

Universidade Estadual de Campinas
Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação

Espectrômetro de Ressonância de Spin Eletrônico para Amostras com Baixo Número de Spins

Autor: Antonio Carlos Torrezan de Sousa
Orientador: Prof. Dr. Hugo E. Hernández Figueroa
Co-orientador: Dr. Gilberto Medeiros Ribeiro (LNLS)

Dissertação de Mestrado apresentada à Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação como parte dos requisitos para obtenção do título de Mestre em Engenharia Elétrica. Área de concentração: **Telecomunicações e Telemática.**

Banca Examinadora

Maurício Veloso Brant Pinheiro, Dr. IF/ICEx/UFMG
Rui Fragassi Souza, Dr. DMO/FEEC/Unicamp
Tatsuo Itoh, Ph.D. EE Department/UCLA - USA

Campinas, SP

Agosto/2005

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DA ÁREA DE ENGENHARIA - BAE - UNICAMP

So85e Sousa, Antonio Carlos Torrezan de
Espectrômetro de ressonância de spin eletrônico para amostras com baixo número de spins / Antonio Carlos Torrezan de Sousa. – Campinas, SP: [s.n.], 2005.

Orientadores: Hugo Enrique Hernández Figueroa, Gilberto Medeiros Ribeiro.

Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação.

1. Ressonância paramagnética eletrônica. 2. Linhas de transmissão em fita. 3. Ressonadores de cavidade. 4. Pontos quânticos. I. Hernández Figueroa, Hugo Enrique. II. Ribeiro, Gilberto Medeiros. III. Universidade Estadual de Campinas. Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação. IV. Título

Resumo

O objetivo deste trabalho é construir uma instrumentação que permita a realização de ressonância de spin eletrônico (ESR) em amostras com baixo número de spins, como, por exemplo, pontos quânticos (QDs) auto-formados de InAs. Para isto, este trabalho se propõe em usar cavidades de microfita (MRs). Apesar do seu baixo fator de qualidade, MRs apresentam um alto fator de preenchimento, parâmetro diretamente relacionado com a sensibilidade. Assim, ao analisar como cada dimensão da cavidade influencia na sensibilidade e tendo em mente os outros requisitos da ESR a serem satisfeitos, a geometria final de uma cavidade em GaAs pode ser determinada. Fora a cavidade, todas as transições presentes no sistema foram avaliadas. Por fim, diversos sistemas de detecção foram testados e comprovaram a funcionalidade do sistema montado, completando a análise de todos os elementos de um espectrômetro de ESR.

Palavras-chave: ressonância de spin eletrônico, cavidades de microfita, linhas de transmissão, pontos quânticos.

Abstract

The goal of this work is to build an electron-spin resonance (ESR) spectrometer with enhanced sensitivity in order to allow the measurement of samples with a small number of spins such as InAs self-assembled quantum dots (QDs). Here, it is proposed the use of microstrip resonators (MRs) to achieve this goal. Despite of its low quality factor, MRs have a very large filling factor, which boosts the signal-to-noise ratio (SNR) of the system. This way, the final geometry of a MR built on GaAs substrate was determined after fulfilling the requirements from the sensitivity as well as from the ESR. Besides that, all the transitions present in the system were assessed. By the end, some detection systems were tested and proved the working of the system built, completing the analysis of all the elements of a spectrometer.

Keywords: electron-spin resonance, microstrip resonators, transmission lines, quantum dots.

À minha família

Agradecimentos

Ao Dr. Gilberto Medeiros Ribeiro pela oportunidade, orientação e confiança.

Ao Prof. Dr. Hugo E. H. Figueroa pela orientação e pelas oportunidades.

Aos colegas do grupo MTA do LNLS, especialmente ao Vinícius pela ajuda técnica e burocrática, ao Thiago pela ajuda com os experimentos e à Dra. Ana Luiza Pereira pelo auxílio no manuscrito.

Ao Ângelo e à Maria Helena, do grupo de microfabricação do LNLS, pela assistência precisa nos processos de fabricação.

Ao Ângelo, do grupo de eletrônica de potência do LNLS, por disponibilizar uma fonte controlável para o magneto.

Ao Cláudio Pardine, do grupo de rádio frequência do LNLS, por sempre manter as portas do seu laboratório abertas.

À toda a equipe do LNLS.

Aos colegas do DMO e do CCS.

Ao CCS e ao Lab. Celestica por disponibilizar sua estrutura de medidas.

Ao Prof. José Alexandre Diniz pelas amostras de silício oxidado.

Ao Prof. Israel Baumvol pelo envio de amostras de SiC.

À minha família pelo suporte e por entender os momentos de ausência.

À CAPES, FAPESP, CNPq, Hewlett-Packard Brasil e à IEEE *Microwave Theory and Techniques Society* pelo apoio financeiro.

À FINEP pela compra do analisador de redes e do medidor de potência.

Sumário

1	Motivação	1
2	O fenômeno de ressonância	3
2.1	Aspectos fundamentais	3
2.2	Relaxação de spin: modelo de Bloch	8
2.2.1	Magnetização em um campo magnético estático	8
2.2.2	Adição de um campo magnético oscilante	9
2.2.3	Absorção e dispersão	11
2.3	Um espectrômetro básico	14
3	Análise de sensibilidade	17
3.1	Efeito da absorção no fator de qualidade	17
3.2	Acoplamento para máximo sinal de ressonância	19
3.2.1	Detecção de potência	20
3.2.2	Detecção de tensão	21
3.3	Mínimo sinal detectável	22
3.4	Número mínimo de spins	24
4	Cavidade de microfitas	27
4.1	Aspectos fundamentais	27
4.2	Critérios de projeto	33
4.3	Fator de qualidade	36
4.3.1	Cálculo de Q_0 via expressões fechadas	37
4.3.2	Cálculo de Q_0 via FEM	49
4.4	Fator de preenchimento	57
4.5	Acoplamento	59
4.6	Parte experimental	61
4.7	Sensibilidade	69

5	Interfaces e transições	71
5.1	Caracterização de uma transição	71
5.2	Transições para o teste da cavidade	73
5.3	Transição coaxial-microfita	80
5.4	Porta-amostra	85
5.5	Circuito de polarização	93
6	Sistema de detecção	99
6.1	Modulação de amplitude	99
6.1.1	Modulação do sinal de microondas	100
6.1.2	Modulação do campo magnético	108
6.2	Detecção direta - sistema heteródino	108
7	Conclusão	115
8	Perspectivas	117
A	Medição do fator de qualidade Q_0	119
B	Expressão alternativa para a impedância de entrada da cavidade	123

Lista de Figuras

1.1	Estrutura do QD e espectroscopia de capacitância	2
2.1	Precessão do momento de dipolo magnético $\vec{\mu}$ sob um campo magnético \vec{B}_0	5
2.2	Separação dos níveis de energia pela aplicação de um campo magnético B_0	7
2.3	Sistema de coordenadas girantes.	10
2.4	Susceptibilidade dinâmica normalizada por $\chi^o\omega_L\tau_2$ em função do desvio de frequência	13
2.5	Esquema básico de um espectrômetro de EPR	16
3.1	Circuito equivalente da cavidade na frequência de ressonância	20
3.2	Variação de tensão ou potência no detector em função do acoplamento	23
4.1	Circuito equivalente da cavidade e de seu acoplamento em torno da frequência de ressonância	28
4.2	Impedância de entrada Z_i em função da frequência para um acoplamento indutivo	29
4.3	Parâmetros associados à cavidade	35
4.4	Modelo de linha de transmissão de elementos distribuídos . . .	38
4.5	Parte real da impedância característica Z_0	45
4.6	Parte imaginária da impedância característica Z_0	46
4.7	Permeabilidade efetiva relativa ϵ_{ref}	47
4.8	Perda ôhmica α_c	48
4.9	Componente do fator de qualidade devido às perdas ôhmicas .	50
4.10	Componente do fator de qualidade devido às perdas por radiação	51
4.11	Fator de qualidade da cavidade em função de w	52
4.12	Estrutura utilizada na simulação via FEM	53

4.13	Condições de contorno do problema	54
4.14	Exemplo de malha associada ao problema	55
4.15	Vista superior do campo elétrico E da cavidade	56
4.16	Vista superior do campo magnético H da cavidade	57
4.17	Parâmetro S_{11} da cavidade em função da frequência	58
4.18	Fator de qualidade da cavidade obtido via FEM e via ex- pressões fechadas	60
4.19	Cálculo do fator de preenchimento.	61
4.20	Produto $Q_0\xi$ para uma cavidade de microfita	63
4.21	Comportamento da capacitância C_e em função de g e de w	64
4.22	Parâmetro S_{11} medido para cavidades com diferentes valores de w	67
4.23	Parâmetro S_{11} medido para cavidades com diferentes valores de g	68
4.24	Molécula de DPPH	69
4.25	Número mínimo teórico de spins	70
5.1	Esquema para o teste das transições	71
5.2	Toco (<i>stub</i>) radial e representação do sistema de pontas	74
5.3	Parâmetro S_{11} de uma transição <i>tapper</i> de comprimento variável	75
5.4	Parâmetro S_{21} de uma transição <i>tapper</i> de comprimento variável	76
5.5	Teste da transição para medição da cavidade	77
5.6	S_{11} da transição coplanar-microfita	78
5.7	S_{21} da transição coplanar-microfita	79
5.8	Haste do aparato criogênico	80
5.9	Detalhe das flanges com o conector SMA	81
5.10	Aparato para a caracterização da transição coaxial-microfita	82
5.11	S_{11} da transição coaxial-microfita	83
5.12	S_{21} da transição coaxial-microfita	84
5.13	Componentes do porta-amostra.	85
5.14	Visão geral do porta-amostra conectado à haste	86
5.15	Geometria para a simulação da transição microfita-cavidade	87
5.16	Parâmetro S_{11} da transição microfita-cavidade	88
5.17	Parâmetro S_{21} da transição microfita-cavidade	89
5.18	Aparato para a medida da transição microfita-cavidade	90
5.19	Caracterização do parâmetro S_{11} da transição microfita-cavidade	91
5.20	Caracterização do parâmetro S_{21} da transição microfita-cavidade	92
5.21	Rede de polarização da cavidade	93

5.22	Circuito de teste da rede de polarização via FEM	94
5.23	Teste de isolamento entre a porta de RF e a DC	95
5.24	Parâmetro S_{11} medido para cavidades com e sem <i>stub</i>	96
5.25	Configuração final da cavidade	97
6.1	Cavidade em alumina coberta com DPPH	100
6.2	Amostra no entreferro do magneto	101
6.3	Esquemático do sistema de detecção: modulação AM do sinal de RF	102
6.4	Sistema de detecção: modulação AM do sinal de RF	103
6.5	Sinal de ESR observado via <i>lock-in</i> (AM, $P_{in}=0,2\text{dBm}$)	104
6.6	Sinal de ESR observado via medidor de potência (AM, $P_{in}=0,2\text{dBm}$)	105
6.7	Mínimo sinal de ressonância de spin observado (AM, $P_{in}=-17,42\text{dBm}$)	106
6.8	Curva característica do diodo Schottky	107
6.9	Sinal de ressonância observado via modulação de campo magnético	108
6.10	Esquema de detecção heteródina	109
6.11	Sistema de detecção heteródino	110
6.12	Sinal de ESR obtido via detecção heteródina ($f_I=100\text{MHz}$), $P_{in} = -50\text{dBm}$	111
6.13	Sinal de ESR obtido via detecção heteródina ($f_I=100\text{MHz}$), $P_{in} = -65\text{dBm}$	112
6.14	Sinal em fase obtido via detecção heteródina ($f_I=100\text{MHz}$)	113
6.15	Sinal em quadratura obtido via detecção heteródina ($f_I=100\text{MHz}$)	114
A.1	Circuito equivalente da cavidade e do seu acoplamento	119
A.2	Coefficiente de reflexão de entrada em função da frequência	121
B.1	Circuito equivalente para a determinação de Z_{in}^{aa}	124
B.2	Circuito equivalente da cavidade na frequência de ressonância	125

Lista de Tabelas

4.1	Fator de qualidade Q_0 obtido via FEM (parâmetros da cavidade: $\epsilon_r = 12,9$, $h = 365\mu\text{m}$, $t = 3\mu\text{m}$, $g = 150\mu\text{m}$, $f_0 = 15\text{GHz}$)	59
4.2	Fator de preenchimento ξ obtido via FEM (parâmetros da cavidade: $\epsilon_r = 12,9$, $h = 365\mu\text{m}$, $t = 3\mu\text{m}$, $g = 150\mu\text{m}$, $f_0 = 15\text{GHz}$, $P_{inc} = 1\text{W}$)	62
4.3	VSWR obtido via FEM (parâmetros da cavidade: $\epsilon_r = 12,9$, $h = 365\mu\text{m}$, $t = 3\mu\text{m}$, $g = 150\mu\text{m}$, $f_0 = 15\text{GHz}$, caso subacoplado)	65
4.4	VSWR obtido via FEM (parâmetros da cavidade: $\epsilon_r = 12,9$, $h = 365\mu\text{m}$, $t = 3\mu\text{m}$, $w = 200\mu\text{m}$, $f_0 = 15\text{GHz}$, caso subacoplado)	65
4.5	Medida do fator de qualidade Q_0 e comparação com os valores teóricos (parâmetros da cavidade: $\epsilon_r = 12,9$, $h = 365\mu\text{m}$, $t = 1,5\mu\text{m}$, $g = 60\mu\text{m}$)	66
4.6	Medida do fator de qualidade Q_0 e comparação com os valores teóricos (parâmetros da cavidade: $\epsilon_r = 12,9$, $h = 365\mu\text{m}$, $t = 1,5\mu\text{m}$, $w = 100\mu\text{m}$)	66

Capítulo 1

Motivação

O objetivo deste trabalho é construir uma instrumentação que permita o acoplamento de microondas em pontos quânticos (QDs) auto-formados de InAs como também o estudo de algumas propriedades relacionadas a este, como o fator g , parâmetro que define a taxa de precessão do spin.

Pontos quânticos são estruturas formadas por barreiras capazes de confinar elétrons em seu interior. Isto se assemelha ao potencial atrator do núcleo ante aos elétrons de um átomo, fazendo com que os níveis de energia associados aos QDs sejam discretos. O carregamento de elétrons nos diferentes níveis de energia dos QDs é feito através da variação do potencial associado às barreiras de tunelamento. A Figura 1.1 apresenta o diagrama de bandas dos QDs auto-formados de InAs bem como a variação da capacitância, parâmetro proporcional à densidade de estados, à medida que se varia o potencial.

O objetivo aqui delineado poderia ser atingido utilizando-se técnicas convencionais de ressonância de spin eletrônico (ESR). No entanto, como a densidade de QDs é da ordem de $10^{10}/\text{cm}^2$, isto faz com que, considerando o carregamento de um elétron por QD, a número total de spins em uma área de 1mm^2 seja de 10^8 . No entanto, a sensibilidade das técnicas convencionais de ESR, que utilizam cavidades formadas por guias de onda fechados, é da ordem de 10^{12} spins. Isto representa uma diferença de quatro ordens de grandeza.

Assim, este trabalho se propõe em utilizar um outro tipo de cavidade para melhorar a sensibilidade do sistema. Assim, nas páginas que se seguem, serão detalhados os critérios de projeto, de construção e de teste de cavidades de microfita (MR).

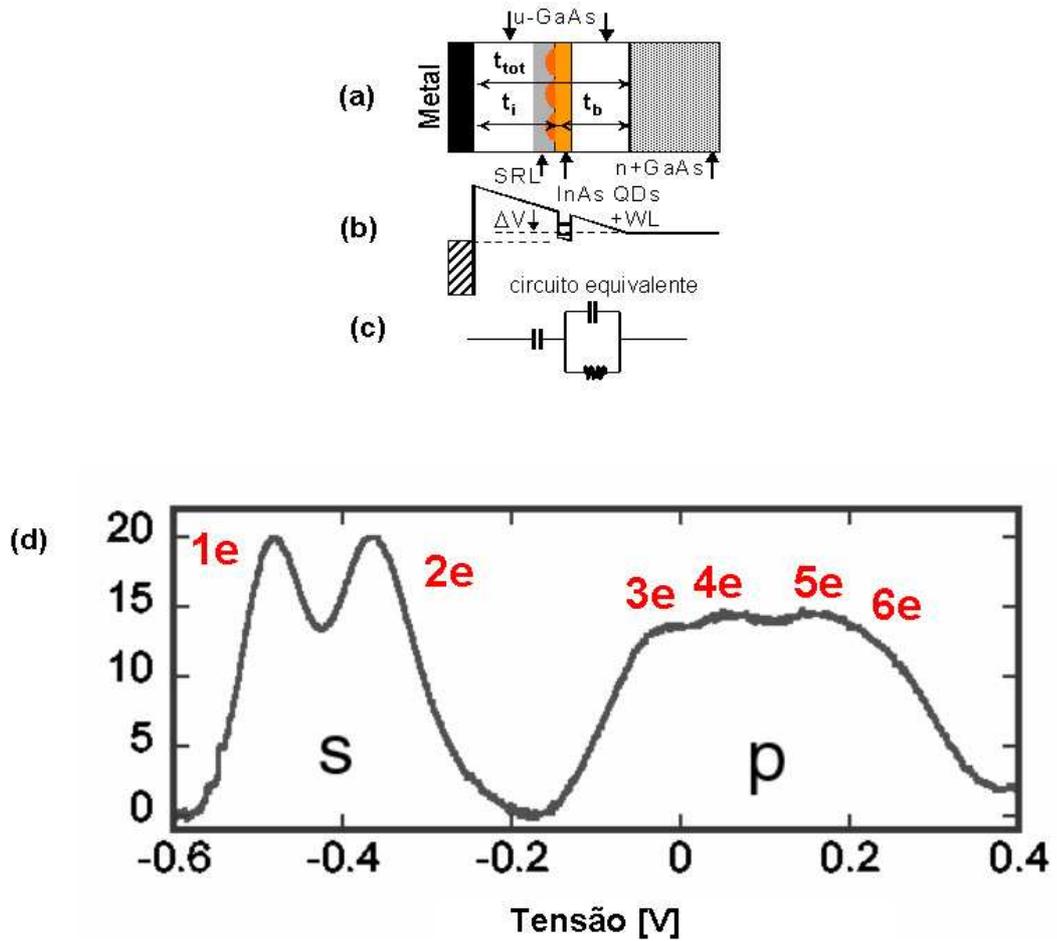


Fig. 1.1: Estrutura do QD e espectroscopia de capacitância: (a) estrutura da amostra (b) diagrama de bandas; (c) circuito equivalente e (d) variação da capacitância no carregamento do QD. [Medeiros-Ribeiro *et al.* 2003]

Capítulo 2

O fenômeno de ressonância

2.1 Aspectos fundamentais

Da mesma forma que é associado ao elétron uma massa m e uma carga $-q$, uma outra propriedade intrínseca, o momento de dipolo magnético $\vec{\mu}$, é também atribuída a esta partícula. O momento de dipolo magnético $\vec{\mu}$ se origina a partir do momento angular de spin \vec{S} do elétron. Na grande maioria dos materiais, os elétrons se encontram aos pares de tal forma que, ao se colocar este material em um campo magnético externo \vec{B}_0 , o momento de dipolo magnético resultante é nulo. No entanto em materiais que contenham um ou mais elétrons desemparelhados, materiais ditos paramagnéticos, o alinhamento destes momentos gera um momento de dipolo magnético efetivo no material. Do mesmo modo que ocorre classicamente para uma partícula com certa carga e massa em movimento circular uniforme, o momento de dipolo magnético efetivo e o momento angular são proporcionais um ao outro e estão relacionados pela seguinte expressão:

$$\vec{\mu} = \gamma \vec{M} \quad (2.1)$$

onde $\vec{\mu}$ é o momento dipolar magnético, \vec{M} o momento angular e γ o raio giromagnético. Por sua vez, \vec{M} está relacionado com \vec{S} através de:

$$\vec{M} = \hbar \vec{S} \quad (2.2)$$

sendo \hbar a constante de Planck h dividida por 2π . Neste caso, o momento dipolar magnético fica:

$$\vec{\mu} = -g\beta\vec{S} \quad (2.3)$$

sendo β o magneton de Bohr:

$$\beta = -\frac{q\hbar}{2m} = -\frac{\hbar\gamma}{g} = 9,2740154 \times 10^{-24} \text{ J T}^{-1} \quad (2.4)$$

e g um fator, denominado fator g . Assim, o valor do raio giromagnético fica:

$$\gamma = -8,794 \times 10^{10} g \text{ rad T}^{-1} \quad (2.5)$$

O sinal negativo em (2.4) advém da carga negativa do elétron. Para o caso de um elétron livre, o fator g apresenta o valor 2.0023. Entretanto, para um elétron em um orbital atômico ou molecular, o valor do fator g é diferente, podendo até mesmo ser anisotrópico, ou seja, dependente da orientação do campo magnético em relação ao sistema.

Ao colocar o dipolo em um campo magnético estático $\vec{B}_0 = B_0 \vec{a}_z$, este irá precessar, sendo o seu movimento descrito pela seguinte equação, idêntica à do caso clássico de um dipolo formado a partir de uma espira de corrente:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma\vec{M} \times \vec{B}_0 \quad (2.6)$$

A solução deste sistema de equações diferenciais é direta, sendo dada por:

$$\begin{aligned} M_x &= M_{\perp}^o \cos(\omega_L t) \\ M_y &= M_{\perp}^o \sin(\omega_L t) \\ M_z &= M_z^o \end{aligned} \quad (2.7)$$

onde $\omega_L = -\gamma B_0$ é a frequência de Larmor e M_z^o e M_{\perp}^o são constantes que representam a magnetização na longitudinal e na transversal, respectivamente. A Figura 2.1 ilustra a precessão do dipolo em torno do campo magnético.

Em termos de energia potencial, o sistema em questão é descrito por:

$$U = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}_0 \quad (2.8)$$

Como tudo na natureza tende ao estado de mínima energia, a expressão (2.8) mostra que este estado é alcançado quando $\vec{\mu}$ está alinhado com \vec{B}_0 . Dessa forma, se o valor da energia potencial U é grande em relação à energia

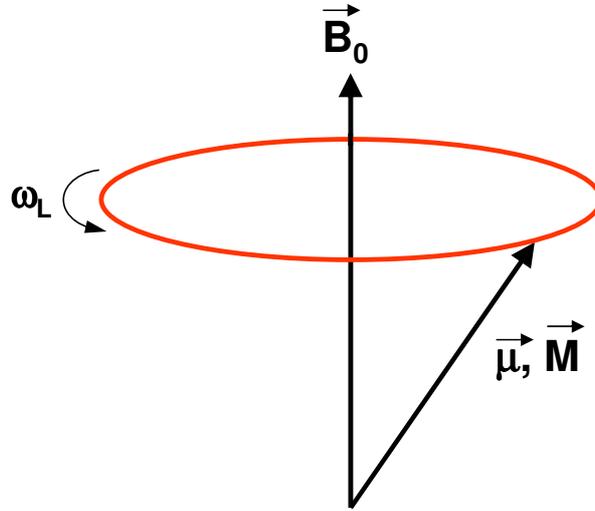


Fig. 2.1: Precessão do momento de dipolo magnético $\vec{\mu}$ sob um campo magnético \vec{B}_0

térmica kT , onde k denota a constante de Boltzmann e T a temperatura absoluta do sistema, praticamente todos os dipolos estarão alinhados com \vec{B}_0 . Para B_0 da ordem de 1T e T em torno de 1K, tem-se $|U/kT| \approx 0,67$, fazendo com que quase todos os N dipolos presentes no volume da amostra V_s estejam alinhados. Neste caso, o valor da magnetização resultante \vec{M} seria aproximadamente $N\vec{\mu}$.

No entanto, na grande maioria dos casos $|U/kT| \ll 1$. A partir da relação entre a magnetização \vec{M} e a densidade de campo magnético aplicado \vec{B} ¹:

$$\vec{M} = \chi \vec{B} \quad (2.9)$$

sendo χ a susceptibilidade magnética, o componente M_z^o resulta em:

$$M_z^o = \chi^o B_0 \quad (2.10)$$

onde χ^o é a susceptibilidade magnética estática, parâmetro que, para $U \ll kT$, obedece a lei de Curie [Bloch 1946]:

¹Embora o símbolo \vec{B} seja referenciado como campo magnético por motivo de simplicidade, ele denota a densidade de campo magnético.

$$\chi^o = \frac{Ng^2\beta^2 S(S+1)\mu_0\mu_r}{3kTV_s} \quad (2.11)$$

sendo μ_0 a permeabilidade do vácuo e μ_r é a permeabilidade relativa do meio que contém a amostra paramagnética. Além deste fator, a reação no movimento e na distribuição de todos os elétrons do material e, em uma escala menor, de todos os núcleos ante a aplicação de B_0 gera contribuições negativas para χ^o [Weil *et al.* 1994]. Em materiais paramagnéticos, a soma de todas as contribuições gera $\chi^o > 0$, enquanto que, em materiais diamagnéticos, $\chi^o < 0$. Vale notar que a susceptibilidade da amostra está relacionada com a permeabilidade relativa μ_r através de:

$$\mu_r = 1 + \chi \quad (2.12)$$

Em mecânica quântica, os valores permitidos de magnitude de qualquer momento angular que advenha do momento angular de spin \vec{S} são dados por $\hbar[S(S+1)]^{\frac{1}{2}}$, onde $S = \frac{1}{2}$ para sistemas com um elétron, e igual a 1, $\frac{3}{2}$ e assim por diante para sistemas com mais de dois elétrons desemparelhados. Os valores permitidos do componente do vetor \vec{S} ao longo de uma dada direção são restritos pelos números quânticos magnéticos de spin m_s , que vão de $-S$ até $+S$ em incrementos de uma unidade, resultando em $2S + 1$ possibilidades. Dessa forma, na direção z , o valor de $\vec{\mu}$ fica:

$$\mu_z = -g\beta m_s \quad (2.13)$$

Desta relação, vê-se que U pode assumir apenas valores discretos, resultando em níveis de energia distintos. Como $\Delta m_s = \pm 1$, tem-se a expressão para a diferença entre os níveis de energia:

$$\Delta E = g\beta B_0 \quad (2.14)$$

Esta quebra na degenerescência dos níveis de energia do spin do elétron é conhecida como *efeito Zeeman*. Para um sistema de um único elétron, ou seja, $S = \frac{1}{2}$ e $m_s = \pm \frac{1}{2}$, a sua imersão em um campo magnético B_0 resulta no aparecimento de dois níveis de energia, como mostra a Figura 2.2.

Assim, para mudarmos o estado de $\vec{\mu}$, um trabalho igual a $W = -(U_f - U_i) = -g\beta B_0$ deve ser realizado, o que pode ser feito pela incidência de uma onda eletromagnética com frequência:

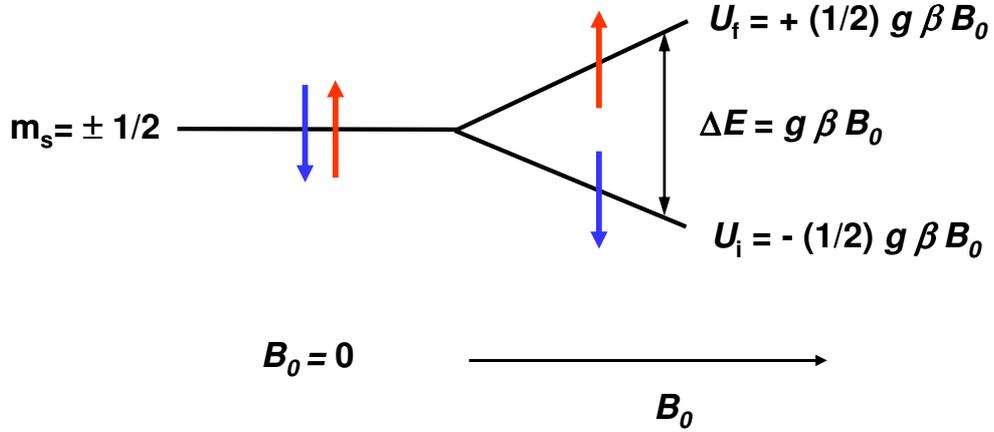


Fig. 2.2: Separação dos níveis de energia pela aplicação de um campo magnético B_0

$$\omega = \omega_L = \frac{g\beta}{\hbar} B_0 = -\gamma B_0 \quad (2.15)$$

ou, em termos de B_0 e da frequência de ressonância f_0 :

$$B_0 = 7,14477 \times 10^{-2} \frac{f_0 [\text{GHz}]}{g} \text{ T} \quad (2.16)$$

O sinal negativo têm significado apenas se uma onda circularmente polarizada for utilizada, dado que esta onda deve ter o mesmo sentido de rotação da precessão do dipolo em torno de B_0 para resultar na ressonância. Caso a onda seja linearmente polarizada, visto que esta pode ser decomposta em duas ondas circularmente polarizada em sentidos opostos, um dos componentes estará necessariamente no sentido correto.

No entanto, ao se comparar o estado inicial e o estado final de $\vec{\mu}$ nesta transição, vê-se que ocorreu uma mudança na orientação do momento angular. Como mostrado em [Weil *et al.* 1994], o campo magnético oscilante \vec{B}_1 associado à onda eletromagnética incidente deve ser perpendicular ao campo magnético estático \vec{B}_0 para causar tal reorientação.

Portanto, para a observação da mudança de orientação do momento dipolar magnético, ou seja, a ressonância de spin eletrônico em amostras param-

agnéticas - o que justifica a denominação da espectroscopia que utiliza este fenômeno como EPR (*Electron Paramagnetic Resonance*) ou ESR (*Electron Spin Resonance*) -, os requisitos básicos são os seguintes:

- (a) aplicar um campo magnético estático \vec{B}_0 ;
- (b) aplicar um campo magnético \vec{B}_1 com frequência ω_L e orientação perpendicular à de \vec{B}_0 ;

2.2 Relaxação de spin: modelo de Bloch

Como mostrado na seção anterior, a aplicação de um campo \vec{B}_0 em uma amostra paramagnética faz com que os spins precessem e, ao mesmo tempo, a amostra apresente uma magnetização efetiva M_z^o . Entretanto, existem outros efeitos não considerados anteriormente, como a interação dos spins com o meio e a própria interação entre spins.

De modo a considerar o efeito destas interações, [Bloch 1946] utilizou dois parâmetros empíricos, o tempo de relaxação longitudinal τ_1 e o tempo de relaxação transversal τ_2 , propondo um modelo fenomenológico que não entra nos meandros da mecânica quântica. Assim, é de se esperar que a observação de alguns fenômenos de origem quântica, como as interações hiperfinas, isto é, interações entre o spin eletrônico e o spin nuclear, não sejam contempladas por esse modelo.

2.2.1 Magnetização em um campo magnético estático

Supondo que a mudança do componente longitudinal M_z e dos componentes transversais M_x e M_y tenha um caráter exponencial, a introdução dos tempos de relaxação em (2.6) leva ao seguinte sistema de equações, conhecido como equações de Bloch [Bloch 1946]:

$$\begin{aligned}
 \frac{dM_x}{dt} &= \gamma B_0 M_y - \frac{M_x}{\tau_2} \\
 \frac{dM_y}{dt} &= -\gamma B_0 M_x - \frac{M_y}{\tau_2} \\
 \frac{dM_z}{dt} &= \frac{M_z^o - M_z}{\tau_1}
 \end{aligned}
 \tag{2.17}$$

A assunção de τ_2 tanto para a direção x como para a y pressupõe que a amostra paramagnética seja isotrópica. A solução de (2.17) é dada por:

$$\begin{aligned} M_x &= M_{\perp}^o \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \cos(\omega_L t) \\ M_y &= M_{\perp}^o \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \text{sen}(\omega_L t) \\ M_z &= M_z^o \left(1 - \exp\left(-\frac{t - t_o}{\tau_1}\right)\right) \end{aligned} \quad (2.18)$$

Pela resposta obtida, vê-se que, enquanto M_z tende a M_z^o , os componentes transversais tendem a zero, cessando a precessão do spin. Além disso, fazendo $\tau_1 \rightarrow \infty$ e $\tau_2 \rightarrow \infty$ em (2.18), a solução (2.7) é novamente obtida, como esperado.

2.2.2 Adição de um campo magnético oscilante

Agora, voltemos ao caso delineado no fim da Seção 2.1, em que um campo magnético oscilante $\vec{B}_1 = B_1 \cos(\omega t)\vec{a}_x + B_1 \text{sen}(\omega t)\vec{a}_y$ é aplicado perpendicularmente a \vec{B}_0 , sendo ω um valor positivo. Com este termo adicional, as equações de Bloch ficam:

$$\begin{aligned} \frac{dM_x}{dt} &= \gamma(B_0 M_y - M_z B_1 \text{sen}(\omega t)) - \frac{M_x}{\tau_2} \\ \frac{dM_y}{dt} &= \gamma(M_z B_1 \cos(\omega t) - B_0 M_x) - \frac{M_y}{\tau_2} \\ \frac{dM_z}{dt} &= \gamma(M_x B_1 \text{sen}(\omega t) - M_y B_1 \cos(\omega t)) + \frac{M_z^o - M_z}{\tau_1} \end{aligned} \quad (2.19)$$

Fazendo uso do sistema de coordenadas girantes $x'y'z$ mostrado na Figura 2.3, com rotação no mesmo sentido da de B_1 , as equações (2.19) apresentam a seguinte forma:

$$\begin{aligned} \frac{dM_{x'}}{dt} &= -(\omega_L - \omega)M_{y'} - \frac{M_{x'}}{\tau_2} \\ \frac{dM_{y'}}{dt} &= (\omega_L - \omega)M_{x'} + \gamma B_1 M_z - \frac{M_{y'}}{\tau_2} \\ \frac{dM_z}{dt} &= -\gamma B_1 M_{y'} + \frac{M_z^o - M_z}{\tau_1} \end{aligned} \quad (2.20)$$

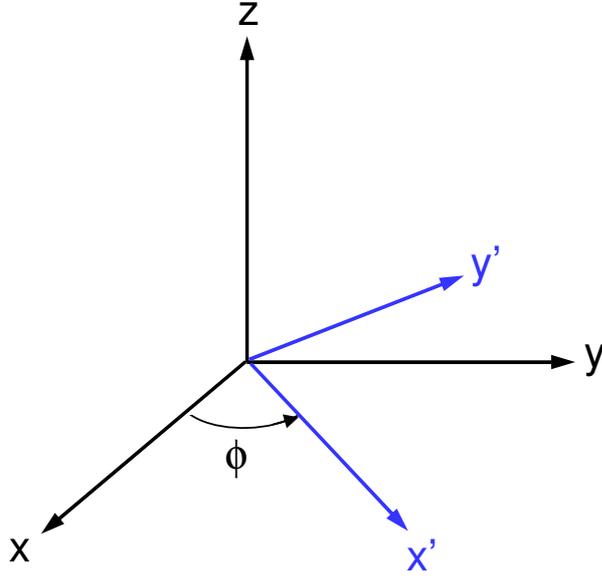


Fig. 2.3: Sistema de coordenadas girantes. O sentido de rotação é o mesmo de B_1 .

Aplicando a transformada de Laplace em (2.20) e, na seqüência, fazendo uso do teorema do valor final, o estado estacionário do momento angular \vec{M} é encontrado:

$$M_{x'} = -M_z^o \frac{(\omega_L - \omega)\tau_2^2 \gamma B_1}{1 + (\omega_L - \omega)^2 \tau_2^2 + (\gamma B_1)^2 \tau_1 \tau_2} \quad (2.21a)$$

$$M_{y'} = M_z^o \frac{\gamma B_1 \tau_2}{1 + (\omega_L - \omega)^2 \tau_2^2 + (\gamma B_1)^2 \tau_1 \tau_2} \quad (2.21b)$$

$$M_z = M_z^o \frac{1 + (\omega_L - \omega)^2 \tau_2^2}{1 + (\omega_L - \omega)^2 \tau_2^2 + (\gamma B_1)^2 \tau_1 \tau_2} \quad (2.21c)$$

Em grande parte das montagens experimentais, o campo \vec{B}_1 aplicado é linearmente polarizado. Tendo isto em mente, suponha que \vec{B}_1 oscile na direção x , ou seja, $\vec{B}_1 = 2B_1 \cos(\omega t) \vec{a}_x$, com $B_{1rms} = \sqrt{2}B_1$ e ω positivo. Este campo pode ser decomposto em duas ondas circularmente polarizadas:

$$\begin{aligned}\vec{B}_1 &= \vec{B}_{1+} + \vec{B}_{1-} \\ &= B_1(\cos(\omega t)\vec{a}_x + \sin(\omega t)\vec{a}_y) + B_1(\cos(\omega t)\vec{a}_x - \sin(\omega t)\vec{a}_y) \quad (2.22)\end{aligned}$$

Ao ter o mesmo sentido de rotação que a precessão do spin, dado pela frequência de Larmor ω_L , \vec{B}_{1+} faz com que o termo $(\omega_L - \omega)$ presente no denominador das expressões em (2.21) seja pequeno e os efeitos de ressonância apareçam. Ao contrário deste caso, o componente \vec{B}_{1-} possui sentido de rotação oposto à ω_L , produzindo efeitos desprezíveis. Dessa forma, como já comentado na Seção 2.1, apenas metade da potência do campo oscilante é efetiva na indução da ressonância.

Como o spin precessa a uma velocidade ω_L , caso seja aplicado um campo magnético B_1 no eixo x com frequência de oscilação idêntica, um observador colocado no sistema de coordenadas girantes verá $\vec{\mu}$ estacionário em relação a este campo. Do mesmo modo que ocorreu ao se aplicar um campo estático B_0 , o spin passará a precessionar em torno do eixo x devido a B_1 . Este é um outro modo, mais direto, de se enxergar a ressonância e permite escrever:

$$\omega'_L = \gamma B_1 \quad (2.23)$$

Por outro lado, caso o campo B_1 tenha rotação oposta à da precessão devido à B_0 , a posição relativa deste campo em relação ao spin mudará com o tempo e praticamente nenhuma precessão efetiva se originará.

2.2.3 Absorção e dispersão

Os efeitos da aplicação de \vec{B}_1 na amostra paramagnética faz com que ela possa ser vista com um meio efetivo com susceptibilidade:

$$\chi = \chi' - j\chi'' \quad (2.24)$$

Seguindo (2.9), estas susceptibilidades dinâmicas são obtidas a partir de [Weil *et al.* 1994]:

$$\chi' = \frac{\mu_r \mu_0 M_{x'}}{B_1} \quad (2.25a)$$

$$\chi'' = -\frac{\mu_r \mu_0 M_{y'}}{B_1} \quad (2.25b)$$

onde B_1 corresponde à metade da amplitude do campo oscilante linearmente polarizado aplicado ao sistema.

Utilizando (2.10), (2.15), (2.21a) e (2.21b) em (2.25), as expressões para as susceptibilidades ficam:

$$\chi' = \chi^o \frac{\omega_L(\omega_L - \omega)\tau_2^2}{1 + (\omega_L - \omega)^2\tau_2^2 + (\gamma B_1)^2\tau_1\tau_2} \quad (2.26a)$$

$$\chi'' = \chi^o \frac{\omega_L\tau_2}{1 + (\omega_L - \omega)^2\tau_2^2 + (\gamma B_1)^2\tau_1\tau_2} \quad (2.26b)$$

Para valores pequenos de B_1 , o termo $(\gamma B_1)^2\tau_1\tau_2$ presente no denominador de (2.26) pode ser desprezado. No entanto, à medida que a magnitude deste termo cresce com o aumento da potência de \vec{B}_1 , a tendência de \vec{M} é diminuir. Por prever este efeito, este termo é denominado como parâmetro de saturação [Poole 1994].

Em um sistema com dois níveis de energia, a população relativa entre os níveis superior e inferior em equilíbrio térmico é dada pela distribuição de Boltzmann [Poole 1994]:

$$\frac{N_{\text{superior}}}{N_{\text{inferior}}} = \exp\left(\frac{\Delta E}{kT}\right) \quad (2.27)$$

onde $N_{\text{superior}} + N_{\text{inferior}} = N$. A distribuição mostra que os níveis não são igualmente povoados, com mais spins no nível de energia mais baixo. É esta diferença de população que resulta na absorção efetiva do campo incidente \vec{B}_1 . No entanto, ao absorver o fóton incidente, a diferença de população entre os níveis decresce.

Enquanto \vec{B}_1 faz com que a diferença de população se desvie daquela do equilíbrio térmico, os processos de relaxação presentes no sistema tendem a restabelecer esta diferença para aquela estipulada no equilíbrio. Isto se dá através da dissipação da energia absorvida pelos spins. A partir do momento em que os processos de relaxação não são rápidos o bastante para manter uma certa diferença de população, o sinal de ressonância decai, caracterizando o fenômeno de saturação previsto pelo termo acima mencionado.

Em uma condição de não-saturação, os gráficos de χ' e χ'' normalizados em relação a $\chi^o\omega_L\tau_2$ são mostrados na Figura 2.4.

De acordo com [Harrington 1961], a impeditividade \hat{z} de um meio é igual a:

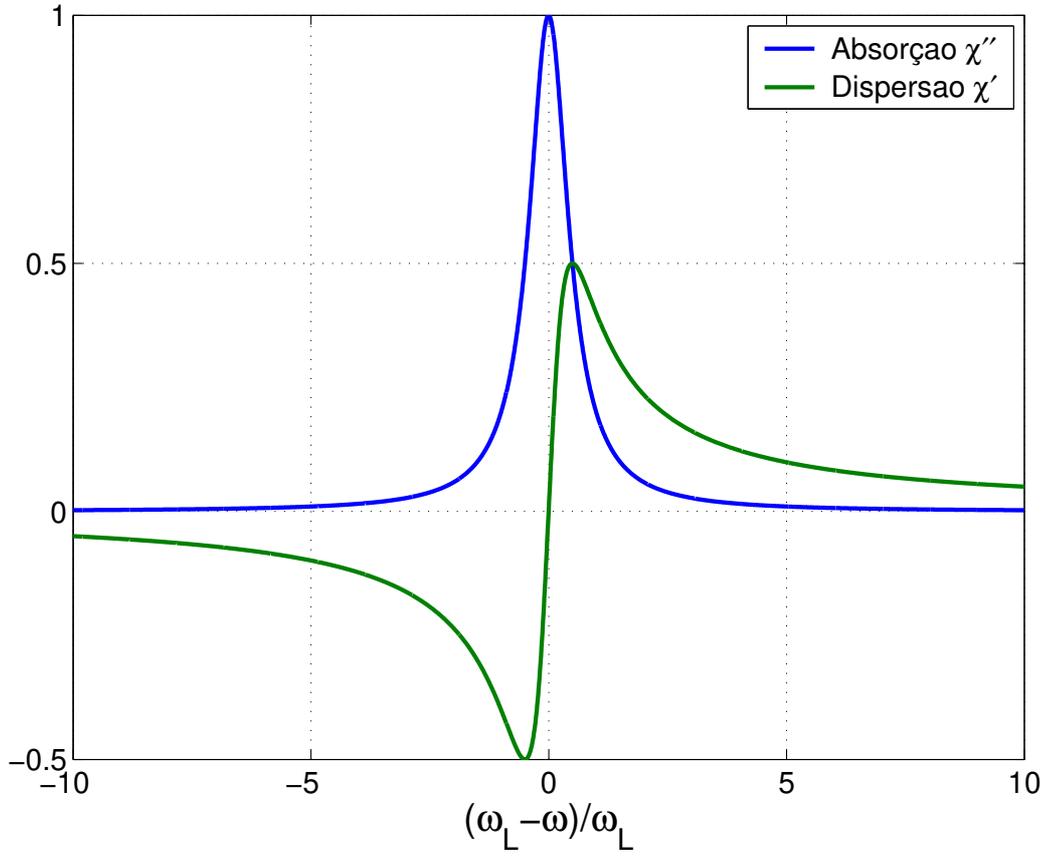


Fig. 2.4: Susceptibilidade dinâmica normalizada por $\chi^o\omega_L\tau_2$ em função do desvio de frequência ($\omega_L\tau_2$ dado)

$$\hat{z}(\omega) = j\omega\hat{\mu}(\omega) \quad (2.28)$$

onde $\hat{\mu}$ é a permeabilidade complexa do meio. Utilizando (2.12) e (2.24), pode-se associar à amostra paramagnética uma impeditividade:

$$\hat{z}(\omega) = j\omega\mu_0(1 + \chi' - j\chi'') \quad (2.29)$$

Uma vez que a potência média dissipada em um meio é dada por:

$$\bar{\mathcal{P}} = \Re \left[\int_V \hat{z}|H|^2 dV \right] \quad (2.30)$$

sendo \Re o operador real e H o valor eficaz do campo magnético, a potência média dissipada $\bar{\mathcal{P}}_V$ por unidade de volume da amostra, o que caracteriza a absorção de potência na ressonância, fica:

$$\bar{\mathcal{P}}_V = \frac{\omega \chi'' B_{1rms}^2}{\mu_0} \quad (2.31)$$

onde μ_0 é a permeabilidade do vácuo. Na expressão acima, utilizou-se a relação entre a densidade de campo \vec{B} e o campo magnético \vec{H} em um meio isotrópico e homogêneo:

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (2.32)$$

Enquanto χ'' está relacionado com a absorção, o parâmetro χ' está relacionado com a dispersão. Segundo [Harrington 1961], a velocidade de fase em um meio é expressa por:

$$v_p = \frac{\omega}{k'} \quad (2.33)$$

sendo o parâmetro k' , a parte real do número de onda k , obtido através de:

$$k = k' - jk'' = \sqrt{-\hat{z}\hat{y}} \quad (2.34)$$

Como a admitividade \hat{y} para a amostra em questão é dada por $\hat{y} = j\omega\epsilon_0\epsilon_r$, onde ϵ_0 é a permissividade do vácuo e ϵ_r a permissividade relativa do meio que contém a amostra, o uso de (2.29) e o descarte das perdas introduzidas por χ'' faz com que:

$$v_p = \frac{c_0}{\sqrt{\epsilon_r} \sqrt{1 + \chi'(\omega)}} \quad (2.35)$$

onde c_0 é a velocidade da luz no vácuo. Dessa forma, a mudança de velocidade de fase em decorrência da variação de $\chi'(\omega)$ com a frequência caracteriza o comportamento dispersivo da amostra.

2.3 Um espectrômetro básico

A partir das considerações feitas até o presente momento, é possível abstrair os componentes básicos que um espectrômetro deve possuir com o intuito de se observar a ressonância de spin eletrônico.

Primeiramente, para quebrar a degenerescência associada ao spin e produzir níveis de energia distintos, um campo magnético externo \vec{B}_0 deve ser aplicado. Isto pode ser provido por um magneto que, dependendo da intensidade de campo desejada, pode ser desde uma simples bobina refrigerada à ar até um conjunto de bobinas supercondutoras em temperatura criogênica. Sensores magnetoresistivos ou de efeito Hall podem ser utilizados para o controle e monitoramento desta variável.

Em segundo lugar, um campo oscilante \vec{H}_1 perpendicular a \vec{B}_0 deve ser aplicado na amostra de interesse. Como justificado na Seção 4.2, a frequência do campo oscilante utilizada em experimentos de EPR normalmente está na faixa de microondas. Assim, \vec{H}_1 pode ser fornecido por uma fonte de estado sólido e, para casos onde uma potência maior é requerida, por fontes valvuladas, como uma klystron.

No entanto, é de interesse que a amostra esteja alocada em uma posição de máximo campo magnético \vec{H}_1 para aumentar a potência absorvida, como evidenciado por (2.31). Adicionalmente a isto, deseja-se que esta região de máximo \vec{H}_1 corresponda à região de mínimo campo elétrico \vec{E}_1 , de modo a minimizar possíveis perdas dielétricas oriundas da amostra. Estes dois requisitos são atendidos utilizando-se cavidades ressonantes em um certo modo de operação. Caso a cavidade tenha apenas uma porta de acesso, a discriminação entre o sinal incidente e o sinal refletido é feita através de um circulador.

Por fim, o sinal advindo da ressonância deve ser capturado pelo sistema de detecção. Quanto menor é o número de spins da amostra e/ou maior a relação sinal-ruído (SNR) desejada, mais complexo é este sistema. Em sua acepção mais simples, a detecção da potência refletida é simplesmente feita com o uso de diodos Schottky, dispositivos sensíveis à potência de microondas.

Agrupando todos os elementos descritos, o esquema básico de um espectrômetro de EPR é ilustrado na Figura 2.5.

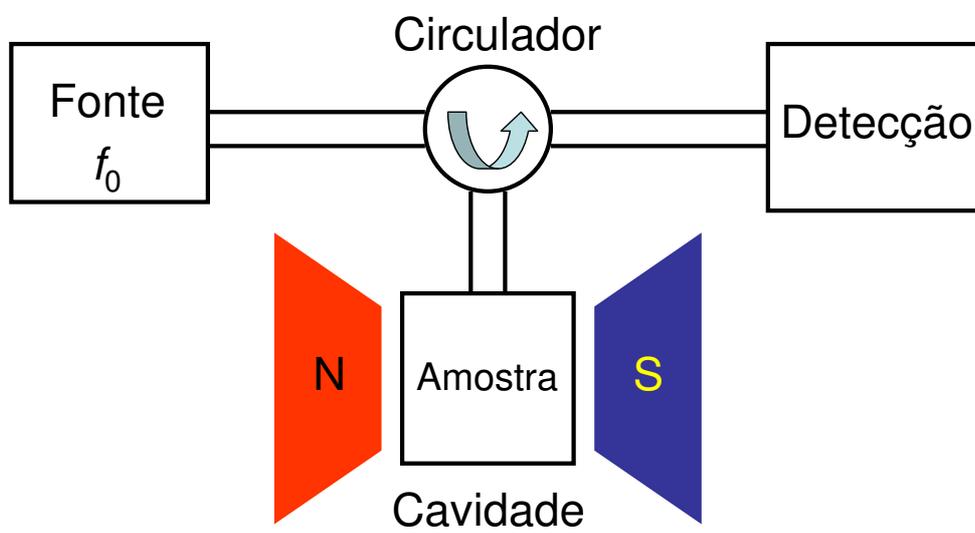


Fig. 2.5: Esquema básico de um espectrômetro de EPR

Capítulo 3

Análise de sensibilidade

Uma vez estabelecidos os elementos básicos para a construção de um espectrômetro de ressonância de spin eletrônico, faz-se necessário identificar como estes elementos influenciam na sensibilidade do sistema. Considerações sobre a maximização do sinal a ser detectado e sobre o mínimo sinal detectável serão feitas e são baseadas no trabalho de [Feher 1956].

3.1 Efeito da absorção no fator de qualidade

O fator de qualidade da cavidade, elemento utilizado para acoplar o campo magnético \vec{H}_1 na amostra, é definido como [Harrington 1961]:

$$Q = \frac{\omega_0 \mathcal{W}}{\bar{\mathcal{P}}_d} \quad (3.1)$$

onde \mathcal{W} é a energia armazenada na cavidade, $\bar{\mathcal{P}}_d$ a potência média dissipada e ω_0 a frequência de ressonância. Como na frequência de ressonância, a potência reativa na cavidade é nula (conservação da potência complexa), tem-se:

$$\bar{\mathcal{W}}_m = \bar{\mathcal{W}}_e \quad (3.2)$$

sendo $\bar{\mathcal{W}}_m$ a energia magnética média e $\bar{\mathcal{W}}_e$ a elétrica. Além disso, dado que a energia armazenada na cavidade independe do tempo, a conservação de energia conduz a:

$$\mathcal{W} = \mathcal{W}_m + \mathcal{W}_e = \text{cte} \quad (3.3)$$

Outro fato relevante, observável tanto em termos de corrente e tensão em um circuito RLC ou em uma cavidade de linha de transmissão como em termos de campos elétrico e magnético em cavidades de guias de onda, é que, para um dado instante de tempo, enquanto o campo magnético (corrente) é máximo, o campo elétrico (tensão) é nulo, ou vice-versa. Para um instante em que $\mathcal{W}_m = \mathcal{W}_m^{\max}$, tem-se:

$$\mathcal{W} = \mathcal{W}_m^{\max} \quad (3.4)$$

A energia magnética armazenada \mathcal{W}_m no tempo, para um meio não-magnético com permeabilidade $\mu = \mu_0$, é dada por, em termos do fasor \vec{H} [Harrington 1961]:

$$\bar{\mathcal{W}}_m = \frac{1}{2} \int_{V_c} \mu_0 |\vec{H}|^2 dV \quad (3.5)$$

Assim, a relação entre \mathcal{W}_m^{\max} e $\bar{\mathcal{W}}_m$ fica:

$$\mathcal{W}_m^{\max} = 2\bar{\mathcal{W}}_m \quad (3.6)$$

Na frequência de ressonância $f_0 = f_L$, a amostra paramagnética de volume V_s presente no interior da cavidade irá introduzir um componente de perda adicional, que advém do efeito da absorção. A partir de (2.31), temos que este componente é dado por:

$$\bar{\mathcal{P}} = \int_{V_s} \bar{\mathcal{P}}_V dV = \omega \mu_0 \int_{V_s} \chi'' |\vec{H}_1|^2 dV \quad (3.7)$$

Adicionando a potência dissipada $\bar{\mathcal{P}}_0$ oriunda dos mecanismos de perdas presentes na cavidade, como perdas ôhmicas, perdas no dielétrico e, dependendo do tipo de cavidade, perdas por radiação, a potência total dissipada $\bar{\mathcal{P}}_d$ fica:

$$\bar{\mathcal{P}}_d = \bar{\mathcal{P}}_0 + \bar{\mathcal{P}} \quad (3.8)$$

Substituindo (3.6) e (3.8) em (3.1), tem-se:

$$Q = \omega_0 \frac{2\bar{\mathcal{W}}_m}{\bar{\mathcal{P}}_0 + \bar{\mathcal{P}}} \quad (3.9)$$

Isto resulta em:

$$Q = \omega_0 \frac{\mu_0 \int_{V_c} |\vec{H}_1|^2 dV}{\bar{\mathcal{P}}_0 + \omega_0 \mu_0 \int_{V_s} \chi'' |\vec{H}_1|^2 dV} \quad (3.10)$$

Assumindo que as perdas paramagnéticas $\bar{\mathcal{P}}$ sejam pequenas em comparação com $\bar{\mathcal{P}}_0$, o uso da aproximação $(1+x)^{-1} \approx (1-x)$ para $|x| \ll 1$ na equação (3.10) faz com que:

$$Q \approx Q_0 \left(1 - Q_0 \frac{\int_{V_s} \chi'' |\vec{H}_1|^2 dV}{\int_{V_c} |\vec{H}_1|^2 dV} \right) \quad (3.11)$$

onde Q_0 é o fator de qualidade da cavidade sem nenhum tipo de carga associada (*unloaded cavity*). Se χ'' é uniforme sobre o volume da amostra:

$$Q \approx Q_0 (1 - Q_0 \chi'' \eta) \quad (3.12)$$

sendo η o fator de preenchimento:

$$\eta = \frac{\int_{V_s} |\vec{H}_1|^2 dV}{\int_{V_c} |\vec{H}_1|^2 dV} \quad (3.13)$$

Dessa forma, a variação do fator de qualidade devido à ressonância de spin é dada por:

$$\Delta Q = Q_0 - Q = Q_0^2 \chi'' \eta \quad (3.14)$$

3.2 Acoplamento para máximo sinal de ressonância

Conhecida a mudança do fator de qualidade Q com a ressonância, o próximo passo é determinar quais mecanismos podem ser empregados para que a mudança de Q resulte em uma máxima mudança na potência ou na tensão refletida. Este mecanismo, como será demonstrado a seguir, está associado com o acoplamento da cavidade. Como será utilizado neste trabalho apenas cavidades com 1 porta, o caso de maximização da potência ou da tensão transmitida em cavidades de 2 portas não será abordado. Vale ressaltar que a análise apresentada considera que a mudança de Q não é função da potência, ou seja, desconsidera efeitos de saturação, e que a potência incidente na cavidade é constante.

3.2.1 Detecção de potência

Conforme mostrado no Apêndice B, o circuito equivalente de uma cavidade conectada a uma fonte E_g com impedância interna Z_0 por uma linha de transmissão com impedância característica Z_0 é ilustrado na Figura 3.1.

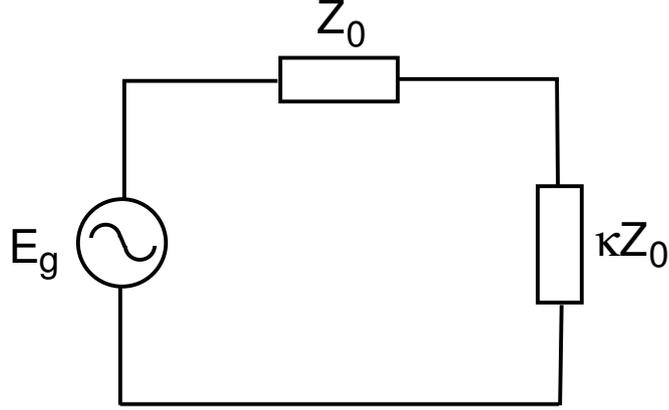


Fig. 3.1: Circuito equivalente da cavidade na frequência de ressonância

onde κ é o coeficiente de acoplamento da cavidade. Desta forma, a potência no interior da cavidade P_{cav} é dada por:

$$P_{cav} = E_g^2 \frac{\kappa}{Z_0(1 + \kappa)^2} \quad (3.15)$$

Em termos da máxima potência transferível pela fonte $P_{max} = E_g^2/4Z_0$:

$$P_{cav} = 4P_{max} \frac{\kappa}{(1 + \kappa)^2} \quad (3.16)$$

Como a potência incidente é constante, a variação ΔP_{cav} será igual à variação na potência refletida ΔP_r durante a ressonância. A absorção da potência pelos spins pode ser vista como um aumento nas perdas da cavidade, que, em termos de circuito equivalente, é representada por uma resistência R :

$$\Delta P_{cav} = \frac{\partial P_{cav}}{\partial R} \Delta R = 4P_{max} \frac{\partial \kappa}{\partial R} \frac{(1 - \kappa)}{(1 + \kappa)^3} \Delta R \quad (3.17)$$

Da definição de κ dada em (4.25), a derivada $\partial\kappa/\partial R$ pode ser obtida:

$$\frac{\partial\kappa}{\partial R} = \frac{\kappa}{R} \quad (3.18)$$

Conhecida a variação de potência com a ressonância, o intuito é maximizar esta variação de forma a obter o máximo sinal no sistema de detecção. Para isto, este sinal deve ser maximizado em relação à variável independente do problema, isto é, o acoplamento da cavidade κ :

$$\frac{\partial\Delta P_{cav}}{\partial\kappa} = \kappa^2 - 4\kappa + 1 = 0 \quad (3.19)$$

Resolvendo a equação, chega-se nos valores ótimos de acoplamento:

$$\kappa_{otimo} = 2 \pm \sqrt{3} \quad (3.20)$$

onde o sinal positivo remete ao caso sobreacoplado e o sinal negativo ao subacoplado, pelos motivos delineados na Seção 4.1. Este acoplamento corresponde a um VSWR (*Voltage Standing Wave Ratio*) de 3.74.

Neste valor de acoplamento, as equações (3.17) e (3.14) permitem escrever a expressão para o máximo sinal de variação de potência devido à ressonância:

$$\frac{\Delta P_{cav}}{P_{max}} = \mp 0,3849 \frac{\Delta R}{R} = \pm 0,3849 \frac{|\Delta Q|}{Q_0} = \pm 0,3849 Q_0 \chi'' \eta \quad (3.21)$$

3.2.2 Detecção de tensão

No caso de detecção de tensão, a tensão refletida da cavidade V_r , utilizando a teoria de linhas de transmissão, é dada por:

$$V_r = \Gamma V_{inc} \quad (3.22)$$

onde Γ é o coeficiente de reflexão e V_{inc} é a tensão incidente na cavidade. No entanto, da definição de VSWR:

$$|\Gamma| = \frac{VSWR - 1}{VSWR + 1} \quad (3.23)$$

e do fato de $VSWR = \kappa$ para uma cavidade criticamente ou sobreacoplada e $VSWR = 1/\kappa$ para a subacoplada (vide Seção 4.1), tem-se:

$$|V_r| = \pm \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} |V_{inc}| \quad (3.24)$$

com o sinal positivo denotando os casos de acoplamento crítico e sobreacoplamento e o sinal negativo o subacoplamento. Na ressonância, a variação de V_r é expressa como:

$$\Delta|V_r| = \frac{\partial|V_r|}{\partial R} \Delta R = \pm 2 \frac{\kappa}{(1 + \kappa)^2} |V_{inc}| \frac{\Delta R}{R} \quad (3.25)$$

Dessa forma, conforme procedido na seção anterior:

$$\frac{\partial \Delta|V_r|}{\partial \kappa} = 1 - \kappa = 0 \quad (3.26)$$

o que resulta em $\kappa_{otimo} = 1$, ou seja, VSWR=1. De posse deste resultado em (3.25), a máxima variação de tensão na condição de ressonância é dada por:

$$\frac{\Delta|V_r|}{|V_{inc}|} = \pm 0,5 \frac{\Delta R}{R} = \mp 0,5 \frac{|\Delta Q|}{Q_0} = \mp 0,5 Q_0 \chi'' \eta \quad (3.27)$$

A Figura 3.2 mostra o gráfico feito a partir das equações (3.17) e (3.25). No caso da detecção de tensão, apesar do acoplamento ótimo ser em VSWR=1, não é aconselhável se trabalhar em torno deste valor devido à mudança do sinal da absorção, o que poderia gerar curvas de ressonância distorcidas.

3.3 Mínimo sinal detectável

Uma vez estabelecido o grau de acoplamento para a observação da máxima variação de tensão ou de potência pelo detector, a questão que se coloca a seguir é determinar qual o nível mínimo mensurável desta variação.

Conforme proposto em [Feher 1956], o mínimo sinal mensurável é limitado pelo ruído térmico. Como o sinal de ressonância chega até o detector por uma linha de transmissão de impedância característica Z_0 , a amplitude do ruído associada à impedância vista com a linha em aberto é:

$$V_{nl} = \sqrt{4Z_0 k T_d B_d} \quad (3.28)$$

onde T_d é a temperatura do detector [K] e B_d a sua banda passante associada [Hz]. Ao conectar a esta linha um resistor de valor Z_0 , cujo ruído também é dado por V_{nl} , a amplitude do ruído vista pelo detector fica [Motchenbacher *et al.* 1993]:

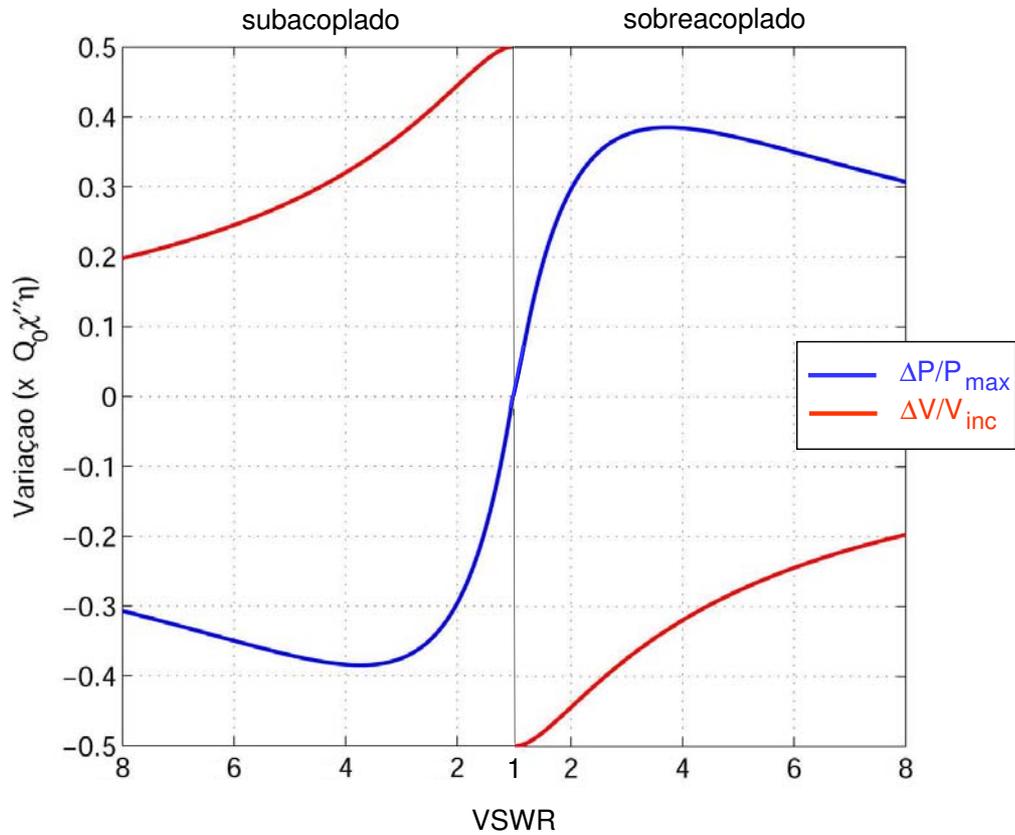


Fig. 3.2: Variação de tensão ou potência no detector em função do acoplamento

$$V_n = \sqrt{2Z_0 k T_d B_d} \quad (3.29)$$

Igualando (3.29) com (3.27), a mínima variação detectável é obtida:

$$\Delta|V_r| = 0,5Q_0\chi''\eta|V_{inc}| = \sqrt{2Z_0 k T_d B_d} \quad (3.30)$$

Isto faz com que a susceptibilidade mínima teórica associada com a absorção seja dada por:

$$\chi''_{min_teo} = \frac{2\sqrt{2}}{Q_0\eta} \sqrt{\frac{kT_d B_d}{P_{inc}}} \quad (3.31)$$

sendo P_{inc} a potência incidente na cavidade.

3.4 Número mínimo de spins

Nesta altura do desenvolvimento, todos os elementos para a obtenção do número mínimo de spins N_{min} já estão estabelecidos. Supondo que o valor de B_1 não sature o sistema, o que permite desprezar o termo de saturação, a parte imaginária da susceptibilidade χ'' apresenta o seguinte valor na frequência de ressonância $\omega = \omega_L$, segundo (2.26b) e (2.11):

$$\chi''(\omega_L) = \frac{Ng^2\beta^2 S(S+1)\mu_r\mu_0}{3kT_s V_s} \omega_L \tau_2 \quad (3.32)$$

Igualando com (3.31), obtém-se o número mínimo teórico de spins:

$$N_{min_{teo}} = \frac{6\sqrt{2}kT_s V_s}{(Q_0\eta)g^2\beta^2\mu_r\mu_0 S(S+1)\omega_L \tau_2} \sqrt{\frac{kT_d B_d}{P_{inc}}} \quad (3.33)$$

sendo T_s a temperatura da amostra paramagnética.

Para experimentos cujo sinal observado é uma medida direta da absorção, o tempo de relaxação τ_2 pode escrito em função da largura à meia-altura $\Delta\omega_{1/2}$, ou seja, da faixa de frequência para o qual $\chi'' \geq 0.5\omega_L \tau_2 \chi''$:

$$\tau_2 = \frac{2}{\Delta\omega_{1/2}} \quad (3.34)$$

Dessa forma:

$$N_{min_{teo}} = \frac{3\sqrt{2}kT_s V_s}{(Q_0\eta)g^2\beta^2\mu_r\mu_0 S(S+1)} \left(\frac{\Delta\omega_{1/2}}{\omega_L} \right) \sqrt{\frac{kT_d B_d}{P_{inc}}} \quad (3.35)$$

No caso do uso de um sistema que detecte a derivada da absorção, o tempo de relaxação τ_2 é associado à largura pico-a-pico $\Delta\omega_{pp}$, isto é, à faixa de frequência entre os picos de $d\chi''/d\omega$, através de:

$$\tau_2 = \frac{2}{\sqrt{3}\Delta\omega_{pp}} \quad (3.36)$$

Isto faz com que, para esta situação:

$$N_{min_{teo}} = \frac{3\sqrt{6}kT_s V_s}{(Q_0\eta)g^2\beta^2\mu_r\mu_0 S(S+1)} \left(\frac{\Delta\omega_{pp}}{\omega_L} \right) \sqrt{\frac{kT_d B_d}{P_{inc}}} \quad (3.37)$$

A formulação anterior considera como fator limitante do mínimo sinal detectável apenas o ruído térmico. No entanto, o ruído introduzido pelo sistema de detecção também deve ser considerado, sendo mais um componente a influenciar a sensibilidade do sistema.

Para quantificar o ruído introduzido por sistemas, utiliza-se um parâmetro denominado figura de ruído F . Este parâmetro é definido como a razão entre a relação sinal-ruído (SNR) na entrada e a relação sinal-ruído na saída do sistema.

Multiplicando (3.33), (3.35) e (3.37) pelo fator \sqrt{F} , obtém-se o número mínimo observável de spins. Por exemplo, para o caso de detecção da absorção, tem-se:

$$N_{min_{obs}} = \frac{3\sqrt{2}kT_s V_s}{(Q_0\eta)g^2\beta^2\mu_r\mu_0 S(S+1)} \left(\frac{\Delta\omega_{1/2}}{\omega_L} \right) \sqrt{\frac{kT_d B_d F}{P_{inc}}} \quad (3.38)$$

Capítulo 4

Cavidade de microfita

No capítulo anterior foi estabelecido como os diferentes componentes de um espectrômetro de ressonância de spin eletrônico afetam a sensibilidade do sistema. Conhecido isto, este capítulo tratará da melhoria desta sensibilidade a partir da proposição de um tipo de cavidade alternativo às cavidades metálicas utilizadas nos espectrômetros convencionais de ESR: a cavidade de microfita. Assim, a busca de uma configuração de cavidade que atinja este objetivo e também atenda aos requisitos de campo para a observação da ressonância será delineada.

4.1 Aspectos fundamentais

Um circuito ressonante, mesmo estando na faixa de microondas, pode ser representado por um circuito de parâmetros concentrados na vizinhança da frequência de ressonância f_0 [Kajfez *et al.* 1984]. No caso de um circuito RLC paralelo, a impedância de entrada é dada por:

$$Z_{cav} = \frac{1}{G_0 + jB_0} = \frac{R_0}{1 + jQ_0 \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)} \quad (4.1)$$

Pela expressão acima, vê-se que, enquanto a condutância é fixa, a susceptância varia com a frequência. Assim, tomando a parte real da seguinte igualdade:

$$G_0 + jB_0 = \frac{1}{R' + jX'} \quad (4.2)$$

e subtraindo ambos os lados da equação por $(2G_0)^{-2}$, sendo R' e X' o par de eixos cartesianos do plano de impedância, obtém-se:

$$\left(R' - \frac{1}{2G_0}\right)^2 + X'^2 = \left(\frac{1}{2G_0}\right)^2 \quad (4.3)$$

o que representa um círculo de raio $R_0/2$ e centro $(R_0/2, 0)$ no plano de impedância.

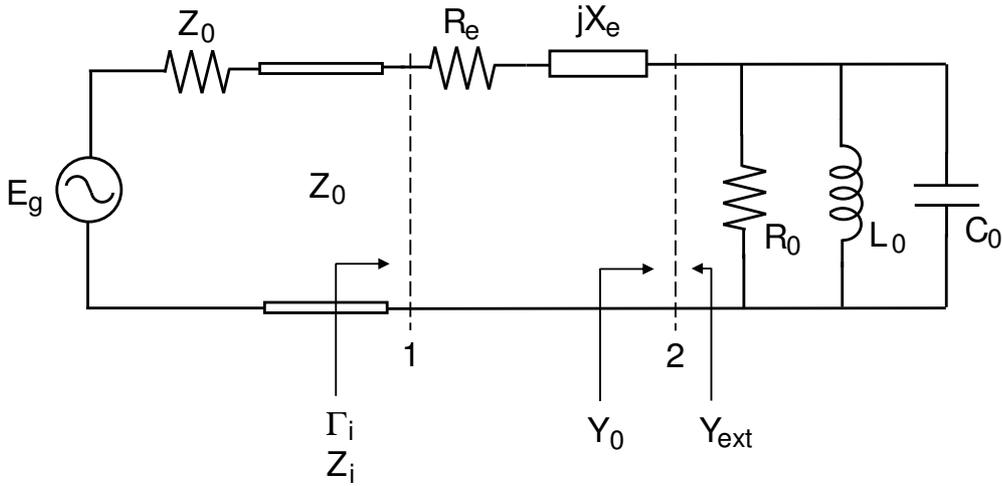


Fig. 4.1: Circuito equivalente da cavidade e de seu acoplamento em torno da frequência de ressonância

No entanto, ao se considerar o acoplamento da cavidade (vide Figura 4.1), representado pela impedância $R_e + jX_e$, onde R_e denota a perda introduzida e X_e o tipo de acoplamento (capacitivo ou indutivo), o lugar geométrico da impedância de entrada vista da porta 1 deixa de ser um círculo perfeito e passa a ter a forma de um laço em posição deslocada ante ao círculo.

Para fins ilustrativos, considere o caso $R_0 = 3Z_0$, $Q_0 = 100$, $R_e = 0,5Z_0$ e $X_1 = 2Z_0$. X_1 é o componente fixo da reatância X_e que, para um acoplamento indutivo, é modelado como $X_e = X_1(1 + \delta)$ [Kajfez *et al.* 1984], onde δ é o parâmetro de sintonia:

$$\delta = \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \quad (4.4)$$

O resultado está na Figura 4.2. Vale ressaltar que o modelo de perdas considerado é válido para os casos em que elas estão concentradas em uma região pequena comparada com o comprimento de onda [Kajfez 1994].

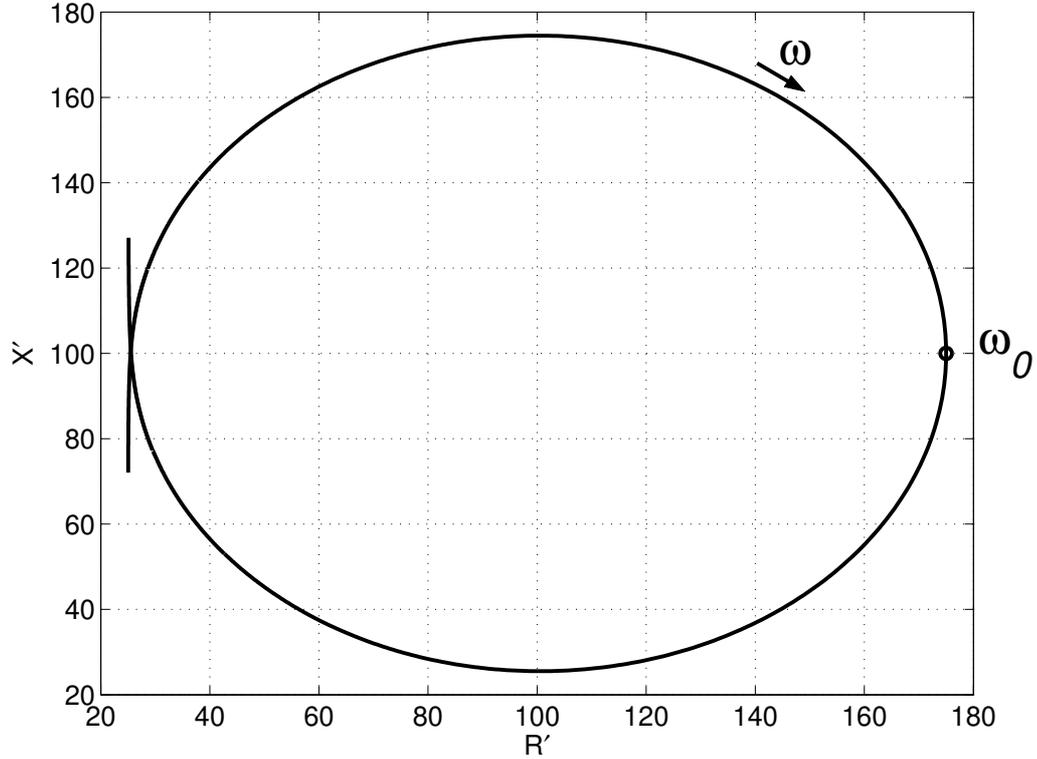


Fig. 4.2: Impedância de entrada Z_i , em função da frequência, para um acoplamento indutivo

A admitância externa Y_{ext} vista pela cavidade é dada por:

$$Y_{ext} = G_{ext} + jB_{ext} = \frac{1}{Z_0 + R_e + jX_e} \quad (4.5)$$

A condutância G_{ext} é formada por duas parcelas: uma oriunda do acoplamento, G_{ex1} , e outra da conexão entre a fonte e a cavidade, G_{ex2} :

$$G_{ext} = G_{ex1} + G_{ex2} \quad (4.6)$$

$$G_{ex1} = \frac{Z_0}{(Z_0 + R_e)^2 + X_e^2} \quad (4.7a)$$

$$G_{ex2} = \frac{R_e}{(Z_0 + R_e)^2 + X_e^2} \quad (4.7b)$$

Já a susceptância B_{ext} :

$$B_{ext} = \frac{-X_e}{(Z_0 + R_e)^2 + X_e^2} \quad (4.8)$$

Para valores de frequência próximos à ressonância, a admitância da cavidade Y_{cav} pode ser escrita como:

$$Y_{cav} = \frac{1}{R_0} (1 + j2Q_0\delta) \quad (4.9)$$

Somando Y_{ext} com a admitância da cavidade Y_{cav} , a admitância total Y_L da cavidade com o circuito de acoplamento incluso, ou simplesmente, a admitância total da cavidade carregada (*loaded cavity*), fica igual a, após algumas manipulações:

$$Y_L = (G_0 + G_{ext})(1 + j2Q_L\delta_L), \quad (4.10)$$

onde Q_L é o fator de qualidade da cavidade carregada:

$$Q_L = \frac{Q_0}{1 + \kappa} \quad (4.11)$$

e δ_L é o parâmetro de sintonia da cavidade carregada:

$$\delta_L = \frac{\omega - \omega'_0}{\omega_0} = \delta - \frac{\kappa}{2Q_0} \frac{X_e}{(Z_0 + R_e)} \quad (4.12)$$

O coeficiente κ que aparece nas expressões acima é o coeficiente de acoplamento, sendo definido como a razão entre a potência dissipada no circuito externo à cavidade e a potência dissipada na cavidade propriamente dita, ou seja:

$$\kappa = \frac{G_{ext}}{G_0} = \frac{G_{ex1} + G_{ex2}}{G_0} = \kappa_1 + \kappa_2 \quad (4.13)$$

No caso em que as perdas do circuito externo são iguais às da cavidade, diz-se que ela se encontra criticamente acoplada. Para o caso dito subacoplado, as perdas externas são menores e, para o caso sobreacoplado, as perdas externas são maiores. Resumindo:

$$\kappa = 1; \text{ acoplamento critico} \quad (4.14a)$$

$$\kappa > 1; \text{ sobreacoplamento} \quad (4.14b)$$

$$\kappa < 1; \text{ subacoplamento} \quad (4.14c)$$

A introdução do acoplamento faz com que, ao se medir uma cavidade a partir da porta 1 da Figura 4.2, o observador veja uma frequência de ressonância diferente de ω_0 e o fator de qualidade Q_L ao invés de Q_0 .

Com relação ao coeficiente de reflexão da entrada Γ_i , visto a partir da porta 1, tem-se:

$$\Gamma_i = \frac{R_e + jX_e + Z_{cav} - Z_0}{R_e + jX_e + Z_{cav} + Z_0} \quad (4.15)$$

Considerando este coeficiente fora da ressonância, o que implica em $Z_{cav} \rightarrow 0$:

$$\Gamma_d = \frac{R_e + jX_e - Z_0}{R_e + jX_e + Z_0} \quad (4.16)$$

Expressando (4.15) em termos de Γ_d , obtém-se:

$$\Gamma_i = \Gamma_d + 2Z_0 \frac{Y_{ext}^2}{Y_L} \quad (4.17)$$

Desenvolvendo esta expressão com o auxílio de (4.5), (4.10), (4.13), chega-se em:

$$\Gamma_i = \Gamma_d + \frac{d \exp(j\phi)}{1 + j2Q_L \delta_L}, \quad (4.18)$$

onde d é o diâmetro do círculo de ressonância:

$$|\Gamma_i - \Gamma_d|_{max} = d = \frac{2\kappa_1}{1 + \kappa} \quad (4.19)$$

e ϕ o ângulo de rotação:

$$\phi = -2 \arctan \left(\frac{X_e}{Z_0 + R_e} \right) \quad (4.20)$$

Para o caso sem perdas ($R_e = 0$), o coeficiente de reflexão de entrada é dado por:

$$\Gamma_{i_{sp}} = \Gamma_{d_{sp}} + \frac{d_{sp} \exp(j\phi_{sp})}{1 + j2Q_L\delta_L} \quad (4.21)$$

onde:

$$\Gamma_{d_{sp}} = -\exp(j\phi_{sp}) \quad (4.22)$$

$$d_{sp} = \frac{2\kappa}{1 + \kappa} \quad (4.23)$$

$$\phi_{sp} = -2 \arctan \left(\frac{X_e}{Z_0} \right) \quad (4.24)$$

e:

$$\kappa = \frac{R_0 Z_0}{(Z_0^2 + X_e^2)} \quad (4.25)$$

Ao se contemplar as três situações de ressonância apresentadas em (4.14), o diâmetro d_{sp} do círculo pode apresentar os seguintes valores:

$$d_{sp} = 1; \text{ acoplamento critico} \quad (4.26a)$$

$$d_{sp} > 1; \text{ sobreacoplamento} \quad (4.26b)$$

$$d_{sp} < 1; \text{ subacoplamento} \quad (4.26c)$$

Dessa forma, utilizando a definição de VSWR:

$$\text{VSWR} = \frac{1 + |\Gamma_{i_{sp}}|}{1 - |\Gamma_{i_{sp}}|} \quad (4.27)$$

obtém-se a expressão para cada um dos casos de acoplamento, isto é:

$$\text{VSWR} = \kappa; \text{ acoplamento critico e sobreacoplamento} \quad (4.28a)$$

$$\text{VSWR} = \frac{1}{\kappa}; \text{ subacoplamento} \quad (4.28b)$$

4.2 Critérios de projeto

A partir deste ponto, os critérios de projeto para a construção da cavidade podem ser definidos. Estes critérios devem satisfazer aos requisitos para a observação da ressonância e, ao mesmo tempo, atender a uma configuração de cavidade que melhore a sensibilidade do sistema.

A título de recapitulação, como mostrado na Seção 2.3, a configuração de campos na cavidade deve ser tal que:

1. O campo magnético alternado \vec{H}_1 seja perpendicular ao campo magnético estático \vec{B}_0 , uma vez que, somente nesta configuração, o campo alternado é efetivo em produzir a ressonância.
2. O campo magnético \vec{H}_1 seja máximo na região da amostra. Para o regime de trabalho abaixo da saturação, a potência absorvida pela amostra paramagnética é proporcional a H_1^2 (vide (2.31)).
3. O campo elétrico \vec{E}_1 seja mínimo na região da amostra de modo a minimizar as possíveis perdas introduzidas pelo dielétrico da amostra paramagnética.

Além destes quesitos estritamente relacionados com a ressonância de spins, a expressão (3.35), ou (3.37), deduzida no Capítulo 3, mostra que a cavidade deve também satisfazer aos seguintes itens:

4. Possuir um elevado produto $Q_0\eta$.
5. Ter uma alta frequência de ressonância.

Para obter um elevado produto $Q_0\eta$, mesmo tendo um fator de qualidade Q_0 baixo comparado com o das cavidades metálicas utilizadas na instrumentação tradicional de ESR, este trabalho se propõe em utilizar cavidades de microfita (MRs). Isto satisfaz o item 4.

Uma vez estabelecido o modelo de cavidade, o atendimento dos itens 2 e 3 é possível ao se construir uma cavidade com comprimento elétrico igual à metade do comprimento elétrico do guia $\lambda_g/2$ e com as extremidades em aberto. Isto faz com que, na ressonância, o campo magnético \vec{H}_1 seja máximo no centro da cavidade e mínimo nas extremidades, enquanto que o campo elétrico \vec{E}_1 seja máximo nas extremidades e mínimo no centro.

Além disso, ao se estabelecer um comprimento de cavidade que resulte em uma ressonância em altas frequências, o item 5 é automaticamente atendido. No caso das cavidades aqui construídas, as frequências de ressonância foram estabelecidas na banda X (em torno de 10GHz) e na banda Ku (em torno de 15GHz).

O uso destas duas faixas se explica pela flexibilidade em poder utilizar magnetos com diferentes capacidades de campo. Por exemplo, pela expressão (2.16), para um fator $g = 2$ e $f_0 = 15\text{GHz}$, o campo magnético necessário para observar a ressonância é de $B_0 = 0,536\text{T}$, valor de campo considerável para alguns modelos de magneto, como é o caso do utilizado em nosso laboratório. Fora o magneto, outro fator que impede o aumento ainda maior do valor de f_0 advém das próprias fontes de microondas, limitadas em 20GHz e dos dispositivos disponíveis.

A Figura 4.3 ilustra a cavidade a ser utilizada e identifica todas as variáveis a serem definidas no projeto, com exceção da variável h , já definida pela espessura do substrato.

Como mostrado na Figura 4.3, um dos parâmetros da cavidade a serem determinados é a espessura do filme metálico t a ser depositado sobre o substrato. De modo a minimizar as perdas ôhmicas, este filme deve ser composto por um metal de alta condutividade e ter uma espessura de aproximadamente quatro vezes a profundidade de penetração δ . Uma vez que a corrente circula na periferia do condutor devido ao efeito pelicular, o valor $t = 4\delta$ garante a área necessária para a circulação desta corrente e, ao mesmo tempo, evita o dispêndio em depositar uma camada metálica mais espessa.

A partir da definição da profundidade de penetração δ :

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{\pi f_0 \mu_0 \sigma}}, \quad (4.29)$$

onde σ é a condutividade do metal, obtém-se o parâmetro t . No caso do Au, metal utilizado para evitar problemas de oxidação, a condutividade $\sigma = 4,1 \times 10^7 \text{S/m}$ resulta em $\delta = 640\text{nm}$ para $f_0 = 15\text{GHz}$, ou seja, em uma espessura t de aproximadamente $3\mu\text{m}$.

Como a linha de microfita se encontra em dois meios diferentes, a constante dielétrica efetiva $\epsilon_{r_{ef}}$ vista pela linha de transmissão possui um valor intermediário entre a permissividade de cada meio. Do ponto de vista elétrico é como se a linha estivesse em um meio homogêneo com permissividade relativa $\epsilon_{r_{ef}}$.

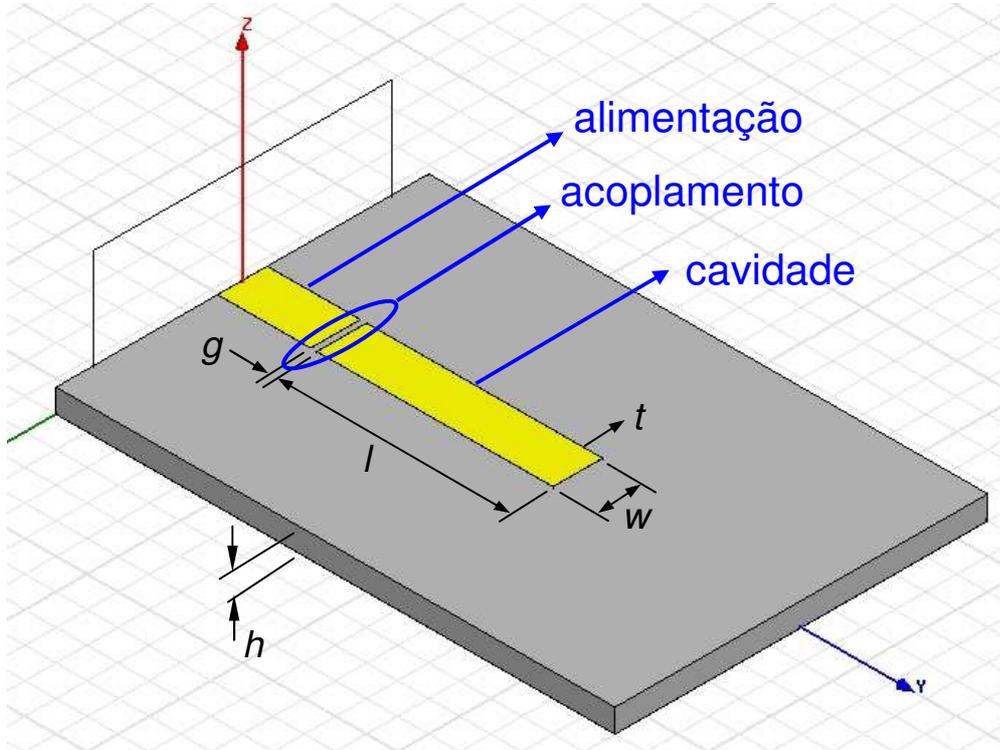


Fig. 4.3: Parâmetros associados à cavidade

De acordo com [Gupta *et al.* 1996], para uma microfita construída sobre um substrato de permissividade ϵ_r circundado pelo ar, a permissividade efetiva se encontra no seguinte intervalo:

$$\frac{\epsilon_r + 1}{2} \leq \epsilon_{r_{ef}} \leq \epsilon_r \quad (4.30)$$

Assim, para valores de w muito menores do que a espessura h do substrato, o valor $\epsilon_{r_{ef}}$ tende ao limite inferior do intervalo (média aritmética da permissividade dos dois meios). Para o caso oposto, em que $w \gg h$, a permissividade efetiva $\epsilon_{r_{ef}}$ tende ao próprio valor ϵ_r do substrato. Isto é esperado pois remete ao caso de uma linha de transmissão de placas paralelas.

Dessa forma, à medida que se varia o valor de w , os campos estarão mais ou menos confinados no interior do substrato. Ao variar o valor $\epsilon_{r_{ef}}$, o com-

primento l da cavidade para resultar em uma dada frequência de ressonância f_0 também será alterado, pois:

$$l = \frac{c_0}{2f_0\sqrt{\epsilon_{ref}}} - \Delta l \quad (4.31)$$

sendo Δl a compensação de comprimento devido à concentração dos campos nas extremidades da cavidade.

Da discussão exposta, vê-se que o comprimento l depende da determinação de w . Como h e t já estão determinados e a função do espaçamento g é ajustar a acoplamento da cavidade, tem-se que a variável independente do problema é a largura w .

Para a determinação de w , é necessário realizar um estudo de como o fator de qualidade Q_0 e o fator de preenchimento η mudam ao se variar w . Isto é feito nas duas próximas seções.

Dado que a cavidade será construída sobre uma amostra onde estão formados os QDs, esta amostra também dita o seguinte critério:

7. A área da cavidade seja a menor possível.

Este quesito decorre do fato de que, minimizando a área da cavidade, a probabilidade dela ser construída em alguma região com defeito é menor. Caso isto ocorra, como os pontos QDs sob a cavidade compartilham do mesmo contato Schottky, a microfita, a ocorrência de algum defeito invalida todos os dispositivos nesta região (como os QDs estão em paralelo entre si, a existência de um defeito pode curto-circuitar todos eles). Além disso, quanto menor a área, mais cavidades podem ser gravadas em um mesmo wafer onde estão crescidos os QDs, aumentando o rendimento no uso destas amostras.

4.3 Fator de qualidade

O estudo do fator de qualidade da cavidade passa pelo reconhecimento das perdas presentes nesta estrutura. Além das perdas ôhmicas e das perdas dielétricas presentes nas cavidades tradicionais, a cavidade de microfita, por ser uma estrutura aberta, apresenta um outro componente de perdas: as perdas por radiação.

A perda ôhmica advém da condutividade finita, da espessura da camada metálica e da rugosidade da superfície. À medida que w diminui, espera-se

que a perda ôhmica seja o fator predominante de perda na cavidade uma vez que a área disponível para a condução de corrente diminui. No que tange às perdas dielétricas, elas têm origem no próprio substrato, caracterizada pela tangente de perdas.

Já a perda por radiação depende da permissividade do substrato e da impedância característica da linha. Ela é menor para substratos com maior permissividade, uma vez que os campos tendem a ficar mais confinados em seu interior. No entanto, para um valor de w crescente, a radiação tende a aumentar, tornando-se o principal componente de perda da cavidade.

Para estudar o comportamento do fator de qualidade Q_0 em função de w , duas abordagens serão utilizadas: uma que utiliza expressões fechadas e outra, mais elaborada, que utiliza o método dos elementos finitos (FEM).

4.3.1 Cálculo de Q_0 via expressões fechadas

Nesta subseção, será apresentado o modelo utilizado para o cálculo das variáveis que caracterizam uma linha de transmissão de microfita - a impedância característica Z_0 , a permissividade relativa efetiva ϵ_{ref} bem como as perdas ôhmicas α_c e dielétricas α_d . Estes parâmetros entram na computação do fator de qualidade.

O modelo apresentado [Schnieder *et al.* 2001] permite a obtenção destas incógnitas tanto para uma linha de microfita construída com a tecnologia de filmes finos como para uma linha de microfita tradicional. Assim, através do encontro dos parâmetros R' , G' , L' e C' , presentes no modelo de elementos distribuídos de uma linha de transmissão (Figura 4.4), a microfita é plenamente caracterizada.

Na seqüência, serão apresentadas as expressões para o cálculo destes parâmetros, com uma breve explicação de cada termo.

Cálculo da capacitância C_{qe} e da condutância G'

A impedância característica para uma linha sem perdas, espessura $t = 0$ e sem dielétrico ($\epsilon_r = 1$) é dada por:

$$Z_{0_0} = \frac{\eta_0}{2\pi} \ln \left(\frac{F_1 h}{w} + \sqrt{1 + \left(\frac{2h}{w} \right)^2} \right) \quad (4.32)$$

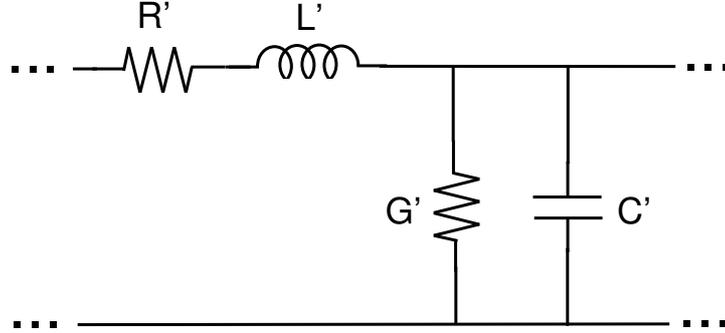


Fig. 4.4: Modelo de linha de transmissão de elementos distribuídos

onde: $F_1 = 6 + (2\pi - 6) \exp\left(-\left(30,666 \frac{h}{w}\right)^{0.7528}\right)$ e $\eta_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ é a impedância intrínseca do espaço livre.

Com relação à permissividade efetiva para $t = 0$:

$$\epsilon_{ef_0}(w) = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \left(1 + \frac{10h}{w}\right)^{-ab} \quad (4.33)$$

sendo:

$$a = 1 + \frac{1}{49} \ln \left(\frac{\left(\frac{w}{h}\right)^4 + \left(\frac{w}{52h}\right)^2}{\left(\frac{w}{h}\right)^4 + 0,432} \right) + \frac{1}{18,7} \ln \left(1 + \left(\frac{w}{18,1h}\right)^3 \right) \quad (4.34a)$$

$$b = 0,564 \left(\frac{\epsilon_r - 0,9}{\epsilon_r + 3} \right)^{0.053} \quad (4.34b)$$

No entanto, para uma linha com espessura finita t , correções devem ser feitas. Isto é realizado aumentando-se a largura w , o que simula o mesmo efeito de aumento de área proporcionado por t finito:

$$w_{eq0} = w + \frac{t}{\pi} \ln \left(1 + \frac{4 \exp(1)}{\frac{t}{h} \coth^2 \left(\sqrt{6,517} \frac{w}{h} \right)} \right); \quad \epsilon_r = 1 \quad (4.35a)$$

$$w_{eqZ} = w + \frac{w_{eq0} - w}{2} \left(1 + \frac{1}{\cosh(\sqrt{\epsilon_r - 1})} \right); \quad \epsilon_r > 1 \quad (4.35b)$$

Com base nas expressões acima, a impedância característica e a permissividade efetiva para o caso $t > 0$ e $\epsilon_r > 1$ podem ser obtidas:

$$Z'_0 = \frac{Z_{0_0}(w_{eqZ})}{\sqrt{\epsilon'_{ef_0}(w_{eqZ})}} \quad (4.36)$$

$$\epsilon'_{ef} = \epsilon_{ef_0}(w_{eqZ}) \left(\frac{Z_{0_0}(w_{eq0})}{Z_{0_0}(w_{eqZ})} \right)^2 \quad (4.37)$$

Isto permite o cálculo da capacitância quase-estática C_{qe} :

$$C_{qe} = \epsilon'_{ef} C'_a \quad (4.38)$$

com:

$$C'_a = \frac{1}{c_0 Z_{0_0}(w_{eq0})} \quad (4.39)$$

Além da condutância G' :

$$G' = \omega \frac{\epsilon'_{ef} - 1}{\epsilon_r - 1} \epsilon_r C'_a \tan \delta \quad (4.40)$$

onde $\tan \delta$ é a tangente de perdas do dielétrico.

Cálculo da resistência R' e da indutância L_{qe}

A variação da penetração da corrente nos condutores com a frequência faz com que a resistência e a indutância da linha sejam também fortemente dependentes dela. Esta dependência pode ser subdividida em três faixas: **limite DC** (todas as dimensões dos condutores são inferiores à profundidade de penetração δ); **limite do efeito pelicular** (todas as dimensões dos condutores são maiores do que δ) e **faixa de transição** (algumas dimensões são maiores do que δ).

- Limite do efeito pelicular (denotado pelo subíndice se)

$$R'_{se}(f) = 2Z'_0\alpha_{ci}(f) \quad (4.41)$$

sendo $\alpha_{ci}(f) = \alpha'_c(f) \left(1 + \frac{2}{\pi} \arctan \left(1, 4 \left(\frac{\Delta}{\delta}\right)^2\right)\right)$ O fator multiplicativo $\alpha'_c(f)$ foi colocado de modo a incluir a rugosidade Δ do filme metálico nas perdas ôhmicas [Edwards 1981]. Além disso:

$$\alpha'_c(f) = 0,1589A \frac{R_s(f)}{hZ'_0} \frac{32 - \left(\frac{w_{eq0}}{h}\right)^2}{32 + \left(\frac{w_{eq0}}{h}\right)^2}; \quad \frac{w}{h} \leq 1 \quad (4.42a)$$

$$\alpha'_c(f) = 7,3038 \cdot 10^{-6} A \frac{R_s(f)Z'_0\epsilon'_{ef}}{h} \cdot \left(\frac{w_{eq0}}{h} + \frac{0,667\frac{w_{eq0}}{h}}{1,444 + \frac{w_{eq0}}{h}}\right); \quad \frac{w}{h} \geq 1 \quad (4.42b)$$

onde A e a resistência superficial $R_s(f)$ são dados por:

$$A = 1 + \frac{h}{w_{eq0}} \left(1 + \frac{1,25}{\pi} \ln \left(\frac{2h}{t}\right)\right) \quad (4.43)$$

$$R_s(f) = \sqrt{\frac{\pi\mu_0 f}{\sigma}} \quad (4.44)$$

Com relação à indutância no limite do efeito pelicular, esta é descrita por:

$$L_{se} = L'_e + L'_i \quad (4.45)$$

com a indutância externa L'_e sendo igual a:

$$L'_e = \frac{1}{c_0^2 C'_a} \quad (4.46)$$

e a indutância interna L'_i :

$$L'_i = \frac{R'_{se}(f)}{\omega} \quad (4.47)$$

- Limite DC (denotado pelo subíndice DC)

Nesta frequência, a resistência da linha de transmissão é dada por:

$$R'_{DC} = R'_{DCw} + R'_{DCg} \quad (4.48)$$

sendo R'_{DCw} , a resistência da microfita:

$$R_{DCw} = \frac{1}{\sigma w t} \quad (4.49)$$

e R_{DCg} , a resistência do plano de terra de largura w_g :

$$R_{DCg} = \frac{1}{\sigma w_g t} \quad (4.50)$$

Já no que concerne à indutância:

$$L'_{DC} = -\frac{\mu_0}{2\pi t^2} \left(\frac{1}{w^2} K_s(w, t) - \frac{2}{w w_g} K_m(w, t, w_g, t, h + t) + \frac{1}{w_g^2} K_s(w_g, t) \right) \quad (4.51)$$

com:

$$K_s(w_i, t) = \Re[4(K4(w_i) + K4(jt)) - 2(K4(w_i + jt) + K4(w_i - jt))] + \frac{1}{3}\pi w_i t^3 \quad (4.52)$$

$$K_m(w, t, w_g, t, h + t) = \Re[-K4(z1 + z2 - z3 - z4 - j(h + t)) \cdot \left. \begin{matrix} |z1=w/2| \\ |z2=-jt/2| \\ |z3=-w_g/2| \\ |z4=-jt/2| \end{matrix} \right] \quad (4.53)$$

$$K4(z) = \frac{z^4}{24} \left(\ln(z) - \frac{25}{12} \right) \quad (4.54)$$

A expressão de K_m advém da solução de uma integral quádrupla. Expandindo os limites de integração, o resultado é uma soma de 16 termos da função K4.

- Formulação quase-estática para toda a faixa

Uma vez sabido o comportamento da resistência e da indutância para o limite DC e para o limite do efeito pelicular, é possível utilizar os resultados anteriores e extrapolar estas duas grandezas para toda a faixa de frequência. Dessa forma:

$$R' = R'_{DC} + \frac{R'_{se}(f_{se}) \frac{\sqrt{\frac{f}{f_{se}} + \sqrt{1 + \left(\frac{f}{f_{se}}\right)^2}}}{1 + \sqrt{\frac{f}{f_{se}}}} - \frac{R'_{se}(f_{se}) - R'_{DC}}{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{f_{DC}}\right)^2}} - R'_{DC}}{1 + \frac{0.2}{1 + \frac{w}{h}} \ln\left(1 + \frac{f_{se}}{f}\right)} \quad (4.55)$$

$$L_{qe} = L'_a + \frac{L'_i(f_{se})}{1 + \sqrt{\frac{f}{f_{se}}}} + \frac{L'_{DC} - L'_a - L'_i(f_{se})}{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{f_{DC}}\right)^2}} \quad (4.56)$$

Nas equações acima, f_{DC} denota o limiar de frequência entre o regime DC e a faixa de transição, enquanto que f_{se} é o limiar entre a faixa de transição e a faixa governada pelo efeito pelicular. Este dois parâmetros são dados por:

$$f_{DC} = \frac{2R'_{DCw}R'_{DCg}}{\mu_0 R'_{DC}} \quad (4.57)$$

$$f_{se} = \frac{1,6 + \frac{10 \left(\frac{t}{w}\right)}{1 + \left(\frac{w}{h}\right)}}{\pi \mu_0 \sigma t^2} \quad (4.58)$$

Dispersão em altas frequências

As expressões apresentadas até o presente são válidas para a condição quase-TEM, em que as dimensões da espessura do substrato h e da largura da microfita w são menores se comparadas com o comprimento de onda do guia (dimensões menores do que $\lambda_g/10$). Para os casos em que estas condições não se verificam, correções devido à dispersão devem ser introduzidas. Estas correções são apresentadas na seqüência, começando pelo fator de correção da permissividade relativa efetiva F'_ϵ :

$$F_\epsilon = \frac{\epsilon_r}{\epsilon_{ef_0}} - \frac{\frac{\epsilon_r}{\epsilon_{ef_0}} - 1}{1 - P} \quad (4.59)$$

onde:

$$P = P1.P2 \left((0,1844 + P3P4).10. \frac{fh}{[\text{GHz.cm}]} \right)^{1,5763} \quad (4.60)$$

e:

$$P1 = 0,27488 + \frac{w}{h} \left(0,6315 + \frac{0,525}{\left(1 + 0,157 \frac{fh}{[\text{GHz.cm}]}\right)^{20}} \right) \quad (4.61a)$$

$$P2 = 0,3362[1 - \exp(-0,03442\epsilon_r)] \quad (4.61b)$$

$$P3 = 0,0363 \exp\left(-4,6 \frac{w}{h}\right) \cdot \left[1 - \exp\left(-\left(\frac{fh}{3,87[\text{GHz.cm}]}\right)^{4,97}\right) \right] \quad (4.61c)$$

$$P4 = 1 + 2,751 \left[1 - \exp\left(-\left(\frac{\epsilon_r}{15,916}\right)^8\right) \right] \quad (4.61d)$$

Com relação à impedância, a correção devido à dispersão é dada por:

$$F_Z = \frac{\epsilon_{ef_0} F_\epsilon - 1}{\epsilon_{ef_0} - 1} \frac{1}{\sqrt{F_\epsilon}} \quad (4.62)$$

Os dois fatores anteriores permitem o cálculo do fator de correção da capacitância F_C e da indutância F_L :

$$F_C = \frac{\sqrt{F_\epsilon}}{F_Z} \quad (4.63)$$

$$F_L = F_Z \sqrt{F_\epsilon} \quad (4.64)$$

Isto permite computar os termos corrigidos L' e C' :

$$L' = L_{qe} F_L \quad (4.65)$$

$$C' = C_{qe}F_C \quad (4.66)$$

Com os valores de R' , L' , G' e C' , os parâmetros que caracterizam uma linha de microfita são obtidos:

$$Z_0 = \sqrt{\frac{R' + j\omega L'}{G' + j\omega C'}} \quad (4.67)$$

$$\gamma = \alpha + j\beta = (\alpha_c + \alpha_d) + j\beta = \sqrt{(R' + j\omega L')(G' + j\omega C')} \quad (4.68)$$

$$\epsilon_{r_{ef}} = \left(\frac{\beta c_0}{\omega}\right)^2 \quad (4.69)$$

A formulação apresentada é válida desde que sejam respeitados os seguintes intervalos:

$$\frac{1}{2\pi} \leq \frac{w}{h} \leq \frac{1}{0,012}$$

$$1 \leq \epsilon_r \leq 20$$

$$t < w$$

$$w_g > w + 6(h + t)$$

Dessa forma, para uma linha de microfita feita em um substrato de GaAs ($\epsilon_r = 12,9$, $\tan \delta = 0,0002$) de espessura $h = 365\mu\text{m}$, utilizando um filme de Au ($\sigma = 4,1 \times 10^7 \text{S/m}$) de espessura $t = 3\mu\text{m}$ com rugosidade $\Delta = 0,5\mu\text{m}$ e operando em uma frequência de 15GHz, o uso das expressões mostradas permite a visualização do comportamento da impedância característica Z_0 , da permissividade relativa $\epsilon_{r_{ef}}$ e das perdas α em função da largura da linha w . Estes parâmetros estão reportados nas Figuras 4.5, 4.6, 4.7 e 4.8, respectivamente.

Como esperado, a Figura 4.5 mostra a diminuição da impedância característica Z_0 à medida que se aumenta o valor de w . Comportamento similar

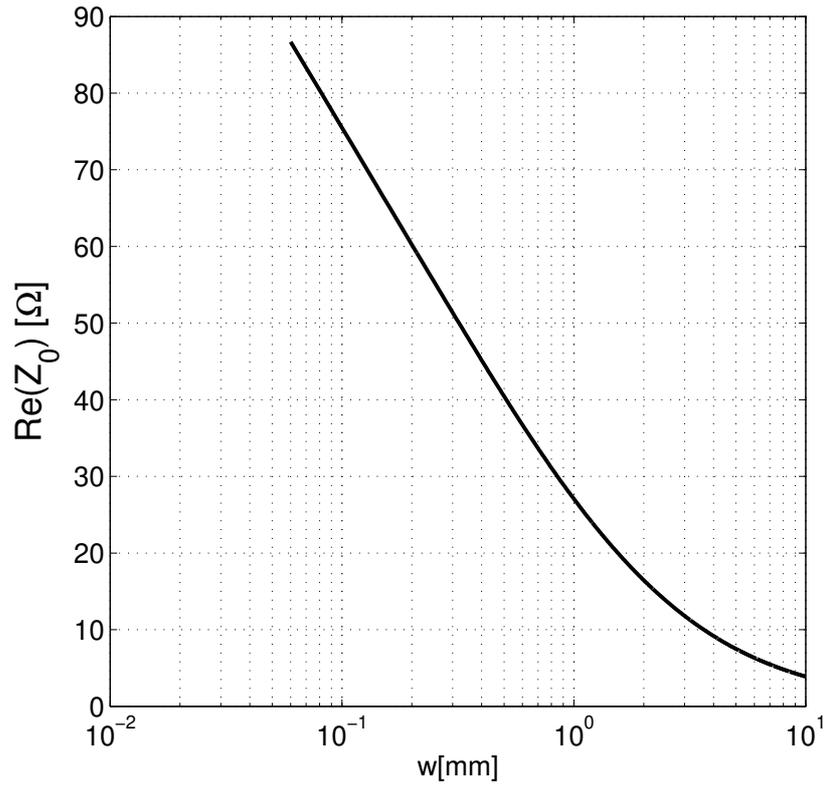


Fig. 4.5: Parte real da impedância característica Z_0 (parâmetros da linha: $\epsilon_r=12,9$, $h = 365\mu\text{m}$, $\tan \delta = 0,0002$, $\sigma_{\text{Au}} = 4,1 \times 10^7 \text{S/m}$, $t = 3\mu\text{m}$, $\Delta = 0,5\mu\text{m}$, $f_0 = 15\text{GHz}$)

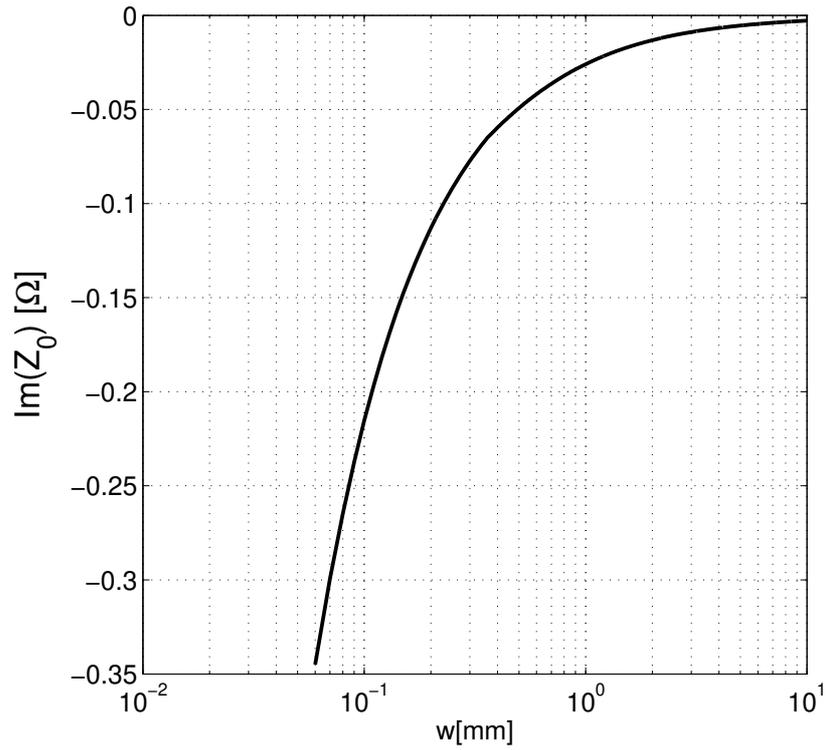


Fig. 4.6: Parte imaginária da impedância característica Z_0 (parâmetros da linha: $\epsilon_r=12,9$, $h = 365\mu\text{m}$, $\tan \delta = 0,0002$, $\sigma_{\text{Au}} = 4,1 \times 10^7 \text{S/m}$, $t = 3\mu\text{m}$, $\Delta = 0,5\mu\text{m}$, $f_0 = 15\text{GHz}$)

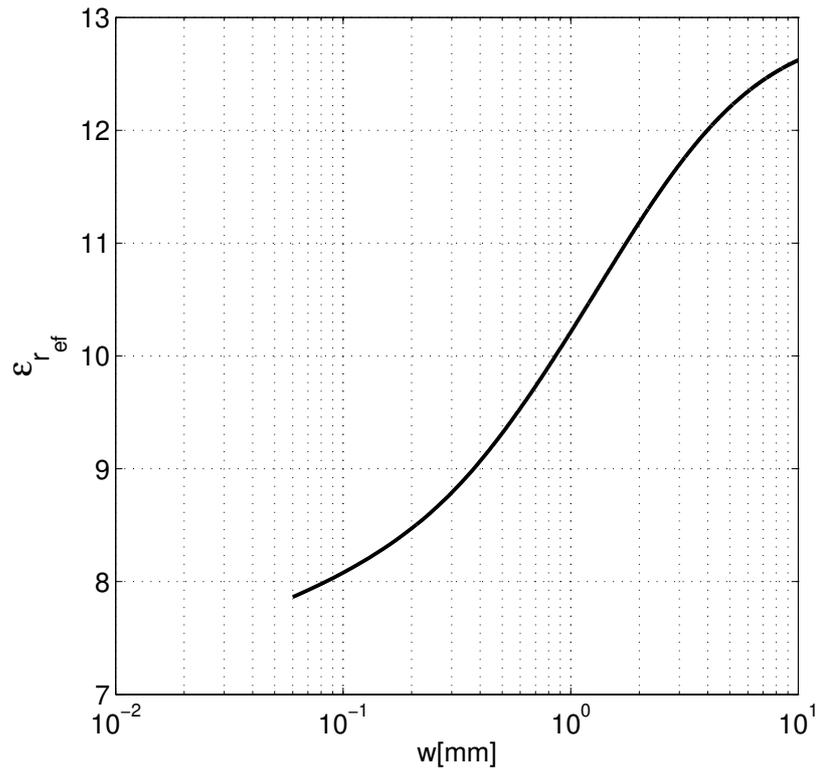


Fig. 4.7: Permeabilidade efetiva relativa $\epsilon_{r_{ef}}$ (parâmetros da linha: $\epsilon_r=12,9$, $h = 365\mu\text{m}$, $\tan \delta = 0,0002$, $\sigma_{\text{Au}} = 4,1 \times 10^7 \text{S/m}$, $t = 3\mu\text{m}$, $\Delta = 0,5\mu\text{m}$, $f_0 = 15\text{GHz}$)

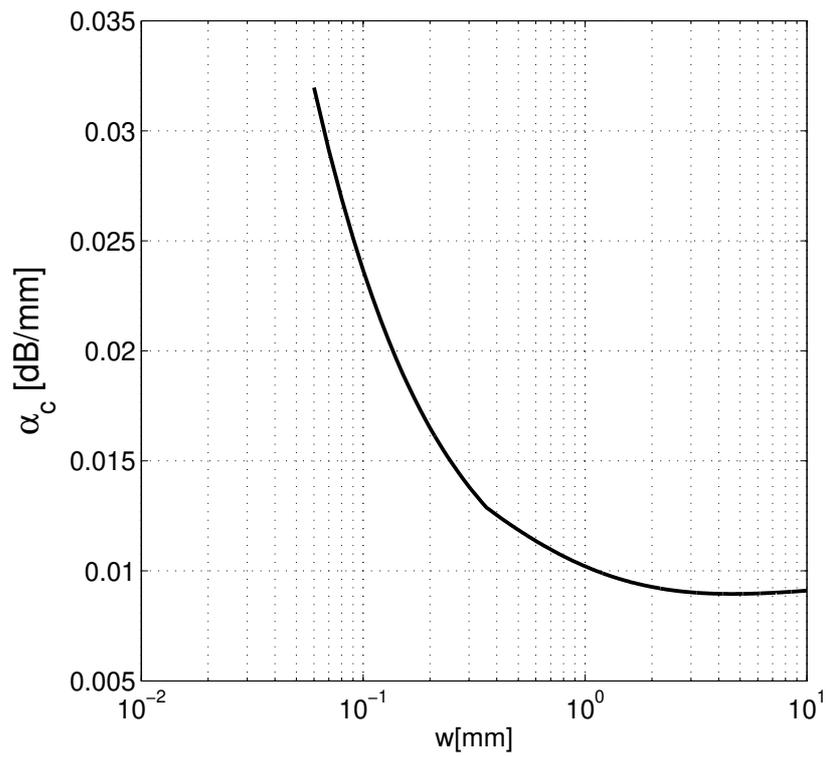


Fig. 4.8: Perda ôhmica α_c (parâmetros da linha: $\epsilon_r=12,9$, $h = 365\mu\text{m}$, $\tan \delta = 0,0002$, $\sigma_{\text{Au}} = 4,1 \times 10^7 \text{S/m}$, $t = 3\mu\text{m}$, $\Delta = 0,5\mu\text{m}$, $f_0 = 15\text{GHz}$)

é observado no que tange à perda ôhmica, conforme discussão já realizada. Além disso, a tendência da permeabilidade efetiva $\epsilon_{r_{ef}}$ em adquirir o valor da permeabilidade do substrato também é vista com o aumento de w , em consonância com o exposto na Seção 4.2.

Neste estágio, o fator de qualidade da cavidade Q_0 pode ser obtido a partir da seguinte expressão:

$$\frac{1}{Q_0} = \frac{1}{Q_\alpha} + \frac{1}{Q_r} \quad (4.70)$$

onde Q_α é o fator de qualidade devido às perdas ôhmicas e dielétricas e Q_r o fator de qualidade devido à perda por radiação.

Para uma cavidade de meio-comprimento de onda, Q_α é dado por:

$$Q_\alpha = \frac{\beta}{2\alpha} = \frac{\pi}{\lambda_g(\alpha_c + \alpha_d)} \quad (4.71)$$

Com relação à Q_r , a formulação de [Easter *et al.* 1970] fornece uma estimativa da perda por radiação:

$$Q_r = \frac{3\epsilon_{r_{ef}} Z_0 \lambda_0^2}{32\eta_0 h^2}, \quad (4.72)$$

sendo λ_0 o comprimento de onda do espaço livre.

De posse de Q_α e Q_r (vide Figuras 4.9 e 4.10), o fator de qualidade Q_0 da microfita é encontrado.

O que se pode observar da Figura 4.11 é uma região de alto fator de qualidade, atingindo o seu valor máximo $Q_0 = 158$ para $w = 360\mu\text{m}$. O decaimento de Q_α para baixos valores de w e de Q_r para altos valores de w faz com que a região de máximo Q_0 surja para valores intermediários.

4.3.2 Cálculo de Q_0 via FEM

O método dos elementos finitos (FEM) é um método numérico que, embora dispendioso em termos computacionais, apresenta a flexibilidade de simular praticamente qualquer tipo de estrutura.

Para o problema em questão, o uso deste método é apropriado pois permite visualizar a influência de todos os parâmetros, g , w e l , e obter todas as grandezas de importância da cavidade: Q_0 , f_0 e VSWR. Esta seção é dedicada ao cálculo de Q_0 .

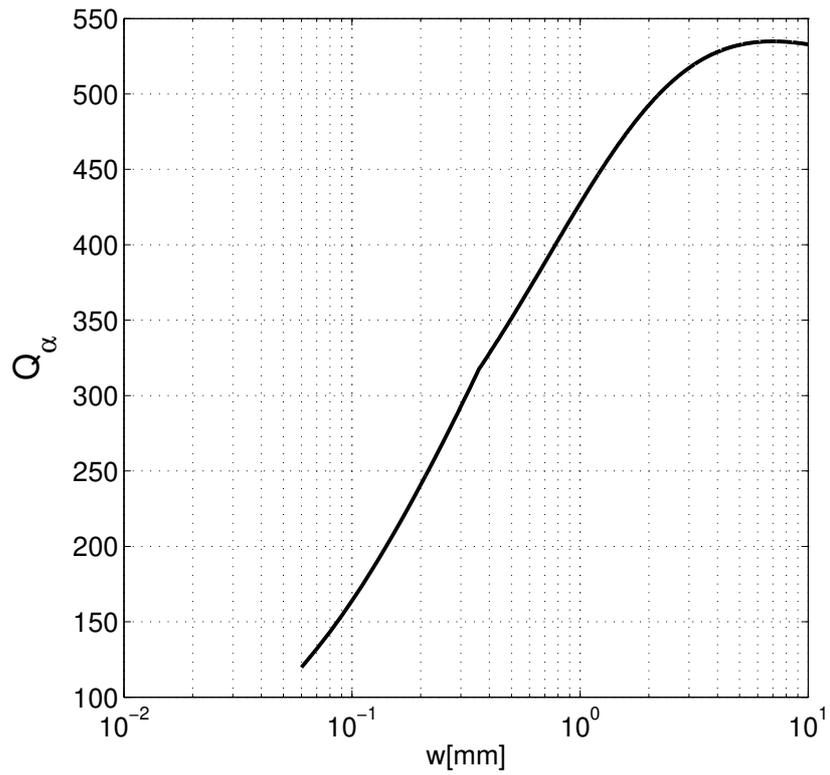


Fig. 4.9: Componente do fator de qualidade devido às perdas ôhmicas (parâmetros da linha: $\epsilon_r=12,9$, $h = 365\mu\text{m}$, $\tan \delta = 0,0002$, $\sigma_{\text{Au}} = 4,1 \times 10^7 \text{S/m}$, $t = 3\mu\text{m}$, $\Delta = 0,5\mu\text{m}$, $f_0 = 15\text{GHz}$)

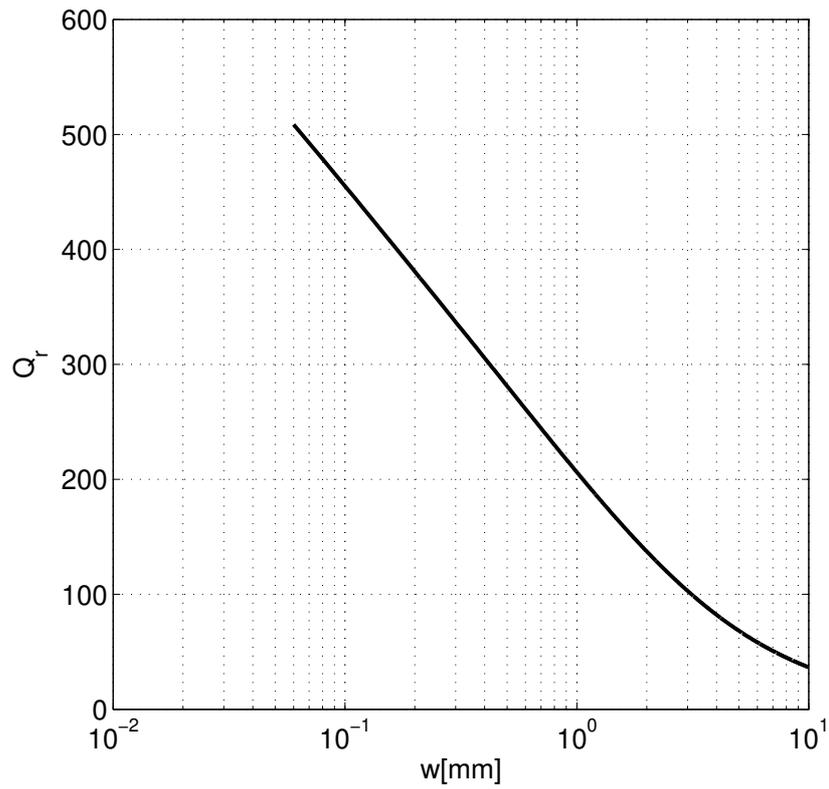


Fig. 4.10: Componente do fator de qualidade devido às perdas por radiação (parâmetros da linha: $\epsilon_r=12,9$, $h = 365\mu\text{m}$, $\tan \delta = 0,0002$, $\sigma_{\text{Au}} = 4,1 \times 10^7 \text{S/m}$, $t = 3\mu\text{m}$, $\Delta = 0,5\mu\text{m}$, $f_0 = 15\text{GHz}$)

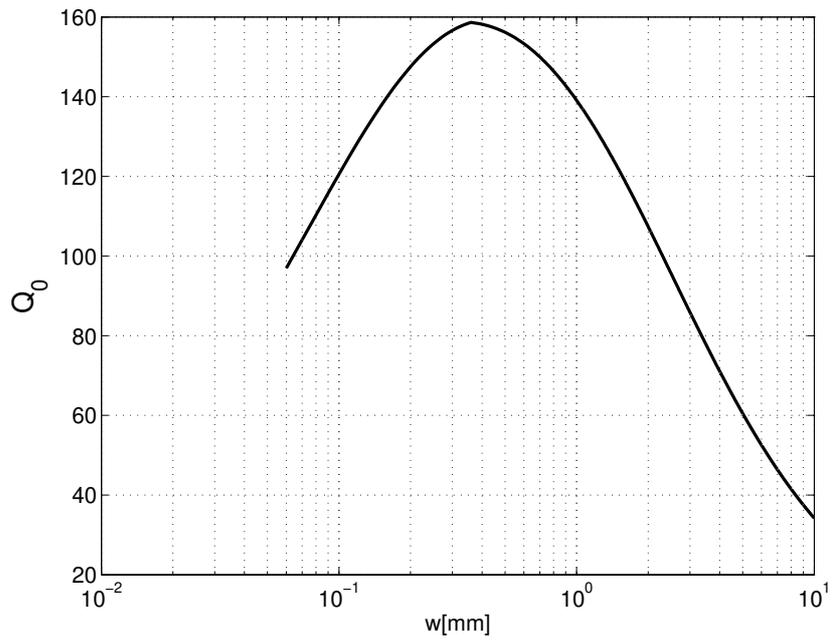


Fig. 4.11: Fator de qualidade da cavidade em função de w (parâmetros da linha: $\epsilon_r=12,9$, $h = 365\mu\text{m}$, $\tan \delta = 0,0002$, $\sigma_{\text{Au}} = 4,1 \times 10^7 \text{S/m}$, $t = 3\mu\text{m}$, $\Delta = 0,5\mu\text{m}$, $f_0 = 15\text{GHz}$)

A estrutura simulada, mostrada na Figura 4.12, utilizou os mesmos dados da seção anterior, ou seja, um substrato de GaAs ($\epsilon_r = 12,9$, $\tan \delta = 0,0002$) de espessura $h = 365\mu m$, com um filme de Au ($\sigma = 4,1 \times 10^7 S/m$) depositado de espessura $t = 3\mu m$ e a cavidade operando em uma frequência de 15GHz. Como parâmetro adicional, foi fixado um espaçamento g em $150\mu m$.

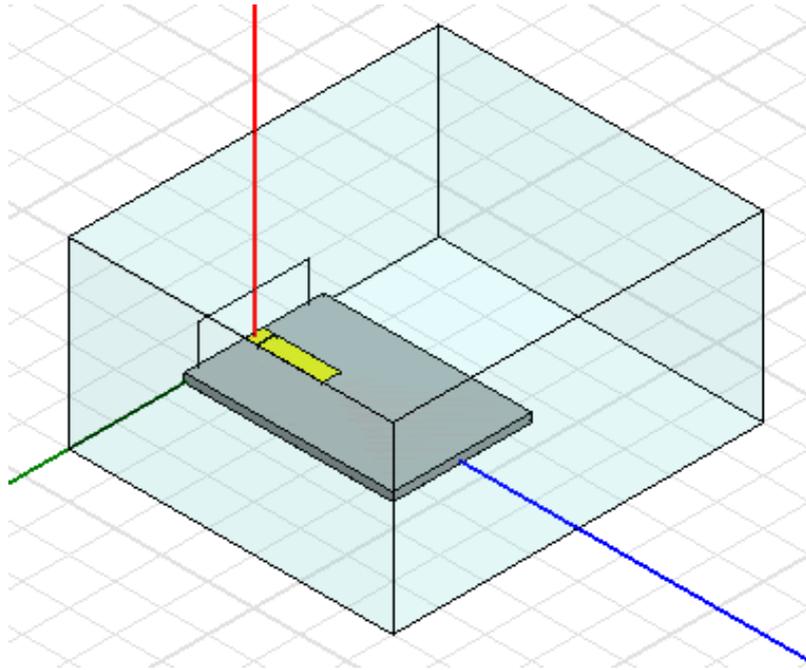


Fig. 4.12: Estrutura utilizada na simulação via FEM

Para simular o espaço livre, a cavidade foi envolta em um volume formado pelo vácuo, com as faces exteriores deste volume configuradas como condições de contorno do tipo radiação. Além desta, uma condição de contorno do tipo condutor elétrico perfeito (PEC) foi associado à face do plano de terra que não está em contato com a cavidade (vale ressaltar que o plano de terra tem uma espessura t com condutividade finita σ). As condições de contorno são ilustradas na Figura 4.13.

Fora as condições de contorno, é necessário o estabelecimento de uma forma de se excitar a geometria do problema. Isto é feito definindo-se uma *wave port*, que simula uma estrutura guiante de comprimento infinito, sendo

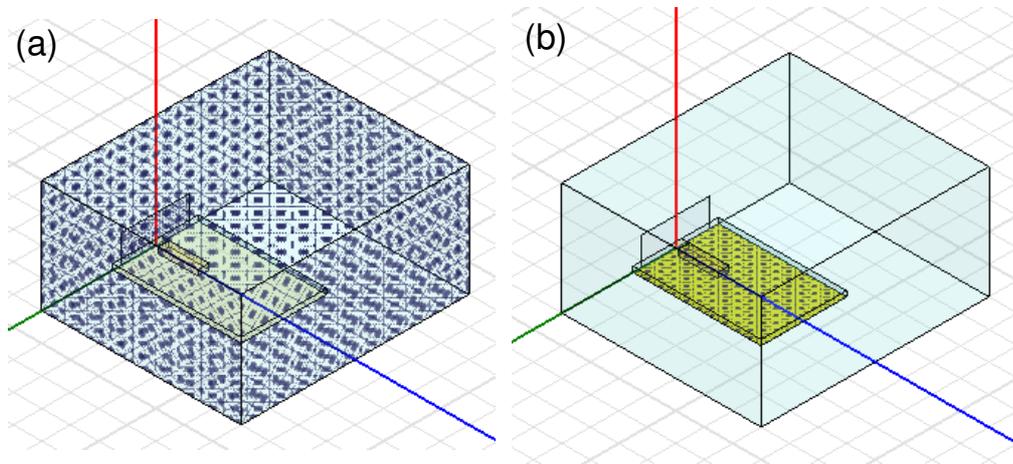


Fig. 4.13: Condições de contorno do problema: (a) Radiação (b) PEC

esta estrutura a mesma que está em contato com a seção transversal do plano que define a porta. Por exemplo, no caso em questão, a porta traz o sinal através de uma linha de microfita em GaAs de largura w , espessura h (a estrutura que está em contato com o plano da porta) e comprimento infinito entre a fonte e a estrutura que se quer excitar, ou seja, a cavidade.

Para excitar a estrutura, apenas o modo fundamental, quase-TEM (Transversal Elétrico e Magnético), foi selecionado uma vez que o modo imediatamente superior ocorre aproximadamente para [Gupta *et al.* 1996]:

$$f_c[\text{GHz}] \cong \frac{300}{\sqrt{\epsilon_r}(2w[\text{mm}] + 0,8h[\text{mm}])} \quad (4.73)$$

Considerando um substrato de GaAs ($\epsilon_r = 12,9$) com $h = 365\mu\text{m}$ e um valor de w grande, por exemplo $w = 2\text{mm}$, tem-se $f_c = 19,46\text{GHz}$. No caso de uma linha de 50Ω , $w = 270\mu\text{m}$, o valor de f_c é de 100GHz . Como a primeira etapa da simulação é a resolução dos campos no plano da porta, o estabelecimento correto da configuração dos campos é fundamental.

Além do plano da porta, outro quesito importante é o refinamento da malha nos pontos chaves da estrutura. Assim, a malha deve ser refinada de tal forma a produzir um resultado coerente e, ao mesmo tempo, ainda ser computacionalmente factível. A Figura 4.14 mostra um exemplo da malha utilizada na simulação do problema.

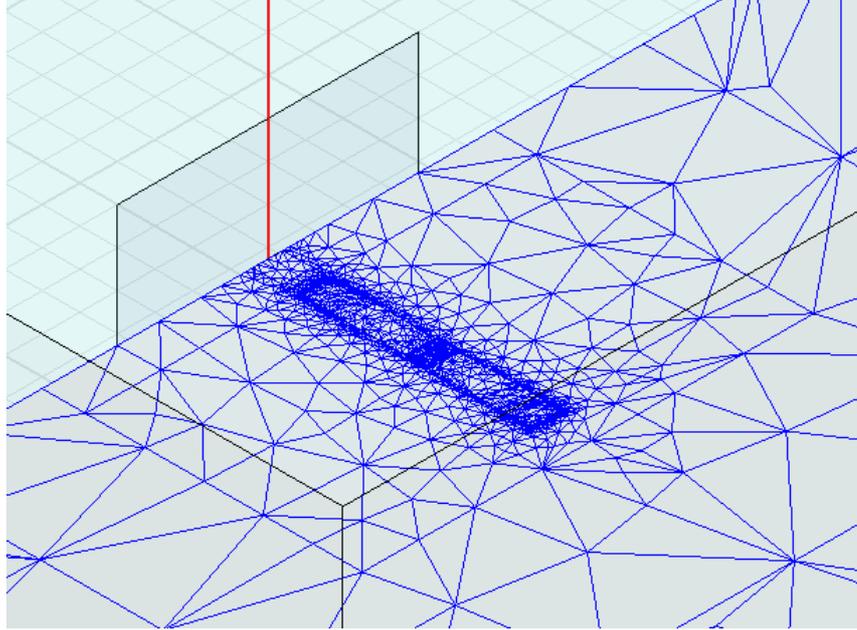


Fig. 4.14: Exemplo de malha associada ao problema

Finda esta explanação inicial, algumas simulações foram realizadas variando-se o parâmetro w . Como ϵ_{ref} varia com a mudança de w , ajustes no comprimento l da cavidade tiveram que ser feitos de modo a manter $f_0 = 15\text{GHz}$, em conformidade com (4.31).

As Figuras 4.15 e 4.16 ilustram a configuração de campos obtida com a simulação. Como esperado, eles atendem aos requisitos 2 e 3 estipulados na Seção 4.2. Além disso, devido ao efeito das extremidades em aberto da cavidade, é possível visualizar na Figura 4.15 a concentração de campo elétrico nestes extremos. Isto explica a origem do termo Δl presente em (4.31).

Outro dado obtido com a simulação é o parâmetro S_{11} da cavidade. Conforme pode ser visto na Figura 4.17, este parâmetro tem praticamente o formato de um círculo na Carta de Smith, o que já era esperado da discussão apresentada na Seção 4.1.

A partir do procedimento descrito no Apêndice A, o uso do parâmetro S_{11} obtido nas simulações permite o cálculo de Q_0 . Os dados se encontram resumidos na Tabela 4.1.

Na Figura 4.18 estão impressos os resultados do fator de qualidade Q_0 em

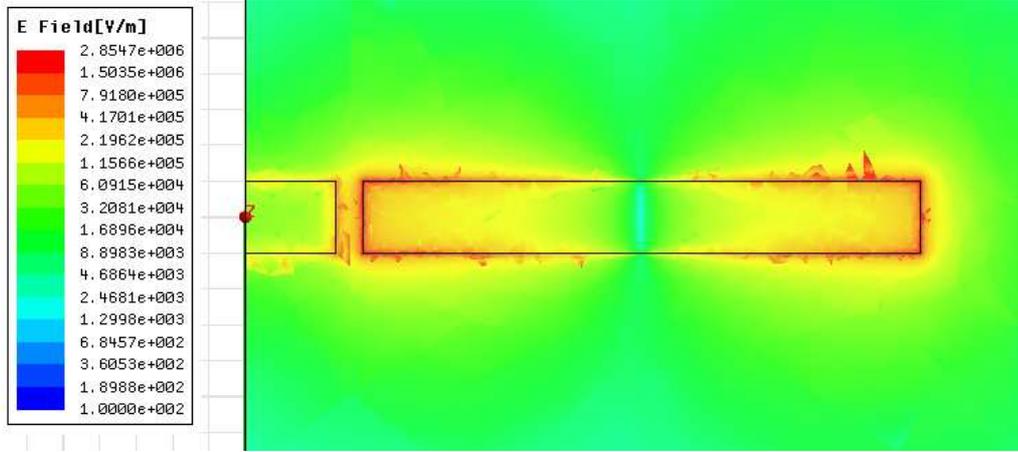


Fig. 4.15: Vista superior do campo elétrico E da cavidade ($w = 400\mu\text{m}$, $h = 365\mu\text{m}$, $g = 150\mu\text{m}$, $l = 3,21\text{mm}$, $f = 15\text{GHz}$, $P_{inc} = 1\text{W}$)

função de w para os dois métodos de cálculo. Como se pode observar, as duas curvas apresentam o mesmo perfil, atingindo o máximo Q_0 praticamente no mesmo valor de w .

No entanto, os valores de Q_0 de cada método diferem entre si: uma possível explicação para isto pode ser a subestimativa das perdas por radiação ao se usar (4.72). Uma das hipóteses presentes na formulação de Q_r é a consideração das dimensões da seção transversal da microfita como sendo muito menores do que o comprimento de onda do espaço livre, o que fez [Easter *et al.* 1970] desprezar até mesmo a existência de dispersão. De acordo com [Gonzalez 1997], a dispersão pode ser desconsiderada para circuitos operando com frequência abaixo de:

$$f_d[\text{GHz}] = 0,3\sqrt{\frac{Z_0}{h[\text{cm}]\sqrt{\epsilon_r - 1}}} \quad (4.74)$$

Assim, para um substrato de GaAs ($\epsilon_r = 12,9$) de espessura $h = 365\mu\text{m}$, mesmo considerando um valor de impedância elevado, como $Z_0 = 100\Omega$, tem-se $f_d = 8,45\text{GHz}$. Como as frequências de interesse estão acima deste valor, a dispersão não pode ser desprezada.

Pelos resultados obtidos em ambos os métodos, vê-se que o fator de qualidade de uma cavidade de microfita é muito inferior ao encontrado em cavi-

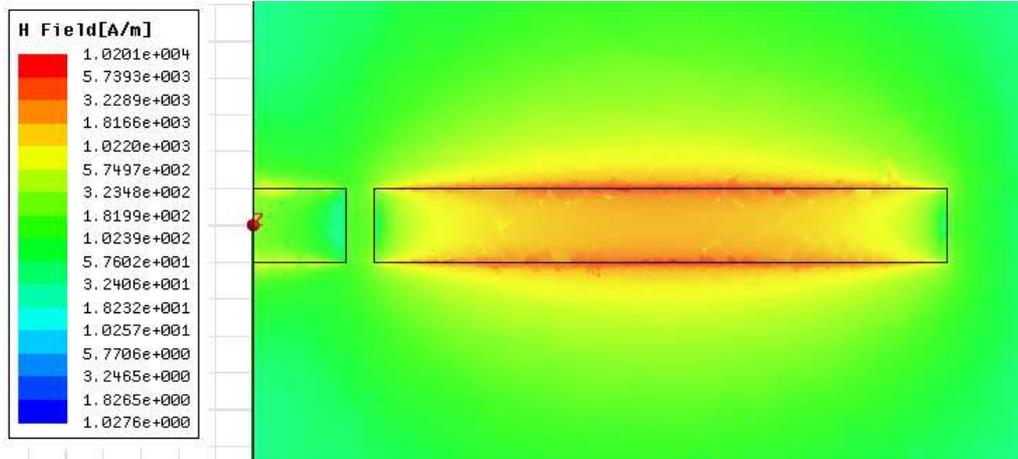


Fig. 4.16: Vista superior do campo magnético H da cavidade em GaAs ($w = 400\mu\text{m}$, $h = 365\mu\text{m}$, $g = 150\mu\text{m}$, $l = 3,21\text{mm}$, $f = 15\text{GHz}$, $P_{inc} = 1\text{W}$)

dades metálicas fechadas utilizadas na instrumentação convencional de ESR. Por exemplo, para uma cavidade cilíndrica operando no modo TE_{011} em 10GHz , o fator de qualidade é da ordem de 10000 .

4.4 Fator de preenchimento

Fora o fator de qualidade, outro parâmetro de interesse em ser obtido é o fator de preenchimento. Considerando que a amostra esteja concentrada na região de máximo \vec{H}_1 , a seguinte aproximação pode ser feita em (3.13):

$$\eta = \xi V_s \quad (4.75)$$

sendo ξ o fator de preenchimento normalizado:

$$\xi = \frac{|\vec{H}_1|_{max}^2}{\int_{V_c} |\vec{H}_1|^2 dV} \quad (4.76)$$

Para se computar os termos no numerador e no denominador de ξ , utilizou-se o FEM. Devido às descontinuidades do problema e à discretização do

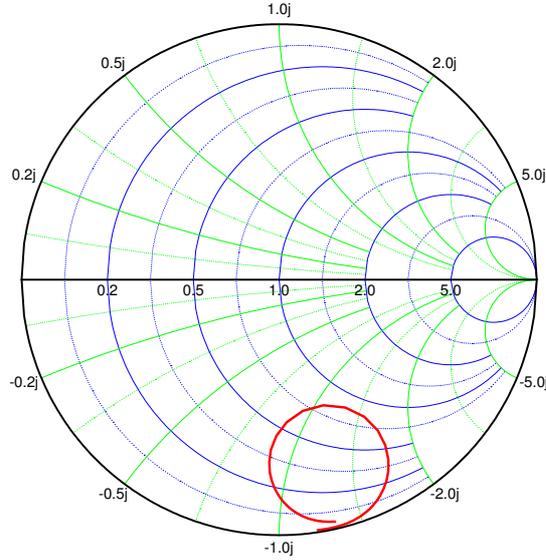


Fig. 4.17: Parâmetro S_{11} da cavidade em função da frequência ($w = 400\mu\text{m}$, $h = 365\mu\text{m}$, $g = 150\mu\text{m}$, $l = 3,21\text{mm}$, $14 \leq f \leq 16\text{GHz}$, $P_{inc} = 1\text{W}$)

método numérico, o volume considerado para a obtenção de $|\vec{H}_1|_{max}^2$ foi estabelecido em torno da região central da cavidade e posicionado rente à superfície do substrato. Este volume foi escalonado com a mudança de w .

No que tange a $\int_{V_c} |\vec{H}_1|^2 dV$, o seu cálculo foi realizado sobre um volume maior do que o da cavidade, uma vez que os campos não estão plenamente confinados sob o condutor de microfita. No entanto, à medida que se afasta da cavidade, a contribuição do campo nesta região para $\int_{V_c} |\vec{H}_1|^2 dV$ vai diminuindo. O mesmo volume de cálculo foi utilizado para todas as simulações variando w . A Figura 4.19 mostra os dois volumes considerados.

Os valores de ξ obtidos estão na Tabela 4.2.

A título de comparação, o fator de preenchimento normalizado de uma cavidade cilíndrica é igual a [Poole 1983]:

$$\xi = \frac{12,33}{1 + \left(0,82\frac{r}{a}\right)^2} \left(\frac{1}{V_c}\right) \quad (4.77)$$

Por exemplo, para uma cavidade cilíndrica com raio $r = 20,5\text{mm}$ e altura $a = 41\text{mm}$, o ξ resultante é de $1,95 \times 10^5$.

Tab. 4.1: Fator de qualidade Q_0 obtido via FEM (parâmetros da cavidade: $\epsilon_r = 12,9$, $h = 365\mu\text{m}$, $t = 3\mu\text{m}$, $g = 150\mu\text{m}$, $f_0 = 15\text{GHz}$)

w [mm]	l [mm]	Q_0
0,1	3,34	$101,8 \pm 1,0$
0,2	3,22	$116,1 \pm 1,0$
0,4	3,07	$118,0 \pm 1,1$
0,6	2,96	$109,6 \pm 1,2$
0,8	2,88	$108,2 \pm 1,3$
1,0	2,81	$95,1 \pm 1,2$
1,2	2,77	$89,4 \pm 1,4$
1,5	2,72	$84,7 \pm 1,6$
2,0	2,64	$69,1 \pm 1,6$

Dessa forma, apesar do seu baixo fator de qualidade, a cavidade de microfita apresenta um alto fator de preenchimento, resultando em um produto $Q_0\xi$ aproximadamente três ordens de grandeza superior ao encontrado em uma cavidade utilizada na instrumentação convencional de ESR, no caso a cavidade cilíndrica. A Figura 4.20 apresenta o produto $Q_0\xi$ para os dados calculados via FEM.

4.5 Acoplamento

A última variável da cavidade a ser analisada é o espaçamento g . A sua função primordial é ajustar o acoplamento da cavidade de modo que o VSWR esteja em uma faixa de valores que resulte em uma sensibilidade adequada para ambos os tipos de detecção (potência ou tensão). Pelos resultados da Seção 3.2, um valor de VSWR entre 2 e 4 é adequado.

A capacitância C_e associada ao espaçamento g entre linhas, responsável pela reatância X_e utilizada no modelo de cavidade desenvolvido na Seção 4.1, pode ser obtida a partir de [Kirschning *et al.* 1983], para substratos com $6 \leq \epsilon_r \leq 13$:

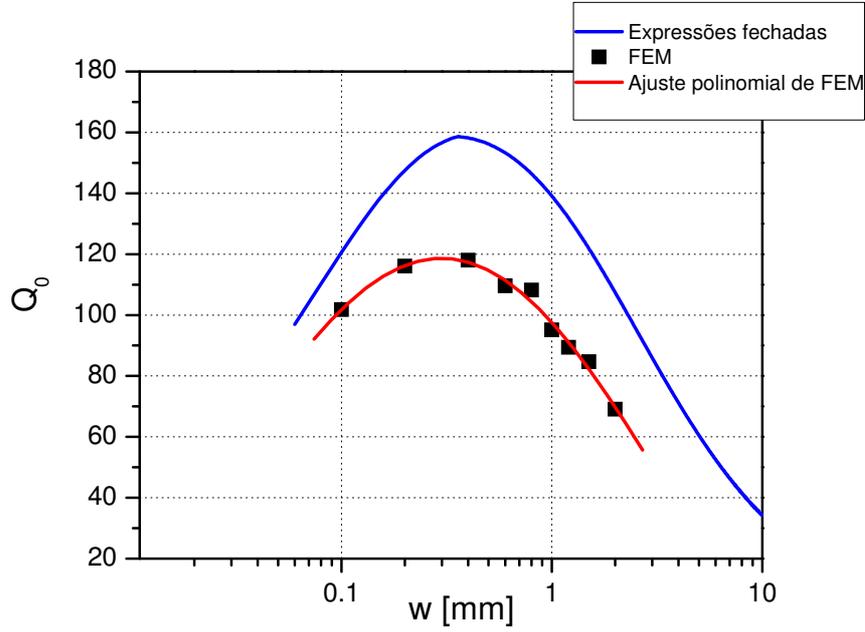


Fig. 4.18: Fator de qualidade da cavidade obtido via FEM e via expressões fechadas

$$C_e[\text{pF}] = \frac{1}{2} M_1 h[\text{mm}] \exp\left(-1,86 \frac{g}{h}\right) \cdot \left[1 + 4,19 \left(1 - \exp\left(-0,785 \sqrt{\frac{h}{w}}\right)\right)\right] \quad (4.78)$$

com $M_1 = 0,04598 \cdot (0,272 + 0,07\epsilon_r) \left(0,03 + \left(\frac{w}{h}\right)^{1,23}\right)$.

O uso desta expressão para diferentes valores de w e de g permite confeccionar a Figura 4.21.

Com este resultado e fazendo uso das equações (4.24), (4.25) e (4.28), é possível observar que:

1. g fixo e w crescente: nesta situação tem-se C_e crescente, ou seja, X_e decrescente, e Z_0 decrescente. Isto faz com que o coeficiente de acoplamento κ seja crescente e, por sua vez, o diâmetro do laço d

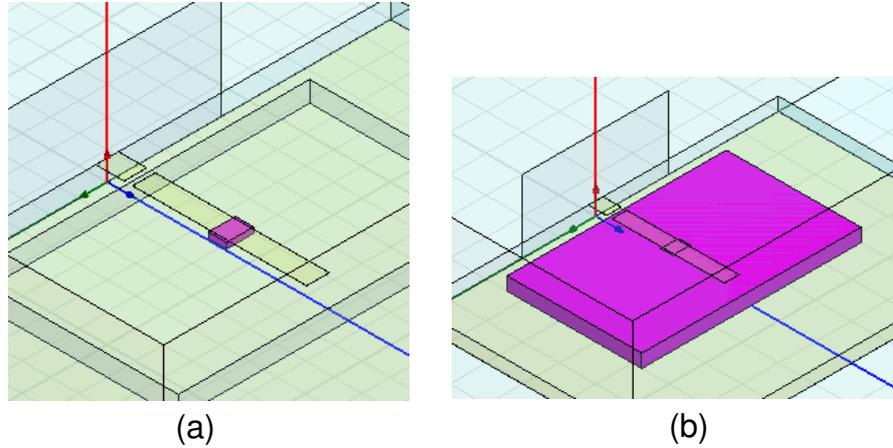


Fig. 4.19: Cálculo do fator de preenchimento: (a) região para a obtenção de $|\vec{H}_1|_{max}^2$; (b) volume para o cálculo de $\int_{V_c} |\vec{H}_1|^2 dV$

cresça. Para a situação de subacoplamento, esta variação de parâmetros resulta na diminuição do VSWR. No sobreacoplamento, ocorre a situação oposta.

2. **w fixo e g crescente:** neste caso o parâmetro X_e cresce, fazendo com que κ diminua, isto é, o diâmetro d diminua. Para um caso subacoplado, isto culmina no aumento do VSWR, enquanto que, no sobreacoplado, na diminuição.

Remetendo às simulações apresentadas nas Seções 4.3.2 e 4.4, comprova-se o comportamento esperado do item 1 (Tabela 4.3).

Com relação ao item 2, o aumento do VSWR também foi verificado pelas simulações, como mostrado na Tabela 4.4.

4.6 Parte experimental

De modo a verificar os efeitos de cada parâmetro na resposta da cavidade bem como estipular as dimensões de modo que o MR atenda aos requisitos solicitados, foram realizados experimentos de modo a contemplar estas diferentes situações.

Tab. 4.2: Fator de preenchimento ξ obtido via FEM (parâmetros da cavidade: $\epsilon_r = 12,9$, $h = 365\mu\text{m}$, $t = 3\mu\text{m}$, $g = 150\mu\text{m}$, $f_0 = 15\text{GHz}$, $P_{inc} = 1\text{W}$)

w [mm]	$ H_1 _{max}^2 [\text{A/m}]^2$	ξ
0,1	$9,91 \times 10^7$	$4,09 \times 10^{11}$
0,2	$6,85 \times 10^7$	$1,43 \times 10^{11}$
0,4	$6,76 \times 10^7$	$9,55 \times 10^{10}$
0,6	$4,23 \times 10^7$	$6,06 \times 10^{10}$
0,8	$2,93 \times 10^7$	$3,62 \times 10^{10}$
1,0	$2,28 \times 10^7$	$3,56 \times 10^{10}$
1,2	$1,73 \times 10^7$	$2,42 \times 10^{10}$
1,5	$1,16 \times 10^7$	$1,54 \times 10^{10}$
2,0	$6,74 \times 10^6$	$1,06 \times 10^{10}$

As cavidades foram construídas utilizando-se métodos convencionais de fotolitografia. Primeiramente, um filme de Ti+Au com algumas centenas de angstroms é depositado sobre o substrato (a função do Ti é ancorar o Au no substrato). Após isto, a espessura da camada de Au é aumentada através de um processo eletroquímico, resultando em um camada de Au da ordem de microns. Na seqüência, a gravação das cavidades é feita, primeiro aplicando-se fotoresiste e depois expondo a lâmina à luz ultravioleta. O próximo passo é a corrosão dos metais (*etching*), o que finaliza o processo.

Para realizar a caracterização da cavidade, foi utilizado um analisador de redes vetorial (VNA), marca HP8510C (45MHz-65GHz), equipado com um sistema de pontas *Cascade*, apropriado para a medida de circuitos de microondas em *wafer*. Na Seção 5.2 é apresentada a transição necessária entre este sistema de medição e a linha de microfita.

A partir dos parâmetros S obtidos com o VNA e utilizando o método delineado no Apêndice A, todas as grandezas que caracterizam a cavidade foram obtidas. A primeira situação, com g fixo e w variando, se encontra na Tabela 4.5.

Pelos dados apresentados, se observa uma grande concordância da frequência de ressonância medida com o valor teórico $f_0 = 15\text{GHz}$. A máxima discrepância observada foi de 0,6%.

Com relação ao fator de qualidade, o decaimento para baixos e para al-

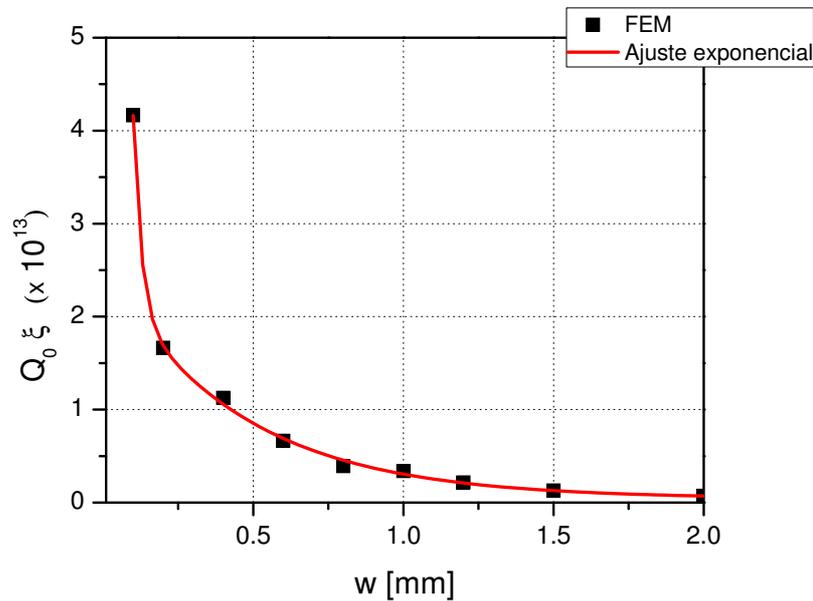


Fig. 4.20: Produto $Q_0\xi$ para uma cavidade de microfita

tos valores de w foi comprovado pelo experimento. No entanto, estes valores diferem do caso teórico devido às incertezas no processo de fabricação: mesmo tendo sido crescido sobre um filme espelhado, a camada de Au crescida apresenta um aspecto fosco, um indicativo de rugosidade da ordem de microns. Outro fato relevante foi a deposição de uma camada metálica com espessura menor do que a desejada: $1,5\mu\text{m}$ ao invés de $3\mu\text{m}$.

Esta incertezas no processo somada à sensibilidade do acoplamento ante à mudança de g podem explicar as discrepâncias observadas em κ . Entretanto, ao se aumentar a largura w , a diminuição do VSWR para os casos subacoplados ($\kappa < 1$) e o seu aumento para os casos sobreacoplados ($\kappa > 1$) foram observados, conforme discussão na Seção 4.5.

As respostas obtidas se encontram na Figura 4.22.

Como esperado, o formato das curvas medidas lembra a de um círculo. No entanto, para os casos de w acima de $0,8\text{mm}$, o formato desta curva se encontra distorcido, provavelmente em decorrência do efeito de radiação se tornar mais pronunciado.

Além disso, como a largura w da cavidade foi variada, o comprimento

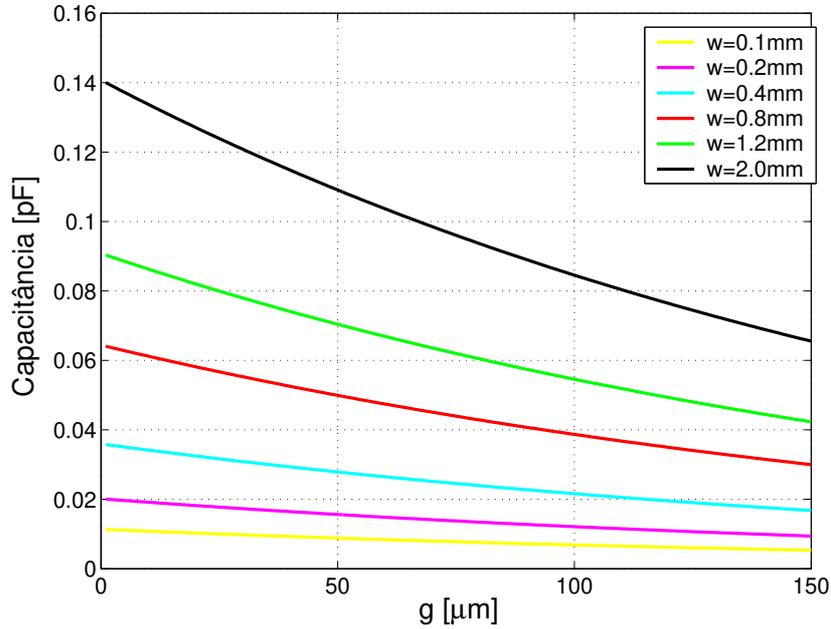


Fig. 4.21: Comportamento da capacitância C_e em função de g e de w ($\epsilon_r=12,9$, $h = 365\mu\text{m}$)

da transição do tipo *tapper*, que faz o casamento entre a cavidade e o *stub* radial (a largura do *stub* é fixa em $100\mu\text{m}$), também varia. Esta diferença de comprimento elétrico faz com que a resposta de cada cavidade se encontre deslocada entre si.

Para a situação em que w permanece fixo e g varia, os resultados experimentais estão resumidos na Tabela 4.6.

Assim, é possível observar o aumento de VSWR com o aumento de g , em consonância com o previsto pela simulação. A resposta destas cavidades é mostrada na Figura 4.23.

Pelas medidas feitas, mesmo tendo um fator de preenchimento mais elevado, o uso de cavidades com $w \leq 0,1\text{mm}$ não é recomendável pois exige um espaçamento g muito pequeno para se atingir um valor de VSWR razoável, ou seja, $2 \leq \text{VSWR} \leq 4$, o que complica o processo de fabricação.

Dessa forma, a configuração de cavidade que atende da melhor forma possível todos os critérios estipulados na Seção 4.2 é:

Tab. 4.3: VSWR obtido via FEM (parâmetros da cavidade: $\epsilon_r = 12,9$, $h = 365\mu\text{m}$, $t = 3\mu\text{m}$, $g = 150\mu\text{m}$, $f_0 = 15\text{GHz}$, caso subacoplado)

w [mm]	VSWR
0,1	12,25
0,2	5,99
0,4	3,37
0,6	2,63
0,8	2,10
1,0	2,08
1,2	1,96
1,5	1,75
2,0	1,75

Tab. 4.4: VSWR obtido via FEM (parâmetros da cavidade: $\epsilon_r = 12,9$, $h = 365\mu\text{m}$, $t = 3\mu\text{m}$, $w = 200\mu\text{m}$, $f_0 = 15\text{GHz}$, caso subacoplado)

g [μm]	VSWR
30	1,19
60	2,07
100	3,57

- largura $w = 200\mu\text{m}$
- comprimento $l = 3,21\text{mm}$
- espaçamento $g = 35\mu\text{m}$

Os parâmetros que caracterizam esta cavidade são:

- $f_0 = 15\text{GHz}$
- $Q_0 = 79,7 \pm 1,6$
- $\kappa = 0,3098$
- VSWR = 3,13
- $\xi = 1,43 \times 10^{11}$ (obtido por simulação)

Tab. 4.5: Medida do fator de qualidade Q_0 e comparação com os valores teóricos (parâmetros da cavidade: $\epsilon_r = 12,9$, $h = 365\mu\text{m}$, $t = 1,5\mu\text{m}$, $g = 60\mu\text{m}$)

w [mm]	f_0 [GHz]	Q_0	$Q_{0_{teo}}$	VSWR	VSWR $_{teo}$
0,1	14,97	$62,3 \pm 0,6$	$97,1 \pm 0,3$	11,81	3,95
0,2	15,03	$87,9 \pm 1,6$	$106,7 \pm 0,6$	4,37	2,07
0,4	14,94	$74,5 \pm 2,1$	$117,3 \pm 1,1$	1,96	1,15
0,8	14,96	$75,7 \pm 3,2$	$110,0 \pm 1,2$	1,11	1,46
2,0	15,10	$61,3 \pm 3,6$	$77,1 \pm 2,1$	1,57	1,79

Tab. 4.6: Medida do fator de qualidade Q_0 e comparação com os valores teóricos (parâmetros da cavidade: $\epsilon_r = 12,9$, $h = 365\mu\text{m}$, $t = 1,5\mu\text{m}$, $w = 100\mu\text{m}$)

g [μm]	f_0 [GHz]	Q_0	κ	VSWR
30	14,93	$61,0 \pm 0,7$	0,149	6,56
45	14,90	$57,6 \pm 1,6$	0,111	8,81
60	14,97	$62,3 \pm 0,6$	0,079	11,80

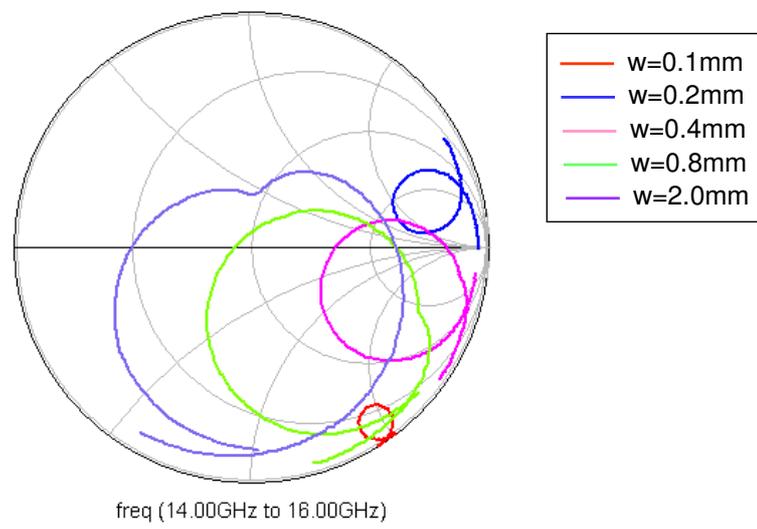


Fig. 4.22: Parâmetro S_{11} medido para cavidades com diferentes valores de w ($\epsilon_r=12,9$, $h = 365\mu\text{m}$, $g = 150\mu\text{m}$)

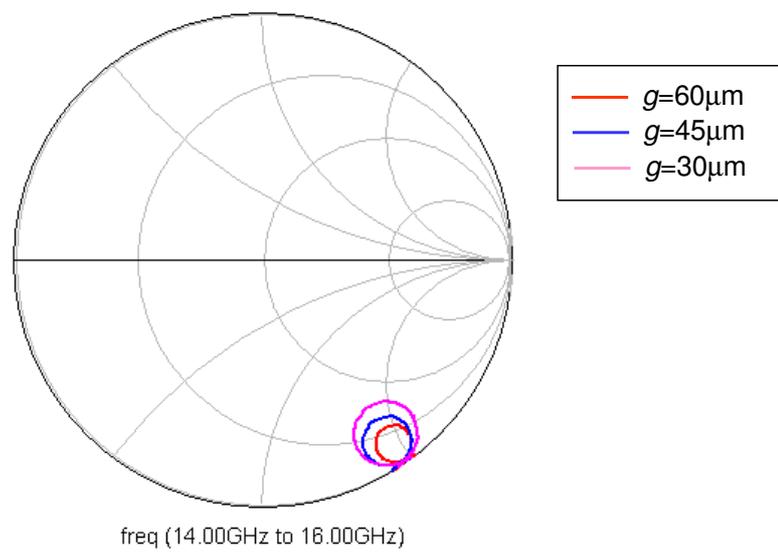


Fig. 4.23: Parâmetro S_{11} medido para cavidades com diferentes valores de w ($\epsilon_r=12,9$, $h = 365\mu\text{m}$, $w = 100\mu\text{m}$)

4.7 Sensibilidade

De posse destes dados, ao se utilizar uma molécula orgânica denominada DPPH (1,1-diphenyl-2-picrylhydrazyl, Figura 4.24) como amostra paramagnética, com $\Delta\omega_{pp} = 2\text{G}$ na temperatura ambiente ($T_s = T_d = 300\text{K}$), uma estimativa do número mínimo de spins em função da potência incidente na cavidade é obtida a partir de (3.37), que considera um sistema de detecção ideal e a amostra fora do regime de saturação.

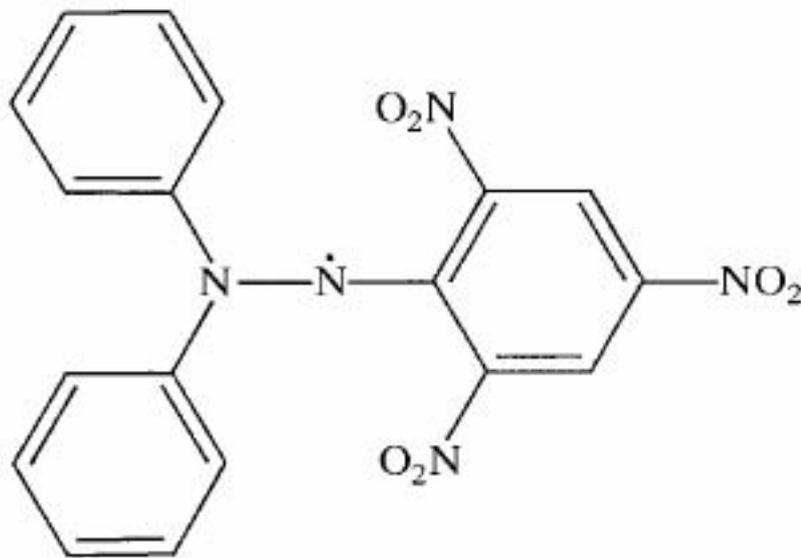


Fig. 4.24: Molécula de DPPH. O efeito paramagnético surge do momento de spin da valência na ponte de N.

A Figura 4.25 mostra o número mínimo de spins para um sistema utilizando uma cavidade de microfita ($w = 200\mu\text{m}$, $Q_0 = 79,7$, $f_0=15\text{GHz}$, $\xi = 1,43 \times 10^{11}$) e outro utilizando uma cavidade cilíndrica ($Q_0 = 10000$, $f_0=10\text{GHz}$, $\xi = 1,95 \times 10^5$). Comparando as duas curvas, vê-se que a cavidade de microfita tem o potencial de melhorar a sensibilidade de três a quatro grandezas. Assim, para um sistema em operação com o número mínimo de

spins igual a 10^{12} spins, o uso da microfita pode abaixar este número para 10^9 , segundo esta estimativa.

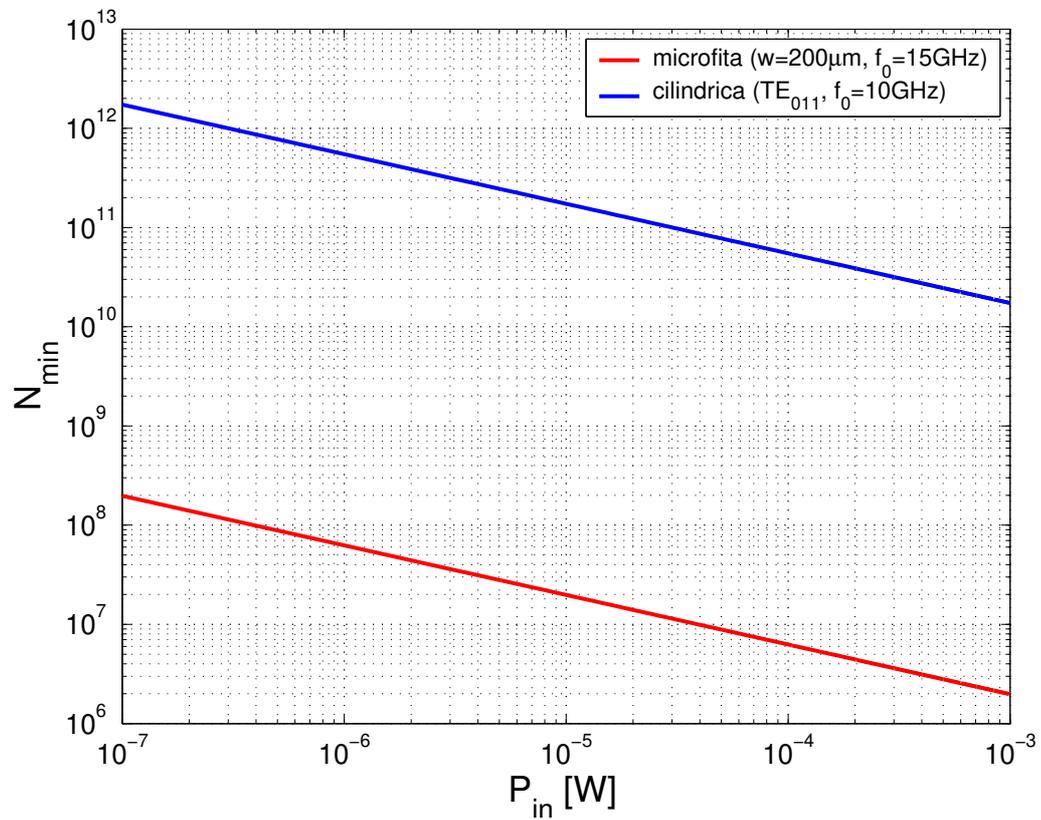


Fig. 4.25: Número mínimo teórico de spins ($T=300\text{K}$, $B_d=0,1\text{Hz}$, $\Delta\omega_{pp} = 2\text{G}$, não-saturação)

Capítulo 5

Interfaces e transições

No caminho entre a fonte de microondas e a cavidade, é necessário utilizar algumas transições de modo que o sinal chegue até a amostra. Como já foi dito, uma transição do tipo coplanar-microfita é necessária para se medir a cavidade. No que tange ao espectrômetro, transições do tipo coaxial-microfita e microfita-cavidade são necessárias para o sinal poder ser acoplado à cavidade que, neste caso, se encontra conectada na haste do criostato.

5.1 Caracterização de uma transição

Para a caracterização de uma dada transição, utiliza-se um circuito formado por duas destas transições separadas por uma linha de transmissão, geralmente de 50Ω . Em termos matriciais, este circuito é representado da seguinte forma (Figura 5.1):

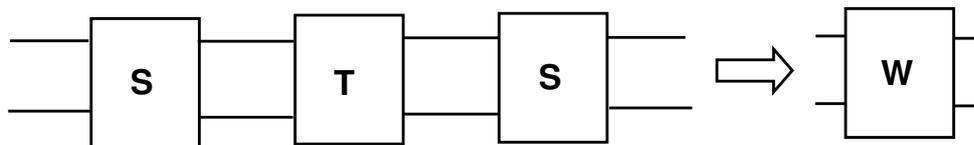


Fig. 5.1: Esquema para o teste das transições

onde **S** denota os parâmetros S da transição que se quer caracterizar, **T** os

parâmetros S da linha de transmissão e \mathbf{W} os parâmetros S medidos, ou seja, aqueles adquiridos com um analisador de redes.

Dessa forma, o sistema matricial fica:

Considerando que as transições possuam resposta simétrica, isto é, apresentem $S_{11} = S_{22}$ e $S_{21} = S_{12}$, e a linha de transmissão seja perfeitamente casada ($T_{11} = T_{22} = 0$) e simétrica ($T_{12} = T_{21}$), é possível mostrar que [Morgan 2002]:

$$W_{11} = S_{11} + S_{22} \frac{T_{21}^2 S_{21}^2}{1 - S_{22}^2 T_{21}^2} \quad (5.1)$$

$$W_{21} = \frac{S_{21}^2 T_{21}}{1 - S_{22}^2 T_{21}^2} \quad (5.2)$$

Substituindo (5.2) em (5.1):

$$W_{11} = S_{11} + S_{22} T_{21} W_{21} \quad (5.3)$$

Expandindo esta equação:

$$|W_{11}| \exp(j\theta_1) = |S_{11}| \exp(j\theta_{s1}) + |S_{22}| |T_{21}| \exp(j\theta') |M_{21}| \exp(j\theta_2) \quad (5.4)$$

Analisando a expressão acima, percebe-se que o máximo W_{11} ocorre para $\theta_1 = \theta_{s1} = \theta' + \theta_2$, isto é:

$$|W_{11}| = |S_{11}| + |S_{22}| |T_{21}| |W_{21}| \quad (5.5)$$

Nesta condição, como $|W_{11}|$ e $|S_{11}|$ estão alinhados, a transmissão medida $|W_{21}|$ apresentará um mínimo e fase $\theta_2 = \theta_1 - \theta'$.

Assim, a partir dos parâmetros S extraídos do circuito e do conhecimento da perda da linha de transmissão, o parâmetro $|S_{11}|$ da transição pode ser obtido de (5.5), avaliado *nos pontos de máximo* $|W_{11}|$:

$$|S_{11}| = \frac{|W_{11}|}{1 + |W_{21}| |T_{21}|} \quad (5.6)$$

Com relação à perda de inserção $|S_{21}|$, da expressão (5.2), como é assumido $S_{11} = S_{22}$, obtém-se:

$$S_{21}[\text{dB}] = \frac{M_{21}[\text{dB}] - T_{21}[\text{dB}]}{2} + 10 \log(|1 - S_{11}^2 T_{21}^2|) \quad (5.7)$$

No entanto, nos mínimos de $|S_{11}|$, o termo logarítmico apresenta o seu menor valor, fazendo com que a seguinte aproximação seja usada:

$$S_{21}[\text{dB}] \approx \frac{M_{21}[\text{dB}] - T_{21}[\text{dB}]}{2} \quad (5.8)$$

Portanto, com base nas expressões (5.6) e (5.8), os dois parâmetros que caracterizam uma transição, o casamento e a perda de inserção, são obtidos.

5.2 Transições para o teste da cavidade

Para realizar a medida das cavidades relatadas na Seção 4.6, foi necessário confeccionar uma transição do tipo coplanar-microfita de tal forma que o sistema de pontas *Cascade* pudesse ser utilizado.

A vantagem em se usar este sistema de pontas é a praticidade, pois várias cavidades podem ser construídas no mesmo substrato e este não precisa ser particionado de modo a isolar cada cavidade a ser medida.

A maior dificuldade para se fazer esta transição é o acoplamento entre o plano de terra da linha coplanar, que se localiza na face superior do substrato, e o plano de terra da linha de microfita, que se localiza no face inferior. À primeira vista, uma solução mais direta seria fazer furos metalizados no substrato para ligar fisicamente estes planos.

No entanto, dependendo do substrato em questão, por exemplo GaAs, a confecção destes furos não é trivial, requerendo um certo estudo de processos, seja por via úmida (soluções químicas), seja por via seca (plasma), para a sua confecção. Este estudo demandaria tempo e sairia do foco do trabalho uma vez que a estrutura que se quer medir, o MR, não necessita de furos.

Para superar esta dificuldade, seguindo a sugestão de [Williams *et al.* 1988], é proposto o uso de um *stub* radial. O esquema deste *stub* é mostrado na Figura 5.2.

A menor impedância deste *stub*, situação que proporciona o acoplamento entre os planos de terra, ocorre para um comprimento:

$$l_s \approx \frac{c_0}{2f_l \pi \sqrt{\epsilon_r}}, \quad (5.9)$$

onde ϵ_r é a permissividade relativa do substrato e f_l a frequência de operação ótima. No outro extremo, a frequência f_u para o qual a impedância do stub fica infinita é dada por:

$$f_u \approx 3,832 f_l \quad (5.10)$$

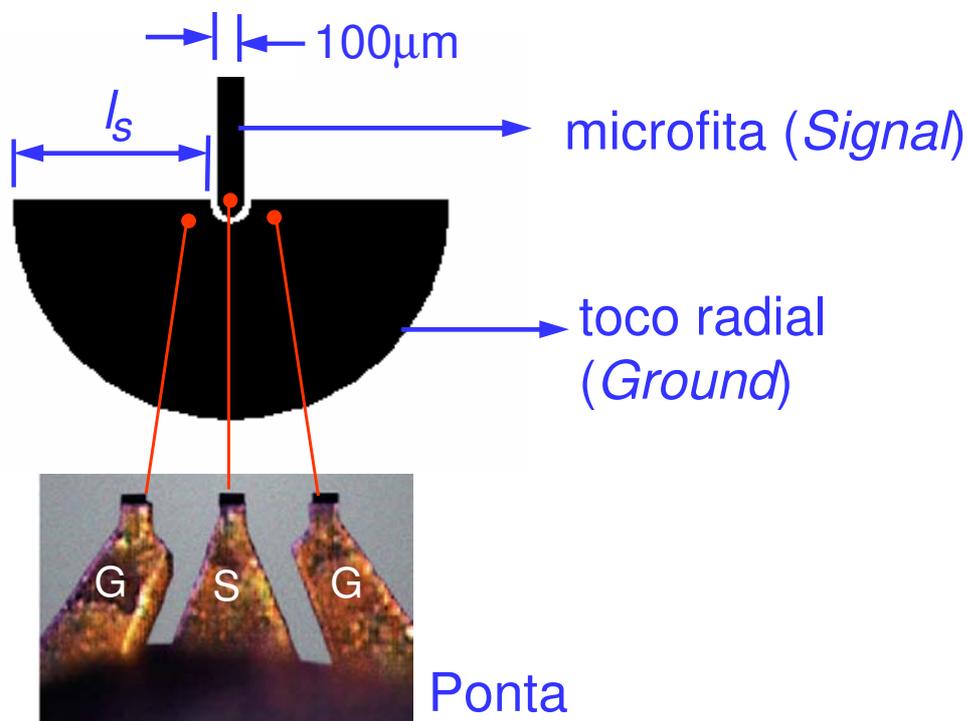


Fig. 5.2: Toco (*stub*) radial e representação do sistema de pontas

Assim, para um *stub* em GaAs ($\epsilon_r = 12,9$) operando em 15GHz, tem-se $l_s = 885\mu\text{m}$ e a frequência máxima de operação de aproximadamente 57,48GHz.

Além desta transição, uma linha de microfita é colocada entre o *stub* radial e a cavidade para compensar a diferença de largura (*tapper transition*). Enquanto a largura da linha do *stub* é fixa em $100\mu\text{m}$ para respeitar o *pad* da ponteira, a largura da cavidade pode apresentar outros valores. As Figuras 5.3 e 5.4 mostram a resposta desta transição para o caso de uma linha com largura de $100\mu\text{m}$ e a outra de 1mm.

Pela simulação, vê-se que a utilização de uma transição do tipo *tapper* com um comprimento de linha de $l_t = 4\text{mm}$ é adequada.

Seguindo a proposta da seção anterior de se colocar duas transições separadas por uma linha de transmissão (vide Figura 5.5), a caracterização da

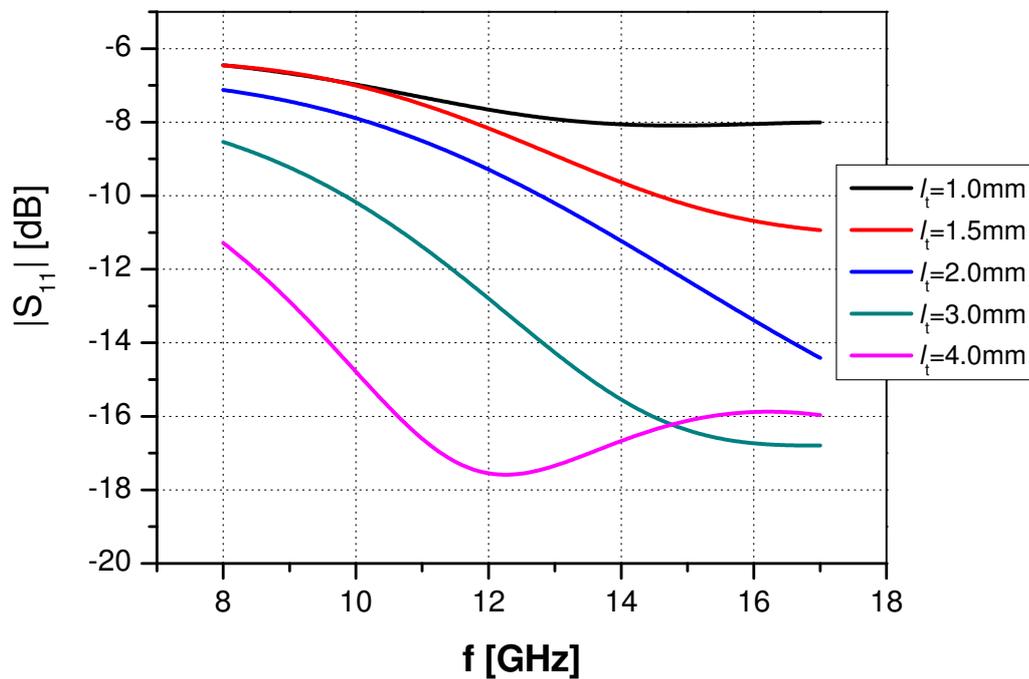


Fig. 5.3: Parâmetro S_{11} de uma transição *taper* de comprimento variável

transição para uma cavidade com $w = 1\text{mm}$ foi realizada e é reportada nas Figuras 5.6 e 5.7.

Pelas curvas apresentadas, observa-se que, nos pontos em que há um pior casamento, o que corresponde aos picos na curva de $|S_{11}|$ em dB, a perda de inserção é mais pronunciada devido a esta maior reflexão. Isto se traduz nos vales do gráfico de $|S_{21}|$ em dB, como esperado.

No geral, esta transição, mesmo com a descontinuidade introduzida pela variação de largura das linhas, apresenta um VSWR menor do que 2 para toda a faixa medida e uma perda de inserção menor do que 0,5 dB até 20GHz, configurando uma transição de desempenho razoável.

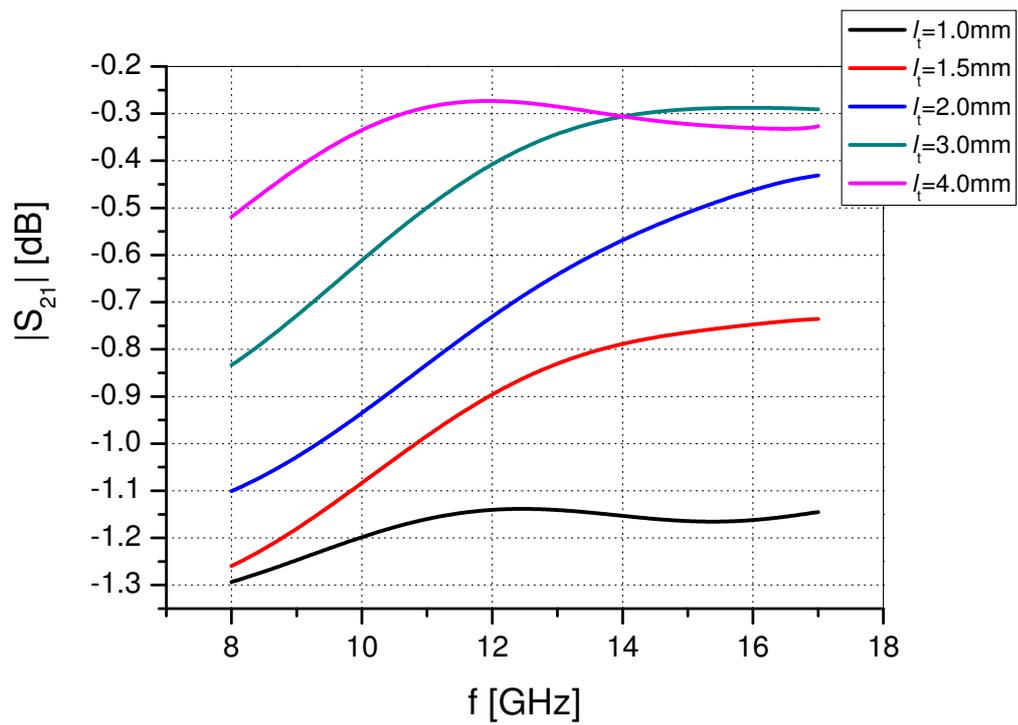


Fig. 5.4: Parâmetro S_{21} de uma transição *tapper* de comprimento variável

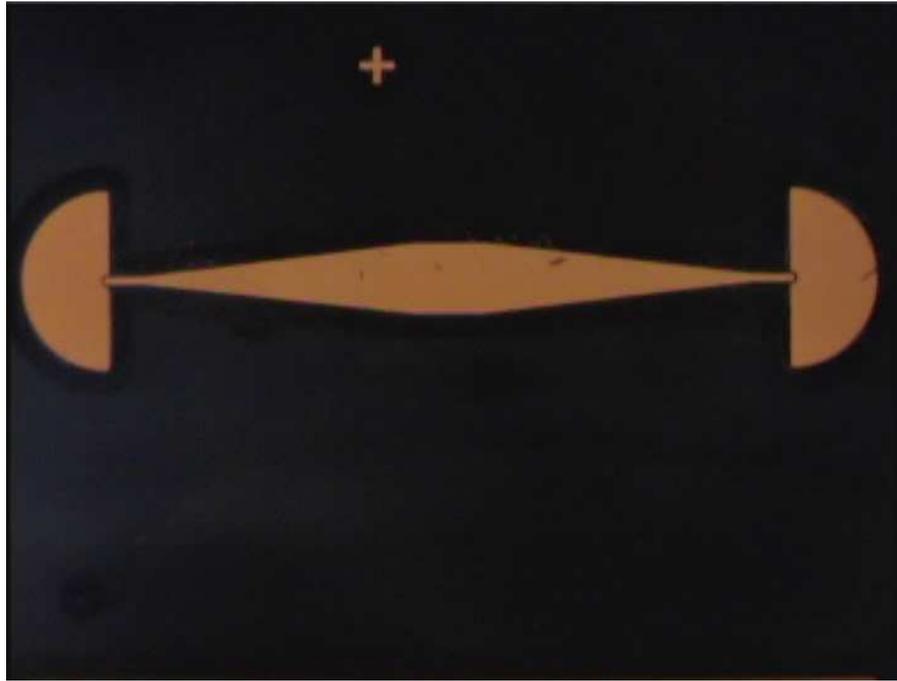


Fig. 5.5: Teste da transição para medição da cavidade

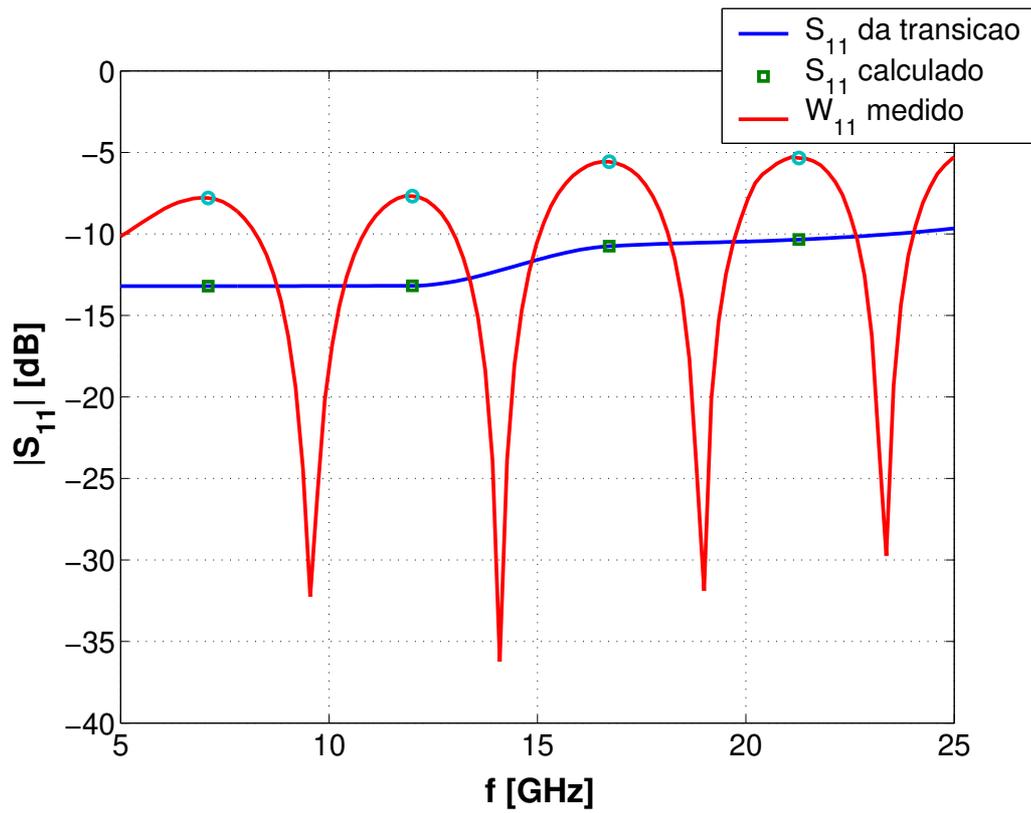


Fig. 5.6: S_{11} da transição coplanar-microfita

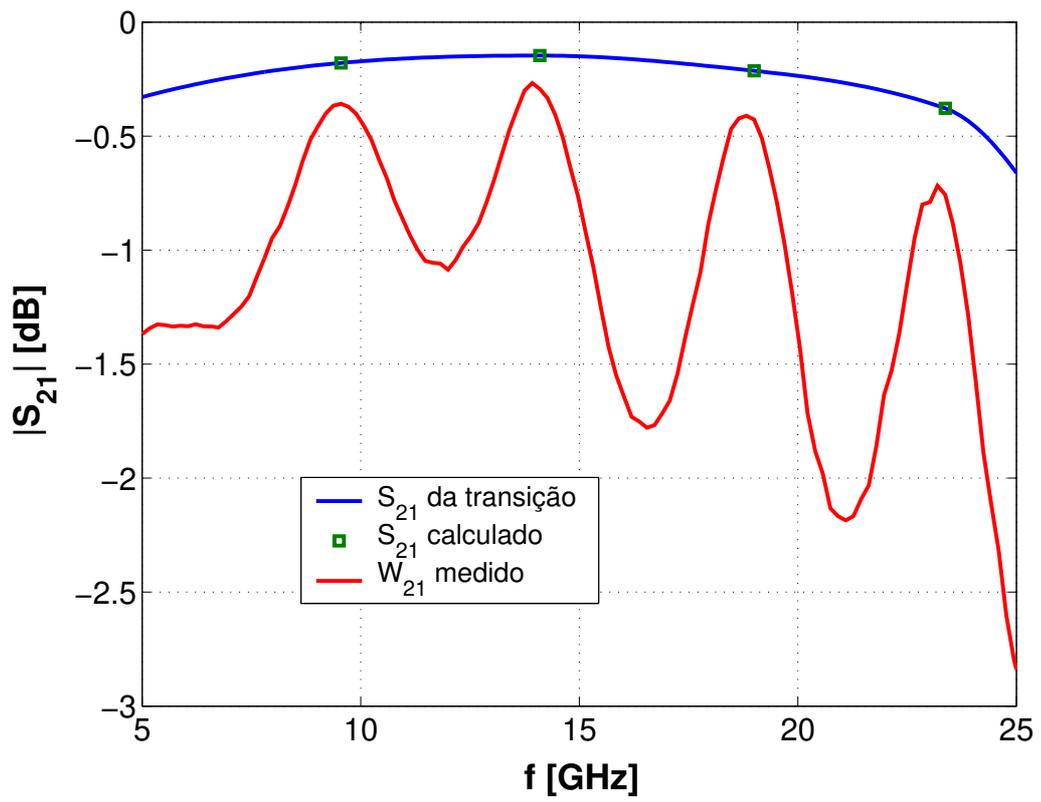


Fig. 5.7: S_{21} da transição coplanar-microfita

5.3 Transição coaxial-microfita

Para algumas amostras é fundamental se trabalhar em baixas temperaturas com o intuito ou de se melhorar ainda mais a sensibilidade (vide (3.33)) ou de se observar ressonâncias não possíveis de serem vistas na temperatura ambiente.

Com este propósito, uma haste para um criostato foi construída (Figura 5.8). Nela foram utilizados cabos coaxiais de um certo tipo de aço para isolar termicamente a amostra do ambiente. Os requerimentos de vácuo foram atendidos utilizando-se flanges e conectores herméticos adaptados a ela (Figura 5.9).



Fig. 5.8: Haste do aparato criogênico

Neste sistema, a primeira transição existente é a do cabo coaxial para a microfita. Para a sua análise, duas transições separadas por uma linha de



Fig. 5.9: Detalhe das flanges com o conector SMA

50 Ω em alumina foram montadas. Isto é mostrado na Figura 5.10.

Utilizando o método de análise apresentado neste capítulo, os resultados estão mostrados nas Figuras 5.11 e 5.12.

Pelas curvas, vê-se que esta transição provê perdas de inserção menores do que 0,5dB e um casamento razoável, ou seja, VSWR < 2 para $f < 16$ GHz. Dessa forma, a transição construída dentro das possibilidades de fabricação disponíveis apresenta um desempenho razoável.

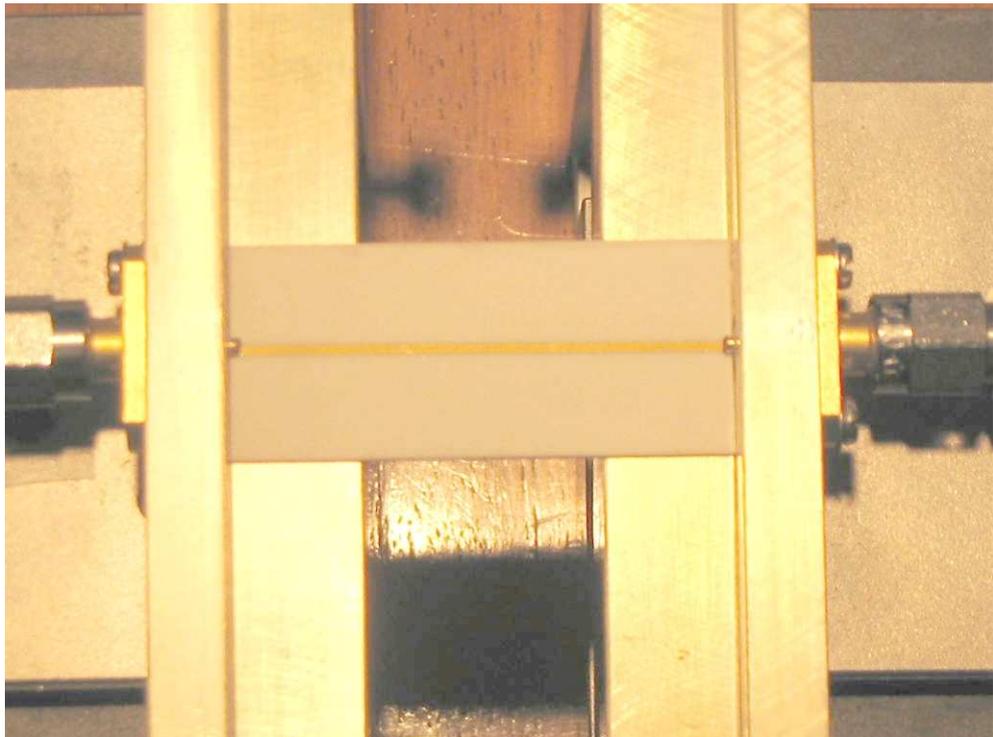


Fig. 5.10: Aparato para a caracterização da transição coaxial-microfita

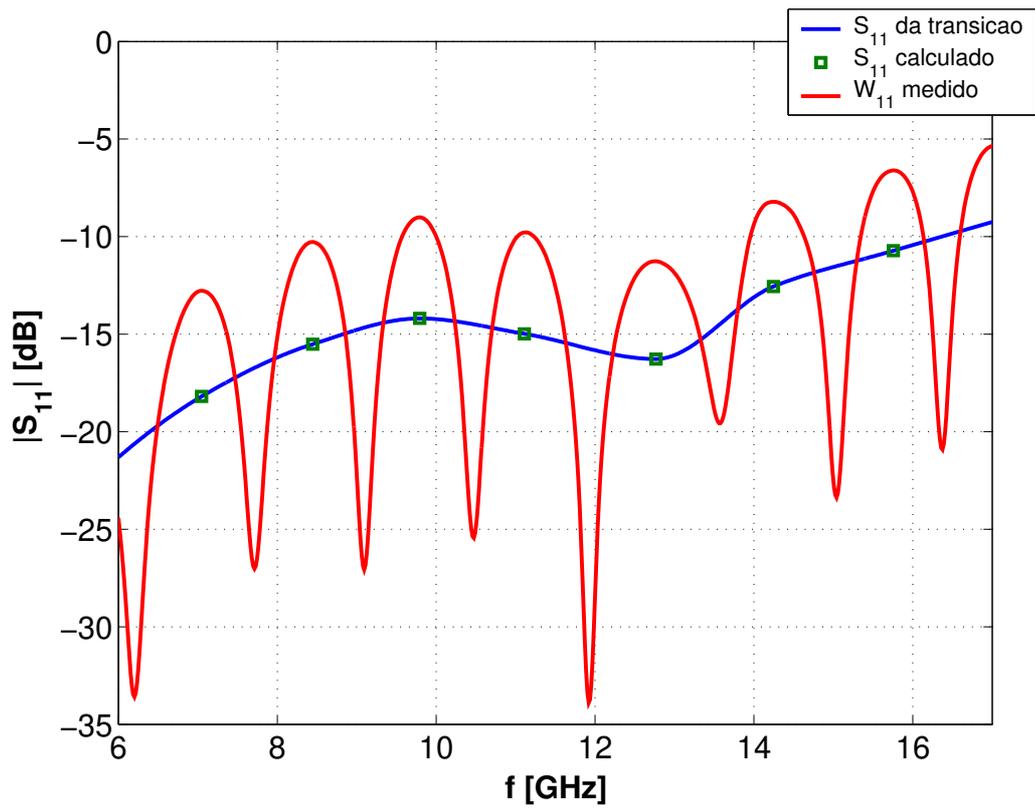


Fig. 5.11: S_{11} da transição coaxial-microfita

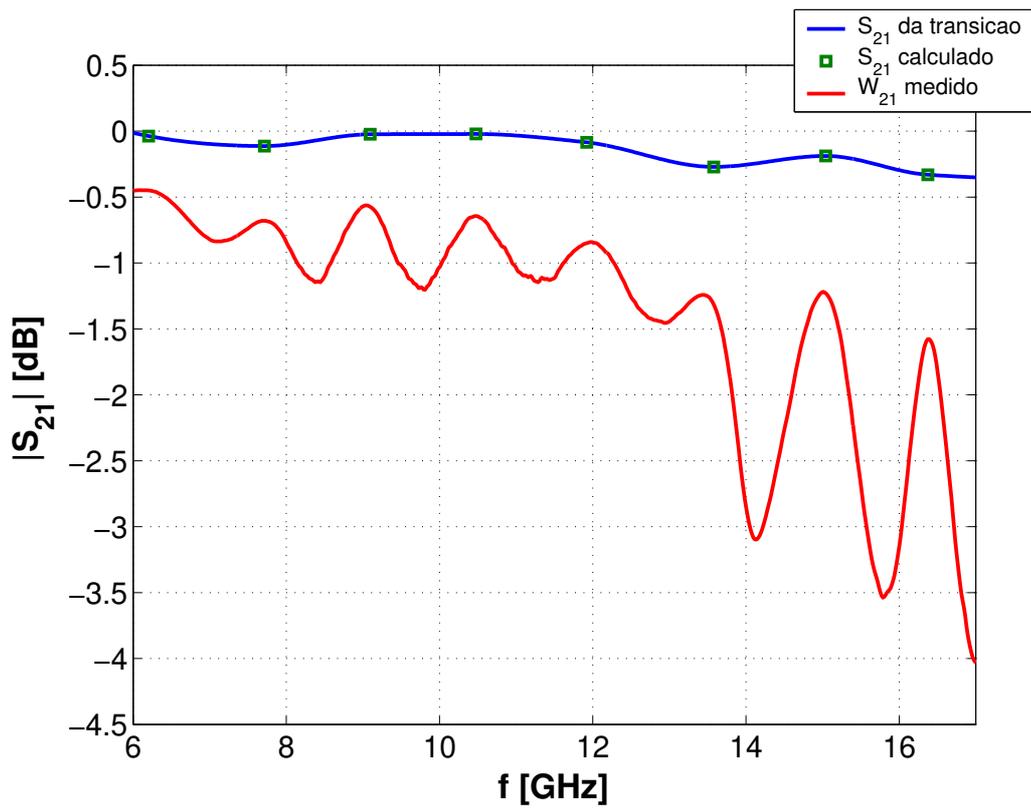


Fig. 5.12: S_{21} da transição coaxial-microfita

5.4 Porta-amostra

De modo a servir como suporte para amostra, permitir o acoplamento do sinal de microondas nela e ser robusta para baixas temperaturas, construiu-se um porta amostra. Este é formado por uma placa de alumina vazada colada em uma base de cobre revestida com ouro através de epóxi condutora. Nas laterais desta montagem foi aplicado um outro tipo de epóxi para evitar a separação entre a placa e a base. O desenho explodido do porta-amostra é mostrado na Figura 5.13.

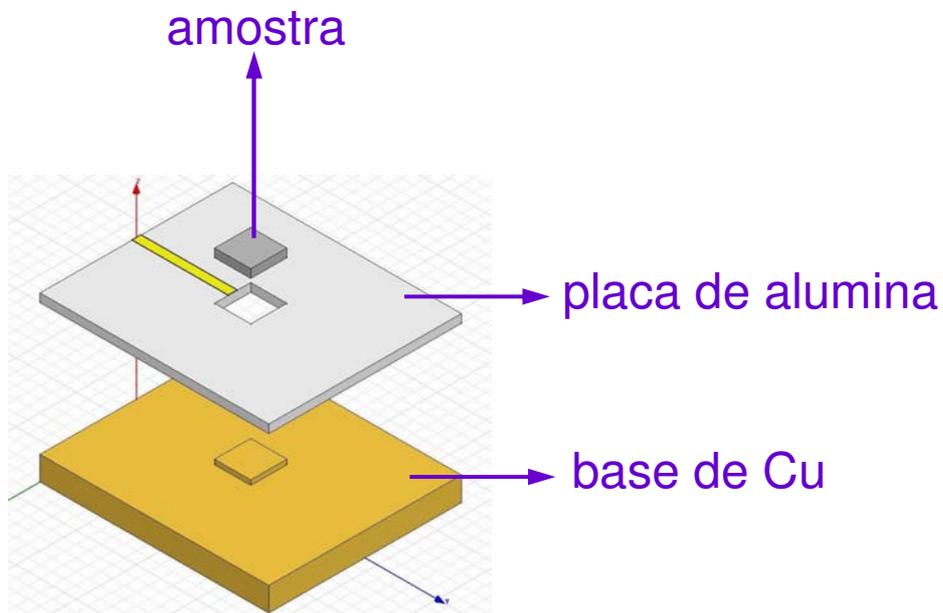


Fig. 5.13: Componentes do porta-amostra.

A transição entre a linha de microfita e a amostra é realizada através da solda com epóxi condutora de uma fita de ouro de $25 \times 100 \mu\text{m}^2$ de seção transversal. A utilização da fita advém da minimização da indutância nesta transição, uma vez que os outros meios disponíveis para esta ligação eram fios de ouro com uma área menor. Isto também explica o nivelamento realizado entre a amostra e a placa de alumina através do desnível na base de cobre, fazendo com que o comprimento da fita seja o menor possível. A Figura 5.14

mostra o conjunto completo, com a cavidade montada no porta-amostra e este, por sua vez, conectado à haste.

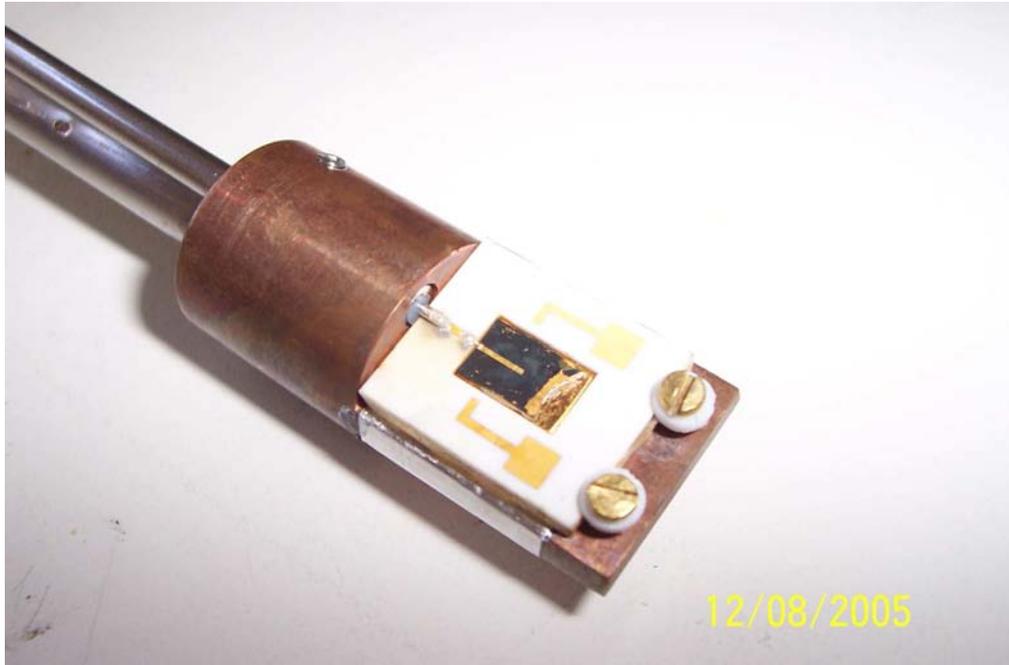


Fig. 5.14: Visão geral do porta-amostra conectado à haste

Com o intuito de se observar o comportamento desta transição para amostras com linhas de diferentes larguras, realizou-se simulações via FEM. A geometria simulada variando w , com um espaçamento de $250\mu\text{m}$ entre a alumina e a amostra de GaAs, se encontra na Figura 5.15 e os resultados nas Figuras 5.16 e 5.17.

Dos resultados obtidos, vê-se que os melhores desempenhos são obtidos para baixos valores de w , isto é, $w = 200\mu\text{m}$, $w = 280\mu\text{m}$, que corresponde a uma linha de impedância característica de 50Ω e $w = 400\mu\text{m}$. Estes valores de w coincidem com aqueles que resultam em um alto produto $Q_0\xi$ na cavidade.

Feito isso, o circuito mostrado na Figura 5.18 foi montado para averiguar o comportamento da transição. Na época em que este circuito foi montado, não havia sido atentado para a dependência da indutância com a área do fio,

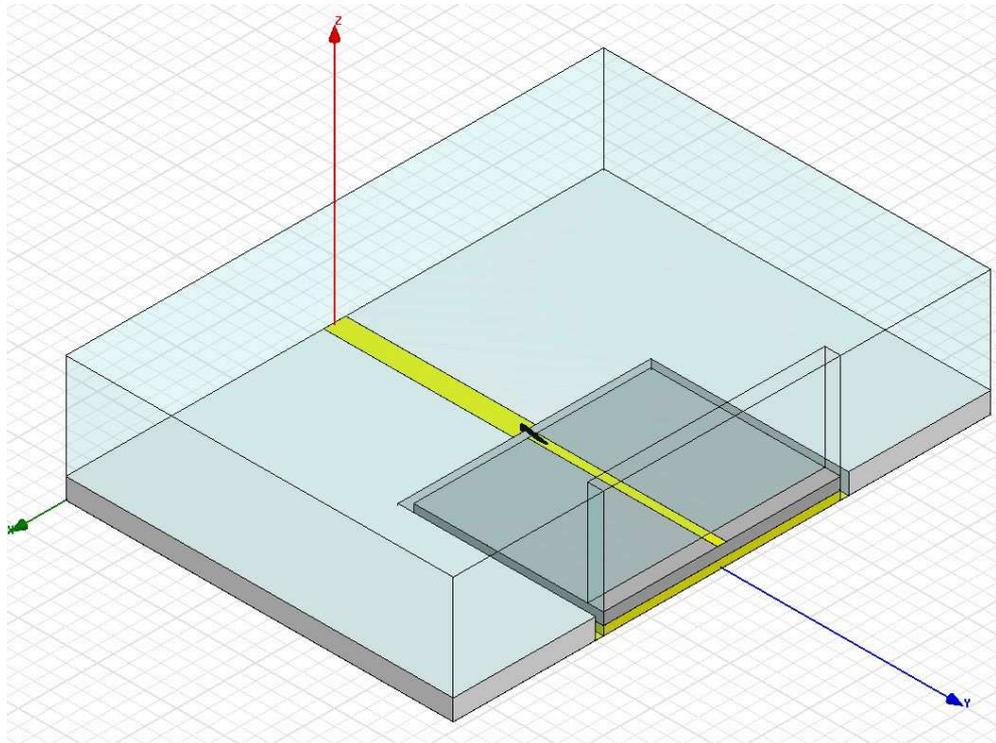


Fig. 5.15: Geometria para a simulação da transição microfita-cavidade

ou seja, utilizou-se um fio de diâmetro $25\mu m$ ao invés de uma fita.

Por ser uma transição de maior complexidade e de difícil construção, já era esperado que o descasamento e as perdas introduzidas seriam superiores ao previsto pela simulação, como mostram as Figuras 5.19 e 5.20. Provavelmente, a utilização da fita de ouro no lugar do fio, como está sendo feito nas amostras, pode melhorar a resposta desta transição.

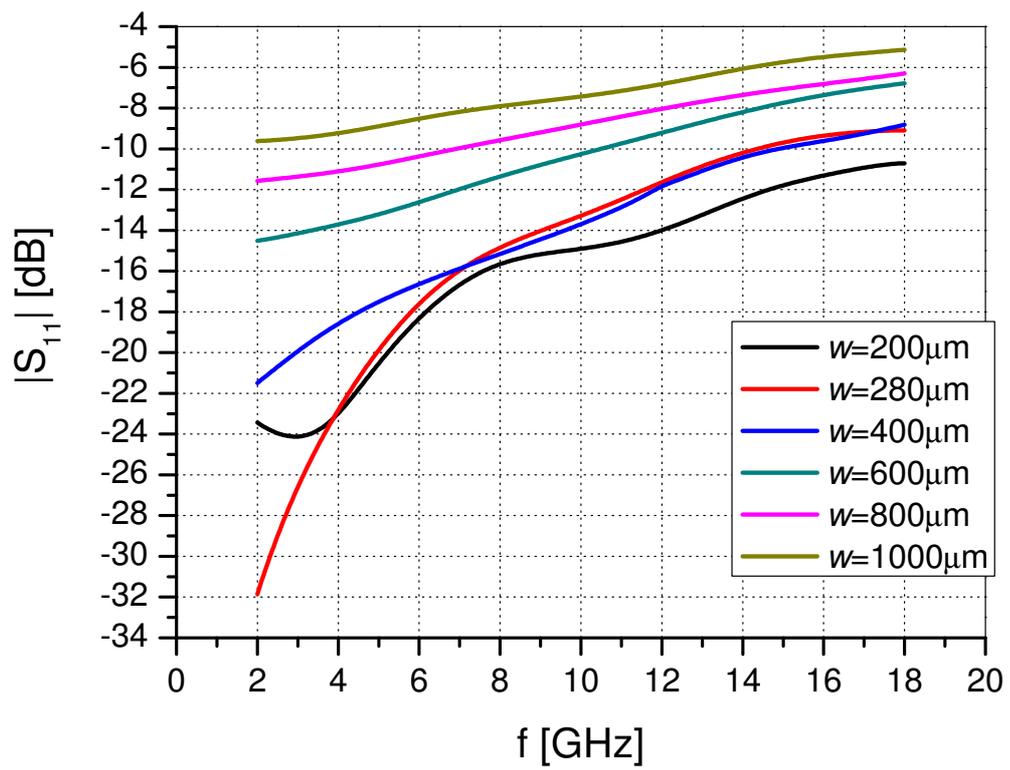


Fig. 5.16: Parâmetro S_{11} da transição microfita-cavidade

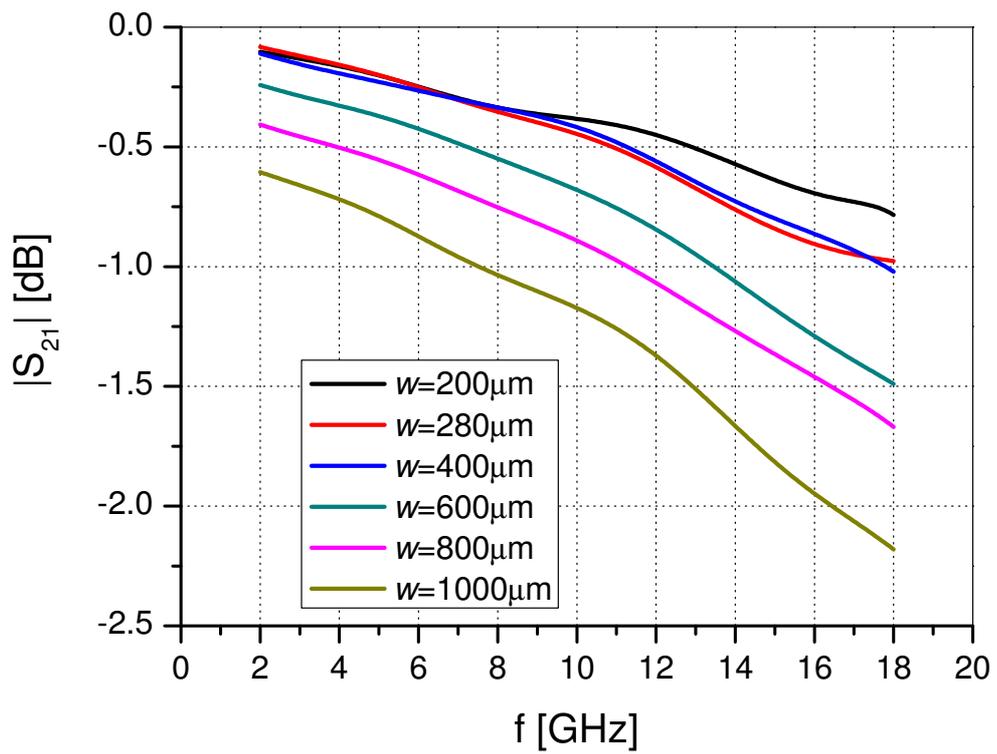


Fig. 5.17: Parâmetro S_{21} da transição microfita-cavidade

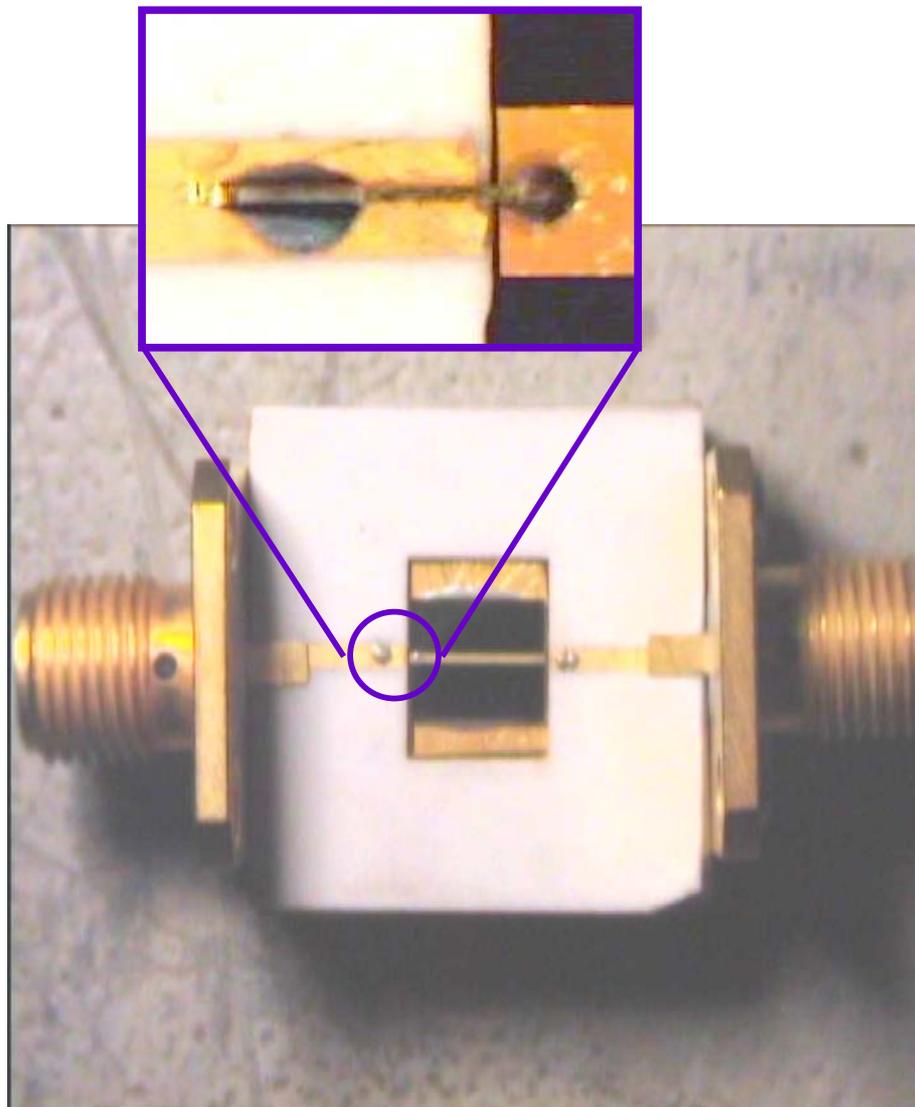


Fig. 5.18: Aparato para a medida da transição microfita-cavidade

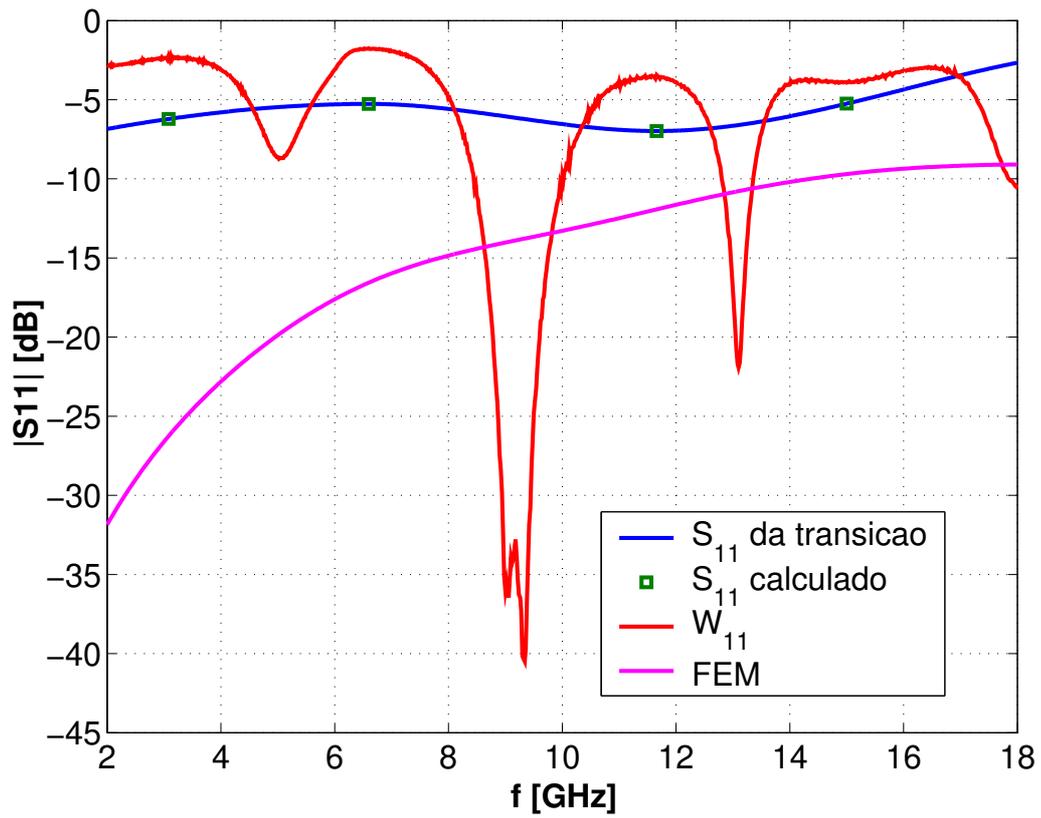


Fig. 5.19: Caracterização do parâmetro S_{11} da transição microfita-cavidade ($d_{Au} = 25\mu\text{m}$)

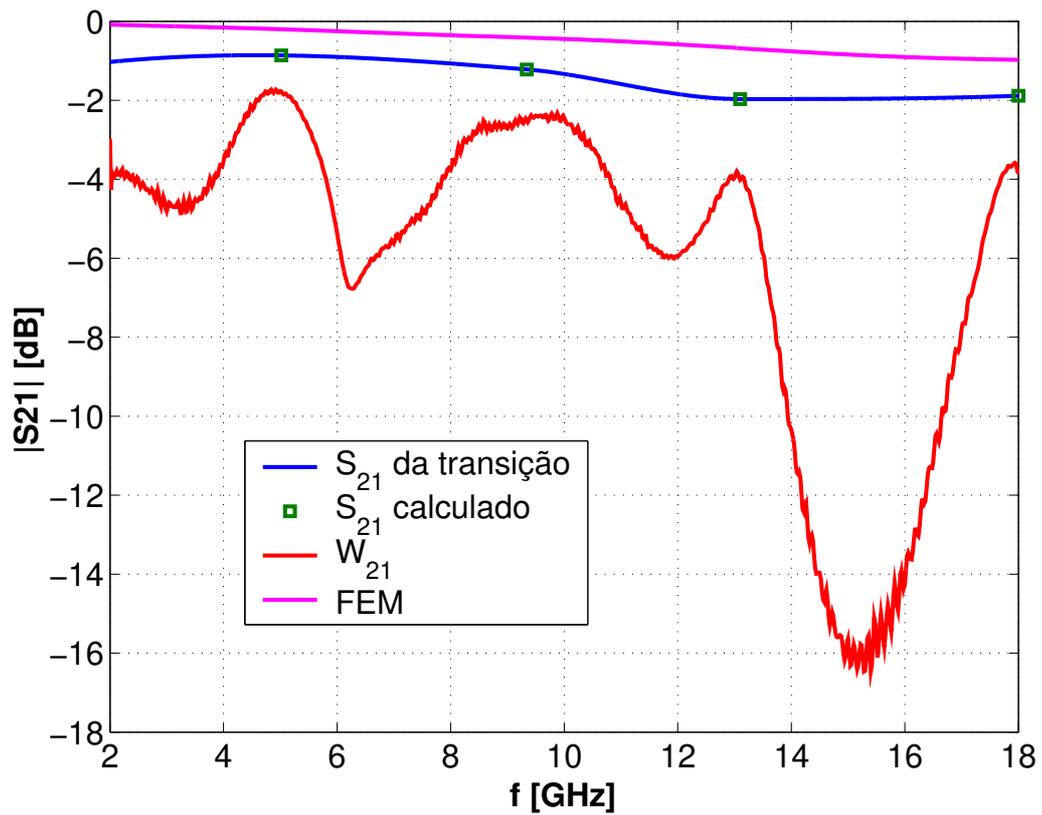


Fig. 5.20: Caracterização do parâmetro S_{21} da transição microfita-cavidade ($d_{Au} = 25\mu\text{m}$)

5.5 Circuito de polarização

Uma peculiaridade da amostra alvo deste trabalho, os pontos quânticos, é a necessidade de polarização para o carregamento de elétrons nesta estrutura. Dessa forma, a questão natural que surge é como prover este sinal DC com a mínima perturbação em torno da frequência de ressonância f_0 da cavidade.

Após fazer uso de algumas estruturas para atingir este objetivo, dentre as quais a colocação de um fio na região de mínimo campo elétrico da cavidade ou a conexão de um indutor planar ao MR, a configuração que se mostrou mais próxima do desejado foi a de uma rede de casamento formada por linhas de transmissão e por um *stub* radial. Esta rede está ilustrada na Figura 5.21.

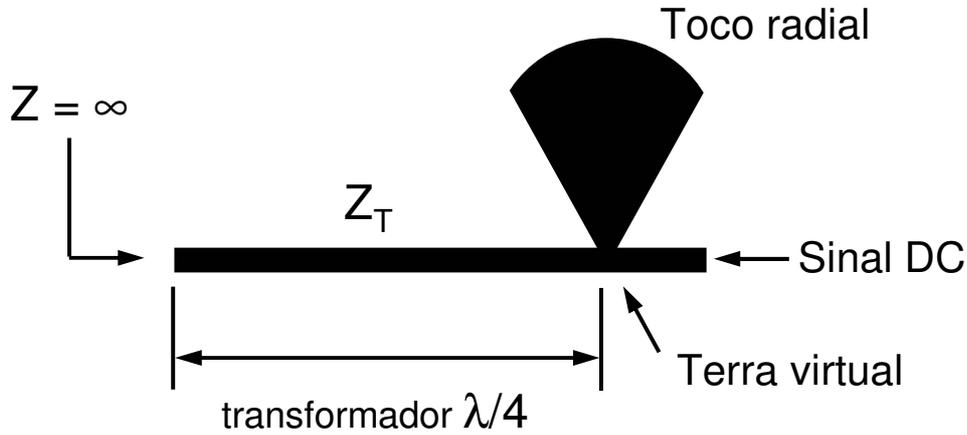


Fig. 5.21: Rede de polarização da cavidade

Para uma certa frequência, a impedância vista na junção do *stub* com a linha de microfita é nula. Se, a partir deste ponto, uma linha de transmissão de comprimento $l_T = \lambda/4$ for introduzida, a impedância Z vista da outra extremidade é infinita. Isto é reforçado utilizando-se linhas com impedância Z_T elevada.

De modo a testar a rede proposta, a estrutura mostrada na Figura 5.22 foi simulada via FEM.

O parâmetro S_{13} obtido com a simulação se encontra na Figura 5.23.

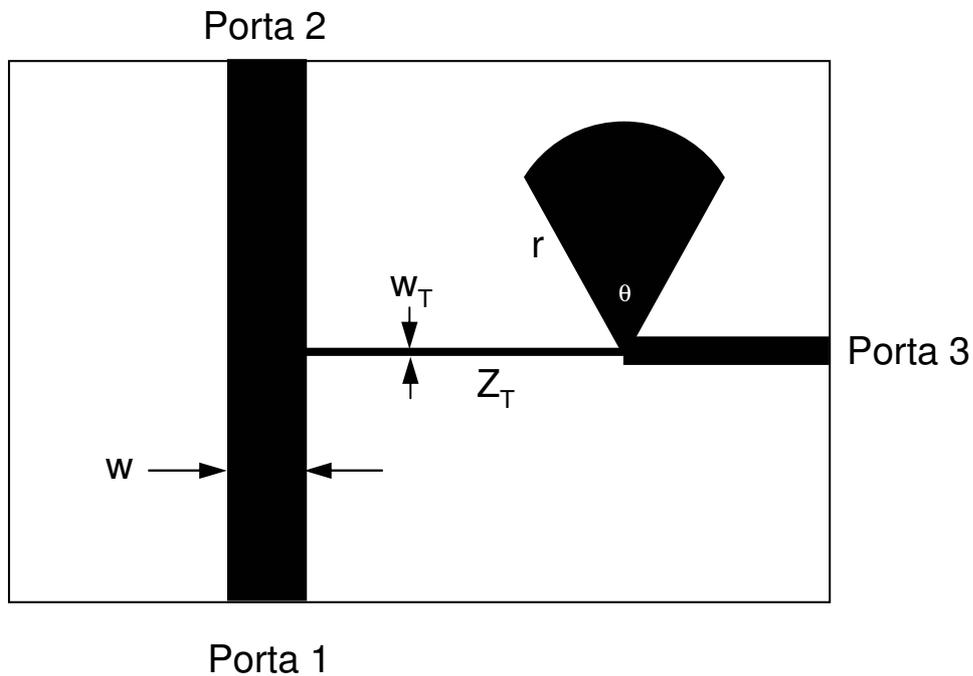


Fig. 5.22: Circuito de teste da rede de polarização via FEM

Pelo resultado, vê-se que a isolamento é superior a 30dB para uma banda de frequência em torno da desejada, 15GHz. Uma das vantagens em se utilizar este *stub* decorre da maior faixa de frequência no qual ele apresenta uma isolamento satisfatória.

Com o intuito de testar a introdução desta nova interface, a resposta em frequência de uma cavidade com e outra sem o *stub* foi comparada. A resposta está na Figura 5.24.

Dessa forma, incluindo todas as transições e interfaces, o projeto final da cavidade é mostrado na Figura 5.25:

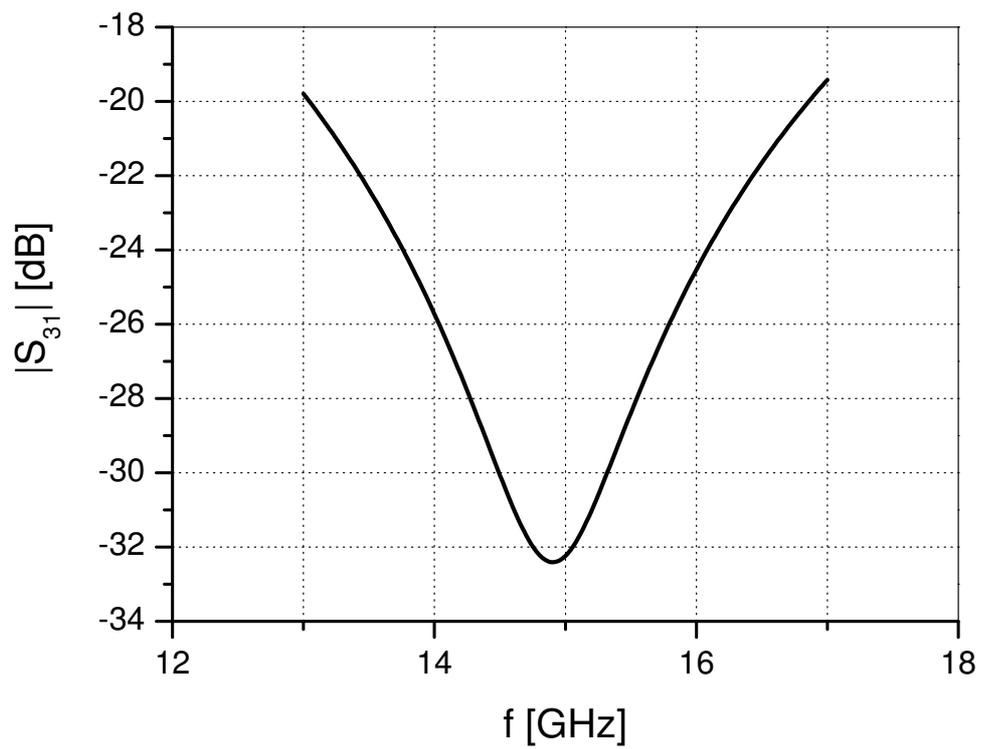


Fig. 5.23: Teste de isolamento entre a porta de RF e a DC ($w = 200\mu\text{m}$, $Z_T = 100\Omega$, $w_T = 25\mu\text{m}$, $l_T = 1,8\text{mm}$, $r = 1,36\text{mm}$, $\Theta = 26,5^\circ$)

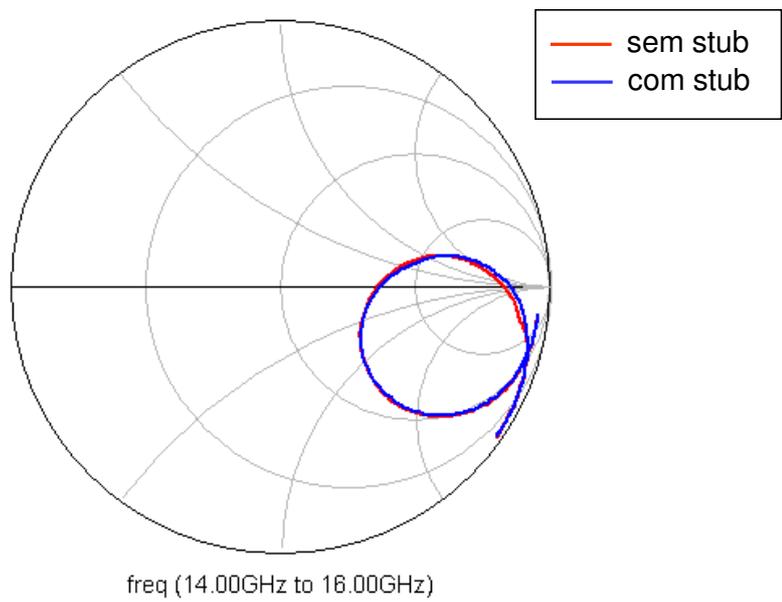


Fig. 5.24: Parâmetro S_{11} medido para cavidades com e sem o *stub* ($\epsilon_r=12,9$, $h = 365\mu\text{m}$, $g = 60\mu\text{m}$)



Fig. 5.25: Configuração final da cavidade

Capítulo 6

Sistema de detecção

Terminada a construção de um dos elementos do espectrômetro, a cavidade, o próximo passo do projeto foi focalizado na montagem e na caracterização de diversos esquemas utilizados na detecção do sinal de ressonância. Para isto, utilizou-se como amostra padrão a molécula orgânica de DPPH, com fator $g \cong 2$.

A cavidade utilizada foi construída em alumina ($\epsilon_r = 9,6$) com $f_0 = 9,52\text{GHz}$, $Q_0 = 64,7$ e $\kappa = 0,12660$. A amostra padrão foi espalhada sobre a cavidade, como mostra a Figura 6.1 e os testes foram realizados à temperatura ambiente.

Ao variar a intensidade do campo magnético estático B_0 , a ressonância é observada assim que a relação $hf_0 = g\beta B_0$ é satisfeita. A Figura 6.2 mostra o porta-amostra colocado no entreferro do magneto.

Os resultados e a comparação entre estes sistemas são apresentados nas seções seguintes.

6.1 Modulação de amplitude

Os primeiros sistemas de detecção testados utilizaram modulação de amplitude, ou seja, introduziram uma variação de intensidade em um dado parâmetro do sistema. Para se introduzir esta variação, utilizou-se uma fonte externa de sinal que, ao mesmo tempo, também provê uma referência para o amplificador *lock-in*. Isto permite o monitoramento do sinal de ressonância na frequência do sinal de modulação. Dois parâmetros podem ser variados para a realização desta modulação: a amplitude do sinal da fonte



Fig. 6.1: Cavidade em alumina coberta com DPPH

de microondas ou a amplitude do campo magnético estático B_0 .

6.1.1 Modulação do sinal de microondas

Nesta configuração, o sistema de detecção montado é mostrado nas Figuras 6.3 e 6.4.

Pelo esquema apresentado, vê-se que o primeiro estágio após a fonte de RF com o sinal modulado é formado por um atenuador (para evitar a saturação do amplificador) e um amplificador de ganho 30dB. A função deste conjunto é aumentar a potência incidente na amostra uma vez que a fonte de RF utilizada, Agilent 83731B, é limitada em 15dBm. Isto faz com que a potência máxima disponível, ditada pela saturação do amplificador, seja de 28dBm.

A estabilização da potência no ponto de amostragem, formado pelo conjunto acoplador e diodo Schottky #1, é feita através de um esquema de realimentação (*Automatic Level Control* - ALC). O único inconveniente deste ALC é a variação da resposta do diodo Schottky com a temperatura, tornando o sistema susceptível a esta flutuação.

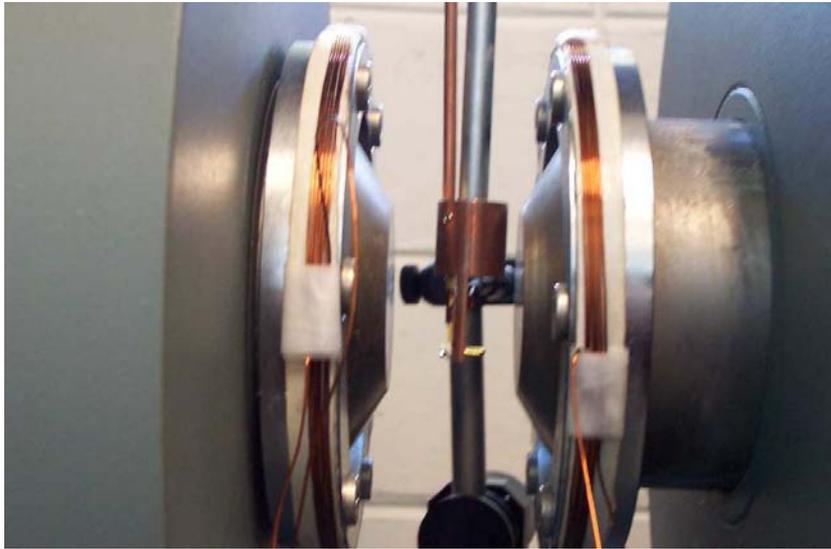


Fig. 6.2: Amostra no entreferro do magneto

Na seqüência, o valor da potência incidente é adquirido pelo medidor de potência, marca Anritsu ML2438A. O próximo componente após o isolador é o circulador, responsável pela separação entre o sinal incidente e o sinal refletido da cavidade.

Este sinal refletido, monitorado pelo medidor de potência, é demodulado pelo diodo Schottky #2. O sinal oriundo da saída deste diodo é capturado pelo amplificador *lock-in* SRS844 e, por sua vez, com o auxílio da referência determinada pela fonte de modulação SRS DS345, o componente na frequência de modulação é adquirido. Este sinal é monitorado enquanto o campo B_0 , provido por um magneto Bruker B-M4 alimentado por uma fonte de corrente construída no próprio LNLS, é variado. Um sensor Hall é utilizado para monitorar este campo. Toda a instrumentação foi controlada via um software denominado *Labview*.

O sinal de ressonância obtido com uma potência incidente $P_{in} = 0,2\text{dBm}$, sinal de modulação com $0,9\text{Vpp}$ e $f_m = 100\text{kHz}$ é ilustrado na Figura 6.5. Por este valor P_{in} entende-se o valor de potência na saída do amplificador.

A ressonância foi verificada para um campo $B_0 = 0,34\text{T}$, concordando com $hf_0 = g\beta B_0$, uma vez que o fator g do DPPH é aproximadamente 2. A observação desta ressonância prova a funcionalidade do espectrômetro cons-

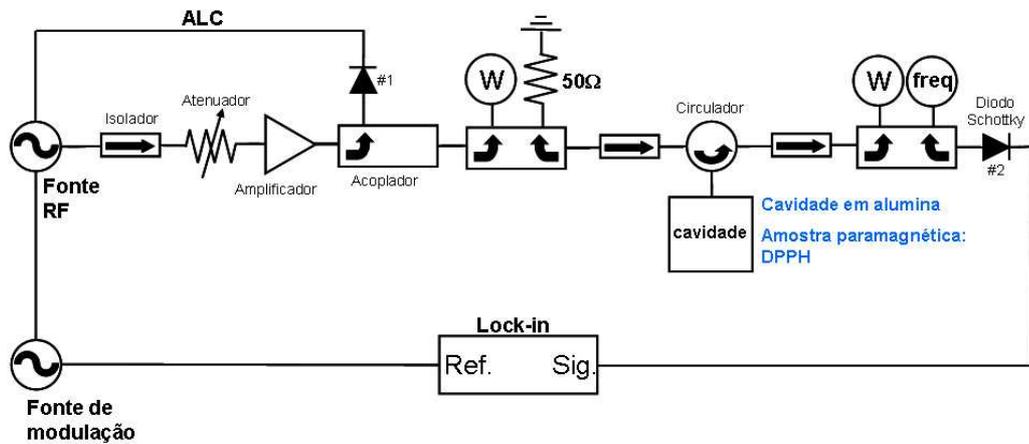


Fig. 6.3: Esquemático do sistema de detecção: modulação AM do sinal de RF (a letra W denota o medidor de potência)

truído. Vale ressaltar que a amostra foi colocada para operar em condições não ideais, ou seja, ela se encontra fora da região de maior campo H_1 , dentro do substrato de alumina, e está espalhada por toda a cavidade.

Esta ressonância também foi observada com o auxílio do medidor de potência, conforme mostra a Figura 6.6.

Abaixando a potência incidente no circuito, o mínimo sinal detectável é observado para $P_{in} = -17,42\text{dBm}$, como mostra a Figura 6.7.

Uma potência $P_{in} = -17,42\text{dBm}$ significa uma potência de $-30,4\text{dBm}$ na entrada do diodo Schottky. Como mostra a resposta deste diodo (Figura 6.8), valores de potência abaixo de -30dBm se encontram em uma região da curva marcada pelas oscilações.

Comparando a curva de absorção teórica, oriunda das equações de Bloch (Seção 2.2, com os dados experimentais, vê-se que este não possui o mesmo formato de curva. Uma primeira suspeita para esta discrepância poderia vir de efeitos de saturação no sistema. No entanto, o fato do formato da curva ter se mantido para medidas em diferentes potências indicam que esta hipótese pode ser descartada.

Uma segunda suspeita advém do fato do DPPH estar espalhado sobre toda a cavidade e não somente no centro, ou seja, na região de máximo H_1 . Isto faz com que a amostra esteja em regiões de diferentes intensidades e

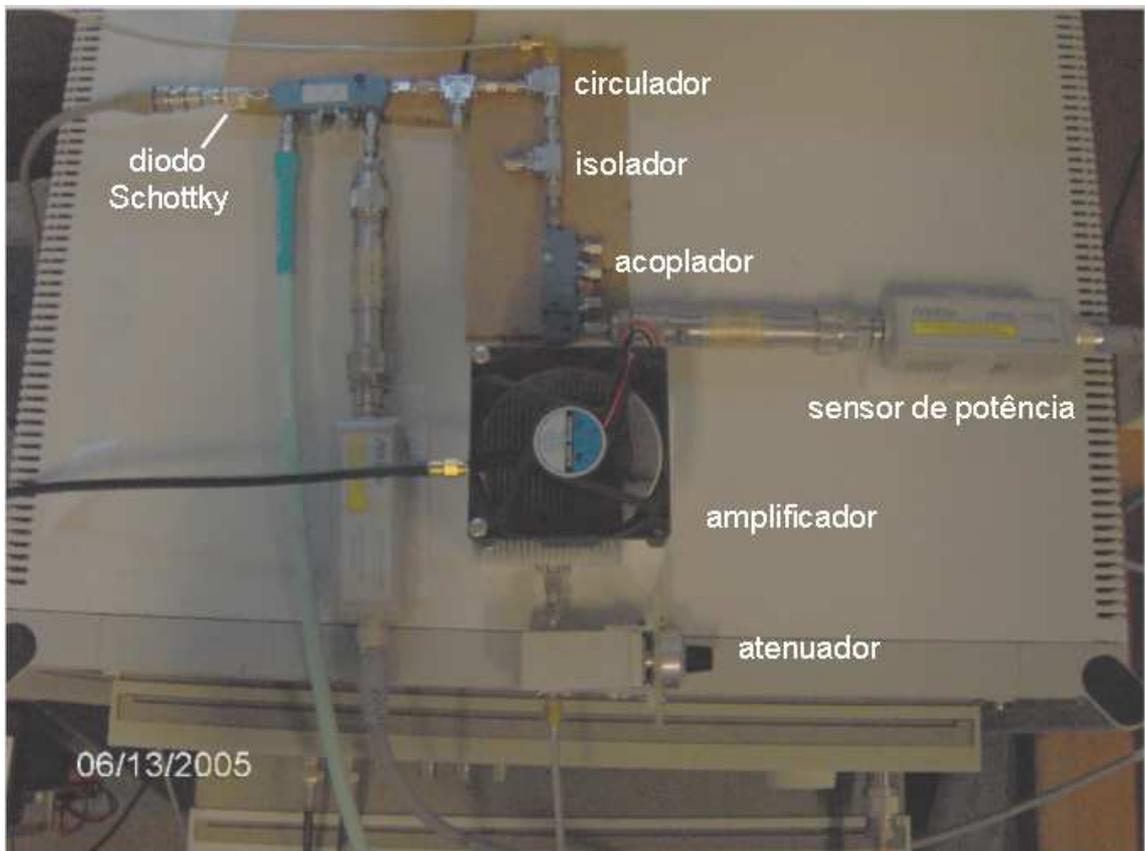


Fig. 6.4: Sistema de detecção: modulação AM do sinal de RF

orientações H_1 . Assim, a resposta obtida seria o somatório de todas estas contribuições distintas.

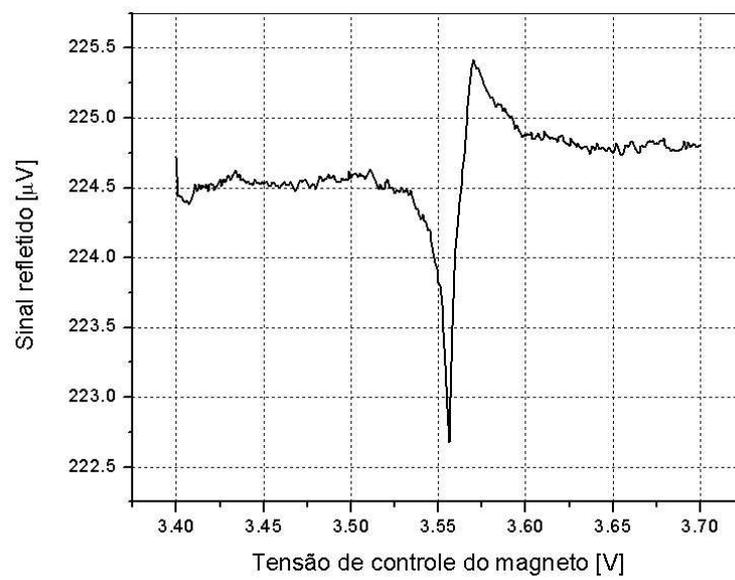


Fig. 6.5: Sinal de ESR observado via *lock-in* (AM, $P_{in}=0,2\text{dBm}$, $f_0=9,52\text{GHz}$)

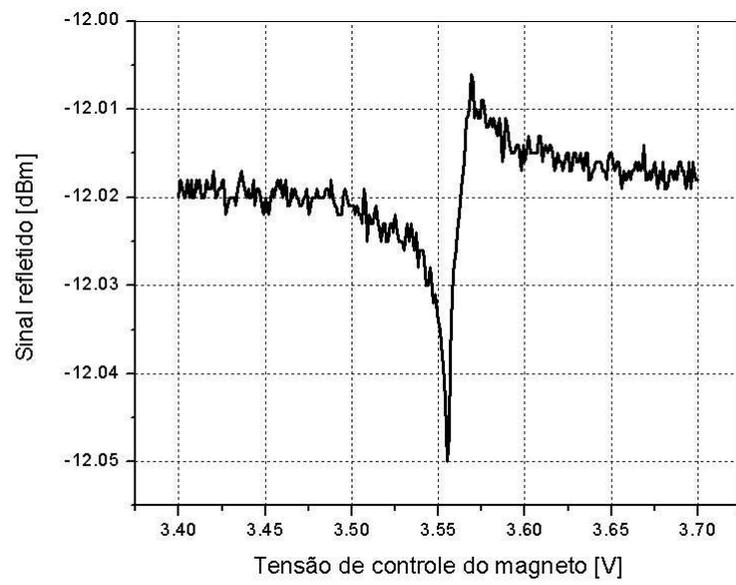


Fig. 6.6: Sinal de ESR observado via medidor de potência (AM, $P_{in}=0,2\text{dBm}$, $f_0=9,52\text{GHz}$)

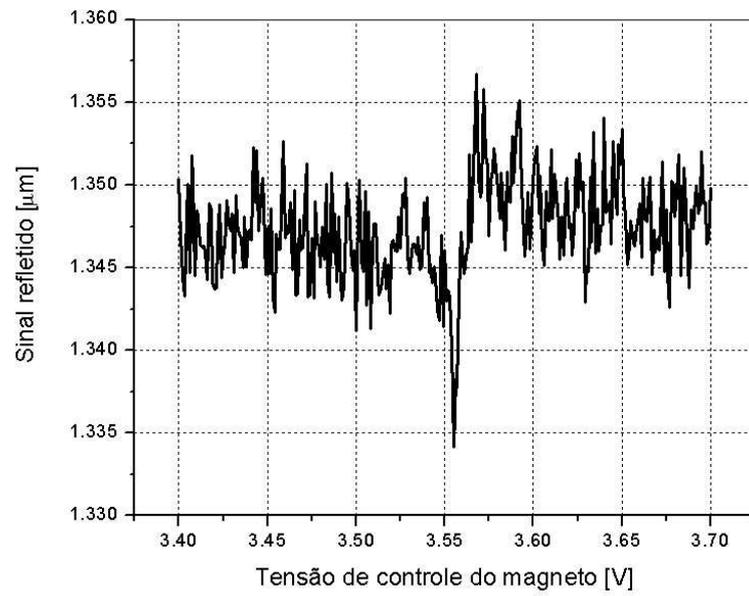


Fig. 6.7: Mínimo sinal de ressonância de spin observado (AM, $P_{in} = -17,42\text{dBm}$)

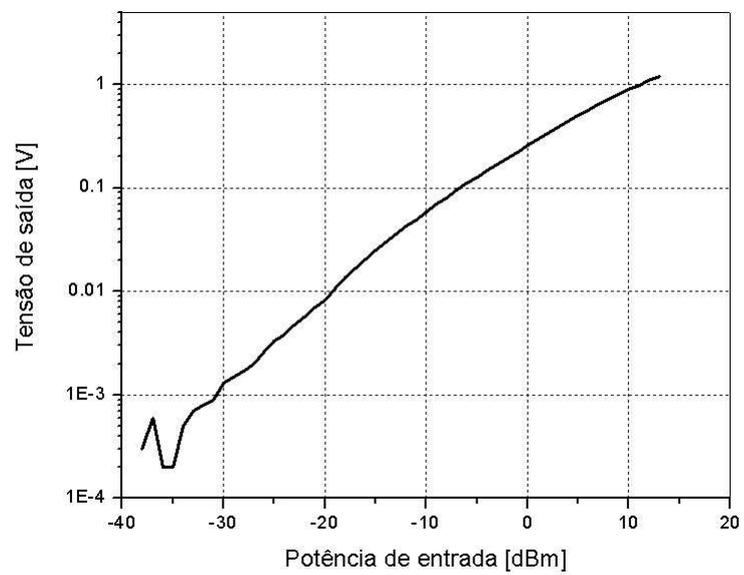


Fig. 6.8: Curva característica do diodo Schottky

6.1.2 Modulação do campo magnético

Além da amplitude do sinal de microondas, outro parâmetro passível de ser modulado é a amplitude do campo magnético estático B_0 . Este tipo de detecção é a mais utilizada na instrumentação convencional de ESR.

Para verificar se algum sinal de ressonância seria extraído dessa modulação, duas bobinas auxiliares de 15mm de diâmetro, foram alinhadas com o magneto e colocadas para variar o campo. Estas bobinas foram alimentadas por um *driver* de corrente, dispositivo construído para suprir correntes com valor de pico de no máximo 1A em frequências de até 200kHz.

A Figura 6.9 mostra um exemplo de ressonância obtida utilizando-se um sinal modulante de $f_m=100\text{kHz}$.

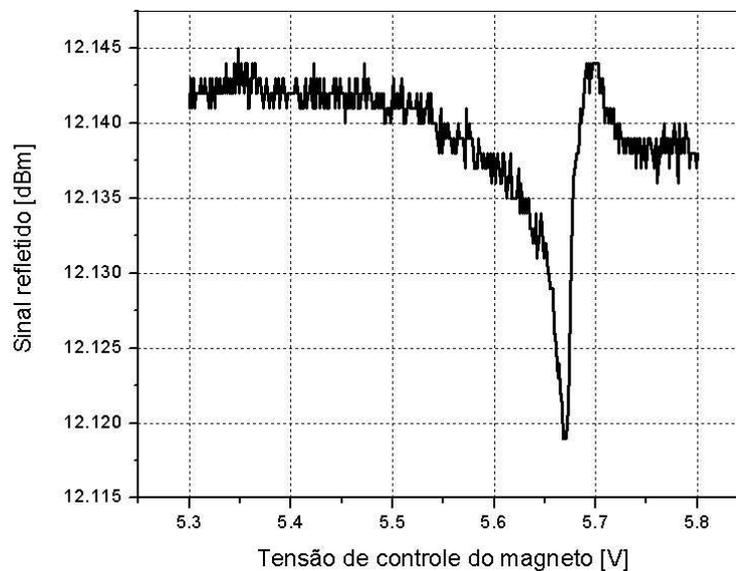


Fig. 6.9: Sinal de ressonância observado via modulação de campo magnético

6.2 Detecção direta - sistema heteródino

A detecção via modulação de amplitude teve o seu desempenho limitado pela resposta do diodo Schottky. De modo a contornar este problema, montou-se um sistema de detecção direta, um sistema heterodino, que desloca a

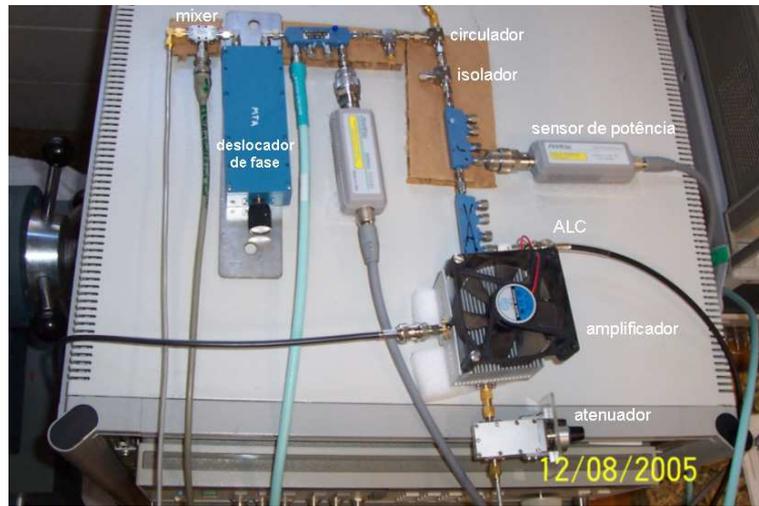


Fig. 6.11: Sistema de detecção heteródino

entre o sinal em fase e em quadratura, o que pode ser usado para a verificação do sinal de absorção e de dispersão. Isto dispensa o uso do T-mágico das montagens tradicionais, dispositivo que permite a inserção de um braço de referência para evidenciar o componente em fase ou em quadratura do sinal oriundo da cavidade. As Figuras 6.14 e 6.15 mostram o aspecto destes sinais.

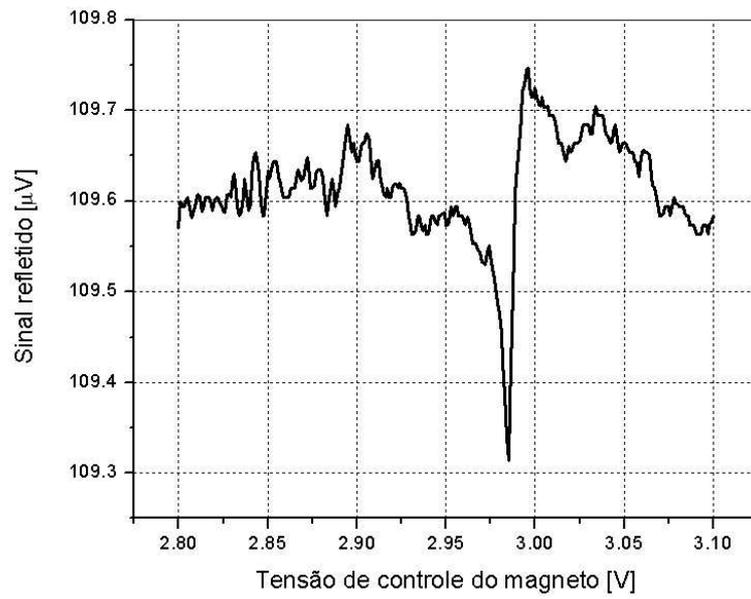


Fig. 6.12: Sinal de ESR obtido via detecção heteródina ($f_I=100\text{MHz}$, $P_{in} = -50\text{dBm}$)

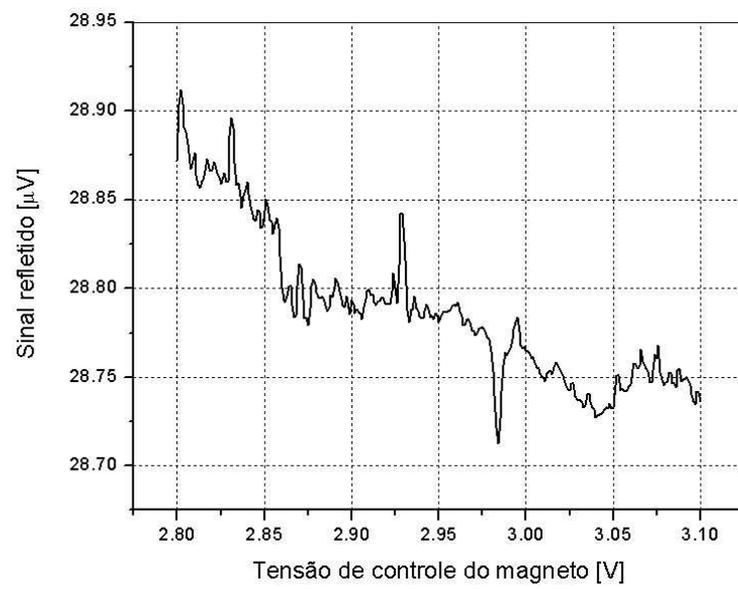


Fig. 6.13: Sinal de ESR obtido via detecção heteródina ($f_I=100\text{MHz}$, $P_{in} = -65\text{dBm}$)

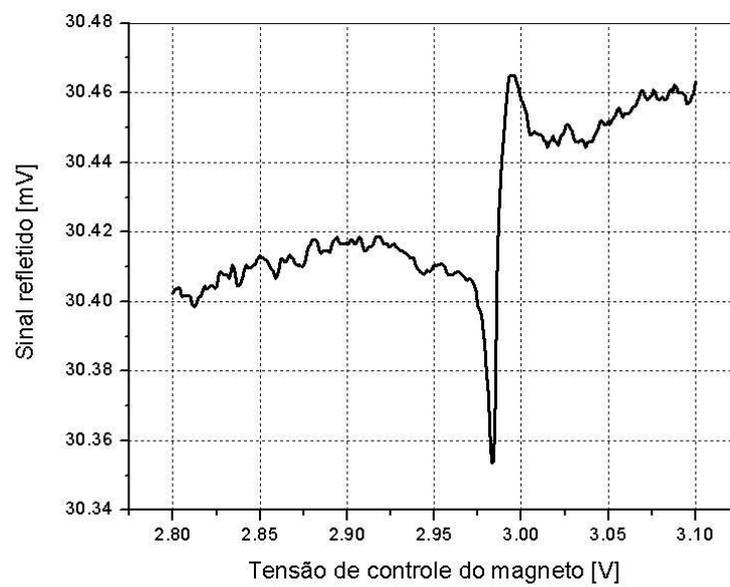


Fig. 6.14: Sinal em fase obtido via detecção heteródina ($f_I=100\text{MHz}$)

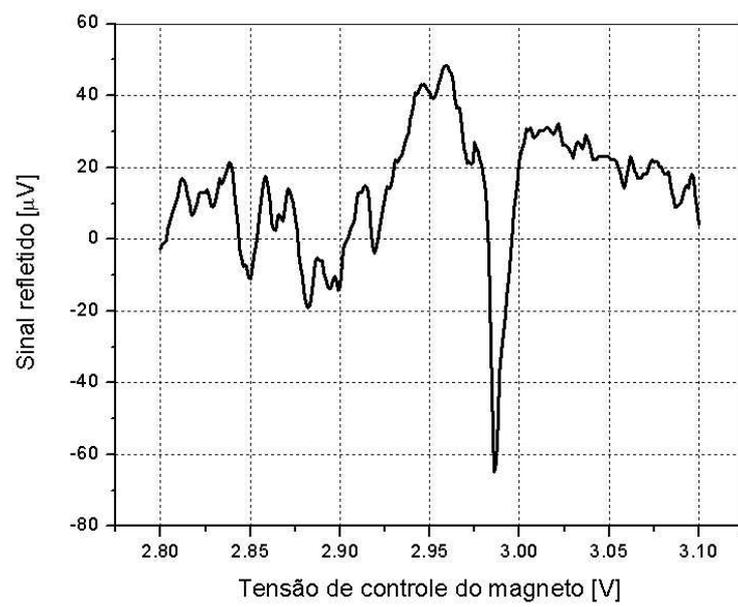


Fig. 6.15: Sinal em quadratura obtido via detecção heteródina ($f_I=100\text{MHz}$)

Capítulo 7

Conclusão

A cavidade de microfita, em decorrência do seu elevado produto fator de qualidade por fator de preenchimento $Q_0\xi$, mostrou ter bom potencial na melhoria da sensibilidade de um espectrômetro de ressonância de spin eletrônico de três a quatro ordens de grandeza, segundo estimativas teóricas.

Além deste requerimento em melhorar a sensibilidade, todos os outros requerimentos foram avaliados e testados. Isto inclui a adequada configuração de campos para a observação da ressonância, a confecção de uma cavidade com alta frequência de ressonância e o ajuste do espaçamento para a obtenção de um VSWR dentro da faixa de maior sensibilidade.

A configuração final da cavidade em GaAs, mesmo substrato dos pontos quânticos, que atende a estes requisitos é: largura $w = 200\mu m$, comprimento $l = 3.21mm$, espaçamento $g = 35\mu m$ e espessura do filme metálico $t = 3\mu m$. Isto resulta em uma cavidade com os seguintes parâmetros: frequência de ressonância $f_0 = 15GHz$, fator de qualidade $Q_0 = 79,7 \pm 1,6$, coeficiente de acoplamento $\kappa = 0,3098$ e VSWR = 3,13. Em adição a isto, a rede de polarização formada pelo toco radial e pelo transformador de um quarto de comprimento de onda, foi conectada à cavidade e praticamente não perturbou a sua resposta no entorno da frequência de ressonância, satisfazendo a necessidade de polarização dos pontos quânticos.

Todas as transições necessárias para a caracterização da cavidade e para o acoplamento do sinal na cavidade instalada no porta-amostra foram avaliadas. O resultado foram transições com desempenho razoável dentro daquilo que os métodos de fabricação disponíveis podiam oferecer.

Além disso, a haste confeccionada possibilita trazer o sinal de microondas do meio externo até à amostra, permitindo a realização de experimentos em

baixa temperatura. Este é um requisito essencial para uma amostra com número baixo de spins, como é o caso dos pontos quânticos.

A funcionalidade do espectrômetro montado foi provada ao se realizar o experimento com uma amostra paramagnética conhecida, o DPPH, espalhada sobre uma cavidade de alumina. Dentre os sistemas de detecção testados, o que apresentou melhor resultado foi o sistema de detecção heterodino, que conseguiu distinguir o sinal de ressonância para uma potência incidente no espectrômetro de -65dBm.

Portanto, os elementos necessários para a realização de ressonância de spin eletrônico em amostras com baixo número de spins - cavidade com potencial de melhoria da sensibilidade e sistema de detecção sensível à mudança em baixos níveis de potência - foram desenvolvidos e avaliados.

Capítulo 8

Perspectivas

Uma vez que todos os elementos que formam um espectrômetro de ressonância de spins já estão constituídos, várias possibilidades de uso deste sistema se apresentam.

A primeira delas seria obter curvas de ressonância para amostras com o número de spins conhecido. Isto pode ser feito confeccionando-se um orifício no centro da cavidade de modo que amostras paramagnéticas conhecidas, como o próprio DPPH, possam ser abrigadas. Outra alternativa seria realizar experimentos em que os centros paramagnéticos sejam oriundos, por exemplo, de dopantes ou de defeitos em semicondutores. Isto permitirá a obtenção do número mínimo de spins via experimento.

Caso seja necessário resfriar a amostra para a observação da ressonância, o desempenho do espectrômetro montado nesta condição precisa ser avaliado, principalmente no que tange ao comportamento de todas as transições em baixa temperatura.

Com relação ao sistema de detecção, novas melhorias estão em andamento, como a utilização de uma base de tempo mais estabilizada para as duas fontes de microondas da montagem heterodina. Esta base vai ser originada de um relógio atômico de rubídio. Além disso, a recente aquisição de um amplificador de baixo ruído com ganho de 40dB, utilizado para amplificar o sinal refletido da cavidade, permitirá que o sistema trabalhe com potências menores, um avanço para amostras que saturam com baixas potências.

Outras configurações de cavidades podem se mostrar interessantes para o propósito aqui delineado. Um modelo promissor remete a cavidades feitas a partir da criação de um defeito em estruturas EBG (*Electromagnetic Band-Gap*). A vantagem em se utilizar este tipo de cavidade seria um fator de

qualidade maior e um local para a colocação da amostra, ou seja, o defeito.

Apêndice A

Medição do fator de qualidade Q_0

Ao contrário de uma cavidade no modo de transmissão (2 portas), onde a medida do fator de qualidade Q_L é facilmente feita utilizando o intervalo entre pontos de meia-potência (3dB), a cavidade no modo de reflexão necessita do parâmetro S_{11} no formato vetorial. Isto requer o uso de um analisador de redes vetorial (VNA).

Considere o circuito equivalente de uma cavidade com o acoplamento representado pela reatância X_e :

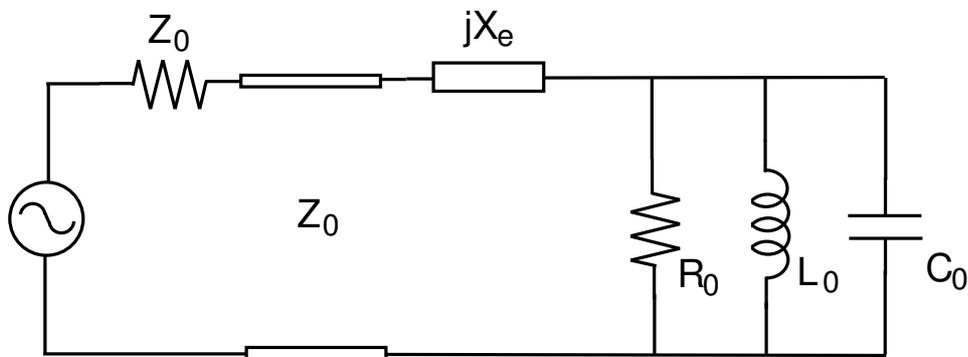


Fig. A.1: Circuito equivalente da cavidade e do seu acoplamento

Conforme o desenvolvimento mostrado na Seção 4.1, a diferença entre o coeficiente de reflexão na entrada $\Gamma_{i_{sp}}$ e o coeficiente de reflexão fora da sintonia $\Gamma_{d_{sp}}$ é dado por:

$$\Gamma_{i_{sp}} - \Gamma_{d_{sp}} = \frac{2 \exp\left(-2j \arctan\left(\frac{X\epsilon}{Z_0}\right)\right)}{\left(1 + \frac{1}{\kappa}\right)(1 + j2Q_L\delta_L)} \quad (\text{A.1})$$

O desvio de fase ϕ_L de $\Gamma_{i_{sp}} - \Gamma_{d_{sp}}$ em relação à fase na condição de ressonância fica igual a:

$$\tan(\phi_L) = -2Q_L\delta_L \quad (\text{A.2})$$

onde, de (4.12):

$$\delta_L = \frac{\omega - \omega'_0}{\omega_0} \quad (\text{A.3})$$

Dessa forma, ao selecionar duas frequências f_1 e f_2 que resultem no mesmo ângulo ϕ_L , o uso das duas expressões anteriores, bem como da aproximação $f_0 \approx f'_0$, permite mostrar que o fator de qualidade da cavidade carregada Q_L é:

$$Q_L = \frac{f_0}{f_1 - f_2} \tan(\phi_L) \quad (\text{A.4})$$

Além disso, o diâmetro do círculo de ressonância permite obter o coeficiente de acoplamento. Manipulando (4.24) :

$$\kappa = \frac{d}{2 - d} \quad (\text{A.5})$$

Com estes dois parâmetros em mãos, o fator de qualidade da cavidade propriamente dita Q_0 é obtido de (4.11):

$$Q_0 = Q_L(1 + \kappa) \quad (\text{A.6})$$

Para o caso com perdas, o procedimento para a obtenção de Q_0 , parâmetro de interesse no estabelecimento da sensibilidade do espectrômetro de ESR, é detalhado em [Kajfez 1994]. As duas situações estão contempladas no programa QZERO¹, utilizado neste trabalho.

¹Copyright ©1993 por D. Kajfez

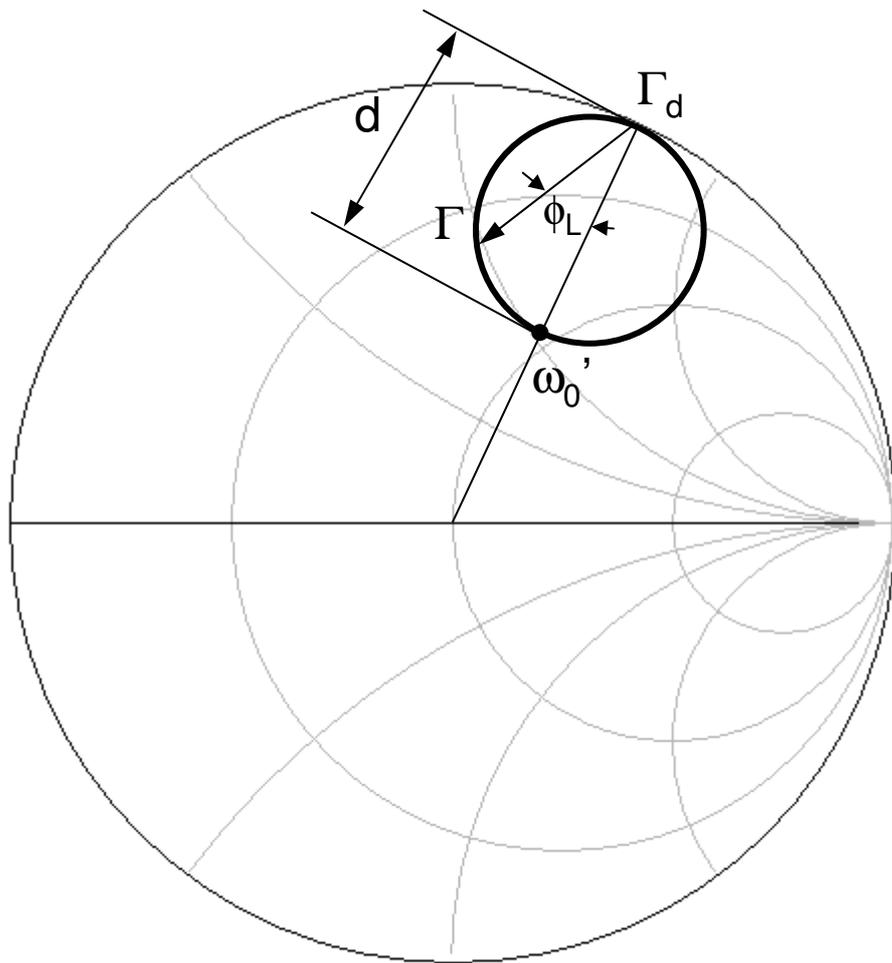


Fig. A.2: Coeficiente de reflexão de entrada em função da frequência

Apêndice B

Expressão alternativa para a impedância de entrada da cavidade

Da teoria de linhas de transmissão, considerando as perdas da linha de transmissão desprezíveis, a impedância Z_{in}^{aa} vista a partir do plano aa é dada por:

$$Z_{in}^{aa} = Z_0 \frac{Z_{in} + jZ_0 \tan(\beta l)}{Z_0 + jZ_{in} \tan(\beta l)} \quad (\text{B.1})$$

Fora da ressonância a impedância de entrada é simplesmente $Z_{in} = jX_e$. Assim, a distância l do plano aa que anula jX_e em Z_{in}^{aa} é igual a:

$$Z_0 \frac{jX_e + jZ_0 \tan(\beta l)}{Z_0 - X_e \tan(\beta l)} = 0 \quad (\text{B.2})$$

ou seja:

$$\beta l = -\arctan\left(\frac{X_e}{Z_0}\right) \quad (\text{B.3})$$

De posse deste resultado e da expressão geral de Z_{in} :

$$Z_{in} = jX_e + \frac{R_0}{1 + j2Q_0\delta} \quad (\text{B.4})$$

obtém-se a expressão reformulada de Z_{in}^{aa} :

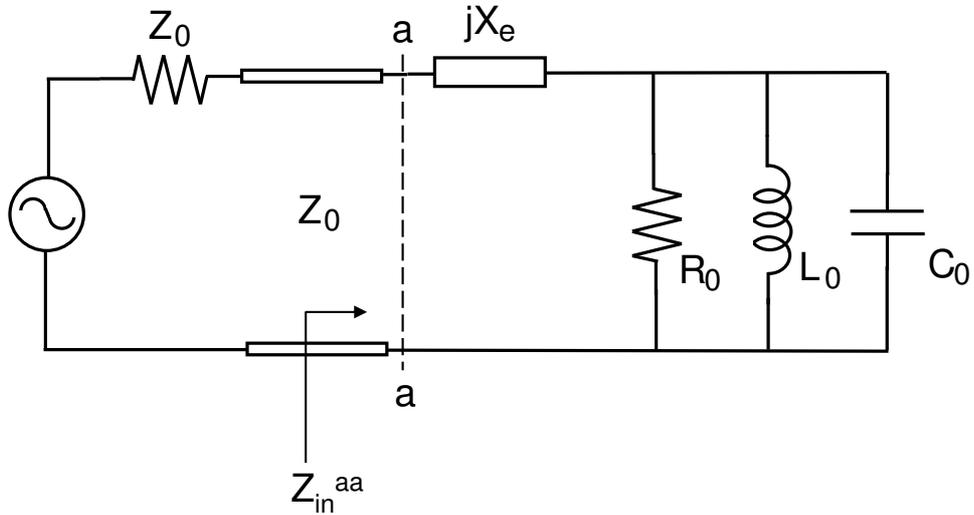


Fig. B.1: Circuito equivalente para a determinação de Z_{in}^{aa}

$$Z_{in}^{aa} = \frac{Z_0 \kappa}{1 + j2Q_0 \left(\delta - \frac{X_e \kappa}{2Q_0} \right)} \quad (\text{B.5})$$

ou, de (4.12):

$$Z_{in}^{aa} = \frac{Z_0 \kappa}{1 + j2Q_0 \delta_L} \quad (\text{B.6})$$

Assim, na frequência de ressonância f'_0 , a impedância vista do plano aa é:

$$Z_{in}^{aa} = Z_0 \kappa \quad (\text{B.7})$$

O circuito equivalente para esta condição é ilustrado na Figura B.2.

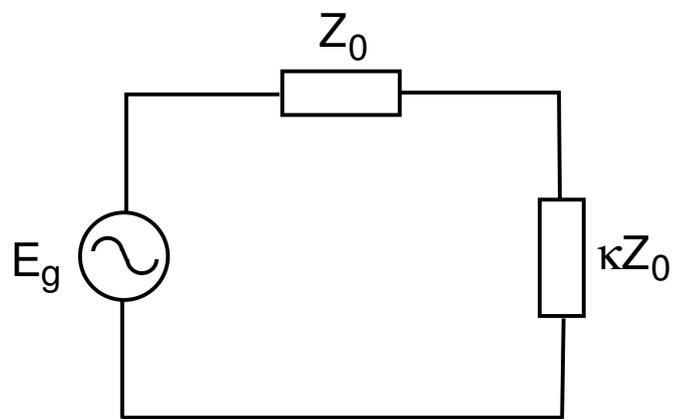


Fig. B.2: Circuito equivalente da cavidade na frequência de ressonância

Referências Bibliográficas

- [Bloch 1946] F. Bloch, "Nuclear Induction", *Physical Review*, vol. 70, nos. 7 e 8, pp.460-474, Oct. 1946.
- [Easter *et al.* 1970] B. Easter, and R. J. Roberts, "Radiation from half-wavelength open-circuit microstrip resonators," *Electronics Letters*, vol. 6, no. 18, pp.573-574, Sep. 1970.
- [Edwards 1981] T. C. Edwards, *Foundations for Microstrip Circuit Design*.(Wiley, 1981).
- [Feher 1956] G. Feher, "Sensitivity considerations in microwave paramagnetic resonance absorption techniques," *The Bell System Technical Journal*, vol. 36, pp.449-484, Mar. 1957.
- [Gonzalez 1997] G. Gonzalez, *Microwave Transistor Amplifiers*.(Prentice-Hall, 1997).
- [Gupta *et al.* 1996] K. C. Gupta, R. Garg, I. Bahl, and P. Bhartia, *Microstrip lines and slotlines*.(Artech House, 1996).
- [Harrington 1961] R. F. Harrington, *Time-Harmonic Electromagnetic Fields* .(Mc-Graw Hill, 1961).
- [Kajfez *et al.* 1984] D. Kajfez, and E. J. Hwan, "Q-factor measurement with network analyzer," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-32, pp.666-670, Jul. 1984.
- [Kajfez 1994] D. Kajfez, *Q Factor*.(Vector Fields, 1994).

- [Kirschning *et al.* 1983] M. Kirschning, R. H. Jansen and N. H. L. Koster, "Measurement and computer-aided modeling of microstrip discontinuities by an improved resonator method,"IEEE MTT-S Digest, vol. 83, issue 1, pp.495-497, May 1983.
- [Medeiros-Ribeiro *et al.* 2003] G. Medeiros-Ribeiro, E. Ribeiro, and H. Westfahl, Jr., "G-factor engineering and control in self-assembled quantum dots,"Appl. Phys. A, vol. 77, pp. 725, 2003.
- [Morgan 2002] M. Morgan, and S. Weinreb, "A millimeter-wave perpendicular coax-to-microstrip transition,"IEEE MTT-S Intl. Microwave Symp. Digest, pp.817-820, Seattle, WA, 2002.
- [Motchenbacher *et al.* 1993] C. D. Motchenbacher, and J. A. Connelly, *Low-noise Electronic System Design.*(Wiley, 1993).
- [Poole 1983] C. P. Poole, Jr., *Electron Spin Resonance.*(Dover, 1983).
- [Poole 1994] C. P. Poole, Jr., and H. A. Fach *Handbook of Electron Spin Resonance.*(AIP Press, 1994).
- [Schnieder *et al.* 2001] F. Schnieder, and W. Heinrich, "Model of thin-film microstrip line for circuit design,"IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. 49, pp.104-110, Jan. 2001.
- [Weil *et al.* 1994] J.A. Weil, J. R. Bolton, and J. E. Wertz, *Electron Paramagnetic Resonance.*(Wiley, 1994).
- [Williams *et al.* 1988] D. Williams, and T. H. Miers, "A coplanar probe to microstrip transition,"IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. 36, pp.1219-1223, Jul. 1988.