

TESE DE MESTRADO

FILTROS E OSCILADORES SINTONIZADOS A YIG  
PARA MICROONDAS

*Antonio Jerónimo Belfort de Oliveira*

DEPARTAMENTO DE ENG<sup>^</sup> ELETRÔNICA E SISTEMAS  
UNIVERSIDADE FEDERAL DE PERNAMBUCO  
CIDADE UNIVERSITÁRIA

RECIFE - BRASIL

- 1981 -

UNIVERSIDADE FEDERAL DE PERNAMBUCO  
DEPARTAMENTO DE ENG- ELETRÔNICA E SISTEMAS

**FILTROS E OSCILADORES SINTONIZADOS A YIG  
PARA MICROONDAS**

*Antonio Jerónimo Belfort de Oliveira.*

Tese apresentada ao Departamen-  
to de Eng- Eletrônica e Siste-  
mas da Universidade Federal de  
Pernambuco para a obtenção do  
grau de Mestre.

Orientador : *Sérgio M. Rezende*

Agosto - 1981

*Aos meus pai*

## AGRADECIMENTOS

Sou grato

Ao Prof. Sérgio M. Rezende não somente pelo seu esforço e dedicação dispensados na elaboração deste trabalho como também pela forte influência que exerceu na minha formação científica.

Aos Profs. A. A. Salles e John Forrest que, de Londres, me enviavam, atenciosamente, importantes informações que contribuíram para a conclusão dessa tese.

À boa turma da oficina mecânica : Severino, Amaro e João.

A Ester e Cristina pelos trabalhos datilograficos ; José Alves e Carlos pelas ilustrações.

## RESUMO

O objetivo do trabalho desta tese foi desenvolver filtros e osciladores sintonizados magneticamente com o uso de pequenas esferas de YIG para operarem na banda C de microondas. Um filtro de um estágio, outro de dois estágios e um oscilador Gunn sintonizável foram construídos.

A primeira parte da tese apresenta a base teórica da operação dos dispositivos construídos. É feita uma revisão dos conceitos principais de magnetismo e de ressonância magnética. Com base nesses conceitos, o modelo de girador do filtro de YIG é desenvolvido, com o qual é possível relacionar seus parâmetros com as características do YIG e da espira. Na parte final, a construção dos protótipos obtidos está descrita em detalhes.

A montagem dos filtros foi feita em discos de cobre de dimensões reduzidas, sendo as duas faces pressionadas pelos polos de um pequeno eletromagneto. O filtro de um estágio apresentou largura de banda típica de 10 MHz e perda de inserção máxima de 2.7 dB, sendo sintonizável na faixa de 4.0 a 8.0 GHz.

O de dois estágios apresentou largura de banda típica de 17MHz e perda de inserção máxima de 3 dB na mesma faixa.

O oscilador foi construído em configuração microstrip, tendo um diodo Gunn como elemento ativo. O esforço na construção desse dispositivo, como primeira iniciativa, foi feito na direção de tentar obter uma faixa grande de sintonia, sem preocupação de otimizar o nível de potência de saída ou de estabilizá-lo. O oscilador operou com sintonia magnética de 4.70 a 6.45 GHz com potência típica de 10 dBm no harmônico fundamental. Outros harmônicos aparecem em algumas regiões desta faixa, mas seu nível é no mínimo 25dB abaixo do fundamental.

#### ABSTRACT

The objective of this thesis was to construct magnetically tuned filters and oscillators using small YIG spheres to operate in the C band of microwaves. A one stage filter, a two stages filter and a tunable Gunn oscillator were built.

The first part of the thesis presents the theoretical basis of operation of the devices made. A review of magnetism and magnetic resonance is given. Based on those concepts, the girator model for the YIG filter is developed, by means of which it is possible to relate its parameters with the YIG and loop characteristics. In the final part, the construction of the prototypes is described in detail.

The filters assembly was made in copper disks of small dimensions, having the two faces pressed by the poles of a small electromagnet. The one stage filter showed a typical bandwidth of 11) MHz and maximum insertion loss of 2.7 dB tunable from 4.0 to 8.0 GHz. The other one with two stages showed a typical bandwidth of 17 MHz and maximum insertion loss of 3dB in the same frequency range.

The oscillator was constructed in microstrip , having a Gunn diode as the active element. The effort in the construction of this device, as a first trial, was made in the direction of trying to obtain a large range of tuning, without concerning with the output power level optimization or its stability. The oscillator operated with magnetic tuning from 4.70 to 6.45 GHz with typical output power of 10 dBm in the fundamental harmonic. Other harmonics appeared within some portions of the tuning range, but their level was at least 25 dB below the fundamental one.

## Í N D I C E

CAPÍTULO 1 - ORIGEM DA MAGNETIZAÇÃO EM FERRITES. . . . .	1
1.1 - MOMENTO MAGNÉTICO DE ÁTOMOS E ÍONS . . . . .	1
1.2 - PROPRIEDADES MAGNÉTICAS DA MATÉRIA . . . . .	3
1.3 - ANISOTROPIA CRISTALINA . . . . .	5
1.4 - EQUAÇÃO DO MOVIMENTO DO VETOR MAGNETIZAÇÃO. . . . .	8
1.5 - FATORES DE DESMAGNETIZAÇÃO. . . . .	15
1.6 - EFEITO DA ANISOTROPIA NA RESSONÂNCIA . . . . .	17
1.7 - ONDAS DE SPIN . . . . .	18
1.8 - MODOS MAGNETOSTÁTICOS. . . . .	20
1.9 - ESTUDO GRAFICO DOS MODOS MAGNETOSTÁTICOS. . . . .	25
1.10 - EFEITO DA POTÊNCIA NA RESSONÂNCIA. . . . .	30
CAPITULO 2 - INTRODUÇÃO AOS FILTROS DE YIG, . . . . .	38
2.1 - O YIG. . . . .	38
2.2 - FILTROS DE YIG DE UM ESTÁGIO. . . . .	39
2.3 - DEFINIÇÕES DOS PARÂMETROS DO FILTRO DE YIG. . . . .	41
2.4 - ANÁLISE TEÓRICA DO FILTRO DE YIG DE UM ESTÁGIO. . . . .	43
2.4.1 - Matriz espalhamento para um girador ideal. . . . .	44
2.4.2 - Matrizes impedância e admitância de um girador. . . . .	48
2.4.3 - Teoria do girador aplicada ao filtro de YIG. . . . .	49
2.4.4 - Circuito equivalente para um filtro de YIG. . . . .	54
2.4.5 - Matriz espalhamento para o filtro de YIG na ressonância . . . . .	57
2.4.6 - Largura de banda do filtro de YIG. . . . .	58
2.5 - FILTROS DE YIG DE DOIS ESTÁGIOS. . . . .	60
2.6 - APLICAÇÃO DOS FILTROS DE YIG. . . . .	62
CAPITULO 3 - OSCILADOR GUNN SINTONIZADO A YIG, . . . . .	63
3.1 - O DISPOSITIVO GUNN. . . . .	63
3.2 - MODOS DE OSCILAÇÃO DO DISPOSITIVO GUNN". . . . .	69

5.2.1 - Modo "Tempo de Transito".....	70
3.2.2 - Modo "Domínio Retardado".....	72
3.2.3 - Modo "Domínio Extinto".....	75
3.2.4 - Modo "Acumulação de Carga Espacial Limitada". (Modo LSAJ.....)	77
3.3 - OSCILADOR SINTONIZADO A YIG.....	80

CAPITULO 4 - CONSTRUÇÃO DE PROTO'TIPOS DE FILTROS E

OSCILADORES SINTONIZADOS A YIG.....

4.1 - FILTRO DE UM ESTÁGIO.....	87
4.1.1 - Descrição da montagem utilizada.....	87
4.1.2 - Escolha da magnetização de saturação.....	89
4.1.3 - Cálculo do raio das semiespiras.....	90
4.1.4 - Características do filtro construído.....	91
4.2 - CONSTRUÇÃO DO FILTRO DE DOIS ESTÁGIOS.....	97
4.2.1 - Descrição da montagem utilizada.....	98
4.2.2 - Orientação das esferas de YIG.....	98
4.2.3 - O circuito magnético.....	100
4.2.4 - Características do filtro de dois estágios...	106
4.3 - OSCILADOR GUNN SINTONIZADO A YIG.....	113
4.3.1 - Dados sobre o diodo Gunn.....	113
4.3.2 - Escolha do conjunto esfera-semiespiras.....	115
4.3.3 - Descrição do circuito do oscilador.....	116
4.3.4 - O papel do YIG como sintonizador.....	117
4.3.5 - Características do oscilador sintonizável.....	121

REFERÊNCIAS.....

## CAPÍTULO 1

### ORIGEM DA MAGNETIZAÇÃO EM FERRITES

#### 1.1 - MOMENTO MAGNÉTICO DE ÁTOMOS E IONS

O momento magnético de um átomo livre<sup>(1)</sup> possui três origens principais: o momento angular orbital em torno do núcleo, o spin com o qual o elétron é dotado e a variação no momento orbital induzida pela aplicação de um campo magnético. Os dois primeiros efeitos fornecem contribuições paramagnéticas para a magnetização; o terceiro fornece uma contribuição diamagnética.

A expressão para o momento magnético de um átomo ou íon no espaço livre é dada por

$$\mu = -g \mu_B \frac{J_z}{\hbar} \quad (1.1)$$

onde  $J$ , momento angular total, é a soma do momento angular orbital  $L$  com o momento angular de spin  $S$ . A constante  $g$  é a

razão entre o momento magnético e o momento angular; é chamada razão giromagnética. A quantidade  $g$ , chamada fator de desdobramento espectroscópico é definida por  $g = \mu / \mu_B$ .

O  $\mu_B$  é chamado magneton de Bohr definido como  $eh/2mc$ .

Onde:

$e$  = Carga do elétron;

$m$  = Massa do elétron;

$c$  = Velocidade da luz;

$h$  = Constante de Planck.

Em compostos ferrimagnéticos, o momento angular total  $J$  não corresponde à soma dos momentos angulares orbital e de spin, como era de se esperar. Seu valor é, entretanto, bem próximo ao da soma vetorial dos momentos angulares de spin de cada elétron individualmente. Isto sugere que, nestes compostos, o momento angular orbital não contribui apreciavelmente para o momento magnético. Uma visão clássica para o fenômeno é dada a seguir.

Um elétron movendo-se sob a influência de uma força central e de um campo elétrico uniforme, descreve uma órbita cujo plano se encontra na direção do campo elétrico. Se, entretanto, o campo é não uniforme, então a orientação do plano da órbita varia com a posição do elétron. Os elétrons da camada 3d nos compostos mencionados acima estão submetidos à influência de campos elétricos periódicos intensos criados por íons vizinhos. Isto força o plano de órbita do elétron mover-se de maneira que o valor médio da componente do momento angular numa direção fixa seja praticamente nula. Se o momento angular médio é quase zero numa direção, a contribuição do momento magnético correspondente é também quase nula. Este fenômeno é chamado de "quenching" do momento angular orbital.

## 1.2 - PROPRIEDADES MAGNÉTICAS DA MATÉRIA

A magnetização é definida como a soma de momentos de dipolos magnéticos por unidade de volume. Ve-se que a magnetização é uma grandeza vetorial que traduz de forma macroscópica o resultado líquido do alinhamento dos momentos magnéticos elementares da matéria. Para produzir esse alinhamento é geralmente necessário aplicar um campo magnético  $H$ . A magnetização  $M$  varia com  $H$  pela relação

$$M = \chi H \quad (1.2)$$

onde  $\chi$  é a susceptibilidade. Para o diamagnetismo ocorrer não é necessária a presença de dipolos permanentes. O campo magnético induz um momento magnético que se opõe a ele. Dessa forma tem-se  $\chi < 0$ . É, na realidade, uma consequência direta da lei de Lenz de acordo com a qual o fluxo magnético abraçado por um circuito fechado tende a permanecer constante, desde que a força eletromotriz induzida tenta alterar a corrente de forma a se opor à variação do fluxo. Esta é a forma mais natural de magnetismo e ocorre em todas as substâncias.

No paramagnetismo,  $\chi > 0$  porém pequeno. Isto se deve à existência de momentos magnéticos permanentes na matéria, originários da não compensação dos momentos magnéticos orbital e de spin nos íons. O paramagnetismo ocorre em:

1. Átomos, moléculas que possuem um número ímpar de elétrons, já que o spin total do sistema não pode ser zero.
2. Átomos e íons livres que apresentam uma camada interna parci

almente cheia como os elementos de transição; íons isoeletrônicos com os elementos de transição; os elementos das terras raras e os actinídeos.

3. Alguns compostos com um número par de elétrons, incluindo o oxigênio molecular e birradicais orgânicos.

4. Metais.

Como no paramagnetismo, ao ferromagnetismo também estão associados momentos magnéticos permanentes. Os compostos ferromagnéticos diferem dos paramagnéticos por apresentarem uma forte interação entre os spins dos seus íons vizinhos, chamada interação de troca, que resulta num alinhamento entre eles. A origem da energia de troca reside no efeito eletrostático associado com a sobreposição das funções de onda orbitais dos elétrons mais externos de íons adjacentes e é um efeito quântico.

Dirac mostrou que, com hipóteses simplificadas, a energia de troca é equivalente a um potencial

$$- 2 \sum_{j > i} J_{ij} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j$$

onde  $\mathbf{e}_i$  e  $\mathbf{e}_j$  são os vetores momento angular de spin dos átomos  $i$  e  $j$ .  $J_{ij}$  é a integral de troca relacionando os átomos  $i$  e  $j$ . Se  $J_{ij}$  for positiva, para a energia ser mínima  $\mathbf{e}_i$  e  $\mathbf{e}_j$  tem de ser paralelos. Se  $J_{ij}$  for negativa  $\mathbf{e}_i$  e  $\mathbf{e}_j$  tem de ser antiparalelos. O primeiro caso corresponde ao ferromagnetismo enquanto o segundo ao antiferromagnetismo. Se dois conjuntos de spins de diferentes magnitudes estão envolvidos, no caso antiferromagnético, um

momento magnético resultante ocorre passando essa situação a caracterizar a propriedade chamada ferrimagnetismo. Este é o caso das ferrites, e particularmente do YIG, largamente mencionado ao longo desse trabalho. Como será visto posteriormente, os materiais ferrimagnéticos são de grande importância na construção de dispositivos de microondas por apresentarem, a essas frequências, um tensor permeabilidade com elementos imaginários, fora da diagonal principal, de sinais contrários, implicando em efeitos não recíprocos importantes.

A figura 1.1 ilustra a distribuição dos spins de íons vizinhos para ferromagnetismo simples, antiferromagnetismo simples e o ferrimagnetismo.

(a) (b) (c)

Fig. 1.1 - [a] Ferromagnetismo simples. (b) Antiferromagnetismo simples, (c) Ferrimagnetismo.

### 1.3 - ANISOTROPIA CRISTALINA

Na magnetização de amostras de ferro e níquel, observa-se que os efeitos sobre a magnetização, pela aplicação de um campo magnético, são distintos quando considerados diferentes

direções de aplicação desse campo. Para o ferro e níquel, a fig. 1.2 mostra esses efeitos, funções do campo  $B$  aplicado, segundo as direções dos eixos cristalográficos  $[100]$ ,  $[110]$  e  $[111]$ . Para o níquel, por exemplo, verifica-se que as direções  $[111]$  são fáceis para a magnetização e as direções  $[100]$  difíceis para ela.

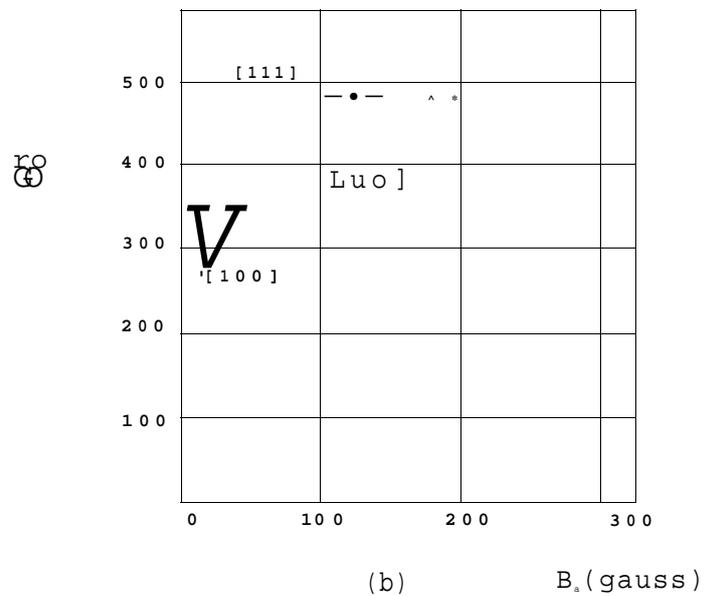
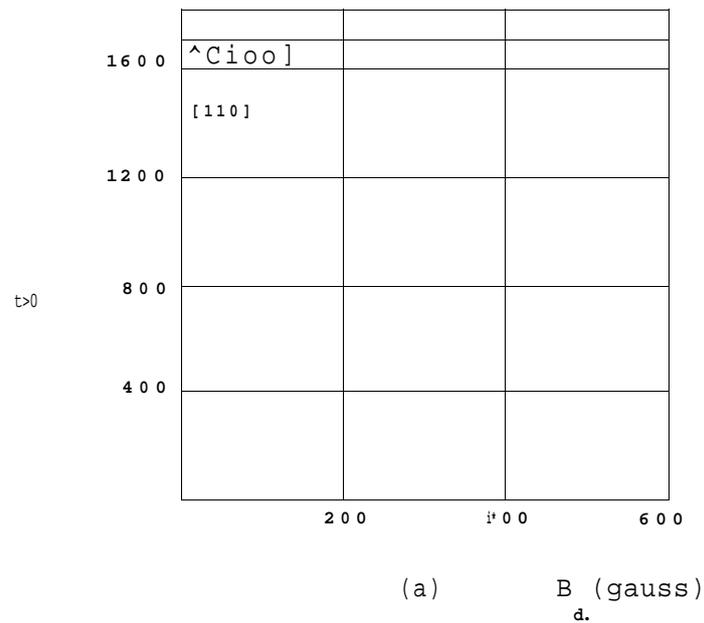


Fig. 1.2 - (a) Curva de magnetização do ferro, (b) Curva de magnetização do níquel. (Segundo Honda e Kaya).

Em um sólido cristalino, seus átomos ou grupos de átomos estão dispostos segundo arranjos periódicos regulares. Em um cristal simples magnético, a magnetização tende a estar dirigida ao longo de certos e definidos eixos cristalográficos que, em vista disso, são chamados direções de fácil magnetização. As direções ao longo das quais a magnetização se torna difícil são chamadas eixos de difícil magnetização. Experimentalmente, se verifica que se exige uma certa quantidade de energia para magnetizar um cristal simples na direção de difícil magnetização. A diferença entre essa energia e aquela necessária para saturar o cristal ao longo do eixo fácil é conhecida como energia de anisotropia.

O YIG é um material de estrutura cristalina cúbica que apresenta os eixos  $[111]$  como direções de fácil magnetização. A figura abaixo ilustra essas direções.

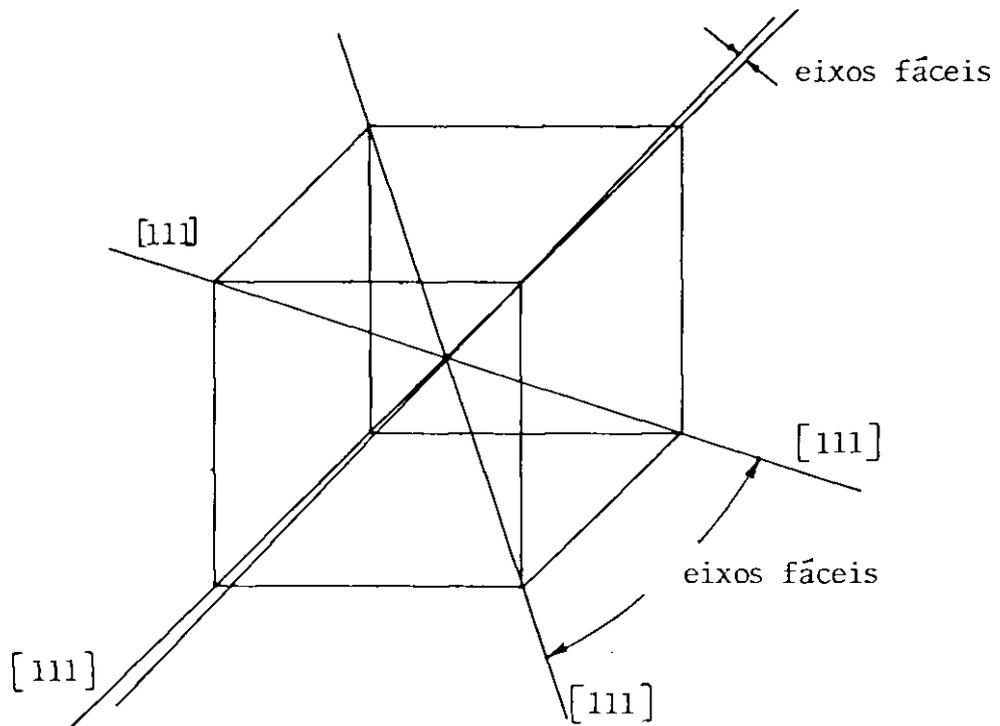


Fig. 1.3 - Eixos fáceis de uma estrutura cúbica cristalina de YIG.

#### 1.4 - EQUAÇÃO DO MOVIMENTO DO VETOR MAGNETIZAÇÃO

A propriedade característica de um ferrite magnetizado é que, enquanto ela tem uma constante dielétrica escalar, apresenta a permeabilidade como um tensor em frequências de microondas. Dentro de um meio de ferrite as equações de Maxwell devem, portanto, ser resolvidas em conjunto com esse tensor permeabilidade. A presença de componentes imaginários fora da diagonal principal tendo sinais contrários neste tensor dá origem a um número de importantes efeitos não recíprocos não encontrados comumente num meio cuja permeabilidade é um escalar. O tensor permeabilidade é derivado da equação linearizada do movimento do vetor magnetização que será estudada a seguir. Na sua forma mais simples a equação do movimento dá o movimento do número total de dipolos magnéticos por unidade de volume devido aos spins dos elétrons na presença de um campo magnético uniforme. Como foi visto anteriormente no item 1.1, a contribuição do momento magnético orbital dos elétrons é quase nula razão, pela qual se considerou apenas a contribuição dos momentos magnéticos dos spins.

O vetor magnetização na presença de um campo magnético estático  $H_0$  tende a se alinhar com ele. Com isto, é iniciado um movimento natural de precessão cuja frequência é determinada pela intensidade de  $H_0$ . A direção de precessão depende da direção do campo magnético estático. Devido à presença de amortecimento, a amplitude da precessão decresce até que a magnetização se alinha com  $H_0$ . Entretanto, a precessão pode ser mantida pela aplicação de um pequeno campo magnético de r.f. no plano transversal a  $H_0$ . O tensor permeabilidade pode ser obtido desse arranjo simples. Se a frequência do campo de r.f. coincide com a frequência natural de precessão, a amplitude da precessão se torna consideravelmente

grande e, assim, a energia absorvida do campo de r.f. passa por um máximo.

Grande parte da teoria macroscópica dos dispositivos de ferrite em microondas se baseia na equação do movimento do

f21

vetor magnetização  $\vec{M}$ . Ela pode ser obtida considerando-se um dipolo magnético elementar de momento  $\vec{m}$  na presença de um campo estático  $H_0$ . Em condições de equilíbrio, o vetor momento de dipolo  $\vec{m}$  e esta alinhado com  $H_0$  que geralmente se assume estar na direção  $z$ . Vamos assumir que o vetor  $\vec{m}$  foi perturbado por uma força externa o que o tira da posição de equilíbrio formando um ângulo  $\theta$  com  $H_0$  como mostra a figura 1.4.

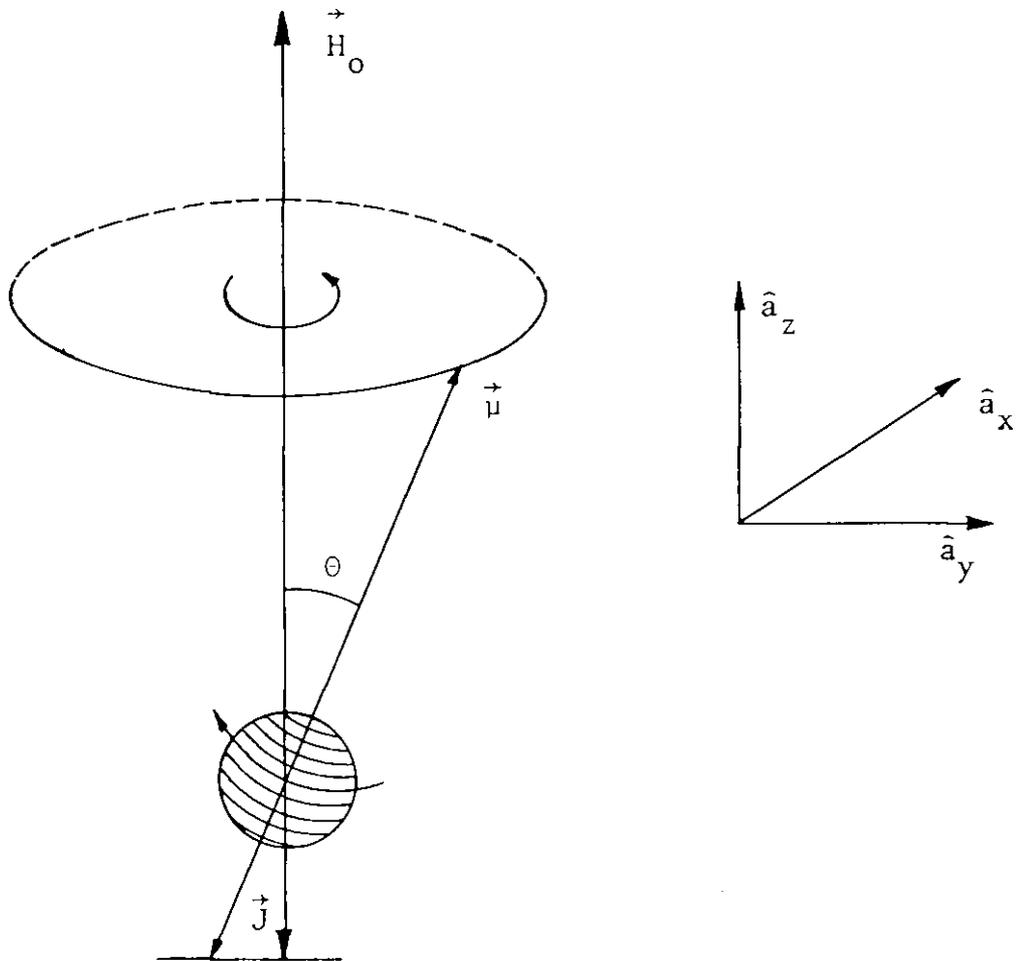


Fig. 1.4 - Precessão do momento magnético sob a influência de um campo magnético estático.

Como o único campo atuando sobre  $u$  é  $H_0$ , o torque sobre  $y$  é expresso por

$$T = y \times H_0 \quad (1.3)$$

Ao dipolo magnético  $y$  esta associado um momento angular  $J$  dado por

$$\hat{y} = \gamma J \quad (1.4)$$

onde  $\gamma$  é a razão giromagnética dada por  $-2.21 \times 10^5$  (rad/sec)/Ae/m para o caso de o fator  $g = 2$ .

Da eq. (1.4), o torque pode ser escrito como

Considerando as eqs. (1.3) e (1.5), resulta a equação do movimento de um dipolo simples

$$\frac{du}{dt} = \gamma (u \times H_0) \quad (1.6)$$

A magnetização total em Weber/m<sup>2</sup> é

$$M_0 = Ny \quad (1.7)$$

onde  $N$  é o número de spins não compensados por unidade de volume.

A eq. (1.6) se torna então

$$\frac{dM_0}{dt} = \gamma (M_0 \times H_0) \quad (1.8)$$

onde  $H_0$  está em Ae/m. O comportamento de ferrites em microondas, é baseado na equação do movimento do vetor magnetização dado por (1-8).

Ao sistema simples descrito acima aplica-se um campo magnético  $h$ , variando segundo  $e^{j\omega t}$ , transverso ao-campo estático. O campo magnético total que figura na eq. (1.8) passa a ser

$$\vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{h} \quad (1.9)$$

A magnetização total consiste da magnetização  $M_0$  em nível d.c e da magnetização de r . f . m

$$M = M_0 + m \quad (1.10)$$

A equação (1.9) assume o seguinte aspecto

$$* (M \times S) \quad (1.11)$$

Tem-se então

$$\begin{array}{ccc} H & h & M = m \\ & y & m_y \\ & H_0 + h & M_0 + m_x \\ & o & z \end{array} \quad (1.12)$$

Expandindo a eq. (1.11), temos:

$$\frac{dm}{dt} = m_y \frac{\partial}{\partial t} (H_0 + h_z) - h_y \frac{\partial}{\partial t} (M_0 + m_z) \quad (1.13)$$

$$\frac{dm}{dt} = -m_x (H_x h_z) + h_x (M_x m_z) \quad (1.14)$$

$$\frac{dm}{dt} = m_x' h_y - m_y' h_x \quad (1.15)$$

Para pequenos sinais, os termos de ordem superior de "m" e "h" podem ser desprezados. Com essas aproximações as equações acima podem ser reescritas como se segue

$$\frac{dm}{dt} = m_y' H_0 - h_y' M_0 \quad (1.16)$$

$$\frac{dm}{dt} = m_x' H_0 + h_x' M_0 \quad (1.17)$$

$$\frac{dm}{dt} = 0 \quad (1.18)$$

Ou ainda

$$\frac{dm^2}{dt^2} + c_j^2 m = P w \ddot{u} \frac{3h}{m} - y_{L-1} \frac{j}{0} - T \frac{dh}{dt} \quad (1.19)$$

$$\frac{dm^2}{dt^2} + w_0^2 m_y = y_{oi} m \frac{dh}{dt} + p_{ou} m \frac{h}{y} \quad (1.20)$$

$$m_z = 0 \quad (1.21)$$

onde

$$\omega_m = \frac{\gamma \omega_o}{\gamma} \quad (1.22)$$

$$(1.23)$$

A solução do sistema de equações acima para  $h$  e  $m$  variando com  $\omega$  é dada por

$$m_x \sim \frac{\omega_o}{\omega + \omega_o} h_x \quad \frac{\gamma(0, \omega)}{-\omega^2 + \omega_o^2} h_y \quad (1.24)$$

$$m_y \sim \frac{3 \omega_o \omega}{\omega^2 + \omega_o^2} h_x + \frac{\omega \omega_o}{-\omega^2 + \omega_o^2} h_y \quad (1.25)$$

Numa forma concisa tem-se

$$m = \chi(\omega, \mathbf{f}) \mathbf{h} \quad (1.26)$$

onde  $\chi$  é o tensor susceptibilidade magnética

$$\chi_{xy} \quad \chi_{yy} \quad (1.27)$$

$$e \chi_{xx} = \chi_{yy} \quad \frac{Li \omega_o}{\omega + \omega_o} \quad (1.28)$$

$$\chi_{yx} = - \chi_{xy} \quad \frac{3 \omega_o}{-\omega^2 + \omega_o^2} \quad (1.29)$$

Observa-se que as componentes do tensor têm singularidades na frequência  $\omega = \omega_0$  que é definido como condição de ressonância.

Um tensor permeabilidade igualmente pode ser definido pela relação entre a densidade de fluxo  $b$  e o campo magnético de r.f.  $h$ .

$$b = \mu_0 h + m \quad (1.30)$$

ou

$$b = \mu_0 [M] h \quad (1.31)$$

$$\text{onde } [u] = [1] + [x] \quad (1.32)$$

daí

$$[p_{jk}] = \begin{vmatrix} p & & & 0 \\ & p & & 0 \\ & & p & 0 \\ 0 & & & 1 \end{vmatrix} \quad (1.33)$$

$$\text{onde } p = 1 + X_{xx} \quad (1.34)$$

$$jk = -X_{xy} \quad (1.35)$$

Este é o conhecido tensor permeabilidade de Polder.

Ele é utilizado juntamente com as equações de Maxwell para a solução de campos magnéticos no interior de ferrites em frequências da microondas.

## 1.5 - FATORES DE DESMAGNETIZAÇÃO

A obtenção dos campos eletromagnéticos no interior de um meio finito envolve a solução das equações de Maxwell em conjunto com o tensor permeabilidade de Polder sujeitas as condições de contorno. Na realidade, esse procedimento nem sempre é simples e conveniente. Para o caso de se tratar de uma amostra elipsoidal submetida a um campo uniforme, o problema pode ser simplificado pela introdução de campos desmagnetizantes como é feito no caso d.c. Para um campo magnético de r.f o campo desmagnetizante <sup>(3)</sup> é expresso por

$$\begin{aligned}
 \text{dem} &= \begin{pmatrix} N_x & 0 & 0 \\ 0 & N_y & 0 \\ 0 & 0 & N_z \end{pmatrix} \quad (1.36)
 \end{aligned}$$

e para o campo magnético d.c. por

$$\text{dem} = \begin{pmatrix} M_x & 0 & 0 \\ 0 & M_y & 0 \\ 0 & 0 & M_z \end{pmatrix} \quad (1.37)$$

As eqs. (1.36) e (1.37) podem ser escritas como

$\text{dem} = \frac{1}{\mu_0} \hat{\alpha} \cdot \hat{H}$ 
  
 onde  $\hat{\alpha}$  é o tensor diagonal. Para um elipsóide de forma geral existem valores

tabelados para os fatores desmagnetizantes  $N_x$ ,  $N_y$ ,  $N_z$ . A relação entre estes fatores desmagnetizantes é

$$N_x + N_y + N_z = 1 \quad (1.38)$$

Existem varias formas que são de interesse particular na discussão de dispositivos de ferrite para microondas. Assim, para um bastão cilíndrico, tendo o eixo dos  $z$  coincidindo com seu eixo de simetria,  $N_x = N_y = 0$ . Para um disco fino com o eixo dos  $z$  perpendicular a sua maior face  $N_x = N_y = 0$ ,  $N_z = 1$ . Para o caso da esfera que é a forma geométrica de interesse particular nos so, tem-se  $N_x = N_y = N_z = -\frac{1}{3}$ .

A aproximação, para pequenos sinais da equação do movimento em termos dos campos externos, é dada com

$$\ddot{m} = \ddot{m}_0 + \ddot{m}_{dem} + \ddot{m}_h + \ddot{m}_{dem} \quad C^{1-3\wedge}$$

por

$$\frac{dm_x^2}{dt^2} + \omega^2 m_x = \frac{P}{0} u_y \frac{dh^e}{dt} - V_0 \omega \frac{dh^e}{dt} \quad (1.40)$$

$$\frac{dm_y^2}{dt^2} + \omega^2 m_y = \frac{P}{0} u_x \frac{dh^e}{dt} + V_0 \omega \frac{dh^e}{dt} \quad (1.41)$$

$$m_z = 0 \quad (1.42)$$

onde

$$u_x = \frac{1}{\omega} \left( \frac{du}{dt} - N_x \frac{u}{m} + N_z \frac{LU}{m} \right) \quad (1.43)$$

$$\omega_y = \omega_0 - N_z M_y + N_r \omega_r \quad (1.441)$$

$$\omega = V \cdot x \cdot y \quad (1.45)$$

Esta última expressão é conhecida como equação de ressonância de Kittel. Observa-se que a singularidade dos componentes da suscetibilidade ocorre em  $\omega = \omega_r$  ao invés de  $\omega = \omega_0$ , pois envolve, agora, os fatores desmagnetizantes. No caso de esfera com  $N_x = N_y = N_z = \frac{1}{3}$  a relação se torna

$$\omega = \omega_0 \quad (1.46)$$

## 1.6 - EFEITO DA ANISOTROPIA NA RESSONÂNCIA

Como foi visto em 1.3, a anisotropia se caracteriza pela facilidade de se magnetizar uma determinada amostra em certas direções chamadas de eixos fáceis do cristal. Ao invés de se utilizar a energia de anisotropia, é muitas vezes mais útil representá-la por um campo de anisotropia associado  $H_a$ . Esse campo vai produzir um torque sobre o vetor magnetização em precessão semelhante ao que aconteceu com a presença de um campo magnético externo de r.f.  $H$  como foi visto anteriormente. Esse torque, expresso por

$$T_a = M \times H_a \quad (1.47)$$

quando levado à equação de movimento do vetor magnetização cuja solução será omitida, introduz um elemento nas eqs. (1.43) e (1.44).

$$\omega_x = \left( \hat{C}_O - N_z \omega_m + N_x \omega_m + \omega_a \right) \quad (1.48)$$

$$\omega_y = \left( \omega_m - N_z \omega_m + N_y \omega_m + \omega_a \right) \quad (1.49)$$

onde

$$\omega_a = T f_a \quad (1.50)$$

Ou seja, o campo de anisotropia modifica a condição de ressonância da amostra, fazendo com que a frequência de ressonância varie com a direção do campo  $H_0$  em relação aos eixos cristalinos.

( \* )

## 1.7 - ONDAS DE SPIN

A equação do movimento (1.8) foi obtida supondo-se que o vetor magnetização considerado representava a soma vetorial de momentos magnéticos de dipolos magnéticos por unidade de volume que precessionam com a mesma fase. A fig. 1.5(a) ilustra esse caso

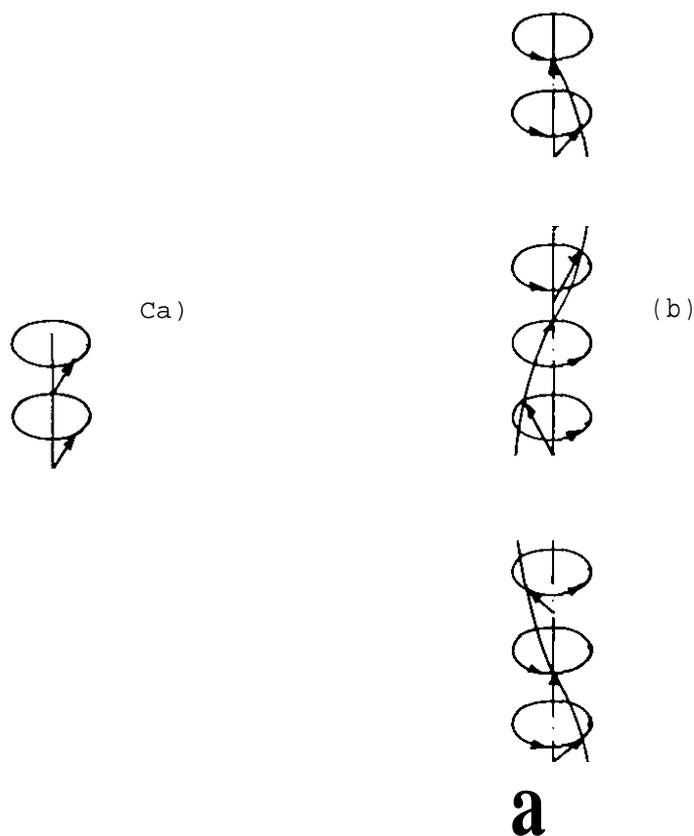


Fig. 1.5 (a) Modo uniforme de precessão

(b) Onda de spin

A interação de troca presente entre ions adjacentes age no sentido de alinhar seus momentos paralelos uns aos outros. Na presença de um campo magnético uniforme d.c. os dipolos magnéticos precessionam em torno de  $H$  com o mesmo comportamento, isto é, mesma fase. Se é aplicado um campo magnético de r.f. uniforme sobre a amostra e perpendicular a  $H$ , pode-se aumentar a amplitude de precessão, isto é, o ângulo de precessão, mas os dipolos ainda continuarão a se mover em fase. Ao se aplicar, agora, um campo magnético de r.f. numa das extremidades da amostra, cria-se uma situação em que os spins dessa região vão precessionar com um ângulo de precessão maior do que o dos seus vizinhos. Entretanto, o campo de troca que age para alinhar os dipolos vai forçar os vizi

nhos a precessionarem com um ângulo maior, mas com um certo atraso. Dessa forma um distúrbio precessional maior pode se propagar através da amostra como uma onda com mudança em fase e amplitude de dipolo a dipolo. É chamada onda de spin. A ela está associado um comprimento de onda que definimos por  $\lambda$  na fig. 1-5 (b).

Um estudo analítico sobre a participação dos efeitos das ondas de spin na equação de movimento do vetor magnetização uniforme é feito por Hering e Kittel<sup>11</sup>. Neste trabalho será omitido tal aspecto por fugir de seus propósitos. Pode-se, entretanto, adiantar que tal estudo foi calcado na hipótese de que a dimensão da amostra era muito maior que o comprimento de onda de spin. Quando sua dimensão se torna comparável ou menor do que o comprimento de onda de spin, os resultados já não são satisfatórios.

A região de comprimento de onda grande está entre a região de curto comprimento de onda, ou seja, região de ondas de spin, e a região de pura propagação de onda eletromagnética. Esse espectro para amostras finitas é denominado região magnetostática, uma vez que as ressonâncias associadas com ela são análogas ao modo precessional uniforme, exceto que há variação em fase e amplitude da magnetização de r.f. em diferentes zonas dentro da amostra. Tais modos magnetostáticos foram observados por White e Solt<sup>12</sup> próximo da ressonância principal quando um campo não uniforme os excitava.

## 1.8 - MODOS MAGNETOSTÁTICOS

No interior de uma esfera, a forma magnetostática das equações de Maxwell devem ser satisfeitas simultaneamente com

a equação do movimento. Fora da esfera, utiliza-se a equação de Laplace. Os modos magnetostáticos são, então, obtidos satisfazendo as condições de contorno na superfície da esfera  $\hat{r} = R$ .

Nas aproximações magnetostáticas, as equações de Maxwell são

$$\nabla \times \mathbf{h} = 0 \quad (1.51)$$

$$\nabla \cdot (\mathbf{U} \mathbf{h} + \mathbf{m}) = 0 \quad (1.52)$$

A equação (1.51) sugere que se introduza um potencial magnético através de  $\mathbf{h} = \nabla \psi$ . A eq. (1.52) então se torna

$$\nabla^2 \psi + \nabla \cdot \frac{\mathbf{m}}{U} = 0 \quad (1.53)$$

Dentro da esfera, a magnetização deve obedecer a equação do movimento

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma (\mathbf{M} \times \mathbf{H}) \quad (1.54)$$

onde

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m} \quad (1.55)$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_{dem} + \mathbf{h} \quad (1.56)$$

A solução para a equação do movimento em termos do potencial magnético  $\psi$  é

$$m \left( X_{xx} \frac{\partial}{\partial x} + X_{xy} \frac{\partial}{\partial y} \right) \quad (1.57)$$

$$= Y_0 \left( X_{yx} \frac{\partial}{\partial x} + X_{yy} \frac{\partial}{\partial y} \right) \quad (1.58)$$

onde  $X_{xx}, X_{xy}, X_{yx}$  e  $X_{yy}$  foram definidos pelas eqs. (1.28) e (1.29) sendo que  $\vec{U}_0$  foi substituída por  $\vec{u}_0 - \vec{r}/3$  devido ao campo desmagnetizante da esfera. A equação diferencial para  $Y$  dentro da esfera pode ser obtida levando-se as eqs. (1.57) e (1.58) a (1.53).

Fora da esfera, onde  $X$  é zero, a eq. (1.59) se reduz a equação de Laplace. Em coordenadas esféricas, a equação de Laplace tem como solução

$$T_{\text{fora}} = r^n P_n(\cos \theta) [A_n \cos m \phi + j B_n \sin m \phi] + r^{-(n+1)} P_n(\cos \theta)$$

$$[D_n \cos m \phi + j E_n \sin m \phi] \quad (1.60)$$

onde  $P_n$  é a função de Legendre de primeira espécie.

Pode-se mostrar que os termos envolvendo  $r^{n+1}$  se referem ao campo de r.f. aplicado e que os termos contendo  $1/r^{n+1}$  são devidos à magnetização induzida dentro da ferrite. Portanto,  $r^n$  e  $r^{-(n+1)}$  descrevem o campo de r.f. aplicado e se admitem conhecidos. Deve-se observar, entretanto, que os campos de r.f. não obedecem a equação de Laplace mas sim à equação de onda. Então a expansão dos campos de r.f. deve ser tomada no limite estático, is

to  $\hat{e}$ ,  $2ira/A \ll 1$ .

A solução geral para (1.59) pode ser posta

$$r \text{ dentro } = \rho n^{(\varphi)} \rho n^{(\cos l)} \cdot t G \% \text{os n. f. j} \quad \text{sen m } \langle \rangle ] \quad (1.61)$$

onde  $\zeta$  e  $n$  são definidos em termos de  $x$ ,  $y$  e  $z$  por

$$x = a (-X_{xx})^{1/2} (1 - \zeta^2)^{1/2} \quad \text{sen } n \cos (f) \quad (1.62)$$

$$y = a (-X_{xx})^{1/2} (1 - e^2)^{1/2} \quad \text{sen } r, \text{ sen } \delta \quad (1.23)$$

$$z = a (r | \wedge )^{1/2} \zeta \cos n \quad (1.64)$$

Pode-se mostrar que  $X$  é um número que varia entre 0 e  $-\infty$ . Para valores de  $X$  menores que  $-1$ ,  $i$  deve ser escrito como  $-jC$ . Fora da esfera temos

$$x = r \text{ sen } \theta \cos \delta \quad (1.65)$$

$$y = r \text{ sen } \theta \text{ sen } (\quad) \quad (1.66)$$

$$z = r \cos \theta \quad (1.67)$$

Na superfície, em  $r=a$ , as eqs. (1.64) e (1.67) mostram que

$$\rho_0 = V \rho_0 = \text{...} / x x x \quad (1 - 68)$$

Há duas condições de contorno correspondentes à componente nor-

mal de B e tangencial de H que devem ser satisfeitas.

Essas condições traduzidas em termos de V resulta

$$\begin{aligned}
 & \left( \text{fora } r=a \text{ e dentro } a \right) \quad \hat{r} \cdot \nabla V \Big|_{r=a} \\
 & \left( \frac{\partial V}{\partial r} \right)_{r=a} = \left[ i + \frac{v}{x} - \frac{cn^2 Q}{J^2} \right] \left( \frac{\partial V}{\partial r} \right)_{r=a} + \\
 & \cdot \left( \frac{\partial V}{\partial \theta} \right)_{r=a} \cos \theta - \left( \frac{\partial V}{\partial \phi} \right)_{r=a} \sin \theta = 0 \quad (1.70)
 \end{aligned}$$

Usando essas duas condições de contorno e igualando suas partes real e imaginaria, obtemos quatro equações com quatro incógnitas  $n^1, n^*, n^e, n^*$ . A equação característica procurada é obtida fazendo o determinante dos coeficientes igual a zero. Resulta

$$\begin{aligned}
 & P^{n+1}(\epsilon) \\
 & n+1 + \frac{\epsilon}{m} \pm j m X = 0 \quad (1.71) \\
 & \text{onde } \epsilon = \frac{v}{x} - \frac{cn^2 Q}{J^2}
 \end{aligned}$$

onde o uso do sinal (+) ou (-) depende do sinal de m.

Cada modo magnetostático é indentificado por um índice de três dígitos: nmr. Os dois primeiros dígitos são índices da harmônica esférica  $P^m$  associado com o potencial magnético dado pela eq. (1.62). O terceiro está entre as raízes das condições de ressonância dadas por (1.72). Assim, por exemplo, a eq. 31r tem duas soluções positivas e uma negativa. Se usarmos o sinal negativo na eq. (1.71) a eq. 31r dará uma raiz positiva e duas negativas. Os valores absolutos das raízes, entretanto, são idênticos. Assim, resolvendo quer a eq. 31r, quer 31r, têm-se to

das três soluções que são a 310, a 311 e a 311.

A classe de modos com  $r=G$  para os quais  $n=m$  ou  $n=m+1$  são de interesse especial porque a equação característica é resolvida na forma

$$\frac{t_0 - (t_0 - t_0, \dots)}{t_0^m} \approx \frac{m}{2m+1} \left(\frac{1}{3}\right)^m, \quad n=m \quad \text{CL72)}$$

$$\frac{m}{2m+3}, \quad n=m+1 \quad (1.73)$$

Isto implica que os modos  $(m, n, Q)$  e  $(3m+1, 3m, 0)$  são permanentemente degenerados na esfera.

### 1.9 - ESTUDO GRÁFICO DOS MODOS MAGNETOSTATICOS

Um diagrama prático onde é feito claro o comportamento de diversos modos magnetostáticos diante de um campo estático  $H_0$  e de  $r, f$ , foi apresentado num trabalho por Fletcher e Bell<sup>87</sup>. Esse estudo é mostrado na fig. 1.6. Tanto para o eixo vertical como horizontal foram tomados valores de campos magnéticos normalizados em relação à magnetização de saturação  $4\pi M$ .

Assim

$$\text{eixo horizontal: } H_0 / 4\pi M$$

$$\text{eixo vertical: } \delta = (t_0 / \omega - H_0) / 4\pi M + 1/3$$

onde

$$H_0 = \text{campo magnético d.c. aplicado (em oersted)}$$

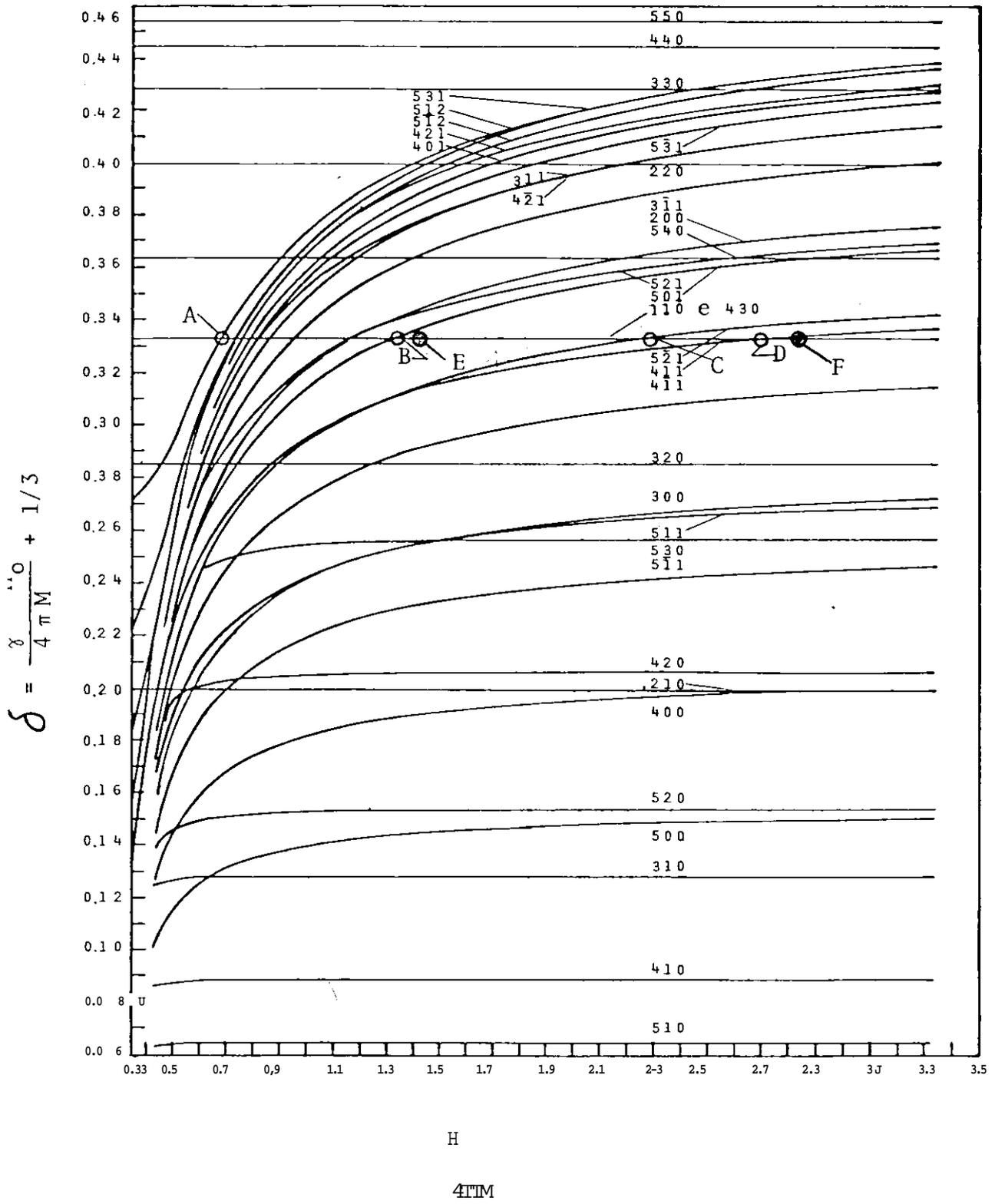


Fig. 1.6 - Diagrama dos modos magnetostaticos

Fig. 1.7 - Configuração da magnetização transversa num sistema em rotação para o modo (4.3.0) numa esfera. Todos os vetores precessionam juntos nesse sistema (segundo Walker)  $S^{\wedge}$

$4\pi M_s$  = magnetização de saturação em gauss

$\gamma$  = fator giromagnético em rd/seg oersted

$H$  =  $1.78 \times 10^7$

O eixo horizontal é\* proporcional a  $H$ , enquanto o vertical é\* proporcional à frequência normalizada. Para uma dada esfera a uma temperatura constante,  $4\pi M_s$  é constante e, assim, as únicas variáveis são a frequência e o campo aplicado.

As linhas horizontais representam modos cujas frequências são proporcionais ao campo aplicado  $H_0/4\pi M_s$ . Eles são os seguintes:

modos fundamentais 110, (430)

modos de ordem superior

abaixo do fundamental 320, 210

modos de ordem superior

acima do fundamental 540, 220, 330, 440, 550

Todos esses modos estão muito separados do modo fundamental para que sejam chamados de modos espúrios fora da faixa de frequência de interesse. Eles são excitados com a mesma proporção que o modo fundamental.

As demais curvas representam modos de ordem superior que não sintonizam lineamente com o campo aplicado  $H_0/4\pi M_s$ . Em cada ponto de interseção da curva do modo de ordem superior com a linha 110, existe um valor específico para  $H_0/4\pi M_s$  onde isso se torna possível. Para essa frequência correspondente, tanto

o modo fundamental 110 como o modo espúrio absorvem energia em tregue pelo campo de r . f .

Vê-se que.se se deseja operar com a ressonância uniforme na faixa de uma oitava, tem-se que duplicar o campo  $H_0$  de um extremo a outro da faixa. Antecipando o fato de que, no funeio namento de um filtro de YIG, somente o modo uniforme deve estar presente, o diagrama dos modos mostra que cobrir essa faixa de frequência sem interceptar curvas de modos de ordem superior não é possível para o modo pressionai uniforme. Entretanto, entre os pontos B e D do diagrama, há apenas um modo de ordem superior (521), enquanto entre os pontos A e B a densidade de modos é bem maior.

No projeto de filtros de YIG, um fator significante a considerar é o numero de possíveis modos espúrios dentro da faixa de passagem do filtro para um dado valor de  $4\pi M_s$ , bem como a separação relativa em frequência entre os modos. Por exemplo, uma esfera com magnetização de saturação de 400 gauss pode ver o modo expúrio 311 cair dentro da banda de frequência (1044 Mc) num filtro para 1-2 GHz. Se, agora, a esfera escolhida tem magnetização de 350 gauss, o modo 311, cai fora da faixa de frequência de interesse. O número de possíveis modos espúrios é assim reduzido de 4 para 3 na banda L. Fica, entretanto, maior dentro da banda C, 4-8 GHz. Uma esfera YIG puro pode ter cinco modos espúrios em comparação com uma cuja magnetização de saturação é de 1500 gauss que tem apenas três. E, assim, evidente que a escolha apropriada do valor da magnetização de saturação é importante no sentido de reduzir o número de possíveis modos indesejáveis na faixa de frequência de interesse.

### 1.10 - EFEITO DA POTÊNCIA NA RESSONÂNCIA

No item 1.4 foi formulada a equação do movimento para o vetor magnetização sem levar em consideração o efeito de amortecimento no movimento de precessão devido a perdas intrínsecas do material. Aqui, será abordado um amortecimento mas de natureza diferente da citada. No capítulo 4 são apresentadas curvas de resposta do filtro de YIG que retratam, na realidade, o comportamento da ressonância, em torno de 4.5 GHz. Nota-se aí uma atenuação no sinal transmitido, um aumento na banda de passagem e o aparecimento de ressonância nas extremidades da banda de passagem. Esse fenômeno anormal, indesejável em alguns casos, se verifica para níveis relativos altos de potência e tende a desaparecer com a sua diminuição. A fig. 1.8 reflete o descrito acima.

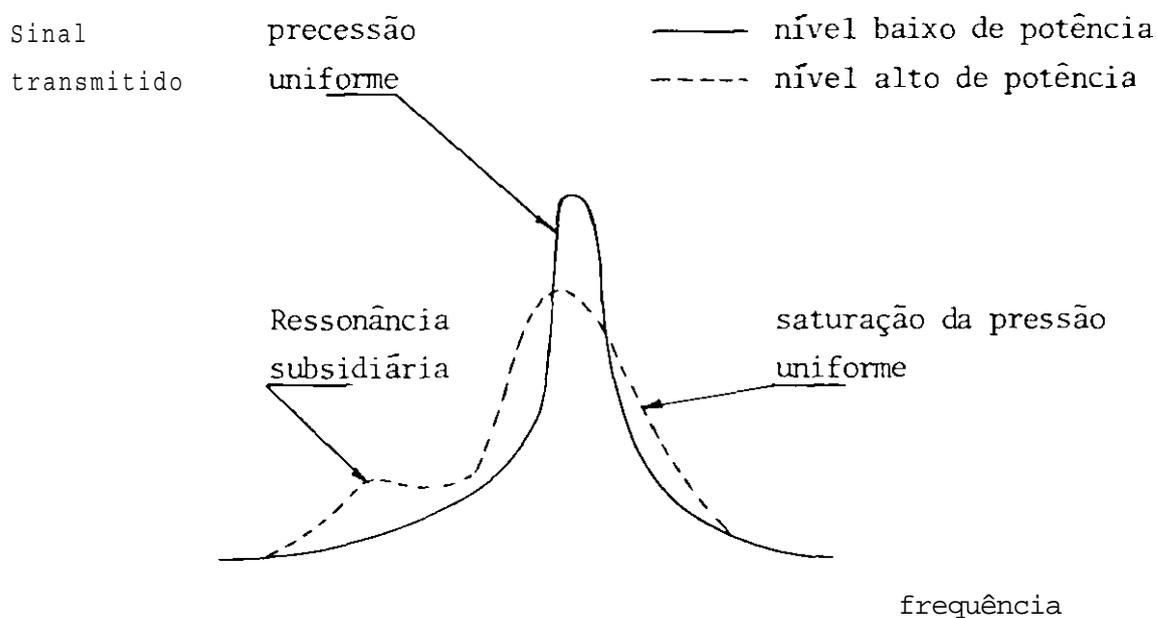


Fig. 1.8 - Efeitos não lineares em nível de potência

Tal fenômeno é aqui explicado baseado na teoria das ondas de spin (9)

. Ela considera que a dispersão da energia do modo uniforme de precessão se dá para as ondas de spin. Os  $k$  estados importantes são aqueles com comprimentos de onda comparável ao tamanho da não homogeneidade. Dois tipos de não homogeneidades são considerados: um é a do material que possui campos de anisotropia de intensidade muito menor que a magnetização de saturação; o outro é o que se origina da rugosidade da superfície do material.

A primeira descrição foi feita por Geschwind e Clogston que utilizaram um tratamento quântico de ondas de spin. Um estudo clássico também foi feito por Clogston<sup>10</sup> } Schlomann dependentemente considerou o problema e investigou certos aspectos em detalhe.

Segundo Clogston, a equação do movimento da magnetização pode ser expresso pela forma clássica

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \mathbf{M} \times (\mathbf{H}_z + \mathbf{H}_a + \mathbf{H}) \quad (1.74)$$

$\mathbf{M}$  é a magnetização que pode ser expressa por uma série de Fourier

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}, t) = \sum_{\mathbf{k}} \mathbf{M}_{\mathbf{k}} e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega_{\mathbf{k}} t)} \quad (1.75)$$

$\mathbf{H}$  é o campo estático (admitido estar na direção  $\hat{z}$ )

$\mathbf{H}^j$  é o campo de desmagnetização com componentes

$$H_{dx}^j = -N_x M_x - \sum_{\mathbf{k} \neq 0} \frac{4\pi}{v} \frac{z_{\mathbf{k}}}{k^2} \mathbf{k} \cdot \mathbf{M}_{\mathbf{k}} e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega_{\mathbf{k}} t)} \quad (1.76)$$

e similarmente para  $y$  e  $z$

H é o sinal de r.f

Devido a não homogeneidade, H varia de ponto a ponto e assim pode ser expresso por uma serie de Fourier  $H = \sum_k H_k e^{-i k z}$ . A variação de dentro da amostra produzirá um alargamento na ressonância. Substituindo-se M, e na eq. (1.74), as equações do movimento para as componentes de Fourier e são obtidas. Isto mostra que a componente de Fourier de ordem k da magnetização, isto é, a onda de spin de ordem k, está acoplada com a componente de Fourier de ordem zero, isto é, o modo uniforme, pela componente de ordem k do campo H.

A partir do que foi exposto acima, Suhl<sup>1</sup> explicou com sucesso o fenômeno não linear da potência sobre a forma da curva de ressonância, salientando que essa distorção é originária da interação entre o modo de precessão uniforme e as ondas de spin, com o comprimento de onda do meio e o comprimento de onda longo respectivamente. Será visto a seguir um esboço da teoria de Suhl.

As amplitudes das ondas de spin estão relacionadas com a forma espacial da não homogeneidade magnética e foi enfatizado que apenas aquelas cujos períodos eram comparáveis à não homogeneidade eram excitados consideravelmente. Ao desenvolver a teoria, ele desprezou os termos produto  $M^2$ , juntamente com outros termos de ordem superior. Com essa hipótese, os coeficientes para as ondas de spin ficavam independentes do nível de potência do sinal e o seu valor real não afetava a largura de linha da precessão uniforme. Suhl mostrou em sua teoria que a inclusão dos termos produto envolvendo as amplitudes da precessão uniforme e as ondas de spin levava a coeficientes que dependiam do nível do sinal. A dependência é, entretanto, apenas significativa para cer

tos valores críticos de  $k$  e  $\theta$ , onde  $k$  é o número de onda de spin e  $\theta$  é o ângulo entre a direção de propagação da onda de spin e a direção de magnetização. Portanto, as amplitudes desses coeficientes decaem com o aumento da potência e, além disso, as amplitudes das correspondentes ondas de spin críticas crescem acima de valores que elas tinham a um nível de potência zero. Isto acontece porque a excitação térmica e as não homogeneidades magnéticas são independentes do sinal de r.f. O acréscimo na amplitude da onda de spin causa um ligeiro aumento na dissipação para o modo uniforme. Entretanto, o acréscimo permanece desprezível até que o campo do sinal se aproxima de um campo térmico de valor que causa os coeficientes das ondas de spin críticas se tornarem zero. Um acréscimo na potência do sinal faz com que a amplitude das ondas de spin críticas cresçam bem acima de seus baixos valores de potência e, assim, o parâmetro de perda para o modo uniforme de precessão se torna grande. O ângulo de precessão é então impedido de crescer. Se a frequência do sinal corresponde à frequência de ressonância, então para níveis de potência do sinal acima de um nível limiar, a intensidade da ressonância diminui e a ressonância é dita estar saturada. Em níveis de potência acima do limiar, o ângulo da precessão uniforme permanece constante um pouco abaixo do valor crítico e o excesso de potência é disperso para as ondas de spin críticas.

Assim, a ressonância subsidiária se origina, segundo Suhl, do acoplamento entre a precessão uniforme e as ondas de spin propagando-se numa direção qualquer  $\theta$ , em relação a magnetização. No projeto dos filtros de YIG, deve-se considerar os efeitos da ressonância subsidiária pois ela pode ocorrer numa condição especial, a ser tratada em seguida, degradando o desempenho

dos filtros. Esse efeito deve assim, ser evitado.

A fig. 1.9 mostra a dependência da frequência de precessão de uma onda de spin com o numero de onda  $k$ . Sua expressão é dada por <sup>13</sup>

$$\omega_k = \frac{1}{K} \left[ (H - N_z 4\pi M + D^2) (H - N_z 4\pi M + 4\pi M \sin^2 \theta_k + D^2) \right]^{1/2} \quad (1.77)$$

onde  $\theta_k$  é o ângulo entre a direção de propagação % da onda de spin,  $N_z$  é o fator de desmagnetização na direção de  $H$ ,  $H_0$  o campo magnético estático aplicado e  $D$  é uma constante proporcional à integral de troca do material

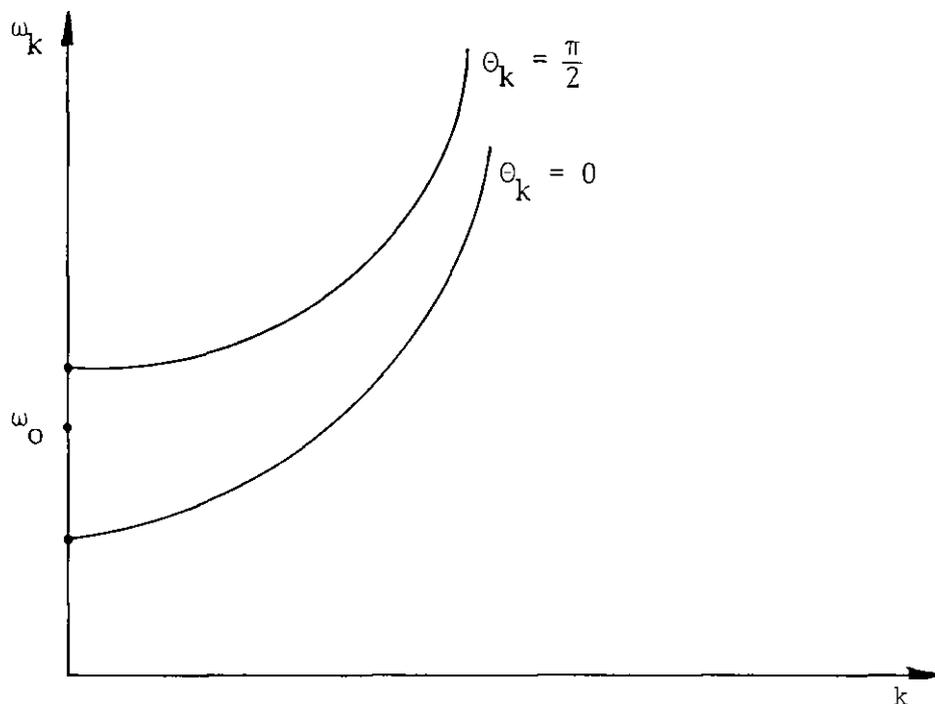


Fig. 1.9 - Frequência  $\omega_k$  de ondas de spin como função do numero de onda  $k$ .

A ressonância uniforme ocorre, para um elipsóide de revolução com o campo magnético ao longo de seu eixo de simetria, em

$$\omega = \gamma [ H_0 - (N_x - N_y) 4\pi M ] , \quad N_x = N_y = N \quad (1.78)$$

A onda de spin com ângulo de propagação  $\theta=0$  em relação a H tem frequência, para  $k = 0$

$$\langle D_x \rangle = i (H_0 - N_z 4\pi M_s) \quad (1.79)$$

Suhl, em seu tratamento dos efeitos não lineares na ressonância ferromagnética, admitiu que um magnon, (onda de spin quantizada) quando excitado por um foton de frequência  $\omega$ , divide-se em dois magnons com  $\omega_1$  e  $\omega_2$  de forma que  $2\omega = \omega_1 + \omega_2$  e a energia é conservada, desde que o campo de microondas esteja acima de um campo crítico  $h_c \ll 0$  mínimo campo crítico para excitação não linear (ressonância subsidiária) ocorre em  $\omega = 2\omega_1$ . A condição necessária para a ocorrência deste processo, chamado processo do Suhl de primeira ordem, é, então, a existência de magnons com frequência  $\omega_1 = \omega/2$ , ou seja

$$\langle I_x \rangle = \frac{1}{2} (H_0 - N_z 4\pi M_s) \quad (1.80)$$

ou ainda

$$\langle I_x \rangle = \frac{1}{2} (H_0 - N_z 4\pi M_s) \quad (C^1 - 8^1)$$

Para um campo  $H_0$  satisfazendo esta condição, ocorre absorção de potência pela excitação por ondas de spin acima de um certo campo de r. f crítico  $h_c$ . Esse campo pode ser menor que o campo para o qual  $H_0 = H_c$ . Há, então, uma ressonância subsidiária em  $h < h_c$ . Isso ocorre tipicamente em  $P_e > 10$  dBm.

Se, agora,  $\omega = \omega_c$  então a excitação é muito forte pois os magnons em  $k=0$  são excitados realmente.

Essa condição especial é chamada de "coincidence limiting" e ocorre em baixos níveis de potência: -10, -20 dBm.

A condição de "coincidence limiting" é então

$$\ddot{U}) = \omega_0 = \mathbf{Tf} [H_0 - (N_2 - N_1) 4TTM_s] \quad (1.82)$$

ou

$$H_0 = \hat{\omega} + (N_2 - N_1) 4TTM_s \quad (1.83)$$

Logo, levando  $H_0$  a (1.81), vem

$$\frac{f}{\omega} + (N_2 - N_1) 4TTM_s < \frac{I}{\omega} (f) + N_1 4TTM_s \quad (1.84)$$

$$\sim < \mathbf{Tf} N_1 4TTM_s \quad (1.85)$$

Para o caso de uma esfera tem-se

$$LO < I \wedge 4TTM \quad (1.86)$$

A expressão (1.86) é um requisito essencial para a condição de coincidência. Como a amostra deve estar magneticamente saturada, a gama de frequência para a condição de coincidência é

$$\wedge 4TT 3 M_s < LO < I 4TT, M \quad (1.87)$$

A fig. 1.10 ilustra essa região.

Assim, num projeto de um filtro de YIG que deva operar numa certa faixa de frequências, deve-se escolher um valor para a magnetização de saturação  $4\pi M_s$ , de forma que os pontos correspondentes na fig. 1.10 se situem fora da região de "coincidence limiting".

$f$  GHzV

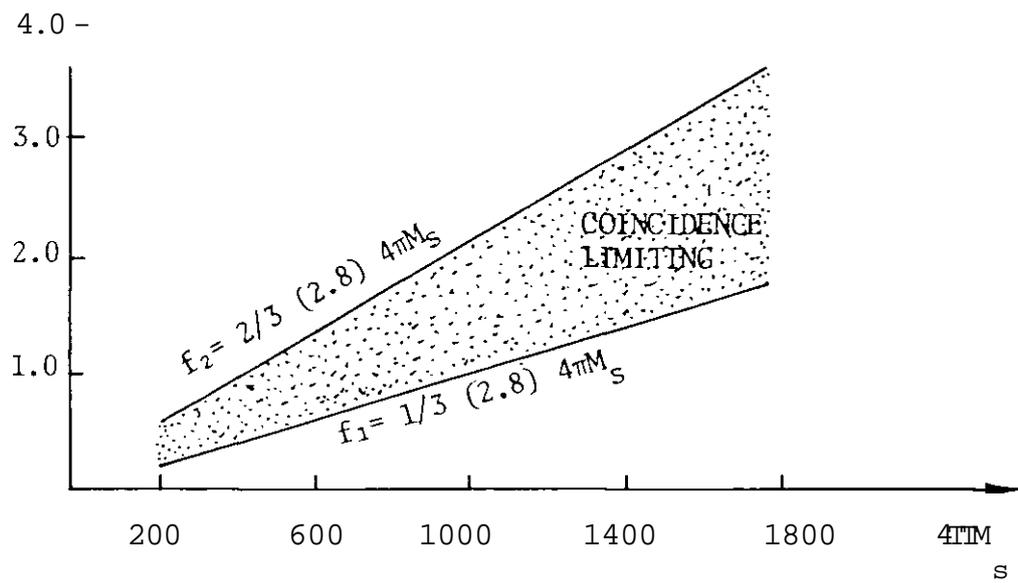


Fig. 1.10 - A região entre  $f_1$  e  $f_2$  compreende a região onde o YIG apresenta "coincidence limiting".

## CAPÍTULO 2

### INTRODUÇÃO AOS FILTROS DE YIG

#### 2.1 - O YIG

Com o crescente uso de receptores de microondas com sintonia contínua, cresceu a necessidade de se explorar um filtro com largura de banda estreita, sintonia não mecânica e cuja operação se desse numa larga faixa de frequências. As primeiras tentativas para dar solução ao problema consistiam no uso de cavidades contendo materiais ferroelétricos, varicaps e ferrites. Em geral, conseguia-se faixa de sintonia de alguns por cento com essas técnicas, enquanto mantia-se um alto fator de qualidade.

A principal dificuldade que surgia, utilizando-se as técnicas acima na tentativa de aumentar a faixa de sintonia, eram as grandes perdas que surgiam. Tais perdas foram consideravelmente diminuídas, quando se começou a utilizar o material YIG como elemento ressonante em filtros passa banda e rejeita banda.

O YIG (yttrium iron garnet) é um composto ferrai

magnético de fórmula  $Y_3Fe_5O_{12}$ , cujo comportamento geral na região de microondas é do tipo estudado no capítulo anterior\* O fato marcante no comportamento do YIG reside nas pequenas perdas que apresenta na ressonância, resultando em uma estreita largura de linha.

As propriedades do YIG em frequências de microondas são descritas pela magnetização ( $4\pi M$ ) e a largura de linha na ressonância ( $\Delta H$ ). A magnetização de saturação é uma medida da densidade de spins precessionando no cristal; seu valor determinado no limite inferior da frequência de operação. O YIG puro ( $4\pi M_s = 1760$  Gauss) é o material de menor perda ( $\Delta H = 0,20e$ ) mas só opera acima de 3.5 GHz. Para frequências inferiores, é utilizado o YIG dopado com os elementos das terras raras, chegando a operar em torno de 400 MHz. O preço pago por operar a frequências mais baixas é o aumento da largura de linha do material.

A geometria mais prática para um ressonador YIG é a esfera, uma vez que é o elipsoidal mais fácil de se fabricar. A esfera é facilmente orientada no campo magnético e a frequência de ressonância não depende fortemente de sua orientação. Outro aspecto relevante na escolha da configuração esférica é o fato de que somente em elipsóides se consegue um campo magnético interno uniforme.

## 2.2 - FILTRO DE YIG DE UM ESTÁGIO

Duas semiespiras de fios finos dispostas perpendicularmente constituem um sistema desacoplado eletricamente. Isto pode ser visto, imaginando-se que uma delas leva uma corrente  $i_e$  representado pela onda incidente  $a_i$ . Essa corrente produz

um campo magnético  $h e^r$  paralelo ao plano da outra espira. Com isto, não existe fluxo magnético sobre ela e, conseqüentemente, não se faz presente força eletromotriz. Estão, assim, desacopladas eletricamente as duas semiespiras.

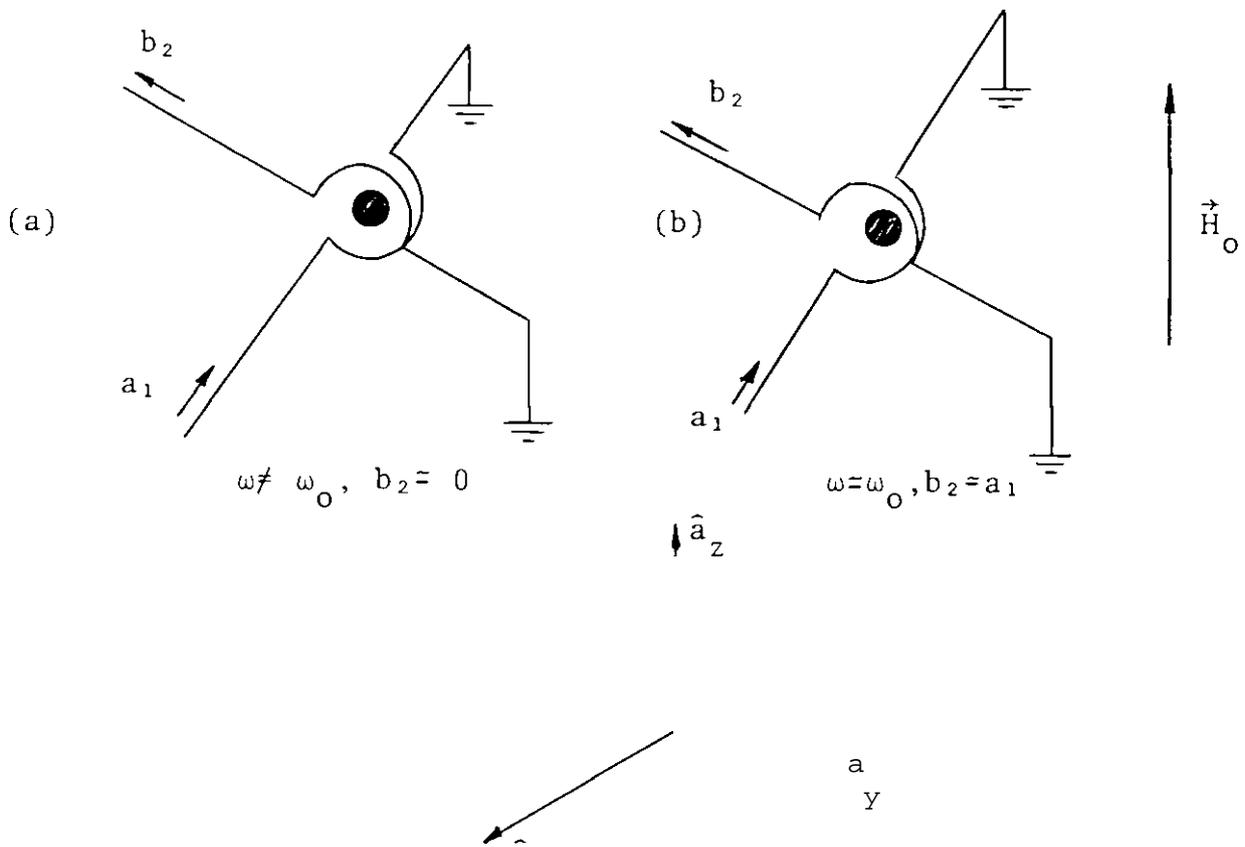


Fig. 2.1 - Diagrama esquemático de um filtro de YIG de um estágio fora da ressonância [a] e na ressonância (b)

é introduzida, agora, no centro entre as semiespiras, uma esfera de YIG com pequeno diâmetro, submetida a um campo magnético estático  $H_0$  conforme a fig. 2.1. A esfera está, submetida a dois campos  $H_0$  e  $h e^r$ , este último transversal ao primeiro- Ficou reproduzida a situação do item 1.3. Foi visto que

$$m_y = \frac{j \omega L_0}{-C \omega^2 - \omega_0^2} h_y + \frac{\omega L_0 C}{-L \omega^2 + L_0^2} h_y \quad (2.2)$$

Enquanto fora da ressonância, a magnetização total

$$M = m_x \hat{x} + m_y \hat{y} + M_0 \hat{z} \quad (2.3)$$

assume a expressão simples  $M = M_0 \hat{z}$  uma vez que  $m_x = m_y \ll 0$ . Nessas condições nenhum sinal de r.f. é acoplado à outra espira, ainda pela inexistência de fluxo magnético. Quando a frequência de excitação se aproxima da frequência natural de ressonância ferromagnética da esfera  $CO_2$ , os valores para  $m_x$  e  $m_y$  crescem consideravelmente, sendo limitados pelas perdas intrínsecas do material. Com isto, crescem, também, as componentes transversais  $h_x$  e  $h_y$ , e, agora, constatada a presença de fluxo magnético variante, envolvendo a outra espira, ou seja, nela surge uma força eletromotriz induzida caracterizando o acoplamento entre as espiras.

Em torno da frequência de ressonância onde a transmissão do sinal é máxima, está associada uma estreita região de frequências que se denomina largura de banda do filtro quando considerados os pontos, na curva de resposta de meia potência da máxima amplitude.

### 2.3 - DEFINIÇÕES DOS PARÂMETROS DO FILTRO DE YIG

A fig. 2.2 mostra uma curva de resposta típica de um filtro de YIG. Sobre ela serão definidos os parâmetros de uso mais comum no tratado desses dispositivos.

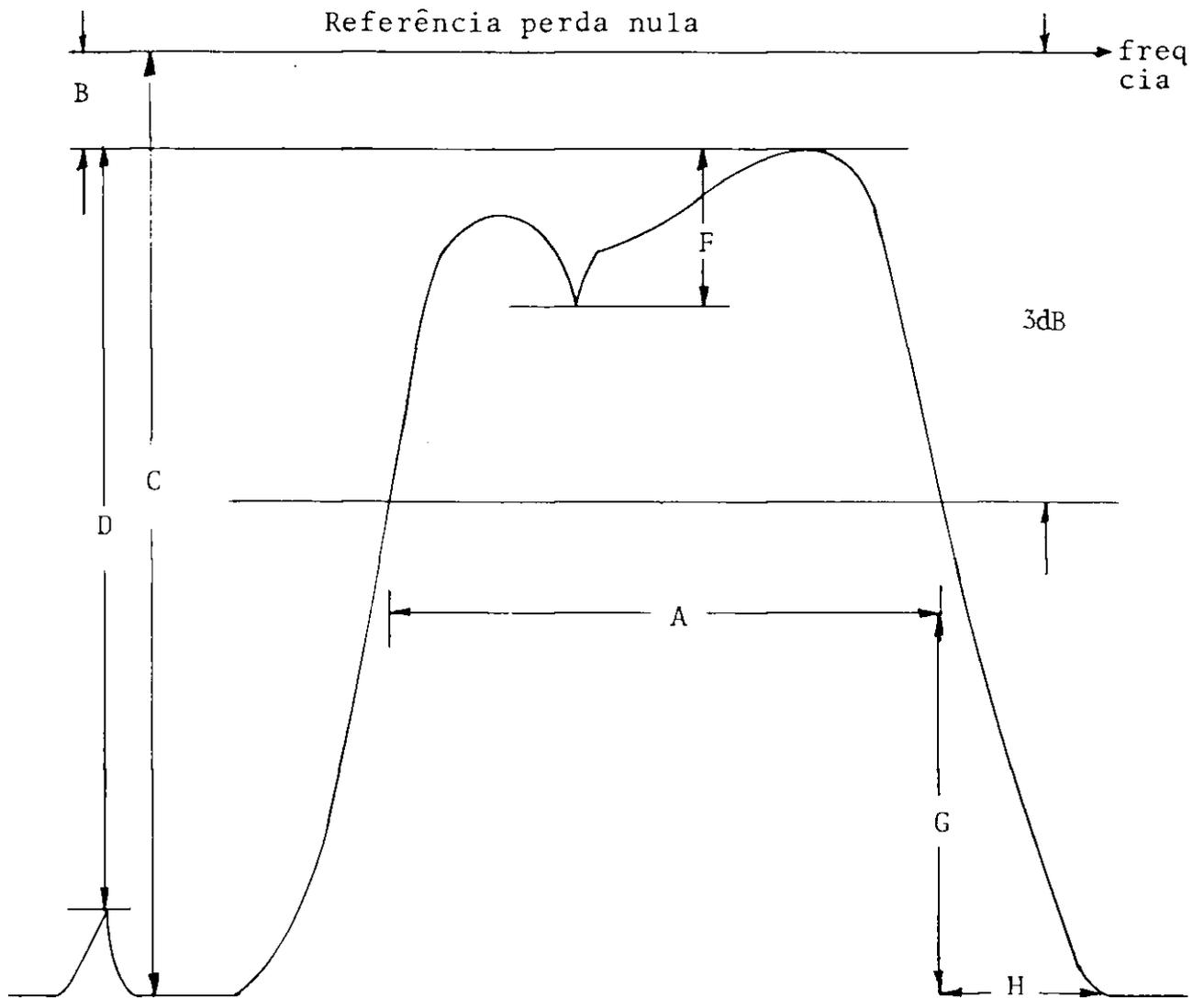


Fig. 2.2 - Curva geral de resposta de um filtro de YIG onde são definidos seus parâmetros mais usuais.

LARGURA DE BANDA - É a faixa de frequência da banda de passagem onde a perda de inserção é 5dB maior do que seu mínimo valor. Está representada pelo item A da figura.

PERDA DE INSERÇÃO - É a perda de transmissão medida no ponto da banda de passagem que apresenta o menor valor, (item B, fig.2.2).

ISOLAÇÃO - É a quantidade de sinal rejeitado fora da banda de passagem. É uma medida de perda de inserção porém fora da ressonância, (item C, fig. 2.2).

MODO ESPÚRIO FORA DA RESSONÂNCIA - É uma medida de perda de inserção de um modo magnetostático ressonante fora da banda de passagem. (item D, fig. 2.2).

ONDULAÇÃO DA BANDA DE PASSAGEM - É o valor pico a pico da ondulação da banda de passagem causada pela justaposição das curvas de resposta dos estágios individuais, (item F, fig. 2.2).

COEFICIENTE DE ONDA ESTACIONÁRIA (VSWR) - É o VSWR no pico da curva entre os pontos de 3dB.

SELETIVIDADE - É a razão entre duas quantidades referidas aos pontos de 3dB. (item G dividido pelo item H, fig. 2.2).

#### 2.4 - ANÁLISE TEÓRICA DO FILTRO DE YIG DE UM ESTÁGIO

Faz-se uso aqui da largura de banda como parâmetro de interesse no estudo dos filtros de YIG. É apresentado um tratamento<sup>11</sup> que, envolvendo uma descrição da matriz de espalhamento do dispositivo e seus autovalores, permite que se obtenha expressão aproximada para seu valor.

Torna-se conveniente definir as matrizes S, Z e Y e seus autovalores para o circuito de um girador ideal. O circuito base para esse estudo é o girador ideal porque seu comportamento elétrico é semelhante ao do conjunto esfera-espiras como

descrito.

Será\* obtida a matriz de espalhamento para a frequência de ressonância como também nas suas vizinhanças. Essa matriz calculada nas vizinhanças da frequência de ressonância possibilita escrever a expressão para a largura de banda do filtro.

#### 2.4-1 - Matriz Espalhamento para um Girador Ideal

O circuito de um girador representado esquematicamente na fig . 2.3

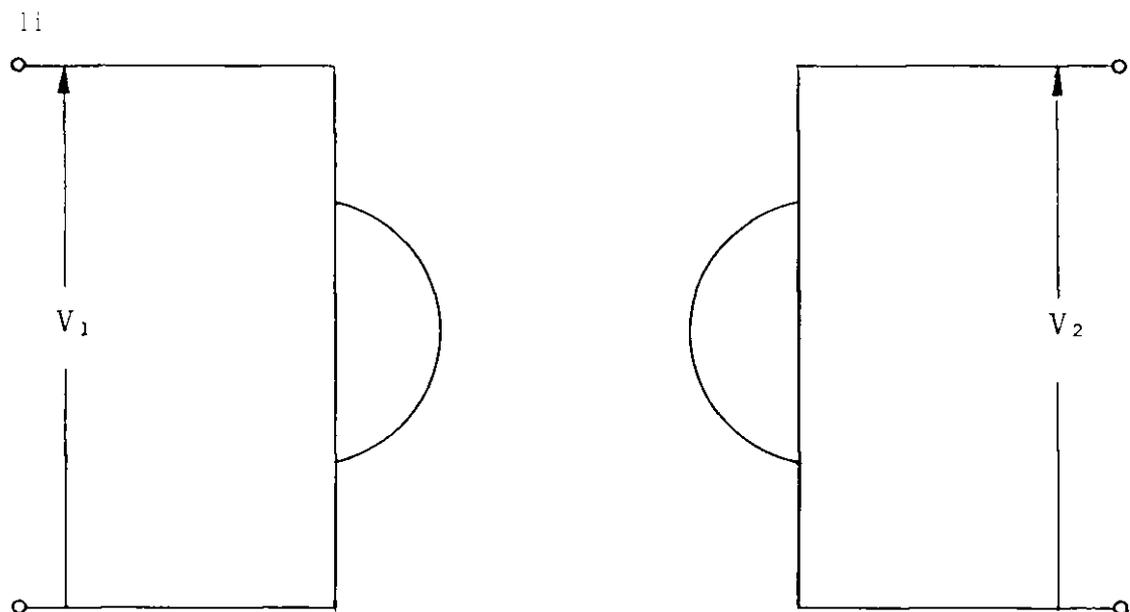


Fig. 2.3 - Esquema do circuito de um girador

tem como matriz espalhamento

$$S = \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

A equação para os autovalores da matriz acima é

$$S_n + 1 = 0, \quad (2.5)$$

cujas raízes são

$$S_n = -1 \quad (2.6)$$

representam os autovalores para o girador.

Os autovalores são obtidos da equação do autovalor

$$S \bar{U}_n = S_n U_n \quad (2.7)$$

ilustrada na fig. 2.4.

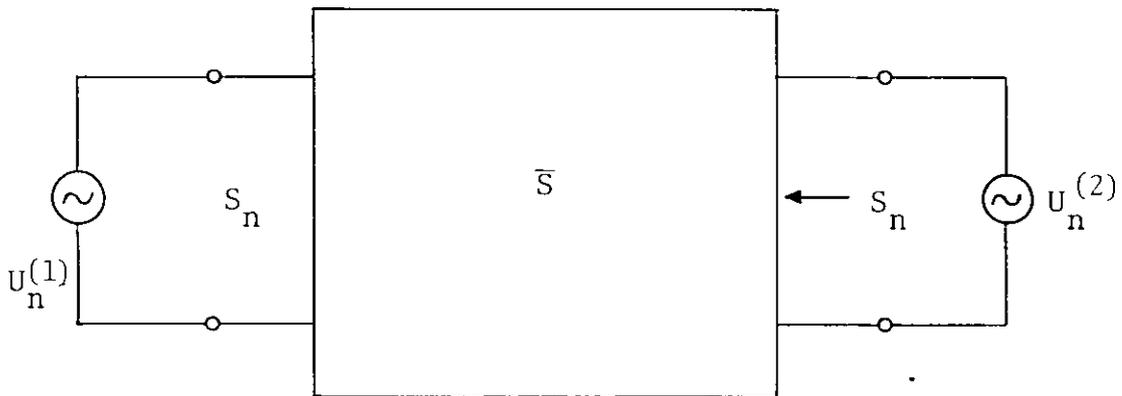


Fig. 2.4. Diagrama esquemático da equação (2.7) para o autovalor

Para  $s_n$  temos

$$\begin{matrix} -1 & a_1 & a_1 \\ & a_2 & a_2 \end{matrix} \quad (2.8)$$

E, portanto,

$$a_2 \quad (2.9)$$

Um autovetor normalizado é, portanto

$$U_+ = \quad (2.10)$$

Da mesma forma

$$U_- = \quad (2.11)$$

As figs. 2.5 e 2.6 representam a eq. (2.7) para os autovetores  $U_+$  e  $U_-$  respectivamente

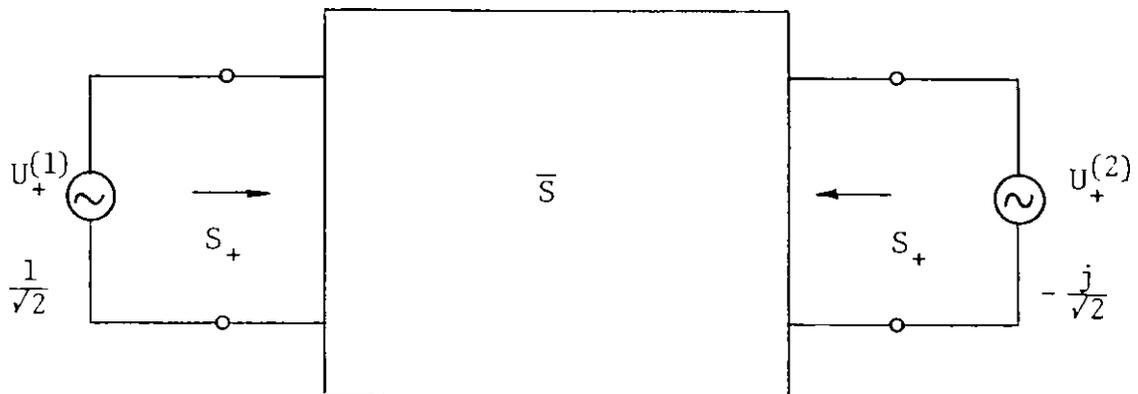


Fig. 2.5 - Diagrama esquemático da equação (2.7) para o autovetor  $U_+$ .

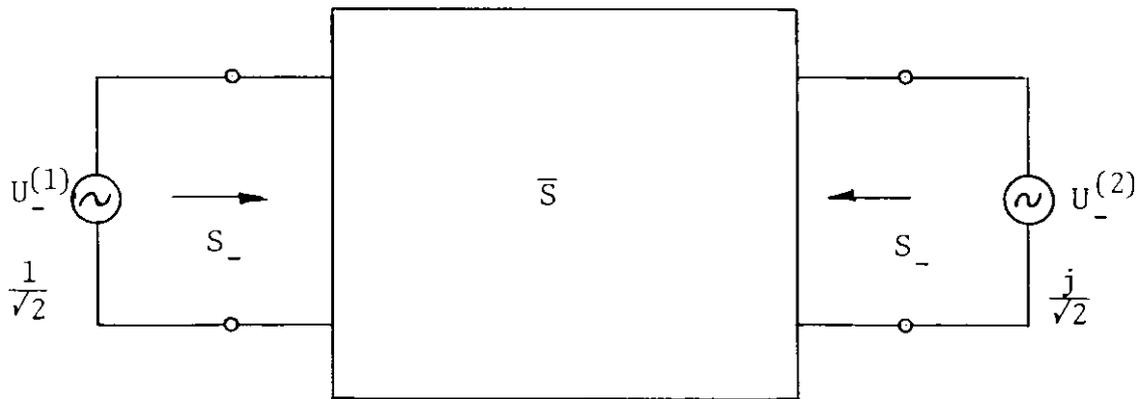


Fig. 2.6 - Diagrama esquemático da equação (2.7) para o autovvalor  $U_-$ .

A matriz de espalhamento é obtida pela diagonalização da matriz  $S$ , ou seja

$$S = \tilde{U} X (\tilde{U}^*)^T \tag{2.12}$$

onde

$$U = \begin{matrix} & \mathbf{1} & \mathbf{J} \\ \mathbf{71} & & \end{matrix} \tag{2.13}$$

$$(\mathbf{TJ}^*)^T = \begin{matrix} & \mathbf{1} \\ \mathbf{72} & \end{matrix} \tag{2.14}$$

$$A = \begin{matrix} & & & 0 \\ & & & \\ & & & \\ & & & \end{matrix} \quad (2.15)$$

Com isso, pode-se exprimir a matriz espalhamento em termos dos autovalores dessa matriz.

$$S = \begin{bmatrix} s_+ + s & j(s_+ - s_j) \\ -j(s_+ - s_j) & s_+ + s \end{bmatrix} \quad (2.16)$$

#### 2.4.2 - Matrizes Impedância e Admitância de um Girador

Deseja-se mostrar que as matrizes impedância e admitância existem para um girador e expressa-las em termos de seus autovalores.

Os autovalores de impedância normalizados são expressos por

$$z_+ = \frac{1 + s}{1 - s} \quad z_- = \frac{1 + j}{1 - j} \quad (2.17)$$

$$z = \frac{1 - S_+}{1 - S_-} = \frac{1 - j}{1 + j} \quad (2.18)$$

Os autovalores normalizados da matriz admitância são os recíprocos dos autovalores da matriz impedância.

$$y_+ = \frac{1}{z_+} = \frac{1 - s}{1 + s} \quad (2.19)$$

$$y_{-} = - = J \quad (2.20)$$

Diagonalizando a matriz admitância utilizando a expressão (2.12) vem

$$Y = \pm \begin{matrix} y_{+} & y_{-} \\ J(y_{+} - y_{-}) \end{matrix} \quad (2.21)$$

ou ainda

$$Y = \begin{matrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{matrix} \quad (2.22)$$

Como resultado para a matriz Z temos

$$Z = \begin{matrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{matrix} \quad (2.23)$$

#### 2.4.3 - Teoria do Girador Aplicada ao Filtro de YIG

A matriz Z para o filtro de YIG pode ser obtida utilizando-se o conceito de autocircuito, fazendo-se uso de autovetores introduzidos acima. Desde que as duas semiespiras estão desacopladas, os autocircuitos e o circuito original conservam a mesma geometria de espiras. A fig. 2.7(a) mostra o circuito original; a fig. 2.7(b) o autocircuito associado ao autovetor  $U_1$  do filtro; a fig. 2.7(c) o autocircuito associado ao autovetor

$\bar{U}_-$  do filtro.

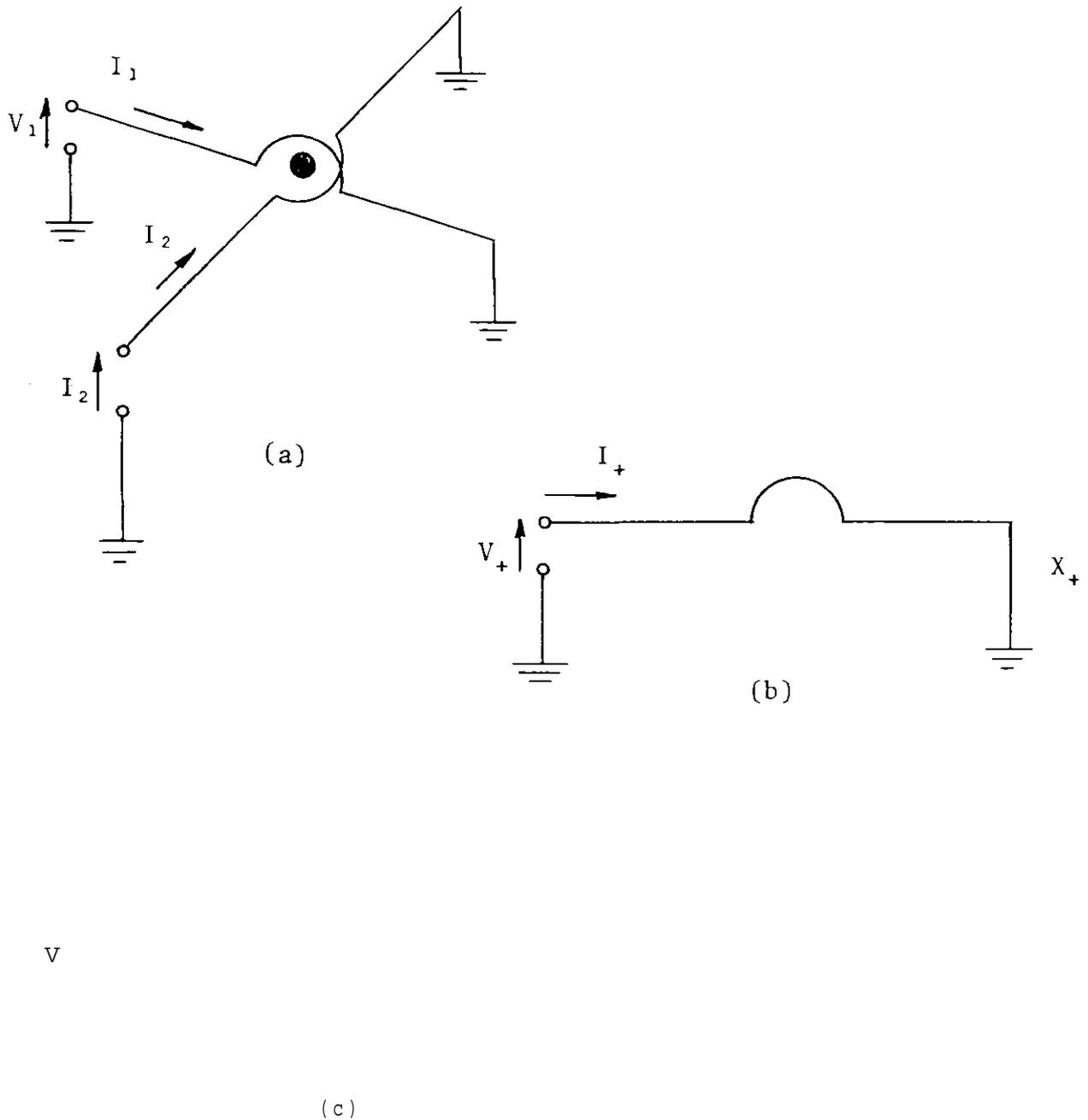


Fig. 2.7 (a) Circuito original, (b) Autocircuito para o autovalor  $U_+$ , (c) Autocircuito para o autovetor  $\bar{U}_-$ .

Entretanto, a forma tensorial da susceptibilidade no circuito original toma os valores escalares  $x_+$  para os dois autocircuitos.

Propõe-se, agora, a determinação dos autovetores da

matriz impedância. Denominam-se  $h_1$  os campos magnéticos no interior da esfera produzidos pelas correntes  $I_1$  e  $I_2$  nos dois auto circuitos. Dessa forma

$$h_1 = k I_1 \quad e \quad (2.24)$$

$$h_2 = k I_2 \quad (2.25)$$

onde o fator  $k$  depende da geometria do circuito e da posição da esfera relativa as semiespiras.

As tensões induzidas nas duas semiespiras são dadas por

espira

$$V_{\text{espira}} = \frac{J \cdot \text{semi}}{4\pi r^3} \quad \hat{r} \quad (2.27)$$

As induções magnéticas nas semiespiras devidas ao momento de dipolo magnético da amostra são

$$b_{\pm} = \frac{m_{\pm} v}{4\pi r^3} \quad (2.28)$$

$$b_{\pm} = \frac{m_{\pm} v}{4\pi r^3} \quad (2.29)$$

onde  $v$  é o volume da esfera de YIG e  $r$  é a distância radial do

dipolo magnético.

A magnetização transversa na amostra é expressa por

$$m_{\perp} = V_0 X_{\perp} \quad (2.30)$$

$$m_{\perp} = \frac{1}{2} X_{\perp} hf \quad (2.31)$$

onde

$$\pm = \pm \frac{m}{\tau} \quad (2.32)$$

Levando os valores de (2.30) e (2.31) a (2.28) e (2.29) obtém-se

$$b_{\perp} = \frac{7}{4\pi r^3} (X_{\perp} KI_{\perp}) \quad (2.33)$$

$$b_{\parallel} = \frac{u \ v}{4\pi r} (X_{\parallel} KI_{\parallel}) \quad (2.34)$$

Substituindo as expressões (2.33) e (2.34) em (2.26) e (2.27) chega-se aos autovalores da matriz

$$z_{+} = - \frac{1}{4\pi r^3} \text{semi-espira } T^{da} \quad (2.35)$$

$$z_{-} = - \frac{1}{4\pi r^3} \text{semi-espira } T^{da} \quad (2.36)$$

Para o presente caso, que é o mais simples e o mais comum, a es

fera se situa no centro, isto é, equidistante das duas semiespiras. Neste caso

$$e = \frac{I}{2r} \quad (2.37)$$

onde  $r_0$  é o raio da semiespira

$$2r \quad (2.38)$$

Isto fornece para o coeficiente de acoplamento

$$k = \frac{1}{2r} \quad (2.39)$$

Procedendo-se à integração sobre a área da semiespira, as equações (2.35) e (2.36) se transformam em

$$4r_0^2 \quad (2.40)$$

$$Z = \frac{j\omega \mu_0 v \mathbf{x}_-}{4r_0^2} \quad (2.41)$$

Com esses autovalores, obtêm-se os autovalores da matriz admitância e, por uma inversão de matrizes, chega-se à matriz impedância para o filtro de YIG.

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ -V_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -R_0 \\ R_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix} \quad (2.42)$$

$V_1$  e  $V_2$  são tensões induzidas nas semiespiras;  $I_1$  e  $I_2$  correntes

que fluem nelas.

Na equação (2.39)

$$-5 \frac{j u \text{ to } v \mathbf{x}}{4 r_o^2} * 2S \quad (2.43)$$

$$R_o = \frac{-j y \infty v \mathbf{x}_{xy}}{4 r_o^2} \dot{O}L \quad (2.44)$$

$$v_{xx} = \frac{X_+ + X_-}{-} \quad (2.45)$$

$$X_{xy} = \frac{X_+ - X_-}{-} \quad (2.46)$$

como uma semiespira apresenta uma autoindutância  $L_s$ , as expressões para os autovalores de impedância assumem a forma

$$Z_i = j\omega L_s + \frac{-}{4 r_o^2} \quad (2.47)$$

$$= j\omega L_s + \frac{j u \text{ to } v \mathbf{x}_-}{4 r_o^2} \quad (2.48)$$

#### 2.4.4 - Circuito Equivalente para um Filtro de YIG

Cárter<sup>^</sup> tomando como base o circuito de um girador ideal, propôs o equivalente para o filtro de YIG mostrado na fig. 2.8.

# Ó

Fig. 2.8 - Circuito equivalente do filtro de YIG

A indutância  $L_s$  e a induzida pela esfera, enquanto a indutância' serie  $L_+$  é a autoindutância da semiespira. As figs. 2.9(a) e 2.9 (b) descrevem dois autocircuitos para o equivalente da fig. 2.8 em termos dos autovalores da impedância de um girador ideal.

$L$   
 $s$

$Z_+$

$is$

Ca)

Cb)

Fig. 2.9 - (a) 0 equivalente para o autovetor  $U_+$ . (b) 0 equiva lente para o autovetor  $U_-$ .

A equivalência entre esses dois autocircuitos e os das figs. 2.7 (b) e 2.7(c) é estabelecida fazendo-se uma comparação das duas descrições. Na descrição da matriz impedância para o conjunto  $es^A$  fera-semiespiras, os dois autovalores são dados pela combinação das eqs. (2.47) e (2.48) com a eq. (2.32).

$$Z_+ = j\omega L_s + \frac{j y_s \text{ o j v } \ddot{U})}{-5 \frac{\ddot{U}_L}{O u i + \ddot{u}^M r^*}} \quad (2.49)$$

$$Z_- = j \omega L_s + \frac{J U \ddot{U} V 0)}{(w+w_r) 4 r^*} H L \quad (2.50)$$

Enquanto isso, para os autocircuitos das figs. 2.9(a) e 2.9(b) relativos ao equivalente proposto por Cárter<sup>(12)</sup> o resultado é

$$Z_+ = j \omega L_s + \frac{j \omega L (Z J / -J L)}{-u) + (Z j / -j L_r)} \quad (2.51)$$

$$Z_- = j \omega L_s + \frac{J \omega L (Z V j L)}{(2 V j L)} \quad (2.52)$$

Esses dois conjuntos de autovalores são equivalentes se

$$|I|_+ = -j \omega_r L_r f \quad (2.53)$$

$$|Z| = j \omega_r L_r \quad (2.54)$$

onde

$$L_j = \frac{U V W}{4 r_o^2 \alpha_r} 51 \quad (2.55)$$

Dessa forma, os autovalores do circuito do girador tem natureza definida pelas eqs. (2.7) e (2.8).

A matriz impedância do girador é definida então por

$$R^0 = \frac{V}{\omega} : \frac{1}{\omega} = -\frac{4r^2}{\omega} \quad (2.56)$$

$$Z_n = \frac{(Z_i + Z^1)}{\omega} = 0 \quad (2.57)$$

#### 2.4.5 - Matriz Espalhamento para o Filtro de YIG na Ressonância

Os autovalores de impedância para o filtro de YIG são

$$Z_+ = \frac{j \omega R}{-\omega J + \omega J} \quad (2.58)$$

$$Z_- = \frac{j \omega R}{\omega + \omega} \quad (2.59)$$

Dessas expressões pode-se obter os valores para  $S_+$  e  $S_-$

$$S_+ = \frac{j \omega R}{Z} \frac{(-\omega J + \omega J)}{r} \quad (2.60)$$

$$S_- = \frac{j \omega R}{Z} \frac{(\omega + \omega)}{\omega}$$

$$S_{-} = \frac{j \omega R}{Z} \frac{(U) + (U)_{x}}{j \omega R} + \frac{(u) + (u)_{x}}{Z_{0}} \quad (2.61)$$

Na ressonância tem-se para S

$$S_{-} = 1 \quad (2.62)$$

$$S = \frac{1 - \frac{Z}{Z_{0}}}{1 + \frac{Z}{Z_{0}}} \quad (2.63)$$

Portanto, na ressonância os parâmetros de espalhamento são dados por

$$|S(0)_{-}|^2 = \frac{1 - \frac{R}{Z_{0}}}{1 + \frac{R}{Z_{0}}} \quad (2.64)$$

$$|S(0)_{+}|^2 = \frac{1 - \frac{R}{Z_{0}}}{1 + \frac{R}{Z_{0}}} \quad (2.65)$$

#### 2.4.6 - Largura de Banda do Filtro de YIG

Para a determinação da largura de banda o tratamento analítico deve ser feito na vizinhança da frequência de res-

sonância. Nessa região, as eqs. (2.60) e (2.61) se tornam

$$S_1 = \frac{R}{Z_0^0 - \epsilon} \quad (2.66)$$

$$- 2$$

(2.67)

$$+ 2$$

onde

$$S_2 = \frac{-\omega + \omega}{\omega} \quad (2.68)$$

Escrevendo  $S_{2j}$  em termos das variáveis originais, resulta:

$$S_{2j} = \frac{\begin{vmatrix} 5R & 2R \\ 0 & 0 \end{vmatrix} H^2}{\begin{vmatrix} Z & Z \\ 0 & 0 \end{vmatrix}} \quad (2.69)$$

$$= \frac{R}{+ 26} \frac{2R}{\dots} \frac{R}{\dots}$$

oj

Para  $\epsilon \ll 2$

$$S_{2j} = \frac{S(0)ii}{1 + s(0) \frac{1}{2R_0}} \quad (2.70)$$

onde  $|S(0)21|^2$  é definido pela eq. (2.64).

A largura de banda do filtro de YIG nos pontos de 3dB é então expresso por

$$2\delta = \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \approx \frac{\omega - \omega_0}{2R_1} \quad (2.71)$$

## 2.5 - FILTROS DE YIG DE DOIS ESTÁGIOS

O filtro de YIG de dois estágios utiliza essencialmente duas esferas de YIG circundadas por duas semiespiras dispostas conforme a fig. 2.10.

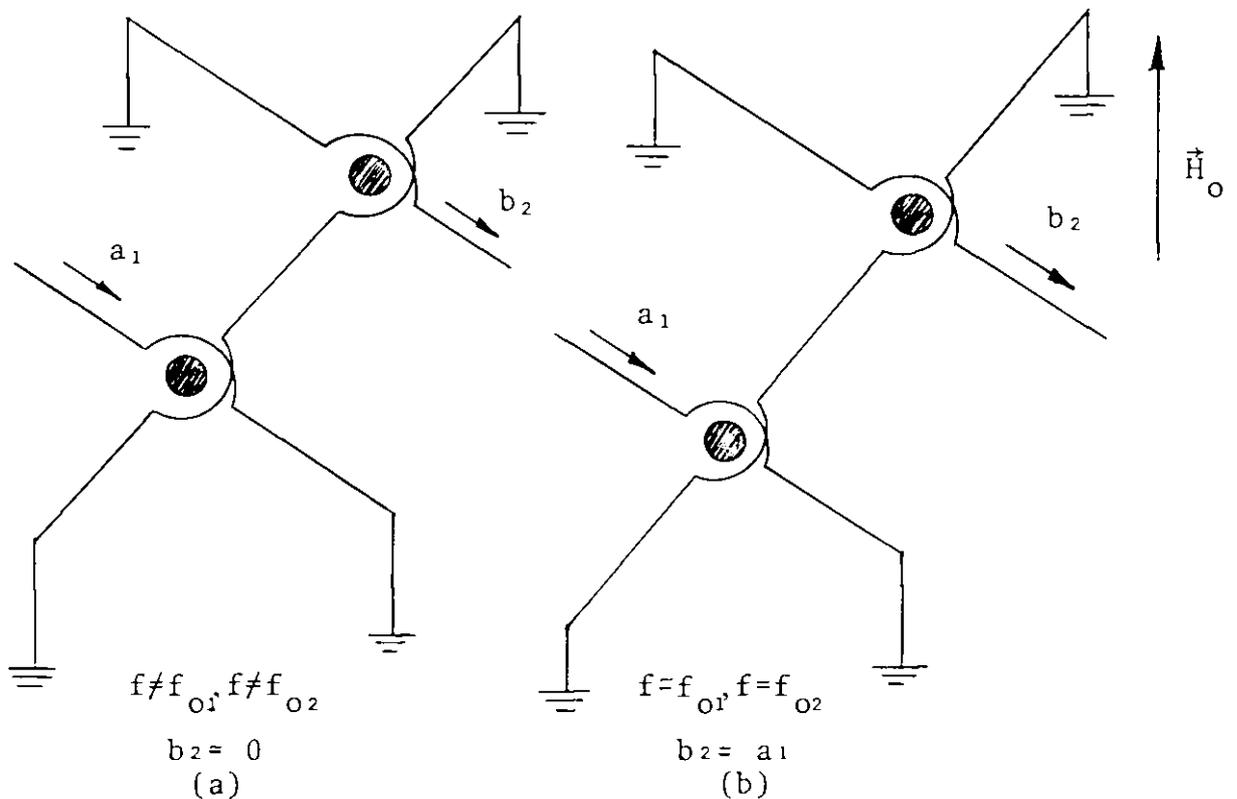


Fig. 2.10 (a) Filtro de dois estágios fora da ressonância do YIG  
(b) Filtro na ressonância do YIG.

Ambas as esferas estão submetidas a um mesmo campo magnético estático  $H_0$ . Suas frequências de ressonância são dadas pela expressão (1.45) em que o efeito da anisotropia é levado em conta, uma vez que ele é que vai ser responsável pela existência de frequências de ressonância distintas para um mesmo campo estático aplicado. Foi visto em 1.5 que, para uma esfera,  $N_x = N_y = N_z = 1/3$ . Dessa forma, para uma esfera

$$\omega_r = \gamma H_0 \left( \frac{1}{3} + \frac{A}{a^3} \right) \quad (2.72)$$

ou ainda

onde agora  $\gamma = 2.8 \text{ MHz/Gauss}$

$\theta$  é o ângulo entre um eixo fácil  $[111]$  e o campo estático  $H_0$ .

Assim, para a primeira esfera tem-se

$$\omega_{1i} = \gamma H_0 \left( \frac{1}{3} + \frac{A}{a^3} \cos^2 \theta \right) \quad (2.74)$$

Para a segunda esfera

$$\omega_{2i} = \gamma H_0 \left( \frac{1}{3} + \frac{A}{a^3} \cos^2 \phi \right) \quad (2.75)$$

$\theta$  e  $\phi$  são os ângulos que um eixo fácil do cristal das esferas faz com o campo  $H_0$ . Eles são distintos porém próximos um do outro de forma a favorecerem a justaposição de curvas de ressonâncias individuais de cada esfera. Essa justaposição é que dá a forma da

curva de passagem do filtro.

No capítulo 4, o assunto será abordado com mais detalhes.

## 2.6 - APLICAÇÃO DOS FILTROS DE YIG.

Sendo dispositivos com sintonia eletrônica ao longo de largas faixas de frequência, constituem frequentemente elementos chave em equipamentos de microondas sofisticados. A sintonia com YIG oferece vantagens como linearidade inerente e desvio de frequência extremamente baixo com a variação de temperatura.

Os filtros de YIG são usados numa larga variedade de equipamentos de microondas. O mais simples receptor, o receptor sintonizável de radio frequência (TRFJ), utiliza um filtro de YIG para operar com estreitas faixas de frequências. O mais sofisticado receptor super-heterodino possui comumente um oscilador sintonizado a YIG com um filtro passa-faixa de YIG para a pré-seleção e rejeição de imagem.

Muitos instrumentos de teste para microondas utilizam esses dispositivos. A maior parte dos modernos analisadores de espectro empregam osciladores locais e um filtro a YIG no pré-seletor de rastreamento para evitar sinais espúrios resultantes de intermodulação e distorção harmônica.

## CAPÍTULO 3

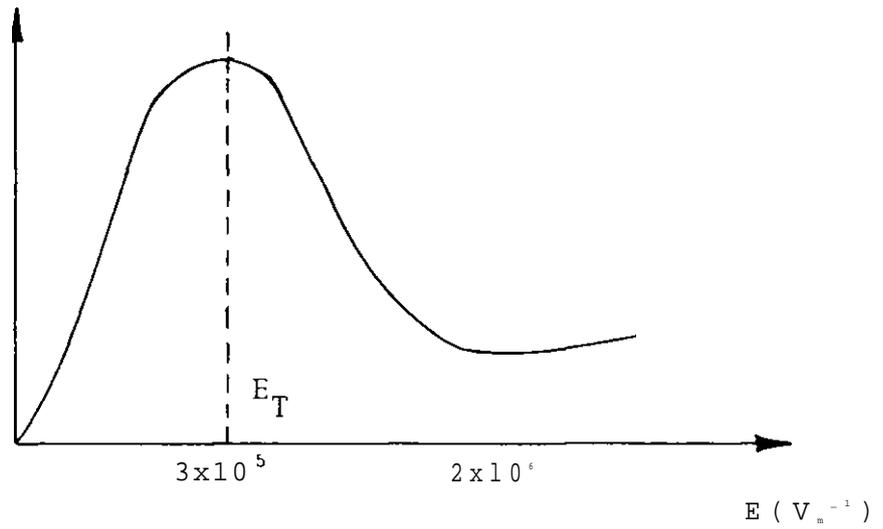
### OSCILADOR GUNN SINTONIZADO A YIG

#### 3.1 - O DISPOSITIVO GUNN

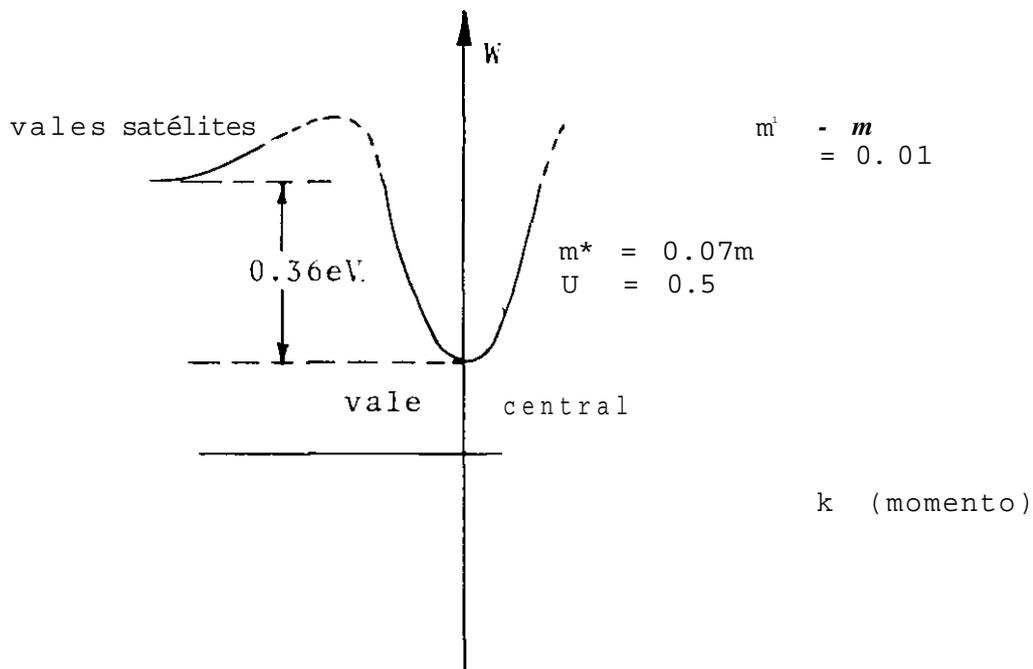
O efeito Gunn foi descoberto experimentalmente por J.B. Gunn<sup>17</sup> em 1963 embora tenha sido previsto anteriormente por Ridley e Watkins<sup>18</sup> e por Hilsum<sup>19</sup>. É, às vezes, chamado de efeito de transferência de elétrons ou mecanismo de RWH. Gunn observou que quando uma diferença de potencial era aplicada em uma pequena amostra de GaAs tipo N esta apresenta uma resistência normal para baixos valores de tensão, mas para valores acima de um ponto, oscilações de corrente ocorriam em frequências de microondas.

A causa deste fenômeno é a característica da velocidade de condução do elétron versus o campo elétrico aplicado no GaAs que se origina da estrutura de banda particular do material. A fig. 3.1(a) ilustra o comportamento não usual da veloci<sup>^</sup>

idade versus campo elétrico



(a)



(b)

Fig. 3.1 (a) - Característica  $v \times E$  para o GaAs. (b) Elétron ocupam o vale central quando  $E < E^*$  e são levados para os valores satélites quando  $E > E^*$ .

Para baixos campos elétricos, os elétrons com alta mobilidade preenchem o vale central da banda de condução que é a região de energia normalmente ocupada. A proporção que se inten-

sifica o campo elétrico na amostra, esses elétrons se movem ao longo dela ganhando energia e momento, gradualmente preenchendo os vales satélites, quando adquirem uma energia de 0.36 eV. como mostra a fig. 3.1 (b). Nesses valores, os elétrons têm uma massa efetiva muito maior e sua mobilidade é consequentemente, muito reduzida, o que justifica a curva da fig. 3.1 (a).

A característica da velocidade versus campo elétrico representa essencialmente a variação da corrente com a tensão para o arseneto de gálio. A região de mobilidade negativa é, portanto, uma região de resistência negativa, o que sugere sua utilização como oscilador. A oscilação de corrente observada por Gunn é devida a instabilidade que ocorre ao se atingir o campo limiar  $E^*$ , no qual a região de mobilidade negativa é alcançada. A amostra produziu uma corrente oscilatória mesmo sem um circuito ressonante externo.

Essa instabilidade é devido à formação de domínios de carga que se deslocam no material. A formação desses domínios pode ser visualizada do seguinte modo; o campo de polarização da amostra acima de  $E^*$ , não é perfeitamente uniforme ao longo do material por razões tais como leves variações na densidade de dopagem, defeitos na rede cristalina, ou impurezas. Portanto, em alguma região da amostra, o campo será mais intenso que em outras. Os elétrons nessa região são mais lentos em vista de estarem nos vales satélites. Isto causa uma acumulação de carga espacial. Por causa dessa carga espacial, o potencial nessa região cresce enquanto diminui em outras. Quanto mais intenso o campo na região de carga espacial, maior é a acumulação de elétrons nos vales satélites, o que os torna mais lentos e provoca um aumento da acumulação de carga espacial, De-

vido a diminuição da mobilidade desses elétrons com relação a daqueles que estão a frente, uma camada de depleção é formada na frente da camada de acumulação. A combinação dessas duas camadas aumenta rapidamente até que alcança um ponto de saturação quando se diz ser o domínio estável.

O campo elétrico no interior do domínio torna-se muito mais intenso do que o campo crítico a proporção que o domínio cresce. Como para campos intensos a característica da velocidade do elétron versus o campo é muito plana, o domínio se move a uma velocidade quase constante da ordem de 10 cm/seg. O crescimento do domínio para quando sua velocidade é igual a velocidade dos elétrons num campo muito inferior em ambos os lados do domínio. Esta limitação ocorre devido a tensão externa fixa.

Em circunstâncias normais, apenas um domínio se desloca por vez pois a sua formação reduz o campo elétrico em outras regiões para valores abaixo do valor crítico  $E^*$ . Um domínio se forma preferencialmente, próximo aos extremos da amostra onde há desuniformidade de campo devidas a avariações do cristal quando no corte, ou ao polimento, como também na deposição da camada metálica. Um domínio que se forma no terminal negativo da amostra viaja até alcançar o terminal positivo. Ao alcançá-lo, o campo elétrico se redistribui de uma forma mais uniforme ao longo da amostra e assim novas condições são formadas para a criação de um novo domínio. É comum introduzir-se no cátodo desuniformidades que favoreçam a criação de domínios nesse ponto. Assim, quando uma amostra de GaAs tipo N é polarizada na região de mobilidade negativa, um domínio se forma no cátodo e rapidamente cresce até estabilizar-se. Ele se move ao longo da amostra a uma velocidade uniforme até entrar no ânodo. Um outro domínio se forma no cátodo

e o processo continua repetitivamente com uma frequência igual a aproximadamente  $1/\tau$  onde  $\tau$  é o tempo de trânsito do domínio. O perfil do campo elétrico ao longo da amostra é vista na fig. 3.2

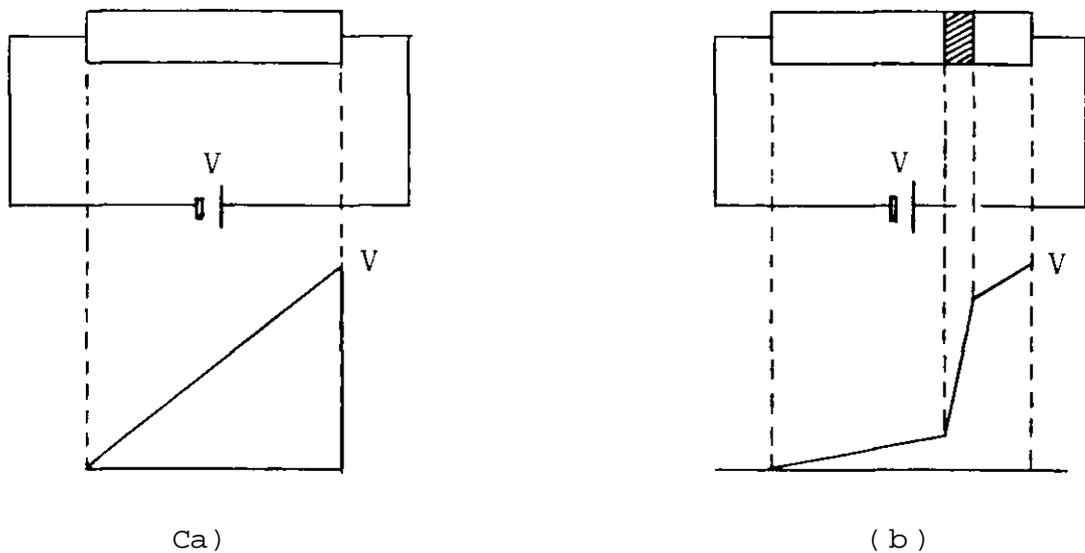


Fig.3.2 - Distribuição do potencial em uma amostra de GaAs (a) Campo uniforme, (b) Com domínio.

A corrente através da amostra inicialmente cresce proporcionalmente a tensão aplicada até que o valor crítico  $V_j$  é alcançado para a qual a corrente é  $I^*$ . Se a tensão é feita ligeiramente maior do que  $V_j$  a corrente rapidamente cai para um valor  $I_y$ , no qual permanece por um tempo antes de crescer, agora um pouco mais lentamente, ao seu valor original  $I^*$ . A forma da corrente nessas condições é, portanto, do tipo mostrado na fig. 3.3 embora possa haver na prática alguma diferença nessa configuração.

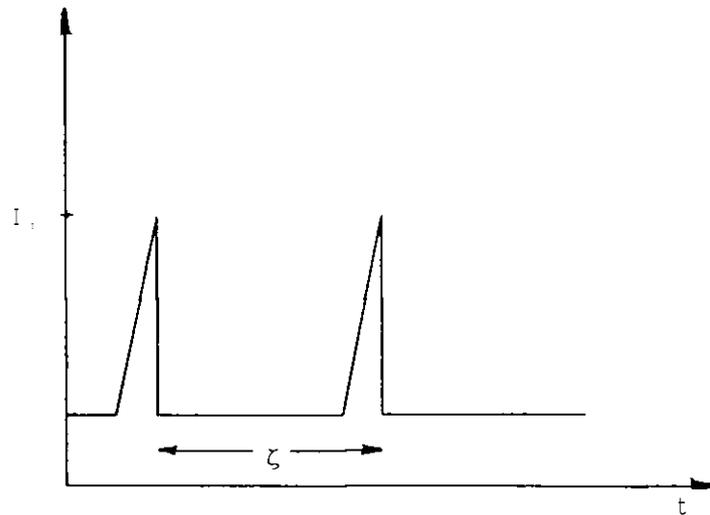


Fig. 3.3 - Forma de onda da corrente para o modo de trânsito do domínio.

Caso seja convenientemente acoplado a uma cavidade de ressonante, a amostra pode manter oscilações quando a cavidade é sintonizada numa frequência tal que um domínio por ciclo passe através da amostra.

A velocidade de saturação dos elétrons no GaAs é

7

próxima de  $10^7$  cm/js, de forma que, para o modo "Tempo de Transito", um comprimento efetivo da amostra de  $10^{-3}$  cm corresponderia a  $10^4$  domínios passando por segundo através do material. Isto corresponde a uma frequência de 10GHz. Neste raciocínio, admite-se que o tempo de relaxação dielétrico e o tempo de transição dos elétrons entre os estados de alta e baixa mobilidade são pequenos quando comparados com o tempo de trânsito dos domínios, o que é válido para GaAs fortemente dopado.

Para materiais de alta resistividade, o tempo de formação de domínios pode ser uma fração considerável de seu tempo de trânsito, particularmente para pequenas amostras projetadas para oscilar em frequências de microondas. É, assim, eviden-

te que a formação de domínios pode ser inibida completamente em materiais de alta resistividade pela razão acima.

A mínima tensão aplicada para a formação de domínios numa amostra de 10<sup>3</sup> cm de comprimento é 3.6 V, o que faz com que as tensões de operação de osciladores Gunn de 10GHz sejam da ordem de 6 V. Este baixo valor de tensão de operação constitui um dos maiores atrativos destes dispositivos como geradores de microondas.

### 3.2 - MODOS DE OSCILAÇÃO DO DISPOSITIVO GUNN

Em muitas aplicações é importante que um oscilador seja sintonizável numa certa gama de frequências ou pelo menos ajustável, em vez de ter a frequência de oscilação fixa e imposta pelo comprimento da amostra.

Quando um dispositivo Gunn é colocado num circuito sintonizável e polarizado acima do campo limiar, vários modos de oscilações podem ocorrer. Esses modos são classificados de acordo com o mecanismo de extinção de domínio envolvido, imposto pelas condições de carga do circuito acoplado. Apenas dois modos de operação tem capacidade de proporcionar uma larga sintonia de frequências: o modo "Domínio Retardado" e o modo LSA (Limited Space-Charge Accumulation). A configuração de circuito mais comum acoplado ao dispositivo Gunn é a do RLC paralelo de alto Q para manter a tensão apenas na frequência fundamental de oscilação.

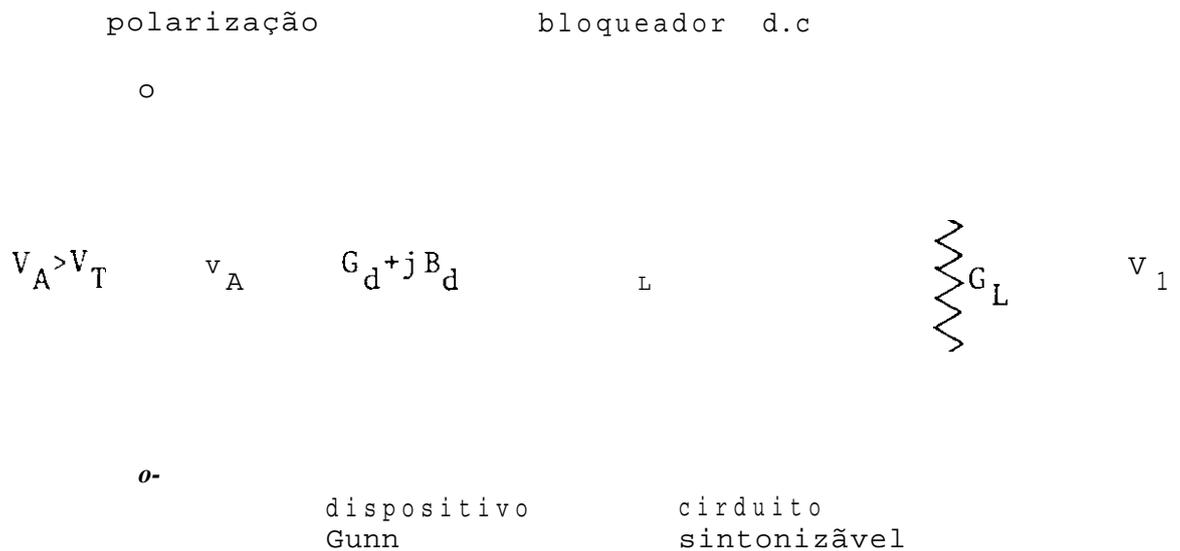
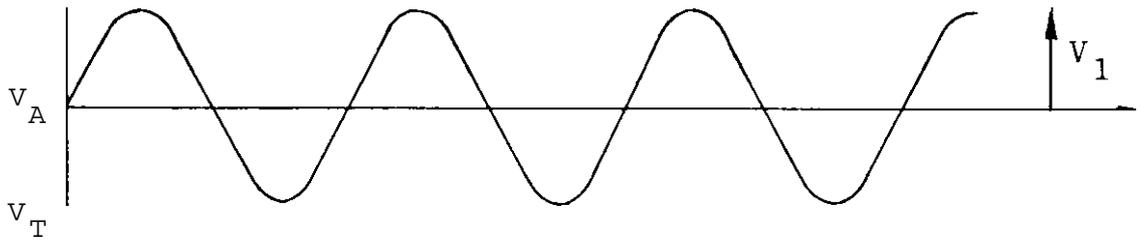


Fig. 3.4 - O dispositivo Gunn com circuito de sintonia

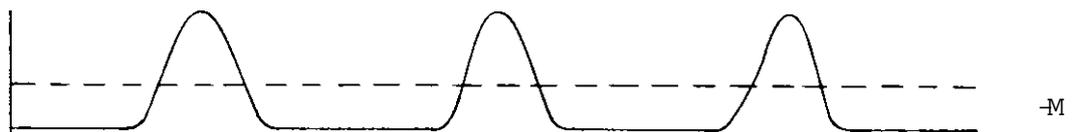
### 3.2.1 - Modo "Tempo de Trânsito"

Se  $G^{\wedge}$  é muito grande, o que ocorre quando a carga é elevada, apenas uma pequena tensão r.f de pico  $V^{\wedge}$  aparece a través do circuito sintonizável. Se  $\omega > \omega_p$ , a tensão no dispositivo está sempre acima do valor crítico e, portanto, pulsos de corrente são dirigidos para o circuito FLC na frequência  $\omega_{fjj} = \omega_p$ . A tensão no circuito será máxima quando este apresentar frequência natural igual a  $\omega_p$ . Nenhum controle sobre a frequência é possível nesse modo. O circuito sintonizável atua apenas como filtro, e o diodo se comporta como uma condutância negativa como pode ser visto nas formas de onda da corrente e tensão da fig. 3.5.



(a)

'D



(b)

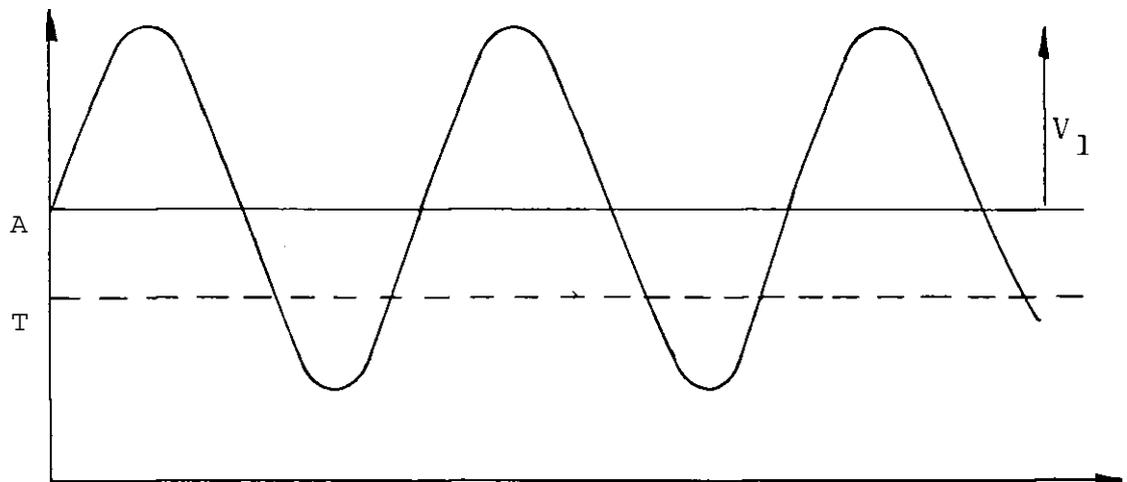
Hg. 3.5 - Tensão (a) e corrente (b) no dispositivo Gunn com circuito de sintonia.

A série de Fourier da forma de onda da corrente mostra que a componente fundamental está em oposição de fase com a tensão. Mas a eficiência é muito baixa (<1%)

$$\text{Eficiência} = \left\{ \left( \frac{1}{2} V_1 I \cos \phi \right) / I V_A \right\} \times 100 \quad (3.1)$$

### 3.2.2 \* Modo "Domínio Retardado"

Se  $V_p$  é menor do que um determinado valor, a tensão de r.f no dispositivo pode cair abaixo da tensão linear durante uma parte de cada ciclo de oscilação. Logo que a tensão de r.f ultrapassa o valor limite  $V_p$ , um domínio é formado e atravessa a amostra num tempo  $\tau$ . Se, no instante em que este atinge o ânodo, a tensão cair abaixo de  $V_p$ , nenhum outro domínio será criado. Haverá um intervalo até que a tensão exceda  $V_p$ , provocando formação de um novo domínio e mantendo a oscilação periódica.



(a)

D

$$f = 1/T$$

"V

T

(b)

Fig. 3.6 - (a) Oscilação de tensão no circuito RLC sintonizado em  $f_0$  com  $V_p > V_{p,c}$  (b) Corrente no dispositivo Gunn.

Como foi dito anteriormente, esse é um dos modos que proporciona maior sintonia de frequência. Essa sintonia é feita pelo circuito RLC acoplado ao dispositivo Gunn. Admita-se que  $T/2 \approx \tau$  e  $V_1 \approx V_T$ , onde  $C$  é o tempo de trânsito dos domínios e  $T$  é o período da tensão de r.f.

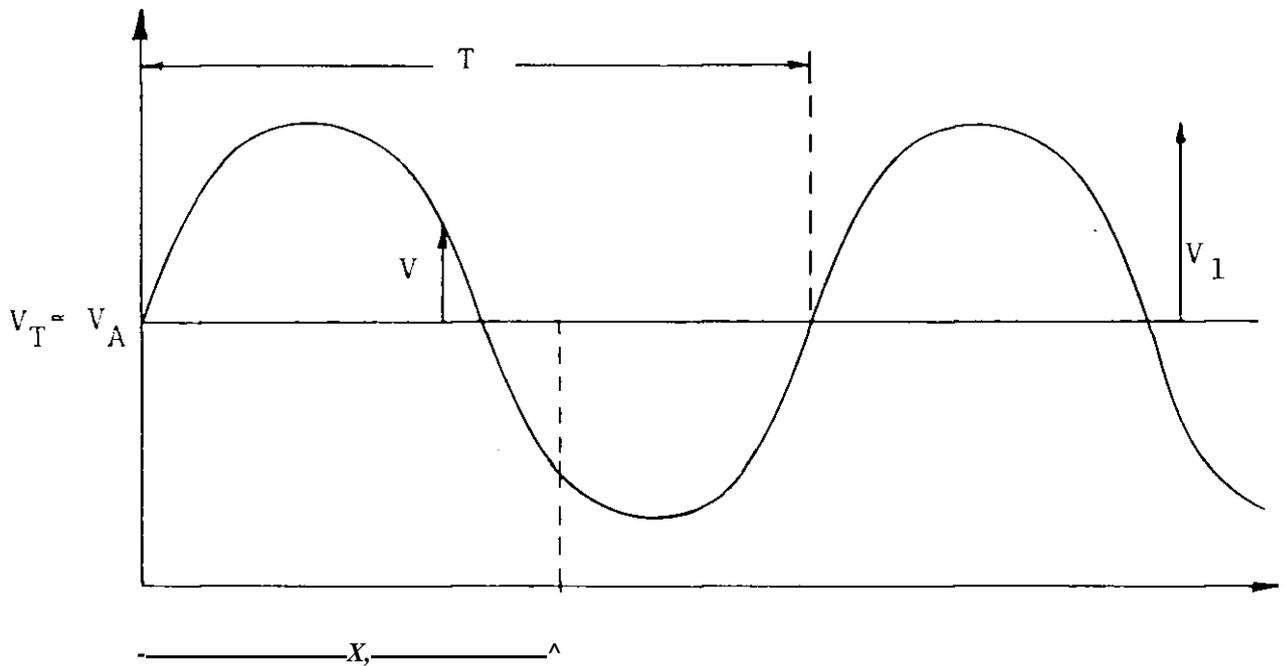


Fig. 3.7 - Condições de oscilação do diodo Gunn no modo "Domínio Retardado"

Se  $T = C$ , um domínio é criado no cátodo em  $t = 0$  e alcança o ânodo em  $t = \tau$ . Nesse instante, não é formado nenhum outro domínio pois  $V + V < V_T$ . Só é formado outro domínio em  $t = T$ . Assim a frequência de formação de domínios é  $1/2\tau$ . A proporção que  $T$  diminui, a frequência de oscilação do dispositivo acompanha a do circuito  $1/T$  (" $T$ " agora variável). Quando  $T$  cresce até  $4\tau$ , os domínios passam a ser criados entre períodos de  $T = \tau$ , e a frequência de oscilação do diodo Gunn fica sendo  $1/\tau$ . Vê-se assim que o dispositivo é sintonizável ao longo de uma oitava de frequências. Pode-se verificar facilmente que, se

a condição  $T/2 \leq \tau$  não for satisfeita, o diodo perde o sincronismo com o circuito externo. Isso pode ser sentido quando se tenta levar a frequência do circuito externo para valores superiores a  $1/\tau$ . O diodo apresenta um salto desse valor para o da frequência correspondente ao tempo de trânsito.

A eficiência é maior que a do modo anteriormente descrito, porque os pulsos de corrente são mais largos particularmente quando  $T = 2\tau$ . A análise de Fourier para a corrente, mostra que eficiências de alguns por cento são obtidos. A análise de Fourier pode também ser usado na obtenção da expressão para a admitância do diodo. Se o dispositivo for polarizado na tensão limiar ( $V = V_j$ ), pode-se mostrar que a componente fundamental da corrente em fase com a tensão é

$$(hV - fV\tau \sin - r^+ i r^+ T^+ - nr - ^9) \quad (3.2)$$

E a componente em quadratura é

$$d_i)_o = \frac{1}{a} C I_p - I_v) \sin t * \frac{v! \sin n z \wedge n}{a} \quad (3.3)$$

onde  $R_a$  é a resistência da amostra para campos pequenos.

$$R_a = \frac{Z}{N_p e \mu_o A}$$

sendo  $Z$  o comprimento da amostra, a densidade da dopagem,  $A$  a seção de área transversal e  $\mu_o$  a mobilidade para campos pequenos. Cada material possui uma razão típica  $I_{ph}/I_s$ . Para o GaAs

$$I_{ph}/I_s = 2.$$

Também,  $I_y - J_y \cdot A = N^{\wedge}$ , e  $V_D \cdot A$  onde  $V_D$  é a velocidade do domínio que é igual a velocidade do elétron fora do domínio.

Assim, a admitância da amostra  $Y_g = G_g + jB_g$  tem para valores de  $G_g$  e  $B_g$ .

$$S = \frac{N_p e A}{V} - \frac{2V_D}{I} \left( T \wedge \left( i \wedge - \frac{u}{2} \right) \frac{\sin 2\omega\tau}{V} \right) \quad (3.3)$$

$$\frac{N_p e A}{V} - \frac{V_D L}{V C I} \cdot \frac{u}{2} \frac{\sin \wedge}{D} \quad (3.4)$$

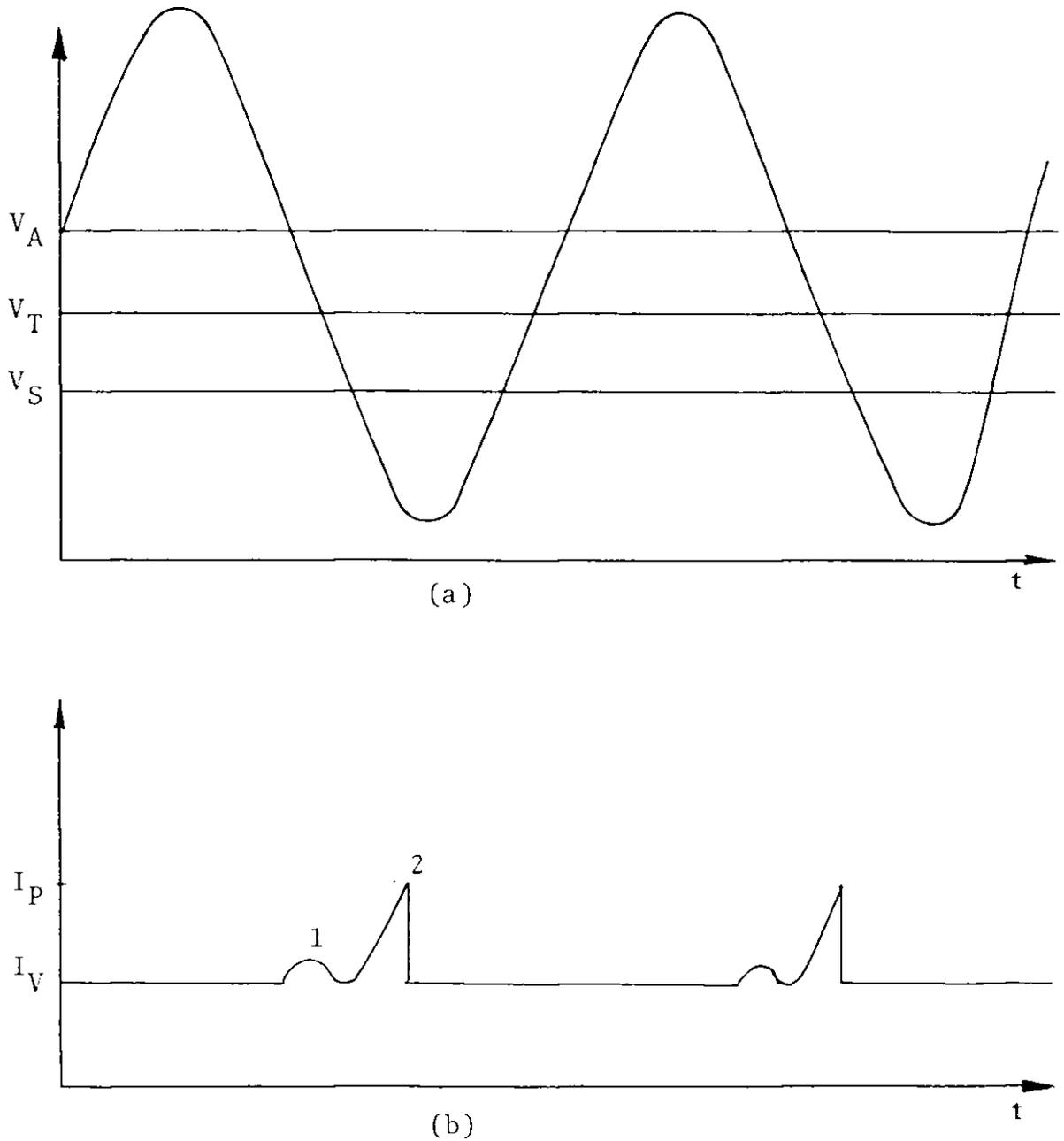
Introduzindo-se alguns valores típicos;  $i. = 10 \text{ m}$ ,  $V_D = 7500 \text{ cm / v.s}$ ,  $N_p = 2 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ ,  $A = 10^{-4} \text{ cm}^2$ ,  $V_D = 10^8 \text{ m/s}$ ,  $I_x / I_y = 2$ ,  $\omega\tau = 3\pi/2$ , então  $G_g = -0.07$  Se  $B_g = -0.00425$  em  $V_i = 3V$ . Isto corresponde a uma impedância  $Z_g$  de  $(-14 + j 0.8)^{\wedge}$ ,

### 3.2.3 - Modo "Domínio Extinto"

Se  $G^{\wedge}$  é agora muito pequeno, a oscilação da tensão de r.f através do circuito sintonizável pode ser suficiente para causar uma queda na tensão do dispositivo a um nível insuficiente para manter um domínio durante parte de um ciclo. Quando a tensão cai abaixo desse nível  $Y_g$ , um domínio em trânsito é abafado e desaparece.

Parece assim que esse modo seria sintonizável desde a frequência inferior limite  $1/2$  até frequências muito altas. Entretanto um limite é alcançado quando  $f = 1/Jz$ , onde  $C_n$  é o tempo característico para a formação do domínio ou sua supressão.

Esse limite superior pode ser tão alto quanto 100 GHz. A eficiência não é tão alta quanto no modo "Domínio Retardado", particularmente quando a frequência cresce bem acima de  $1/2 C^{\wedge}$ . A fig. 3.8 caracteriza esse modo.



Hg. 3.8 - (a) Tensão de r.f. abaixo da tensão que mantém as oscilações. (b) Domínio extinto (1). Novo domínio formado (2).

### 3.2.4 - Modo "Acumulação de Carga Espacial Limitada"

[Modo LSA) \* "16 -1

Este é o único modo em que é possível usar a característica de condutância negativa do GaAs diretamente. Se uma operação com um sinal de intensidade suficientemente grande pode ser obtida de forma que a tensão de r. f. varra a região de condutância negativa rapidamente ( $\phi^{\wedge}$ ), será formada uma quantidade de carga espacial insuficiente para criar um domínio. Se a tensão de r. f também mantém o dispositivo abaixo da tensão limiar por um tempo  $\wedge^2$  suficiente para essa carga espacial decair, nenhum domínio será formado.

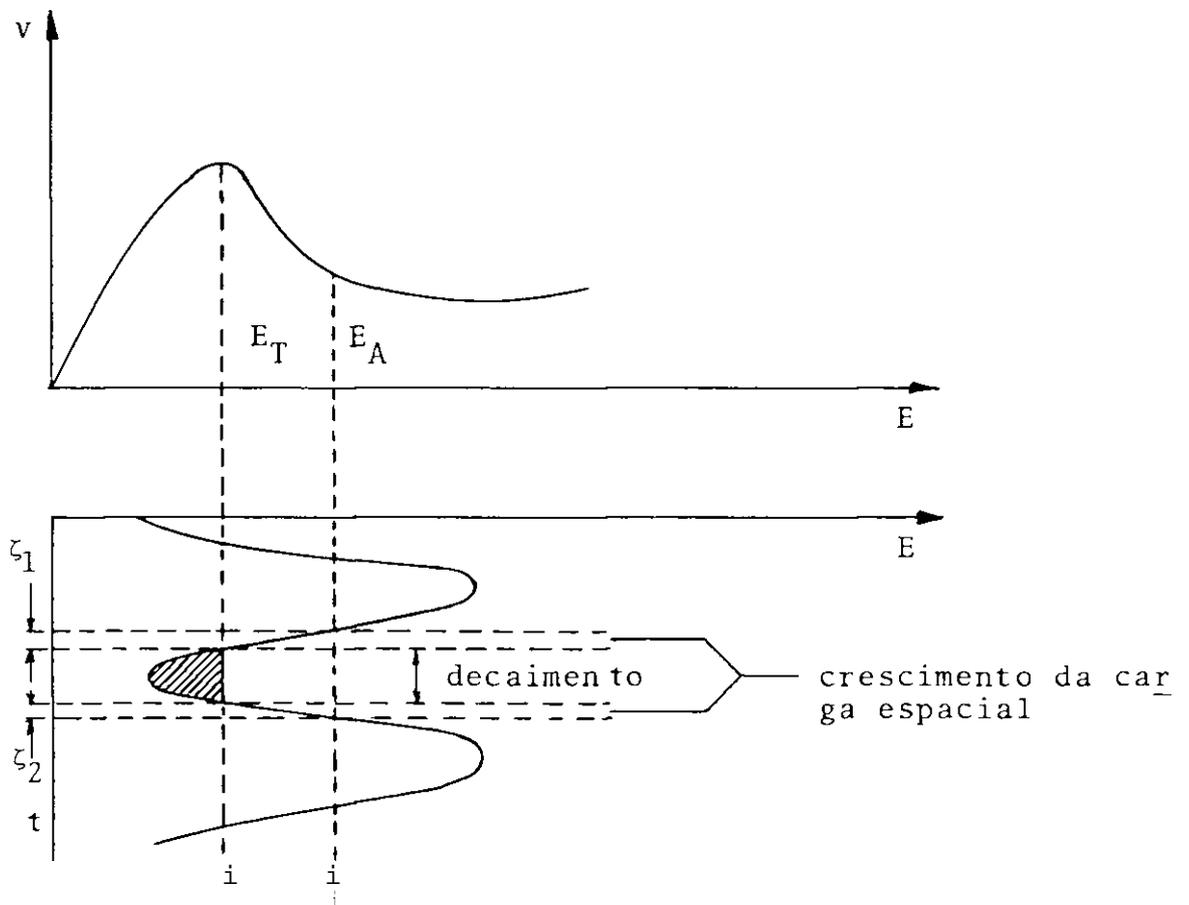


Fig. 3.9 - Aspecto da tensão de r. f para o modo LSA.

O tempo de relaxação dielétrica negativa para campos entre  $E_r$  e  $E$ . é dado por

$$T_{D1} = \frac{I}{N_D e |v| I} \quad (3.5)$$

onde  $|x|$  representa uma média da inclinação da curva.

O tempo de relaxação dielétrica para campos abaixo de  $E^*$  é dado por

$$T_{D2} = \frac{1}{N_D e \mu_0} \quad (3.6)$$

onde  $\mu$  é a mobilidade para campos baixos,

Portanto de forma aproximadamente, o período  $T$  da frequência de operação  $f$  de ser tal que:

$$T_{D1} > T > T_{D2}$$

Essa é a única restrição no período de oscilação, desde que não haja efeitos de tempo de trânsito.

Tomando valores de  $\mu = 10^3 \text{ m}^2/\text{v.s}$  e  $E^* = 12.5$ , a desigualdade acima se torna.

$$2 \times 10^{11} > N_D \mu f > 2 \times 10^{10} \quad (3.7)$$

sendo  $N_D$  a densidade de dopagem por metro cúbico e  $f$  expresso em Hz.

V

Tal

I -

(b)

Fig. 3.10 - Formas de onda da tensão (a) e da corrente (b) para o modo LSA.

Pode-se ver que neste modo existe uma forte componente de corrente em oposição de fase com a tensão, o que permite obter eficiências em torno de 20%.

Osciladores no modo LSA são um tanto difíceis de operarem com confiabilidade. Se dominios são formados sob condições de grandes valores de tensão de r.f., o dispositivo será destruído imediatamente. E, portanto, importante forçar o circuito de sintonia para oscilações de larga amplitude rapidamente através de pulsos estreitos. O circuito de sintonia deve ser forma

do de elementos "quasi-lumped" de modo que a forma de onda da tensão seja uma senóide pura. Uma distorção harmônica poderia causar o crescimento de resultando na formação de um domínio.

As principais características do modo LSA são:

1) A frequência de oscilação é mais alta do que a correspondente ao modo "Tempo de Trânsito"; 2) A frequência de operação é determinada pelo circuito; 3) A potência de saída e a eficiência são iguais ou maiores do que aquelas quando o dispositivo está operando nos outros modos.

### 3. 3 - OSCILADOR SINTONIZADO A YIG <sup>20</sup>

As principais características dos osciladores sintonizados a YIG são a larga faixa de frequência de oscilação e a facilidade de sintonização e modulação em frequência. Estes dispositivos são largamente utilizados como osciladores locais em receptores de microondas, geradores de varredura e sintetizadores de frequências de microondas. Sua construção é muito simplificada quando se faz uso do diodo Gunn que, como foi visto, proporciona sintonia de uma oitava no modo "Domínio Retardado".

A concepção desse dispositivo é simples, consistindo no diodo Gunn fortemente acoplado ao ressonador YIG e frouxamente acoplado a carga, como ilustra a fig. 3.11.

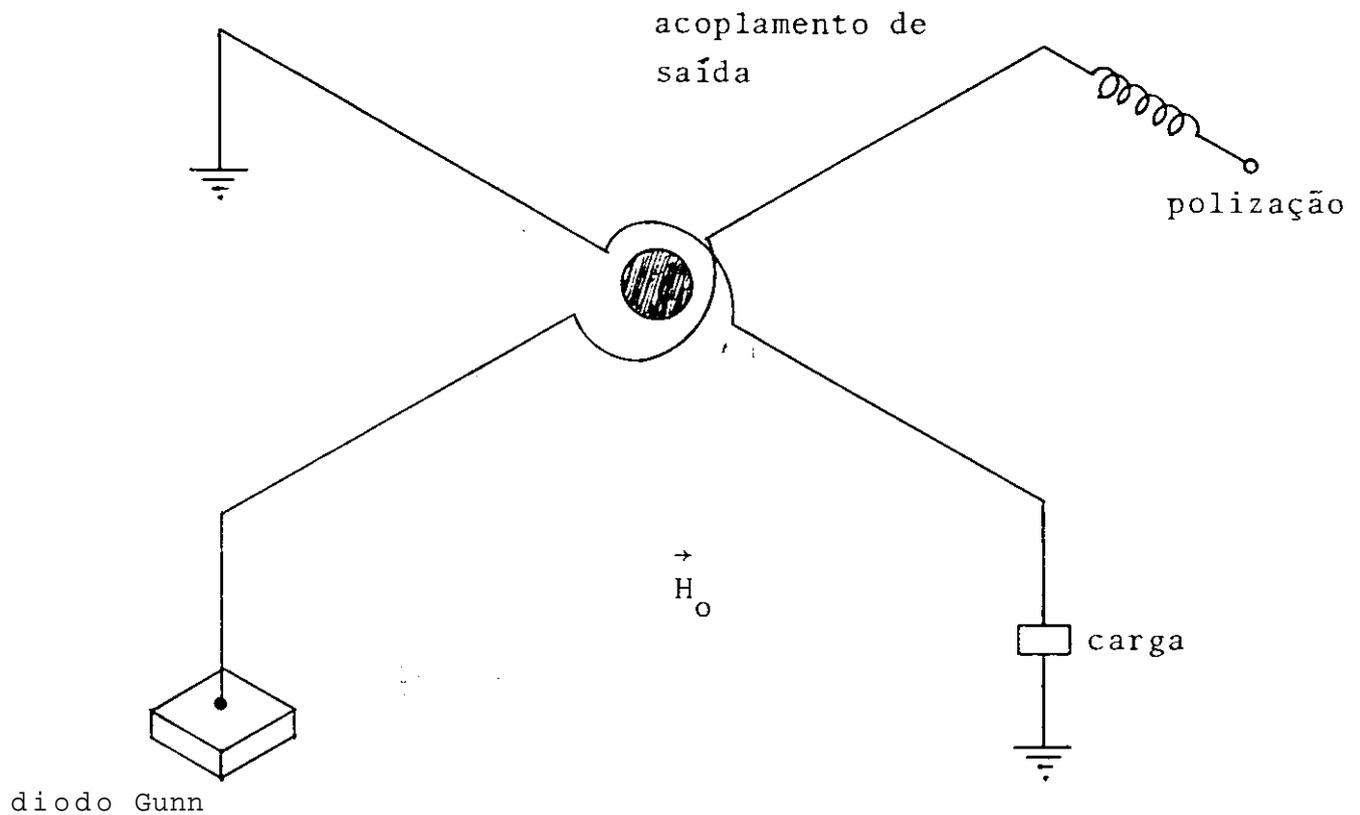


Fig. 3.11- Configuração do oscilador Gunn sintonizado a YIG. "

Considerando desprezíveis os efeitos de acoplamento com a carga, o conjunto esfera-semiespiras pode ser posto como ilustra a fig. 3.12 para efeitos de estudo. Seu circuito elétrico equivalente é a combinação série da auto-indutância da semiespira e da indutância  $L_f$  originada pela presença do YIG.

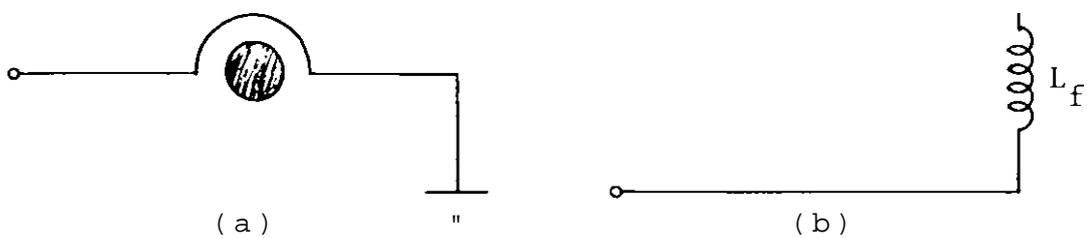


Fig.3.12-a)Conjunto esfera-semiespira.(b)Circuito elétrico equivalente.

A expressão (2.55) mostra que, quando  $w = tu$

$$1 = \frac{\hat{X}}{X_{xx}} \quad \text{onde} \quad \hat{X} = \frac{\mu_0 \omega t_0}{t_0^2 + \omega^2} \quad (3.8)$$

sendo  $v$  o volume da esfera,  $r_0$  o raio da semiespira e  $X_{xx}$  a susceptibilidade magnética da esfera. O efeito da relaxação no movimento de precessão da magnetização pode ser introduzida fenomenologicamente através de uma parte imaginária  $j\omega t_0$  na frequência de ressonância.

$$X_{xx} = \frac{t_0 (t_0 + j\omega a)}{t_0^2 + (\omega + j\omega a)^2} \quad (3.9)$$

Dessa forma, a impedância de entrada do equivalente elétrico de configuração semiespira-esfera é

$$Z_{in} = \frac{J^w q}{b} \frac{J_{xy-r}}{L_0} \frac{t_0 (t_0 + j\omega a)}{t_0^2 + (\omega + j\omega a)^2} \quad (3.10)$$

A parte real  $X'_{xx}$  de  $X_{xx}$  que contribui para a parte imaginária de  $Z_{in}$  tende a zero quando a frequência de operação se aproxima da frequência de ressonância. Conclui-se que o conjunto semiespira-esfera, como descrito, constitui um circuito ressonante com ressonância controlada pelo campo magnético estático aplicado.

Esquemáticamente, o oscilador aparece na fig. 3.13 onde o circuito equivalente do diodo é apresentado como a combinação de uma resistência negativa e uma reatância paralela (ambas funções da frequência e da polarização) enquanto se vê o circuito equivalente do YIG, ao lado. Em princípio, as oscila-

ções ocorrem quando a condutância resultante de circuito é igual ou menor que zero na frequência para a qual a reatância líquida é zero. Na prática, isto não é exatamente o que acontece mas a representação simplificada da fig. 3.13 é suficiente para explicar a interação YIG-diodo e os efeitos da carga sobre o oscilador.

Ignorando os efeitos da carga, o que é razoável para o caso de um leve acoplamento, a fig. 3.14 indica que as oscilações ocorrem numa frequência  $\omega$  quando.

$$1. |R_d| < |R_f| \quad e \quad (3.11)$$

$$2. B_d + \omega L_g = \frac{1}{-\omega^2 L^2 C_f + 1} \quad (3.12)$$

sendo

$R_d$  a resistência do diodo,

$L_g$  a reatância do diodo,

$L$  a indutância (transformada) do equivalente do YIG,

$C_f$  a capacidade (transformada) do equivalente do YIG,

$L_g$  a auto-indutância da semiespira, e

$R_f$  a resistência (transformada) do equivalente do YIG.

A condição 1, juntamente com a 2, garantem a oscilação. Com o aumento das oscilações,  $R_d$  cresce e se iguala a  $R_f$  favorecendo a estabilidade.

O diodo é propositalmente encapsulado de forma a se ter  $B_d = 0$ . O projeto consiste então em se levar a entrada do diodo, na ressonância do YIG, uma resistência de valor absoluto ligeiramente maior que a do diodo.

ca  
bo

u

u  
o  
X)  
rt  
E  
i-H  
o n  
<H  
T3  
c •H  
ad  
4J

R V V W - N

o  
rt  
C:  
o vi y-  
4

ih  
o

in ob  
o cu

•M

L3  
Ii  
Y  
rt  
•S  
•M  
•H

3

•8

8

•V

•o

•o

•v

•o

•v

•H

•8  
•H

RQ

o

0

H w -

ei  
l

o

N  
•H

-H  
o  
a,

e  
o  
m  
bû to  
u IH  
"'"

M A / W

- <H

co

**O**

W W W - 1

TO

I

o

o

S

•H

+->

## CAPITULO 4

### CONSTRUÇÃO DE PROTÓTIPOS DE FILTROS E OSCILADORES SINTONIZADOS A YIG.

Neste capítulo é descrito o projeto, a construção e as características de dois filtros de YIG, um com um estágio e outro com dois, e de um oscilador Gunn sintonizado a YIG. Decidiu-se construir esses dispositivos para operar na faixa de 4.0 a 8.0 GHz, na qual está compreendida a banda de comunicação por satélite. Varias configurações foram tentadas, tanto para os filtros como para o oscilador. No caso do último chegou-se inclusive a tentar sintonizar um oscilador IMPATT, mas a faixa de sintonia conseguida foi muito pequena.

Os dispositivos aqui descritos representam somente os melhores obtidos, uma vez que a descrição de todas tentativas feitas tornaria este capítulo demasiadamente longo. É importante ressaltar aqui que a literatura sobre detalhes de construção desses dispositivos é muito pouca, certamente porque os

detalhes constituem segredos tecnológicos dos fabricantes de dispositivos.

#### 4.1 - FILTRO DE UM ESTÁGIO.

##### 4.1.1 - Descrição da Montagem Utilizada.

A melhor configuração encontrada para construir o filtro de um estágio é o que está mostrada na fig. 4.1. Um disco de cobre de diâmetro 2.0cm e espessura 0.5cm serve de suporte para dois cabos coaxiais semirígidos e para o bastão isolante no qual a esfera está colada. O disco é imprensado entre os polos de um eletromagneto que está descrito na seção 4.2.2.

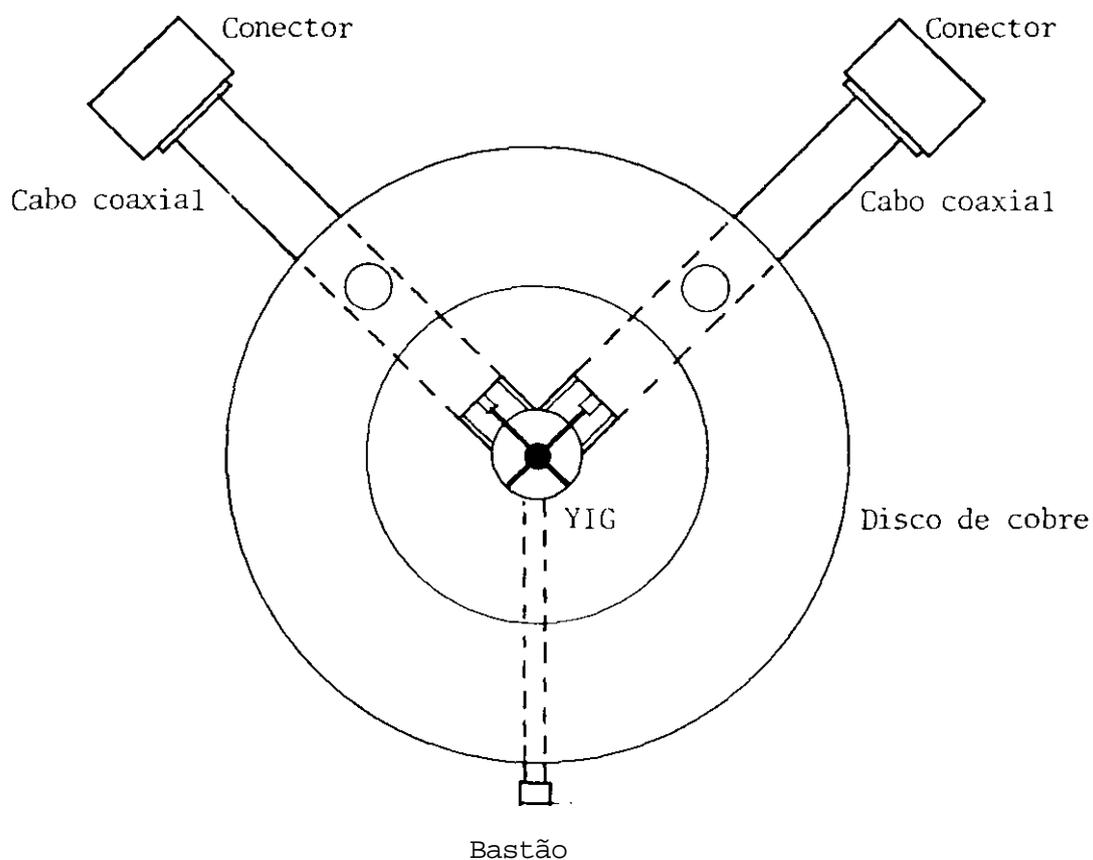


Fig. 4.1 - Disco para a montagem do filtro de YIG de um estágio.

O sinal de microondas é guiado pela seção de cabo coaxial de  $Z_0 = 50 \Omega$  até a semiespira, que tem uma de suas extremidades soldada ao condutor central do cabo e a outra soldada no plano de terra. A saída é idêntica a entrada. Na entrada e saída dos cabos coaxiais utilizam-se dois conectores OSM-JACK. A esfera de YIG é presa na extremidade de um bastão de plástico rígido e introduzida no centro das semiespiras por um orifício na estrutura de suporte.

Os raios da esfera de YIG e das semiespiras são escolhidos de modo a que o dispositivo tenha os parâmetros dentro da faixa de interesse.

Escolheu-se uma largura de banda de operação de filtro de 10MHz em 6.0 GHz. Isto corresponde a

$$Q = \frac{1}{\omega C} \sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{1}{6000} = 0.83 \times 10^3$$

Para um filtro com transmissão próxima de 1 na ressonância, ou seja  $S(0) \approx 1$ , com  $Z_0 = 50 \Omega$ , de (2.71) vê-se que esse valor de  $Q$  corresponde a

$$R_0 = 4.15 \times 10^3 \Omega$$

O valor de  $R_0$  depende do volume da esfera  $v$ , do raio da semiespira  $r_0$  e da magnetização  $4\pi M_s$ , como em (2.56). Assim sendo, a escolha de  $r_0$  e  $v$  depende de  $4\pi M_s$ . Esta, por sua vez, é limitada pela faixa de frequência de operação. A seguir são descritas as limitações na escolha de  $4\pi M_s$ .

#### 4.1.2 - Escolha da Magnetização de Saturação.

Para um filtro com faixa de operação de 4.0 a 8.0 GHz, os valores dos campos magnéticos estáticos correspondentes às frequências extremas da faixa de sintonia são assim calculados:

$$H_{01} = \frac{Y}{2.8} = \frac{1420}{2.8} = 1420 \text{ Gauss}$$

$$H_{02} = \frac{Y}{2.8} = \frac{2840}{2.8} = 2840 \text{ Gauss}$$

O valor de  $4T_{MS}$  deve ser escolhido de modo a se evitar a presença de modos magnetostáticos na faixa de interesse. Na fig. 1.6 vê-se que é conveniente operar com o filtro entre os pontos B e C, onde não há modos magnetostáticos na banda de passagem do filtro. Assim, B e C têm abcissas 1.3 e 2.3 respectivamente. Destes valores, são obtidos dois limites para  $4T_{MS}$ .

$$\frac{H_{01}}{4T_{MS}} = 1.3 \rightarrow 4T_{MS} = 1092 \text{ Gauss}$$

$$\frac{H_{02}}{4T_{MS}} = 2.3 \rightarrow 4T_{MS} = 1234 \text{ Gauss}$$

Com esses dois valores para a magnetização de saturação do YIG, já se tem uma boa orientação para a magnetização a ser escolhida. O uso de uma magnetização de 1234 Gauss le

varia o ponto de operação inicial um pouco à esquerda do ponto B no diagrama com abcissa 1.1. Seriam, assim, incluídos na faixa de sintonia do filtro três modos magnetostáticos excitáveis na sua banda de passagem. São eles os modos 521 e 200 além do modo 501. O uso de uma magnetização de 1092 Gauss levaria o ponto de operação final um pouco a direita do ponto C no diagrama com abcissa 2.6 o que incluiria apenas o modo 5<sup>2</sup>1 na banda de passagem. Seria, então, esse o valor para a magnetização que se utilizaria. Dispõe-se, entretanto, de esferas com dois valores de magnetização de saturação : 1000 Gauss e 1760 Gauss. A primeira corresponde ao YIG dopado com gálio; a segunda, ao YIG puro. O uso do segundo valor levaria o ponto inicial de operação próximo do ponto A, com abcissa 0.80 o que faria incluir na banda de passagem do filtro, vários modos excitáveis : 5T1, 311, 4Y1, 3T1, 700, 521 e 501. O uso do primeiro valor para a magnetização proporciona o filtro operar entre os pontos E e F do diagrama incluindo apenas os modos 5<sup>2</sup>-1 e 411 como modos excitáveis na sua banda de passagem.

Seria, assim, esse o valor da magnetização conveniente quanto ao tratamento com os modos magnetostáticos. Deve-se verificar, agora, se a escolha foi feliz no que toca à condição de "coincidence limiting". A fig. 1 J1) mostra que, para uma magnetização de saturação de 1000 Gauss, a operação com o filtro acima de aproximadamente 2.2 GHz está isenta de "coincidence limiting".

#### 4.1.3 - Cálculo do raio das Semiespiras.

Para a construção do filtro, foram adquiridas da

Watkins Johnson esferas de YIG dopado com gálio, com  $4\pi M_s = 1000$  Gauss e raio 0.18 mm. Da expressão (2.56), ve-se que o raio das semiespiras é dado por

$$r_o = \sqrt{\frac{\mu_o v \omega_m}{4R_o}} \quad (4.1)$$

Utilizando os seguintes valores :

$$\mu_o = 1.276 \times 10^{-6} \text{ H/m}$$

$$Y = 1.759 \times 10^{11} \text{ seg}^{-1}/\text{K0e}$$

$$4\pi M_s = 1000 \text{ Gauss}$$

$$\omega_m = \mu_o Y 4\pi M_s = 1.75 \times 10^{11} \text{ seg}^{-1}$$

$$v = 0.024 \text{ mm}^3$$

$$R_o = 4.15 \times 10^{-2} \text{ m}$$

obteve-se de (4.1)

$$r_o = 1.7 \text{ mm}$$

#### 4.1.4 - Características do filtro construído.

Como foi visto anteriormente, a existência de um campo magnético de r. f não uniforme no interior do material excita modos magnetostáticos cujas frequências estão dentro da banda de passagem do dispositivo. A não uniformidade do campo magnético provem da configuração da semiespira que excita a amostra. A configuração adequada é a de uma semiespira ideal. Como sua for

ma so e assumida depois de ter suas extremidades soldadas ao piano de terra e ao condutor central do cabo coaxial, torna-se delicado o seu processo de aperfeiçoamento. Para isto, lança-se mão de uma lupa e pinças como as utilizadas por dentistas, procurando-se eliminar as desuniformidades. Os efeitos dos sucessivos ajustes podem ser percebidos imediatamente com o auxílio de um gerador de varreduras e um osciloscópio. Esses ajustes devem ser feitos continuamente até que a curva de resposta na tela do osciloscópio represente unicamente a excitação do modo uniforme sem a presença dos modos magnetostáticos na banda de passagem do filtro,

A curva da fig. 4.2 mostra vários desses modos excitados quando a forma das semiespiras não está perfeita. A fig. 4.3 já apresenta a mesma curva desprovida de qualquer modo que não seja o uniforme, quando a semiespira não apresenta desuniformidade.

A fig. 4.4 salienta o efeito da potência no desempenho do filtro. As curvas levantadas próximas a 4.0 GHz trazem um aspecto deformado à proporção que se aumenta o nível de potência em vista da presença de ressonância subsidiária descrita em 1.10. Elas estão em escalas diferentes e se percebe claramente que, para um nível em torno de 400  $\mu$ W consegue-se eliminar a ressonância subsidiária. Essa ressonância indesejável, neste caso degrada a seletividade do filtro.

As figs. 4.5 (a), (b) e (c), mostram respectivamente o comportamento da largura de banda, a perda de inserção e o coeficiente de onda estacionária ao longo da faixa de sintonia do filtro construído.

A largura de banda oscila em torno de 10 MHz, como



nível de potência  
do gerador ( $\sim 3\text{mW}$ )

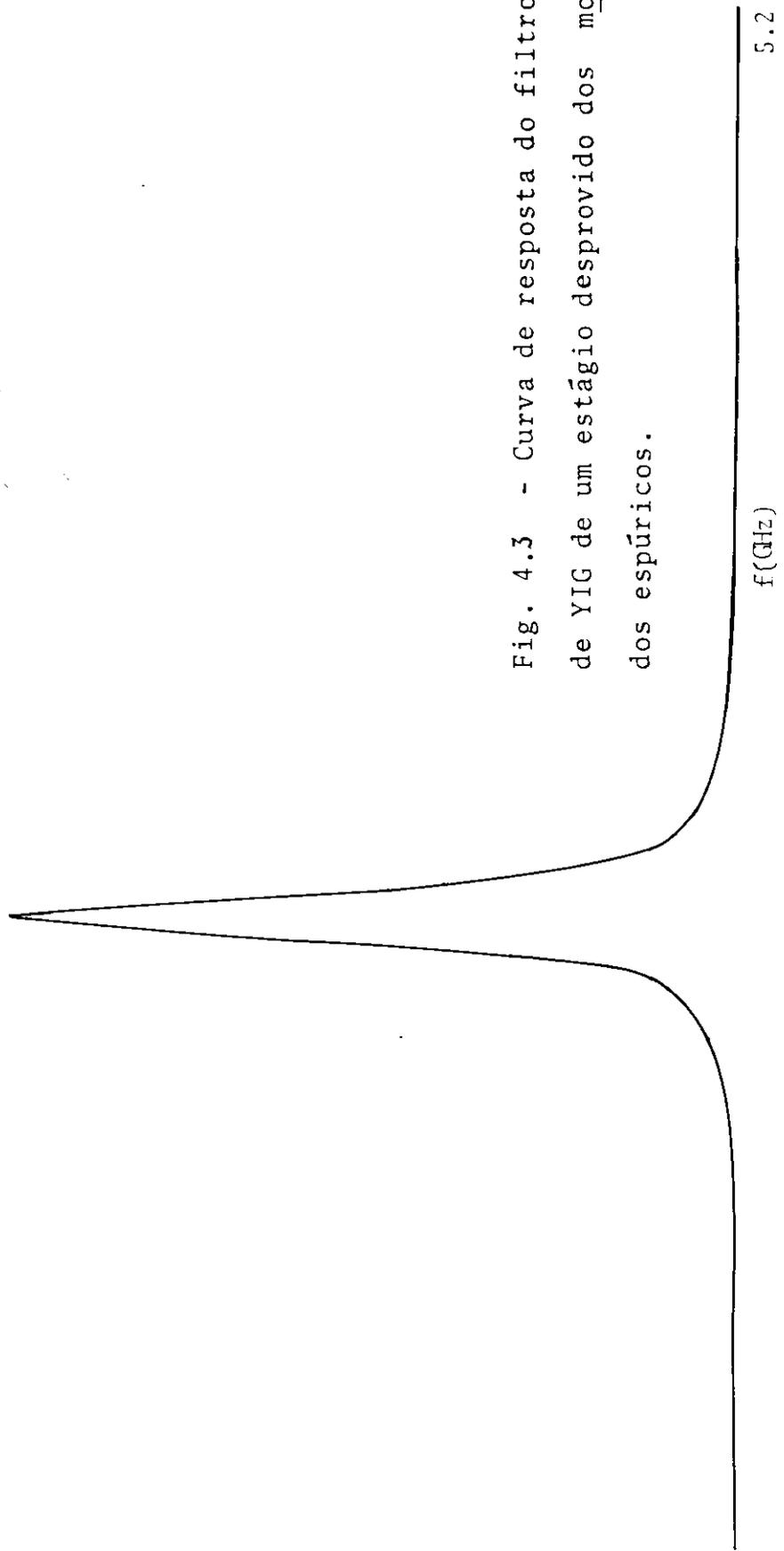


Fig. 4.3 - Curva de resposta do filtro  
de YIG de um estágio desprovido dos  $m_0$   
dos espúricos.

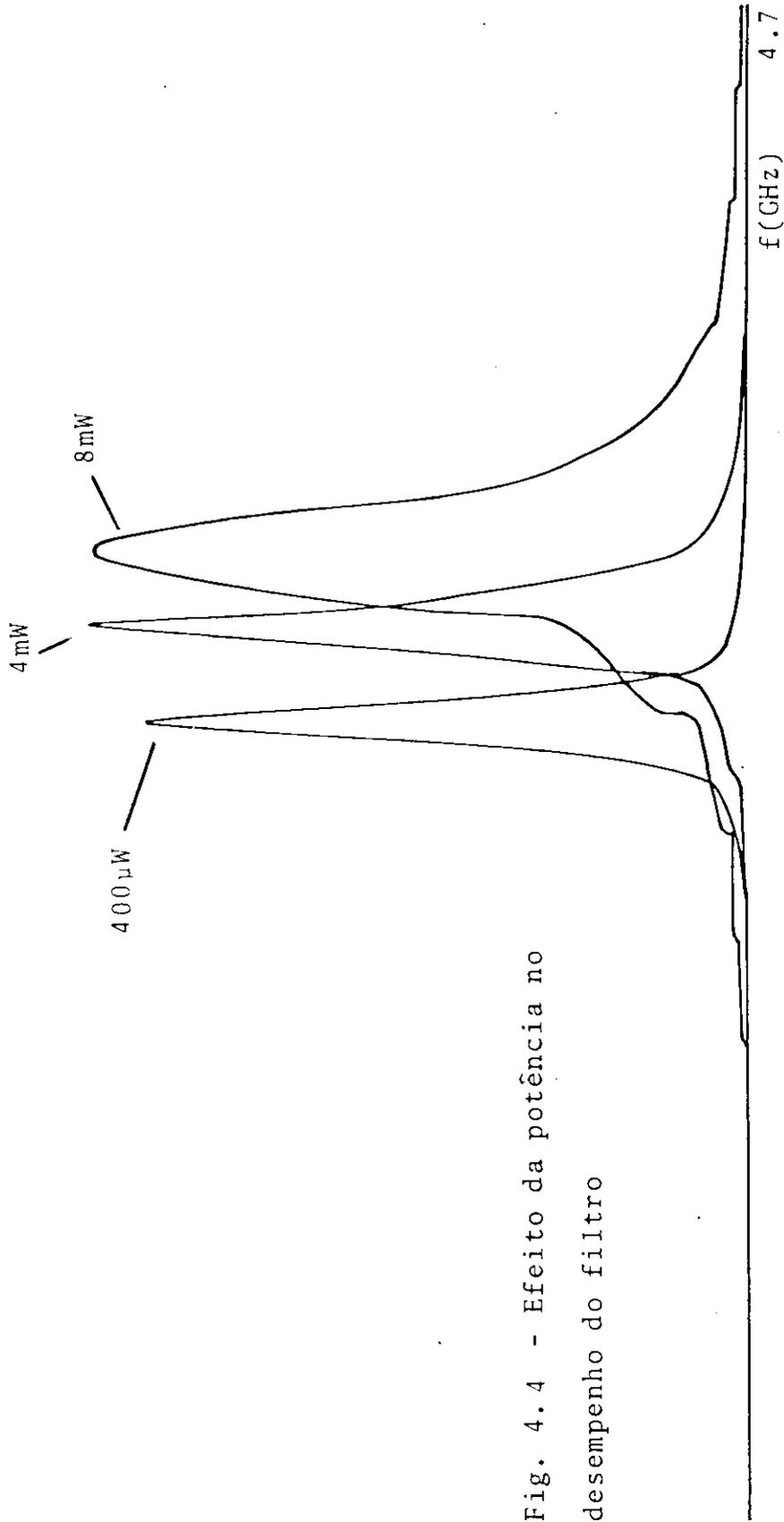


Fig. 4.4 - Efeito da potência no desempenho do filtro

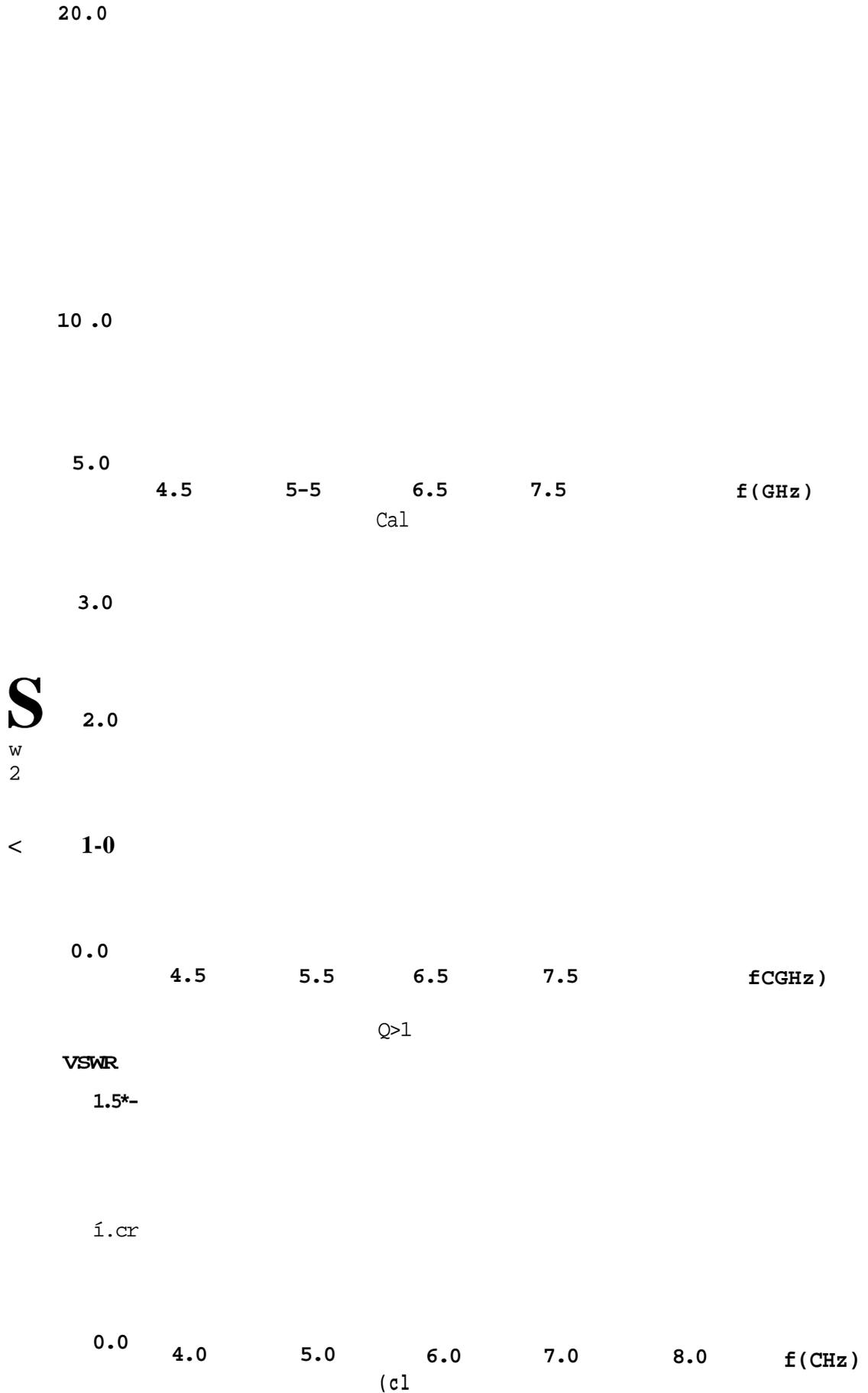


Fig. 4.5 - (a) Comportamento da largura de banda para o filtro de um estágio, (b) Perda de inserção ao longo da faixa de sintonia, (c) Coeficiente de onda estacionário.

era esperado, com um desempenho muito bom quando comparado com os filtros comerciais. A perda de inserção máxima não chega a 3dB. O coeficiente de onda estacionaria apresenta um valor máximo de 1.25 considerado satisfatório.

Fora da ressonância, observou-se uma isolação típica de 30dB. /

Deve-se observar que a análise teórica desenvolvida no capítulo 2 se refere a semiespiras como pode ser visto nas expressões (2.26) e (2.27), diferentemente do que foi considerado por Helszajn<sup>[14]</sup>, que utilizou a forma de espiras.

#### 4.2 - CONSTRUÇÃO DO FILTRO DE DOIS ESTÁGIOS.

A curva de resposta do filtro de um estágio tem a forma da curva de ressonância magnética do YIG, o que não possibilita a sintetização de uma resposta com características desejadas em cada aplicação.

As expressões (1.48) e (1.49) mostram claramente que o valor da frequência de ressonância varia com a orientação da esfera no campo magnético  $H_0$ . Esse fato é traduzido pela presença de  $\alpha$  e  $\beta$  que representam os ângulos que um eixo fácil do cristal do YIG de cada esfera faz com o campo magnético estático. Eles são distintos porém próximos um do outro, o que permite em um filtro de vários estágios a justaposição de curvas de ressonâncias individuais de cada esfera possibilitando sintetizar a forma da curva de passagem do filtro.

Um aspecto importante na construção de um filtro de YIG de dois ou mais estágios é a garantia de que as curvas de

resposta dos estágios vão se justapor. Quando as esferas tiverem seus eixos fáceis alinhados com as curvas se superpõem, isto é, há coincidência das frequências de ressonância. Quando, para o de dois estágios, a ou 8 é ligeiramente modificado, a curva de resposta do estágio correspondente se desloca em vista da variação no campo de anisotropia, permitindo dar a forma desejada à curva de resposta do filtro.

#### 4.2.1 - Descrição da montagem utilizada.

O controle físico das esferas na montagem desse filtro é feito de maneira similar ao de um estágio. Elas devem, entretanto, ter seus eixos de fácil magnetização orientados segundo  $\phi$ . Uma vez feito isto, a extremidade do bastão é colada na esfera com o plano  $t_{011}$  da estrutura cubica perpendicular ao bastão. Dessa forma, um giro no bastão corresponde a uma variação no campo de anisotropia. A técnica para a orientação das esferas será descrita em 4.2.2.

A estrutura de cobre que funciona como suporte para esse filtro é idêntica à do filtro de um estágio (Fig.4.6).

#### 4.2.2 - Orientação das Esferas de YIG.

Como foi comentado no item anterior, a garantia da justaposição das curvas de resposta dos dois estágios reside na orientação de eixos do cristal do YIG segundo a direção do campo estático  $H_0$ . A fig. 4.7 ilustra a disposição final do conjunto bastão-esfera que se deseja obter.

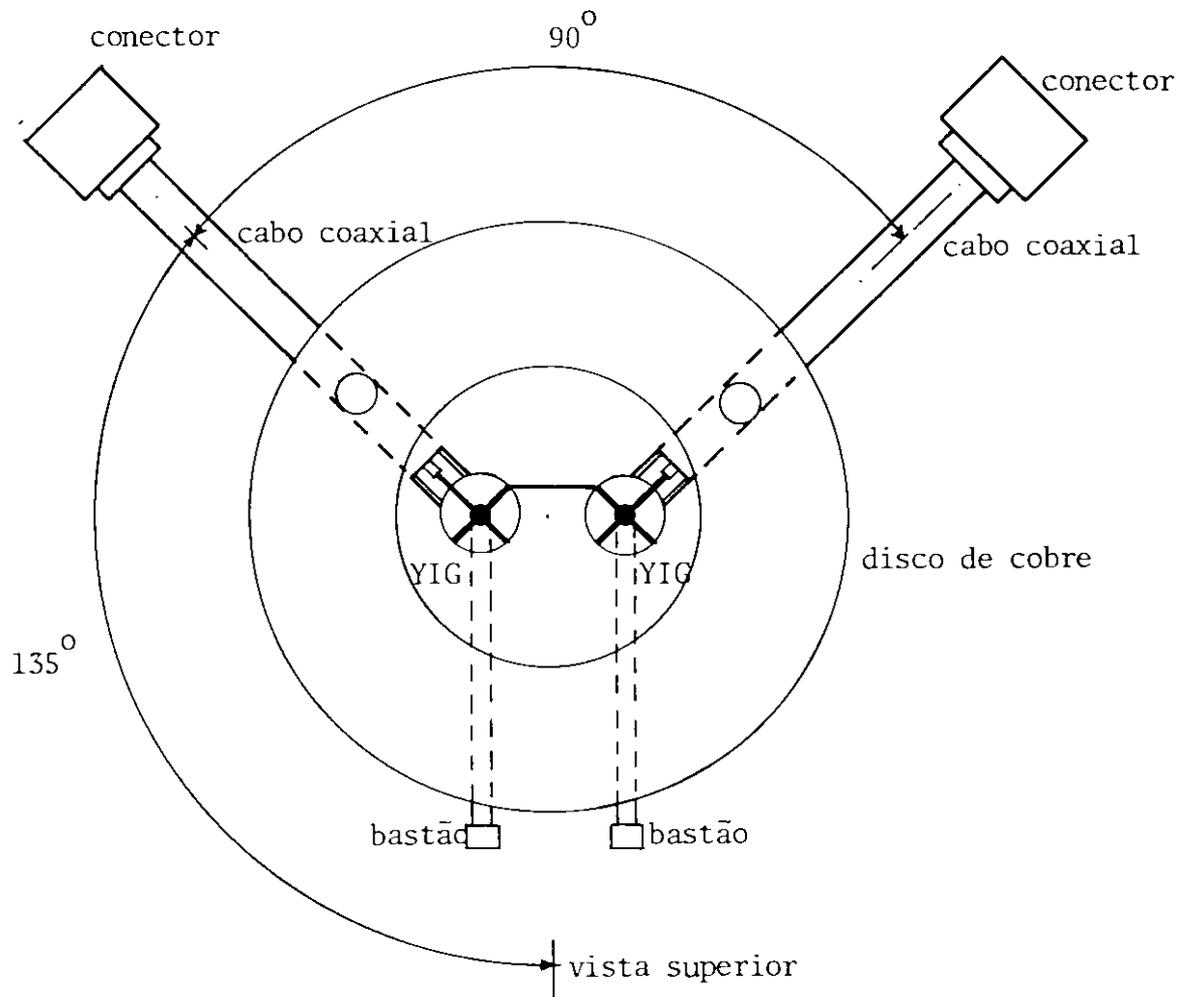


Fig. 4.6- Disco para montagem do filtro de YIG de dois estágios.

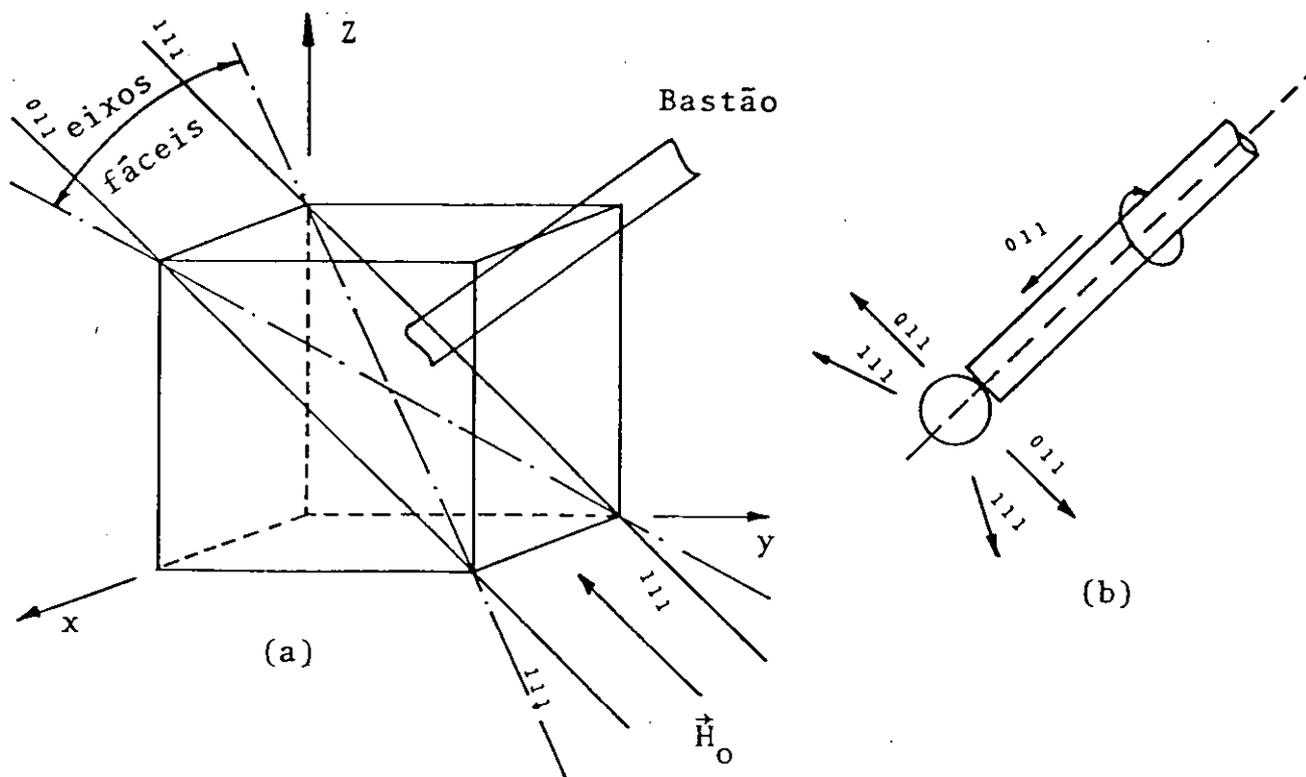


Fig. 4.7(a) - Posição do bastão diante da geometria do cristal de YIG. (b) Bastão colado à esfera paralelo ao eixo  $[011]$ .

Um procedimento<sup>v</sup> de fácil realização para a orientação das esferas será aqui descrito.

Uma esfera ferrimagnética livre de girar quando solicitada, ao ser mergulhada num campo magnético  $H_0$ , sofre um torque que tende a alinhar seu eixo fácil mais próximo de  $H_0$  com a direção desse campo. A montagem da fig. 4.8 é utilizada com esse fim. Faz-se uso de um magneto que fornece entre os seus polos um campo da ordem de 1800 Gauss, suficiente para produzir um torque capaz de girar a esfera. A amostra é então colocada num suporte de teflon como ilustra a fig. 4.10 que em seguida é introduzido entre os polos do magneto. Com uma fon-

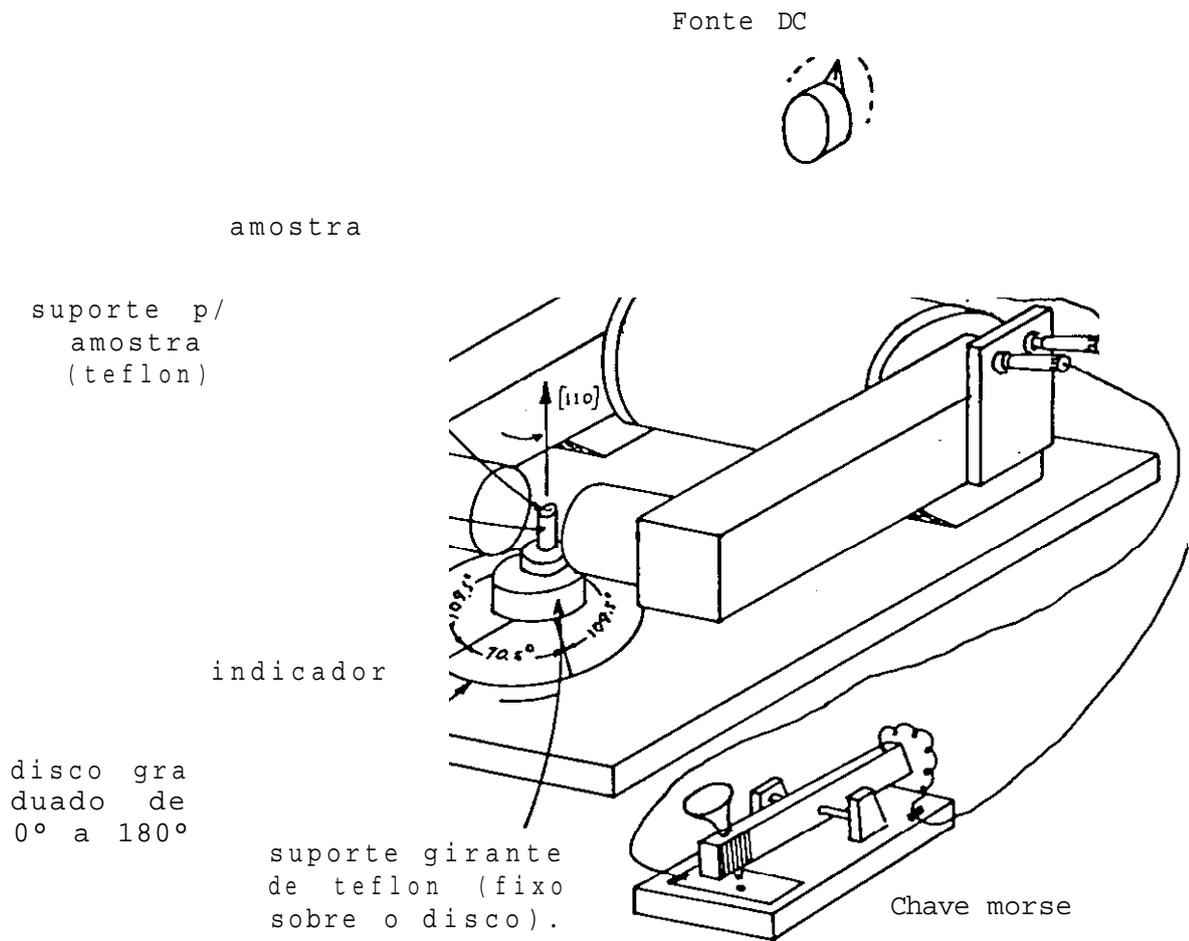


Fig. 4.8 - Montagem para a orientação das esferas.

te regulada de tensão, aplicam-se pulsos que produzam campos da ordem de 1800 Gauss. Como a esfera é de diâmetro muito pequeno, é utilizado um microscópio para perceber o seu movimento- No disco onde se monta o suporte girante, deve-se fazer a marcação dos ângulos  $70.5^\circ$  e  $109.5^\circ$  que são os ângulos entre os eixos  $[111]$ , que estão contidos no plano  $(011)$ , como salienta a fig. 4.9. Alinha-se, então, o  $0^\circ$  do disco com um indicador fixo da montagem e, com a chave morse, aplica-se um pulso de campo. Com esse procedimento, um dos eixos fáceis alinha-se ao longo do campo ou fica próximo do alinhamento. Gira-se agora o disco com o suporte para a marcação  $70.5^\circ$  ou  $-109.5^\circ$  alinhado com o indicador fixo e se aplica outro pulso. Dessa forma o outro eixo fácil é levado a se orientar com o campo do magneto. Volta-se à marcação  $0^\circ$  do disco para o indicador fixo e se aplica outro pulso. Esse procedimento alternado de aplicação de pulsos de campo é feito algumas vezes até que se tenha a certeza de que a esfera já não se move no suporte onde se encontra. Com isto, garante-se que o eixo  $[011]$  está alinhado com o bastão. A próxima etapa é a retirada da esfera do suporte colado ao bastão. Para isto, utiliza-se uma capa de teflon como ilustra a fig. 4.10 com um orifício por onde se possa introduzir o bastão. Ela é colocada pressionando a esfera para que não perca a sua condição de alinhamento. O bastão é levado à esfera com a extremidade contendo pequena quantidade de cola para a adesão. É conveniente que em todo esse processo se mantenha presente o campo magnético entre os polos do magneto para assegurar a disposição final da esfera. Espera-se que a cola endureça para depois se retirar o bastão com a amostra presa à extremidade.

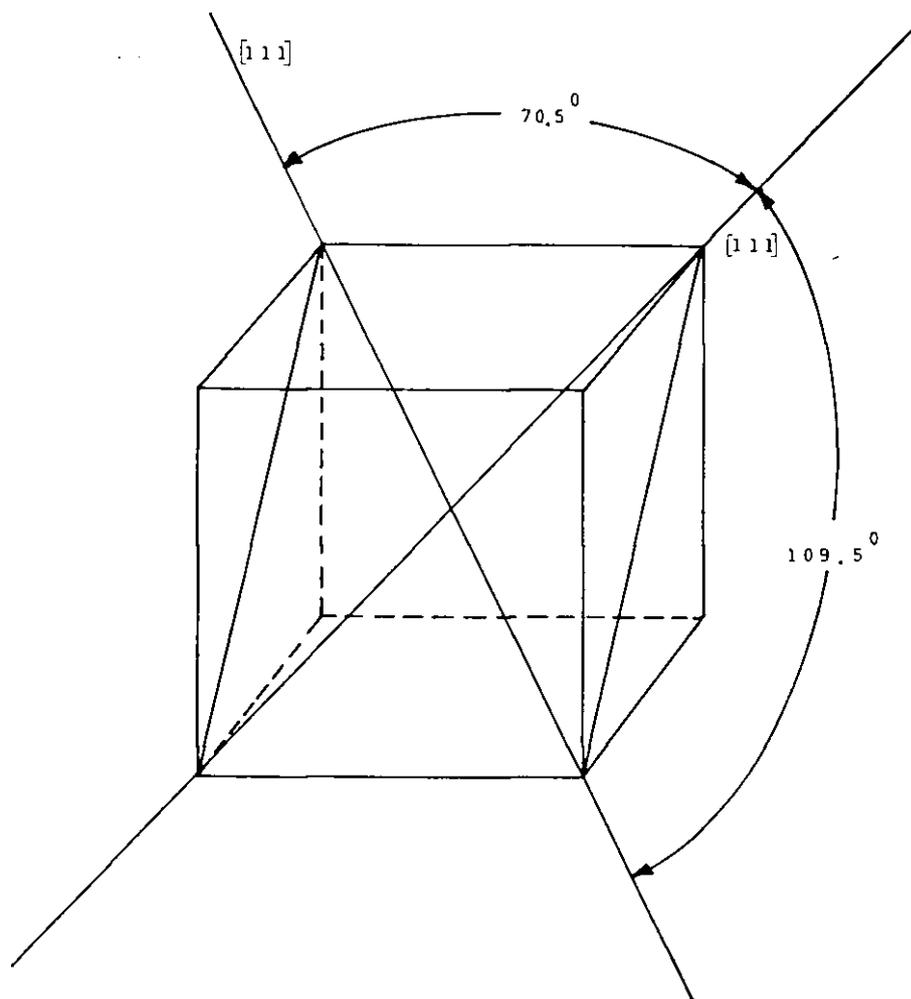


Fig. 4.9\* Ângulos entre os eixos fáceis do cristal de YIG.



Fig. 4.10. Colagem do bastão ã esfera dentro do suporte de teflon

### 4.2.3 - O Circuito Magnético

A configuração do circuito magnético que prove o campo  $f_0$  estático e mostrada na fig. 4.11.

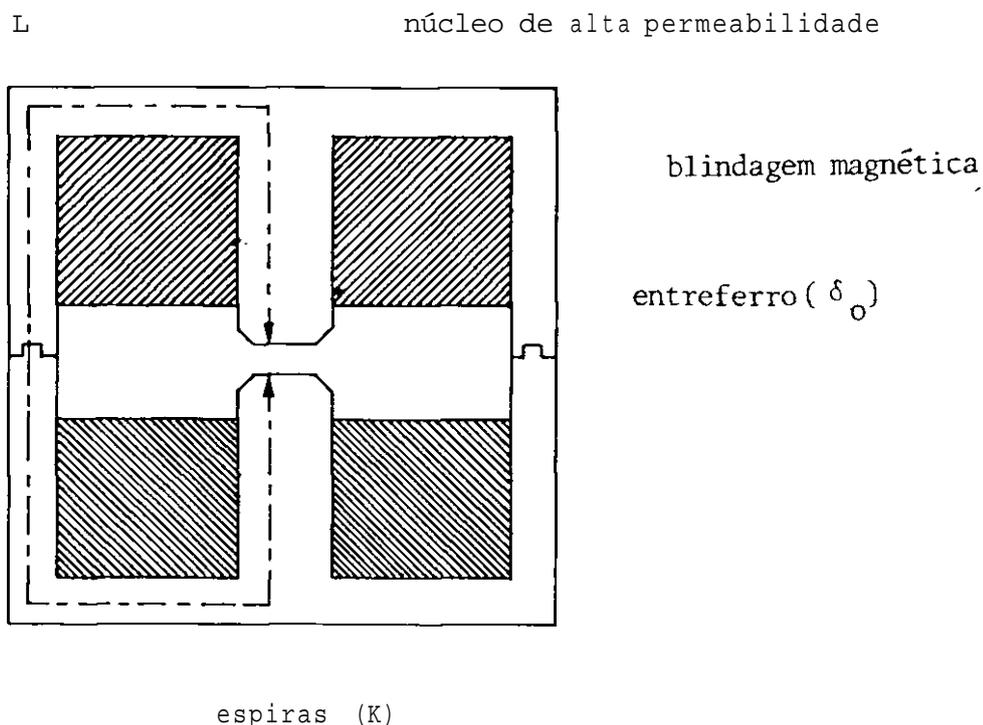


Fig. 4.1L Estrutura do eletromagneto usado nos filtros de YIG.

Com esta estrutura apresentando as faces polares reduzidas gradualmente e uma distribuição simétrica das espiras, o campo magnético no entreferro é incrementado e o fluxo de dispersão minimizado. Esta última condição contribui para uma relação linear entre a frequência de ressonância e o campo magnético  $f_0$ . Outro fator de influência na linearidade é o efeito de saturação do material empregado. Também uma mudança na permeabilidade com a temperatura produz um desvio de frequência.

$f_0$ , portanto, importante que se tenha controle sobre a dissipação de calor nas espiras.

Do estudo elementar de circuitos magnéticos, o campo no entreferro é expresso por

$$H_0(\text{gauss}) = \frac{\quad}{\delta}$$

onde

$N$  = é o numero de espiras

$I$  = a corrente nas espiras em Ampere

$$\delta' = \delta_0 + -$$

sendo

$L$  = o comprimento indicado na figura

$\mu_i$  = permeabilidade média do material

Como o campo no entreferro é inversamente proporcional ao comprimento efetivo do entreferro  $\delta'$ , o projeto do circuito magnético deve ser tal que minimize  $\delta$ .

A escolha de um  $\gamma$  alto é importante pois contribui para a redução de  $\delta'$  e consequentemente de  $H$ , favorecendo a diminuição da corrente espiras o que reduz a dissipação de calor.

Na construção do filtro de um estagio utilizou-se uma liga de ferro com baixa permeabilidade magnética. Um meio de aumentar seu valor, embora em pequenos incrementos, é através de recozimento a altas temperaturas. Este processo levou a um aumento de 1.5% no campo magnético para uma mesma cor

rente antes do processo. Com aproximadamente 600 espiras de fio 18 obteve-se um campo magnético de 3000 Gauss para uma corrente de 2.2 A. Este é o campo magnético necessário para fazer o YIG ressonar em 8.0 GHz, extremo superior da faixa. Com essa corrente, ainda houve ligeiro aquecimento da estrutura.

Para o filtro de dois estágios, utilizou-se uma liga ferro-níquel, material que, depois de um recozimento à base de hidrogênio, apresenta altos valores de permeabilidade. Com o recozimento, houve uma melhora no valor do campo magnético em 6%, não sendo maior por ser o entreferro relativamente grande, mas provocou uma diminuição do aquecimento.

#### 4.2.4 - Característica do Filtro de Dois Estágios.

As Figs. 4.12, 4.13 e 4.14 mostram as curvas de resposta do filtro de dois estágios, para diversas orientações relativas das duas esferas de YIG.

A curva da fig. 4.12 é um exemplo típico das duas ressonâncias afastadas entre si. Deve-se salientar que elas estão muito ampliadas; suas amplitudes estão muito abaixo do nível de saída do gerador. A proporção que as ressonâncias se aproximam, a amplitude das curvas aumenta e a largura da banda de passagem diminui. Processa-se, assim, uma tendência de transfiguração da característica Tchebyshev para Butterworth. Essas etapas podem ser vistas nas figs. 4.15 e 4.14.

A característica Butterworth é praticamente impossível de se obter para uma larga faixa de frequência uma vez que a anisotropia também varia com a frequência. Esse fenômeno impossibilita, também, que, ao longo de uma oitava, se

consiga manter uma mesma ondulação prevista para a curva de passagem.

A fig. 4.15 mostra as diversas curvas do filtro de dois estágios centrados em 5GHz , 6GHz e 7GHz. E visível a não uniformidade da forma de resposta ao longo da faixa de sintonia.

A mesma atenção na escolha da magnetização de saturação do YIG deve ser dispensada para se evitar a excitação de modos magnetostáticos na banda de passagem do filtro. Como o filtro deve operar na banda C, as esferas escolhidas são de YIG dopadas com gálio, semelhantemente ao ocorrido com o de um estágio. Fora da banda de passagem é praticamente impossível o aparecimento de modos espúricos pois seria necessário que as semiespiras excitatrizes dos dois estágios apresentassem a mesma irregularidade na forma, a ponto de originarem campos magnéticos não uniformes idênticos no interior das espiras.

Em vista do exposto acima, torna-se a construção dos filtros de YIG de dois ou mais estágios uma tarefa de natureza muito mais empírica do que produto do estudo de síntese. Segundo Cohen<sup>v</sup> o projeto de filtros de YIG de múltiplos estágios é ainda uma questão de sorte.

As figs. 4.1b(a), (b) e (c) mostram as características do filtro de YIG de dois estágios construído.

A largura de banda se mantêm sempre acima daquela obtida com o de um estágio como era de se esperar, variando de forma suave entre 15MHz e 20MHz ao longo da faixa.

A perda de inserção esta abaixo de 3dB, quando os filtros de YIG comerciais trazem esse valor como máximo no

LT)

•H	
3	
•0	
•H	
>	
•H	
fi	△
-H	0
αd	αd
•H	U
U	0
fi	rH
fi	0
0	0
(fi	0
φ	-H
Pi	∞
	∞
i	+σ
rσj	i/i
i-i	0
•H	0

f(Q/z)



nível de potência do gerador ( $\sim 3\text{mW}$ )

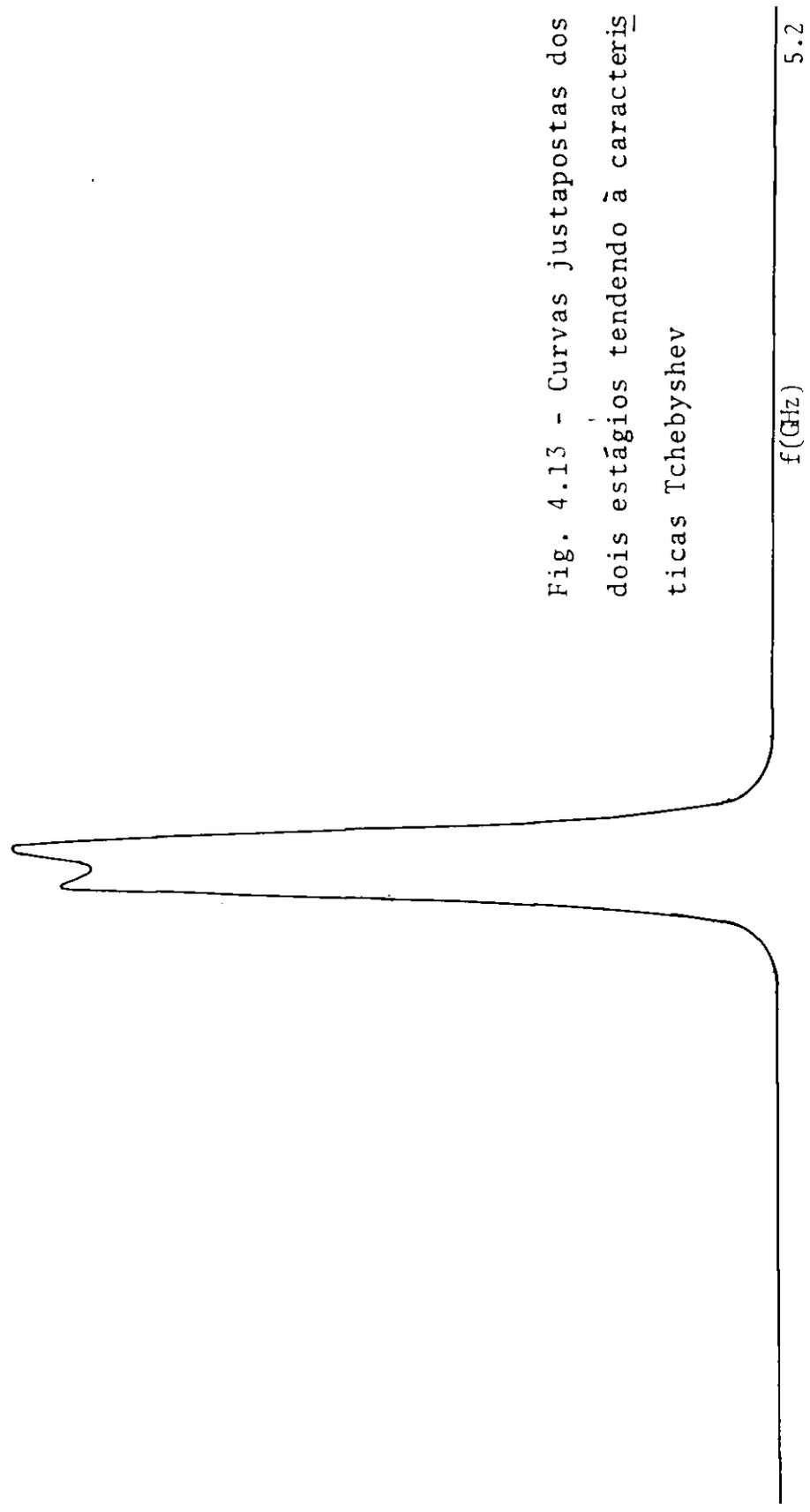


Fig. 4.13 - Curvas justapostas dos dois estágios tendendo à características Tchebyshev

nível de potência do gerador ( $\sim 5\text{mW}$ )

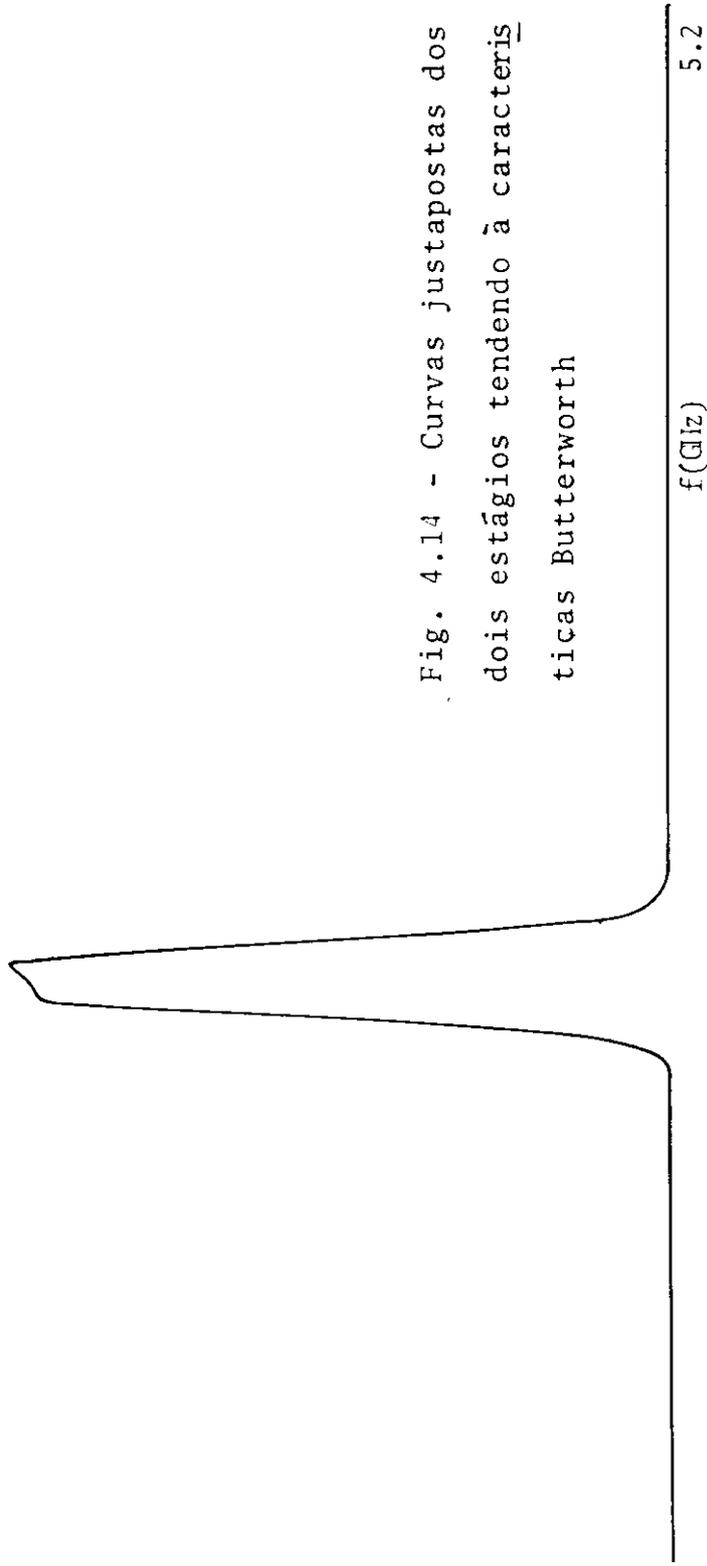


Fig. 4.14 - Curvas justapostas dos dois estágios tendendo à características Butterworth

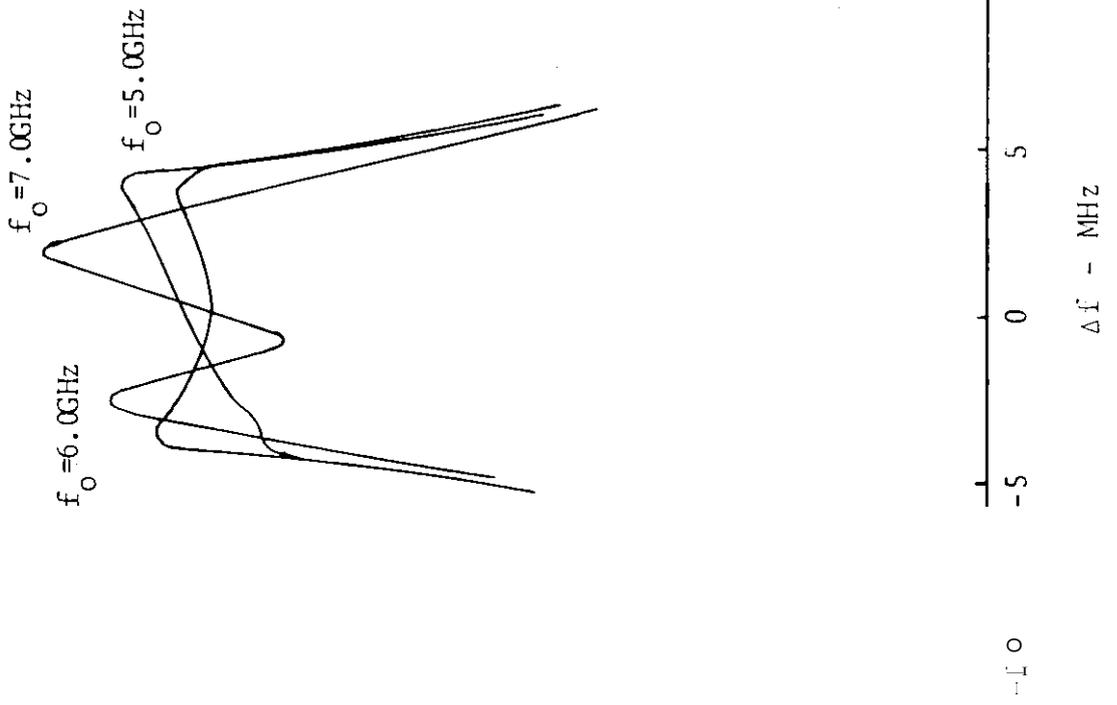


Fig. 4.15 - Curvas de resposta do filtro de YIG de dois estágios.

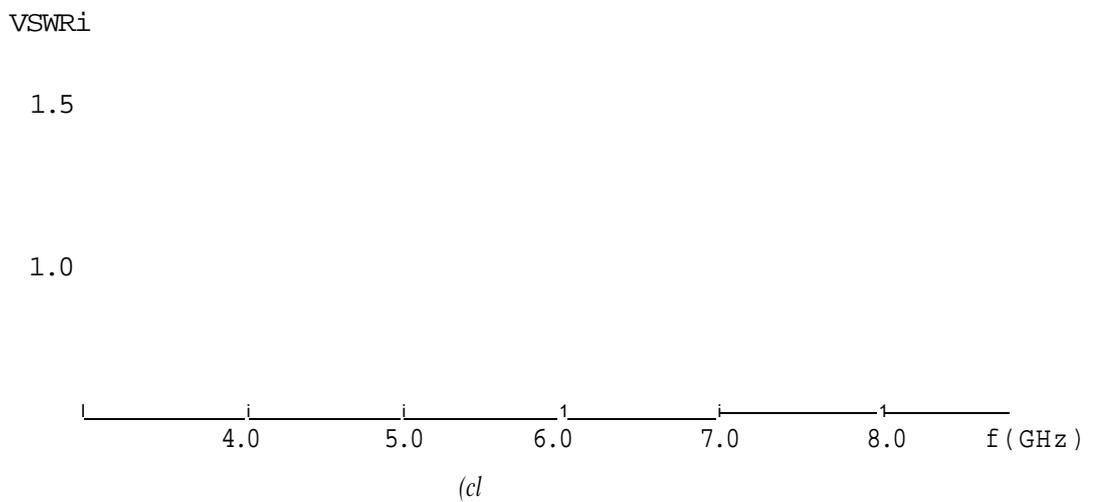
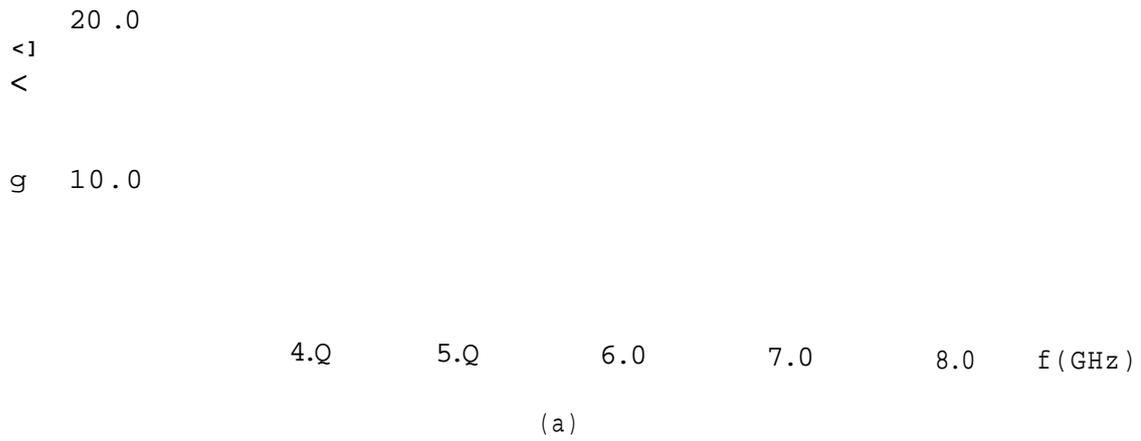


Fig. 4.16 - Comportamento da (a) largura de banda, (b) perda de injeção e (c) do coeficiente de onda estacionária para o filtro de YIG de dois estágios.

miai. Uma perda de inserção menor se conseguiria com o uso de esferas de YIG puro. Entretanto, mais demorado e laborioso seria o processo de evitar a excitação de modos espúrios.

O coeficiente de onda estacionaria atinge um valor máximo de 1.25.

O filtro de dois estágios apresenta como vantagens sobre o de único estágio um aumento na largura de banda, melhor seletividade, a possibilidade de obtenção de formas de resposta diversas e ainda a ausência de modos magnetostaticos fora da ressonância, pois, como já foi dito, eles ocorreriam se as semiespiras dos dois estágios apresentassem o mesmo defeito. O preço pago por essas vantagens é o aumento na perda de inserção.

#### 4.3 - OSCILADOR GUNN SINTONIZADO A YIG.

O oscilador Gunn foi projetado para operar na banda C de microondas, É intenção faze-lo operar em um sistema de recepção e transmissão que também envolvam os filtros sintonizados e YIG construídos.

Nessa primeira iniciativa de se construir um oscilador sintonizado a YIG, não houve esforço no sentido de estabilizá-lo na faixa de operação obtida. A intenção era fazê-lo operar numa banda larga de frequência e verificar o papel desempenhado pelo conjunto esfera-semiespiras como circuito ressonante, quando acoplado ao diodo Gunn. A partir dessa observação é possível prever a região de espectro de microondas onde o diodo pode oscilar.

##### 4-3.1 - Dados sobre o diodo Gunn.

O diodo Gunn usado no protótipo do oscilador construí

do e feito pela Plessey e é montado conforme a fig. 4.17. Seu circuito elétrico equivalente é mostrado na fig. 4.18 onde os dados correspondem à frequência de 6.0 GHz. Para frequências diferentes, não foram adiantadas informações adicionais, Entretanto, resultados a posteriori bem como a literatura mostram que, para frequências menores, sua parte resistiva tem magnitude inferior a 50 Ohms.

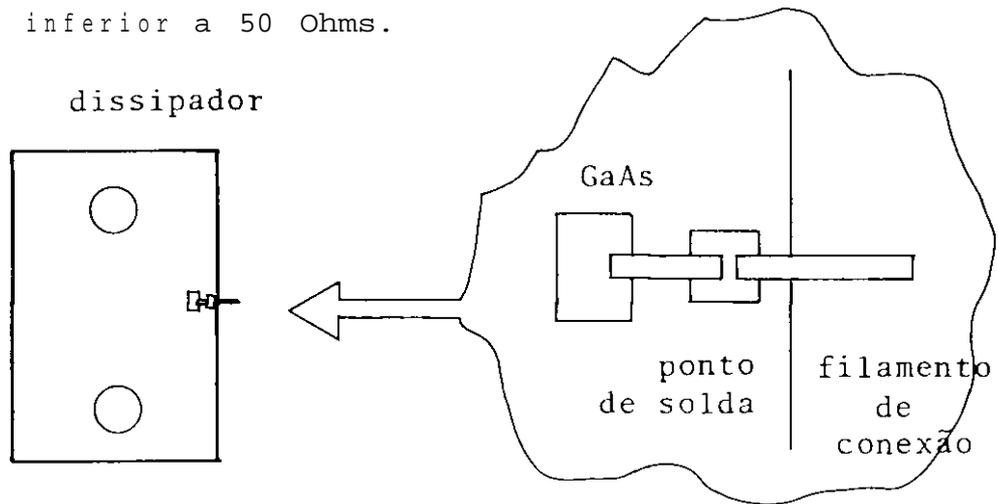


Fig. 4.17 - Montagem do diodo Gunn utilizado na realização do protótipo do oscilador.

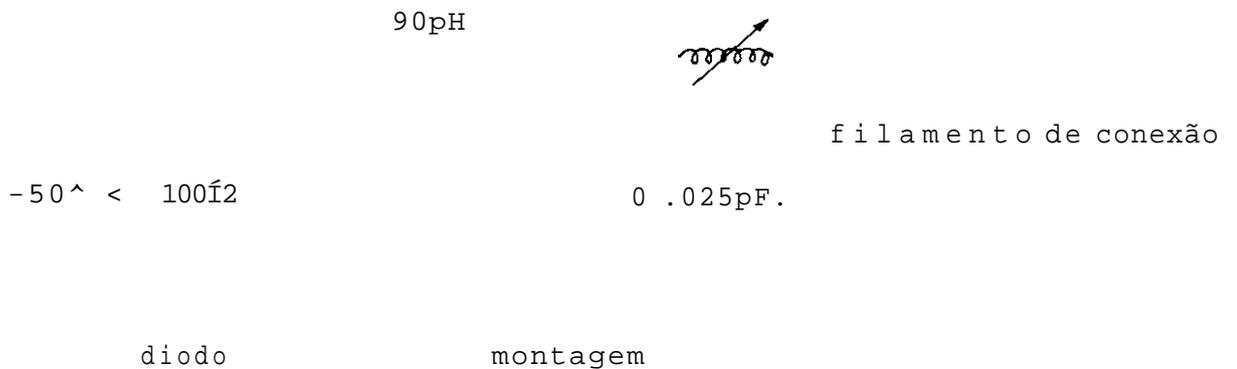


Fig. 4.18 - Circuito elétrico equivalente do diodo com valores para 6.0 GHz.

O dissipador possui dois furos para fixação do conjunto a um dissipador maior uma vez que a dissipação de potência é grande quando o diodo está operando. A pastilha de GaAs é ligada ao ponto de solda por uma fita fina de ouro. Do ponto de solda, que é isolado do dissipador por uma camada de quartzo sai o filamento de conexão com o circuito externo. Esse filamento é extremamente sensível podendo partir-se por qualquer esforço sobre ele. É comum inutilizarem-se muitos desses diodos pela ruptura do filamento, durante a operação de conexão ao circuito externo.

A configuração desse diodo não encapsulado é própria para a utilização em microstrips. O filamento de conexão é levado à linha de transmissão e seu contato feito com pasta condutora.

A tensão de polarização do diodo varia entre 12 e 14 volts com polaridade negativa sobre o filamento por onde flui uma corrente típica entre 500 e 800 mA. Quando em bom estado o diodo apresenta pequena resistência em nível dc nos dois sentidos. Seu comportamento é, pois, em dc, diferente daqueles que funcionam por avalanche.

#### 4.3.2 - Escolha do conjunto esfera-semiespiras.

Para operar na banda C de microondas, deve-se escolher uma esfera de YIG conveniente que proporcione o mínimo possível de modos magnetostáticos excitáveis na região de frequências de interesse. O procedimento de escolha foi o mesmo descrito no início desse capítulo para o filtro de um estágio. Utilizou-se, assim, uma esfera de YIG dopada com gálio de magnetiza

ção de saturação 1000 Gauss e diâmetro 0.36 mm.

O raio das semiespiras ortogonais foi de 1.7 mm o mesmo que aquele utilizado no filtro de um estágio. O filtro com largura de banda estreita, permite a passagem do harmônico principal, proporcionando a atenuação de outros harmônicos indesejáveis próximos e distantes do principal.

#### 4.3.3 - Descrição do circuito do oscilador.

O oscilador foi construído na configuração microstrip sobre um dielétrico de constante dielétrica relativa 10, com espessura 1.7 mm. A fig. 4.19 mostra seu circuito em microstrip.

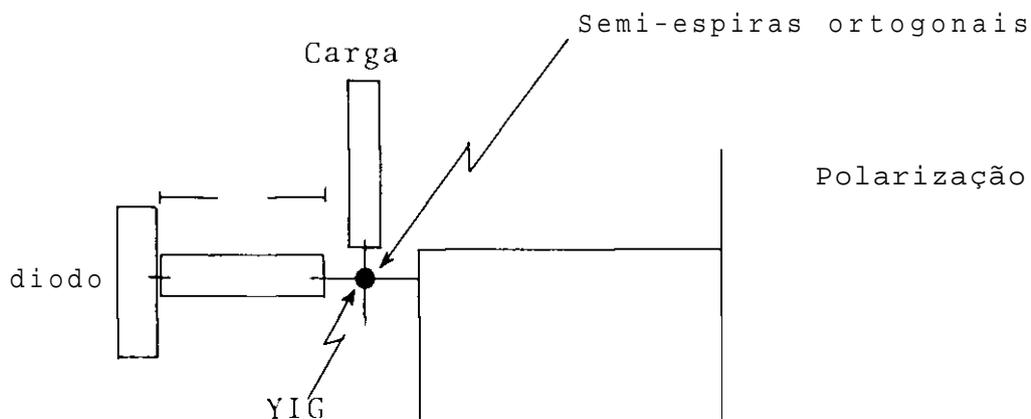


Fig. 4.19 - Configuração do oscilador sintonizado a YIG em configuração microstrip.

O filamento de conexão do diodo é colado por uma pasta condutora a um trecho de linha de transmissão de 50 Ω. Em sua extremidade é soldado um fio fino com o qual se faz uma se-

semiespira sobre o dielétrico e se solda sua outra extremidade a um trecho de linha de transmissão de impedância característica muito baixa que simula um curto circuito. Um pequeno trecho de linha de transmissão com alta impedância característica bloqueia a saída de microondas pelo circuito de polarização. Uma outra semiespira perpendicular à primeira sem contato físico com esta é construída, tendo uma de suas extremidades ligada à terra por um orifício no substrato e a outra a um trecho de linha de transmissão com  $Z_0 = 50 \Omega$  que dá acesso à carga. A esfera de YIG é introduzida entre as espiras por um bastão de plástico, semelhante ao que foi feito com os filtros. O campo magnético é aplicado perpendicularmente ao plano da fig. 4.19. Na construção do protótipo do oscilador utilizou-se o campo de um eletroímã de 4" e não houve a preocupação de colocar o circuito em um pequeno magneto, como foi feito com os filtros de YIG.

#### 4.3.4 - O papel do YIG como sintonizador.

O princípio geral de operação de um circuito ressonante acoplado ao diodo Gunn na análise de seus diversos modos de operação foi descrito extensivamente no capítulo anterior. O modo de oscilação depende essencialmente do valor do  $Q$  do circuito ressonante. Foi visto que, se a tensão de r.f. decrescia até valores inferiores à tensão limiar  $V_{lj}$ , a frequência de oscilação do diodo Gunn era controlada pelo circuito que poderia proporcionar uma sintonia de até uma oitava.

Sendo o diodo construído para favorecer a formação de domínios quando convenientemente polarizado e sendo o conjunto semiespira-esfera um circuito ressonante de alto  $Q$ , é possível

vel conseguir uma boa faixa de frequências onde o diodo possa operar no modo "Domínio Retardado".

Um circuito equivalente representativo daquele em microstrip e que não difere dos anteriormente estudados está mostrado na fig. 4.20.

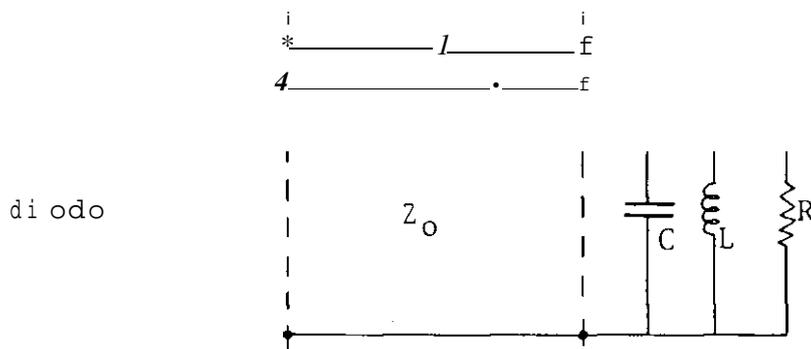


Fig. 4.20 - Circuito equivalente do oscilador Gunn sintonizado a YIG.

O acoplamento da esfera de YIG com o diodo Gunn necessário para produzir uma tensão de r. f que proporciona larga sintonia na frequência de oscilação, exige um bom casamento de impedância entre a esfera e o diodo, bem como um circuito com alto  $Q$  em carga. Esta última condição é satisfeita intrinsecamente pelo YIG que apresenta perdas muito baixas. A carga quase não influencia no valor de  $R$  da fig. 4.20 uma vez que está praticamente desacoplada eletricamente do resto do circuito.

Entre o circuito ressonante e o diodo existe um trecho de linha de transmissão de comprimento  $l$  com impedância característica  $Z_0$ . Na frequência de ressonância, a impedância de entrada  $Z_{in}$  vista pelo diodo varia entre

$$Z_{in} = R \quad (\text{para } l=0)$$

$$Z_{in} = \frac{R}{R} \quad (\text{para } l = \lambda/4) .$$

É possível escolher  $Z_0$  e  $l$  convenientemente para se obter um bom casamento de impedâncias. O valor máximo de  $l$  deve ser  $\lambda/4$ . Para valores superiores a esse, há uma reprodução no quadro de disposição das impedâncias que pode ser facilmente visto quando representadas no diagrama de Smith, e que, portanto, na ressonância a situação é a mesma que quando  $l < \lambda/4$ . Na realização do oscilador fixou-se  $Z_0 = 50 \Omega$  e se fez variar  $l$  para se buscar um bom casamento numa faixa grande de frequências. O valor de  $l = \lambda/4$  correspondente à frequência de 6.0 GHz é um valor que serve de orientação para o limite do comprimento do trecho de linha de transmissão.

Para se entender o comportamento do conjunto semiespira-esfera no circuito em função da frequência, foram obtidas curvas de impedância medidas por um analisador de redes, traçadas por um registrador XY sobre o diagrama de Smith. As figs. 4.22 - 4.31 mostram as curvas obtidas para  $Z = 3\text{mm}$  e para vários valores de campo magnético. São analisadas a seguir.

A fig. 4.22 mostra a curva com a esfera de YIG ressonando fora da faixa de 4.0 e 5.0 GHz. O analisador de redes é separado da semiespira pelo trecho de linha de transmissão de 3.0 mm. O efeito combinado de alta capacitância do capacitor ligado à semiespira e da auto-indutância da semiespira proporciona um lugar geométrico próximo à circunferência de  $R = 0$  no diagrama de Smith. O trecho de linha de transmissão interca

lada são produz- tim pequeno deslocamento sem alterar essencial- mente a disposição original das impedâncias.

A fig. 4.23 mostra o efeito da esfera de YIG em ressonância a 4.66 GHz, com o analisador de redes nas mesmas condições anteriores. O resultado obtido é o esperado, pois o conjunto semiespira-esfera é o equivalente a um circuito res- sonante RLC paralelo. Próximo à ressonância, a impedância do circuito varia rapidamente com a frequência, passando da si- tuação de baixa impedância indutiva abaixo da ressonância, pa- ra baixa impedância capacitiva.

Observando-se as figs. 4.22 e 4.23, vê-se que o ponto associado à frequência de 4.7 GHz se desloca para re- giões de baixas impedâncias pelo efeito da ressonância de modo uniforme em 4.66 GHz. Uma seta mostra a direção de deslocamen- to dos pontos correspondentes as frequências superiores a 4.7 GHz indicando que seu destino é precipitarem-se nas regiões de baixas impedâncias "a proporção que cresce a frequência de ressonância. Observando-se as fig. 4.23 e 4.24, vê-se que o ponto correspondente à frequência de 4.85 GHz é deslocado para o eixo real do diagrama de Smith na região de baixas resistên- cias, em consequência da ressonância do YIG em 4.875 GHz.

A fig. 4.25 mostra o lugar geométrico das impe- dâncias na faixa de frequências entre 5.0 e 6.0 GHz com a res- sonância da esfera de YIG fora dessa faixa. A fig. 4.26 mostra o modo uniforme ressonando em 5.075 GHz. Neste caso, há um mo- do magnetostático excitado entre 5.45 e 5.46 GHz que, conve- nientemente posicionado na região de baixas impedâncias pode gerar harmônicos com potência considerável. Esses modos podem,

entretanto, ser suprimidos pela cuidadosa mudança na forma das semiespiras. A presença de dois modos magnetostáticos pode ser vista na fig. 4.27.

A fig. 4.28 mostra o comportamento das impedâncias entre 6.0 e 7.0 GHz. Pode-se já observar o aumento na reatância dessas impedâncias o que significa altas impedâncias apresentadas pelo circuito fora da ressonância. As figs. 4.29 e 4.30 mostram a ressonância do modo uniforme em 6.1 e 6.125GHz. A fig. 4.31 mostra a ressonância pouco destacada em 6.375 GHz. Pode-se ver que os pontos do lugar geométrico das impedâncias vizinhas a 6.4 GHz, são os mais próximos da região de baixas impedâncias.

A análise das figs. 4.22 - 4.31 mostra que, à medida que a frequência de ressonância aumenta, a curva associada à ressonância se inibe e não proporciona a excursão dos pontos pelas regiões de baixas impedâncias. Isto se deve ao fato de que a ressonância corresponde a altas impedâncias. Como a faixa entre 6.0 e 7.0 GHz é uma região de impedâncias relativamente altas, a curva de ressonância permanece inibida em toda a faixa.

#### 4. 3.5 - Características do oscilador sintonizável.

A condição para o diodo Gunn oscilar no circuito com uma esfera de YIG próxima à semiespira é que a impedância total do circuito seja nula. Como a parte real da impedância do diodo é pequena (e negativa), é preciso que a impedância do circuito vista pelo diodo tenha uma parte real pequena e uma parte reativa igual ao negativo da sua. Como nas proximidades

da ressonância, a impedância do circuito varia rapidamente, o conjunto diodo-circuito ressonante encontra uma frequência estável de oscilação, desde que o circuito tenha uma impedância real pequena na ressonância.

O papel do trecho de linha de transmissão que acopla o diodo a esfera de YIG, e deslocar o lugar geométrico das impedâncias na faixa de frequências desejada para a região de baixas impedâncias. Na construção do oscilador, foram feitas variações sucessivas no comprimento da linha de transmissão desde  $l=0$  a  $l=4.9$  mm, obtendo-se o melhor resultado em termos de largura de faixa de operação do diodo para  $l = 3$ mm.

O oscilador construído funcionou com sintonia contínua de 4.70 a 6.45 GHz, cobrindo uma faixa de 1.75 GHz. A potência do harmônico fundamental em função da frequência esta mostrada na fig. 4.32.

Quando devidamente polarizado, e estando o YIG fora da ressonância, o diodo opera em 4.7 GHz provavelmente no modo "Tempo de Trânsito". Assim, quando o YIG esta sintonizado para frequências superiores a 6.45 GHz, a frequência de operação salta para 4.7 GHz e deixa de variar com o campo magnético.

Os espectros de frequência mostrados nas figs. 4.53 e 4.34 foram obtidos com a montagem da fig. 4.21.

O gerador de varredura é feito varrer de 4.5 GHz a 6.5 GHz. Durante a varredura, o registrador indica a presença dos harmônicos do oscilador Gunn, registrando as posições em que o sinal do gerador está acima e abaixo 70 MHz dos harmônicos do oscilador Gunn. Apenas um deles é mostrado nas

figs. 4.33 e 4.34.

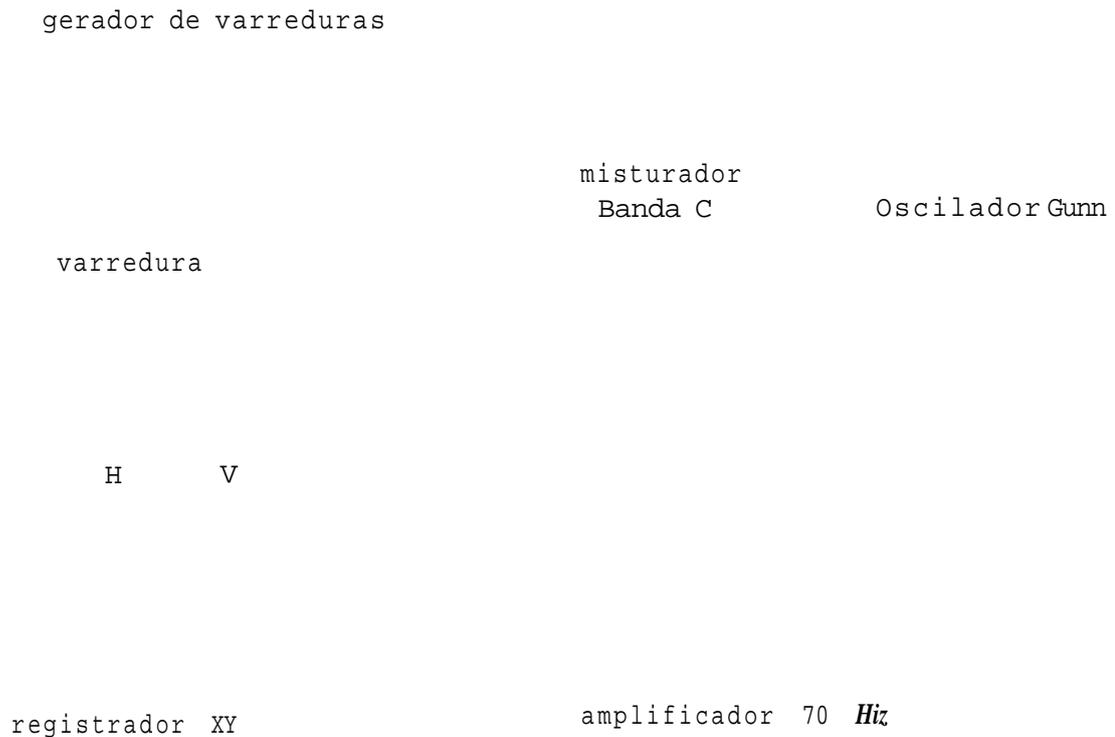


Fig. 4.21 - Montagem utilizada para o traçado das curvas das figs. 4.32 e 4.33.

A fig - 4.33 mostra a presença de um harmônico na frequência 5.05 GHz e dois outros na frequência de 5.84 GHz e 6.125GHz causados pelos modos magnetostáticos. Estes estão a, pelo menos, 25 dB abaixo do nível do harmônico fundamental. A fig. 4.34 mostra um espectro limpo onde é registrada a presença do harmônico 5.33 GHz do oscilador Gunn.

Examinando as curvas de impedâncias vistas pelo diodo, apresentadas nas figs. 4.23 e 4.31, entre os pontos correspondentes a 4.0 e 6.0 GHz, no diagrama de Smith, muitos pontos não afetados pela ressonância estão situados em regiões de

baixas impedâncias como é" o caso daqueles em 5.4 e 5.46 GHz na fig. 4.25. O diodo pode apresentar harmônicos devidos a essas baixas impedâncias. No projeto desse oscilador, os harmônicos nessas frequências estão, no mínimo, 30 dB abaixo do harmônico fundamental.

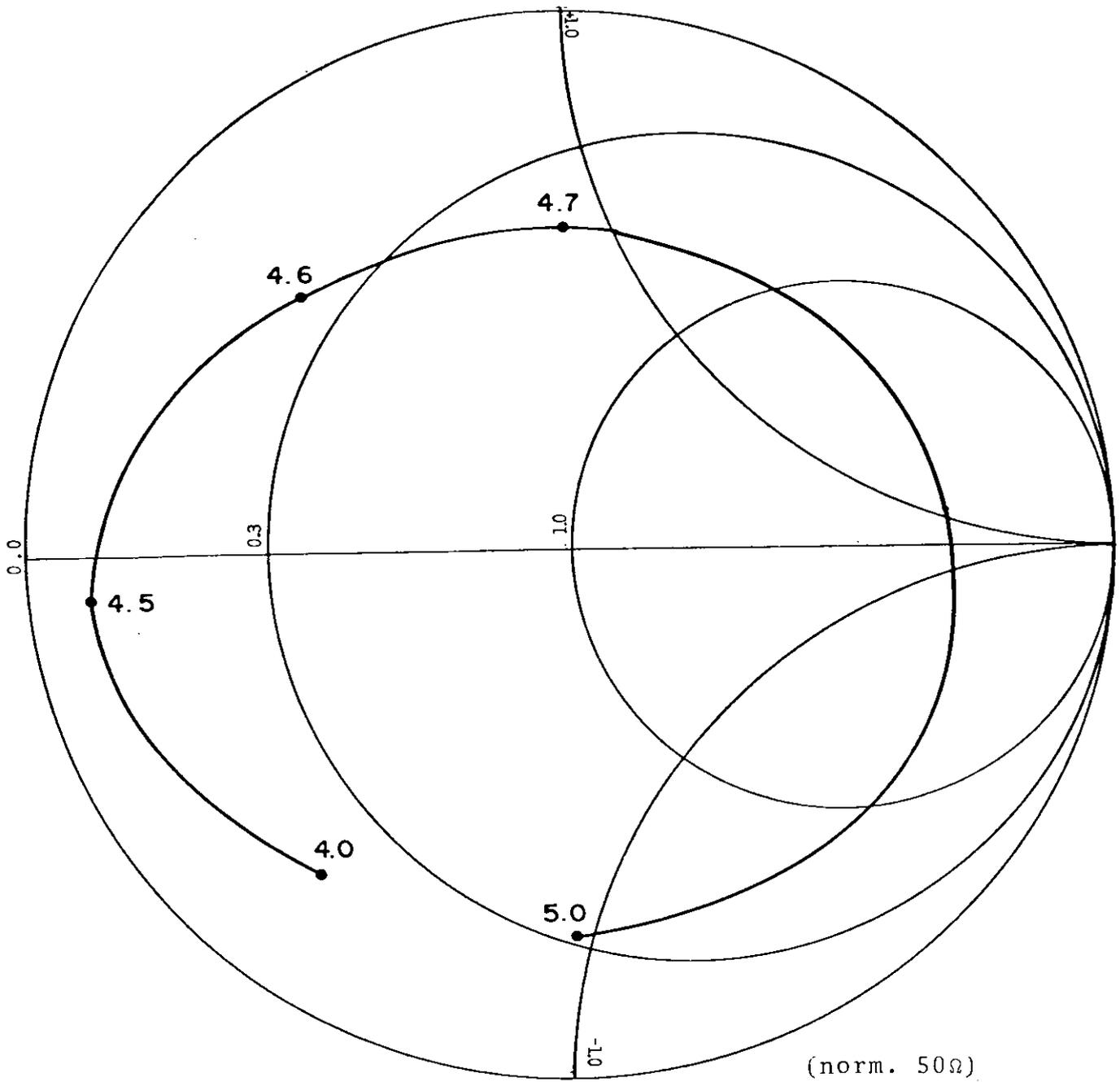


Fig. 4.22 - YIG com ressonância fora da faixa 4.0 - 5.0 GHz.

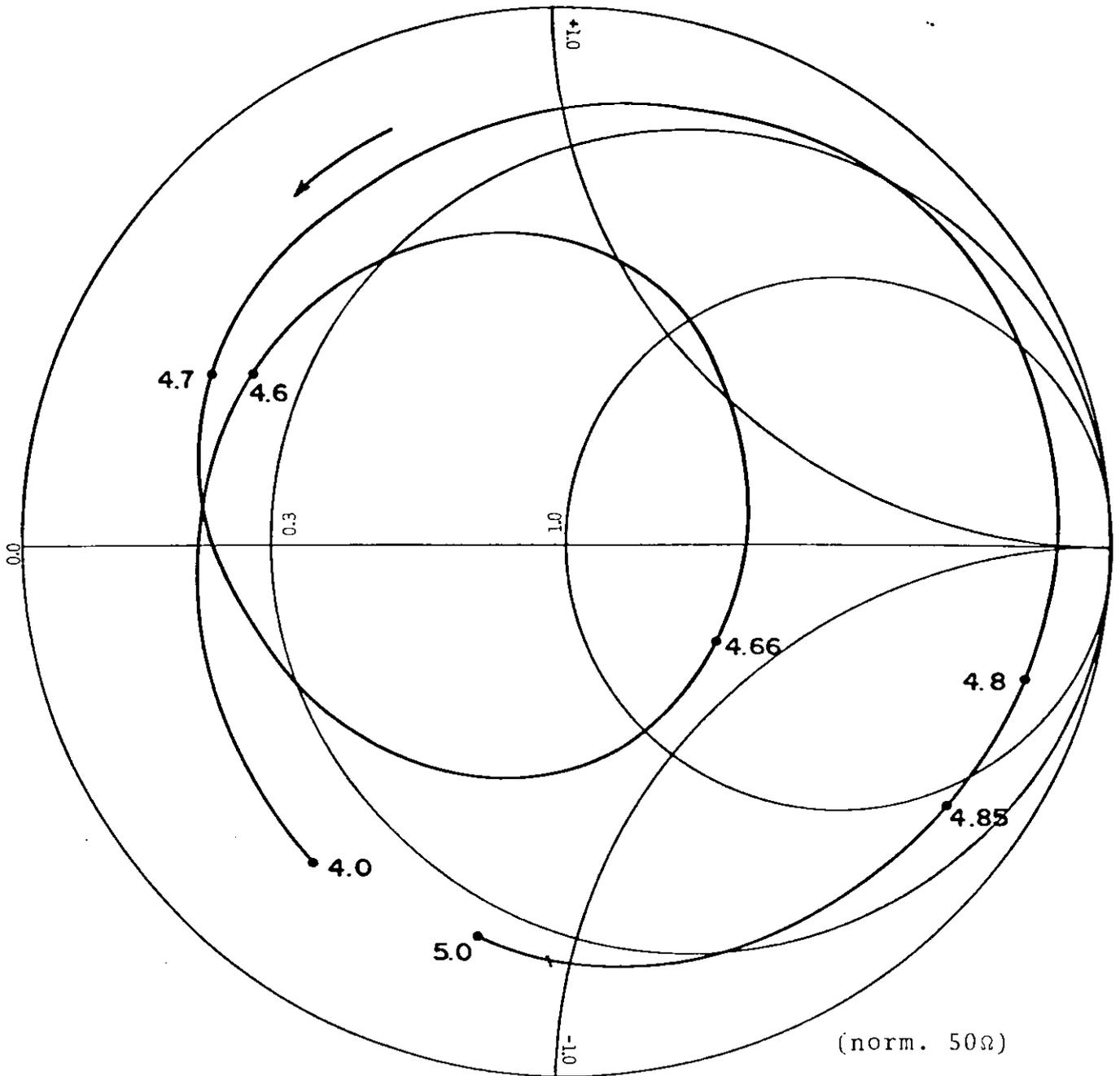


Fig. 4.23 - YIG com ressonância uniforme em 4.66 GHz.

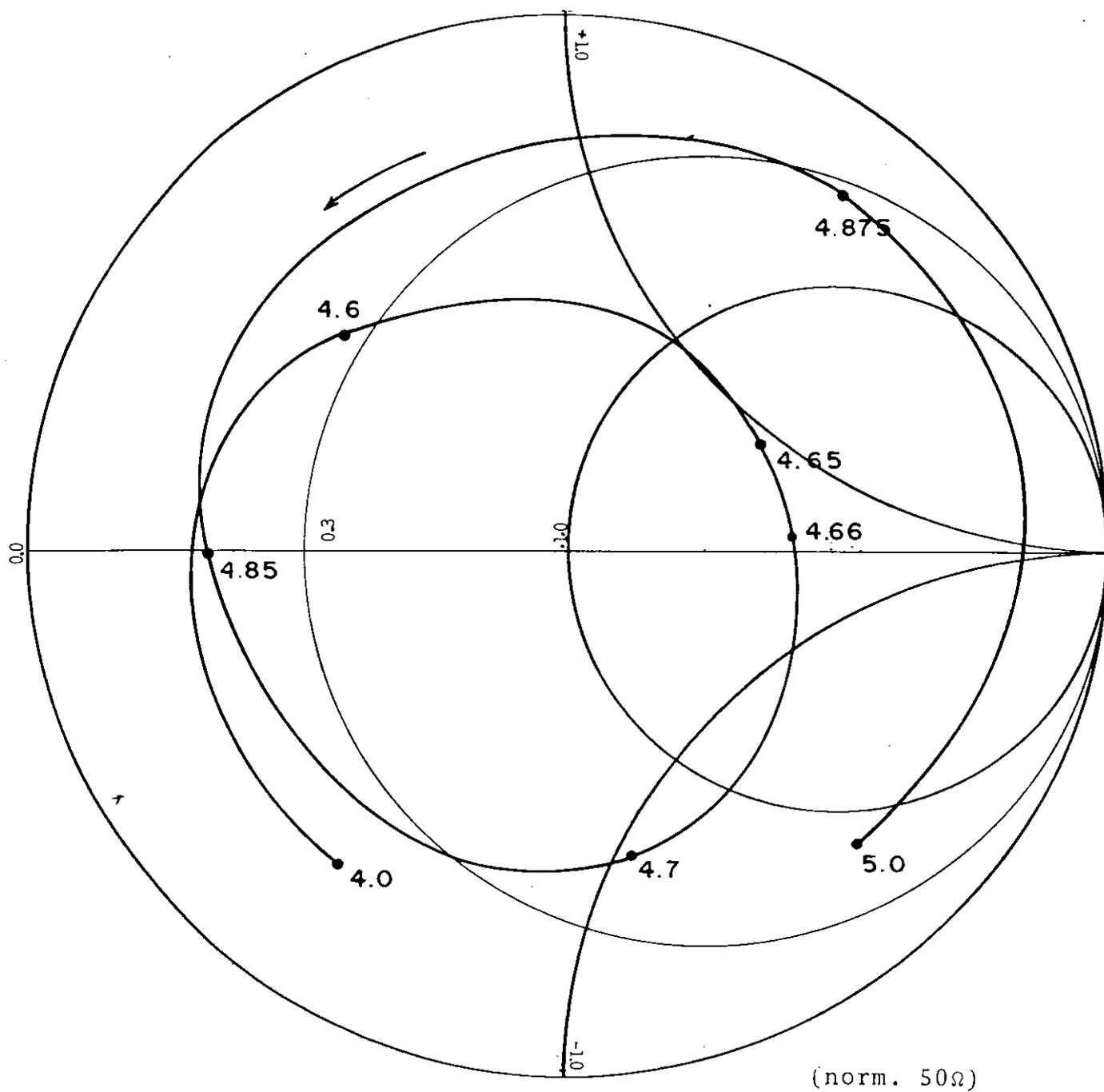


Fig. 4.24 - YIG com ressonância uniforme em 4.875.

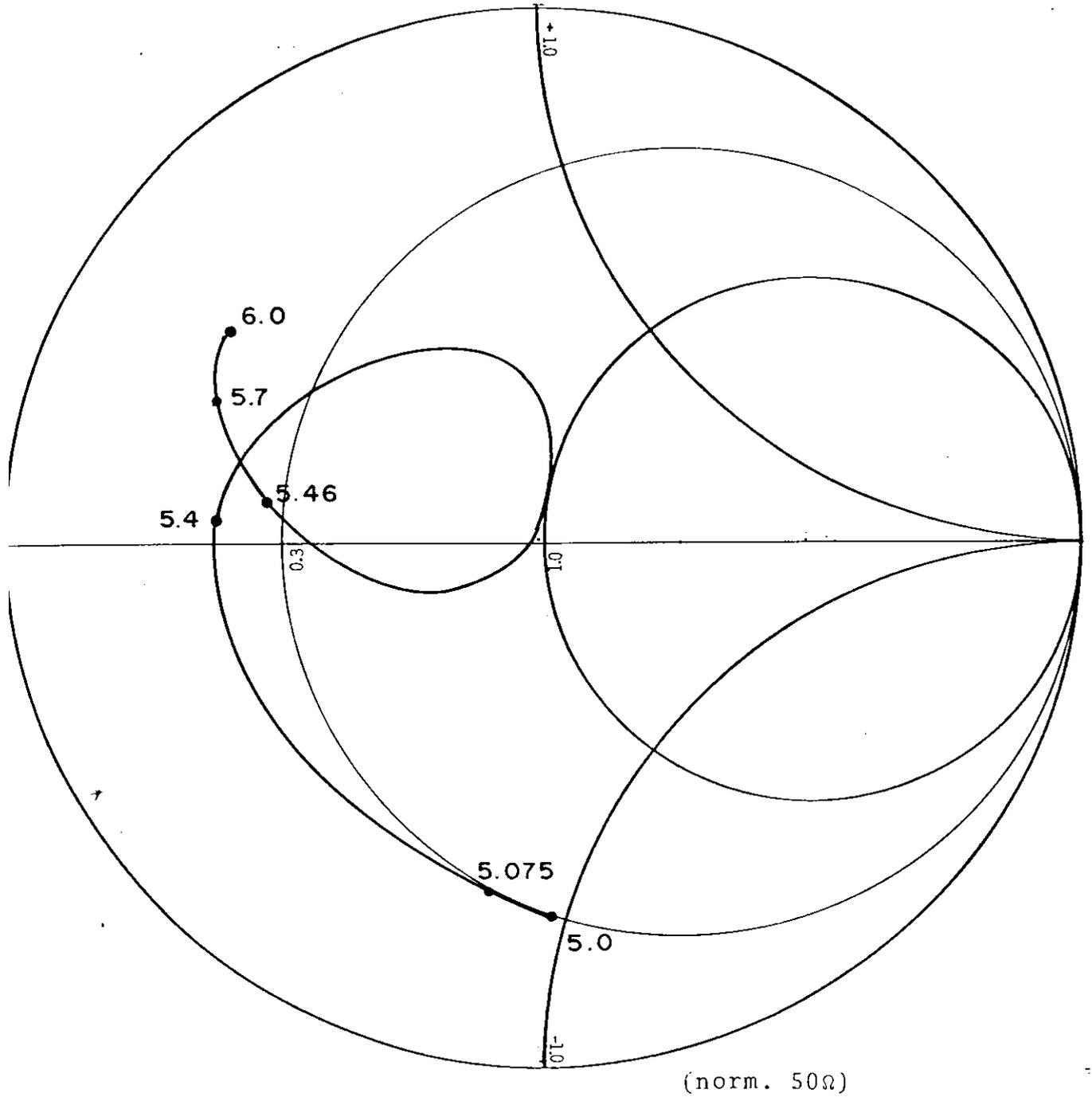
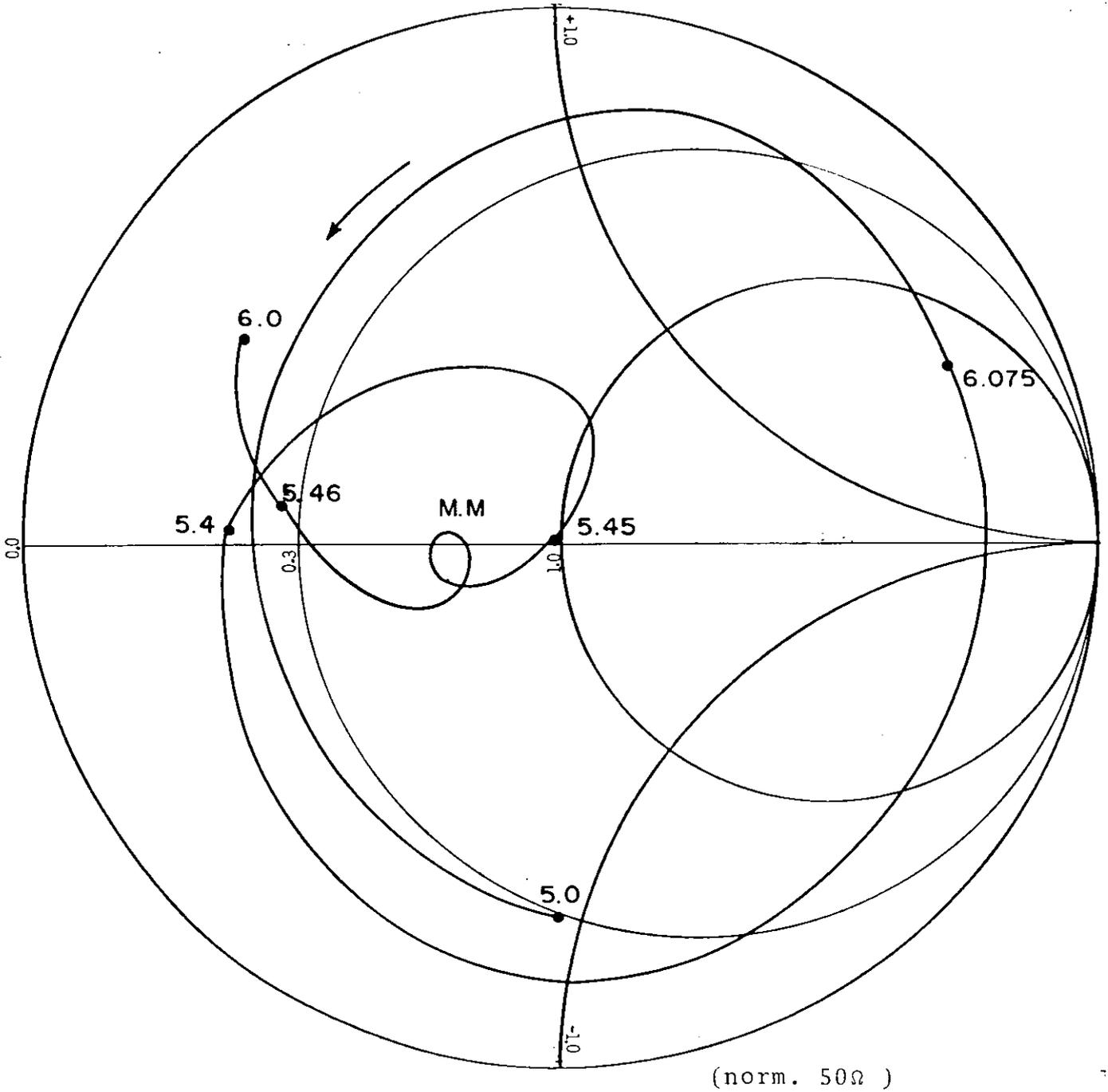


Fig. 4.25 - YIG com ressonância, fora da faixa de 5.0 a 6.0 GHz.



M.M = modo magnetostático.

Fig. 4.26 - YIG com ressonância uniforme em 5.075 GHz. Modo magnetostático entre 5.46 e 5.45 GHz.

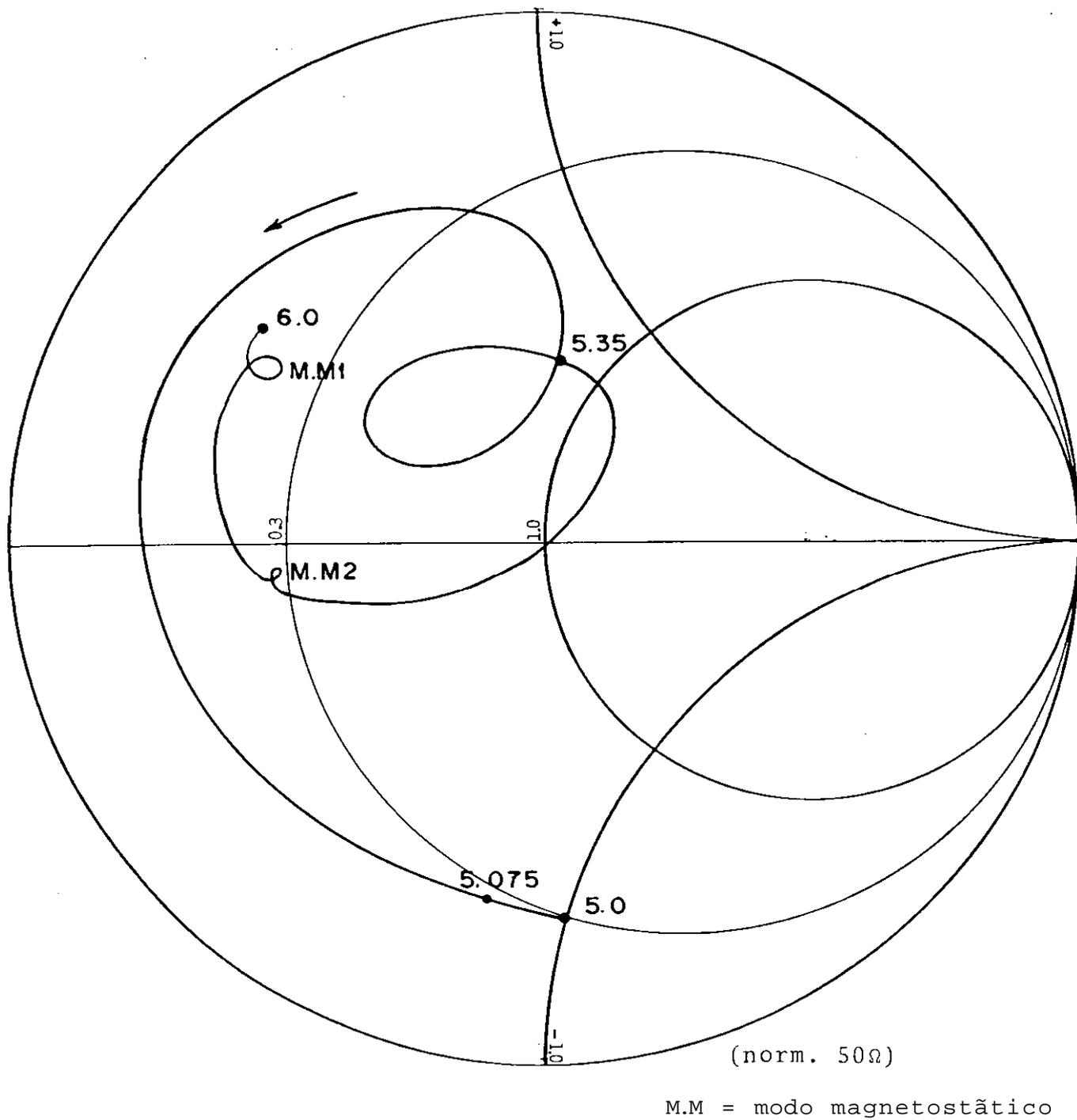


Fig. 4.27 - YIG com ressonância uniforme em 5.35 GHz.

Modos magnetostáticos em 5.8 e 5.575 GHz.

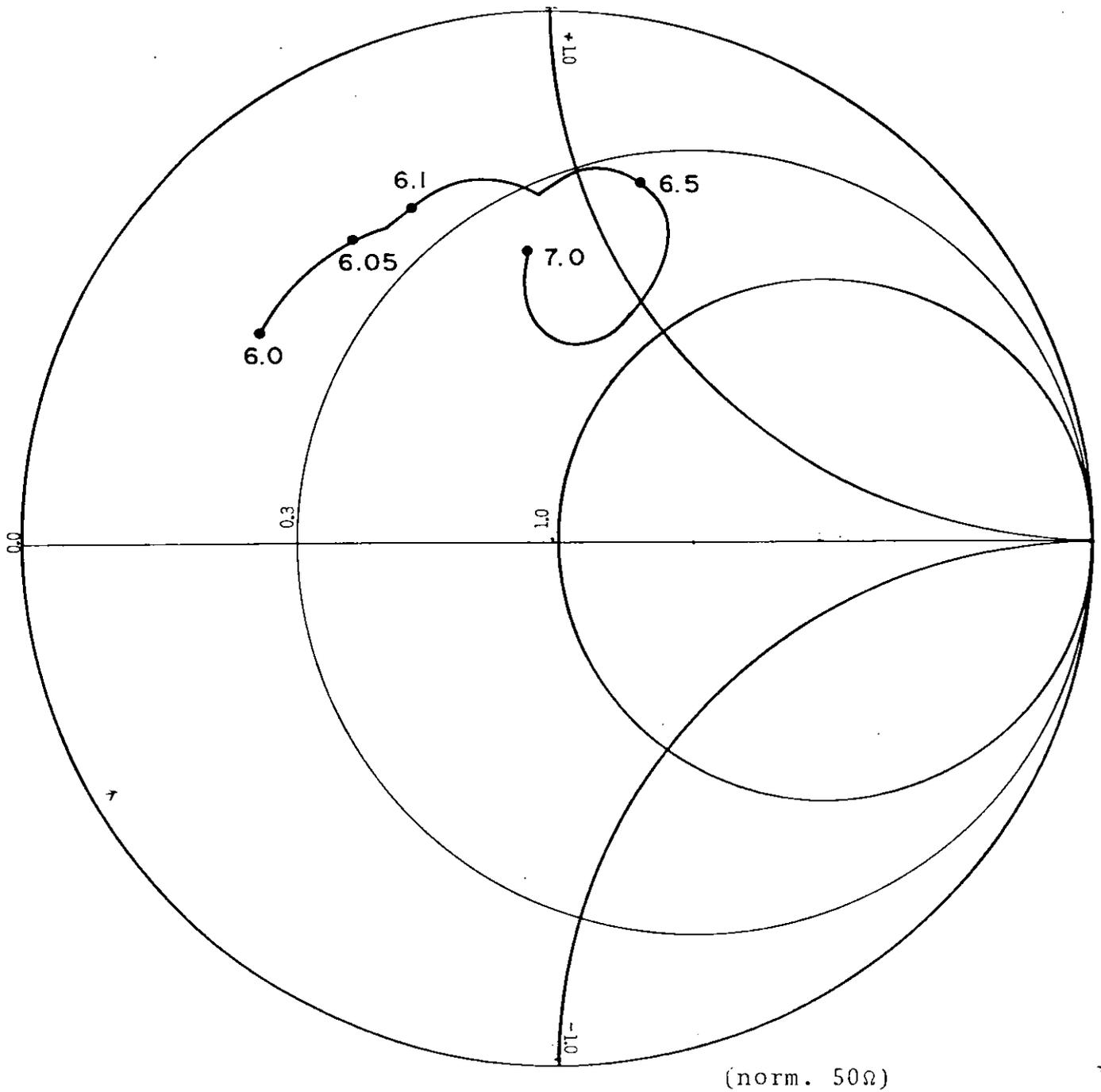
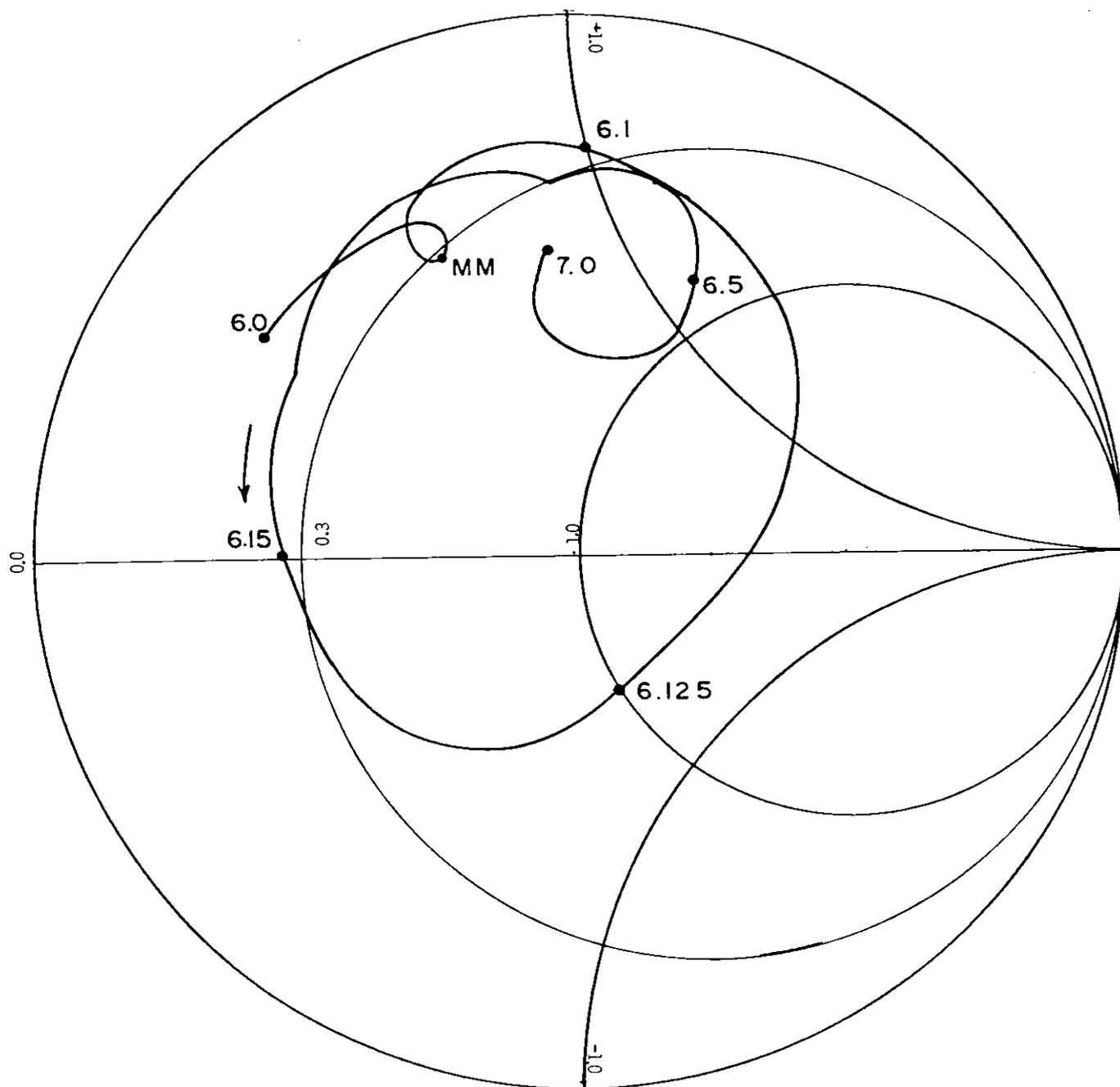


Fig. 4.28 - YIG com ressonância fora da faixa de 6.0 a 7.0 GHz .

(norm. 50SiJ

Fig. 4.29 - YIG com ressonância uniforme em 6.1 GHz.

Modo magnetostático em 6.02 GHz.

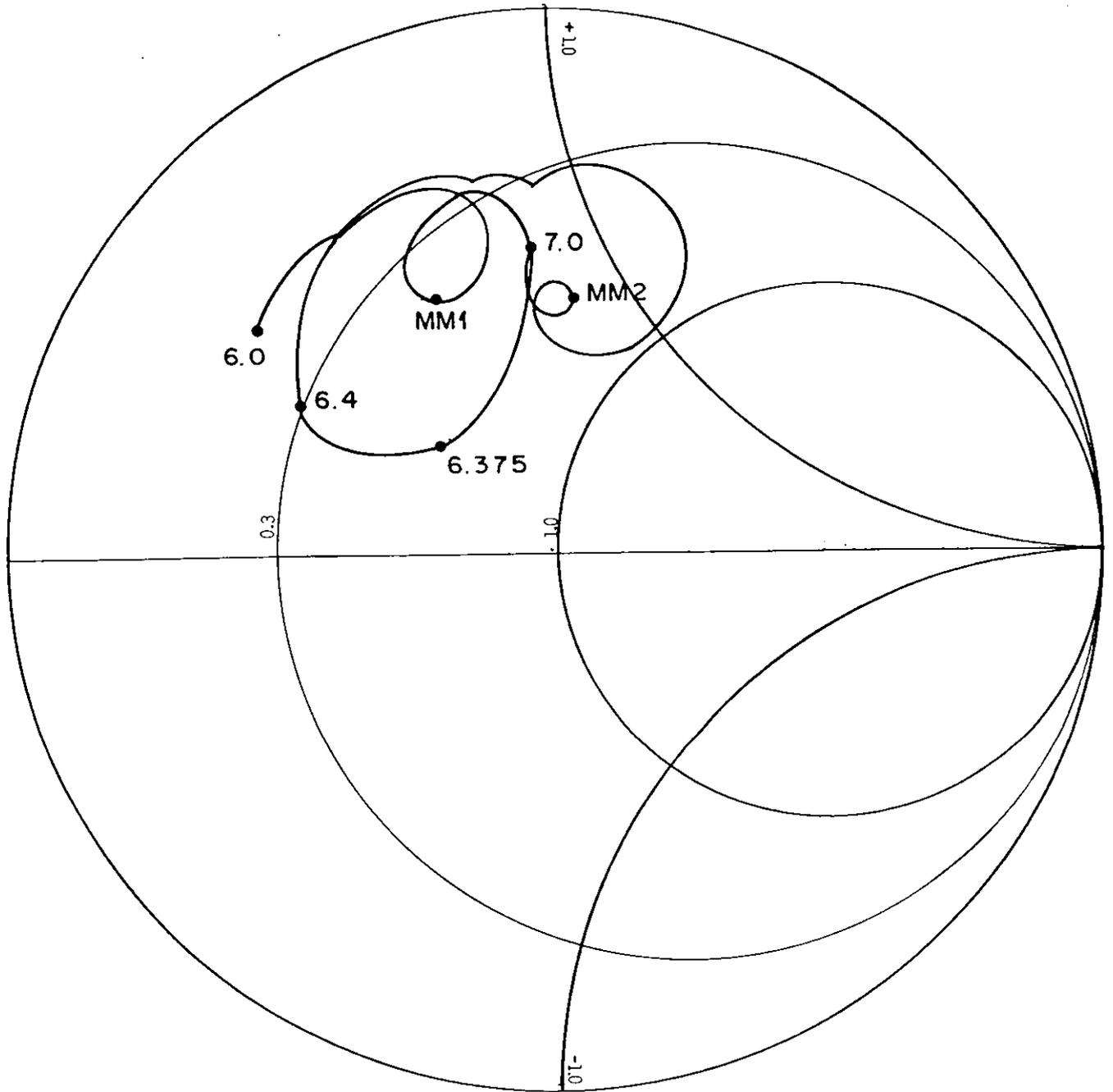


(norm. 50íí)

M.M = modo magnetostático

Fig. 4.30 - YIG com ressonância uniforme em 6.125 GHz.

Modo magnetostático em 6.025 GHz.



(norm. 50i2)

M.M = modo magnetostático

Fig. 4.31 - YIG com ressonância uniforme em 6.375 GHz .

Modos magnetostáticos em 6.325 e 6.825 GHz.

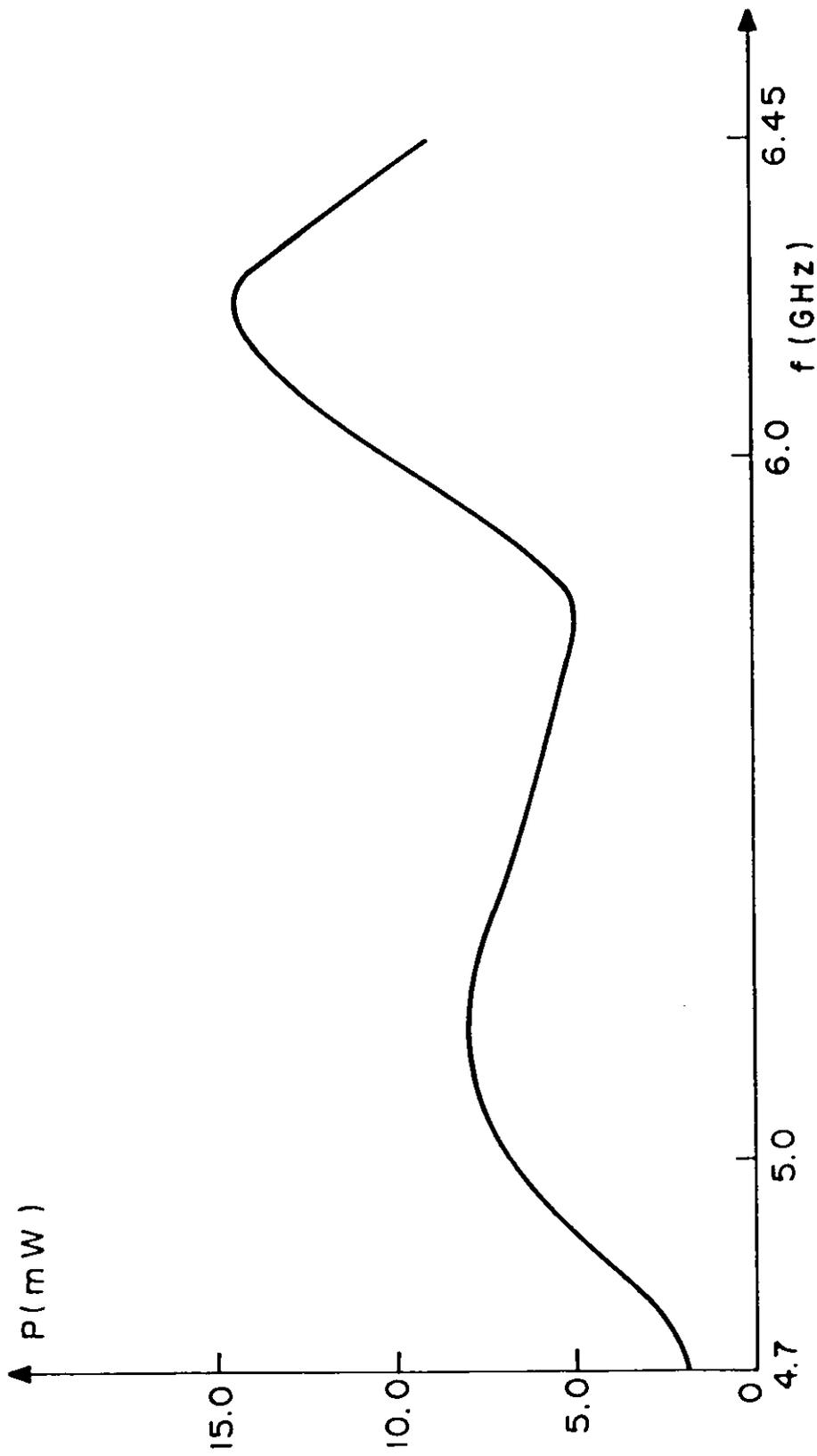


Fig. 4.32 - Potência de saída do oscilador Gunn sintonizado a YIG no harmônico fundamental.

	Lo	f-i	1
		ca	•H
		tv	N
		C	
		CO	xJ
		E	o
		to	
		xJ	
		C	
			f-i
		O	CC
		(J	→
		•H	C
		c	CU
		<O	E
		E	ca
		S-	x)
		X	G
			4H
		O	O
		O	x)
		xJ	
		ca	O
			X
		cr	X>
			ca
		1-«	
		>->	xi
		CO	Lo
			cg
		O	-
		x)	
		ca	
		N	x:
		•H	
		C	
		o	Lo
		→	r-O
		c	
		•H	4
		u/	
		c	
		C	O
			oo
			.
		O	Lo
		xJ	
		ca	E
		T-	
		•H	
		u	i/i
		tf)	o
		o	u
			•H
		o	c
			(O
			E
		ca	i-i
		•H	ca
			X
		<C	ica
		→	
		o	
		cu	o
		o	
		xi	+j
			t/i
		O	O
			→
		i-	Lo
		→	o
		u	*
		(D	Lo
		CL	ca
		(/)	E
		.	ca
			u
			O
		1	C
		<GJ	Xs
			O
			E
		cr	
		• cr	S<
			O
		<M	O.
		Gθ	(/)
		O	O
		LU	→

a;  
u  
to  
to

o  
4-1

6  
<D

*to*

r-i

4-H

o  
T3  
nj  
•H

o  
c

c  
c

iH  
o  
-o  
88  
H  
•H  
U  
(A  
o

-y to  
to

o  
13

o  
U  
•rH

<o  
E  
i-i  
88

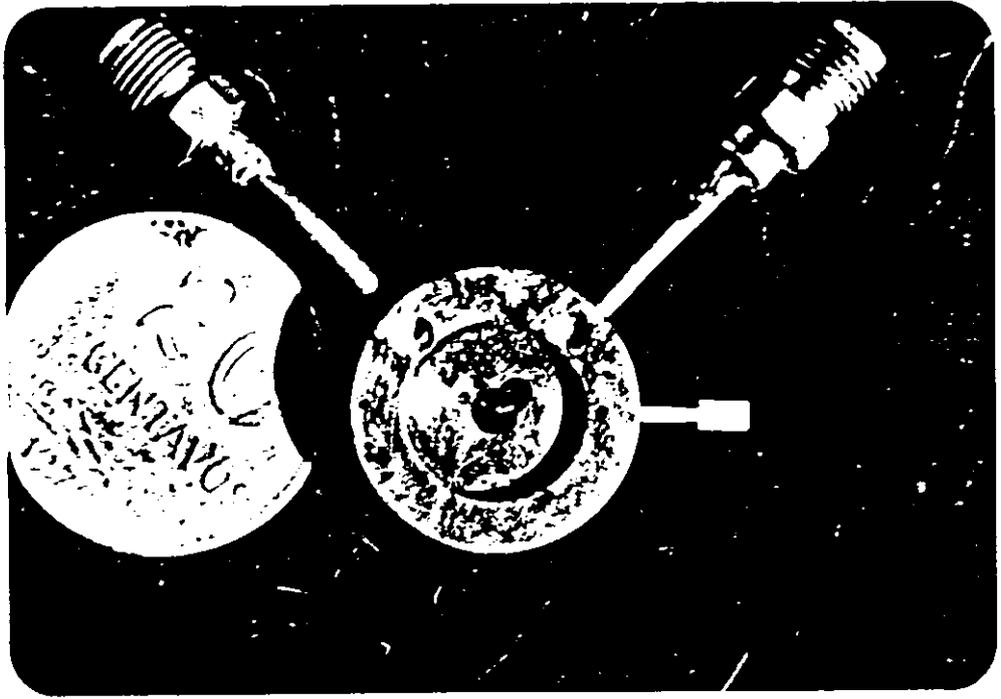
o  
T3

o  
i-  
+>  
u  
o

(/)

to

•rH



(a)

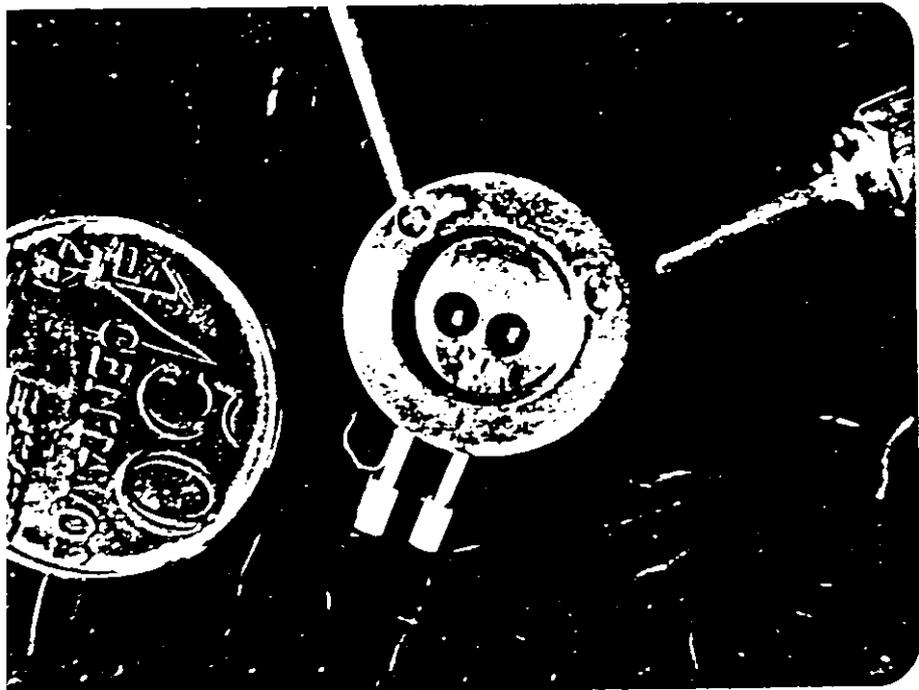
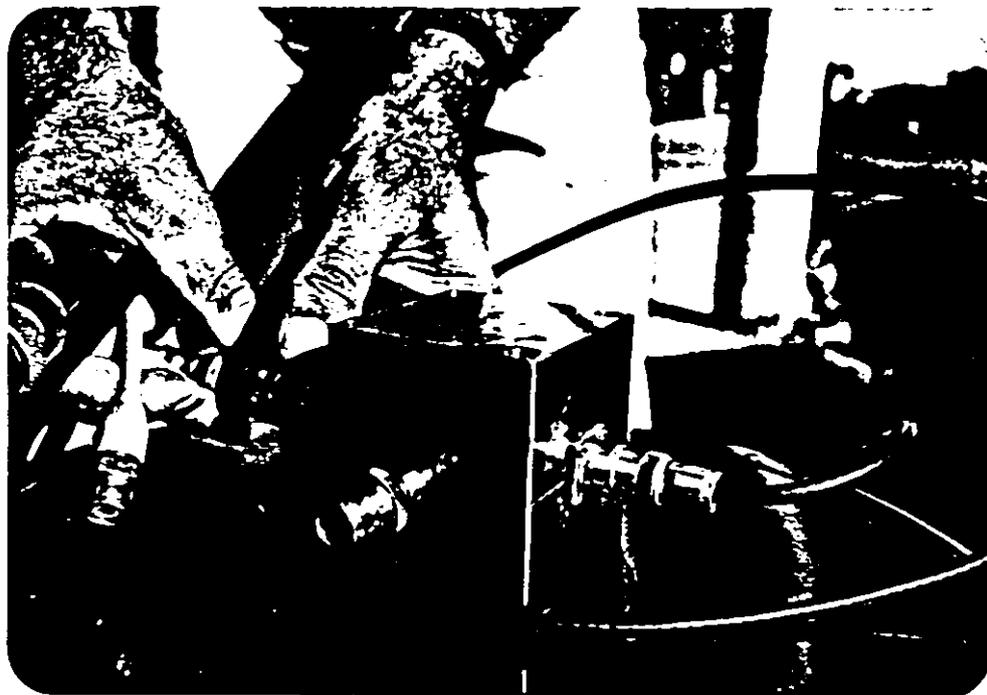
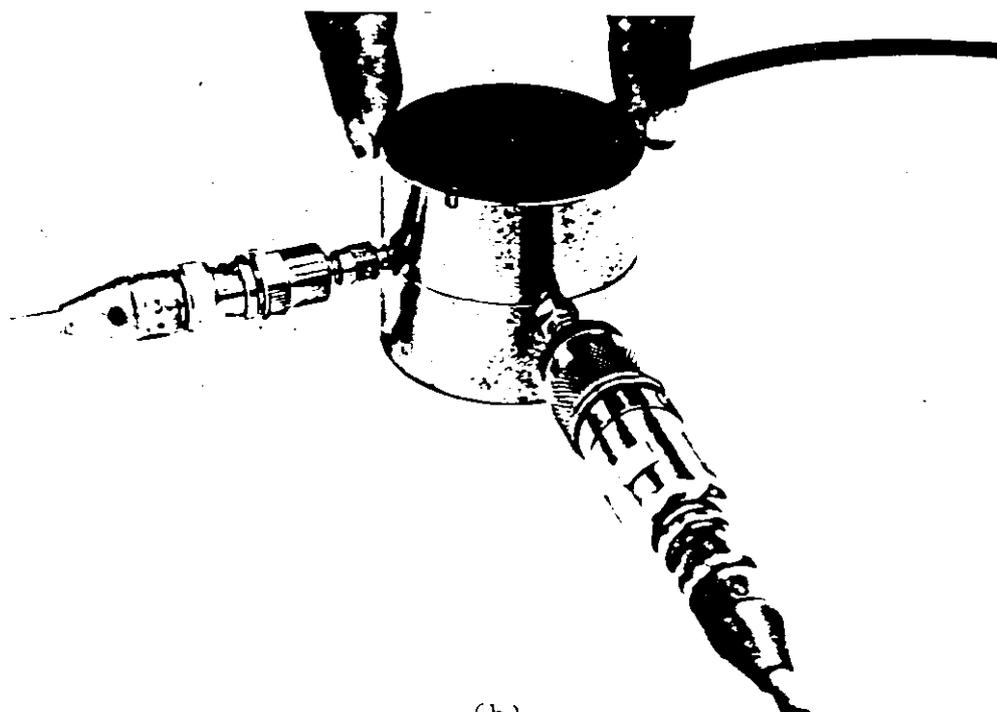


Fig. 4.35 - Fotografias das montagens dos filtros de um (a) e dois (b) estágios.



(a)



(b)

Fig. 4.36 - Fotografia das estruturas magnéticas dos filtros de um (a) e dois (b) estágios.

Fig. 4.37 - Fotografia da estrutura eletromagnét  
filtro de dois estágios.

### CONCLUSÃO

O projeto do filtro de YIG de um estágio, fazendo uso do modelo do girador na determinação das características do YIG e das semiespiras, mostrou ser satisfatório quando observado o comportamento da largura de banda do filtro ao longo da faixa de frequências de operação. Tendo sido projetado para uma largura de banda de 10 MHz em 6.0 GHz, mostrou um bom desempenho mesmo ao longo da faixa de 4.0 a 8.0 GHz, variando seu valor em torno de 10 MHz. Sua concepção é simples porém sua construção um tanto laboriosa em vista de se tentar dar uma forma perfeita às semiespiras na intenção de não excitar modos magnetostáticos na sua banda de passagem.

O projeto do filtro de dois estágios constou da escolha das características das esferas de YIG e sua orientação, como de um processo empírico de ajuste das curvas individuais dos dois estágios para a obtenção da forma de curva de resposta desejada pelo controle da anisotropia. Devido ao fato de a anisotropia variar com a frequência, a posição relativa das curvas justapostas dos dois estágios varia, o que não permite, nu-

ma larga faixa de frequências, uma curva de resposta do filtro mantendo uma característica de Tchebyshev com Ripple quase constante. A característica de Butterworth para a curva de resposta é impossível de se obter, mesmo para uma faixa estreita, pelo fato já citado de a anisotropia variar com a frequência.

A perda de inserção de ambos os filtros permaneceu dentro da tolerância apresentada pelos filtros comerciais. Seu valor poderia diminuir se esferas de YIG puro ( $4\pi M = 1760$ ) substituíssem as esferas de YIG dopadas com gálio ( $4\pi M = 1000$ ). Entretanto, o processo de se evitar a excitação de modos magnetostáticos seria muito laborioso. ^

Para ambos os filtros, o circuito eletro-magnético apresentou dissipação tolerável dentro do padrão dos filtros comerciais. Essa dissipação poderia ser reduzida ainda mais se o entreferro do circuito magnético fosse um pouco menor, mantendo o uso da liga de ferro-níquel recozida a hidrogênio. Esse é um aspecto que deve ser levado em consideração em trabalhos posteriores sobre filtros de YIG que exijam maior estabilidade de frequência. Isto porque a frequência de ressonância depende da temperatura da esfera, assim como do campo magnético no entreferro que pode variar de acordo com a compressão ou expansão do ferro.

O oscilador Gunn sintonizado a YIG, embora apresentando uma faixa de operação próxima de 2.0 GHz, ainda não está dentro dos padrões dos osciladores comerciais que operam numa oitava. Isto porque, na sua construção, não foram exploradas todas as alternativas de abordagem a que se propunha esse trabalho. A razão é que, dispondo de poucas unidades de diodos Gunn,

e sendo muito frágil a solda do filamento de conexão ao diodo , todos foram inutilizados. Como primeira iniciativa no sentido de se construir esse oscilador, fixou-se o valor da impedância característica do trecho de linha de transmissão que acopla o diodo à esfera e se fez variar seu comprimento. Com esse procedimento, conseguiu-se uma faixa de sintonia de 1.75 GHz . Outra alternativa de abordagem consistiriam em fazer um procedimento sistemático de variação dos parâmetros  $Z$  ,  $f$  e  $R$ , este último alterando o acoplamento da semiespira à esfera. Enfim, esses parâmetros podem ser variados convenientemente de forma a se ampliar a faixa de operação do oscilador. O projeto teria sido facilitado se se dispusesse do lugar geométrico das impedâncias negativas do diodo para as quais se conseguiria otimizar a potência de saída ao mesmo tempo em que se aumentaria sua faixa de operação.

A análise e construção dos filtros e do oscilador aqui apresentadas, como um trabalho inicial, visam servir de orientação no desenvolvimento desses dispositivos que exijam características operacionais mais requintadas, uma vez que a literatura omite detalhes técnicos por constituírem segredo tecnológico dos fabricantes.

## REFERÊNCIAS

- ( I ] Charles Kittel. *"Introduction to Solid State Physics"*  
(Wiley, 1967J .
- (2) J. Hellszajn. *"Principles of Microwave Ferrite Engineering "*  
(Wiley, 1969) .
- (3J Osborn, J. A. *"Demagnetizing Factors of the General El-  
lipsoid"*, Phys. Rev., 67, 351-7.
- (4) Lax and Button. *"Microwave Ferrites and Ferrimagnetics"*,  
McGraw-Hill, New York, 1962.
- (5) C. Herring and Kittel. *"On the Theory of Spin Waves in  
Ferromagnetic Media"*, Phys. Rev., vol. 81, p. 869, 1951.
- (6J R. L. White and I. H. Solt, Jr. *"Multiple Ferromagnetic  
Ressonance in Ferrite Spheres "*, Phys. Rev., vol. 104, p.  
56, 1956.
- (7) Walker , L. R. *"Magnetostatic Modes in Ferromagnetic Res-  
sonance"*, Phys. Rev., 105, 390-9. (1957).
- (8) Fletcher, P. C. and Bell, R. O., *"Ferrimagnetic Resso-  
nance in Spheres"*, J. Appl. Phys., 30, 687-698. (1959).
- (9) S. Geschwind and A. M. Clogston. *"Narrowing Effect of  
Dipole Forces on Inhomogeneously Broadened Lines"*. Phys.  
Rev. 108, \ ' 1, p. 49 .
- (10) A. M. Clogston. *"Inhomogeneous Broadening of Magnetic  
Ressonance Lines"*. J. Appl. Phys. 29 , p. 334 , (1958).
- ( I I ) E. Shiomann. *"The Microwave Susceptibility of Poly cry s-  
tallyne Ferrites in Strong D-C Fields and the Influence  
of Non-Magnetic Inclusions on the Microwave Susceptibili*

- ty." Proceedings of the 1956 Conference on Magnetism and Magnetic Materials (1957), p. 600.
- (12) H. Suhl. *"The Non-linear Behaviour of Ferrites and High Microwave Signal Levels"*. Proc. I.R.E. 44 (1956), p. 1270.
- (13) Clarricoats, P. J. B. *"Microwave Ferrites"*. Wiley 1961
- (14) J. Helszajn. *"Scattering Parameters of Loop Coupled YIG Resonators"*, M. Journ., December 1978, 53-57.
- (15) j Carter, P. S. *"Equivalent Circuit of Orthogonal-Loop-Coupled magnetic Resonance Filters and Bandwidth Narrowing due to coupling Inductance"*. IEEE Trans. MTT. vol. MTT-18 Feb. 1970. pp. 100-105.
- (16) Forrest, J. Richard. *"Microwave Semiconductor Devices and Circuits"*. Publicação interna do Depto. de Eng<sup>a</sup> Elétrica da UFPE (1977).
- (17) Gunn, J. B. *"Microwave Oscillations of Current in III-V Semiconductors"*. Solid State Commun. 1 p. 88 (1963).
- (18) Ridley, B. K. and Watkins, T. B. *"The Possibility of Negative Resistance in Semiconductors"*. Proc. Phys. Soc., 78, p. 293 (1961)
- (19) Hilsum, C. *"Transferred Electron Amplifiers and Oscillators"*. Proc. Inst. Radio Engrs., 50, p. 185 (1962).
- (20) Richard J. Clark and D. Bruce Schwartz. *"YIG-Tuned Oscillators. Principles of operation and Present Status."* Watkins-Johnson Company. October 1971.
- (21) Montarroyos, Erivaldo. *"Estudo da Largura de Linha de Modos Magnetos tácticos em Amostras Esféricas de YIG"*. Tese de Mestrado. Depto. de Física, UFPE (1976)
- (22) Cohen, Morris. *"An Alignment Technique for Multiple Ball*

***YIG Bandpass Filters Operating Over Multi-octave Frequency Bands***". International Microwave Symposium, Ottawa, June 1978.

- (23) Barry S. Perlman, Chainulu L. Upadhyayula, Richard E. Marx. ***"Wide-Band Reflexion-Type Transferred Electron Amplifiers"***. IEEE Trans. Microwave Theory Tech., November 1970 .