo) se expressa na forma da densidade de magnetização (macroscópica) $M(r)$. A medida de $M(r)$ é então uma medida indireta de $\rho n(r)$. A questão que aqui se faz é: como medir $M(r)$? O objetivo deste capítulo é abordar as várias maneiras de fazê-lo, aproveitando as propriedades dos sistemas de spins descritas no capítulo anterior.

BIBLIOTECA DO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS - USP
FÍSICA

II.2 Codificação espacial de frequências

A principal propriedade, e sem dúvida a chave para todas as técnicas de medida de $M(\vec{r})$, é a codificação espacial das frequências de precessão, que decorre da equação de Larmor (equação I-6)

$$w = \gamma B_o \qquad 1$$

Introduzindo-se uma dependência espacial monótona em Bo, obtemos um campo magnético $Bo(\vec{r})$ e consequentemente

$$w(\vec{r}) = \gamma B_o(\vec{r}) \qquad 2$$

A codificação espacial de frequências expressa pela equação 2 fica melhor entendida quando recorremos à ilustração do método unidimensional abaixo.

Um campo magnético B é construído com a superposição de um campo com dependência linear com x, G = dB/dx = cte., a um campo estático de magnitude Bo, da forma

$$B(x) = B_o + G.x \qquad 3$$

Se nesse campo colocarmos três tubos pequenos, preenchidos com diferentes quantidades de água, nas posições x1, x2 e x3, cada tubo "sentirá" um campo magnético diferente, B1=B(x1), B2=B(x2) e B3=B(x3).

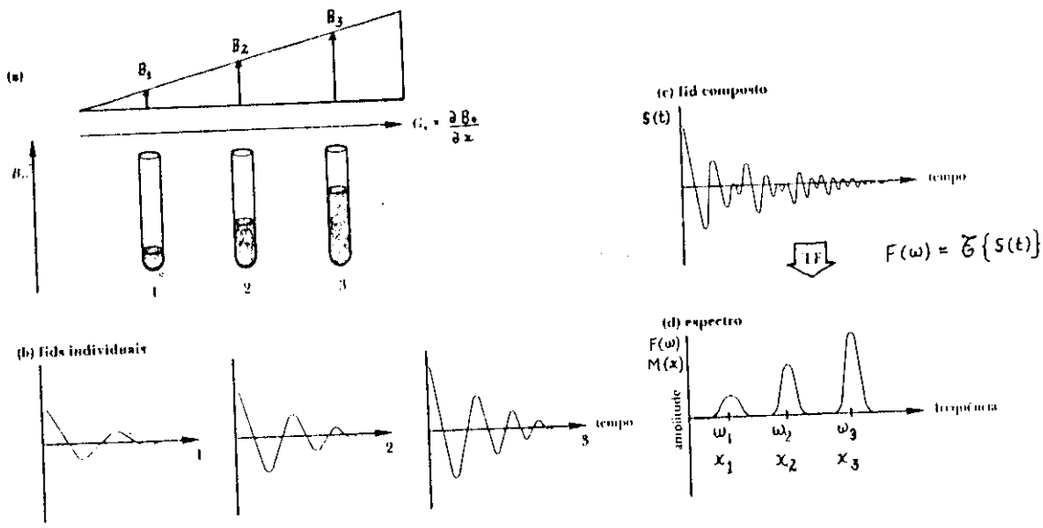


Fig II-1 Experiência de ressonância magnética nuclear (RMN) feita com uma amostra formada por três pequenos tubos que contêm diferentes quantidades de água, e, conseqüentemente, de prótons. Os tubos, posicionados ao longo do eixo *x*, sofrem a ação combinada de um campo magnético uniforme (B_0) e de um campo cuja intensidade varia linearmente com a distância (G_x).
(a) As freqüências de precessão dos núcleos atômicos contidos nos três tubos são diferentes por causa da ação do gradiente G_x, cujo efeito provoca um aumento no campo magnético, do primeiro para o terceiro tubo.
(b) Como resultado, os prótons (1H) de cada tubo contribuem para o sinal de RMN com diferentes componentes de freqüência.
(c) A composição dos sinais individuais gera um sinal complexo.
(d) A técnica matemática conhecida como transformada de Fourier permite obter, a partir das componentes de freqüência, o espectro do sinal. As freqüências e as intensidades relativas observadas neste último dão informações, respectivamente, sobre a posição e a quantidade de prótons existentes em cada tubo.

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

$$w_1 = B_1$$
$$w_2 = B_2 \qquad 4$$
$$w_3 = B_3$$

e o sinal detectado F(t) será resultante da composição de cada uma daquelas contribuições afetadas pela relaxação transversal,

$$F(t) = \{A_1\cos(w_1t)+A_2\cos(w_2t)+A_3\cos(w_3t)\}.e^{-t/T2} \qquad 5$$

Mediante a transformada de Fourier unidimensional do sinal F(t), obtemos uma função que é proporcional a M(x), fornecendo as amplitudes Ai nas frequências wi. O assim chamado espectro de frequências de F(t) dará então informação de quanto material (água) existe nas posições xi (proporcionais a $\rho r(xi)$) determinadas pelas frequências wi.

II.2.1 Densidade de magnetização unidimensional.

Se ao invés de três tubinhos tivéssemos um objeto linear finito, descrito pela densidade de magnetização M(x) (sendo Mo(x) a magnetização de equilibrio), e submetido à mesma experiência, obteriamos, logo após o pulso de excitação de $\pi/2$, a expressão.

$$\tilde{M}(x,t) = M_o(x).e^{iw(x).t}.e^{-t/T2} , \qquad 6$$

para a evolução temporal de um elemento de magnetização transversal situado em x. O sinal resultante vem da contribuição de todos os elementos $\tilde{M}(x,t)$ da amostra, e é representado pela soma

$$M(t) = \int_x \tilde{M}(x,t)\, dx , \qquad 7$$

o que nos dá

$$M(t) = \int_x M_o(x).e^{i\gamma(Bo+G.x)t}.e^{-t/T2}\, dx \qquad 8$$

onde utilizamos a equação 3 para w(x).

Como a amostra é limitada, Mo(x) fora dos limites da amostra é nula, e podemos extender aqueles limites para +/- ∞ . Como verificamos no capítulo anterior, a medida de M(t) é feita de forma que toda a análise se faça no referencial girante de coordenadas, eliminando o termo com wo. Isolando no integrando a dependência espacial (porque consideramos T2 constante), obtemos então

$$M_G(t) = e^{-t/T2} \int_{-\infty}^{\infty} M_o(x).e^{i\gamma G.x.t}\, dx , \qquad 9$$

que é a expressão da evolução da magnetização no referencial girante.

Toda nossa preocupação é com a dependência espacial da magnetização, e portanto vamos introduzir a variável que expressa as frequências espaciais k, proporcional a t, e que faz com que a equ. 9 adquira a forma

$$M_G(t) \dashrightarrow S(k) = e^{-k/\gamma.G.T2} \int_{-\infty}^{\infty} M_o(x).e^{i\, k.x}\, dx \qquad 10$$

onde

$$k = \gamma\, G.t \qquad 11$$

Exceto pelo termo exp(-k/γG.t), a equação 10 é a expressão da transformada de Fourier de M(x),

$$G(k) = \int_{-\infty}^{\infty} M_o(x)\; e^{i\, k.x}\, dx . \qquad 12$$

Definido

$$W(k) = e^{-k/\gamma.G.T2} = \int_{-\infty}^{\infty} P(x)\; e^{i\, k.x}\, dx , \qquad 13$$

podemos notar que a equação 10 ficará da forma

$$S(k) = W(k).G(k) \quad , \qquad 14$$

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

$$\mathcal{F}\{S(k)\} = \mathcal{F}\{W(k)\} \otimes \mathcal{F}\{G(k)\} \qquad 15$$

A função P(x), definida em 13 como transformada de W(k) é a chamada "POINT SPREAD FUNCTION" (PSF) (13), que faz com que, pelo efeito da convolução, aumente a indeterminação da intensidade de M(x) num dado valor de x.

Essa indeterminação é consequência da "largura" de P(x) (nos casos em que T2 é constante ao longo da amostra, P(x) é uma lorentziana (3)), expressa por

$$\Delta x = \frac{1}{\gamma G.T_2} \qquad 16$$

e que representa um dos fatores determinantes da resolução na imagem (o outro, como veremos, é a relação sinal/ruido em S(k)).

Numa experiência em que o maximo valor de k está determinado pelo máximo tempo de observação tmax, a um dado gradiente G, da forma

$$k_{max} = \gamma G.t_{max} \quad , \qquad 17$$

devemos satisfazer a condição

$$\Delta x \ll \delta x = \frac{1}{k_{max}} \quad , \qquad 18$$

onde δx é a máxima resolução absoluta permitida. Utilizando 11 e 16, obtemos de 18 a condição

$$t_{max} \ll T_2 \quad , \qquad 19$$

que chamamos <u>condição de boa resolução</u>. Essa condição pode ser obtida aumentando-se o valor de G, de tal forma a manter-se kmax constante.

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

$$M(x) \cong \mathcal{F}\{S(k)\} \qquad 20$$

Numa experiência com prótons, de γ = 4257 Hz/gauss, com uma gradiente de 1 gauss/cm e T2 da ordem de 100 mS, teremos uma indeterminação absoluta Δx de 0.0235 mm. Um valor tipico de tmax é 10 mS, o que dá para a máxima resolução permitida δx um valor de 0.235 mm. Esses valores são um tanto otimistas, pois levam em conta o tempo de relaxação transversal intrinseco. Na realidade, teremos que considerar o efeito da inomogeneidade de campo, que leva os valores Δx a serem comparáveis à máxima resolução permitida com esse valor de tmax.

Em principio, poder-se-ia aumentar indefinidamente o valor do gradiente G para ter o valor de tmax diminuido até que se satisfaça qualquer condição de resolução. Acontece que tmax está também limitado inferiormente, por questões práticas, pelo intervalo de tempo entre aquisições de dados. Quando se registra S(k), são feitas N aquisições em intervalos de tempo determinados por

$$\delta t = \frac{t_{max}}{N} \qquad 20\text{-}1$$

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

$$N = \frac{X}{\delta x} \quad ; \qquad 20\text{-}2$$

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

Num exemplo real, onde uma amostra linear de 14 cm de comprimento é submetida à experiência de imagens, podemos representá-la por 590 pontos (nas condições de γ = 4257 Hz/gauss, G = 1 gauss/cm e tmax = 10 ms). Isso representa fazer 590 aquisições num intervalo de tempo de 10mS, ou seja δt = 17 µs. A maioria dos sistemas de aquisição de dados é capaz de digitalizar sinais nessa taxa (não é o nosso caso atual - 04/87). Se considerarmos o caso em que a máxima taxa de digitalização seja uma a cada 50 µS, teremos duas soluções a escolher, desde que satisfaçam a condição de Nyquist (14),

$$N \delta x = \frac{1}{\gamma G \delta t} \quad : \qquad 20\text{-}3$$

Uma delas é aumentar tmax, e a outra é diminuir o número de pontos amostrados. Levando em conta outros fatores, como o tempo de processamento, espaço disponivel para armazenamento de dados, etc., consideramos razoável diminuir o número de pontos para 256. Aliás, esse número representa uma resolução relativa de 0.4%, considerada boa na maioria dos casos. Diminuir N mantendo o valor de tmax próximo do anterior (tmax=256x50µS=12,8mS) implica em ter-se δx = 0.18 mm, insuficiente portanto para que o dominio $N \delta x$ = 4.7 cm possa representar M(x) (essa condição é conhecida como aliasing). A solução é diminuir G, o único fator que resta multiplicando δt e

que pode ser modificável. Diminuindo G de um fator 3 aproximadamente, teremos como numeros finais, que satisfazem a condição 20-3, os valores

$$\begin{aligned} N &= 256 \\ t_{max} &= 12{,}8 \text{ ms} \\ \delta t &= 50 \text{ us} \\ \delta x &= 0{,}55 \text{ mm} \end{aligned} \qquad 20\text{-}4$$

Resumindo, se não estamos limitados pelo sistema de aquisição, poderemos aumentar G e diminuir tmax até que consigamos uma condição satisfatória (tmax << T2, T2*).

De maneira semelhante ao que ocorre com o aumento de G, a resolução espacial Δx pode ser melhorada com a sintonia de especies atômicas com valores de γ maiores (não levando em conta outros fatores com a relação S/R em S(k)). Considerando que os prótons detêm o máximo valor de γ , é possivel definir-se a máxima resolução absoluta num dado gradiente G como sendo

$$\Delta x(H) = \frac{1}{\gamma(H).G.T_2(H)} \qquad 21$$

e a resolução relativa de uma espécie atômica qualquer $\Delta x(E)$ será

$$\Delta x(E) = \frac{\gamma(H).T_2(H)}{\gamma(E).T_2(E)} \Delta x(H) \qquad 22$$

Como vemos, uma espécie com $\gamma(E)$ menor que o do próton, pode ter um T2(E) associado maior, compensando o produto $\gamma(E)$.T2(E) e mantendo a resolução igual (ou maior) que $\Delta x(H)$.

O efeito da "Point Spread Function" sobre a imagem simples dos três tubos proposta no inicio desse capitulo pode ser analisado na figura 1.

A análise da resolução feita com o exemplo unidimensional, envolveu a consideração de um gradiente, convencionado chamar-se "gradiente de leitura". Essa é então a analise da "resolução na leitura", que resumindo-se, implica em obterem-se valores grandes de gradiente aplicados no curto espaço de tempo associado à leitura. Voltaremos a discuti-la com base em outras ferramentas, mais adiante nesse capitulo.

II.3 Imagens em mais que uma dimensão.

Um campo escalar, como o que podemos associar à intensidade da componente z de um campo $\vec{B}o$, apresenta algumas propriedades que podemos explorar. Se admitirmos que Boz varia, ou que tenha uma dependência da forma

$$B_{oz} = B_{oz}(\vec{r}) \qquad 23$$

teremos que admitir que essa variação intercepte linhas (em duas dimensões) ou superfícies (em três dimensões) de equiindução. Isso pode ser demonstrado pela seguinte argumentação lógica: se a variação de Boz entre dois pontos A e B do espaço é admitida monótona para qualquer que seja o caminho percorrido entre tais pontos, deve existir para todos os caminhos um valor de campo Boz(C) que satisfaça a condição

$$B_{oz}(A) < B_{oz}(C) < B_{oz}(B) \qquad 24$$

O conjunto de pontos Boz(C) define a chamada linha (2D) ou superfície (3D) de equiindução. Se restringirmos a variação de Boz a gradientes lineares, veremos que só poderão haver variações unidimensionais de Boz perpendicularmente aos planos de equiindução formados. Dessa forma, com a superposição de gradientes estáticos em qualquer direção, a única codificação de frequência dar-se-á na direção do gradiente resultante.

Se o objeto analisado apresentar uma densidade de magnetização $M(\vec{r})$, só será possível obterem-se informações a respeito da projeção de $M(\vec{r})$ na direção do gradiente resultante (o colapso de $M(\vec{r})$ na linha que determina a direção do gradiente), pois todos os núcleos que se encontram numa superfície de equiindução irão precessionar numa única frequência.

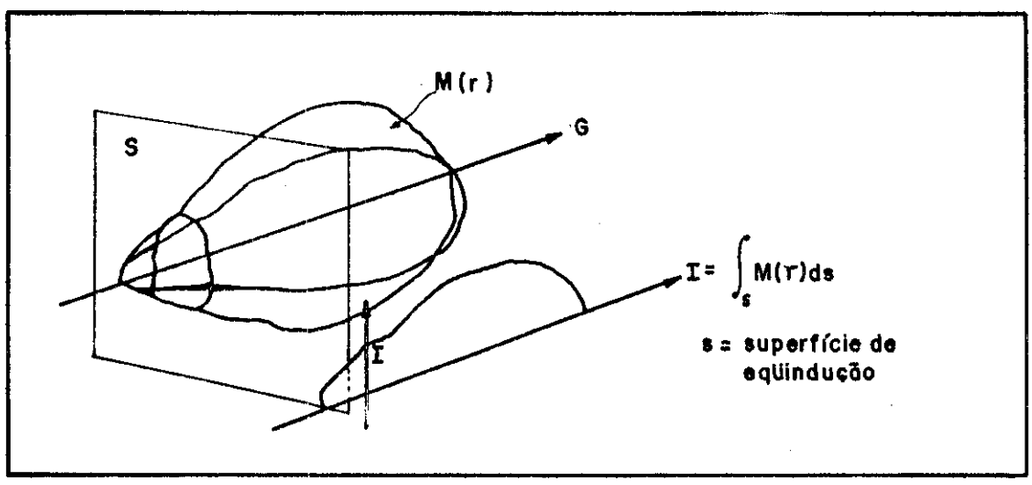


Fig. II-2 - O colapso de $M(\vec{r})$ do plano S, na direção perpendicular ao gradiente aplicado. Diferentes planos S determinam uma função "projeção" de $M(\vec{r})$ na direção do gradiente.

Torna-se então necessário que, para que se consiga a codificação espacial em diferentes direções, o campo magnético $Boz(\vec{r})$ apresente também uma dependência temporal, de forma que o gradiente espacial possa ser aplicado em orientações distintas em tempos diferentes. Essa é a maneira encontrada pelas diferentes técnicas para resolver o problema da correspondência biunívoca entre Boz e r ser apenas unidimensional, e o que distingue cada uma das técnicas é a maneira com que se aplicam os gradientes e se registram os sinais de RMN.

Colocando a dependência temporal nos gradientes de campo, podemos escrever

$$B(\vec{r},t) = B_o + \vec{r}.\vec{G}(t) \quad , \qquad 25$$

com

$$\vec{G}(t) = \frac{dB}{dx}\hat{x} + \frac{dB}{dy}\hat{y} + \frac{dB}{dz}\hat{z} \quad , \qquad 26$$

onde está implícito que B é a componente z do campo magnético.

Vamos então redefinir algumas das expressões anterioeres: a codificação espacial da frequência de precessão continua sendo unidimensional, só que com intensidade e direção dependentes do tempo, dada pela expressão

$$w(t) = w_o + \gamma \vec{r}.\vec{G}(t) \qquad 27$$

As oscilações de $M(\vec{r})$ serão determinadas pela fase acumulada $\Phi(\vec{r},t)$, da forma

$$\Phi(\vec{r},t) = \int_o^t w(\vec{r},t')\,dt' = w_o t + \vec{r}\,.\,\gamma \int_o^t \vec{G}(t')\,dt' \qquad 28$$

Redefinindo k pela sua expressão mais geral

$$\vec{k}(t) = \gamma \int_0^t G(t')\, dt' \,, \qquad 29$$

obtemos para 28, agora no referencial girante,

$$\Phi(\vec{r},t) = \vec{r} \,.\, \vec{k}(t) \,, \qquad 30$$

que permite-nos escrever o sinal de RMN demodulado como sendo

$$S(\vec{k}(t)) = \int_V M(\vec{r})\, e^{i\, \vec{k}(t).\vec{r}}\, dV \qquad 31$$

onde adotamos a condição de boa resolução determinada por 19.

A equação 31 relaciona as funções $S(\vec{k})$ e $M(\vec{r})$ pela sua transformada de Fourier tridimensional (vale também quando $\vec{k}$ e $\vec{r}$ são definidos em duas dimensões).

Para se obter $M(\vec{r})$ é preciso conhecer-se $S(\vec{k})$ em todo o espaço recíproco. Sabe-se porém (15), que do conhecimento de $S(\vec{k}i)$ em pontos discretos $\vec{k}i$ daquele espaço, é possível obterem-se os valores de $M(\vec{r}i)$ em pontos discretos $\vec{r}i$ que representem satisfatoriamente a função $M(\vec{r})$. A função discretizada $M(\vec{r}i)$ é obtida através da transformada de fourier tridimensional discreta (3DDFT) de $S(\vec{k}i)$.

As técnicas de obtenção de imagens, através da aplicação de gradientes adequados, fazem com que $\vec{k}(t)$ percorra valores contínuos numa trajetória que cubra satisfatoriamente o domínio da função $S(\vec{k})$, enquanto que os valores de $S(\vec{k}i)$ são registrados num reticulado, que caracteriza a técnica de reconstrução. Aliás, é a partir daquele conceito de trajetória que iremos introduzir um formalismo que simplifica bastante a análise das técnicas de reconstrução de imagens.

BIBLIOTECA DO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS - USP
FÍSICA

Da definição de $\vec{k}(t)$ (equação 29) obtemos, a partir da derivada temporal, uma expressão análoga à da velocidade tangencial a uma trajetória, na cinemática,

$$\frac{d\vec{k}(t)}{dt} = \gamma \vec{G}(t) \qquad 32$$

Observamos então que $\gamma \vec{G}(t)$ determina tanto a orientação quanto a velocidade de um deslocamento sobre uma trajetória $\vec{k}(t)$ no espaço recíproco.

O principal quesito em relação à trajetória é que ela cubra uniformemente o domínio de $S(\vec{k})$ e existe uma infinidade de trajetórias que satisfazem essa condição. Convém lembrar que estamos no espaço recíproco, e que para recuperar a imagem ($M(\vec{r})$) teremos que proceder uma transformada de Fourier. E necessário portanto, que o reticulado formado pelas coordenadas dos valores registrados de $S(\vec{k})$ satisfaça as condições básicas impostas pela formulação da transformada de Fourier discreta. No caso simples da formulação cartesiana expressa pela equação 31, a imposição é que aquele reticulado seja pelo menos aproximadamente cartesiano. Vamos considerar o exemplo bidimensional da técnica da transformada de Fourier direta (2DFT), ilustrado na figura II-3

A figura II-3-i) representa a sequência de aplicação dos pulsos de RF e de gradientes $\vec{G}(t)$, e os sinais de RMN gerados.

Vamos supor, sem demonstrar agora, que mediante a aplicação de gradientes e de pulsos de RF adequados, conseguimos excitar apenas uma fatia da amostra perpendicularmente à direção $\hat{z}$ e de expessura zo. Para todos os efeitos, apenas um plano do objeto tridimensional deverá ter toda a magnetização virada de 90° para o plano transversal xy, e será portanto a única parte da amostra capaz de gerar sinal.

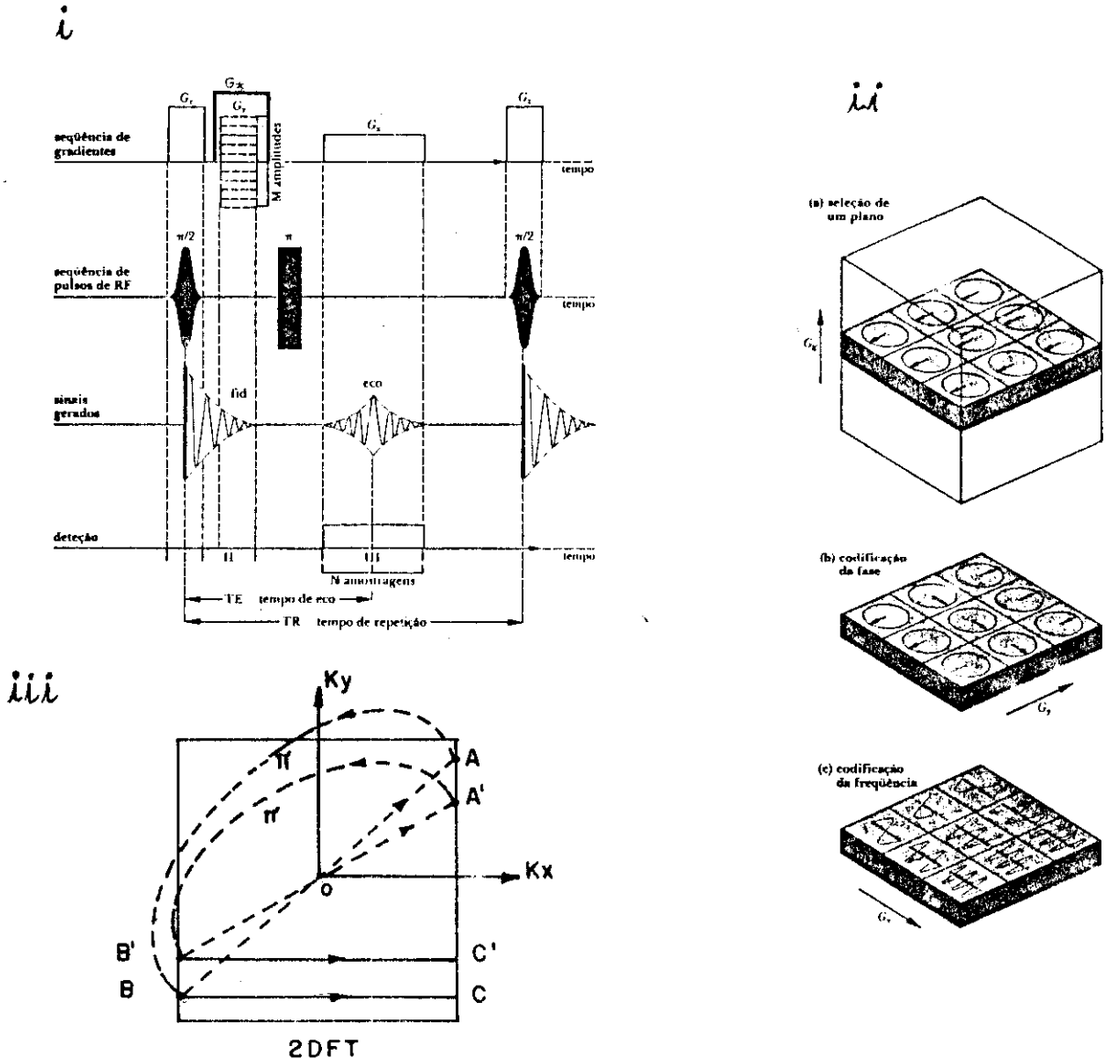


Fig. II-3 - Técnica de 2DFT. *i*) sequência de pulsos necessários à aquisição dos sinais de RMN. *ii*) Etapas da experiência: *ii*-a - seleção de um plano da amostra tridimensional; *ii*-b - codificação de fase (direção y); *ii*-c - codificação de frequências. *iii*) Diagrama de trajetórias no espaço K; a figura mostra duas trajetórias para aquisição de ecos consecutivos.

Essa situação inicial está caracterizada pelo instante 0, que determina efetivamente o inicio da experiência em duas dimensões (fig II-3-*iii*). No intervalo de tempo 0A, a aplicação conjunta dos gradientes Gx e Gy gera um gradiente resultante que determina o trecho da trajetória 0A. Nesse instante, um pulso de RF de π gira de 180° cada componente da magnetização tranversal. Resulta que no instante B, teremos uma "condição de

fase inicial" para as componentes de magnetização codificada pela aplicação prévia dos gradientes, na forma de uma fase acumulada inicial para a direção y dependente da amplitude de Gy (e do tempo de aplicação ty, que nesse caso é constante), expressa por

$$k_{y_B}(G_y) = -\gamma \int_0^{t_y} G_y \, dt = -\gamma G_y t_y \ . \qquad 33$$

O período descrito corresponde à etapa de "preparação" do sistema de spins para a etapa posterior, de "leitura".

A fase acumulada pela aplicação do gradiente Gx, de amplitude constante, e invertida pela aplicação do pulso π, permitirá a geração de um eco de spins que ocorrerá durante a trajetória BC, desde que seja novamente aplicado um gradiente Gx na mesma direção que o anterior. Essa fase é dada por

$$k_{x_B}(G_x) = -\gamma G_x t_x \qquad 34$$

(tx = ty por simplicidade, mas não precisam ser necessariamente iguais).

O centro do eco de spins corresponde à recuperação da condição kx=0, que ocorre em t=2tx. Durante o intervalo BC em que isso ocorre, a fase acumulada kx(t) é expressa pela equação

$$k_x(t) = -\gamma G_x t_x + \gamma G_x t \quad , \ t_x < t < 3t_x \ . \qquad 35$$

Se redefinirmos o instante t=0 em 2tx (centro do eco), obteremos simplesmente

$$k_x(t) = \gamma G_x t \quad , \ -t_x < t < t_x \ . \qquad 36$$

Dessa forma, serão registrados os valores de S(k) que correspondem à etapa de aquisição,

$$S(k_x,k_y) = S(\gamma G_x t, \gamma G_y t_y)$$
$$= \int_{x,y} M(x,y)\, e^{-i\,\gamma\, G_y . y . t_y}\, e^{i\,\gamma\, G_x . x . t}\, dx\, dy \quad 37$$

As variáveis recíprocas de x e y estarão agora parametrizadas em t e Gy, que permitirão registrar valores de S(kx,ky) em diferentes trajetórias. Para conseguir-se essas trajetórias, basta variar-se os valores de Gy durante a etapa de preparação, definindo por exemplo OA'B'C' e adquirindo novo eco de spins em B'C'. O conjunto de ecos assim adquiridos, fazendo-se por exemplo Gy variar no intervalo [-Gymax, Gymax], constitui-se no "sinal" bidimensional S(kx,ky) digitalizado num reticulado cartesiano. Como requisito adicional, se quisermos proceder a transformada discreta utilizando algaritmos de transformada rápida (Fast Fourier Transform, FFT) (14), é necessário que tanto a variação de Gy quanto o intervalo de tempo entre aquisições sejam regulares.

O "sinal bidimensional" S(kx,ky) que assim chamamos por estar no "espaço de sinal", o espaço onde se faz as medidas na experiência de RMN pulsada, encontra-se esquematizado na figura II-4-a.

Nela observamos os ecos registrados para diferentes amplitudes de Gy, o gradiente de "codificação de fase". Na parte b da mesma figura podemos observar o resultado da tranformada de Fourier bidimensional daquele sinal, proporcionando um "espectro" também bidimensional. Em c vemos a imagem, na forma de um mapa cujo brilho corresponde à intensidade no espectro em b.

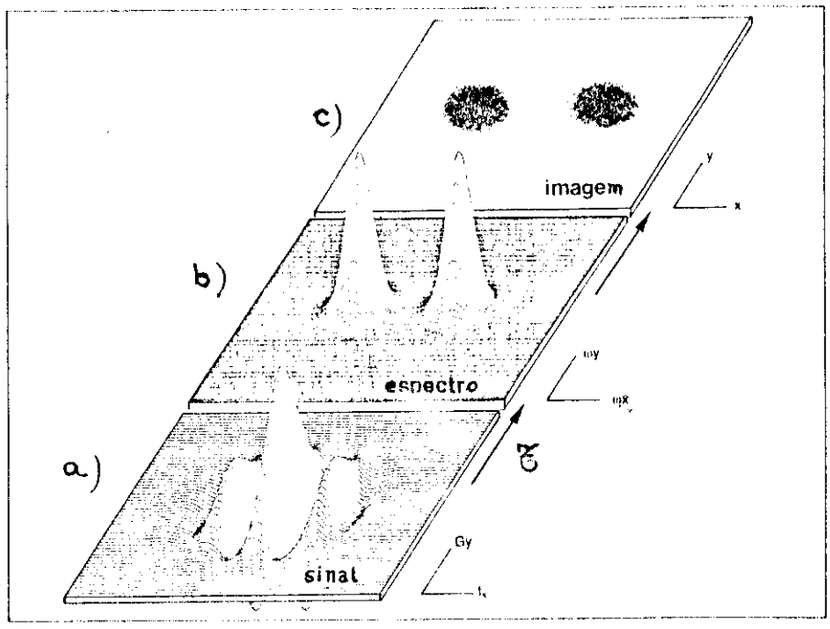


Fig. II-4 - a, representação bidimensional do "sinal" de RMN. Após uma transformada de Fourier bidimensional, obtem-se o "espectro" (b). A imagem é resultado do brilho como função da amplitude do "espectro".

Uma questão que aparece rotineiramente é: como escolher adequadamente os valores dos parâmetros Gx, Gy, Tx, Ty etc? A análise dos parâmetros associados à digitalização (leitura) foi feita anteriormente nesse capitulo. Uma análise análoga a essa pode ser feita levando-se em conta o gradiente de codificação de fase Gy. Digamos que o tamanho do dominio de M(x,y) necessário e suficiente para representar adequadamente a imagem na direção y seja Y. Isso quer dizer que a máxima dimensão y do objeto analisado deve ter um valor menor, porém próximo de Y para que se aproveite adequadamente o campo de visão. Por outro lado, a máxima resolução permitida, determinada indiretamente pelo valor de T2* (observe que T2* constitui-se também numa indeterminação da codificação de fase, por afetar a amplitude do sinal frente ao ruido constante, cuja análise faremos logo adiante), e é dada por

$$\Delta y = \frac{1}{\gamma G_y T_2^*} \quad . \qquad 38$$

Aqui também devemos satisfazer a condição

$$\Delta y \ll \delta y = \frac{1}{\gamma G_{ymax} t_y} \quad , \qquad 39$$

ou seja, que ty seja muito menor que T2*, para minimizar a atenuação do fator exp(- ty/T2).

Assim, o número de pontos utilizados para representar satisfatoriamente a função M(x,y) na direção y será

$$N_y = \frac{Y}{\delta y} \quad . \qquad 40$$

O único fator que limita uma redução indefinida de ty é o valor de Gymax, podendo valer normalmente até 2 gauss/cm (esse é um valor típico, podendo ser superado nos tomografos modernos).

Admitindo que podemos variar desde -Gymax até +Gymax, em Ny passos, o incremento de Gy, δGy, será então

$$\delta G_y = \frac{2G_{ymax}}{N_y} \quad , \qquad 41$$

e deve satisfazer a condição de Nyquist (14)

$$N_y \delta y = \frac{1}{\gamma \delta G_y t_y} \quad , \qquad 42$$

ou seja, δGy tem um valor máximo limitado pelo tamanho do domínio Ny δy.

Vamos considerar um exemplo típico:

A escolha dos fatores adequados não está vinculada apenas a quesitos relacionados à resolução etc. Um dos fatores determinantes no número de valores de Gy, Ny, é o tempo de aquisição total da imagem. Como vimos, Gy deve ser variado Ny vezes para que Ny ecos sejam adquiridos antes de se processar a imagem. Entre a aquisição de dois ecos é necessário esperar que o sistema volte às condições iniciais pela relaxação longitudinal com tempo característico T1 (isso nem sempre é necessário, e veremos oportunamente uma técnica que explora essa condição). Esse tempo, nos objetos analisados, é da ordem de de 0,5 segundos. Um valor tolerável para a duração de um exame é da ordem de 1 minuto, portanto o número de ecos ideal está por volta de 128. Esse valor representa uma resolução relativa de 0.8%, também considerada satisfatória (observe que tomamos sempre números que são potência inteira de 2; isso é pelo fato de que simplificam os algoritmos de FFT). Considerando uma amostra de 14 cm como anteriormente, teremos δy = 1.1 mm (de 40). Com um valor máximo de gradiente Gy= 2 Gauss/cm, teremos δGy = 31 mGauss/cm (de 41), e portanto ty = 5.4mS (de 42). Se por algum motivo quizermos, por exemplo, diminuir pela metade o número de pontos, deveremos fazê-lo de forma que satisfaça a equação 42. Para que seja mantido constante o produto Ny δy, δy deve dobrar (lembre-se que Ny δy é o tamanho do domínio de M(x,y) na direção y, e que sempre deve conter M(x,y)). Consequentemente, podemos ou dobrar δGy (para satisfazer Ny δGy = 2 Gymax) e reduzir à metade ty, ou simplesmente reduzir Gymax à metade. Das duas, a primeira alternativa é melhor porque caminha na direção de melhorar a resolução absoluta (apesar de estarmos diminuindo a resolução relativa para 1,6%).

Uma coisa interessante de se notar, é que apesar do valor de Gymax determinar de certa forma a resolução na direção y da imagem, isso não aparece explicitamente na técnica até agora descrita. Isso ocorre devido à maneira com que são aplicados os gradientes. O sinal de RMN bidimensional, S(kx,ky), levando-se em conta o efeito de relaxação, para a técnica descrita é

$$S(k_x,k_y) = e^{-k_x/\gamma G T_2^*} e^{-t_y/T_2^*} \int_{x,y} M(x,y)\, e^{i\,\vec{k}.\vec{r}} dxdy. \quad 43$$

Nesse caso, podemos definir uma função multiplicativa bidimensional como

$$W(k_x,k_y) = e^{-k_x/\gamma G T_2^*} e^{-t_y/T_2^*} = \int_{x,y} P(x,y)\, e^{i\,\vec{k}.\vec{r}} dxdy \quad 44$$

A "Point Spread Function" bidimensional, P(x,y) será sempre uma função delta na direção y e terá uma certa largura na direção x. O que é aparentemente um paradoxo. pode ser entendido com a dedução da técnica inicialmente proposta para 2DFT (16). Nessa técnica, os gradientes Gx e Gy são constantes, e o que varia é o seu tempo de aplicação tx e ty.

De fato, isso é possivel apenas porque kx e ky podem ser parametrizados tanto em t como em G, já que aparecem multiplicados na definição de k (equação 11). Essa técnica, ilustrada na figura 15, fornece sinais de RMN expressos por

$$S(k_x,k_y) = e^{-k_x/\gamma G_x T_2^*} e^{-k_y/\gamma G_y T_2^*} \int_{x,y} M(x,y)\, e^{i\,\vec{k}.\vec{r}} dxdy, \quad 45$$

onde

$$k_x = \gamma G_x t_x \quad , \quad 0 < t_x < t_{max}$$

e 46

$$k_y = \gamma G_y t_y \quad , \quad 0 < t_y < t_{max}$$

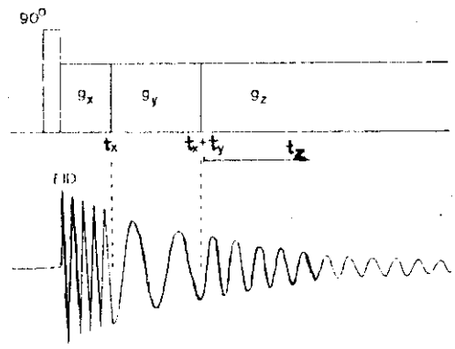


Fig. II-5 - Diagrama de pulsos para a técnica de NWE tridimensional: em tx+ty a fase do sinal estará num ponto do espaço (tridimensional) K a partir do qual o sinal será registrado durante o intervalo tz. As amplitudes dos gradientes são constantes, e o que muda de uma trajetória para outra é o tempo de aplicação dos mesmos.

variáveis pelos tempos de aplicação tx e ty de Gx e Gy respectivamente. Neste caso a PSF associada terá explicitamente larguras

$$\Delta x,y = \frac{1}{\gamma G_{x,y} T_2^{\star}} \qquad 47$$

caracterizadas pela transformada de Fourier bidimensional de

$$W(k_x,k_y) = e^{-k_x/\gamma G T_2^{\star}} \; e^{-k_y/T_2^{\star}.\gamma.G} \qquad 48$$

Uma variante dessas técnicas bidimensionais, que em primeira análise não apresenta nenhuma vantagem, é a em que ambos os gradientes são variados, mantendo-se fixos seus respectivos tempos de aplicação. Nesse caso, para cada par de valore Gx e Gy, apenas um ponto é adquirido após um tempo tG. A única vantagem dessa técnica é que não há aquisição de dados acompanhada de evolução temporal do sinal, e consequentemente nenhum afetamento do efeito de relaxação transversal. Todos os pontos adquiridos serão afetados da mesma forma, e o "sinal" de RMN será

$$S(k_x,k_y) = e^{-t_G/T_2^*} \int M(x,y)\, e^{i\,\vec{k}.\vec{r}} dxdy \qquad 48\text{-a}$$

digitalizado para todos os pares (kx,ky) no instante t=tG. A PSF bidimensional será uma delta na origem, e a resolução absoluta não mais será limitada diretamente por T2*. A grande desvantagem é que para cada ponto S(kx,ky) adquirido será necessário esperar um tempo da ordem de T1 para repetir a experiência. Isso aumenta para $N^2 \times$ T1 o tempo de exame, onde N^2 é o número total de valores de $S(\vec{k})$, tornando inaplicável a técnica em pacientes não muito pacientes.

Convém lembrar que, quando o tempo total de aquisição de dados não constitui problema sério, essa técnica torna-se altamente vantajosa pois permite a obtenção de imagens sem nenhum efeito de relaxação transversal ou inomogeneidade de campo, ficando como única limitação a relação sinal/ruído. Especialmente em imagens de alta resolução em sólidos, que apresentam valores de T2 bastante curtos, ou em sistemas que utilizam campos magnéticos de baixa homogeneidade, essa técnica viria a contornar os sérios problemas de resolução que adviriam da utilização das duas outras versões (16) (17). Um exemplo de

aplicação de técnica semelhante na espectroscopia de ultra alta resolução encontra-se descrito na referência (18).

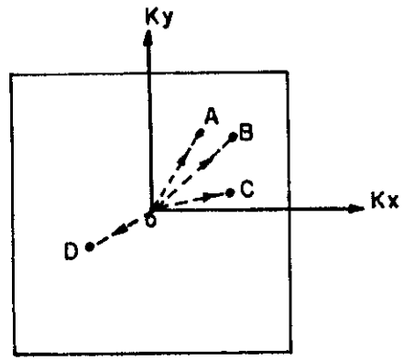


Fig. II-6 - Diagrama de trajetórias referente à técnica de aquisição ponto a ponto. Num mesmo intervalo de tempo são aplicados simultâneamente os gradientes Gx e Gy, que levam a fase a um ponto A, B, C etc., onde o sinal é amostrado. Faz-se isto para todos os pontos de um reticulado carteziano regular, por exemplo, e procede-se a transformada de Fourier bidimensional para obter-se a imagem.

II.4 Resolução e relação S/R em S(k).

Devido à natureza transiente dos sinais de RMN, S(k), a relação sinal/ruído (S/R) afeta-os de maneira a comprometer a resolução na imagem.

Como todos os sinais apresentam uma redução de intensidade com o decorrer do tempo (fig.II-7) é de se esperar que para os tempos próximos de tmax a amplitude de S(k) seja da ordem de ou até mesmo inferior ao ruído.

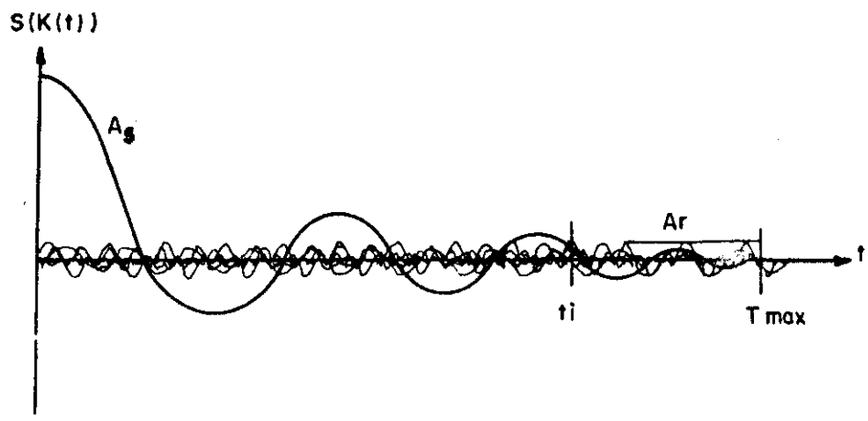


Fig. II 7 - Efeito da relação sinal/ruído sobre a resolução: apenas a parte do sinal até ti pode ser recuperada do ruído. Isso determina uma resolução máxima menor.

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

$$\delta x < \frac{1}{k(t_i)} = \frac{1}{\gamma G_x t_i} \qquad 49$$

Efetivamente, reduzimos o valor de tmax para ti, tendo necessariamente que redefinir a resolução máxima como sendo

$$\delta x = \frac{1}{\gamma G_x t_i} \qquad 50$$

Essa idéia pode ser também extendida à direção de codificação de fase, proporcionando uma expressão análoga à 50 para δy, e permitindo que se defina uma PSF com simetria cilíndrica, cuja largura é determinada pelo valor

$$2\,\delta r = \frac{2}{|k(t_i)|} \qquad 51$$

Com intuito de reduzir ao máximo δx, devemos procurar a condição em que

$$S(\vec{k}(t_{max})) \geqslant A_R \qquad 52$$

ou simplesmente,

$$t_i \geqslant t_{max} \qquad 53$$

onde tmax deve expressar a resolução espacial pretendida.

A condição de igualdade em 52 representa a relação S/R ideal para o sistema de aquisição de dados.

Essa relação sinal/ruido ideal pode ser obtida com a seguinte argumentação: Consideremos uma "linha" de magnetização constante M(x)=Mo, constituida de 'pixels' separados de uma distância δx e cujo sinal de RMN gerado é dado por

$$S(k(t)) = \int_{-X/2}^{X/2} M(x).e^{ik(t).x}dx$$

$$= M\,X\,\frac{sen(kX/2)}{kX/2} \qquad 53\text{-a}$$

BIBLIOTECA DO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS - USP
FÍSICA

onde k(t) é expresso pela eq. 29 com Gx constante. Para resolver dois pixels separados por uma distância δx, teremos que observar frequências espaciais Kmax = $1/\delta x$, ou seja, observar durante um tempo tmax = $1/\gamma Gx\,\delta x$.

Acontece que S(k(t)) (neste caso) é oscilatória, tendo zeros nos valores

$$\frac{kX}{2} = n\,\pi, \quad n=1,\ 2,\ \ldots \qquad 53\text{-b}$$

Pode ocorrer que, da escolha de tmax, uma dessas condições seja satisfeita, o que dificultaria a análise. Devemos então procurar o máximo (absoluto) tp próximo de tmax (correspondente a $np.\pi/2$) e tomar seu valor para o cálculo de s(tp). Teremos assim uma noção de qual será a amplitude de s(t) nas imediações de tmax, o que permitirá continuar a análise. Vamos admitir que, para que se resolvam os dois pixels considerados a amplitude do ruído, Ar, seja no máximo igual à metade da amplitude de s(t) próximo de tmax. Dessa forma teremos

$$A_r \leq \frac{S(t_{max})}{2}, \quad \text{onde}$$

$$t_{max} \sim t_p = \frac{n_p \cdot \pi}{\gamma G_x . X} \qquad 53\text{-c}$$

O valor $np.\pi/2$ não corresponde necessariamente ao máximo da função sen(x)/x; contudo, levando-se em conta que estamos bastante afastados da origem dos tempos, podemos utilizar essa aproximação. Assim obtemos a relação sinal/ruído necessária para se ter a resolução pretendida, comparando a amplitude máxima do transiente (em t=0) com a amplitude em tp, que é equivalente à amplitude do máximo ruído permitido. Dessa forma, utilizando-se da definição em (52) para a relação sinal/ruído em transientes

$$\frac{S}{R} \sim \frac{\text{maior pico do sinal}}{\text{amplitude (rms) do ruido}} \qquad 53\text{-d}$$

Tem-se, portanto,

$$\frac{S}{R} = \frac{2xS(t=0)}{S(t=t_p)} \qquad 53\text{-e}$$

ou $S/R = X/\delta x = N$, onde N é o número de pixels resolvíveis (o inverso da máxima resolução relativa $\delta x/X$). Essa análise permite-nos concluir que se tivéssemos N elementos de magnetização (pixels) contribuindo com a mesma amplitude Ai mas com frequências distintas, para o sinal de RMN, e almejássemos que todos fossem resolvidos, teríamos necessariamente um nível de ruido Ar não maior que a contribuição individual de cada elemento, ou seja, Ar ~ Ai. A extensão desse conceito para duas ou mais dimensões também é válida.

II.5 Técnica de convolução - retroprojeção.

Essa técnica merece um destaque especial por ser a primeira técnica utilizada na obtenção de imagens por RMN. Na realidade, o algoritmo de reconstrução das primeiras imagens (1) foi diferente do que trataremos aqui (19) (20), mas a técnica de aquisição dos dados pode-se considerar idêntica. O destaque que damos é pelo fato dessa técnica ser atualmente utilizada na tomografia computarizada por raios-X, tendo por isso ganhado bastante contribuição nos últimos anos tanto no desenvolvimento de algoritmos mais eficientes quanto em hardware dedicado ao seu

processamento. Outro motivo é que existe uma tendência atual em se acelerar os métodos de aquisição de dados, tendo surgido novas técnicas de varredura do espaço onde se define S(k) que permitem fazê-lo ao tempo de um só eco (~ 50 mS). Essas novas técnicas, que descreveremos oportunamente, exploram as propriedades da técnica de convolução - retroprojeção, e ganharão nossa atenção especial.

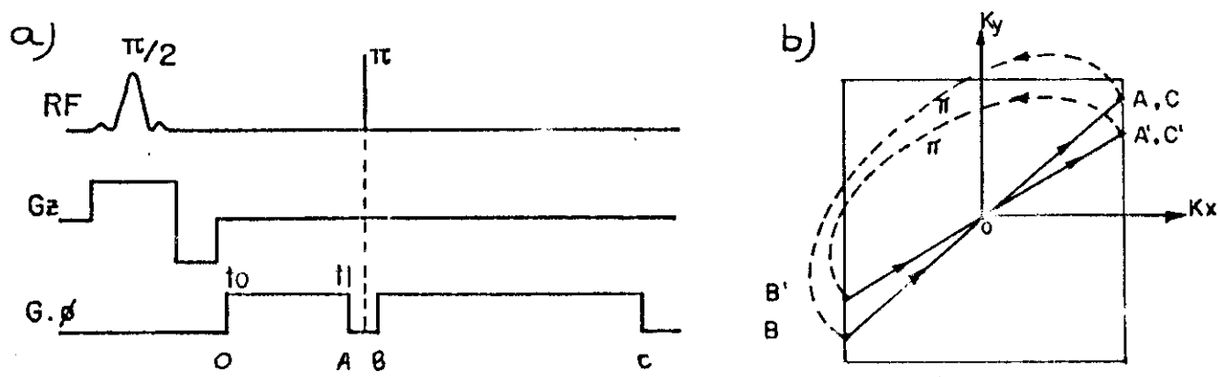


Fig. II 8 - Diagrama de pulsos, (a), e trajetórias, (b), para a técnica de backprojection. A função S(k(t)) é amostrada num reticulado polar regular pois as trajetórias são radiais.

A técnica de convolução - retroprojeção, a qual chamaremos a partir daqui "backprojection", consiste numa maneira alternativa de se cobrir o espaço K com varreduras radiais. O resultado do registro de $S(\vec{k})$ em intervalos regulares ao longo de direções radiais define uma reticulado polar regular, que sugere um tratamento do problema através da formulação polar da transformada de Fourier.

A figura II-8-a ilustra a sequência de pulsos necessários à geração de tais varreduras. Em II-8-b, podemos ver as trajetórias associadas à aplicação dos gradientes, bem como os intervalos onde se processa a aquisição de dados. Em II-8-b, temos a função $S(\vec{k})$ digitalizada num reticulado polar, que mediante um algoritmo especial fornece a imagem M(x,y).

A cada eco adquirido, temos os valores de Gx e Gy mudados de forma a mudar apenas a orientação do gradiente resultante, mantendo constante sua amplitude.

A ação combinada de Gx e Gy faz com que o gradiente resultante $G\phi$ leve a fase acumulada a A (fig. II-8-b). Nesse instante um pulso π é aplicado, levando-a para B. A partir daí, com os gradientes ainda aplicados, faz-se o registro de $S(\vec{k}i)$ na trajetória BC, C coincidente com A. Outras trajetórias são por exemplo, OA'B'C', com aquisição em B'C' e gradiente $G\phi'$. No final, teremos um sinal bidimensional digitalizado dado por

$$S(\vec{k}) = S(k_i, \phi_j) \qquad 54$$

Para continuar a análise, vamos inverter a equação 31,

$$M(\vec{r}) = \int_{V_K} S(\vec{k})\, e^{i\, \vec{k}.\vec{r}}\, dV_k \quad , \qquad 55$$

e escrevê-la na forma polar para $S(\vec{k})$ em duas dimensões

$$M(\vec{r}) = M(r,\theta) = \int_{k}\int_{\phi} S(k,\phi)\, e^{i\,\vec{k}.\vec{r}}\, |\vec{k}|\, dk\, d\phi \quad . \qquad 56$$

sabendo que

$$\vec{k}.\vec{r} = k.r.\cos(\phi - \theta) \quad , \qquad 57$$

obtemos então

$$M(r,\theta) = \int_{\phi=0}^{2\pi}\int_{k=-\infty}^{\infty} \left| S(k,\phi)\, e^{i\,k.r.\cos(\phi-\theta)}\, |\vec{k}|\, dk \right| d\phi, \qquad 58$$

que é a expressão para a transformada de Fourier de $S(k,\phi)$ em coordenadas polares planas. A integral mais interna evidenciada, em k, tem um papel importante nessa discussão porque constitui-se na chamada "projeção filtrada" de S(k) ao longo da direção ϕ. Para entender a importância dessa expressão, vamos admitir valores constantes de ϕ, de forma que podemos parametrizar a função $M(r,\theta)$ em $q=\phi-\theta$,

$$M(r,\theta)_{q=\phi-\theta} = \int_{k=-\infty}^{\infty} S(k;q+\theta)\, e^{i\,k.r.\cos(q)}\, |k|\, dk \qquad 59$$

O argumento $(k;q+\theta)$ significa que a integral em k é feita para valores de $\phi = q + \theta$ constantes, ou seja, $S(k;q+\theta)$ é o conjunto de amostragens de S(k) ao longo da direção ϕ, nada menos que cada um dos ecos adquiridos com a técnica (equação 54).

A imagem $M(r,\theta)$ é então obtida de

$$M(r,\theta) = \int_{q=0}^{\pi} M(r,\theta)_q \; dq \qquad 60$$

Essa operação caracteriza a acumulação de várias funções bidimensionais que diferem entre si pelo valor de q, que são chamadas de retroprojeções. As retroprojeções $M(r,\theta)q$ apresentam algumas propriedades interessantes. Vejamos por exemplo, o caso q=0, que restringe as variações de r e k sempre na mesma direção $\theta = \phi$. Dessa forma, a equação 59 fica

$$M(r,\theta)_{q=0} = \int_{-\infty}^{\infty} S(k;\theta)\, e^{i\, k.r} |k| dk \qquad 61$$

Fixando valores para θ, obtemos uma coleção de funções unidimensionais $\tilde{P}_\theta(r)$ que representam as projeções filtradas de $M(r,\theta)$ para diferentes orientações θ. O termo filtradas aparece devido ao fator multiplicativo $|k|$ no integrando de 61. Definimos então $\tilde{P}_\theta(r)$ como

$$\tilde{P}_\theta(r) = P_\theta(r) * Q(r) , \qquad 62$$

onde

$$P_\theta(r) = \int_{-\infty}^{\infty} S(k;\theta)\, e^{i\, k.r}\, dk \qquad 63$$

é a projeção de $M(r,\theta)$ e

$$Q(r) = \int_{-\infty}^{\infty} |k|\, e^{i\, k.r}\, dk \qquad 64$$

é a função de filtro.

A coleção de funções $M(r,\theta)q=0$, que mais adiante veremos que se tratam das únicas funções necessárias para reconstruir $M(r,\theta)$, é obtível mediante uma série de transformadas de Fourier unidimensionais, como indicado em 61, dos sinais S(k) multiplicados por $|k|$ (na realidade multiplicados por uma função que se aproxima de $|k|$ para $k \sim 0$ e que termine suavemente na fronteira do domínio de S(k); uma análise de

BIBLIOTECA DO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS-USP
FÍSICA

algumas funções de filtro encontra-se nas refs. (19) (20) (21).

Para entender outra propriedade das retroprojeções, vamos recorrer à figura 9.

Como os valores de ϕ são na prática discretos, representamos $M(r,\theta)q$ como um conjunto de funções bidimensionais separadas por Δq ao longo da direção q.

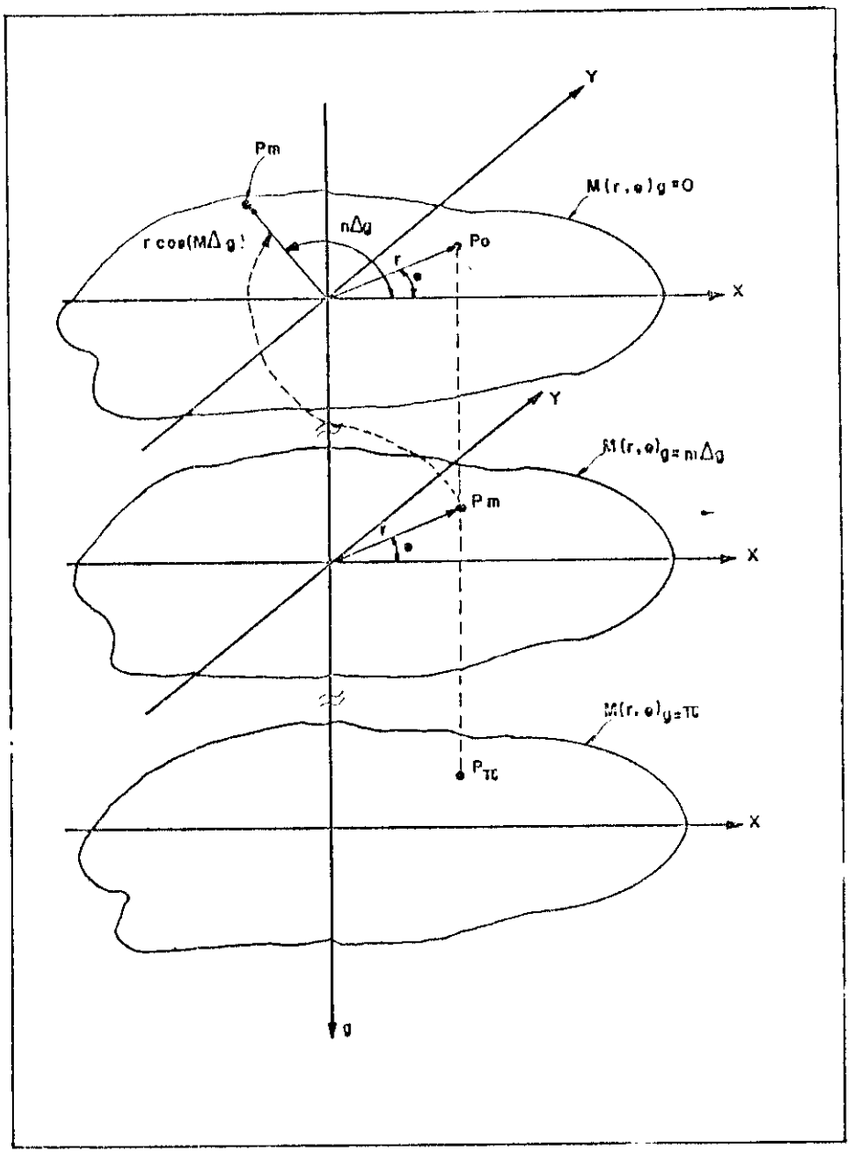


Fig. II 9 Esta figura mostra os sucessivos planos de retroprojeção obtidos mediante a variação de q, a variável utilizada para parametrizar $M(r,\theta)$.

como

$$M(r,\theta)_{q=n\Delta q} = \int S(k;\theta+n\Delta q)\ e^{i\ k.r.\cos(n\Delta q)}|k|dk \qquad 65$$

e

$$M(r\cos(n\Delta q),\theta+n\Delta q)_{q=0} =$$

$$= \int S(k;\theta+n\Delta q)\ e^{i\ k.r.\cos(n\Delta q)}|k|dk \qquad 66$$

obtemos, após comparar 65 e 66

$$M(r,\theta)_{q=n\Delta q} = M(r\cos(n\Delta q),\theta+n\Delta q)_{q=0} \qquad 67$$

ou seja, todos os pontos Pn (veja figura II-9), de coordenadas r e θ, terão um correspondente P0, de coordenadas $r.\cos(n\Delta q)$ e $\theta+n\Delta q$. Desse modo a soma em 60 fica restrita à familia de funções em q=0, podendo ser reescrita como

$$M(r,\theta) = \int_{\phi=0}^{\pi} M(\ r\cos(\phi-\theta),\phi)_{q=0}\ d\phi \qquad 68$$

que gera o algoritmo de acumulação de retroprojeções. Cada ponto P da imagem poderá ser obtido pela soma das amplitudes de $M(r,\theta)q$, nos pontos Pq, por exemplo, que encontram seus correspondente em $M(r,\theta)0$ (figura II-9).

A analogia com a técnica utilizada em CT restringe-se à adoção da formulação polar da transformada de Fourier. De fato, há uma grande diferença no que se refere ao "espaço de sinal", espaço ao qual pertence a função amostrada pelo experimento. Em RMN, o espaço de sinal é o espaço das frequências espaciais (reciproco ao espaço euclidiano onde se representa a imagem). Os sinais adquiridos representam amostragens da função cuja transformada de Fourier é a imagem. No caso da técnica de CT, o espaço de sinal é o próprio espaço onde se representa a imagem, e

os dados adquiridos são as projeções do objeto analisado na direção da varredura de um feixe fino de raio-X (12) (ou de feixe em forma de leque (22)). O conjunto de projeções adquiridas para as diferentes orientações, e filtradas adequadamente, forma uma função bidimensional, essa sim, análoga à função $M(r,\theta)q=0$.

II.6 Técnicas de aquisição rápida.

A técnica de obtenção de imagens por RMN, no estágio que se apresenta atualmente nas unidades comerciais de diagnóstico, apresenta algumas desvantagens frente às técnicas convencionais (ultrassonografia e CT) (10) (12).

Uma das desvantagens é o tempo necessário à aquisição dos dados referentes a um exame, que é da ordem de minutos, comparados aos poucos segundos necessários à técnica de CT e às imagens dinâmicas obtidas com ultrassom. O principal fator limitante na velocidade de aquisição é o tempo de relaxação longitudinal, T1.

Como vimos, entre cada dois ecos adquiridos com diferente codificação de fase (2DFT) é necessário esperar um tempo da ordem de T1 para que a maior parte dos núcleos tenham chance de retornar à condição de equilíbrio (Mz maxima) e possam ser reexcitados. Nos tecidos orgânicos, o valor de T1 é por volta de 1S. Portanto, se necessitarmos uma resolução na direção da codificação de fase de 256 pontos, a duração da aquisição de dados será de aproximadamente 4 minutos.

Esse período é muito grande, quando comparado ao periodo de algumas funções vitais como respiração e batimento cardíaco. Durante a aquisição, se a região analisada contiver orgãos associados a essas funções, a densidade de magnetização $M(\vec{r})$ não será mais estática, resultando numa imagem afetada pelo efeito do movimento daqueles orgãos (23) (24). Algumas funções são cíclicas, onde cada fase do ciclo apresenta condições isométricas. Isso permite o sincronismo da aquisição com determinada fase do ciclo, resultando num "congelamento" daquela fase (25), mas tendo como consequência um aumento do tempo total de aquisição.

Além do mais existem eventos que não podem ser correlacionados, resultando na impossibilidade de se utilizar a técnica nessas condições. E natural, portanto, que se busquem técnicas alternativas mais rápidas.

Nessa tentativa, a primeira hipótese que pode ocorrer é diminuir ao máximo o tempo entre medidas TR. Isso produz dois efeitos eventualmente indesejáveis: contraste por T1 e perda sensivel na relação sinal/ruido (pela redução da componente Mz no inicio da medida).

A primeira proposta de uma técnica de aquisição rápida (ECHO PLANAR IMAGING, EPI) se deve a Mansfield (1977) (26). Utilizando o chaveamento rápido dos gradientes, conforme ilustrado na fig.II-10, Mansfield conseguiu gerar uma sequência de vários ecos adquiridos sequencialmente, amostrando a função sinal (equação 10) com uma trajetória semelhante à varredura de uma tela de televisão. A imagem era obtida mediante uma transformada de Fourier bidimensional, com formulação cartesiana. Essa técnica, apesar de rápida, apresenta alguns inconvenientes quanto à implementação e à assimetria na resolução, devido ao fato de sua PSF não atuar isotropicamente na imagem (figura II-11).

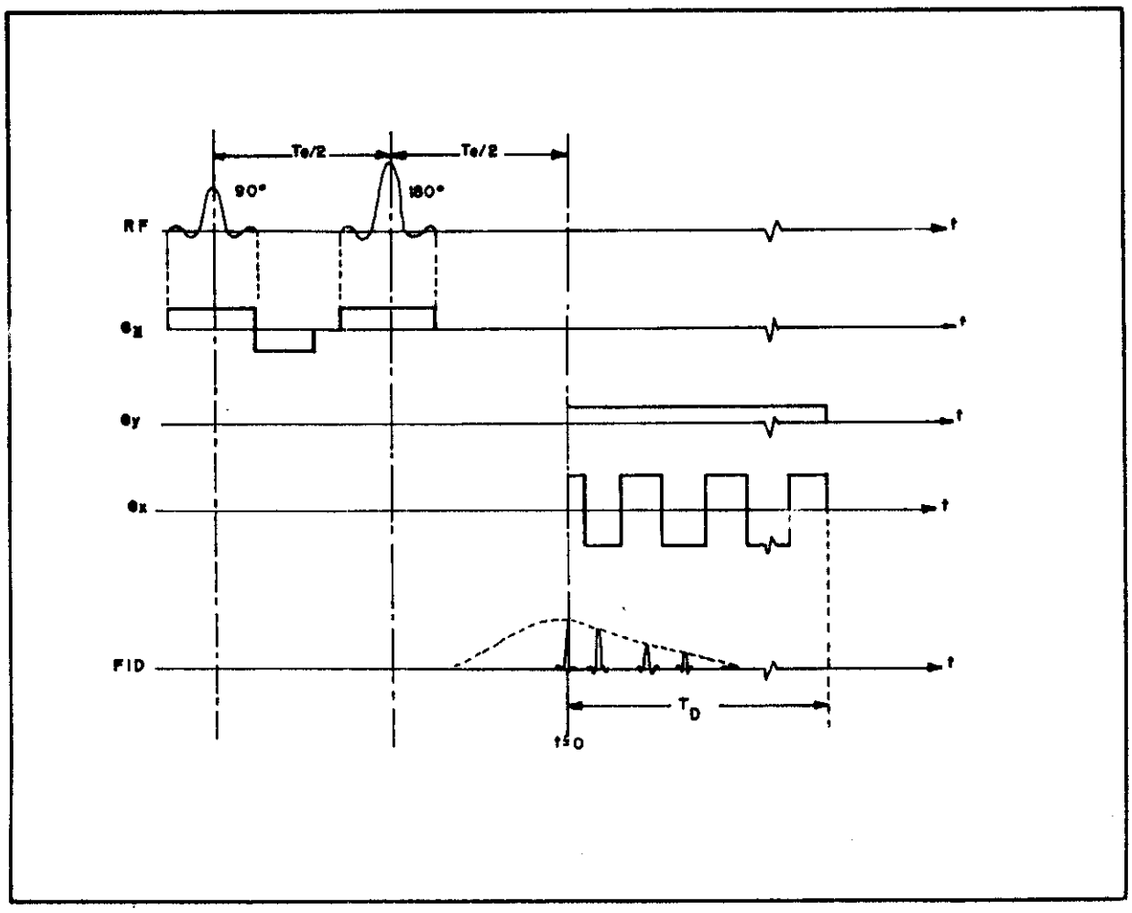


Fig. II-10 - Diagrama de pulsos associado á técnica EPI. Até t=0 temos a etapa de seleção de planos e geração do eco (t=0 é o máximo do eco). Nesse instante um gradiente Gy é aplicado continuamente em conjunto com um gradiente Gx chaveado rapidamente entre +Gx e -Gx. Os sinais são adquiridos continuamente durante um tempo tD<T2. Esses gradientes têm o efeito de criar uma trajetória em zigue-zague, que varre o dominio de S(k(t)) num reticulado aproximadamente cartesiano.

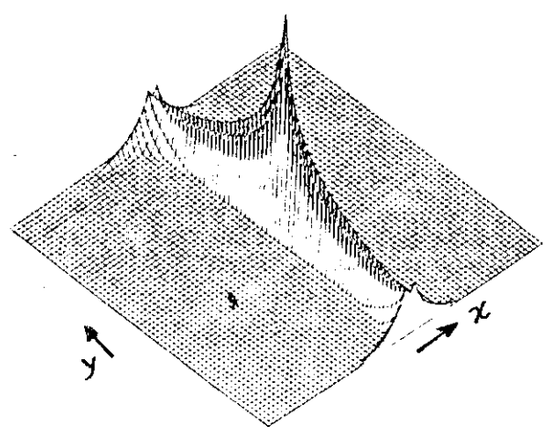


Fig. II-11 - "Point Spread Function" para a técnica de "Echo Planar Imaging" (EPI).

Outra proposta, que está sendo implementada atualmente nos tomógrafos comerciais, baseia-se na aplicação de pulsos de excitação que deslocam a magnetização de um pequeno ângulo a partir da direção z, por exemplo 30° (27) (28) (batizada de Fast Low Angle Shot, FLASh). Neste caso, o módulo da magnetização transversal será a metade daquele onde se utiliza um pulso de 90° . Por outro lado, não há a necessidade de se esperar um tempo da ordem de T1 para que a magnetização retorne ao equilíbrio, pois sua componente z é sempre grande o suficiente para permitir o reinício da excitação mesmo para um TR bastante curto. Existem, é óbvio, compromissos com o contraste por tempo de relaxação, conforme será visto em oportuna abordagem.

Algumas variações da técnica de Mansfield são relatadas atualmente (29) (30). Algumas com correções no diagrama de pulsos de gradiente, com objetivo de definir uma trajetória mais próxima daquela associada a um reticulado cartesiano (figura II-12). Outras, chamadas de técnicas mistas ou de entrelaçamento, definem trajetórias multiplas independentes (senoidais), entrelaçadas, com o objetivo de ,à custa de um pequeno aumento no tempo de medida , contornar o problema ocasionado pela PSF anisotrópica (figura II-11).

A técnica de aquisição rápida que apresenta mais vantagens tanto do ponto de vista experimental quanto da interpretação das imagens foi proposta e implementada pelo grupo Sul Coreano chefiado por Z. H. CHO (1986) (31). Por esse fato, dedicaremos um pouco mais de atenção ao seu desenvolvimento.

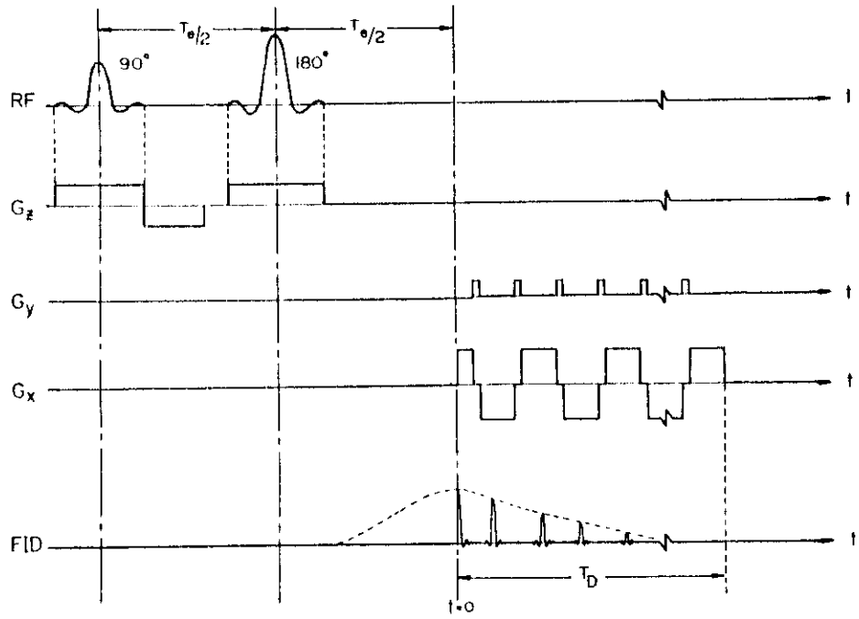


Fig. II-12-a - Sequência de pulsos associada à técnica "Modified Echo Planar Imaging", (MEPI). A inclusão de pequenos pulsos em Gy faz com que a trajetória (II-12-b) seja corrigida para se aproximar mais de um reticulado cartesiano.

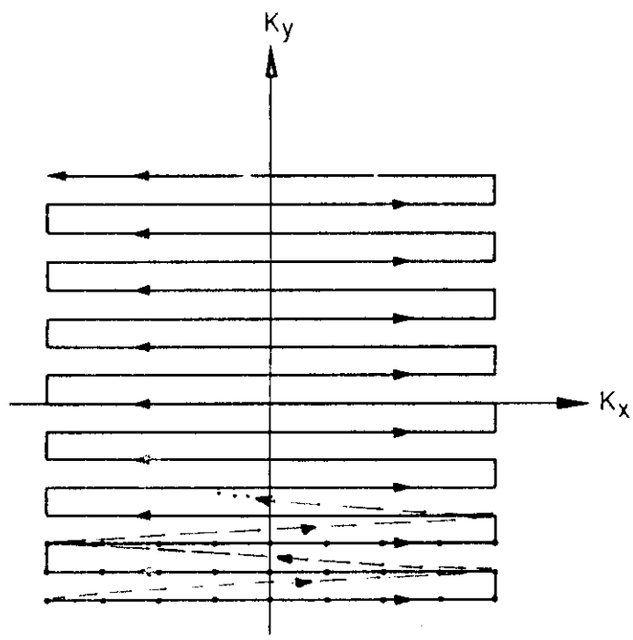


Fig. II-12-b - Trajetória contínua no espaço K referente à técnica MEPI. Em tracejado temos a trajetória associada à técnica EPI.

II.6.1 Técnica de "Spiral-Scan Echo-Planar Imaging", SEPI.

Os principais objetivos dessa técnica são: acelerar o processo de aquisição de dados, através de uma varredura única do espaço k ao tempo comparável com T2 e contornar as dificuldades impostas pela anisitropia das PSF relacionadas às técnicas anteriormente descritas.

Sua formulação é essencialmente bidimensional, pela própria natureza da trajetória em espiral que a caracteriza. Segue então que com a excitação de uma "fatia" de coordenadas z=zo, a função sinal $S(\vec{k})$ passa a ser definida pela equação 31,

$$S(\vec{k}(t)) = e^{-k(t)/\gamma GT_2} \int_S M(x,y)\, e^{i\,\vec{k}(t).\vec{r}}\, dS \qquad 69$$

Devemos buscar uma trajetória no espaço k ao longo da qual deve ser feita a amostragem da função sinal $S(\vec{k})$, que seja circularmente simétrica, para evitar um dos maiores problemas que ocorrem nas técnicas convencionais de EPI. Nessas técnicas, durante a aquisição de dados, a trajetória em zigue-zague mostra claramente que os últimos ecos são mais afetados pelo decaimento com T2, resultando numa resolução mais pobre na direção y, caracterizada pela PSF relacionada à técnica (figura II-11).

Uma trajetória circularmente simétrica, porém, discreta, pode ser obtida com um par de pulsos de gradiente senoidais, em quadratura de fase, gerando circulos concêntricos de raios regularmente incrementados Ri(t), e descritos por

$$\begin{aligned} k_x(t) &= \gamma R_i(t).\cos(Et) \\ k_y(t) &= \gamma R_i(t).\mathrm{sen}(Et) \end{aligned} \qquad 70$$

onde E é a velocidade de varredura angular, a ser determinada. Em busca de uma trajetória contínua, modificamos ligeiramente o conjunto de equações 70 e obtemos

$$k_x(t) = \gamma R.t.\cos(Et)$$

$$k_y(t) = \gamma R.t.\mathrm{sen}(Et) \qquad 71$$

Essas equações descrevem uma trajetória espiralada (fig.II-13-b), facilmente implementável experimentalmente. A dependência temporal dos gradientes (fig.II-13-a), necessários à geração dessa trajetória é então obtida invertendo-se as equações 71

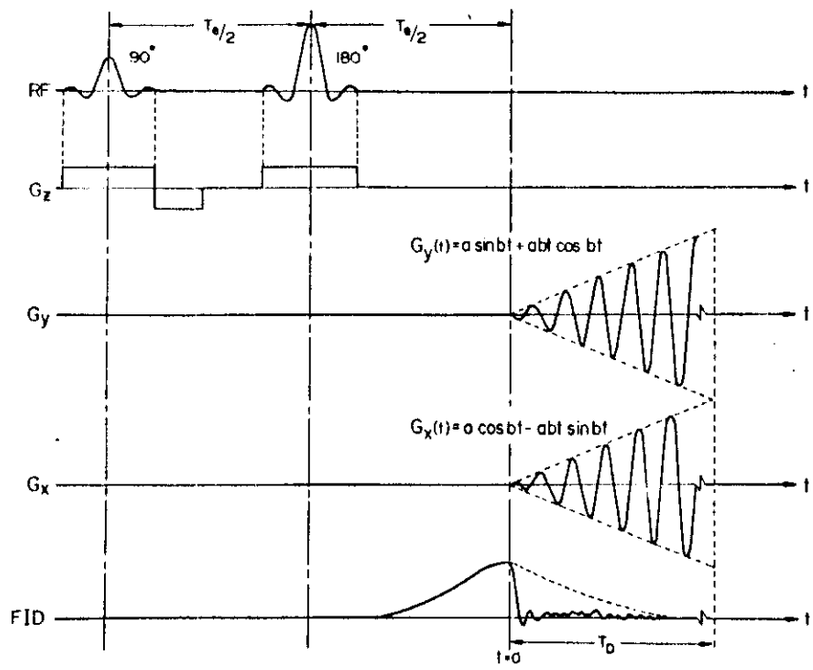


Fig. II-13-a - Diagrama de pulsos para a técnica de "Spiral-scan Echo Planar Imaging" (SEPI).

$$G_x(t) = \frac{1}{\gamma}\frac{d}{dt}[k_x(t)] = R.\cos(Et) - R.E.\mathrm{sen}(Et)$$

$$G_y(t) = \frac{1}{\gamma}\frac{d}{dt}[k_y(t)] = R.\mathrm{sen}(Et) + R.E.\cos(Et) \qquad 72$$

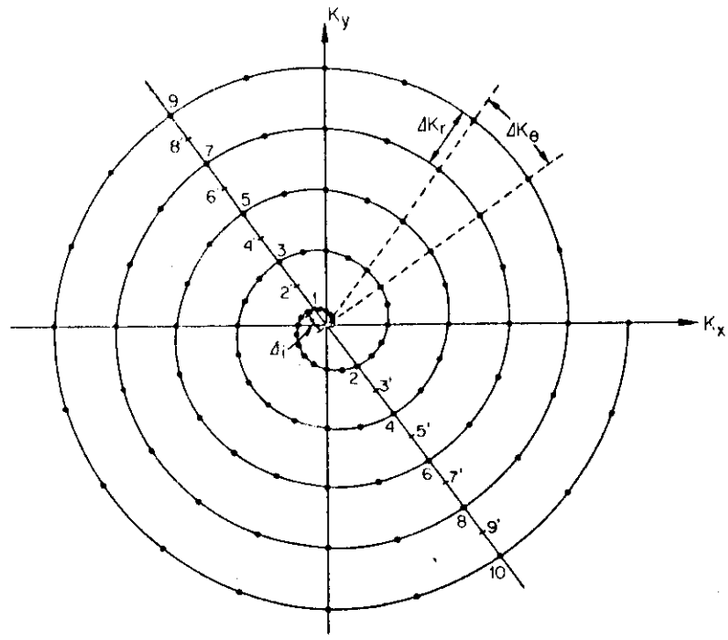


Fig. II-13-b - Trajetória no espaço K para a técnica SEPI. O sinal S(k(t)) é adquirido continuamente ao longo da espiral.

Como se observará, essa trajetória guarda estreita relação com a trajetória de circulos concêntricos, e permite cobertura isotrópica e completa do alcance de frequências espaciais de interesse. Na figura II-14, pode-se observar a PSF aplicável a essa técnica, que mostra uma filtragem nas frequências espaciais com simetria cilíndrica, dependendo apenas de $|\vec{k}(t)|$ (dependência radial).

Os parâmetros R e E podem ser definidos com o auxilio das condições limites, obtidas da equação

$$k(t) = k_r(t) = [\, k_x(t)^2 + k_y(t)^2 \,]^{1/2} = \gamma Rt \qquad 73$$

e

$$k_\theta(t) = \tan^{-1}\left[\frac{k_y(t)}{k_x(t)}\right] = Et \qquad 74$$

BIBLIOTECA DO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS - USP
FÍSICA

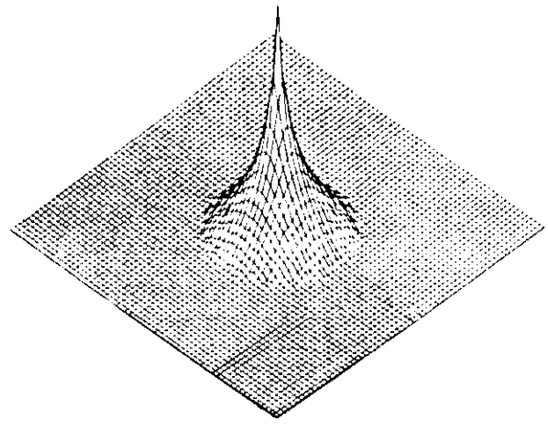


Fig. II-14 - Point Spread Function associada à técnica SEPI.

$kr(t)$ e $k_\theta(t)$ dão a representação da trajetória em coordenadas polares planas, e são funções explicitas do tempo.

Definindo como Δt o intervalo entre amostragens da função sinal,

$$S(t) = S(n\Delta t) \quad , \qquad 75$$

podemos obter os incrementos radial e angular Δkr e Δk_θ, respectivamente,

$$\Delta k_r = \gamma R N_\theta \Delta t$$

e 76

$$\Delta k_\theta = E \Delta t \quad ,$$

onde N_θ é o número de amostragens por ciclo da espiral. As frequências de amostragens são então determinadas pelo critério de Nyquist,

$$\Delta k_r \Delta r = \frac{\pi}{N_r} \quad , \qquad 77$$

e ficam

$$\Delta k_r = \frac{\pi}{N_r \Delta r}$$

e 78

$$\Delta k_\theta = \frac{2\pi}{N_\theta}$$

onde Nr é o número de ciclos da espiral numa aquisição e Δr é a máxima resolução espacial (radial) atingida.

Das equações 76 e 78 determinamos E e R, ou seja,

$$R = \frac{\pi}{\gamma N_\theta N_r \Delta t \Delta r}$$

e 79

$$E = \frac{2\pi}{N_\theta \Delta t}$$

De posse desses parâmetros podemos definir algumas condições limites: o tempo total de aquisição de dados para a obtenção de uma imgem fica dado por

$$t_{max} = N_\theta N_r \Delta t \quad . \qquad 80$$

Como observado anteriormente, tmax é limitado por T2, de forma que dada uma resolução radial e angular, o intervalo entre aquisições fica restrito por

$$\Delta t \leqslant \frac{T_2}{N_\theta N_r} \; . \qquad 81$$

Consequentemente a máxima frequência espacial (radial) possível, krmax, e a máxima resolução possível, Δr, podem ser obtidas como

$$k_{rmax} = \gamma R\, t_{max} = N_r \Delta k_r \qquad 82$$

Essa frequência espacial é fortemente limitada por T2. Há porém uma maneira elegante de se desvincular do compromisso existente entre resolução e tempo de aquisição, utilizando-se mais que uma varredura e recorrendo-se ao chamado entrelaçamento de aquisições. Numa experiência, aumenta-se o incremento Δkr de forma a atingir um valor maior de krmax, num mesmo tmax, e consequentemente maior resolução (Δr diminui).

Na medida subsequente, desloca-se a fase dos gradientes oscilatórios de maneira que a nova trajetória cubra a região não amostrada, aumentando-se efetivamente (dobrando) o valor de Nr e a resolução radial sem que se sinta o efeito de T2. Isso aumenta, é claro, o tempo total de aquisição, mas para um valor ainda bem menor que o das técnicas convencionais.

Além disso, uma simetria natural do problema permite incrementar Nr simplesmente obtendo-se os complexos conjugados de cada ponto amostrado da função sinal (veja figura II-13-b).

O ponto 2', por exemplo, é o complexo conjugado do ponto 2, o 3' do ponto 3, e assim por diante. Assim, para se obter a imagem de um objeto de 30 cm de diâmetro com resolução fornecida por uma matriz imagem de 128x128 pontos, apenas um número de revoluções da espiral Nr=32 são necessários. A frequência de oscilação dos gradientes será 600Hz, com um intervalo entre aquisições de 8µS. Desta forma o tempo total de aquisição será da ordem de 100mS.

A reconstrução da imagem a partir dos dados adquiridos pode ser feita mediante interpolação a um reticulado cartesiano e subsequente transformada de Fourier bidimensional. A simetria do problema sugere, contudo, que uma técnica semelhante à convolução - retroprojeção seja utilizada: se analisarmos o conjunto de dados na forma de sequências de amostragens radiais angularmente equiespaçadas, notamos que o reticulado formado é bastante semelhante ao reticulado polar obtido na técnica de convolução - retroprojeção.

A única diferença é que todos os conjuntos de amostragens radiais $S(kr;k\theta)$, exceto o na direção de kx, contêm amostragens igualmente espaçadas deslocadas da origem de uma certa quantidade δkr^{θ}. Para que as projeções obtidas mediante uma TF unidimensional, na direção radial $P_{\theta}(r)$, possam ser utilizadas para proceder a retroprojeção, será então necessário fazer uma correção de fase de forma que

$$P'_{\theta}(r) = P_{\theta}(r)\, e^{-i\delta k_r^{\theta}.r} \qquad 83$$

Os tomógrafos de raio-X (CT) comerciais dispõem de um dispositivo que processa a retroprojeção a grande velocidade. Com a utilização desse dispositivo, será possível vencer uma das principais limitações da técnica de obtenção de imagens por RMN e obter imagens dinâmicas à semelhança da ultrassonografia, com resolução muitas vezes superior. Na referência (31), podemos encontrar resultados da aplicação dessa técnica, bem como uma análise comparativa entre essa (SEPI) e outras (EPI (26), MEPI (29), etc).

II.7 Contrastes por tempos de relaxação T1 e T2.

Os fenômenos de relaxação longitudinal e transversal desempenham um importante papel na interpretação das imagens por RMN.

São eles reponsáveis pelo contraste evidenciado na quase totalidades das imagens observadas, e de sua interpretação depende a análise da fisiologia, metabolismo, estado patológico e até mesmo a anatomia das regiões de interesse, onde reforça e enriquece de informações além daquelas já fornecidas pela densidade de núcleos.

Para analisar o efeito dos parâmetros de relaxação, imaginemos uma sequência de pulsos utilizada na inversão/recuperação com spin-eco, conforme figura II-15.

A função sinal S(k(t)), levando-se em conta os tempos de relaxação T1 e T2, agora dependentes da posição, na forma

$$T_1 = T_1\ (x,y)$$
$$\text{e} \qquad 84$$
$$T_2 = T_2\ (x,y)$$

fica expresso por (duas dimensões)

$$S(k(t)) = \int_{x,y} M(x,y)\ e^{i\ \vec{k}(t).\vec{r}}\ .$$
$$.\ e^{-t/T2(x,y)}\ (1 - 2e^{-t/T1(x,y)})\ dxdy \qquad 85$$

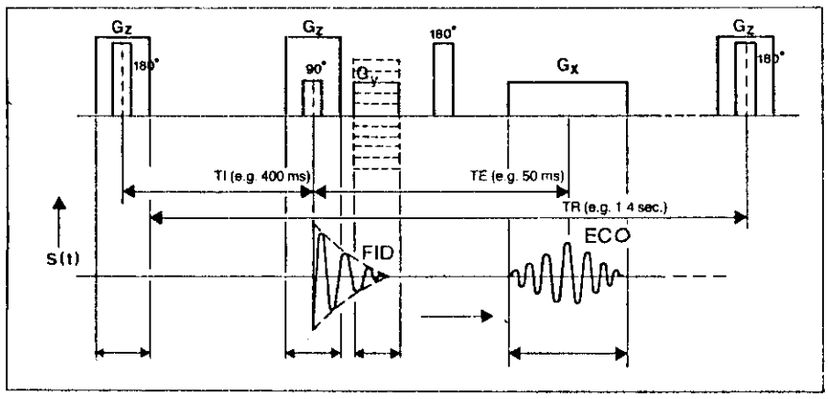


Fig. II-15 - Diagrama de pulsos para a técnica de inversão - recuperação com spin-eco, utilizada na obtenção de imagens contrastadas por T1 e T2.

Essa expressão não admite uma interpretação direta como através das Point Spread Functions, pela forma com que os decaimentos exponenciais dependem da posição.

Entretanto, a própria condição de boa resolução determina que o tempo de observação do sinal seja muito menor que T1 ou T2. Isso permite uma aproximação em que os termos de decaimento sejam considerados constantes durante a observação (exceto para T2 durante o eco), e que afetem apenas a amplitude das contribuições em diferentes posições da amostra para o sinal $S(\vec{k}(t))$. Introduzimos então em 85 os parâmetros TE, TI e TR, respectivamente como o tempo em que a magnetização transversal evolui na presença do decaimento T2 (determina a amplitude do máximo do eco), o tempo necessário à recuperação de Mz após inversão e o período de repetição da experiência. Como a experiência é repetitiva, uma condição estacionária para a amplitude do eco deve ocorrer transcorrido um certo tempo (52). Utilizando-se essa condição (que a amplitude da magnetização longitudinal no início do ciclo da experiência seja igual àquela depois de TR), obtemos uma expressão para o sinal de condição estacionária da forma

$$S(k(t)) = M(x,y)\, e^{i\,\vec{k}(t).r} \,.\, e^{-\frac{TE + t}{T2(x,y)}} \times$$

$$\times \left(1 - 2e^{-\frac{TI}{T1(x,y)}} + 2e^{-\frac{TR-TE/2}{T1(x,y)}} + e^{-\frac{TR}{T1(x,y)}}\right) dxdy \qquad 86$$

Essa expressão é facilmente obtível mediante a aplicação sucessiva dos operadores de rotação e relaxação, que decorrem da solução das equações de Bloch com um formalismo matricial (53), na aproximação de pulsos de RF curtos.

O parâmetro adicional, que também determina a amplitude de M(x,y) é o tempo de repetição TR. Esses parâmetros associados à técnica de aquisição de dados permitem-nos fazer uma análise simplificada do efeito de relaxação e inferir qual seria sua influência sob condições controladas (utilização de meios de

contraste etc. (32) (33)).

Vejamos inicialmente o efeito produzido pela variação de TE numa amostra cujos valores de T2 são função da posição e cuja densidade de magnetização é constante, como na figura abaixo.

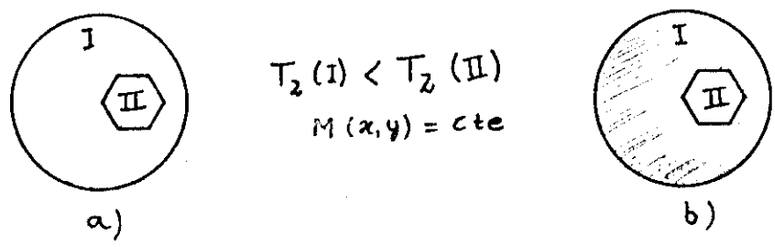


Fig. II-16 - Imagem de um objeto com regiões com diferentes valores de T2: a) - TE menor que T2(I) ou T2(II); b) - TE entre T2(I) e T2(II).

A sequência de pulsos que caracteriza o efeito da variação de TE sobre o contraste na imagem é vista na figura II-16. Em II-16-a, notamos que a diferença de amplitude dos sinais gerados pelas regiões I e II não é grande, pelo fato de TE ser pequeno, e não deixar evidenciar o efeito da relaxação. O resultado é uma imagem caracterizada apenas pela densidade de magnetização, que pelo fato de ser constante, não distingue aquelas regiões. Por outro lado, em II-16-b, TE é grande o suficiente para que se faça notar um decréscimo de sinal da região I, que tem um valor de T2 menor. Como resultado, mesmo com M(x,y) constante, teremos uma distinção (contraste) entre as regiões I e II produzida pela diferença entre seus T2.

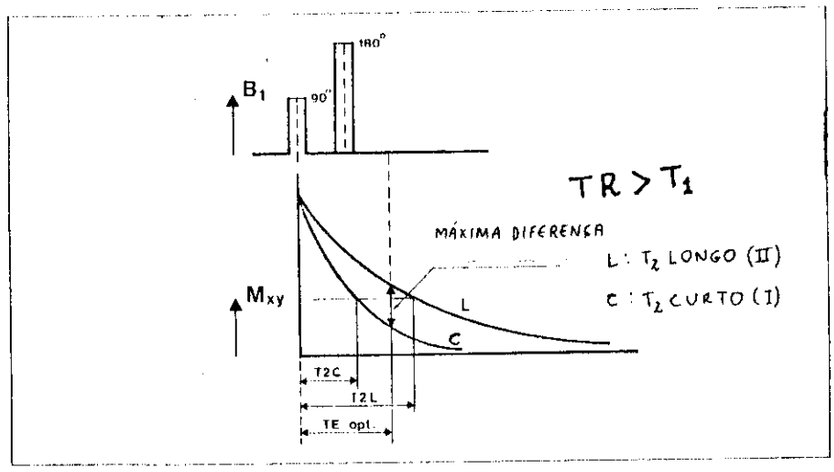


Fig. II-17 - Escolha de TE ótimo para a obtenção de máximo contraste (máxima diferença entre as curvas L (T2 longo) e C (T2 curto).

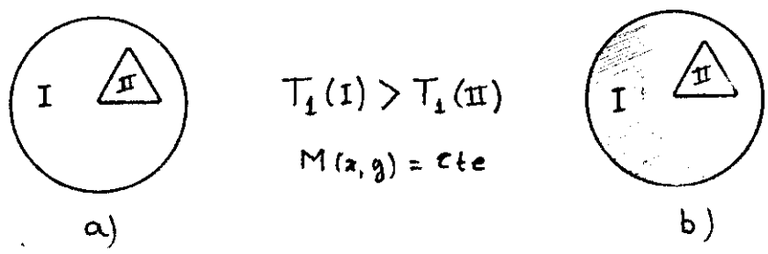


Fig. II-18 - Imagem de um objeto com regiões com diferentes valores de T1: a) - TR maior que T1(I) ou T1(II); b) - TR entre T1(I) e T1(II).

Uma interpretação análoga serve para entender o efeito de T1 sobre o contraste, caracterizado pelo tempo de repetição TR. Imaginemos uma situação análoga, ou seja, uma amostra com densidade M(x,y) constante e duas regiões com T1 distintos (T1(I) > T1(II)) (fig. II-18). Se observarmos a figura II 19-a, veremos que se satisfazemos a condição TR > T1(I), teremos a condição de relaxação satisfeita para toda a amostra. A cada

excitação, a experiência começa com toda a magnetização na direção z.

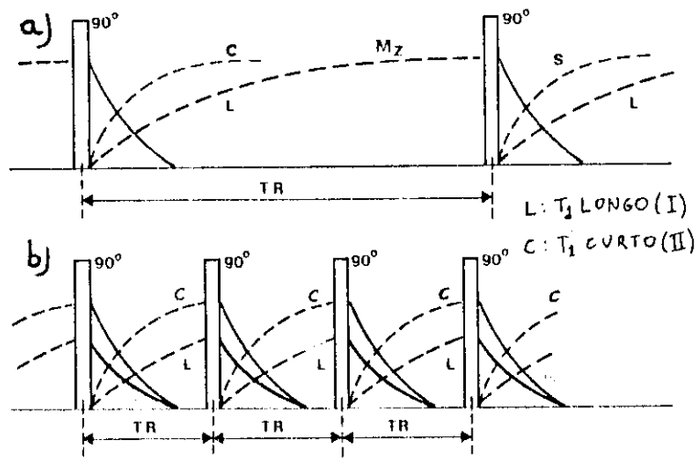


Fig. II-19 - Variação do parâmetro TR (taxa de repetição da experiência) com o objetivo de evidenciar contraste por T1.

Se, por outro lado, fazemos TR ter valores entre T1(I) e T1(II), observaremos (figura II-19-b) que a região que tem maior T1 não terá toda a magnetização em equilíbrio no início da próxima excitação. O resultado é uma contribuição menor para o sinal de RMN daquela região com maior valor de T1, distinguindo-a da outra na imagem, mesmo com M(x,y) constante. Uma análise idêntica (figura II-20) pode ser feita na técnica de

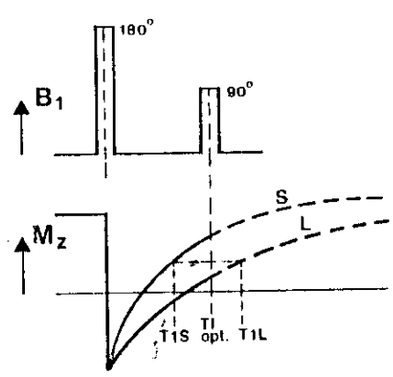


Fig. II-20 - Possibilidade de inversão de contraste pela escolha adequada do tempo de inversão TI na técnica descrita na fig. II-15.

inversão/recuperação (ou saturação/recuperação), onde se evidencia o contraste através da variação do tempo de recuperação TI. No caso de inversão/recuperação, observa-se que a magnetização transversal pode assumir valores negativos, e alguns cuidados tem que ser tomados na interpretação da imagem, e contornar o problema de inversão de contraste que pode aparecer dependendo do valor de TI (34). Por questões práticas, toma-se o módulo da transformada de Fourier de $S(\vec{k})$, perdendo-se informações quanto à sua polaridade. Para que se recupere a informação completa, é preciso impor correções de fase no sinal $S(\vec{k})$ (35) (ou após transformado) de forma que toda a informação esteja contida na parte real da transformada, permitindo uma análise de amplitude e fase de M(x,y) (uma análise completa dos cuidados necessários é feita no apendice AI).

Assim procedendo não se corre o risco de se ter inversões de contraste, e este varia continuamente à medida que se varia TI.

II.8 Seleção de planos tomográficos.

Nas partes precedentes desse capitulo, descrevemos a formulação bidimensional das técnicas de obtenção de imagens, supondo inicialmente que apenas uma fatia de um objeto tridimensional gera os sinais de RMN. Exceto pelas técnicas eco-planares, que são intrinsecamente bidimensionais, todas as outras têm sua formulação tridimensional. Essas técnicas de volume, como são chamadas, apresentam certos inconvenientes quanto à quantidade de dados a serem adquiridos e processados,

exigindo uma capacidade computacional de grandes proporções. Além disso, o tempo necessário à aquisição de dados torna-as incompatíveis com o uso clínico, salvo em alguns casos, onde o tempo de exame não é o principal fator. Algumas soluções engenhosas foram propostas e implementadas, para se reduzir o tempo de exame de um volume para um valor comparável ao exame de um plano, e todas elas empregam a técnica chamada "MULTI-SLICE", com excitação seletiva de vários planos contíguos do volume analisado. A pergunta que se faz é: como excitar seletivamente um plano de um objeto tridimensional? A solução aparece novamente com a codificação espacial de frequências. Para entender o processo de excitação seletiva, vamos nos referir à figura II-21. São ilustradas duas

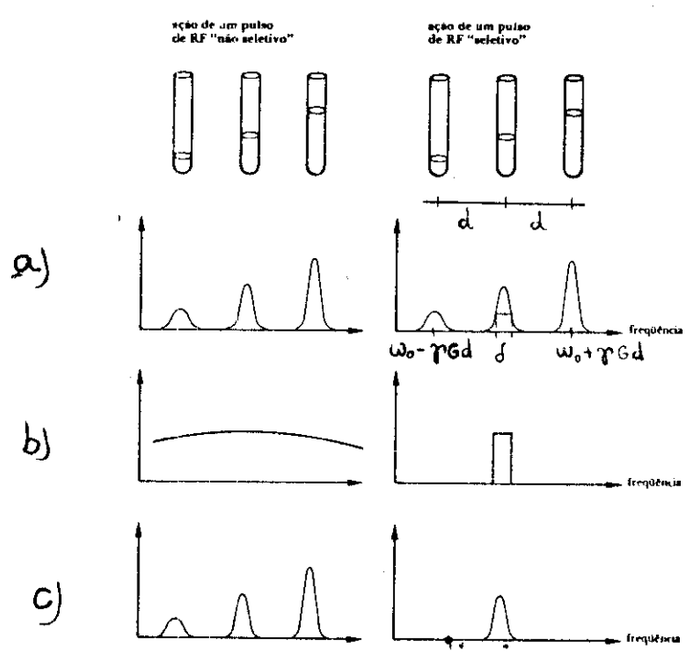


Fig. II-21 - Sequência ilustrando a técnica de seleção de planos. Em ambos os casos está aplicado um gradiente de campo G em conjunto com um pulso de RF (b). Um pulso seletivo (espectro de frequências estreito) seleciona apenas um dos tubinhos (c).

situações onde em ambas temos três tubinhos separados por uma

distância d, preenchidos com diferentes quantidades de água e submetidos a um campo com gradiente G linear. No primeiro caso aplica-se um pulso de $\pi/2$ de curta duração, cujo espectro de potência é bem mais largo que o intervalo de frequências $2\gamma Gd$. Pode-se dizer que todos os tubinhos serão submetidos à excitação por considerar-se que a potência de RF é aproximadamente constante no intervalo referido. No outro caso, um pulso longo, conformado de maneira que seu espectro de potência tenha uma largura maior que δ, porém menor que d, excitará apenas os prótons contidos no tubinho central que ressoa em wo (se a frequência central da excitação for wo + γGd, excitará apenas o da direita, e se for Wo - γGd, excitará o da esquerda). Diz-se então que houve uma excitação seletiva, que no caso de um objeto tridimensional define uma "fatia" do mesmo, cuja expessura é determinada pelas características do pulso de excitação seletiva. Tomemos um exemplo prático: seja um pulso seletivo de frequência wo, com envoltória do tipo sen(x)/x, de largura (distância entre os primeiros zeros) de 1mS. A lagura do espéctro de potências de tal pulso (que tem forma retangular), é de 1KHz. Se o gradiente ao qual está submetido o objeto for de 1Gauss/cm, e estivermos sintonizando os prótons, com γ = 4.257 KHz/Gauss, esse pulso de 1KHz de largura excitará uma fatia do objeto de 0.24cm de expessura.

A forma dos pulsos utilizados na seleção de planos tomográficos tem sido extensivamente estudados nos últimos anos (28) (29) (36) (37), bem como sua consequência na qualidade das imagens. Há porém uma extensão muito maior do conceito de seletividade nos pulsos de RF. A combinação de pulsos seletivos e não seletivos, pode dar lugar a excitação de apenas uma "linha" da amostra permitindo a utilização das técnicas unidimensionais de reconstrução (38).

BIBLIOTECA DO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS - USP
FÍSICA

Um outro papel importante desempenha a seleção de planos na espectrocopia de RMN. Como vimos no capitulo I, o efeito do "chemical shift" pode introduzir variações na frequência de Larmor além daquelas variações espaciais determinados pelo gradientes de campo magnético, definindo assim uma "quarta dimensão", ou "dimensão espectroscópica". Em experiências com condições adequadas para se perceber o "chemical shift", pode-se proceder de duas maneiras distintas: uma delas consiste em se obter imagens para diferentes "frequências espectrais" (diferentes coordenadas na direção espectroscópica), utilizando-se por exemplo a técnica de codificação do tempo ao eco (ECHO TIME ENCODING) descrita por Cho em (39). Outra maneira é procurar restringir o volume analisado, de forma que a informação espectral seja obtida para cada elemento de volume do objeto analisado. Essa última implica na utilização de bobinas de recepção (surface coils) modeladas de forma a serem sensiveis apenas a uma região limitada do objeto (40) (sensitive point coils) ou recorrer-se a sequências combinando pulsos de excitação, seletivos e não seletivos, que permitam excitar-se apenas um elemento de volume da magnetização. A técnica, denominada "SPAtially Resolved Spectroscopy" (SPARS), descrita com detalhes na referência (41), com utilização em espectroscopia de alta resolução relatada em (58), e
ilustrada na figura 22, consiste inicialmente em definir-se um plano, logo após uma linha e em sequência um ponto do volume analisado, unicamente no qual se preserva magnetização coerente (na direção do campo externo). A seguir uma experiência convencional de spin-eco (onde a magnetização evolui unicamente na presença do campo local sujeito ao Chemical Shift), permite a obtenção da informação na direção espectral, daquele ponto da amostra. Trata-se portanto de uma técnica espacialmente puntual, possível apenas com a utilização de excitação seletiva, que nos

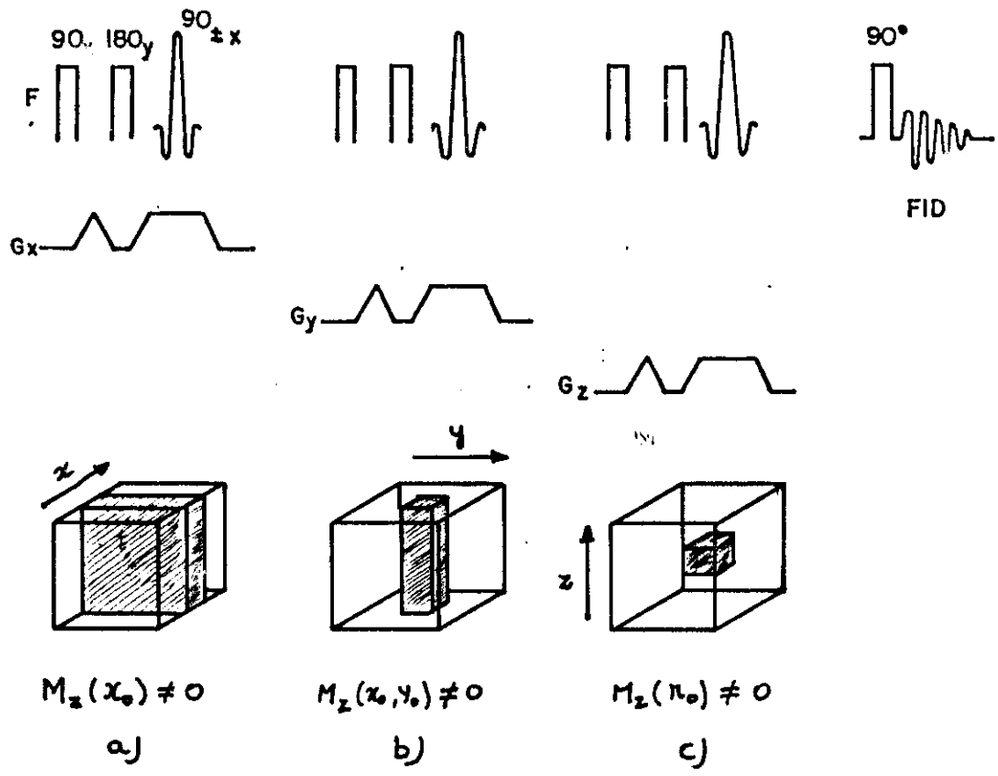


Fig. II-22 - Técnica de "seleção de ponto" utilizada em espectroscopia localizada de RMN (SPAtially Resolved Spectroscopy, SPARS). Em a, seleciona-se um "plano" do objeto; em b, uma "linha" do "plano" e em c um "ponto" da "linha". Apenas esse "ponto" manterá magnetização longitudinal coerente e diferente de zero. Nesse instante, inicia-se uma sequência convencional (de spin-eco, por exemplo).

permite manejar o sistema de spins como uma criança maneja um "cubo de Rubik".

----------X----------

CAPITULO III
PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL.

III.1 Introdução.

Este capitulo trata de um dos principais resultados obtidos neste trabalho, ou seja, o desenvolvimento de um espectrômetro de Fourier de RMN pulsada capaz de gerar imagens e de operar com as técnicas modernas de espectroscopia de alta resolução.

No capitulo II, descrevemos uma variante da técnica de obtenção de imagens por RMN que requer apenas a adição de um sistema de gradientes de campo magnético estático a um espectrômetro de RMN convencional. Nesta técnica (CW), as projeções do objeto analisado podem ser obtidas com o auxilio de um "plotter", cada uma delas num tempo comparável ao da varredura de campo ou de frequência. Queremos enfatizar aqui que a utilização de dispositivos automáticos e computadores não são totalmente imprescindiveis; uma imagem por RMN pode ser obtida sem a utilização desses dispositivos. Há contudo, nessa técnica, um compromisso com o tempo total de obtenção da imagem, rateado entre tempo de aquisição de dados e tempo de processamento, que torna impraticável sua utilização. Do ponto de vista da utilização clinica, deseja-se tempos de aquisição de dados os mais curtos possiveis para poupar pacientes de longos exames. Por outro lado, o desenvolvimento cientifico, particularmente

nessa área, tem uma dependência muito forte com a realimentação dos resultados obtidos. Isso pelo fato de ter-se sob controle um número muito grande de parâmetros. É de se esperar, portanto, que se tenha sob controle automático a grande maioria desses parâmetros, permitindo pronta reconfiguração dos mesmos, tendo como resultado óbvio a grande versatilidade do equipamento. Justifica-se assim, que um tomógrafo deva ser um sofisticado espectrômetro de RMN pulsada. O equipamento que desenvolvemos aproxima-se bastante dessas características, e não as cumpre totalmente apenas por questões práticas, e não filosóficas. Passemos então a descriç ão do referido sistema.

III.2 O tomógrafo de RMN.

Na figura III-1, vemos um diagrama em blocos do espectrômetro.

Podemos dividi-lo em duas partes: uma que compreende os circuitos de emissão e recepção de RF e outra que compreende os circuitos de contrôle, aquisição e processamento de dados.

No circuito de RF, a fonte de sinal para modulação e referência na detecção, é um sintetizador de RF modelo 5130A da Wavetek. Este aparelho é capaz de gerar sinais de 500 KHz a 160 MHz, programáveis em passos de 0.1 Hz (painel frontal) ou 0.001 Hz (duto de comunicação digital IEEE-488). O sinal proveniente deste sintetizador entra no sistema de modulação, capaz de prover pulsos conformados de RF com envoltórias previamente programadas (AM-SSB), pulsos retangulares estreitos e sinais contínuos em quadratura de fase, utilizados na referência do receptor de

BIBLIOTECA DO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS
FÍSICA

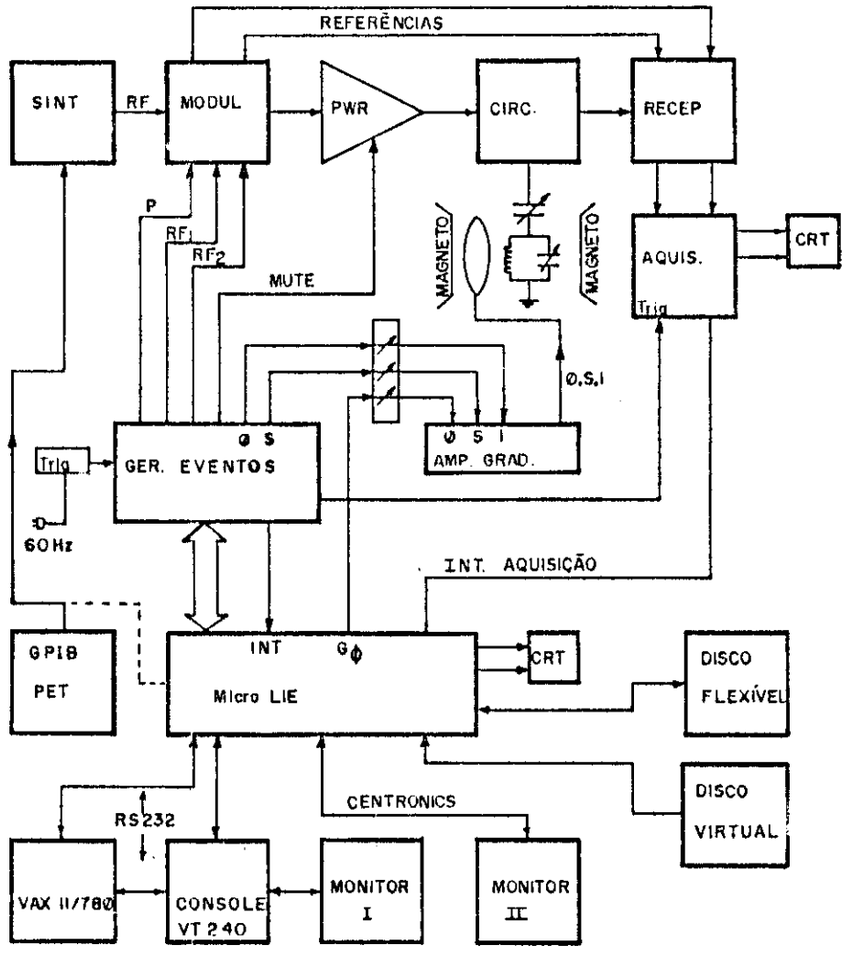


Fig. III-1 - Diagrama em blocos do espectrômetro. A função de cada bloco é explicada no texto.

sinais de RMN. Os pulsos provenientes do modulador são amplificados por um amplificador de potência de RF modelo 200L da Amplifier Research, e dirigidos a um duplexador. Este dispositivo provê uma isolação entre o circuito de recepção (com sensibilidade a sinais de -120 dBm) e o circuito de potência (capaz de gerar uma potência pulsada de 700 Watts em certas circunstâncias). Sua função é dirigir ao circuito tanque os

pulsos de potência de RF, quando na excitação, e os transientes produzidos pela amostra no circuito tanque ao receptor de RMN, quando na recepção. O circuito tanque é em si o transdutor tanto na excitação quanto na recepção de sinais de RF. Os sinais gerados pela amostra são amplificados no ponto mais próximo possível depois de duplexador, e levados a níveis adequados à demodulação no receptor de RMN. O receptor compreende, na realidade, um estágio de amplificação de RF, um estágio de demodulação e um filtro e amplificador de FI em áudio (passa baixas até 300 KHz). Os estágios de demodulação e filtragem são duais, em quadratura de fase entre si, com referência provida pelo circuito de modulação. Os sinais demodulados, são então condicionados ao sistema de digitalização e armazenamento de dados, que fazem parte do sistema de aquisição de dados, controlado pelo processador que cuida do controle e pré-processamento dos mesmos. Este pré-processamento inclui, entre outras coisas, promediação de transientes para incremento da relação sinal/ruído e transformada rápida de Fourier unidimensional complexa (como analisador de Fourier).

O sistema de contrôle tem como núcleo um gerador de eventos, utilizado na elaboração das sequências de pulsos necessárias ao controle do espectrômetro. Este gerador, descrito mais detalhadamente na ref. (42), é capaz de gerar pulsos com estreita relação de sincronismo entre si em até oito canais independentes. O número de eventos numa sequência pode chegar a 16, podendo qualquer parte da sequência ser repetida até 999 vezes. Considere-se um evento (strictu senso) qualquer grupo de estados lógicos gerados simultâneamente, delimitados por quaisquer duas transições subsequentes, não necessariamente num mesmo canal. Considere-se por exemplo um número binário (de oito bits) definido pelos níveis lógicos dos oito canais do gerador: a cada evento associamos então um único número.

Cada canal do gerador de eventos está endereçado a uma funçao básica da sequência associada à medida dos sinais de RMN. Dois canais são utilizados na geração de pulsos de RF (pulsos $\pi/2$ e π, RF1 e RF2 respectivamente), e vão ao modulador de RF estabelecer o instante inicial dos mesmos (trigger). Um canal é utilizado para disparar o sistema de aquisição de dados (Average Trigger), e outro estabelece o "gate" no amplificador de potência de RF, (Gate) emudecendo sua saida no periodo de aquisição de dados. Três outros canais (Gs, $G\phi$, Gl) são destinados aos amplificadores de corrente para os gradientes de campo magnético. O canal restante (osciloscópio) pode ser programado (como usualmente o é) para disparar a base de tempo de um osciloscpio auxiliar, donde se observa toda uma sequência desde a excitação até a aquisição de dados. Este dispositivo pode ser programado pelo painel frontal, mas conta atualmente com o controle do microcomputador Microlie através de uma interface serial. Este microcomputador é também responsavel pela comunicação de dados e contrôle do processador periférico que constitui o sistema de aquisição e promediação de sinais. Isso é feito atravś de uma interface de entrada/saida de dados, que permite intercomunicação rápida entre a placa de "Averager" e o CPU do microcomputador, além de permitir recepção de interrupções e saida de sinais analógicos a partir de três conversores digital/analógicos independentes.

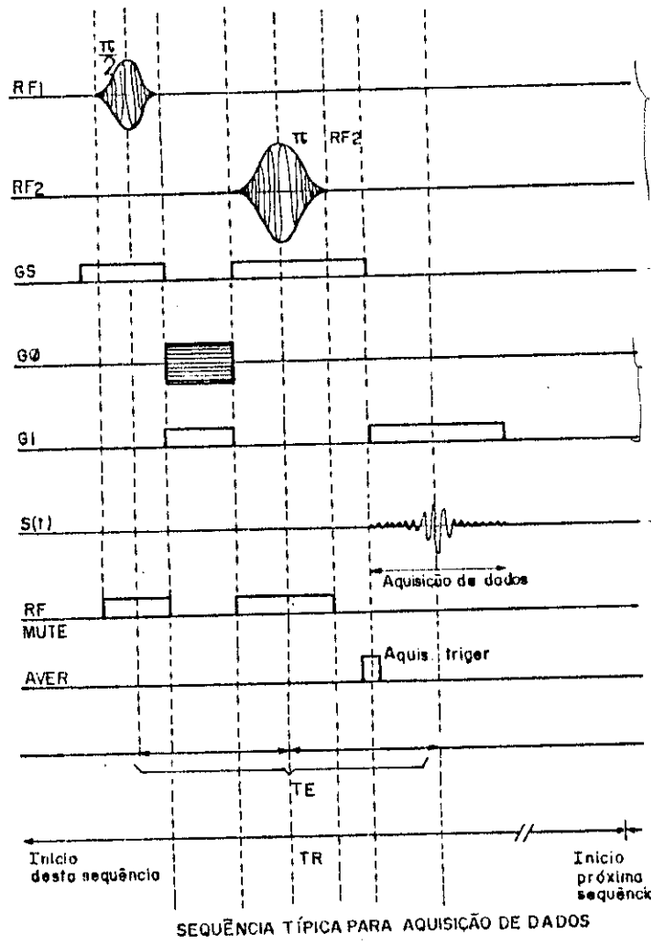
Também controlados pelo microcomputador estão os controladores de acionadores de disco flexivel de 8 polegadas (duas unidades que contém o sistema operacional, programas de aquisição, controle e processamento de dados e os dados armazenados), uma unidade de disco virtual (disco em semicondutor) e um monitor gráfico (32 niveis reais, 512x256 pixels) para visualização das imagens reconstruidas ou dos dados adquiridos.

A console deste sistema é constituida por um terminal gráfico VT240 monocromático da DEC, que conta com duas linhas seriais (RS232-C) para comunicação com "Host Computers" e uma para comunicação com impressora. Esta última pode ser conectada (como usualmente) a um outro terminal gráfico (13 níveis de intensidade por densidade de pontos, 256x128 pixels) para monitoração de imagens gravadas em discos no microcomputador, vindas através da linha EIA ou imagens gravadas em discos no VAX, minicomputador acessivel pela console através da outra interface de laço de corrente (Loop de 20 mA). Uma interface EIA adicional permite a comunicação de dados entre o Microlie e o VAX, para armazenamento e processamento da reconstrução de imagens, como veremos oportunamente.

Antes de uma descrição mais detalhada das partes do sistema, vamos analisar como é feita uma aquisição de dados, desde a excitação até a imagem final.

III.2.1 Dos pulsos de RF à imagem final.

A aquisição de dados para a obtenção de uma imagem depende da repetição de uma sequência básica de eventos como a mostrada na fig III-2. A cada repetição, alguns parâmetros da sequência são redefinidos (por exemplo, a amplitude do gradiente de codificação de fase), e ao final o conjunto de dados adquiridos deverá conter a informação necessária à reconstrução da imagem.



SEQUÊNCIA TÍPICA PARA AQUISIÇÃO DE DADOS (2DFT)

Fig. III-2 - Sequência de pulsos típica para aquisição de dados - técnica 2DFT. RF1. RF2 - pulsos de RF dos canais de modulação; Gs, GØ, G1 - gradientes de seleção, codif. de fase e leitura; S(t) - sinal de RMN registrado; RF MUTE - desacopla o transmissor durante a aquisição de dados; AVER - dispara o sistema de aquisição; TE - tempo ao eco; TR - tempo de repetição.

Essa experiência começa com uma transição num canal do gerador de eventos (RF1), que dispara um gerador de envoltórias no modulador de RF, que provê um pulso de $\pi/2$. Durante a aplicação deste pulso, é gerado o gradiente de seleção Gs, cuja amplitude associada à duração do pulso de $\pi/2$ determinam a espessura da região excitada (espessura do plano selecionado) e é liberado o "GATE" do amplificador de potência de RF. A seguir,

os pulsos dos canais $G\phi$ e G1 geram conjuntamente os gradientes de codificação de fase e de preparação para leitura. O gradiente $G\phi$ tem um valor para cada sequência e determina a coordenada ky da aquisição no espaço k (veja detalhes no capitulo II).

Este gradiente é gerado a partir de pulsos de diferente amplitude produzidos pelo periférico de entrada/saida do Microlie. O pulso do canal $G\phi$ do gerador de eventos dispara uma interrupção no CPU, que a atende com uma rotina destinada a gerar num convensor D/A (do referido periférico) um pulso de mesma duração que $G\phi$ e com amplitude determinada pelo Software de controle e aquisição de dados. Essa operação deverá ser feita oportunamente por um gerador de envoltórias dedicado, projetado para esse fim. A função de G1, nesse instante, é preparar o sistema de spins para que, quando aplicado novamente após um pulso de π permita gerar um eco de spins que contenha informação a respeito da distribuição espacial de magnetização ao longo da direção de leitura (direção de G1). Partindo agora do canal RF2, uma transição inicia a geração de um pulso de RF de π, na presença do gradiente de seleção Gs e da liberação do "Muting" do amplificador de potência de RF. No próximo evento, o gradiente de seleção é mantido ligado durante um tempo igual à metade do tempo de aplicação do pulso de $\pi/2$, permitindo a refocalização da magnetização no plano transversal (28) (perpendicular a Gs). Tem lugar então o pulso do canal "Aquis. Trigger", que dispara o sistema de aquisição de dados e permite a digitalização do eco de spins que aparece na presença do gradiente de leitura G1. Com o fim da leitura, todos os canais permanecem desligados até que ocorra o disparo de uma nova sequência. Os intervalos de tempo indicados por TE e TR são, respectivamente, o intervalo entre o centro do pulso $\pi/2$ e o centro do Eco de spins e o intervalo entre os pulsos de disparo das duas sequências consecutivas.

Os dados adquiridos em cada sequência são os ecos de spin convenientemente amplificados, demodulados e filtrados no receptor de RF. Sob controle do CPU do Microlie, esses dados são armazenados em disco flexível ou disco virtual a cada sequência, constituindo ao final um arquivo de dados pré-processados (Raw data). O microcomputador tem capacidade de processamento suficiente para proceder a reconstrução das imagens a partir dos dados pré-processados; há porém um incoveniente no tempo gasto no processamento, o que torna interessante a transferência dos dados adquiridos ao minicomputador VAX 11/780, que procede a reconstrução e armazena em disco as imagem reconstruidas. Essas imagens podem ser visualizadas de diversas maneiras, dependendo da conveniência. Podem ser mostradas no monitor I via interface serial com VAX ou Microlie (através da console), podem ser mostradas no monitor II através de interface centronics com Microlie, ou simplesmente armazendas em disco flexível no Microlie para análise posterior.

Uma vez que temos a descrição geral do sistema e um exemplo sucinto de seu funcionamento, vamos passar à descrição detalhada das partes que o compõem.

III.3 Sintetizador de RF.

Todas as experiências de Ressonância Magnética Nuclear envolvem a utilização de sinais elétricos na faixa de radiofrequência (0.5 a 1000 MHz). Nos casos onde se aplica a tomografia por RMN essa faixa se restringe atualmente de 0.5 a 200 MHz, onde o limite superior está estabelecido pela

intensidade de campo magnético nos magnetos supercondutores modernos destinados à tomografia. O limite superior de intensidade de campo, (para um volume maior que o utilizado nos espectrômetros de RMN convencionais) está atualmente por volta de 4.5 tesla. Isso representa para a ressonância de prótons, que num dado campo é a mais alta frequência de ressonância observada, uma frequência de 191.5 MHz.

Outra caracteristica essencial nas fontes de sinal de RF é a estabilidade, que dado ao fato da longa duração das experiências, tem que ser bastante grande. Essas caracteristicas, associadas à necessidade de resolução de menos que 1 ppm (algumas dezenas de Hertz) em experiências de espectroscopia de alta resolução, são plenamente atendidas pelos sintetizadores de RF.

A unidade que adotamos, um sintetizador modelo 5130A, da Wavetek além de cumprir esses requisitos é capaz de chavear amplitude e frequência rapidamente, mediante programação externa, com continuidade de fase (PCFS). Essa caracteristica pretendemos utilizar na geração de pulsos de RF modulados em SSB, em substituição ao atual modulador de RF.

Este aparelho dispoõe de uma interface para programação do tipo IEEE-488 (GPIB), utilizada para programação externa de amplitude e frequência da RF. Atualmente, essa interface é utilizada apenas para varredura de RF durante a sintonia do espectrômetro, no aclopamento da bobina de RF. Como controlador utilizamos um microcomputador PET (Commodore), por já dispor de uma interface GPIB e um bem elaborado pacote de Software para gerenciamento da comunicação. No momento que escrevemos esse trabalho, está sendo concluida uma interface semelhante para o Microlie, centralizando as operações de sintonia e de controle naquele sistema.

A geração de RF nesse equipamento é feita por sintese direta a partir de uma referência de uma frequência padrão fixa de 5 ou 10 MHz, interna ou externa, de alta estabilidade. Pode gerar saidas com frequências entre 100 KHz e 160 MHz (-1 MHz), e amplitude entre +3 e +13 dBm.

Suas caracteristicas gerais são mostradas na tabela abaixo.

TABELA 1

Caracteristicas do sintetizador WAVETEK 5130A.

FREQUÊNCIA:

Alcance: 0.1 MHz - 160 MHz (-1 MHz)

Resolução: 0.1 Hz Painel, 0.001 Hz remoto

Contrôle: Painel- Chave rotatória

Remoto- IEEE- 488 (GPIB)

PROGRAMAÇÃO DE FREQUÊNCIA

Tempo de chaveamento: 5 a 10 uS

Continuidade de fase: Mantida para qualquer variação menor que 100 KHz

PRODUTOS ESPÚREOS

Não harmônicos: 70 dBc (0.1 a 160 MHz)

harmônicos: 35 dBc (0.1 a 160 MHz) com saida + 13 dBm.

RELAÇÃO SINAL/RUIDO

Fase : Maior que 70 dB

Amplitude: Maior que 80 dB

NÍVEL DE SAIDA

Amplitude: ajustável entre +3 e +13 dBm em 50 ohms

Resposta espectral: dentro de +/- 0.5 dBm em toda faixa a +13 dBm.

PADRÃO DE FREQUÊNCIA

Frequência : 10.000 MHz

Estabilidade com o tempo : +/- $4x10^{-9}$ / dia

Estabilidade com a temperatura : +/- $1x10^{-8}$, 0°a 40°c

Devemos acrescentar que este aparelho não cumpre todas as espectativas para sua utilização em tomógrafos e em espectrômetros de RMN. Uma forma de gerar várias frequências de RF ao mesmo tempo, igualmente distanciadas, chamadas em inglês de "Picket Fence" (ou " Cerca de palitos ") seria de considerável valor para as técnicas de multipla excitação (por exemplo, na seleção de vários planos tomógraficos (38) ou nas técnicas de transferência de polarização (43), saturação de solvente etc. (44)).

III.4 Modulador de RF.

Os dispositivos de modulação de RF têm um papel importante num espectrômetro de RMN pulsada. E dêles que saem os pulsos de RF destinados a excitação do sistema de spins, e são responsáveis não só pela energia de tais pulsos mas também pela característica espectral dos mesmos.

Numa experiência de RMN em sólidos, por exemplo, onde predominam tempos de relaxação T2 curtos são necessários pulsos de alta potência e curtíssima duração (da ordem de 1 µS), para que se satisfaçam às condições de excitação. Já numa experiência de tomografia por RMN, ou de espectroscopia de alta resolução, são necessários pulsos longos, de não tão alta potência mas com envoltórias características dos espectros de potência desejados. No caso também de não haver disponibilidade de sinais de RF com multiplas frequências, é aqui que esses sinais são gerados de

maneira alternativa.

Para se aproveitar convenientemente o desempenho dos sistemas de amplificação de potência, e em alguns casos para se evitar excitação de planos tomográficos de maneira ambigua, adotamos a técnica de modulação de amplitude em banda lateral com supressão da portadora (AM-SSB).

O sistema por nós construído é baseado em moduladores passivos baseados em pontes de modulação de diodos, utilizados também como demoduladores (DOUBLE BALANCED MIXERS, DBM). O principio de operação da modulação e demodulação é o mesmo, ou seja multiplicação algébrica de dois sinais pelas propriedades não lineares de junções semicondutoras.

III.4.1 Modulação em amplitude.

Se dois sinais são aplicados simultâneamente a um dispositivo não-ohmico, a não linearidade da relação entre tensão e corrente no dispositivo criará, além de outras, sinais cuja frequência será a soma ou a diferença entre as frequências dos sinais originais. Consideremos um diodo com elemento misturador: a corrente nesse dispositivo, expressa como função da voltagem aplicada v, é dada por

$$I = I_o \left(e^{\frac{eV}{KT}} - 1 \right) \qquad 1$$

Expandindo o termo exponencial, obtemos

$$I = I_o \left(\frac{eV}{KT} + \frac{1}{2!}.\left(\frac{eV}{KT}\right)^2 + \ldots \right) \qquad 2$$

Vamos concentrar atenção no termo quadrático da expressão: as voltagens aplicadas são expressas por:

$$V^2 = \left(A.\mathrm{sen}(w_o t) + B.\mathrm{sen}(w_r t) \right)^2 \qquad 3$$

ou

$$V^2 = \frac{A^2 + B^2}{2} - \frac{A^2}{2}.\cos(2w_o t) - \frac{B^2}{2}.\mathrm{sen}(2w_r t) +$$

$$AB.\{ \cos[(w_o - w_r)t] - \cos[(w_o + w_r)t] \} . \qquad 4$$

Como podemos observar, estão presentes na expressão para a corrente, voltagens com as frequências soma e diferença das frequências originais.

Na modulação em amplitude, uma das referidas voltagens, chamada portadora, terá sua amplitude variada de acordo com a informação a ser transferida pela outra voltagem, chamada modulante ou envoltória. O grau de variação de amplitude da envoltória numa onda modulada em amplitude é chamado de índice de modulação m, definido pelas relações:

$$m+ = \frac{E_{max} - E_o}{E_o}$$

$$m- = \frac{E_o - E_{min}}{E_o} \qquad 5$$

onde Eo, Emax e Emin são respectivamente as amplitudes média, máxima e mínima da portadora numa dada modulação (veja fig III3).

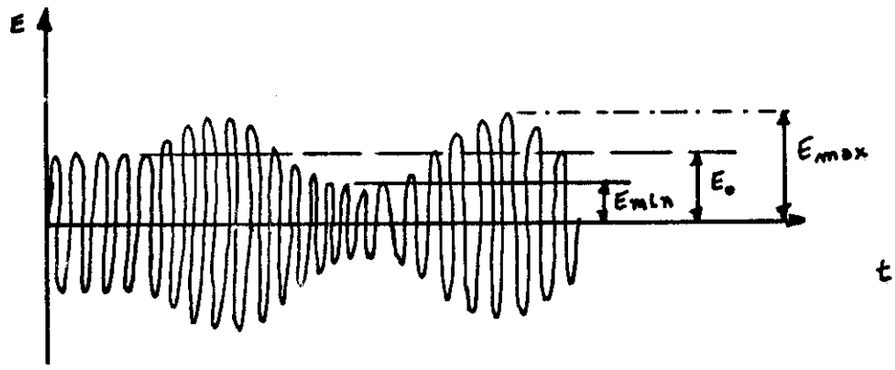


Fig. III-3 - Sinal de RF modulado em amplitude (AM).

Se a modulante é simétrica, teremos

$$m+ = m- = m \qquad 6$$

Para um índice de modulação m, o sinal mostrado na figura III-8 pode ser expresso por

$$E = E_o.(1 + m.sen(w_r t)).sen(w_o t) \quad , \qquad 7$$

ou seja,

$$E = E_o.sen(w_o t) + m.E_o.sen(w_r t).sen(W_o t) \quad , \qquad 8$$

que leva a

$$E = E_o.sen(w_o t) + \frac{mE_o}{2}\{ cos(w_o-w_r)t - cos(w_o+w_r)t \}$$

expressão semelhante à equação 4.

A energia contida nessa onda modulada em amplitude é igual à soma das energias das distintas conponentes de frequência. E maior portanto numa onda modulada que numa não modulada de mesma amplitude média Eo.

Essa energia adicional, que concentra a informação que está sendo transmitida, situa-se nas chamadas "bandas laterais", constituidas pelas somas e diferenças entre frequência da portadora wc, e frequência da modulante wr. Essas bandas são posicionadas simetricamente em relação a wc, distanciadas de |wc - wr|. Num caso em que há modulação total (m=1) as amplitudes das bandas laterais serão iguais à metade da amplitude da portadora, e portanto a energia contida nas duas em conjunto deve acrescer a energia da portadora não modulada de 50%.

Para entender a técnica de modulação com banda lateral, vejamos inicialmente como se procede a modulação com supressão da portadora,

$$E = E_o.sen(w_c t) \qquad 10$$

Isso é conseguido com o dispositivo chamado modulador balanceado, mostrado na figura abaixo.

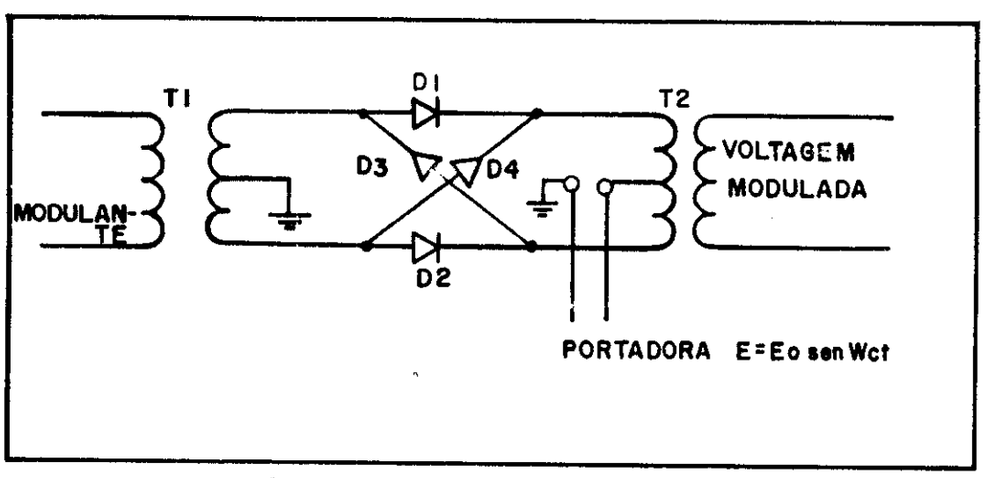


Fig. III 4 - Misturador balanceado operando como modulador de RF.

O sinal da portadora é aplicado pelos transformadores T1 e T2 com a mesma fase aos pares de diodos D1,D2 e D3,D4, cancelando-se a voltagem no primário de T2 (saida). Quando é aplicada a modulante com índice m, as correntes nos diodos D1 e D2, por exemplo, serão proporcionais a

$$E_1 = E_o(1 + m.sen(w_m t)).sen(w_c t)$$

$$E_2 = E_o(1 - m.sen(w_m t)).sen(w_c t) \qquad 11$$

que são somadas com fase oposta no primário de T2, dando

$$E = E_1 - E_2 = 2mE_o.sen(w_m t).sen(w_c t) \ , \qquad 12$$

que representa a voltagem com as bandas laterais, no secundário de T2. Como nos interessa apenas uma das das bandas laterais podemos suprimir a outra mediante a utilização de filtros, com rigorosas restrições à capacidade de corte (rolloff) dos mesmos (44). Uma maneira mais direta, é a geração de banda lateral por modulação em quadratura, conforme ilustrado abaixo.

O modulador 1 fornece uma saida com portadora suprimida, da forma da equação 12. Os dispositivos denominados PS/C são utilizados na divisão e combinação de sinais aplicados em suas portas, e seu funcionamento será descrito oportunamente (PS/C = Power Splitter/Combiner). O PS/C utilizado como combinador dos sinais oriundos dos dois moduladores apresenta na saida a soma algébrica daqueles sinais, sem deslocamento de fase. Já os utilizados para dividir os sinais da portadora e da modulante, provêm duas saidas em quadratura, de forma que o sinal na saida do modulador 2 será dado pela equação 12 porém com as fases da modulante e da portadora deslocadas de 90° .

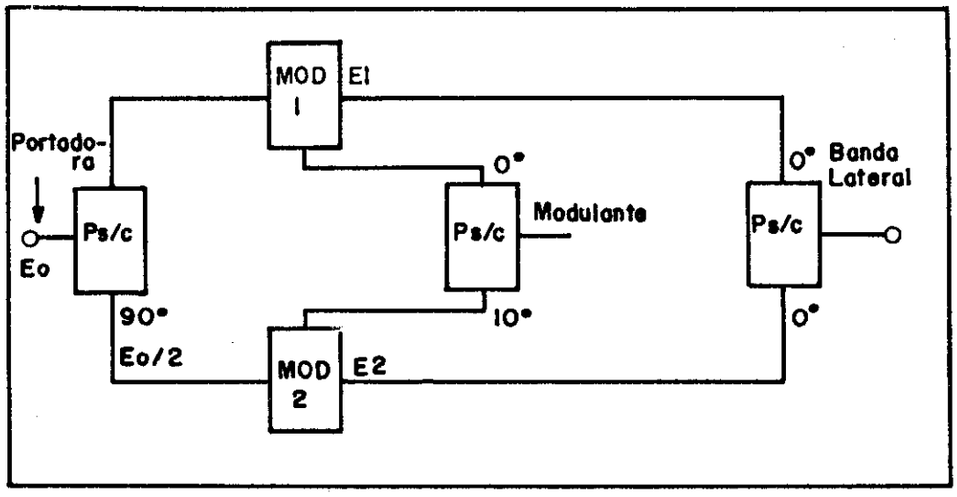


Fig. III-5 - Modulador de RF em fase e quadratura. Os sinais da portadora e da modulante são misturados e uma banda lateral é obtida na saida.

Assim, teremos

$$E_{mod1} = mE_o.sen(w_m t).sen(w_c t)$$

e 13

$$E_{mod2} = mE_o.sen(w_m t + 90^o).sen(w_c t + 90^o)$$

e no combinador final,

$$E = E_{mod1} + E_{mod2} =$$

$$= mE_o\{sen(w_m t)sen(w_c t) + cos(w_m t)cos(w_c t)\} \quad 14$$

ou, finalmente,

$$E = E_o.cos(w_m - w_c)t \quad , \quad 15$$

que é a expressão para o sinal da banda lateral.

Nesse momento já temos elementos para analisar o sistema de modulação usado no espectrômetro, mostrado na fig. III 6.

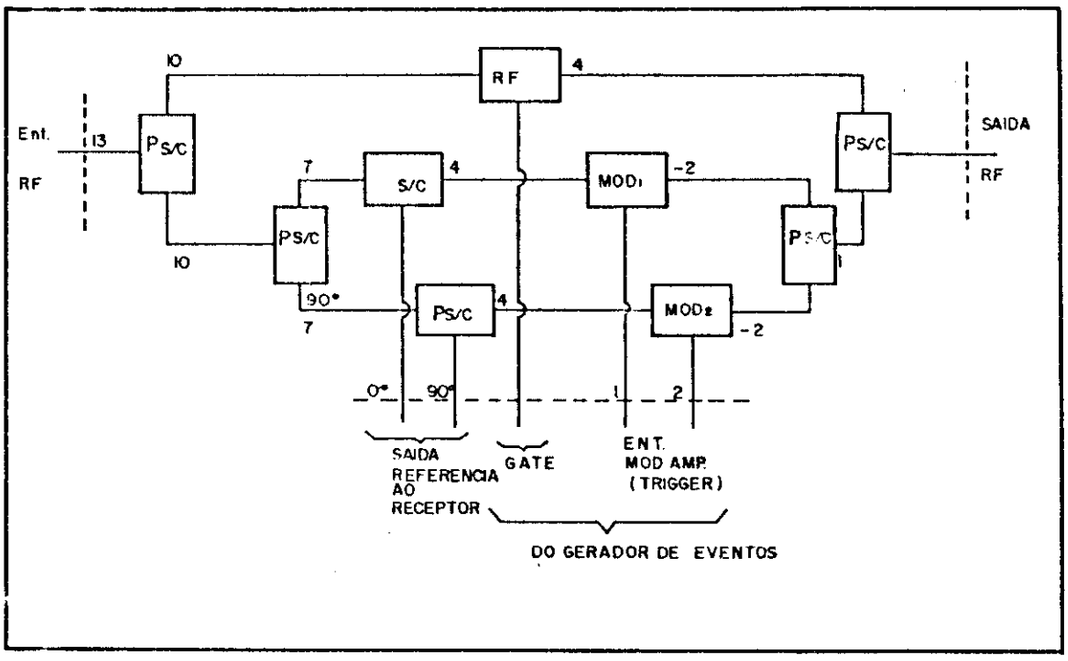


Fig. III-6 - Modulador de RF completo: este sistema proporciona pulsos estreitos, ou largos, conformados, para excitação seletiva.

Um sinal de RF na frequência de sintonia da espécie atômica observada é fornecido pelo sintetizador e dividido em dois sinais de mesma fase, 3dB abaixo do nível fornecido (13dBm). Um dos sinais passa diretamente a uma chave de RF, que provê pulsos de estreita duração. A perda por inserção típica dessas chaves é 6dB, portanto devem chegar ao combinador final pulsos de RF com no máximo 4dBm. O outro sinal é novamente dividido por um divisor em quadratura (Quadratura Hybrid, JH-10-4, ANZAC, 20 a 140 MHz) (45), cujas saídas são aproveitadas como referências em quadratura no receptor de RMN. Essas saídas são também dirigidas aos moduladores, e constituem as portadoras na modulação. Esses moduladores, descritos detalhadamente na referência (46), geram pulsos com portadora suprimida, com envolt órias previamente gravadas em EPROM, e produzidas mediante um "trigger" provido pelo gerador de sequências (nível TTL). As envoltórias gravadas

em EPROM são valores digitalizados de funções de modulação em quadratura entre si, chamados " pulsos complexos". Esses valores são varridos automaticamente por conversores digital/analógicos, que fornecem as voltagens de modulação para circuitos análogos ao da figura III-4. Um esquema desses circuitos de modulação está mostrado na figura III-7.

A saída desses moduladores com supressão da portadora é finalmente combinada, gerando o pulso em banda lateral, que por sua vez entra no combinador final. Apesar de possivel, os pulsos do modulador de banda lateral e da chave de RF nunca ocorrem simultâneamente, e o combinador final atua apenas como duplexador. Sua saída é dirigida ao amplificador de potência cujas características serão discutidas nas próximas seções. A foto que segue mostra as características gerais do modulador construido.

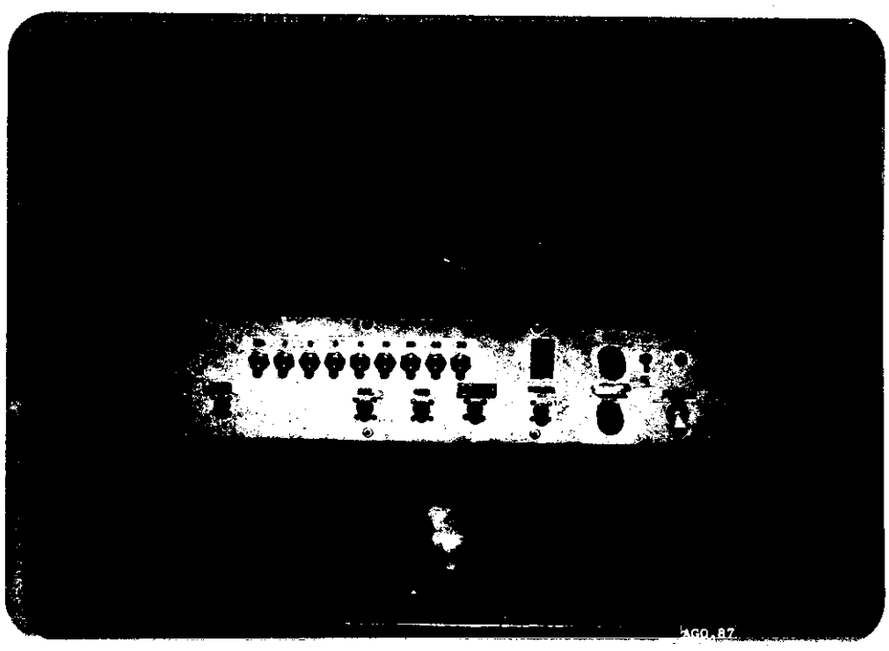


Fig. III-8 - Foto do modulador de RF.

BIBLIOTECA DO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS
FÍSICA

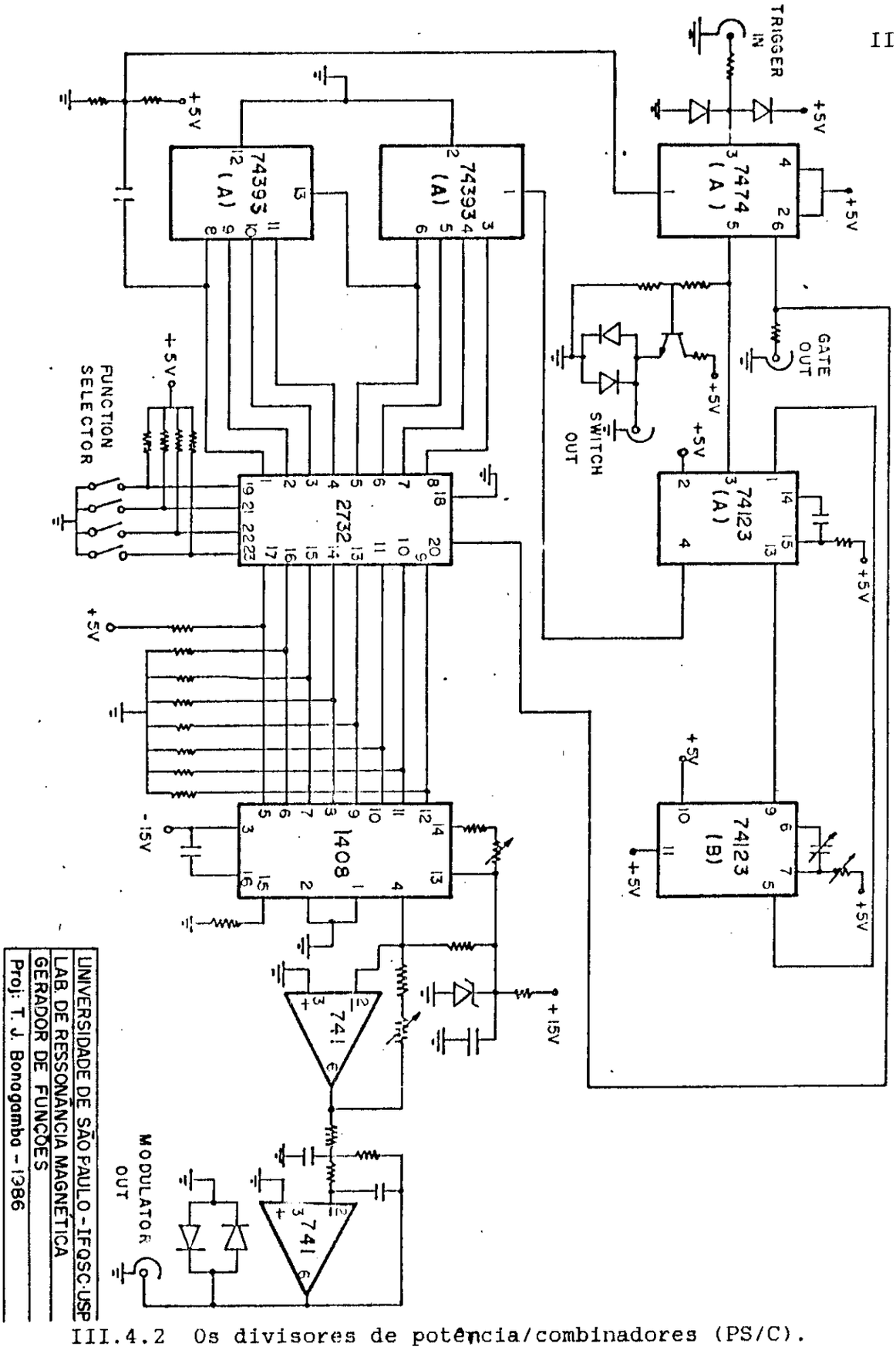


Fig. III-7 - Diagrama esquemático do modulador utilizado no gerador de envoltórias (de (28)).

III.4.2 Os divisores de potência/combinadores (PS/C).

Os divisores de potência são dispositivos necessários

nos pontos do circuito onde se deseja endereçar um sinal a mais de um destino, preservando impedâncias características.

Quando utilizados como combinadores, geram na saída a soma algébrica de dois ou mais sinais em suas entradas, mantendo alta a isolação entre as mesmas. O dispositivo mais comumente utilizado como divisor de potência assemelha-se a um transformador de linha não balanceada para linha balanceada, esquematizado na figura abaixo.

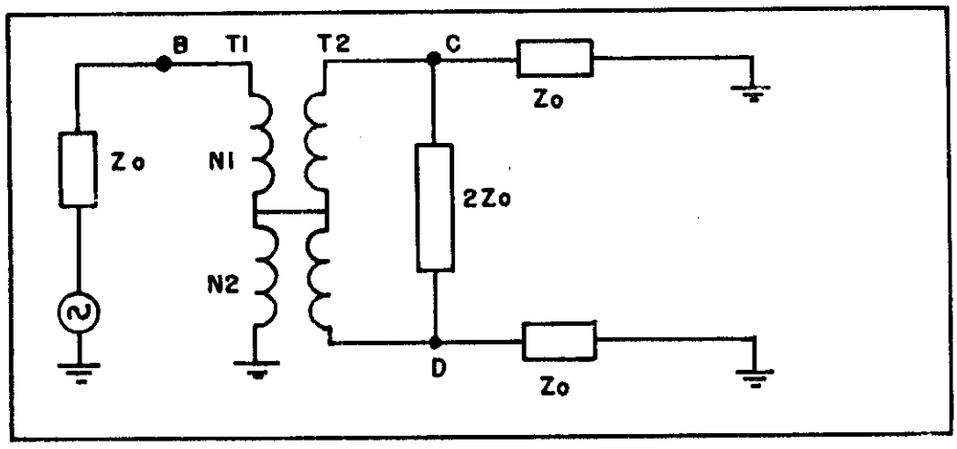


Fig. III-9 Modelo de circuito PS/C baseado em transformador de linha.

Se considerarmos a saída CD como saída balanceada com impedância 2Zo, as cargas Zo colocadas em C e D terminam adequadamente este extremo. Por outro lado, a relação de espiras de T2 é tal que n3=n4, portanto, na derivação central teremos uma impedância dada por

$$Z_c = \left(\frac{n_4}{n_3 + n_4}\right)^2 . 2Z_o = \frac{Z_o}{2} \qquad 16$$

Dessa forma, é necessária uma relação de espiras em T1 de forma que a impedância vista em B seja igual a Zo, terminando a fonte de sinal. Essa relação é obtida de

$$Z_o = \left(\frac{n_1 + n_2}{n_2}\right)^2 . \frac{Z_o}{2} \quad , \qquad 17$$

ou seja,

$$n_1 + n_2 = \sqrt{2} . n_2 \quad . \qquad 18$$

Essa relação pode ser obtida com números de espiras n1 e n2 respectivamente iguais a 1 è 2, por exemplo.

Outra característica importante nesses dispositivos é a alta isolação entre as portas C e D, quando adequadamente terminadas. Um sinal colocado em B chega a derivação central de T2 induzindo correntes em sentido contrário nos dois segmentos do enrolamento, gerando consequentemente fluxos que se opõem. Assim a indutância mútua entre os dois enrolamentos cancela a alta indutância de cada um, tornando o transformador um caminho de baixa reatância para o sinal de RF, que se distribui igualmente entre as duas portas de saida. O efeito recíproco também vale aqui, ou seja, com o dispositivo funcionando como somador. Com sinais aplicados às portas C e D, novamente o transformador se comporta como um caminho de baixa impedância para a porta B. Entre as portas C e D, porém , a indutância mutua entre os enrolamentos será adicionada às auto-indutâncias, representando um caminho de alta impedância e isolando aquelas portas. Essa propriedade será abordada novamente quando discutirmos a utilização desse dispositivo como duplexador de sinal, na seção referente ao cabeçote de RMN.

III.4.3 Variante dos pulsos seletivos de mesma largura.

Na maioria das experiências em que foi utilizado o modulador de RF, uma variante foi utilizada devido à praticidade na geração de pulsos de $\pi/2$ e π de mesma duração (com variação apenas da potência dos mesmos). Como na experiência descrita na seção 1. , o modulador 1 é disparado pelo pulso do gerador de eventos RF1, e o modulador 2 pelo pulso RF2. Gravadas em EPROM nos moduladores, estão as amplitudes dos respectivos pulsos (gaussianos, sinc etc..) com relação de 1/2 entre si. A amplitude do campo magnético de RF, B1, no ressoador de RMN, determina o ângulo de rotação da magnetização a partir da direção de equilíbrio, z', no referencial girante segundo a aquação

$$\theta = \gamma B_1 . t_w \quad , \qquad 19$$

onde tw é o tempo de aplicação do campo (duração do pulso). O campo B1 é proporcional à corrente de RF no ressoador, consequentemente proporcional à voltagem de RF de excitação. Para se estabelecer os ângulos de rotação de $\pi/2$ e π, pode-se proceder de duas maneiras distintas: utilizar-se tempos de aplicação de forma que

$$B_1(\pi/2) = B_1(\pi)$$

e 20

$$t_w(\pi/2) = \frac{t_w(\pi)}{2} \quad ;$$

de outra forma, pode-se fazer

$$B_1(\pi/2) = \frac{B_1(\pi)}{2}$$

e 21

$$t_w(\pi/2) = t_w(\pi) \quad .$$

O segundo método é preferível ao primeiro, quando se trata de pulsos de RF seletivos, onde a largura espectral dos pulsos de $\pi/2$ e π deve ser a mesma.

O fato dos pulsos de $\pi/2$ e π sairem com diferenças de fase de 90° entre si não altera a sequência de spin-eco convencional ($\pi/2$ e π em fase). A única diferença é a polaridade do eco em relação ao daquela sequência.

De fato, após um pulso de $\pi/2$ de fase arbritrária, aplicado na direção x' do sistema rotante (veja fig.III-10), a magnetização estará na direção y.

Após um tempo TE , é aplicado um pulso π na mesma direção x' virando a magnetização resultante para a direção -y', que começa a refocalizar gerando um eco com máximo nessa direção. Se o pulso π difere em fase de 90° do pulso $\pi/2$, êle será aplicado na direção y', mantendo a magnetização nessa direção, porém, invertendo cada uma das suas componentes em x' de 180° .

O resultado é o aparecimento de um eco de spin com polaridade contrária à do anterior, sem prejuizo para o resultado da experiência. Esse método, aliás, gera ecos que têm a mesma polaridade que os FIDs que os precedem.

A figura III-7 contém o diagrama dos moduladores utilizados, segundo T. J. Bonagamba (28).

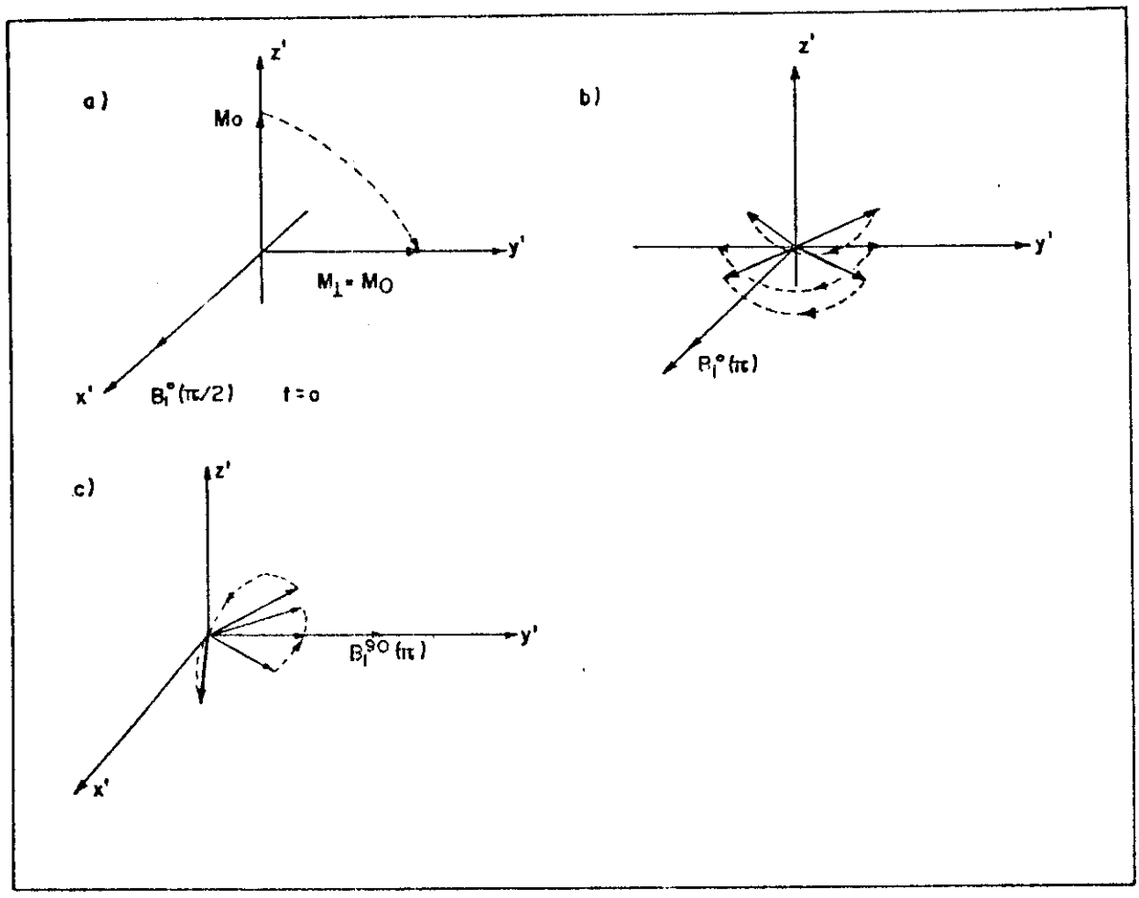


Fig. III-10 - Os pulsos de 180 graus com fase 0 ou 90 proporcionam ecos de natureza distinta, respectivamente com polaridade contrária ou igual à do FID.

III.5 O amplificador de RF.

Levar os pulsos de RF a uma potência suficiente para gerar pulsos de $\pi/2$ e π constitui uma tarefa importante num espectrômetro de RMN.

Um dos motivos pelos quais se necessita de pulsos de RF de alta potência aparece na espectroscopia de sólidos. Na maioria dos casos, associamos tempos de relaxação transversal curtos (~ 100uS) a sistemas de spins em substratos sólidos, pelo fato dos núcleos estarem consideravelmente fixos a sitios cujos

campos locais diferem bastante entre si.

Neste caso, a duração do pulso de RF tem de ser bem menor que o T2 associado, para evitarem-se efeitos de "blocking time" e distorções no espectro do sinal de RMN associados e esse efeito. por outro lado, o espectro de potência do pulso tem que ser largo o suficiente para excitar uniformemente todos os spins da amostra. Daí a necessidade de pulsos de alta potência para que se cumpra a condição

$$\theta = \gamma B_1 t_w = \frac{\pi}{2} \qquad 22$$

com valores de tw da ordem de microssegundos.

Um outro motivo decorre da necessidade de excitarem-se grandes volumes de amostra, como no caso de imagens por RMN. Para isso, são construidas bobinas de grande volume, e para que se mantenha a densidade de energia adequada é necessária uma alta potência de RF na excitação.

Como vimos, em qualquer caso em que se queira utilizar a técnica pulsada de RMN, aparece a necessidade do amplificador de RF.

No primeiro protótipo que construimos, acoplado a um magneto resistivo da VARIAN (12"), o ressoador tinha um volume de 40 centímetros cúbicos, e foi utilizado um amplificador ENI modelo 3100L, cujas especificações aparecem na tabela 2.

Os pulsos mais curtos (para $\pi/2$) obtidos foram da ordem de 10 μs para esse sistema.

TABELA 2

Especificações do amplificador de potência

ENI 3100L

Faixa de frequências	125 KHz - 125 MHz
Ganho	50 dB
Variação de ganho	+/- 1.5 dB
	(250 KHz - 105 MHz)
Máxima saida linear	> 100W
	(250 KHz - 105 MHz)
Distorção harmônica	> 25 dB abaixo do
	sinal a 75 W
Intermodulação (IP3)	+ 56 dBm
Impedância (entrada/saida)	50 ohms
Figura de ruido	< 10 dB

No protótipo atual do tomógrafo, utilizamos um amplificador AMPLIFIER RESEARCH modelo 200L (700W de RF pulsada, 200 Watts CW) e uma bobina com volume aproximado de 1700 centimetros cúbicos. Com esse ressoador, os pulsos mais curtos obtidos foram de 50 µS. Se levarmos em conta que a maioria de objetos analisados nos tomógrafos é constituida de prótons ligados a moléculas de grande mobilidade, com valores de T2 da ordem de dezenas de milissegundos, e ainda o fato de quase sempre os pulsos de RF serem seletivos (espéctro de potência estreito, pulso com duração grande), consideramos satisfatórias essas condições. De fato, os pulsos seletivos utilizados até agora nunca tiveram duração menor que 1 mS.

Uma caracteristica essencial neste último amplificador mencionado é a disponibilidade de uma chave ("GATE") que permite atenuar a saida de 30 dB quando acionada. O acionamento é feito por um pulso (lógica TTL) gerado pelo gerador de eventos (RF Gate), cuja função está descrita na sequência da

figura III-2.

Uma alternativa à utilização do "gate", cuja principal função é atenuar o ruído na saída do amplificador quando se faz a aquisição de dados, é a utilização de circuitos expansores, como o ilustrado na fig.III-11.

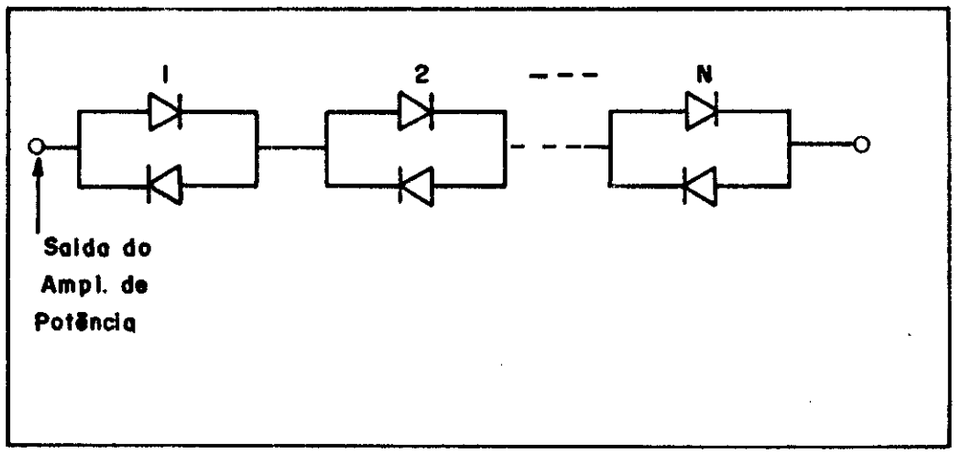


Fig. III-11 - Circuito com diodos expansores.

Os diodos cruzados colocados em série com o sinal, apresentam uma alta impedância a sinais de baixo nível (ruído) e baixa impedância aos pulsos de RF de alta potência, funcionando como uma chave que deixa passar os pulsos e corta o ruído presente na saida do amplificador (ruído com voltagem menor que N x 0.7 V, N é o número de elementos). Esse sistema só é vantajoso quando se utilizam pulsos com envoltória retangular. Quando são necessárias outras envoltórias com espectro de potência definidos como funções gaussianas ou sinc, a não-linearidade do expansor atuando nas partes de baixo nível do pulso acarretará uma mudança apreciável no espéctro de potência do mesmo. Dada a natureza dos pulsos, quase todos na forma de funções que tendem a zero nas extremidades (como uma gaussiana) o efeito da não linearidade é quase sempre um alargamento do espéctro de potência, acarretando uma descalibração tanto na expessura de planos selecionados quanto na definição do ângulo de

rotação da magnetização.

Um outro problema típico produzido pela não supressão da RF quando se faz aquisição de dados é uma alteração da linha de base nos sinais observados, devido a uma quantidade extra de RF que entra no receptor exatamente com a frequência de referência para demodulação, produzindo uma componente DC na saída do mesmo.

Um dos circuitos utilizados como expansor quando não eram necessários os pulsos conformados de RF, ou como reforço à atuação do "gate", encontra-se esquematizado abaixo.

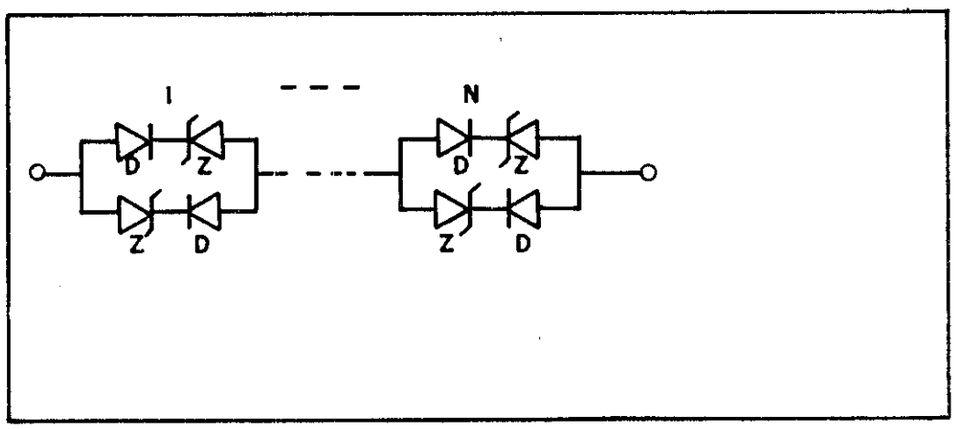


Fig. III-12 - Circuito expansor com diodos Zener.

Neste caso, os diodos Zener colocados em oposição limitam a passagem a sinais com voltagem acima de N x (Vz + 0.7), onde Vz é a voltagem reversa para o efeito Zener.

Na seção em que discutiremos os circuitos de duplexação de RF, voltaremos a discutir esses detalhes. Mostramos a seguir uma tabela com as características do amplificador AR 200L.

TABELA 3

Características do amplificador de potência de RF

AMPLIFIER RESEARCH Mod. AR 200L

Potência de saída	53 dB (1dB C.P.) CW
Resposta de frequência	55 dBm Pulsado
	(1 a 200 MHz)
Máxima potência de entrada	0 dBm
Ganho (com ajuste)	35 + 18 dB
Impedância (saida/entrada)	50 ohms
Distorção harmônica	12 dB da fundamental
(a 55 dbm)	(1 a 110 MHz)
	25 dBm da fundamental
	(110 a 200MHz)
Blanking	30 dBm
Controle	TTL
Retardo	ON->OFF - 5uS
Atuação	OFF->ON - 25 a 30uS

III.6 Circuito tanque e duplexador de RF.

O dispositivo que passamos agora a descrever é o próprio ressoador de RMN. Consiste em um circuito ressonante na frequência de RF utilizada (circuito tanque) e um divisor de potência funcionando como duplexador.

A duplexação feita é entre os dispositivos de potência de RF e os pré-amplificadores do receptor. A função do duplexador é dirigir a potência de RF ao ressoador, neste caso uma bobina de RF que participa do circuito tanque, durante os eventos da sequência de geração dos sinais referentes à excitação, ou seja, os pulsos de $\pi/2$ e π. Isso significa que nenhum sinal, ou apenas uma pequena fração do pulso de excitação deve chegar ao receptor, caso contrário haveria o risco de saturá-lo ou mesmo danificá-lo. Fora dos periodos de excitação, a função do duplexador é levar parte do sinal de RMN gerado na bobina pelo objeto analisado ao sistema de amplificação e detecção desses sinais. Para se ter uma noção dos níveis em que se opera, basta ver que o nível de sinal que chega ao duplexador na excitação é de ordem de 55 dBm (em 50 ohms), ao passo que a sensibilidade do receptor pode ser de -120 dBm. Isso representa quase 17 ordens de magnitude de diferença entre os sinais na excitação e na recepção. Significa manejar no mesmo circuito elétrico sinais de vão desde os nanovolts a centenas de volts, dando uma idéia dos cuidados que são necessários para que não se degradem as informações contidas naqueles sinais.

III.6.1 Circuitos utilizados na duplexação.

No primeiro protótipo que construimos, baseado no magneto resistivo da VARIAN e operando entre 5 e 23 MHz, utilizamos os divisores de potência/combinadores da ANZAC THV-50 (46) ou MINICIRCUITS (ZSC2-1). A alta isolação entre as portas soma desses dispositivos foi a propriedade explorada como duplexadora. Outro fator foi a necessidade de se operar em banda larga; nesse sistema a frequência não era necessariamente fixa, por depender do valor do campo magnético estabelecido, que era variável.

Basicamente um PS/C (Power Splitter/Combiner) pode ser descrito como um sistema de quatro portas, como o diagrama abaixo ilustra (hibrido de 180°).

Cada porta tem um caminho de baixa impedância entre si e cada uma das adjacentes, e alta impedância entre as opostas.

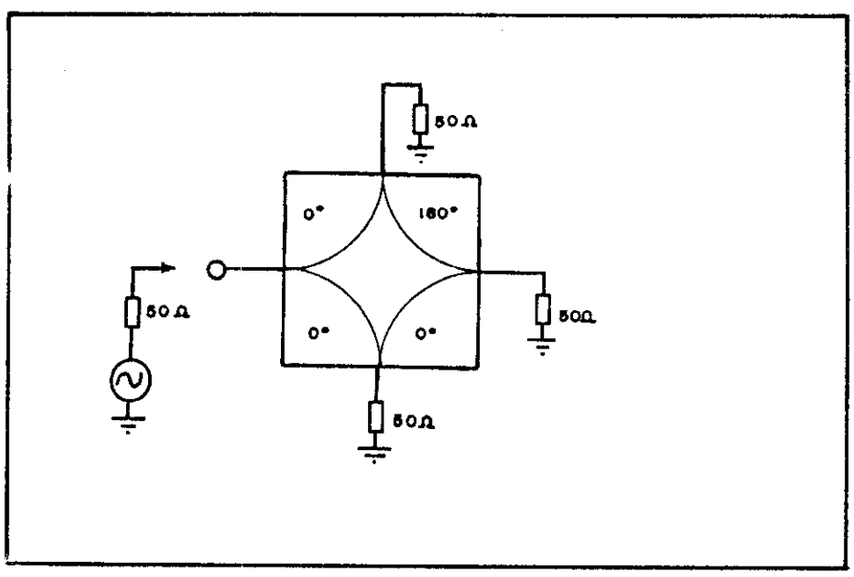


Fig. III-13 - Hibrido de 180 graus.

A porta A é normalmente chamada de porta diferença e a porta B de porta soma. O motivo é que quando esse dispositivo é alimentado por uma fonte de sinal na porta B, com uma voltagem do tipo

$$e_B = E_o \cos (wt) \quad , \qquad 23$$

com todas as outras portas terminadas na impedância característica Zo, aparecem nas portas C e D voltagens iguais e da forma

$$e_{C,D} = \frac{E_o}{\sqrt{2}} \cos (wt) \quad , \qquad 24$$

e nenhum sinal em A. Porém, quando alimentadas pela porta A com o referido sinal (eq. 23), as voltagens que aparecerão nas portas C e D serão respectivamente

$$e_C = \frac{E_o}{\sqrt{2}} \cos (wt)$$

$$e_D = \frac{E_o}{\sqrt{2}} \cos (wt + 180^o) \qquad 25$$

e nenhum sinal em B.

As portas C e D são recíprocas e isoladas entre si. Qualquer sinal colocado em C, por exemplo, pode seguir dois caminhos com voltagens que chegam a D com mesma amplitude de fase oposta, cancelando-se portanto.

Nos dispositivos que utilizamos , a porta A é terminada internamente , constituindo-se em dispositivos de três portas, uma porta soma e duas recíprocas, conforme descrito na seção III-6-1.

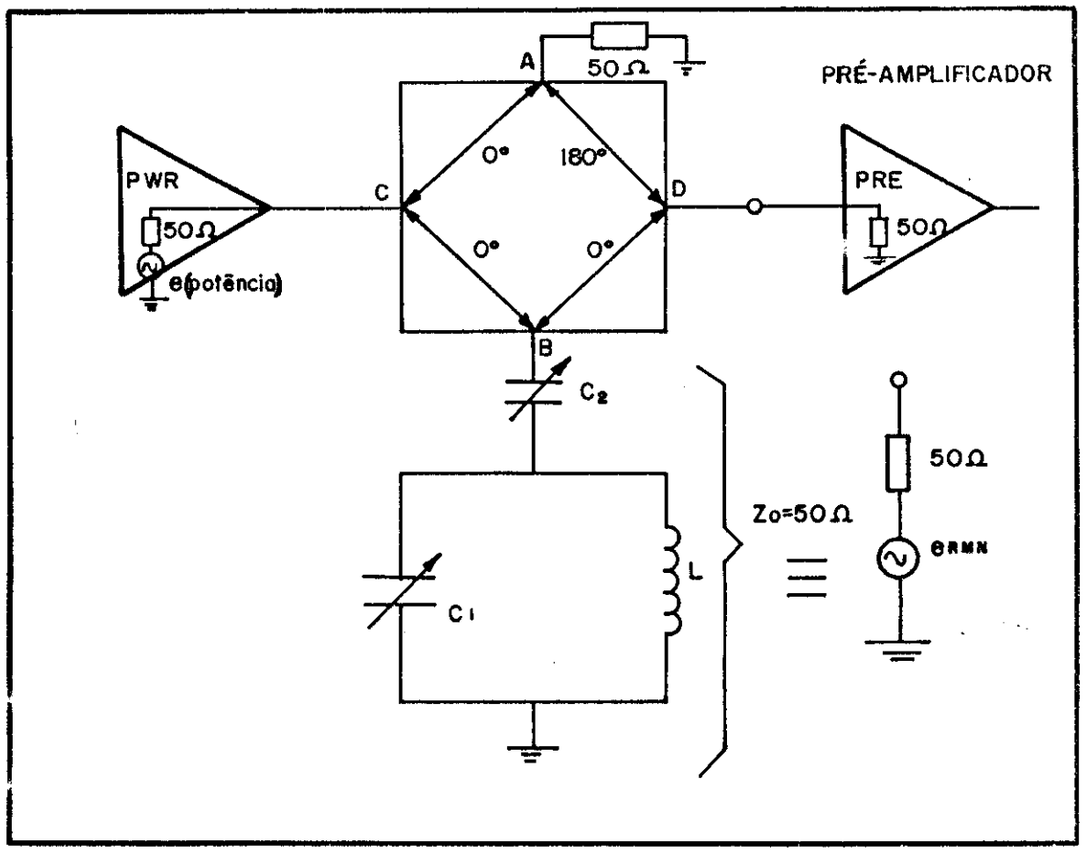


Fig. III-14 - Duplexador utilizando hibrido de 180° graus.

Conforme a figura acima, a voltagem de radiofrequência, e (potência) oriunda do amplificador de potência (PWR) é dirigida diretamente ao circuito tanque, gerando em L o campo de RF B1, que excita o sistema analisado.

A isolação tipica entre C e D é de 30 dB, fazendo com que uma pequena fração desse pulso se propague até o receptor (teoricamente essa isolação é infinita).

Após a excitação, segue-se a geração na bobina L dos sinais de RMN (Fids ou Ecos), cujo circuito equivalente está representado na figura III-14. Aqui, o sinal de RMN, S(t), é igualmente dividido entre as portas C e D; o sinal em C dissipa-se internamente na saida do amplificador de potência e o em D dirige-se ao pré-amplificador do receptor.

III.6.2 O circulador como duplexador.

Uma característica importante no último protótipo construido, com o magneto supercondutor OXFORD 85310-HR operando em 2.0 tesla, é que o campo magnético é fixo, raramente mudado mais que 30 gauss do seu valor de uma experiência para outra. Mudanças maiores que essa são possíveis mas envolvem dificuldades operacionais que as tornam impraticáveis quando frequentemente requisitadas. É comum considerar-se, portanto, que no espectrômetro assim constituído o campo é estático e imutável. Sendo assim torna-se atraente o uso de circuladores sintonizados como duplexadores, pelas suas características de banda estreita (tipicamente 10% da frequência nominal, nos circuladores) e alta isolação entre portas recíprocas. Nos sistemas por nós construídos a isolação conseguida chegou a 53 dB, valor típico de isolação quando se usa desacoplamento életrico por relês de RF.

Uma outra característica a considerar é que, sendo alta a frequência de operação (85 MHz para a ressonância de prótons), fica mais fácil operar com dispositivos baseados nos parâmetros de linha de transmissão. Veremos mais adiante que essa linha de trabalho será inevitável quando se tratar de bobinas de RF utilizadas como transdutores de RMN.

Um esquema típico para o circulador é mostrado na figura abaixo.

Seu funcionamento é análogo ao do circuito da figura III-13, e utilizamos aqui os mesmos símbolos para evidenciar a semelhança. O sinal oriundo do amplificador de potência entra pelo ponto C e pode seguir os caminhos I e II. Desde que os pontos A e D estejam terminados na impedância característica da linha de transmissão de que constituem os caminhos I e II, a

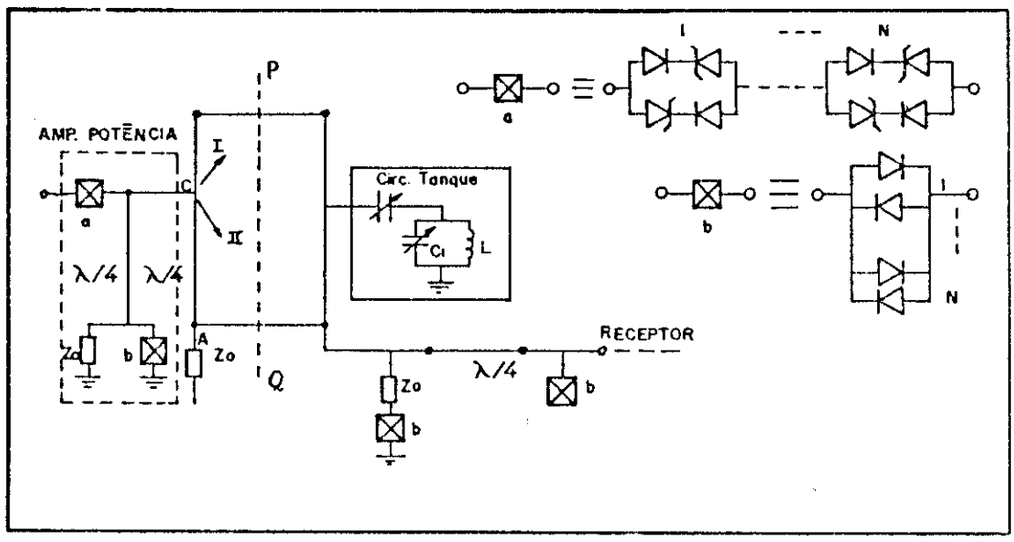


Fig. III-15 - Circulador utilizado como duplexador e circuito tanque.

única diferença entre os sinais que chegam em B é na amplitude, não havendo qualquer deslocamento de fase. Parte desse sinal é então utilizado pelo circuito tanque na excitação. Podemos saber quanto desse sinal vai para o circuito tanque pelo seguinte raciocínio: o ponto D dista eletricamente de C exatamente de $\lambda/2$ pelo caminho II e de λ pelo caminho I. Concluimos portanto que as voltagens geradas em D pelas ondas que viajam por I e II estão defasadas de 180°. Analisando os pontos A e B, notamos que eles são antissimétricos, portanto a potência dissipada em A é igual à potência dissipada em B. A conclusão é que as amplitudes dos sinais que chegam a D por diferentes caminhos são iguais e de fases opostas, e nenhuma potência é entregue a D. Há então uma isolação idealmente infinita entre C e D, isolando-se receptor de amplificador de potência enquanto se entrega potência de RF ao circuito tanque. Quando na recepção dos sinais gerados em L, onde o circuito tanque passa a ser o gerador de sinais para o circulador, há um desenvolvimento

análogo, pois o circuito é simétrico em relação ao plano que passa por PQ. Nesse caso, metade da potência do sinal de RMN é entregue ao receptor através de D, a outra metade dissipa-se através de C e nenhuma potência é entregue a A.

Normalmente, a carga colocada em A é fixa, neste caso igual à impedância característica da linha que utilizamos (Zo=50 ohms). Já a carga representada pelo circuito tanque depende não só dos ajustes de C1 e C2, como também da natureza do objeto analisado e por isso inserido em L. Pode ser então que ocorram situações em que a máxima isolação entre C e D não ocorra (por acidente ou má utilização do espectrômetro), levando à degradação da operação do receptor, ou podendo até danificá-lo. Para isso incluimos um circuito duplexador adicional, também baseado nas características de linha de transmissão, entre o porto D e a entrada do primeiro pré-amplificador do receptor. A primeira chave de diodos (tipo b, ceifador) em série com Zo colocada à porta D, termina essa porta em Zo para sinais de alto nível que porventura cheguem até ela. A segunda chave (tipo b) constitui um curto-circuito para esses sinais na entrada do pré-amplificador e no extremo de uma linha de $\lambda/4$. Esse curto é refletido para o ponto D como uma alta impedância, isolando esse ponto do receptor.

Um circuito opcional que pode reforçar a atenuação do ruído presente entre as aplicações de pulsos de RF na saida do amplificador de potência nas medidas onde não se necessitam pulsos conformados ou seu espéctro de potência não é importante, é visto dentro do retângulo tracejado na figura III-15. A chave de diodos (tipo a, expansor) representa uma alta impedância para os sinais de baixo nível, característica do ruído mencionado. Esse ruído está presente na saida do amplificador de potência quando este não está gerando pulsos, portanto na condição em que

provavelmente o circuito tanque opera como fonte de sinal. Para isso, temos um pedaço de linha de $\lambda/4$ terminada em uma carga Zo em paralelo com uma chave tipo b. Para os sinais de RMN que chegam a C, essa chave representa alta impedância, fazendo com que Zo, terminando a linha de $\lambda/4$, termine adequadamente aquela porta (C). Já em alto nível, temos os pulsos de RF passando pela chave tipo (a) e uma alta impedância refletida em C pelo curto na extremidade da linha $\lambda/4$, representado pela chave tipo (b). Nesse caso é como se o amplificador de potência estivesse ligado diretamente a C, funcionando como descrito anteriormente.

O circulador construido com cabos coaxiais (BNC) com Zo=50 ohms foi calibrado por um método descrito na ref. (44), ligeiramente modificado para levar em conta o efeito de conectores incluidos no circuito. Inicialmente foram obtidos os comprimentos dos cabos que representam $\lambda/4$ para uma frequência de 85.240 MHz, a partir da velocidade de propagação da RF nos mesmos. Em seguida, os cabos foram cortados e conectorizados com o comprimento excedendo alguns milímetros do valor medido. Em seguida, foi montado o circulador, e avaliado seu comportamento como isolador na frequência dasejada. Como esperado, a frequência em que a isolação era ideal ficou ligeiramente menor que o valor desejado, mas forneceu uma base para se saber quanto corrigir. Uma vez feitas as correções nos comprimentos dos cabos, o circuito funcionou adequadamente, com um desvio de menos que 50 KHz da frequência almejada nessa segunda tentativa. Esse método poderia ser seguido indefinidamente, mas consideramos razoável a aproximação obtida, desde que a largura da faixa do circuito operado nessa frequência é de aproximadamente 8.5 MHz. A máxima isolação obtida foi de 56 dB. A fotografia a seguir mostra os dois dispositivos duplexadores utilizados, um PS/C e um circulador.

BIBLIOTECA DO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS - USP
FÍSICA

Fig. III-16 - Foto do circulador e do PS/C .

Nossa opinião a respeito do desempenho dos dois tipos de duplexadores é favorável aos circuladores, pelo fato de não possuirem terminações internas que dissipem potência de RF, sendo portanto dificilmente danificáveis. Conhecemos contudo suas limitações quanto à operação em multiplas frequências ou em frequências abaixo de 40MHz, onde a praticidade na construção e o desenpenho dos PS/C são seguramente melhores.

III.6.3 Circuito tanque.

O ressoador de RMN constitui o elemento mais crítico na cadeia de emissão e recepção de sinais de RMN. É ele quem determina a amplitude e a homogeneidade do campo de RF B1,

responsável pela excitação do sistema de spins. Da mesma forma é ele quem caracteriza o nível da relação sinal/ruído nos sinais detectados por ser o elemento mais próximo das fontes de sinal, bem como o perfil da sensibilidade, no caso de utilização de amostras extensas. O desempenho de espectrômetro depende na maioria das vezes da atenção dispensada a esse dispositivo, nos cuidados na confecção e calibração dos mesmos. O trabalho de projetar e confeccionar esses dispositivos chega a ser artesanal, e atualmente poucos profissionais apresentam qualificação necessária para fazê-lo.

Existem duas principais abordagens a respeito de bobinas de RF para ressoadores de RMN: aquela que trata de bobinas independentes para excitação e recepção, normalmente utilizada na técnica de obtenção de imagens (nos tomógrafos comerciais utilizam-se bobinas de corpo inteiro para excitação, podendo essas serem utilizadas também na recepção ou recorrer-se às bobinas especiais para cabeça, tórax, bobinas de superfície etc..), e a que trata de uma bobina única, usada tanto na excitação quanto na recepção de sinais de RMN. Vamos tratar aqui apenas dessa última abordagem, pelo fato de todos os ressoadores por nós construídos utilizarem uma única bobina.

Do ponto de vista da excitação, queremos gerar um campo magnético (B1) de RF que apresente características especiais, como a grande intensidade, alta homogeneidade, etc.. São buscadas geometrias especiais que atendam a esses requisitos, e algumas delas são marcadas pela originalidade.

As bobinas de RF devem gerar campos homogêneos na região em que se coloca o objeto a ser analisado, com intensidades que variam desde 1 a 100 gauss.

Essas características são importantes na determinação, por exemplo, de pulsos de excitação cujo ângulo de rotação da magnetização seja o mesmo para toda a amostra. Uma experiência que determina o grau de homogeneidade de campo de RF é a comparação das amplitudes e forma dos FIDS obtidos com pulsos de $\pi/2$, $3\pi/2$, $5\pi/2$ etc., formas essas mudadas pelo efeito cumulativo da inomogeneidade a cada rotação de $\pi/2$ (44)

Buscam-se às vezes geometrias que geram campos com perfil de homogeneidade bastante localizados (40) (tecnicas de "sensitive point"), mas esse não é o nosso propósito. De uma maneira geral, quanto mais alta a indutância maior será o valor de B1, portanto esse é também um objetivo buscado.

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

O perfil de sensibilidade está diretamente relacionado ao perfil de homogeneidade, e isso é ilustrado pelo principio da reciprocidade. O principio da reciprocidade diz que a sensibilidade da bobina a uma fonte localizada num ponto P de sua vizinhança é diretamente proporcional ao campo gerado naquele ponto por uma corrente passando nessa bobina (54). Dessa forma o perfil de sensibilidade da bobina é diretamente proporcional ao perfil de homogeneidade: se numa região do espaço o campo gerado por uma bobina é homogêneo, sua sensibilidade nessa região será constante.

III.6.3.1 Sensibilidade dos ressoadores com bobinas solenoidais.

Podemos calcular a sensibilidade de uma bobina solenoidal da maneira descrita a seguir.

Para um ressoador constituido de uma bobina cilindrica (solenóide) de dimensões: diametro da base = 3.4 cm e altura h=4.0 cm, com 8 espiras de fio de cobre prateado numero 8 AWG, medimos os valores da indutância L e a resistência R, e encontramos os valores (foto abaixo):

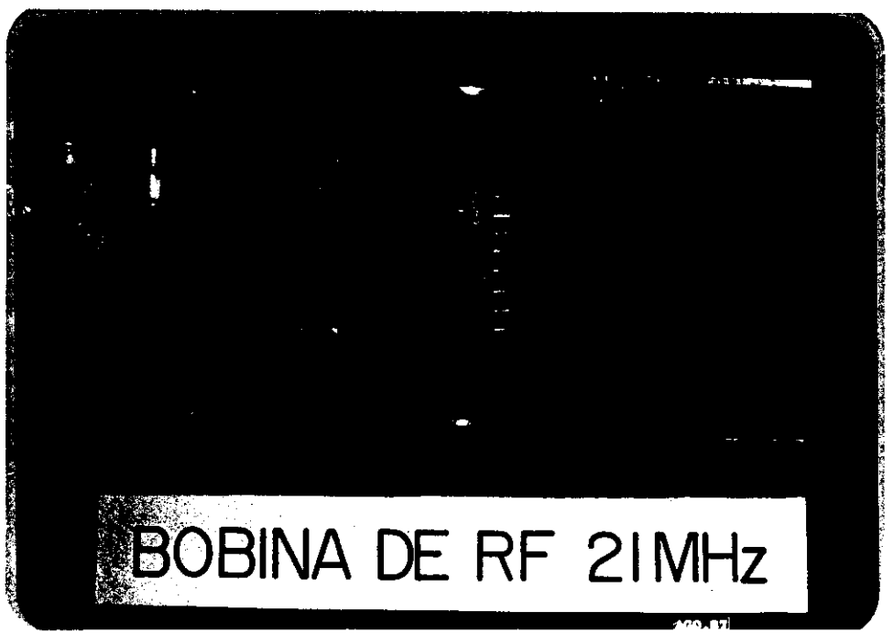


Fig. III-17 Foto da bobina de RF de 21 MHz (primeiro protótipo).

$L = 3.9\ \mu H$

26

$R = 8 \times 10^{-2}$ ohms

O valor do fator Q (1200) obtido na medida de L está de acordo com o valor calculado,

$$Q = \frac{wL}{R} = 1250 \qquad 27$$

para uma frequência de 25 MHz.

Nessa bobina, a voltagem gerada pela precessão de um magneto elementar de magnetização Mo, à frequência wo, é dada por (38)

$$S(t) = n.E.Q.Mo.wo.A\ e^{-t/T_2^* - i\ w_o t} \qquad 28$$

onde

n = Número de espiras da bobina

E = Fator de preenchimento ("Filling Factor")

Q = Fator de qualidade

wo = Frequência de Larmor (wo= γBo)

A = Secção transversal da bobina

T2 = Constante de decaimento do FID

A magnetização do equilíbrio é dada por

$$M_o = \frac{\gamma \hbar^2\ wo\ N\ I(I+1)}{3KT_o} \qquad 30$$

onde

N = Número de spins na amostra

= Razão giromagnética do núcleo em questão

I = Spin nuclear

To= Temperatura da amostra (e da bobina, nas expressões para cálculo de ruído)

K = Constante de Boltzmann

h = Constante de Planck.

A expressão para a amplitude do FID no final da excitação, será obtida das equações 28 e 29, fazendo-se t=0,

$$S(0) = n.E.Q.A.w^2 \frac{\gamma \hbar^2 N I(I+1)}{3 KT_o} \qquad 30$$

Colocando os valores dos termos que aparecem na expressão, e supondo a temperatura ambiente (T=300K), obtemos

$$S(o) = N.E. 6.74 \times 10^{-24} \text{volts.} \qquad 31$$

mas

$$N = \rho V_1$$

e 32

$$E = \frac{V_1}{V}$$

onde Vl é o volume da amostra, V é o volume da bobina e ρ é a densidade de núcleos.

Para uma amostra que contenha apenas água destilada, podemos obter a densidade de núcleos a partir da densidade da massa ρm,

$$\rho = \rho_m . N [g]^{-1} \qquad 33$$

onde

$$N/1g = 6.68 \times 10^{22} \text{ núcleos/g} \qquad 34$$

e assim, com ρm= 1 g/cm3, teremos

$$S(0) = V_1^2 \times 10^{-2} \text{ volts } (V_1 \text{em } Cm^3) \qquad 35$$

Para uma amostra de aproximadamente 5 milímetros cúbicos, teremos um valor para a voltagem no instante inicial do FID de

$$S(0) = 250 \text{ nanovolts } (= -119 \text{ dBm}) \quad , \qquad (36)$$

que se aproxima bastante do mínimo sinal detectável, como veremos na secção em que descrevemos o receptor de RMN. O volume de amostra que gera um sinal com relação sinal/ruído igual a 1 é de aproximadamente de 1mm3 (com uma largura de faixa de recepção de 1 KHz).

Consideramos formidável essa característica, levando-se em conta que o fator de preenchimento nessas condições é de 1/40000.

Na primeira versão do espectrômetro, em que tínhamos um espaço útil de 10cm entre as peças polares do magneto resistivo, utilizamos a geometria solenoidal para as bobinas de RF. Os motivos vão desde a frequência de operação (por volta de 23 MHz), facilidade de construção, até a orientação de B1 em relação ao campo estático. A forma solenoidal não é a ideal em termos de homogeneidade de campo, mas isso pode ser compensado construindo-se bobinas com diâmetro ligeiramente maior que as amostras analisadas.

O efeito de redução que esse procedimento acarreta no fator de preenchimento não constitui problema, levando-se em conta a alta sensibilidade dessas bobinas, e o seu excelente rendimento na entrega de energia de RF, pelo fato de participarem de um circuito LC ressonante paralelo.

Um esquema do circuito básico de que é constituido o ressoador de RMN é o circuito tanque mostrado na figura abaixo.

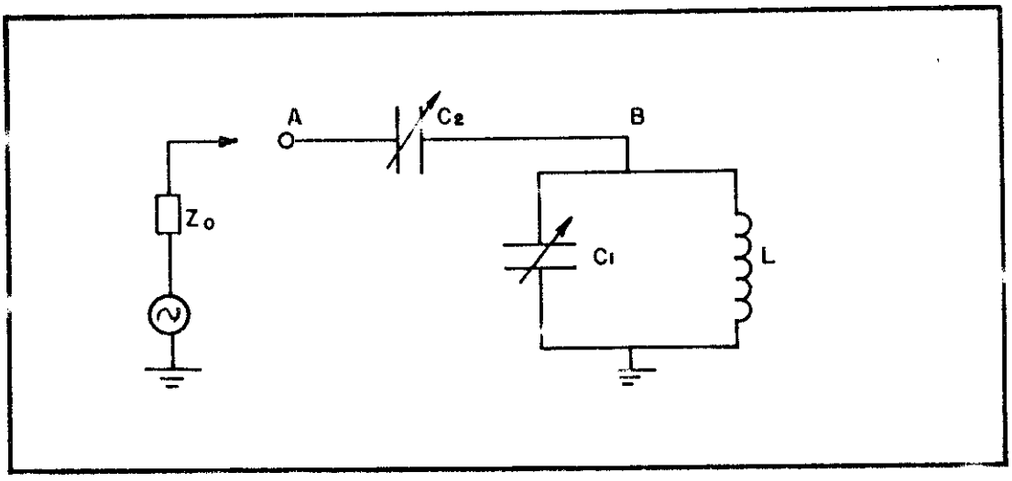


Fig. III 18 - Circuito tanque com acoplamento capacitivo.

O ressoador é formado pela indutância da bobina de RF, L, e a capacidade de C1. O circuito é alimentado em B através do condensador C2, cuja função descreveremos a seguir.

III.6.4 Sintonia.

A impedância do ponto B em relação a terra é plotada em função da frequência. Foi considerada a resistência real do fio da bobina (não representada no circuito, mas determinante no cálculo do fator de qualidade Q = wL/R do ressoador). Isso é mostrado na figura abaixo, onde se observa o notório pico na frequência de ressonância fo.

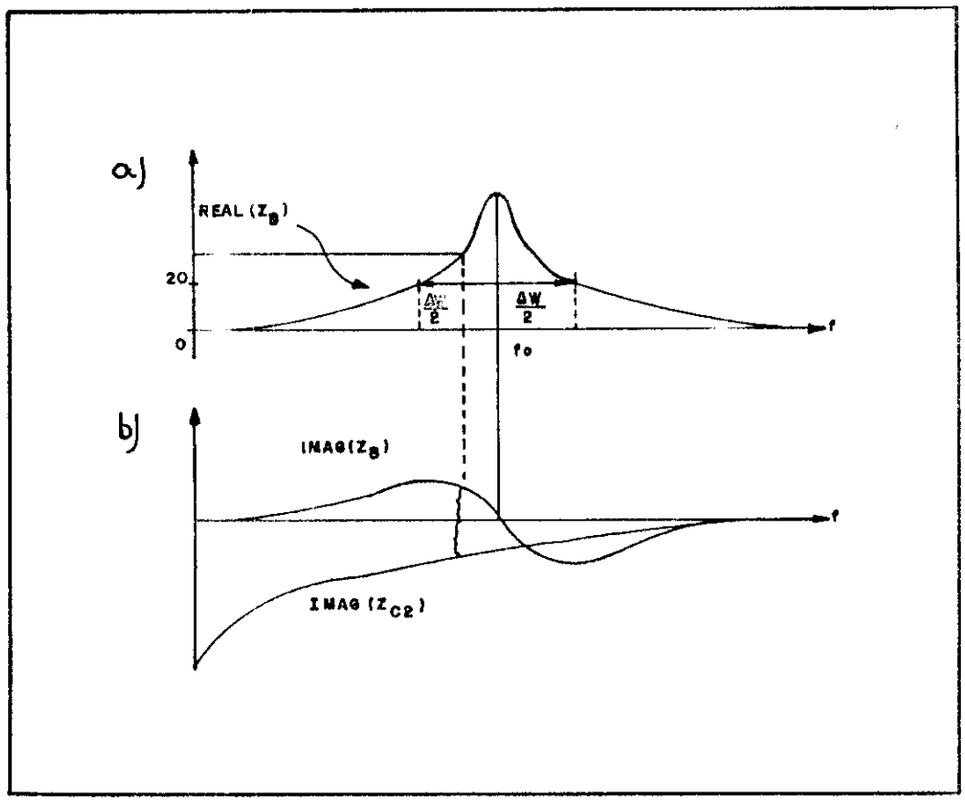


Fig. III-19-a - Parte real da impedância do circuito tanque (fig. 18) em B; b - parte imaginaria, com representação da impedância de C2 cancelando IMAG(ZB) na frequência de operação.

O valor da impedância na ressonância é real e inversamente proporcional a R. Da mesma forma, a largura ΔW é proporcional a R. Se fizermos o valor de R ser tal que a impedância em B seja igual a Zo, para um acoplamento perfeito entre linha de trasmissão e carga, o fator de qualidade degradar-se-á, comprometendo a eficiência na excitação e a sensibilidade na recepção. A solução aparece com a inclusão de um condensador C2, que representa uma impedância imaginária Z(C2) que cancela a parte imaginária de Z(B), na frequência em que a parte real de Z(B) é igual a Zo. Dessa forma, consegue-se o acoplamento ideal entre o ressoador e a linha que o alimenta, numa frequência ligeiramente diferente de fo. Essa condição de

acople pode ser perfeitamente obtida para fo desde que se ajuste os valores de C1 e C2 adequadamente. Normalmente utiliza-se um sistema de varredura de frequências em torno da condição de acople, enquanto se observa a impedância do circuito em A (figura III-18), variando-se os condensadores C1 e C2 até que a condição de acople se estabeleça para a frequência desejada. Uma vez conseguido o acople, o sistema estará pronto para receber os pulsos de RF.

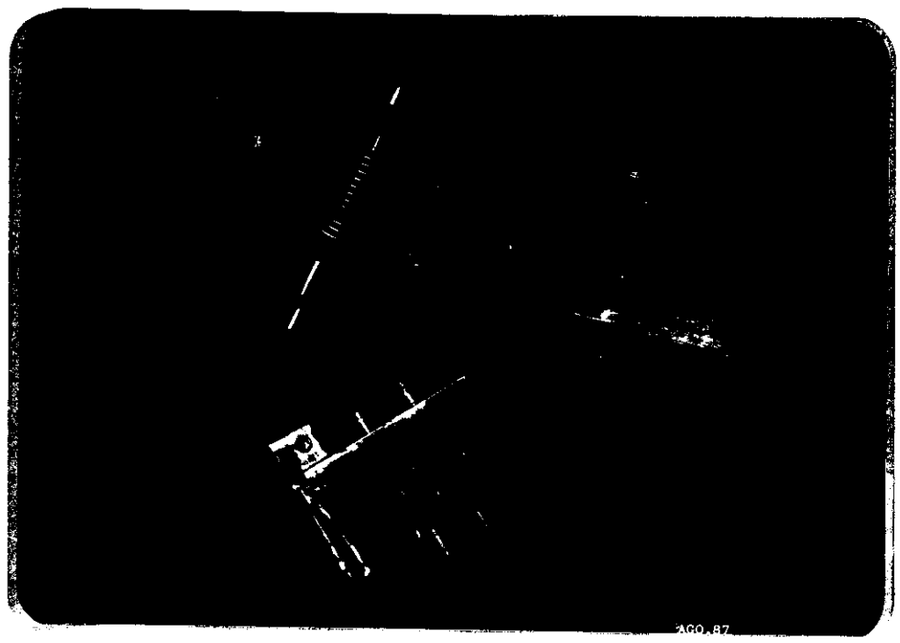


Fig. III 20 a Foto do cabeçote de RMN mostrando o circuito tanque e a montagem do pré amplificador.

A foto mostra em detalhes o cabeçote de RMN que contém o ressoador com bobina solenoidal. Os valores dos componentes utilizados, bem como as características da bobina de RF são mostrados na tabela 4. As fotos subsequentes mostram o ressoador acoplado ao magneto supercondutor, um cabeçote destinado à pesquisa em espectroscopia que permite a utilização da técnica de Cross-Polarization - Magic Angle Spinning (CP/MAS), trabalho de doutoramento de T. J. Bonagamba, e aspectos de seu acoplamento com o sistema de imagens.

Fig. III 30-b - Foto do novo ressoador acoplado ao magneto supercondutor.

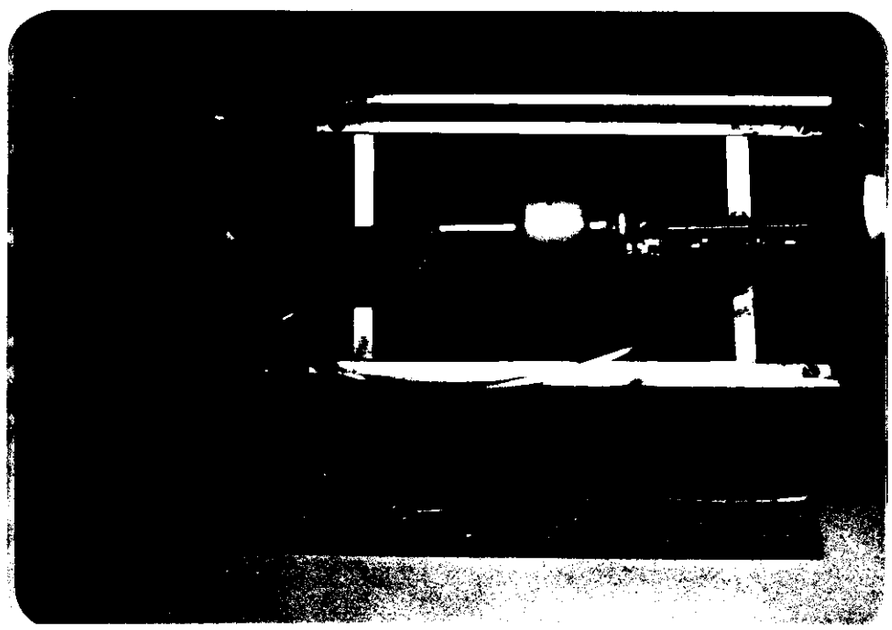


Fig. III-30-c - Cabeçote para experiências de espectroscopia (CP/MAS).

BIBLIOTECA DO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS - USP
FÍSICA

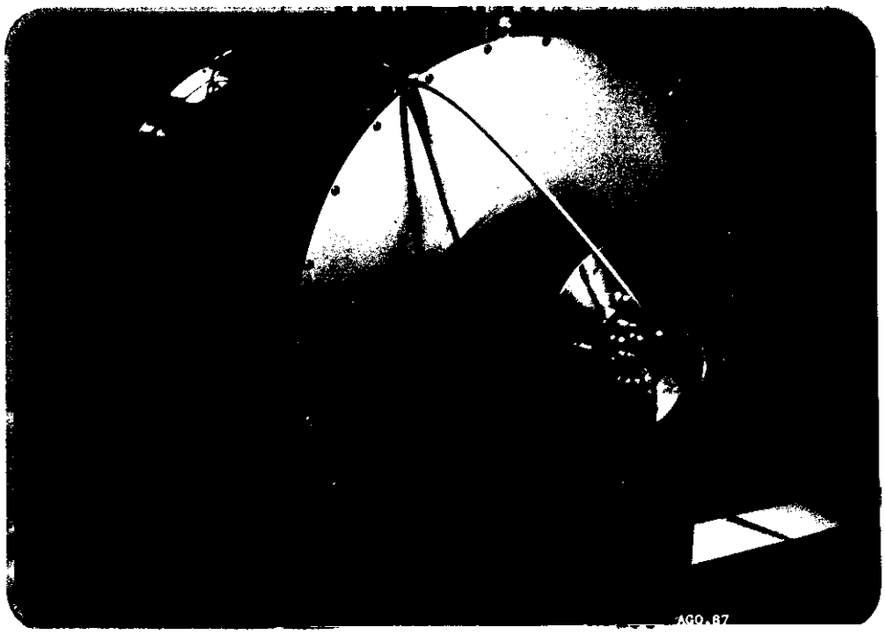


Fig. III 20 d - Cabeçote para CP/MAS acoplado ao magneto supercondutor e ao ressonador para imagens.

TABELA 4

Características da bobina solenoidal:

Indutância	4 µH
Altura	4.0 cm
Diâmetro	3.5 cm
Espiras	11
Diâmetro do fio	8 AWG (cobre prateado)
Condensadores:	
C1	Johanson mod 5242
	Capacidade variável de 0.2 a 10.0 uF
C2	Johanson mod 5642
	Capacidade variável de 1.0 a 30.0 uF

Frequência de ressonância do conjunto:

17 a 23 MHz (Possibilidade de operar de 7 a 17 MHz e de 23 a 32 MHz mediante inclusão de capacitores fixos)

Em todas as imagens obtidas com a técnica de convolução/retoprojeção, foi utilizado o cabeçote com o ressoador descrito acima, bem como as primeiras imagens de fluxo e as primeiras imagens obtidas com a técnica de 2DFT.

III.6.5 O ressoador atual.

A versão mais recente do ressoador de RMN requereu alguns cuidados especiais que não eram necessários em pequenos volumes e baixas frequências. O espectrômetro foi posto a operar em 85 MHz, frequência de ressonância de prótons na intensidade de campo de 2.0 Tesla propiciada pelo magneto supercondutor. Nessa frequência, as dimensões da bobina (da ordem de 20 cm), tornam-se uma fração considerável do comprimento de onda da RF utilizada, tornando impraticável a abordagem por parâmetros concentrados, tendo-se que recorrer a conceitos de linha de transmissão.

Neste caso não é mais possível utilizar a geometria solenoidal, pelo fato que uma bobina dessas dimensões tem sua frequência de auto-ressonância (devida a capacidade parasita nos enrolamentos) às vezes bem menor que a frequência de 85 MHz. Torna-se difícil, senão impossível fazer subir essa frequência com a inclusão de condensadores, exceto quando esses elementos são distribuídos ao longo da bobina, diminuindo efetivamente a indutância.

Uma configuração simples e elegante foi conseguida, de forma a satisfazer condições, tais como frequência de ressonância alta (>85MHz), boa homogeneidade de campo e máximo aproveitamento do volume no interior do solenóide supercondutor. Esse solenóide gera um campo estático Bo axial. O campo de RF, B1 necessita ser transversal, perpendicular a Bo, e o dispositivo que porventura venha a gerá-lo, deve permitir livre acesso ao seu interior. A geometria desse dispositivo deve acompanhar a geometria do solenóide supercondutor, para aproveitamento de espaço. Tendo em mente esses atributos, e partindo de um circuito LC simples, chegamos ao objetivo almejado de uma maneira que pode ser demonstrada pela sequência de esquemas a seguir.

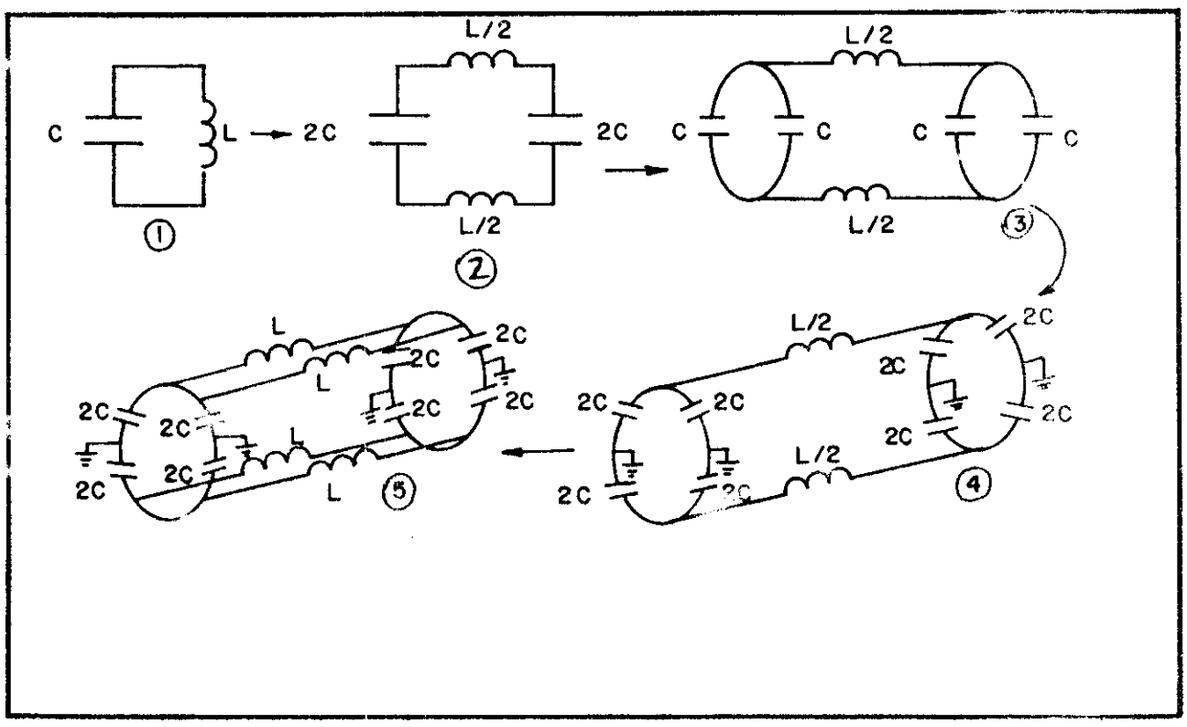


Fig. III-21 - Várias etapas, desde o ressoador simples até o ressoador tipo "gaiola".

A frequência de ressonancia do circuito mostrado na figura III-21-5, é $(LC)^{-1/2}$,a mesma que a do circuito III-21-1, que na realidade é o seu equivalente. O ajuste de ressonância e de acople é feito exatamente da mesma forma, só que agora, pelo fato de ser um circuito simétrico, a alimentação tem que ser balanceada, exigindo um condensador de acople para cada ramo da linha. O circuito final, com alimentação, ajuste de acople e de ressonância é mostrado na figura abaixo.

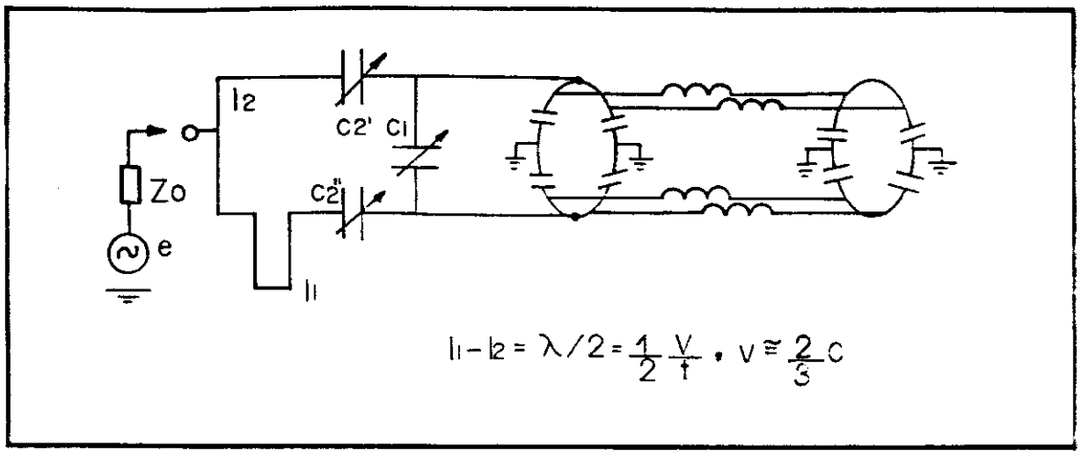


Fig. III-21 - Circuito tanque com ressonador tipo "gaiola", utilizado nas experiências com imagens.

A alimentação simétrica é obtida com um "balun" feito com cabos coaxiais, que alimentam os condensadores C2' e C2'' em oposição de fase. A função de C1 é análoga à do circuito com solenóide, descrito anteriormente , ou seja, levar a frequência de operação a 85 MHz. C2' e C2'' acoplam os ramos do balun aos pontos de alimentação. Uma descrição detalhada dos princípios de operação e construção deste e de outros ressoadores similares estará oportunamente disponível na referência (47). A foto abaixo mostra a versão de 10 cm de diametro interno, utilizada na obtenção das imagens mostradas neste trabalho.

Fig. III-23 - Foto do ressoador tipo "gaiola" com 1[illegible] de diâmetro (85 MHz) utilizado nas experiências c[illegible] imagens.

III.7 O receptor de RMN.

Os sinais de RMN gerados na bobina variam de ~ -120 dBm (menor sinal detectável) até ~ -50 dBm (200 nV a 700 μV, em 50 ohms).

Estes sinais tem que ser amplificados adequadamente com o minimo de inclusão de ruido, para que possam ser detectados, filtrados e convertidos em vetores digitalizados, e posteriormente processados por um computador. Os niveis aos quais tem que ser levados esses sinais situam-se por volta de 0 dBm. Isso tem que ser feito de maneira a manter uma faixa dinâmica de no minimo 40 dB para que faça algum sentido a utilização de conversores analógico/digitais com resolução melhor que 0.1% (12 bits ou mais). Essa é a tarefa do receptor de RMN, cujas caracteristicas passamos a descrever.

Vamos inicialmente introduzir alguns conceitos básicos, utilizados no cálculo das características que permitem comparar amplificadores e analisar o comportamento de configurações em cascata.

III.7.1 Faixa dinâmica.

A faixa dinâmica de um amplificador caracteriza a máxima razão entre dois sinais de fase e frequência distintas que, amplificadas simultâneamente, possam ser discernidos na saída. E portanto a razão entre o máximo sinal amplificável livre de distorções e o mínimo sinal detectável MDS (do inglês Minimum Detectable Signal).

III.7.1.1 Máximo sinal amplificável. -

O máximo sinal amplificável sem distorções é determinado pelos produtos de intermodulação (sinais produzidos pela não linearidade do amplificador). A razão de intermodulação (IR, Intermodulation Ratio) é a diferença de níveis expressa em dB entre o sinal fundamental amplificado e seus produtos de intermodulação, onde os mais significantes são os de 2ª e 3ª ordem, IR2 e IR3 (o sinal fundamental é constituído de duas voltagens de mesma amplitude, porém de frequências e fases distintas).

A razão IR cresce na proporção inversa do sinal fundamental, de forma que para um determinado nível deste sinal, esta razão pode ser nula (0 dB). Essa é a condição em que os níveis dos produtos de intermodulação se igualam ao sinal fundamental na saída do amplificador, e é chamado ponto de intersecção (Intercept Point, IP). Os valores de IP para os produtos de intermodulação de diferentes ordens são diferentes e na maioria dos casos o dominante é o do produto de 3 ordem, ou IP3. Essas grandezas são melhor compreendidas com o auxílio da figura abaixo:

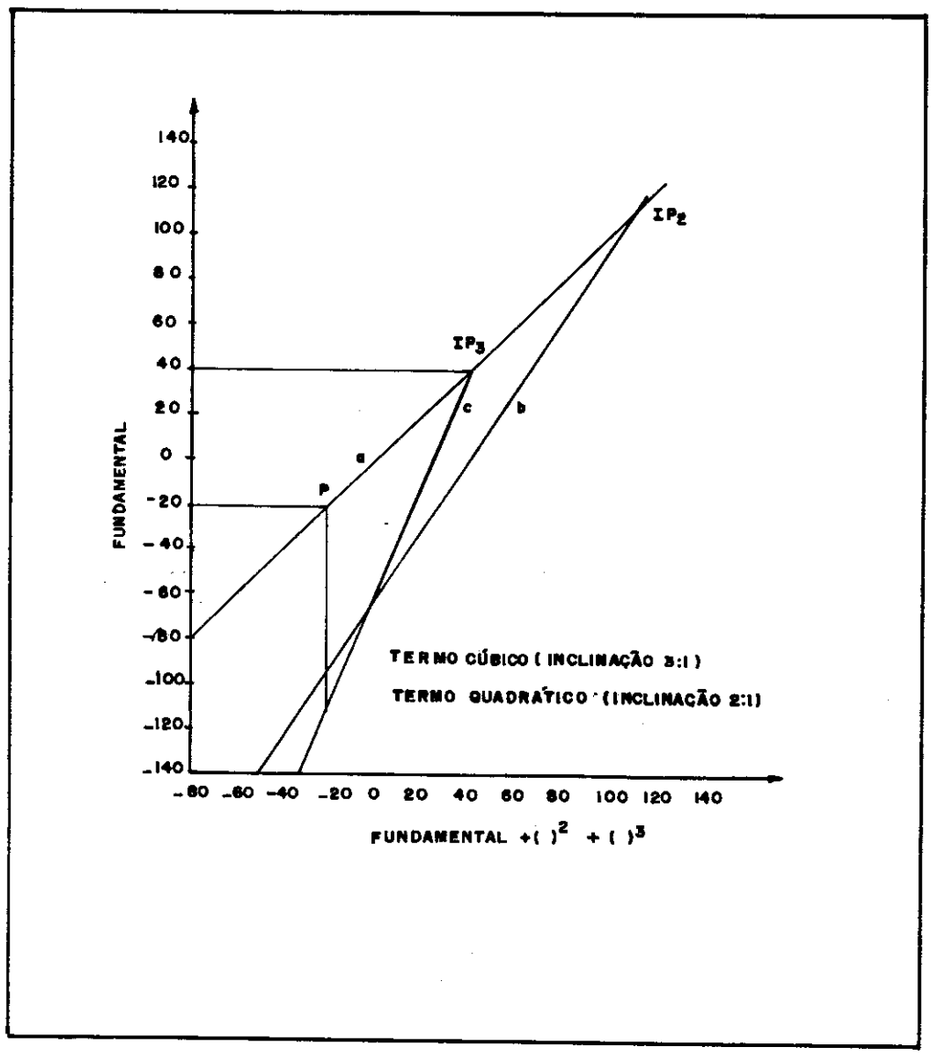


Fig. III-24 - Gráfico dos produtos de intermodulação contra o sinal fundamental.

Nesta figura são plotados os sinais da saida do amplificador,

$$e_s = Ae + Be^2 + Ce^3 \qquad 37$$

contra o fundamental, Ae, onde os termos Be^2 e Ce^3 são respectivamente os produtos de 2ª e 3ª ordem e são representados pelas retas b e c, com respectivas inclinações 2:1 e 3:1. Uma vez conhecidos os valores de IP2 e IP3, pode-se obter os valores de IR para qualquer nivel de saida. O ponto P sobre a reta a, representa um nivel de saida (-20 dBm) em que se obtém uma razão de intermodulação da ordem de 90 dB para IR2 e 100 dB para IR3. De maneira alternativa, obtêm-se os pontos IP2 e IP3 a partir da medida da razão da intermodulação para um determinado nivel, plotando-se uma reta com a inclinação respectiva passando por esses pontos. Podemos agora definir o máximo sinal amplificável, como sendo aquele que daria uma saida igual ao IP considerado, ou seja IP-G, onde G é o ganho do amplificador.

III.7.1.2 Minimo sinal detectável. -

O minimo sinal detectável (MDS), está relacionado com as caracteristicas de ruido do amplificador. E definido como o sinal de entrada para o qual a relação sinal/ruido na saida é igual a 1, e calculado da seguinte maneira: define-se o fator de ruido f para um amplificador como sendo

$$f = \frac{S_i . R_o}{S_o . R_i} \qquad 38$$

onde os índices i e o referem-se aos sinais (S) e ruídos (R) respectivamente na entrada e saída do amplificador.

O sinal na entrada é então expresso por:

$$S_i = f.\frac{S_o}{R_o}.R_i \qquad 38\text{-a}$$

Ri é a potência de ruído na entrada do amplificador, normalmente devida a ruído Johnson, e é dado por

$$R_i = KT \cdot \frac{NBW}{(1MHz)} \times 10^6 \qquad 39$$

onde K é a constante de Boltzmann e T a temperatura da fonte de ruído. NBW (Noise Bandwidth) é a largura de faixa de ruído expressa em MHz. Expressando Si em dBm, teremos:

$$S_i(dBm) = 10\ \log_{10}\{\ f.\frac{S_o}{R_o}\ .\ KT\ \frac{NBW}{(1MHz)} \times 10^6\ \}\ , \qquad 40$$

ou seja,

$$S_i(dBm) = -114 + NF + 10\log_{10}\{\frac{NBW}{(1MHz)}\} + 10\log_{10}\{\frac{S_o}{R_o}\}. \qquad 41$$

NF é a chamada figura de ruído (Noise Figure), e é definida por

$$NF = 10.\log_{10}\{f\} \qquad 42$$

Impondo-se a condição do MDS,

$$\frac{S_o}{R_o} = 1 \qquad 43$$

obtemos a expressão final para o menor sinal detectável ou seja

$$S_i(dBm) = -114 + NF + 10\log_{10}\{\frac{NBW}{(1MHz)}\} \qquad 44$$

Definimos então a faixa dinâmica como a razão (diferença em dB) entre o máximo sinal amplificável e o minimo sinal detectável, dada por

$$DR = \frac{2}{3}\,[\,IP - G + 114 - 10\log_{10}\{\frac{NBW}{(1MHz)}\} - NF\,] \qquad 45$$

III.7.2 Parâmetros da configuração em cascata.

Como se depreende da equação 45, não é conveniente para a faixa dinâmica ter-se ganhos muito elevados. Levando-se em conta que o ganho total para se levar os sinais de RMN a níveis adequados à detecção pode ser da ordem de 100 dBm, utilizamos vários amplificadores de ganho moderado configurados em cascata e intercalados por atenuadores passivos. Vejamos como ficam os parâmetros até aqui descritos em configurações com mais de um amplificador.

III.7.2.1 Ruído (sensibilidade). -

O fator de ruído ftot da combinação de dois amplificadores A1 e A2, A1 precedendo A2, e de parâmetros f1, g1, f2, g2 como fatores de ruído e de potência individuais, fica definido por:

$$f_{tot} = f_1 \left(1 + \frac{f_2 - 1}{f_1 g_1} \right) \qquad 46$$

A figura de ruído será então:

$$NF = NF_1 + \quad NF \qquad 47$$

onde

$$NF = 10 \log_{10} \{ 1 + \frac{f_2 - 1}{f_1 g_1}) \qquad 48$$

Pode-se assim acrescentar infinitos estágios na configuração em cascata, um de cada vez, e proceder o cálculo de NF com o resultante anterior.

III.7.2.2 Produtos de intermodulação (distorção). -

Os pontos de intersecção (IPtot) para os produtos de intermodulação de 2ª e 3ª ordem, numa configuração em cascata como a anterior, são obtidos a partir dos referidos pontos para o último estágio (A2) decrescidos de um termo Di referente ao cascadeamento. Lembremos que uma redução dos IPs equivale a ter-se distorção em mais baixos níveis de saída, o que não é desejável.

A expressão dessa redução é:

$$IP_{tot} = IP_{A2} - D^{i^n} \quad , \qquad 49$$

onde i é o índice relacionado aos produtos de intermodulação,

$$IP_n = 10.\log_{10}\{ i^n \} \qquad 50$$

donde

$$i^3 = 10^{IP3/10}$$

e 51

$$i^2 = 10^{IP2/10}$$

As reduções Di são dadas por

$$D^2 = 20 \log_{10} \{ 1 + \sqrt{\frac{i^2_{A2}}{g_2 \cdot i^2_{A1}}} \} \qquad 52$$

para 2ª ordem e

$$D^3 = 10 \log_{10} \{ 1 + \frac{i^3_{A2}}{g_2 \cdot i^3_{A1}} \} \qquad 53$$

para 3ª ordem.

Como se observa dos resultados finais das secções 7.2.2 e 7.2.1 , quanto maior o ganho do estágio A1 e melhor (menor) seu NF, mais sensível fica a configuração em cascata. Por outro lado, quanto maior o ganho do último estágio (A2) e mais proximidade houver entre IP(A1) e IP(A2), menor a redução do IPtot do valor de IP(A2). Devemos buscar, portanto, primeiros estágios com mais baixo NF e últimos estágios com mais alto IP.

III.7.2.3 Análise das configurações propostas. -

De posse do "Background" necessário, vamos agora proceder a análise das duas configurações utilizadas em nossas experiências. Essas configurações diferem apenas pela inclusão de um pré-amplificador no cabeçote utilizado com o magneto resistivo e no ganho do estágio de audio (filtro do receptor).

O diagrama geral para essas duas configurações encontra-se na figura III-25.

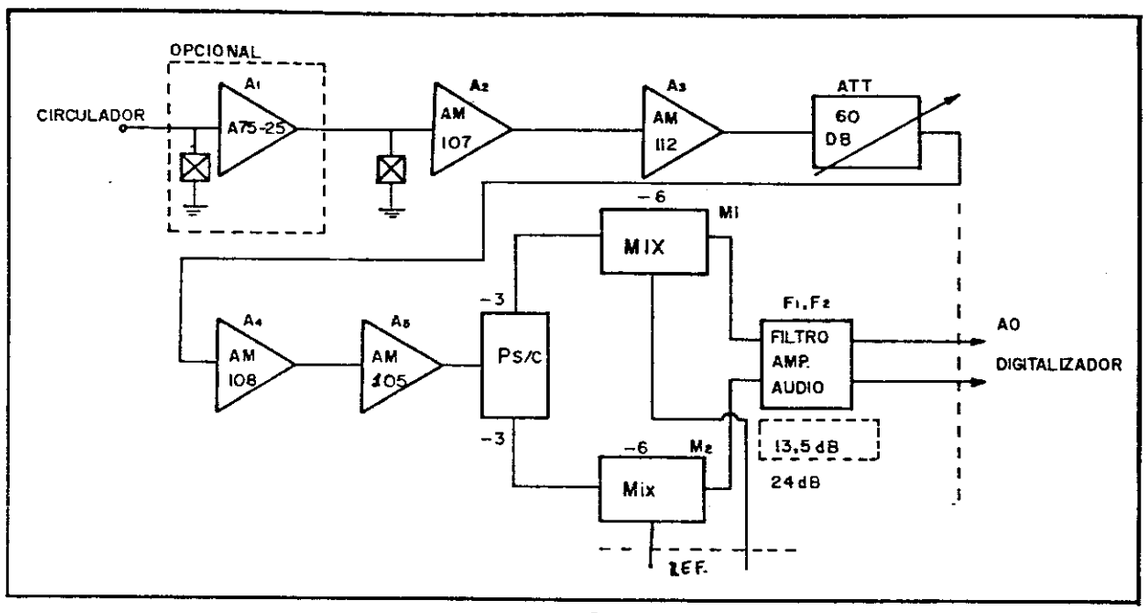


Fig. III-25 - Diagrama em blocos do receptor de RMN. O valor dentro do retângulo tracejado é o ganho do estágio de audio quando se utiliza o pré-amplificador opcional (no cabeçote).

Na primeira configuração, o sinal de RMN entregue pelo duplexador é submetido a uma pré-amplificação já no cabeçote de RMN, com ganho de potência de 20 dB proporcionado por A1, um amplificador WJ A75-25, da WATKINS-JOHNSON. De sua saída o sinal é conduzido por um cabo coaxial até a entrada do receptor, onde consegue um ganho adicional de 26 dBm (A2, A3) antes de entrar

num atenuador variável (ATT, 0-60dB). Os dois estágios finais, A4 e A5, proporcionam então um ganho de 47 dB, antes de entregar o sinal aos detectores através do PS/C. Os detectores M1 e M2 são misturadores balanceados (como os descritos na secção). As referências em quadratura que são entregues aos misturadores são providas pelo circuito de modulação, como já vimos na secção III-4. Os sinais nas saídas dos misturadores contêm, além de outras as componentes de frequência soma e frequência diferença da demodulação e apenas essa última é preservada quando esses sinais são submetidos aos filtros passa baixas F1 e F2.

Após o último ganho, em audio, proporcionado pelos filtros, o sinal é entregue ao digitalizador, cuja máxima entrada está limitada a 5Vp.

Nessa configuração o ganho de RF provê sinais com níveis suficientemente altos para provocar distorções nos misturadores. Por isso o ganho de audio dos filtros foi estabelecido para que um nível de sinal em sua entrada de 1 dB abaixo do nível que começa a produzir distorções, sature a saída dos filtros. A condição de saturação é mais facilmente identificável que a de distorção, portanto uma análise visual do sinal é suficiente para se ter certeza que não há distorção.

Para se determinar o máximo nível na entrada dos misturadores, simulamos um sinal transiente de RF com envoltória em forma de M, com o qual eles foram alimentados. A referência, com a mesma frequência da portadora dos pulsos, produzia demodulação total, e o sinal observado na saída permitia a análise da linearidade.

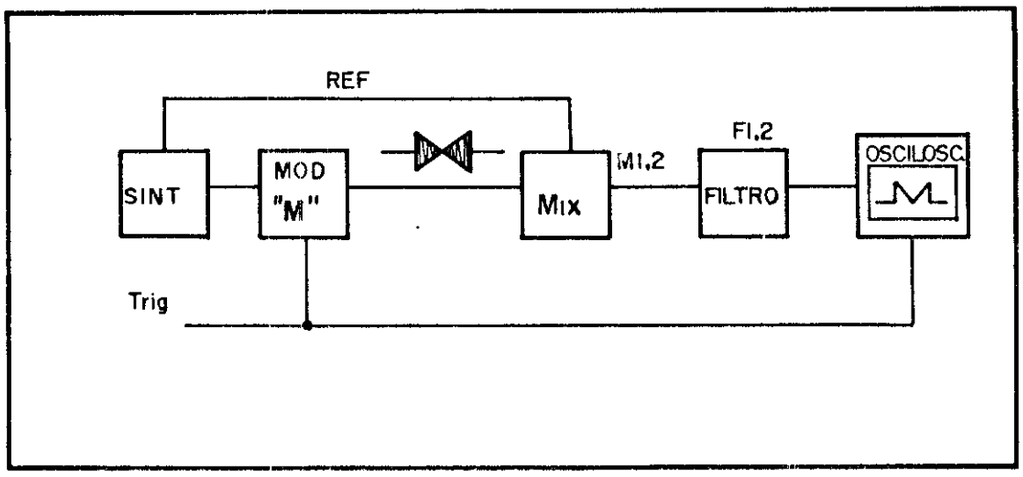


Fig. III-26 - Modulador em "M", para testes de linearidade da resposta do receptor. Este método foi também utilizado na verificação da resposta na modulação de RF com envoltórias não-retangulares.

Foi encontrado um valor máximo para a amplitude do pulso "M" de 150 mVp (-3,4 dBm), que se aproxima do valor padrão para os misturadores do nível 1 (+7 dBm para oscilador local, -3 dBm para RF). A perda por inserção desses misturadores é de 6.0 dB, portanto o sinal na entrada dos filtros fica por volta de -10 dBm. O ganho desses amplificadores para levar o sinal até 5Vp (10Kohms) deve ser então de 14.0 dB. O ganho medido nos filtros F1 e F2, para a primeira configuração foi de 13.4 dB, o que se considera bastante satisfatório.

Na segunda configuração, a única diferença frente à primeira é que não existe o pré-amplificador A1, sendo o sinal entregue diretamente do ressoador a A2. Assim, pode-se aumentar o ganho do filtro de 20 dB para que se tenha o mesmo ganho total do receptor.

BIBLIOTECA DO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS - USP
FÍSICA

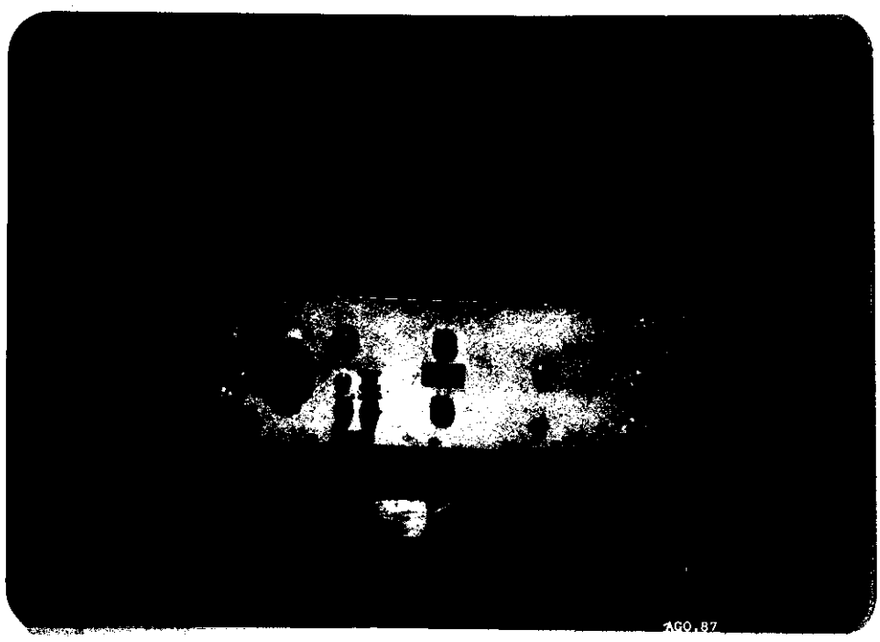


Fig. III-27 - Foto do receptor de RMN utilizado nas experiências com imagens.

Damos a seguir as características dos componentes do receptor de RMN, e fazemos uma análise de seu comportamento no que se refere à sensibilidade, resposta em frequência e linearidade, nas duas configurações utilizadas. As características dos amplificadores estão resumidas na tabela 5. A figura III-28 mostra o esquema dos filtros e amplificadores de audio utilizados, e a foto permite que se tenha uma visão geral da construção do aparelho (III-27).

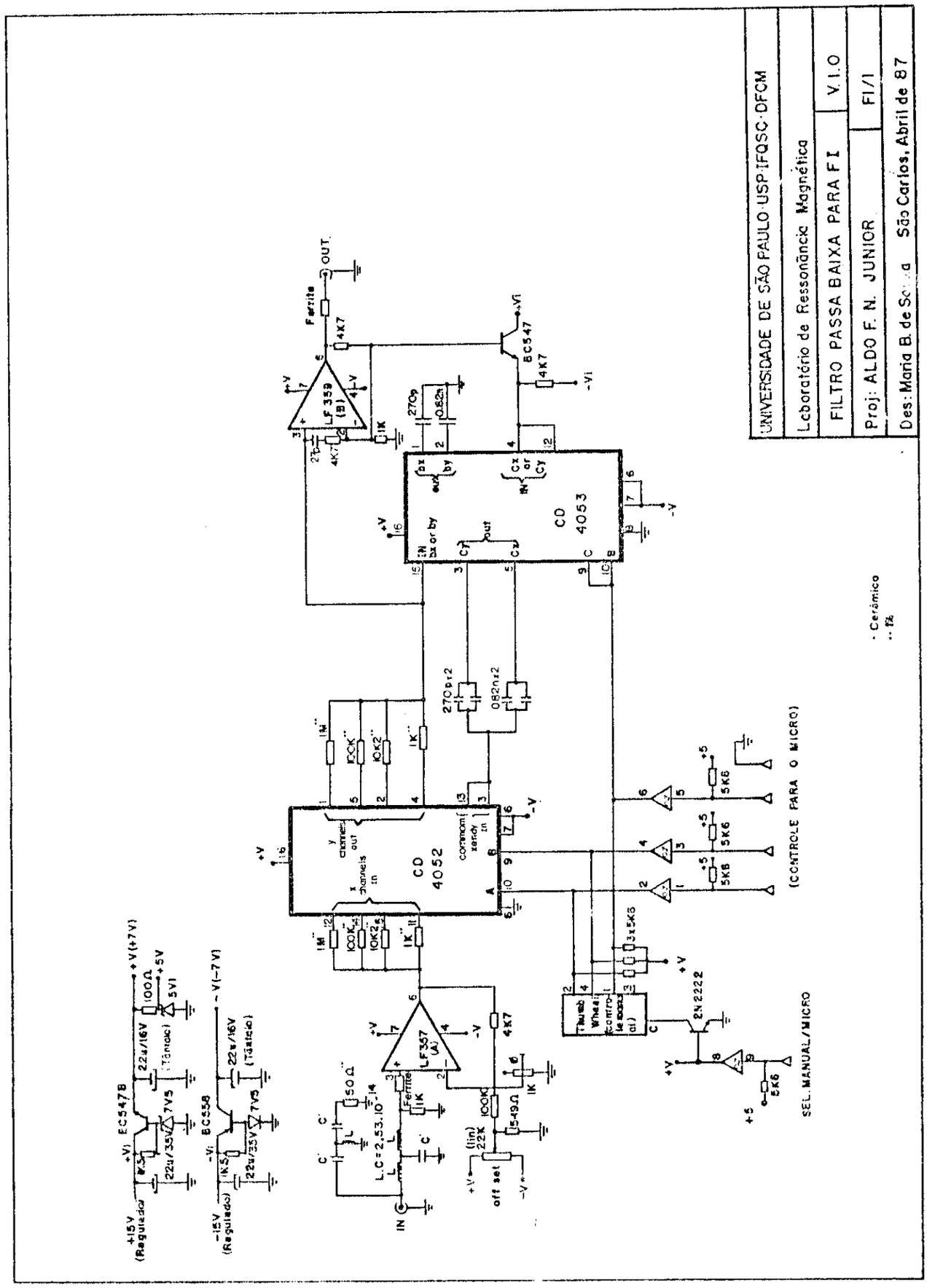


Fig. III-28 - Filtro de AF (FI).

TABELA 5

Características dos amplificadores

	A1 (A75-2S)	A2 (AM107)	A3 (AM112)	A4 (AM108)	A5 (AM105)	
f	1.58	1.38	1.58	7.94	7.94	
NF	2.0	1.4	2.0	9.0	9.0	dB
freq	5-500	1-100	10-200	5-300	5-300	MHz
g	100	10	40	1000	80	
G	20	10	16	28	19	dB
CP		-2.0	+7.0	+15.0	+15.0	dBm
IP2		+15.0	+25.0	+36.0	+36.0	dBm
IP3	+21.0	+10.0	+20.0	+27.0	+27.0	dBm

Caracteristicas dos misturadores ZFM-2

Alcance de frequências:		
LO/RF	1-1000	MHz
IF	0-1000	MHz
Ganho	-6.0	dB
Isolação		
LO-RF	40.0	dB
LO-IF	35.0	dB
Faixa de operação:	nivel 1	
LO (max)	+7.0	dBm
RF (max)	-3.0	dBm
Intercept Point (IP3)	-10.0	dBm

TABELA 7

Configurações em cascata testadas.

	I	II
	A1+A2+A3+ATT+A4+A5	A2+A3+ATT+A4+A5
NF	2.01 dB	1.58 dB
freq.	10-100 MHz	10-100 MHz
G RF G audio	93.0 (-60.0*) dB 14.0 dB	73.0 (-60.0*) dB 24.0 dB
IP3	27.0 dBm	27.0 dBm
MDS	-127.0 dBm	-127.6 dBm
DR (30KHz)	40.0 (80.0*) dB	55.0 (95.0*) dB

(*) com ATT a -60.0 dB

Os ganhos de RF e audio conferem com os valores medidos. O valor de MDS foi comparado ao valor obtido de sua medida, com muito boa aproximação. A medida do MDS foi feita utilizando-se um osciloscópio no modo x-y para observar as duas saídas em quadratura. Um sinal foi fornecido à entrada do receptor e atenuado até que a amplitude do ruído fosse igual ao raio da circunferência observada no osciloscópio. Observada a atenuação da entrada, foi encontrado um valor de -127 dBm para o

MDS. No tocante a figura de ruído, alcance dinâmico e distorção, consideramos ambas as configurações satisfatórias para a utilização em imagens por RMN.

III.8 Geração de gradientes de campo.

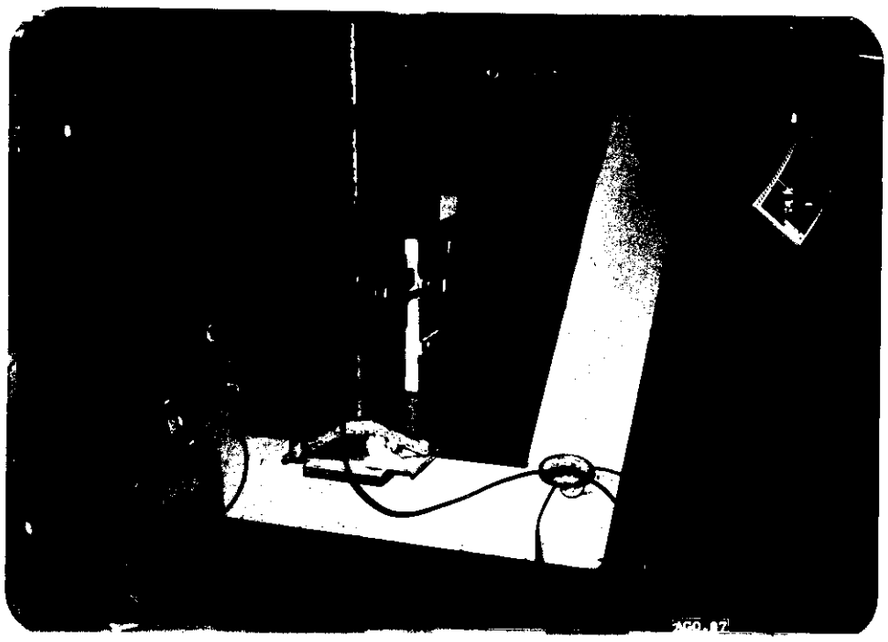


Fig. III-29 - Foto do magneto resistivo utilizado na primeira versão do protótipo. No detalhe a calibração das bobinas de gradiente (entre as peças polares).

A versão do tomógrafo que utilizava o magneto resistivo da VARIAN (foto abaixo), dotado de circuito magnético, exigiu a construção de um conjunto de bobinas para geração de gradientes de campo, conforme descrito nas ref. (21), (28) e (56). Este sistema, apesar de fácil implementação, apresentou dificuldades na operação com gradientes pulsados, devido à presença de material ferromagnético e condutor elétrico nas proximidades

(peças polares). Apenas um conjunto de bobinas funcionou a contento (bobinas de Gz), pela peculiaridade de sua geometria. A geração de Gz é feita de modo que não apareçam variações de campo magnético ao longo da superfície das peças polares, o que não acontece com os conjuntos que geram os gradientes transversais. O efeito das peças polares é o de cancelar literalmente qualquer gradiente transversal imediatamente após sua aplicação, como mostra a figura abaixo.

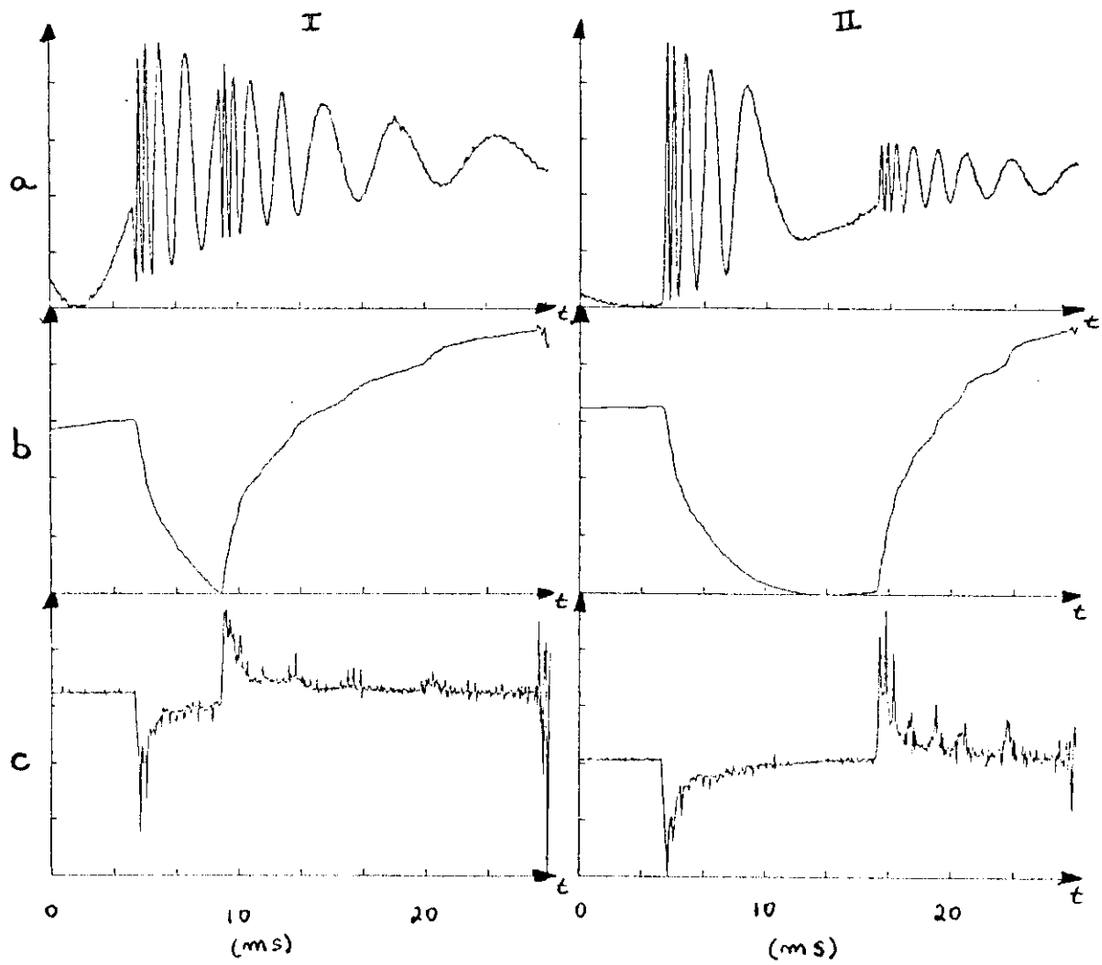


Fig. III-30 - Efeito das peças polares sobre os gradientes de campo: em I-a, temos o sinal de RMN observado durante a aplicação de um pulso de gradiente (parte real do FID); em I-b um gráfico da fase acumulada e em I-c sua derivada (proporcional a G(t)). A duração do pulso de gradiente é de 4.0 mS. Em II temos a mesma coisa com um pulso de 12 mS, onde se observa o cancelamento total do gradiente aplicado.

O gradiente transversal desaparece alguns milisegundos após sua imposição, como evidenciado pela derivada da fase dos FIDs mostrados. Esses resultados foram obtidos com o aperfeiçoamento de uma técnica de avaliação da dependência temporal dos gradientes, sugerida na ref. (57). Nessa técnica, usamos um espectrômetro de RMN especialmente desenhado para calibração de campo magnético, que utiliza pequenas bobinas ressoadoras (~ 1mm3), preenchidas com agua destilada, para aumentar a duração dos FIDs (T2 longo, variação de campo ao longo da amostra muito pequena). Os sinais, uma vez adquiridos, eram processados por uma programa desenvolvido para processamento de FFT interativamente (FTCQ.FOR), do qual um dos atributos é permitir que se plotem continuamente a fase e a derivada da fase do sinal. A fase (continuamente interpretada) é expressa pela equação 29 do capitulo II, e da derivada temporal (numérica) dessa expressão é obtida a dependência temporal de G(t).

O efeito observado nos gradientes restringiu-nos à utilização da técnica de Backprojection nesse protótipo, onde era apenas necessária a aplicação do gradiente Gz (nesse caso a amostra era girada em relação ao gradiente por um "Stepper-Motor", em intervalos angulares regulares, e o gradiente mantido ligado ou pulsado na cadência da experiência). Para a seleção de planos, um dos gradientes transversais era utilizado, e uma interessante propriedade do efeito mencionado anteriormente era aproveitada. Como descrito em (28), para que se obtenha um sinal maior após a aplicação de um pulso de RF seletivo (longo) na presença de um gradiente de seleção, é preciso que se utilize da técnica de refocalização (recuperação da coerência de fase perdida durante a evolução na presença do gradiente de seleção). Essa refocalização é obtida mediante a aplicação de um gradiente de sinal oposto ao de seleção, por um tempo igual à metade do tempo de aplicação do pulso de RF seletivo. Se observarmos a

figura abaixo, veremos que ao ser desligado, antes do cancelamento total do gradiente transversal há uma excursão negativa do mesmo, sempre de mesma duração. Basta escolher adequadamente a duração do pulso de RF que o pulso de refocalização já estará lá. Na ref. (28) encontramos resultados da utilização da técnica de Backprojection com seleção de planos.

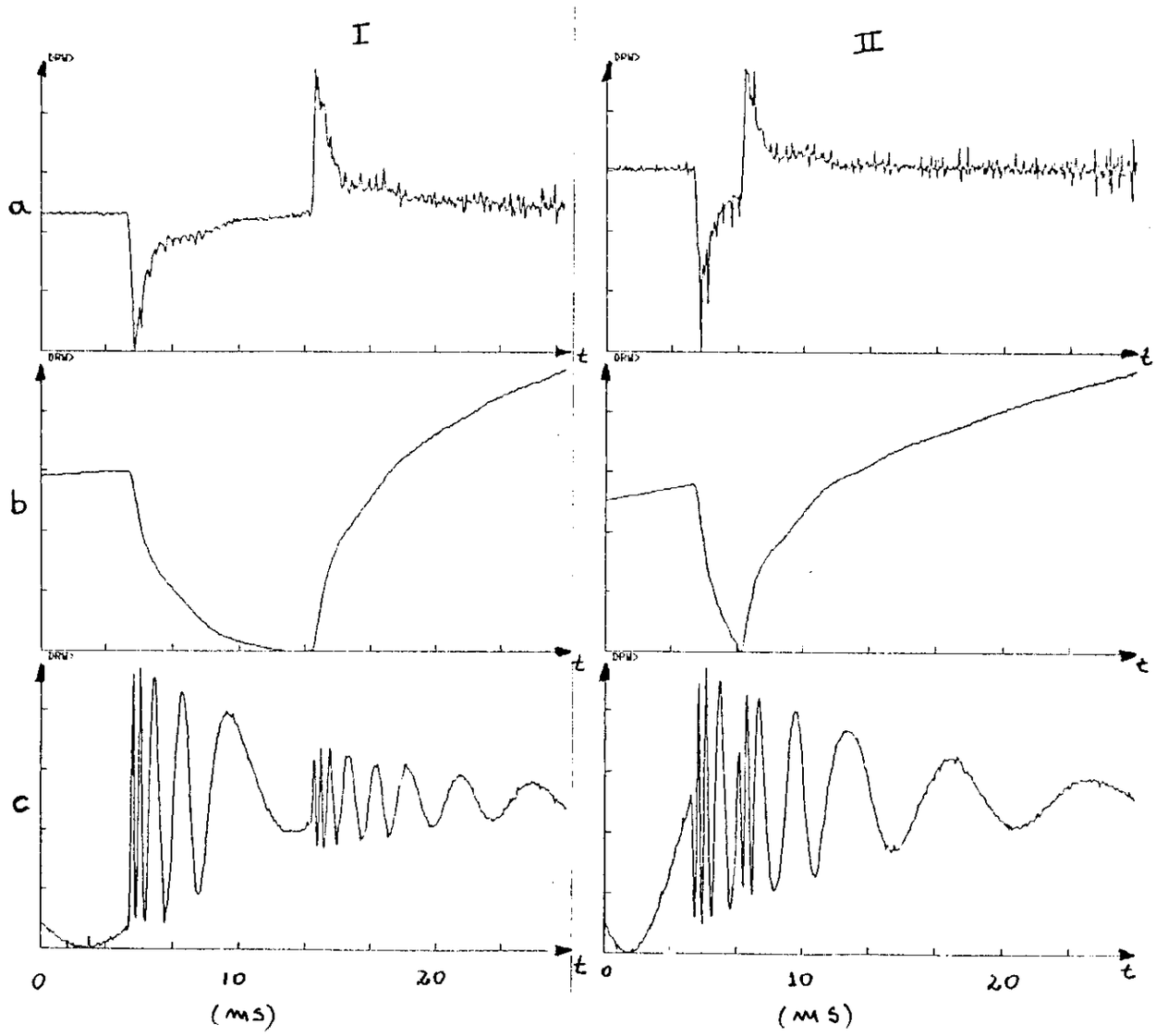


Fig. III-31 - Efeito das peças polares sobre o gradiente de seleção. Em II-a, temos uma condição que favorece a recuperação da coerência de fase dos spins parcialmente perdida durante a seleção de planos. A área sob a excursão negativa do gradiente é aproximadamente o dobro que a positiva.

O efeito das peças polares sobre os gradientes transversais impossibilita a utilização da técnica da transformada de Fourier Bidimensional discreta, como se pode observar das imagens tentativas da implementação dessa técnica (Cap. V). Apenas com a utilização de bobinas de gradiente mais afastadas das peças polares, e posteriormente um conjunto de bobinas de gradiente acoplado ao magneto supercondutor foi possível testar finalmente aquela técnica com sucesso.

A figura abaixo mostra o comportamento do novo conjunto de bobinas.

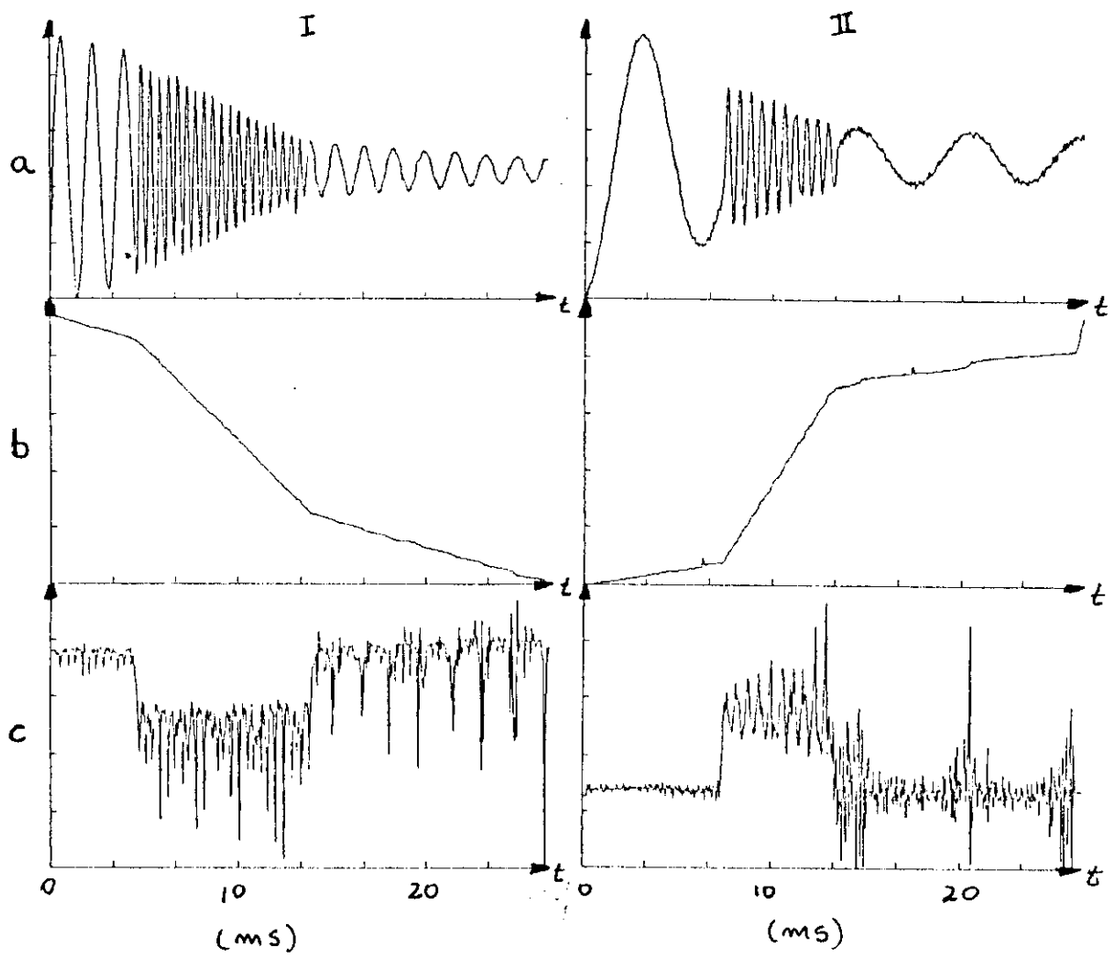


Fig. III-32 - Comportamento do novo sistema de bobinas construído de modo a ficar mais afastado das peças polares. Em a - sinal de RMN; em b - fase acumulada do sinal; em c - derivada da fase (~G(t)).

III.9 Sistema de aquisição, contrôle e processamento dos dados.

Queremos reforçar aqui uma observação feita no início deste capítulo, de que a arquitetura adotada deveu-se a fatores práticos, e por haver limitações quanto à capacidade de processamento e controle do sistema adotado, não a consideramos ideal. A arquitetura que propomos como ideal foi discutida na referência (48), e é apenas uma questão de tempo para que seja completamente adotada nesse sistema, pois alguns dos dispositivos estão em fase final de construção no momento em que esse trabalho é feito.

Quase todos os dispositivos que constituem o sistema de contrôle e aquisição foram objetos de trabalho de mestrado ou iniciação científica, nos grupos de instrumentação eletrônica e de ressonância magnética. Dentre eles, dispensamos uma atenção especial à CPU microLIE-RMN, que participa de nada menos que dois dos principais dispositivos.

Essa CPU foi desenvolvida com o propósito de ser um dispositivo básico de controle, compacto porém bastante versátil, onde pode-se ter software residente ou operar sob um sistema operacional como CP/M. E com base nessa CPU que foram desenvolvidos o processador microLIE que controla o experimento e o sistema de aquisição e promediação de transientes, que atua com os sinais de RMN gerados no receptor.

O gerador de eventos é um dispositivo baseado em lógica discreta, assim como os dispositivos que fazem interface com os periféricos, como a placa da entrada/saida (I/O), o controlador de disco virtual, etc. Os monitores de imagens I e II são projetos semelhantes (49) (50), este último porém contém modificações que simplificaram sua execução. O microcomputador PET, como mencionamos anteriormente, é usado apenas para gerar uma varredura de frequências no sintetizador de RF, quando se acopla o sistema, e além do minicomputador VAX 11/780 do departamento de Física é a única unidade de processamento não construida em nossos laboratórios.

III.9.1 O processador microLIE-RMN.

A foto abaixo mostra detalhes do sistema de aquisição e contrôle utilizado nos dois protótipos desenvolvidos.

Esse sistema tem como base o microprocessador Z80-A, operando a 4MHz com clock interno, ou podendo receber clock externo de 1, 2 ou 4MHz. Sua capacidade de memória é de 64 Kbytes de RAM dinâmica, acrescidos de 2 Kbytes de RAM estática e 4 Kbytes de EPROM. O espaço em EPROM e RAM estática faz parte de um banco dentre os vários que podem ser chaveados, e contém o software para inicialização do processador, além das rotinas básicas do sistema operacional CP/M e um versátil monitor. Esse sistema pode chavear internamente 2 bancos de memória de 64 Kbytes. Esse chavamento pode ser extendido externamente para um número infinito de bancos.

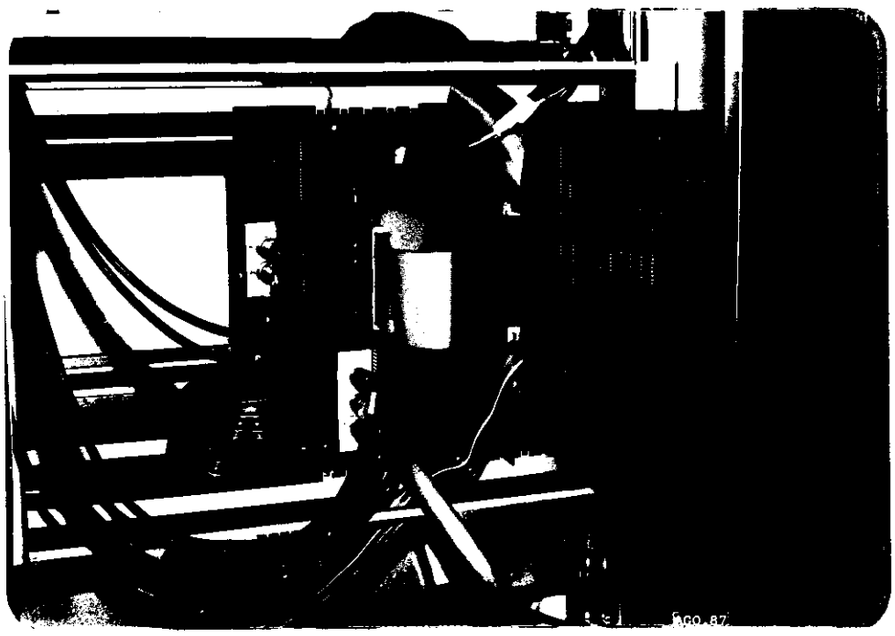


Fig. III-33 - Foto do sistema de contrôle e aquisição (painel traseiro).

A comunicação de dados é feita através de 3 linhas seriais (Padrão RS232-C), uma ligada ao VAX 11/780, uma à console do sistema e uma linha auxiliar. Dispõe também de uma linha paralela do tipo CENTRONICS, para conectar-se uma impressora ou um monitor de vídeo gráfico (monitor II), e de um "bus interface" para uma placa de entrada/saida (I/0).

Dentre os periféricos que dispõe esse processador, podemos destacar um co-processador aritmético AM-9511, operando em 2MHz. Esse co-processador é utilizado como acelarador de operaçẽs aritméticas no processamento das transformadas rápidas de FOURIER (Fast Fourier Transform, FFT), quando o sistema opera como anlisador de Fourier (uma característica já mencionada, e que discutiremos oportunamente).

Outro periférico é a placa de I/O, que dispõe de 3 conversores D/A de 8 bits, uma entrada para interrupção e 3 portas paralelas, com funções destinadas a: interface IEEE-448 (GPIB), para comunicação com sintetizador de RF; controle dos conversores D/A; comunicação com AVERAGER, outro periférico que será descrito mais adiante.

A entrada de interrupção está ligada ao canal do gerador de eventos destinado ao gradiente de codificação de fase. Sua função é desviar o fluxo da execução do programa a uma rotina que gera num dos conversores D/A da mesma placa o nível referente à amplitude do gradiente em questão. O número máximo de níveis distintos gerados é de 256, com valores máximos de tensão entre -5 e +5 volts. Este sinal, em conjunto com os dois outros sinais referentes aos dois gradientes, entram num atenuador, cuja função, dependendo do caso, é escolher largura do plano selecionado (amplitude de Gs), amplitude do gradiente de leitura, Gl, e campo de visão na direção da codificação de fase (amplitude de G_ϕ).

Um controlador para acionadores de disco 2793 é utilizado para se acoplar até 4 unidades de "Floppy diskette" de 5 1/4" ou 8", SSSD ou DSDD. Além disso, o sistema dispõe de uma placa de disco virtual (RAM DISK) com 512 K bytes de memória, expandível até 1M byte. Essa placa partilha com a placa de I/O do bus interface. Todas as unidades do disco fazem acesso à memória do processador através de pseudo-DMA.

Por último, temos uma placa controladora para uma unidade de disco rígido (Winchester de 10M byte).

III.9.2 Promediador de transientes (averager).

Esse periférico do processador descrito na secção anterior constitui o sistema de aquisição e pré-processamento dos sinais de RMN do receptor. Basicamente, é a mesma placa do CPU do microLIE-RMN dedicada à aquisição de dados. A constituição do espaço de memória é idêntico, exceto pela presença de rotinas do sistema operacional que não existe aqui. O acesso ao processador, neste caso, é feito unicamente através de um programa monitor em EPROM.

Para comunicação de dados, dispõe de uma linha serial RS232-C, onde atende ao monitor. Um porto paralelo (Z80-PIO) controla os dois conversores A/D de 12 bits, e outro análogo (8255) permite a comunicação paralela (8 bits de dados) com micro-LIE. Além disso, possui dois conversores D/A destinados a um monitor X-Y, que permite a visualização dos sinais adquiridos.

Algumas das características especiais que dispõe são:

a) Temporizador Z80-CTC, para determinação de intervalo entre aquisições (DWELL TIME).

b) Buffer de aquisição de tamanho variável (256, 512 ou 1024 pontos por canal, 2 canais)

c) Promediador: número de medias máximo igual a 128, com registro de 24 bits por palavra e método de acumulação contínua.

d) 2 conversores análogo/digitais AD574-JD (Analog Devices), com taxa de conversão de 48µS, resolução de 12 bits e técnica de aproximação sucessiva.

e) Trigger externo, lógica TTL

f) Modos de operação: aquisição automática mediante trigger; visualização de:

Sinal A e B

Sinal A e Média A

Sinal B e Média B

Média A e Média B

g) Plotter (~ 10 segundos por varredura).

III.9.3 Monitor I (ref. 49).

Este monitor foi o primeiro por nós utilizado para visualização de imagens. Juntamente com o monitor II, são projetos de terminais gráficos desenvolvidos nos laboratórios de Instrumentação Eletrônica e Ressonância Magnética.

O monitor pode ser dividido em terminal alfanumérico e terminal gráfico. O terminal alfanumérico dispõe de um processador 8085 operando a 6.144 MHz, com controlador de vídeo 8275 e comunica-se com o exterior através de uma interface serial RS232-C. O terminal gráfico conta com outro processador 8085 e utiliza sinais do 8275 e lógica discreta para gerar vídeo gráfico. O número de planos de imagens possíveis é 8, mas conta atualmente com apenas dois implementados fisicamente. Isso dá uma definição de apenas quatro níveis de cinza, o que nos leva a recorrer a um algoritmo de mapeamento por densidade de pontos, para obter 13 níveis de cinza não-absolutos. Esse procedimento resulta na redução da resolução de 256x512 pixels para 128x256, onde cada 4 pontos do mapeamento original são utilizados para

formar um novo pixel. A comunicação de dados do terminal gráfico com o exterior é feita via porto paralelo com terminal alfanumérico.

III.9.4 Monitor II (ref. 50).

A parte alfanumérica do monitor II é uma versão atualizada da anterior (monitor I), equivalente ao VT100 da Digital Equip. Corp., e utiliza um processador Z80-A a 4.0 MHz.

O terminal gráfico é semelhante ao do anterior, porém com 5 planos de imagens implementados fisicamente (32 níveis de cinza, absolutos, com resolução de 256x512 pixels). Na geração do sinal de vídeo gráfico, dispõe de 1 conversor D/A logarítmico, feito com componentes discretos, cujo objetivo é corrigir a curva de sensibilidade do olho humano. A comunicação de dados é feita através de interface paralela similar à do anterior entre terminal gráfico e alfanumérico, e interface paralela padrão "Centronics", para comunicação externa (com microLIE, como impressora).

III.9.5 Sincronismo com a rêde (60 Hz).

Como último ítem da descrição do Hardware do sistema, temos um gerador de pulsos síncrono com a frequência da rêde.

Em muitas experiências onde se utilizaram magnetos resistivos, um dos problemas era introduzido pela instabilidade do campo. Essa instabilidade resultava numa indefinição da frequência central de Larmor, de forma que se tornava impraticável fazer-se médias de vários sinais próximos da condição de ressonância. A flutuação de fase era tal que destruia completamente a média. Uma das componentes dessa flutuação, porém, era síncrona com a rede, e foi facilmente removida com a utilização de pulsos de inicialização das sequências (de spin-eco, por exemplo) que fossem também síncronos com a rede. O dispositivo utilizado foi um simples contador de décadas com saídas em fo, fo/2, fo/4, etc, onde fo é a frequência da rêde (60 Hz).

As saídas eram condicionadas para gerar pulsos estreitos com periodicidade múltipla de 1/fo.

----------X----------

CAPITULO IV
SOFTWARE

IV.1 Introdução.

Algumas das nossas principais contribuições neste trabalho residem na elaboração do software destinado ao contrôle do tomógrafo, pré e pós-processamento das imagens e programas de apoio que decorrem do desenvolvimento, e que acabam se tornando poderosas ferramentas de uso geral. Nosso intuito é tornar a técnica de tomografia por RMN transparente no que se refere tanto a hardware quanto a software, contrariamente ao que ocorre com as outras técnicas de obtenção de imagens, cujo desenvolvimento constitui principal fator de mérito das indústrias que o fazem. Por isso, ao se comprar um equipamento, o usuário, seja êle pesquisador ou não, não tem acesso ao processo de desenvolvimento e atualização do mesmo, ficando sujeito às tendências seguidas pelas indústrias e operando suas máquinas como "caixas pretas".

Os programas utilizados atualmente no tomógrafo, que desenvolvemos especificamente para RMN, foram elaborados em linguagem Fortran e Assembly do sistema VAX, sob VMS, e Assembly, Fortran, 'C' e Pascal, dos microprocessadores 8085 e Z80. Tratam-se de rotinas destinadas ao contrôle da interface entre o espectrômetro e o microcomputador, bem como para formatação de dados e processamento de Fast Fourier Transform (FFT) no sistema VAX e no microcomputador. O programa que controla o

espectrômetro (driver) no microprocessador, permite que se faça média do sinal adquirido por um sistema de aquisição de dados digital, um "transient recorder" Biomation, ou com a utilização de um sistema dedicado, construido especialmente para esse fim, que se comunica diretamente com o CPU do sistema de contrôle, e que foi descrito no cap. III deste trabalho. Este procedimento, no estágio atual do espectrômetro e no nível atual de desenvolvimento, permite um aumento de 16 vêzes na relação sinal/ruido original.

O sistema de contrôle já conta com duas rotinas básicas de aquisição e controle, relacionadas às duas principais técnicas de reconstrução, e uma rotina destinada a "service", que mantém o sistema de aquisição em operação continua para que se efetuem calibrações, testes, etc.. Uma peculiaridade deste sistema é um modo de operação (denominado "AUTO"), onde os sinais adquiridos são imediatamente processados por uma rotina de FFT residente no micro, permitindo a visualização do sinal e de sua transformada em um dispositivo de CRT. Esta operação é atualmente feita em aprox. 2 segundos (micro de 8 bits, transformada complexa de 256 pontos).

IV.2 Desenvolvimento do software de processamento.

Os programas em Fortran, escritos para o sistema VAX 11/780 sob VMS, ligam subrotinas em Fortran e Assembly, e envolvem a transferência dos dados promediados no microcomputador, processamento da imagem (backprojection e 2DFT), e manipulação adequada dos resultados.

Grande parte de todo o volume de software gerado no começo deste trabalho visava resolver ou contornar problemas introduzidos por instabilidade de campo no magneto que utilizamos no primeiro protótipo. Os problemas decorrentes da instabilidade de campo são flutuações de fase nos sinais adquiridos e consequentes flutuações da posição do centro da banda, em suas transformadas de Fourier. Ambos tem como resultado na imagem final (em ambas as técnicas de reconstrução) um efeito semelhante ao da desfocalização nas técnicas óticas (fotografia). Ambos os problemas foram solucionados com um processamento preparatório, de correção de fase e centralização da banda, com resultados satisfatorios para a técnica de backprojection. Após a implementação do controle de campo por estabilização direta de corrente, conseguiu-se uma maior estabilidade de campo, e esta correção de fase já não foi mais necessária. Atualmente, com a utilização de um magneto supercondutor essas correções são apenas necassárias em algumas técnicas de fluxo. Além disso, optamos atualmente por desenvolver software de aquisição e controle e de processamento que opere apenas com ECOS de Spin (veja apêndice); estes sinais mostraram ser mais imunes aos efeitos de instabilidade de campo que os FIDs.

O diagrama abaixo mostra a estrutura geral do software existente.

Os sinais digitalizados pelo sistema de aquisição podem ser analisados continuamente, no modo AUTO, fornecendo a cada 2 segundos uma transformada complexa de 256 pontos. Quando se adquire dados para obtenção de imagens, utiliza-se um dos programas de aquisição, conforme a técnica utilizada, BIFOUR ou BACK. Em qualquer dos casos, os dados ficam armazenados em disco na forma de uma matriz, que pode ser transferida ao VAX por uma rotina de mesmo nome. Para receber os dados via interface

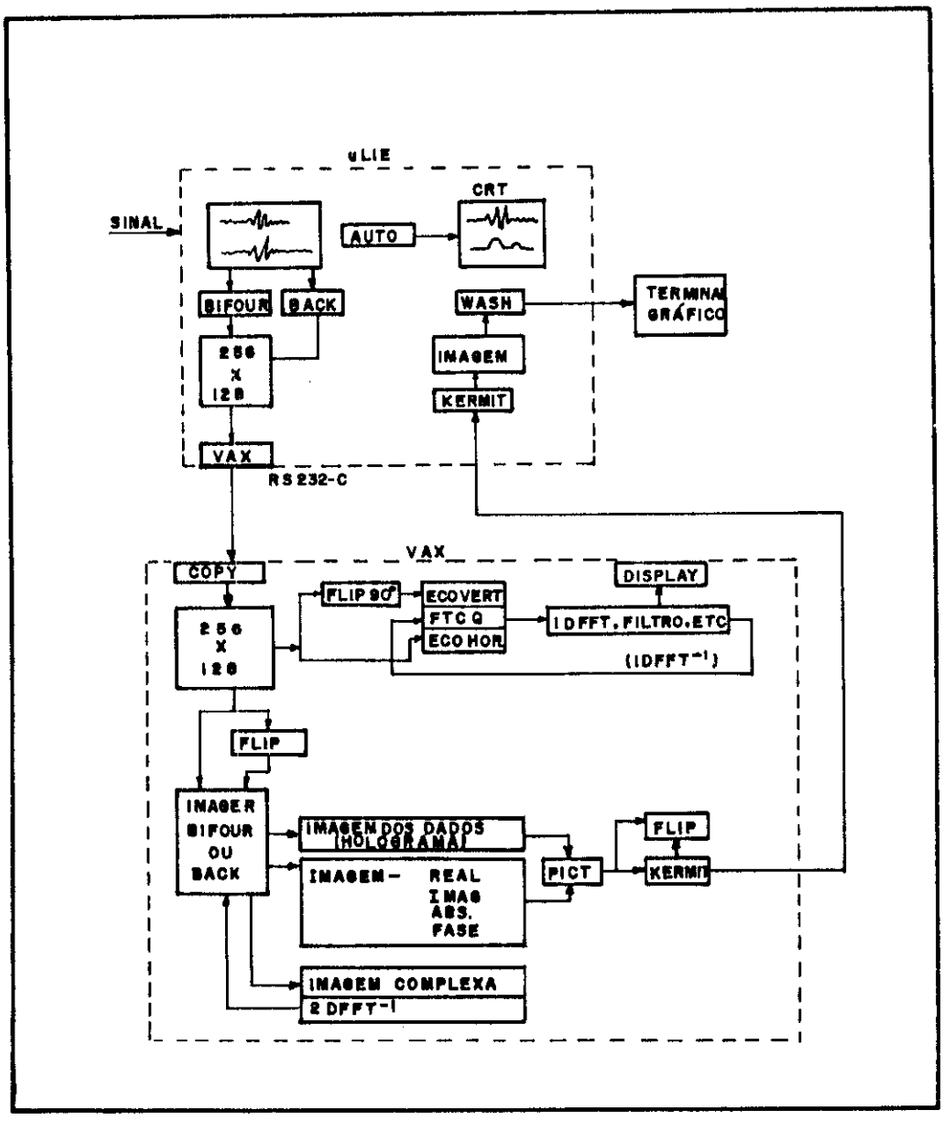


Fig. IV-1 - Estrutura geral do software existente, nos sistemas de contrôle (microLIE) e de processamento (VAX - 11/780).

serial, utiliza-se no VAX o COPY (do VMS, sistema operacional do VAX), e tem-se a matriz armazenada em disco. Neste ponto, duas opções são possíveis: se quisermos analisar eco por eco, seja na direção horizontal da matriz de dados ou na vertical (através da rotina FLIP de 90 graus), acionamos o programa FTCQ (interativo gráfico de FFT) (isso se faz quando se quer analisar um determinado eco do conjunto, para verificar a relação sinal/ruído, etc.); se quisermos processar a imagem, por 2DFFT ou backprojection, acionamos o programa IMAGER, que fornece uma saída dependendo do interêsse do usuário. Uma saída na forma de uma imagem complexa pode ser reentrada no IMAGER para ser antitransformada, se for necessário. As imagens, tanto as dos

dados de entrada (holograma do objeto analisado) quanto as processadas, são armazenadas em disco e posteriormente codificadas para o terminal gráfico pelo programa PICT. Nesse momento uma conexão através do utilitário KERMIT permite a transferência das imagens novamente ao micro, onde são armazenadas em disco. Para a visualização, utiliza-se no micro a rotina WASH, que permite uma interação com o terminal gráfico que atende como impressora (list device). A imagem processada fica finalmente disponível no monitor II, para análise. Todo esse processo dura aproximadamente 25 minutos, e está fortemente pesado pelas transferências entre processadores e entre esses e dispositivos de visualização. Na arquitetura proposta, consideramos indispensável o processamento local, com processador de grande porte, que fará com que esse tempo seja reduzido a segundos.

Os programas de aquisição e contrôle ('drivers') são dependentes dos sistemas de aquisição e contr ôle, mas os restantes podem ser transcritos para qualquer máquina que compile FORTRAN.

Estes últimos programas são baseados na estrutura dos dados fornecidos pelos 'drivers', e tanto os 'drivers' quanto os processadores de imagens e os simuladores e monitores mantêm compatibilidade. A interpretação do que contém um arquivo de dados fica dependendo da técnica: em convolução - retroprojeção, os dados são amostragens de uma função bidimensional ao longo de direções radiais, para diferentes orientações; em 2DFT, são amostragens daquela função em direções paralelas à abcissa, para diferentes ordenadas.

Todo o software gerado até aqui foi compilado (FORTRAN, exceto algumas partes dos 'drivers') em um VAX 11/780 sob VMS; nosso objetivo é transcrever os programas para um mini ou microcomputador (como o descrito neste trabalho) cuja função é estabelecer o controle do espectrômetro (tomógrafo) e também processar os dados adquiridos. Os detalhes do hardware e a arquitetura final estabelecida são discutidos neste trabalho (cap.III).

IV.2.1 Relação e descrição dos programas disponiveis atualmente.

1. COMPRESS.FOR;8 Utilizado para compressão de dados transferidos do micro, na gravação em disco, para economia de espaco.
2. CONVBACK.FOR;10 Geração de imagens por backprojection, para sistemas com pouca memoria fisica (interação com disco magnético).
3. CREPIC.FOR;3 Cria diversos padrões bidimensionais, para testes nos programas de reconstrução, filtros, etc..
4. FID.FOR;2 Simula uma experiência de 2DFT, gerando os sinais correspondentes aos FIDs para diferentes valores do gradiente de codificação de fase.
5. FIT.FOR;21 Ajuste de parâmetros por minimos quadrados não-linear.

6. FLIP.FOR;2 Gira uma imagem bidimensional de 0, 90, 180, 270 graus ou faz uma inversão especular.

7. FTC2.FOR;49 Programa interativo gráfico para testes com transformada de Fourier bidimensional.

8. FTCQ.FOR;21 Programa interativo gráfico para testes com transformada de Fourier unidimensional.

9. GETBIO.FOR;5 Programa para aquisição de dados, 'average' e formatação, na utilização do BIOMATION 8100 como "transient recorder".

10. GETPAR.FOR;4 Idem, para o SIGNAL AVERAGER PARC 4202.

11. GRAY.FOR;2 Gera padrão de cinza para testes e calibrações do sistema de visualização gráfica.

12. IMAGER.FOR;111 Programa otimizado para reconstrução de imagens por retroprojeção ou 2DFT, com processamento "in core".

13. INPLOT.FOR;5 Permite entrada de dados e visualização gráfica dos mesmos (gráfico a partir de dados do teclado ou arquivo).

14. ISOVT.FOR;1 Programa para visualização de imagens por contorno de sólido (hidden lines), com perspectiva de 120 graus e ângulo de visada ajustável (desenvolvido para o VT240 da DEC).

15. LIBFFT.FOR;2 Biblioteca com rotinas de vários algoritmos de FFT, para desenvolvimento de software.

16. LIBMIC.FOR;1 Biblioteca de rotinas desenvolvidas em Fortran e compilaveis no MicroLIE (FORTRAN 80).

17. LIBUSER.FOR;5 Biblioteca de rotinas utilizáveis em manejamento de dados, interação gráfica, controle do espectrômetro, etc..

18. PICT.FOR;50 Rotina para geração de padrão de mapeamento por densidade de pontos a partir de uma imagem; permite o acionamento direto do terminal grafico. A versão atual calcula os diversos planos da imagem a serem carregados no monitor II (secção III-9-4)

19. SELECT.FOR;3 Permite seleção de parte de uma função bidimensional, antes ou após o processamento (dados adquiridos ou imagem).

20. VT240.FOR;20 Permite interação com terminal grafico VT240 (DEC) através de um pacote de edição gráfica em LIBUSER.FOR.

O software desenvolvido para visualização gráfica de imagens permite, à custa de perda de resolução (aumentando o tamanho do pixel para quatro dos pontos realmente acessíveis), aumentar o número de níveis de intensidade, por um metodo de mapeamento por densidade de pontos (aproximação de meio tom), associado à variação de níveis nos pontos, para quatorze níveis de intensidade, incluindo intensidade nula. Uma versão do monitor que utiliza este método foi construída com cinco bancos de memória, o que permitiu aumentar para 32 os níveis reais de intensidade (com tela de 512x250 pixels), não sendo mais necessário o referido mapeamento.

Outros dispositivos de visualização são também utilizados, como mapeamento por densidade de caracteres em impressora de impacto, 'plot' da projeção de superficies tridimensionais em perspectiva de 120 graus (ISOVT), terminal com capacidade grafica orientada para desenho vetorial (VT240, DEC), conforme figuras e fotos abaixo.

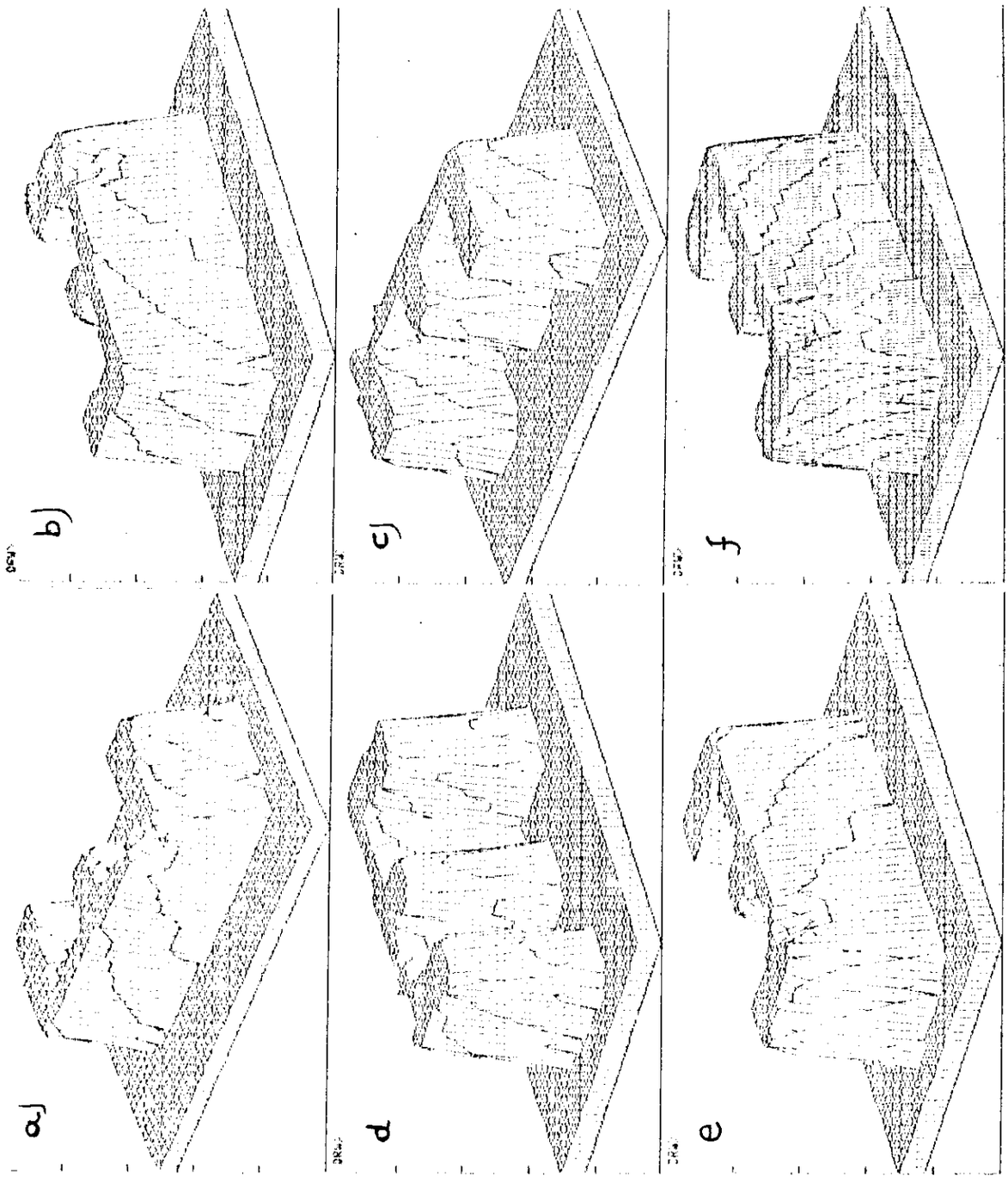


Fig. IV-2 - Resultados mostrados na forma de gráficos com perspectiva isométrica (ISOVT), com o efeito da utilização da rotina de rotação da imagem. Em a - imagem normal; em b, c, d - resultados da aplicação sucessiva re rotações de 90 graus (anti-horário); em e - imagem especular de d, e em f - o dobro da densidade gráfica.

Fig. IV-3 - Foto do sistema com o "E" na tela do terminal gráfico VT240 e a imagem de uma mão humana no monitor II.

CAPITULO V
APRESENTAÇÃO DOS RESULTADOS E CONCLUSÕES.

V.1 Introdução.

Este capitulo está destinado à apresentação dos principais resultados obtidos neste trabalho. Uma observação importante é que todas as imagens mostradas aqui não sofreram qualquer processamento adicional no sentido de melhorar contraste, suavizar ruido, enfim, são imagens totalmente "cruas", como saem do espectrômetro. O objetivo é mostrar numa sequência cronológica, os resultados obtidos nas diversas fases do trabalho, culminando com as imagens finais, como são obtidas atualmente.

V.2 Primeira fase: imagens de objetos prismáticos.

A primeira imagem efetivamente obtida na primeira versão de nosso sistema era uma reprodução do que foi relatado por Lauterbur em (1). A amostra consistia de dois tubinhos de vidro preenchidos com óleo mineral (NUJOL), em diferentes diâmetros (~ 2 e 3 mm) e diferentes alturas (~ 5 e 3 cm). Os dados foram obtidos mediante a rotação manual do conjunto de

tubinhos em aproximadamente 18 orientações diferentes, igualmente espaçadas entre 0 e 180 graus. Cada projeção foi obtida independentemente, feitas correções manuais de linha de base e de centro de rotação e processadas por um algoritmo de retroprojeção sugerido por Shepp e Logan em (20). Provavelmente o impacto e a emoção transferidos pela observação de dois borrões produzidos pela impressora de papel (que era o único dispositivo capaz de representar imagens naquele momento), tenham sido os impulsores no sentido de nos aprofundarmos no desenvolvimento da técnica de obtenção de imagens. Já não dispomos de cópias daquela imagem, mas os resultados obtidos até agora evidenciam sua importância.

Algum tempo depois implementamos um sistema capaz de girar automaticamente o suporte de amostras, com o auxilio de um motor de passos, acionado por um microcomputador (Superboard 600, OHIO Scientifics), que fazia também o papel de controlador do sistema de aquisição (um signal averager PARC 4203) e gerava, através da varredura da tela de um osciloscópio, uma réplica da imagem processada, armazenada em RAM. Um resultado típico dos que eram obtidos pode ser visto na foto 1, que contém a imagem de um tubo de secção quadrada (tubo de amostras de um espectrofotômetro Beckman, de 1 centímetro quadrado de secção transversal). A imagem foi obtida de 18 projeções com 8 médias cada, e de cada sinal transformado (transformada complexa de 1024 pontos com 1024 zeros acrescentados para interpolação) foram aproveitados 41 pontos referentes à região vizinha ao centro de rotação. A resolução do sistema de aquisição de dados era de 9 bits por palavra de dados, com média por acumulação sucessiva em registro de 24 bits (PARC 4203), mas apenas 8 níveis de cinza eram observáveis na tela do osciloscópio.

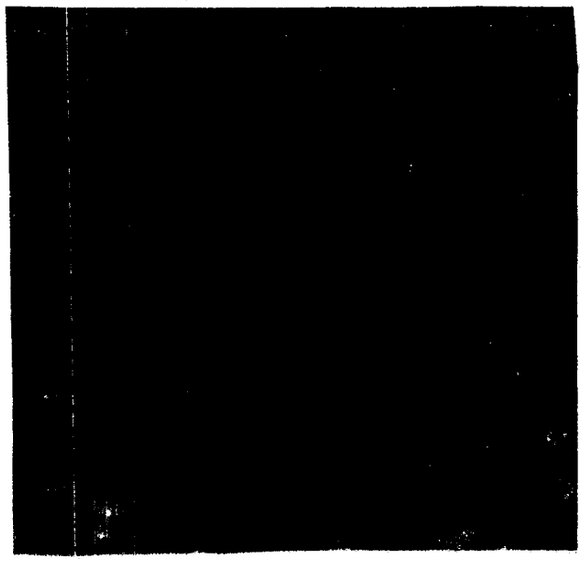


Fig. V-1 - Foto da imagem do tubo de secção quadrada do espectrofotômetro BECKMAN.

Posteriormente o sistema de aquisição foi substituido por um "transient recorder" BIOMATION 8100, mais rápido, porém com menor resolução (8 bits), mas permitia uma taxa maior de transferência de dados ao micro controlador. A partir daí, com uma melhora significativa na relação sinal/ruido e uma maior eficiência na transferência de dados, foram obtidas as primeiras imagens de material orgânico. As amostras utilizadas foram de secções de quiabo de aproximadamente 5 mm de espessura, e o motivo da escolha foi a grande simetria axial apresentada por esse legume. A primeira imagem obtida nessas condições foi ainda observada com o sistema de varredura do osciloscópio, mas nessa época já comoçávamos a instalar o primeiro terminal gráfico (monitor I). As imagens observadas nas fotos abaixo constituem um exemplo dos resultados nesse estágio.

Fig. V-2 - Foto do primeiro quiabo no osciloscópio. A foto mostra também as proporções das estruturas do quiabo, em um corte.

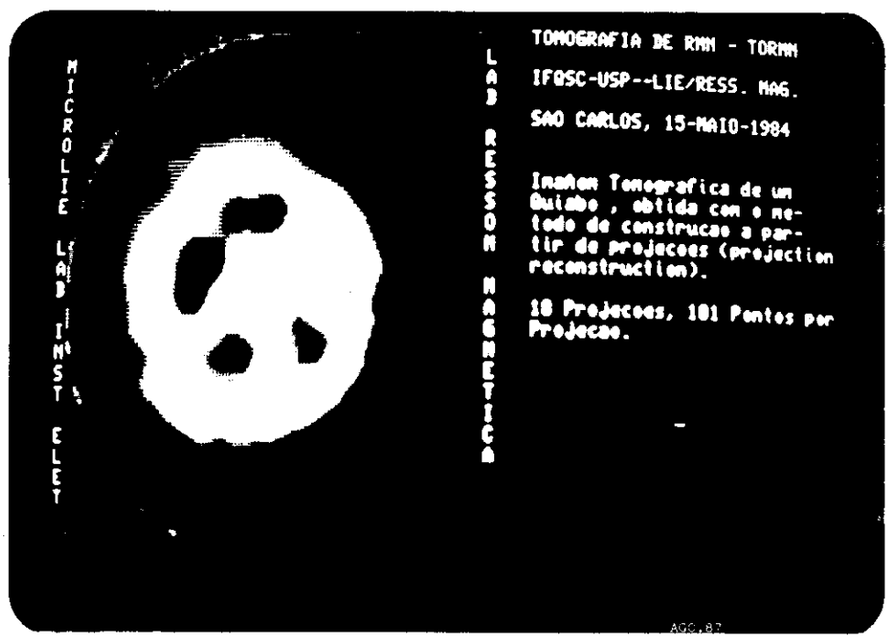


Fig. V-3 - Foto da imagem anterior do primeiro quiabo no monitor I.

Na figura V-3, podemos observar um contorno brilhante em forma de semi-circulo, envolvendo a imagem. Esse efeito é

BIBLIOTECA DO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS - USP
FÍSICA

produzido por um tubinho de guia de pequeno diâmetro, preenchido com oleo mineral, e que permitia um contrôle do posicionamento do centro de rotação da projeção obtida, para o correto processamento de retroprojeção. Esse procedimento era necessário pelo fato que o campo magnético produzido pelo magneto resistivo variava no decorrer da experiência. Nessa época eram processados apenas os FIDs, e o receptor de RMN dispunha de apenas um canal de demodulação, exigindo que aquêles FIDs fossem observados fora da ressonância de uma quantidade igual (ou maior) que a metade das larguras de banda relacionadas às projeções. Com a flutuação do campo, a condição de ressonância mudava, mudando assim a posição relativa da projeção. Como o perfil das projeções mudava a cada ângulo de observação, ficava difícil estabelecer os limites corretos das mesmas, bem como a posição do centro de rotação. Com a inclusão do tubinho de guia, obtivemos então um pico de referência que determinava o limite (esquerdo ou direito) do dominio da projeção. Mesmo assim, um erro da ordem do intervalo entre os pontos subsequentes na projeção podia ser cometido na determinação do centro de rotação, introduzindo um efeito de embotamento e a consequente perda de resolução observada nas imagens. Um outro exemplo das imagens prismáticas obtidas (fotos abaixo), agora com a frequência de RF mudada para 21 MHz (nas anteriores o campo era variado em torno de 2 Kgauss, com frequência por volta de 7.5 MHz),
e com o atual sistema de aquisição (descrito no cap. III). O objeto analisado foi um "phantom" em forma de "E", com 13 mm de altura, 8 mm de largura e espessura do 'traço' de 3 mm. O número de projeções foi aumentado para 120, com 256 pontos e 9 médias por projeção: resultado imediato da automatização do sistema de aquisição de dados.

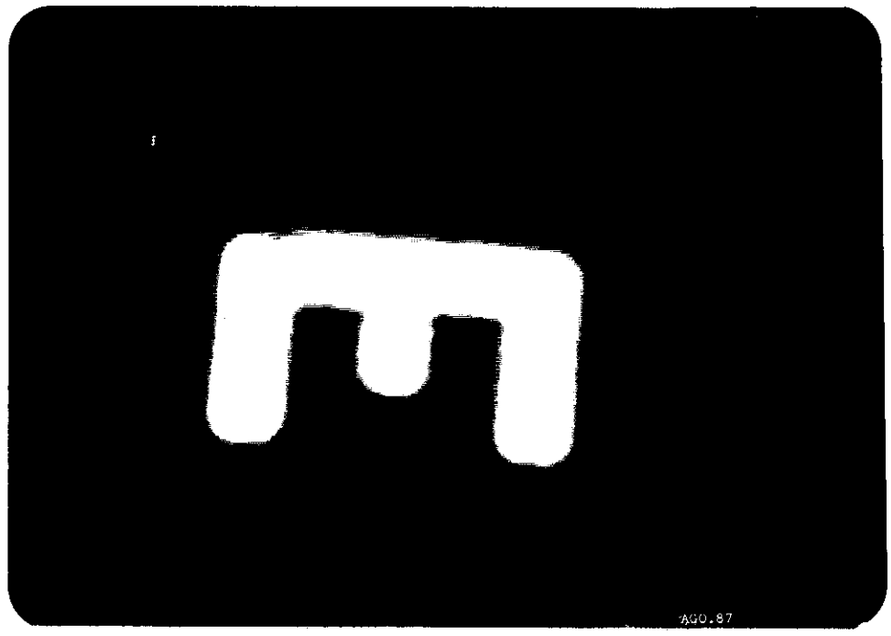


Fig. V-4 - Foto da imagem de um "phantom" em forma de "E", preenchido com óleo mineral ou solução de sulfato de cobre. Detalhes no texto.

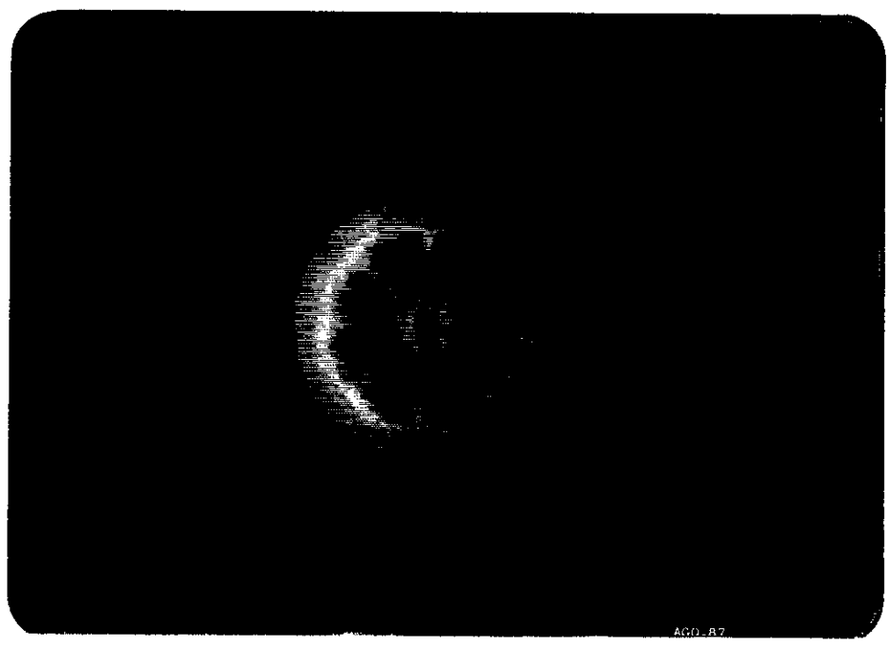


Fig. V-5 - Na mesma fase, foto da imagem da secção transversal de um limão com ~5 mm de espessura.

V.3 Segunda fase: primeiras imagens tomográficas.

As primeiras tentativas de se obter imagens tomográficas ou pela técnica de 2DFT (ambas envolvendo a aplicação de mais que um gradiente de campo) não tiveram sucesso devido ao problema com o sistema de gradientes discutido no capítulo III. Como mencionamos, o gradiente Gz foi o menos afetado pela presença das peças polares: os outros, porém, como Gy, introduziam um efeito de ondulação como o observado na figura abaixo.

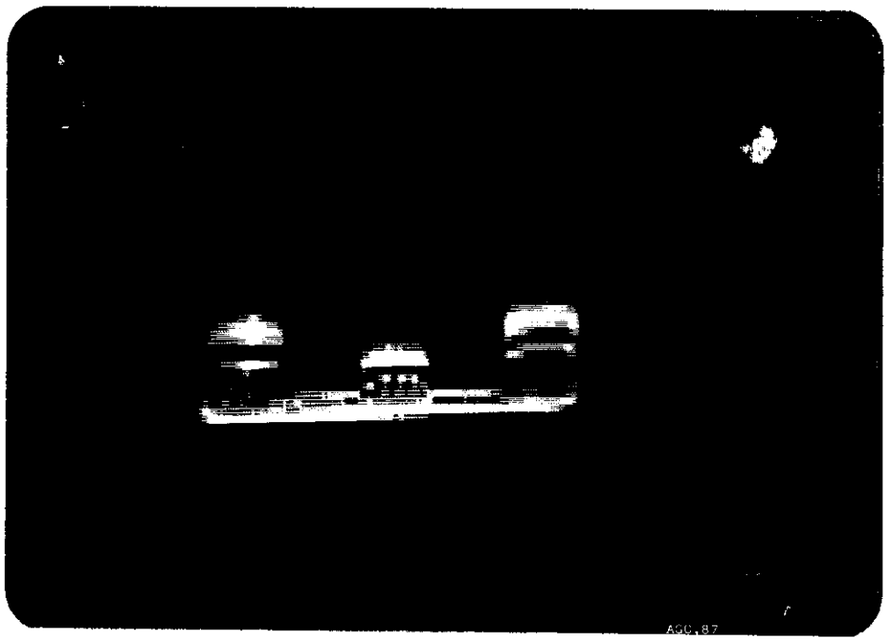


Fig. V-6 - Primeira tentativa de se fazer imagens utilizando a técnica de 2DFT, com bobinas de gradiente próximas das peças polares. Note-se o efeito de ondulação na intensidade da imagem na direção de codificação de fase (vertical, na foto, Gy).

Na direção da altura do "E" foi aplicado o gradiente Gz (leitura), e na direção de sua largura o gradiente Gy (codificação de fase). Esse último apresentou um efeito de 'saturação', ou seja, aumentava até um certo valor de corrente pulsada em suas bobinas e aí se mantinha mesmo com valores de corrente quatro vêzes maior. Esse comportamento pode ser observado nas figuras III30 e III31 (do capítulo III).

As primeiras imagens verdadeiramente tomográficas foram obtidas com a técnica de backprojection e o sistema de bobinas de gradiente original (gradiente Gz como leitura, aplicado constantemente, e Gx como gradiente de seleção, aproveitando sua peculiar excursão negativa para produzir refocalização do sinal). Um objeto "tridimensional" foi construído com a superposição de três objetos planos com 1 cm de altura (como o "E") mostrados na foto abaixo.

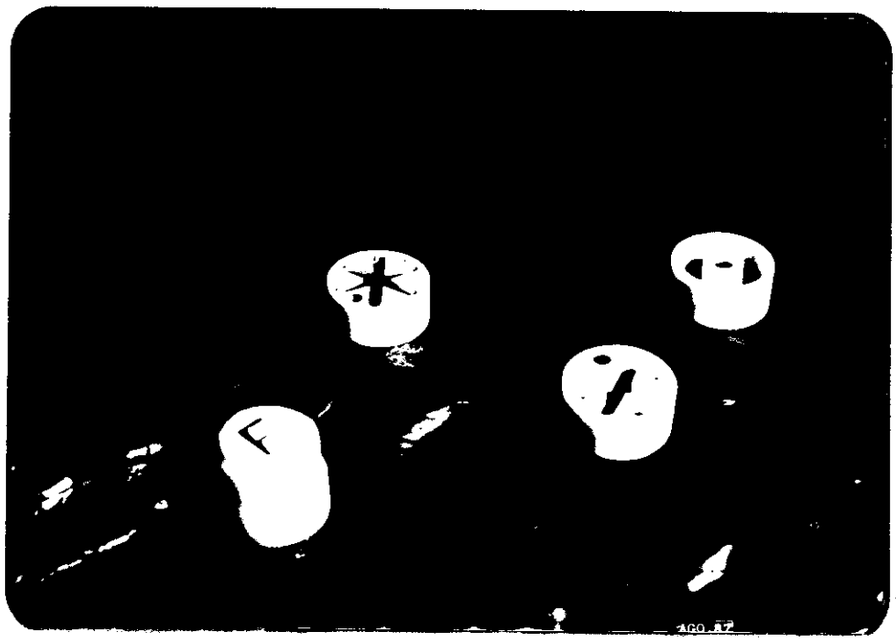


Fig. V-7 - "Phantoms" prismáticos utilizados nas experiências com imagens (preenchidos com solução de sulfato de cobre).

O máximo valor de gradiente Gx obtido (conforme (28)) foi de 0.22 gauss/cm, e permitiu a seleção de planos com espessura de 0.9 com, quando aplicados em conjunto com um pulso de RF seletivo de 3.2 s de duração. Para selecionar os diferentes planos da amostra (ao longo de Gx), a frequência era deslocada da ressonância de +1.1 KHz (plano superior) e -1.1 KHz (plano inferior). As fotos abaixo mostram os resultados da seleção de planos obtida por T. J. Bonagamba em (28).
O número de projeções obtidas foi de 60, entre 0 e 360 graus (foi

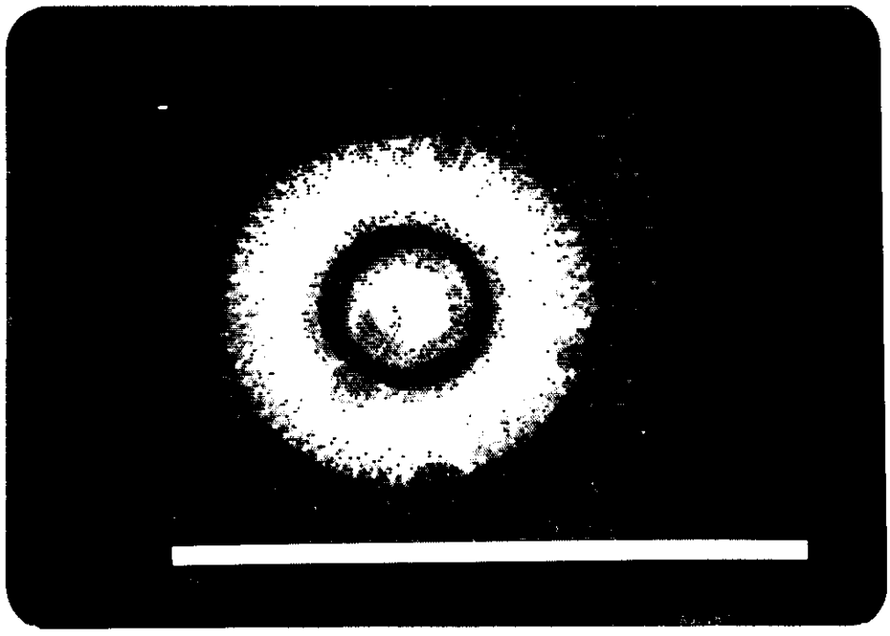


Fig. V-8-a - Primeiras imagens verdadeiramente tomográficas (backproj.): circulos - parte lateral do objeto (+1.1 KHz afastada do centro - ressonância).

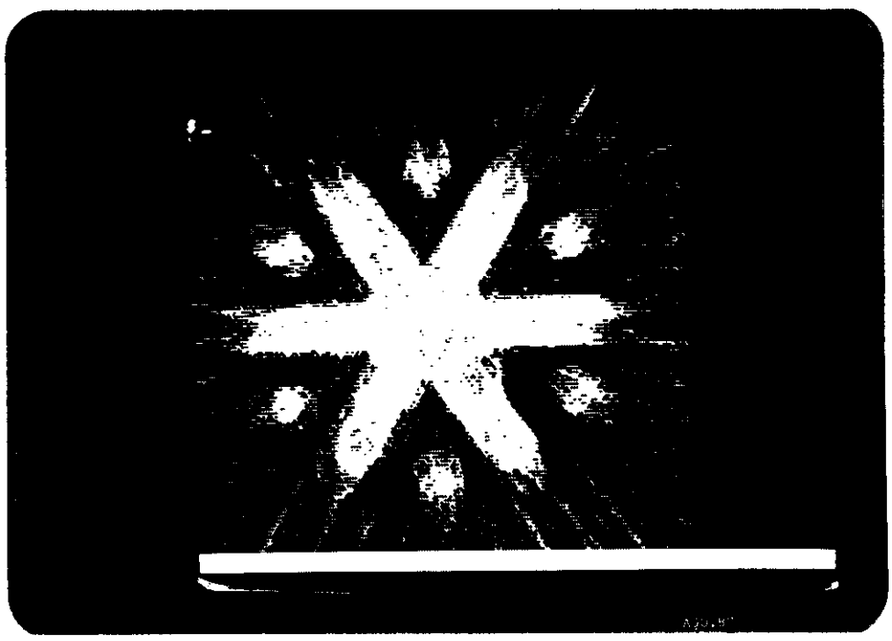


Fig. V-8-b - Primeiras imagens verdadeiramente tomográficas (backproj.): asterisco - parte central do objeto (ressonância).

BIBLIOTECA DO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS - USP
FÍSICA

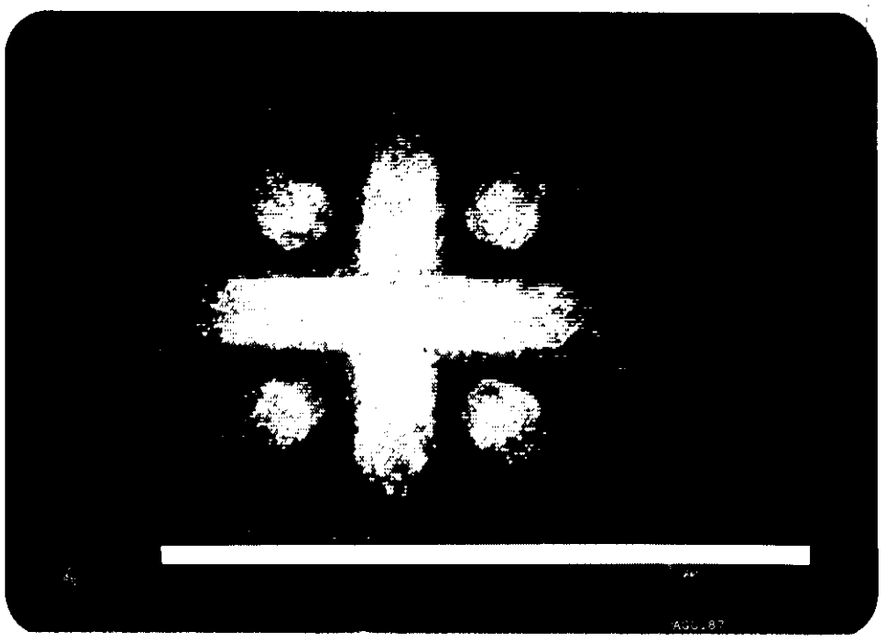


Fig. V-8-c - Primeiras imagens verdadeiramente tomográficas (backproj.): cruz - parte lateral do objeto (-1.1 MHz afastada do centro - ressonância).

utilizado um recurso de sobreexposição de imagens fazendo-se a retroprojeção entre 0 e 360 graus; o efeito é o de minimizar os "artifacts" introduzidos pela indeterminação do centro de rotação, somando-se as projeções adquiridas com diferença de 180 graus, com perda sensível da resolução). O número de médias em cada projeção foi de 16.

Com o intuito de minimizar o efeito das peças polares sobre os gradientes, foi desenvolvido um novo conjunto de bobinas de gradiente, posicionadas mais afastadas das peças, e tendo como compromisso a redução do volume útil onde se pode ter gradiente constante para um volume esférico de aprox. 1 cm de raio. Isso limitou bastante o volume das amostras analisadas, porém permitiu que obtivéssemos os primeiros bons resultados com seleção de planos e com a técnica de 2DFT. Um dos conjuntos de bobinas de gradiente (Gx) foi construído dentro do cabeçote mostrado na fig. III-20 (do cap. III), e o outro (Gy) fora do mesmo, mas afastado das peças polares. Com esse sistema, foram obtidas as imagens mostradas nas fotos a seguir.

Fig. V-9 - Primeiras imagens tomográficas (2DFT), utilizando-se bobinas de gradiente afastadas das peças polares. Um quiabo - plano selecionado aprox. 5 mm de espessura (128x256 pixels).

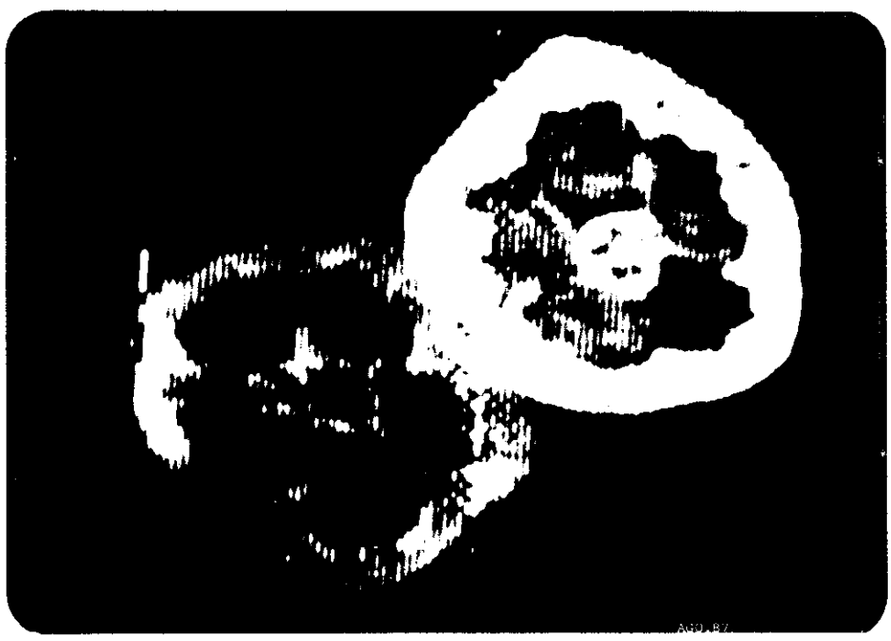


Fig. V-10 - Primeiras imagens tomográficas (2DFT), utilizando-se bobinas de gradiente afastadas das peças polares. Dois quiabos - plano selecionado aprox. 8 mm de espessura (128x256 pixels).

Essas imagens concluem a segunda fase, onde foi utilizado o sistema baseado no magneto resistivo (VARIAN) e o

conjunto de bobinas de gradiente por nós desenvolvido.

V.4 Terceira fase: utilização do magneto supercondutor.

Com a instalação do magneto supercondutor de 2.0 tesla (85310-HR, OXFORD Inst.) desenvolvemos o equipamento necessário para operar em 85 MHz (modulação, recepção etc.). O sistema de aquisição e processamento de dados foi simplesmente transladado para operar com o novo magneto, e menos que um mês depois da instalação foi obtida a primeira imagem com o nôvo sistema (foto abaixo).

Fig. V-11 - Primeira imagem com o sistema acoplado ao magneto supercondutor. Corte transversal da mão do autor, de aprox. 8 mm de espessura. Imagem obtida com a técnica de 2DFT com 128x256 pixels (monitor I).

A imagem é um corte transversal da mão do autor, com 1 cm de espessura, obtida com 128 ecos de 256 pontos (4 médias). A técnica foi a de 2DFT, e a imagem está representada num reticulado de 512 por 250 pontos, com 4 pontos por pixel (aproximação de meio tom, monitor I). Nesse momento observamos que a imagem continha muito mais informação que a que o terminal gráfico podia representar. Passamos a utilizar o outro terminal desenvolvido, com 16 níveis absolutos de cinza, e as imagens nesse estágio podem ser observadas nas fotos que seguem.

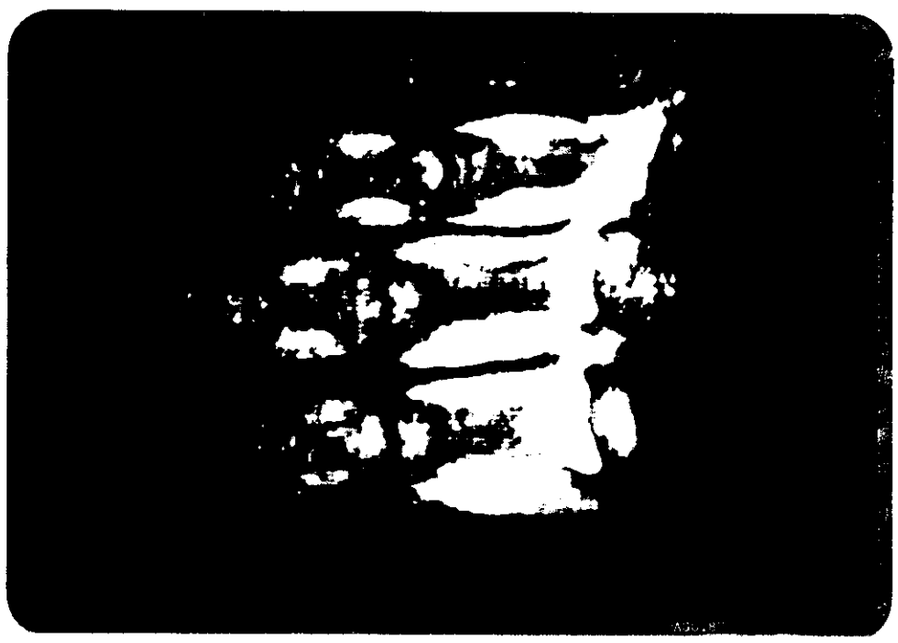


Fig. V-12 - Extremidade da mão de um voluntário.

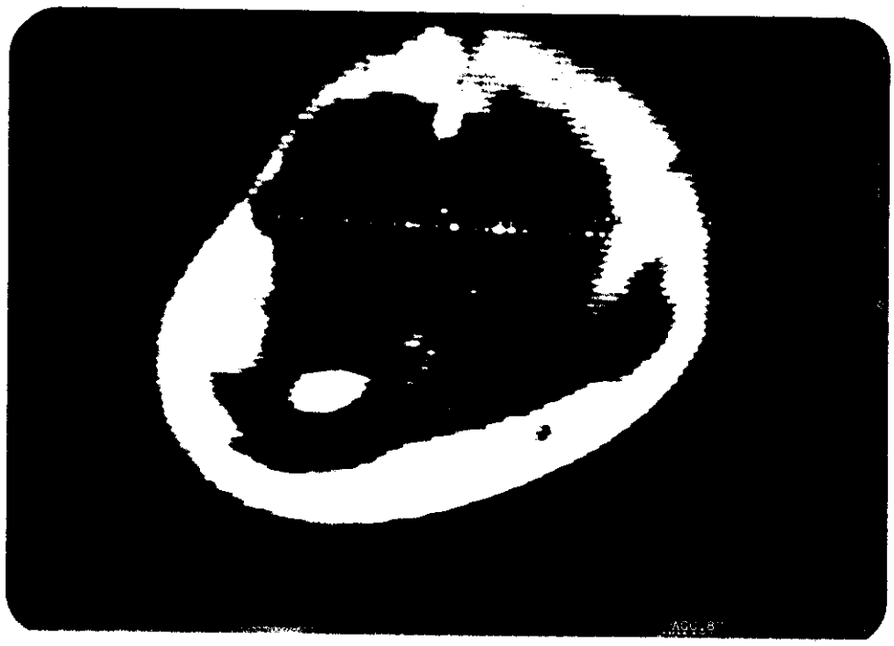


Fig. V-13 - Corte transversal do antebraço de um garoto de 12 anos. Pode-se identificar, entre outras estruturas, a medula do rádio e a veia cefálica, na parte brilhante inferior (gordura subcutânea).

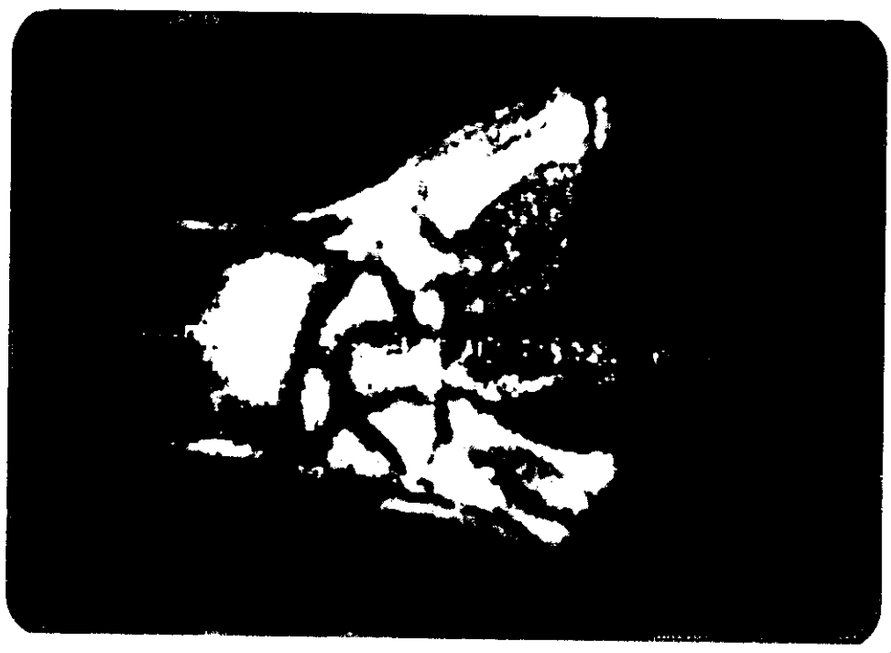


Fig. V-14 - Corte transversal da mão do autor. Notem-se os ossos da mão, a extremidade dos ossos do antebraço (dir.) e o polegar (abaixo). Pelo fato da mão estar na forma de arco, e a espessura do plano ser de aprox. 5 mm, os ossos dos dedos indicador, médio e anular não aparecem, apenas os músculos.

a)

b)

Fig. V-15 - Demonstra-se aqui que a resolução na imagem pode ser muito maior que o que permite o monitor gráfico II. Em a imagem processada sem filtragem; em b - utilizou-se uma filtragem para apodização do sinal bidimensional de tal forma que a PSF ficou alargada para 4% do domínio da imagem (largura de 0.4 mm).

Um efeito que aparece na maioria das fotos anteriores na forma de uma linha ou região estreita próxima da origem do referencial da imagem (centro da tela), é devido à inadequação do tratamento dos sinais antes de se proceder a transformada de Fourier bidimensional. Cada sinal transiente registrado é encarado pelo algoritmo de DFT como um período de uma função periódica, cujas extremidades devem se ligar sem descontinuidade, caso contrário surgirão têrmos na transformada com frequências próximas de zero (com período aprox. igual ao do sinal). Isso requereu um procedimento de apodização, implementado atualmente, cujos resultados podem ser verificados nas duas fotos subsequentes. A função de apodização utilizada inicialmente foi uma gaussiana, que define no espaço da imagem uma PSF igual à transformada de sua largura introduzindo uma pequena perda de resolução quando se têm sinais com efeitos de descontinuidade mais rebeldes.

V.5 Conclusões.

As duas versões de tomógrafo construídas apresentaram resultados excelentes, comparáveis aos produzidos por alguns equipamentos comerciais. Consideramos que o objetivo de implementar as técnicas de obtenção de imagens por RMN foi cumprido, tanto no que se refere ao equipamento e software desenvolvidos quanto à formação de pessoal qualificado para efetuar futuros desenvolvimentos. Apesar da arquitetura atualmente adotada não ser considerada ideal, o nível de conhecimento alcançado permite que se façam a qualquer momento as

modificações necessárias, desde que haja disponibilidade de recursos. O software desenvolvido pode ser facilmente transcrito para qualquer computador que opere com as linguagens de FORTRAN, PASCAL ou C, e constituem material fundamental mesmo para o desenvolvimento de técnicas de obtenção de imagens semelhantes à de RMN.

As dificuldades surgidas foram resolvidas de maneira bastante satisfatória, e dentre elas podemos destacar:

- infraestrutura para elaboração de hardware e software

O laboratório de Ressonância Magnética dispunha, no início dêste trabalho, de uma infraestrutura precária para elaboração de hardware e software necessários ao desenvolvimento de um equipamento com tal sofisticação. Desenvolveram-se desde então setores do laboratório destinados à construção, manutenção e testes de equipamento de eletrônica digital e analógica (computadores, periféricos, equipamentos de contrôle). Ao mesmo tempo foram-se juntando as partes do software desenvolvido especificamente para contrôle, processamento e visualização de imagens, e que constitui hoje uma biblioteca de rotinas disponível através de uma publicação paralela a este trabalho.

- material bibliográfico -

Este constitui-se um dos principais problemas, pelo fato de que as informações técnicas, concernentes à implementação das técnicas de obtenção de imagens são reservadas às empresas comerciais que desenvolvem tomógrafos para uso clínico. Dispunhamos apenas das descrições gerais das técnicas (com detalhes apenas do desenvolvimento teórico, salvo algumas excessões) e relatos de resultados de aplicação. Mesmo assim dispomos agora de uma fonte de consulta em todos os assuntos

dessa área, que já em 1986 contava com mais de 350 titulos de trabalhos.

- contrôle e estabilidade de campos magnéticos - geração dos gradientes e avaliação das formas de pulso -

O maior volume de experiência adquirido com esse trabalho deu-se no desenvolvimento do primeiro protótipo. Um problema crucial, que repercute por todos os estágios da obtenção de imagens, desde a aquisição de dados até o processamento final é a estabilidade do campo magnético estático. Igualmente difícil foi a construção de um sistema para a geração de gradientes de campo magnetico dependentes do tempo. Para se avaliar a atuação deste sistema houve a necessidade de se projetar um espectrômetro de RMNp especial para esse fim, com detalhes na elaboração do software que caracterizam um equipamento capaz de fornecer a dependência temporal dos campos magnéticos aplicados. Os resultados desse desenvolvimento estão bem claros na secção V.3 .

- elaboração do software -

Pelo mesmo motivo citado anteriormente, houve a necessidade de se desenvolver todo o software praticamente do nada. Hoje contamos, além do pacote desenvolvido destinado à aquisição, processamento e visualização de imagens, com uma enorme variedade de programas desenvolvidos para testes envolvendo FFT, simulações do comportamento do sistema de spins, sintetização de imagens etc..

Como contribuição original, destacamos a implementação da técnica de Tomografia por RMN no país, onde podemos garantir o dominio total tanto teórico quanto experimental, em hardware e software de: RF, contrôle, processamento e visualização de imagens. O dominio assim adquirido permite-nos trabalhar na fronteira de pesquisa nessa área, como aplicações à biologia,

espectroscopia de RMNp em sólidos, CP/MAS e alta resolução, técnicas de fluxo, microimagens em sólidos etc..

Os trabalhos que decorrem numa sequência natural dêste já estão sendo desenvolvidos, como a pesquisa de novos modelos de ressoadores, pesquisa do efeito de fluxo nas imagens, efeito dos meios de contraste etc.. Uma nova linha de trabalho já começa a despontar, com as técnicas de espectroscopia de alta resolução e espectroscopia de sólidos. Nosso interêsse futuro reside também em implementar e continuar desenvolvendo técnicas de aquisição rápida, como as MEPI e SEPI.

----------X----------

APENDICE I

I.1 Introdução

Vamos fazer agora uma suposição razoável, que nos permitirá discutir um problema que decorre da relação sinal/ruido na aquisição de dados. A relação sinal/ruido nas extremidades do eco é normalmente baixa o suficiente para que uma indeterminação do começo e do fim do eco não afete a resolução do experimento (determinada pelo ruido, onde tmax é bem maior que o necessário). Isso equivale a dizer que um ciclo completo do sinal (ECO) foi adquirido, em quaisquer das situações abaixo.

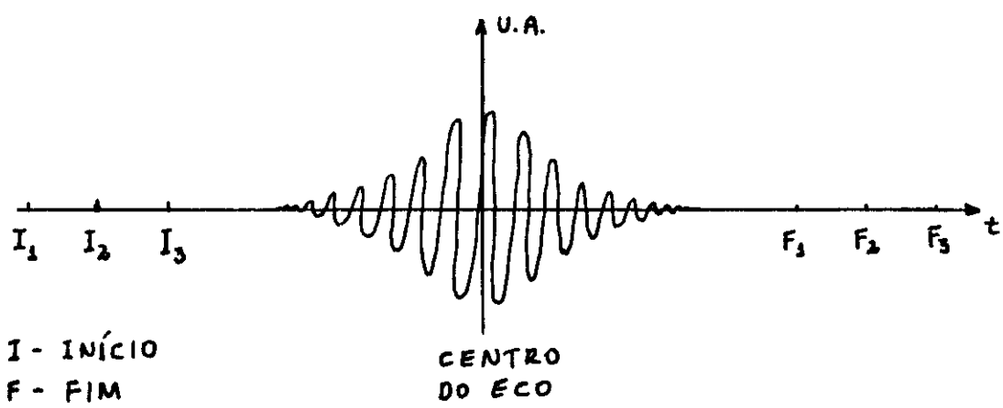


Fig. AI-1 - PODE-SE ADQUIRIR O ECO EM QUALQUER DAS COMBINAÇÕES DE INICIO E FIM, DESDE QUE SUAS EXTREMIDADES ESTEJAM AFETADAS PELO RUÍDO.

Como o programa que faz FFT entende que o vetor fornecido como entrada representa um ciclo da função a ser transformada, o procedimento acima consiste simplesmente em manter arbitrária a representação do referido ciclo. Essa

arbritrariedade, apesar de causar implicações quanto à natureza das partes real e imaginária da transformada, ñ muda, contudo, seu módulo. Como nos interessa apenas o módulo da transformada, (no caso do ECO, e em alguns casos particulares, do FID), basta apenas definir o começo da aquisição num instante em que o gradiente de campo Gl, de leitura, já tenha evoluido para uma condição estacionária, e o fim do periodo de aquisição será determinado pela relação S/N na cauda posterior do ECO.

Essas últimas afirmações serão demonstradas a seguir.

Num experimento de imagens por RMN, o objetivo final é o espectro de absorção/emissão de RF da amostra.

Pensando em termos do espectro de potência emitida: uma amostra linear (L) sujeita a um campo magnético estático Ho e a um gradiente de campo superposto ao mesmo G, na direção do compriento da amostra, após um pulso de Rf de $\pi/2$ terá frequências de emissão de RF discriminadas pelo gradiente, da forma

$$w = \gamma G.l + w_o \qquad -L/2 < l < L/2 \qquad 1$$

Se o gradiente de campo é grande o suficiente para permitir que se despreze as interações entre spins (largura de banda determinada pelo gradiente >> largura de banda determinada por T2), o espectro de potência será proporcional à densidade de magnetização da amostra,

$$P(w) \sim M(w=\gamma Gl) \qquad 2$$

Essa função é real e positiva ($|P(w)| = P(w)$), já que indica a quantidade de uma determinada espécie atômica ressoando numa frequência w (exceto em algumas técnicas, como inversão/recuperação, em que há a possibilidade de parte da amostra ter a magnetização com polaridade invertida do restante).

Algumas considerações podem ser feitas quanto à sua transformada de Fourier S(t). A parte real de S(t) será simétrica e a parte imaginária antissimétrica (impar).

$$S(t) = \mathcal{F}\{P(w)\} \Rightarrow S(t)\, e^{iw_o t} = \mathcal{F}\{P(w - w_o)\} \qquad 3$$

onde wo é a frequência de ressonância dos spins sujeitos a gradiente zero.

A relação entre S(t) e P(w) só pode existir se S(t) é conhecido para todos os tempos $-\infty \leqslant t \leqslant \infty$, ou, menos rigorosamente, $-T(S/N) \leqslant t \leqslant T(S/N)$, onde T(S/N) é o tempo após o qual o sinal S(t) não é recuperável do ruído (neste caso, a forma caracteristica de S(t) é a de um eco de spins).

Se é possivel obter-se um eco nessas condições, o objetivo final é conseguido mediante a transformada de Fourier de S(t), com origem em t=0, que leva à função P(w) esperada. Caso a transformada é feita tomando a origem em t=-T(S/N), teremos

$$P'(w-w_o) = \mathcal{F}\{S(\ t-T(S/N)\ )\}\, e^{iw_o(\ t-T(S/N)\ )} ,$$

$$= P(w-w_o)\ e^{-iwT(S/N)} \qquad 4$$

ou seja, a mesma função P(w-wo) com componentes de frequências w deslocadas de uma fase exp(-iwT(S/N)).

Como o módulo da transformada é mantido mediante um deslocamento da origem no espaço recíproco, a função P(w-wo) é recuperada da forma

$$P(w-w_o) = |P'(w-w_o)| \qquad 5$$

Num experimento real, onde se utiliza um receptor sensivel a fase, o sinal obtido tem um deslocamento de frequência conseguido com uma demodulação sincrona. Neste caso, a frequência de referência pode ter um deslocamento de fase constante, em relação à RF de excitação. Dessa forma podemos escrever a expressão para o caso extremo, quando se desconhece a posição da origem e a fase do receptor, ϕ,

$$P(w-w_o) = \mathcal{F}\{S(\ t-T(S/N)\ )\ e^{i\{\ w_o(\ t-T(S/N)\ )\ +\ \phi\ \}} ,$$

$$= P(w-w_o)\ e^{-i\{wT(S/N)\ +\phi\}} \qquad 6$$

$$= P''(w-w_o)$$

Ainda aqui,

$$P(w-w_o) = |P''(w-w_o)| \qquad 7$$

Concluimos portanto, que em qualquer dos casos mencionados anteriormente, a atitude mais segura é tomar o ECO de spins, em fase e quadratura num receptor sensível à fase, com fase de referência arbritrária, e tomar o módulo da transformada de Fourier, sempre (exceto nos casos em que se utiliza a técnica de inversão/recuperação) (35).

----------X----------

APENDICE II
REFERENCIAS

1. Lauterbur, P. C., "Image Formation by Induced Local Interactions: Examples Employing Nuclear Magnetic Resonance", Nature (London) 242, 190 (1973).

2. Pykett, I. L., "NMR imaging in medicine", Scientific American 246, 5, 54-64 (1982)

3. Slichter, C. P., Principles of Paramagnetic Resonance, 2nd, Springer-Verlag(Springer Series in Solid State Sciences), N. Y., (1978).

4. Abragham, A., "The principles of Nuclear Magnetism", Oxford, Clarendon Press, (1961).

5. Reif, F., "Fundamentals of Statistical and Thermal Physics", McGraw-Hill, (1965).

6. Carr, H. Y., and Purcell, E. M., Phys. Rev. 94, 630-638 (1954).

7. Hahn, E. L., Phys. Rev. 80, 580-594 (1950).

8. Meiboom, S. and Gill, D., Rev. Sci. Instrum. 29, 688-691 (1958).

9. Magon, C. J., Notas de Aula da III Escola de Inverno em Física, IFQSC-USP S. Carlos (circ. interna) (1986).

10. Kak, A. C., "Computerized Tomography with X-ray, Emission and Ultrasound Sources", Proc. IEEE, 67, 1245-1272 (1979).

12. Brooks, R. A. and Di Chiro, G., "Principles of Computer Assisted Tomography (CAT) in Radiographic and Radioisotopic Imaging", Phys. in Med. and Biology, 21, 689-732 (1976).

13. Oppenheim, A. V. and Schafer, R. W., "Digital Signal Processing", Englewood Cliffs, NJ; Prentice-Hall ( ).

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

15. Bracewell, R., "The Fourier Transform and its Applications", McGraw-Hill, New York (1978).

16. Kumar, A., Welti, D. and Ernst, R. R., J. Mag. Res., 18, 69-83 (1975).

17. Edelstein, W. A., Hutchison, J. M. S. et al., Physics in Medicine and Biology, 25, 751-756 (1980).

18. S-Emid et al., "Ultra High Resolution Multiple Quantum Spectroscopy", Physica 128B, 79-83 (1985).

19. Ramachandran, G. N., and Lakshminarayanan, A. V., Proc. Natl. Acad. Sci. U. S., 68, 2236-2240 (1971).

20. Shepp, L. A., and Logan, B. F., IEEE Trans. on Nucl. Sci., S-21, 21 (1974).

21. Beckman, N., "Geração de imagens por RessoaNcia Magnética Nuclear", Tese de Mestrado, DFCM-IFQSC-USP, S. Carlos, (1986).

22. Kowalsky, G., IEEE Trans. Nuc. Sci., NS24, 2006 (1977).

23. Schultz, C. L. et al., "The Effect of Motion on Two-Dimensional Fourier Transform Magnetic Resonance Imaging", Radiology, 152, 117-121 (1984).

24. Wedeen, V. J. et al., "MR Velocity Imaging by Phase Display", J. of Computer Assisted Tomography, 9(3), 530-536 (1985).

25. Wedeen, V. J. et al., "Projective Imaging of Pulsatile Flow with Magnetic Resonance", Science, 30, 946-948 (1985).

26. Mansfield, P., and Pykett, I. L., J. Mag. Res., 29, 355-373 (1978).

27. Frahm, J., Haase, A. and Matthaei, D., "Rapid Three-Dimensional MR Imaging Using the FLASH Technique", J. Computer Assisted Tomography, 10(2), 363-368 (1986).

28. Bonagamba, T. J., "Seleção de planos em Tomografia por Ressonância Magnética Nuclear", Tese de Mestrado, DFCM-IFQSC-USP, S. Carlos, (1986).

29. Oh, C. H. et al., "Study of RF, Gradient Pulse and Magnetic Instability Effect in NMR Tomography", IEEE trans. Nucl. Sci., NS30(3), 1899-1904 (1983).

30. Cuppen, J. J. M., Groen, J. P. and Konijn, J., "Magnetic Resonance Fast Fourier Imaging", Med. Phys 13(2), 248 (1986).

31. Ahn, C. B., Kim, J. H. and Cho, Z. H., "High Speed Spiral-Scan Echo Planar Imaging - I", IEEE Trans. on Med. Imaging, MI-5, 2-7 (1986).

32. Weinmann, H.-J. et al., American Journal of Radiology, 142, 619-624 (1984).

33. Runge, V. M. et al., Radiology 152, 123-126 (1984).

34. Bobman, A. S. et al., "Pulse Sequence Extrapolation with MR Image Synthesis", Radiology 159, 253-258 (1986).

35. Cho, Z. H. et al., "Methods and Algorithms for the Computerized Tomography - NMR, Synchrotron radiation and X-ray CT", Korea Advanced Institute of Science and Technology (KAIST), (1985).

36. Hoult, D. I., J. Magn. Res. 43, 69 (1983).

37. Silver, M. S., Joseph, R. I., Chen, C.-N., Sank, V. J. and Hoult, D. I., "Selective Population Inversion in NMR", Nature, 310, 681-683 (1984).

38. Cho Z. H., Kim H. S., Song H. B., Cumming J., "Fourier Transform Nuclear Magnetic Resonance Tomographic Imaging", Proc. of the IEEE 70(10), 1152-1173 (1982)

39. Cho, Z. H. et al., "Chemical-Shift Artifact Correction Scheme using Echo-Time Encoding Technique", Mag. Res. in Medicine 2, 000-000 (1985).

40. Gordon, R. E., Hanley, P. E. and Shaw, D., "Topical Magmetic Resonance", in Progress in NMR Spectroscopy, Pergamon Press, 15(1), 1-47 (1982).

41. Aue, W. et al., J. Magn. Res., 56, 350-354 (1984).

42. Paiva, Ma. S. V., "Construção de Um Gerador De Pulsos Programável para Experiências de RMNp", Tese de Mestrado, DFCM-IFQSC-USP, S. Carlos (1983).

43. Morris, A. and Freeman, R., J. Am. Chem. Soc. 101, 760-762 (1979).

44. Fukushima, E. and Roeder, S. B. W., "Experimental Pulse NMR, a Nuts and Bolts Approach", Addison-Wesley, (1981).

45. "Quadrature Hybrids Article", RF and Microwave General Catalog (ANZAC) (1986).

46. "Power Splitter/Combiners Article", RF and Microwave General Catalog (ANZAC) (1986).

47. Schmidt, M. A., Tannús, A., Bonagamba, T. J., Pereira Leite, V. B., Panepucci, H., "Bobina de RF para Geração de Imagens por RMN: Ressoador LC Distribuido de Médio Porte para 85 MHz", Proc. do X ENFMC-SBF, (Caxambu, 1987).

48. Tannús, A., Torre Neto, A., Martins, M. J., Bonagamba, T. J., Beckman, N., Slaets, J. F. W. and Panepucci, H., "Architecture of the São Carlos 2.0 tesla NMR Tomograph", Bull. Magn. Res. 8(3-4), 191 (1986).

49. Ruggiero, C. A., "Projeto e Construção de um Terminal de Vídeo Gráfico", Tese de Mestrado, DFCM-IFQSC-USP, S. Carlos (1983).

50. Torre Neto, A., Relatório Técnico da Segunda Fase do Projeto TORM (PADCT) (1986).

51. Abragham, A., "The principles of Nuclear Magnetism", Oxford, Clarendon Press, p. 22 (1961).

52. Ernst, R. R. and Anderson, W. A., "Application of Fourier Transform Spectroscopy to Magnetic Resonance", Rev. of Sc. Inst., 37(1), 93-102 (1966).

53. Mansfield, P. and Morris, P. G., "NMR Imaging in Biomedicine" Advances in Magnetic Resonance, supp. 2, Academic Press (1982).

54. Hoult, D. I., "The NMR Receiver: A Description and Analysis of Design", Progress in NMR Spectroscopy, Pergamon Press, 12, 41-77 (1978).

55. Merserau, R. and Oppenheim, A. V., Proc. of the IEEE, 62(10), 1319-1338 (1974).

56. Parker, R. S., Zupancic, I. and Pirs, J., "Coil System to Produce Orthogonal, Linear Magnetic Field Gradients", J. Phys. E: Scientific Instruments, 6, 899-900 (1973).

57. Heubes, P., "Evaluation of Gradient Pulse Shapes by MR", Siemens Aktiengesellschaft - Medical Engineering Group - Erlangen ( ).

58. Luyten, P. R. et al., "Solvent-Suppressed Spatially Resolved Spectroscopy. an Approach to High-Resolution NMR on a Whole-Body MR System", J. Magn. Res., 67, 148-155 (1986).

Outros trabalhos de interêsse geral:

1. Bottomley, P. A., "NMR Imaging Techniques and Application: A Review", Rev. Sci. Instrum. 53(9), 1319-1337 (1982).
2. Luiten, A. L., "Introdução à RessoaNcia Nuclear Magnética", Ciência e Técnica (Philips) 3, 82-85 (1982).
3. Moran, P. R., Nickles, R. J., Zagzebski, J. A., "The Physics of Medical Imaging", Physics Today 36(7), 36-42 (1983).
4. Hinshaw, W. S. and Lent, A. H., "An Introduction to NMR Imaging: From the Bloch Equation to the Imaging Equation", Proc. of the IEEE, 71(3), 338-350 (1983).
5. Oppenheim, A. V. and Lim, J. S., "The Importance of Phase in Signals", Proc. IEEE, 69(5), 529-541 (1981).
6. Theilheimer, F., "A Matrix Version of the Fast Fourier Transform", IEEE Trans. on Audio and Eletroacoustics, AU-17(2), 158-161 (1969).

BIBLIOTECA DO INSTITUTO DE FISICA E QUIMICA DE SAO CARLOS - USP
FISICA

Outros livros consultados:

1. Redfield, A. G., "NMR: Basic Principles and Progress", Springer-Verlag, 13, 137 (1976).

2. Redfield, A. G., "How to Build a Fourier Transform NMR Spectrometer for Biochemical Applications", in Introductory Essays, Ed. M. M. Pintar, Springer-Verlag (1976).

3. Terman, F. E., "Electronic and Radio Engineering", 4th ed., McGraw-Hill (1955).

4. Kuecken, J. A., "Antennas and Transmission Lines", H. W. Sams/Bobbs-Merrill (1969).

5. Golden, R. M., "Digital Filters", in "Modern Filter Design", J. Wiley and Sons (1973).

6. Hayt, W. H., "Engineering Eletromagnetics", McGraw-Hill (1974).

7. Poole Jr, C. P. and Farach, H. A., "Relaxation in Magnetic Resonance", Academic Press (1971).

8. Carrington, A. and McLachlan, A. D., "Introduction to Magnetic Resonance", Harper and Row (1967).

----------X----------