

**UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS**

**SELEÇÃO DE PLANOS
EM TOMOGRAFIA POR
RESSONÂNCIA MAGNÉTICA
NUCLEAR**

TITO JOSÉ BONAGAMBA

**Dissertação apresentada no Instituto de Física
e Química de São Carlos, USP, para a obtenção
do título de Mestre em Física Aplicada.**

Orientador: Prof.Dr. Horacio C. Panepucci

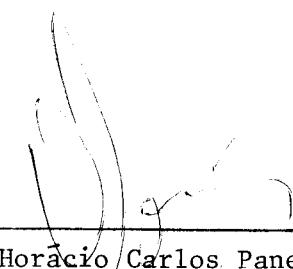
**Departamento de Física e Ciência dos Materiais
1986**

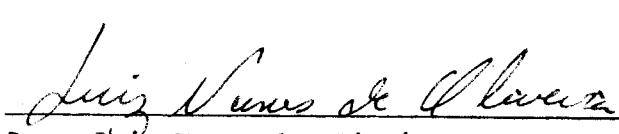
MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA DISSERTAÇÃO DE MESTRADO DE

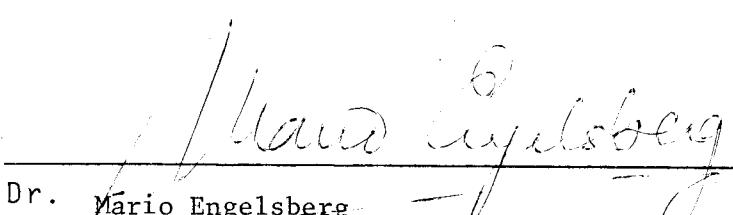
Tito José Bonagamba

APRESENTADA AO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS, DA
UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO, EM 03 DE março DE 1986.

COMISSÃO JULGADORA:


Dr. Horácio Carlos Panepucci - Orientador


Dr. Luiz Nunes de Oliveira


Dr. Mario Engelsberg

Pensem nas crianças
mudas telepáticas
pensem nas meninas
cegas inexatas
pensem nas mulheres
rotas alteradas
pensem nas feridas
como rosas cálidas
mas oh não se esqueçam
da rosa da rosa
da rosa de Hiroshima
a rosa hereditária
a rosa radioativa
estúpida e inválida
a rosa com cirrose
a anti-rosa atómica
sem cor sem perfume
sem rosa sem nada

(Gerson Conrad e Vinícius de Moraes)

Dedico este trabalho à minha esposa
e à minha filha...

AGRADECIMENTOS

Ao prof. Dr. Horacio C. Panepucci pela orientação na elaboração deste trabalho.

Ao ex-orientador prof. Dr. Gabriel Bento de Mello (in memorian).

A Alberto Tannús por ter tornado possível a elaboração experimental deste trabalho.

Ao prof. Dr. Cláudio J. Magon pelas valiosas colaborações tanto teóricas como experimentais.

Aos parceiros de trabalho Nicolau Beckmann, Vitor B. P. Leite, Maria Angélica Schmidt, André T. Neto, Mateus J. Martins, Paulo C. P. Rufino, Valdeci Massaro, Odír A. Canevarollo, Maria Cristina V. Ligo da Silva, João G. da Silva, Lírio O. B. Almeida, Cesar A. Fabro, Roni A. Ferrari e ... pela intensa colaboração.

Aos professores Luiz N. de Oliveira, Rogério C. T. Trajano e José Eduardo Hornos pelas valiosas discussões.

Ao prof. Dr. Mario Engelsberg pelas "dicas" em correções dos efeitos da não-linearidade do sistema de spins.

Aos professores Thomaz Ghillardi Neto, Rosemary Sanches, Joaquim Procópio de Araújo Filho, Renê Ayres, José P. Donoso, Maria Cristina Terrile e... pela orientação, estímulo e amizade.

Ao IFQSC, FAPESP, CNPq e FINEP que permitiram a efetivação deste trabalho.

A minha esposa e amiga Janice Tonetto Bonagamba pelo carinho, confiança e esforço dedicado à elaboração deste manuscrito.

Aos meus familiares pelo carinho e confiança dedicados à minha pessoa.

A todas pessoas que me ajudaram e que me esqueci de mencionar.

RESUMO

Este trabalho foi desenvolvido com o propósito de se obter imagens tomográficas por Ressonância Magnética Nuclear (RMN). Ele foi elaborado em duas partes distintas.

Uma delas foi a análise das técnicas de seleção de planos por excitação seletiva, já propostas por outros autores. Para isto desenvolvemos um conjunto de programas computacionais que simulam o comportamento do sistema de spins a partir das soluções da equação de Bloch. A outra foi a adaptação de um espectrômetro de RMN já existente no Laboratório do IFQSC para obtenção de imagens tomográficas.

Os resultados mostraram que no protótipo desenvolvido pode-se obter imagens com planos tomográficos de espessura inferior a 1 cm.

ABSTRACT

This work was developed with the purpose of obtaining Tomographic Images by Nuclear Magnetic Resonance (NMR). It was elaborated in two distinct ways.

One of them was the analysis of slice selection by selective excitation, already proposed by other authors. To do this, we developed a package of computer programs that simulates the behavior of a spin system from the Bloch Equation solution. The other was the adaptation of a NMR spectrometer already existing in our laboratory to obtain tomographic images.

The results show that our prototype can produce images of tomographic slices with width less than 1 cm.

INDICE

1.0	INTRODUCAO	1
-----	----------------------	---

Capitulo I ANALISE DA EQUAÇÃO DE BLOCH

I.1	A EQUAÇÃO DE BLOCH	I-1
I.2	TEORIA DE PERTURBACAO	I-8
I.3	COMPORTAMENTO LINEAR DO SISTEMA DE SPINS -	
I.4	REFOCALIZACAO	I-10
I.4.1	SOLUCAO GERAL: OPERADORES INFINITESIMAS	I-12
I.4.2	Introdução	I-13
I.4.3	Formalismo Matricial	I-13
I.4.3	Solução Geral	I-16
I.5	CALCULO DA DISTRIBUIÇÃO DE MAGNETIZAÇÃO	I-18
I.6	MAGNETIZAÇÃO TOTAL: MX(TW) E MY(TW)	I-21
I.7	O SINAL DE RMN: FID E ECO	I-23

Capitulo II DEFINICAO DE PLANOS TOMOGRAFICOS

II.1	INTRODUÇÃO	II-1
II.2	ESPESSURA E CRITERIO DE RESOLUÇÃO DO PLANO	
II.2	TOMOGRAFICO	II-4
II.3	PULSO RETANGULAR DE RF	II-6
II.4	PULSOS DE RF COM ENVOLVENTES DEPENDENTES DO	
II.4	TEMPO, B1X(T)	II-17
II.5	EFEITO DO TRUNCAMENTO DOS PULSOS DE RF	II-47
II.6	TECNICAS PARA CORREÇÃO DOS EFEITOS DA	
II.6	NÃO-LINEARIDADE	II-69
II.6.1	Sistema Linear	II-70
II.6.2	Equação De Bloch-Riccati	II-74
II.6.3	Multi-pulsos	II-84
II.7	FORMAS ALTERNATIVAS PARA REFOCALIZAÇÃO	II-89
II.7.1	Refocalização Dos Spins Por Gradiente Reverso	II-90
II.7.2	Refocalização Dos Spins Por Pulso De 180°	
II.7.2	Não-seletivo	II-92
II.7.3	Refocalização Dos Spins Por Pulso De 180°	
II.7.3	Seletivo	II-94
II.8	EXCITAÇÃO MULTIPLA DE PLANOS	II-98
II.9	SEQUENCIAS DE PULSOS PARA GERAÇÃO DE IMAGENS	
II.9	TOMOGRAFICAS	II-102

Capítulo III O SISTEMA DE MEDIDA DE RMN

Capítulo IV RESULTADOS EXPERIMENTAIS

IV.1	INTRODUÇÃO	IV-1
IV.2	COMPORTAMENTO NÃO-LINEAR DO SISTEMA DE SPINS	IV-4
IV.3	EXCITAÇÃO SELETIVA	IV-9
IV.4	IMAGENS DE AMOSTRAS PLANAS	IV-19
IV.4.1	Reconstrução A Partir Das Projeções	IV-19
IV.4.2	Transformada Fourier Bidimensional Direta	IV-24
IV.5	IMAGENS TOMOGRAFICAS	IV-27

**Apendice A SOLUÇÃO DA EQUAÇÃO DE BLOCH-RICCATI PARA O PULSO
COMPLEXO: SECANTE HIPERBOLICA**

Apendice B TECNICAS DE GERAÇÃO DE IMAGENS BIDIMENSIONAIS

B.1	METODO DA RECONSTRUÇÃO A PARTIR DAS PROJEÇÕES . . .	B-i
B.1.1	Introdução	B-ii
B.1.2	Aspectos Matemáticos Da Técnica.	B-v
B.2	METODO DA TRANSFORMADA DE FOURIER BIDIMENSIONAL DIRETA (2DFT)	B-xvi
B.2.1	Introdução	B-xvi
B.2.2	Aspectos Matemáticos Da Técnica.	B-xix

C REFERENCIAS BIBLIOGRAFICAS

1.0 INTRODUCAO

Embora a Ressonância Magnética Nuclear (RMN) permita a geração de imagens de volume por métodos reconstrutivos puramente tridimensionais, razões práticas, principalmente ligadas com a quantidade de memória e tempo para o processamento computacional, recomendam a utilização de técnicas bidimensionais.

Para a geração de imagens bidimensionais torna-se necessária a seleção de planos tomográficos. Uma técnica é a excitação seletiva, onde a utilização apropriada de pulsos de gradiente de campo magnético e de radiofrequência (RF) asseguram que apenas uma região escolhida do paciente, plano tomográfico, responda à excitação produzindo sinal [1,2,3,4,5]. Tal técnica consiste no alargamento da linha de absorção do sistema de spins nucleares devido ao gradiente de campo e a aplicação simultânea de um pulso de RF com largura espectral mais estreita que a largura de linha. Um pulso de RF nestas condições denominar-se-á seletivo. O pulso não-seletivo terá uma largura espectral mais larga que a linha de absorção, figura 1.

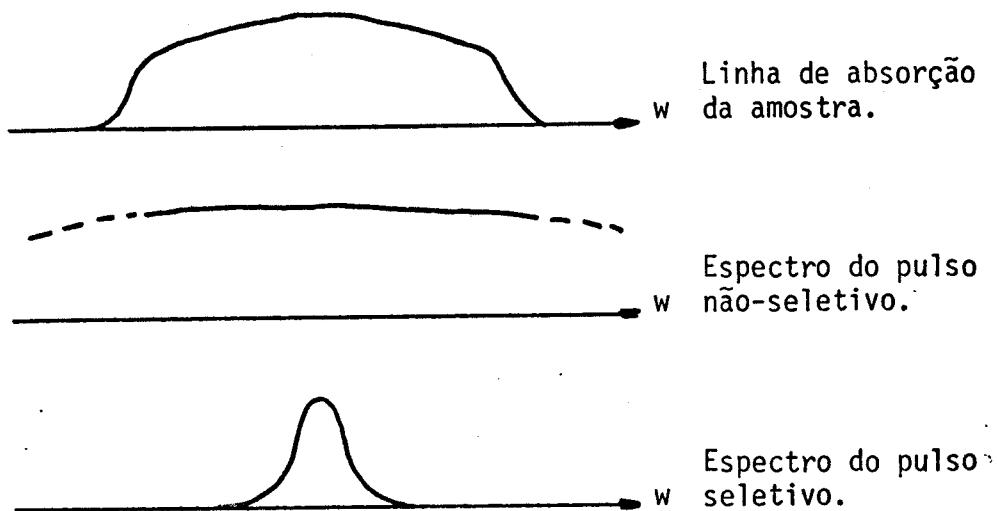


Fig. 1: Comparação dos espectros.

A condição básica da RMN associa uma frequência particular com um dado valor de campo magnético B_0 , ou seja, a frequência de precessão de um spin nuclear na presença do campo B_0 é:

$$\omega_0 = \gamma \cdot B_0 \quad (1)$$

onde ω_0 é a frequência de Larmor, figura 2.

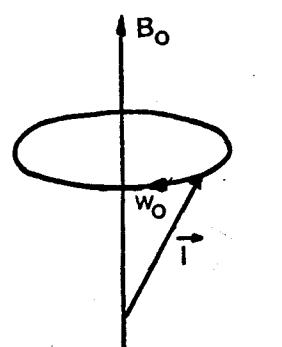


Fig. 2: Spin nuclear na presença do campo magnético estático, B_0 .

Para a definição de planos tomográficos, um pulso de gradiente de campo $\vec{G}_r(t)$ é aplicado juntamente com o campo magnético estático B_0 de modo que o campo magnético resultante é da forma

$$B_0' = B_0 + \vec{G}_r(t) \cdot \vec{r} \quad (2)$$

Isto significa que a frequência de ressonância dos spins aumenta ao longo da coordenada r , direção na qual o gradiente foi aplicado:

$$\omega_0'(r) = \gamma \cdot B_0'(r, t) \quad (3)$$

Deste modo, tem-se grupos de spins precessando com a mesma frequência $\omega_0'(r)$, estando distribuídos em planos perpendiculares à direção do gradiente de campo aplicado, figura 3.

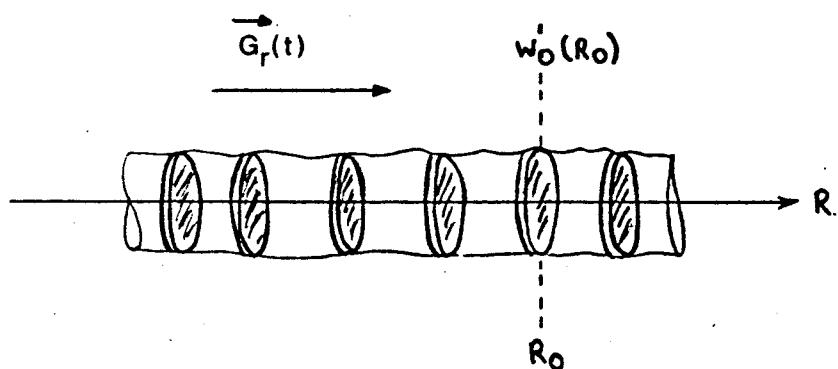


Fig. 3: Os spins nucleares estão distribuídos em planos isocromáticos, de mesma frequência, ao longo do gradiente $G_r(t)$.

O plano tomográfico do paciente a ser observado pode ser então selecionado escolhendo-se o intervalo de frequências de excitação, contido no pulso de RF, que corresponde à condição de ressonância dos spins, figura 4.

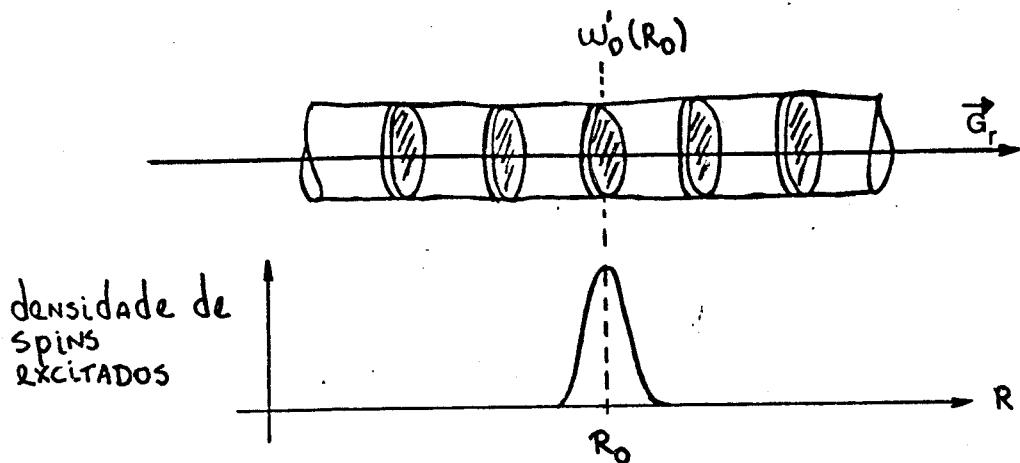


Fig. 4: Os spins que se encontrarem no plano r_0 estarão em exata ressonância e interagirão intensamente com o pulso de RF. Os spins situados fora deste plano serão progressivamente menos afetados.

Desde 1973 (Tomlinsom & Hill) [1], o assunto de excitação seletiva tem sido largamente discutido em "High Resolution NMR". Um extenso tratado sobre este assunto foi publicado em 1978 por Morris & Freeman [39].

Garroway et al. [2] e Lauterbur et al. [3] introduziram a utilização da excitação seletiva nas técnicas de geração de imagens tomográficas em 1974. Em 1977, Mansfield et al. [26] utilizaram a excitação seletiva na técnica "Planar Imaging" introduzindo a excitação múltipla. Neste mesmo ano, Hoult [4] criticou a técnica de excitação seletiva para seleção de planos até então empregada, pois a mesma não utilizava a refocalização dos spins e propôs a técnica de gradiente reverso para isto. Dois artigos foram publicados por Sutherland & Hutchison [12] e Hutchison et al. [40] em 1978, utilizaram a proposta do gradiente reverso para a formação do ECO, discutiram

alguns detalhes do procedimento experimental e analisaram o efeito de pulsos de RF com envolventes mais suaves que a retangular: gaussiana e $\sin x/x$. A controvérsia lançada por Hoult foi resolvida em 1979 com a publicação dos artigos de Hoult [10] e Mansfield et al. [5]. Foram publicados 3 artigos em 1980: Crooks [41] faz uma discussão superficial sobre o assunto, Maudsley [23] introduz algumas novas formas de envolventes do pulso de RF e Locher [15] utiliza pulsos de RF com envolvente $\sin x/x$ multiplicada por funções janela de modo a atenuar os efeitos de truncamento. Oh [24] discute também de maneira superficial este assunto e Capriham [16] faz um estudo comparado de várias formas de envolventes do pulso de RF em 1983. Em 1984, Silver et al. [17,18,19] introduzem um grande avanço na correção dos efeitos da resposta não-linear do sistema de spins e Frahm & Hänicke [25] fazem um estudo comparativo entre as várias sequências de pulsos para a excitação seletiva. Nishimura [11] propôs, em 1985, uma outra técnica para a correção dos efeitos da resposta não-linear do sistema de spins: multipulsos. Neste mesmo ano, Smith [20] emprega janelas mais adequadas para atenuar os efeitos de truncamento dos pulsos de RF.

Esta vasta literatura ainda não nos fornece uma visão geral e conclusiva sobre a seleção de planos tomográficos por excitação seletiva. O propósito deste trabalho será resolver este problema e, além disso, adaptar o espectrômetro de RMN, já existente em nosso laboratório, para a obtenção de imagens tomográficas.

Os spins nucleares presentes nos sistemas de interesse para tomografia por RMN estão praticamente livres interagindo fracamente entre si. Neste caso, o sistema se comporta classicamente e seu comportamento pode ser descrito pela equação de Bloch. O capítulo I apresentará algumas alternativas de solução desta equação diferencial e o cálculo da evolução temporal do sistema de spins. No capítulo II, utilizando as soluções desta equação, serão descritos alguns efeitos que ocorrem devido à excitação seletiva. Para ilustrar os diferentes efeitos produzidos, desenvolvemos um conjunto de programas computacionais [36] que simulam o comportamento do sistema de spins a partir destas soluções. Este capítulo compreenderá a análise das técnicas de seleção de planos por excitação seletiva já propostas por outros autores. O protótipo do tomógrafo por RMN desenvolvido em nosso laboratório e os resultados experimentais serão apresentados nos capítulos III e IV, respectivamente. Os apêndices mostrarão a solução da equação de Bloch para o caso do pulso de RF com envolvente secante hiperbólica complexa (apêndice A) e os aspectos físicos e matemáticos das técnicas de geração de imagens tomográficas utilizadas neste trabalho (apêndice B):

1. Método da Reconstrução a partir das Projeções.
2. Método da Transformada de Fourier Bidimensional Direta.

Capítulo I

ANALISE DA EQUAÇÃO DE BLOCH

I:1 A EQUAÇÃO DE BLOCH

De acordo com Mansfield et al. [8], consideremos a equação de Bloch no sistema de laboratório (x' , y' , z'):

$$\dot{\vec{M}} = \gamma \cdot (\vec{M}_{xB}) - (\tau' \vec{M}_{x'} + \gamma' \vec{M}_{y'})/T_2 + \\ + R' (\vec{M}_{z'} - \vec{M}_0)/T_1 \quad (5)$$

onde, \vec{B} é o campo magnético total agindo sobre o sistema de spins; \vec{M} representa a soma de todos os momentos magnéticos associados à cada spin nuclear I_i : $\vec{M} = \gamma \cdot h \cdot \sum_i \vec{I}_i$ e é, portanto, a magnetização total resultante do sistema de spins; $\vec{M}_{x'}$ e $\vec{M}_{y'}$ são as componentes transversais e $\vec{M}_{z'}$ a componente longitudinal da magnetização total e T_1 e T_2 são os tempos de relaxação longitudinal e transversal do sistema.

O campo magnético total, \vec{B} , pode ser reescrito como:

$$\vec{B} = B_0 \vec{R}' + \vec{B}_1(t) = (B_0 + G_r(t) \cdot r) \vec{R}' + \vec{B}_1(t) \quad (6)$$

onde, \vec{B}_0 é o campo magnético estático ao longo da direção z' , $\vec{G}(t)$ é o gradiente de campo magnético, \vec{r} é a coordenada ao longo do gradiente de campo e $\vec{B}_1(t)$ é o campo magnético de RF que gira com frequência w no plano transversal (x', y') .

A configuração dos campos magnéticos está esquematizada na figura 5.

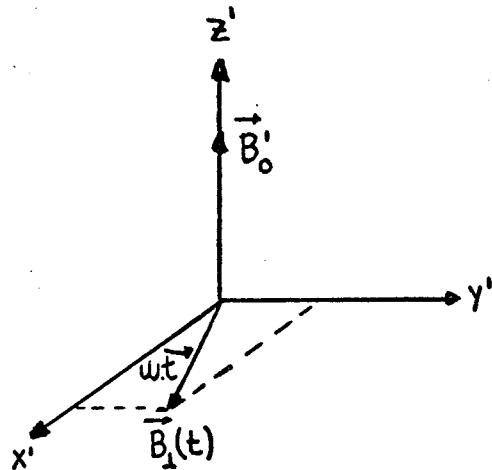


Fig. 5: Configuração dos campos magnéticos.

O campo magnético de RF é aplicado na forma de campos linearmente oscilantes [9]:

$$\vec{B}_1(t) = B_{1x'}(t) \cos(\omega t) \hat{i}' \quad (7)$$

porém, são mais facilmente analisados em termos de campos circularmente polarizados, sendo decompostos em duas componentes girantes no sentido horário, $\vec{B}_{lh}(t)$, e anti-horário, $\vec{B}_{lah}(t)$ (figura 6):

$$\vec{B}_{lh}(t) = B_{1x'}(t) \{ \hat{i}' \cos(\omega t) - \hat{j}' \sin(\omega t) \} \quad (8.1)$$

$$\vec{B}_{lah}(t) = B_{1x'}(t) \{ \hat{i}' \cos(\omega t) + \hat{j}' \sin(\omega t) \}. \quad (8.2)$$

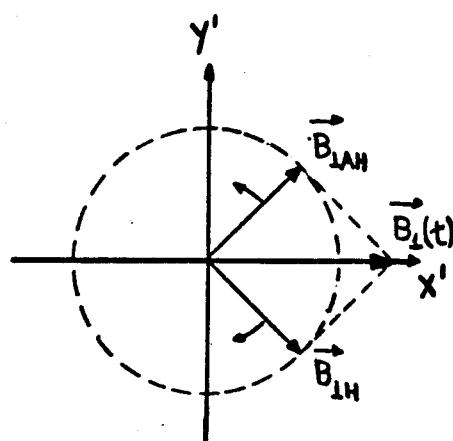


Fig. 6: Decomposição de um campo linearmente oscilante em dois girantes: B_{LH} e B_{LAH} .

Desde que somente uma destas componentes gira no mesmo sentido de precessão dos spins e outra no sentido oposto, a última pode ser desprezada de modo que o campo de RF pode ser descrito por:

$$\vec{B}_L(t) = B_{LH}(t) \cdot (\hat{i}' \cos(\omega t) - \hat{j}' \sin(\omega t)). \quad (9)$$

Escrevamos agora a equação vetorial (5) na forma matricial [8]:

$$\vec{\ddot{M}} = \vec{\Omega}' \cdot \vec{M} + \vec{M}_o / T_1 \quad (10)$$

onde, $\vec{\ddot{M}}$, \vec{M} e \vec{M}_o são agora matrizes coluna sendo

$$\vec{m}_o = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ m_o \end{bmatrix} \quad e \quad (11)$$

$$\vec{\omega}' = \begin{bmatrix} -1/T_2 & \gamma \cdot B_0' \\ -\gamma \cdot B_0' & -1/T_2 \\ -\gamma \cdot B_{lh}(t) \cdot \sin(\omega t) & -\gamma \cdot B_{lh}(t) \cdot \cos(\omega t) \\ \gamma \cdot B_{lh}(t) \cdot \sin(\omega t) \\ \gamma \cdot B_{lh}(t) \cdot \cos(\omega t) \\ -1/T_1 \end{bmatrix} \quad (12)$$

Vamos agora considerar um sistema de coordenadas girantes, (x, y, z) , que gira em torno do eixo z' com frequência angular w , a frequência da RF.

Neste sistema de coordenadas os spins precessam com frequência angular:

$$\Delta w = w_0' - w, \quad w_0' = \gamma \cdot B_0' \quad (13)$$

Se ocorre de $w = w_0'$, a condição de RMN, a frequência com a qual os spins precessam no sistema girante é nula e, por analogia à equação (1), o campo magnético efetivo sobre os spins deve ser nulo também.

No sistema girante o campo de RF está fixo e estabelecemos que ele define o eixo x deste sistema de coordenadas:

$$\vec{B}_{lh}(t) = \vec{B}_{lx}(t) \quad (14)$$

Quando o campo de RF, $B_{lx}(t)$, é aplicado, satisfazendo a condição de RMN, os spins precessam em torno deste. Isto porque, na condição de ressonância, o campo de RF é o único campo que age sobre os spins no sistema girante. Estes spins precessarão através de um ângulo β de acordo com a duração de aplicação do campo de RF, T_w :

$$\beta = \int_0^{T_w} \gamma \cdot B_{lx}(t) \cdot dt \quad (15)$$

Os spins que estão fora de ressonância precessam, na ausência do campo de RF, com frequência angular:

$$\Delta\omega = \gamma \cdot G_r(t) \cdot \Delta r = \gamma \cdot b \quad (16)$$

onde, $\Delta r = r - r_0$ e r_0 é a coordenada do plano em ressonância.

Os spins excitados fora de ressonância precessam em torno do campo efetivo \vec{B}_{eff} (figura 7):

$$\vec{B}_{eff} = B_{lx}(t) \hat{i} + b \hat{k} \quad (17)$$

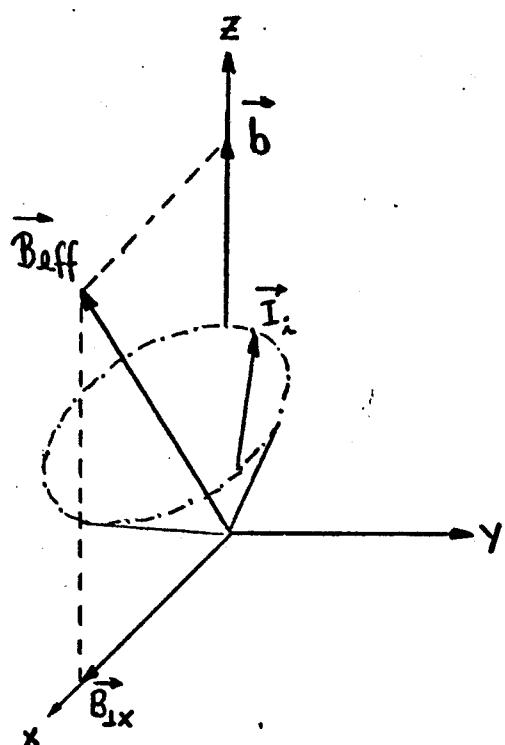


Fig. 7: Rotação dos spins fora de ressonância em torno do campo efetivo [8].

Quando o campo de RF, $B_{1x}(t)$, é aplicado durante um intervalo de tempo T_w resultando na precessão dos spins, em ressonância, através de um ângulo β , denominaremos este efeito de pulsos β de RF.

Para analisarmos o comportamento dos spins nucleares no sistema girante de coordenadas aplicaremos a transformação [8]:

$$\vec{U} = \begin{bmatrix} \cos(\omega t) & -\sin(\omega t) & 0 \\ \sin(\omega t) & \cos(\omega t) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (18)$$

sobre a equação (10), que é uma rotação em torno de eixo $z = z'$ com frequência w .

Deste modo a equação de Bloch no sistema girante de coordenadas resulta em:

$$\vec{\dot{M}} = \vec{Q} \cdot \vec{M} + \vec{M}_0/T_1 \quad (19)$$

onde,

$$\vec{M} = \vec{U} \cdot \vec{M}; \quad (20)$$

$$\vec{Q} = \vec{U} \cdot \vec{Q}' \cdot \vec{U}^{-1} - \vec{U} \cdot \vec{U}^{-1} =$$

$$= \begin{bmatrix} -1/T_2 & \Delta w & 0 \\ -\Delta w & -1/T_2 & w_{lx} \\ 0 & -w_{lx} & -1/T_1 \end{bmatrix}; \quad (21)$$

$\vec{M}_0 = \vec{M}_0$ (pois a componente longitudinal da magnetização é invariante sob rotações em torno do eixo $z = z'$)

e

$w_{lx} = \gamma \cdot B_{lx}(t)$ é a frequência com a qual os spins precessam em torno do campo de RF, $B_{lx}(t)$.

A equação de Bloch no sistema girante de coordenadas quando decomposta nas componentes da magnetização total \vec{M} torna-se:

$$\dot{M}_x(\Delta w, t) = -M_x(\Delta w, t)/T_2 + \Delta w \cdot M_y(\Delta w, t) \quad (22.1)$$

$$\dot{M}_y(\Delta w, t) = -\Delta w \cdot M_x(\Delta w, t) - M_y(\Delta w, t)/T_2 + w_{lx}(t) \cdot M_z(\Delta w, t) \quad (22.2)$$

$$\dot{M}_z(\Delta w, t) = -w_{lx}(t) \cdot M_y(\Delta w, t) - \{ M_z(\Delta w, t) - M_0 \}/T_1 \quad (22.3)$$

I.2 TEORIA DE PERTURBAÇÃO

Este método de solução da equação de Bloch proposto por Hoult [10], utilizando Teoria de Perturbação e análise de sistemas lineares, é aplicado à excitação seletiva do sistema de spins.

A resposta do sistema de spins é calculada como função da frequência e também do tempo enquanto o gradiente de seleção é aplicado.

Seja

$$\mathbf{M} = M_x + j.M_y \quad (23)$$

Reescrevendo as equações (22.1) e (22.2) na forma da equação (23) obtemos:

$$\dot{\mathbf{M}} + (1/T_2 + j\Delta_w)\mathbf{M} = j.w_{lx}(t).M_z \quad (24)$$

Desprezando a relaxação longitudinal obtemos , de (22.3):

$$\dot{M}_z \approx -w_{lx}(t).M_y = -w_{lx}(t).Im(\mathbf{M}) \quad (25)$$

Suponhamos que $w_{lx}(t)$ represente uma pequena perturbação ao sistema de spins, ou seja:

$w_{lx}(t) \ll w_0$ (frequência de Larmor).

Sejam

$$\mathbf{M} = M^{(0)} + M^{(1)} + M^{(2)} + O[\dots] \quad e \quad (26.1)$$

$$M_z = M_z^{(0)} + M_z^{(1)} + M_z^{(2)} + O_z[\dots] \quad (26.2)$$

onde os termos $M^{(n)}$ é nulo e $Mz^{(n)}$ é constante quando $n=0$ (ausência de excitação) e são da ordem de $w_{lx}(t)^n$ para $n \geq 1$. Além disso, termos da forma $w_{lx}(t).M^{(n-1)}$ e $w_{lx}(t).Mz^{(n-1)}$ são de n -ésima ordem. Os termos $O[x \dots]$ e $Oz[\dots]$ são correções de ordem superior.

Substituindo (26) em (24) e (25) e separando as equações em cada ordem n obtemos:

$$\cdot M^{(n)} + (1/T^2 + j\Delta w) \cdot M^{(n)} = j \cdot w_{lx}(t) \cdot Mz^{(n-1)} \quad (27)$$

e

$$\cdot Mz^{(n)} \approx -w_{lx}(t) \cdot Im(M^{(n-1)}) \quad (28).$$

Deste modo, conhecendo os termos de correção de ordem mais baixa podemos calcular os superiores por meio das fórmulas de recorrência (27) e (28).

Resolvendo as equações diferenciais (27) e (28) para cada ordem n obtemos:

$$M = M^{(1)} + M^{(3)} + \dots \quad (29)$$

e

$$Mz = Mz^{(0)} + Mz^{(2)} + \dots \quad (30)$$

onde a ausência de correção de primeira ordem em z e de segunda ordem no plano transversal assegura que a aproximação linear é boa para pulsos de RF com ângulos de rotação intermediários ($\beta \approx 60^\circ$) e o comportamento não-linear do sistema depende de quanto se retira a magnetização de seu estado de equilíbrio.

I.3 COMPORTAMENTO LINEAR DO SISTEMA DE SPINS - REFOCALIZAÇÃO

A partir da equação (27), tomando $n=1$ e desprezando a relaxação transversal obtemos:

$$\dot{M} = -j\Delta w.M + j.w_{lx}(t).M_z \quad (31)$$

Se o pulso de RF, $B_{lx}(t)$, gira os spins através de um pequeno ângulo de rotação, podemos nos utilizar das seguintes aproximações [11]:

$$M_z \approx M_0 \text{ e } \dot{M}_z \approx 0 \quad (32)$$

ou seja, a magnetização recebe um pequeno deslocamento de sua posição de equilíbrio e o sistema de spins se comporta linearmente.

Deste modo, a equação (31) pode ser reescrita como:

$$\dot{M} = -j\Delta w.M + j.w_{lx}(t).M_0 \quad (33)$$

Para resolver esta equação diferencial tomemos o fator integrante

$$I = \exp(j\Delta w.t) \quad (34)$$

Multiplicando a equação (33) pelo fator I obtemos:

$$d/dt[M.I] = j.w_{lx}(t).M_0.I \quad (35)$$

$\int_M(t) \text{ Integrando a equação (35):}$

$$M.I \left|_{M(0)}^M \right. = j\gamma M_0 \int_0^t B_{lx}(s).I.ds$$

As condições iniciais $M_x(0) = M_y(0) = 0$, ou seja, $M(0) = 0$ especificam a solução:

$$M(t, z) = j\gamma Mo \exp(-j\gamma G_z z t). \int_0^t Blx(s) \exp(j\gamma G_z z s) ds \quad (36)$$

Assim, a distribuição de magnetização transversal após um pulso de RF, $Blx(t)$, de largura T_w é:

$$M(T_w, z) = j\gamma Mo \exp(-j\gamma G_z z T_w). \int_0^{T_w} Blx(s) \exp(j\gamma G_z z s) ds \quad (37)$$

Deslocando-se a integral da equação (37) para ser simétrica em torno de $t = 0$:

$$M(T_w, z) = j\gamma Mo \exp(-j\gamma G_z z T_w/2). \int_{-T_w/2}^{T_w/2} Blx(s+T_w/2) \exp(j\gamma G_z z s) ds \quad (38)$$

Substituindo $s' = [(\gamma G_z)/(2\pi)] s$ em (38):

$$M(T_w, z) = j\gamma Mo \exp(-j\gamma G_z z T_w/2) \cdot [(2\pi)/(\gamma G_z)] \int_{-\pi G_z T_w/4\pi}^{\pi G_z T_w/4\pi} Blx[(2\pi)/(\gamma G_z)] s' + T_w/2 \exp(j2\pi z s') ds' \quad (39)$$

A integral da equação (39) indica que a distribuição de magnetização transversal, $M(T_w, z)$, ao longo da direção do gradiente aplicado, z , imediatamente após a excitação, está diretamente relacionada com a transformada de Fourier inversa da envolvente do pulso de RF, $Blx(t)$.

Logo, dada uma distribuição de magnetização transversal, $M(T_w, z)$, a análise de Fourier pode ser utilizada para se obter $B_{lx}(t)$ e vice-versa, para situações de pequenos ângulos de rotação.

A equação (39) contém também um fator de fase adicional, $\exp(-j\gamma G_z z T_w/2)$, que representa a perda de fase ocorrida durante a excitação, devido à presença do gradiente de campo, resultando no espalhamento dos spins no plano transversal, de modo que não observamos FID.

Para refocalizar os spins ao longo do eixo y , do sistema girante, precisamos, ou aplicar um pulso de 180° e permitir a evolução dos spins na presença do mesmo gradiente de campo durante o intervalo de tempo $T_w/2$, ou aplicar um gradiente reverso [4,12], $-G_z$ por exemplo, durante o mesmo intervalo de tempo resultando em:

$$M(3.T_w/2, z) = j\gamma M_0 \left[\frac{(2\pi)}{(\gamma G_z)} \right] \int_{-\pi/4\pi}^{\pi/4\pi} B_{lx} \left[\frac{(2\pi)}{(\gamma G_z)} s' + T_w/2 \right] \cdot \exp(j2\pi z s') ds' \quad (40)$$

I.4 SOLUÇÃO GERAL: OPERADORES INFINITESIMAIS

I.4.1 INTRODUÇÃO

Apresentaremos neste item um formalismo útil ao cálculo da evolução da magnetização para uma sequência qualquer de pulsos de RF e gradientes de campo [8,13].

Para isto calcularemos como a magnetização se comporta nos casos em que a equação de Bloch tem solução analítica:

1. pulsos de RF não-seletivos (estreitos e intensos) com B_{lx} constante;
2. relaxação da magnetização em estado de não-equilíbrio na presença do gradiente de campo.

A partir destas soluções proporemos uma solução geral para a equação de Bloch que será empregada em cálculos analíticos e numéricos.

I.4.2 FORMALISMO MATRICIAL

EFEITO DO PULSO DE RF RETANGULAR:

NÃO-SELETIVO

No caso em que o pulso de RF é não-seletivo, ou seja, estreito e intenso, podemos desprezar os efeitos de relaxação pois $T_w \ll T_1, T_2$.

Na condição próxima à ressonância, a frequência com a qual os spins precessam em torno do campo $b.z$ é muito menor que a frequência com a qual eles precessam em torno do campo de RF:

$$\Delta w \ll w_{lx}$$

Deste modo, desprezando as relaxações e efeitos de gradiente de campo a equação de Bloch resulta em:

$$\dot{M}_x = 0 \quad (41.1)$$

$$\dot{M}_y = w_{lx}.M_z \quad (41.2)$$

$$\dot{M}_z = -w_{lx}.M_y \quad (41.3)$$

Tendo como condição inicial:

$$\vec{M}(0) = M_x(0).\hat{i} + M_y(0).\hat{j} + M_z(0).\hat{k} \quad (42)$$

a solução da equação de Bloch torna-se:

$$M_x(t) = M_x(0) \quad (43.1)$$

$$M_y(t) = M_y(0).\cos(w_{lx}.t) + M_z(0).\sin(w_{lx}.t) \quad (43.2)$$

$$M_z(t) = -M_y(0).\sin(w_{lx}.t) + M_z(0).\cos(w_{lx}.t) \quad (43.3)$$

A equação (43) pode ser reescrita na forma:

$$\vec{M}(t) = \overset{\Rightarrow}{R}_{x(w_{lx}.t)} \vec{M}(0) \quad (44.1)$$

onde $R_x(w_{lx}.t)$ representa uma rotação de $\beta = w_{lx}.t$ em torno do campo de RF, B_{lx} :

$$\overset{\Rightarrow}{R}_{x(w_{lx}.t)} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(w_{lx}.t) & \sin(w_{lx}.t) \\ 0 & -\sin(w_{lx}.t) & \cos(w_{lx}.t) \end{bmatrix} \quad (44.2)$$

EFEITO DA RELAXAÇÃO E GRADIENTES DE CAMPO

Consideremos o caso onde um pulso β de RF é aplicado sobre o sistema de spins deixando-o na condição inicial:

$$\vec{M}(0) = M_x(0).\hat{i} + M_y(0).\hat{j} + M_z(0).\hat{k} \quad (45)$$

Imediatamente após a aplicação do pulso de RF temos:

$$\dot{B}_{lx} = 0$$

e a equação de Bloch resulta em:

$$\dot{M}_x = -M_x/T_2 + \Delta\omega \cdot M_y \quad (46.1)$$

$$\dot{M}_y = -\Delta\omega \cdot M_x - M_y/T_2 \quad (46.2)$$

$$\dot{M}_z = - (M_z - M_0)/T_1 \quad (46.3)$$

A equação (46.3) fornece a evolução de $M_z(t)$:

$$M_z(t) = M_z(0) \cdot \exp(-t/T_1) + M_0[1 - \exp(-t/T_1)] \quad (47)$$

As equações (45), (46.1) e (46.2) fornecem a evolução temporal da magnetização transversal:

$$M_x(t) = [M_x(0) \cdot \cos(\Delta\omega t) + M_y(0) \cdot \sin(\Delta\omega t)] \cdot \exp(-t/T_2) \quad (48)$$

$$M_y(t) = [-M_x(0) \cdot \sin(\Delta\omega t) + M_y(0) \cdot \cos(\Delta\omega t)] \cdot \exp(-t/T_2) \quad (49)$$

O processo de relaxação, incluído o gradiente de campo aplicado em qualquer direção, pode ser escrito na forma:

$$\vec{M}(t) = \vec{R}_z(\Delta\omega t) \cdot \vec{E}(t) \cdot \vec{M}(0) + M_0(1-E_l(t)) \quad (50)$$

onde $\vec{R}_z(\Delta\omega t)$ representa uma rotação anti-horária em torno do campo b.R:

$$\vec{R}_z(\Delta\omega t) = \begin{bmatrix} \cos(\Delta\omega t) & \sin(\Delta\omega t) & 0 \\ -\sin(\Delta\omega t) & \cos(\Delta\omega t) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (51)$$

e a matriz $\vec{E}(t)$ representa a relaxação transversal e longitudinal do sistema:

$$\vec{E}(t) = \begin{bmatrix} E_2(t) & 0 & 0 \\ 0 & E_2(t) & 0 \\ 0 & 0 & E_l(t) \end{bmatrix} \quad (52)$$

$$\text{sendo } E_i(t) = \exp(-t/T_i), i=1,2. \quad (53)$$

I.4.3 SOLUÇÃO GERAL

As matrizes $\overset{\Rightarrow}{R_x(wlx.t)}$, $\overset{\Rightarrow}{R_z(\Delta w.t)}$ e $\overset{\Rightarrow}{E(t)}$ podem ser reescritas nas formas [14]:

$$\overset{\Rightarrow}{R_x(wlx.t)} = \exp(\overset{\Rightarrow}{A_1} \cdot t) \quad (54.1)$$

$$\overset{\Rightarrow}{R_z(\Delta w.t)} = \exp(\overset{\Rightarrow}{A_2} \cdot t) \quad (54.2)$$

$$\overset{\Rightarrow}{E(t)} = \exp(\overset{\Rightarrow}{A_3} \cdot t) \quad (54.3)$$

onde

$$\overset{\Rightarrow}{A_1} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & wlx \\ 0 & -wlx & 0 \end{bmatrix}, \quad (55.1)$$

$$\overset{\Rightarrow}{A_2} = \begin{bmatrix} 0 & \Delta w & 0 \\ -\Delta w & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \text{ e} \quad (55.2)$$

$$\overset{\Rightarrow}{A_3} = \begin{bmatrix} -1/T_2 & 0 & 0 \\ 0 & -1/T_2 & 0 \\ 0 & 0 & -1/T_1 \end{bmatrix} \quad (55.3)$$

Mansfield et al. [8] propõem a solução geral:

$$\begin{aligned} \overset{\rightarrow}{M(t)} &= \exp[\overset{\Rightarrow}{A_1} + \overset{\Rightarrow}{A_2} + \overset{\Rightarrow}{A_3}] \cdot t \cdot \overset{\rightarrow}{M(0)} + \overset{\rightarrow}{M_0} \cdot [\vec{I} - \vec{E}(t)] = \\ &= \overset{\Rightarrow}{Q} \cdot t + \overset{\rightarrow}{M_0} \cdot [\vec{I} - \vec{E}(t)] \end{aligned} \quad (56)$$

onde a matriz $\overset{\Rightarrow}{Q}$ está definida na equação (21).

A equação (56) pode ser escrita nesta forma se, e somente se, as matrizes $\overset{\Rightarrow}{A_1} \cdot t$, $\overset{\Rightarrow}{A_2} \cdot t$ e $\overset{\Rightarrow}{A_3} \cdot t$ ou $\overset{\Rightarrow}{R_x}$, $\overset{\Rightarrow}{R_z}$ e $\overset{\Rightarrow}{E}$ comutarem entre si. De um modo geral, estas matrizes não comutam, porém, se o intervalo de aplicação destes operadores for infinitesimal elas comutarão.

Deste modo, a aplicação infinitesimal e sucessiva do operador $\overset{\Rightarrow}{\exp(Q \cdot t)}$ fornecerá a evolução temporal da magnetização:

$$\overset{\rightarrow}{M(t)} = \prod_{i=1}^n \exp[\overset{\Rightarrow}{Q}(t_i) \cdot t_i] \cdot \vec{M}(t_{i-1}) + M_0[1 - E(t)] \quad (57.1)$$

onde

$$\sum_{i=1}^n t_i = t \text{ e } t_0 \text{ é o instante inicial.} \quad (57.2)$$

A equação (57) permite a obtenção da solução geral numérica da equação de Bloch.

No caso de pulsos de RF com envolventes dependentes do tempo, $B_{1x}(t)$, a equação de Bloch não tem solução analítica. Porém, podemos solucioná-la numericamente assumindo que o campo de RF é constante para cada intervalo infinitesimal de tempo Δt , figura 8.

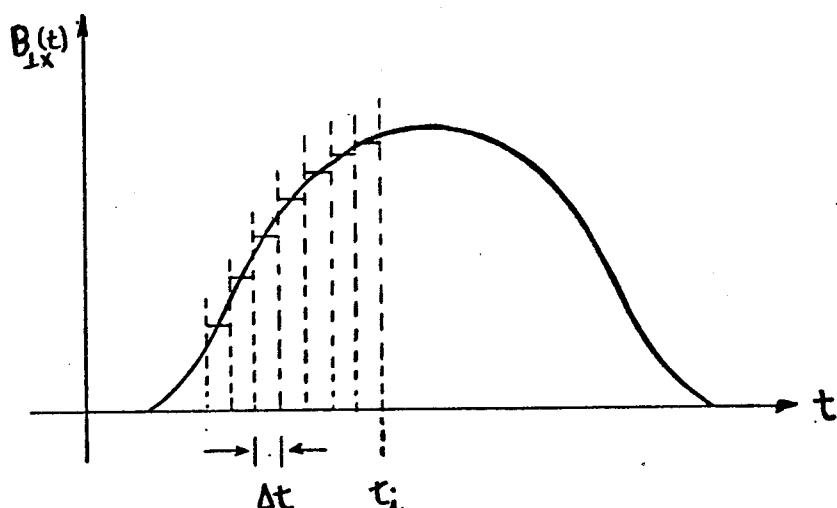


Fig. 8: Pulso de RF com envolvente dependente do tempo decomposto em uma sequência de pulsos de RF retangulares.

Deste modo, este problema pode ser resolvido numericamente por meio da equação (57) [15,16].

I.5 CALCULO DA DISTRIBUIÇÃO DE MAGNETIZAÇÃO.

Consideremos [8] uma amostra cilíndrica sujeita a um campo magnético B_0 e, além disso, sob a ação de um gradiente de campo G_z cuja direção coincide com o eixo do cilindro e a direção do campo magnético, figura 9.

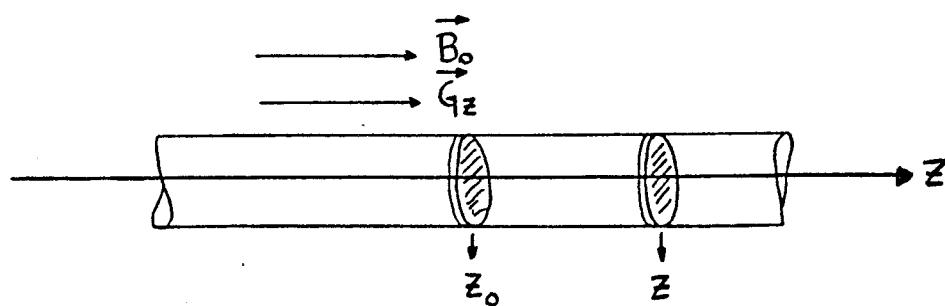


Fig. 9: Configuração dos campos magnéticos que estão aplicados sobre a amostra cilíndrica.

Logo, o campo resultante atuando sobre cada ponto da amostra é:

$$\overrightarrow{B}'(z) = (B_0 + G_z \cdot z) \cdot \vec{R} \quad (58)$$

Deste modo, cada conjunto isocromático de spins, situados em planos perpendiculares ao eixo z , precessarão com uma dada frequência:

$$\omega'(z) = \gamma \cdot (B_0 + G_z \cdot z) \quad (59)$$

Excitaremos agora nossa amostra com um pulso retangular de RF, B_{1x} .

A frequência do pulso de RF é escolhida de modo a satisfazer a condição de ressonância em algum ponto no interior da amostra e é dada por

$$\omega'(z_0) = \gamma \cdot (B_0 + G_z z_0) \quad (60)$$

Consideremos o movimento de um elemento de magnetização $\delta M_0(\Delta z)$, que dista Δz do plano em ressonância, figuras 9 e 10.

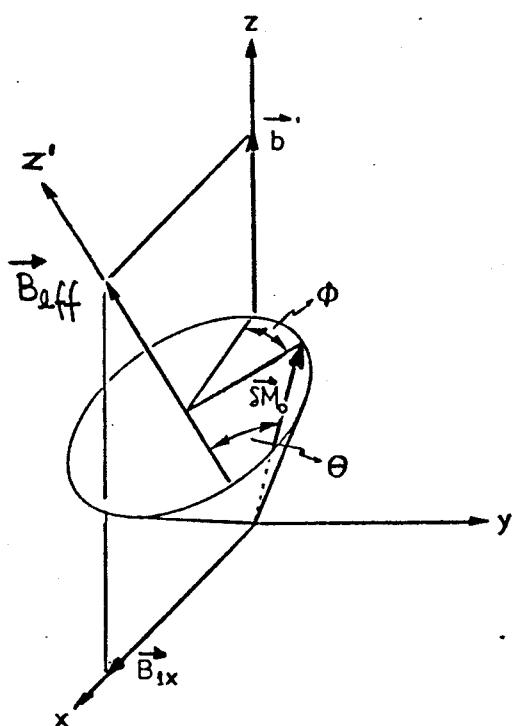


Fig. 10: b é o deslocamento de campo com relação à ressonância e B_{eff} é o campo em torno do qual os spins situados no plano z precessam no sistema girante de coordenadas. [8]

Podemos escrever a magnetização elementar na forma:

$$\vec{M}_o(\Delta z) = f(\Delta z) \cdot \vec{\delta M}_o \quad (61)$$

onde $f(\Delta z)$ representa a distribuição de densidade de spins ao longo da coordenada z . Como estamos interessados apenas nos efeitos de excitação seletiva tomaremos $f=1$, ou seja, a amostra será homogênea.

O comportamento temporal desta magnetização elementar pode ser descrito utilizando-se a solução geral da equação de Bloch:

$$\vec{\delta M}(t) = \exp(\vec{Q} \cdot t) \cdot \vec{\delta M}(0) + \vec{\delta M}_o [1 - E_1(t)] \quad (62)$$

Para deduzirmos a expressão da matriz $\exp(\vec{Q} \cdot t)$ ignoremos, por enquanto, os efeitos de relaxação, de modo que $\exp(\vec{Q} \cdot t) = \exp(\vec{A} \cdot t)$. Assim, $\exp(\vec{A} \cdot t)$ deve representar a precessão da magnetização elementar em torno do campo efetivo que nada mais é que uma rotação em torno do eixo z'' , figura 10. Tal rotação pode ser descrita como:

$$\exp(\vec{A} \cdot t) = R_y(\theta) \cdot R_z(\phi) \cdot R_y(\theta) \quad (63)$$

Reintroduzindo os termos de relaxação obtemos:

$$\exp(\vec{Q} \cdot t) = R_y(\theta) \cdot [R_z(\phi) \cdot \vec{E}(t)] \cdot R_y(\theta) \quad (64)$$

Executando o produto das matrizes da equação (64):

$$\exp(\vec{Q} \cdot t) = \begin{bmatrix} \cos^2\theta \cos\phi E_2 + E_1 \sin^2\theta & \cos\theta \sin\phi E_2 \\ -\sin\phi \cos\theta E_2 & \cos\phi E_2 \\ \cos\theta \sin\phi (E_1 - E_2 \cos\phi) & -\sin\theta \sin\phi E_2 \\ \end{bmatrix}$$

$$\begin{bmatrix} \sin\theta \cos\phi (E_1 - E_2 \cos\phi) \\ \sin\theta \sin\phi E_2 \\ E_1 \cos^2\theta + \sin^2\theta \cos\phi E_2 \end{bmatrix} \quad (65.1)$$

onde

$$\sin \theta = B_{lx}/B_{eff} \quad (65.2)$$

$$\cos \theta = b/B_{eff} \quad (65.3)$$

$$\phi = \vartheta_{eff} \quad (65.4)$$

Supondo que a magnetização inicial $\vec{\delta}M(0)$ corresponda ao equilíbrio, utilizando as equações (62) e (65) e tomando

$$\vec{\delta}M = \vec{m}.dz \quad (66)$$

onde m é a magnetização por unidade de comprimento teremos:

$$mx/m_0 = \sin \theta \cdot \cos \theta \cdot (E_1 - E_2 \cos \phi) \quad (67.1)$$

$$my/m_0 = \sin \theta \cdot \sin \phi \cdot E_2 \quad (67.2)$$

$$mz/m_0 = E_1 \cdot \cos^2 \theta + E_2 \cdot \sin^2 \theta \cdot \cos \phi + (1 - E_1) \quad (67.3)$$

As equações (67) representam as distribuições de magnetização ao longo da direção do gradiente aplicado, G_z , imediatamente após a aplicação do pulso de RF retangular. Estas distribuições são funções da posição Δz , ou deslocamento de campo, b , ou ainda da frequência Δw .

No caso do pulso de RF possuir envolvente dependente do tempo, $B_{lx}(t)$, basta utilizar o procedimento de aplicações sucessivas já discutido anteriormente, equação (57).

I.6 MAGNETIZAÇÃO TOTAL: $M_x(T_w)$ E $M_y(T_w)$

As magnetizações transversais totais calculadas imediatamente após a aplicação do pulso de RF, $M_x(T_w)$ e $M_y(T_w)$, são obtidas pela integração das distribuições mx e my [8]:

$$M_x(T_w) = \int_{-\infty}^{\infty} mx(z).dz \quad (68)$$

$$M_y(T_w) = \int_{-\infty}^{\infty} my(z).dz \quad (69)$$

$M_x(T_w)$ é sempre nula pois a distribuição m_x é antissimétrica.

No entanto, desprezando as relaxações, $M_y(T_w)$ resulta:

$$M_y(T_w) = (1/G_z) \cdot \pi \cdot B_{lx} \cdot M_0 \cdot J_0(\gamma \cdot B_{lx} \cdot T_w) \quad (70)$$

onde J_0 é a equação de Bessel de ordem zero.

A evolução da componente de magnetização transversal $M_y(T_w)$ está mostrada na figura 11 para um dado valor de B_{lx} . Este resultado mostra que uma grande magnetização transversal existe próximo à origem dos tempos. Isto se deve à larga distribuição de frequências dos spins assumida no cálculo.

Pulsos curtos são hábeis para excitar um grande número de spins fora da ressonância, mas com pequenos ângulos de rotação. No entanto, quando T_w aumenta, os pulsos começam a excitar apenas os spins mais próximos à ressonância, mas com grandes ângulos de rotação.

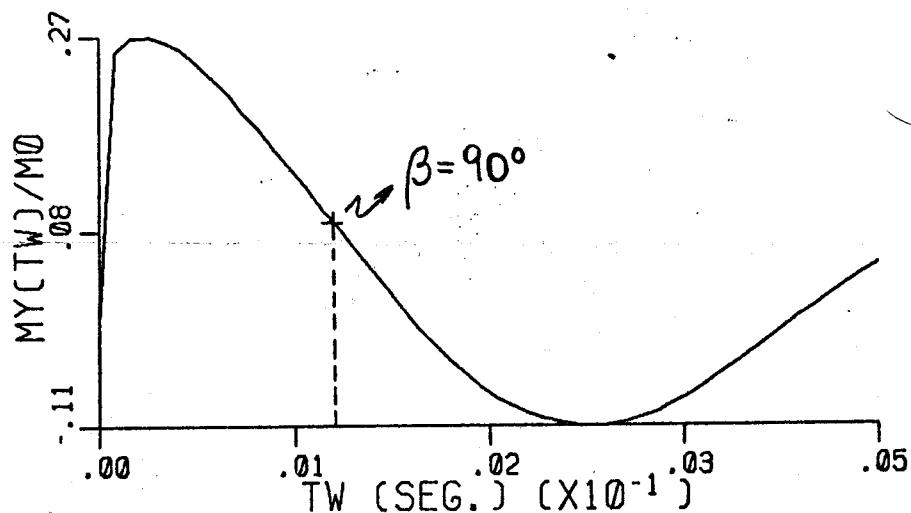


Fig. 11: Curva de $M_y(T_w)$ versus T_w :
 $B_{lx} = 45.72$ mG (para $\beta = 90^\circ$ $T_w = 1.29$ ms)
Eq. utilizada: 69.
Prog. utilizado: MYNT.FOR

Pode-se observar, pela figura 11, que os pulsos de 90° não correspondem mais à condição de máximo FID.

I.7 O SINAL DE RMN: FID E ECO

A detecção de sinal de RMN é feita por uma bobina que capta a variação de fluxo magnético produzido pelas componentes da magnetização transversal, m_x e m_y , que se encontram em estado de não-equilíbrio frente ao gradiente de campo magnético devido ao pulso de RF.

A voltagem induzida na bobina é então gerada pela magnetização transversal que está girando no plano (x' , y') do sistema de laboratório, figura 12, com frequência

$$w'(z) = \gamma \cdot G_z \cdot z + w_0 = w(z) + w_0.$$

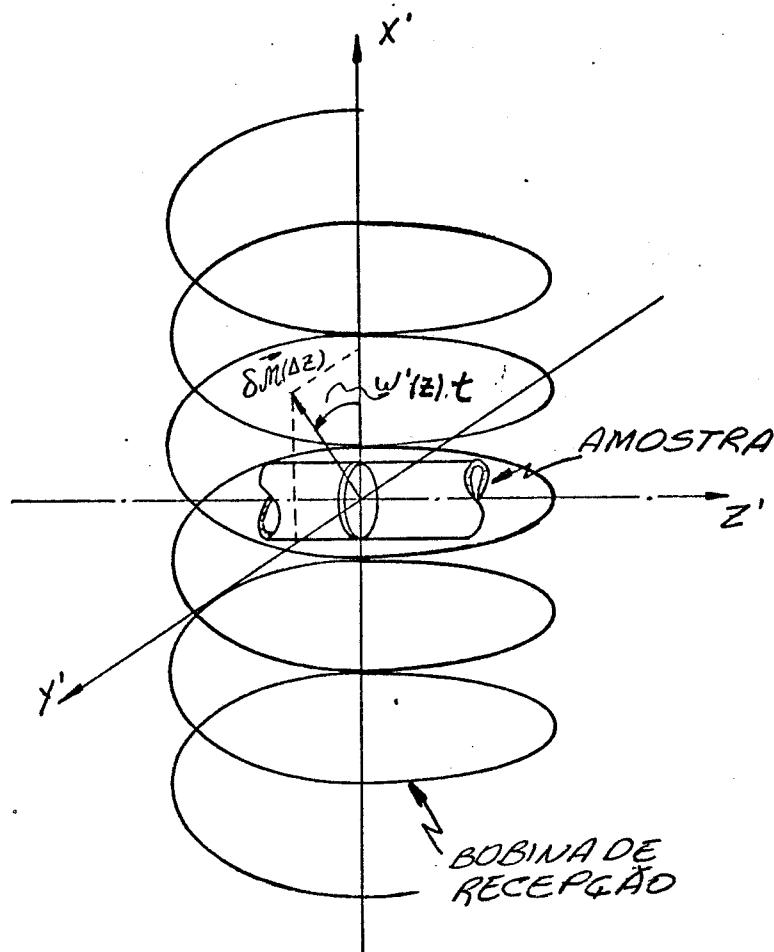


Fig. 12: Indução de voltagem na bobina de recepção de RMN pela magnetização transversal em precessão.

Para um grupo isocromático de spins no sistema girante temos:

$$\delta \vec{M} = \begin{bmatrix} mx \cdot dz \\ my \cdot dz \end{bmatrix} \quad (71)$$

Retornemos ao sistema fixo pela transformação inversa:

$$\vec{U}^{-1} = \begin{bmatrix} \cos(w'.t) & \sin(w'.t) \\ -\sin(w'.t) & \cos(w'.t) \end{bmatrix} \quad (72)$$

No sistema fixo teremos:

$$\begin{aligned} \vec{\delta M} &= \vec{U}^{-1} \cdot \vec{\delta M} = \\ &= \{ [mx \cdot \cos(w'.t) + my \cdot \sin(w'.t)] \hat{i} + \\ &\quad + [-mx \cdot \sin(w'.t) + my \cdot \cos(w'.t)] \hat{j} \} \cdot dz \quad (73) \end{aligned}$$

Utilizando a lei de Faraday, a voltagem induzida na bobina de recepção pelo grupo isocromático de spins será:

$$\delta v = - \frac{d}{dt}(\phi) = \frac{\partial}{\partial t} \int_S \vec{\delta B} \cdot d\vec{A} \quad (74)$$

onde

$$\vec{B} = \mu_0 \cdot (\vec{H} + \vec{\delta M}) \quad (75)$$

e

$$\vec{A} = A \cdot \hat{z}$$

Como não existe corrente de condução percorrendo a amostra, $\vec{H} = 0$ e

$$\vec{B} = \mu_0 \cdot \vec{\delta M} \quad (76)$$

Como a área da bobina é constante o fluxo será:

$$\phi = \mu_0 \cdot \vec{\delta M} \cdot \vec{A} = \mu_0 \cdot [mx \cdot \cos(w'.t) + my \cdot \sin(w'.t)] \cdot A \cdot dz \quad (77)$$

A voltagem induzida toma então a forma:

$$\delta v = - \mu_0 \cdot w' \cdot [-mx \cdot \sin(w'.t) + my \cdot \cos(w'.t)] \cdot A \cdot dz \quad (78)$$

Para calcularmos a voltagem induzida por todos os grupos isocromáticos de spins temos:

$$V(t) = \int \delta v \quad (79)$$

Tomando o fato de que a amostra é finita podemos afirmar que:

$$G_z \cdot \Delta z \ll B_0, \text{ ou seja, } w' \approx w_0 \quad (80)$$

onde Δz é a dimensão da amostra ao longo do gradiente aplicado.

Substituindo a aproximação (80) na equação (79) e tomindo

$$dz = dw' / (\gamma \cdot G_z)$$

obtemos

$$V(t) = -[(A \cdot \mu_0 \cdot w_0) / (\gamma \cdot G_z)] \cdot \int [-mx \cdot \sin(w' \cdot t) + my \cdot \cos(w' \cdot t)] \cdot dw' \quad (81)$$

A equação (81) pode ser reescrita na forma :

$$V(t) = -[(A \cdot \mu_0 \cdot w_0) / (\gamma \cdot G_z)] \cdot \operatorname{Re} \int (my + jmx) \cdot \exp(jw' \cdot t) \cdot dw' \quad (82.1)$$

No sistema girante de coordenadas, onde o termo de alta frequência

$$w_0 = \gamma \cdot B_0$$

é eliminado, o sinal de RMN é dado por:

$$V(t) = -[(A \cdot \mu_0 \cdot w_0) / (\gamma \cdot G_z)] \cdot \operatorname{Re} \int (my + jmx) \cdot \exp(jw \cdot t) \cdot dw \quad (82.2)$$

Logo o sinal de RMN pode ser calculado a partir das equações (82) que nada mais são que a parte real da transformada de Fourier complexa das distribuições m_y e m_x [8].

Por intermédio das equações (67.1), (67.2) e (82.2) podemos analisar o comportamento não-linear do sistema de spins calculando os efeitos de um pulso retangular de RF seletivo de β graus sobre o sistema de spins.

Os resultados destes cálculos estão apresentados na figura 13, onde se mostra os sinais de RMN, FID e ECO, na presença do gradiente de campo.

O ECO foi obtido pela aplicação do gradiente reverso e a relaxação foi desprezada, no cálculo dos sinais, de modo a se observar melhor os efeitos da não-linearidade.

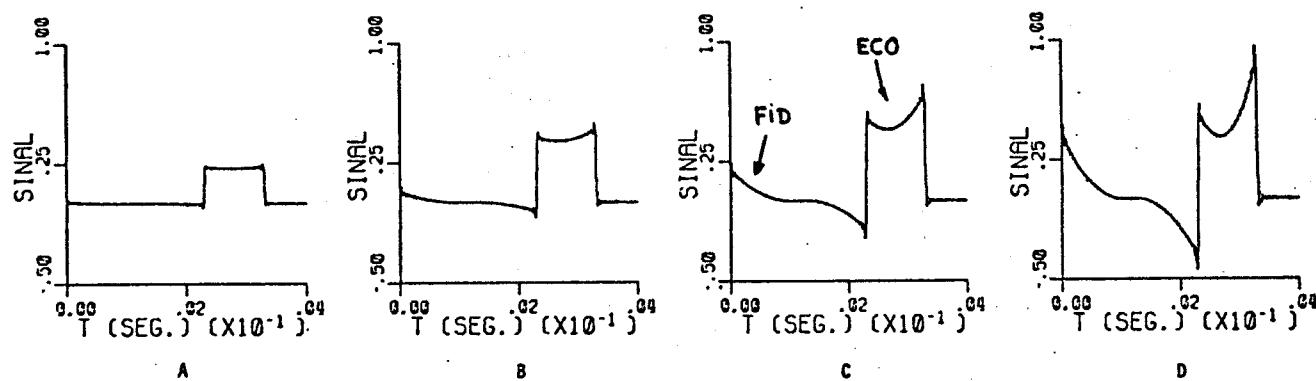


Fig. 13:- Sinais FID e ECO para
 A: $\beta = 30^\circ$, $B_{lx} = 19.6\text{mG}$, $T_w = 1\text{ms}$
 B: $\beta = 60^\circ$, $B_{lx} = 39.1\text{mG}$, $T_w = 1\text{ms}$
 C: $\beta = 90^\circ$, $B_{lx} = 58.7\text{mG}$, $T_w = 1\text{ms}$
 D: $\beta = 120^\circ$, $B_{lx} = 78.3\text{mG}$, $T_w = 1\text{ms}$
 Eq. utilizada: 67.1, 67.2 e 82.2.
 Prog. utilizado: FIDEC01.FOR

Ao aplicarmos um pulso de RF de pequeno ângulo de rotação ($\beta < 30^\circ$) não observamos FID e podemos observar um ECO cuja envoltória é idêntica à envoltória do pulso de RF, ambas tendo a mesma duração.

Aplicando pulsos de ângulos de rotação intermediários ($30^\circ < \beta < 90^\circ$) já observamos um pequeno FID e a forma do ECO é ainda similar à envolvente do pulso de RF somadas algumas deformações.

Para pulsos de grandes ângulos de rotação ($\beta > 90^\circ$) o FID aumenta e as deformações do ECO se acentuam.

O FID e as deformações que surgem no ECO são manifestações da não-linearidade do sistema de spins, já que estes surgem quando se retira substancialmente a magnetização de seu estado de equilíbrio.

Capítulo II

DEFINIÇÃO DE PLANOS TOMOGRAFICOS

II.1 INTRODUÇÃO

Nos métodos convencionais de excitação seletiva [1,2,3,4,5], um pulso de RF é aplicado na presença de um gradiente de campo para girar os spins em uma região selecionada, perpendicular ao gradiente, por um ângulo especificado (30° , 90° e 180°).

Por estes métodos convencionais espera-se obter uma distribuição de magnetização m_y retangular e m_x nula, figura 14, de modo que o plano selecionado possua uma boa definição e os spins estejam todos em fase ao longo do eixo y do sistema girante, o que exige algum mecanismo de refocalização dos spins.

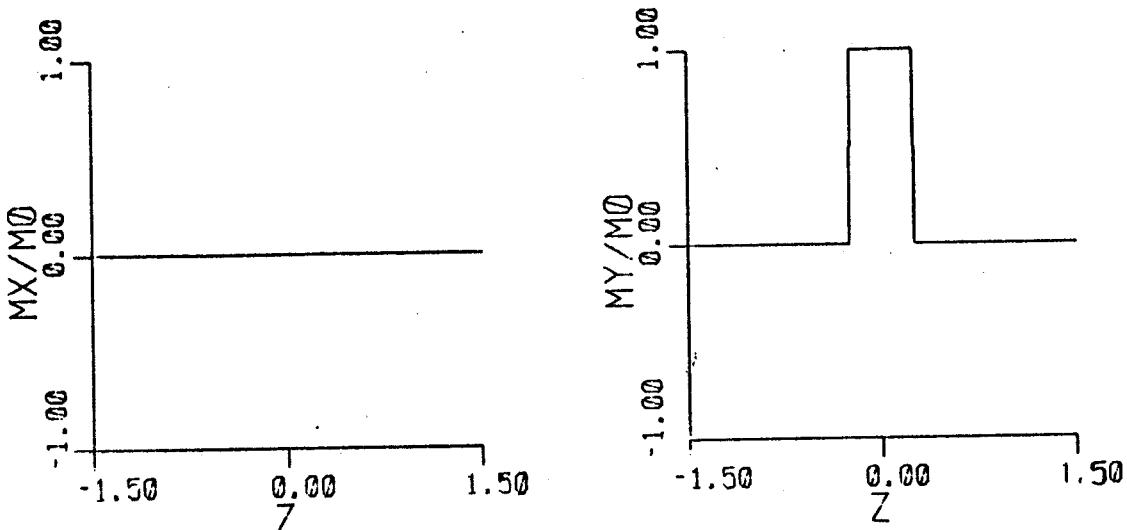


Fig. 14: Distribuições ideais da magnetização transversal.

Infelizmente a distribuição da magnetização transversal não corresponde ao desejado.

A razão para as imperfeições na distribuição da magnetização resultante pode ser explicada, em parte, devido à utilização da análise linear para se determinar a resolução espacial do pulso seletivo, ou seja, utilizar a idéia de que a transformada de Fourier de $B_{lx}(t)$ representa o perfil do plano selecionado, equação 39.

Esta linha de orientação é adequada apenas para excitações de pequenos ângulos de rotação ($\beta < 30^\circ$), caso em que o sistema se comporta linearmente.

No entanto, apesar da utilidade da análise linear para o entendimento da excitação seletiva, ela tem utilidade limitada para pulsos de grandes ângulos de rotação ($\beta > 30^\circ$), onde o sistema de spins se comporta não-linearmente.

Além destes problemas já citados, ocorre um adicional devido ao truncamento das envolventes que modulam o pulso de RF, o qual introduz oscilações nas distribuições de magnetização, diminuindo também a qualidade de definição do plano selecionado.

Portanto, surge a necessidade de uma análise bem elaborada para o projeto da forma da envolvente que modula o pulso de RF, $B_{lx}(t)$.

Estabeleceremos neste capítulo, a relação entre as propriedades espectrais de um pulso de RF com envolventes arbitrárias e as características espaciais de um plano selecionado. Além disso, serão apresentadas propostas [11,15,16,17,18,19,20,21] para a solução dos problemas de comportamento não-linear do sistema de spins e truncamento da envolvente do pulso de RF.

Os resultados a serem apresentados neste capítulo serão obtidos por cálculos analíticos e numéricos baseados nas soluções da equação de Bloch apresentadas no capítulo anterior, equações 57 e 65, e também por meio da solução numérica da equação de Bloch pelo método de Runge-Kuta de quinta e sexta ordem [22].(*1)

(*1) O método de Runge-Kuta foi utilizado na maioria das simulações a serem apresentadas neste capítulo devido a sua rapidez no cálculo computacional. As simulações a partir das equações 57 e 65 apresentam os mesmos resultados.

Os tempos de relaxação utilizados nestes cálculos são $T_1 = 300$ ms e $T_2 = 100$ ms.

II.2 ESPESSURA E CRITERIO DE RESOLUÇÃO DO PLANO TOMOGRAFICO

Definiremos a largura do plano selecionado, L_p , como sendo a meia-largura do módulo da distribuição de magnetização transversal, $(m_x(z)^2 + m_y(z)^2)^{1/2}$, figura 15.

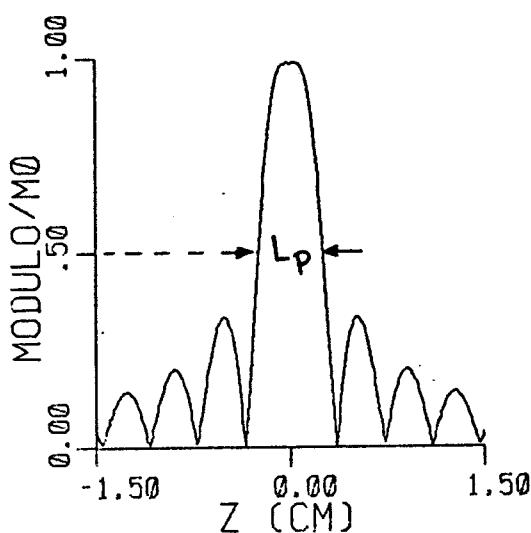


Fig. 15: Definição da espessura do plano selecionado, L_p .

Vamos agora estabelecer um critério de resolução espacial na definição da espessura do plano tomográfico baseado no método dos momentos.

Seja $g(z)$ o módulo da distribuição de magnetização transversal:

$$g(z) = (m_x(z)^2 + m_y(z)^2)^{1/2} \quad (83)$$

Os momentos desta distribuição são definidos por:

$$\langle g(z)^n \rangle = \begin{cases} 0, & \text{para } n \text{ ímpar} \\ (2/A) \cdot \int_0^{\infty} z^n \cdot g(z) \cdot dz, & \text{para } n \text{ par} \end{cases} \quad (84)$$

onde $g(z)$ deve ser simétrica e A é a área sob tal distribuição.

O segundo momento:

$$\langle g(z)^2 \rangle = (2/A) \cdot \int_0^{\infty} z^2 \cdot g(z) \cdot dz \quad (85)$$

nós informa quanto rápido se atenua a distribuição com peso z^2 .

Para uma distribuição gaussiana:

$$g(z) = [M_0 / (2 \cdot \pi \cdot \sigma^2)^{1/2}] \cdot \exp[-z^2 / (2\sigma^2)] \quad (86)$$

temos:

- área: $A=1$ (87.1)

- segundo momento: $\langle g(z)^2 \rangle = \sigma^2$ (87.2)

- espessura do plano: $L_p = (8 \cdot \ln 2)^{1/2} \cdot \sigma$ (87.3)

Para tal distribuição podemos definir o parâmetro:

$$R = [\langle g(z)^2 \rangle / (L_p)^2] \cdot 8 \cdot \ln 2 = 1 \quad (88.1)$$

que a caracteriza univocamente.

Para outros tipos de distribuição temos

- retangular: $R=0.46$ (máxima resolução espacial) (88.2)

- lorentziana ou sinc: $R=\infty$ (88.3)

II.3 PULSO RETANGULAR DE RF

EFEITO DA DURAÇÃO DO PULSO

Vamos agora considerar como a magnetização é afetada pelo pulso retangular de RF. Trataremos este problema em termos do espectro de frequências do pulso dado pela análise de Fourier, equação 39.

Um pulso de RF com envolvente retangular fornece o espectro de frequências de excitação mostrado na figura 16.

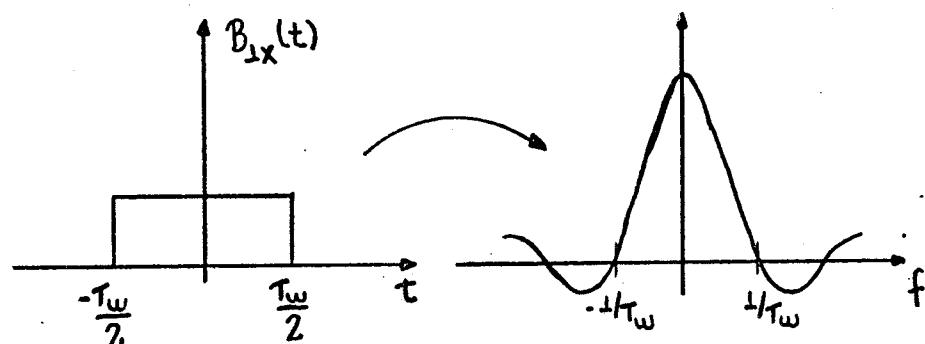


Fig. 16: Espectro de frequências de excitação do pulso de RF.

Deste modo, podemos prever que um pulso de RF longo no tempo deverá possuir um espectro de frequências de excitação mais estreito, figura 17.

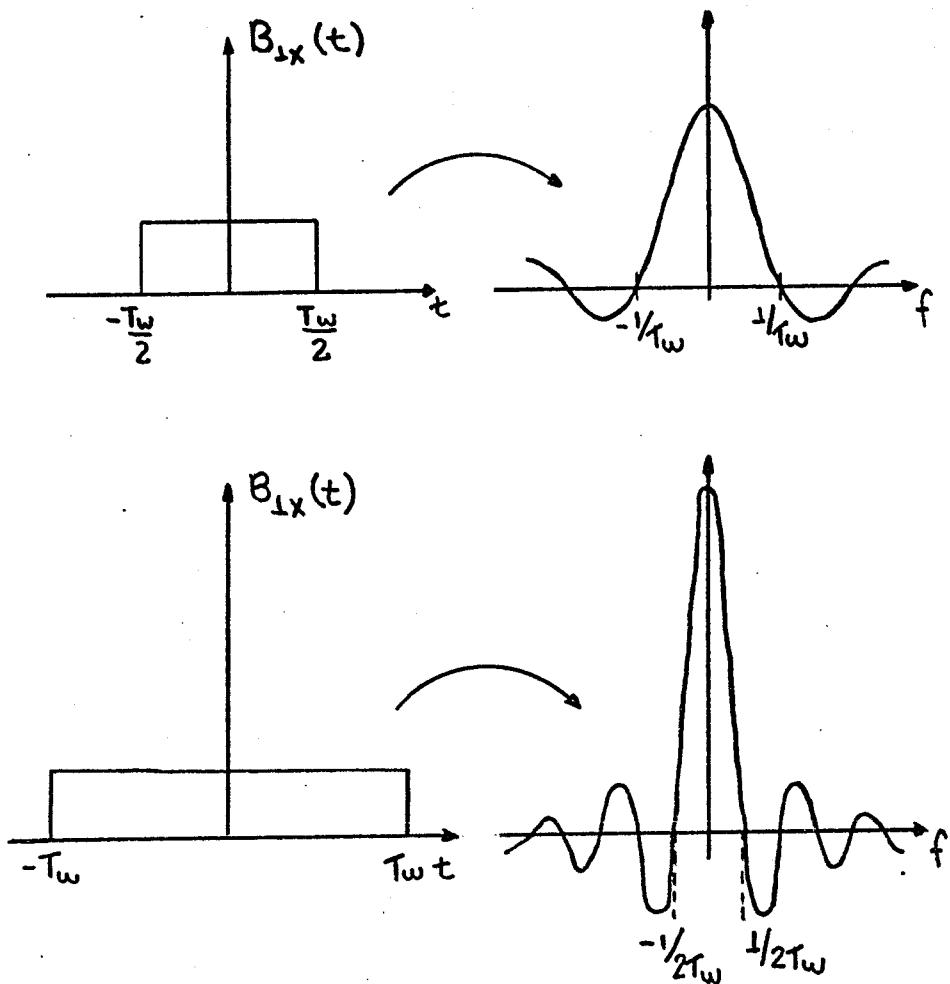


Fig. 17: Efeito da duração do pulso de RF retangular em seu espectro de frequências.

A figura 18 nos mostra as distribuições das componentes da magnetização resultantes da aplicação de pulsos de 90° com durações distintas frente ao mesmo gradiente de campo Gz.

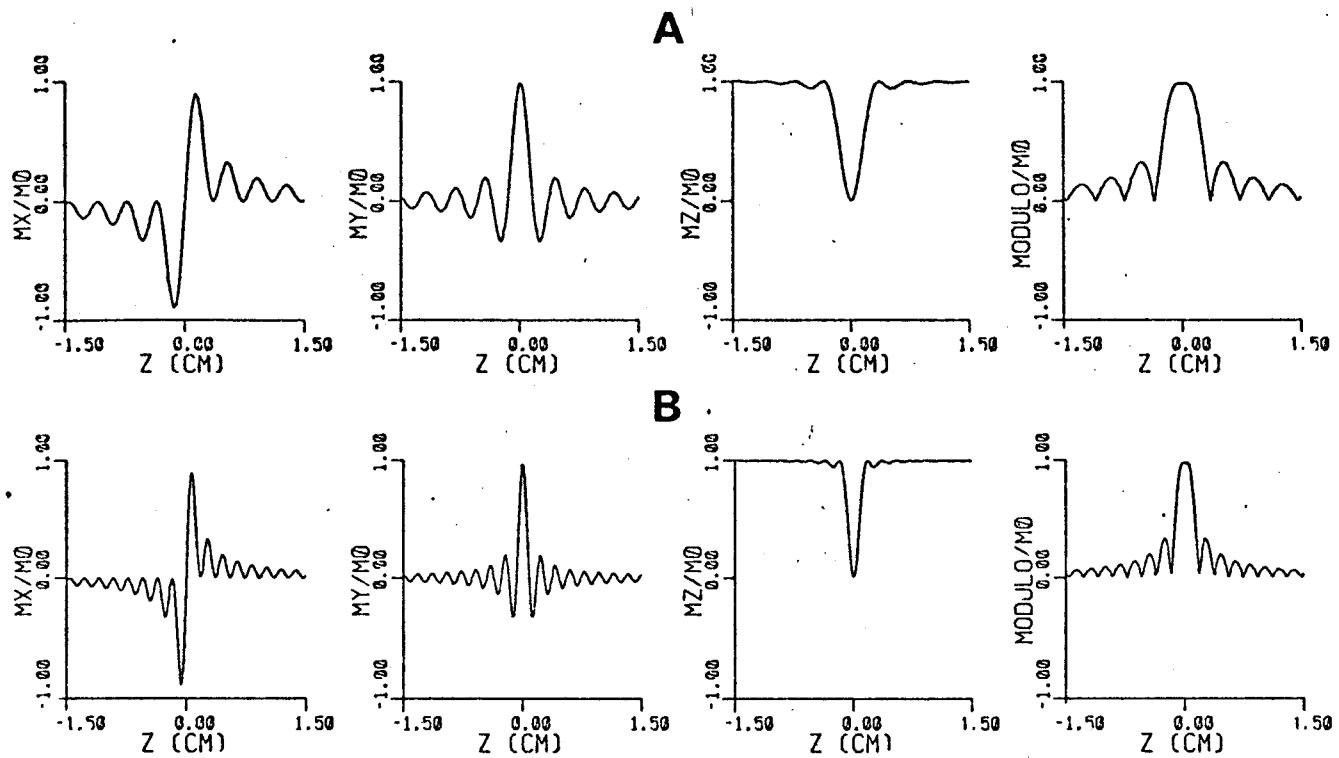


Fig. 18: A --> $T_w = 1.29$ ms, $B_{lx} = 45.72$ mG,
 $G_z = 0.5$ G/cm e $L_p = 0.50$ cm.
 B --> $T_w' = 2.57$ ms, $B_{lx}' = 22.87$ mG,
 $G_z = 0.5$ G/cm e $L_p = 0.25$ cm.

Eq. utilizada: (67)
 Prog. utilizado: GRFM.FOR

Comparando as distribuições para os T_w 's distintos observamos a maior seletividade para o pulso de maior duração como já havia sido previsto.

O pulso de 90° corresponde apenas aos spins posicionados no plano $z = 0$ onde se observa que m_z/m_0 e m_x/m_0 se anulam e m_y/m_0 é 1.

Os gráficos a seguir, figura 19, mostram o comportamento da espessura do plano selecionado, L_p , em função da duração, T_w , e amplitude, B_{lx} , do pulso de 90° , mantido G_z constante.

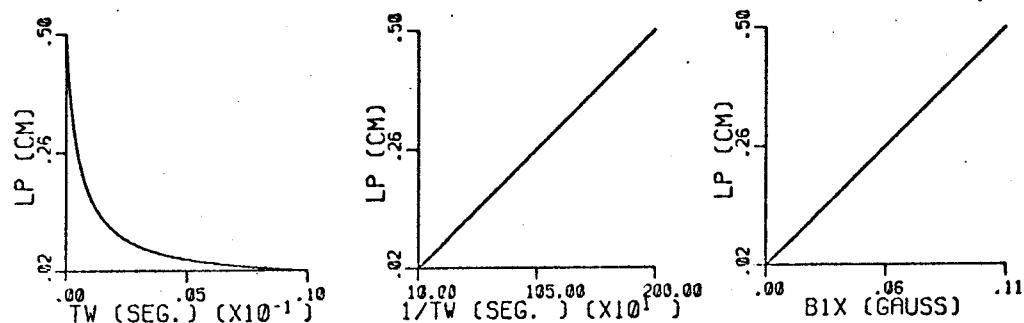


Fig. 19: Comportamento linear de L_p versus ($1/T_w$).

Eq. utilizada: 22

Prog. utilizado: ZXTWP.FOR (*1)

EFEITO DO GRADIENTE DE SELEÇÃO

O gradiente de seleção, G_z , também influí na seletividade. A figura 20 mostra as distribuições das componentes da magnetização resultantes da aplicação de um pulso de 90° frente a dois gradientes de campo distintos.

(*1) Programa baseado no método de Runge-Kuta.

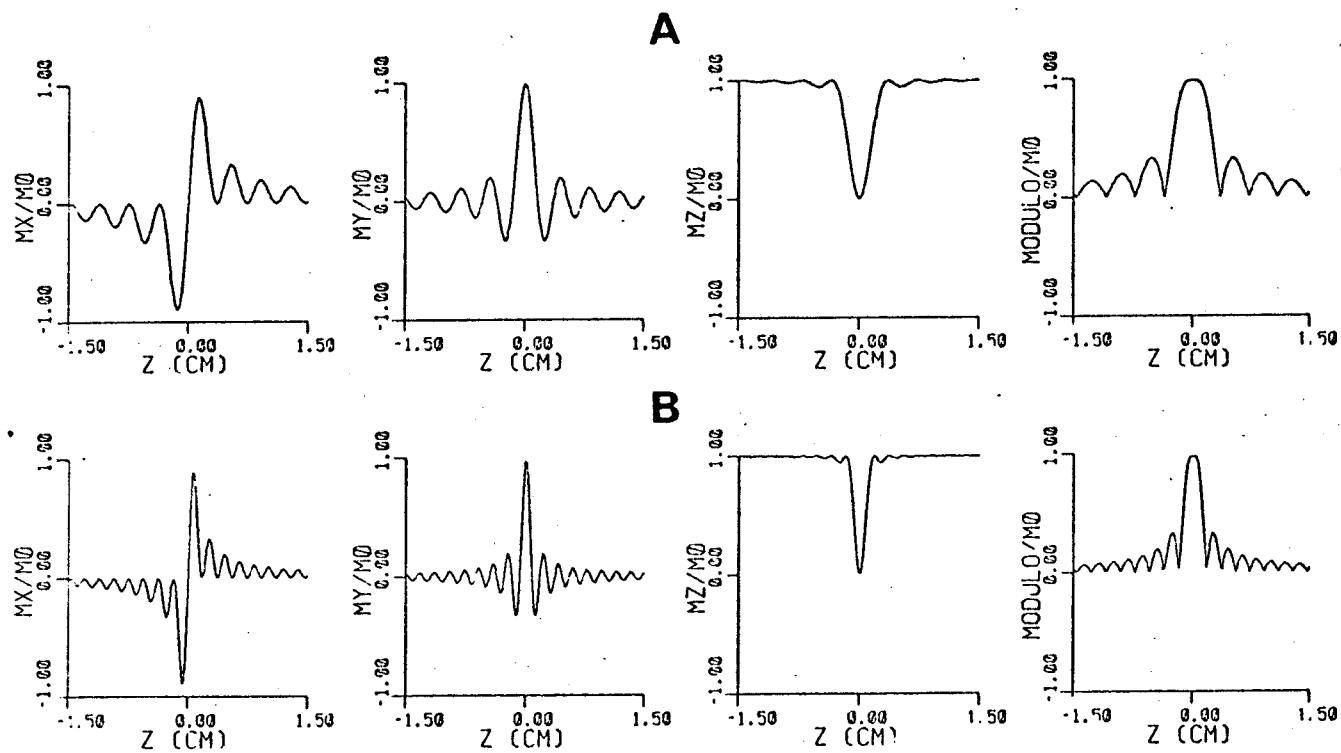


Fig. 20: A --> $T_w = 1.29$ ms, $B_{lx} = 45.72$ mG,
 $G_z = 0.5$ G/cm e $L_p = 0.50$ cm.
 B --> $T_w' = 1.29$ ms, $B_{lx}' = 45.72$ mG,
 $G_z = 1.0$ G/cm e $L_p = 0.25$ cm.
 Eq. utilizada: (67)
 Prog. utilizado: GRFM.FOR

Na figura 20 observamos que o gradiente mais intenso fornece um plano tomográfico mais estreito.

O aumento da intensidade do gradiente de seleção implica em uma maior variação de frequências de Larmor em função da posição ao longo do mesmo. Então, para uma dado pulso de RF de espessura T_w , o aumento da intensidade do gradiente de seleção resultará na diminuição da espessura do plano, figura 21.

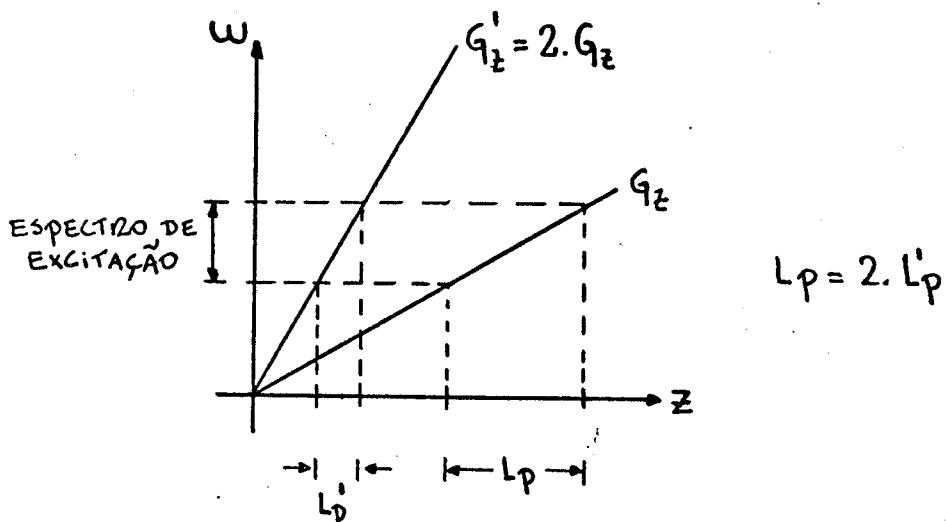


Fig. 21: Efeito da intensidade do gradiente de seleção.

Esta discussão fica mais clara ao se observar os gráficos da espessura do plano tomográfico, em posição e frequências, em função do gradiente de seleção, figura 22.

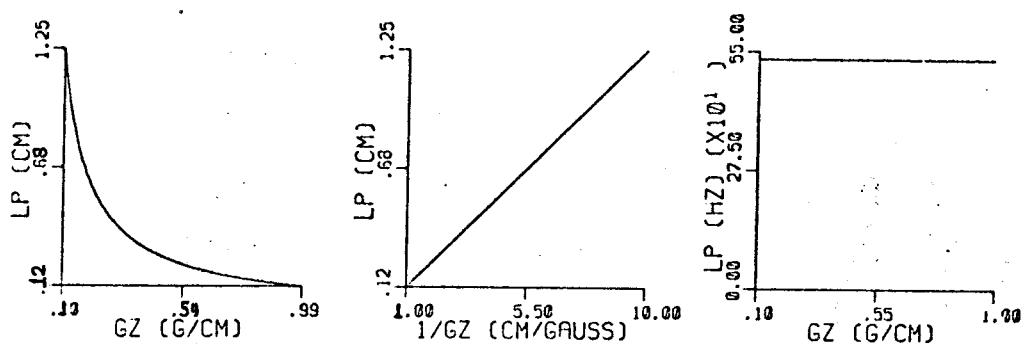


Fig. 22: Comportamento da espessura do plano selecionado em função do gradiente de seleção
 $T_w=1.02$ ms e $B_{lx}=57.68$ mG.
Eq. utilizada: 22
Prog. utilizado: ZXGZP.FOR (*1)

Os gráficos da figura 22 nos mostram que, apesar da resposta em frequências ser sempre a mesma, pois o pulso de RF tem sempre a mesma duração, o plano selecionado diminui de espessura com o aumento do gradiente de seleção.

(*1) Programa baseado no método de Runge-Kuta.

Na presença do gradiente de seleção, G_z , podemos aplicar o pulso β de RF de duas maneiras:

- pulso 1: com campo de RF, B_{lx} , intenso e de curta duração, T_w ;
 - pulso 2: com campo de RF, B_{lx} , fraco e de longa duração, T_w ;
- satisfazendo a equação 15.

Pela análise de Fourier o pulso 1 deve ter um espectro de frequências mais largo que o pulso 2.

Na prática os pulsos estreitos possuem T_w na ordem de dezenas de microsegundos gerando espectros de excitação com largura espectral na faixa de dezenas de kilohertz; os pulsos longos possuem T_w na ordem de milisegundos gerando espectros de excitação com largura espectral na faixa de centenas de hertz.

A linha de absorção de uma amostra de dimensões Δz na faixa de dezenas de centímetros sob a ação de gradientes de campo G_z por volta de 0.5 Gauss/cm apresenta uma largura espectral na ordem de dezenas de kilohertz.

A largura de linha de absorção do sistema de spins sob a ação do gradiente de campo é dada por:

$$\Delta w = \gamma \cdot G_z \cdot \Delta z \quad (89)$$

onde Δz é a dimensão da amostra ao longo do gradiente.

Os pulsos estreitos devem ser capazes de excitar todos os grupos isocromáticos de spins contidos na amostra, sendo assim denominados não-seletivos. Eles devem satisfazer a condição: $T_w \ll 1/\Delta w$, figura 23.

Os pulsos longos devem excitar apenas uma pequena quantidade de grupos isocromáticos de spins, sendo assim denominados seletivos. Devem satisfazer as condições: $T_w \gg 1/\Delta\omega$ e $T_w < T_2$, figura 23.

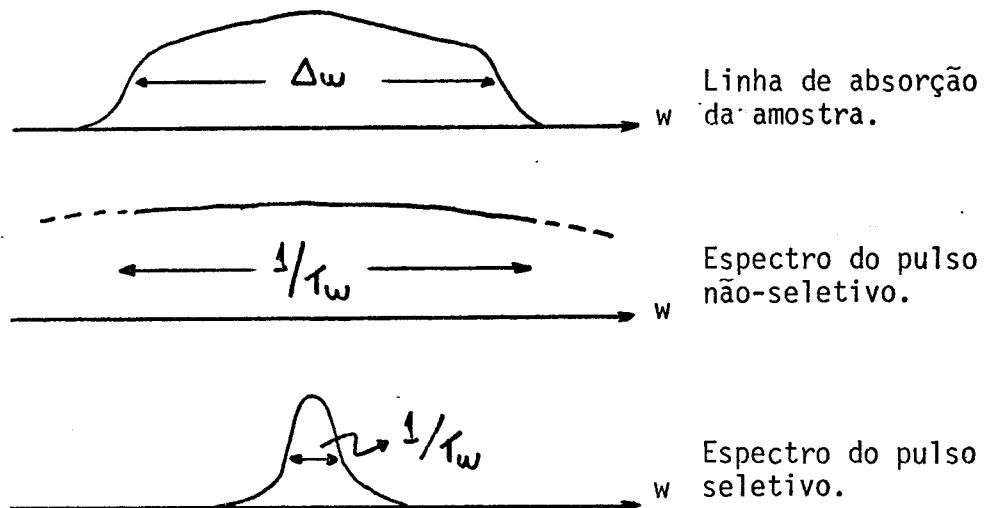


Fig. 23: Comparação dos espectros dos pulsos seletivo e não-seletivo com a linha de absorção da amostra.

REFOCALIZAÇÃO DOS SPINS

A real distribuição da magnetização existente no plano transversal (x, y), imediatamente após o pulso seletivo, está mostrada na figura 24 pelo gráfico de $my(z)/m_0$ versus $mx(z)/m_0$ onde a coordenada z percorre os pontos deste diagrama [8].

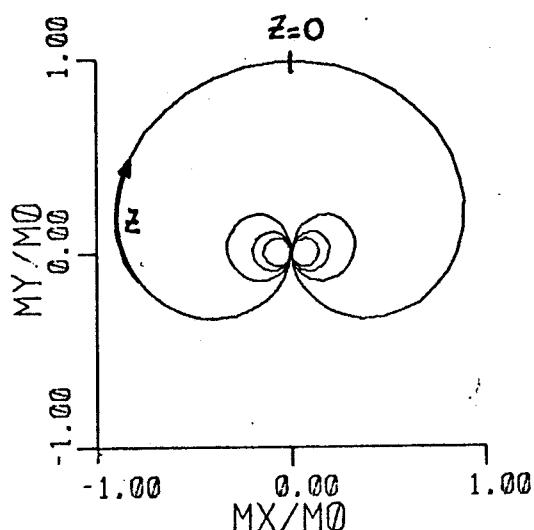


Fig. 24: $My(z)/M_0$ versus $Mx(z)/M_0$.
 $T_w = 1.29$ ms, $B_{lx} = 45.72$ mG,
 $G_z = 0.5$ G/cm e $L_p = 0.5$ cm.
Eq. utilizada: 67
Prog. utilizado: GRFM.FOR

A figura 24 nos mostra uma pequena magnetização líquida $My(T_w)$ e uma nula magnetização $Mx(T_w)$, de modo que grande parte dos spins excitados não contribuem ao sinal FID, sendo desperdiçados.

Tal fato é confirmado pela análise da fase:

$$\phi(z) = \arctg[(Mx(z)/My(z))] \quad (90)$$

das magnetizações transversais elementares com relação ao eixo y do sistema girante, figura 25.

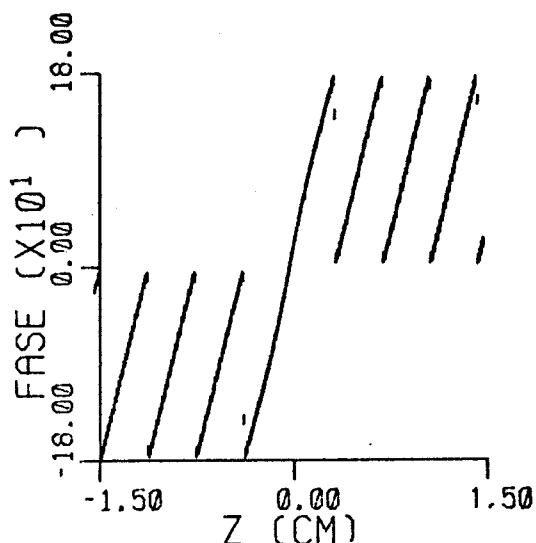


Fig. 25: $\phi(z)$ versus z .
 $T_w=1.29$ ms, $B_{lx}=45.72$ mG,
 $G_z=0.5$ G/cm e $L_p=0.5$ cm.
Eq. utilizada: 67
Prog. utilizado: GRFM.FOR

Como já discutido anteriormente, este espalhamento dos spins no plano transversal se deve, principalmente, ao fator de fase $\exp(-j\gamma G_z z T_w/2)$ que surge na equação (39), na descrição do comportamento linear do sistema de spins. Então, eliminando este fator de fase pela aplicação do gradiente reverso obtemos as distribuições de magnetização apresentadas na figura 26.

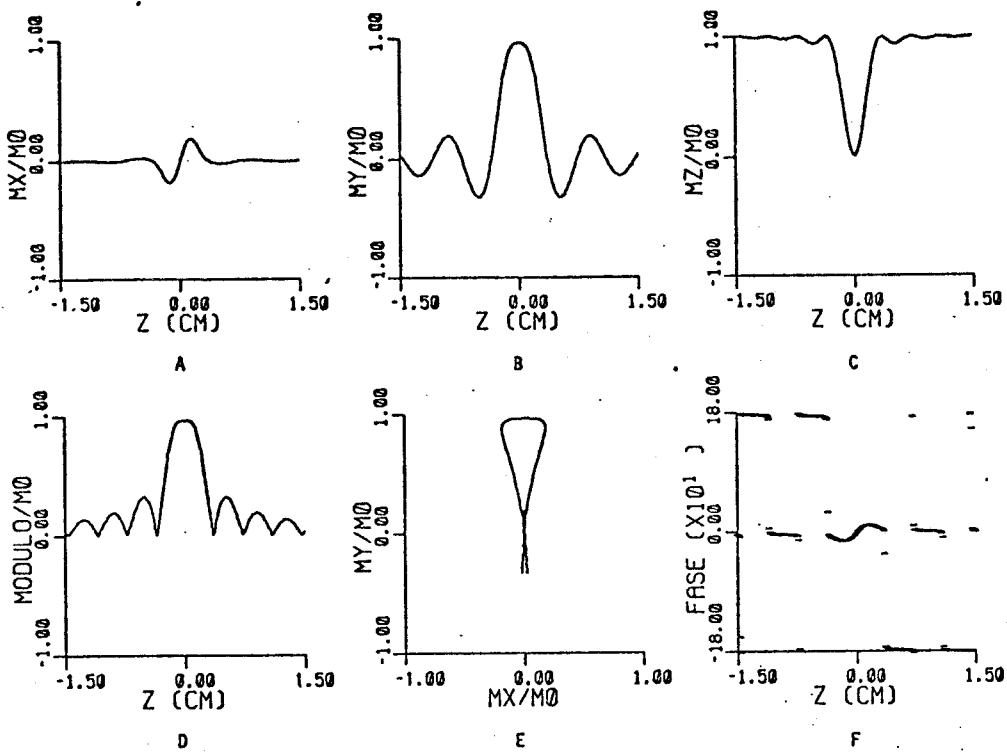


Fig. 26: Refocalização dos spins por gradiente reverso.
 $T_w = 1.29 \text{ ms}$, $B_{lx} = 45.72 \text{ mG}$,
 $G_z = 0.5 \text{ G/cm}$ e $L_p = 0.5 \text{ cm}$.
Eq. utilizada: 67
Prog. utilizado: GRFM.FOR

A eficácia da refocalização é resumida nos gráficos de m_y versus m_x e $\phi(z)$ versus z , onde se observa a maior direcionabilidade da magnetização transversal na região do plano selecionado e a maior parte dos spins excitados contribuem na formação do sinal.

A partir da técnica de refocalização dos spins podemos obter um sinal ECO mais intenso que o sinal FID, figura 13.

II.4 PULSOS DE RF COM ENVOLVENTES DEPENDENTES DO TEMPO, B_{1X(T)}

Sabemos da análise de Fourier que um pulso retangular de RF necessita de muitas componentes de frequências para formar suas extremidades resultando em um extenso espectro de frequências de excitação. Desta maneira, acabamos por excitar, não apenas o plano tomográfico almejado, mas também inúmeros planos de spins isocromáticos fora desta região de um modo pouco atenuado, figura 20.

Nosso propósito agora é atenuar as componentes de frequência fora da região escolhida de modo a se obter uma maior resolução espacial na definição do plano tomográfico [10,12,13,15,16,20,23,24].

EFEITO DA SUAVIZAÇÃO DA ENVOLVENTE DO PULSO DE RF

Para analisarmos o efeito da suavização da envolvente apliquemos ao sistema de spins, sob a ação do gradiente de seleção, dois pulsos de RF: um com envolvente retangular e outro com gaussiana.

Para efeito de comparação aplicaremos os pulsos de modo a selecionar planos de mesma espessura, L_p. Os parâmetros utilizados na definição destes planos estão na tabela I.

TABELA I:

envolvente	B _{1x0} (mG)	T _w (ms)	T _{1/2} (ms)	β	Gz(G/cm)	L _p (cm)
retangular	45.72	1.29	1.29	90°	0.5	0.5
gaussiana	56.15	2.54	0.95	90°	0.5	0.5

Programas utilizados: DELTAZP.FOR E ENVOLT.FOR
Eq. utilizada: 22.

$T_{1/2}$ é a largura de meia-altura da envolvente $B_{lx}(t)$.

A partir dos dados da tabela I obtemos as distribuições mostradas na figura 27.

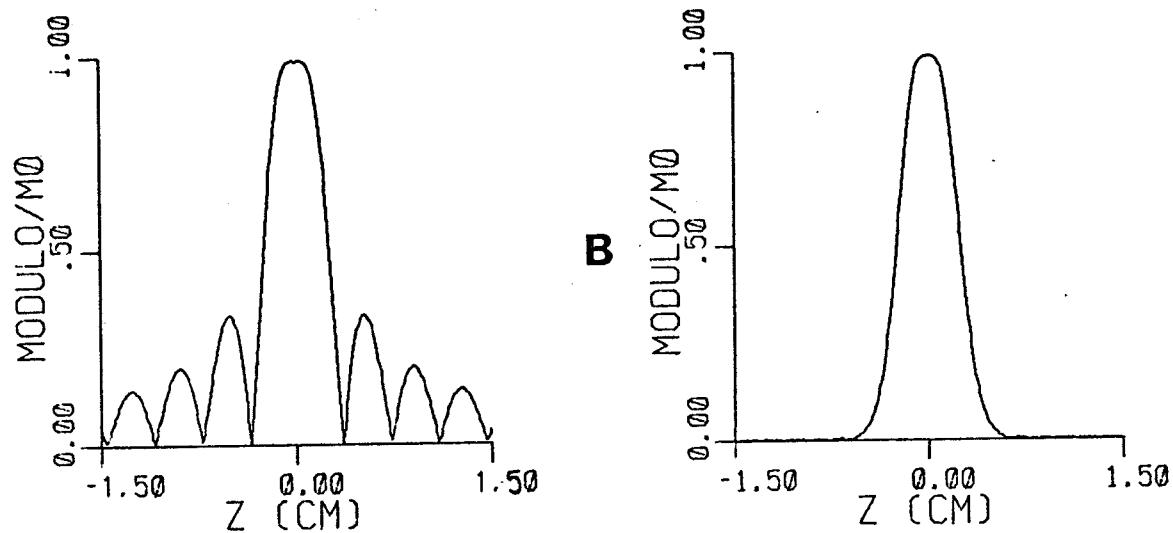


Fig. 27: A --> Módulo da dist. transversal para envolvente retangular e
B --> Módulo da dist. transversal para envolvente gaussiana.
Eq. utilizada: 22
Prog. utilizado: ECORR.FOR (*1)

Das distribuições da figura 27 observamos a maior resolução na espessura do plano selecionado para a envolvente gaussiana, cuja forma é mais suave; em termos do parâmetro de resolução:

pulso gaussiano --> R=0.86

pulso retangular --> R=6.73

ENVELOVENTES SIMETRICAS

(*1) Programa baseado no método de Runge-Kuta.

Analisemos as distribuições de magnetização para as envolventes simétricas definidas no intervalo $[0, T_w]$:

- Gaussiana = $B_{lx0} \cdot \exp(-(t-T_w/2)^2 / (0.0543 \cdot (T_w^2)))$
- Hanning = $B_{lx0} \cdot (0.5) \cdot (1 - \cos(\pi \cdot (t) \cdot 2/T_w))$
- Blackman - Harris = $B_{lx0} \cdot \{0.42323 + 0.49755 \cdot \cos((2\pi/T_w) \cdot (t-T_w/2)) + 0.07922 \cdot \cos((4\pi/T_w) \cdot (t-T_w/2))\}$ [20]
- Sinc(n) = $B_{lx0} \cdot \sin(\pi \cdot n \cdot (t-T_w/2) / (T_w/2)) / (\pi \cdot n \cdot (t-T_w/2) / (T_w/2))$
($n=1, 2, 3, 4, \dots$ é o número de zeros da Sinc).

As formas destas envolventes estão apresentadas na figura 28.

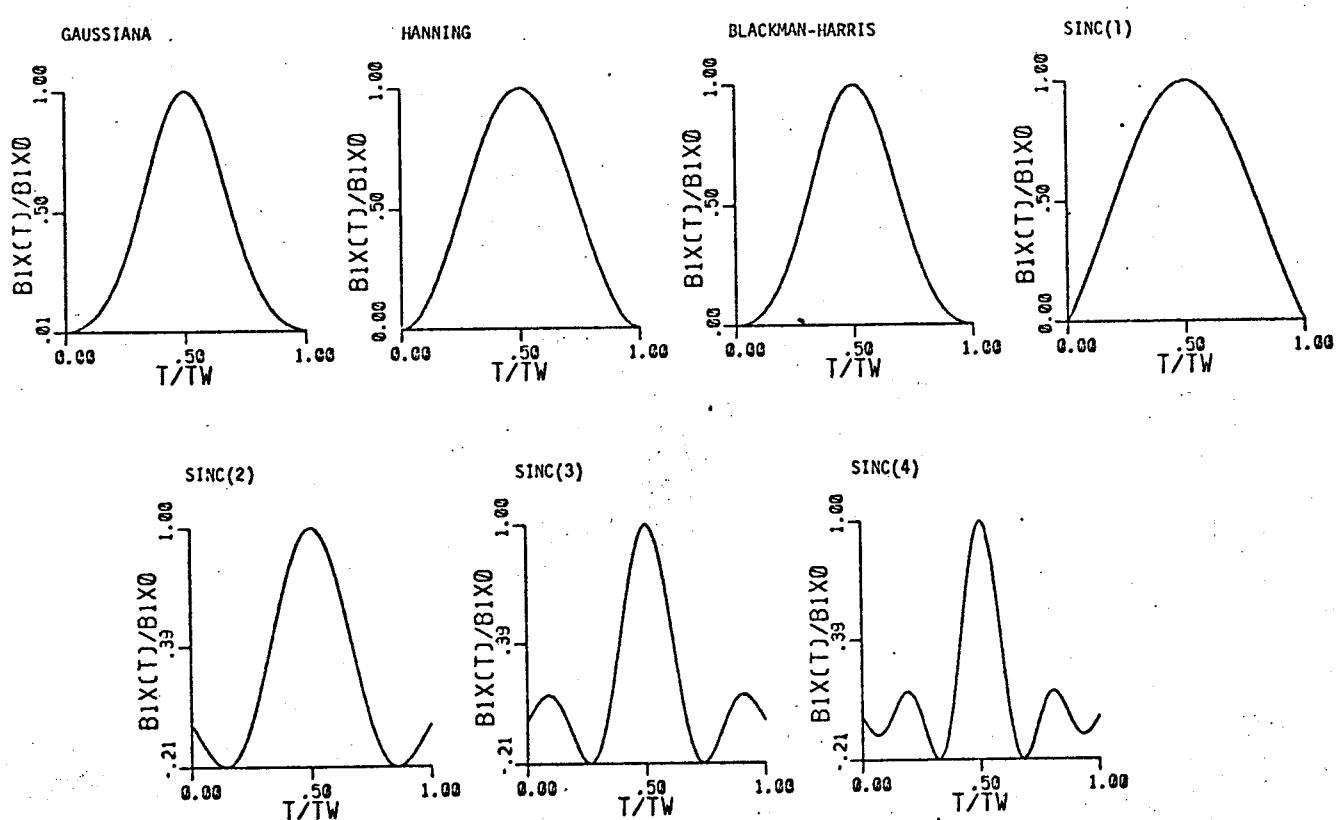


Fig. 28: Envolventes simétricas.

O conjunto de gráficos a seguir, figura 29, apresentam as distribuições de magnetização e fase imediatamente após a seleção de um plano de espessura L_p para todas as envolventes simétricas propostas.

Os parâmetros utilizados na definição destes planos estão na tabela II.

TABELA II:

envolvente	B_{lx0} (mG)	T_w (ms)	$T_{1/2}$ (ms)	β	G_z (G/cm)
Gaussiana	56.15	2.54	0.98	90°	0.5
Hanning	53.86	2.18	1.06	90°	0.5
Black.Harris	55.32	2.51	1.01	90°	0.5
Sinc(1)	53.86	1.88	1.13	90°	0.5
Sinc(2)	68.95	3.77	1.14	90°	0.5
Sinc(3)	59.21	5.58	1.12	90°	0.5
Sinc(4)	66.82	7.40	1.12	90°	0.5

Programas utilizados: DELTAZP.FOR^{(*)1}, DELTAZS.FOR^{(*)2} e ENVOLT.FOR
Eq. utilizada: 22

(*)1, (*)2 Programa baseado no método de Runge-Kuta.

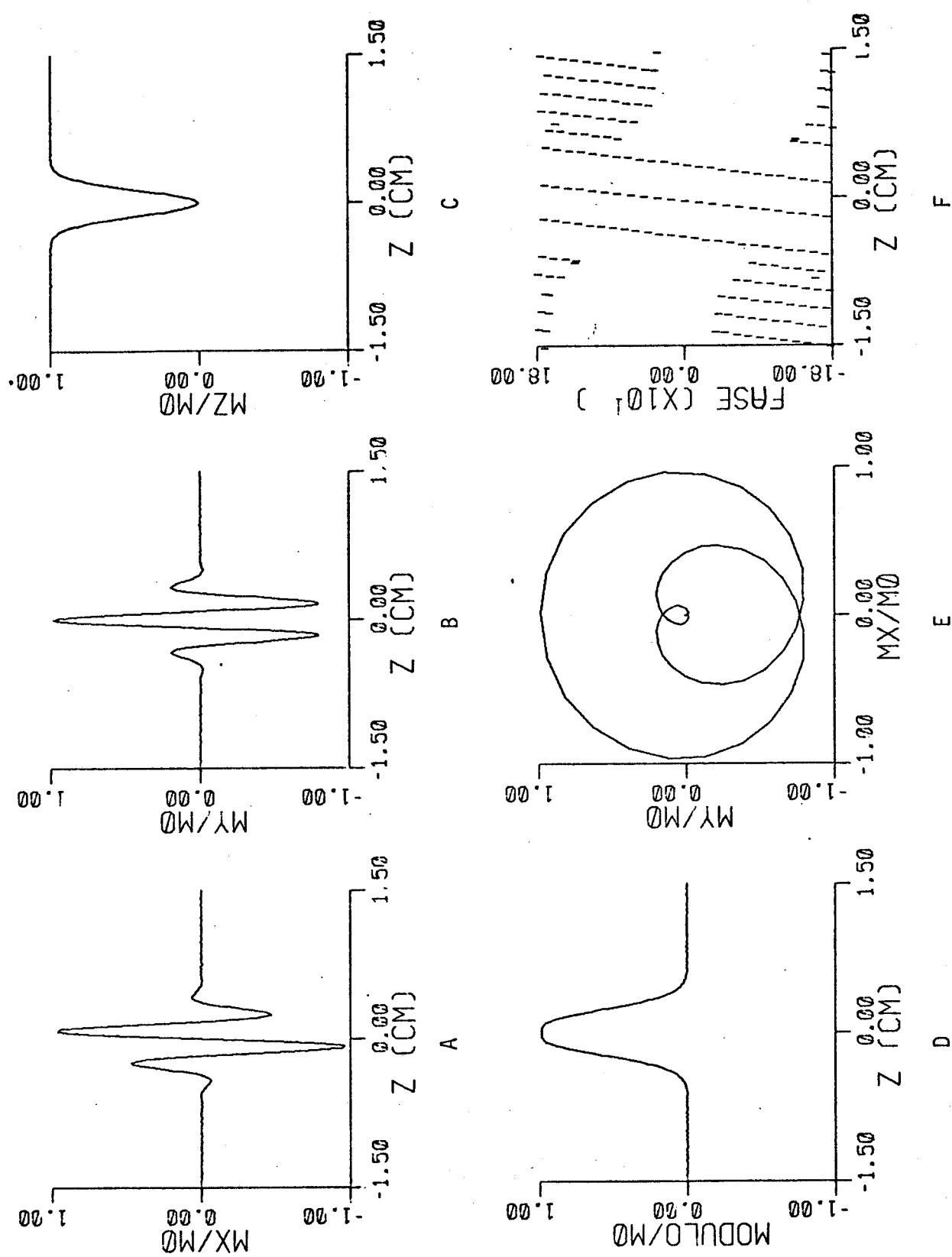


Fig. 29.1: Distribuições de magnetização para o pulso de RF com envolvente GAUSSIANA.
Eq. utilizada: 22
Prog. utilizado: ECORR.FOR

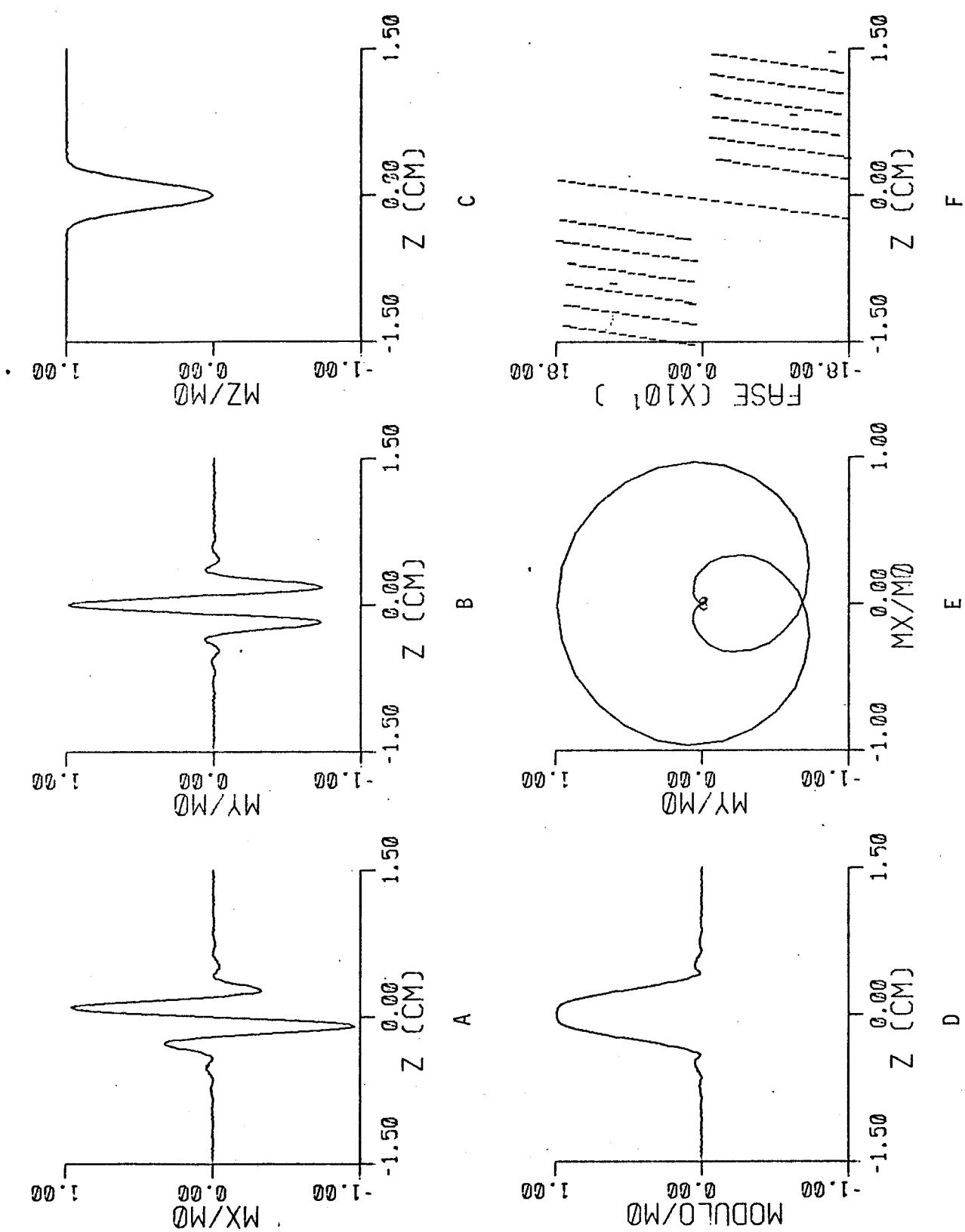


Fig. 29.2: Distribuições de magnetização para o pulso de RF com envolvente HANNING.
Eq. utilizada: 22
Prog. utilizado: ECORR.FOR

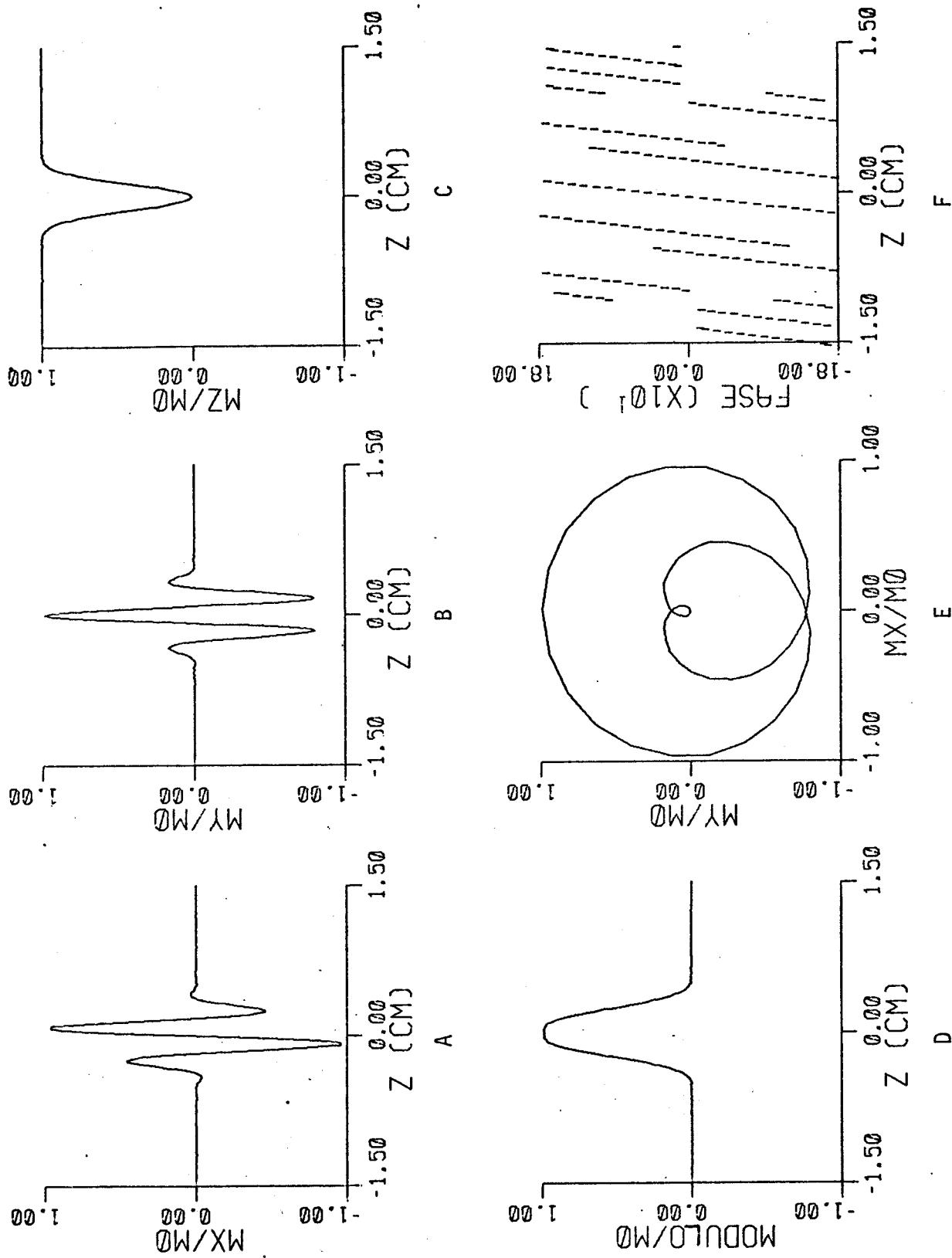


Fig. 29.3: Distribuições de magnetização para o pulso de RF com envolvente BLACKMAN -HARRIS.
Eq. utilizada: 22
Prog. utilizado: ECORR.FOR

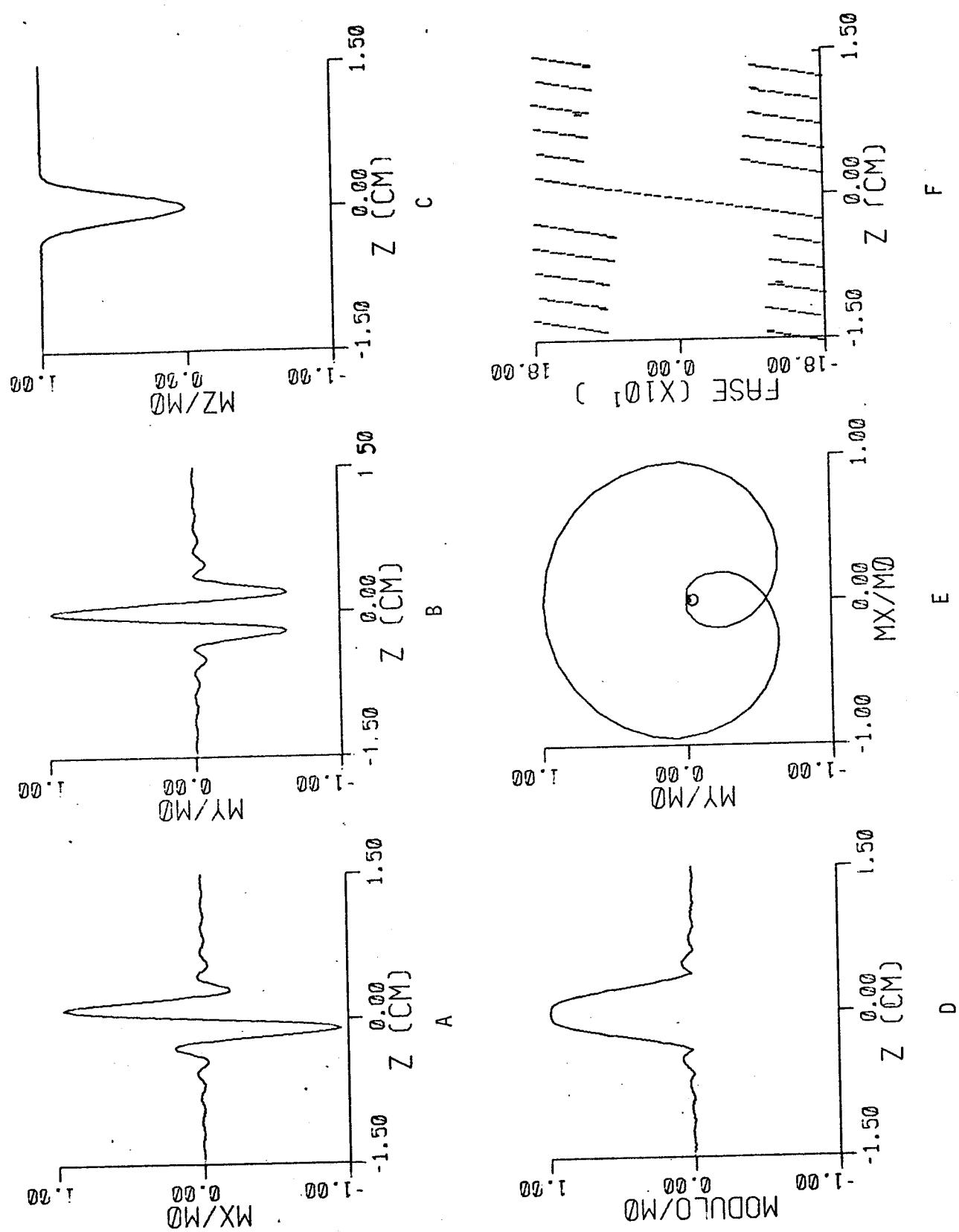
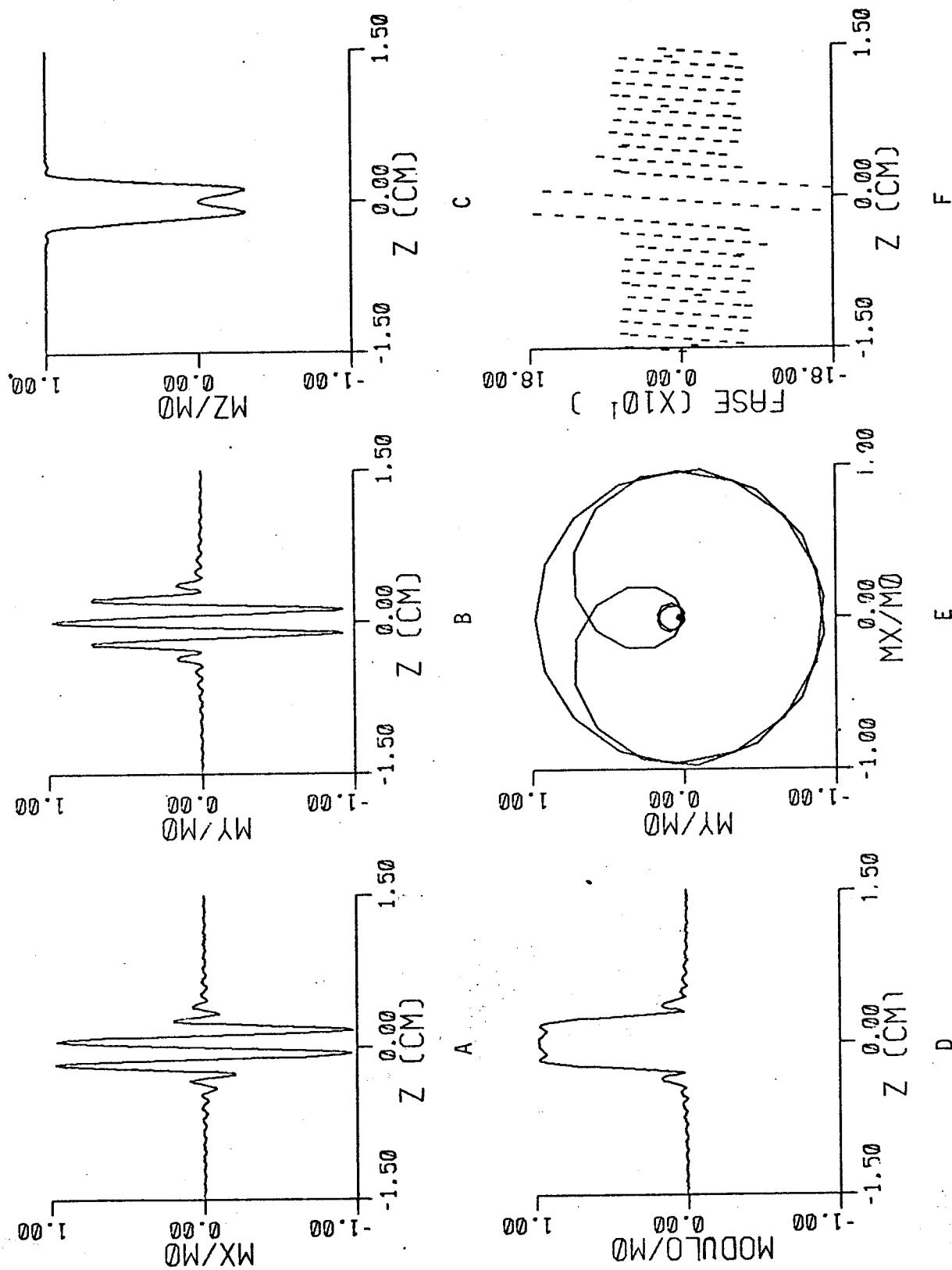


Fig. 29.4: Distribuições de magnetização para o pulso de RF com envolvente SINC(1).
Eq. utilizada: 22
Prog. utilizado: ECORR.FOR



**Fig. 29.5: Distribuições de magnetização para o pulso de RF com envolvente $\text{SINC}(2)$.
Eq. utilizada: 22
Prog. utilizado: ECORR.FOR**

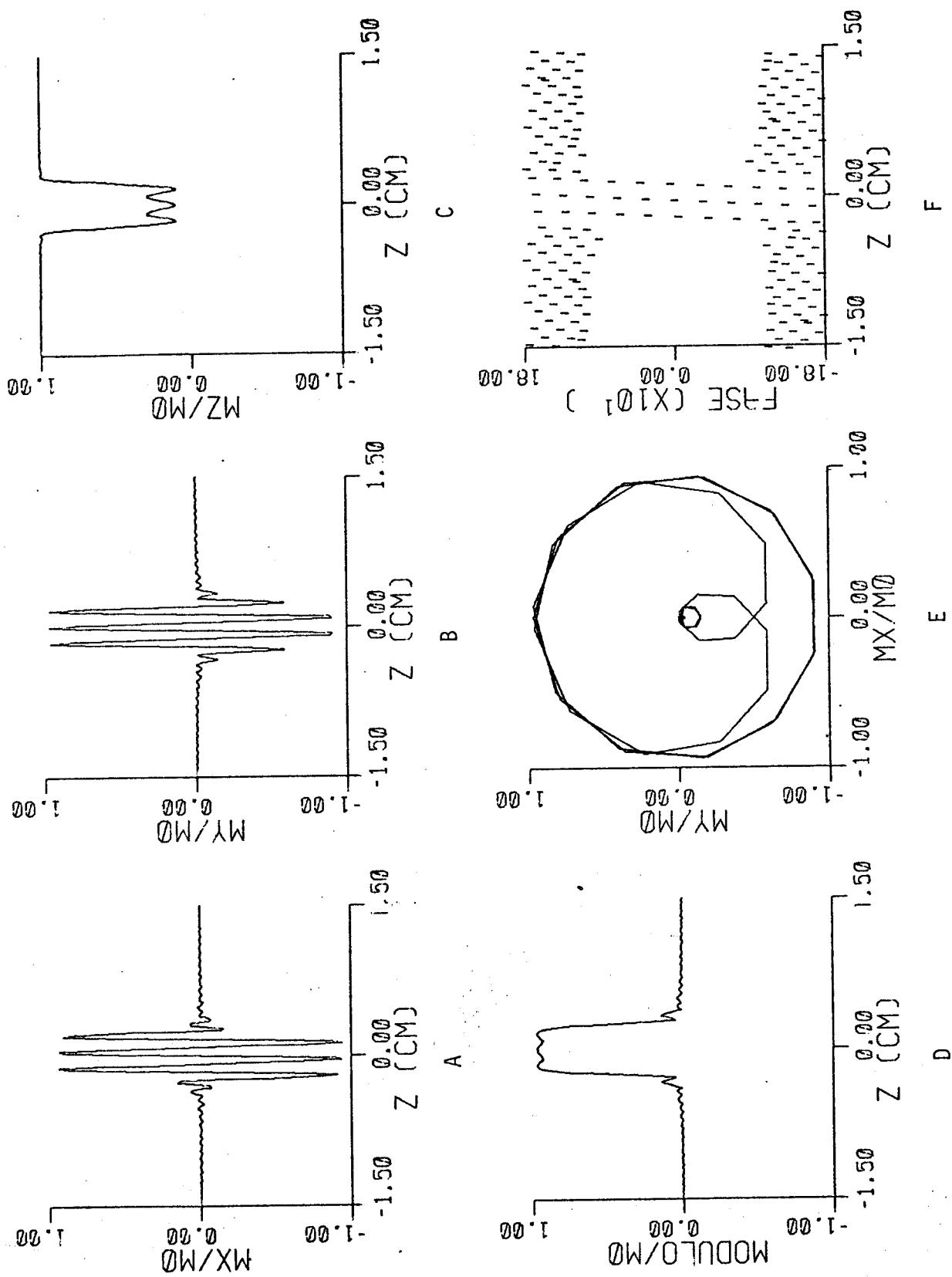


Fig. 29.6: Distribuições de magnetização para o pulso de RF com envolvente $SINC(3)$.
Eq. utilizada: 22
Prog. utilizado: ECORR.FOR

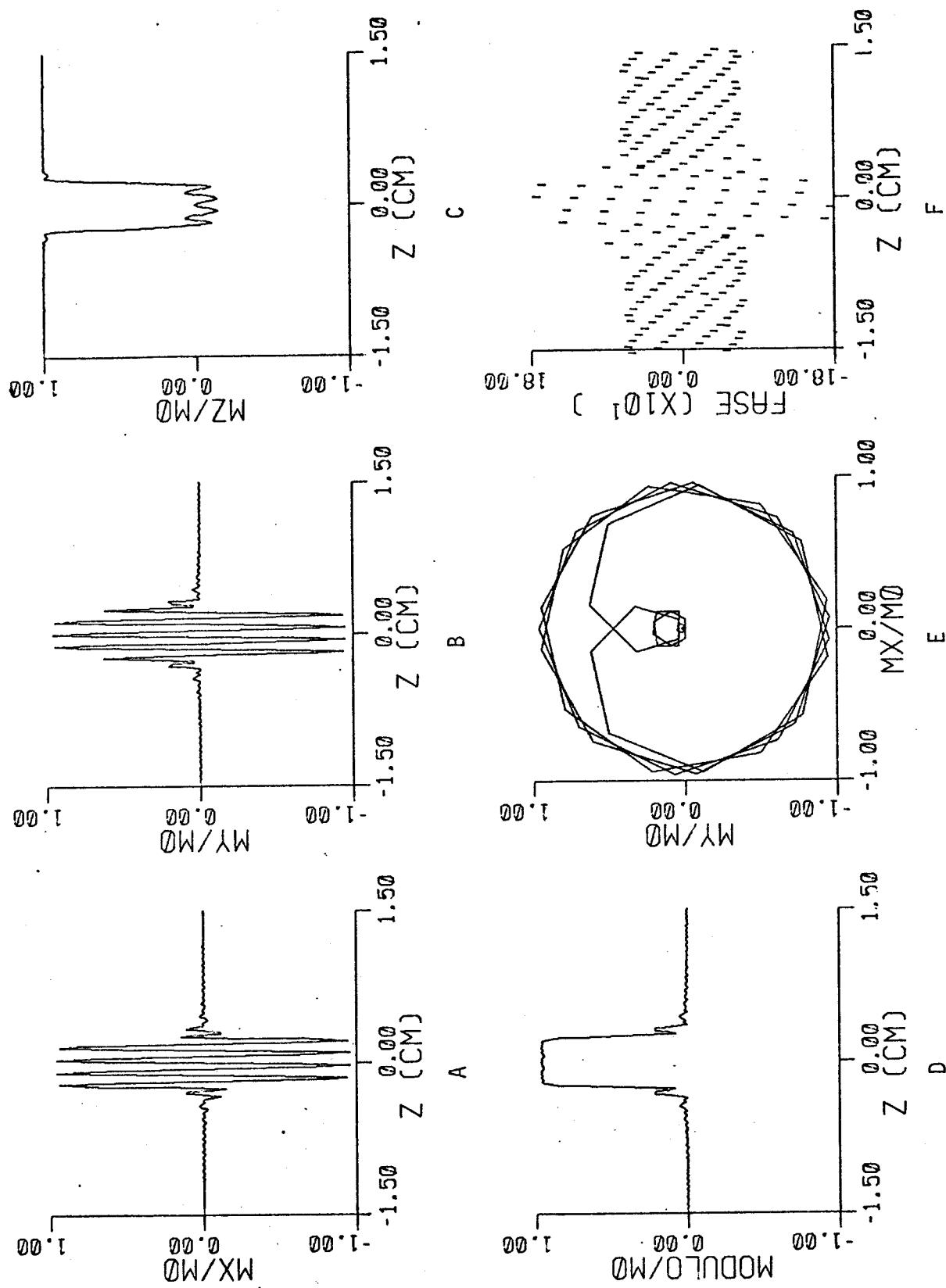


Fig. 29.7: Distribuições de magnetização para o pulso de RF com envolvente SINC(4).
Eq. utilizada: 22
Prog. utilizado: ECORR.FOR

As características do plano selecionado: espessura, L_p , e resolução espacial, R , para cada tipo de envolvente estão contidas na tabela III.

TABELA III:

envolvente	L_p (cm)	R
Gaussian	0.50	0.86
Hanning	0.50	0.98
Black.Harris	0.50	0.71
Sinc(1)	0.50	1.59
Sinc(2)	0.50	1.25
Sinc(3)	0.50	0.93
Sinc(4)	0.50	0.90

Devido à larga distribuição de fase das magnetizações elementares na região do plano selecionado, observada nos gráficos de m_y versus m_x e ϕ versus z , todos estes tipos de excitação devem fornecer um FID de baixo nível.

Pela análise da teoria de perturbação, tais excitações devem fornecer um pequeno FID porque, considerando a resposta linear predominante durante a aplicação do pulso de RF, a excitação termina com amplitude quase nula. Deste modo, a utilização de envolventes simétricas requer a refocalização dos spins.

A figura 30 mostra as distribuições de magnetização e fase no instante de máxima refocalização utilizando a técnica de gradiente reverso.

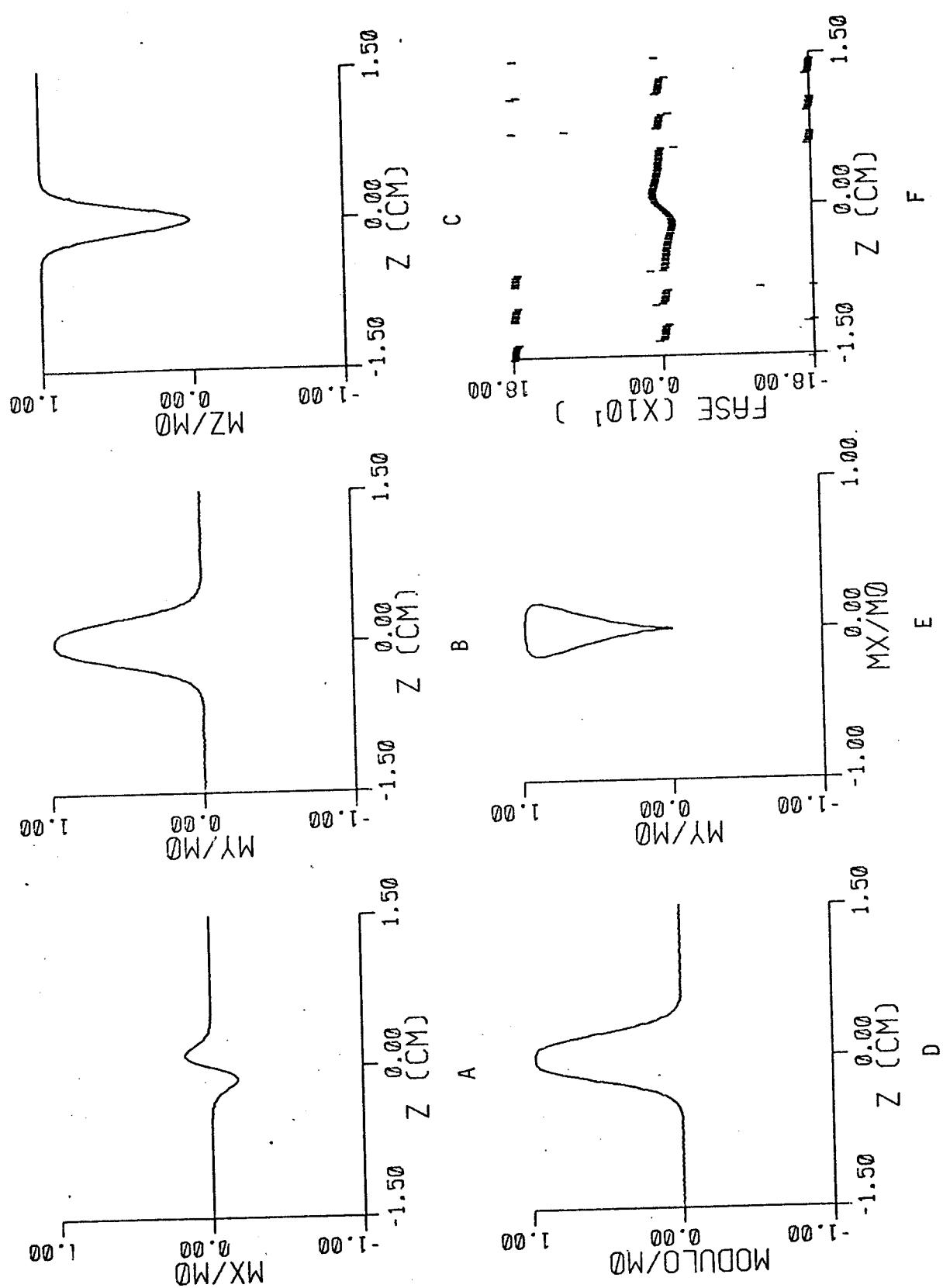
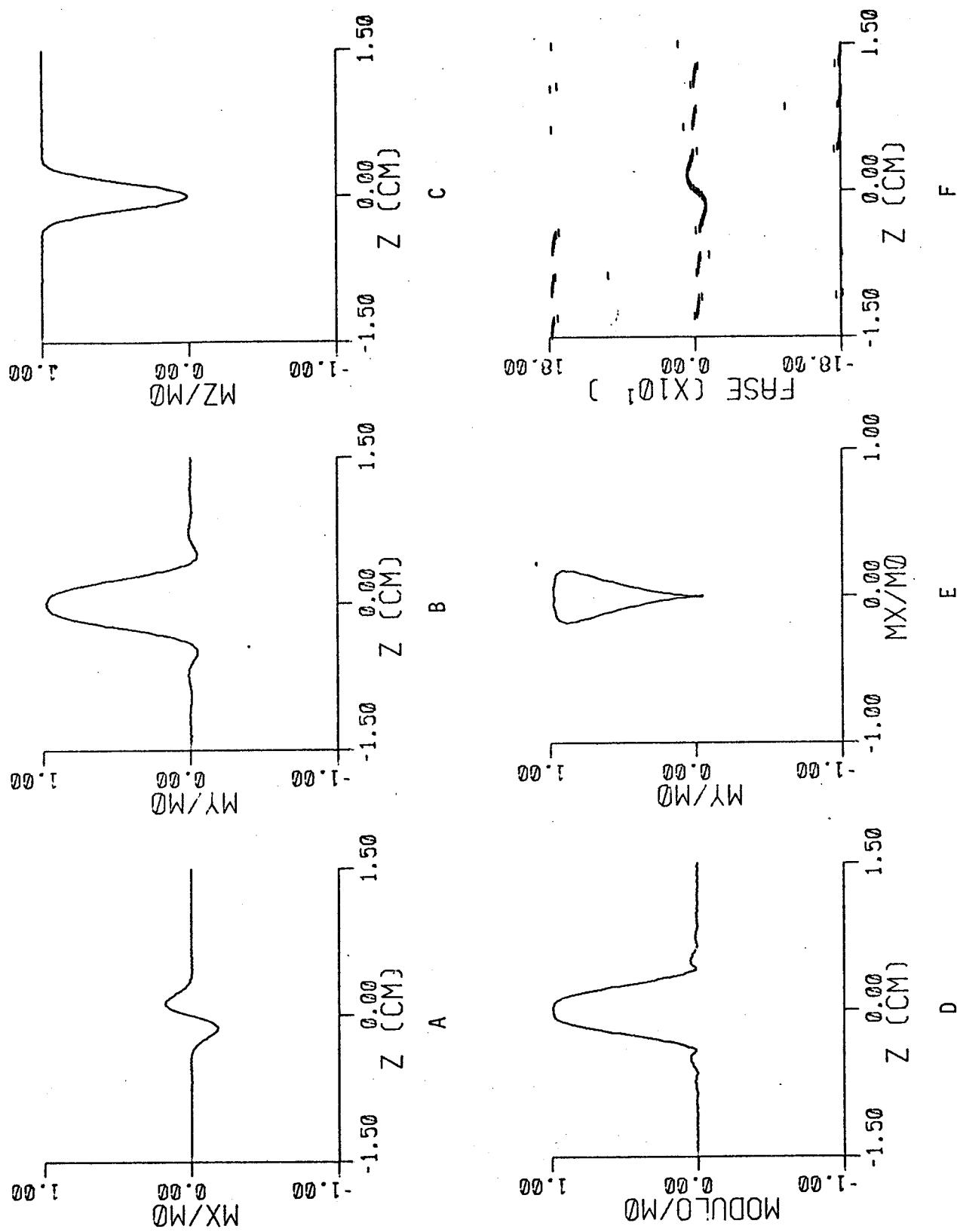


Fig. 30.1: Distribuições de magnetização para o pulso de RF com envolvente GAUSSIANA.
Eq. utilizada: 22
Prog. utilizado: ECORR.FOR



**Fig. 30.2: Distribuições de magnetização para o pulso de RF com envolvente HANNING.
Eq. utilizada: 22
Prog. utilizado: ECORR.FOR**

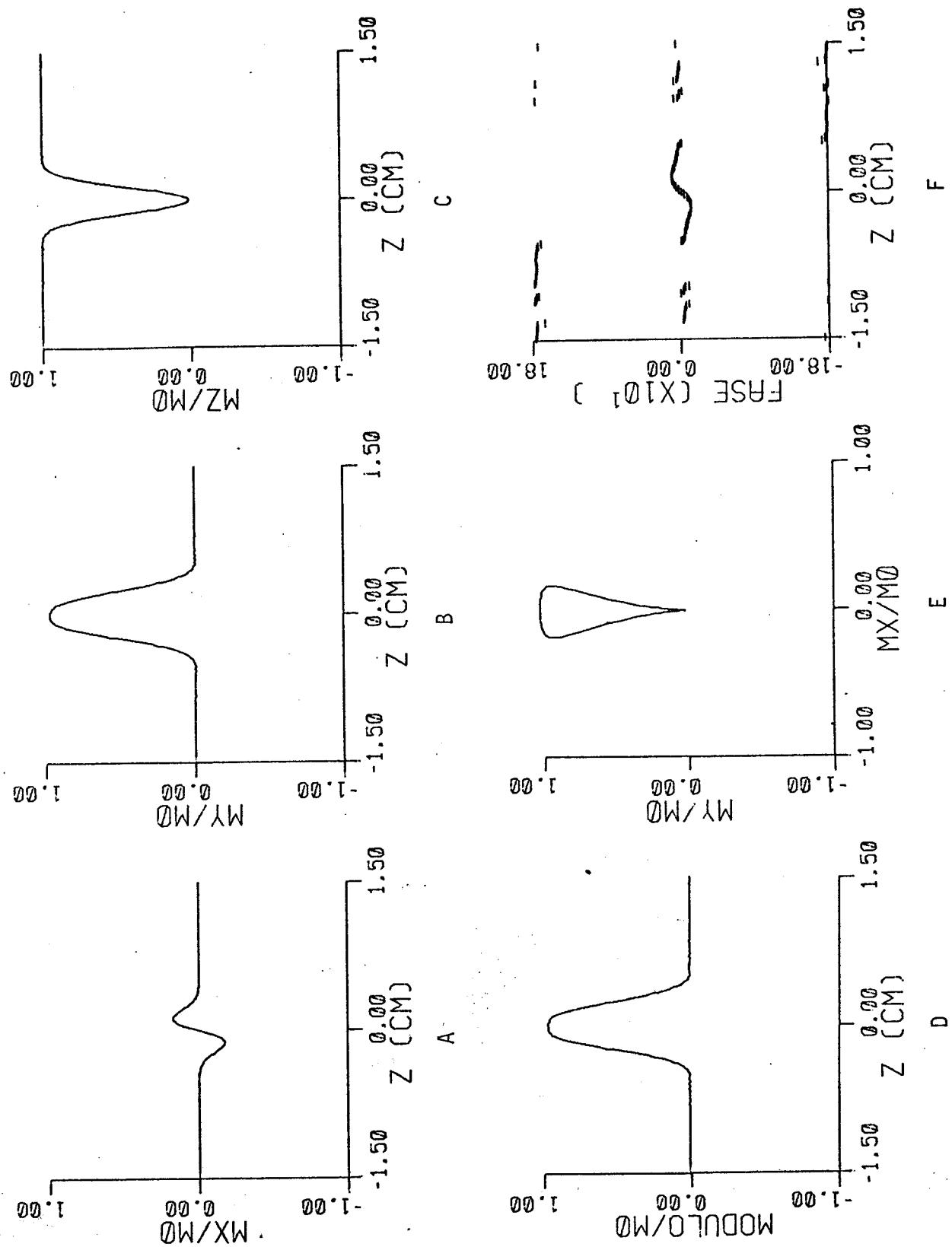


Fig. 30.3: Distribuições de magnetização para o pulso de RF com envolvente BLACKMAN -HARRIS.
Eq. utilizada: 22
Prog. utilizado: ECORR.FOR

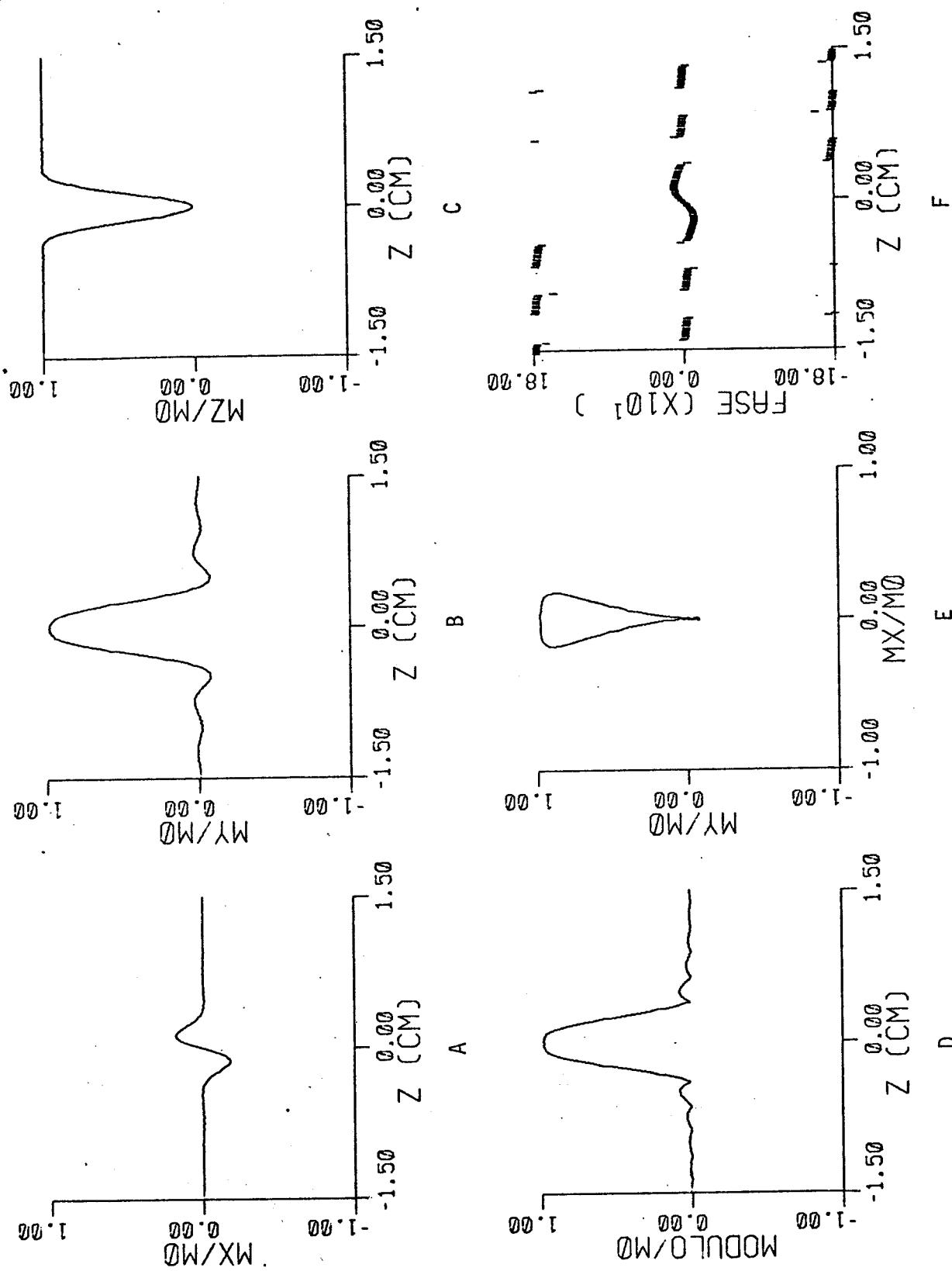


Fig. 30.4: Distribuições de magnetização para o pulso de RF com envolvente $SINC(1)$.
Eq. utilizada: 22
Prog. utilizado: ECORR.FOR

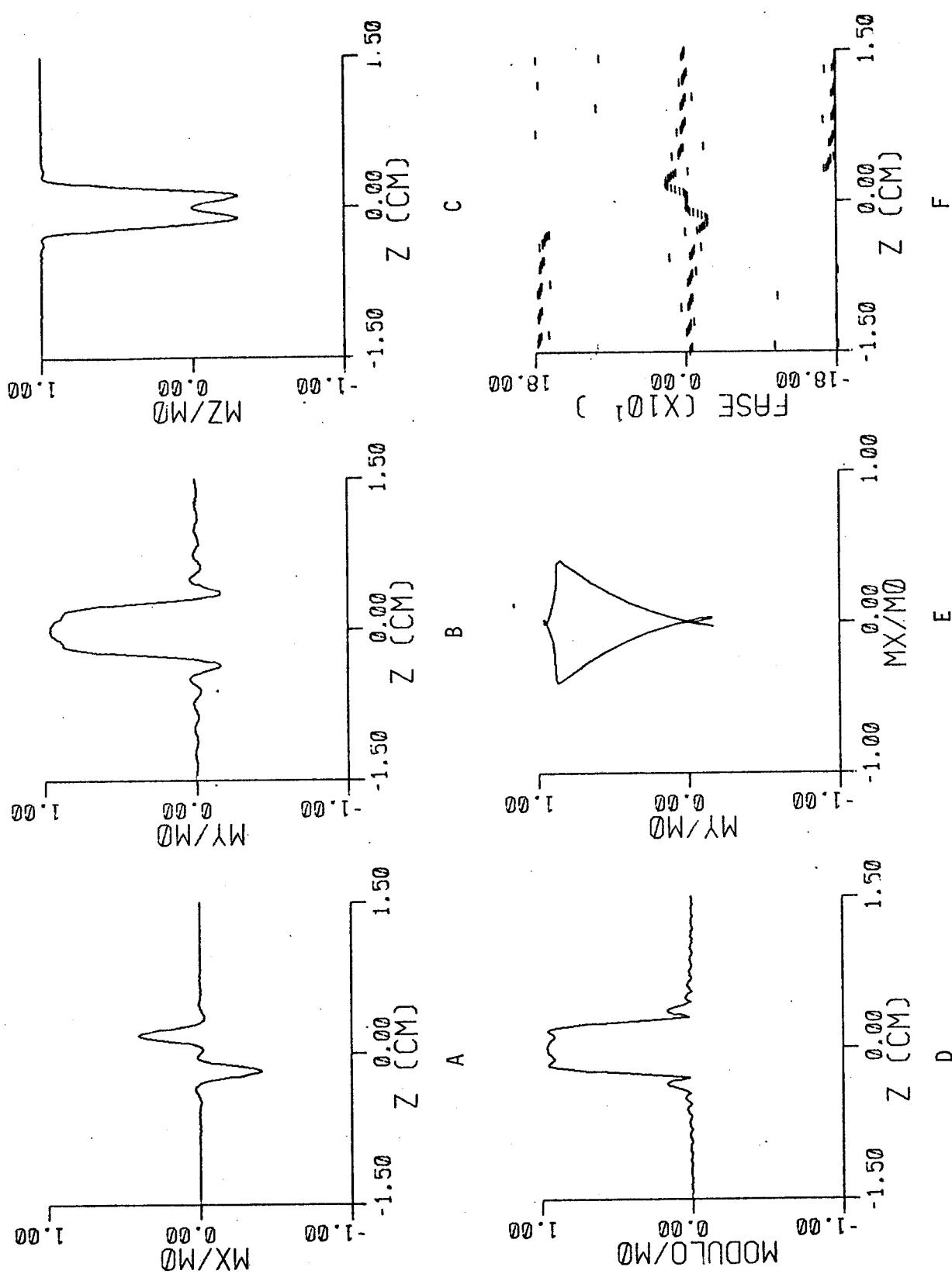


Fig. 30.5: Distribuições de magnetização para o pulso de RF com envolvente $SINC(2)$.
Eq. utilizada: 22
Prog. utilizado: ECORR.FOR

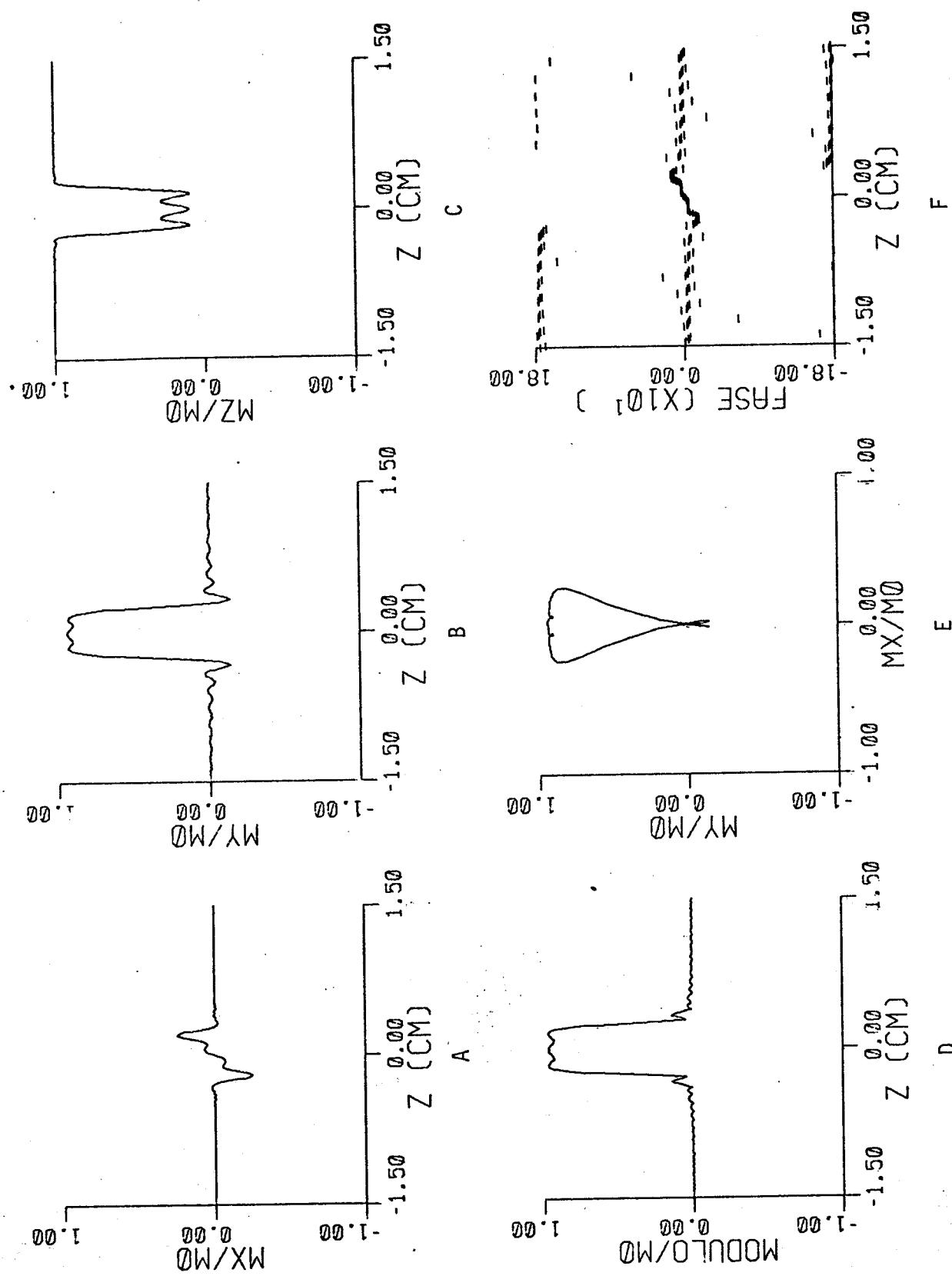


Fig. 30.6: Distribuições de magnetização para o pulso de RF com envolvente SINC(3).
Eq. utilizada: 22
Prog. utilizado: ECORR.FOR

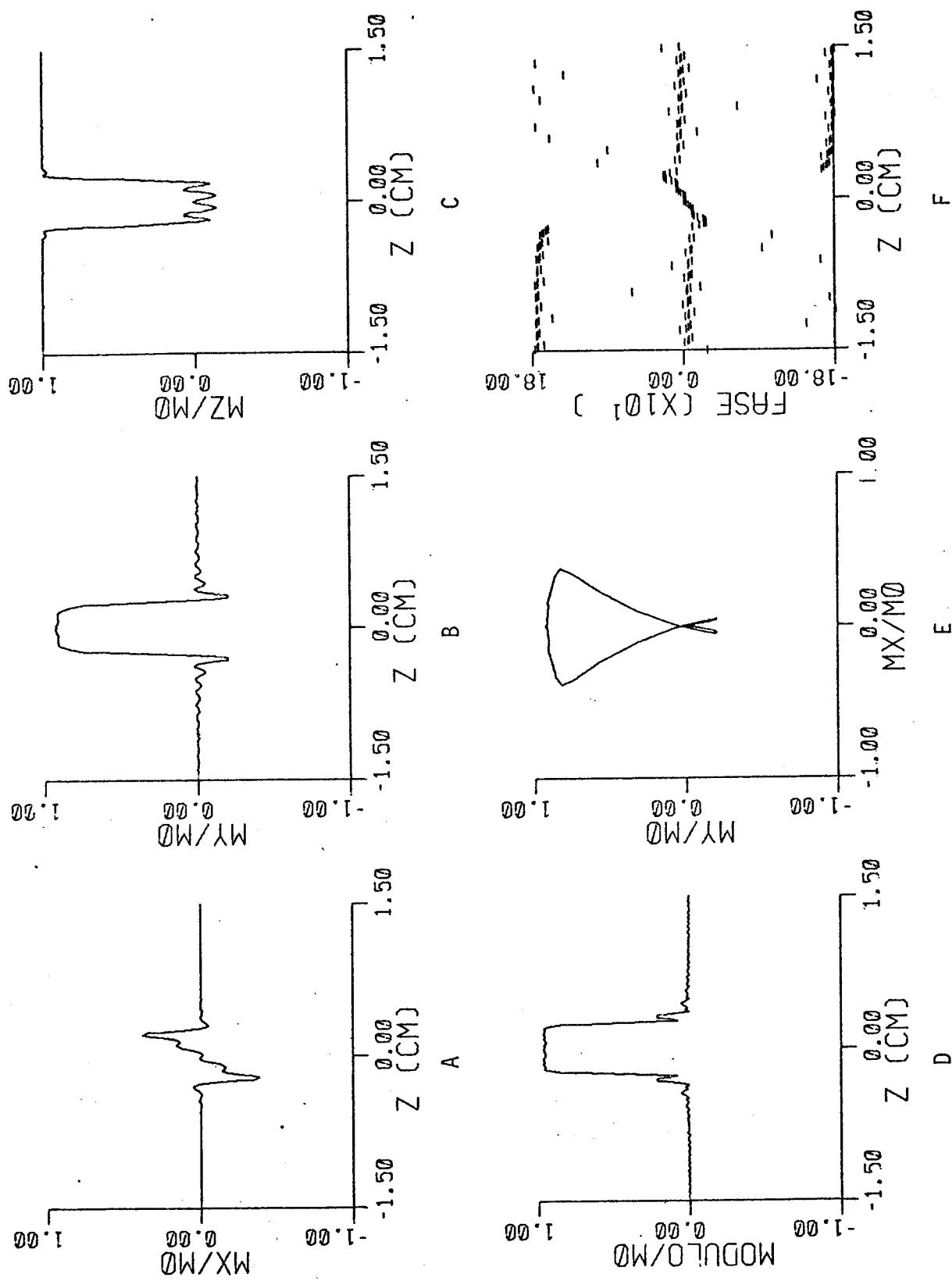


Fig. 30.7: Distribuições de magnetização para o pulso de RF com envolvente SINC(4).
Eq. utilizada: 22
Prog. utilizado: ECORR.FOR

Agora surge um parâmetro adicional para analisarmos a qualidade da seleção de um plano, a direcionalidade das magnetizações transversais elementares expressa pela máxima fase, ϕ_{\max} , no interior do mesmo.

Devido a maior direcionalidade da magnetização transversal após a refocalização (comparar figuras 29 E e F com 30 E e F) deveremos obter um sinal ECO, na presença do gradiente de campo, com amplitude maior que a do FID. Quanto menor o termo ϕ_{\max} maior deverá ser o sinal ECO obtido.

Para evidenciar a relação de amplitudes entre FID's e ECO's para as distintas envolventes simétricas apresentamos tais sinais para cada um dos pulsos aplicados, figura 31. A relaxação foi desprezada de modo a se observar os efeitos da não-linearidade.

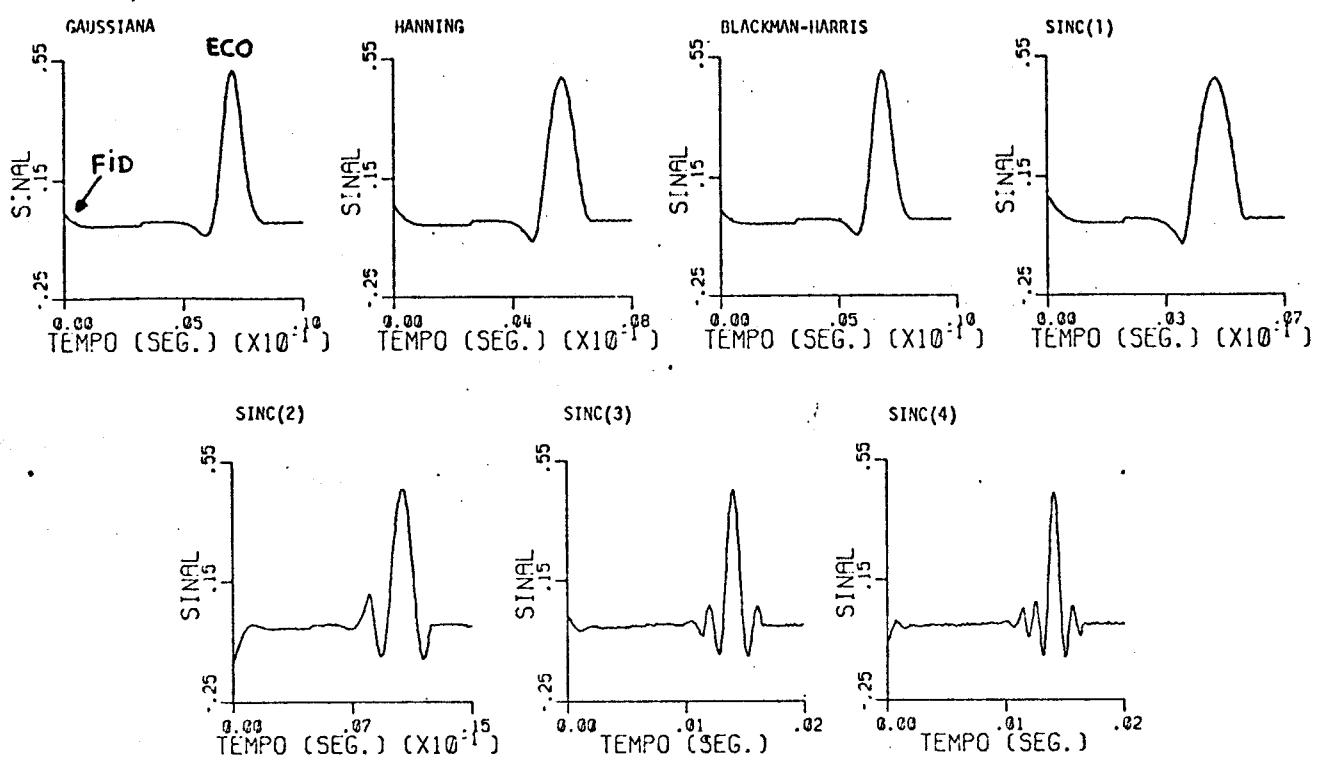


Fig. 31: Sinais FID e ECO para cada envolvente proposta.
Eq. utilizada: 82.2
Prog. utilizado: FIDEC02.FOR

As características do plano selecionado com refocalização dos spins e as amplitudes máximas dos FID's e ECO's estão apresentadas na tabela IV para cada envolvente empregada.

TABELA IV:

envolvente	Lp(cm)	R	ϕ_{\max} (graus)	FID(max.)	EC0(max.)
Gaussian	0.5	0.86	11.46	0.04	0.52
Hanning	0.5	0.98	11.66	0.06	0.50
Black.Harris	0.5	0.71	11.54	0.05	0.51
Sinc(1)	0.5	1.59	11.70	0.08	0.48
Sinc(2)	0.5	1.25	15.30	-0.10	0.46
Sinc(3)	0.5	0.93	16.84	0.03	0.46
Sinc(4)	0.5	0.90	25.01	-0.05	0.45

EN VOLVENTES NAO-SIMETRICAS

No caso das envolventes simétricas se exige um tempo maior para a seleção de planos devido a refocalização dos spins. Surge então a necessidade de se aplicar pulsos de RF que permitam a utilização do próprio FID na geração de imagens bidimensionais.

Pulsos de RF com envolventes não-simétricas nas formas:

- Gaussian máx. = $B_{lx0} \cdot \text{EXP}(-((t-Tw)^2 / (0.2171 \cdot (Tw^2))))$
- Hanning máx. = $B_{lx0} \cdot (0.5) \cdot (1 - \text{COS}(\pi \cdot t/Tw))$
- Sinc(n) máx. = $B_{lx0} \cdot \text{SIN}(\pi \cdot n \cdot (t-Tw)/Tw) / (\pi \cdot n \cdot (t-Tw)/Tw)$

definidas no intervalo $[0, Tw]$, produzem distribuições de magnetização transversal com uma distribuição de fase intermediária entre as calculadas para as envoltórias simétricas imediatamente após o pulso de RF e no instante de máxima refocalização, permitindo a formação de um FID de maior intensidade que no caso anterior [10, 23, 24].

As formas destas envolventes estão apresentadas na figura 32.

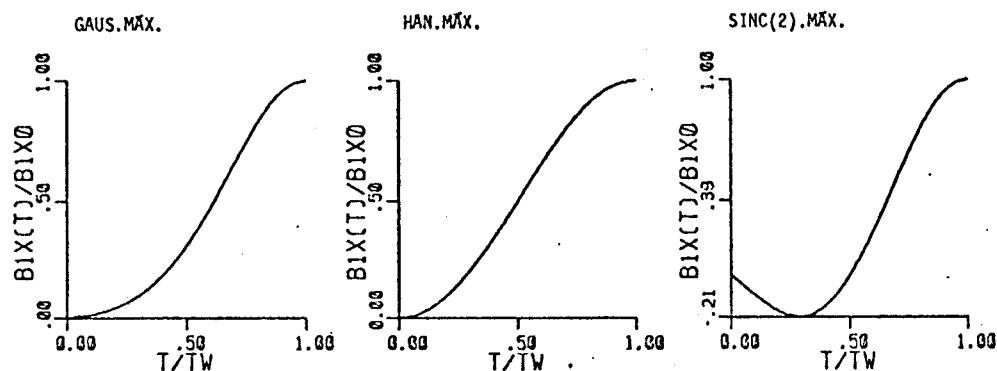


Fig. 32: Envolventes não-simétricas.

Pela análise da teoria de perturbação, tais pulsos devem fornecer um FID de nível mais alto pois, considerando a resposta linear predominante durante a aplicação do pulso de RF, a excitação termina em seu valor máximo.

O conjunto de gráficos a seguir, figura 33 e 34, apresentam as distribuições de magnetização e os sinais FID imediatamente após a seleção de um plano de espessura $L_p = 0.5$ cm por pulsos seletivos de 90° na presença do gradiente $G_z = 0.5$ G/cm, para todas envolventes propostas.

Os parâmetros utilizados na definição destes planos e os resultados obtidos estão na tabela V.

TABELA V:

envolvente	B_{1x0} (mG)	T_w (ms)	$T_{1/2}$ (ms)	R	ϕ máx.	FID(máx.)
Gaussiana	57.90	2.46	0.96	6.93	90.00°	-0.25
Hanning	57.94	2.03	1.01	6.89	97.46°	-0.23
Sinc(2)	68.97	3.77	1.18	6.36	112.71°	-0.22

Programas utilizados: DELTAZP.FOR, DELTAZS.FOR e ENVOLT.FOR
Eq. utilizada: 22

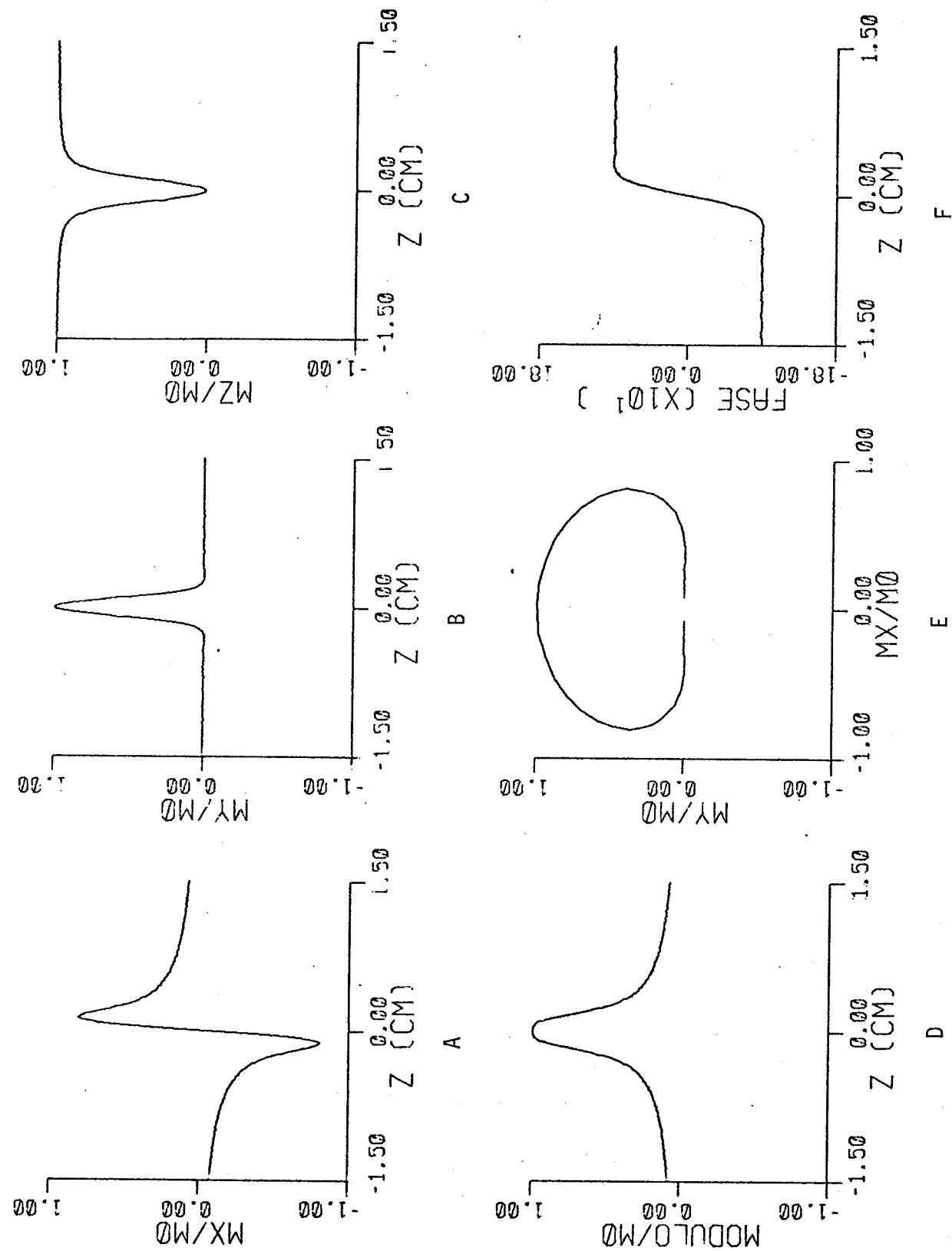


Fig. 33.1: Distribuições de magnetização para o pulso de RF com envolvente GAUSSIANA MAX.
Eq. utilizada: 22
Prog. utilizado: ECORR.FOR

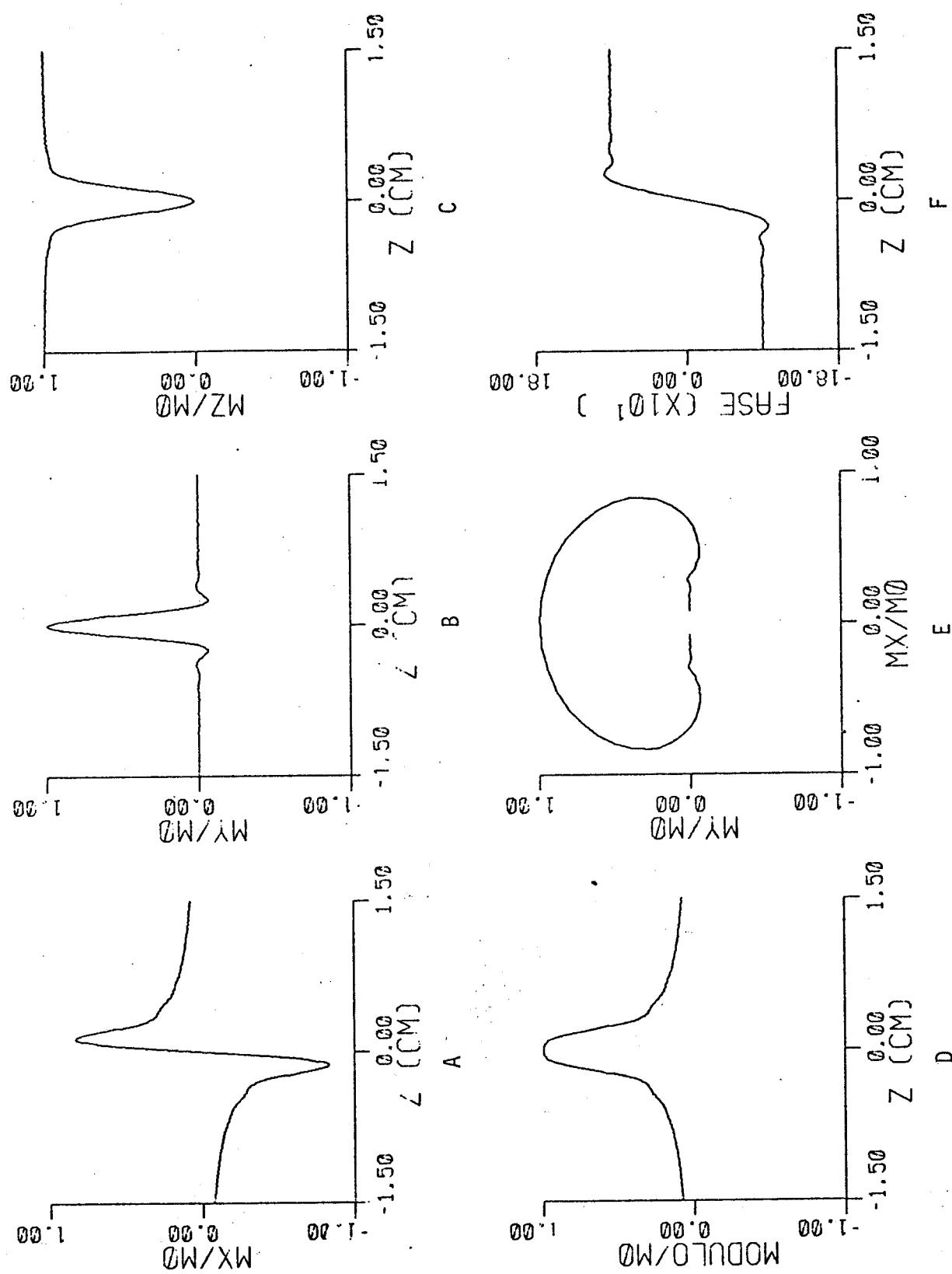
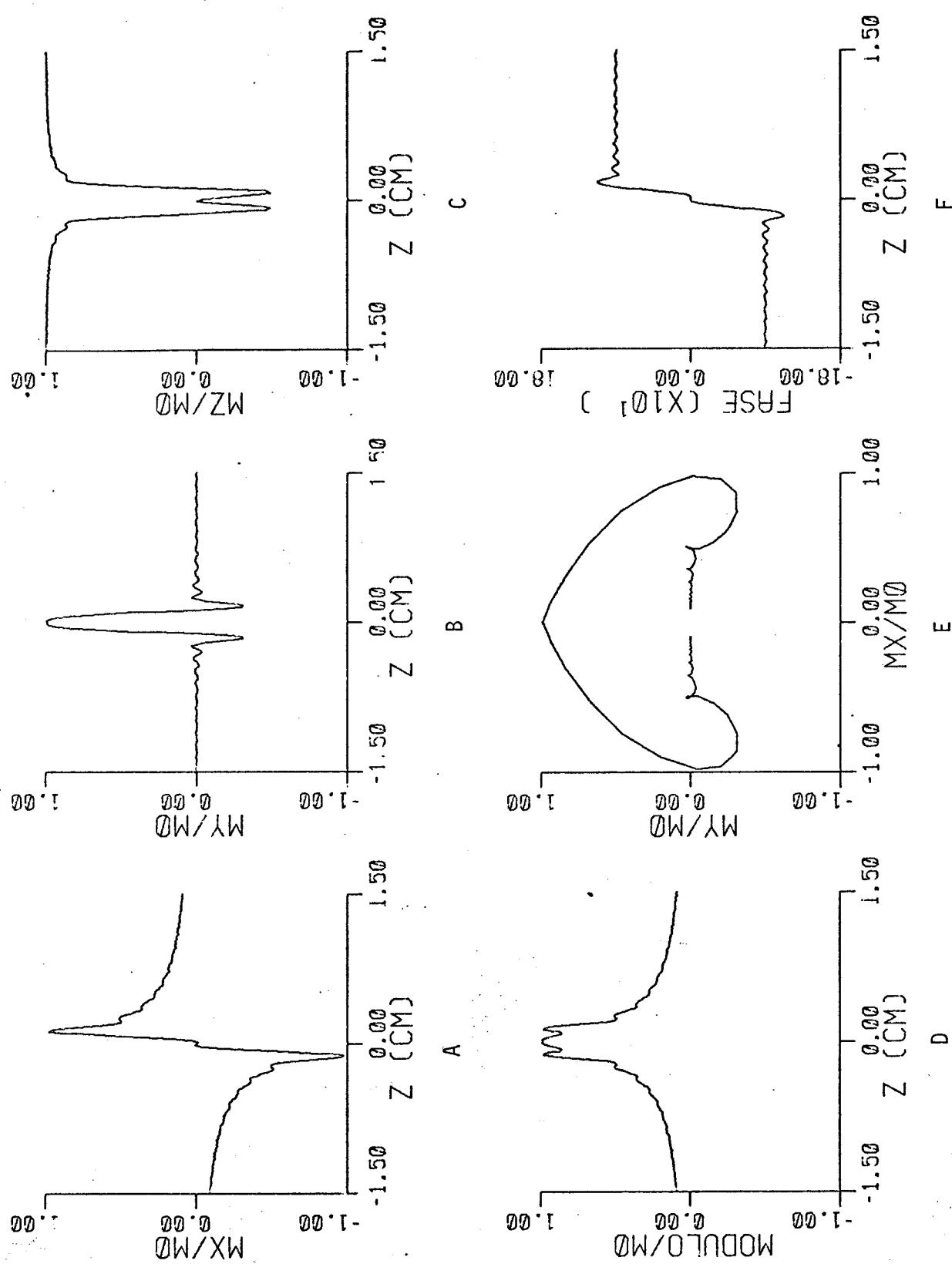


Fig. 33.2: Distribuições de magnetização para o pulso de RF com envolvente HANNING MAX.
Eq. utilizada: 22
Prog. utilizado: ECORR.FOR



**Fig. 33.3: Distribuições de magnetização para o pulso de RF com envolvente SINC(2) MAX.
Eq. utilizada: 22
Prog. utilizado: ECORR.FOR**

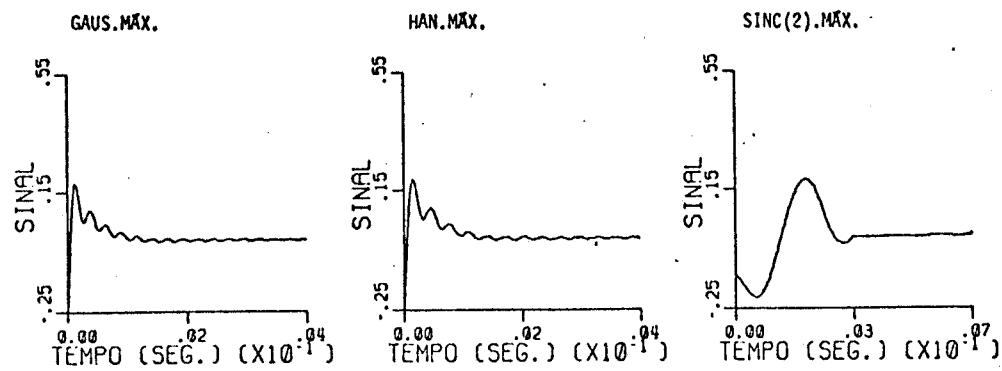


Fig. 34: Sinais FID na presença do gradiente de campo resultantes da excitação com pulsos de RF utilizando envolventes não-simétricas.
Eq. utilizada: 82.2
Prog. utilizado: FIDEC02.FOR

As oscilações que aparecem nos FID's são devidas ao truncamento da integração, na equação 82.2, resultante do tamanho finito da amostra considerada.

Existem dois caminhos para se obter a seleção de planos [10,23].

O primeiro é aplicar um pulso seletivo frente ao gradiente de campo e utilizar o FID, que contém apenas a correção de terceira ordem da magnetização, para a geração da imagem bidimensional.

O espectro de frequências desta resposta, que é uma manifestação da não-linearidade, como discutido nas equações 29 e 30 e figura 13, tem apenas uma relação indireta com o espectro de excitação do pulso de RF [10].

A envolvente apropriada para esta técnica é a que produz o minímo de magnetização my negativa de modo que não se perca na magnetização líquida total, $M_y(T_w)$, permitindo a formação do sinal FID. Como já vimos, as envolventes que oferecem esta condição são as não-simétricas. O largo espectro de excitação contido nestes tipos de pulsos de RF se manifesta em sua transformada seno e está representado pela distribuição m_x , que não colabora na geração do sinal para formação de imagens bidimensionais [5].

Como será discutido posteriormente, as técnicas de geração de imagens tomográficas utilizam, imediatamente após a seleção de planos, gradientes de campo magnético perpendiculares ao de seleção. Neste caso, considerando que a amostra é aproximadamente homogênea, a distribuição de magnetização m_x não contribuirá na formação do sinal de RMN.

Tal distribuição, antissimétrica ao longo do gradiente de seleção, estará, durante a formação da imagem bidimensional, apenas sob a ação do campo magnético estático. Deste modo, as magnetizações elementares $\delta_{m_x(z)}$ posicionadas antissimetricamente cancelarão seus sinais mutuamente, figura 35.

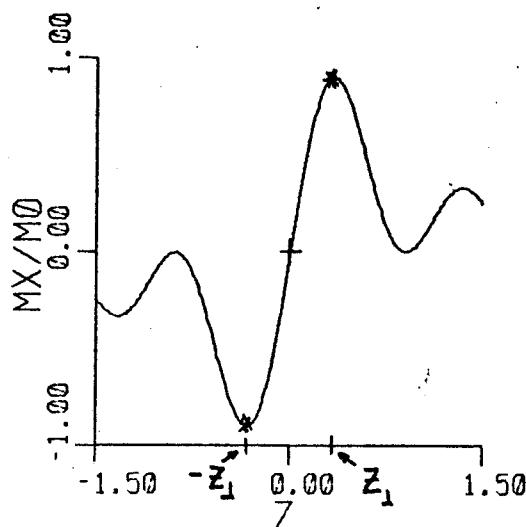


Fig. 35: As magnetizações elementares $\delta_{mx}(z_1)$ e $\delta_{mx}(-z_1)$ cancelam seus sinais mutuamente.

O segundo caminho para se obter a seleção de um plano é utilizar as técnicas de refocalização e trabalhar com o sinal ECO, que contem as correções de primeira e terceira ordem da magnetização, equações 29 e 30. Neste caso, as envolventes simétricas são mais adequadas.

Devido à qualidade do plano selecionado, à amplitude do sinal oferecida (comparar nas tabelas IV e V os valores de R e máximo sinal) e a linearidade predominante na resposta do sistema, figura 31, optaremos, de agora em diante, pela utilização de excitação seletiva com refocalização dos spins.

II.5 EFEITO DO TRUNCAMENTO DOS PULSOS DE RF

Todas as envolventes simétricas são truncadas nos instantes $t=0$ e $t=T_w$. O truncamento introduz uma modificação adicional no espectro de frequências de excitação do pulso de RF. O ato de truncar a envolvente equivale a multiplicá-la por uma função retangular definida no intervalo de duração do pulso de RF. No espaço de frequências, isto equivale à convolução da transformada de Fourier da envolvente com a função sinc, o qual resulta no aparecimento de oscilações na forma do espectro de excitação do pulso de RF, figura 36.

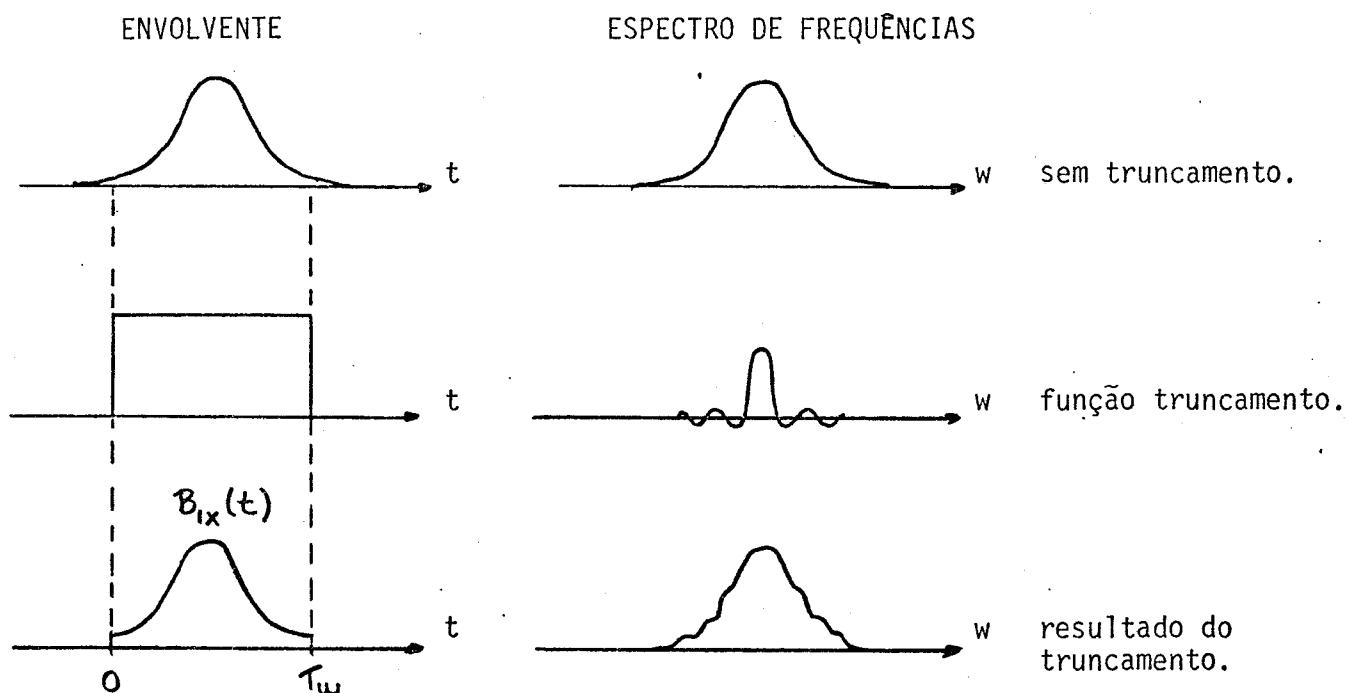


Fig. 36: Efeito do truncamento da envolvente.

Para atenuar este efeito, utilizaremos funções de truncamento mais "suaves" que a retangular de modo a atenuarmos a descontinuidade das envolventes em seus extremos [15,16].

Utilizaremos agora a envolvente simétrica sinc multiplicada pelas funções truncamento gaussiana, triangular, Hanning e Blackman -Harris:

- Sinc(n).gaussiana =

$$\cdot \text{Blxo} \cdot \text{SIN}(\text{Pi.n.}(t-\text{Tw}/2)/(\text{Tw}/2)) / (\text{Pi.n.}(t-\text{Tw}/2)/(\text{Tw}/2)) \cdot \text{EXP}(-(t-\text{Tw}/2)^2 / (0.0543 \cdot (\text{Tw}^2))) \quad [15]$$
 - Sinc(n).hanning =

$$\text{Blx0} \cdot \text{SIN}(\text{Pi.n.}(t-\text{Tw}/2)/(\text{Tw}/2)) / (\text{Pi.n.}(t-\text{Tw}/2)/(\text{Tw}/2)) \cdot (0.5) \cdot (1-\text{COS}(\text{Pi.t}) \cdot 2/\text{Tw})$$
 - Sinc(n).triangular

$$(se t < \text{Tw}/2) = \text{Blxo} \cdot ((2/\text{Tw}) \cdot t) \cdot \text{SIN}(\text{Pi.n.}(t-\text{Tw}/2)/(\text{Tw}/2)) / (\text{Pi.n.}(t-\text{Tw}/2)/(\text{Tw}/2))$$

$$(se t = \text{Tw}/2) = \text{Blxo}$$

$$(se t > \text{Tw}/2) = \text{Blxo} \cdot (((2/\text{Tw}) \cdot t) - 2) \cdot \text{SIN}(\text{Pi.n.}(t-\text{Tw}/2)/(\text{Tw}/2)) / (\text{Pi.n.}(t-\text{Tw}/2)/(\text{Tw}/2)) \quad [16]$$
 - Sinc(n).Blackman -Harris =

$$\text{Blxo} \cdot \text{SIN}(\text{Pi.n.}(t-\text{Tw}/2)/(\text{Tw}/2)) / (\text{Pi.n.}(t-\text{Tw}/2)/(\text{Tw}/2)) \cdot (0.42323 + 0.49755 \cdot \cos((2 \cdot \text{Pi}/\text{Tw}) \cdot (t-\text{Tw}/2)) + 0.07922 \cdot \cos((4 \cdot \text{Pi}/\text{Tw}) \cdot (t-\text{Tw}/2)))$$
- definidas no intervalo [0, Tw].

As formas destas envolventes estão apresentadas na figura 37.

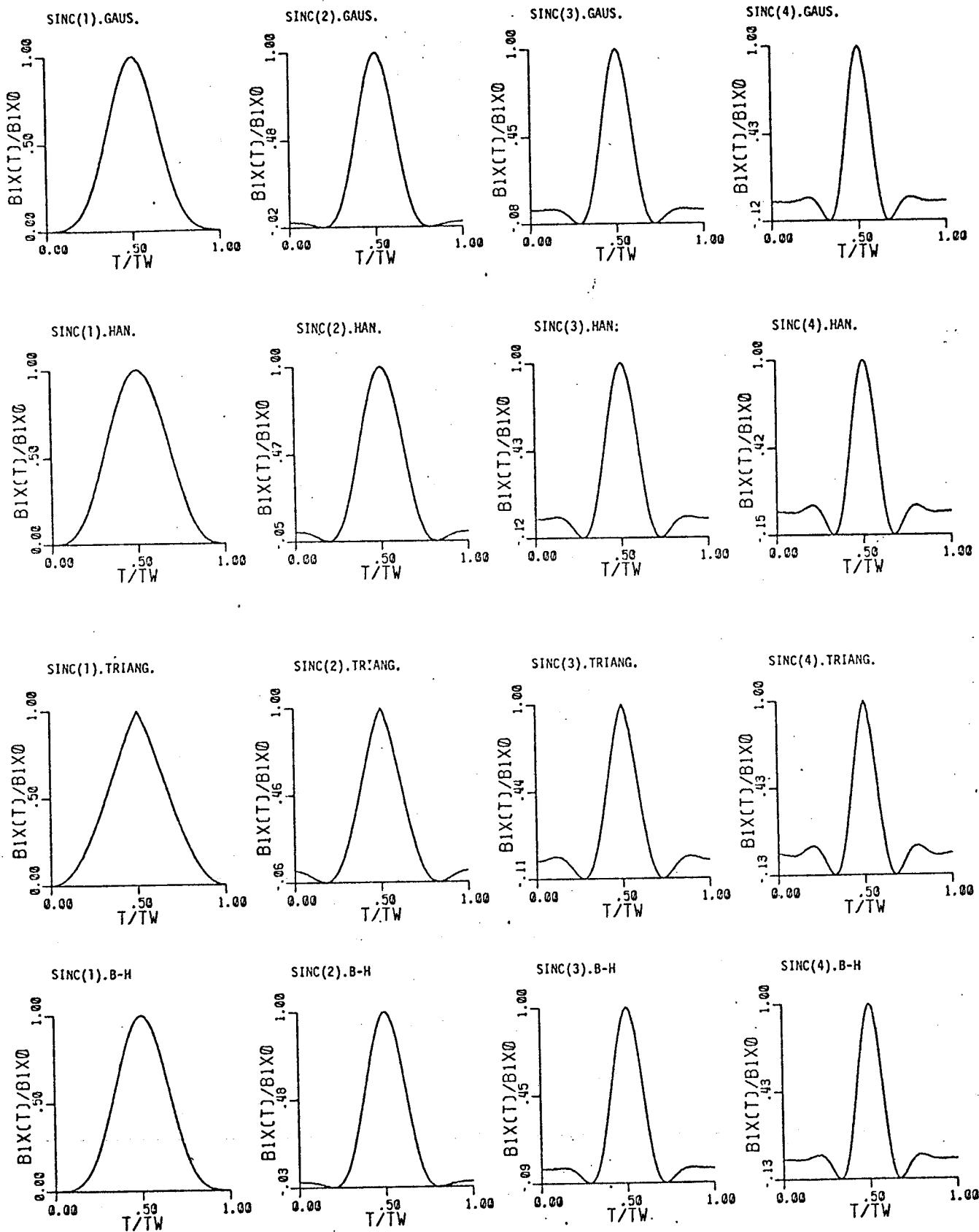


Fig. 37: Envolventes simétricas tipo sinc.f(t).

O conjunto de gráficos a seguir, figura 38, apresenta as distribuições de magnetização e fase no instante de máxima refocalização (gradiente reverso) para todas as envolventes propostas acima satisfazendo a condição de pulsos de 90° na presença do gradiente $G_z = 0.5 \text{ G/cm}$.

Para efeito de comparação os pulsos foram aplicados de modo a selecionar planos de mesma espessura $L_p = 0.5 \text{ cm}$.

Os parâmetros utilizados na seleção destes planos e os resultados obtidos estão na tabela VI.

TABELA VI:

envolvente	B _{lx0} (mG)	T _w (ms)	T _{1/2} (ms)	R	φ máx
Sinc(1).gau.	55.87	3.00	0.99	0.75	11.46°
Sinc(2).gau.	56.29	4.34	1.05	0.64	12.41°
Sinc(3).gau.	58.37	6.05	1.09	0.57	14.44°
Sinc(4).gau.	60.14	7.81	1.11	0.55	16.21°
Sinc(1).han.	54.82	2.63	1.04	0.72	11.58°
Sinc(2).han.	56.11	4.13	1.10	0.60	12.97°
Sinc(3).han.	59.91	5.90	1.12	0.56	16.15°
Sinc(4).han.	61.05	7.68	1.12	0.55	17.61°
Sinc(1).tri.	60.80	2.50	0.92	1.86	11.52°
Sinc(2).tri.	62.36	4.17	1.01	1.36	14.21°
Sinc(3).tri.	63.74	5.94	1.04	1.11	16.38°
Sinc(4).tri.	64.05	7.72	1.05	0.96	17.51°
Sinc(1).B-H.	50.71	2.84	0.97	0.75	8.71°
Sinc(2).B-H.	54.90	4.26	1.02	0.63	11.49°
Sinc(3).B-H.	58.70	6.02	1.08	0.56	14.84°
Sinc(4).B-H.	60.23	7.79	1.09	0.55	16.46°

Programas utilizados: DELTAZS.FOR e ENVOLT.FOR
Eq. utilizada: 22

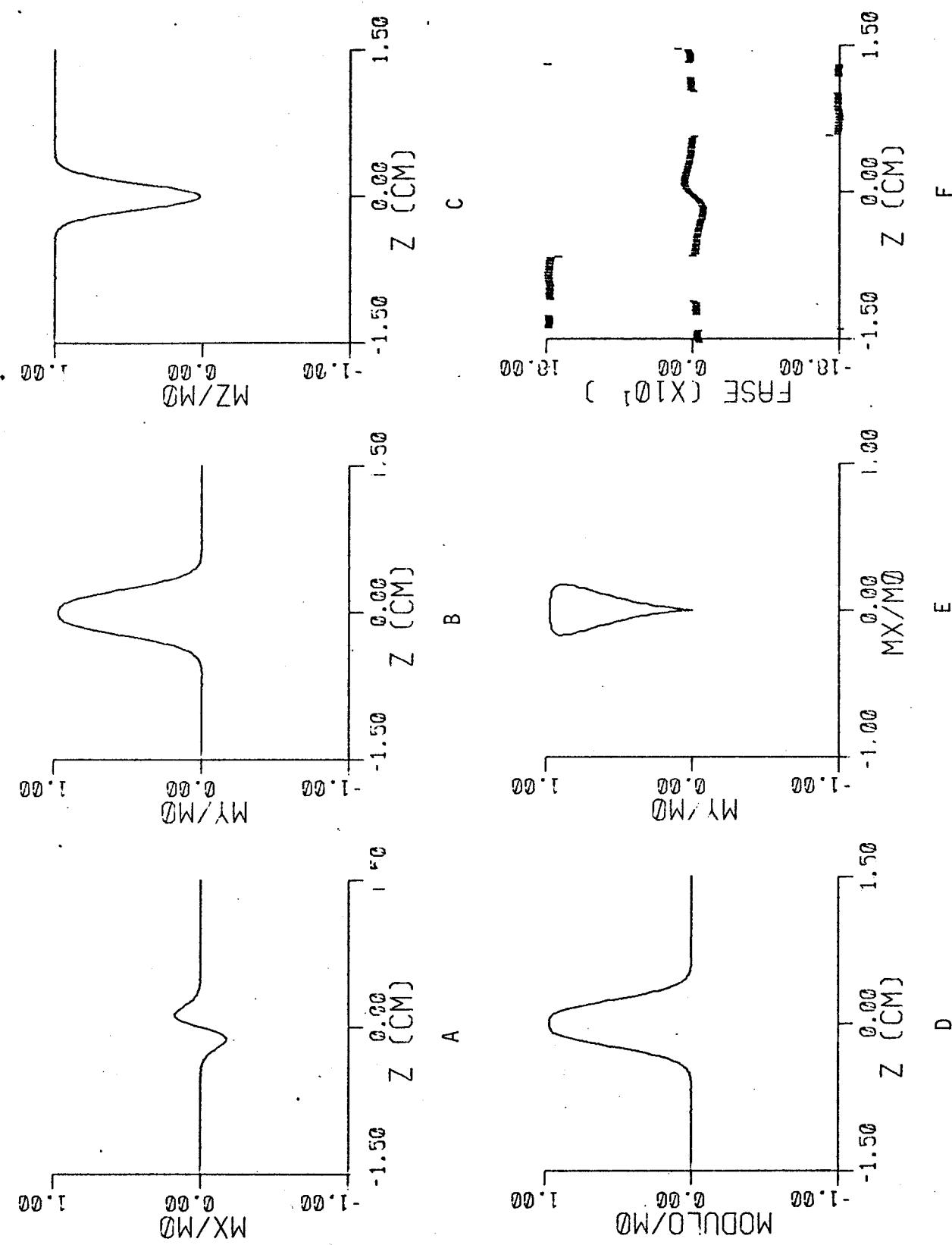


Fig. 38.1: Distribuições de magnetização para o pulso de RF com envolvente simétrica Sinc(1).GAU.
Eq. utilizada: 22
Prog. utilizado: ECORR.FOR

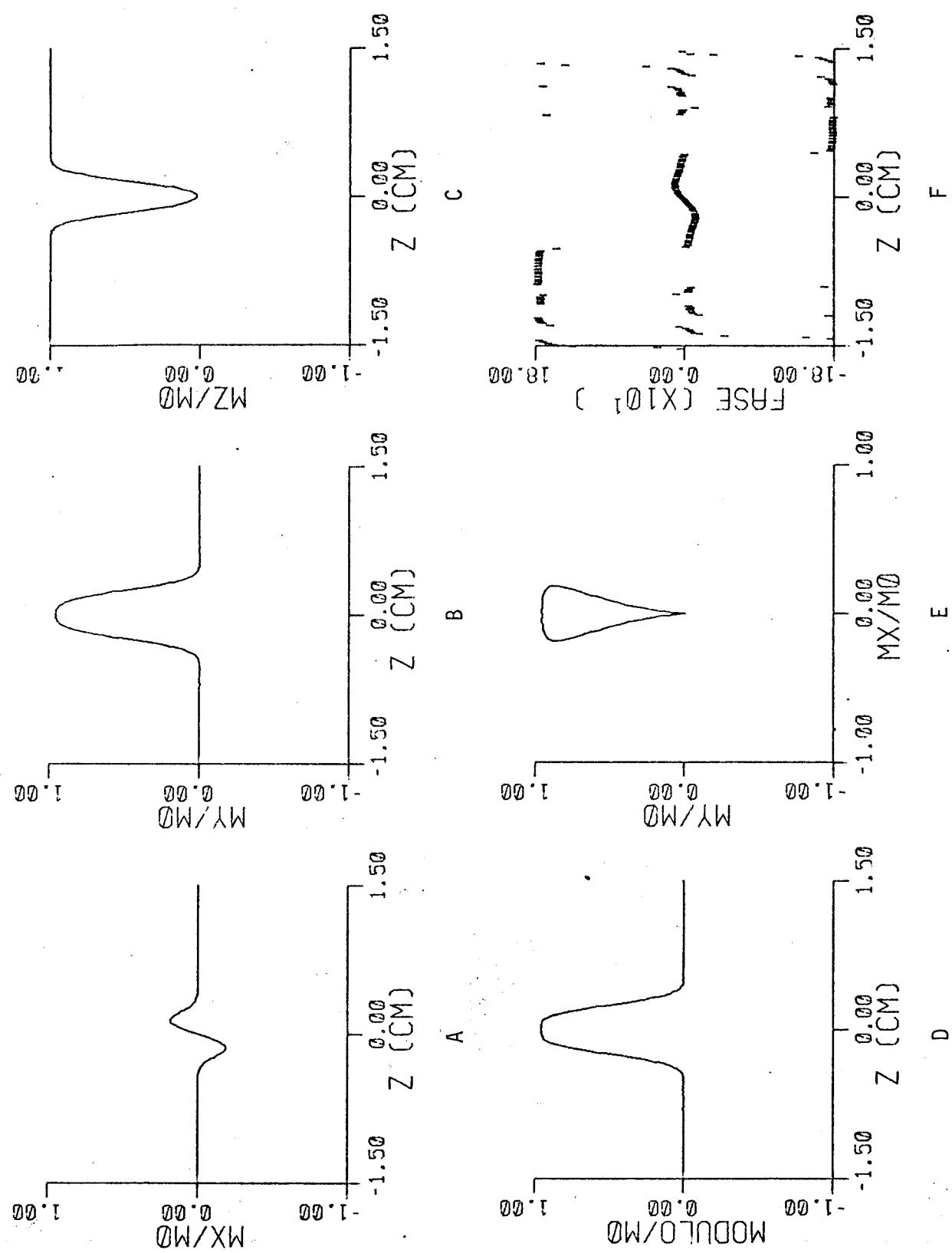


Fig. 38.2: Distribuições de magnetização para o pulso de RF com envolvente simétrica $\text{Sinc}(2).\text{GAU}$.
Eq. utilizada: 22
Prog. utilizado: ECORR.FOR

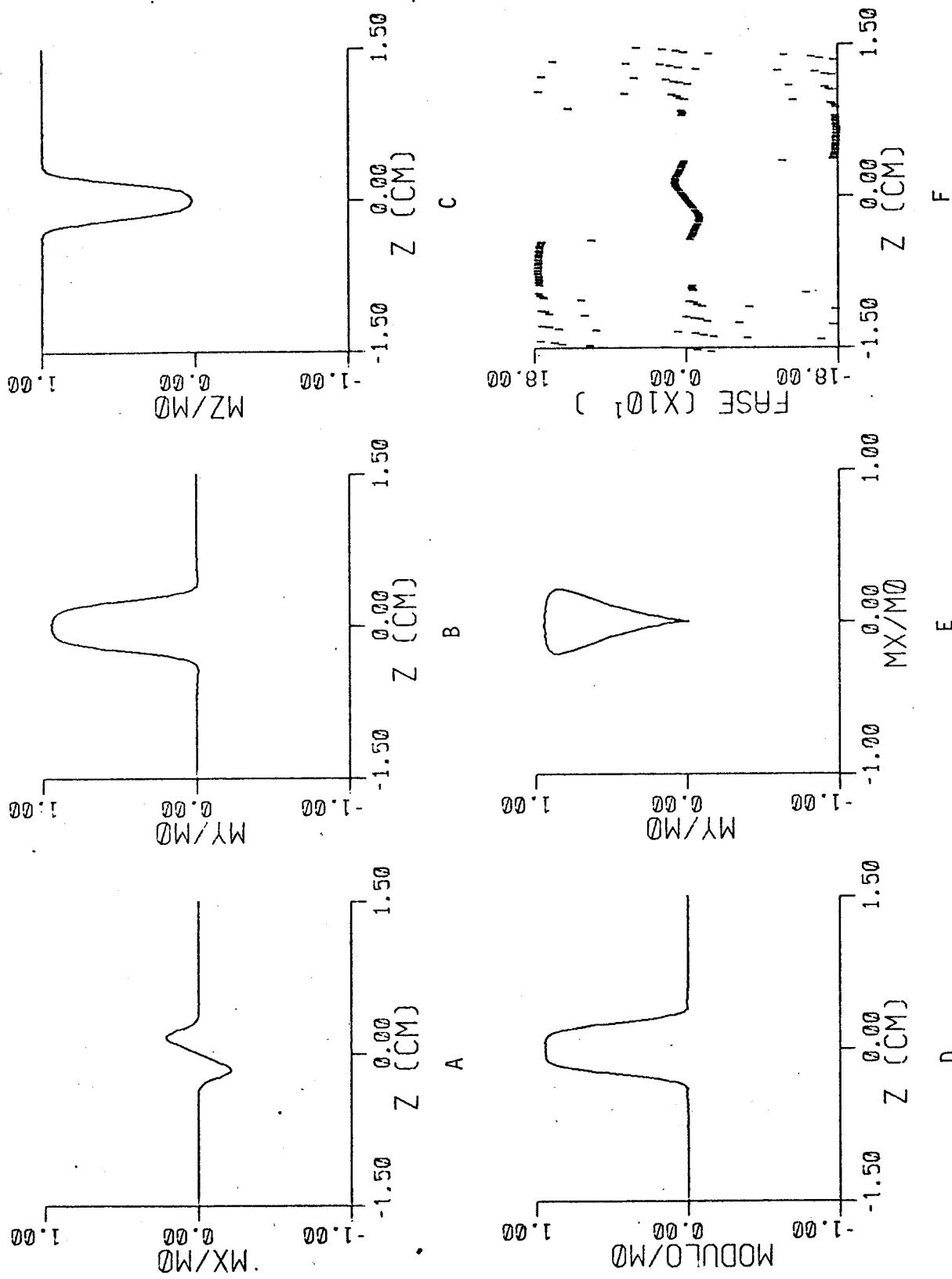


Fig. 38.3: Distribuições de magnetização para o pulso de RF com envolvente simétrica Sinc(3).GAU.
Eq. utilizada: 22
Prog. utilizado: ECORR.FOR

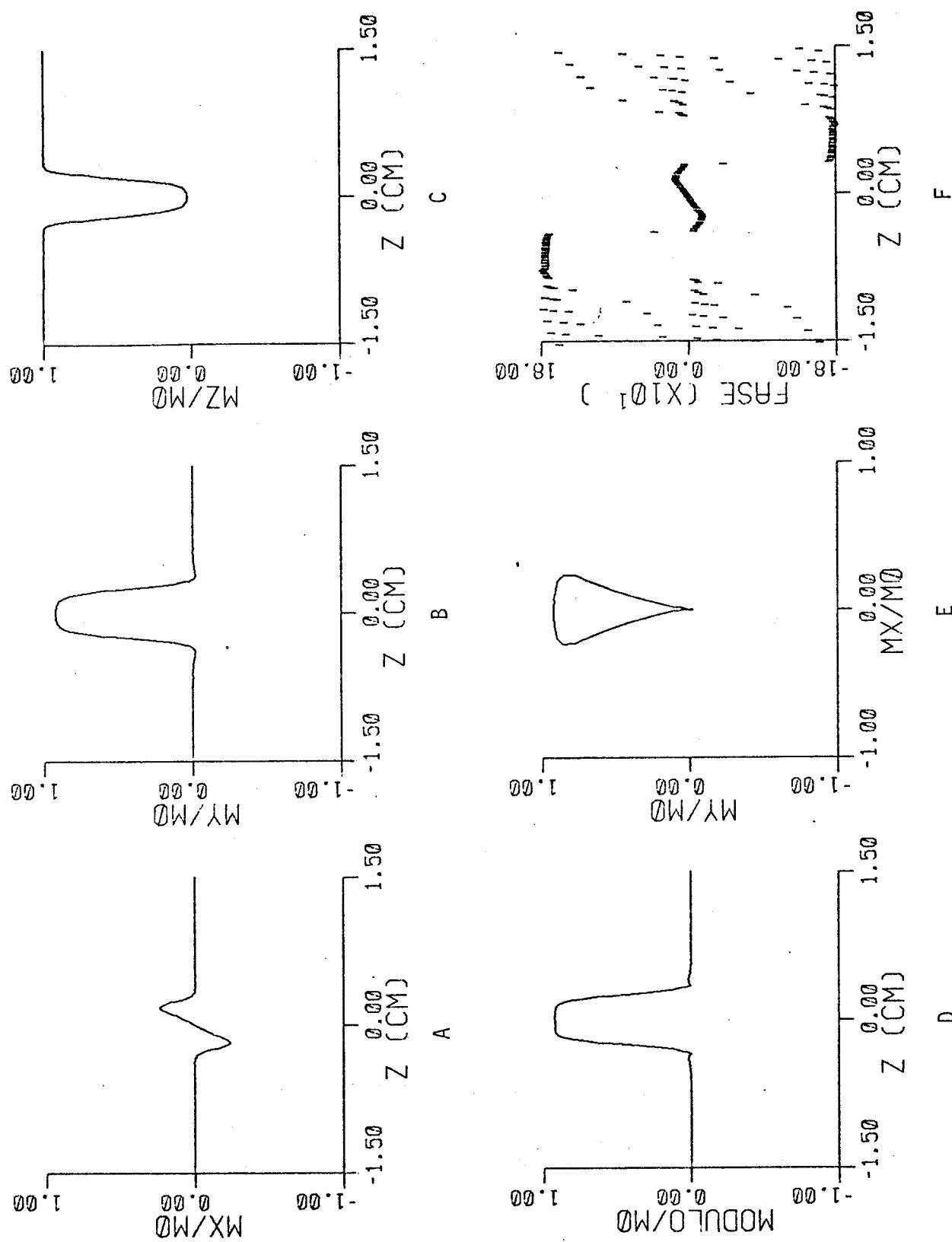


Fig. 38.4: Distribuições de magnetização para o pulso de RF com envolvente simétrica $\text{Sinc}(4).\text{GAU}$.
Eq. utilizada: 22
Prog. utilizado: ECORR.FOR

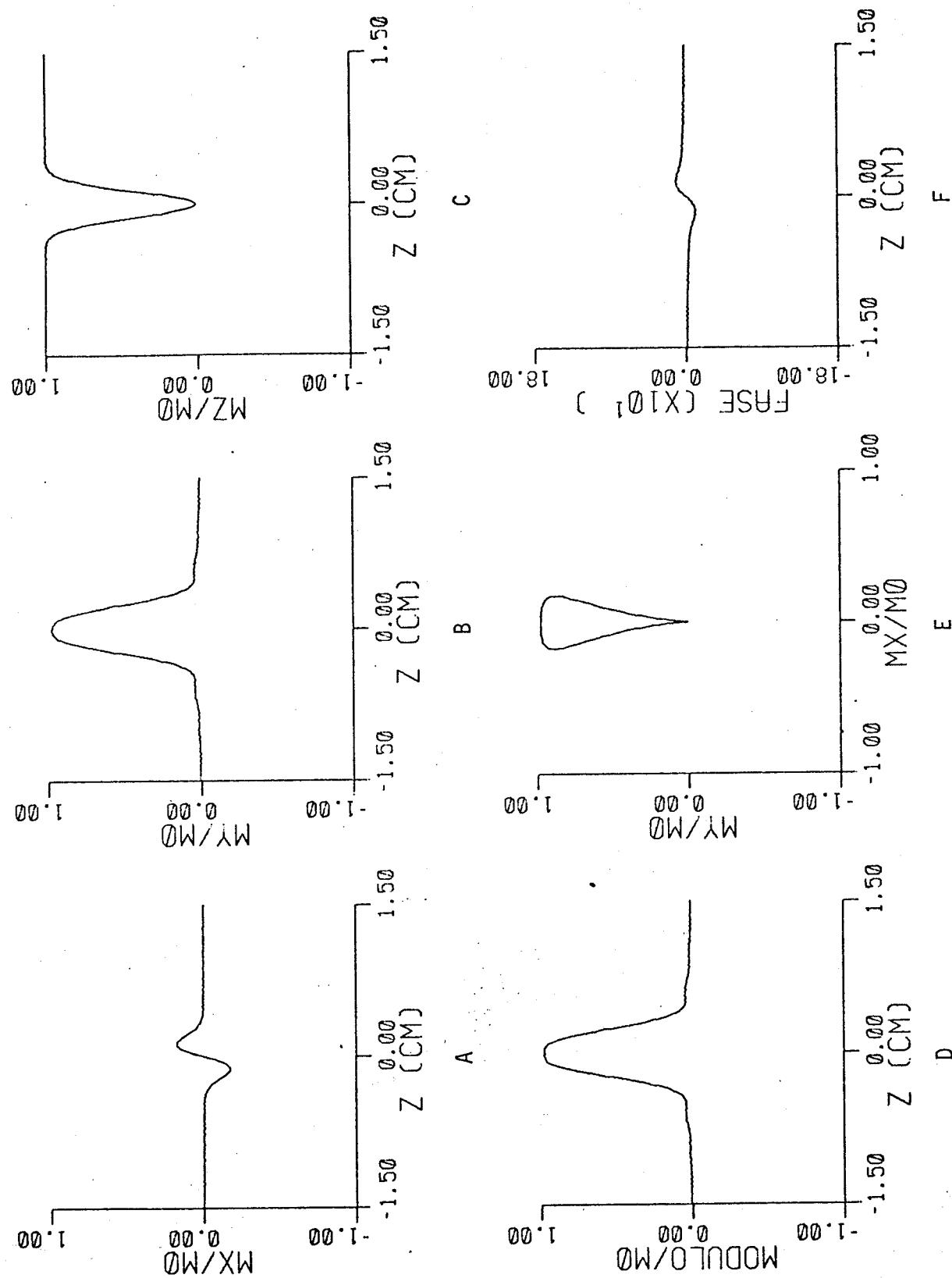


Fig. 38.5: Distribuições de magnetização para o pulso de RF com envolvente simétrica $\text{Sinc}(1).\text{TRI}$.
Eq. utilizada: 22
Prog. utilizado: ECORR.FOR

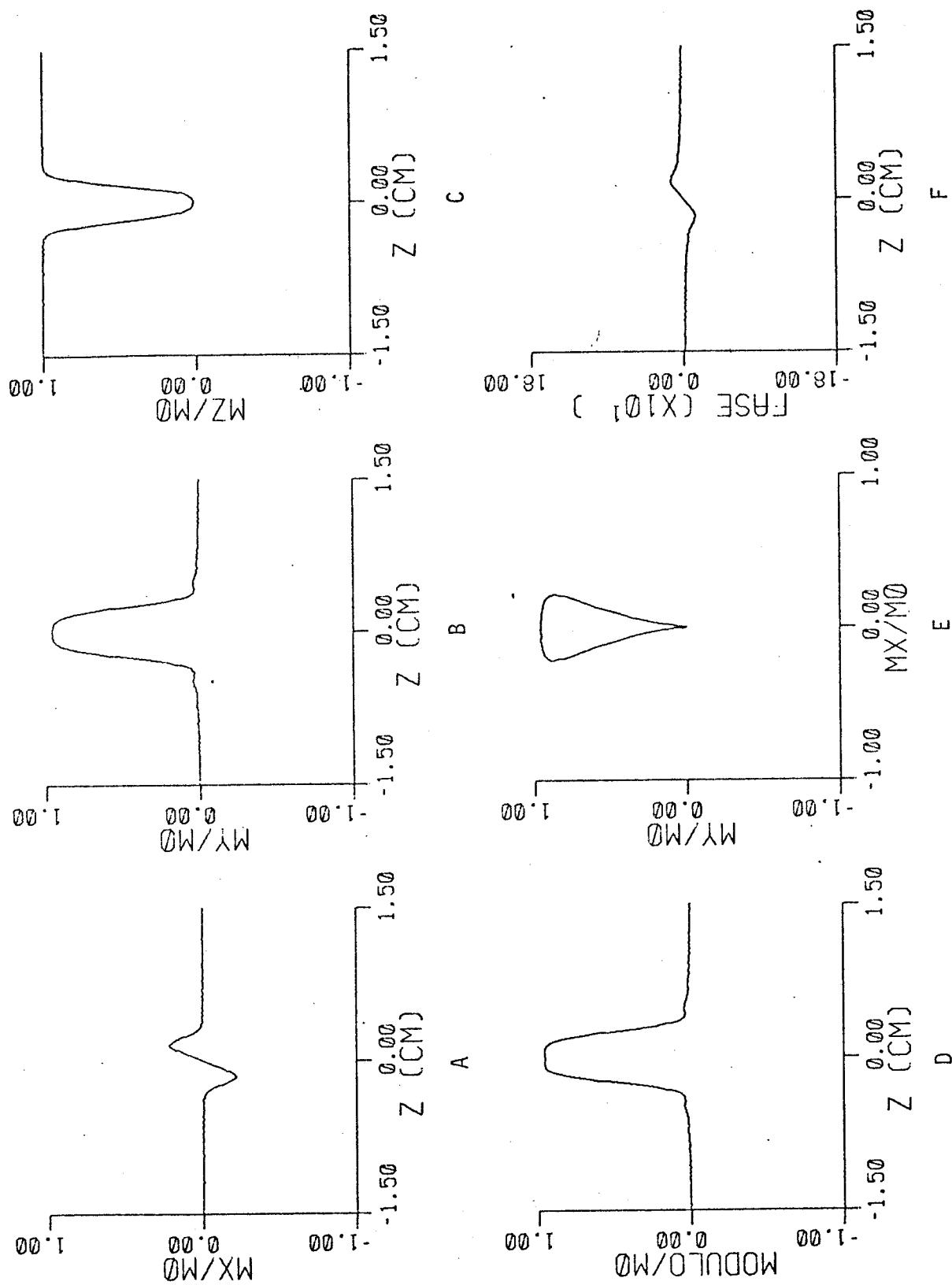


Fig. 38.6: Distribuições de magnetização para o pulso de RF com envolvente simétrica $\text{Sinc}(2).\text{TRI}$.
Eq. utilizada: 22
Prog. utilizado: ECORR.FOR

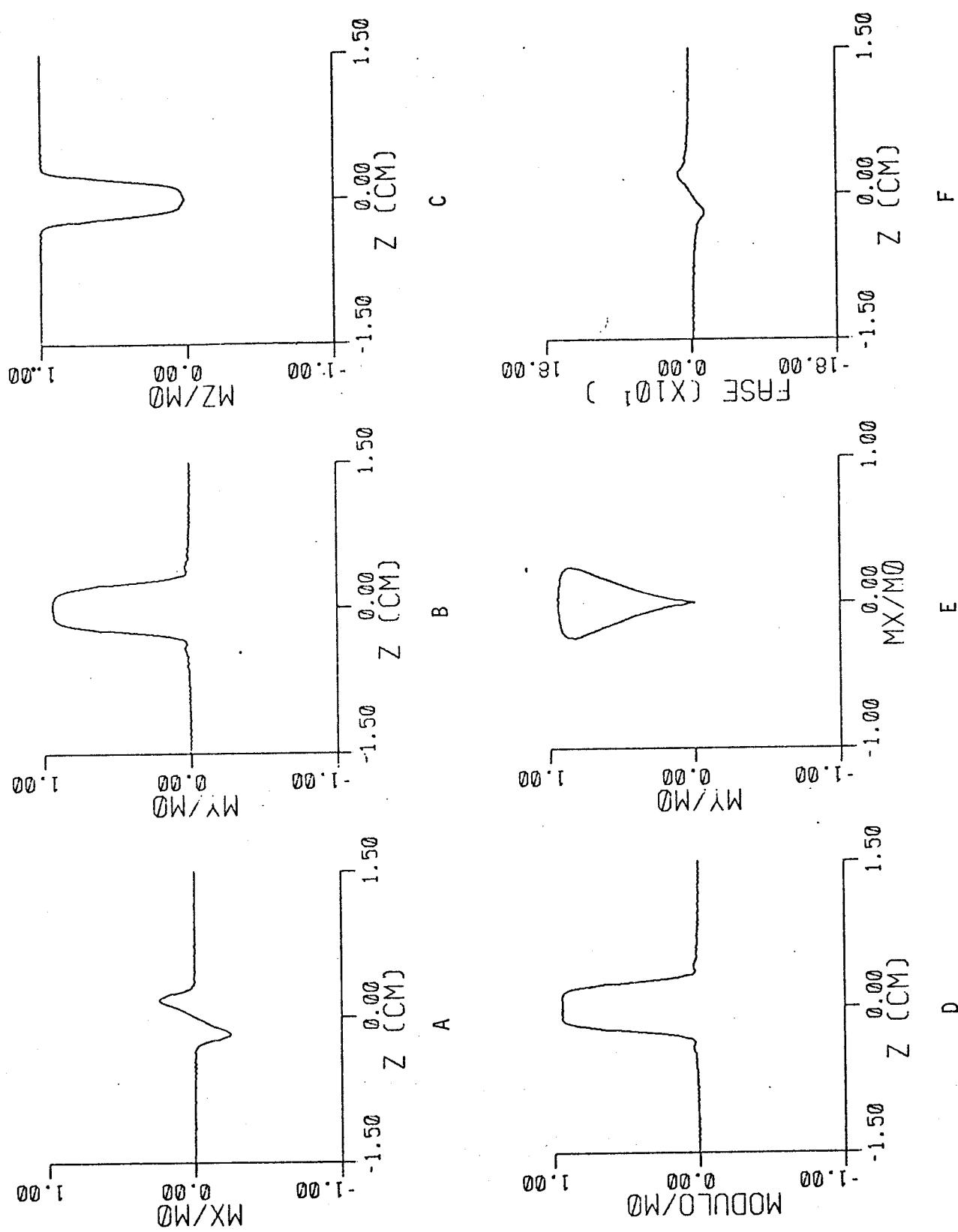


Fig. 38.7: Distribuições de magnetização para o pulso de RF com envolvente simétrica $\text{Sinc}(3).\text{TRI}$.
Eq. utilizada: 22
Prog. utilizado: ECORR.FOR

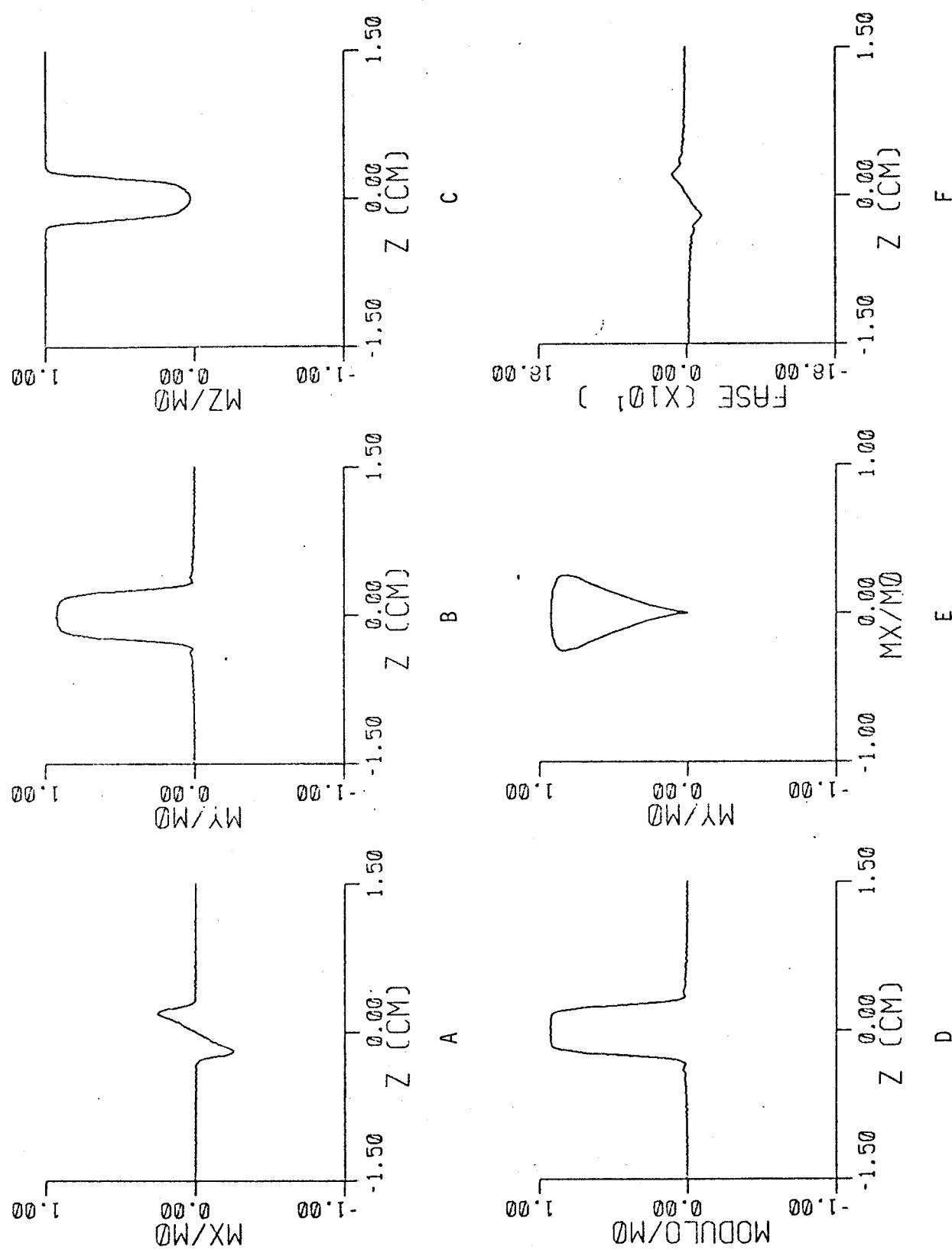


Fig. 38.8: Distribuições de magnetização para o pulso de RF com envolvente simétrica $Sinc(4).TRI$.
Eq. utilizada: 22
Prog. utilizado: ECORR.FOR

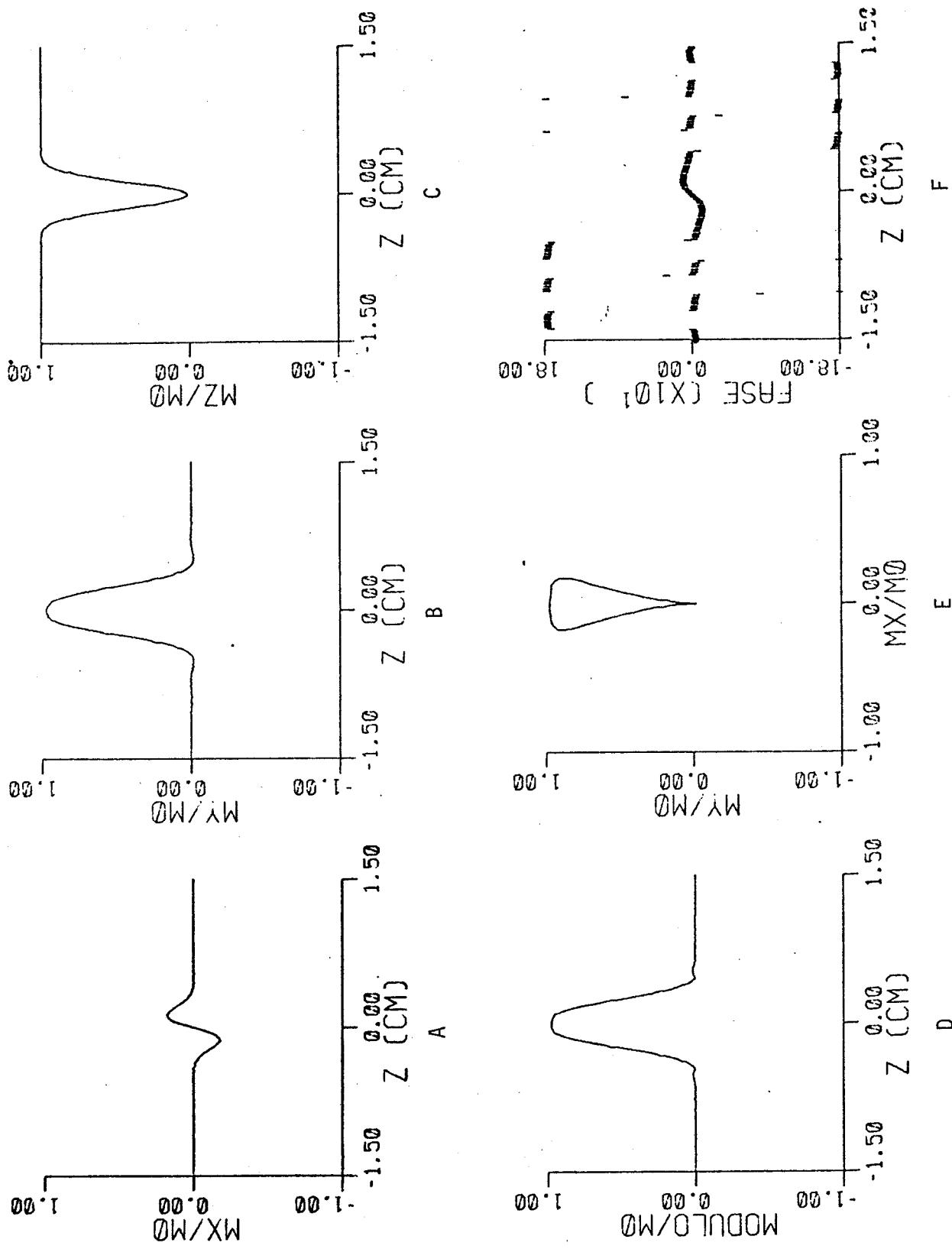


Fig. 38.9: Distribuições de magnetização para o pulso de RF com envolvente simétrica $\text{Sinc}(1).\text{HAN}$.
Eq. utilizada: 22
Prog. utilizado: ECORR.FOR

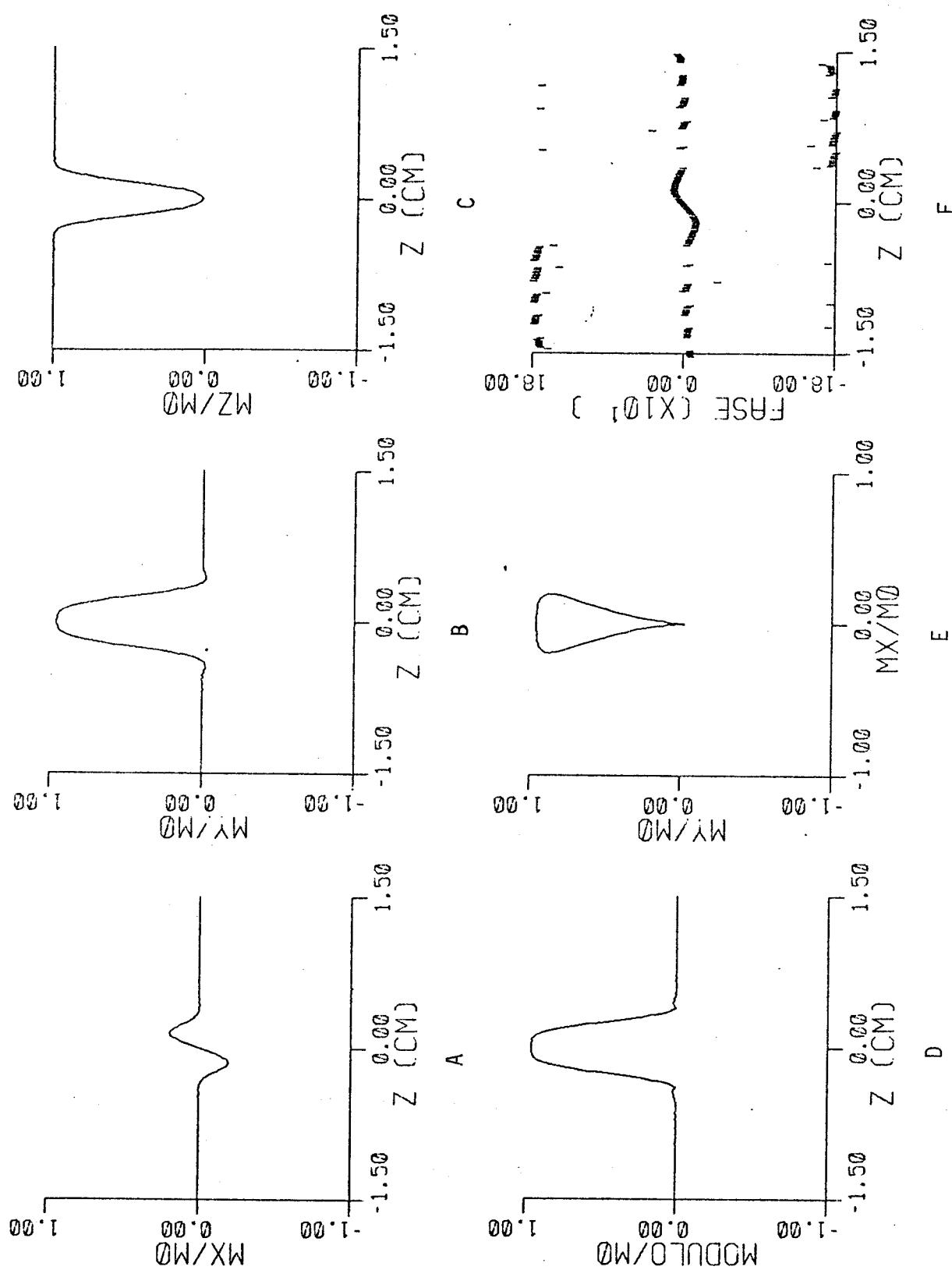


Fig. 38.10: Distribuições de magnetização para o pulso de RF com envolvente simétrica $\text{Sinc}(2).\text{HAN}$.
Eq. utilizada: 22
Prog. utilizado: ECORR.FOR

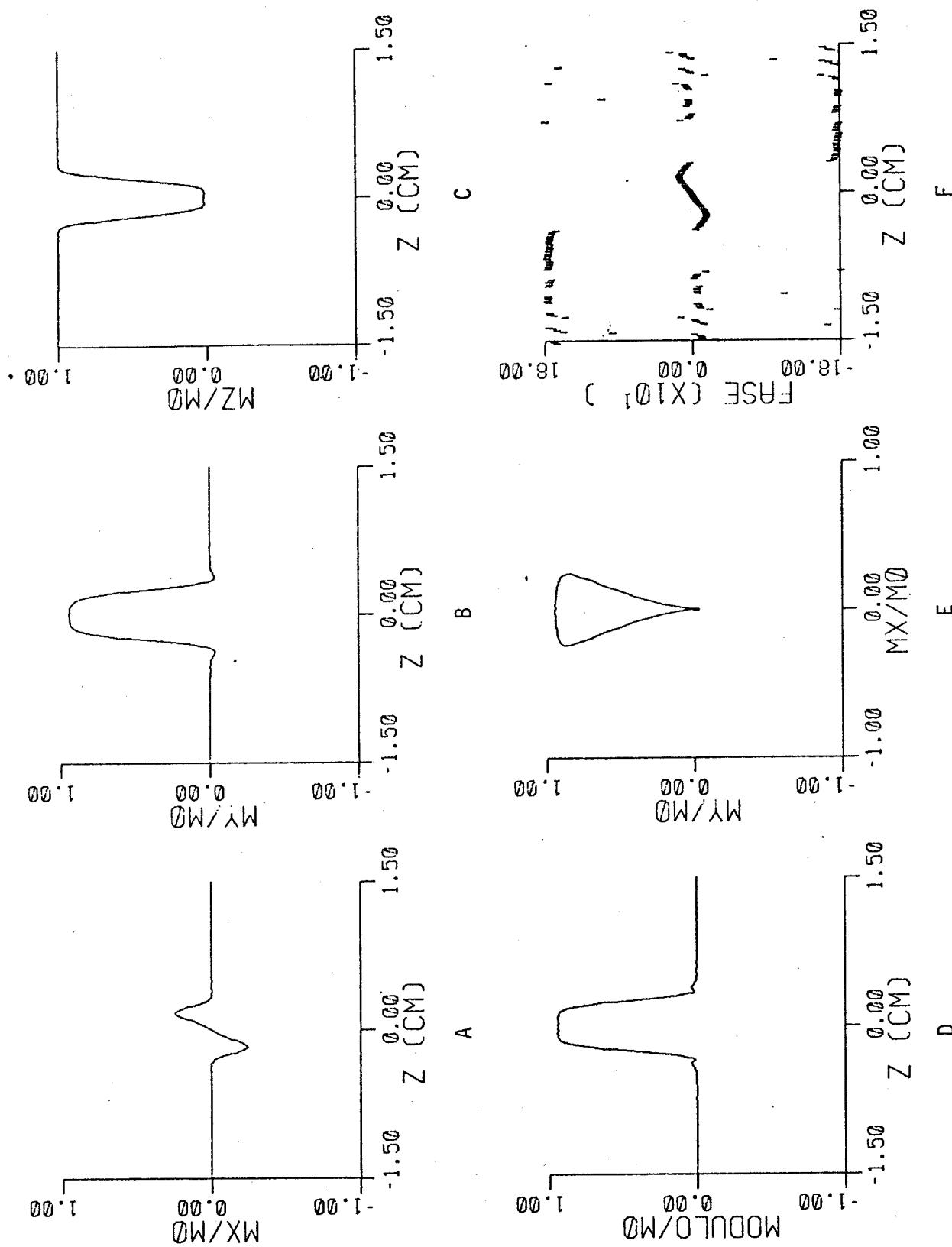


Fig. 38.11: Distribuições de magnetização para o pulso de RF com envolvente simétrica $Sinc(3)$.HAN.
Eq. utilizada: 22
Prog. utilizado: ECORR.FOR

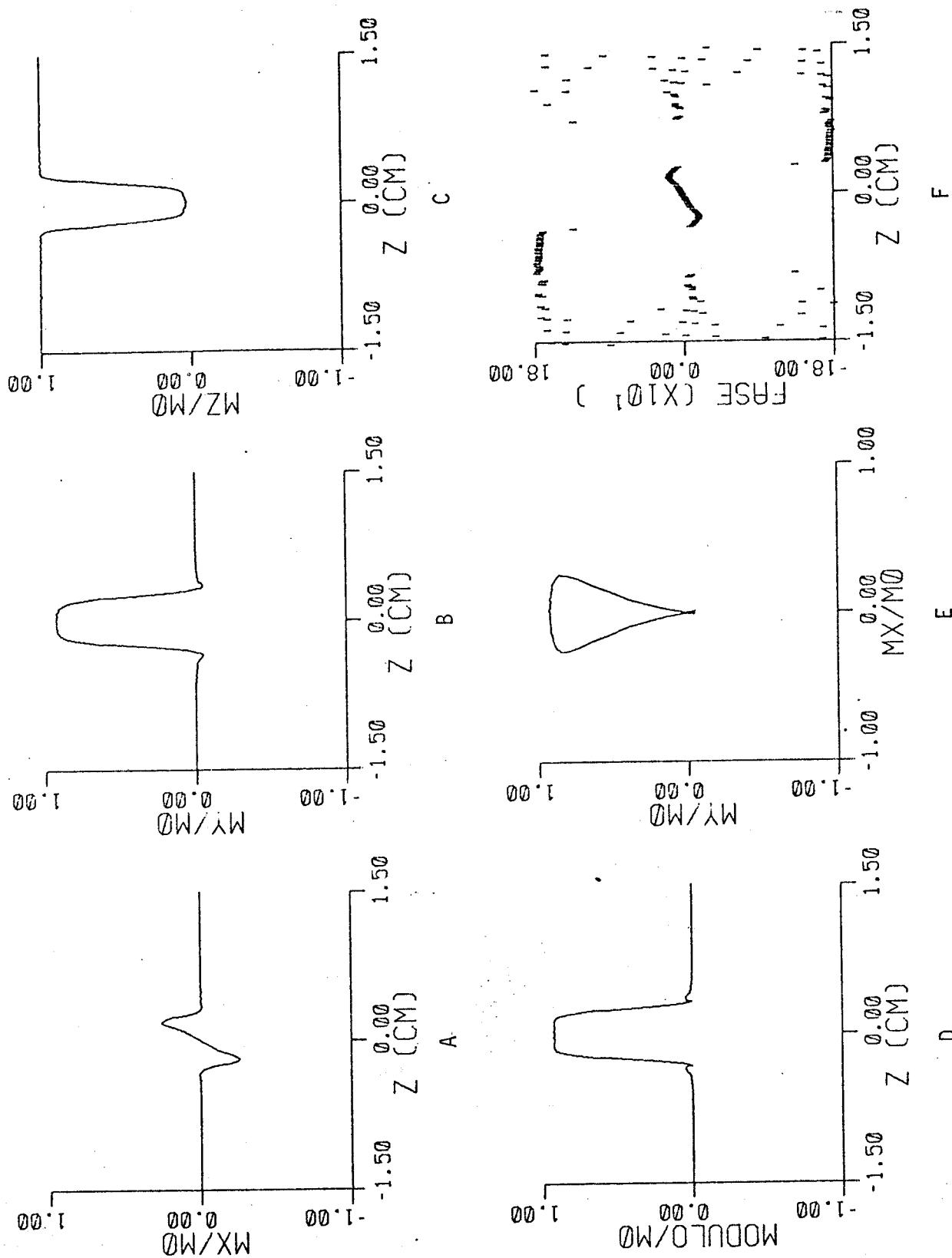


Fig. 38.12: Distribuições de magnetização para o pulso de RF com envolvente simétrica $\text{Sinc}(4).\text{HAN}$.
Eq. utilizada: 22
Prog. utilizado: ECORR.FOR

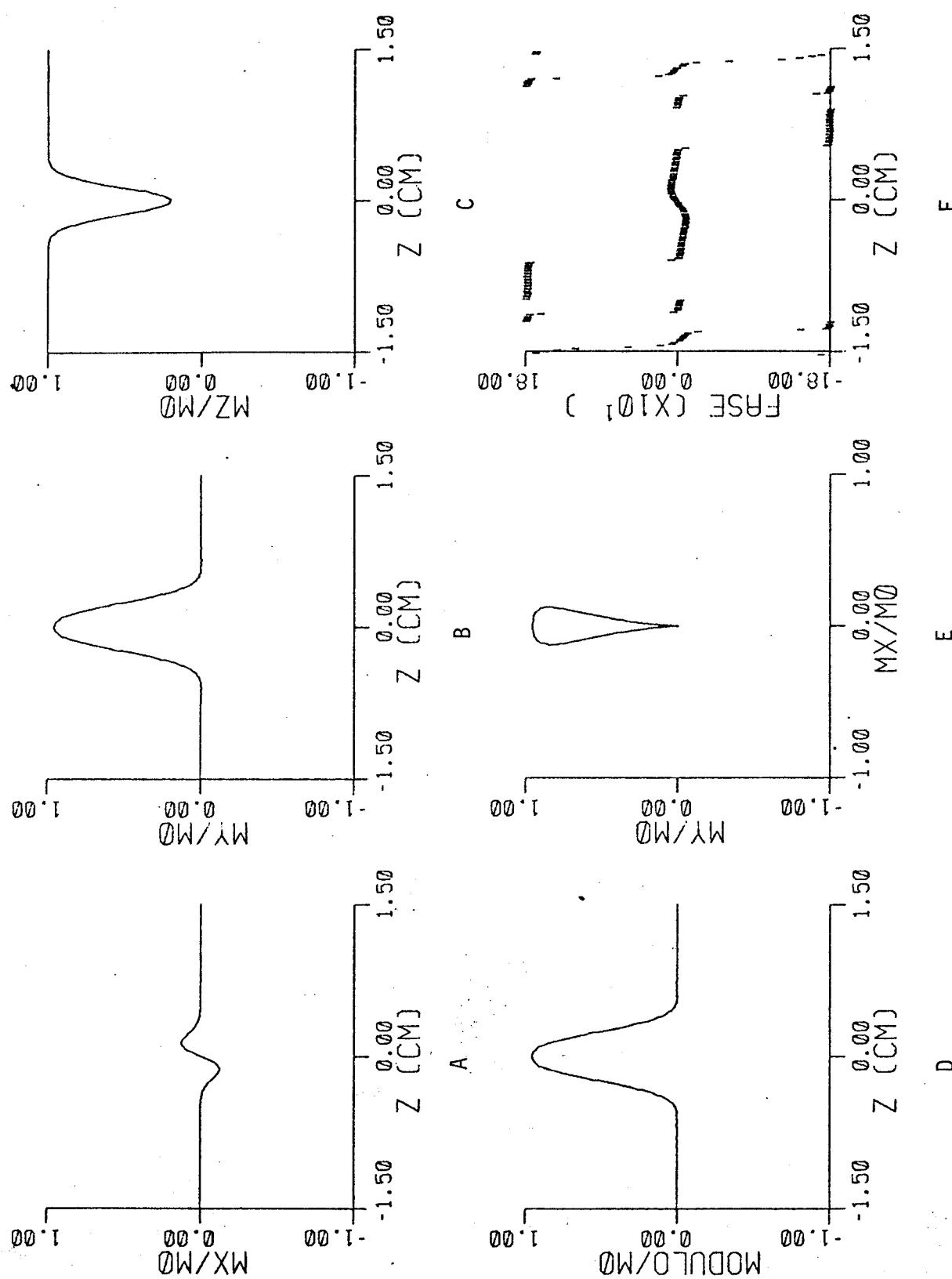


Fig. 38.13: Distribuições de magnetização para o pulso de RF com envolvente simétrica $\text{Sinc}(1) \cdot B-H$.
Eq. utilizada: 22
Prog. utilizado: ECORR.FOR

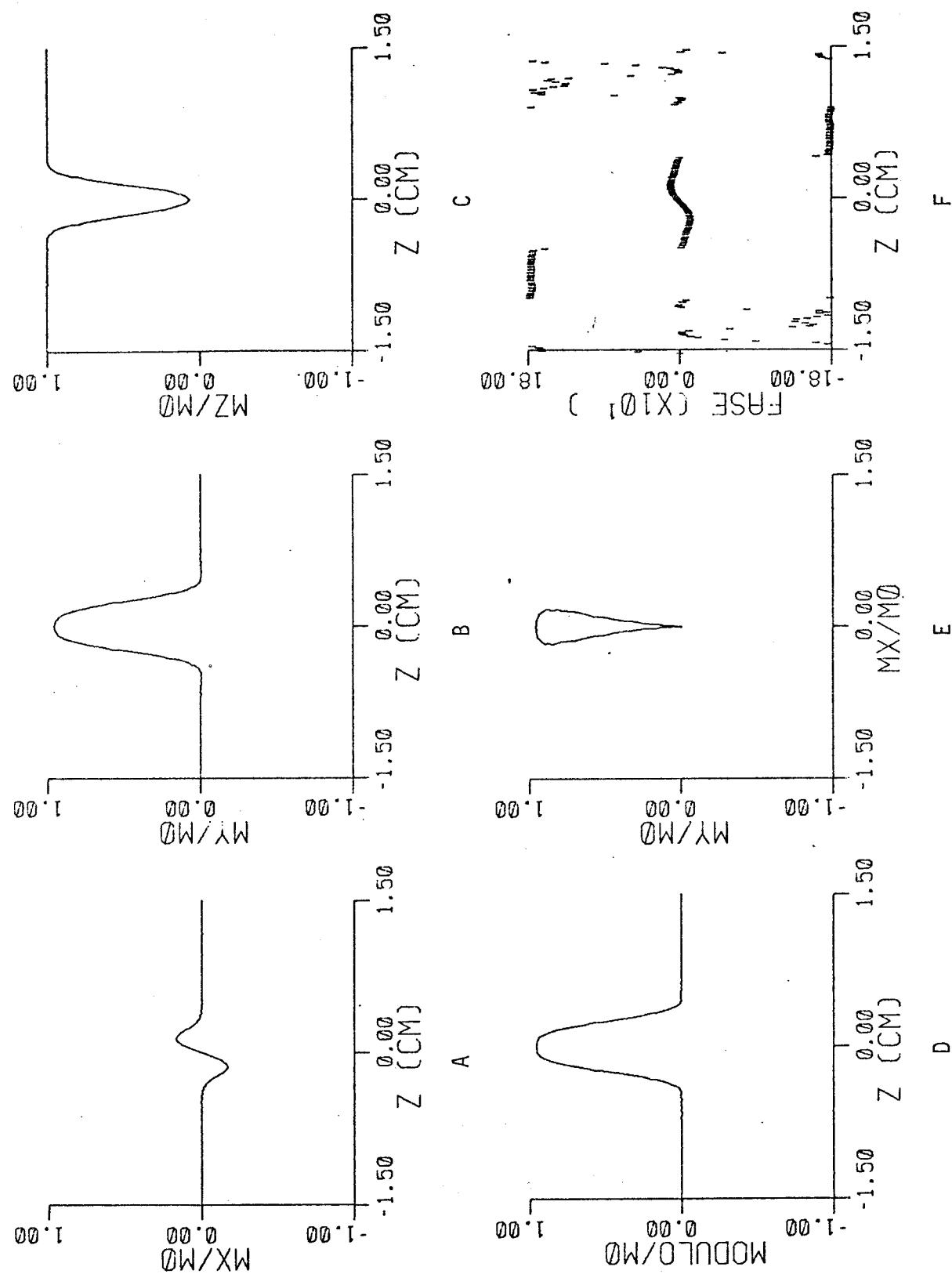


Fig. 38.14: Distribuições de magnetização para o pulso de RF com envolvente simétrica $\text{Sinc}(2)$. B-H.
Eq. utilizada: 22
Prog. utilizado: ECORR.FOR

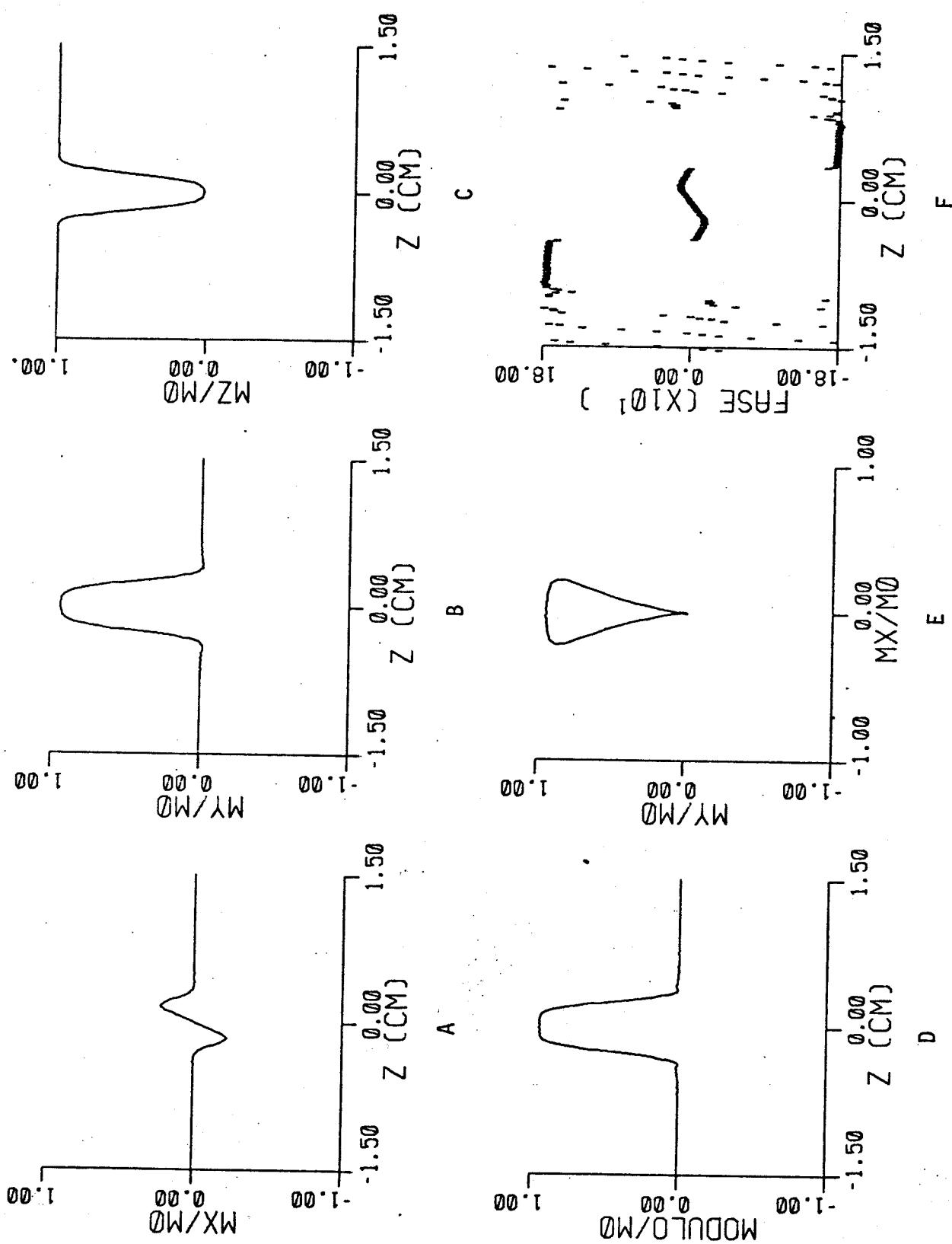


Fig. 38.15: Distribuições de magnetização para o pulso de RF com envolvente simétrica $\text{Sinc}(3).B-H$.
Eq. utilizada: 22
Prog. utilizado: ECORR.FOR

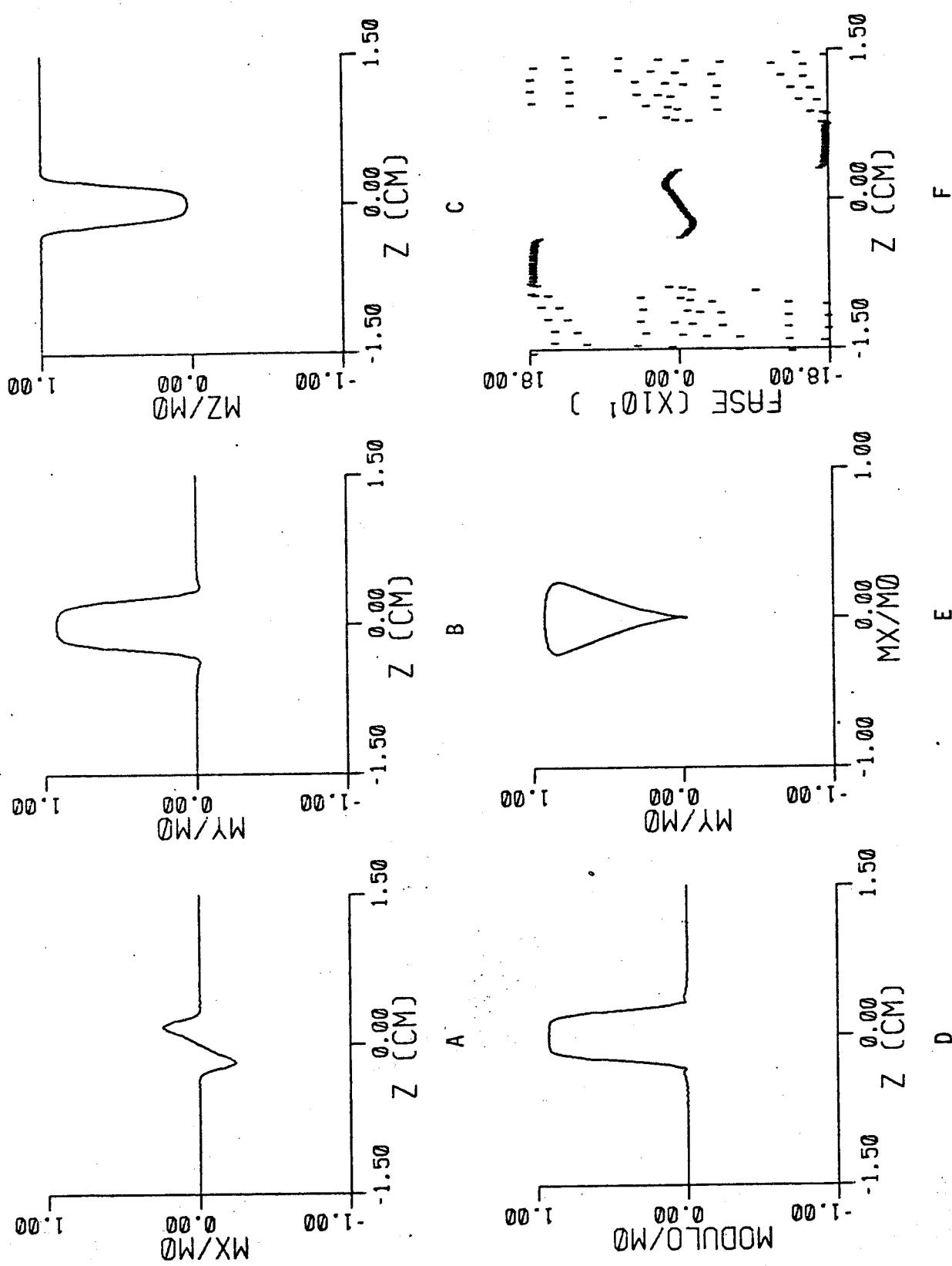


Fig. 38.16: Distribuições de magnetização para o pulso de RF com envolvente simétrica $Sinc(4)$. B-H.
 Eq. utilizada: 22
 Prog. utilizado: ECORR.FOR

Através da comparação dos resultados apresentados na tabela VI optamos por trabalhar, de agora em diante, com as envolventes $\text{Sinc}(3).\text{gaussiana}$ e $\text{Sinc}(1).\text{Blackman -Harris}$.

A primeira, de maior duração, nos fornece uma boa resolução no plano selecionado (vide o fator R na tabela VI) porém, resultando em um ECO de menor amplitude (vide o fator ϕ_{\max} na tabela VI).

A segunda, de menor duração, nos fornece uma melhor refocalização dos spins (vide o fator ϕ_{\max} na tabela VI) e consequentemente, um sinal ECO de maior amplitude.

Os pulsos mais longos do tipo $\text{sinc}(4).\text{f(t)}$ produzem maior resolução espacial (vide o fator R na tabela VI) exceto a $\text{sinc}(4).\text{triangular}$ porém, não foram escolhidos devido ao pequeno ECO que eles devem fornecer (vide o alto fator ϕ_{\max} na tabela VI).

II.6 TECNICAS PARA CORREÇÃO DOS EFEITOS DA NÃO-LINEARIDADE.

Até agora tratamos a excitação seletiva a partir do espectro de frequências do pulso dado pela sua transformada de Fourier e utilizamos a equação de Bloch para calcularmos as distribuições de magnetização.

Apesar do resultado otimizado, com excitação do tipo $\text{sinc}(n).f(t)$, a magnetização transversal ainda apresenta um fator de fase adicional que resulta em uma magnetização m_x não nula como se vê na figura 38.

A refocalização dos spins elimina apenas o fator de fase linear.

Para suprimir ou ao menos atenuar o fator de fase restante, que é uma manifestação da não-linearidade, teremos que abandonar o estudo da excitação seletiva por meio da análise de Fourier e determinar diretamente pela equação de Bloch a forma do pulso de RF que se deve aplicar para corrigir os efeitos da não-linearidade.

II.6.1 SISTEMA LINEAR

Como já visto na teoria de perturbação, equações 29 e 30, pulsos de RF de pequenos ângulos de rotação ($\beta < 30^\circ$) não produzem os efeitos da não-linearidade pois não retiram substancialmente a magnetização de seu estado de equilíbrio.

Estes pulsos são úteis em técnicas de rápida geração de imagens, onde podemos reduzir o tempo de repetição da sequência de pulsos sem saturar a magnetização. Esta técnica provê menor deposição de energia de RF no paciente [21].

A utilização de pulsos de 30° no lugar dos pulsos de 90° fornecem os resultados mostrados na figura 39, para as envolventes escolhidas acima, onde a refocalização foi obtida por gradiente reverso.

Os pulsos de RF foram aplicados simultaneamente com o gradiente $G_z = 0.5 \text{ G/cm}$ de modo a selecionar planos de espessura $L_p = 0.5 \text{ cm}$.

A refocalização foi obtida por gradiente reverso.

Os parâmetros utilizados na definição destes planos e os resultados obtidos estão na tabela VII.

TABELA VII:

envolvente	$B_{lx0}(\text{mG})$	$T_w(\text{ms})$	$T_{1/2}(\text{ms})$	R	$\phi_{\text{máx.}}$
Sinc(3).gau.	20.72	5.68	1.03	0.60	1.29°
Sinc(1).B-H.	18.91	2.54	0.97	0.88	0.76°

Programas utilizados: DELTAZS.FOR e ENVOLT.FOR.
Eq. utilizada: 22.

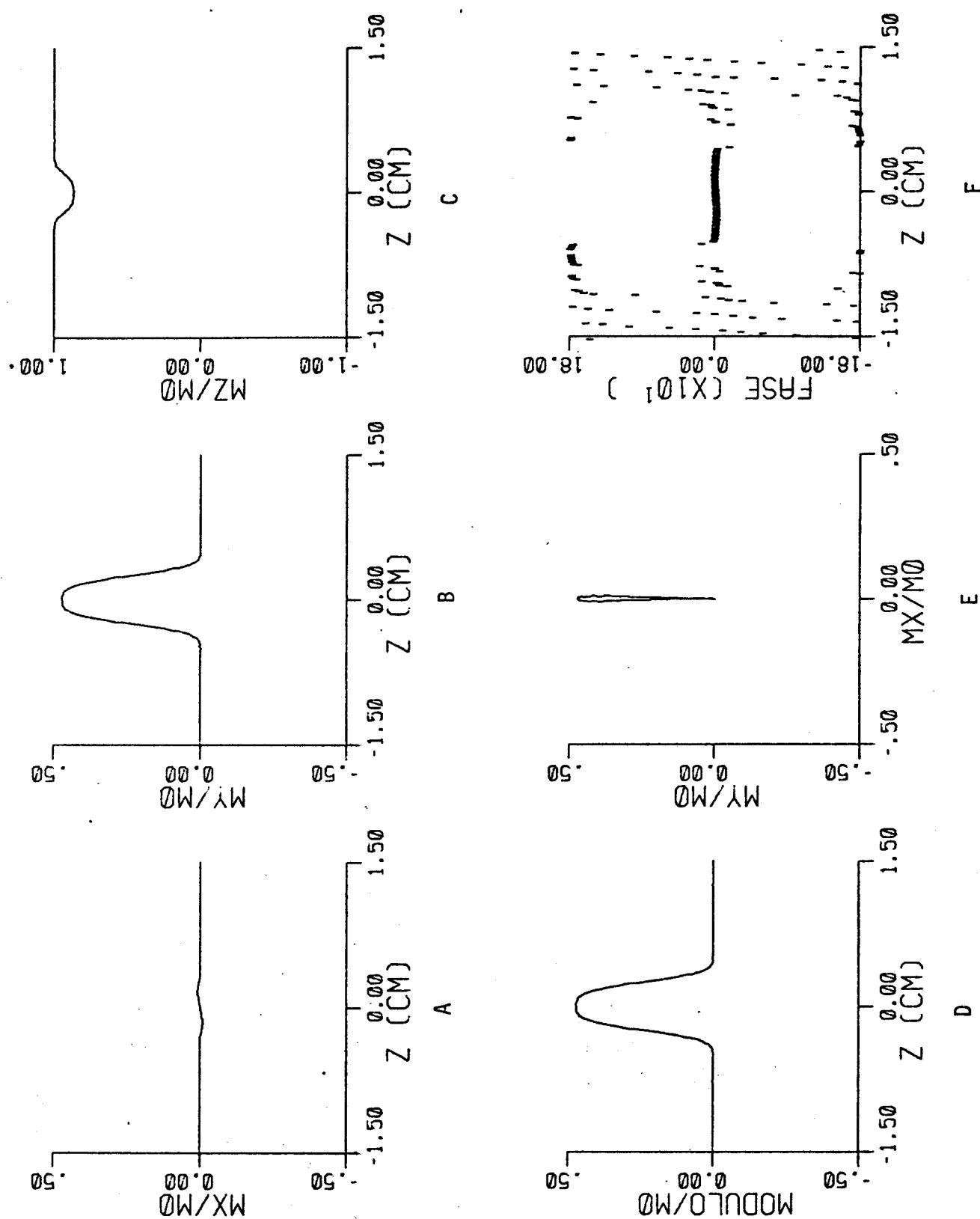


Fig. 39.1: Distribuições de magnetização para o pulso de RF com envolvente $\text{Sinc}(3).\text{gaussiana}$.
Eq. utilizada: 22
Prog. utilizado: ECORR.FOR

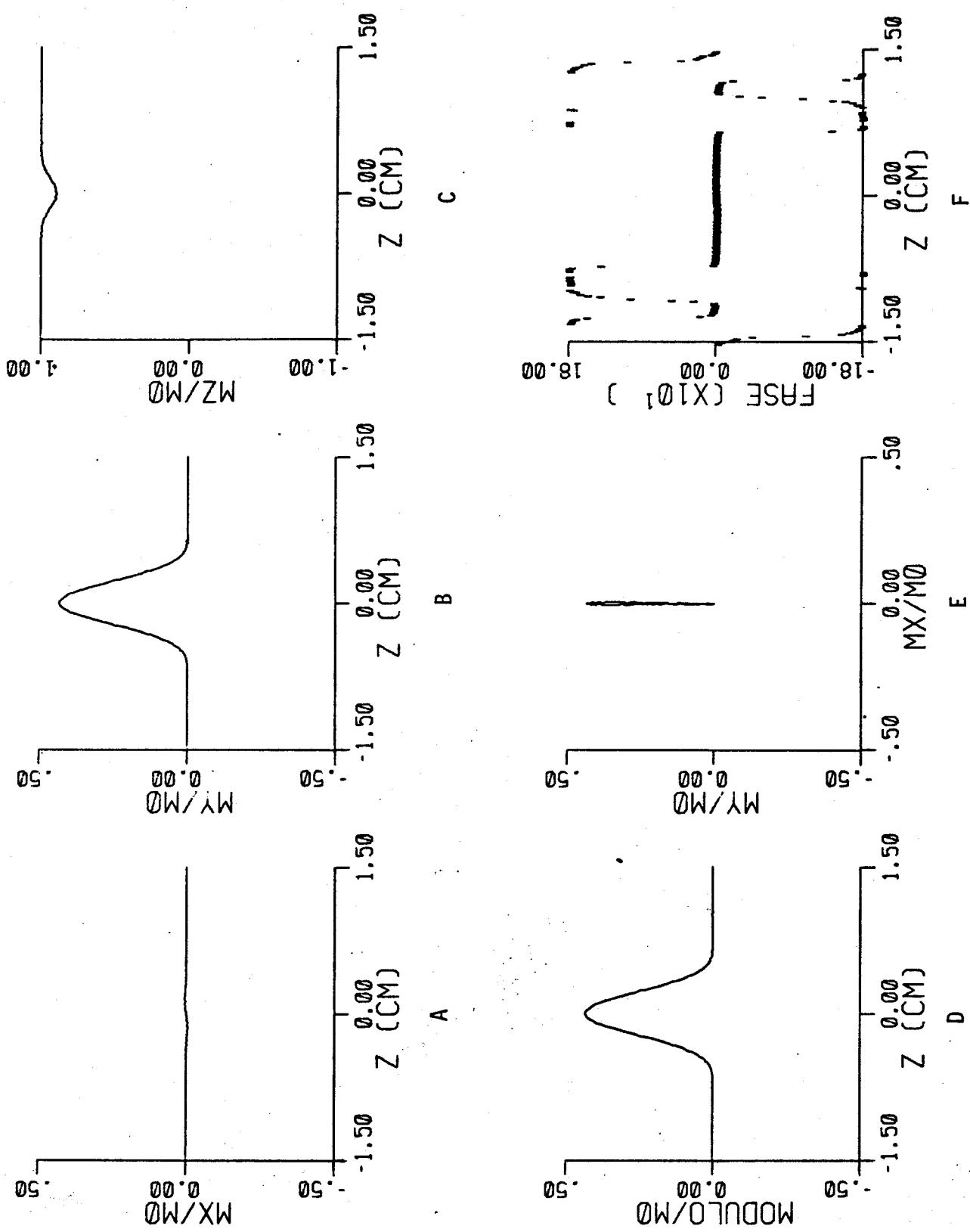


Fig. 39.2: Distribuições de magnetização para o pulso de RF com envolvente $Sinc(1) \cdot B-H$
Eq. utilizada: 22
Prog. utilizado: ECORR.FOR

Comparando os resultados dos pulsos de 30° e 90° , figuras 38.3 e .13 e figuras 39.1 e .2, observamos a eliminação da magnetização m_x . Este fato implica na grande direcionabilidade da magnetização transversal, figuras 39 E e F. Este resultado é muito importante porque o pulso de 30° introduz uma perda de 50% no sinal comparado com o pulso de 90° porém, ele fornece ϕ_{\max} muito baixo (tabela VII).

Deste modo como os pulsos de 90° introduzem um alto ϕ_{\max} (tabela VI) os sinais provenientes destas excitações, 30° e 90° , devem fornecer sinais de amplitudes similares.

II.6.2 EQUAÇÃO DE BLOCH-RICCATI

Para pulsos de grandes ângulos de rotação ($\beta > 30^\circ$) a seletividade a partir da análise linear já não é válida devido ao comportamento não-linear do sistema de spins.

No entanto, segundo M. S. Silver et al. [18], um pulso seletivo pode ser determinado através da solução inversa da equação de Bloch-Riccati a partir da distribuição de magnetização desejada, já contendo as correções dos efeitos não-lineares.

A equação de Bloch-Riccati é obtida a partir da equação de Bloch como segue.

Prevendo a utilização de pulsos com envolvente complexa, ou seja, pulsos com campos de RF aplicados nas duas direções que definem o plano transversal do sistema girante (x, y), Silver et al. [18] tomaram a equação de Bloch na sua forma geral:

$$\dot{M}_x = -M_x/T_2 + \Delta w \cdot M_y + w_{ly}(t) \cdot M_z \quad (91.1)$$

$$\dot{M}_y = -\Delta w \cdot M_x - M_y/T_2 + w_{lx}(t) \cdot M_z \quad (91.2)$$

$$\dot{M}_z = -w_{ly}(t) \cdot M_x - w_{lx}(t) \cdot M_y - (M_z - M_0)/T_1 \quad (91.3)$$

onde w_{ly} é a frequência com a qual os spins, em ressonância, precessam em torno do campo de RF $B_{ly}(t)$.

Desprezando as relaxações, sendo

$$M = M_x + j \cdot M_y \text{ e}$$

$$W = w_{lx}(t) + j \cdot w_{ly}(t)$$

e fazendo a operação das equações (91.1) e (91.2):

$$(91.1) + j \cdot (91.2)$$

obtemos

$$\dot{M} + j \cdot \Delta w \cdot M + j \cdot M_z \cdot W = 0 \quad (92)$$

A equação (91.3) pode ser reescrita na forma:

$$\dot{M}_z + j \cdot (W^* \cdot M - W \cdot M^*)/2 = 0 \quad (93)$$

Fazendo agora a operação das expressões:

$$(92) - f \cdot (93) = 0$$

onde

$$f = M/(M_0 + M_z) \quad (94)$$

obtemos a equação de Bloch-Riccati:

$$\dot{f} + i \cdot \Delta w \cdot f - j \cdot (W^*/2) \cdot f^2 + j \cdot W/2 = 0 \quad (95)$$

Utilizando técnicas numéricas o computador foi empregado para determinar a envolvente do pulso de RF, W , dada uma distribuição de magnetização desejada, $f(z)$.

A figura 40 mostra a envolvente do pulso de RF, W , obtida pela solução inversa da equação de Bloch-Riccati a partir da distribuição de magnetização ideal, figura 14.

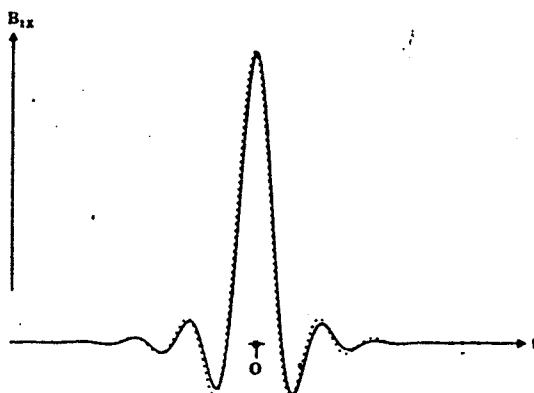


Fig. 40: Comparação das envolventes:

- W obtida pela solução inversa da eq. de Bloch-Riccati.
- ... W obtida pela transformada de Fourier da magnetização transversal ideal [18].

Silver et al. [18] chamam a atenção na comparação das envolventes, que o principal efeito da correção da não-linearidade sobre o pulso de RF é a introdução de um pequeno deslocamento temporal, T_{cor} , na envolvente convencional obtida por análise de Fourier da magnetização transversal.

Este pequeno deslocamento, figura 41, é efetivo para pulsos com diferentes envolventes.

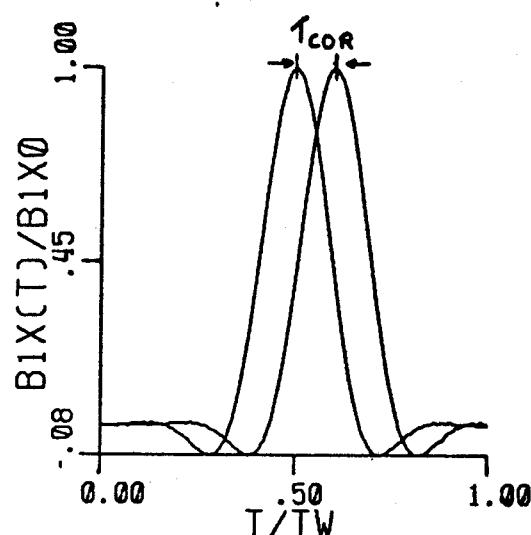


Fig. 41: Ilustração do deslocamento temporal, T_{cor} , sobre a envolvente convencional.
O deslocamento foi exagerado de modo a se perceber seu efeito.

O resultado da aplicação de pulsos seletivos de 90° com deslocamento temporal na presença do gradiente $G_z = 0.5 \text{ G/cm}$ para excitar planos de espessura $L_p = 0.5 \text{ cm}$ estão apresentados na figura 42. A refocalização foi obtida por gradiente reverso.

Os parâmetros utilizados na definição destes planos e os resultados obtidos estão na tabela VIII.

TABELA VIII:

envolvente	$B_{1x0}(\text{mG})$	$T_w(\text{ms})$	$T_{1/2}(\text{ms})$	$T_{cor}(\mu\text{s})$	R	$\phi_{\max.}$
Sinc(3).gau.	58.37	6.05	1.09	-61.50	0.57	4.75°
Sinc(1).B-H.	50.71	2.84	0.87	-95.00	0.75	4.17°

Programas utilizados: DELTAZS.FOR, CALCOR.FOR^(*) e ENVOLT.FOR.
Eq. utilizada: 22.

(*) Programa baseado no método de Runge-Kuta.

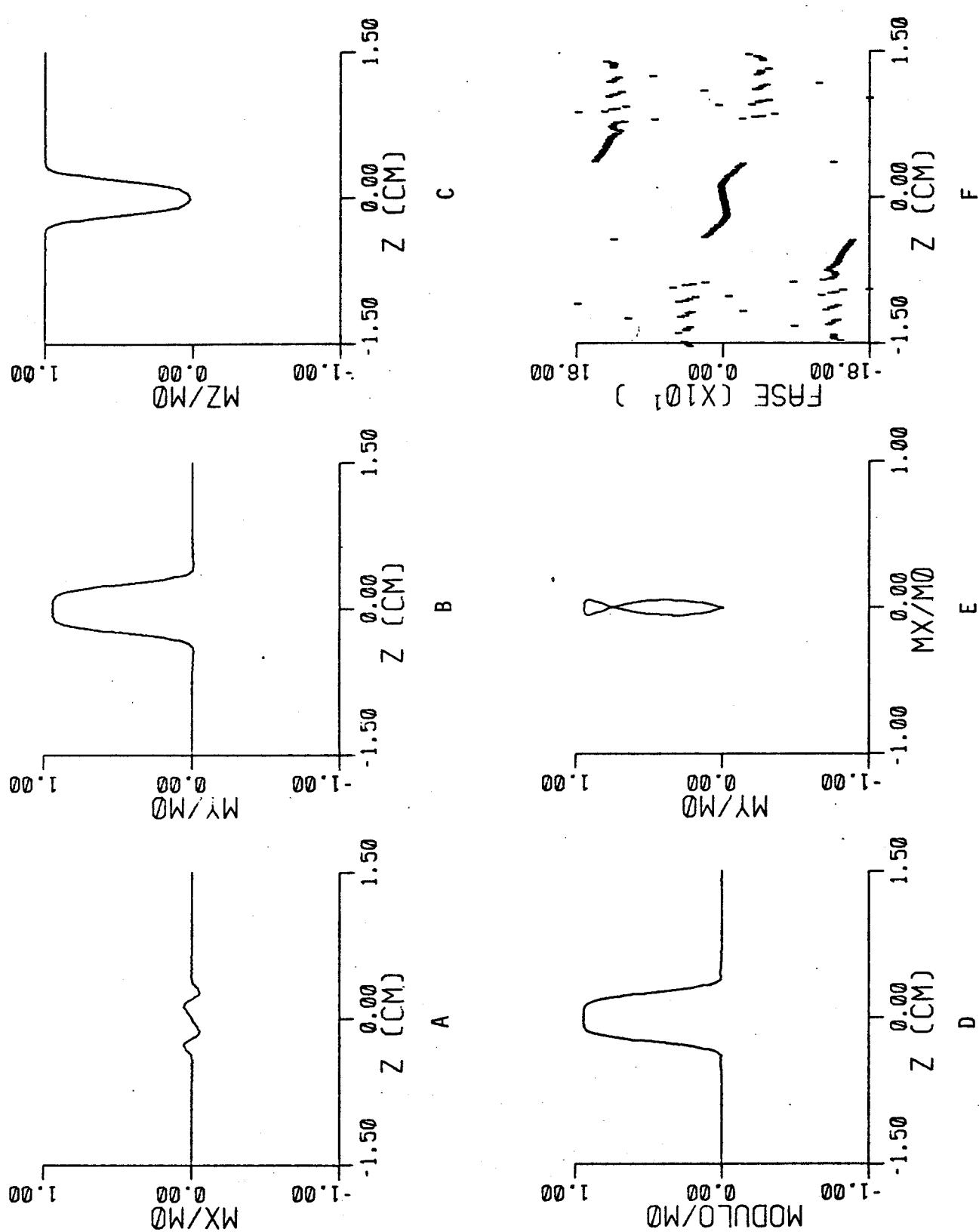


Fig. 42.1: Distribuições de magnetização.
Envolvente: Sinc(3).Gaussiana ($t-Tw/2+Tcor$).
Eq. utilizada: 22
Progr. utilizado: ECORR.FOR

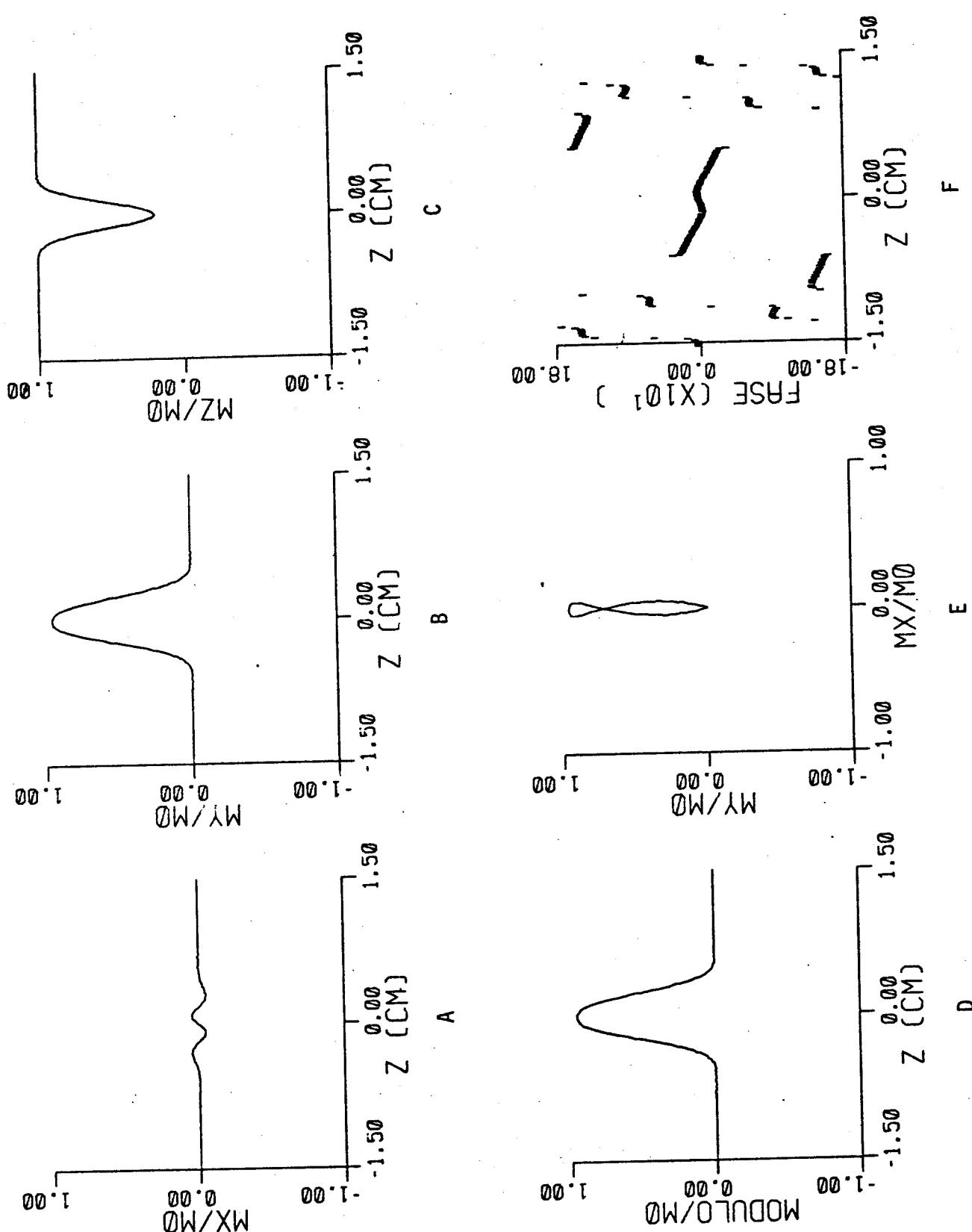


Fig. 42.2: Distribuições de magnetização.
Envolvente: $\text{Sinc}(1) \cdot B-H(t-T_w/2+T_{cor})$.
Eq. utilizada: 22
Progr. utilizado: ECORR.FOR

Com esta correção devemos agora obter um sinal ECO com maior intensidade já que os spins se encontram mais em fase do que no caso sem correção da não-linearidade, comparar os gráficos A, E e F das figuras 38.3 e .13 e figuras 42.1 e.2 bem como os valores correspondentes de ϕ_{\max} nas tabelas VI e VIII.

A redução da equação de Bloch na de Bloch-Riccati é de considerável valor para pulsos de RF com ângulos de rotação pequenos e intermediários. Quando $\beta \rightarrow 180^\circ$ o parâmetro f diverge e não podemos utilizá-la na análise da inversão seletiva dos spins.

No entanto, como observado por Silver et. al. [17,18,19], existe uma envolvente $W(t)$, a secante hiperbólica complexa:

$$W(t) = W_0 \operatorname{sech}[\beta(t-t_0)]^{1+j\mu} \quad (96)$$

para a qual a solução da equação de Bloch-Riccati pode ser obtida analiticamente.

A solução da equação de Bloch-Riccati para esta excitação é da forma: (*1)

$$\begin{aligned} m_z(\Delta w)/m_0 &= \operatorname{tgh}(\pi \cdot F) \cdot \operatorname{tgh}(\pi \cdot G) + \\ &+ \cos(\pi \cdot H) \cdot \operatorname{sech}(\pi \cdot F) \cdot \operatorname{sech}(\pi \cdot G) \end{aligned} \quad (97.1)$$

onde

$$F = \Delta w / (2 \cdot \beta) + \mu/2 \quad (97.2)$$

$$G = \Delta w / (2 \cdot \beta) - \mu/2 \quad (97.3)$$

$$H = [(W_0/\beta)^2 - \mu^2]^{1/2} \quad (97.4)$$

(*1) Cálculo apresentado no apêndice A.

Utilizaremos agora a equação (97) para analisar o comportamento da inversão da magnetização para diferentes valores dos parâmetros μ , β e W [19].

A equação (97) possui várias características importantes porém, só analisaremos as que se adequam ao escopo desta análise.

O segundo termo da equação (97) tem como valor máximo 1 e, uma vez que $\mu > 2$, este termo se torna desprezível para o cálculo de m_z .

Então, tendo $W_0 > \mu \cdot \beta$ e $\mu > 2$, m_z é essencialmente independente da amplitude do pulso de RF, W_0 , e, por conseguinte, é independente da inhomogeneidade do campo de RF, um ponto prático importantíssimo.

A partir desta condição podemos escrever:

$$m_z(\Delta w)/m_0 = \tgh(\pi \cdot F) \cdot \tgh(\pi \cdot G) \quad (98)$$

que resulta em uma inversão seletiva da magnetização localizada em:

$$\Delta w = 2 \cdot \mu \cdot \beta \quad (99)$$

e a resolução espacial aumenta com o fator μ .

A figura 43 nos mostra a inversão seletiva para alguns valores de μ onde $\mu \cdot \beta = 2000$.

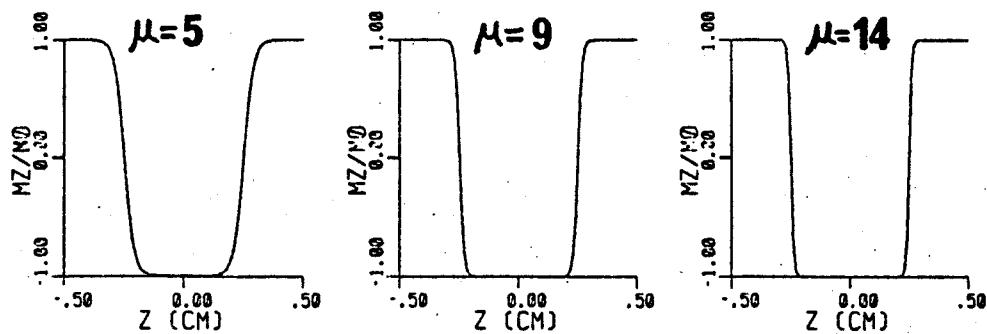


Fig. 43: Inversão seletiva para alguns valores de μ e β com $\mu \cdot \beta = 2000$. $B_{lx0} = B_{ly0} = 1.0$ G e $G_z = 0.5$ G/cm.
Eq. utilizada: 97
Prog. utilizado: SILVER.FOR

Este tipo de excitação também pode ser utilizado para um pulso de 90° seletivo. A figura 44 nos mostra as distribuições de magnetização após este pulso de 90° .

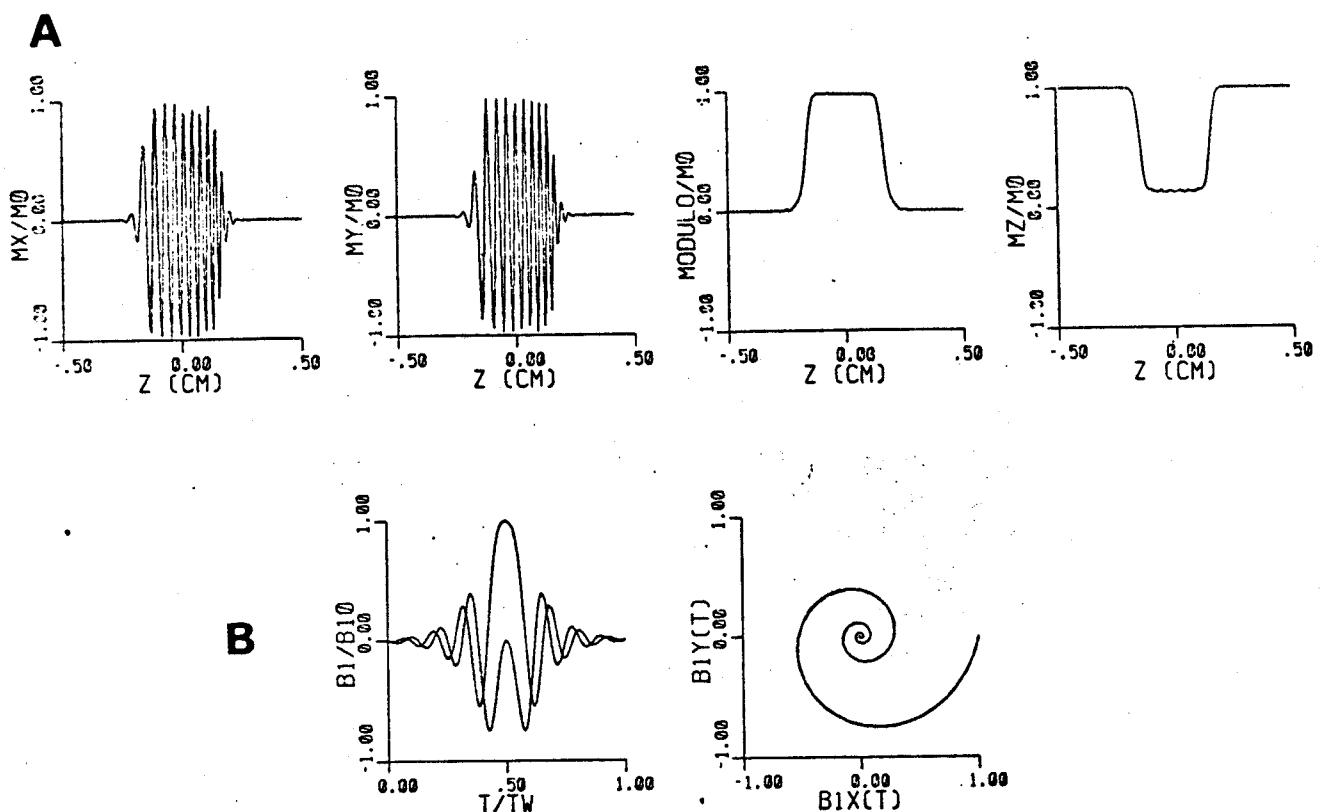


Fig. 44: A --> Distribuições de magnetização imediatamente após o pulso complexo de 90° .
 B --> Envolventes do pulso de RF e o gráfico de $B_{1y} \times B_{1x}$.
 $B_{1x0} = B_{1y0} = 20.0 \text{ mG}$, $T_w = 25 \text{ ms}$, $G_z = 0.5 \text{ G/cm}$,
 $\mu = 5$ e $\beta = 400 \text{ Hz}$.
 Eq. utilizada: 91
 Prog. utilizado: MFASE.FOR (*1)

Pelas figuras 43 e 44 podemos observar o alto grau de resolução ($R=0.53$) para este tipo de excitação ($\mu=5$).

A grande vantagem do pulso secante hiperbólica complexa é a perfeita inversão da magnetização, podendo ser utilizada na técnica de inversão-recuperação para geração de imagens pesadas por tempo de relaxação longitudinal, T_1 .

(*1) Programa baseado no método de Runge-Kuta.

As desvantagens são:

1. Sua longa duração, $T_w > 20$ ms, fato que já compromete a aproximação inicial do problema que é desprezar os efeitos de relaxação. Deve-se utilizar este tipo de excitação apenas para sistemas de spins com altos tempos de relaxação T_1 e T_2 .

2. O maior grau de dificuldade em sua implementação experimental, já que exige a modulação em fase e amplitude da RF.

II.6.3 MULTI-PULSOS

Segundo D. Nishimura [11], um pulso adicional de RF, $B_{lcor}(t)$, pode ser aplicado antecedendo uma sequência de pulsos convencional, para seleção e refocalização, de modo a melhorar a qualidade do plano selecionado.

Basicamente este pulso deve corrigir os efeitos da não-linearidade que surgem nas sequências convencionais, figura 38.

Tal pulso pode ser determinado seguindo-se, por exemplo, a sequência de pulsos com refocalização por gradiente reverso no sentido temporal inverso, figura 45, onde se considera como condição inicial a distribuição de magnetização desejada.

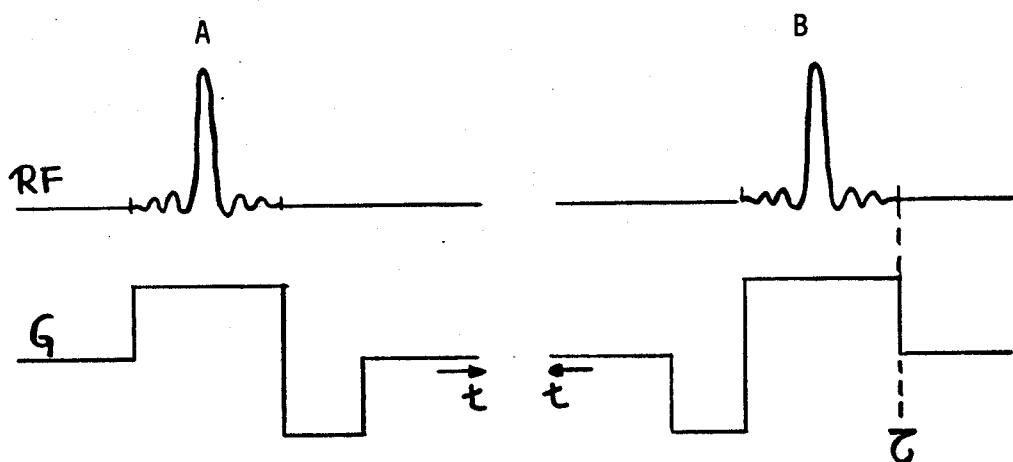


Fig. 45: Inversão temporal da sequência de pulsos para o cálculo do pulso de correção $B_{\text{cor}}(t)$.

No instante ζ , figura 45B, o sistema de spins deve apresentar uma distribuição de magnetização residual muito próxima ao estado de equilíbrio. Devido a esta proximidade a forma do pulso de correção adicional pode ser calculada a partir da equação 39 na aproximação linear.

Nishimura propôs os seguintes passos para determinar $B_{\text{cor}}(t)$:

1. especificar as distribuições de magnetização desejadas após a aplicação de um pulso seletivo de 90° com refocalização, introduzir o termo de fase linear adicional $\exp(j\gamma G_z z \cdot T_w/2)$ desfocalizando os spins e definir uma forma convencional de envolvente do pulso de RF, a transformada de Fourier da magnetização transversal, figura 46.

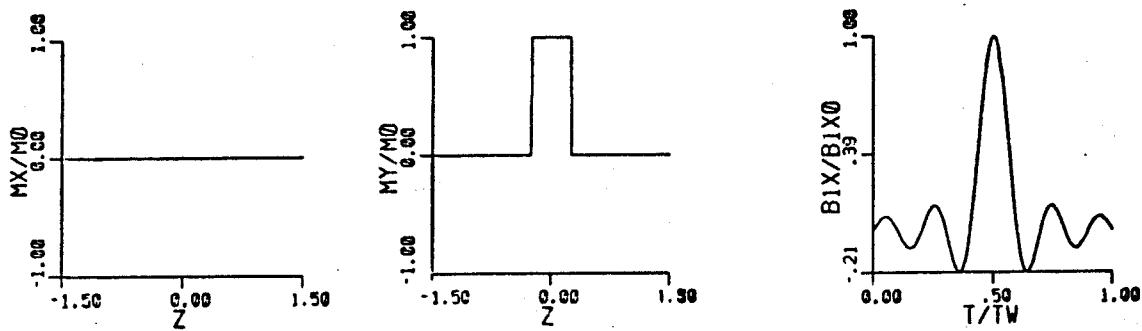


Fig. 46: Magnetização transversal e a envolvente do pulso de RF especificados [11].

2. baseado no item 1, resolvendo a equação de Bloch no sentido inverso, obtemos a magnetização residual resultante da magnetização desejada frente a retirada do pulso de 90° na presença do gradiente de seleção , figura 47.

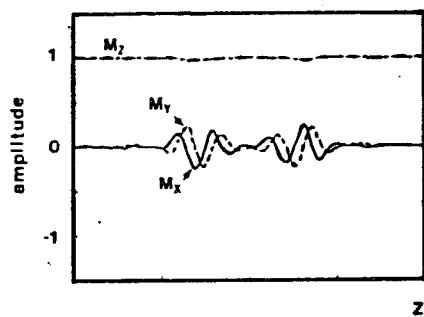


Fig. 47: Distribuições da magnetização residual [11].

3. pode-se observar da figura 47 que a magnetização residual m_z representa um pequeno desvio do estado de equilíbrio, ou seja, para atingir este estado o sistema deverá evoluir linearmente; deste modo, a partir da equação (39), podemos obter a envolvente do pulso de RF, $B_{1x}^{cor}(t)$, que seria necessário para deixar o sistema em tal situação, figura 48.

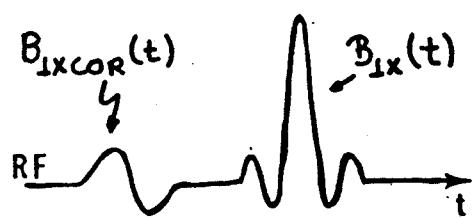


Fig. 48: Sequência de pulsos de RF para correção da não-linearidade [11].

O pulso de RF com envolvente $B_{1x}^{COR}(t)$ deixa o sistema de spins em uma situação intermediária, tal que, com a aplicação do pulso de 90° , obtém-se a distribuição desejada, figura 49.

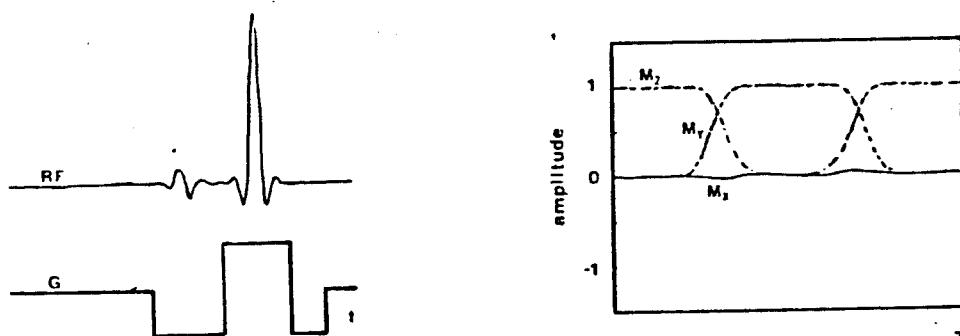


Fig. 49: Sequência de pulsos incluindo os gradientes de refocalização para cada um dos pulsos de RF e a distribuição de magnetização resultante [11].

Sequências similares a esta podem ser calculadas para qualquer ângulo de rotação dos spins, inclusive de 180° .

Esta nova técnica requer um chaveamento adicional do gradiente de seleção, o que impõe alguns problemas técnicos. Porém, esta sequência só envolve modulação em amplitude da RF.

Como demonstrado, por exemplos, as técnicas de multi-pulsos e secante hiperbólica complexa melhoram a qualidade do plano selecionado.

Eliminam o fator de fase não-linear e fornecem um plano com boa resolução espacial.

Como todas as técnicas de refocalização com correção da não-linearidade apresentadas até agora apresentam resultados similares, optaremos pela utilização das técnicas que oferecem o menor grau de dificuldade experimental.

Deste modo utilizaremos pulsos de RF de baixo ângulo de rotação ($\beta < 30^\circ$) ou pulsos de RF com envolventes convencionais deslocadas no tempo, utilizando a refocalização dos spins.

Comparando a correção da não-linearidade por deslocamento temporal da envolvente do pulso de RF ($\beta = 90^\circ$) e por aplicação de pulsos de baixo ângulo de rotação ($\beta = 30^\circ$) a primeira deverá fornecer um sinal ECO com amplitude aproximadamente duas vezes maior que a segunda já que ambas apresentam grande direcionabilidade na magnetização transversal (vide o fator $\phi_{\text{máx}}$ nas tabelas VII e VIII).

No entanto, a aplicação de pulsos de baixa rotação ($\beta = 30^\circ$) elimina totalmente a magnetização m_x , figura 39A.

No caso das técnicas convencionais de geração de imagens tomográficas [7,28,33], a distribuição mx não colaborará na formação do sinal. Porém, na técnica proposta por Z. H. Cho et al. [34], geração de imagens em fase e quadratura, a distribuição mx colaborará na formação do sinal e deve-se ter os efeitos de não-linearidade totalmente corrigidos.

Deste modo, a escolha de uma destas correções depende da amplitude do sinal que se quer obter e da técnica de geração de imagens que se pretende utilizar.

II.7 FORMAS ALTERNATIVAS PARA REFOCALIZAÇÃO

Nos exemplos anteriores utilizamos apenas a refocalização por gradiente reverso. Na prática, podemos utilizar a refocalização também por pulso de 180°. A seguir apresentaremos algumas destas alternativas.

Os parâmetros utilizados nas sequências de pulsos a serem apresentadas estão contidos na tabela IX.

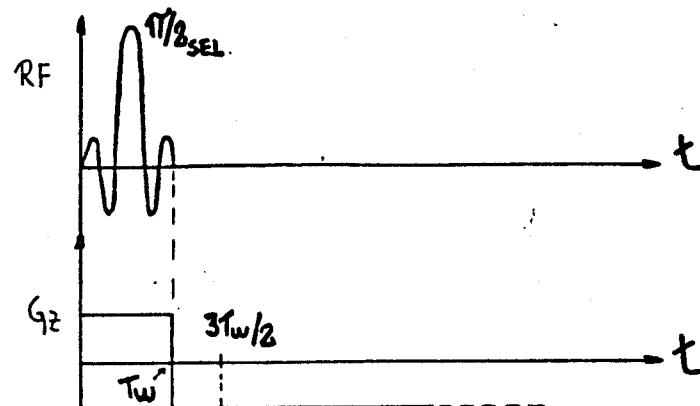
TABELA IX:

Envolvente	B _{1x0} (mG)	T _w (ms)	T _{cor} (μs)	β	G _z (G/cm)
Sinc(3).gau.	58.37	6.05	-95.0	90°	0.5
Sinc(3).gau.	116.74	6.05	-95.0	180°	0.5
Retangular	23.5 10 ³	5 10 ⁻³	----	180°	0.0

Espessura do plano selecionado = 0.5 cm
 Prog. utilizados: DELTAZS.FOR, DELTAZP.FOR e CALCOR.FOR
 Eq. utilizada: 22

II.7.1 REFOCALIZAÇÃO DOS SPINS POR GRADIENTE REVERSO

A sequência de pulsos utilizada nesta técnica é:



As distribuições de magnetização resultantes no instante de máxima refocalização, $t = 3.T_W'/2$, estão mostradas na figura 50.

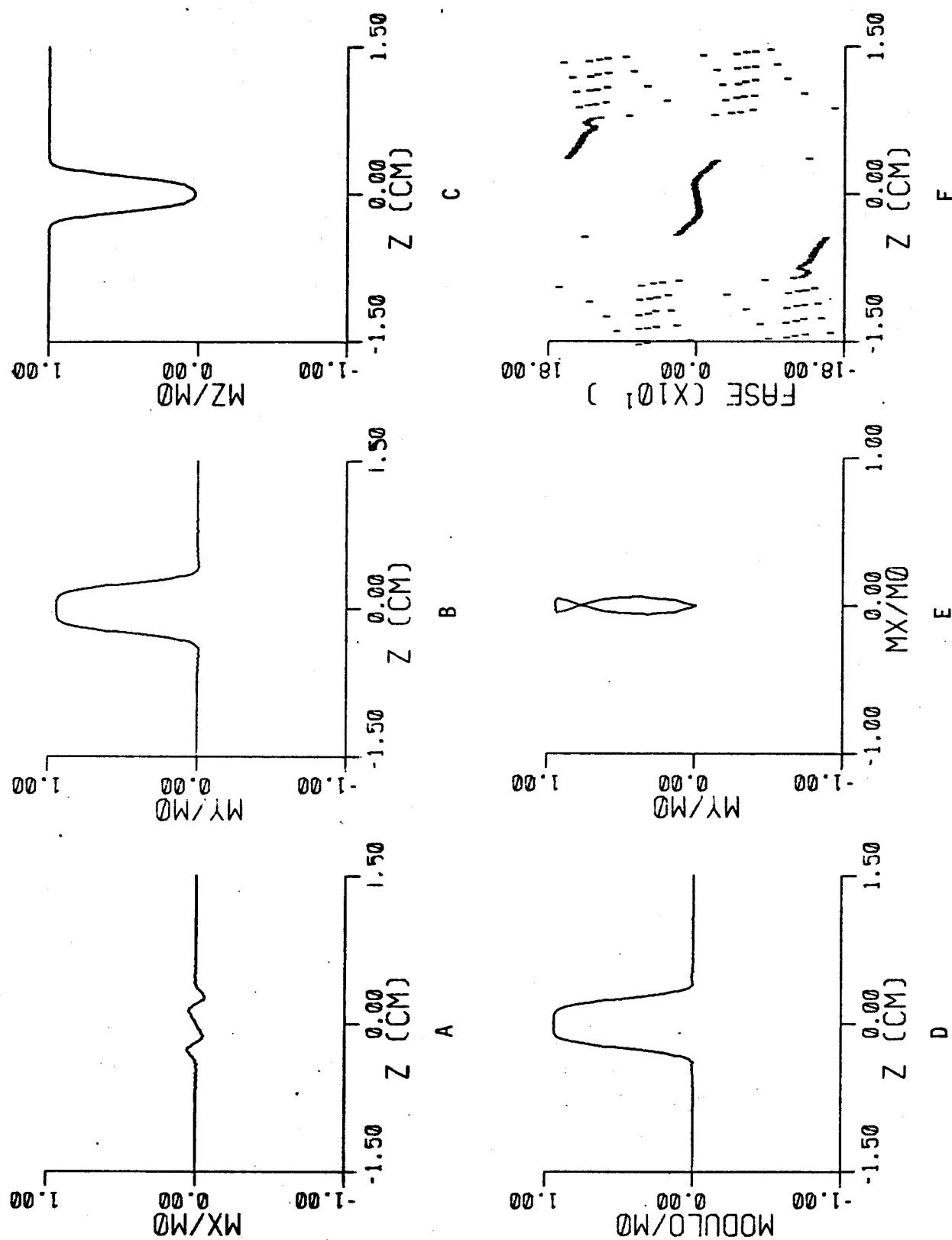
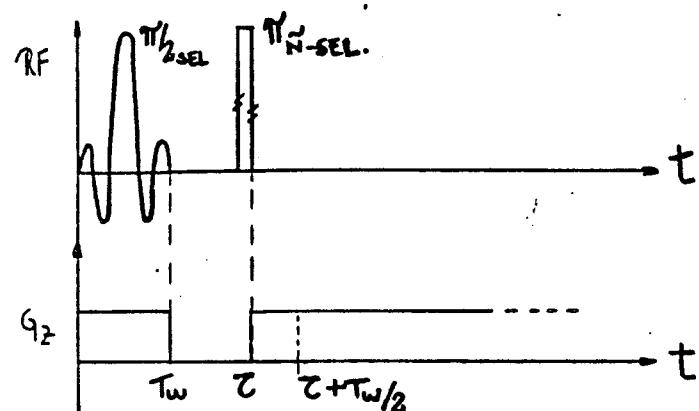


Fig. 50: Distribuições de magnetização.

II.7.2 REFOCALIZAÇÃO DOS SPINS POR PULSO DE 180° NÃO-SELETIVO

A sequência de pulsos utilizada nesta técnica é:



As distribuições de magnetização resultantes no instante de máxima refocalização, $t = \tau + Tw/2$, estão mostradas na figura 51.

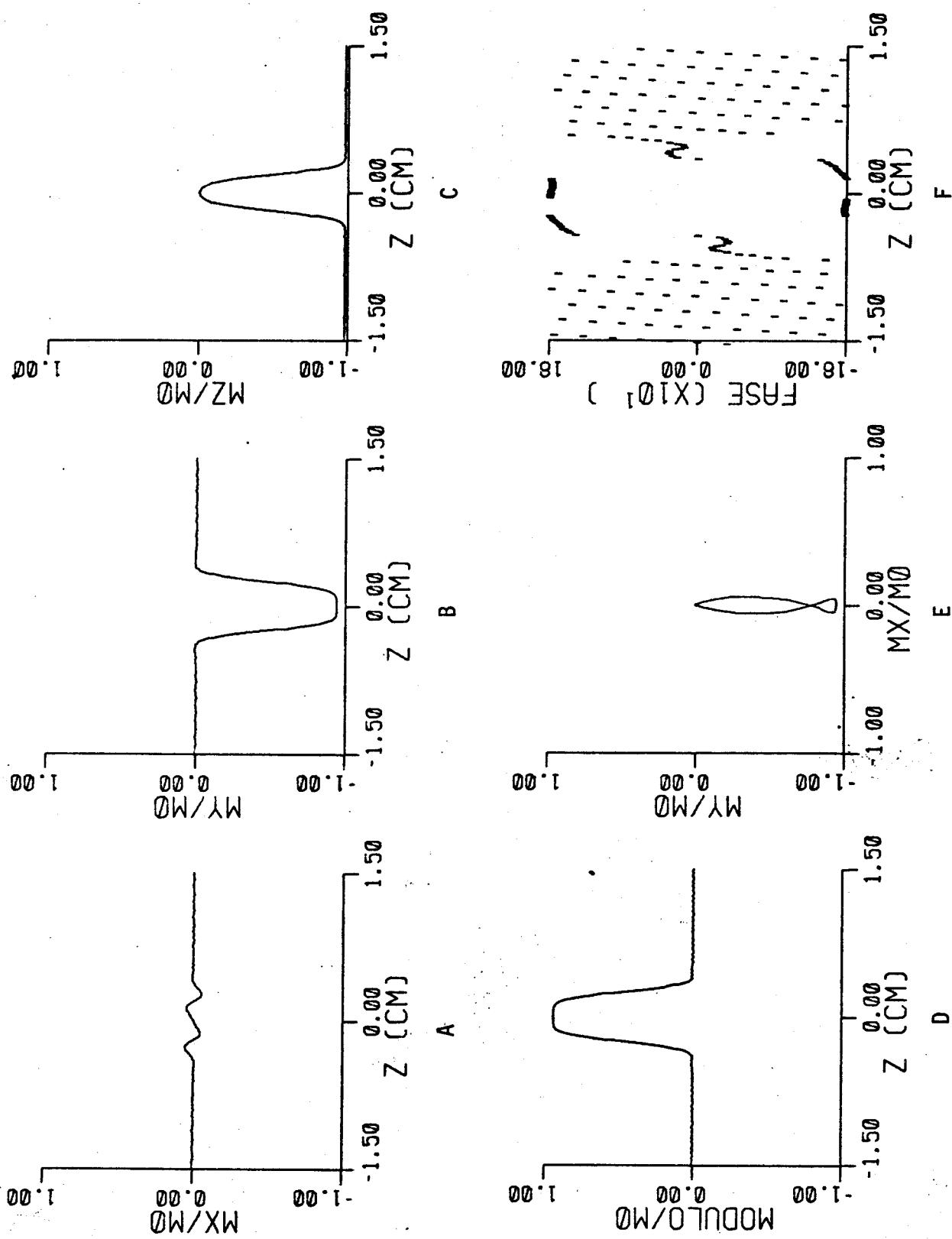
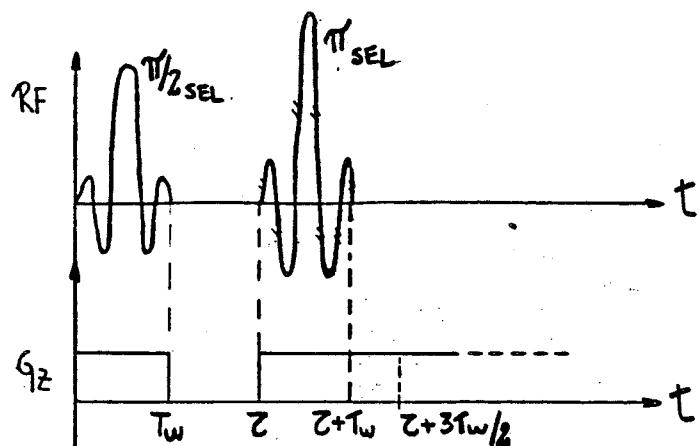


Fig. 51: Distribuições de magnetização.

Embora teoricamente equivalente à técnica de refocalização por pulso de 180° não-seletivo, na prática, a refocalização por gradiente reverso é de qualidade superior devido ao fato de que as inhomogeneidades do gradiente de campo se compensarão durante sua inversão, enquanto que os pulsos de 180° precisam ser exatos para uma inversão completa das fases dos spins em precessão. Além disso, os pulsos não-seletivos requerem potentes transmissores de RF para assegurar que a largura de banda do pulso seja suficientemente larga para excitar igualmente todos os spins [25].

II.7.3 REFOCALIZAÇÃO DOS SPINS POR PULSO DE 180° SELETIVO

A sequência de pulsos utilizada nesta técnica é:



As distribuições de magnetização resultantes no instante de máxima refocalização, $t = \zeta + 3.Tw/2$, estão mostradas na figura 52.

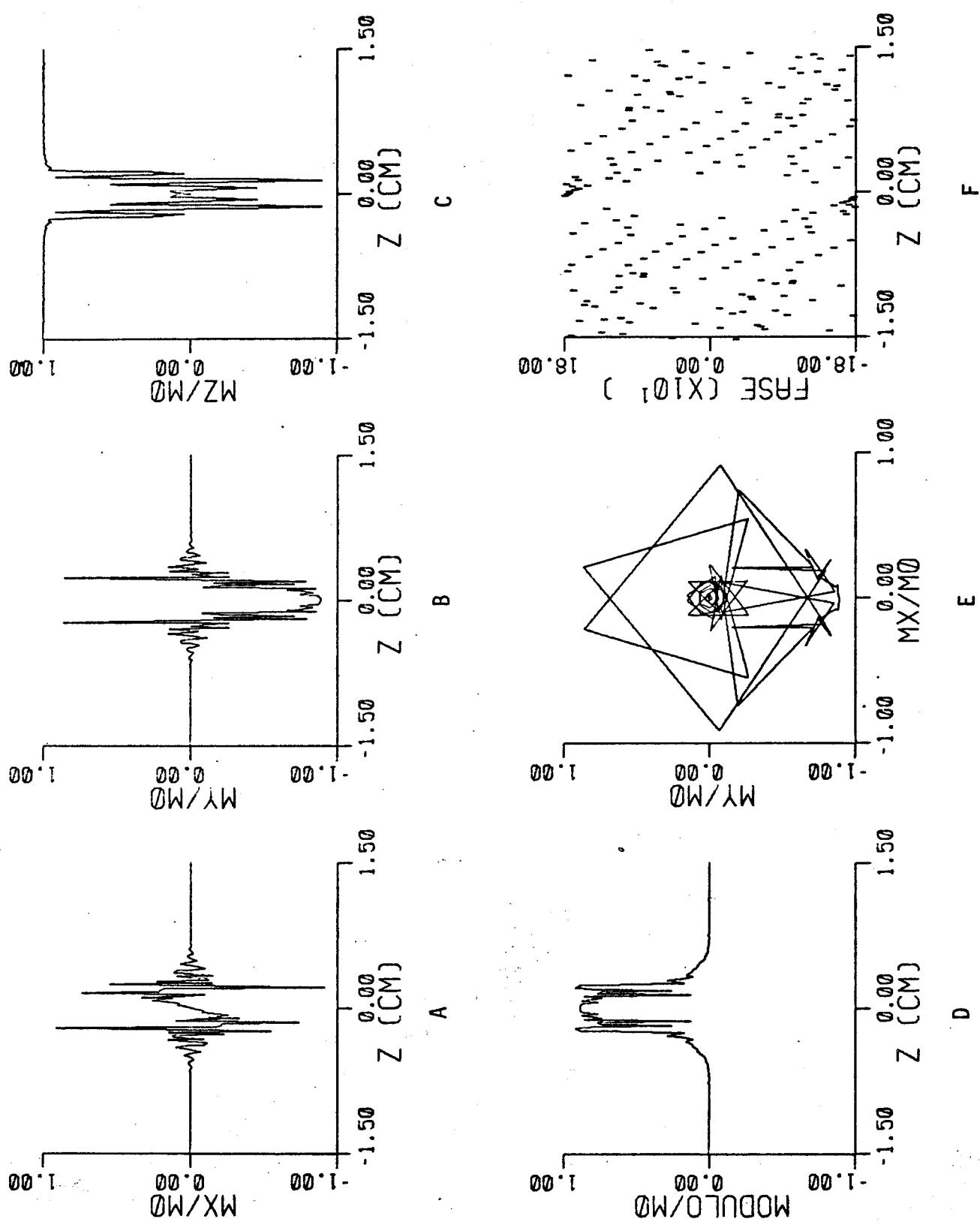


Fig. 52: Distribuições de magnetização.

Como o pulso de 180° seletivo introduz intensamente os efeitos da não-linearidade obtemos um plano selecionado de péssima qualidade, figura 52. Porém, segundo J. Frahm et al. [25], esta técnica necessita de uma segundo experimento com a inversão da fase do pulso de 90° seletivo, figura 53.

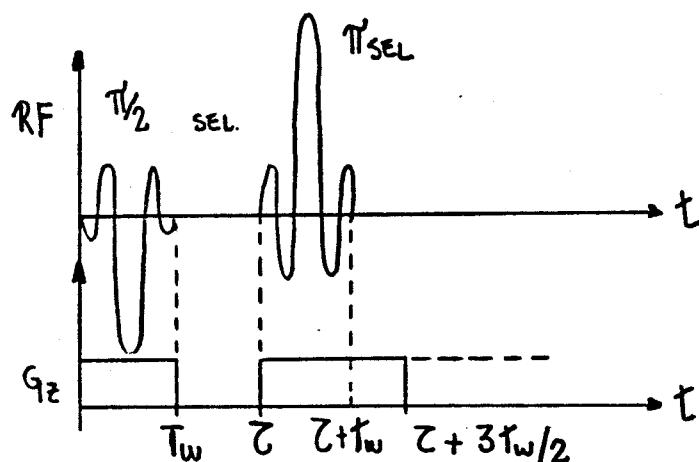


Fig. 53: Inversão da fase do pulso seletivo de 90° .

O resultado da inversão de fase é mudar o sinal da informação introduzida pelo pulso de 90° e manter o sinal da informação espúrea introduzida pelo pulso de 180° seletivo. A subtração dos sinais provenientes de ambos experimentos elimina as oscilações espúreas introduzidas pelo pulso de 180° seletivo.

Após a compensação, obtém-se o mesmo resultado das sequências anteriores ao custo de se dobrar o tempo de medida da sequência completa para geração de imagem [25]. Este aumento no tempo de medida não chega a ser uma desvantagem pois, além da compensação, ocorre um processamento de média do sinal.

Existem outras sequências de pulsos menos convencionais para seleção de planos [25] porém, nos limitaremos a estas já apresentadas.

Todas as técnicas de refocalização com correção da não-linearidade apresentadas até agora apresentam resultados similares.

Concluimos que as técnicas que oferecem menor grau de dificuldade em sua implementação são as mais convenientes para a seleção de planos:

1. refocalização por gradiente reverso;
2. refocalização por pulso de 180° não-seletivo

utilizando pulsos seletivos com envolventes Sinc(1).Blackman -Harris ou Sinc(3).Gaussiana aplicados com baixo ângulo de rotação ou com as envolventes deslocadas no tempo por T_{cor} .

II.8 EXCITAÇÃO MULTIPLA DE PLANOS.

A partir do desenvolvimento dos itens anteriores sobre excitação seletiva de apenas um plano torna-se simples alcançar a técnica de excitação múltipla de planos [23,26].

Utilizando a propriedade da transformada de Fourier:

$$h(t) \cdot \exp(j \cdot 2\pi \cdot f_0 \cdot t) \longrightarrow H(f - f_0) \quad (100)$$

onde $h(t)$ é uma envolvente qualquer das já discutidas anteriormente, podemos envolver pulsos de RF de tal forma que consigamos excitar mais que um plano tomográfico de uma só vez, figura 54.

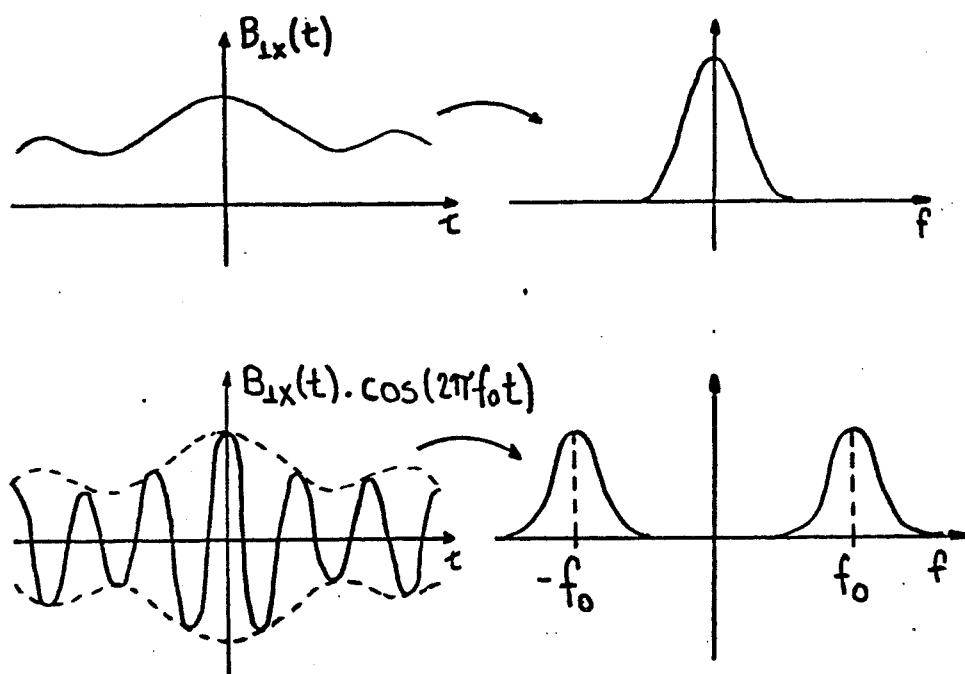


Fig. 54: Excitação múltipla de planos.

Para a excitação múltipla de $(2n)$ planos devemos aplicar pulsos de RF com envolventes da forma:

$$B_{1x}(t) = B_{1x0} \cdot h(t) \cdot \sum_{i=1}^n \cos(2\pi \cdot n \cdot f_0 \cdot t) \quad (101)$$

A figura 55B mostra as distribuições de magnetização resultantes da aplicação do pulso de RF:

$$Blx(t) = \text{Sinc}(3).\text{gaussiana}.\cos(2\pi f_0 t) \quad (102),$$

figura 55A, após a refocalização por gradiente reverso.

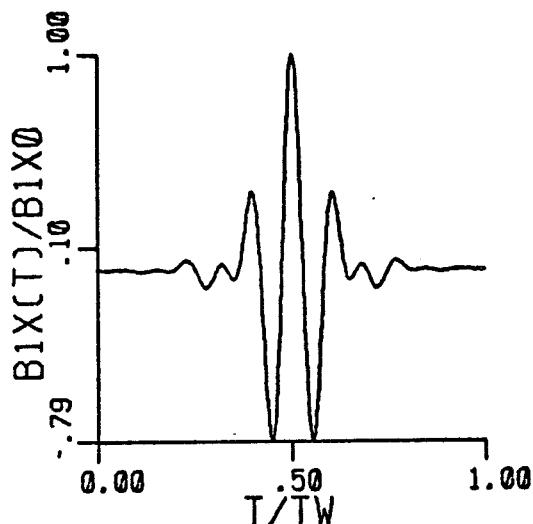


Fig. 55A: Envolvente do pulso de RF para excitação múltipla.

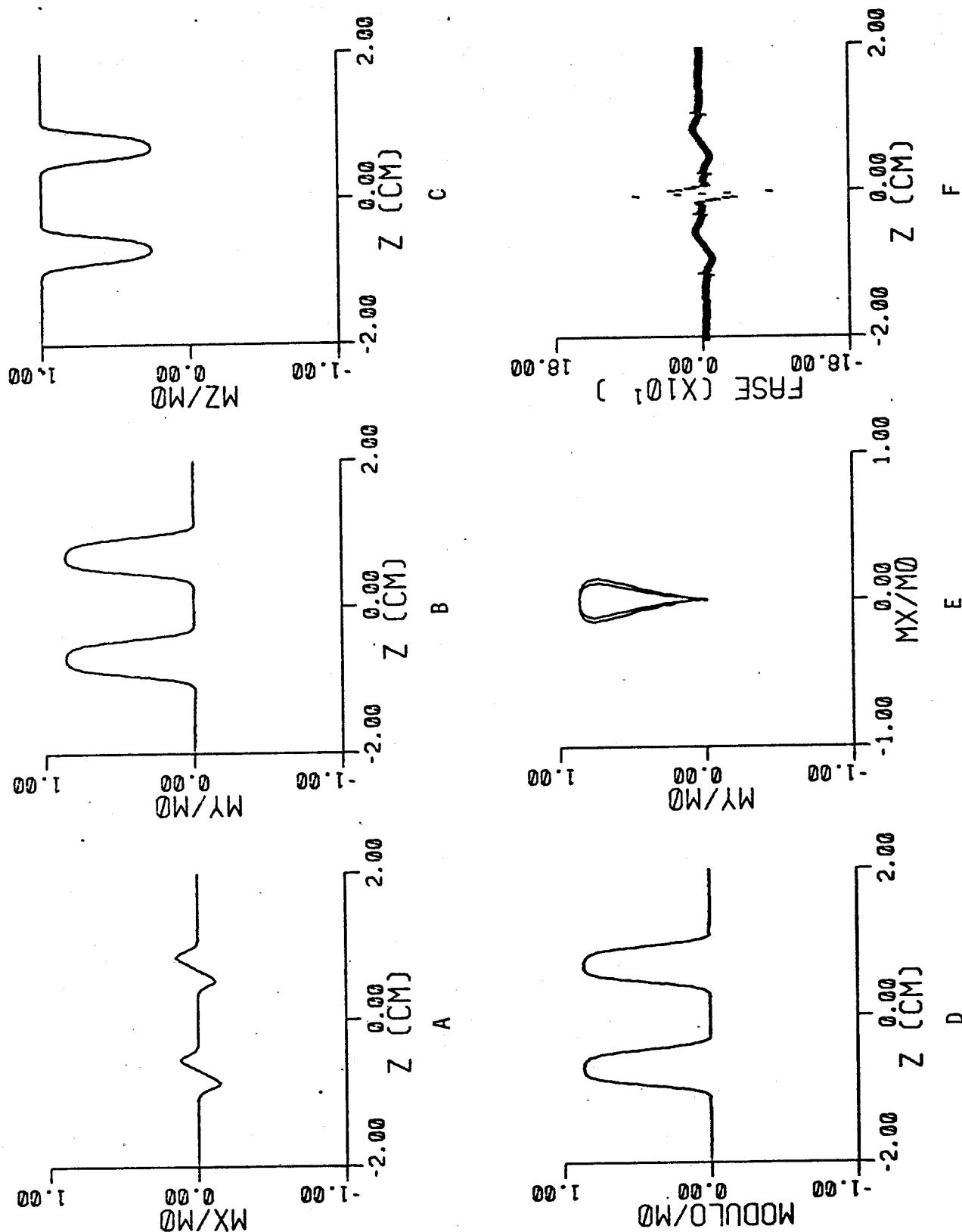


Fig. 55B: Distribuições de magnetização após
excitação múltipla. $T_w=6.05$ ms, $B_{lx0}=100$ mG,
 $G_z=0.5$ G.cm, $f_0=1500$ hz, $L_p=0.5$ cm e $\phi_{\text{máx}}=11.28$.
Eq. utilizada: 22
Prog. utilizado: MULTIPLAN.FOR (método de Runge-Kuta)

III.9 SEQUENCIAS DE PULSOS PARA GERAÇÃO DE IMAGENS TOMOGRAFICAS

De acordo com as discussões anteriores e com o apêndice B podemos dizer que a utilização da refocalização dos spins na excitação seletiva e da utilização do ECO nas medidas temporais nos oferecem as melhores condições para posterior obtenção da imagem bidimensional.

Além disso, vimos que, para refocalizar os spins devemos utilizar ou gradiente reverso ou pulso de 180° não-seletivo.

A partir destas observações propomos a seguir quatro sequências completas de pulsos, duas para o método da reconstrução a partir das projeções e duas para o método da transformada de Fourier bidimensional direta, figura (56).

Nestas sequências ocorrem duas refocalizações: uma que refocaliza os spins com relação ao gradiente de seleção (no caso G_z) e outra que refocaliza os spins com relação ao gradiente de codificação de frequências (G_{\perp} em retroprojeção e G_y em 2dFT), gerando o ECO utilizado para a geração de imagens tomográficas.

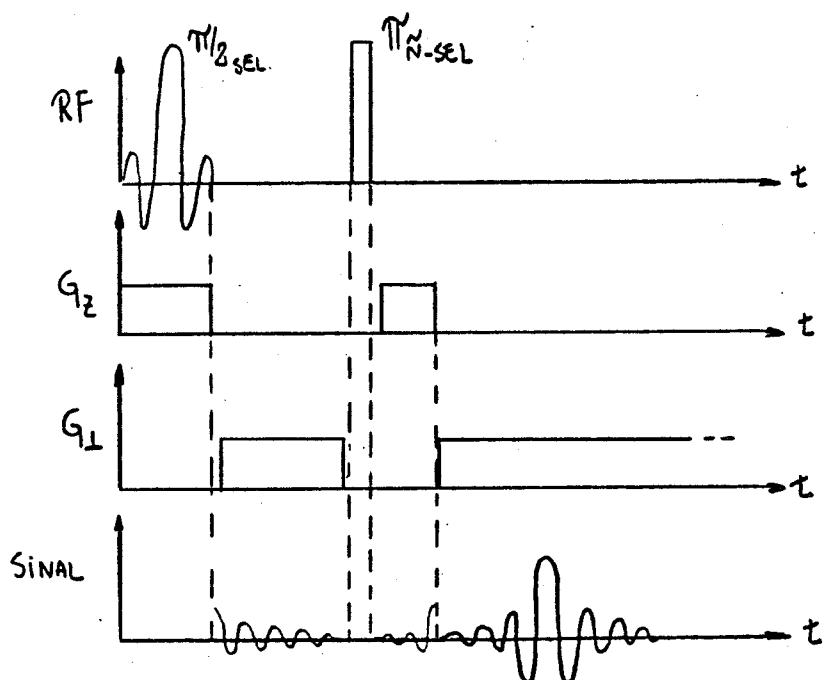


Fig. 56A: Sequência de pulsos para geração de imagens tomográficas por retroprojeção utilizando refocalização por pulso de 180° não-seletivo.

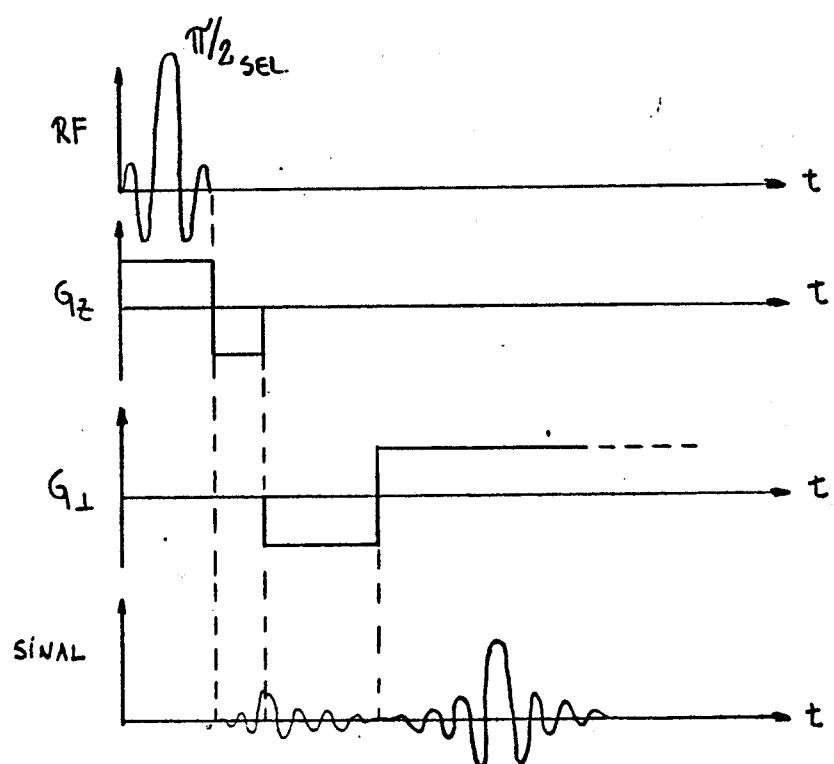


Fig. 56B: Sequência de pulsos para geração de imagens tomográficas por retroprojeção utilizando refocalização por gradiente reverso.

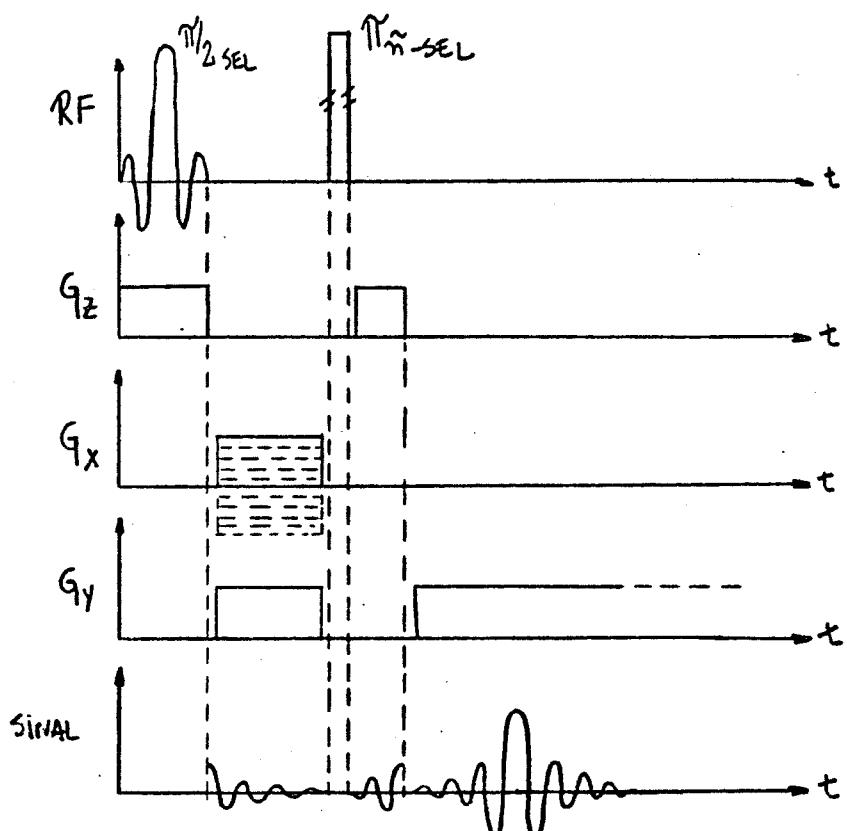


Fig. 56C: Sequência de pulsos para geração de imagens tomográficas por 2dFT utilizando refocalização por pulso de 180° não-seletivo.

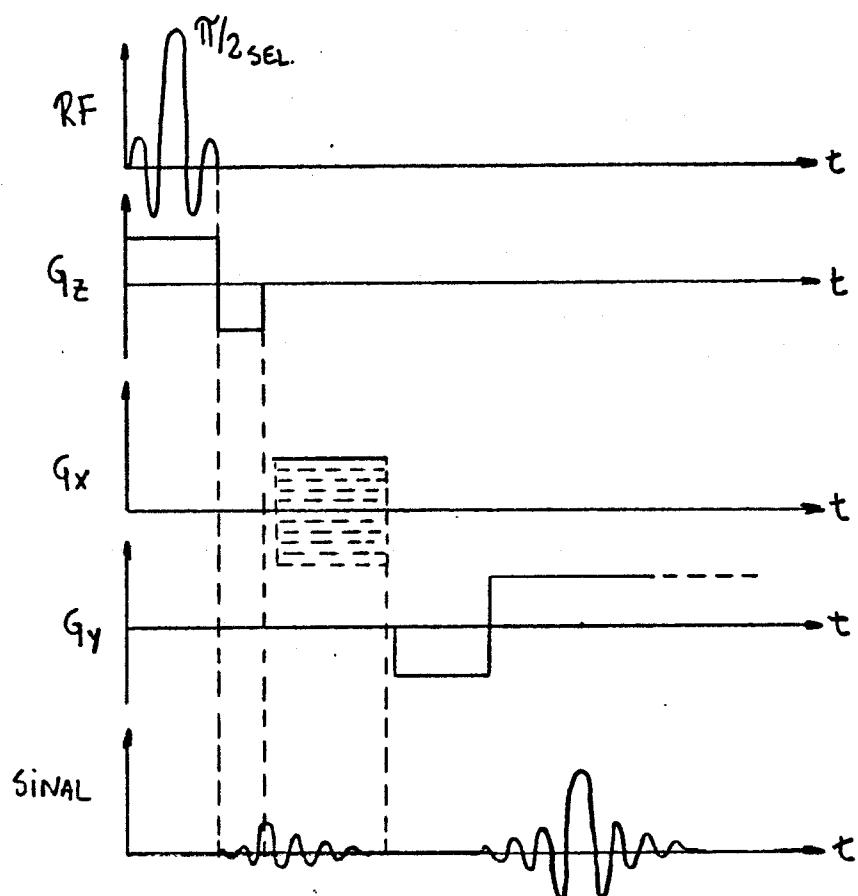


Fig. 56D: Sequência de pulsos para geração de imagens tomográficas por 2dFT utilizando refocalização por gradiente reverso.

Capítulo III

O SISTEMA DE MEDIDA DE RMN.

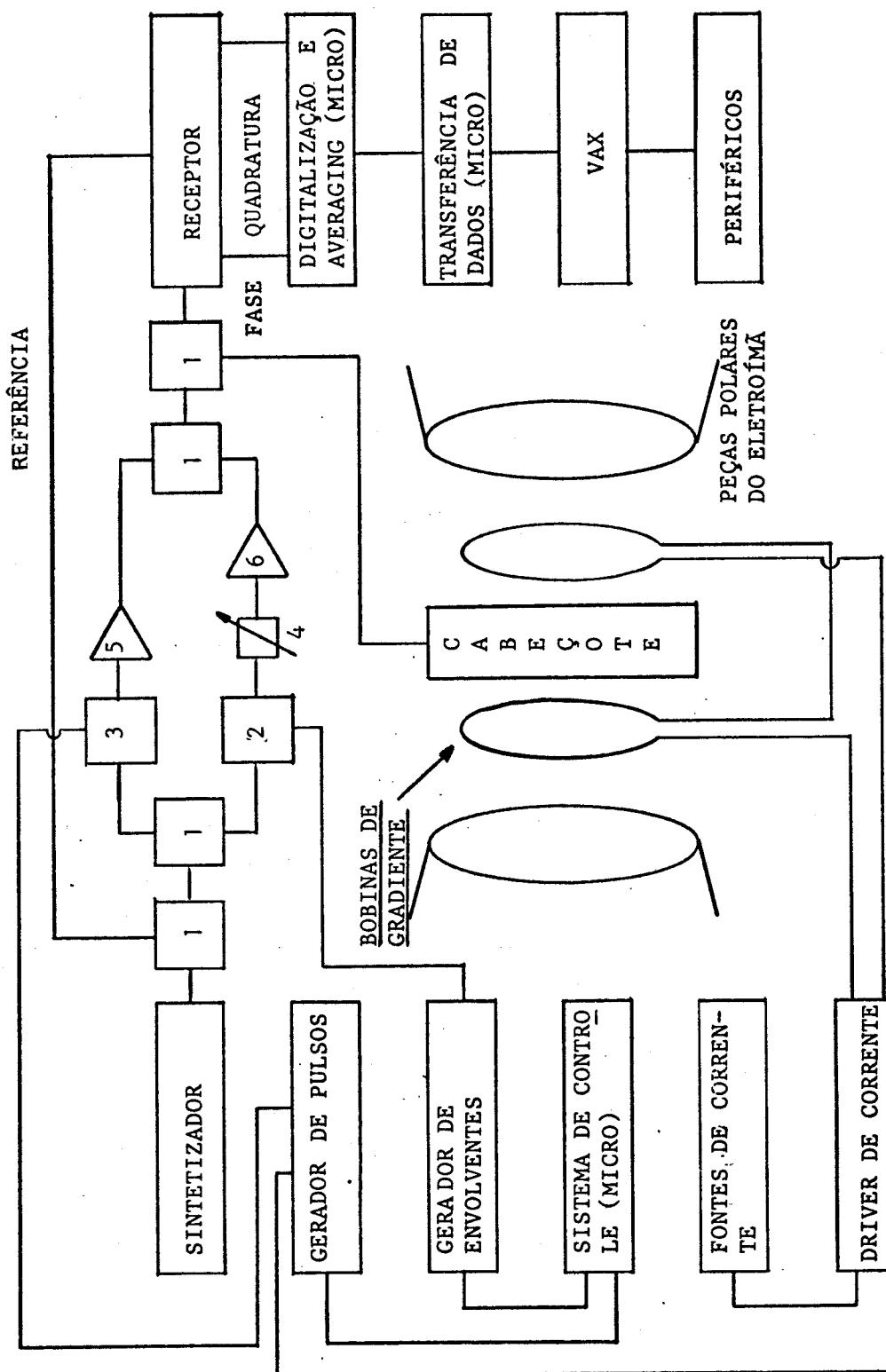
Nosso sistema de medida trata-se de um espetrômetro de RMN pulsado com detecção sensível à fase e que provê as componentes em fase e quadratura do sinal detectado. A detecção é homodina.

Permite a utilização de pulsos de RF de duração entre $20 \mu s < T_w < T_2$ e qualquer envolvente e provê gradientes de campo magnético nas direções x, y e z do sistema de coordenadas de laboratório.

O sistema é totalmente controlado por um microcomputador baseado no microprocessador Z80 e o processamento do sinal é feito parte por este micro e parte pelo computador VAX 11/780.

Todo o sistema possui impedância característica 50 ohms.

O diagrama de blocos básico deste espetrômetro está esquematizado na figura 57.



- 1) DIVISOR DE POTÊNCIA
- 2) MODULADOR DE RF
- 3) SWITCH
- 4) ATENUADOR
- 5) e 6) AMPLIFICADORES DE RF

Fig. 57: Diagrama de blocos do espectrômetro.

Apresentaremos agora algumas especificações e descrições simplificadas de seus principais componentes.

1. SINTETIZADOR

É um sintetizador da General Radio (type 1061) que provê frequências na faixa de 400 KHz a 160 MHz com resolução de 100 Hz.

2. GERADOR DE PULSOS

Trabalhamos com dois geradores de pulsos: um digital e outro analógico.

O digital é um gerador de pulsos programável construído no Laboratório de Instrumentação eletrônica (LIE) do IFQSC [27].

Este gerador possui 16 passos programáveis definindo a largura do pulso de 200 ns à 10 segundos. Permite também a repetição automática de uma sequência de pulsos selecionada. O micro-computador baseado no microprocessador Z80 tem controle total deste gerador de pulsos, incluindo programação de memórias, execução e interrupção de sequências de pulso.

O analógico é o versátil gerador de pulsos da Systron-Donner (Model 110D).

3. GERADOR DE ENVOLVENTES

A envolvente é gerada por um circuito digital especialmente projetado para este fim (*1). Trata-se de um conversor digital/analogico ligado a saída de uma memória EPROM que é endereçada sequencialmente. Nesta EPROM são gravadas as envolventes desejadas, 16 ao todo.

(*1) Projetado por Tito J. Bonagamba, André T. Neto, Cláudio J. Magon e João G. da Silva.

O circuito permite ajuste da duração, da amplitude e do "offset" da envolvente. Deve ser disparado externamente e durante a envolvente é fornecido um "gate" para diversos fins.

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

A figura 58 mostra o esquema deste projeto.

ESTRUTURA

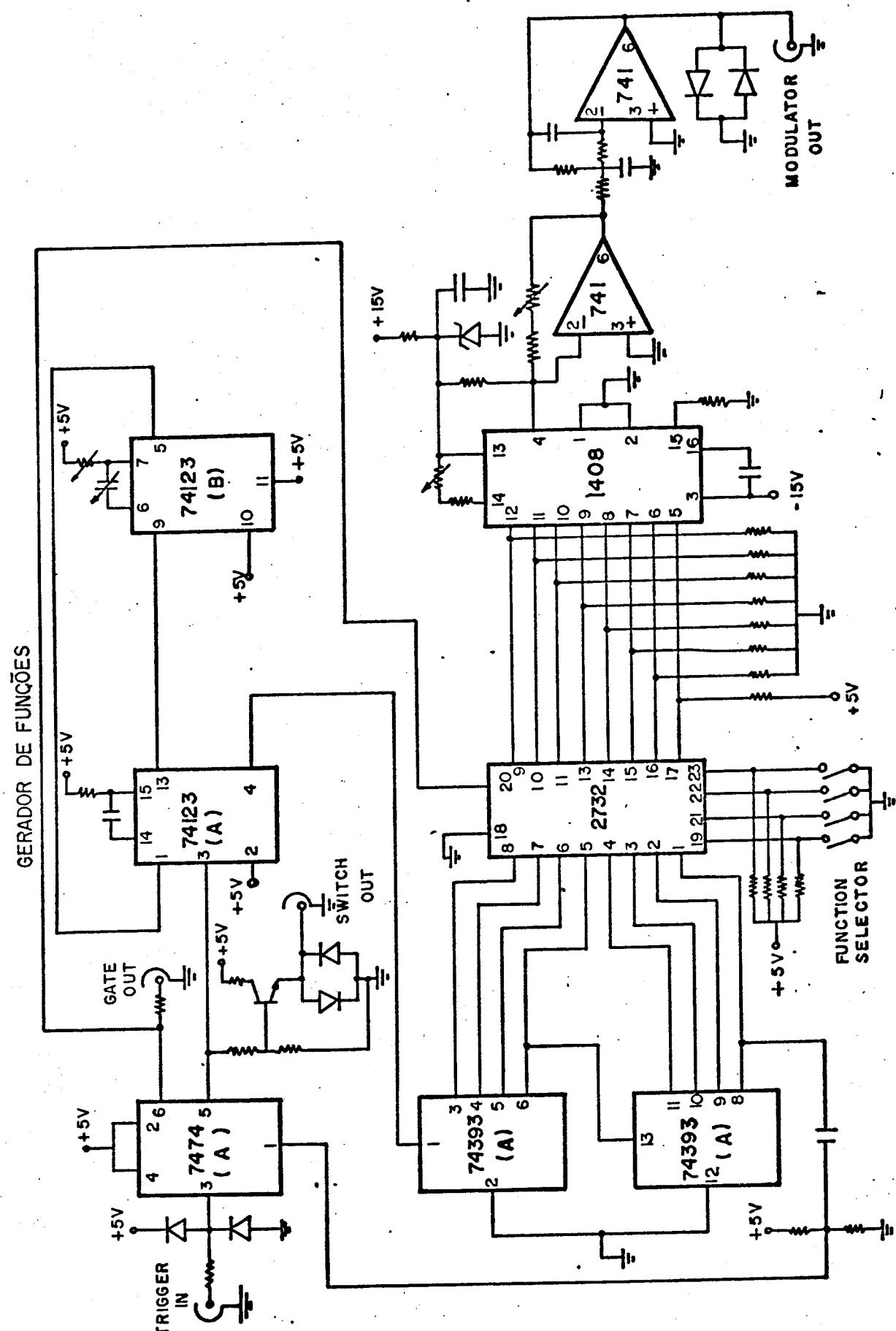


Fig. 58: Esquema do gerador de envolventes.

4. MODULADORES DE RF

São utilizados dois moduladores de RF: um para os pulsos não-seletivos e outro para os seletivos.

No ramo não-seletivo utilizamos um "RF-switch" banda larga da MATEC (1,200MHz) que faz apenas o chaveamento rápido da RF (até 5 ns). Seu controle é feito por um dos geradores de pulsos. Sua configuração de funcionamento está esquematizada na figura (59).

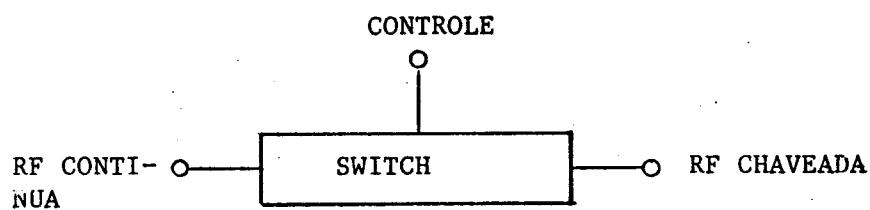


Fig. 59: Funcionamento do "RF-switch".

No ramo seletivo utilizamos dois moduladores balanceados (DBM) da Mini-circuits do tipo SAM-2. Eles permitem a modulação da RF em amplitude com portadora suprimida e duas bandas laterais (AM-DSB/SC).

O controle destes moduladores é feito pelo gerador de envolventes.

A configuração básica do sistema de modulação (*1) neste ramo está esquematizada na figura 60.

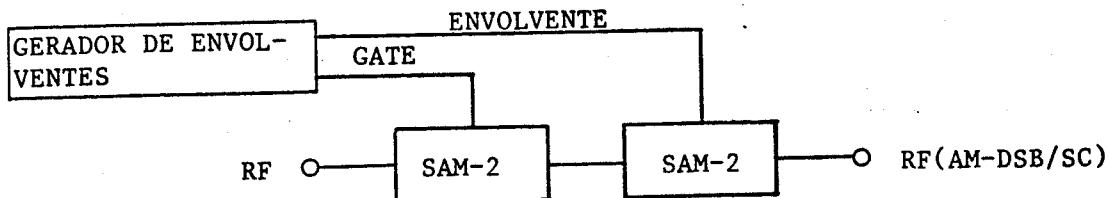


Fig. 60: Sistema de modulação em AM-DSB/SC.

O DBM 1 atua como modulador de RF com a envolvente desejada e o DBM 2 atua como um "switch" para garantir a ausência de RF fora do pulso de RF.

5. AMPLIFICADORES DE RF

No ramo de pulsos não-seletivos utilizamos um amplificador de alta potência da ENI (3100L broad band power amplifier) que trabalha na faixa de frequências de 120KHz a 120MHz. Tem um ganho nominal de 50dB +/- 1.5dB.

No ramo de pulsos seletivos utilizamos um amplificador de baixa potência da Mini-circuits (ZHL1A) que trabalha na faixa de frequências de 2 a 500Mhz. Tem um ganho nominal de 16dB +/- 1.0dB.

6. AMPLIFICADORES DE SINAL DE RMN

(*1) Projetado por Tito J. Bonagamba e Cláudio J. Magon.

No cabeçote de RMN utilizamos um pré-amplificador da Watkins-Johnson (WJ-A75-3) que trabalha na faixa de frequências de 10 a 500MHz.

Tem um ganho nominal de 19.5dB +/- 0.7dB.

No receptor de RMN utilizamos amplificadores da ANZAC cujas especificações estão na tabela X.

TABELA X:

Amplif	Faixa de freq.	Ganho nominal	Fig. de ruido
AM-105	5 - 300 MHz	19.0 dB	5.5 dB max.
AM-107	1 - 100 MHz	10.6 dB	3.0 dB max.
AM-108	5 - 300 MHz	28.5 dB	5.5 dB max.
AM-109	10 - 200 MHz	16.4 dB	4.0 dB max.

7. COMPONENTES DE RF

-POWER SPLITTER/COMBINER (PS/C): O PS/C pode ser utilizado de duas maneiras distintas. Como divisor de potência (power splitter) o sinal de RF que entra pela porta S, figura 61, é dividido em dois sinais de amplitudes e fases idênticas que saem pelas portas A e B.

Como combinador (combiner) ele recebe dois sinais de RF distintos pelas portas A e B e os combina na porta S.

As portas A e B estão isoladas entre si, ou seja, o sinal de RF que entra em A não passa para B e vice-versa. Isto porque o sinal que passa de A para B ou vice-versa percorre dois caminhos de mesma resistência porém, o deslocamento de fase que eles sofrem ao longo destes dois trajetos é de 180° , resultando na interferência destrutiva dos dois sinais.

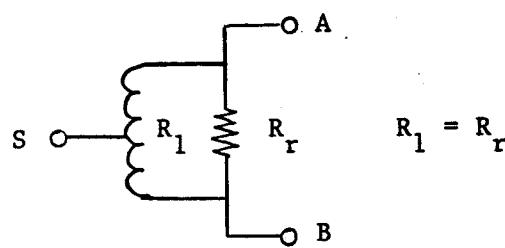


Fig. 61: Esquema do PS/C

O PS/C utilizado é da Mini-circuits (ZSC2-1W) com faixa de frequências de 1-650MHz.

-QUADRATURE HYBRID (QH): O QH é uma junção hibrida que nos fornece as componentes em fase e quadratura de um sinal de RF.

O QH utilizado é da ANZAC (JH-6-4) que trabalha na faixa de 2-32MHz e fornece um desvio de quadratura de no máximo 3° .

-DOUBLE BALANCED MIXER (DBM): Descreveremos aqui apenas duas aplicações do DBM.

Como misturador (mixer) o DBM aproveita a característica não-linear dos diodos que o compõe, figura 62.

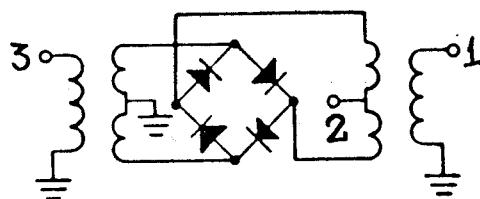


Fig. 62: O misturador de sinais de RF com frequências distintas.

Os sinais de RF que entram pelas portas 1 e 3, $V_1 = v_1 \cos(w_1 t)$ e $V_3 = v_3 \cos(w_3 t)$ respectivamente, são misturados e a porta 2 nos fornece, além de outras componentes de frequência que são filtradas, o sinal:

$$V = A \cos[(w_1 - w_3)t]$$

Este componente de RF nos permite fazer detecção sensível à fase.

Utilizamos o DBM da Mini-circuits (ZFM-2) para este fim.

Como modulador o DBM nos fornece a modulação de RF em amplitude com dupla banda e portadora suprimida (AM-DSB/SC) [38]. Seu circuito está apresentado na figura 63.

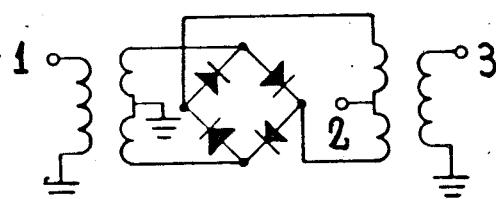


Fig. 63: O modulador de RF em AM-DSB/SC.

A RF continua entra pela porta 1 e a envolvente pela porta 2. O pulso de RF com amplitude modulada é obtido na porta 3.

Utilizamos o DBM da Mini-circuits (SAM-2) para este fim.

8. CABEÇOTE DE RMN

O cabeçote de RMN (*1) consiste de um circuito ressonante LCs paralelo ($L=3.9 \mu\text{H}$ e C_s variando de 1 a 30 pF) em série com um capacitor C_a (variando de 0.8 a 10 pF), um divisor de potência e um amplificador de sinal, figura 64.

PRÉ-AMPLIF.

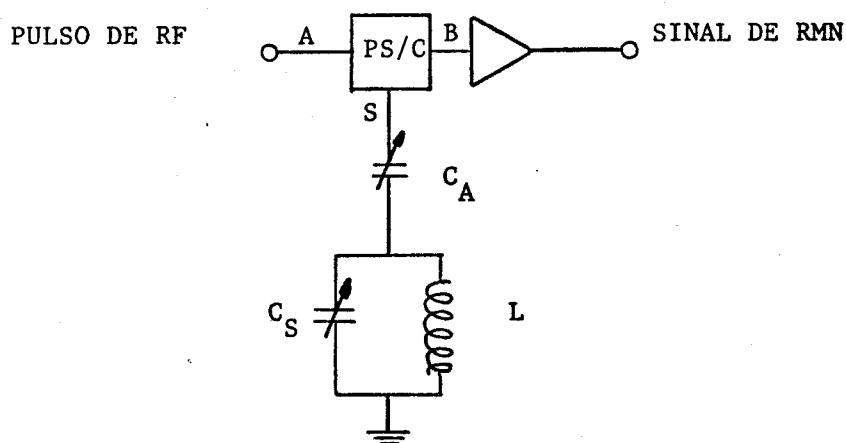


Fig. 64: O cabeçote de RMN.

O circuito ressonante está conectado ao gerador e receptor de RF por meio do PS/C. A RF emitida pelo gerador entra pela porta A do PS/C e é desviada para a porta S. Se a porta S estiver acoplada ao circuito ressonante (casamento de impedância em 50 ohms) a RF é totalmente absorvida por ele.

(*1) Projetado por Alberto Tannús, Maria Angélica Schmidt e Tito J. Bonagamba.

Caso contrário, parte da RF será refletida retornando à porta S sendo distribuída nas portas A e B.

Acoplar o circuito ressonante à porta S é tornar sua impedância igual a 50 ohms, para uma dada frequência de ressonância. O ajuste de sintonia e acoplamento é efetuado pelos capacitores variáveis Cs e Ca respectivamente.

As dimensões da bobina de RF são 4.0 cm de comprimento e 3.6 cm de diâmetro e foi construída em nosso laboratório. Os capacitores são da JOHANSON MANUFACTURING CORPORATION modelos 5642 e 5242.

9.0 RECEPTOR DE RMN

O receptor homodino de RMN (*1) é composto de 4 amplificadores de sinal em cascata, um atenuador de RF, 1 divisor de potência, 2 misturadores, uma junção hibrida ($0^\circ, 90^\circ$) e um filtro de audio, figura 65.

(*1) Projetado por Alberto Tannús.

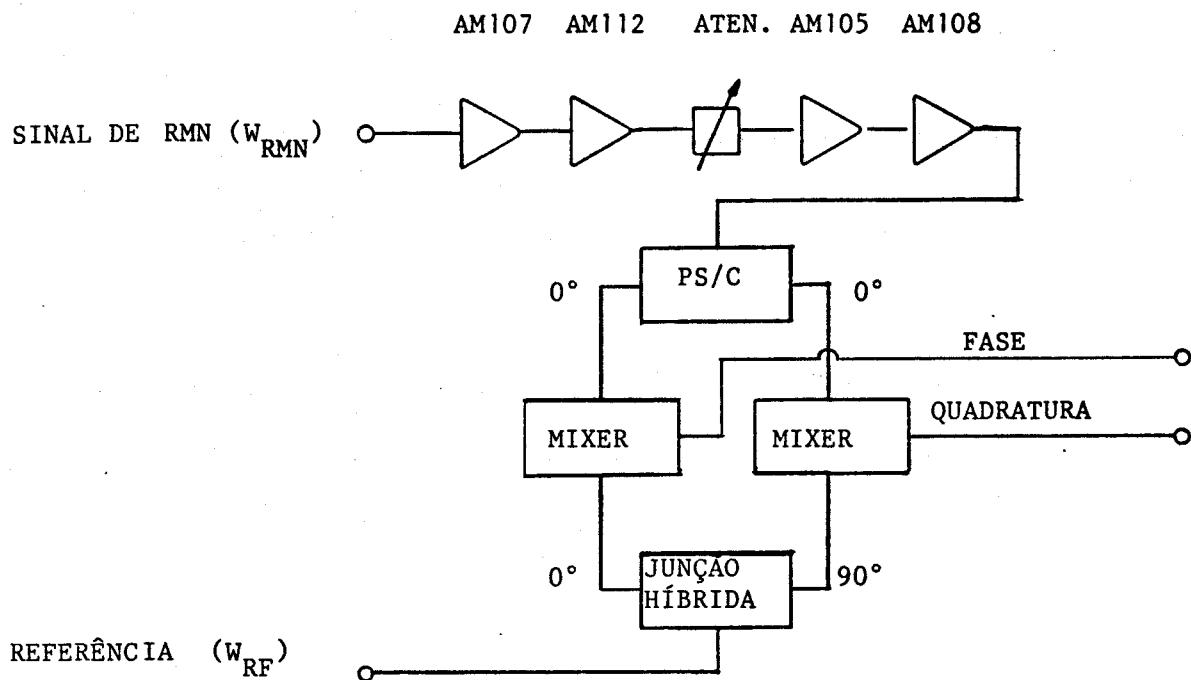


Fig. 65: O receptor homodino de RMN com detecção sensível à fase.

O divisor de potência divide o sinal de RMN captado e amplificado em dois de mesma fase e amplitude. O sinal de referência que provém do gerador de RF é dividido em dois na junção híbrida que fornece suas componentes em fase e quadratura. Estes sinais são misturados 2 a 2 nos mixers, os quais nos fornecem o sinal de RMN em fase e quadratura com frequências ($W_{ref} - W_{rmn}$) na faixa de AUDIO.

10. ELETROIMA

E um eletroimã resistivo da VARIAN de 12 polegadas. Produz campos magnéticos até 8 Kgauss. Seu controle de campo é feito por corrente.

Com um campo magnético de $B_0 = 1.77 \text{ KGauss}$ ele apresenta os seguintes gradientes naturais (inomogeneidade):

$$G_x = 14.30 \text{ mG/cm}$$

$$G_y = 6.54 \text{ mG/cm}$$

$$G_z = 20.90 \text{ mG/cm}$$

tendo por conseguinte, uma homogeneidade de 11.8 ppm em um volume de 1 cm^3 .

11. BOBINAS DE GRADIENTE DE CAMPO

O gradiente na direção do campo magnético estático é obtido por meio de um par de Maxwell. Este é uma par de bobinas circulares cada uma com raio a , como o par de Helmholtz, porém com correntes opostas, produzindo um campo nulo no plano central. A máxima linearidade é obtida quando as bobinas estão espaçadas de $a\sqrt{3}$ [8].

A bobina de Maxwell produz o gradiente $G_z = \partial B_z / \partial z$.

Os gradientes $G_x = \partial B_z / \partial x$ e $G_y = \partial B_z / \partial y$ são obtidos pela configuração de bobinas apresentada na figura 66 [8].

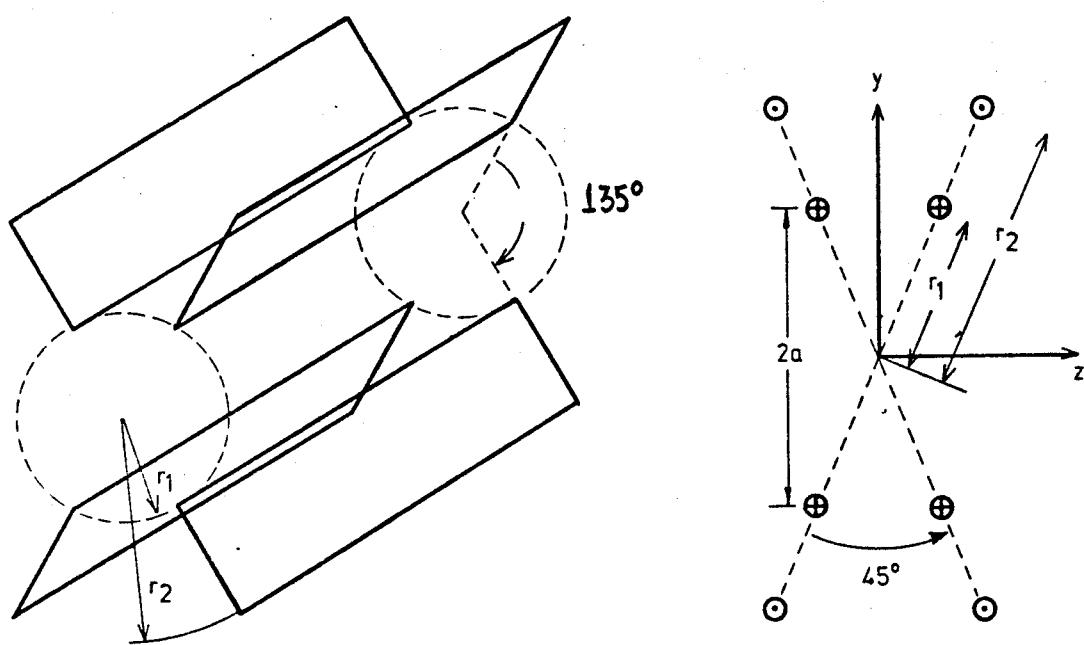


Fig. 66: Bobinas de gradiente G_x e G_y [8].

O gradiente produzido por esta configuração é:

$$G_{x,y} = 0.45 \cdot I \cdot (1/R_1^2 - 1/R_2^2)$$

Todos estes gradientes implicam na variação do campo magnético, que está ao longo da direção z, em função das direções x, y e z, figura 67.

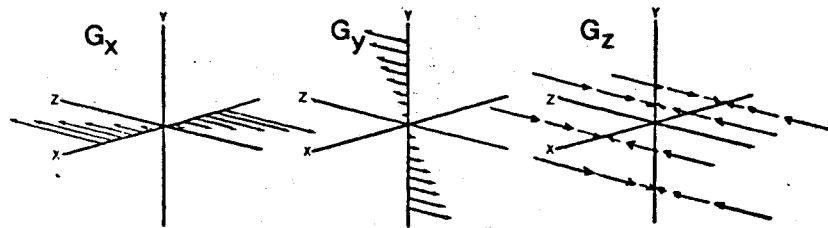


Fig. 67: Os gradientes de campo G_x, G_y, G_z [28].

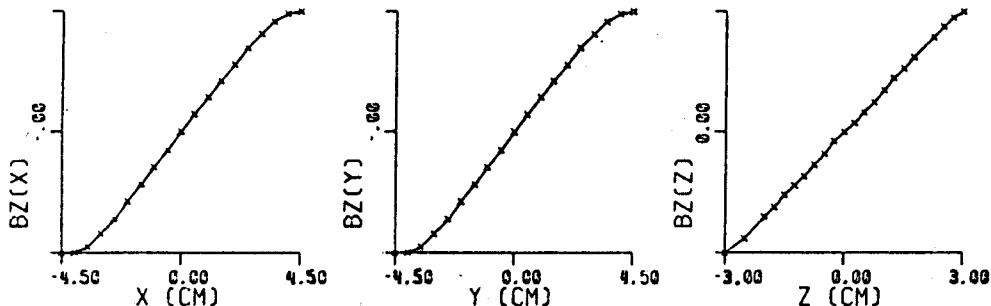
As bobinas (*1) de nosso protótipo fornecem os seguintes gradientes:

$$G_x = 12.16 \text{ mG/cm.ampère}$$

$$G_y = 7.06 \text{ mG/cm.ampère}$$

$$G_z = 139.00 \text{ mG/cm.ampère}$$

Todos são lineares na região da amostra, figura 68.



O eixo y está em unidades arbitrárias.

Fig. 68: Linearidade dos gradientes: G_x , G_y e G_z .

11. DRIVERS E FONTES DE CORRENTE

Para se produzir pulsos de gradiente de campo devemos pulsar altas correntes pelas bobinas. Estas correntes pulsadas são controladas pelo amplificador de potência (driver de corrente) (*2). Este amplificador é alimentado por baterias ou fontes estabilizadas (TECTROL TCA 15V-30).

O controle do driver é feito pelos geradores de pulsos ou envolventes, figura 69.

(*1) Projetadas por Nicolau Beckmann e Alberto Tannús.

(*2) Projetado por André T. Neto, João G. da Silva e José R. Ferro.

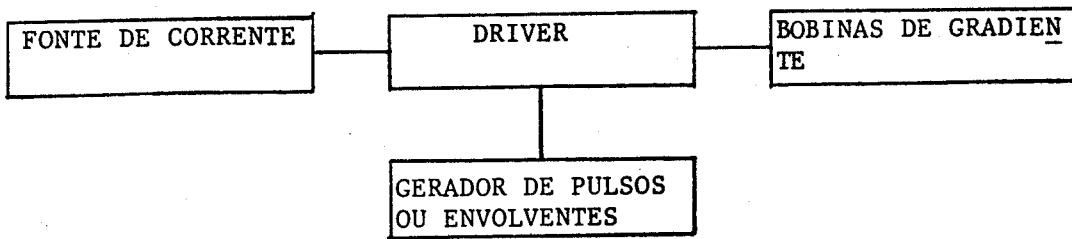


Fig. 69: O driver de corrente.

12.AQUISIÇÃO E CONTROLE

O sistema de aquisição e controle (*1) do sistema tem duas CPU's Z80. Uma dedicada ao processamento do sinal de RMN: digitalização, "averaging" e transformada de Fourier rápida.

A outra é dedicada ao controle do espectrômetro e ao armazenamento e transferência de dados para o VAX.

13.COMPUTADOR E SUAS FUNÇÕES

O computador VAX 11/780 da DIGITAL CORPORATION é utilizado no processamento dos sinais de RMN para geração e apresentação de imagens em periféricos.

14.PROCESSAMENTO DO SINAL

O processamento do sinal de RMN envolve, basicamente, a digitalização (amostragem), eliminação de "offset" (correção da linha de base) e a transformada de Fourier rápida (FFT). (*2)

15.PERIFERICO: TERMINAL GRAFICO

(*1) Projetado por André T. Neto e Mateus J. Martins.

(*2) Software elaborado por Alberto Tannús, Paulo C. P. Ruffino, Valdeci Massaro, Mateus J. Martins, André T. Neto, Tito J. Bonagamba e Nicolau Beckmann.

O terminal alfanumérico apresenta na tela, 25 linhas, cada uma com 80 caracteres e é construído a partir de somente 22 integrados cabendo completamente numa placa S-100 padrão.

O terminal gráfico apresenta uma resolução de 512 por 250 pontos (128000) e pode ser expandido até ser capaz de mostrar na tela, 256 níveis de intensidade ou cor. No sistema mínimo, o terminal necessita de apenas duas placas do padrão S-100. A filosofia aqui é o mapeamento de bits, ou seja, todas as informações dos 128000 pontos são armazenadas numa memória.

Tanto o terminal alfanumérico quanto o gráfico apresentam imagens através de varredura por rastro [29].

Capítulo IV

RESULTADOS EXPERIMENTAIS

IV.1 INTRODUÇÃO

Na primeira parte deste trabalho experimental a intenção era se familiarizar com a técnica de RMN pulsada, compreender a não-linearidade do sistema de spins e analisar as possíveis dificuldades experimentais.

Neste estágio tínhamos em mãos um protótipo (*1) que já permitia a geração de imagens de objetos planos.

Para utilizar pulsos de RF com envolventes arbitrárias desenvolvemos um gerador de envolventes e um modulador de RF em AM-DSB/SC.

Devido ao fato do comportamento não-linear do sistema de spins resultar da excitação seletiva de uma região da amostra, nos defrontamos com o primeiro problema experimental: a baixa sensibilidade do protótipo.

(*1) Desenvolvido por Alberto Tannús.

Após melhorarmos a relação sinal/ruido do sinal, projetando um novo cabeçote de RMN, obtivemos os primeiros resultados experimentais que confirmaram o comportamento não-linear do sistema de spins.

Começamos então a analisar a seleção de planos tentando observar com sequências de pulsos simples, sem geração de imagens, a excitação seletiva.

Os primeiros resultados nos mostraram a necessidade de novamente melhorar a sensibilidade do protótipo, elaborar um novo conjunto de bobinas de gradiente e aprender a usar corretamente o receptor e o sistema de aquisição de sinais de RMN. Mudamos a configuração de duplexação entre o transmissor e receptor no cabeçote de RMN.

Após este passo tínhamos a certeza de podermos selecionar planos tomográficos por excitação seletiva.

Antes de analisarmos diretamente a geração de imagens tomográficas, trabalhamos algum tempo com a geração de imagens de amostras planas pelo método da Reconstrução a partir das projeções afim de avaliarmos os possíveis problemas experimentais a serem abordados.

Deste treinamento observamos novamente a necessidade de um terceiro aumento na relação sinal/ruido do sinal. Introduzimos filtros de rede em todo o protótipo, blindagem de RF na bobina de recepção de RMN e corrigimos o aterramento do sistema evitando "loops" de terra. Obtivemos deste modo imagens planas de melhor qualidade.

Partimos então para a obtenção de imagens tomográficas.

Devido ao fato da seleção de planos envolver um grau de complexidade a mais com o chaveamento dos gradientes de campo, necessitamos de uma quarta melhora na sensibilidade do protótipo e um novo sistema de controle dos gradientes de campo.

Neste ponto instalamos um estabilizador na alimentação do protótipo, um pré-amplificador de sinal de RMN junto a bobina de recepção e um novo filtro de audio no receptor (*1). Começamos a utilizar um novo sistema de aquisição de dados (aumento da resolução de 8 para 12 bits) e controle do sistema, aumentamos o tamanho das amostras e a frequência de ressonância de 7 MHz para 24 MHz utilizando um novo cabeçote de RMN.

Deste modo, tornou-se possível a obtenção das primeiras imagens tomográficas pelo método da Reconstrução a partir das projeções.

Ao lado do desenvolvimento do protótipo foi sendo desenvolvido o "software" de controle, aquisição e processamento de sinais tornando possível a obtenção de imagens planas pela técnica de Transformada de Fourier bidimensional direta.

(*1) Projetado por Aldo F. Naletto Junior.

IV.2 COMPORTAMENTO NAO-LINEAR DO SISTEMA DE SPINS

Para analisar experimentalmente o comportamento não-linear do sistema de spins observamos os sinais FID e ECO produzidos pela técnica de refocalização por pulso de 180° não-seletivo, figura 70.

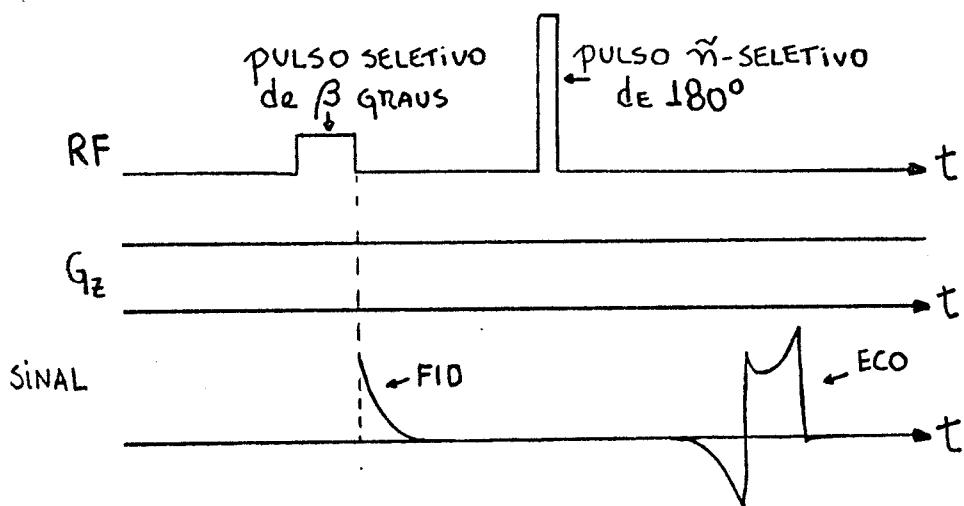


Fig. 70: Sequência de pulsos para refocalização dos spins por pulso de 180° não-seletivo.

Utilizamos como amostra um tubo de ensaio contendo óleo mineral (NUJOL, $T_1 \approx 300$ ms e $T_2 \approx 30$ ms) com o gradiente de campo G_z e o campo magnético estático B_0 aplicados perpendicularmente ao eixo do tubo, figura 71.

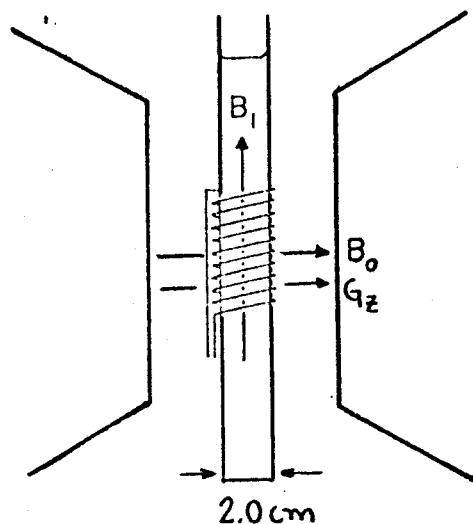


Fig. 71: Configuração dos campos magnéticos aplicados sobre a amostra.

Aplicamos sobre a amostra uma série de sequência de pulsos para refocalização onde os pulsos seletivos eram retangulares e de mesma duração. A amplitude dos pulsos seletivos foi aumentada sequencialmente a partir da resposta linear de modo a se acompanhar o comportamento não-linear com a retirada da magnetização de seu estado de equilíbrio, figura 72. Estes sinais foram obtidos em um registrador e depois foram digitalizados de modo a serem apresentados nesta forma sucinta.

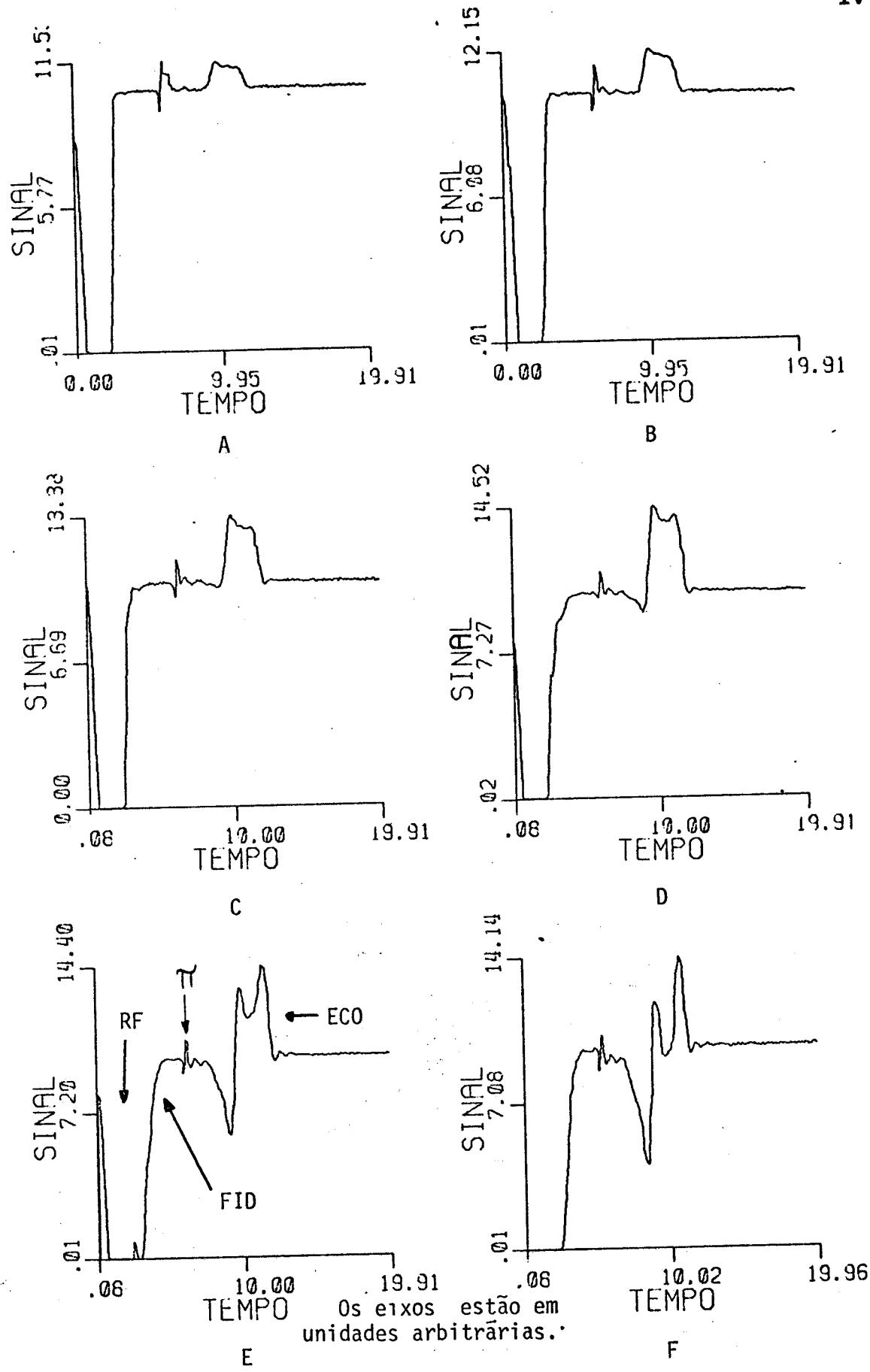


Fig. 72: Sinais FID e ECO obtidos pela sequência de pulsos da figura 70. Os gráficos estão apresentados em ordem crescente na amplitude dos pulsos seletivos.

Estes resultados experimentais correspondem ao previsto pela teoria de perturbação e com os resultados simulados apresentados na figura 13.

Ao aplicarmos um pulso de RF de baixa amplitude ($\beta < 30^\circ$) não observamos FID e podemos observar o ECO cuja envoltória é idêntica à envolvente do pulso de RF, a menos da relaxação transversal, ambas tendo a mesma duração, figuras 72 A e B.

Aplicando um pulso de amplitude intermediária ($30^\circ < \beta < 90^\circ$) observamos um pequeno FID e a forma do ECO é ainda similar à envolvente do pulso de RF somadas algumas deformações, figuras 72 C e D.

Para pulsos com alta amplitude ($\beta > 90^\circ$) o FID aumenta e as deformações do ECO se acentuam, figuras 72 E e F.

A fim de observarmos a resposta linear do sistema de spins à excitações com pulsos de diferentes envolventes utilizamos a técnica de refocalização por gradiente reverso, figura 73.

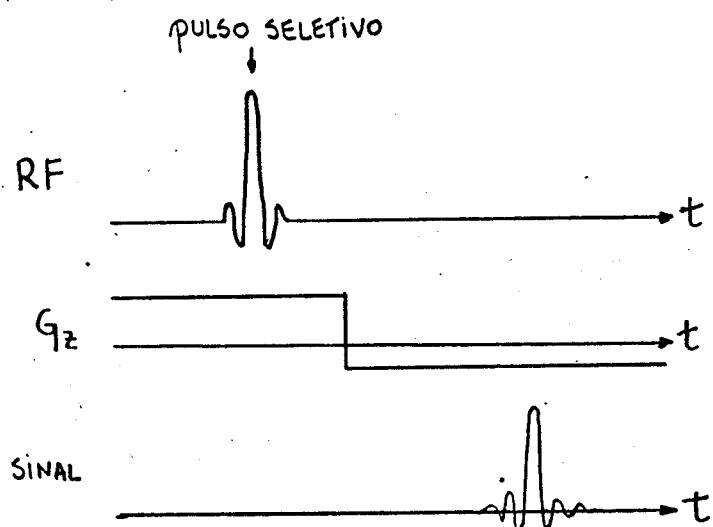


Fig. 73: Sequência de pulsos para refocalização dos spins por gradiente reverso.

As envolventes dos pulsos seletivos foram escolhidas afim de ilustrar o efeito da linearidade. Os pulsos seletivos foram aplicados de modo a ser obter a resposta linear, figura 74.

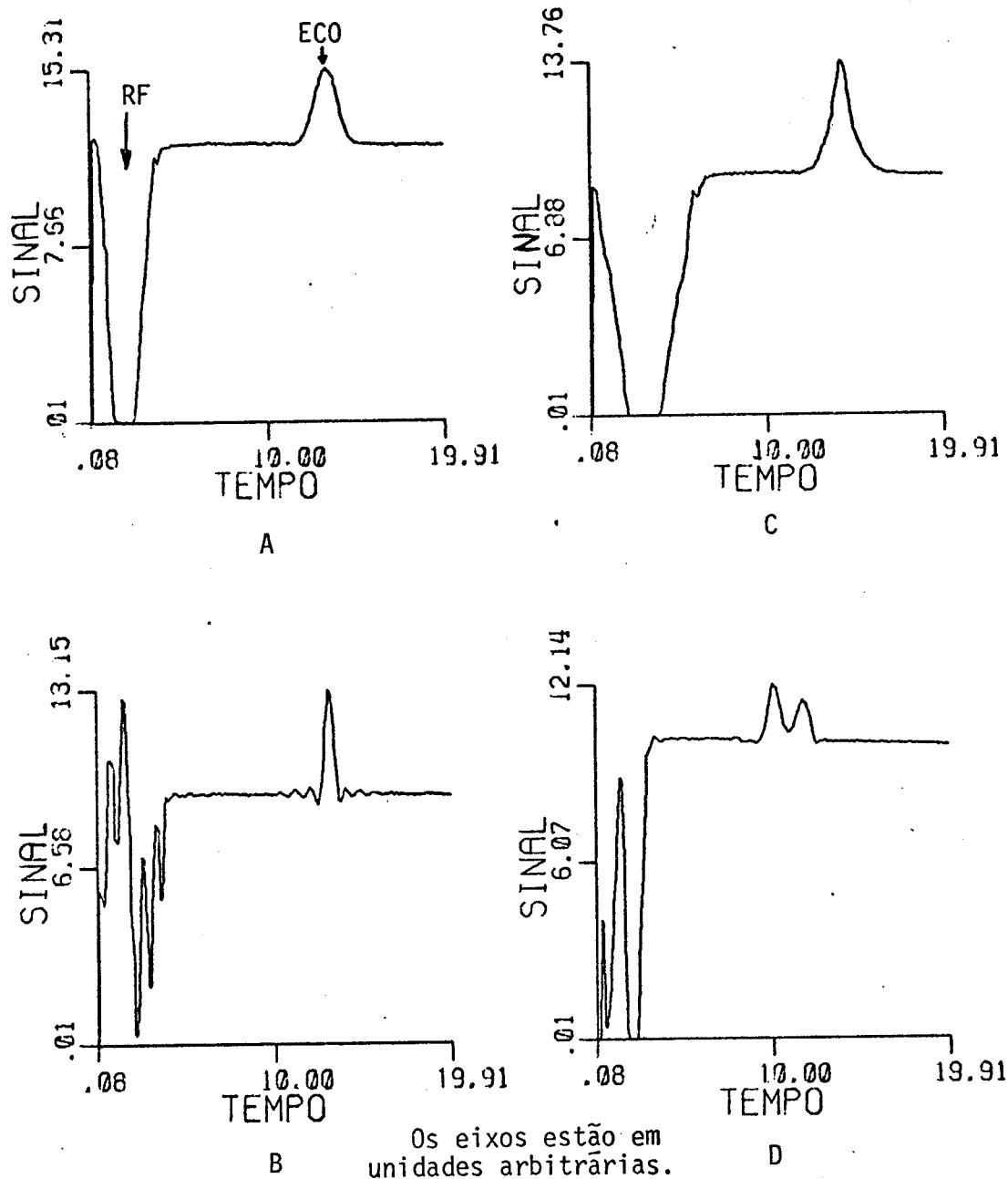


Fig. 74: Sinais ECO obtidos por gradiente reverso para pulsos seletivos de forma:
 A - Gaussiana, B - $\text{sinc}(4)$,
 C - exponencial e D - M.

IV.3 EXCITAÇÃO SELETIVA

E possível observar se ocorre a excitação seletiva ou não utilizando uma sequência de pulsos seletivos e não-seletivos na presença do gradiente de seleção, figura 75.

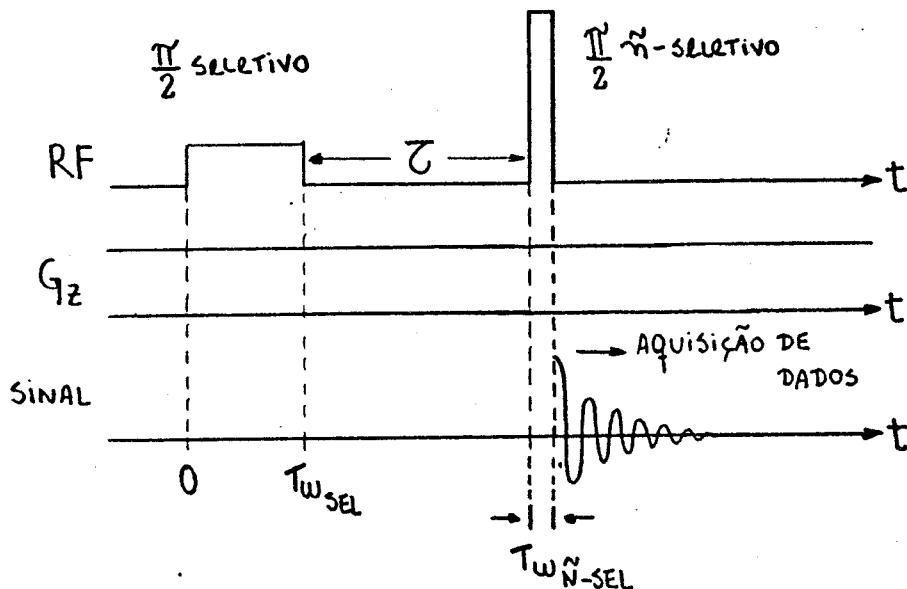


Fig. 75: Sequência de pulsos para análise da excitação seletiva.

O primeiro pulso, seletivo, excita apenas uma região da amostra com um ângulo de rotação de 90° . Imediatamente após o pulso de RF seletivo aplicamos um pulso não-seletivo que excita toda a amostra com um ângulo de rotação de 90° .

Deste modo, a magnetização excitada pelo primeiro pulso retorna à direção do campo magnético e toda a restante mantém-se no plano transversal. A transformada de Fourier do sinal FID que surge após o pulso não-seletivo nos fornecerá a projeção da amostra subtraída a região excitada pelo pulso seletivo, uma vez que esta está ao longo na direção em que não se produz sinal.

Esta técnica foi escolhida devido à boa relação sinal/ruido que ela fornece.

A amostra e os campos magnéticos nesta análise experimental estão na mesma configuração da figura 71.

EXCITAÇÃO SIMPLES

Os parâmetros da sequência de pulsos para a análise da excitação de apenas um plano estão apresentados na tabela XI.

TABELA XI:

envolvente	$T_w(\text{sel})$ (ms)	$T_w(\text{f-sel})$ (μs)	$\bar{\epsilon}$ (μs)	G_z (G/cm)
RETANGULAR	4.0	35.0	200.0	0.36

A figura 76A representa apenas a projeção da amostra. Para obtê-la não aplicamos o pulso seletivo na sequência de pulsos utilizada.

A figura 76B representa a projeção da amostra utilizando a sequência completa, onde se observa a fatia excitada seletivamente.

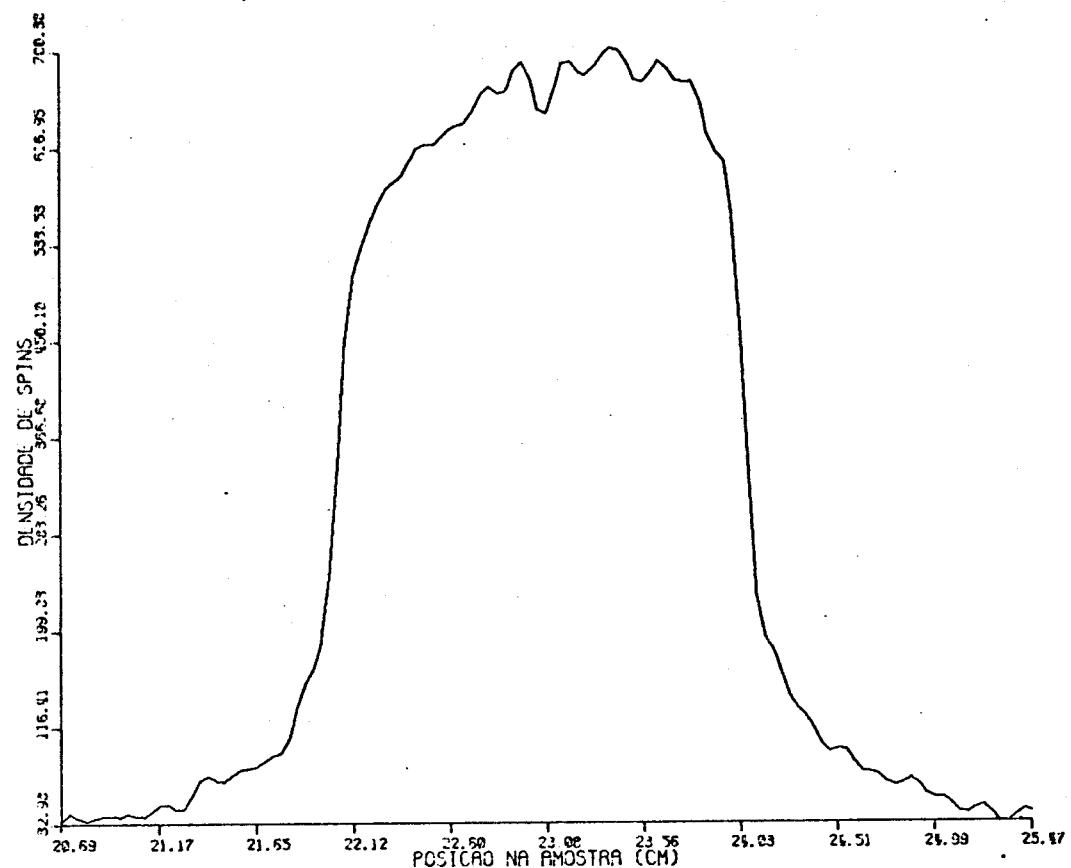


Fig. 76A: Projeção da amostra.
(ausência do pulso seletivo)

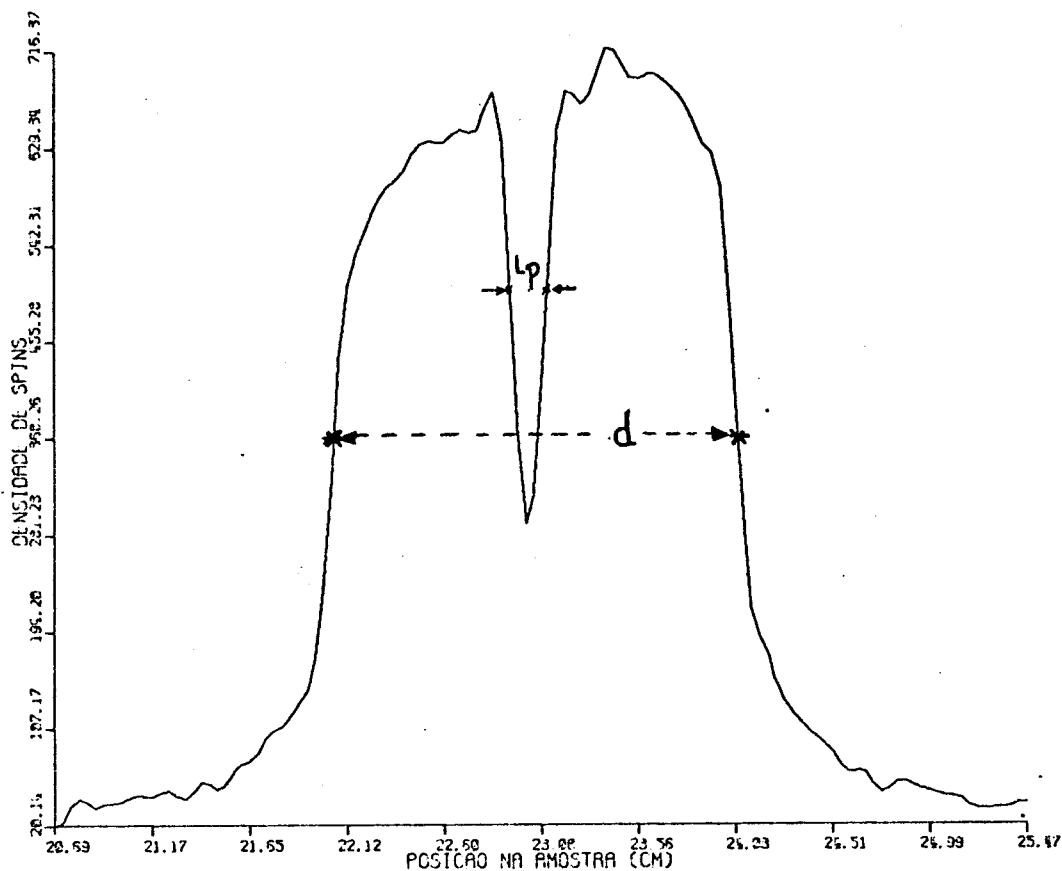


Fig. 76B: Projeção da amostra.
(sequência completa)

A partir da figura 76B obtemos que a espessura da amostra é $d = 2.0$ cm e a espessura do plano selecionado é de $L_p = 1.8$ mm, onde estes dois valores foram obtidos a partir da meia-largura da projeção e do plano selecionado respectivamente. A espessura do plano selecionado corresponde ao esperado já que $L_p \approx 1/(\mathcal{T} \cdot G_z \cdot T_w) = 1.6$ mm.

O resultado das figuras 76C e D foram obtidos deslocando-se a frequência da RF de +1 KHz e -1 KHz de modo a excitar outros planos.

A espessura do plano se manteve a mesma, $L_p = 1.7$ mm.

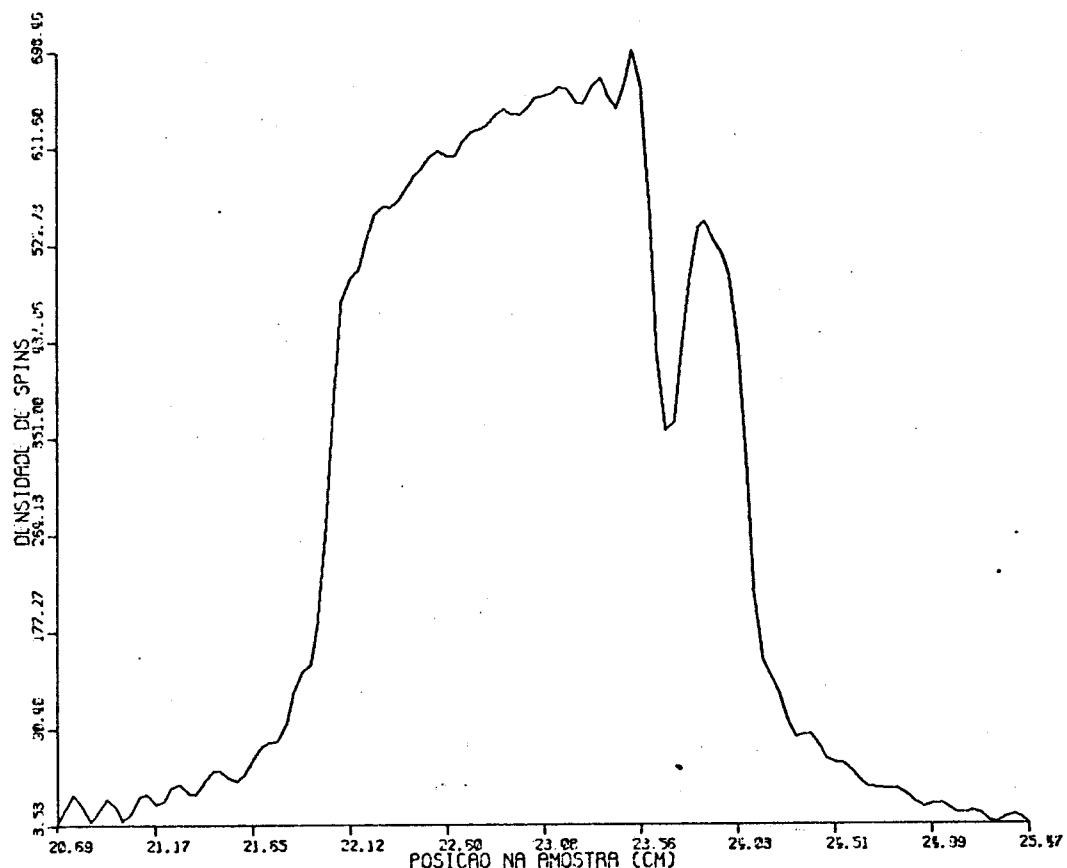


Fig. 76C: Projeção da amostra.
(freq. da RF deslocada de +1 KHz).

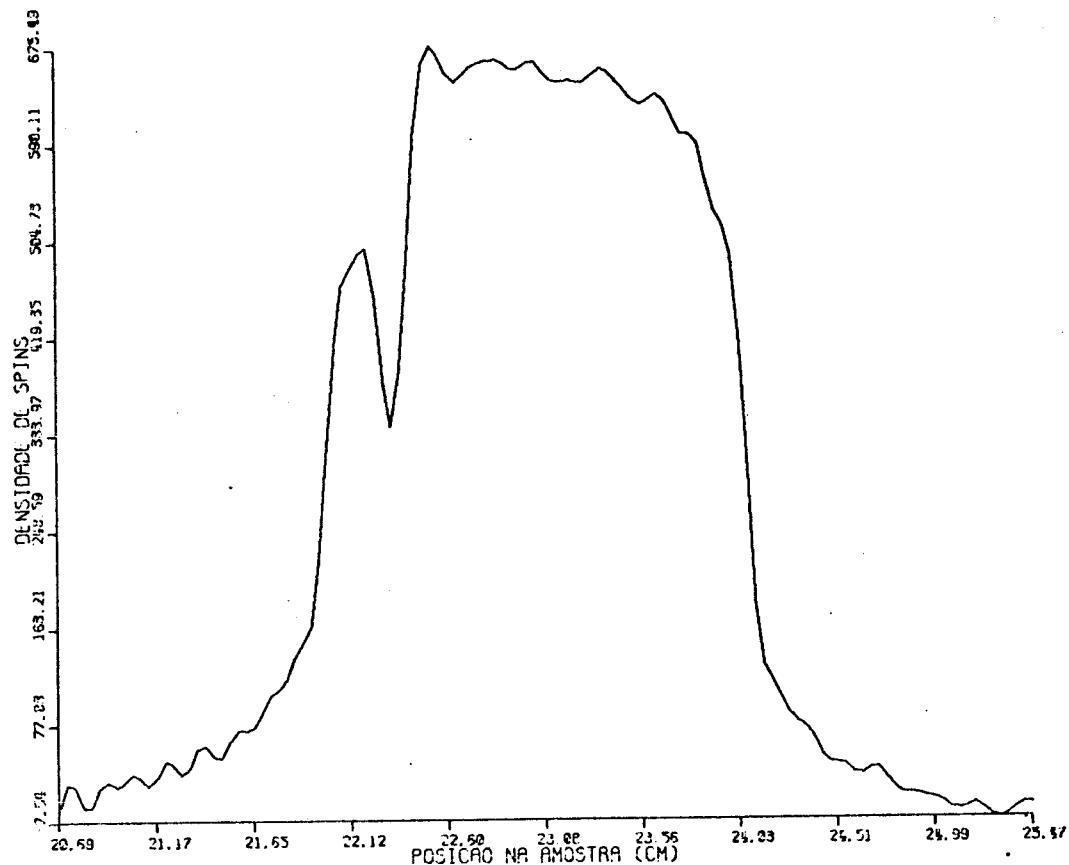


Fig. 76D: Projeção da amostra.
(freq. da RF deslocada de -1 KHz).

EXCITAÇÃO MULTIPLA.

Os parâmetros da sequência de pulsos utilizada para a análise da excitação múltipla (2 planos) estão apresentados na tabela XII.

TABELA XII:

envolvente	$T_w(\text{sel})$ (ms)	$T_w(\text{n-sel})$ (μs)	\bar{T} (μs)	G_z (G/cm)
EXPERIMENTO 1:				
COS(2. . $F_o \cdot t$)	4.0	35.0	200.0	0.36
EXPERIMENTO 2:				
COS(2. . $F_o \cdot t$)	4.0	35.0	200.0	0.72
<u>$F_o = 500 \text{ Hz}$</u>				

As figuras 77A e B apresentam a projeção da amostra na ausência e presença, respectivamente, do pulso seletivo para o experimento 1.

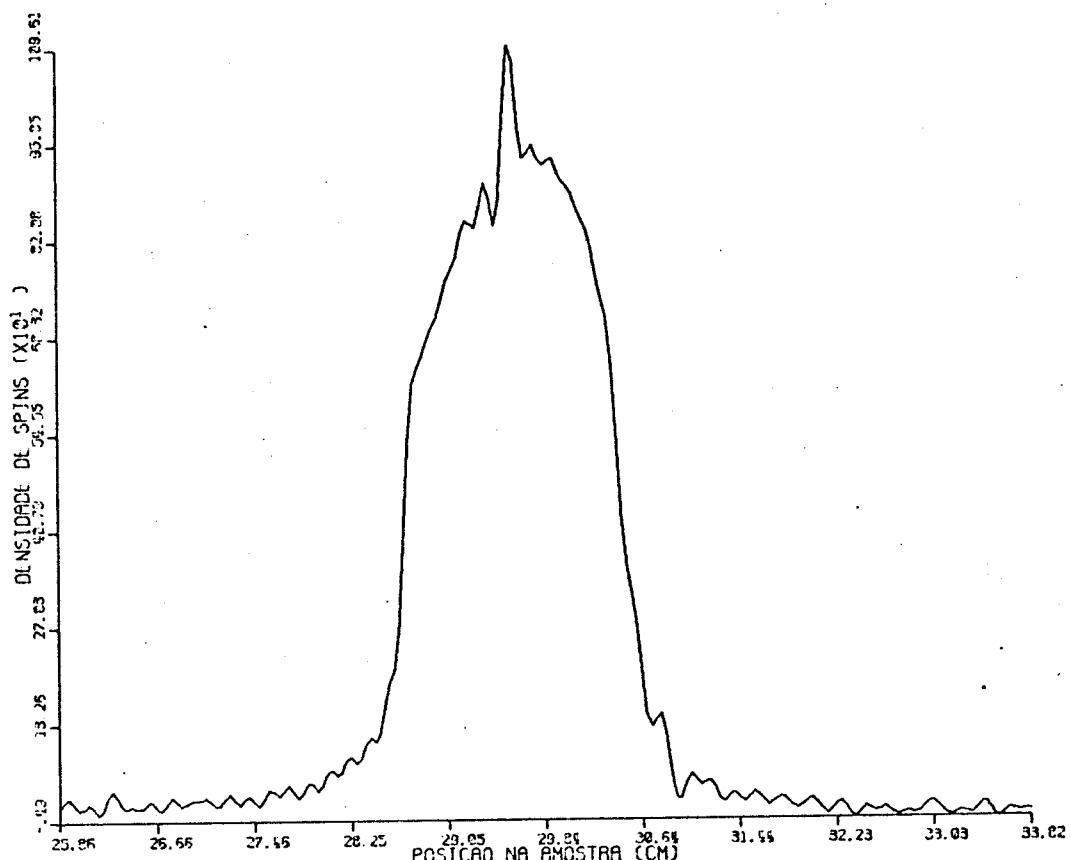


Fig. 77A: Projeção da amostra (exp. 1).
(ausência do pulso seletivo).

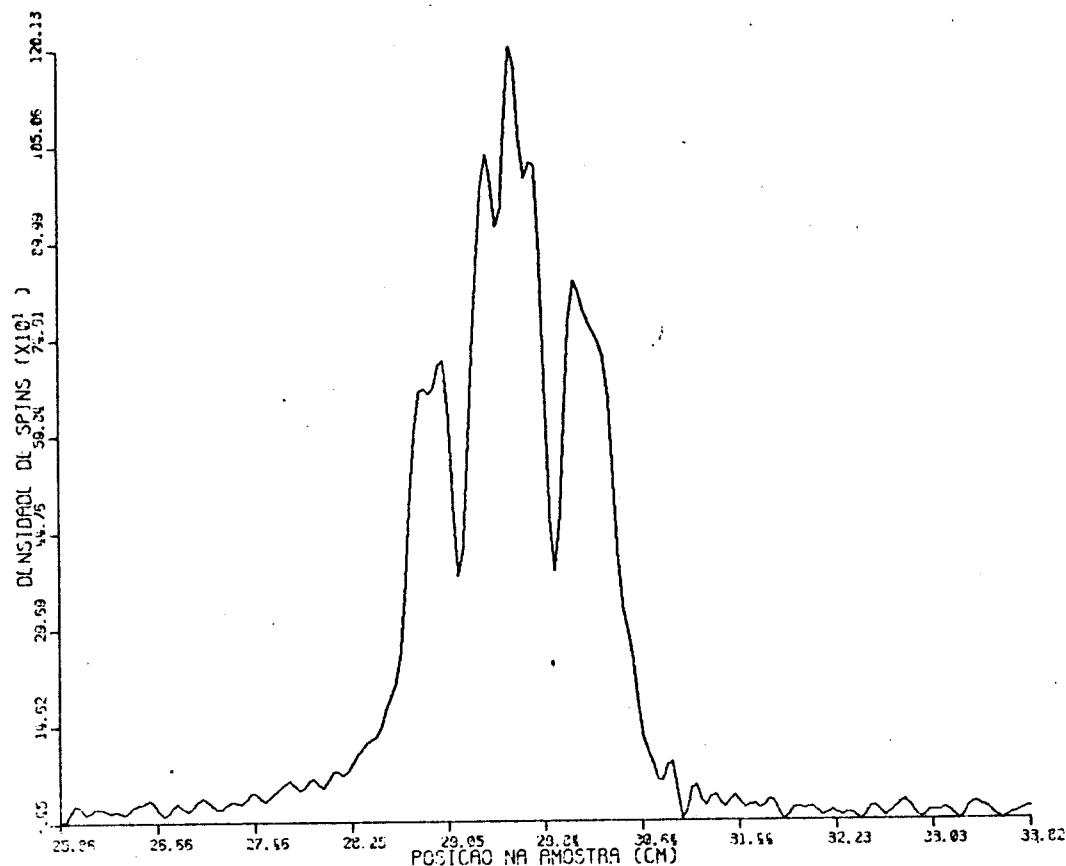


Fig. 77B: Projeção da amostra (exp. 1).
(presença do pulso seletivo).

Pela figura 77B observamos que a distância entre os centros dos dois planos excitados simultaneamente é $f = 1190 \text{ Hz} \approx 2.F_0 = 1000 \text{ Hz}$ como era de se esperar. A largura dos planos selecionados é $L_p = 1.6 \text{ mm}$.

As figuras 78A e B apresentam a projeção da amostra na ausência e presença, respectivamente, do pulso seletivo para o experimento 2.

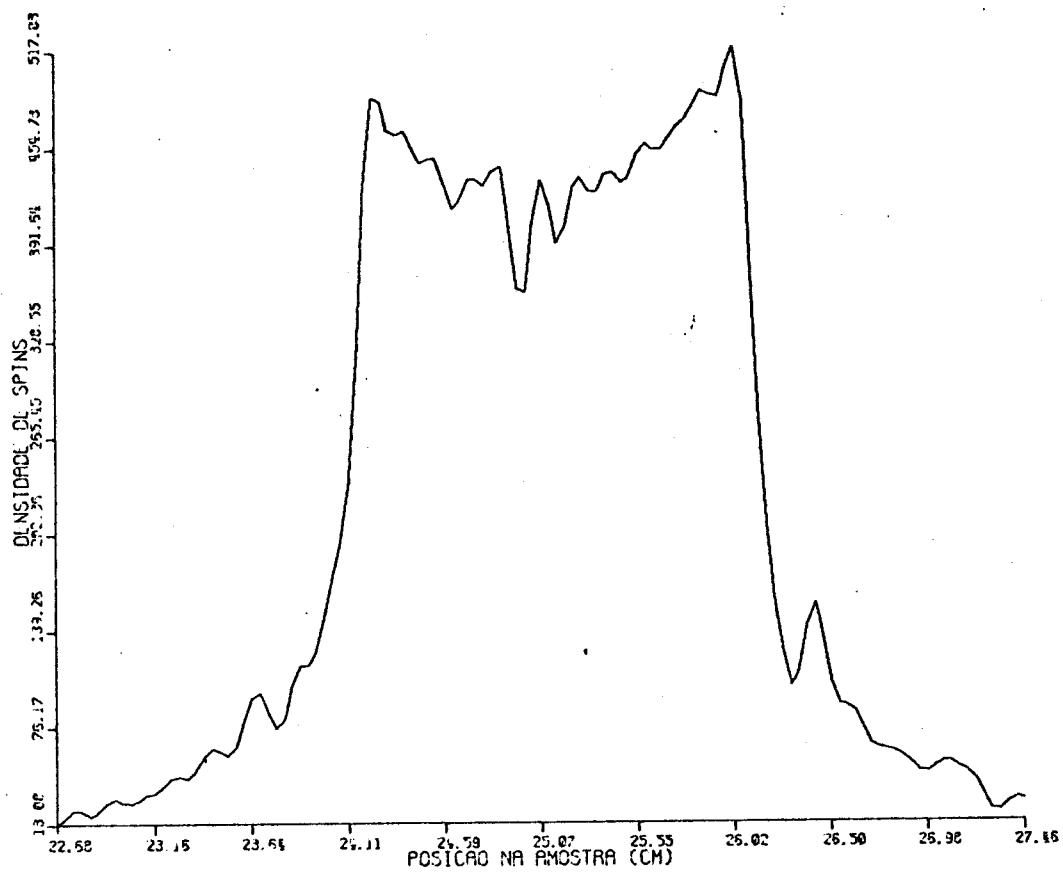


Fig. 78A: Projeção da amostra (exp. 2).
(ausência do pulso seletivo).

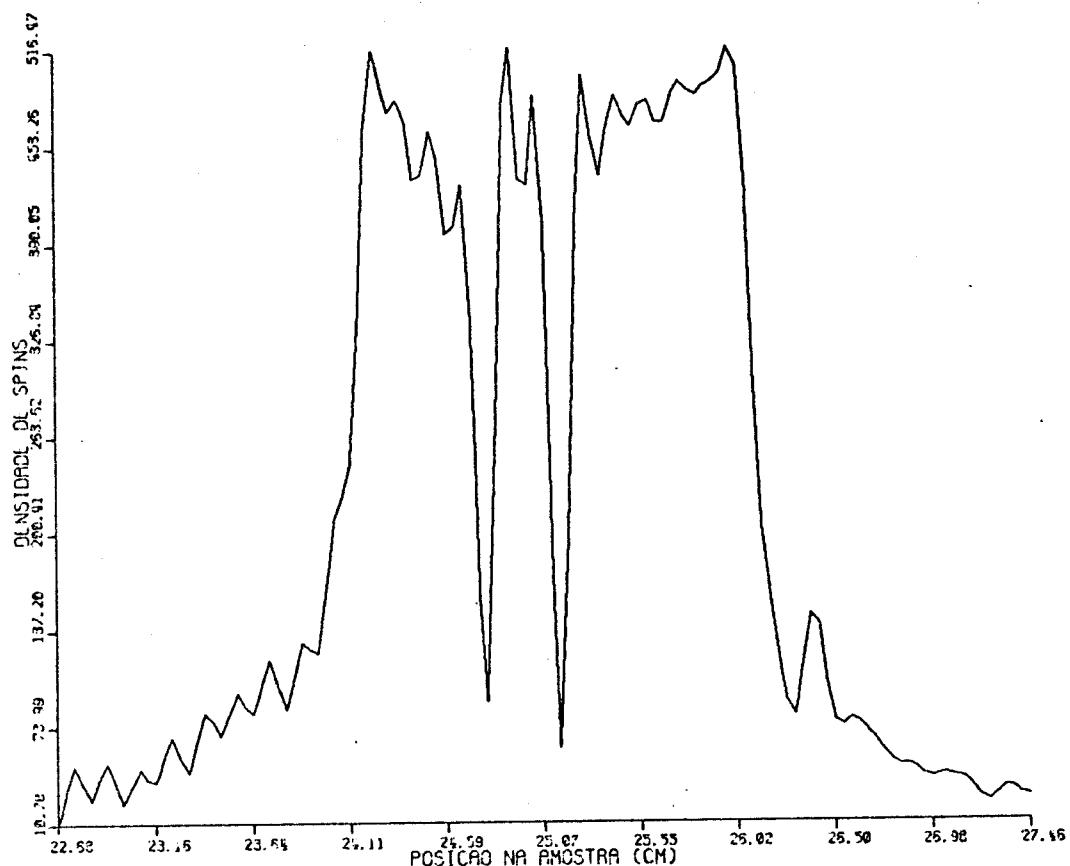


Fig. 78B: Projeção da amostra (exp. 2).
(presença do pulso seletivo).

Como esperado, neste caso a distância entre os planos excitados se mantém, $f = 1136$ Hz, e a espessura dos planos diminui pela metade, $L_p = 0.8$ mm.

IV.4 IMAGENS DE AMOSTRAS PLANAS

IV.4.1 RECONSTRUÇÃO A PARTIR DAS PROJEÇÕES

Apresentaremos uma série de imagens bidimensionais obtidas de amostras planas pela técnica de reconstrução a partir das projeções.

A sequência de pulsos utilizada está esquematizada na figura 79.

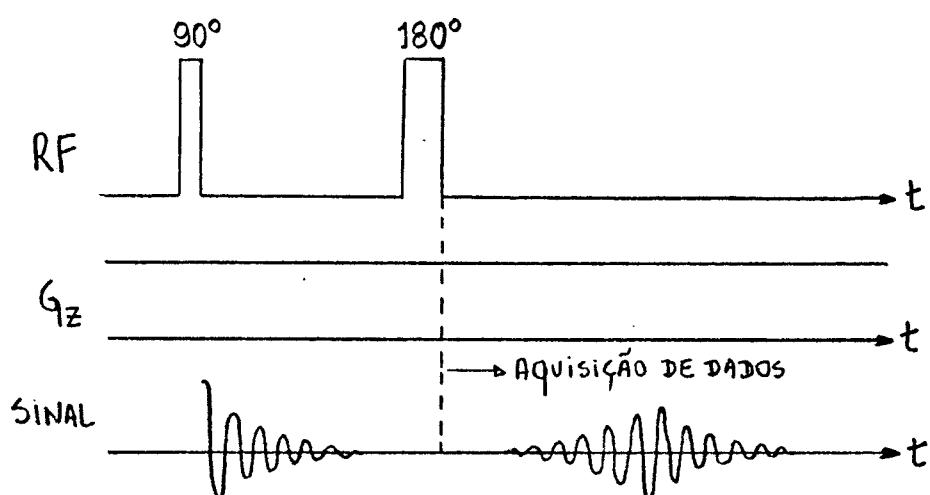


Fig. 79: Sequência de pulsos para a geração de imagens de amostras planas.

Os pulsos não-seletivos de 90 e 180 graus tinham durações 35 e 70 μ s, respectivamente, e estavam separados de 15 ms. O gradiente de codificação de frequências era $G_z = 0.83$ G/cm e aplicado continuamente.

Todas as imagens a serem apresentadas foram obtidas a partir de 120 projeções de 256 pontos coletadas de 0 a 180 graus, sendo feitas 9 médias para cada aquisição.

As 120 projeções foram obtidas girando a amostra com um motor de passos.

Os objetos planos utilizados foram uma fatia de limão (1.5 cm de diâmetro e 0.8 cm de altura), uma pitanga inteira, uma amostra consistindo de 5 tubinhos (0.45 cm de diâmetro e 1.0 cm de altura) e outra na forma de um E (1.0 cm de altura). As duas últimas amostras estão apresentadas na figura 80.

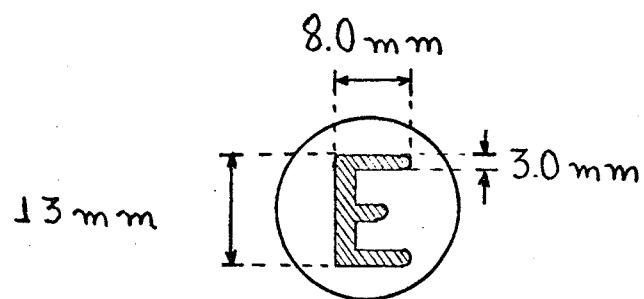
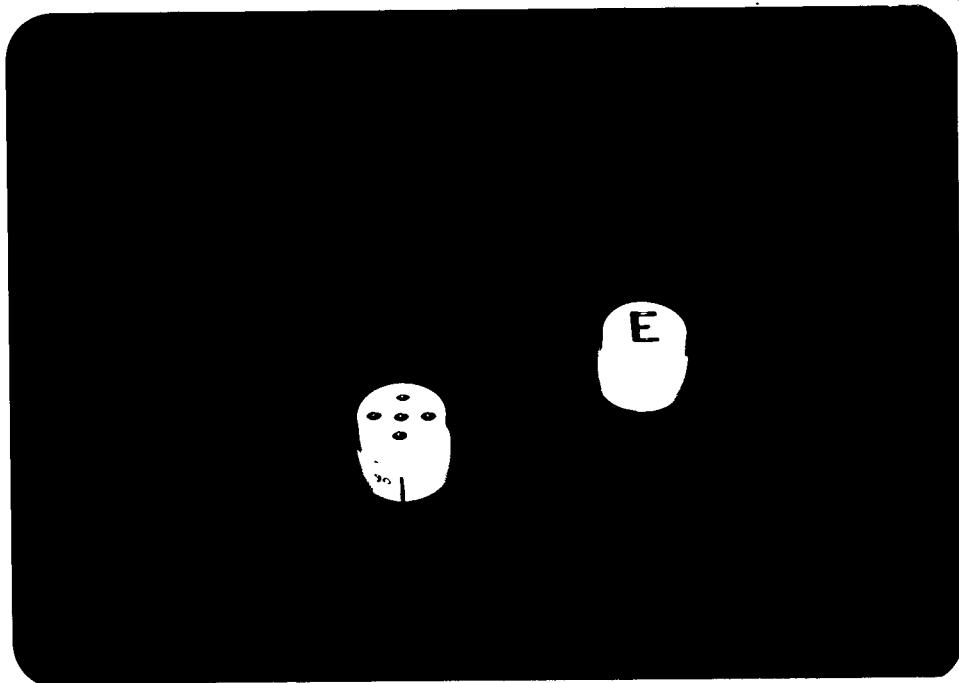


Fig. 80: Amostras: 5 tubinhos e E.

A configuração dos campos magnéticos aplicados sobre a amostra está apresentada na figura 81.

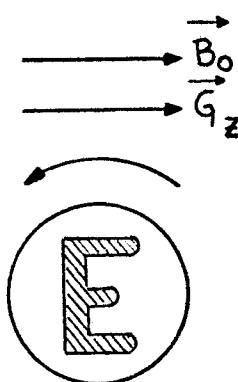


Fig. 81: Configuração dos campos magnéticos aplicados sobre a amostra.

As imagens obtidas estão apresentadas em um reticulado de 128x192 pontos nas figuras 82A, B, C e D.

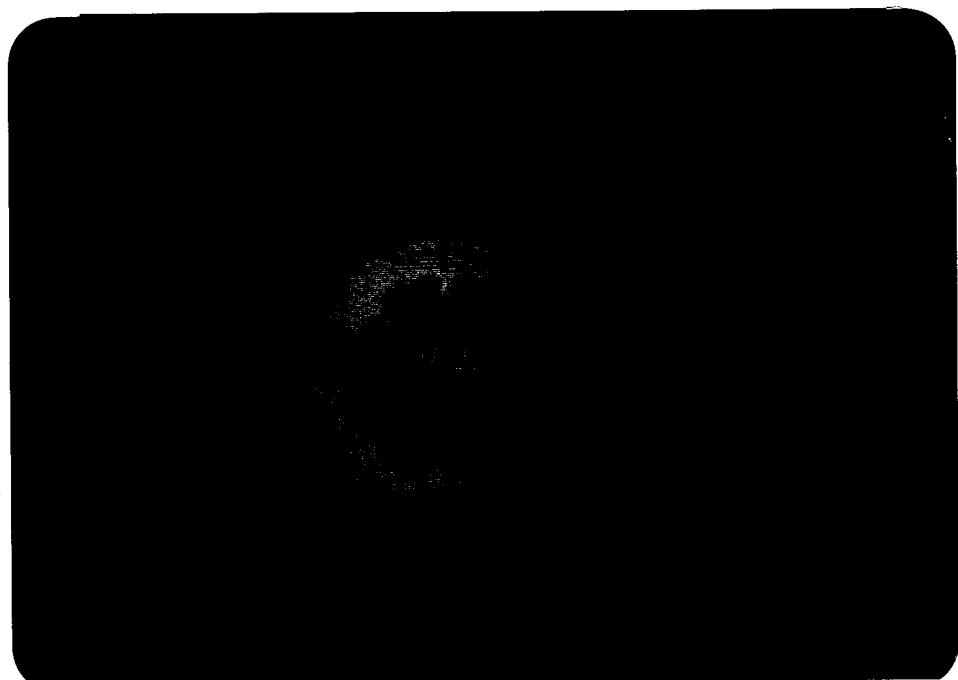


Fig. 82A: Imagem da fatia de limão.

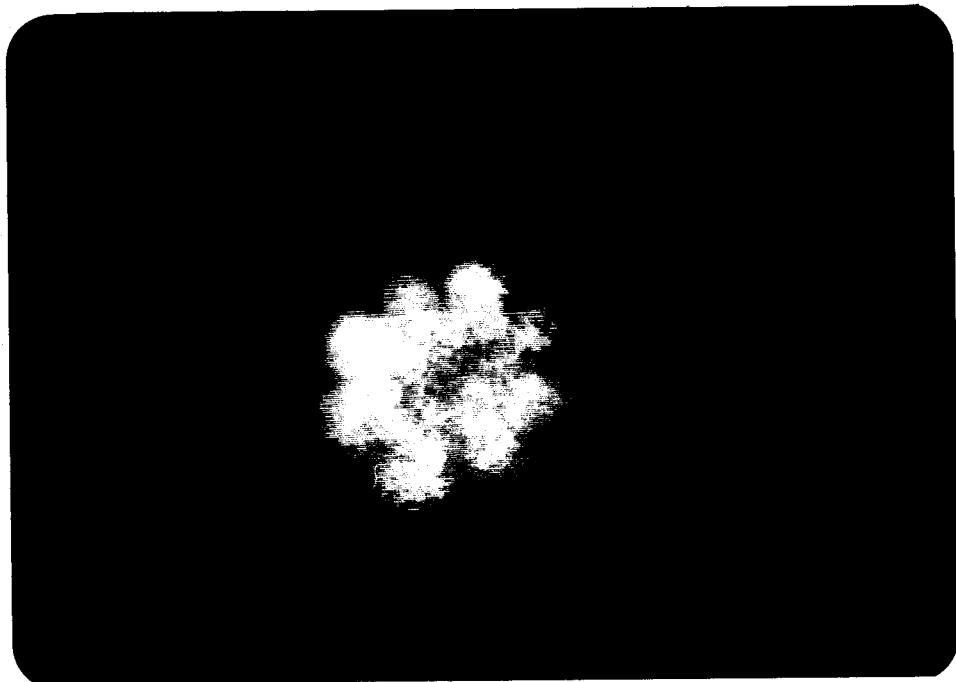


Fig. 82B: Imagem da pitanga.

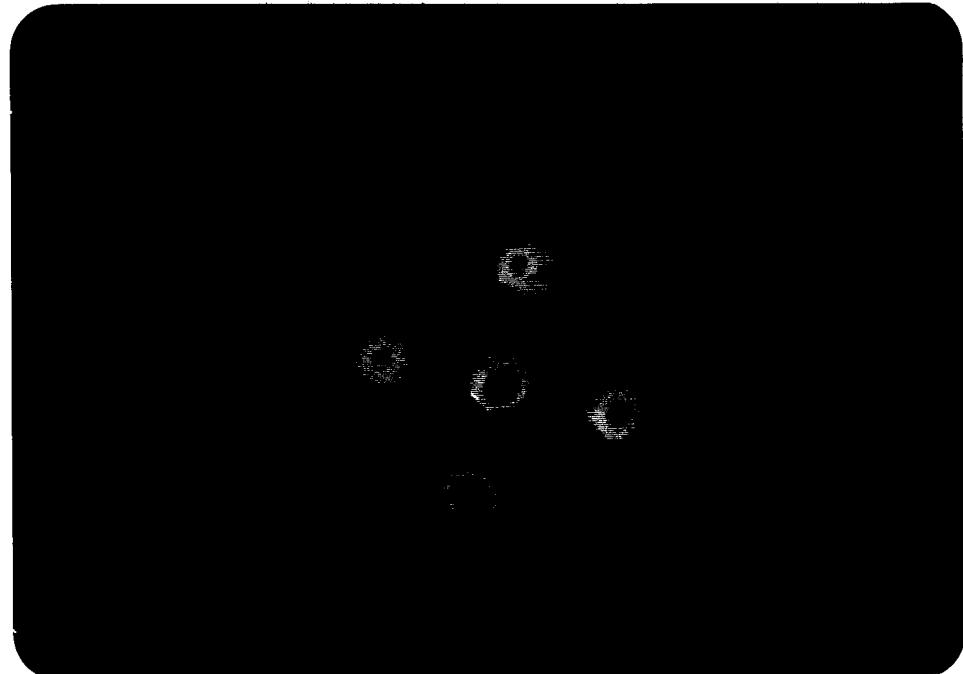


Fig. 82C: Imagem dos 5 tubinhos.

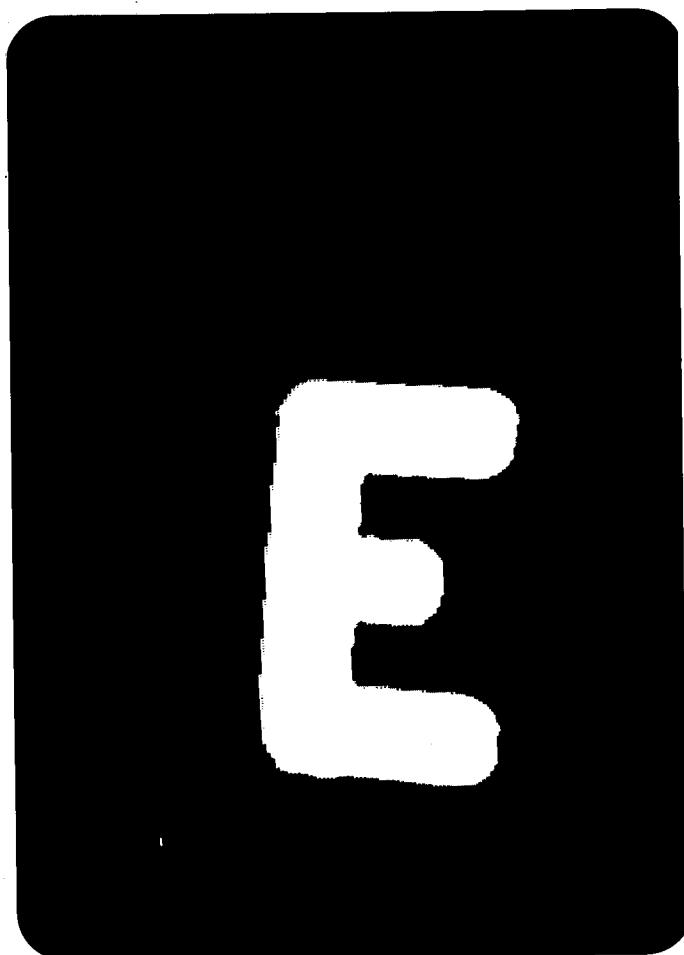


Fig. 82D: Imagem do E.

IV.4.2 TRANSFORMADA FOURIER BIDIMENSIONAL DIRETA

A geração de imagens por Fourier bidimensional direta esta sendo implementada atualmente de modo que apresentaremos apenas o resultado preliminar.

A sequência de pulsos utilizada está apresentada na figura 83.

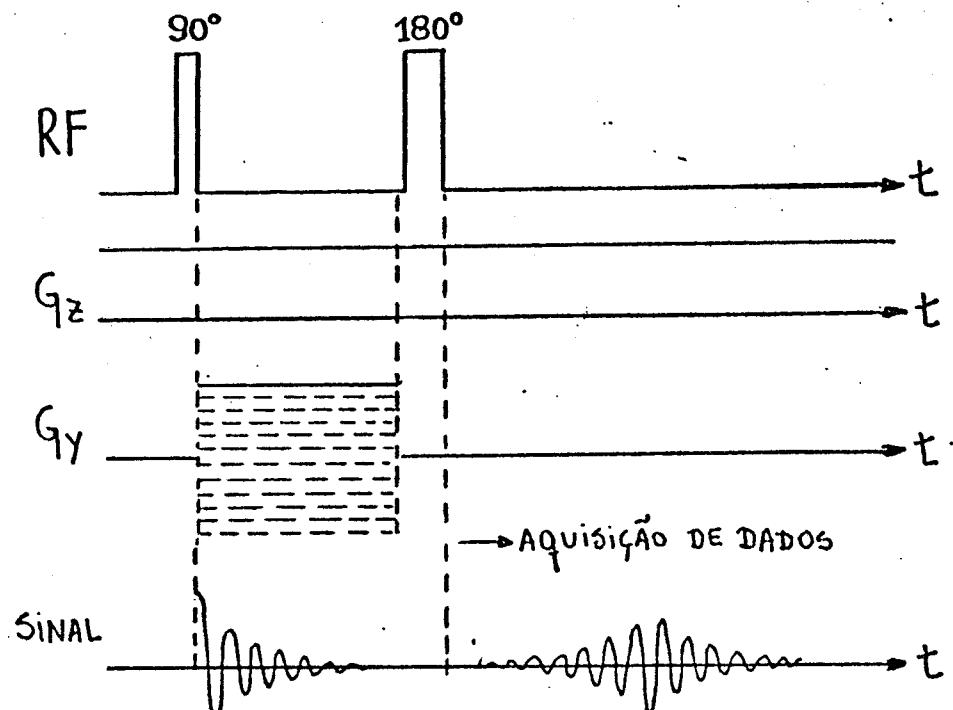


Fig. 83: Sequência de pulsos para geração de imagens de amostras planas por 2dFT.

Os pulsos não-seletivos de 90 e 180 graus tinham durações 35 e 70 μ s, respectivamente, e estavam separados de 10 ms. O gradiente de codificação de frequências era de $G_z = 0.83 \text{ G/cm}$ e aplicado continuamente.

O gradiente de codificação de fases foi pulsado em 64 passos e era de amplitude máxima $G_y = 0.18 \text{ G/cm}$. Cada uma das 64 aquisições foram obtidas após 8 médias do sinal amostrado em 256 pontos.

A amostra plana utilizada foi o E da figura 80.

A configuração dos campos magnéticos sobre a amostra está apresentada na figura 84.

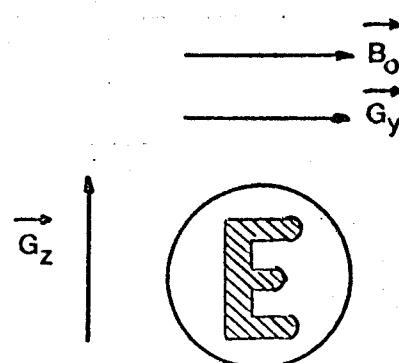


Fig. 84: Configuração dos campos magnéticos aplicados sobre a amostra.

A imagem obtida está apresentada na figura 85 em um reticulado de 128x256 pontos.

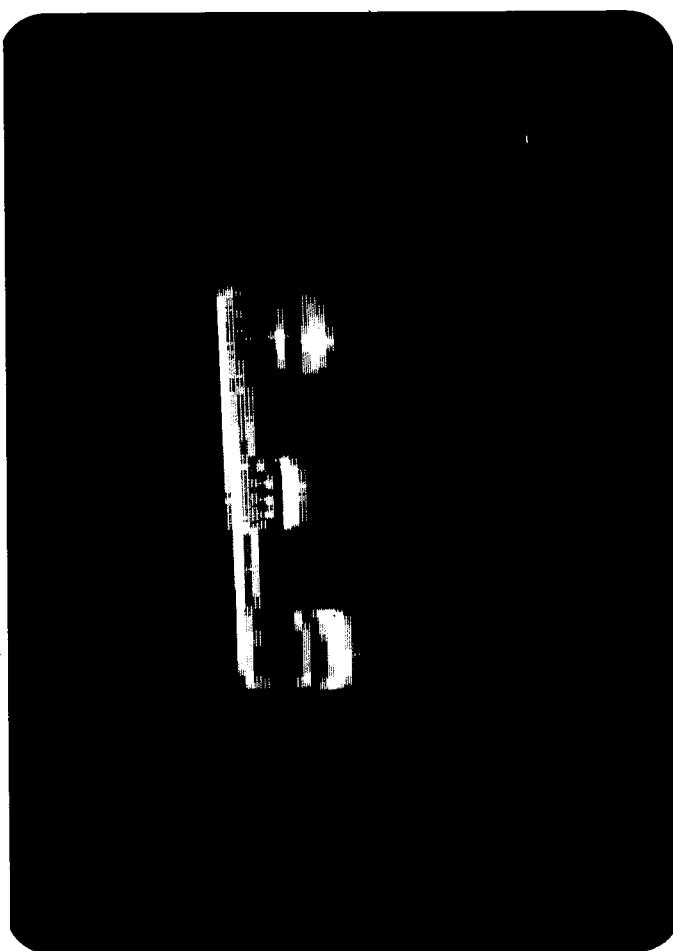


Fig. 85: Imagem do E.

IV.5 IMAGENS TOMOGRAFICAS

Apresentaremos agora o principal resultado desta tese: imagens tomográficas obtidas por meio de seleção de planos e reconstrução a partir das projeções do objeto tridimensional composto pelas três amostras planas (*1) apresentadas na figura 86.

(*1) Amostras elaboradas por Vitor B. P. Leite.

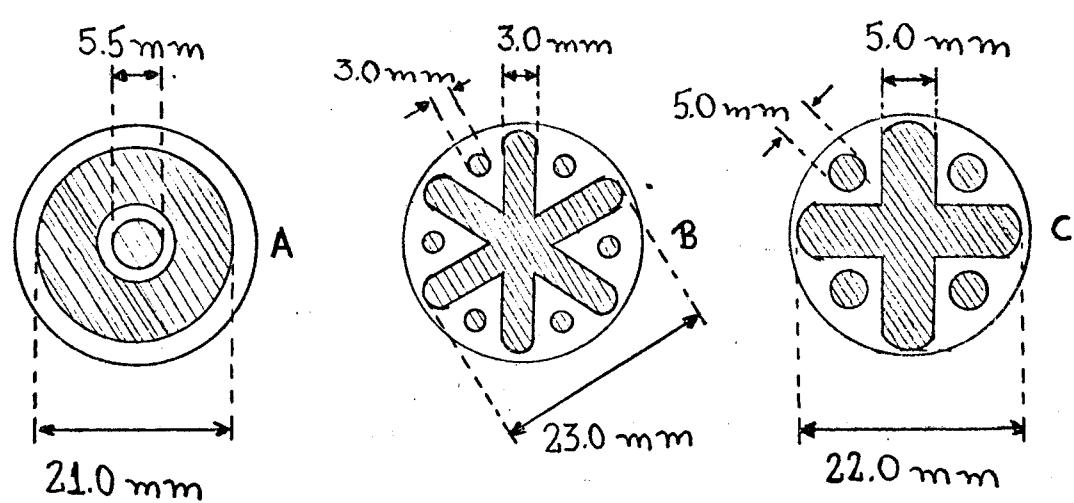
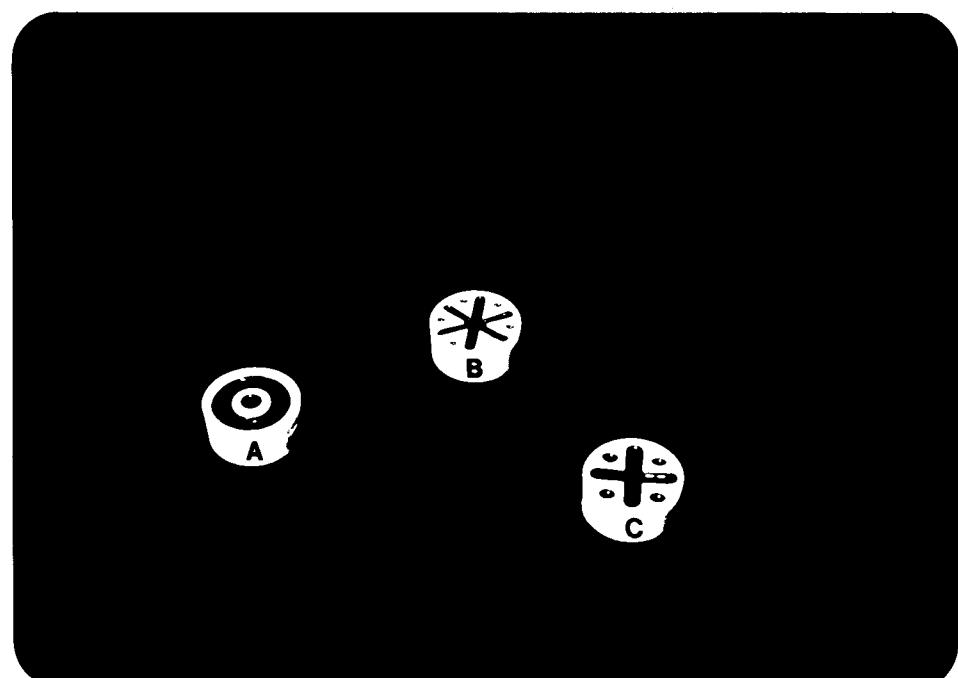


Fig. 86: Objeto tridimensional.

A sequência de pulsos utilizada para a obtenção das imagens se encontra na figura 87.

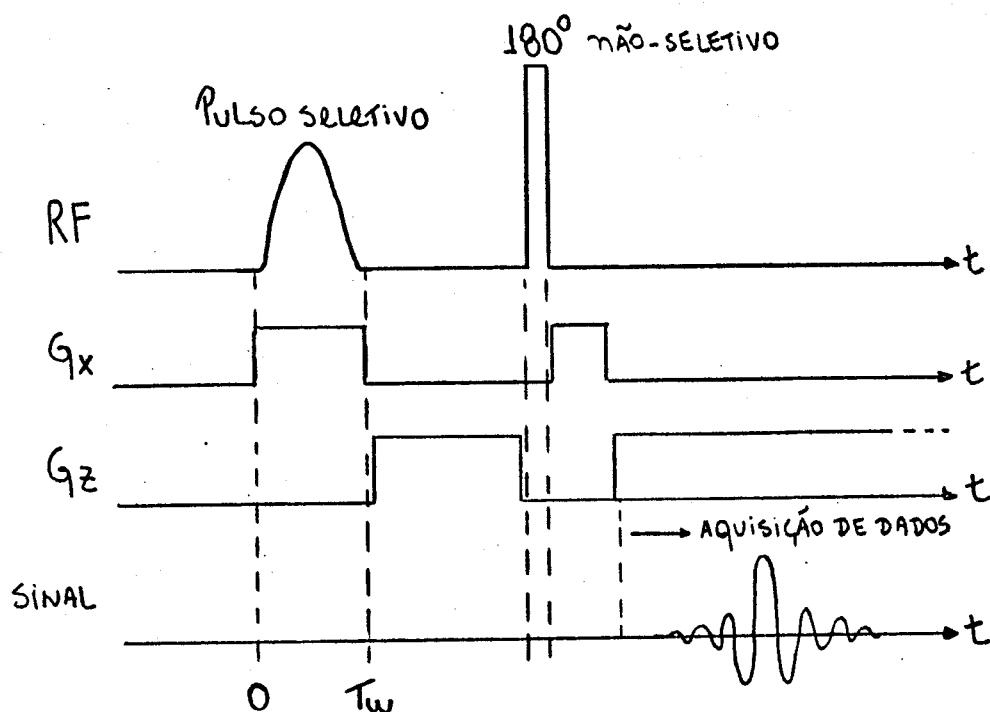


Fig. 87: Sequência de pulsos para geração de imagens bidimensionais por retroprojeção utilizando refocalização por pulso de 180° não-seletivo.

Para a seleção de planos foi aplicado pulso de RF gaussiano de duração $T_w = 3.2$ ms na presença de um gradiente de campo $G_x = 0.22$ G/cm, suficientes para se selecionar um plano de espessura $L_p = 0.9$ cm.

Para a codificação de frequências utilizamos um gradiente de campo $G_z = 0.70$ G/cm.

Para a refocalização utilizamos um pulso 180° não-seletivo retangular de duração $T_w = 70 \mu s$.

Foram adquiridas 60 projeções de 0 a 360° , sendo feitas 16 médias para cada sinal amostrado em 256 pontos.

Para se excitar os dois planos laterais deslocamos a frequência da RF de +1100 Hz e -1100 Hz, figura 88.

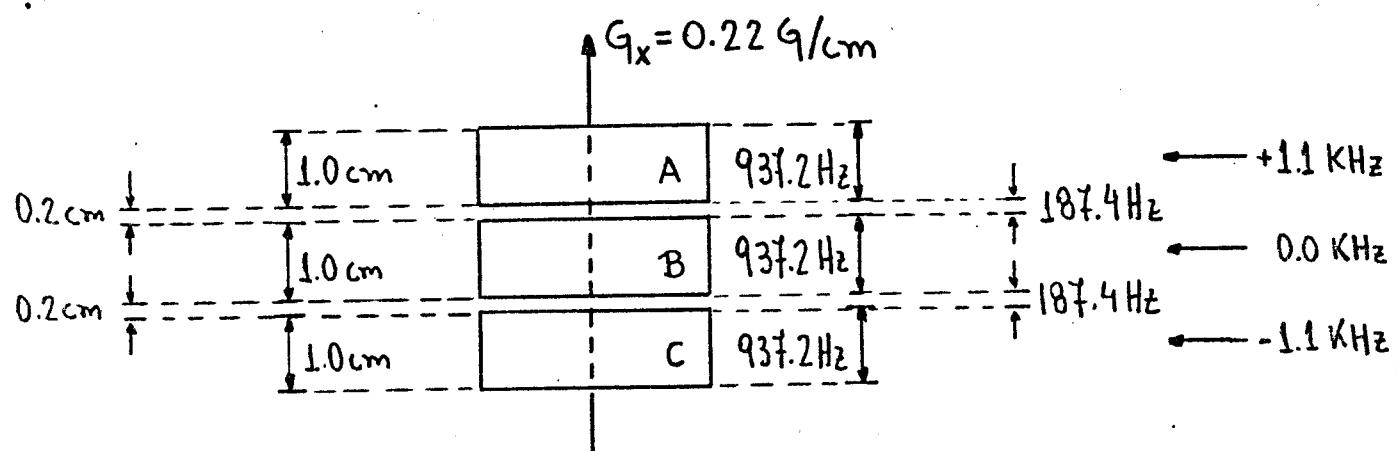


Fig. 88: Ilustração da seleção de planos.

A figura 89 apresenta as imagens tomográficas obtidas em um reticulado de 128×192 pontos.

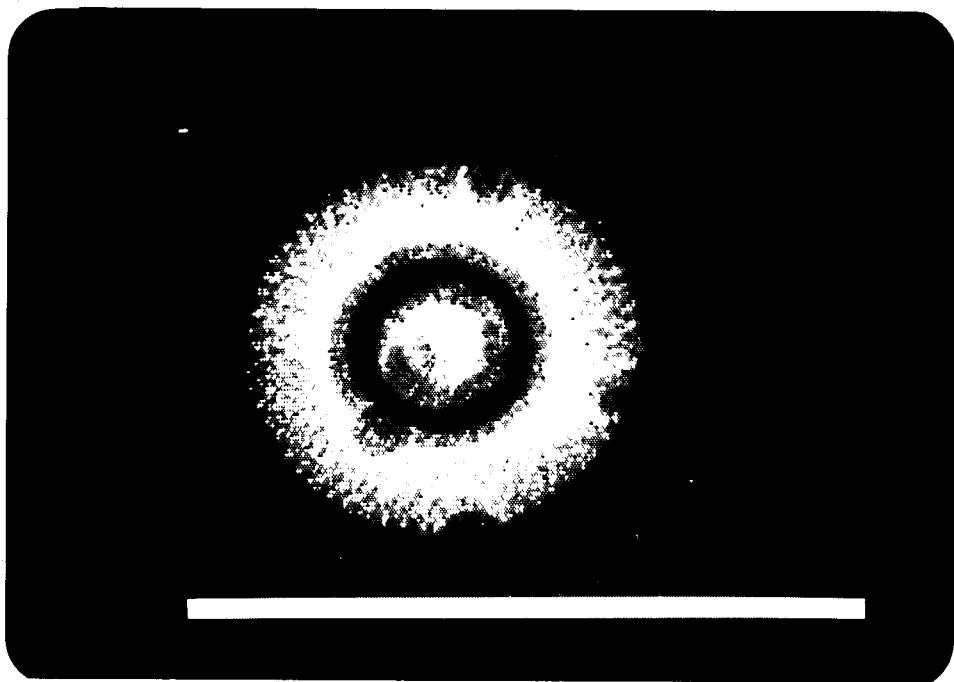


Fig. 89A: Plano lateral (+1100 Hz).

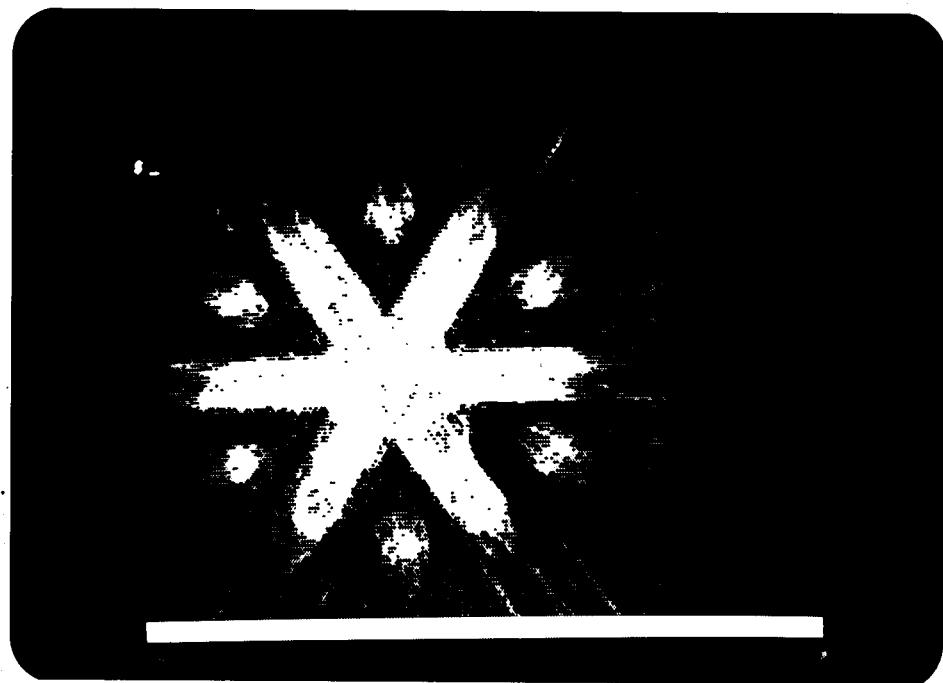


Fig. 89B: Plano central

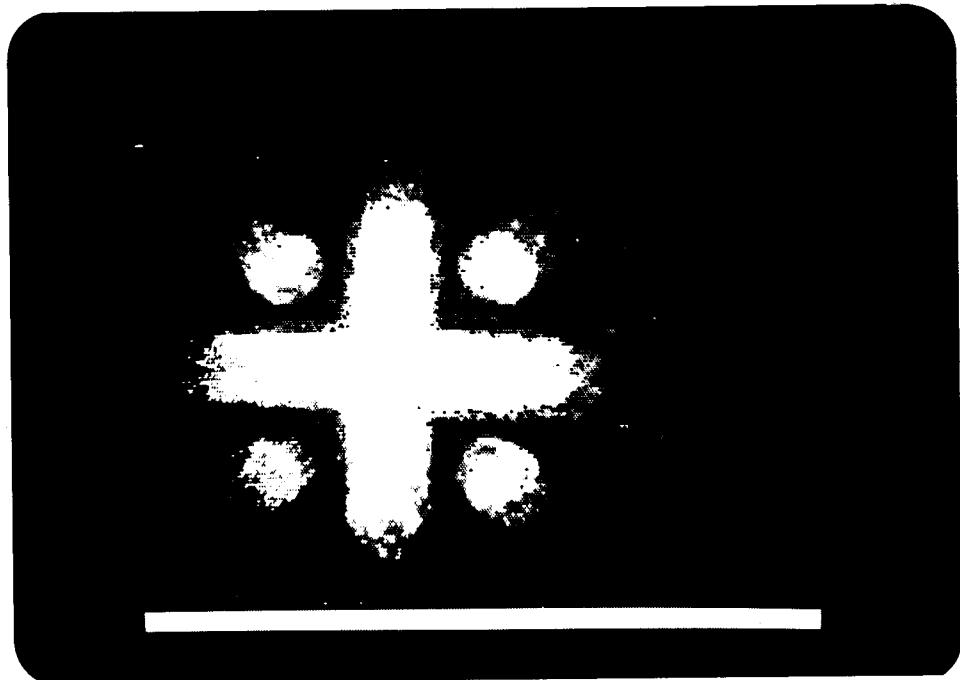


Fig. 89C: Plano lateral (+1100 Hz).

Devido a baixa relação sinal/ruido do sinal ECO resultante das sequências de pulsos propostas, não foi ainda possível se obter imagens tomográficas pela técnica de Fourier bidimensional direta.

Apendice A

SOLUÇÃO DA EQUAÇÃO DE BLOCH-RICCATI PARA O PULSO COMPLEXO: SECANTE HIPERBÓLICA

Introduzindo a seguinte mudança de variáveis:

$$2.x = 1 + \operatorname{tgh}[\beta(t-t_0)] \quad (A1)$$

e

$$S = \exp\left\{-\left(j/2\right) \cdot \int_0^t W^*(t') \cdot f \cdot dt'\right\} \quad (A2)$$

na equação de Bloch-Riccati, (95), obtemos

$$\begin{aligned} x.(1-x).S'' + \{-x.(1+j\mu) + [1/2 + j(\Delta w/2\beta + \mu/2)]\} S' + \\ + (W_0/2\beta)^2 \cdot W = 0 \end{aligned} \quad (A3)$$

que é a equação Hipergeométrica.

A solução desta equação diferencial, (A3), é da forma
[37]:

$$\begin{aligned} S(x) = A \cdot F(a, b; c; x) + \\ + B \cdot x^{1-c} \cdot F(a-c+1, b-c+1; 2-c; x) \end{aligned} \quad (A4)$$

onde A e B são constantes arbitrárias e

$$a = j.\mu/2 + [(W_0/2\beta)^2 - (\mu/2)^2]^{1/2} = j.\mu/2 + p \quad (A5.1)$$

$$b = j.\mu/2 - [(W_0/2\beta)^2 - (\mu/2)^2]^{1/2} = j.\mu/2 - p \quad (A5.2)$$

$$c = 1/2 + j. [\Delta w/2\beta + \mu/2] = 1/2 + j.\gamma \quad (A5.3)$$

onde consideraremos as soluções para p real e $2p \neq 1, 2, 3\dots$

A partir da condição de contorno de $f \rightarrow 0$ para $t \rightarrow -\infty$, ou seja, que a magnetização transversal está no estado de equilíbrio na ausência de excitação, S deve ser uma constante (vide eq. A2).

Ainda por esta condição de contorno temos $x \rightarrow 0$ para $t \rightarrow -\infty$ e a partir da equação A4:

$$S(0) = A.F(a,b;c;0) + \\ + B.x^{1-c} .F(a-c+1,b-c+1;2-c;0)$$

Como $F(a,b;c;0)$, $F(a-c+1,b-c+1;2-c;0)$ e $S(0)$ são constantes [37] concluimos que $B = 0$.

Da equação A2 obtem-se:

$$|f| = |S'| / (-j.W^* .S/2) \quad (A6)$$

onde

$$S = A.F(a,b;c;x) \quad (A7)$$

e

$$S' = A.(ab/c).F(a+1,b+1;c+1;x) \quad (A8)$$

Logo,

$$|f| = (\beta/W_0) . \operatorname{sech}[\beta(t-t_0)] . |ab/c| . \\ . |F(a+1,b+1;c+1;x)/F(a,b;c;x)| \quad (A9)$$

onde

$$F(a,b;c;x) = [\Gamma(c) . \Gamma(c-a-b)] / [\Gamma(c-a) . \Gamma(c-b)] . \\ . F(a,b;a+b-c+1;1-x) + \\ + (1-x)^{c-a-b} . [\Gamma(c) . \Gamma(a+b-c)] / [\Gamma(a) . \Gamma(b)] . \\ . F(c-a,c-b;c-a-b+1;1-x) \quad (A10)$$

Investiguemos agora o comportamento da solução após a excitação, quando $t \rightarrow \infty$ e $x \rightarrow 1$. Para este fim, substituindo a equação (A10) e as igualdades

$$\operatorname{sech}[\beta(t-t_0)] = 2[x.(1-x)]^{1/2},$$

$$F(a,b;c;0) = 1 \quad \text{e}$$

$$T(c+1) = c \cdot T(c)$$

na equação (A9) obtemos:

$$|f|_{x \rightarrow 1} = (2\beta/\omega_0) \cdot$$

$$\cdot |[T(a+b+1-c) \cdot T(c-a) \cdot T(c-b)]|$$

$$/[T(a) \cdot T(b) \cdot T(c-a-b)]| \quad (\text{A11})$$

Através das definições

$$c - a = 1/2 - p + j(\gamma + \mu/2) = (1 - \xi)^* \quad (\text{A12})$$

$$c - b = 1/2 + p + j(\gamma + \mu/2) = \xi \quad (\text{A13})$$

$$a = -b^* = z \quad (\text{A14})$$

obtemos da equação A11:

$$|f| = (2\beta/\omega_0) \cdot |[T(\xi) \cdot T(1-\xi)]/[T(z) \cdot T(-z)]| \quad (\text{A15})$$

Substituindo a igualdade:

$$T(y) \cdot T(1-y) = -y \cdot T(y) \cdot T(y) = \pi \cdot \cos \sec(\pi \cdot y) \quad (\text{A16})$$

em (A15) resulta:

$$|f|^2 = [\cosh^2 \pi(\mu/2) - \cos^2 \pi \cdot p] / [\cosh^2 \pi(\Delta w/2\beta) - \sin^2 \pi \cdot p] \quad (\text{A17})$$

Expressando mz/mo em termos de $|f|$ temos:

$$mz/mo = (1 - |f|^2) / (1 + |f|^2) \quad (\text{A18})$$

Substituindo a equação (A17) na (A18) obtemos o resultado desejado:

$$\frac{mz(\Delta w)}{mo} = \operatorname{tgh}(\bar{\pi} \cdot F) \cdot \operatorname{tgh}(\bar{\pi} \cdot G) + \\ + \cos(\bar{\pi} \cdot H) \cdot \operatorname{sech}(\bar{\pi} \cdot F) \cdot \operatorname{sech}(\bar{\pi} \cdot G) \quad (\text{A19.1})$$

onde

$$F = \Delta w / (2 \cdot \beta) + \mu/2 \quad (\text{A19.2})$$

$$G = \Delta w / (2 \cdot \beta) - \mu/2 \quad (\text{A19.3})$$

$$H = [(W_0/\beta)^2 - \mu^2]^{1/2} \quad (\text{A19.4})$$

Apendice B

TECNICAS DE GERAÇÃO DE IMAGENS BIDIMENSIONAIS

Após um plano tomográfico ter sido selecionado o problema tridimensional se reduz a um bidimensional no qual o objeto de interesse é a reconstrução da distribuição da magnetização transversal $M_{\perp}(x,y,L_p)$ no dado plano de espessura L_p . Isto é feito aplicando-se gradientes G_x e G_y para se obter o sinal de RMN (FID ou ECO) provenientes do plano tomográfico selecionado.

Serão discutidos neste item os aspectos físicos básicos [30] e matemáticos [24,31](*) das técnicas de geração de imagens bidimensionais que estão sendo implementadas em nosso laboratório:

- Método da reconstrução a partir das projeções e
- Método da transformada de Fourier bidimensional direta.

B.1 METODO DA RECONSTRUÇÃO A PARTIR DAS PROJEÇÕES

(*) Este apêndice foi retirado praticamente na íntegra das referências [24,30,31].

B.1.1 INTRODUÇÃO

Se um gradiente constante de campo magnético é aplicado ao longo, por exemplo, do eixo x contido no plano tomográfico então a frequência de ressonância é dependente da localização do spin ao longo deste eixo, figura B1.

Isto pode ser ilustrado com uma amostra simples consistindo de 2 tubos cilíndricos contendo água alinhados ao longo do eixo z, mas com diferentes posições com relação ao eixo x, figura B1.

Na ausência do gradiente ($G_x = 0$) os dois tubos são indistinguíveis. Eles ressoam exatamente na mesma frequência pois estão sob a ação do mesmo campo magnético, e então, o sinal gerado (FID ou EC0) contém somente uma frequência: $\omega_0 = \gamma B_0$, figura B1.

No entanto, se o gradiente G_x é aplicado, os dois tubos estarão sob a ação de campos magnéticos diferentes e ressoarão com frequências diferentes:

$$\omega_1 = \gamma(B_0 + G_x \cdot x_1) \text{ e}$$

$$\omega_2 = \gamma(B_0 + G_x \cdot x_2)$$

Deste modo o sinal resultante será a superposição de duas componentes de frequências diferentes, figura B1.

Na realidade os sinais são gerados a partir de um imenso conjunto de spins posicionados em campos magnéticos diferentes de modo que o sinal é composto de muitas frequências diferentes e não podemos mais determinar as frequências individuais como no caso dos dois tubos. Para determinarmos as frequências individuais em situações gerais utilizamos o processo matemático da transformada de Fourier que é efetuado por intermédio do computador. A transformada de Fourier não fornece apenas as frequências individuais, mas também suas amplitudes associadas, as quais são proporcionais à magnetização transversal, $M_{\perp}(x,y)$, em uma particular posição espacial. Deste modo a transformada de Fourier do sinal temporal fornece a projeção da amostra ao longo da direção em que o gradiente foi aplicado, figura B1.

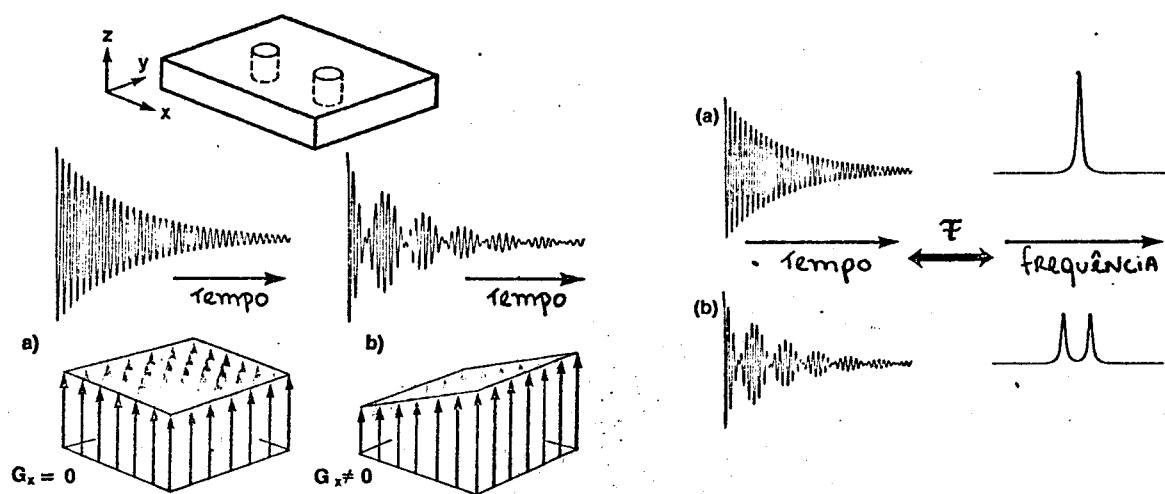


Fig. B1:- Sinal de RMN no espaço temporal
e das frequências [30].

Em nosso primeiro exemplo de dois tubos de água, escolhemos arbitrariamente suas localizações sobre o eixo x do sistema de coordenadas.

Se quisermos determinar suas posições em um caso mais geral onde eles estão situados fora do eixo, devemos determinar ambas coordenadas x e y para cada ponto da amostra. Para efetuar isto, podemos gerar sinais que podem ser considerados como projeções sobre os eixos x e y primeiramente aplicando um gradiente, G_x , coletando e transformando o sinal resultante e então repetindo o processo substituindo o gradiente G_x por G_y como ilustrado na figura B2.a.

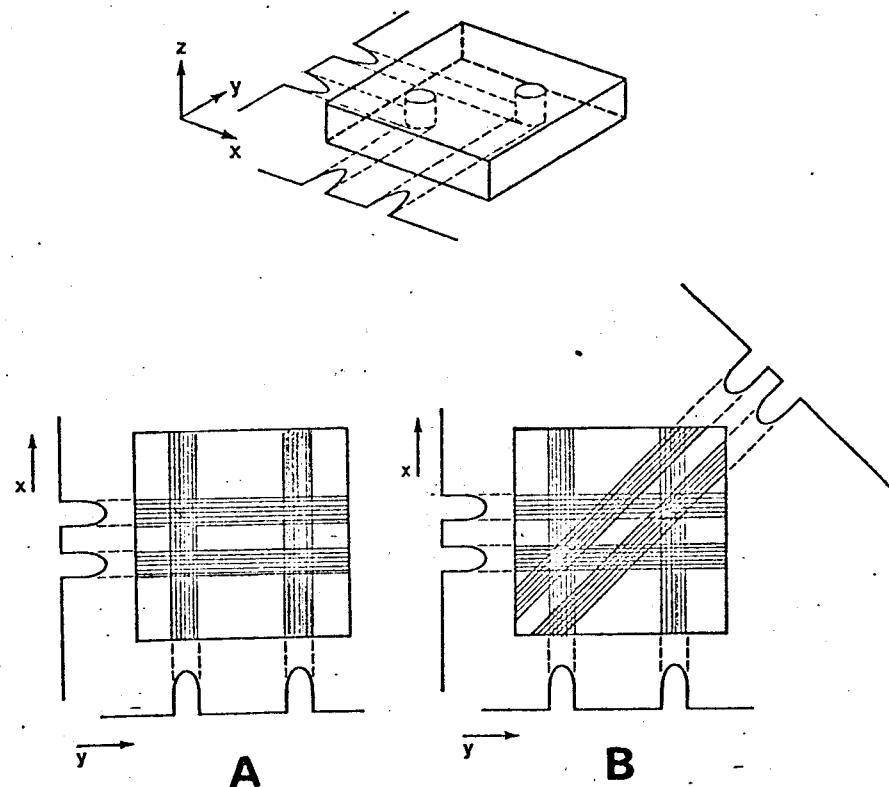


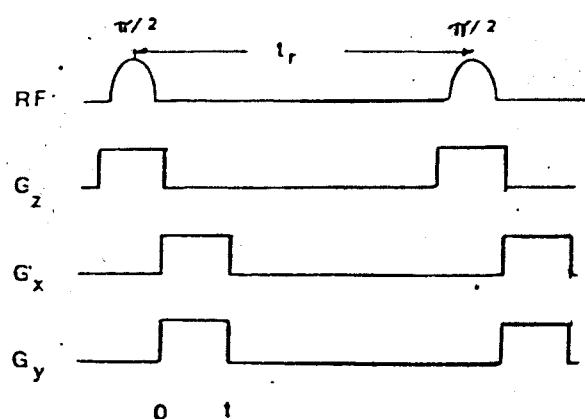
Fig. B2: Retroprojeção [30].

Podemos ver, no entanto, a partir da reprojeção destas projeções que uma ambiguidade ainda se mantém, figura B2.a. No mínimo mais uma projeção, usando por exemplo, um gradiente formando um ângulo de 45 graus com o eixo x, é requerida para se determinar inequivocamente a localização dos dois tubos, figura B2.b.

A reconstrução de uma imagem consistindo de NxN elementos de magnetização (PIXELS) requer no mínimo N projeções independentes, cada uma definida por N pontos. Deste modo, este método consiste de girar o gradiente no plano (x,y) em pequenos intervalos equi-angulares de 0 a 180 ou 360 graus, obtendo informações a respeito de todo o plano tomográfico.

B.1.2 ASPECTOS MATEMATICOS DA TECNICA.

Após o plano tomográfico ter sido selecionado nosso interesse agora é a reconstrução da distribuição da magnetização transversal $M_{\perp}(x,y,L_p)$ no dado plano. Isto é feito aplicando-se gradientes x e y para se obter sinal de RMN (FID ou ECO) contendo informações sobre a distribuição espacial dos spins no plano de espessura L_p . A sequência básica de pulsos para esta técnica é:



O sinal de RMN neste caso é dado por:

$$S_\phi(t) = \iiint dx dy dz M_1(x, y, L_p) \exp[i\cdot\vec{\nabla} \cdot [B_0 + (G_x x + G_y y)] t] \cdot R[T1(x, y), T2(x, y), Tr, t, \phi, v(x, y), \dots] \quad (B1)$$

onde ϕ é o ângulo entre o sistema cartesiano original (x, y) e um girado (u, v) e $R[\dots]$ é uma função que depende dos tempos de relaxação $T1(x, y)$ e $T2(x, y)$, do ângulo ϕ , do tempo de repetição do experimento, Tr , do tempo de leitura do sinal, t , e do movimento dos spins no plano tomográfico, $v(x, y)$.

O fator $R[\dots]$ permite que adicionemos as informações das distribuições dos tempos de relaxação $T1(x, y)$ e $T2(x, y)$ e deslocamento dos spins por fluxo ou difusão, $v(x, y)$, à distribuição dos spins $M_1(x, y, L_p)$. Deste modo, o fator $R[\dots]$ representa uma das grandes vantagens da Tomografia por RMN, a geração de imagens contrastadas por tempos de relaxação e movimento dos spins (por exemplo, fluxo de sangue).

Como nosso interesse agora está voltado à qualidade da seleção de planos e sua influência nas imagens não discutiremos mais as técnicas de contraste.

Os dois sistemas de coordenadas (x, y) e (u, v) estão relacionados por, figura B3:

$$x = u \cos \phi - v \sin \phi \quad (B2.1)$$

$$y = u \sin \phi + v \cos \phi \quad (B2.2)$$

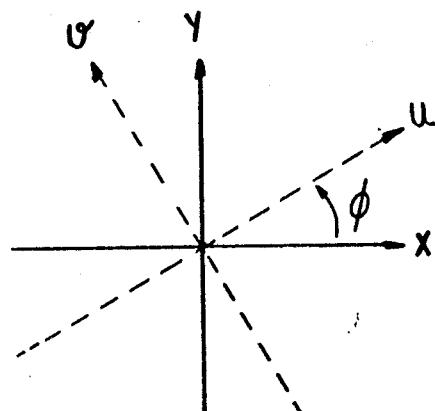


Fig. B3: Sistemas de coordenadas (x,y) e (u,v) [31].

Com detecção sensível à fase podemos eliminar o termo de alta frequência e somente a envolvente do sinal de RMN será detectada.

Eliminando o termo B_0 , tomando

$$G_x = G_{\perp} \cdot \cos \phi \quad (B3.1)$$

$$G_y = G_{\perp} \cdot \sin \phi \quad (B3.2)$$

e passando para o sistema de coordenadas (u,v) utilizando (B2) e (B3) temos:

$$S_{\phi}(t) = \iiint du \cdot dv \cdot dz \cdot M_{\perp}(u, v, L_p) \cdot \exp(i \cdot \bar{\tau} \cdot G_{\perp} \cdot u \cdot t) \cdot RCT1(u, v), T2(u, v), Tr, t, \phi, v(u, v), \dots \quad (B4)$$

Supondo que o plano tomográfico é suficientemente estreito ($L_p \approx 0$) podemos eliminar a integração em z ; tomemos então a simplificação:

$$M_{\perp}(u, v, L_p) \cdot R[...] = I(u, v, Z_0) \quad (B5)$$

onde $I(...)$ é a imagem do plano tomográfico.

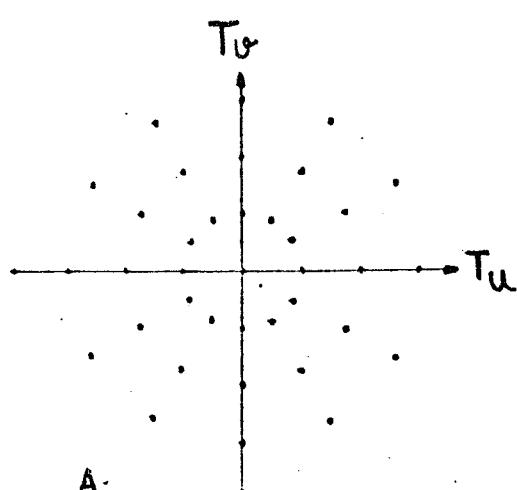
Definindo a nova variável:

$$t = [(2\pi)/(f \cdot G_1)] \cdot \bar{t} \quad (B6)$$

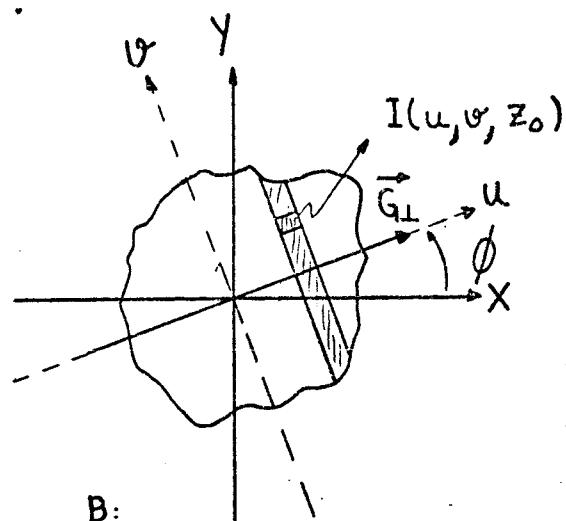
podemos reescrever a equação do sinal como:

$$S_\phi(t) = \int \int du \cdot dv \cdot I(u, v, Z_0) \cdot \exp(2\pi i u \bar{t}) \quad (B7)$$

Todas estas expressões estão em termos de variáveis continuas mas, na prática, os sinais de RMN são amostrados digitalmente em pontos discretos. Como resultado, o sinal dado pela expressão (B7) para todos os ϕ 's é amostrado em um diagrama polar no domínio temporal, figura B4.a .



A:



B:

Fig. B4: a ---> Amostragem polar do sinal [31].
b ---> Projeção da amostra.

Se definimos a projeção da amostra para um dado ϕ como sendo:

$$P_\phi(u) = \int I(u, v, Z_0) \cdot dv \quad (B8)$$

no domínio espacial (figura B4.b), isto é, a integração de uma linha da amostra ao longo de v, podemos simplificar a equação (B7) em:

$$S_\phi(t) = \int du \cdot P_\phi(u) \cdot \exp(2\pi i u \bar{t}) \quad (B9)$$

Logo, o lado direito da equação (B9) é igual à transformada de Fourier unidimensional, F_1 , da projeção $P_\phi(u)$:

$$S_\phi[(2\pi)/(T.G_1)].Z = F_1[P_\phi(u)] \quad (B10)$$

A conclusão a que chegamos neste caso é que o sinal medido em um ângulo ϕ está relacionado com a F_1 da projeção da amostra. A aplicação da transformada de Fourier unidimensional inversa, F_1^{-1} , produz:

$$P_\phi(u) = F_1^{-1}[S_\phi(t)] \quad (B11)$$

Fazemos agora uma análise mais detalhada da relação entre a transformada de Fourier unidimensional do sinal de RMN (FID ou ECO) e a projeção da amostra levando em conta que o sinal é detectado em fase e quadratura de modo a eliminar a ambiguidade nas frequências simétricas em torno da frequência zero.

Seja $S_\phi(t)$ a transformada de Fourier unidimensional da projeção, $P_\phi(u)$, onde $P_\phi(u)$ é real e positiva. Ela pode ser escrita como:

$$S_\phi(t) = \begin{cases} S_f(t) + i.S_q(t) & \text{para } t > 0 \\ S_f(-t) - i.S_q(-t) & \text{para } t < 0 \end{cases} \quad (B12.1)$$

onde $S_f(t)$ e $S_q(t)$ são obtidos por detecção em fase e quadratura respectivamente.

No sistema convencional, no entanto, os FID's são coletados apenas para $t \geq 0$ e o sinal obtido é então:

$$S_\phi(t) = \begin{cases} S_f(t) + i.S_q(t) & \text{para } t \geq 0 \\ 0 & \text{para } t < 0 \end{cases} \quad (\text{B13.1})$$

$S_\phi(t)$ para os FID's pode ser reescrito na forma que segue, figura B5:

$$S_\phi(t) = \begin{cases} 1/2\{[S_f(t)+i.S_q(t)] + [S_f(-t)-i.S_q(-t)]\} & \text{para } t \geq 0 \\ 1/2\{[-S_f(-t)-i.S_q(-t)] + [S_f(t)+i.S_q(t)]\} & \text{para } t < 0 \end{cases} \quad (\text{B14.1})$$

(B14.2)

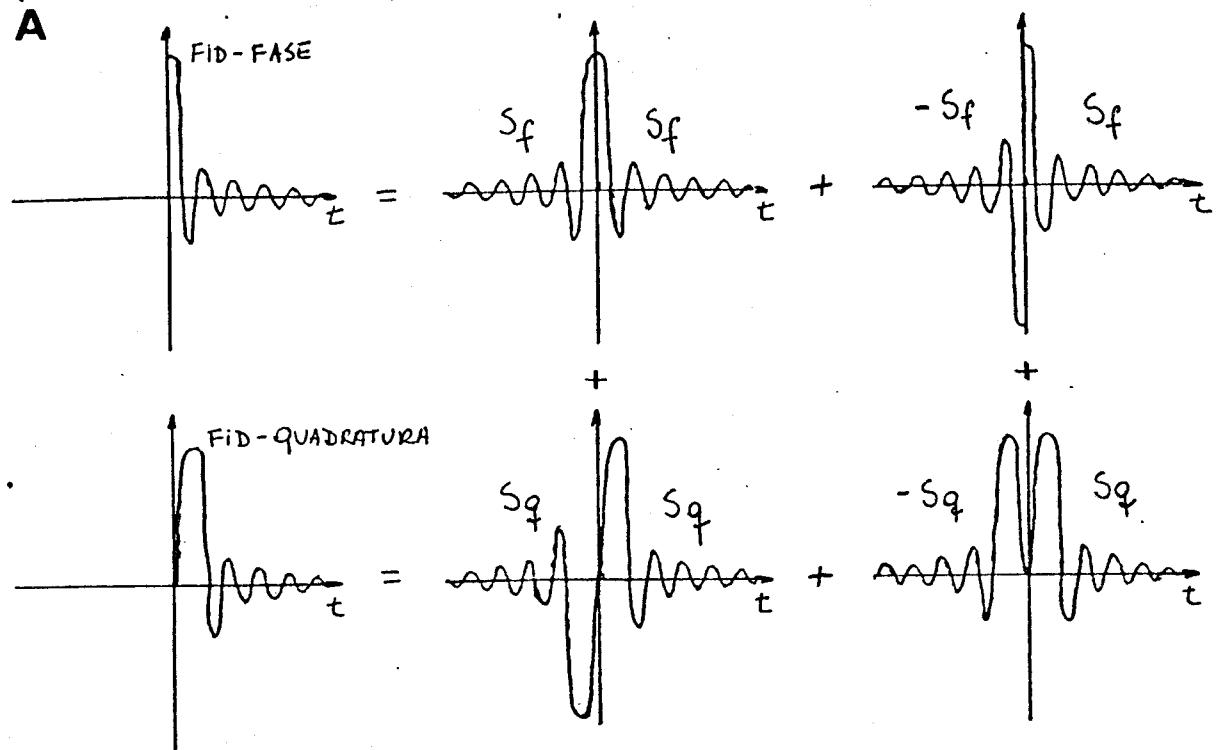
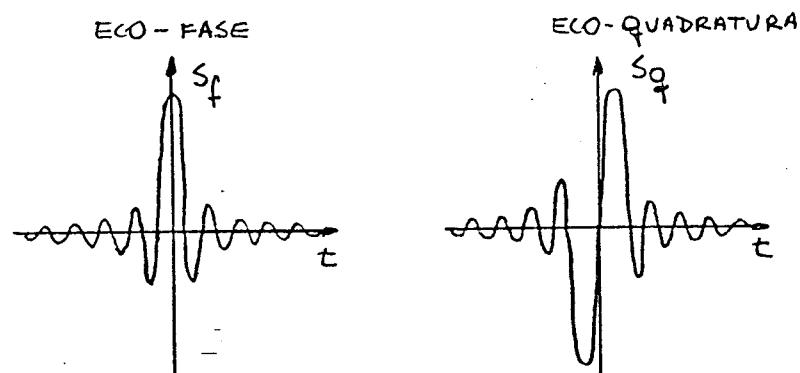
A**B**

Fig. B5: a --> Composição dos sinais FID fase e quadratura em uma soma de funções pares e ímpares.
 b --> Sinais ECO em fase e quadratura.

Neste caso, a transformada de Fourier unidimensional de $S_\phi(t)$ resulta em:

$$F_1^{-1}[S_\phi(t)] = 1/2[P_\phi(u) + i.Q_\phi(u)] \quad (B15)$$

Podemos então obter a projeção da amostra, $P_\phi(u)$, tomado-se a parte real da transformada de Fourier unidimensional do FID:

$$P_\phi(u) = 2.\operatorname{Re}\{F_1^{-1}[S_\phi(t)]\} \quad (B16)$$

Porém, na maioria dos sistemas de RMN, devido à instabilidade da fonte de alimentação do eletroimã, o campo magnético estático, B_0 , flutua. Por causa desta instabilidade introduz-se uma flutuação de fase aleatória no sinal de RMN, θ . Deste modo, a equação (B15) deve ser reescrita na forma:

$$\begin{aligned} F_1^{-1}[S_\phi(t)] &= 1/2[P_\phi(u) + i.Q_\phi(u)].\exp(i.\theta) = \\ &= 1/2\{[P_\phi(u).\cos\theta - Q_\phi(u).\sin\theta] + \\ &\quad [P_\phi(u).\sin\theta + Q_\phi(u).\cos\theta]\} \end{aligned} \quad (B17)$$

A equação (B17) mostra que se há flutuação de fase, θ , ocorre uma mistura das partes real e imaginária da transformada de Fourier unidimensional do FID e não se pode mais obter a projeção da amostra, $P_\phi(u)$, tomado-se simplesmente sua parte real.

Neste caso torna-se necessário introduzir no processamento dos dados a correção de fase de modo que tenhamos para cada FID:

$$\theta = 0 \text{ e } P_\phi(u) = 2.\operatorname{Re}\{F_1^{-1}[S_\phi(t)]\} \quad (B18)$$

No caso do ECO os sinais são obtidos para $t < 0$ e $t > 0$ de modo que pode ser escrito na mesma forma da equação (B12). A transformada de Fourier unidimensional dos sinais ECO em fase e quadratura levando em conta as oscilações de fase resulta:

$$F_1^{-1}[S_\phi(t)] = [P_\phi(u)].\exp(i.\theta) \quad (B19)$$

O termo adicional de fase, portanto, pode ser eliminado simplesmente tomando-se o módulo da transformada de Fourier unidimensional:

$$|F_1^{-1}[S_\phi(t)]| = |[P_\phi(u)].\exp(i.\theta)| = |[P_\phi(u)]| = P_\phi(u) \quad (B20)$$

Uma vez obtidas as projeções da amostra no domínio temporal podemos aplicar a técnica de reconstrução a partir das projeções para obter a imagem bidimensional.

A imagem do plano tomográfico, $I(u,v,Z_0)$, no sistema de coordenadas (u,v) está dada por:

$$I(u,v,Z_0) = \iint S_\phi(t).\exp(-2\pi i.u.Z).dtu.dtv \quad (B21)$$

Porém, o conjunto das projeções da amostra no domínio temporal está amostrado num reticulado polar de modo que, reescrevendo a equação (B21) em coordenadas polares, teremos:

$$\begin{aligned} I(r,\alpha,Z_0) &= \int_0^\pi \int_{-\infty}^{\infty} S_\phi(t).\exp(-2\pi i.u.Z).|t| dt d\phi = \\ &= \int_0^\pi \left[\int_{-\infty}^{\infty} S_\phi(t).|t|.\exp(-2\pi i.u.Z).dt \right] d\phi = \\ &= \int_0^\pi \left[F_1^{-1}[S_\phi(t).|t|] \right] d\phi \end{aligned} \quad (B22)$$

A existência desta transformada de Fourier é assegurada pelo fato de que os sinais (FID ou ECO) tendem a zero devido à relaxação.

O produto $S_\phi(t).|t|$ não diverge e a integração pode ser truncada para um dado $t=T_f$ onde $S_\phi(t)$ é certamente nulo.

Pelo teorema da convolução:

$$F_1^{-1}[S_\phi(t).|t|] = P_\phi(u) * h(u) \quad (B23)$$

onde o simbolo $*$ indica a operação de convolução e a função $h(u)$ é conhecida como filtro de convolução e é expressa no domínio temporal como sendo:

$$H(t) = |t|.J(t) \quad (B24)$$

onde $J(t)$ é a função "janela" cuja função é atenuar os efeitos de descontinuidade do truncamento da função $|t|$ em $t=T_f$.

O truncamento da função $|t|$ e sua multiplicação por $J(t)$ determinam a eliminação de informações que deveriam surgir fora da região da amostra com a retroprojeção (Efeito estréla, figuras B1 e B2) e os tipos de filtragens que podem ser introduzidas sobre a imagem.

A figura B6 mostra duas das mais comuns funções de filtro no domínio temporal e espacial.

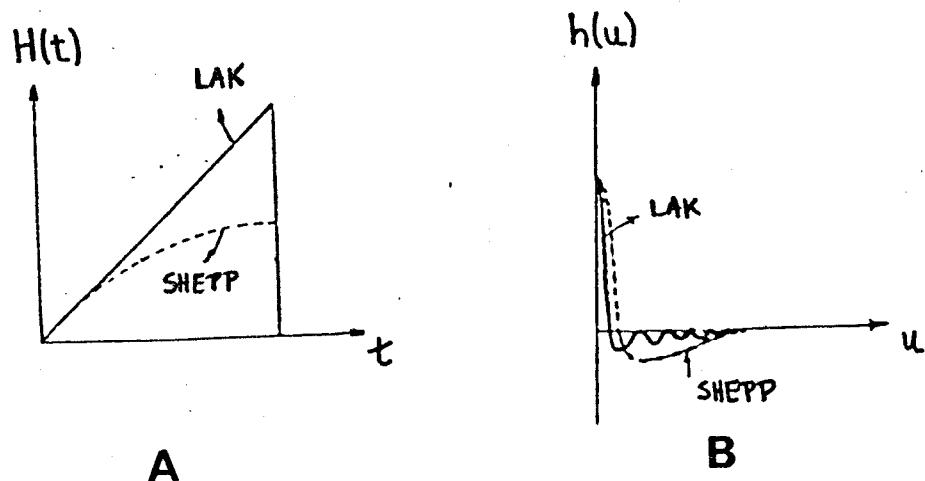


Fig. B6: Funções filtro nos domínios
A --> temporal e B --> espacial

De (B22) e (B23) obtemos:

$$I(r, \alpha, Z_0) = \int_0^{\pi} [P_\phi(u) * h(u)] \cdot d\phi \quad (B25)$$

Na prática a versão discreta da equação B25 é utilizada na obtenção da imagem reconstruída.

A partir desta discussão podemos obter a imagem de 3 maneiras:

1. obtenção da projeção por $F_i^{-1}[S_\phi(t)]$, convolução de $P_\phi(u)$ com $h(u)$ e retroprojeção com interpolação da passagem do sistema (r, α) para (x, y) ;
2. multiplicação de $S_\phi(t)$ por $H(t)$, transformada de Fourier do produto e retroprojeção com interpolação da passagem do sistema (r, α) para (x, y) ;
3. formar a imagem no espaço temporal a partir dos dados adquiridos em todas direções ϕ , interpolação da passagem do sistema polar para cartesiano e executar a transformada de Fourier

bidimensional da imagem no domínio temporal.

Nosso protótipo permite a utilização das três alternativas.

As imagens apresentadas nesta tese foram obtidas pela terceira alternativa, utilizando a função filtro de "Shep-Logan" [35].

B.2 METODO DA TRANSFORMADA DE FOURIER BIDIMENSIONAL DIRETA (2DFT)

B.2.1 INTRODUÇÃO

Este método é uma sucessão de três períodos: preparação, evolução e detecção.

Suponha que desejamos gerar a imagem de um plano tomográfico cujos pixels são caracterizados pelas suas coordenadas x e y.

O período de preparação termina na seleção do plano onde todos os spins começam a processar em fase com a mesma frequência.

Durante período de evolução, seguindo o pulso de RF seletivo, um dos gradientes perpendiculares, por exemplo G_x , é ativo. Este gradiente é desligado após um intervalo T_x e o gradiente G_y é ativado durante um intervalo de tempo T_y onde o sinal é detectado, figura B7.

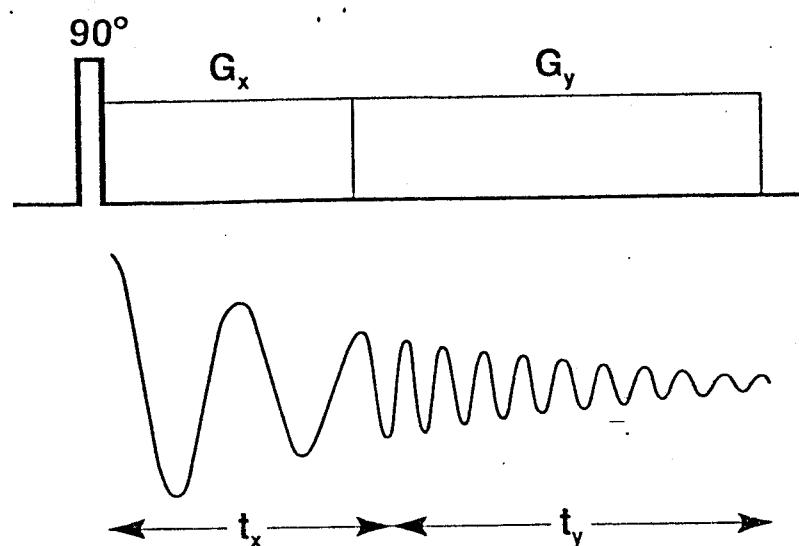


Fig. B7: Sequência de pulsos básica para 2dFT [30].

Durante os periodos T_x e T_y, os spins precessam em frequências determinadas pelo campo magnético que age sobre cada ponto da amostra:

$$\omega_x = \gamma \cdot (B_0 + G_x \cdot x) \quad (B26.1)$$

$$\omega_y = \gamma \cdot (B_0 + G_y \cdot y) \quad (B26.2)$$

A frequência ω_y determina, deste modo, a localização dos spins ressonantes com respeito ao eixo y. Mas, como obter a localização dos spins com respeito ao eixo x desde que não detectamos o sinal durante o intervalo de aplicação do gradiente G_x, T_x ?

A resposta é que o ângulo de fase acumulado por cada spin ressonante durante o intervalo T_x :

$$\phi_x = \omega_x \cdot T_x = \gamma \cdot (B_0 + G_x \cdot x) \cdot T_x \quad (B27)$$

determina sua localização ao longo deste eixo.

Ou seja, cada spin no plano selecionado é especificado univocamente por uma fase ϕ_x e uma frequência ω_y , figura B8.

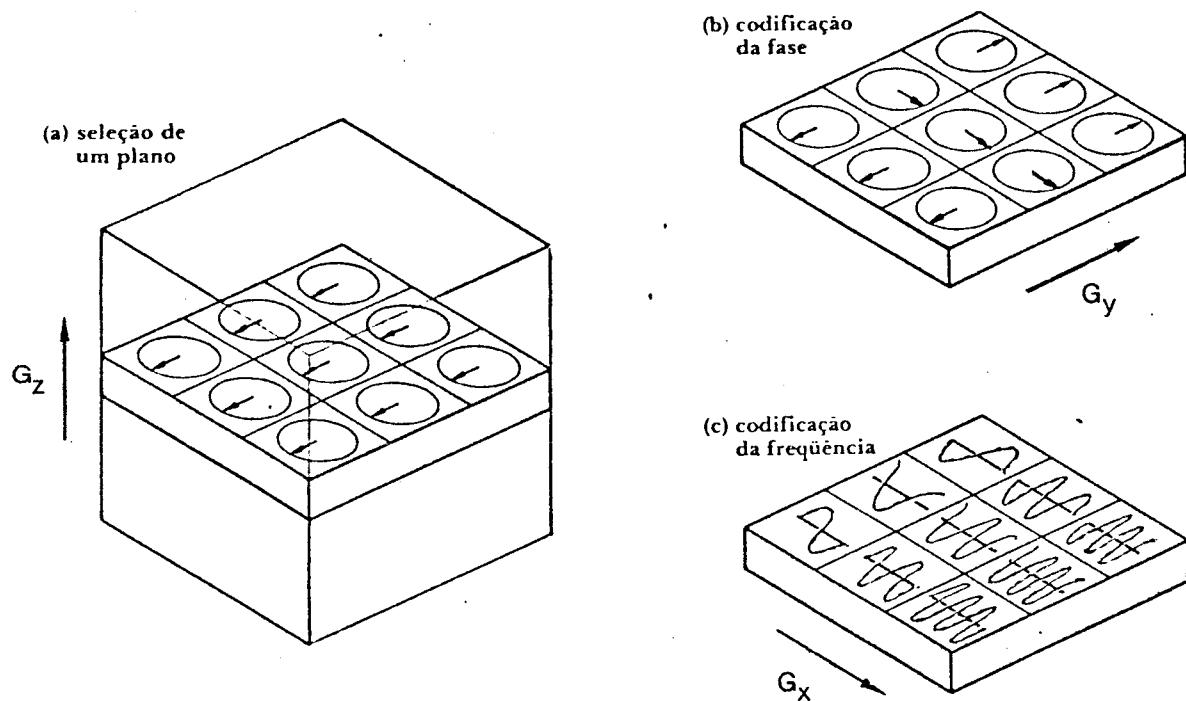


Fig. B8: Ilustração da 2dFT [32].

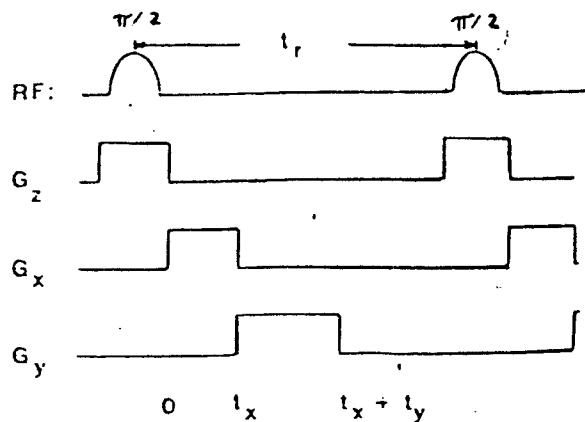
A imagem pode ser obtida coletando-se N sinais (FID ou ECO) de duas maneiras:

1. com T_x incrementado de $T_x = 0$ a $T_x = N \cdot \Delta_{tx}$ onde Δ_{tx} é o incremento do tempo com G_x mantido fixo;
2. com G_x incrementado de $G_x = -(N/2) \cdot \Delta_{gx}$ a $G_x = (N/2) \cdot \Delta_{gx}$ onde Δ_{gx} é o incremento do gradiente com T_x mantido fixo.

A transformada de Fourier bidimensional de matriz NxN obtida no domínio temporal nos fornece a imagem desejada.

B.2.2 Aspectos Matemáticos Da Técnica.

A sequência de pulsos desta técnica é:



O sinal de RMN neste caso é dado por:

$$S(Tx, Ty) = \iint dx dy M_1(x, y, L_p) \exp[i\gamma(G_x x Tx + G_y y Ty)] \cdot R[T1(x, y), T2(x, y), Tr, Tx, Ty, v(x, y), \dots] \quad (B28)$$

onde o fator $R[\dots]$ depende dos parâmetros da sequência de pulsos Tr , Tx e Ty e dos parâmetros físicos do sistema de spins como já discutido anteriormente. O termo de alta frequência já foi eliminado.

Substituindo:

$$I(x, y, Z_0) = M_1(x, y, L_p) \cdot R[\dots] \quad (B29)$$

em (B28) obtemos:

$$S(Tx, Ty) = \iint dx dy I(x, y, Z_0) \exp[i\gamma(G_x x Tx + G_y y Ty)]$$

Definindo o novo par de variáveis:

$$\bar{Z}_x = (\mathcal{F}.G_x.T_x)/(2.\pi) \text{ e} \quad (B30.1)$$

$$\bar{Z}_y = (\mathcal{F}.G_y.T_y)/(2.\pi) \quad (B30.2)$$

podemos escrever:

$$S(T_x, T_y) = \iint dx dy I(x, y, Z_0) \exp[2\pi i(\bar{Z}_x x + \bar{Z}_y y)] \quad (B31)$$

O lado direito da equação (B31) é a transformada de Fourier bidimensional de $I(x, y, Z_0)$:

$$S(T_x, T_y) = F_2^{-1}[I(x, y, Z_0)] \quad (B32)$$

Logo, para se obter a imagem a partir dos sinais detectados precisamos calcular a transformada de Fourier bidimensional inversa de $S(T_x, T_y)$:

$$I(x, y, Z_0) = F_2^{-1}[S(T_x, T_y)] \quad (B33)$$

Todas estas expressões estão em termos de variáveis continuas mas, na prática, os sinais de RMN são amostrados em uma rede quadrada, figura B9.

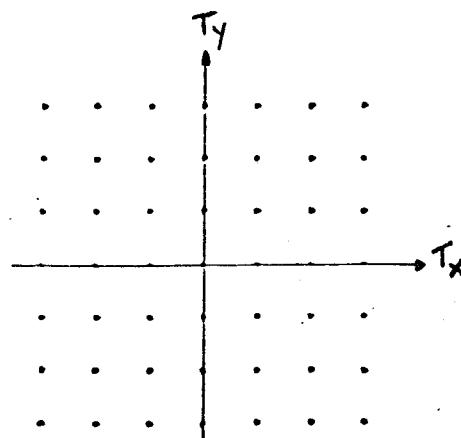


Fig. B9: Amostragem cartesiana do sinal de RMN [31].

Sob circunstâncias normais, a medida utilizando o sinal FID é feita apenas para $T_x, T_y \geq 0$, ou seja, obtém-se apenas a informação contida no primeiro quadrante do domínio temporal bidimensional (T_x, T_y) , figura B10.

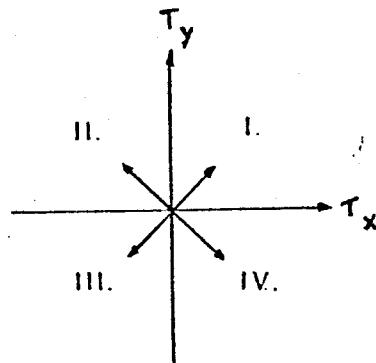


Fig. B10: Quadrantes do domínio temporal [31].

Como a imagem $I(x, y, Z_0)$ é de natureza real as seguintes relações de simetria são válidas:

$$S(T_x, T_y) = S^*(-T_x, -T_y) \quad (\text{quadrantes I e III}) \quad \text{(B34.1)}$$

$$S(T_x, -T_y) = S^*(-T_x, T_y) \quad (\text{quadrantes II e IV}). \quad \text{(B34.2)}$$

Em outras palavras, se conhecemos o FID em dois quadrantes independentes, podemos obter seus complementares utilizando as relações de simetria (B34). Podemos obter a medida de dois quadrantes independentes ou medindo FID's para gradientes Gx positivos e negativos (quadrantes I e II) ou medindo ECO's para gradientes Gx positivos ou negativos (quadrantes I e IV ou II e III).

Para se obter os quatro quadrantes no domínio temporal, sem recorrer às relações de simetria, basta medir os ECO's para gradientes G_x positivos e negativos (quadrantes I, II, III e IV).

Em termos de facilidade de implementação experimental e pelo fato de ser uma técnica já intensamente investigada pela tomografia por Raios-X, o método da reconstrução a partir das projeções possui uma grande vantagem sobre a segunda técnica. Porém, em termos de velocidade de processamento a técnica da transformada de Fourier bidimensional direta supera devido ao fato da primeira perder muito tempo de processamento com a convolução, a interpolação e correção da fase aleatória.

C

REFERENCIAS BIBLIOGRAFICAS

1. TOMLINSON, B.L. & HILL, H.D.W.,
J. Chem. Phys. 59, 1775, (1973).
2. GARROWAY, W.A., GRANNELL, P.K. & MANSFIELD,
P., J. Phys. C7, L457 (1974).
3. LAUTERBUR, P.C., DULCEY, C.S., LAI, C.M., FEILER, M.A.,
HOUSE W.V., KRAMER, D., CHEN, C.N. & DIAS, R.,
Proc. Ampère Congr., 18th 1, 27 (1974).
4. HOULT, D.I.,
J. Magn. Reson. 26, 165 (1977).
5. MANSFIELD, P., MAUDSLEY, A.A., MORRIS, P.G. & PYKETT, J.L.,
J. Magn. Reson. 33, 261 (1979).
6. HINSHAW, W.S.,
Phys. Lett. A 48, 87 (1974).
7. BOTTOMLEY, P.A.,
Rev. Sci. Instrum. 53(9), 1319 (1982).
8. MANSFIELD, P. & MORRIS, P.G.,
Advances in Magnetic Resonance: NMR Imaging in Biomedicine
(Supplement 2), New York, Academic Press (1982).
9. SLICHTER, C.P.,
Principles of the Magnetic Resonance with examples from
solid state physics, Harper and Roe (1963).
10. HOULT, D.I.,
J. Magn. Reson. 35, 69 (1979).
11. NISHIMURA, D.G.,
Med. Phys. 12(4), 413 (1985).
12. SUTHERLAND, R.J. & HUTCHISON, J.M.S.,
J. Phys. E: Sci. Instrum. 11, 79 (1978).

13. BITTOUN, J., TAQUIN, J. & SAUZADE, M.,
Magn. Reson. Imaging 2, 113 (1984).
14. BRONSON, R.,
Moderna Introdução às Equações Diferenciais,
McGraw-Hill, Coleção Schaum, cap. 29, 231 (1981).
15. LOCHER, P.R.,
Phil. Trans. R. Soc. Lond. B289, 537 (1980).
16. CAPRIHAM, A.,
IEEE Trans. Med. Imaging, vol.MI-2(4), 169 (1983).
17. SILVER, M.S., JOSEPH, R.I., CHEN, C.N.,
SANK, V.J. & HOULT, D.I.,
Nature 310, 681 (1984).
18. SILVER, M.S., JOSEPH, R.I. & HOULT, D.I.,
J. Magn. Reson. 59, 347 (1984).
19. SILVER, M.S., JOSEPH, R.I. & HOULT, D.I.,
Phys. Rev. A 31(4), 2753 (1985).
20. SMITH, M.R.,
IEEE Trans. Med. Imaging, vol.MI-4(2), 79 (1985).
21. MEULEN, V.D.P., GROEN, J.P. & CUPPEN, J.J.M.,
Philips Medical Systems, Best, The Netherlands (1985).
22. Reference Manual. IMSL Library 1, Edition 6,
1977 (FORTRAN IV) IBM S/370-360,
Xerox Sigma S/6-7-9-11-560.
23. MAUDSLEY, A.A.,
J. Magn. Reson. 41, 112 (1980).
24. OH, C.H., KIM, H.S., PARK, H.W.,
KIM, W.S., LEE, S.W. & CHO, Z.H.,
IEEE Trans. Nuc. Science, Vol.NS-30, 1899 ((1983)).
25. FRAHM, J. & HANICKE, W.,
J. Magn. Reson. 60, 320 (1984).
26. MANSFIELD, P. & MAUDSLEY, A.A.,
J. Magn. Reson. 27, 101 (1977).
27. Tese de mestrado de Maria Stela Veludo de Paiva.
Construção de um Gerador de Pulses Programável
para experiência em RMNp. IFQSC-USP.
28. HINSHAW, W.S. & LENT, A.H.,
Proc. IEEE, 71(3), 338 (1983).
29. Tese de mestrado de Carlos Antônio Ruggiero.
Projeto e construção de um terminal de vídeo
gráfico. IFQSC-USP.

30. Manual da General Eletric Company,
NMR - A perspective on imaging (1982).
31. NALCIOGLU, O.,
IEEE Trans. Nuc. Science, Vol.NS-31, 983 (1984).
32. PANEPUCCI, H.P., DONOSO, J.P., TANNUS, A.,
BECKMANN, N. & BONAGAMBA, T.J.,
Revista Ciéncia Hoje 4 (20), (1985).
33. CHO, Z.H., KIM, H.S., SONG, H.B. & CUMMING, J.,
Proc. IEEE, 70(10), 1152 (1982).
34. RA, J.B., PARK, H.W., CHO, M.H., HILAL, S.K. & CHO, Z.H.,
Methods and algorithms for the computerized tomography - NMR,
Synchrotron radiation and X-ray CT. Korea Advanced Institute
of Science, Seoul, Korea, pg. 51, may,1 (1985).
35. SHEP, L. & LOGAN, B.,
IEEE Trans. Nuc. Science, Vol.NS-21, 21 (1984).
36. BONAGAMBA, T.J.,
Manual de programas para simulaçāo computacional em
excitaçāo seletiva, Laboratório de RMN do IFQSC-USP.
37. ABRAMOWITZ, M. & STEGUN, I.A.,
Handbook of Mathematical Functions,
Dover Publications, Inc., New York (1970).
38. SARTORI, J.C.,
Principios de comunicação (modulação em amplitude).
Esc. de eng. de São Carlos - Dep. de eletricidade - USP.
93p. (1982).
39. MORRIS, G.A. & FREEMAN, R.,
J. Magn. Reson. 29, 433 (1978).
40. HUTCHISON, J.M.S., SUTHERLAND, R.J. & MALLARD, J.R.,
J. Phys. E: Sci. Instrum. 11, 217 (1978).
41. CROOKS, L.E.,
IEEE Trans. Nuc. Science, Vol.NS-27, 3 (1980).