

Tese de Doutorado

Universidade Estadual de Campinas – UNICAMP
Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação – FEEC
Departamento de Eletrônica e Microeletrônica – DEMIC
Laboratório de Plasma

DESENVOLVIMENTO DE UM GERADOR DE PLASMA DE MICROONDAS PARA USO EM CVD E SUA APLICAÇÃO NA SÍNTESE DE FILMES DE CARBONO AMORFO HIDROGENADO

Aluno: Yamato Miyao

Orientador: Edmundo da Silva Braga

Comissão Examinadora:

Prof. Dr. Edmundo da Silva Braga (Presidente da Comissão) - FEEC/UNICAMP

Prof. Dr. Marco Antonio Robert Alves - FEEC /UNICAMP

Prof. Dra. Lucila Cescato - IFGW /UNICAMP

Prof. Dr. Alberto Martins Jorge - FEEC/UNICAMP

Prof. Dr. Mario Antonio Bica de Moraes - IFGW/UNICAMP

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

M699d Miyao, Yamato
Desenvolvimento de um gerador de plasma de microondas para uso em CVD e sua aplicação na síntese de filmes de carbono amorfo hidrogenado / Yamato Miyao.--Campinas, SP: [s.n.], 2004.

Orientador: Edmundo da Silva Braga.
Tese (Doutorado) - Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação.

1. Deposição química de vapor. 2. Filmes finos de diamantes. 3. Plasma de microondas. I. Braga, Edmundo da Silva. II. Universidade Estadual de Campinas. Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação. III. Título.

DESENVOLVIMENTO DE UM GERADOR DE PLASMA DE MICRONDAS PARA USO EM CVD E SUA APLICAÇÃO NA SÍNTESE DE FILMES DE CARBONO AMORFO HIDROGENADO

RESUMO

Este trabalho consiste no desenvolvimento de um gerador de plasma de microondas para uso em processos de deposição de vapor químico (CVD). O projeto foi baseado na utilização de componentes de fornos domésticos de microondas (magnetron, fonte de alimentação, etc), de baixo custo e fácil aquisição. O gerador é constituído basicamente por um guia de ondas ressonante no modo TE_{103} , numa configuração bastante simplificada para um circuito de microondas, mas apresentou desempenho satisfatório para as finalidades que foi projetado. Foram produzidos filmes de carbono amorfo hidrogenado a-C:H, com taxas de deposição de 3.000 Å/minuto (bem maiores do que as obtidas em sistema de RF padrão de 13,56 MHz). Devido a isso foi desenvolvido um método para produzir filmes auto sustentados de a-C:H. Na sua composição foram identificados sp^3CH_3 e sp^3CH_2 , que definem o filme como a-C:H polimérico, mas também sp^3CH , típico de filme duro, do tipo DLC.

Palavras-chave: Gerador de plasma de microondas, Plasma de microondas CVD, Filme auto sustentado de a-C:H.

DEVELOPMENT OF A MICROWAVE PLASMA GENERATOR FOR CVD PROCESSES AND ITS APPLICATION ON THE SYNTHESIS OF HYDROGENATED AMORPHOUS CARBON FILMS

ABSTRACT

A microwave plasma generator for application in chemical vapor deposition (CVD) process was developed. The design employed domestic microwave oven parts, such as magnetron and power supply, of low cost and easily available. The generator consists in a TE_{103} resonant waveguide in a simplified configuration that performed well for the purposes it was designed. Thin films of hydrogenated amorphous carbon (a-C:H) were produced at deposition rates of 3,000 Å/min, considerably higher than those obtained in a standard 13,56 MHz radio frequency system. As a result, a method to produce free standing a-C:H films was devised. Analysis of the deposited films identified sp^3CH_3 and sp^3CH_2 in their composition, typical of polymeric films, as well as sp^3CH , characteristic of hard, diamond-like materials.

Keywords: Microwave plasma generator, CVD microwave plasma, a-C:H self supported films

Agradecimentos

Ao Professor Edmundo da Silva Braga, pelo apoio e pela oportunidade de realizar este trabalho em seu Laboratório.

Ao Professor Mário Bica de Moraes do IFGW, pela atenção e pelas discussões sempre muito proveitosas.

Ao Professor Marco Antonio Robert Alves, pela amizade e pelo apoio, sobretudo no contacto com a bibliografia de um assunto novo para mim.

À Sadako, pela ajuda e apoio irrestritos e por tanta paciência.

A todos que de alguma forma contribuíram para a realização deste trabalho.

ÍNDICE

I – INTRODUÇÃO

I.1 – DEPOSIÇÃO POR EVAPORAÇÃO	2
I.2 – DEPOSIÇÃO POR SPUTTERING	4
I.3 – DEPOSIÇÃO POR CVD	7

II - O EQUIPAMENTO

II.1-O GUIA RESSONANTE	11
II.2-O GERADOR DE MICROONDAS E A FONTE DE ALIMENTAÇÃO	14
II.3- O REATOR	16

III- ANÁLISE DO PLASMA GERADO

IV- OBTENÇÃO DO FILME DE CARBONO AMORFO HIDROGENADO

V - CARACTERIZAÇÃO DO FILME

V.1 – ESPECTROSCOPIA DE UV, VIS,IVPRÓXIMO	25
V.1.a – DETERMINAÇÃO DO ÍNDICE DE REFRAÇÃO	28
V.1.b – DETERMINAÇÃO DA ESPESSURA DO FILME	33
V.1.c – DETERMINAÇÃO DO COEFICIENTE DE EXTINÇÃO	37
V.1.d – DETERMINAÇÃO DO COEFICIENTE DE ABSORÇÃO	38
V.1.e – DETERMINAÇÃO DA CONSTANTE DIELETRICA	39
V.1.f – DETERMINAÇÃO DO “GAP ÓTICO”	42
V.2 – ESPECTROSCOPIA DO INFRAVERMELHO	45
V.3 – ESPECTROSCOPIA RAMAN	51

VI – CONSIDERAÇÕES FINAIS E CONCLUSÃO55
VII – APÊNDICE 1 – TEORIA	
VII.1-RELAÇÕES GERAIS DO CAMPO ELETROMAGNÉTICO EM GUIAS DE ONDAS.....	58
O MODO TRANSVERSO ELÉTRICO (TE) DE PROPAGAÇÃO DA ONDA.....	61
O MODO TRANSVERSO MAGNÉTICO (TM) DE PROPAGAÇÃO DA ONDA.....	62
VII.2 – GUIAS DE ONDA	62
VII.3 – CAVIDADES RESSONANTES	71
VIII – APÊNDICE 2 - CONSTRUÇÃO	
VIII.1 – TABELAS E FIGURAS	73
VIII.2 – O DIMENSIONAMENTO DO GUIA DE ONDAS - FREQUÊNCIA	
DE CORTE E DETERMINAÇÃO DO COMPRIMENTO DO GUIA	78
VIII.3 – O ACOPLAMENTO DA ANTENA DA MAGNETRON AO GUIA DE ONDAS.....	80
VIII.4 – O EFEITO DA DIMENSÃO DA ANTENA NO CAMPO ELÉTRICO DO GUIA.....	81
VIII.5 – O EFEITO PELICULAR (SKIN DEPTH)	81
VIII.6 – O “TRAP” CILÍNDRICO EM TORNO DO TUBO DE QUARTZO	82
IX – APÊNDICE 3	
IX.1 – MODELOS DE CAVIDADE TESTADOS	83
IX.2 – DISPOSITIVOS USADOS NOS AJUSTES DE CIRCUITOS DE MICROONDAS:	
SINTONIZADOR DE \mathbb{E} E \mathbb{H}	85
CARGA DE MICROONDA	86
X – REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	88

I – INTRODUÇÃO

No desenvolvimento de microdispositivos num Laboratório de Microeletrônica é fundamental a utilização de filmes finos, sejam eles condutores, semicondutores ou isolantes.

No Laboratório de Plasma do Departamento de Microeletrônica da FEEC da UNICAMP há atualmente em desenvolvimento trabalhos com filmes finos de carbono amorfo hidrogenado. É um material com características especiais, como a inércia química, alta dureza mecânica e transparência ótica no infravermelho; é bom isolante elétrico mas pode ser dopado para ser um semicondutor de gap ótico elevado; pode ser facilmente removido por plasma de oxigênio. Assim, além de utilização em microeletrônica, é de interesse na aplicação como revestimento protetor de janelas óticas e de discos magnéticos, revestimentos biomédicos, e uso em microdispositivos eletromecânicos, entre outros.

No Laboratório de Plasma, os filmes de carbono amorfo hidrogenado são obtidos por um sistema de radio-frequência (RF plasma CVD). Estudos indicam que filmes desse tipo podem ser obtidos com taxas de deposição muito maior, através de equipamentos de microondas.

O objetivo desse trabalho é desenvolver um gerador de plasma de microondas para uso em CVD, o que possibilitará produzir no Laboratório, filmes de carbono amorfo hidrogenado com altas taxas de deposição.

Diferentes métodos para obtenção de filmes finos são conhecidos. Assim, para cada material utilizado, deve ser escolhido o processo mais

conveniente de produção, em função das peculiaridades de seu comportamento. Os principais métodos utilizados são descritos a seguir, de forma bastante breve:

- I.1 - evaporação em alto vácuo
- I.2 - sputtering
- I.3 - CVD (deposição a partir de vapor químico) e outros

I.1 – DEPOSIÇÃO POR EVAPORAÇÃO

O método mais simples consiste na evaporação de uma substância, seguida de condensação da mesma sobre um substrato resfriado, em ambiente de alto vácuo. O calor necessário para produzir a evaporação pode ser obtido pelo aquecimento (efeito Joule) de filamentos de formatos especiais, em forma de cadinho, que comportam a substância (fig 1a).

Neste método, como o próprio filamento quente pode evaporar, o filme obtido poderá estar contaminado, resultando num defeito na rede cristalina, ou funcionar como dopante. Esta contaminação pode ser tolerada em alguns casos de filmes condutores, utilizados nas ligações entre componentes, mas representa uma limitação no caso de semicondutores ou isolantes.

A contaminação pode ser bastante diminuída com a utilização de um canhão eletrônico, que é um dispositivo que consta de um emissor de elétrons e um acelerador. O feixe de elétrons é focalizado sobre a substância que se quer evaporar, contida em cadinhos termicamente isolados, mas condutores, de forma a possibilitar o escoamento das cargas eletrônicas. Neste caso, a temperatura final poderá ser muito maior que no caso do filamento, permitindo obter depósitos com menor grau de contaminação.

Na utilização desse método, o parâmetro prático que se deve conhecer é a pressão de vapor do elemento que vai ser evaporado. Uma tabela com esses valores ^[1] consta no Apêndice (tab. A1).

A taxa de vaporização, ou fluxo de massa da substância vaporizada pode ser calculada pela equação ^[2] :

$$G_{ev} = \frac{p}{4} \sqrt{\frac{8M}{\pi RT}} \simeq 4,38 \cdot 10^{-3} p \sqrt{\frac{M}{T}}$$

onde G_{ev} é expresso em kg / s m²

p = pressão de vapor em Pa

M = massa molecular da substância , em kg / mol

R = constante universal dos gases = 8,31696 J / K mol

T = temperatura em K

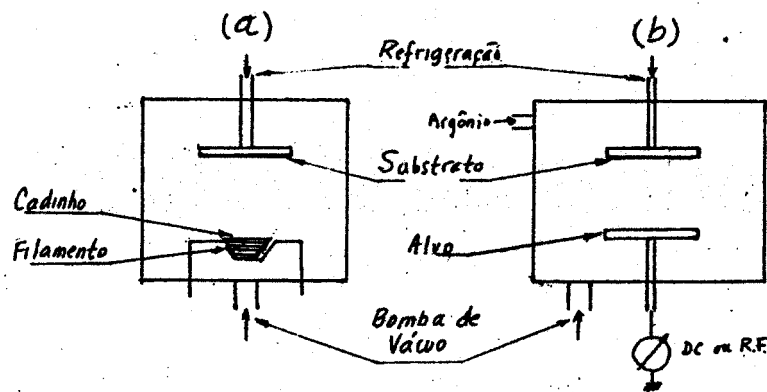


Figura 1– esquema do processo de deposição por a) evaporação
b) sputtering

I.2 – DEPOSIÇÃO POR SPUTTERING

Outro método de obtenção de filmes finos de alta pureza é através do bombardeio de íons de gás nobre (geralmente Argônio) sobre um alvo sólido (feito do material que se quer depositar) por exemplo, Ta , Si ,Ge , Al , Au , Al_2O_3 , Ta_2O_5 , SiO_2 , SnO_2 , ITO,etc.

A ionização do gás nobre é feita através da aplicação de um campo elétrico correspondente ao valor do seu campo de ruptura , em baixa pressão , seguido de aceleração. A energia cinética do íon é transferida ao alvo, produzindo ejeção do átomo, que será então depositado sobre o substrato.

Um comportamento típico da variação do campo de ruptura em função da pressão, gerada por tensão contínua e tensão alternada é vista na fig. 2, no caso, para o ar ^[3] .

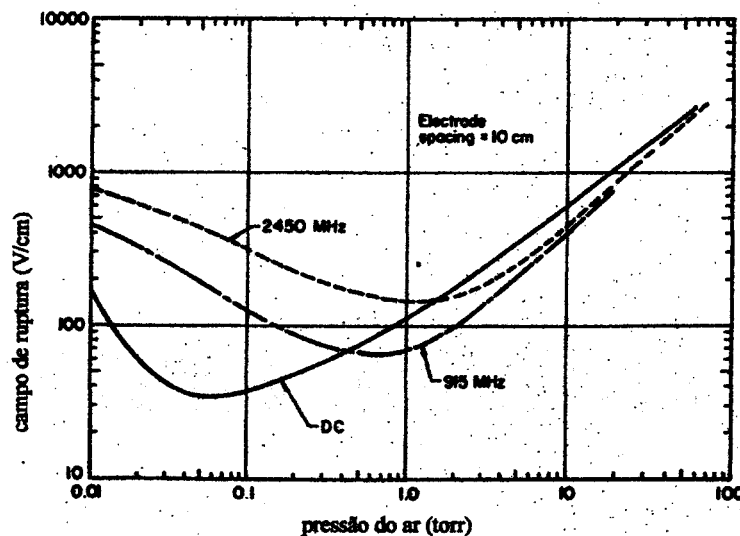


Figura 2 – variação do campo de ruptura em função da pressão (para corrente contínua e microonda)

Na prática é utilizada uma montagem de duas placas (capacitor) numa câmara de alto vácuo, onde é introduzido um gás nobre (Argônio), cuja pressão é controlada para se obter a máxima ionização (fig.1b).

Se a fonte de tensão é de corrente contínua, o alvo deve ser polarizado negativamente, para acelerar o íon de Argônio (positivo), e provocar o choque. Este processo no entanto, só funciona no caso de alvo condutor, pois no caso de isolante, a carga positiva do íon de Argônio irá se acumular sobre a superfície do alvo isolante (que reveste a placa negativa) no primeiro momento, e em seguida , passará a repelir, impedindo o choque, e consequentemente, a ejeção.

No caso de alvos isolantes, no lugar da fonte de tensão é utilizado um gerador de radio-frequencia (RF) , acoplado capacitivamente ao eletrodo alvo (revestido pelo alvo isolante). Nesta montagem tem-se então o eletrodo como alvo, dentro do vácuo, isolado eletricamente do restante do sistema.

Neste processo de evaporação estão envolvidos vários fenômenos, que embora independentes, são determinantes no resultado.

Inicialmente, ao ser ligado o gerador de RF , o gás Argônio é ionizado, os elétrons livres são acelerados no ciclo positivo para o eletrodo alvo, que será carregado negativamente ($Q=CV$), criando uma diferença de potencial induzido negativo (V_a) , que pode chegar a centenas ou milhares de volts.

Cada íon positivo de Argônio no primeiro momento pode ser considerado estático, devido a sua massa enorme, comparada a do elétron. Mas devido a presença do campo induzido, será acelerado até o alvo, com energia cinética dada por:

$$\frac{1}{2} m_{ion} v_{ion}^2 = e V_a$$

onde m_{ion} = massa do íon

v_{ion} = velocidade do íon

e = carga do elétron

V_a = tensão induzida

Ao chocar com o alvo, o íon de Argônio produzirá uma ejeção, como pode ser visto no exemplo para o Argônio de 400eV (fig.3): no caso, a energia é suficiente para arrancar em média, 2 átomos de Au, ou 2,5 átomos de Ag, por exemplo.

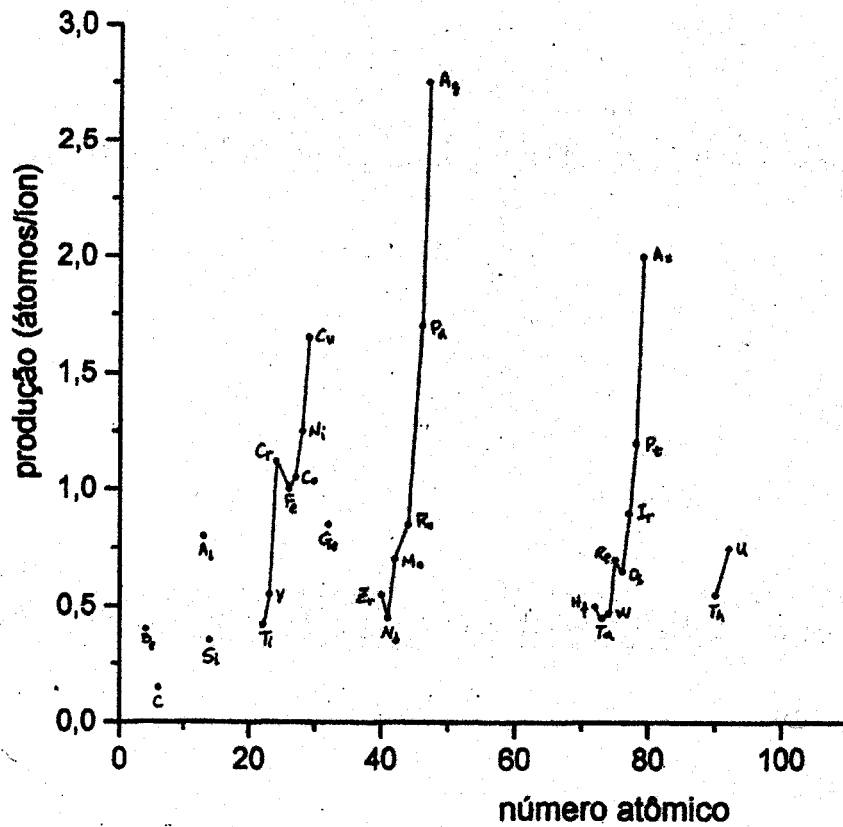


Figura 3 – produção de átomos por íon de Argônio de 400eV [3a]

A interpretação desse fenômeno sugere uma correspondência com a função de trabalho do efeito fotoelétrico.

Uma vez que o átomo do alvo é liberado, é depositado sobre o substrato, obtendo-se assim o filme.

Como a quantidade de íons de Argônio que atinge o eletrodo do alvo é muito menor que a quantidade de elétrons, poucas cargas negativas são perdidas na compensação das cargas dos íons positivos, e o eletrodo alvo estará sempre carregado negativamente. Dessa forma, mesmo que o eletrodo alvo seja revestido por alvos isolantes, ele será bombardeado pelo íon de Argônio, produzindo a evaporação. A energia necessária para arrancar um átomo do alvo deverá ser determinada para cada caso, condutor ou isolante.

Outros fatores que influem na qualidade dos filmes obtidos são a temperatura do substrato, a pressão do vácuo da câmara, a potência de RF, além de que o eletrodo alvo deverá estar a baixa temperatura (resfriado).

Este processo de obtenção de filmes finos é conhecido como “sputtering”.

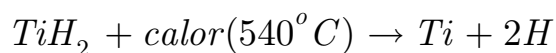
I.3 – DEPOSIÇÃO POR CVD

Outro processo de produção consiste no uso de uma fonte do elemento na forma de gás ou vapor, no lugar do alvo sólido.

Utilizando compostos químicos do elemento de interesse, que à temperatura e pressão de operação se apresentam na forma gasosa, pode-se, pela dissociação das moléculas do composto, e subsequente condensação e reação química sobre o substrato, obter o filme do elemento desejado.

Os compostos utilizados são geralmente hidretos, fluoretos e cloretos. Como a forma de hidreto é geralmente instável, para sua decomposição pequenas energias são suficientes, que podem ser fornecidas por calor, ou por campo elétrico.

Por exemplo, o hidreto de titânio, muito utilizado para deposição de Ti sobre substrato de alumina ou cristal de quartzo, requer apenas 0,1 eV para sua decomposição a 540°C.



Outros compostos químicos muito utilizados são: SiH₄, SiH₂, PH₃, B₂H₆, CH₄, C₂H₂, etc.

Este processo é conhecido como CVD (chemical vapor deposition) e pode ser estimulado por campo elétrico de radio-frequência, sendo então denominado RF CVD.

Neste caso, a intensidade de decomposição é amplificada pelo choque dos elétrons de ionização com átomos do gás, produzindo o que é conhecido como descarga luminosa (glow discharge), devido a emissão de fótons no retorno dos átomos excitados e ionizados, ao estado fundamental.

Esta ionização produz um fluxo intenso de íons, gerando plasma (calor), e o processo é também conhecido como plasma CVD. Outras denominações utilizadas são: RFP.CVD (CVD produzido por plasma de RF), ou PE.CVD (CVD estimulado por plasma), etc.

A radio-frequência RF utilizada pode ser de 13,56 MHz ou de microonda de 2.450 MHz, frequências essas liberadas para uso industrial. No primeiro caso é necessário o uso de eletrodos internos, numa montagem

similar a do sputtering anteriormente descrito, podendo produzir alguma contaminação.

No caso de microonda, os eletrodos são dispensáveis, bastando planejar uma distribuição conveniente do campo elétrico. Além disso, o grau de ionização da descarga é aumentado, o que possibilita uma maior taxa de deposição.

No Laboratório de Plasma do Departamento de Microeletrônica existe em operação um sistema de RF para (P.E.CVD), utilizado para obtenção de filmes de carbono amorfo (a-C:H), cuja taxa de deposição é de aproximadamente $100 \text{ \AA}/\text{minuto}$ ^[4].

Na literatura sobre filmes de carbono amorfo, citam-se dados de (P.E.CVD) gerados por sistemas de microondas, que atingem a taxa de $3.000 \text{ \AA}/\text{minuto}$ ^[5]. Esse fato, somado a possibilidade de desenvolver um equipamento semelhante utilizando componentes de um forno doméstico de microondas, levou a realização deste trabalho.

A teoria eletromagnética utilizada para o desenvolvimento do projeto é apresentada no Apêndice: é desenvolvida a teoria EM em guias de ondas e em cavidades ressonantes, para conhecer a distribuição espacial dos campos elétrico e magnético, uma vez que os componentes capacitor e indutor não se encontram localizados individualmente, como no caso do gerador de RF de 13,56 MHz.

Deve ser conhecida também a distribuição das correntes de microonda nos guias e cavidades, para evitar interrupções no fluxo de elétrons, e conseqüente produção de descargas ou emissão de radiação.

As características da magnetron, (tab.A2), de aceitação de limites muito amplos de tensão de onda refletida , mostraram-se como as principais responsáveis em chegar a um modelo simples para esse equipamento . Os modelos estudados e testados anteriormente são citados no Apêndice.

II - O EQUIPAMENTO

II.1 – o guia ressonante

II.2 – o gerador de microondas (magnetron) e a fonte de alimentação

II.3 – o reator

O projeto do gerador de plasma foi desenvolvido para utilizar uma válvula magnetron convencional, de fornos domésticos de microondas, encontrados facilmente no comércio, a custo irrisório, se comparado ao de válvulas de RF de potência similar.

O gerador de plasma consiste basicamente de uma válvula magnetron, a qual gera microondas, que excitam uma cavidade ressonante (guia de ondas), produzindo ondas estacionárias. Este guia é atravessado por um tubo de quartzo, onde é gerado o plasma.

Após estudos e testes com alguns modelos desenvolvidos de acordo com a teoria ,chegou-se a um modelo final, com uma configuração de distribuição do campo elétrico correspondente ao modo fundamental TE_{10} (que é detalhado no Apêndice).

Quando um guia de ondas no modo TE_{10} é limitado no comprimento, tal que comporte $3 \times (1/2 \text{ comprimento de onda})$, passa a se comportar como um guia ressonante, no modo TE_{103} .

II.1 – O GUIA RESSONANTE

Para construir o guia de ondas foi utilizado um perfil retangular de alumínio, com seção de (4" x 2"), comercial. Como o guia projetado deve operar na frequência de 2,450GHz (banda LS), e uma vez que a frequência de corte, calculada para esse perfil é de 1,63 GHz, ele satisfaz as condições para operar na faixa de ($1,95 < f_{op} < 2,93$) GHz. Os critérios utilizados para essas escolhas, bem como a discussão de soluções adotadas, são apresentadas no Apêndice.

Tomando esse perfil com o comprimento calculado teoricamente, as duas extremidades foram fechadas, para constituir a cavidade ressonante, operando no modo TE_{103} (fig.4)

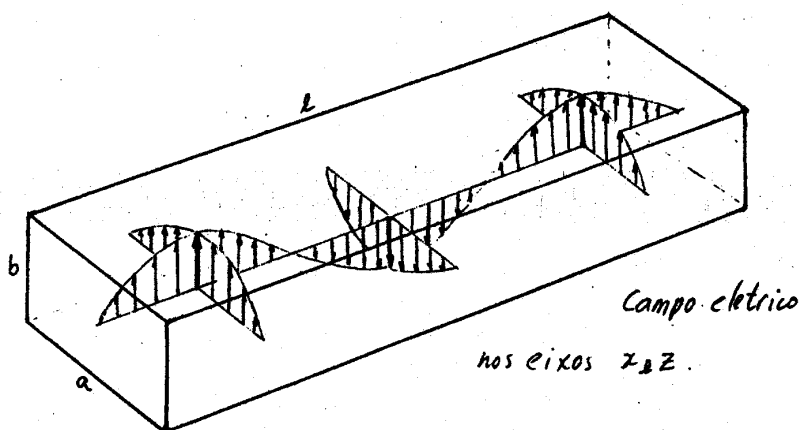


Figura 4 –cavidade ressonante no modo TE_{103}

O primeiro ponto de máximo da distribuição do campo elétrico foi utilizado para excitação do guia de ondas pela magnetron, e o segundo máximo, para excitação do gás e conseqüente ionização.

Para determinação das medidas finais da cavidade ressonante , foi adotado o seguinte procedimento:

Inicialmente foi construída uma cavidade com as medidas calculadas, porém dotada de uma fenda ao longo do comprimento, denominada guia fendida , a fim de fazer a determinação experimental da localização dos pontos de máximo e mínimo do campo elétrico.

Isto foi feito usando um gerador de varredura de microondas operando em 2.450MHz,mas de baixa potência, excitando a cavidade ressonante no primeiro máximo, através de uma antena de mesma dimensão que a da magnetron. Os máximos e mínimos foram determinados através de uma pequena antena que podia ser deslocada ao longo da guia fendida. Essa antena tinha pequena dimensão a fim de não perturbar a distribuição do campo elétrico. Ela estava acoplada a um medidor de potência de corpo negro.

O gerador de microondas de baixa potência era de marca HP 8350B (sweeper) e o medidor de potência (bolômetro),de marca HP 435B.

Uma vez determinados os valores corretos das dimensões do guia que produzem a variação senoidal do campo elétrico, a medida final deve conter 2 máximos e 1 mínimo, ou seja, é de $3/2 \lambda_g$,onde λ_g é o comprimento de onda da microonda dentro da cavidade ressonante, no modo em que está operando, TE_{10} .

O valor do comprimento do guia na prática não é muito crítico, tolerando uma imprecisão de cerca de 2mm, pois o acoplamento da magnetron

ao guia é feito capacitivamente, por uma antena de dimensão maior que 10mm e estará localizada na posição do primeiro máximo.(Apêndice)

Na posição do segundo máximo é feito um furo circular de 5 cm de diâmetro, para passagem do tubo de quartzo, que constituirá a câmara de ionização, também conhecida como reator.

As medidas finais estão apresentadas na fig.A1 , no Apêndice.

Alguns cuidados devem ser tomados na construção, devido ao efeito pelicular (skin depth) na condução de microonda nos guias metálicos (Apêndice). No nosso caso,a condução ocorre numa fina camada com espessura de apenas 1,7 μm . Portanto, não pode haver interrupção na condução da corrente, para não provocar faíscação.

No caso do encaixe das tampas nas extremidades, a solução encontrada foi utilizar malhas de fio de cobre,envolvidas em tinta condutora de prata, e pressioná-las no encaixe.

Para evitar fuga de radio-frequencia, o tubo de quartzo foi envolvido inteiramente com malha de fio condutor, funcionando como uma gaiola de Faraday. A isso foi acrescentado um sistema de “trap” constituído por um tubo cilíndrico de diâmetro de 2”, o qual tem frequência de corte em 3,46GHz, funcionando portanto como uma armadilha (trap) para a frequência utilizada de 2,45GHz,não permitindo a propagação de microonda através do tubo.

Para verificação de eventual fuga de microndas, foi construído um sensor bastante simples para sua detecção. Baseado no fato de que a microonda produz alta ionização,foi utilizada uma lâmpada miniatura de neon para fazer o sensor. Um dos eletrodos da lâmpada é ligado a uma pequena antena (constituída por um fio de cêrca de 2cm de comprimento), o qual faz a

função de antena dipolar. Na presença de radiação de microonda, a lâmpada se acende.

II.2 – O GERADOR DE MICROONDAS E A FONTE DE ALIMENTAÇÃO

O gerador de microondas utilizado, uma válvula magnetron, é de um forno doméstico de microondas, assim como o ventilador utilizado para sua refrigeração.

A fonte de alimentação é também de um forno de microondas, modificado: compõe-se de um transformador, retificador de alta tensão, e um ou dois capacitores de alta tensão, conforme se vê no esquema da fig.5.

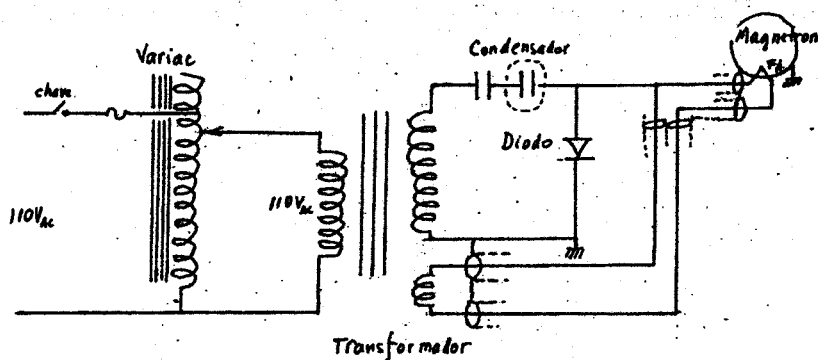


Figura 5 – esquema da fonte de alimentação da magnetron

Para facilitar o manuseio, a magnetron, presa ao guia, é ligada à fonte por um cabo coaxial RG8, que faz a alimentação do filamento (3,0V e 15 A) e da alta tensão, de - 4kV.

O controle da potência é feito por um auto transformador (Variac) de 1,5kW. Com um capacitor de $0,9 \mu\text{F}$ ($2.100 V_{AC}$), pode-se obter potência de 250 a 440 W e com dois capacitores em série, com $0,45 \mu\text{F}$, pode-se obter potência de 30 a 150 W.

A calibração de potência foi efetuada através de um sistema para medir a variação da temperatura da água circulando por um tubo, na região de geração do plasma.

Assim, a energia transferida pode ser escrita como:

$$Q = m C \Delta T \text{ (calorias)}$$

$$\text{onde } m = \rho V$$

$$\rho = \text{densidade da água (g/cm}^3\text{)}$$

$$V = \text{volume (cm}^3\text{)}$$

$$C = \text{calor específico (1caloria/g }^\circ\text{C)}$$

$$\Delta T = \text{variação da temperatura (}^\circ\text{C)}$$

Portanto, a potência pode ser expressa como:

$$\text{Potência} = \frac{4,18Q}{t}$$

sendo : Potência (W) tempo (s)

Foi assumido que, em primeira aproximação, toda a energia da microonda é absorvida pelas moléculas de água. A molécula de água sendo uma molécula polar, deve oscilar com a frequência da microonda, e a transferência da energia é feita pela agitação molecular.

Na fig.6 tem-se o gráfico da potência do gerador de microondas assim medida, em função da tensão de alimentação.

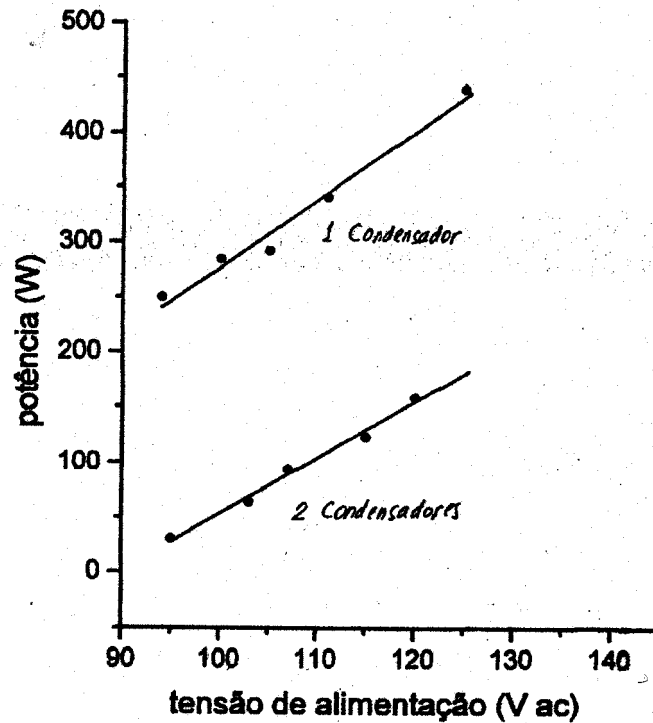


Figura 6 – potência do gerador de MO ,em função da tensão de alimentação

II.3 – O REATOR

O reator é a câmara onde ocorre a reação, ou seja, a decomposição e ionização do gás, e posterior deposição no substrato. (fig.7)

Ao gerar o plasma, o gás ficará super aquecido, razão pela qual a câmara deverá ser feita com tubo de quartzo ou de cerâmica alumina.

No nosso projeto foi utilizado um tubo de quartzo de 30 cm de comprimento, e diâmetro de 40mm, com adaptador para aceitar um diâmetro de 25mm.

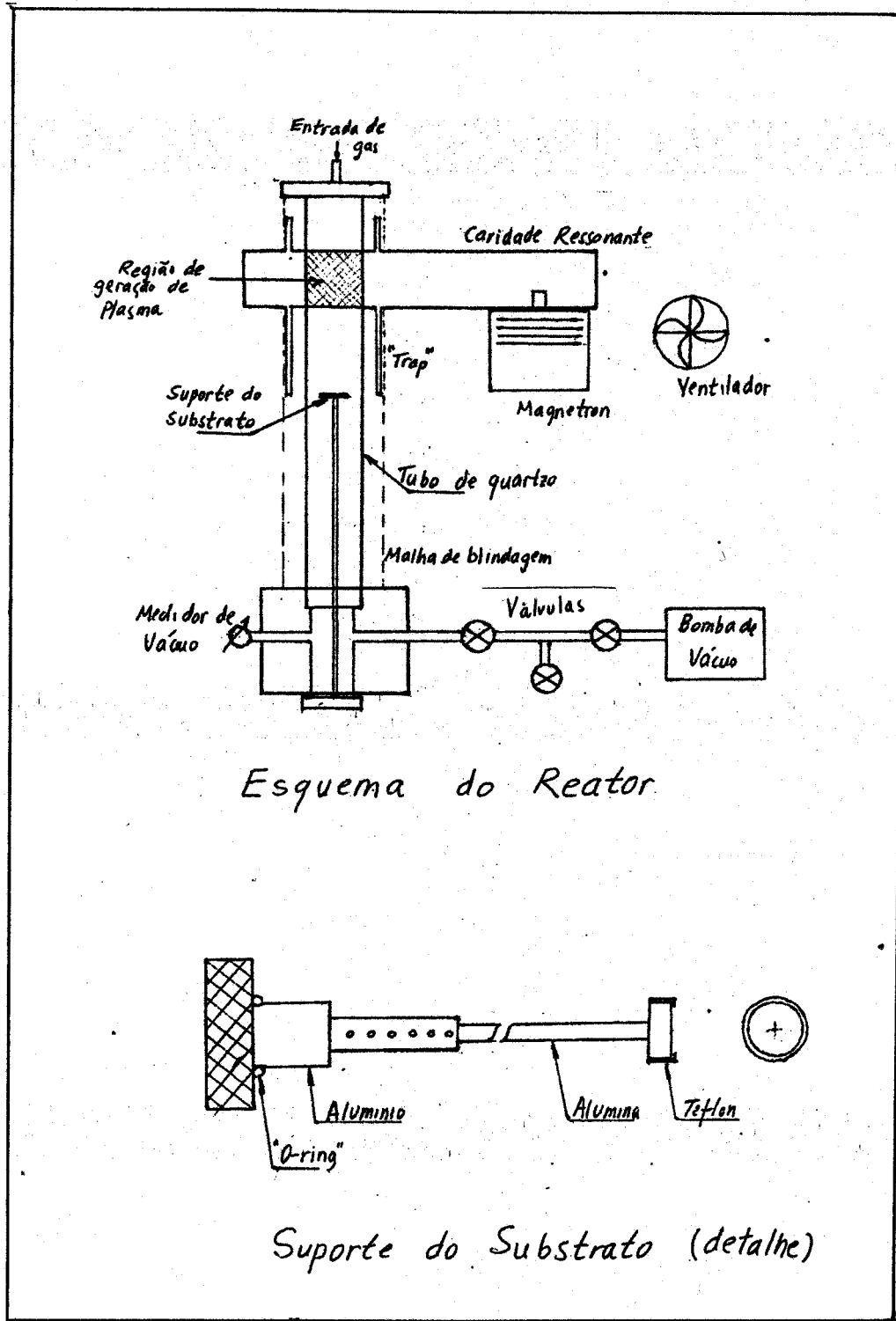


Figura 7- esquema do reator

Através de uma das extremidades do tubo é feita a injeção do gás. A extremidade oposta está assentada numa peça de alumínio, com quatro entradas, sendo que as três entradas laterais são usadas: uma, para acoplar a bomba de vácuo; outra, para o medidor de vácuo, e a terceira, para uma tomada elétrica a prova de vácuo (passador elétrico), utilizada para o medidor de temperatura e para alimentação do aquecedor do substrato. A última entrada está alinhada com o tubo de quartzo, e tem diâmetro de 23mm, para permitir a passagem do suporte do substrato.

Foram feitos dois tipos de suporte: No primeiro, o suporte do substrato está fixada a uma haste de comprimento regulável (coaxial ao tubo de quartzo), a qual está presa na outra extremidade, a um cilindro de alumínio com vedação de “O-ring” dinâmico. A haste é feita de alumina, e o suporte do substrato, feito de teflon.

Essa montagem permite variar a distância do suporte ao gerador de plasma, bem como girá-lo, para se ter um depósito mais uniforme no filme.

O segundo suporte tem uma haste de comprimento fixo, e é dotado de um pequeno forno (com resistência de NiCr) localizado sob o substrato. A isolamento térmica é feita por uma manta de alumina, o que permite chegar a temperaturas de até 800°C.

O vácuo dentro do sistema é obtido com uma bomba mecânica (Welch -1376). O limite do vácuo obtido com esse tipo de bomba é de 1 Pa.

A introdução do gás (CH_4) é controlada por uma microválvula agulha, com a qual a pressão é mantida estável, no valor estabelecido para cada caso.

III. ANÁLISE DO PLASMA GERADO

O espectro de emissão ótica do plasma gerado no gás metano por microonda (fig.8a) e o espectro gerado por RF(ENI OEM 1250), de 13,56 MHz (fig.8b) foram obtidos em condições de igual potência, porém em condições de pressão de vácuo diferentes.

A luz emitida pelo plasma é devida a emissão de fótons pelos átomos ou moléculas excitados e ionizados , no retorno ao estado fundamental. A análise desta luz portanto, fornece informações sobre a quantidade de átomos ionizados , e são identificados por linhas de emissão , ou bandas (no caso de linhas muito próximas).

As medidas foram tomadas através de fibra ótica, orientada diretamente para o plasma , e analisadas no monocromador (SPEX 1451N). Este utiliza uma fotomultiplicadora , cuja corrente (medida por um eletrômetro Keitley 610C) é proporcional a intensidade da linha espectral medida.

As seguintes linhas e bandas são observadas nos espectros de emissão [6],[7],[8],[9],[10] :

- hidrogênio atômico: H_{α} 656,3nm; H_{β} 486,1nm ; H_{γ} 434,0nm , linhas da série de Balmer.

- hidrogênio molecular H_2 : espectro de banda em :576,0nm ; 594,0nm ; 600,0nm ; 606,0nm ; 612,0nm; 622,0nm; 630,0nm, segundo a classificação de Fulcher [6].

- carbono molecular C_2 : espectro de banda em : 561,5nm; 512,9nm, segundo a classificação de Swan [6].

- fragmento molecular CH :espectro de banda em :431,4nm e 388,9nm.

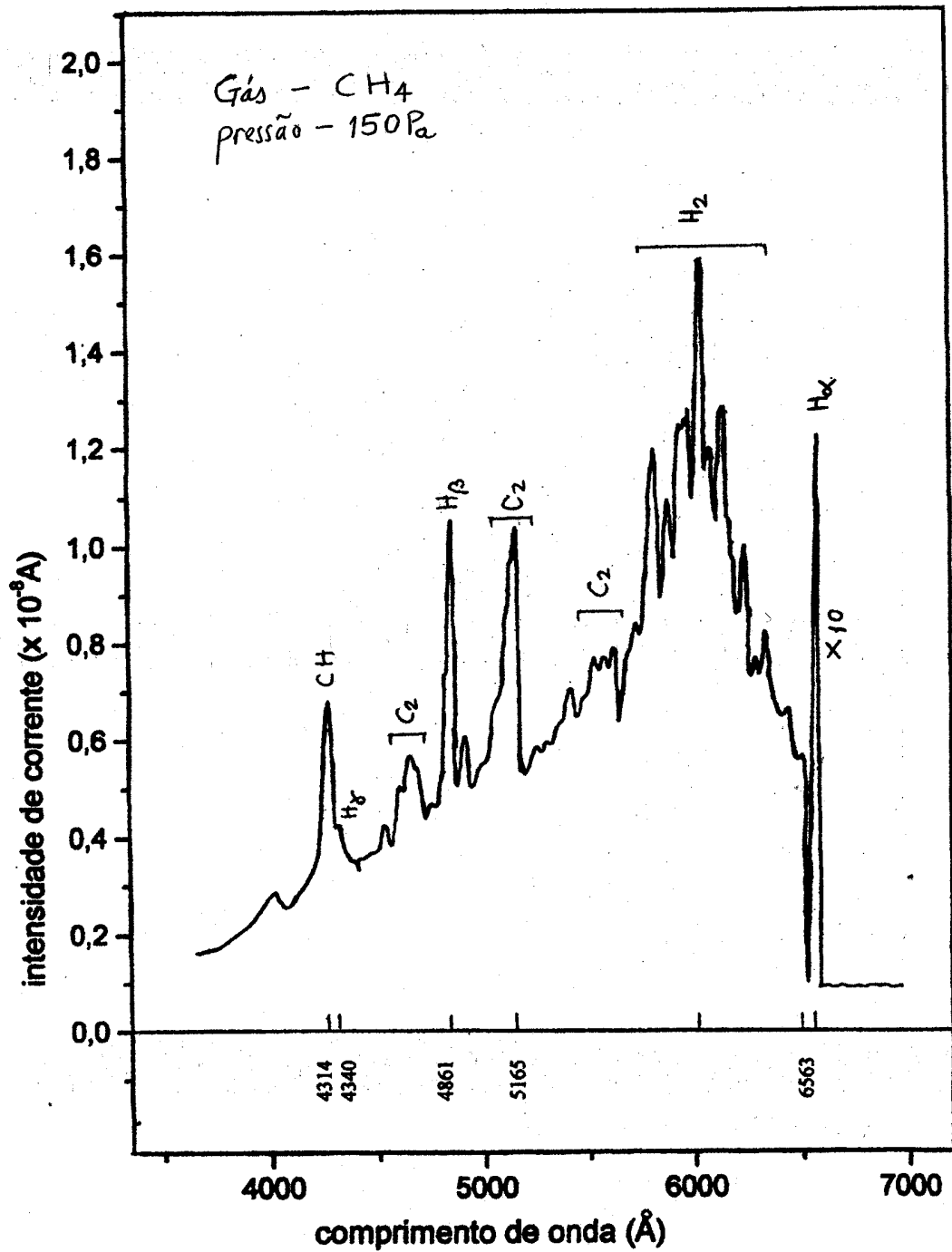


Figura 8 a- espectro de emissão do plasma de microonda

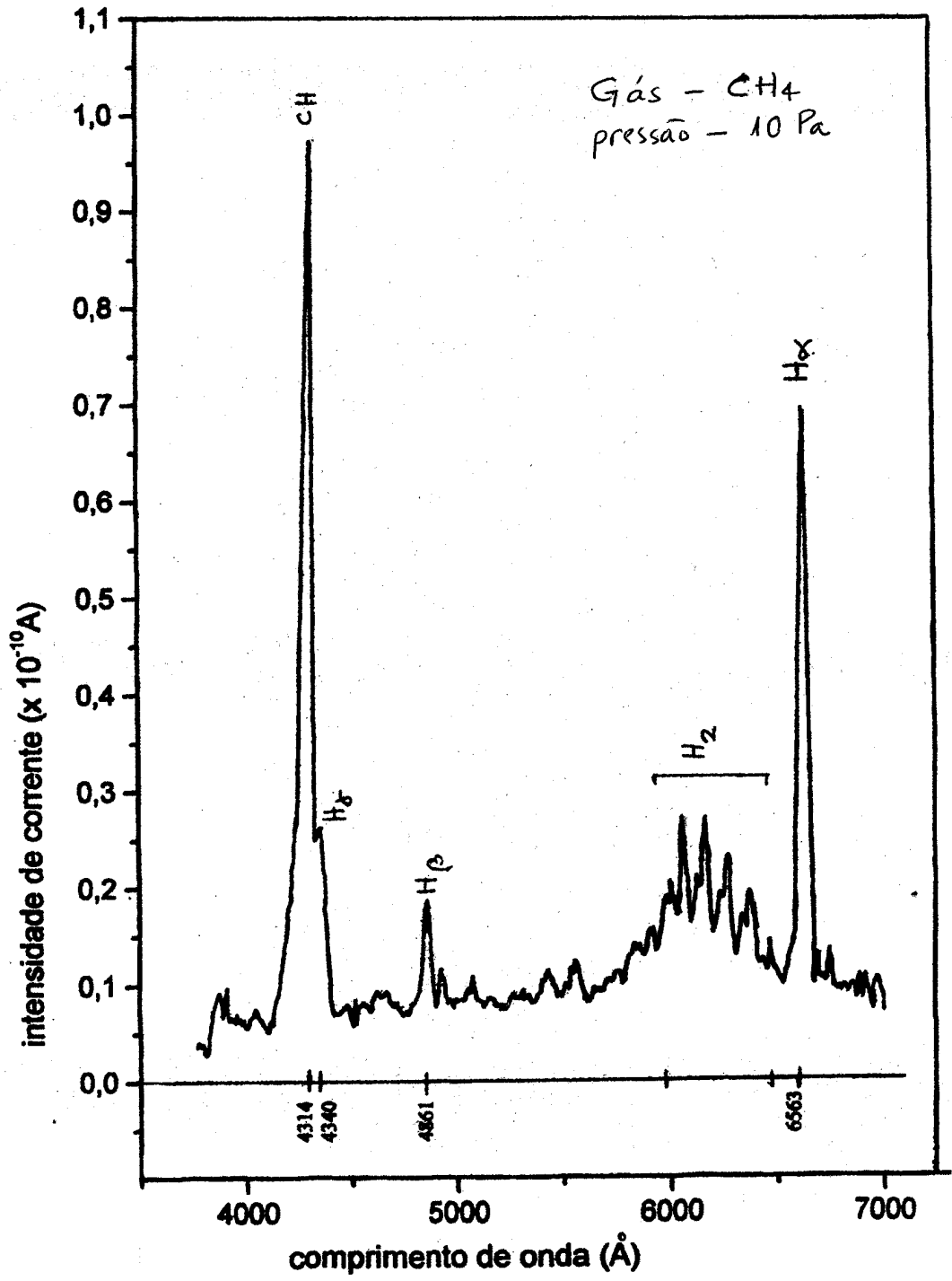


Figura 8 b – espectro de emissão do plasma de radiofrequência

A produção de cada componente no espectro de emissão do plasma, em relação a produção do hidrogênio atômico (denotado como H_{β}), determinada pela razão entre as intensidades das linhas, é a seguinte:

	microonda	RF (13,56 MHz)
$\frac{I_{H_{\alpha}}}{I_{H_{\beta}}}$	10	2
$\frac{I_{H_2}}{I_{H_{\beta}}}$	1,3	1,5
$\frac{I_{C_2}}{I_{H_{\beta}}}$	1,0	0
$\frac{I_{CH}}{I_{H_{\beta}}}$	0,64	5

O espectro do plasma gerado por microonda apresenta uma alta produção de átomos de H, e conseqüente produção de H_2 por recombinações. Já o espectro do plasma gerado por RF apresenta uma produção muito grande de CH e uma produção menor de H.

Este fato indica uma alta decomposição de moléculas de CH_4 no plasma de microonda, evidenciada pela presença de H, H_2 , C_2 e um pequeno pico CH. No plasma gerado por RF, ocorre uma decomposição parcial do CH_4 , pois a produção maior é de moléculas de hidrocarboneto CH, com pequena produção de H e H_2 e ausência de C_2 .

IV - OBTENÇÃO DO FILME DE CARBONO AMORFO HIDROGENADO

A primeira etapa do processo de obtenção do filme compreende a limpeza do reator, para eliminar eventual deposição remanescente nas paredes do tubo de quartzo, o que é feito através de plasma de oxigênio.

Na etapa seguinte, o gás metano é injetado lentamente, controlado pela microválvula, até atingir a pressão aproximada de 150 Pa.

Depois que é estabelecido o equilíbrio com a bomba de vácuo, é ligado o gerador de microondas. Com aproximadamente 50W de potência, inicia-se a ionização, que é observável pela descarga luminosa. A alta temperatura gerada pela ionização (plasma) faz a pressão subir rapidamente, mas a posição da microválvula deve ser mantida, por meio apenas de pequenos ajustes, até obter a estabilização do plasma.

O suporte do substrato localiza-se a 10cm da região central de ionização. Assim, o depósito sobre um substrato constituído de uma folha de alumínio (de 10 μm de espessura), é obtido a baixa temperatura, com uma taxa de produção de 300nm / minuto. O suporte é girado ao longo do tempo, para evitar a não uniformidade no depósito. A espessura dos depósitos foi medida com um perfilômetro Veeco Dektak3.

Em virtude da alta taxa de deposição conseguida, desenvolvemos um método de obtenção de um filme de carbono amorfo a: C(H) auto sustentado.

Inicialmente é feita a deposição sobre um substrato, que é uma fina folha de alumínio (com 10 μm de espessura) ,por um tempo suficiente para se obter um filme espesso (por exemplo, de 10 μm).

Para estas espessuras no entanto, as tensões internas fazem o filme se curvar, e em seguida se enrolar. Para mantê-lo plano, o filme (o lado com o depósito) é colado sobre uma máscara de alumínio (de espessura de 1mm), na forma de uma arruela, mantendo exposto o lado do substrato.

Em seguida, o alumínio que constitui o substrato é retirado através de corrosão por uma solução alcalina concentrada (NaOH). O ataque químico para corrosão é feita por uma gota, a partir do centro. Assim, obtém-se um anel de alumínio, tendo na parte central um filme de carbono amorfo, livre do substrato.

As amostras assim obtidas, auto sustentadas, devem simplificar as análises, uma vez que não temos a interferência da interface dos substratos, e dos próprios substratos.

V - CARACTERIZAÇÃO DO FILME

Dentre as várias técnicas utilizadas para análise e caracterização dos filmes, bastante descritas na literatura, utilizamos as seguintes:

V.1 -espectroscopia de ultravioleta (UV), visível, e infravermelho próximo (IV), para determinação do índice de refração, da espessura, da constante dielétrica, e do “gap ótico”.

V.2 -espectroscopia de infravermelho para determinação da composição do carbono na forma de grafite (sp^2) e de diamante (sp^3).

V.3 -espectroscopia Raman, para determinação mais precisa da contaminação de grafite (sp^2) em estruturas do tipo diamante (sp^3).

V.1 – ESPECTROSCOPIA DE UV, VIS E IV, NO INTERVALO DE 250 A 2.500 nm

Na fig.9 são representados os espectros de transmissão de três filmes, obtidos em diferentes condições de operação. Os espectros foram obtidos através de um espectrofotômetro Perkin Elmer Lambda 9, cujas leituras digitalizadas, foram fornecidas em disquete.

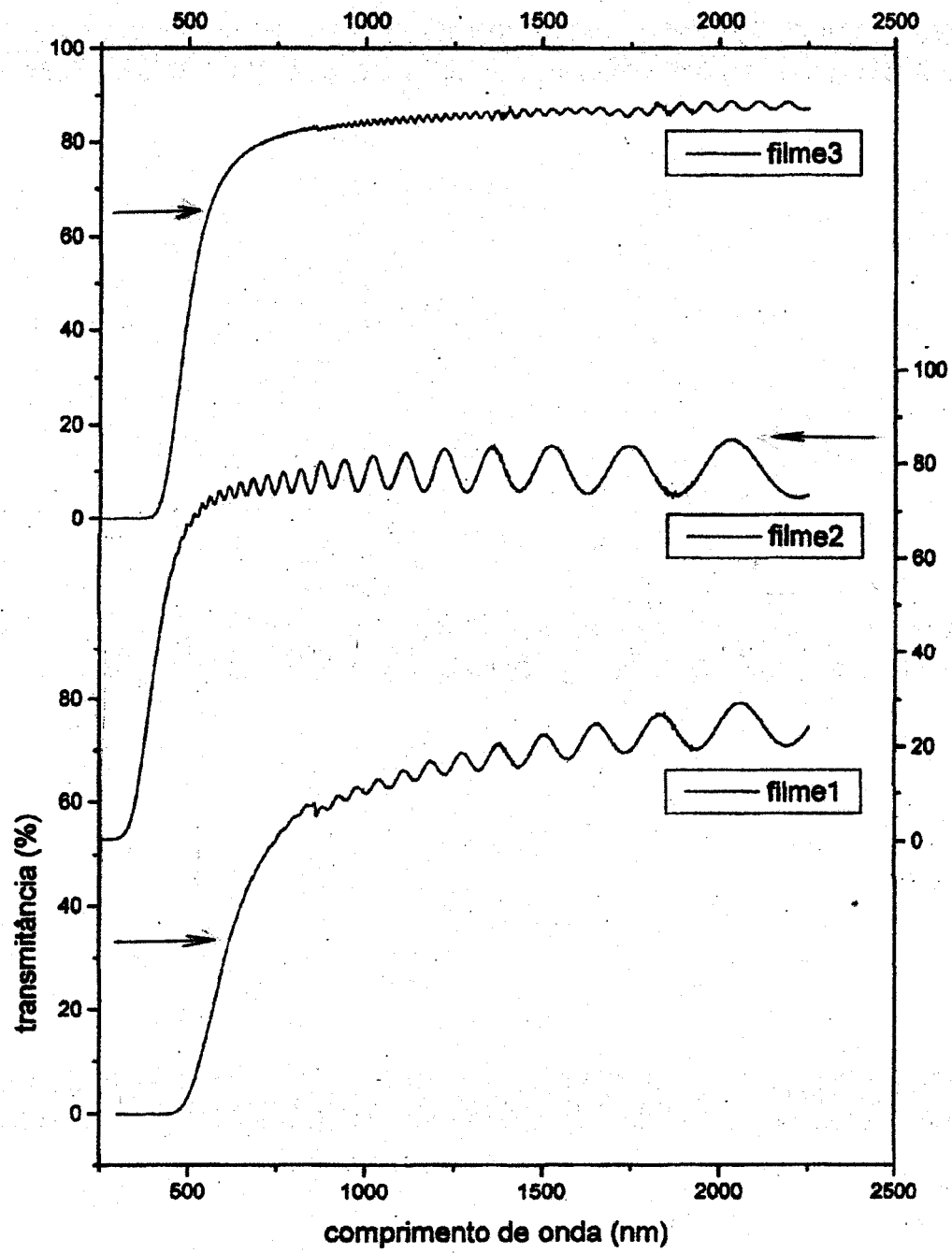


Figura 9 – espectro de transmissão (UV, VIS,IV) de 3 filmes

Na região de comprimento de onda do visível ao ultravioleta, observa-se uma forte absorção, aspecto típico dos alvos de carbono amorfo, a:C(H).

Na região do IV próximo, observam-se ondulações, resultantes de interferência construtiva e destrutiva, relacionadas a espessura do filme.

No filme 1 nota-se uma queda pequena e contínua, desde o IV, indicando a ocorrência de alguma absorção em todo o espectro.

No filme 3 as ondulações são muito pequenas, devido a espessura maior do filme.

A análise dos filmes é feita na seguinte sequência:

V.1.a – determinação do índice de refração

V.1.b – determinação da espessura do filme

V.1.c – determinação do coeficiente de extinção

V.1.d – determinação do coeficiente de absorção

V.1.e – determinação da constante dielétrica

V.1.f – determinação do “gap ótico”

V.1.a – DETERMINAÇÃO DO ÍNDICE DE REFRAÇÃO

Considerando a ocorrência de ondas planas no ar, incidindo perpendicularmente sobre um filme fino, depositado num substrato conhecido, podemos calcular a reflectância e transmitância desse filme.

A reflectância e transmitância são definidas respectivamente como a razão entre a energia refletida ou transmitida, e a energia incidente, e são escritas como ^[11] :

$$R = \frac{r_1^2 + 2r_1r_2 \cos 2\delta_1 + r_2^2}{1 + 2r_1r_2 \cos 2\delta_1 + r_1^2r_2^2} \quad T = \frac{n_2}{n_0} \frac{t_1^2 t_2^2}{1 + 2r_1r_2 \cos 2\delta_1 + r_1^2r_2^2}$$

onde n_0 = índice de refração do ar

n_1 = índice de refração do filme

n_2 = índice de refração do substrato

δ_1 = deslocamento de fase

e os coeficientes de Fresnel, dados por:

$$r_1 = \frac{n_0 - n_1}{n_0 + n_1} \quad t_1 = \frac{2n_0}{n_0 + n_1}$$
$$r_2 = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \quad t_2 = \frac{2n_1}{n_1 + n_2}$$

sendo d_1 = espessura do filme, o deslocamento de fase é dado por:

$$\delta_1 = \frac{2\pi}{\lambda} n_1 d_1 \quad \text{onde } \lambda = \text{comprimento de onda da luz no vácuo}$$

Considerando que os pontos de máximo e mínimo da ondulação do espectro, resultam das interferências construtivas e destrutivas após múltiplas reflexões dentro da espessura do filme, podemos analisar a relação entre a espessura ótica do filme e o deslocamento de fase :

na interferência destrutiva:

$$n_1 d_1 = (2m+1) \frac{\lambda}{4} \quad \text{com } m \text{ inteiro } 0,1,2, \dots$$

$$n_1 d_1 = \frac{\lambda}{4}, 3 \frac{\lambda}{4}, 5 \frac{\lambda}{4} \dots \quad \text{substituindo em:}$$

$$\delta_1 = \frac{2\pi}{\lambda} n_1 d_1 \quad \text{temos:} \quad \delta_1 = \frac{\pi}{2}, 3 \frac{\pi}{2}, 5 \frac{\pi}{2} \dots$$

$$\text{portanto:} \quad \cos 2\delta_1 = -1$$

na interferência construtiva, temos:

$$n_1 d_1 = (2m + 2) \frac{\lambda}{4} \quad \text{com } m \text{ inteiro}$$

$$n_1 d_1 = 2 \frac{\lambda}{4}, 4 \frac{\lambda}{4}, 6 \frac{\lambda}{4} \dots \quad \text{substituindo em:}$$

$$\delta_1 = \frac{2\pi}{\lambda} n_1 d_1 \quad \text{temos:} \quad \delta_1 = 2 \frac{\pi}{2}, 4 \frac{\pi}{2}, 6 \frac{\pi}{2}, \dots$$

$$\text{portanto:} \quad \cos 2\delta_1 = +1$$

Para onda transmitida no caso de filme auto-suportado, o substrato não existe, portanto temos $n_2 = n_0 < n_1$. Na condição do pico de interferência destrutiva, a transmitância apresentará os valores mínimos; considerando essa condição :

$$n_1 d_1 = (2m + 1) \frac{\lambda}{4} \quad \text{com } m \text{ inteiro } 0,1,2, \dots \quad (\text{a-1})$$

$$T_{mín} = \frac{n_2}{n_0} \frac{t_1^2 t_2^2}{(1 - 2r_1 r_2 + r_1^2 r_2^2)} = \frac{t_1^2 t_2^2}{(r_1 r_2 - 1)^2} = \frac{4n_1^2 n_0^2}{(n_1^2 + n_0^2)^2} \quad (\text{a-2})$$

$$\text{temos portanto:} \quad n_1^4 + (2n_0^2 - \frac{4n_0^2}{T_{mín}})n_1^2 + n_0^4 = 0 \quad (\text{a-3})$$

Para a condição do pico de interferência construtiva,temos os valores máximos de transmitância :

$$n_1 d_1 = (2m + 2) \frac{\lambda}{4}$$

$$T_{máx} = \frac{n_2}{n_0} \frac{t_1^2 t_2^2}{(1 + 2r_1 r_2 + r_1^2 r_2^2)} = \frac{t_1^2 t_2^2}{(r_1 r_2 + 1)^2} = \frac{4n_0^2}{4n_0^2} = 1 \quad (\text{a-4})$$

Fazendo considerações análogas para a onda refletida,lembrando que para $n_1 > n_0$, deve-se considerar a inversão de fase (de π) que ocorre na primeira onda refletida, temos:

$$R_{máx} = \frac{r_1^2 - 2r_1 r_2 + r_2^2}{1 - 2r_1 r_2 + r_1^2 r_2^2} = \frac{(r_1 - r_2)^2}{(r_1 r_2 - 1)^2} = \frac{(n_0^2 - n_1^2)^2}{(n_1^2 + n_0^2)^2} \quad (\text{a-5})$$

$$R_{mín} = \frac{(r_1 + r_2)^2}{(r_1 r_2 + 1)^2} = \frac{(n_0 - n_2)^2}{(n_0 + n_2)^2} = 0 \quad (\text{a-6})$$

Portanto, admitindo que $(R_{máx} + T_{mín}) = 1$ teremos a mesma equação para obter n_1 , através de $R_{máx}$ ou $T_{mín}$.

Como a análise é feita utilizando somente o valor de $T_{mín}$, para que o valor de n_1 assim calculado possa ser considerado estatisticamente constante

no intervalo de 750 a 2.500 nm, devemos ter esses valores fluando em torno do valor médio .

Dessa forma , uma comparação visual dos 3 gráficos da fig.9, mostra que o filme 2 apresenta a condição ideal para análise.

Assim, a tabela 1 apresenta os resultados da análise do filme 2 :

na coluna 1 constam os comprimentos de onda dos picos de mínimo e máximo do espectro.

na coluna 2, os valores respectivos de transmitância .

na coluna 3 , a energia correspondente, calculada de acordo com a eq.(b-5)

na coluna 4 ,a diferença de energia do pico,com o seu antecessor .

na coluna 5 , o índice de refração calculado de acordo com a eq. (a-3)

na coluna 6 , o número de ordem dos picos de interferência .

na coluna 7, os valores da expressão $(n_l d_l)$ calculadas de acordo com a eq. (b-4), onde foi utilizado o valor médio $\langle n_l \rangle$ do índice de refração.

na coluna 8, o valor da espessura do filme,calculado a partir das colunas 5 e 7.

1	2	3	4	5	6	7	8
λ mín ou λ máx (nm)	T mín ou T máx	E (eV)	ΔE (eV)	n_1	m	$n_1 d_1$ (nm)	d_1 (μm)
789	0,7369	1,5756		1,7624	31	6.114	3,47
817	0,7876	1,5216	0,0540		30	6.127	3,48
842	0,7370	1,4764	0,04520	1,7622	29	6.104	3,47
875	0,8027	1,4207	0,05570		28	6.125	3,48
907	0,7479	1,3706	0,05010	1,7369	27	6.122	3,48
940	0,8071	1,3225	0,04810		26	6.110	3,47
976	0,7415	1,2737	0,04880	1,7515	25	6.100	3,46
1.020	0,8150	1,2188	0,05490		24	6.120	3,48
1.063	0,7454	1,1694	0,04940	1,7427	23	6.122	3,48
1.109	0,8198	1,1209	0,04850		22	6.099	3,47
1.162	0,7411	1,0698	0,05110	1,7527	21	6.100	3,46
1.221	0,8301	1,0181	0,05170		20	6.105	3,47
1.284	0,7402	0,9682	0,04990	1,7548	19	6.094	3,46
1.354	0,8400	0,9183	0,04990		18	6.093	3,46
1.429		0,8698	0,04850		17	6.073	3,45
1.522	0,8403	0,8168	0,0530		16	6.088	3,46
1.618	0,7369	0,7683	0,04850	1,7624	15	6.067	3,44
1.738	0,8393	0,7153	0,0530		14	6.083	3,46
1.852	0,7339	0,6712	0,04410	1,7694	13	6.019	3,42
2.031	0,8544	0,6121	0,05910		12	6.093	3,46
2.212	0,7289	0,5620	0,05010	1,7812	11	6.083	3,45
2.434	0,8441	0,5107	0,05130		10	6.085	3,45

$$\langle n_1 \rangle = (1,76 \pm 0,01)$$

$$\langle d_1 \rangle = (3,46 \pm 0,01) \mu\text{m}$$

O valor médio do índice de refração é de $\langle n_l \rangle = (1,76 \pm 0,01)$ e é considerado constante em função do comprimento de onda λ .

Os valores restantes que constam da Tabela 1 serão discutidos adiante.

V.1.b - DETERMINAÇÃO DA ESPESSURA DO FILME

A interferência da onda transmitida (1) com as ondas refletidas dentro do filme (representadas na figura 10), e transmitidas em seguida (2) e (3), produz máximos e mínimos, conforme a diferença de caminho óptico percorrido pelas ondas (1), (2) e (3).

Se as ondas (1) e (2) estiverem em fase, vai haver uma interferência construtiva, e vai ser produzido um ponto de máximo. Mas se elas estiverem com diferença de fase de π , vão interferir de forma destrutiva, e haverá um ponto de mínimo.

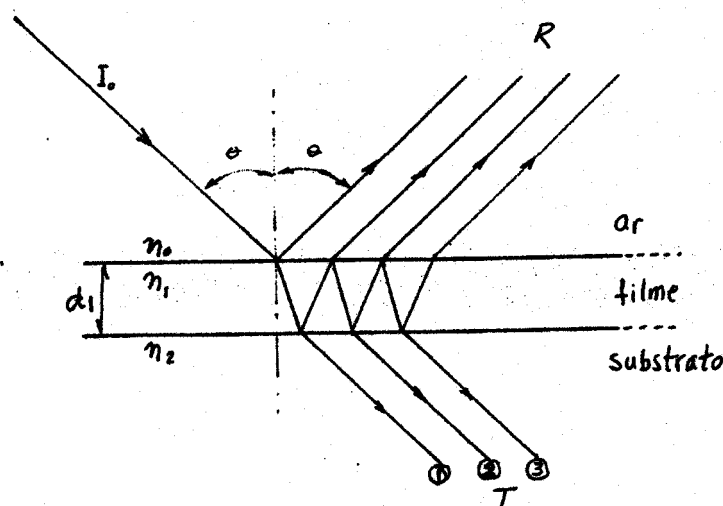


Figura 10 – esquema da onda refletida e transmitida num filme

Assim, para uma onda incidindo perpendicularmente à superfície do filme, temos: (b-1)

$$2d_1 = m\left(\frac{\lambda}{2}\right) \quad \text{com } m = 1, 3, 5, \dots \text{ pontos de interferência destrutiva}$$

$$\text{com } m = 2, 4, 6, \dots \text{ pontos de interferência construtiva}$$

Considerando o caminho ótico dentro do filme, com índice de refração n_1 , temos um comprimento de onda λ_{n_1} , onde λ é o comprimento de onda da onda incidente e transmitida, desde que considerado

$$n_0 = n_2 = n_{ar} \simeq n_{v\u00e1cuo}$$

assim, como $\lambda_{n_1} = \frac{\lambda}{n_1}$ (b-2) e $2n_1d_1 = m\frac{\lambda}{2}$ (b-3)

temos: $n_1d_1 = m\frac{\lambda}{4}$ (b-4)

Portanto, para determinação da espessura é necessário conhecer o valor de m correspondente ao número de ordem do pico de máximo ou mínimo.

Uma forma utilizada para determinar a ordem de interferência é escolher um número m_i , tal que para cada λ_i se tenha $m_i \lambda_i / 4 = n_1d_1 =$ constante, com $1 < i < z$ (z é um número inteiro qualquer), observando que m_i seja par para pontos de máximo, e ímpar para pontos de mínimo.

Analisando de outra forma, associando aos comprimentos de onda dos picos de $\lambda_{m\u00e1x}$ e $\lambda_{m\u00edn}$, os valores correspondentes de energia, podemos constatar que as diferenças de energia entre um pico de máximo e o mínimo subsequente são constantes.

Assim , as energias associadas a $\lambda_{m\acute{a}x}$ ou a $\lambda_{m\acute{i}n}$ serão determinadas por :

$$E = hf = \frac{hc}{\lambda} = \frac{1.240}{\lambda(nm)}(eV) \quad (\text{b-5})$$

onde h = constante de Planck = $6,602 \cdot 10^{-34}$ J.s

c = velocidade da luz = $3 \cdot 10^8$ ms⁻¹

λ = comprimento de onda

Ao fazer a conversão de λ para os valores de E equivalentes, (tabela 1), observa-se que a diferença de energia entre o pico de máximo e mínimo subsequente , mantém-se bastante constante, com valor médio de:

$$\Delta E = (0,051 \pm 0,003)eV$$

Este valor corresponde ao valor de $m = 1$, e se refere à primeira interferência destrutiva.

Podemos determinar o número de ordem m de todos os máximos e mínimos , dividindo o valor da energia correspondente, pelo valor de ΔE . Os valores de m assim calculados constam na coluna 6 da tabela 1.

Ao fazer a análise de 22 pares de pontos do filme 2 (fig. 11) , como resultado da regressão linear feita para valores de energia em função do número de ordem m , foi obtida a equação da reta:

$$E_m = (0,0505 m + 0,0085)eV$$

com coeficiente de correlação $r = 0,99997$

Este resultado permite portanto,tomar como sendo constantes as diferenças de energia entre os picos de máximo e mínimo subsequente, pelo menos no intervalo de energia considerado (250 a 2.500nm).

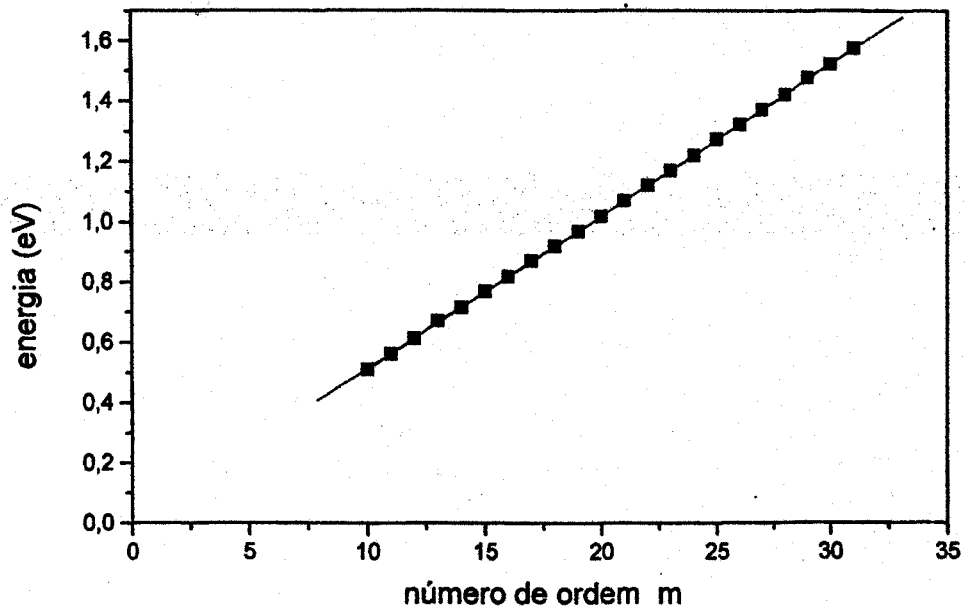


Figura 11 – energia dos picos de máximo e mínimo, em função do número de ordem de interferência m

Impondo a condição de que essa reta deve passar pelo ponto de origem (0,0), o valor de E_m vai ser dado por :

$$E_m = 0,0507 m \text{ (eV)}$$

Para $m = 1$, temos para o primeiro pico de mínimo:

$$E_m = 0,0507 \text{ eV}, \quad \text{o que corresponde a} \quad \lambda_1 = 24.457 \text{ nm}$$

$$\therefore n_1 d_1 = \frac{\lambda_1}{4} = 6.114 \text{ nm}$$

como $\langle n_1 \rangle = 1,759$ temos para o valor da espessura:

$$d_1 = \frac{6.114}{1,759} = 3.476 \text{ nm}$$

O mesmo cálculo feito para os outros valores de m , estão na coluna 8 da tabela 1.

O valor médio obtido para a espessura é de:

$$\langle d_1 \rangle = (3.465 \pm 13) \text{ nm}$$

V.1.c - DETERMINAÇÃO DO COEFICIENTE DE EXTINÇÃO

O coeficiente de extinção pode ser definido a partir da seguinte expressão:

$$I = I_0 e^{-\frac{4\pi k}{\lambda} d_1}$$

onde I_0 = energia da onda incidente

I = energia da onda transmitida

k = coeficiente de extinção

d_1 = espessura do filme

λ = comprimento de onda da onda incidente

ou

$$T = \frac{I}{I_0} = e^{-\frac{4\pi k}{\lambda} d_1} = \text{transmitância}$$

logo, podemos escrever:
$$k = -\frac{\lambda}{4\pi d_1} \ln T$$

O gráfico do coeficiente de extinção (sem a correção devida à interferência) em função da energia do fóton, para o filme (2) é apresentado na fig.12 .

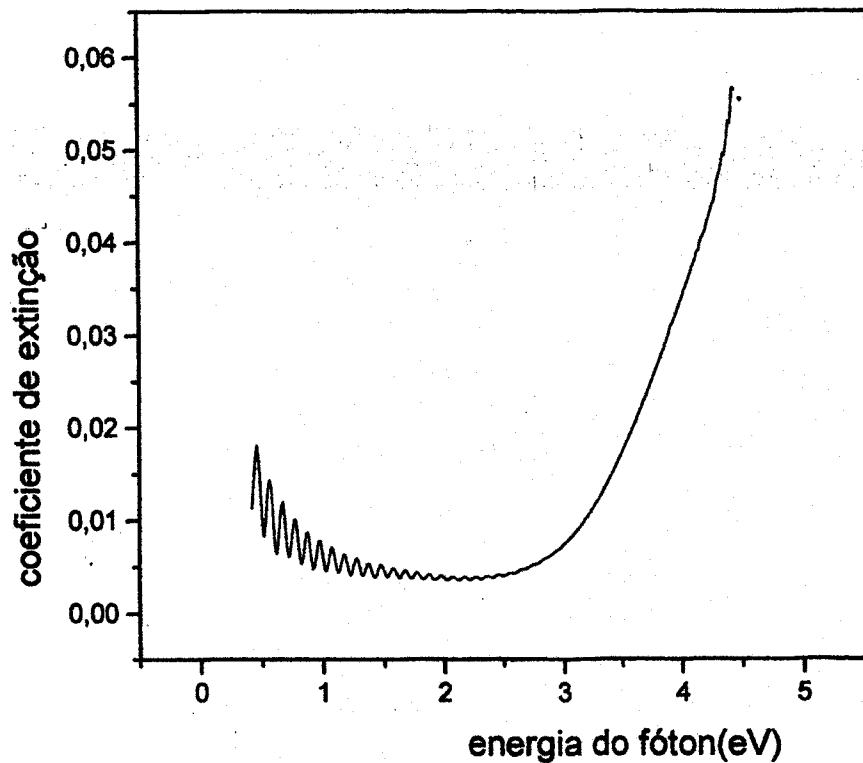


Figura 12 – coeficiente de extinção(sem a correção devida à interferência) em função da energia do fóton

V.1.d - DETERMINAÇÃO DO COEFICIENTE DE ABSORÇÃO

Da mesma forma, o coeficiente de absorção pode ser definido a partir da expressão :

$$I = I_0 e^{-\alpha d_1} \quad \text{onde } \alpha = \text{coeficiente de absorção}$$

$$\therefore \frac{I}{I_0} = e^{-\alpha_1 d_1} \quad \text{ou} \quad \ln T = -\alpha d_1$$

$$\text{Logo } \alpha = -\frac{l_n T}{d_1} = \frac{\frac{4\pi k}{\lambda} d_1}{d_1} = \frac{4\pi k}{\lambda}$$

O gráfico do coeficiente de absorção α (sem a correção devida à interferência) em função da energia do fóton é apresentado na fig.13.

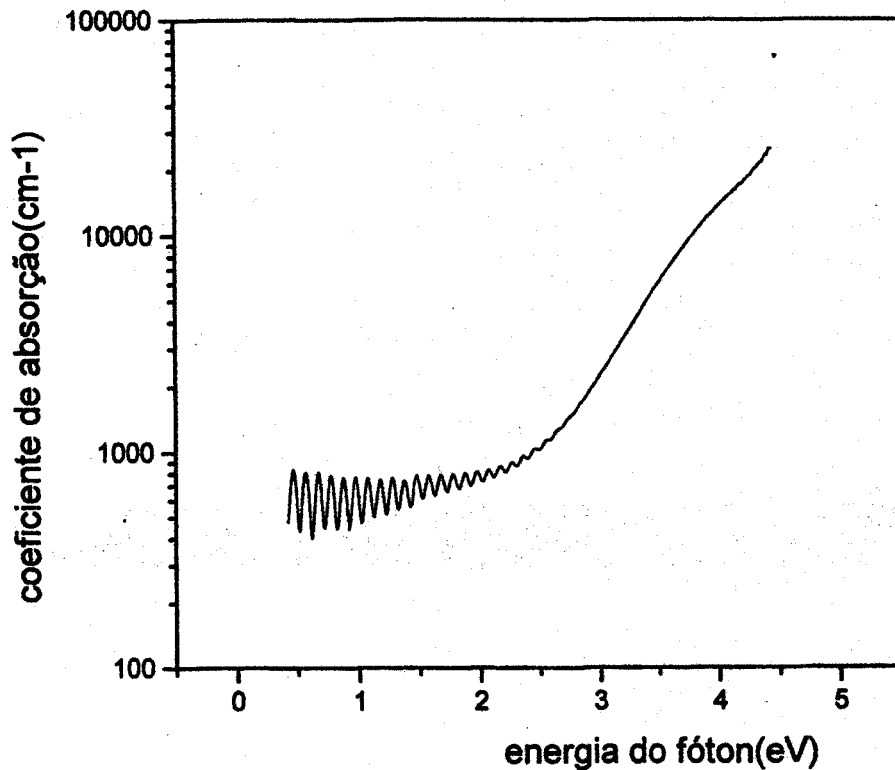


Figura 13 – coeficiente de absorção (sem a correção devida à interferência) em função da energia do fóton

V.1.d - DETERMINAÇÃO DA CONSTANTE DIELETRICA

Nos espectros de transmissão da fig.9 podemos observar que na região do infravermelho próximo, o valor da transmitância é quase constante, próximo de 80% , razão pela qual podemos dizer que o filme é transparente

nessa região. Já na região do UV, nota-se uma queda para quase zero de transmitância, o que sugere que há uma absorção da onda eletromagnética no meio.

Na análise feita anteriormente, consideramos apenas a ocorrência de interferência construtiva e destrutiva, produzindo as ondulações, mas sem ocorrência de absorção dentro do meio.

O tratamento matemático para análise dessa absorção, é supor o índice de refração não mais como um número real, mas como um índice complexo,

$$N = n + ik \quad (c1)$$

onde n é o índice de refração real, e a parte imaginária ik (onde k é o coeficiente de extinção), explicaria a absorção.

Por outro lado, como $n = \frac{c}{v}$ e considerando que:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} \quad \text{e} \quad v = \frac{1}{\sqrt{\mu \epsilon}} \quad (c2)$$

onde μ_0 e ϵ_0 são a permeabilidade e permissividade do vácuo

μ e ϵ do meio considerado (filme)

supondo ainda que $\mu \approx \mu_0$ para materiais paramagnéticos ou diamagnéticos, com exceção dos ferromagnéticos, temos:

$$n = \frac{c}{v} = \sqrt{\frac{\mu \epsilon}{\mu_0 \epsilon_0}} = \sqrt{\epsilon_r} \quad \text{portanto:} \quad \epsilon_r = n^2 \quad (c3)$$

Escrevendo n na sua forma complexa, temos:

$$N = n + ik$$

$$N^2 = n^2 + 2ink + i^2 k^2 \quad \text{portanto temos:}$$

$$N^2 = (n^2 - k^2) + i2nk \quad (c4)$$

Considerando que ε é o parâmetro que melhor expressa a interação da onda eletromagnética com as cargas do meio, podemos expressar também em função de sua forma complexa:

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2 \quad (c5)$$

de (c3), (c4) e (c5), temos: $N^2 = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2$

portanto: $\varepsilon_1 = n^2 - k^2$ e $\varepsilon_2 = 2nk$ (c6)

onde $n, k, \varepsilon_1, \varepsilon_2$ são funções reais da frequência (ω).

Estas são as expressões normalmente utilizadas para determinação da constante dielétrica de filmes.

Na fig.14 são apresentados os gráficos da parte real e imaginária da constante dielétrica assim calculada, em função da energia, para o filme 2.

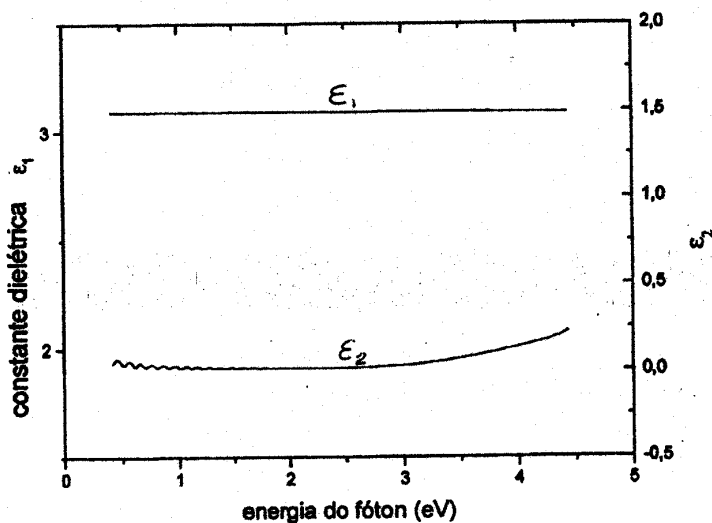


Figura 14 – constante dielétrica (parte real e imaginária) em função da energia do fóton

V.1.f - DETERMINAÇÃO DO “GAP ÓTICO”

As propriedades óticas dos semicondutores amorfos são normalmente explicados em termos de excitação de um elétron, em especial o termo complexo da constante dielétrica ϵ_2 , que é o parâmetro que relaciona as propriedades óticas medidas, com a estrutura de bandas eletrônicas. A contribuição eletrônica para $\epsilon_2(\omega)$ é proporcional à soma de todas as transições óticas entre estados de valência ocupados e estados de bandas de condução vazios ^[12].

Assim o produto $\omega^2\epsilon_2(\omega)$ é proporcional a convolução da densidade de estados de banda de valência, com a densidade de estados da banda de condução, separadas pela energia $\hbar\omega$ onde $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ e h é a constante de Planck.

$$\omega^2\epsilon_2(\omega) = const. \int_0^{\hbar\omega} g_c(E)g_v(E - \hbar\omega)d\omega$$

onde $g_c(E)$ e $g_v(E - \hbar\omega)$ são respectivamente a densidade dos estados das bandas de condução e de valência.

Dados experimentais mostram que estas densidades tem uma dependência com a raiz quadrada da energia. Tauc ^[13], assumindo além disso que o elemento da matriz para transição interbandas é independente da energia, mostrou que:

$$\omega^2\epsilon_2(\omega) = B(\hbar\omega - E_0)^2$$

Esta expressão define o “gap ótico” E_0 e é um parâmetro utilizado para caracterizar os semicondutores amorfos .

As expressões acima foram desenvolvidas baseado em dados de Si e Ge amorfos, e utilizadas para carbono amorfo ^[14].

A determinação experimental é feita a partir do gráfico de

$$\hbar\omega\sqrt{\varepsilon_2} = B(\hbar\omega - E_0) \quad \text{ou ainda, de:}$$

$$\sqrt{\alpha(\hbar\omega)} = B(\hbar\omega - E_0) \quad , \quad \text{pois temos que:}$$

$$\varepsilon_2 = 2nk \quad \text{e} \quad \alpha = \frac{4\pi k}{\lambda} \quad \text{ou} \quad k = \frac{\alpha\lambda}{4\pi}$$

$$\text{considerando que:} \quad \lambda f = v = \frac{c}{n} \quad \text{temos} \quad k = \frac{\alpha c}{4\pi n f}$$

substituindo em ε_2 :

$$\varepsilon_2 = 2n \frac{\alpha c}{4\pi n f} = \frac{h\alpha c}{2\pi h f} = \frac{h c}{2\pi} \frac{\alpha}{E}$$

substituindo em $\hbar\omega\sqrt{\varepsilon_2}$:

$$\hbar\omega\sqrt{\varepsilon_2} = E\sqrt{\varepsilon_2} = \sqrt{E^2\varepsilon_2} = \sqrt{E^2 \frac{\alpha}{E} (\hbar c)} = \sqrt{\hbar c} \cdot \sqrt{E\alpha}$$

onde $\hbar = \frac{h}{2\pi} = \text{constante}$ portanto, temos:

$$\sqrt{\alpha E} = B(E - E_0)$$

O gráfico de $\sqrt{\alpha E}$ em função de E resulta em uma reta, que extrapolada para $\sqrt{\alpha E} = 0$, fornece o valor do “gap ótico” E_0 ; B é o coeficiente angular da reta. As retas assim obtidas são geralmente paralelas, independente dos métodos utilizados para a produção dos filmes ^[15].

A figura 15 apresenta o “gap ótico” assim determinado para o filme 2, que indica o valor de $E_0 = 2,66$ eV.

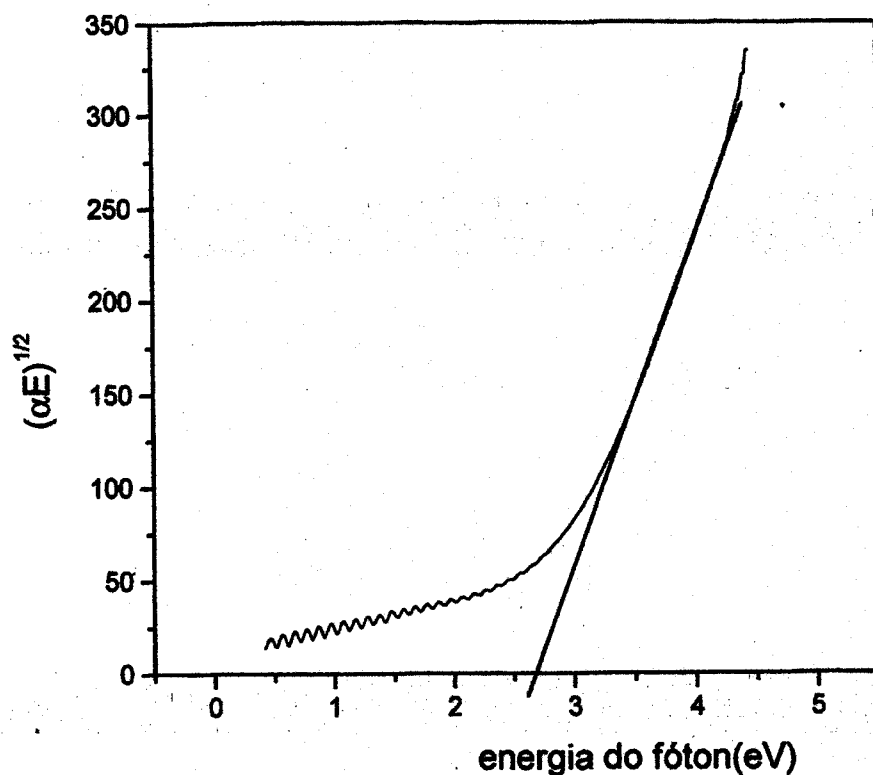


Figura 15 –determinação do “gap ótico”

Por outro lado, como ϵ_2 representa a interação da onda com as cargas do meio, sendo a absorção uma consequência, deve haver um valor de α que represente o “gap ótico”.

Essa maneira de determinar o “gap ótico” foi utilizado para o caso de Si amorfo ^[14] : a partir do gráfico do coeficiente de absorção α em função da energia, é determinado o valor de E_{03} ou E_{04} , correspondente ao valor de α de 10^3 ou 10^4 cm^{-1} respectivamente. Esses valores representam bem o valor do “gap ótico” determinado pela expressão de Tauc.

O valor do “gap ótico” assim determinado para o filme 2, a partir do gráfico da fig.13 é de $E_{04} = 3,76 \text{ eV}$ e $E_{03} = 2,44 \text{ eV}$

No nosso caso portanto, E_{03} representa um valor de “gap ótico” bastante próximo ao obtido pelo método anterior.

V.2 - ESPECTROSCOPIA DO INFRAVERMELHO

A espectroscopia de absorção no infravermelho (IV) é o método usualmente utilizado para obter espectros de energia dos estados vibracionais, ligados a moléculas. Assim, são conhecidos espectros de absorção no IV de um grande número de compostos orgânicos.

No caso de filmes de carbono amorfo hidrogenados, as ligações de interesse que se procura identificar são as C—H e C—C .

A compilação de dados experimentais, feita por Dischler (1987) ^[16] está apresentada na tabela 2 ; entre parênteses constam os valores relacionados por L. Martinu(1993) ^[17] , com pequenas diferenças na energia.

Frequency (cm ⁻¹)					
a-C:H (hard)	a-C _x H _y (polymer)		Configuration		
3300	3300			<i>sp</i> ¹ CH	
3045	3060 (3050)	Aromatic		<i>sp</i> ² CH	
—	3025	Olefinic		<i>sp</i> ² CH ₂	
3000	3000	Olefinic		<i>sp</i> ² CH	
—	2970 (2960)			<i>sp</i> ³ CH ₃	
—	2945	Olefinic		<i>sp</i> ² CH ₂	
2920	2920			<i>sp</i> ² CH ₂	
2920	—			<i>sp</i> ³ CH	
—	2875 (2870)			<i>sp</i> ³ CH ₃	
2850	2850			<i>sp</i> ³ CH ₂	
—	1490			<i>sp</i> ³ CH ₃	
—	1450	Olefinic		<i>sp</i> ³ CH ₂	
1440	1450			<i>sp</i> ² CH ₂	
1435	1445	Aromatic		<i>sp</i> ² CH	
1370	— (1375)			<i>sp</i> ³ CH	
—	1325			<i>sp</i> ³ CH	
1290	1280	Olefinic		<i>sp</i> ³ CH	
1170	1180			<i>sp</i> ³ CH ₂	
—	1110	Olefinic		<i>sp</i> ² CH ₂	
—	1075			<i>sp</i> ³ CH ₃	
1030	1030			<i>sp</i> ³ CH ₂	
910	910	Olefinic		<i>sp</i> ² CH ₂	
840	840	Olefinic		<i>sp</i> ² CH	
755	655	Aromatic		<i>sp</i> ² CH	
—	700			<i>sp</i> ¹ CH	
—	700	Olefinic		<i>sp</i> ² CH ₂	
700	700			<i>sp</i> ³ CH ₂	
— (275)	—			<i>sp</i> ³ CH ₃	
—	2180			<i>sp</i> ¹	
1620	1600 (1610)	Olefinic		<i>sp</i> ²	
1580	1580	Aromatic		<i>sp</i> ²	
1515	1515	Mixed		<i>sp</i> ² / <i>sp</i> ³	
1300	1270	Mixed		<i>sp</i> ² / <i>sp</i> ³	
1245	1245	Mixed		<i>sp</i> ² / <i>sp</i> ³	
1160	1160			<i>sp</i> ³	
970	970	Olefinic		<i>sp</i> ²	
885	855			<i>sp</i> ³	
840	840	Aromatic		<i>sp</i> ²	

Source: Dischler (1987).

() Martinu (1993)

Tabela 2-Frequências vibracionais de C-H e C-C nos filmes de carbono amorfo

A fig. 16 apresenta o espectro de transmissão no IV obtido para o filme 3, que apresenta menor ondulação por efeito da interferência do que os filmes 1 e 2, devido a sua espessura maior. Os dados foram obtidos através de um espectrofotômetro Perkin Elmer 16 PC e os dados digitalizados, fornecidos em disquete.

As linhas identificadas no espectro estão relacionadas na tabela 3

linha	Número de onda (cm ⁻¹)	de	identificação	
1	886	sp ³	C - C	
2	970	s p ²	C = C	olefínico
3	1.376	s p ³	CH	deformação simétrica
4	1.458	s p ³	CH ₂	deformação assimétrica
5	1.625	s p ²	C = C	olefínico
6	1.730		C = O	
7	2.865	s p ³	CH ₃	estiramento simétrico
8	2.913	s p ³	CH ₂	estiramento assimétrico
9	2.958	s p ³	CH ₃	estiramento assimétrico
10	3.034	s p ²	CH	aromático

Tabela 3 – linhas do espectro de IV do filme 3

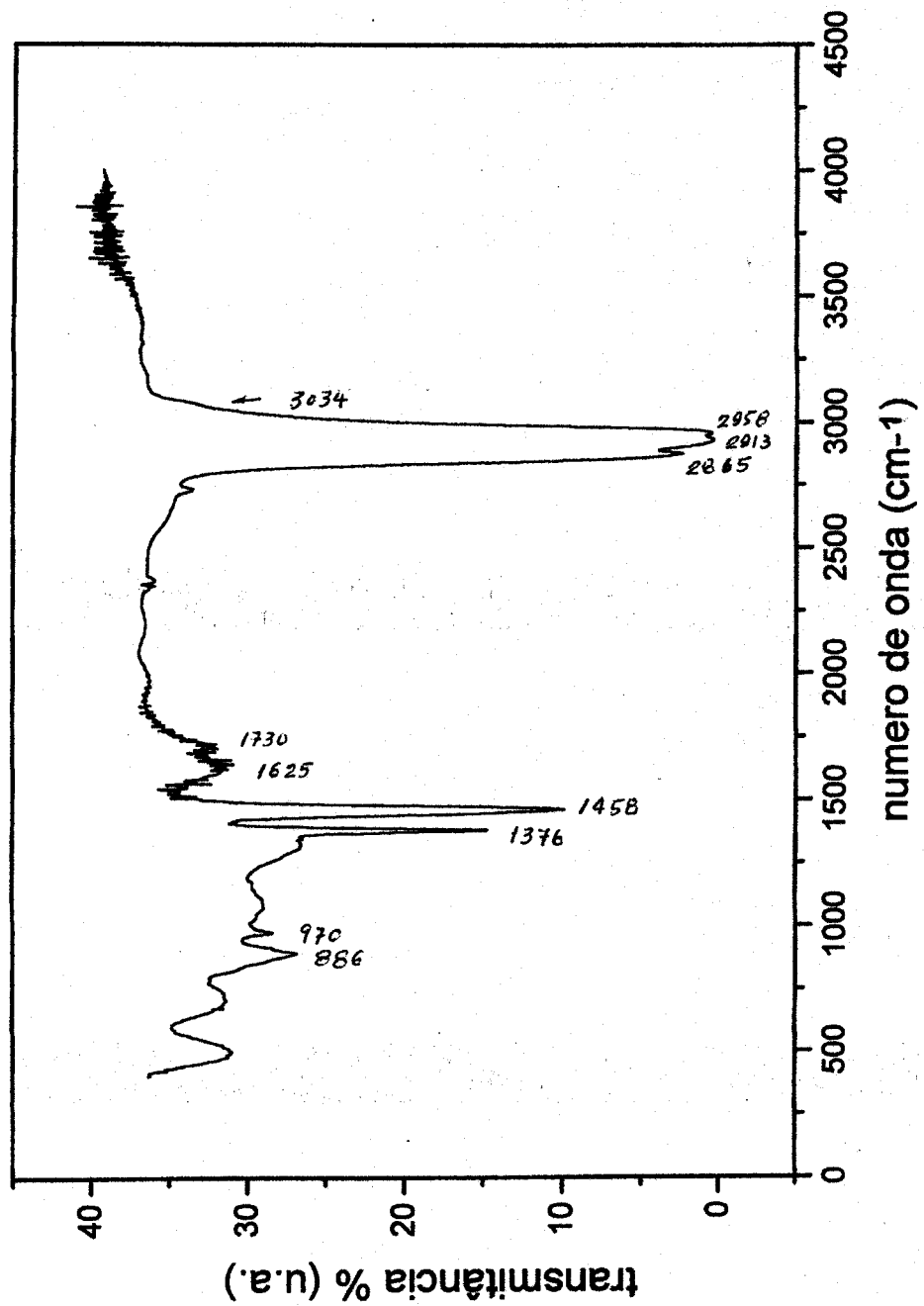


Figura 16 - espectro de transmissão no IV do filme 3

A linha 6 referente a CO não consta da tabela 2, mas é identificada como CO por Herzberg [18],[19].

As linhas 7, 8, 9 e 10 foram obtidas através da desconvolução do pico de 2.900 cm^{-1} , cujo resultado para o filme 1, é apresentado na fig.17 [20].

A figura é resultante do ajuste de 4 gaussianas na curva de absorvância (definida como $\log_{10}(1/T)$), e os valores de número de onda, altura do pico e área sob a curva, constam na tabela 4:

	número de onda (cm^{-1})	área sob a curva	altura do pico
1	2.865	11,099	0,161
2	2.919	10,77	0,248
3	2.956	9,26	0,223
4	3.031	3,90	0,063

Tabela 4 –desconvolução do pico de 2.900cm^{-1} do filme 1

Essa técnica de desconvolução é utilizada para análise da composição de sp^2 e sp^3 . [21]

Assim a composição relativa de sp^2 apresentou como resultado:

$$\frac{sp^2}{sp^2 + sp^3} = 11\% \quad \text{considerando a relação das áreas, e}$$

$$= 9\% \quad \text{considerando a relação das alturas dos picos.}$$

Pode-se dizer que a relação das áreas representa o valor mais correto, uma vez que a largura das gaussianas varia, pois se trata de espectro molecular, apresentando portanto, não linhas, mas bandas de energia.

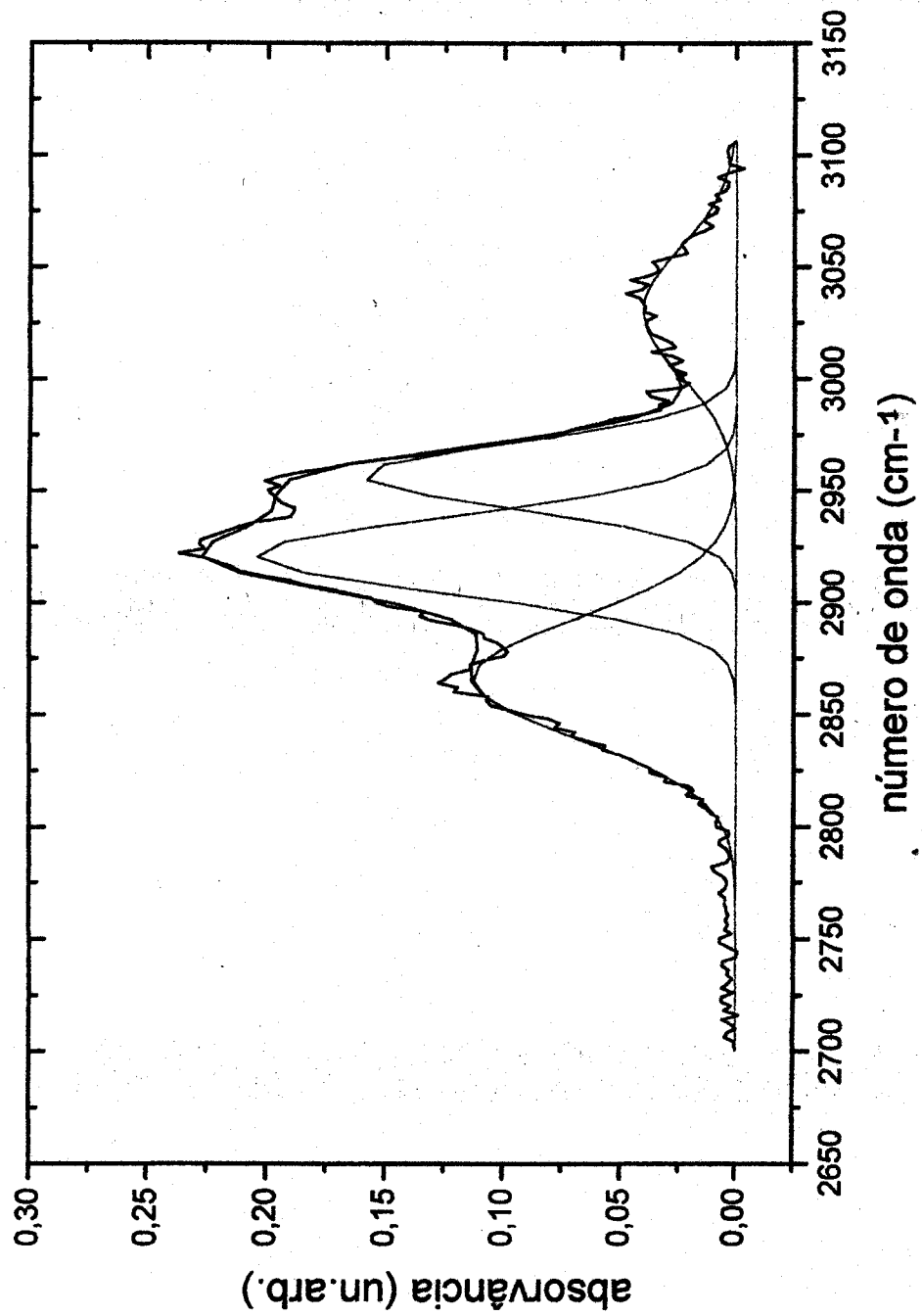


Figura 17 – desconvolução do pico de 2.900 cm^{-1} do filme 1

Nota-se ainda no espectro, a existência de um pico correspondente a C=O em 1.710 cm^{-1} , que pode ser atribuído a provável contaminação por oxigênio, após exposição do filme ao ar. Tal contaminação deve ter ocorrido, uma vez que as amostras apresentavam-se altamente excitadas, pela altíssima atividade de fluorescência e luminescência, logo após a sua confecção, conforme foi verificado no espectro Raman ^[22].

V.3 - ESPECTROSCOPIA RAMAN

Quando uma radiação eletromagnética de laser (monocromática) incide sobre um filme, a interação da onda com a molécula do meio material do filme poderá provocar um espalhamento inelástico, produzindo um deslocamento na frequência, que corresponde à diferença de energia entre dois estados vibracionais. O espectro desse deslocamento em relação a energia incidente, é conhecida como espectro Raman.

No caso da absorção no IV, está envolvida uma ressonância entre a radiação eletromagnética incidente, e a diferença de energia de dois estados vibracionais da molécula.

Portanto, se considerarmos os mesmos estados vibracionais, a frequência do deslocamento Raman seria a mesma da obtida no infravermelho, por absorção.

Se a frequência da radiação incidente estiver dentro da banda de absorção da molécula, poderá produzir uma intensificação do espectro. Esse efeito é conhecido como efeito Raman ressonante ^[23].

Sabe-se também que em moléculas poliatômicas, somente alguns modos vibracionais sofrem essa intensificação. Este é o caso do carbono na configuração sp^2 de grafite, onde esta intensificação é da ordem de 50 vezes, comparada a configuração sp^3 de diamante (em condições de radiação incidente de laser de He-Ne (632,8 nm) ^[24] .

O espectro Raman do filme 1 foi obtido por um espectrômetro Raman de He-Ne Renishaw system 3000 e é apresentado na fig.18.

A análise do espectro é feita tendo como base os seguintes dados:

- 1) o pico de diamante (sp^3) no deslocamento Raman está centrado em 1.332 cm^{-1} .
- 2) O pico de grafite (sp^2) na forma de um cristal simples está centrado em 1.575 cm^{-1} (ou 1.580cm^{-1} ,segundo Tuinstra ^[25])
- 3) O pico de grafite na forma policristalina (pó fino) se divide em dois picos,conhecidos como pico G em 1.575cm^{-1} e pico D,em 1.355cm^{-1} . Tal fato se deve ao desordenamento dos cristais,e ao tamanho finito dos mesmos ^[26] .

Na análise do filme 1, a desconvolução (fig. 19) foi feita por ajuste de três gaussianas, centradas nos picos constantes na tabela 5,onde constam também os valores das áreas e alturas dos picos.

	Número de onda cm^{-1}	área sob a curva	altura
1	1.339,8	$1,83 \cdot 10^5$	1.369,2
2	1.373,2	$7,73 \cdot 10^5$	2.325,9
3	1.587	$2,75 \cdot 10^5$	2.891,3

Tabela 5 –desconvolução do espectro Raman

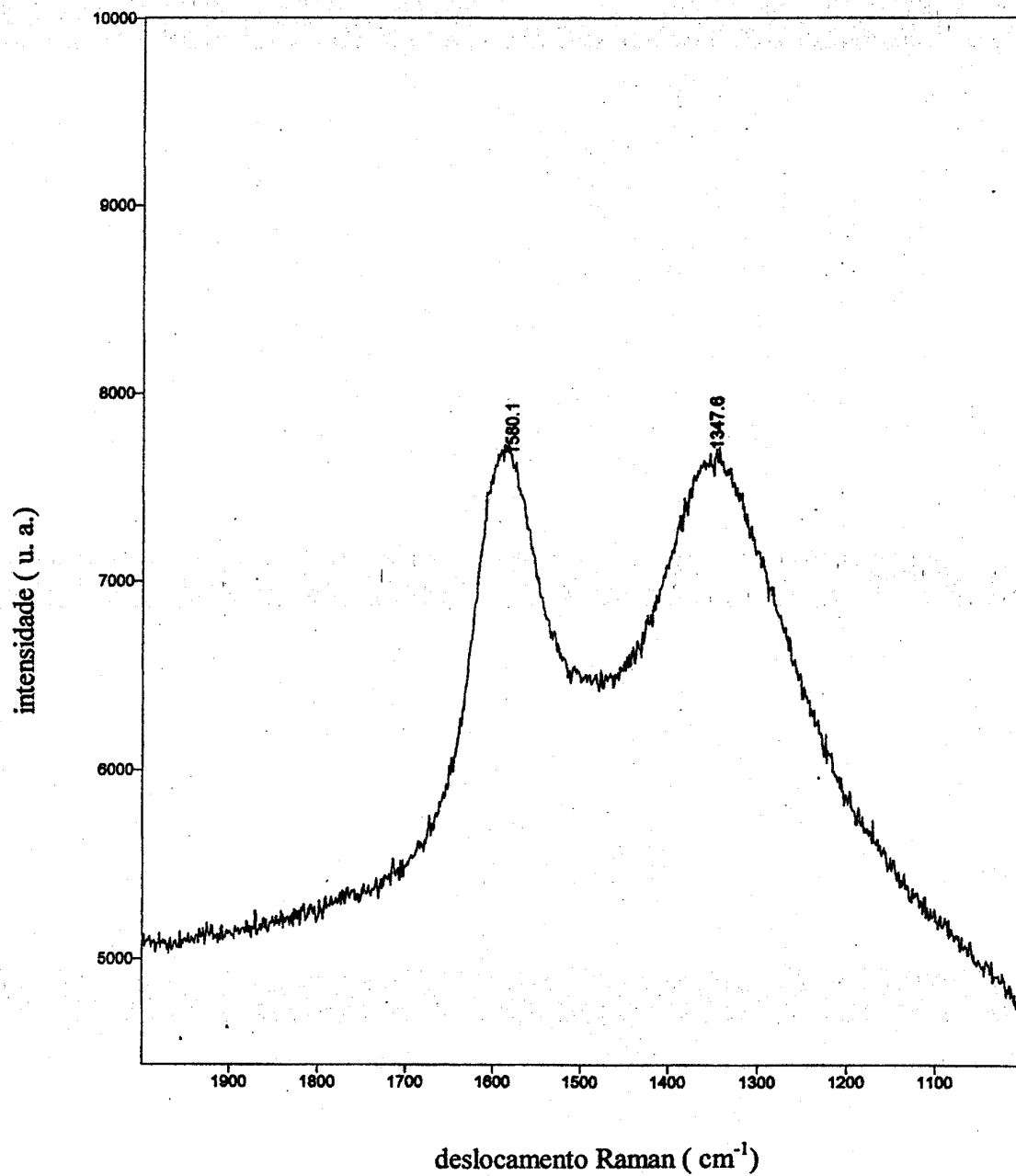


Figura 18 – espectro do deslocamento Raman do filme 1

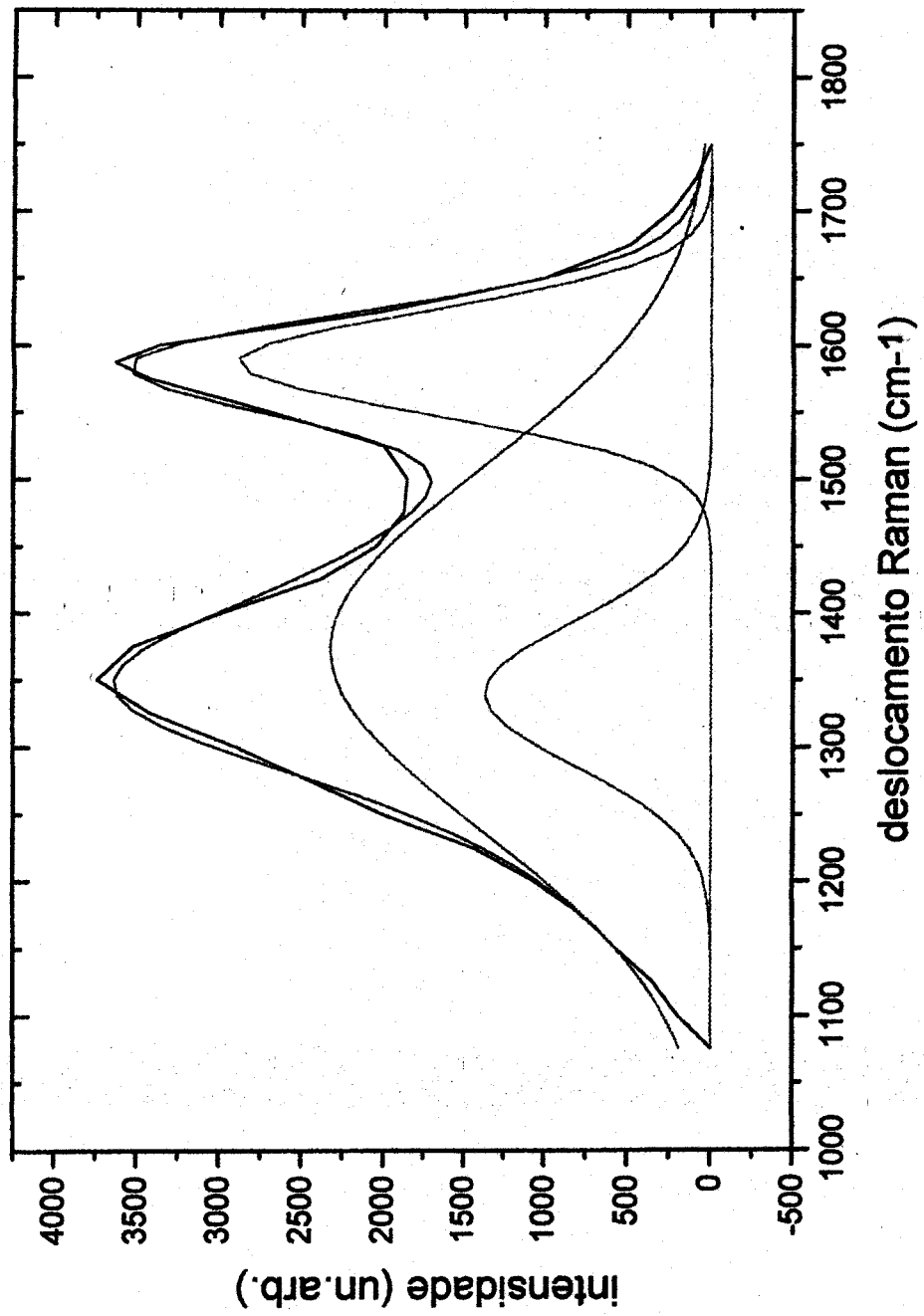


Figura 19 – desconvolução dos picos do espectro Raman

A composição relativa de sp^2 no filme 1 apresentou os seguintes resultados:

$$\frac{sp^2}{sp^2 + sp^3} = 7,08\% \quad \text{considerando a relação das alturas dos picos}$$
$$= 10,27\% \quad \text{considerando a relação das áreas dos picos}$$

Como a largura do pico D é muito grande, devido ao tamanho dos grãos de grafite ,foram considerados os valores das áreas, e não das alturas dos picos.Podemos assim dizer que esses valores são bastante concordantes com os obtidos na espectroscopia do infravermelho.

VI – CONSIDERAÇÕES FINAIS E CONCLUSÃO

O objetivo deste trabalho foi construir um gerador de plasma de microonda, utilizando componentes de fornos domésticos de microondas.

Os primeiros modelos foram desenvolvidos contando com todos os componentes e arranjos geralmente previstos em circuitos de microondas, como guias de ondas, cavidades ressonantes, acopladores, cargas,divisores,etc.

Os testes realizados com cavidades, e a dificuldade de encontrar componentes específicos , como cabos coaxiais,levaram a fazer modificações, utilizando o próprio guia de ondas como guia ressonante,eliminando vários componentes, como os acopladores . Essas simplificações foram possíveis devido as características da magnetron de aceitar onda refletida de cêrca de 60% em tensão (VSWR = 4) .

O resultado final é um guia ressonante no modo TE_{103} , cuja imagem podemos associar a um forno de microondas com um único modo de ressonância.

O equipamento final é de fácil controle, e a construção é bastante simples, mas como todo gerador de radiofrequência de potência, requer cuidados especiais, para evitar emissão de radiação.

Nos testes de desempenho do equipamento foram produzidos filmes com taxa de deposição de $3.000 \text{ \AA}/\text{minuto}$. Devido a essa alta taxa, foi desenvolvido um método de obtenção de filme de carbono amorfo auto sustentado. A ausência do substrato deve simplificar a análise do filme, por eliminar a interferência da interface e do próprio substrato.

Na determinação da espessura do filme através do espectro de transmissão (UV, VIS, IV), foi verificado que as diferenças de energia entre os picos de transmissão máxima e mínima subsequentes, mantem-se constante. Tal fato permite fazer a determinação da espessura do filme a partir de qualquer sequência de picos de máximo e mínimo de transmissão.

O resultado dessa determinação e de outras análises feitas para três dos filmes é resumido na tabela a seguir:

filme	espessura (μm)	Índice de refração(n)	Constante dielétrica(ϵ)	Gap ótico (eV)	Razão $\frac{sp^2}{sp^2 + sp^3}$
1	4,2	1,96	3,84	2,46	10%
2	3,46	1,76	3,09	2,70	5%
3	18,3	1,52	2,31	2,50	5%

Na análise feita para identificação dos compostos presentes no filme, através dos espectros de infravermelho, observou-se no pico centrado em 2.900cm^{-1} , a existência de $\text{sp}^3 \text{CH}_2$ e $\text{sp}^3 \text{CH}_3$, típicos de cadeia polimérica. O filme pode ser definido assim, como carbono amorfo hidrogenado polimérico.

Por outro lado, o pico em 1.375cm^{-1} , devido a presença de $\text{sp}^3 \text{CH}$, é típico de filme duro, tipo DLC, com carbono na forma tetraédrica.

Para obter esses filmes, o equipamento foi operado com baixa potência. Operando com potência maior (400W), deve ser possível obter filmes de espessura maior, mesmo à pressão ambiente ^[27].

Por outro lado, o equipamento permite fazer modificações, como por exemplo, operar como um sistema híbrido de radiofrequência e microonda. Esse sistema poderia ser implementado, com pequenas modificações na câmara do reator, uma vez que já desenvolvemos uma fonte de RF de 13,56 MHz, com capacidade para produzir tensões muito maiores que 300V.

Trabalhos recentes ^[22] mostram que fazendo um bombardeio com íons de alta energia, de cerca de 300eV, simultâneo a deposição, há um aumento de sp^3 e diminuição de sp^2 .

Para complementar, podemos citar outras aplicações deste gerador, como por exemplo, como fonte de ionização para análise de cromatografia gasosa em química, ou para espectroscopia atômica e molecular em física.

VII - APÊNDICE 1 - TEORIA

VII.1 –RELAÇÕES GERAIS DO CAMPO ELETROMAGNÉTICO EM GUIAS DE ONDA [28], [29]

Partindo das equações de Maxwell para campo elétrico, temos:

$$\nabla \wedge \mathbb{E} = -\frac{\partial \mathbb{B}}{\partial t} = -j\omega\mu\mathbb{H} \quad (1)$$

$$\nabla \wedge \mathbb{H} = \frac{\partial \mathbb{D}}{\partial t} = j\omega\epsilon\mathbb{E} \quad (2) \quad (j \text{ representa o complexo } i)$$

$$\nabla \cdot \mathbb{B} = 0 \quad (3) \quad \mathbb{B} = \mu\mathbb{H}$$

$$\nabla \cdot \mathbb{D} = 0 \quad (4) \quad \mathbb{D} = \epsilon\mathbb{E}$$

Temos a equação da onda ,aplicando o operador $\nabla \wedge$ em (1) :

$$\nabla \wedge \nabla \wedge \mathbb{E} = -j\omega\mu\nabla \wedge \mathbb{H} = \omega^2\mu\epsilon\mathbb{E} = k_\epsilon^2\mathbb{E} \quad (5)$$

onde $k_\epsilon = \omega\sqrt{\mu\epsilon} = \frac{\omega}{c_\epsilon}$ pois $c_\epsilon = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}} = \text{velocidade no meio}$

k_ϵ é a constante de propagação da onda no meio

Usando a identidade vetorial

$$\nabla \wedge \nabla \wedge \mathbb{E} = \nabla(\nabla \cdot \mathbb{E}) - \nabla^2\mathbb{E} \quad \text{e como} \quad \nabla \cdot \mathbb{E} = 0$$

$$\nabla^2\mathbb{E} + k_\epsilon^2\mathbb{E} = 0 \quad (6)$$

\therefore temos a equação da onda para a componente z :

$$\nabla^2 E_z + k_\varepsilon^2 E_z = 0 \quad (7)$$

analogamente, de (2):

$$\nabla \wedge \nabla \wedge \mathbb{H} = j\omega\varepsilon \nabla \wedge \mathbb{E} = \omega^2 \mu \varepsilon \mathbb{H} = k_\varepsilon^2 \mathbb{H}$$

$$\nabla(\nabla \cdot \mathbb{H}) - \nabla^2 \mathbb{H} = k_\varepsilon^2 \mathbb{H}$$

$$\nabla^2 \mathbb{H} + k_\varepsilon^2 \mathbb{H} = 0 \quad (8)$$

temos para a componente z :

$$\nabla^2 H_z + k_\varepsilon^2 H_z = 0 \quad (9)$$

Resolvendo as equações (7) e (9) com as condições de contorno do guia de ondas, podemos obter as soluções para \mathbb{E}_z e \mathbb{H}_z . Vamos procurar as soluções para os componentes transversais \mathbb{E}_t e \mathbb{H}_t restantes.

Em coordenadas cartesianas:

$$\nabla = \frac{\partial}{\partial x} \hat{x} + \frac{\partial}{\partial y} \hat{y} + \frac{\partial}{\partial z} \hat{z} \equiv \nabla_t + \nabla_z$$

$$\text{com: } \nabla_t = \nabla_x + \nabla_y = \frac{\partial}{\partial x} \hat{x} + \frac{\partial}{\partial y} \hat{y}$$

$$\nabla_z = \frac{\partial}{\partial z} \hat{z}$$

da eq.(1):

$$\nabla \wedge \mathbb{E}|_t = (\nabla_z + \nabla_t) \wedge (\mathbb{E}_z + \mathbb{E}_t)|_t = \nabla_z \wedge \mathbb{E}_t + \nabla_t \wedge \mathbb{E}_z = -j\omega\mu \mathbb{H}_t \quad (10)$$

da equação (2):

$$\nabla \wedge \mathbb{H}|_t = (\nabla_z + \nabla_t) \wedge (\mathbb{H}_z + \mathbb{H}_t)|_t = \nabla_z \wedge \mathbb{H}_t + \nabla_t \wedge \mathbb{H}_z = j\omega\varepsilon \mathbb{E}_t \quad (11)$$

multiplicando por ∇_z ambos os lados da eq.(11):

$$\nabla_z \wedge (\nabla_z \wedge \mathbb{H}_t) + \nabla_z \wedge (\nabla_t \wedge \mathbb{H}_z) = j\omega\varepsilon \nabla_z \wedge \mathbb{E}_t \quad (12)$$

como $\mathbb{A} \wedge \mathbb{B} \wedge \mathbb{C} = \mathbb{B}(\mathbb{A} \cdot \mathbb{C}) - (\mathbb{A} \cdot \mathbb{B})\mathbb{C}$:

$$\nabla_z \wedge (\nabla_z \wedge \mathbb{H}_t) = \nabla_z(\nabla_z \cdot \mathbb{H}_t) - (\nabla_z \cdot \nabla_z)\mathbb{H}_t$$

$$\nabla_z \wedge (\nabla_t \wedge \mathbb{H}_z) = \nabla_t(\nabla_z \cdot \mathbb{H}_z) - (\nabla_z \cdot \nabla_t)\mathbb{H}_z$$

No nosso caso \mathbb{E} e \mathbb{H} devem propagar ao longo do guia, \therefore a solução que procuramos é do tipo $e^{-j\beta z}$ e nesse caso :

$$\nabla_z = \frac{\partial}{\partial z} \hat{z} = -j\beta \hat{z}$$

na eq. (12) temos:

$$\beta^2 \mathbb{H}_t - j\beta \nabla_t H_z = j\omega\varepsilon \nabla_z \wedge \mathbb{E}_t \quad (13)$$

da eq.(10): $\nabla_z \wedge \mathbb{E}_t = -j\omega\mu \mathbb{H}_t - \nabla_t \wedge \mathbb{E}_z$

substituindo em (13):

$$\begin{aligned} \beta^2 \mathbb{H}_t - j\beta \nabla_t H_z &= j\omega\varepsilon [-j\omega\mu \mathbb{H}_t - \nabla_t \wedge \mathbb{E}_z] = \\ &= k_\varepsilon^2 \mathbb{H}_t - j\omega\varepsilon \nabla_t \wedge \mathbb{E}_z \quad \text{com } \mathbb{E}_z = e^{-j\beta z} \hat{z} \\ &= k_\varepsilon^2 \mathbb{H}_t + j\omega\varepsilon \hat{z} \wedge \nabla_t E_z \end{aligned}$$

$$(k_\varepsilon^2 - \beta^2) \mathbb{H}_t = -j\omega\varepsilon \hat{z} \wedge \nabla_t E_z - j\beta \nabla_t H_z$$

analogamente a partir da eq.(10): (14)

$$(k_\varepsilon^2 - \beta^2) \mathbb{E}_t = j\omega\mu \hat{z} \wedge \nabla_t H_z - j\beta \nabla_t E_z$$

Essas são as equações que permitem determinar os valores de E_t e H_t , uma vez conhecidos E_z e H_z (soluções de (8) e (9)).

MODO TRANSVERSO ELÉTRICO (TE) DE PROPAGAÇÃO DA ONDA

Para este modo temos: $E_z = 0$ e $H_z \neq 0$

Substituindo nas eq.(14):

$$\mathbb{H}_t = -\frac{j\beta}{k_\epsilon^2 - \beta^2} \nabla_t H_z \quad \text{substituindo } \nabla_t \mathbb{H}_z \text{ em:}$$

$$\mathbb{E}_t = \frac{j\omega\mu}{k_\epsilon^2 - \beta^2} \hat{z} \wedge \nabla_t H_z = \frac{\omega\mu}{\beta} \mathbb{H}_t \wedge \hat{z}$$

verificamos então que \mathbb{E}_t e \mathbb{H}_t são perpendiculares a \hat{z} , e além disso,

$$|\mathbb{E}_t| = \left(\frac{\mu\omega}{\beta}\right) |\mathbb{H}_t|$$

a razão $\frac{|\mathbb{E}_t|}{|\mathbb{H}_t|}$ tendo dimensão de impedância é chamada de impedância

da onda z_{TE}

$$z_{TE} = \frac{\omega\mu}{\beta} = 377 \frac{\lambda_g}{\lambda_0} \Omega \quad \text{onde } \lambda_g = \frac{2\pi}{\beta} \quad \text{e } \lambda_0 = \text{comprimento de onda no vácuo}$$

Sendo $\lambda_g = \frac{2\pi}{\beta}$ o comprimento de onda no guia, em qualquer instante de tempo, o campo está com defasagem de 2π em pontos separados por λ_g ao longo do eixo z.

MODO TRANSVERSO MAGNÉTICO (TM) DE PROPAGAÇÃO DA ONDA

Para este modo $H_z = 0$ e $E_z \neq 0$

O campo E_z é obtido da solução da equação:

$\nabla^2 E_z + k_\epsilon^2 E_z = 0$ onde impomos a condição de contorno de que o campo elétrico tangencial \mathbb{E}_z seja igual a zero na parede metálica do guia.

Uma vez obtida a solução de \mathbb{E}_z desta maneira, os outros componentes são obtidos pela eq.(14).

$$\mathbb{E}_t = -\frac{j\beta}{k_\epsilon^2 - \beta^2} \nabla_t E_z \quad \text{substituindo } \nabla_t \mathbb{E}_z \text{ em}$$

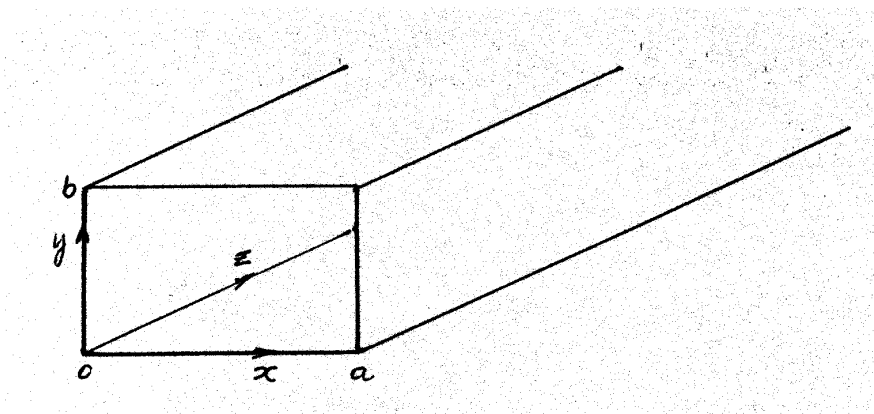
$$\mathbb{H}_t = -\frac{j\omega\epsilon}{k_\epsilon^2 - \beta^2} \hat{z} \wedge \nabla_t E_z = \frac{\omega\epsilon}{\beta} \hat{z} \wedge \mathbb{E}_t$$

verificamos novamente que \mathbb{H}_t e \mathbb{E}_t são perpendiculares a \hat{z} e a impedância é dada por:

$$z_{TM} = \frac{\beta}{\omega\epsilon} = 377 \frac{\lambda_0}{\lambda_g} \Omega$$

VII.2 - GUIAS DE ONDA [28], [29]

Consideremos uma onda EM propagando num guia retangular, na direção z .



Partindo das equações de Maxwell:

$$\nabla \wedge \mathbb{E} = -\frac{\partial \mathbb{B}}{\partial t} \quad (1)$$

$$\nabla \wedge \mathbb{H} = \frac{\partial \mathbb{D}}{\partial t} \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \mathbb{B} = 0 \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \mathbb{D} = 0 \quad (4) \quad \text{onde } \mathbb{D} = \varepsilon \mathbb{E} \quad \text{e} \quad \mathbb{B} = \mu \mathbb{H}$$

considerando a identidade vetorial

$$\nabla \wedge \nabla \wedge \mathbb{E} \equiv \nabla(\nabla \cdot \mathbb{E}) - \nabla^2 \mathbb{E} = -\nabla^2 \mathbb{E} \quad (5)$$

aplicando o operador $\nabla \wedge$ na eq.(1) resulta:

$$-\nabla^2 \mathbb{E} = -\mu \frac{\partial}{\partial t} \nabla \wedge \mathbb{H} = -\mu \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbb{E}}{\partial t^2}$$

temos portanto:

$$\nabla^2 \mathbb{E} - \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbb{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (7)$$

e analogamente

$$\nabla^2 \mathbb{H} - \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbb{H}}{\partial t^2} = 0 \quad (8) \quad \text{onde} \quad \nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

a equação diferencial geral de uma onda é expressa como:

$$\nabla^2 \psi - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = 0 \quad (9) \quad \text{onde } \psi \text{ representa } \mathbb{E} \text{ ou } \mathbb{H}$$

lembramos que $v = \frac{1}{\sqrt{\mu \varepsilon}}$ é a velocidade da onda no meio μ, ε .:

$$\text{no vácuo } c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}}$$

A equação (9) tem uma solução conhecida de onda plana , dada por:

$$\psi = e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \quad (10)$$

substituindo em (1) e (2), temos:

$$\nabla \wedge \mathbb{E} = -\frac{\partial \mathbb{B}}{\partial t} = i\omega\mu\mathbb{H} \quad (11)$$

$$\nabla \wedge \mathbb{H} = \frac{\partial \mathbb{D}}{\partial t} = -i\omega\varepsilon\mathbb{E} \quad (12)$$

Portanto

$$\nabla \wedge (\nabla \wedge \mathbb{E}) = i\omega\mu(\nabla \wedge \mathbb{H}) = \omega^2\mu\varepsilon\mathbb{E} = -\nabla^2\mathbb{E} \quad (13)$$

$$\therefore \nabla^2\mathbb{E} + k_\varepsilon^2\mathbb{E} = 0 \quad (14) \quad \text{onde } k_\varepsilon^2 = \omega^2\mu\varepsilon$$

escrevendo para a componente \mathbb{E}_z :

$$\nabla^2 E_z + k_\varepsilon^2 E_z = 0 \quad (15)$$

considerando a solução de onda plana $e^{-i\beta z}$ propagando na direção z, temos:

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} E_z + \frac{\partial^2}{\partial y^2} E_z + (k_\varepsilon^2 - \beta^2) E_z = 0 \quad (16)$$

resolvendo a eq.(16) por separação de variáveis

$$E_z = X_{(x)} Y_{(y)} e^{i(\beta z - \omega t)} \quad (17)$$

temos

$$\frac{1}{Y} \frac{\partial^2 Y}{\partial y^2} + \gamma^2 = -\frac{1}{X} \frac{\partial^2 X}{\partial x^2} \quad (18) \quad \text{com } \gamma^2 = k_\varepsilon^2 - \beta^2 \quad (19)$$

Considerando

$$X(x) = A \cos k_x \cdot x + B \operatorname{sen} k_x \cdot x$$

$$\frac{\partial^2 X}{\partial x^2} = -k_x^2 X(x) \quad (20)$$

analogamente

$$Y(y) = C \cos k_y \cdot y + D \operatorname{sen} k_y \cdot y$$

$$\frac{\partial^2 Y}{\partial y^2} = -k_y^2 Y(y) \quad (21)$$

a eq. (17) pode ser escrita como:

$$E_z = (A \cos k_x \cdot x + B \operatorname{sen} k_x \cdot x)(C \cos k_y \cdot y + D \operatorname{sen} k_y \cdot y)e^{i(\beta z - \omega t)} \quad (22)$$

substituindo na eq.(16), usando (20),(21) e (19):

$$(-k_x^2 - k_y^2 + \gamma^2)X(x)Y(y)e^{i(\beta z - \omega t)} = 0$$

como o campo $E_z \neq 0$,

$$-(k_x^2 + k_y^2) + \gamma^2 = 0 \quad (23)$$

Para o campo transversal magnético (TM),

$$H_z = 0 \quad \text{e} \quad E_z \neq 0 \quad \text{e as condições de contorno a serem}$$

satisfeitas nas paredes metálicas do guia são:

$$E_z = 0 \quad \text{para } \forall y \text{ em } x = 0 \quad \text{e } x = a$$

$$E_z = 0 \quad \text{para } \forall x \text{ em } y = 0 \quad \text{e } y = b$$

assim em $x = 0$ a eq.(22) fica:

$$E_z = A[C \cos(k_y \cdot y) + D \operatorname{sen}(k_y \cdot y)]e^{i(\beta z - \omega t)} = 0$$

$$\therefore AC \cos(k_y \cdot y) = -AD \operatorname{sen}(k_y \cdot y)$$

em $y = 0$:

$$E_z = [A \cos(k_x \cdot x) + B \operatorname{sen}(k_x \cdot x)]C \cdot e^{i(\beta z - \omega t)} = 0$$

$$AC \cos(k_x \cdot x) = -BC \operatorname{sen}(k_x \cdot x)$$

em $x = a$:

$$E_z = [A \cos(k_x \cdot a) + B \operatorname{sen}(k_x \cdot a)][C \cos(k_y \cdot y) + D \operatorname{sen}(k_y \cdot y)]e^{i(\beta z - \omega t)} = 0$$

desenvolvendo temos:

$$= \operatorname{sen}(k_x \cdot a)[BC \cos(k_y \cdot y) + BD \operatorname{sen}(k_y \cdot y)]e^{i(\beta z - \omega t)} = 0 \quad \text{para } \forall y$$

devemos então ter:

$$\text{sen}(k_x \cdot a) = 0 \quad \text{ou} \quad k_x = \frac{m\pi}{a} \quad m \text{ inteiro} \quad (24)$$

analogamente para $y=b$

$$E_z = [A \cos(k_x \cdot x) + B \text{sen}(k_x \cdot x)][C \cos(k_y \cdot b) + D \text{sen}(k_y \cdot b)]e^{i(\beta z - \omega t)} = 0$$

desenvolvendo temos:

$$\text{sen}(k_y \cdot b) = 0 \quad \text{ou} \quad k_y = \frac{n\pi}{b} \quad n \text{ inteiro} \quad (25)$$

substituindo (24) e (25) em (22):

$$E_z = E_{mn} \text{sen}\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \text{sen}\left(\frac{n\pi}{b} y\right) e^{i(\beta z - \omega t)} \quad (26)$$

onde E_{mn} é a amplitude .

Considerando a eq.(19), a eq.(23) pode ser escrita como:

$$k_\varepsilon^2 - \beta^2 = k_x^2 + k_y^2 = \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2$$

da eq.(14), e considerando $k_\varepsilon^2 = \omega^2 \mu \varepsilon$,

sendo a velocidade no meio $c_\varepsilon = \frac{1}{\sqrt{\mu \varepsilon}}$ temos $k_\varepsilon^2 = \frac{\omega^2}{c_\varepsilon^2}$

$$\therefore \beta = \left[\frac{\omega^2}{c_\varepsilon^2} - \left(\frac{m^2 \pi^2}{a^2} + \frac{n^2 \pi^2}{b^2} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (27)$$

Para que a onda E_z se propague, é necessário que β seja real \therefore

$$\frac{\omega^2}{c_\varepsilon^2} \geq \frac{m^2 \pi^2}{a^2} + \frac{n^2 \pi^2}{b^2} \quad \text{como } \omega = 2\pi f \text{ ,}$$

$$f \geq \frac{c_\varepsilon}{2\pi} \left[\frac{m^2 \pi^2}{a^2} + \frac{n^2 \pi^2}{b^2} \right]^{\frac{1}{2}} = \frac{c_\varepsilon}{2} \left(\frac{m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2} \right)^{\frac{1}{2}}$$

Se β for imaginário, $e^{i(\beta z - \omega t)} = e^{-\beta z} e^{-i\omega t}$

nesse caso a onda é atenuada rapidamente, não se propagando ao longo de z .

\therefore a condição mínima para haver propagação é :

$$f_{mn} = \frac{c_\varepsilon}{2} \left(\frac{m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (28)$$

Essa é a frequência de corte, abaixo da qual não haverá propagação.

Uma vez conhecido \mathbb{E}_z , podemos calcular os campos $\mathbb{E}_x, \mathbb{E}_y$ por:

$$\mathbb{E}_t = \frac{-i\beta}{k_\varepsilon^2 - \beta^2} \nabla_t E_z = -\frac{i\beta}{\gamma^2} \left(\frac{\partial}{\partial x} E_z \hat{x} + \frac{\partial}{\partial y} E_z \hat{y} \right)$$

$$\mathbb{H}_t = \frac{\omega\varepsilon}{\beta} \hat{z} \wedge \mathbb{E}_t = \frac{\hat{z} \wedge \mathbb{E}_t}{z_{TM}}$$

$$E_x = \frac{-i\beta}{\gamma^2} \frac{m\pi}{a} E_{mn} \cos\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \text{sen}\left(\frac{n\pi}{b} y\right) e^{i(\beta z - \omega t)}$$

$$E_y = -\frac{i\beta}{\gamma^2} \frac{n\pi}{b} E_{mn} \text{sen}\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b} y\right) e^{i(\beta z - \omega t)}$$

$$H_x = -\frac{E_y}{z_{TM}}$$

$$H_y = \frac{E_x}{z_{TM}}$$

Para o caso TE com $E_z = 0, H_z \neq 0$, temos H_z como solução de

$\nabla^2 H_z + k_\epsilon^2 H_z = 0$ com as seguintes condições de contorno a serem satisfeitas na parede metálica do guia:

$$\frac{\partial H_z}{\partial n} \equiv \frac{\partial H_z}{\partial x} = 0 \quad \text{para todo } y \text{ em } x=0 \text{ e } x=a$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial n} \equiv \frac{\partial H_z}{\partial y} = 0 \quad \text{para todo } x \text{ em } y=0 \text{ e } y=b$$

devemos obter como solução:

$$H_z = H_{mn} \cos \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} e^{i(\beta z - \omega t)}$$

Uma vez conhecido H_z podemos calcular H_x e H_y por:

$$\mathbb{H}_t = -\frac{i\beta}{k_\epsilon^2 - \beta^2} \nabla_t H_z = -\frac{i\beta}{k_\epsilon^2 - \beta^2} \left(\frac{\partial H_z}{\partial x} \hat{x} + \frac{\partial H_z}{\partial y} \hat{y} \right)$$

$$\mathbb{E}_t = \frac{\omega\mu}{\beta} \mathbb{H}_t \wedge \hat{z} = z_{TE} \mathbb{H}_t \wedge \hat{z}$$

$$H_x = \frac{i\beta}{k_\epsilon^2 - \beta^2} \frac{m\pi}{a} H_{mn} \text{sen} \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} e^{i(\beta z - \omega t)}$$

$$H_y = \frac{i\beta}{k_\epsilon^2 - \beta^2} \frac{n\pi}{b} H_{mn} \cos \frac{m\pi x}{a} \text{sen} \frac{n\pi y}{b} e^{i(\beta z - \omega t)}$$

$$H_z = H_{mn} \cos \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} e^{i(\beta z - \omega t)}$$

$$E_x = z_{TE} H_y$$

$$E_y = -z_{TE} H_x$$

$$E_z = 0$$

Considerando o modo de menor frequência de corte (TE_{10}), onde $m=1$ e $n=0$:

$$H_z = H_{10} \cos\left(\frac{\pi}{a} x\right) e^{i(\beta z - \omega t)}$$

$$H_y = 0$$

$$H_x = H_{10} \operatorname{sen}\left(\frac{\pi}{a} x\right) e^{i(\beta z - \omega t)}$$

$$E_x = 0$$

$$E_y = -z_{TE} H_x$$

$$E_z = 0$$

O esquema da distribuição dos campos elétrico e magnético , para o modo TE_{10} é apresentado na figura A3. Na figura A4 é apresentada a distribuição desses campos ao longo do eixo z. Na figura A5, a distribuição das linhas de corrente ao longo do eixo z.

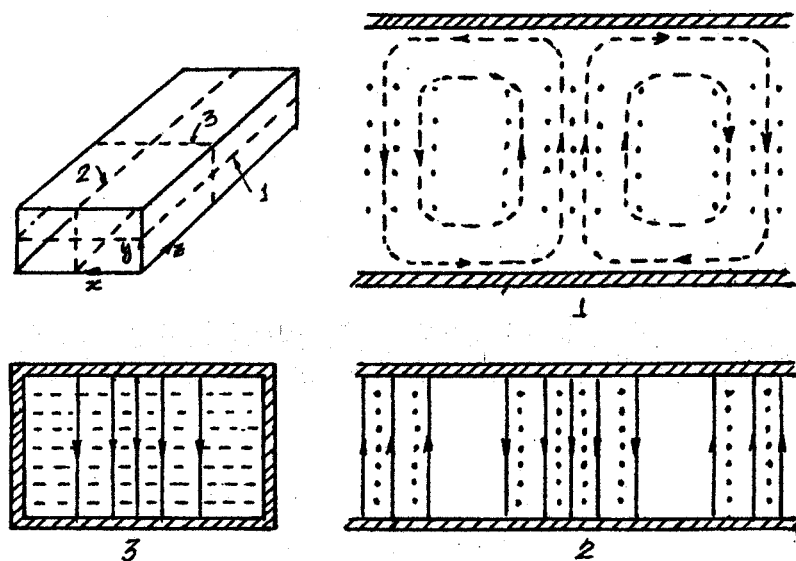


Figura A3 – o campo elétrico e magnético no modo TE_{10}

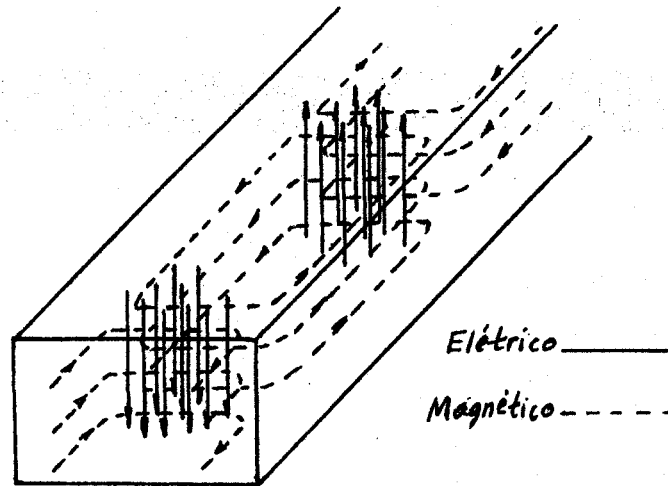


Figura A4 – o campo elétrico e magnético ao longo do guia de ondas no modo TE_{10}

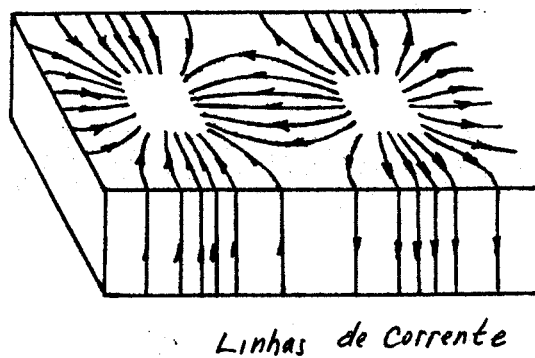


Figura A5 – linhas de corrente ao longo do guia de ondas no modo TE_{10}

VII.3 - CAVIDADES RESSONANTES [28],[29]

Consideremos um guia de ondas retangular, de comprimento l , na direção \mathbf{z} , com as extremidades fechadas por placas metálicas condutoras (de condutividade infinita), planas e perpendiculares a \mathbf{z} , constituindo uma cavidade ressonante.

Os campos elétrico e magnético dentro do guia obedecem as equações de Maxwell, sujeitas as condições de contorno.

Se considerarmos o guia de comprimento infinito, a onda se propaga na direção \mathbf{z} como $e^{i\beta z - i\omega t}$.

Consideremos uma limitação no comprimento, com as extremidades localizadas em $z = 0$ e $z = l$.

Para o modo TE_{mn} (transverso elétrico), a condição de contorno que se impõe é de que a componente de campo magnético normal à superfície seja nula. Esta componente é H_z , que pode ser expresso como

$$H_z = H_{mn} \left(\cos \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \operatorname{sen} \beta z \right) e^{-i\omega t}$$

como $H_z = 0$ em $z = 0$ e $z = l$

$$\beta l = p\pi \quad \text{ou} \quad \beta = \frac{p\pi}{l} \quad \text{com} \quad p=1,2,\dots$$

podemos escrever

$$H_z = H_{mnp} \cos \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \operatorname{sen} \frac{p\pi z}{l} e^{-i\omega t}$$

Note-se que $z = l$ comporta múltiplos de $\frac{1}{2}$ comprimento de onda.

As outras componentes dos campos podem ser calculadas de forma análoga à dos guias de ondas, por:

$$\mathbb{H}_t = \frac{1}{k_c^2} \nabla_t \left(\frac{\partial H_z}{\partial z} \right)$$

$$\mathbb{E}_t = \frac{j\omega\mu}{k_c^2} \hat{z} \wedge \nabla_t H_z \quad \text{onde}$$

$$k_c^2 = k_\varepsilon^2 - \frac{p^2 \pi^2}{l^2} = \frac{m^2 \pi^2}{a^2} + \frac{n^2 \pi^2}{b^2}$$

resolvendo as equações, teremos:

$$H_x = -\frac{H_{mnp}}{k_c^2} \frac{m\pi}{a} \frac{p\pi}{l} \operatorname{sen} \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \cos \frac{p\pi z}{l} e^{-i\omega t}$$

$$H_y = -\frac{H_{mnp}}{k_c^2} \frac{n\pi}{b} \frac{p\pi}{l} \cos \frac{m\pi x}{a} \operatorname{sen} \frac{n\pi y}{b} \cos \frac{p\pi z}{l} e^{-i\omega t}$$

$$E_x = \frac{i\omega\mu}{k_c^2} \frac{n\pi}{b} H_{mnp} \cos \frac{m\pi x}{a} \operatorname{sen} \frac{n\pi y}{b} \operatorname{sen} \frac{p\pi z}{l} e^{-i\omega t}$$

$$E_y = -\frac{j\omega\mu}{k_c^2} \frac{m\pi}{a} H_{mnp} \operatorname{sen} \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \operatorname{sen} \frac{p\pi z}{l} e^{-i\omega t}$$

$$E_z \equiv 0$$

VIII- APÊNDICE 2 – CONSTRUÇÃO

VIII.1 – TABELAS E FIGURAS

TABELAS

**PRESSÃO DE VAPOR E TAXA DE EVAPORAÇÃO DOS ELEMENTOS
CARACTERÍSTICAS GERAIS DA MAGNETRON**

FIGURAS

DIMENSÕES DO GUIA DE ONDAS RESSONANTE CONSTRUÍDO

TEMPERATURES FOR GIVEN VALUES OF P_{μ} AND CORRESPONDING RATES OF EVAPORATION

Metal	Reference	P_{μ} :	10^{-2}	10^{-1}	1	10	100	1000	t_m	P_{μ}
Li	1 (2)	$^{\circ}C$:	325	377	439	514	607	725	179	$9 \cdot 10^{-7}$
		W:	$6.28 \cdot 10^{-8}$	$6.08 \cdot 10^{-7}$	$5.76 \cdot 10^{-6}$	$5.48 \cdot 10^{-5}$	$5.18 \cdot 10^{-4}$	$4.87 \cdot 10^{-3}$		
		$^{\circ}C$:	353	406	467	541	632	745		
Na	1	$^{\circ}C$:	188	195	228	291	356	457	98	$8.2 \cdot 10^{-4}$
		W:	$1.35 \cdot 10^{-7}$	$1.29 \cdot 10^{-6}$	$1.24 \cdot 10^{-5}$	$1.18 \cdot 10^{-4}$	$1.12 \cdot 10^{-3}$	$1.06 \cdot 10^{-2}$		
K	1	$^{\circ}C$:	91	123	161	207	265	338	64	$9.5 \cdot 10^{-4}$
		W:	$1.91 \cdot 10^{-7}$	$1.83 \cdot 10^{-6}$	$1.75 \cdot 10^{-5}$	$1.67 \cdot 10^{-4}$	$1.57 \cdot 10^{-3}$	$1.48 \cdot 10^{-2}$		
Rb	4 (3)	$^{\circ}C$:	59.4	88.5	123	165	217	283	38.5	$1.5 \cdot 10^{-3}$
		W:	$2.96 \cdot 10^{-7}$	$2.84 \cdot 10^{-6}$	$2.71 \cdot 10^{-5}$	$2.58 \cdot 10^{-4}$	$2.43 \cdot 10^{-3}$	$2.29 \cdot 10^{-2}$		
		$^{\circ}C$:	70	99	135	177	230	297		
Cs	5 (3)	$^{\circ}C$:	45	74	110	158	207	277	29	$1.5 \cdot 10^{-3}$
		W:	$3.77 \cdot 10^{-7}$	$3.61 \cdot 10^{-6}$	$3.44 \cdot 10^{-5}$	$3.18 \cdot 10^{-4}$	$3.07 \cdot 10^{-3}$	$2.87 \cdot 10^{-2}$		
		$^{\circ}C$:	50	79	115	166	211	280		
Ca	6, 8	$^{\circ}C$:	946	1085	1141	1273	1433	1626	1083	0.31
		W:	$1.33 \cdot 10^{-7}$	$1.29 \cdot 10^{-6}$	$1.24 \cdot 10^{-5}$	$1.18 \cdot 10^{-4}$	$1.13 \cdot 10^{-3}$	$1.07 \cdot 10^{-2}$		
Ag	1	$^{\circ}C$:	767	848	936	1047	1184	1353	981	1.78
		W:	$1.88 \cdot 10^{-7}$	$1.81 \cdot 10^{-6}$	$1.74 \cdot 10^{-5}$	$1.67 \cdot 10^{-4}$	$1.59 \cdot 10^{-3}$	$1.50 \cdot 10^{-2}$		
Au	1	$^{\circ}C$:	1063	1190	1316	1465	1646	1867	1063	$6 \cdot 10^{-3}$
		W:	$2.23 \cdot 10^{-7}$	$2.14 \cdot 10^{-6}$	$2.05 \cdot 10^{-5}$	$1.96 \cdot 10^{-4}$	$1.87 \cdot 10^{-3}$	$1.77 \cdot 10^{-2}$		
Be	3, 7	$^{\circ}C$:	942	1029	1130	1246	1385	1552	1284	19.5
		W:	$5.03 \cdot 10^{-8}$	$4.86 \cdot 10^{-7}$	$4.68 \cdot 10^{-6}$	$4.49 \cdot 10^{-5}$	—	—		
Mg	1	$^{\circ}C$:	287	331	383	443	515	605	651	$2.2 \cdot 10^3$
		W:	$1.21 \cdot 10^{-7}$	$1.17 \cdot 10^{-6}$	$1.13 \cdot 10^{-5}$	$1.08 \cdot 10^{-4}$	$1.02 \cdot 10^{-3}$	$0.71 \cdot 10^{-2}$		
Ca	1 (8)	$^{\circ}C$:	408	463	528	605	700	817	810	$8.75 \cdot 10^3$
		W:	$1.42 \cdot 10^{-7}$	$1.37 \cdot 10^{-6}$	$1.31 \cdot 10^{-5}$	$1.25 \cdot 10^{-4}$	$1.19 \cdot 10^{-3}$	$1.12 \cdot 10^{-2}$		
		$^{\circ}C$:	462	528	604	690	794	—		
Sr	3	$^{\circ}C$:	361	413	475	549	639	750	771	$1.44 \cdot 10^4$
		W:	$2.17 \cdot 10^{-7}$	$2.08 \cdot 10^{-6}$	$2.00 \cdot 10^{-5}$	$1.91 \cdot 10^{-4}$	$1.81 \cdot 10^{-3}$	$1.71 \cdot 10^{-2}$		
Ba	3 (9 10)	$^{\circ}C$:	418	476	546	629	730	858	717	76
		W:	$2.60 \cdot 10^{-7}$	$2.50 \cdot 10^{-6}$	$2.39 \cdot 10^{-5}$	$2.28 \cdot 10^{-4}$	$2.16 \cdot 10^{-3}$	$2.03 \cdot 10^{-2}$		
		$^{\circ}C$:	485	549	625	716	829	961		
Zn	1	$^{\circ}C$:	211	248	292	343	405	—	419	$1.6 \cdot 10^3$
		W:	$2.15 \cdot 10^{-7}$	$2.07 \cdot 10^{-6}$	$1.98 \cdot 10^{-5}$	$1.90 \cdot 10^{-4}$	$1.81 \cdot 10^{-3}$	—		
Cd	1	$^{\circ}C$:	148	180	220	264	321	—	331	$1.0 \cdot 10^3$
		W:	$3.01 \cdot 10^{-7}$	$2.91 \cdot 10^{-6}$	$2.79 \cdot 10^{-5}$	$2.67 \cdot 10^{-4}$	$2.54 \cdot 10^{-3}$	—		
Hg	11	$^{\circ}C$:	-23.9	-5.5	18.0	68.0	82.0	126	-33.9	$2.5 \cdot 10^{-3}$
		W:	$5.23 \cdot 10^{-7}$	$5.50 \cdot 10^{-6}$	$4.84 \cdot 10^{-5}$	$4.61 \cdot 10^{-4}$	$4.39 \cdot 10^{-3}$	$4.14 \cdot 10^{-2}$		
B	3	$^{\circ}C$:	1062	1140	1239	1355	1489	1648	2000-	2080
		W:	$5.27 \cdot 10^{-8}$	$5.11 \cdot 10^{-7}$	$4.94 \cdot 10^{-6}$	$4.76 \cdot 10^{-5}$	$4.57 \cdot 10^{-4}$	$4.36 \cdot 10^{-3}$		
Al	1 (3, 12)	$^{\circ}C$:	724	808	899	996	1123	1279	690	$1.3 \cdot 10^{-3}$
		W:	$9.60 \cdot 10^{-8}$	$9.21 \cdot 10^{-7}$	$8.89 \cdot 10^{-6}$	$8.51 \cdot 10^{-5}$	$8.11 \cdot 10^{-4}$	$7.69 \cdot 10^{-3}$		
		$^{\circ}C$:	843	929	1030	1148	1291	1466		
Sc	3	$^{\circ}C$:	1068	1161	1262	1383	1525	1694	1397	6.6
		W:	$1.07 \cdot 10^{-7}$	$1.04 \cdot 10^{-6}$	$9.94 \cdot 10^{-6}$	$9.51 \cdot 10^{-5}$	$9.07 \cdot 10^{-4}$	$8.40 \cdot 10^{-3}$		
Y	3	$^{\circ}C$:	1240	1363	1494	1649	1833	2056	1477	0.76
		W:	$1.41 \cdot 10^{-7}$	$1.36 \cdot 10^{-6}$	$1.31 \cdot 10^{-5}$	$1.25 \cdot 10^{-4}$	$1.20 \cdot 10^{-3}$	$1.14 \cdot 10^{-2}$		
La	3	$^{\circ}C$:	1023	1126	1242	1361	1509	1764	887	$2.3 \cdot 10^{-4}$
		W:	$1.91 \cdot 10^{-7}$	$1.84 \cdot 10^{-6}$	$1.77 \cdot 10^{-5}$	$1.69 \cdot 10^{-4}$	$1.61 \cdot 10^{-3}$	$1.53 \cdot 10^{-2}$		
Ce	3	$^{\circ}C$:	1004	1091	1190	1305	1439	1599	785	$5.5 \cdot 10^{-4}$
		W:	$1.95 \cdot 10^{-7}$	$1.87 \cdot 10^{-6}$	$1.80 \cdot 10^{-5}$	$1.74 \cdot 10^{-4}$	$1.67 \cdot 10^{-3}$	$1.60 \cdot 10^{-2}$		
Ga	3	$^{\circ}C$:	771	859	965	1088	1243	1448	30	0
		W:	$1.51 \cdot 10^{-7}$	$1.45 \cdot 10^{-6}$	$1.38 \cdot 10^{-5}$	$1.32 \cdot 10^{-4}$	$1.25 \cdot 10^{-3}$	$1.18 \cdot 10^{-2}$		
In	3, 13	$^{\circ}C$:	667	746	840	922	1038	1200	157	0
		W:	$2.04 \cdot 10^{-7}$	$1.96 \cdot 10^{-6}$	$1.87 \cdot 10^{-5}$	$1.79 \cdot 10^{-4}$	$1.69 \cdot 10^{-3}$	$1.60 \cdot 10^{-2}$		
Tl	1	$^{\circ}C$:	405	461	527	606	703	821	304	$5.0 \cdot 10^{-3}$
		W:	$3.20 \cdot 10^{-7}$	$3.08 \cdot 10^{-6}$	$2.96 \cdot 10^{-5}$	$2.81 \cdot 10^{-4}$	$2.67 \cdot 10^{-3}$	$2.53 \cdot 10^{-2}$		
C	3	$^{\circ}C$:	2129	2388	2471	2681	2926	3214	—	—
		W:	$4.13 \cdot 10^{-8}$	$4.00 \cdot 10^{-7}$	$3.86 \cdot 10^{-6}$	$3.72 \cdot 10^{-5}$	$3.58 \cdot 10^{-4}$	$3.43 \cdot 10^{-3}$		

Tabela A1- Pressão de vapor (P_{μ}) e taxa de evaporação (W) dos elementos

P_{μ} (micron)

W ($g\ cm^{-2}\ s^{-1}$)

TABLE 2. TEMPERATURES FOR GIVEN VALUES OF P_{μ} AND CORRESPONDING RATES OF EVAPORATION—Continued

Metal	Ref- erence	P_{μ} :	10^{-3}	10^{-1}	1	10	100	1000	t_m	P_{μ}
Si	3	$^{\circ}$ C: W:	1024 $8.88 \cdot 10^{-3}$	1116 $8.29 \cdot 10^{-2}$	1233 $7.99 \cdot 10^{-1}$	1343 $7.68 \cdot 10^{-1}$	1485 $7.37 \cdot 10^{-1}$	1670 $7.01 \cdot 10^{-1}$	1410	31.6
Ti	3	$^{\circ}$ C: W:	1124 $1.08 \cdot 10^{-2}$	1249 $1.04 \cdot 10^{-1}$	1384 $9.92 \cdot 10^{-1}$	1546 $9.47 \cdot 10^{-1}$	1742 $9.00 \cdot 10^{-1}$	1965 $8.58 \cdot 10^{-1}$	1727	84.3
Zr	3	$^{\circ}$ C: W:	1527 $1.21 \cdot 10^{-2}$	1680 $1.27 \cdot 10^{-1}$	1816 $1.22 \cdot 10^{-1}$	2001 $1.17 \cdot 10^{-1}$	2212 $1.12 \cdot 10^{-1}$	2459 $1.07 \cdot 10^{-1}$	2127	40.7
Th	3	$^{\circ}$ C: W:	1696 $2.01 \cdot 10^{-2}$	1831 $1.94 \cdot 10^{-1}$	1999 $1.86 \cdot 10^{-1}$	2196 $1.79 \cdot 10^{-1}$	2431 $1.71 \cdot 10^{-1}$	2715 $1.63 \cdot 10^{-1}$	1827	$9.3 \cdot 10^{-2}$
Ce	3	$^{\circ}$ C: W:	997 $1.45 \cdot 10^{-2}$	996 $1.40 \cdot 10^{-1}$	1113 $1.24 \cdot 10^{-1}$	1251 $1.27 \cdot 10^{-1}$	1421 $1.21 \cdot 10^{-1}$	1635 $1.14 \cdot 10^{-1}$	959	$4.5 \cdot 10^{-2}$
Sn	3	$^{\circ}$ C: W:	233 $1.92 \cdot 10^{-2}$	922 $1.84 \cdot 10^{-1}$	1042 $1.75 \cdot 10^{-1}$	1189 $1.66 \cdot 10^{-1}$	1373 $1.57 \cdot 10^{-1}$	1609 $1.47 \cdot 10^{-1}$	232	0
Pb	1	$^{\circ}$ C: W:	453 $3.05 \cdot 10^{-2}$	548 $2.93 \cdot 10^{-1}$	695 $2.80 \cdot 10^{-1}$	718 $2.67 \cdot 10^{-1}$	832 $2.53 \cdot 10^{-1}$	975 $2.38 \cdot 10^{-1}$	326	$5.4 \cdot 10^{-2}$
V	3	$^{\circ}$ C: W:	1465 $1.0 \cdot 10^{-2}$	1586 $9.6 \cdot 10^{-2}$	1725 $9.3 \cdot 10^{-2}$	1888 $8.9 \cdot 10^{-2}$	2079 $8.6 \cdot 10^{-2}$	2297 $8.2 \cdot 10^{-2}$	1697	0.65
Cb	14	$^{\circ}$ C: W:	2194 $1.16 \cdot 10^{-2}$	2355 $1.08 \cdot 10^{-1}$	2539 $1.06 \cdot 10^{-1}$				2600	0.6
Ta	15, 16	$^{\circ}$ C: W:	2407 $1.55 \cdot 10^{-2}$	2599 $1.48 \cdot 10^{-1}$	2820 $1.41 \cdot 10^{-1}$				2996	5.0
Sb ₂	3	$^{\circ}$ C: W:	486 $3.35 \cdot 10^{-2}$	525 $3.22 \cdot 10^{-1}$	595 $3.09 \cdot 10^{-1}$	678 $2.95 \cdot 10^{-1}$	779 $2.81 \cdot 10^{-1}$	904 $2.65 \cdot 10^{-1}$	620	2.53
Bi	3	$^{\circ}$ C: W:	474 $3.08 \cdot 10^{-2}$	533 $2.96 \cdot 10^{-1}$	609 $2.84 \cdot 10^{-1}$	695 $2.71 \cdot 10^{-1}$	802 $2.57 \cdot 10^{-1}$	934 $2.43 \cdot 10^{-1}$	271	$1.30 \cdot 10^{-2}$
Cr	3, 12	$^{\circ}$ C: W:	907 $1.23 \cdot 10^{-2}$	992 $1.18 \cdot 10^{-1}$	1090 $1.14 \cdot 10^{-1}$	1205 $1.09 \cdot 10^{-1}$	1342 $1.05 \cdot 10^{-1}$	1504 $1.00 \cdot 10^{-1}$	1900	$6.35 \cdot 10^4$
Mo	18	$^{\circ}$ C: W:	1923 $1.29 \cdot 10^{-2}$	2065 $1.18 \cdot 10^{-1}$	2295 $1.12 \cdot 10^{-1}$	2633 $1.06 \cdot 10^{-1}$			2622	22.0
W	19	$^{\circ}$ C: W:	2554 $1.47 \cdot 10^{-2}$	2767 $1.45 \cdot 10^{-1}$	3015 $1.45 \cdot 10^{-1}$	3309 $1.42 \cdot 10^{-1}$			2382	17.5
U	3	$^{\circ}$ C: W:	1461 $2.16 \cdot 10^{-2}$	1585 $2.09 \cdot 10^{-1}$	1730 $2.01 \cdot 10^{-1}$	1898 $1.93 \cdot 10^{-1}$	2096 $1.85 \cdot 10^{-1}$	2326 $1.76 \cdot 10^{-1}$	1122	$3.24 \cdot 10^{-4}$
Mn	3	$^{\circ}$ C: W:	717 $1.38 \cdot 10^{-2}$	791 $1.22 \cdot 10^{-1}$	878 $1.27 \cdot 10^{-1}$	980 $1.22 \cdot 10^{-1}$	1106 $1.17 \cdot 10^{-1}$	1261 $1.11 \cdot 10^{-1}$	1244	$9.04 \cdot 10^3$
Fe	3, 6	$^{\circ}$ C: W:	1094 $1.29 \cdot 10^{-2}$	1195 $1.20 \cdot 10^{-1}$	1319 $1.10 \cdot 10^{-1}$	1447 $1.03 \cdot 10^{-1}$	1602 $1.01 \cdot 10^{-1}$	1783 $9.6 \cdot 10^{-2}$	1535	37.2
Co	3	$^{\circ}$ C: W:	1249 $1.15 \cdot 10^{-2}$	1362 $1.11 \cdot 10^{-1}$	1494 $1.06 \cdot 10^{-1}$	1649 $1.02 \cdot 10^{-1}$	1833 $9.76 \cdot 10^{-2}$	2056 $9.26 \cdot 10^{-2}$	1473	0.76
Ni	3, 17	$^{\circ}$ C: W:	1157 $1.18 \cdot 10^{-2}$	1257 $1.14 \cdot 10^{-1}$	1371 $1.10 \cdot 10^{-1}$	1510 $1.06 \cdot 10^{-1}$	1679 $1.01 \cdot 10^{-1}$	1884 $9.62 \cdot 10^{-2}$	1455	4.37
Ru	3	$^{\circ}$ C: W:	1913 $1.26 \cdot 10^{-2}$	2068 $1.22 \cdot 10^{-1}$	2230 $1.18 \cdot 10^{-1}$	2421 $1.12 \cdot 10^{-1}$	2636 $1.06 \cdot 10^{-1}$	2945 $1.04 \cdot 10^{-1}$	2427	9.3
Rh	3	$^{\circ}$ C: W:	1681 $1.34 \cdot 10^{-2}$	1815 $1.29 \cdot 10^{-1}$	1971 $1.25 \cdot 10^{-1}$	2149 $1.20 \cdot 10^{-1}$	2358 $1.15 \cdot 10^{-1}$	2607 $1.10 \cdot 10^{-1}$	1967	1.0
Pd	3	$^{\circ}$ C: W:	1156 $1.59 \cdot 10^{-2}$	1271 $1.53 \cdot 10^{-1}$	1405 $1.47 \cdot 10^{-1}$	1566 $1.41 \cdot 10^{-1}$	1759 $1.34 \cdot 10^{-1}$	2000 $1.26 \cdot 10^{-1}$	1555	3.71
Os	3	$^{\circ}$ C: W:	2101 $1.65 \cdot 10^{-2}$	2264 $1.60 \cdot 10^{-1}$	2451 $1.54 \cdot 10^{-1}$	2667 $1.48 \cdot 10^{-1}$	2920 $1.42 \cdot 10^{-1}$	3231 $1.36 \cdot 10^{-1}$	2697	12.5
Ir	3	$^{\circ}$ C: W:	1963 $1.70 \cdot 10^{-2}$	2154 $1.65 \cdot 10^{-1}$	2340 $1.59 \cdot 10^{-1}$	2556 $1.52 \cdot 10^{-1}$	2811 $1.46 \cdot 10^{-1}$	3113 $1.39 \cdot 10^{-1}$	2454	3.55
Pt	3	$^{\circ}$ C: W:	1606 $1.88 \cdot 10^{-2}$	1744 $1.81 \cdot 10^{-1}$	1904 $1.75 \cdot 10^{-1}$	2090 $1.68 \cdot 10^{-1}$	2313 $1.60 \cdot 10^{-1}$	2582 $1.52 \cdot 10^{-1}$	1774	0.16

Tabela A1- Pressão de vapor (P_{μ}) e taxa de evaporação (W) dos elementos -continuação-

P_{μ} (micron)

W ($g\ cm^{-2}\ s^{-1}$)

CARACTERÍSTICAS DA VÁLVULA MAGNETRON (PANASONIC)

Características limite de operação				
TIPO	2M66	2M88	2M75	Unidade
E filam.mín	2,8	2,8	3,15	V
E filam.máx	3,4	3,4	4,45	V
tempo mín.aquec	5	5	5	s
V anodo máx	4,5	4,5	3,0	kV
I anodo máx	350	350	200	mA
P máx	1.400	1.400	600	W
Temper.máx	140	140	140	°C
VSWR	4	4	4	
Características típicas de operação em fornos domésticos				
f ₀	2.450 ± 15	2.450 ± 15	2.450 ± 15	MHz
V filam.	3,0	3,1	3,3	V
I filam.	13,5	13,5	14,0	A
tempo aquecim.	8	8	8	s
Resist.filam.	0,03	0,03	0,03	Ω
V anodo	4	4,1	2,4	kV
I anodo	300	300	150	mA
P ₀	800	800	200	W
η	60%	60%	33%	

$$VSWR = \frac{V_{gerador} + V_{refletida}}{V_{gerador} - V_{refletida}}$$

Tabela A2 – Características gerais da magnetron

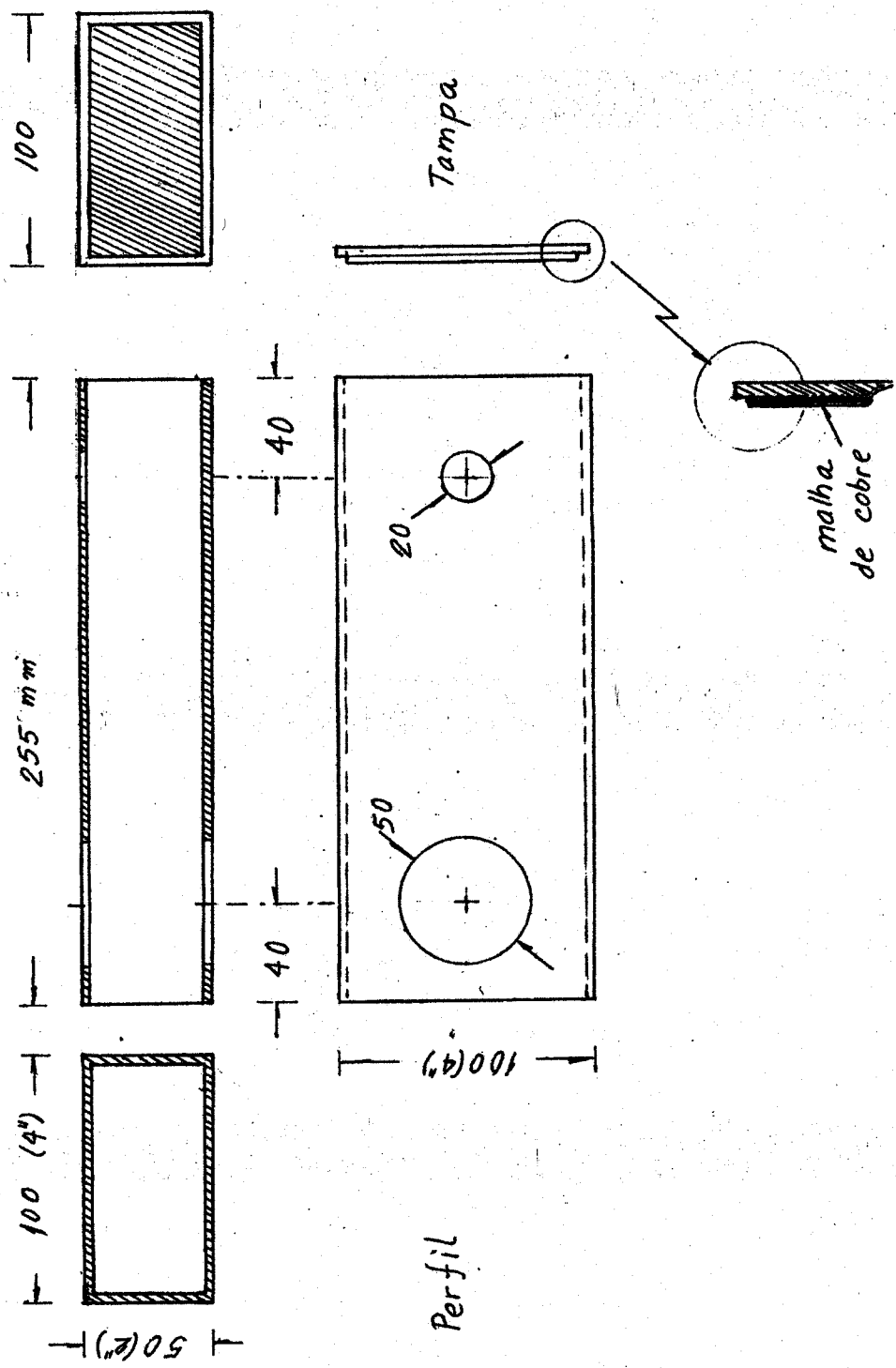


Figura A1- O guia de ondas ressonante- dimensões

VIII.2 – O DIMENSIONAMENTO DO GUIA DE ONDAS RESSONANTE

FREQUÊNCIA DE CORTE

O critério técnico para determinar a dimensão de um guia de ondas é o seguinte: a frequência de operação deve ser no mínimo 20% maior do que a frequência de corte no modo TE_{10} e no máximo 90% da frequência de corte no modo TE_{20} . Dessa forma, garante-se que só ocorrerá propagação da onda no modo principal TE_{10} .

A frequência de corte é dada por:

$$f_{c(TE)_{mn}} = c \sqrt{\left(\frac{m}{2a}\right)^2 + \left(\frac{n}{2b}\right)^2} \quad \text{onde } c \text{ é a velocidade da luz e } a \text{ e } b$$

são largura e altura da secção do guia.

para o modo TE_{10} , $m=1$ e $n=0$ $\therefore f_c(TE_{10}) = \frac{c}{2a}$

e para o modo TE_{20} , $f_c(TE_{20}) = \frac{c}{a}$

como o perfil de alumínio escolhido para confeccionar o guia tem secção de 2" x 4", fazendo as devidas conversões de unidade, temos:

$$f_{c(TE_{10})} = 1,63 \text{ GHz} \quad \text{e} \quad f_{c(TE_{20})} = 3,26 \text{ GHz}$$

portanto, considerando a condição acima, temos:

$$1,9 < f \text{ operação} < 2,9$$

Como a frequência de operação da magnetron é de 2,45 GHz, podemos dizer que esse guia tem a dimensão apropriada.

A DETERMINAÇÃO DO COMPRIMENTO DO GUIA

O comprimento do guia deve ser tal que contenha $3\lambda_g/2$ onde λ_g é o comprimento da onda no guia, ou seja, a distância entre pontos de mesma fase num dado instante.

Sabemos que $\lambda_g = \frac{2\pi}{\beta}$ e $v_f = \frac{\omega}{\beta} =$ velocidade de fase

Portanto $\lambda_g = \frac{2\pi}{\omega} v_f = \frac{v_f}{f}$

Para os modos TE_{mn} , v_f é dado por:

$$v_f = \frac{c}{\sqrt{1 - \frac{f_{mn}^2}{f^2}}} \quad \text{portanto} \quad \lambda_g = \frac{c}{f \sqrt{1 - \frac{f_{mn}^2}{f^2}}} = \frac{\lambda_{v\u00e1cuo}}{\sqrt{1 - \frac{f_c^2}{f^2}}}$$

No nosso guia, $f_{c(TE_{10})} = 1,63$ GHz,

e frequência de operação $f = 2,45$ GHz.

Como $\lambda_{v\u00e1cuo} = \frac{c}{f} = \frac{3 \cdot 10^8}{2450 \cdot 10^6} = 12,24$ cm, temos:

$$\lambda_g = \frac{12,24}{0,746} = 16,4$$
 cm portanto $\frac{3}{2} \lambda_g = 24,68$ cm

Este é o valor que deve ter o comprimento do guia.

VIII.3 - O ACOPLAMENTO DA ANTENA DA MAGNETRON AO GUIA

O guia de ondas dimensionado para a frequência da magnetron de 2.450 MHz, apresenta uma configuração de campo elétrico esquematizado na figura A6. Como a excitação pela magnetron deve ser feita no ponto de máximo do campo elétrico, só pode estar localizada a $\lambda_g/4$ da extremidade.

A figura A7 mostra o esquema do acoplamento da antena dipolar da magnetron ao guia de ondas ressonante.

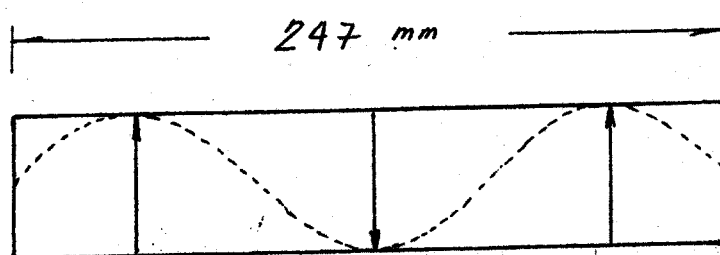


Figura A6 –variação do campo elétrico ao longo do guia ressonante

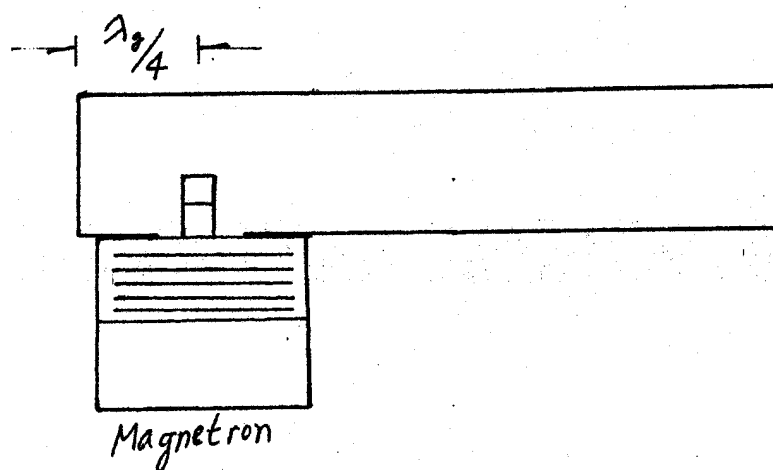


Figura A7 –acoplamento da antena da magnetron ao guia

VIII.4 –O EFEITO DA DIMENSÃO DA ANTENA DA MAGNETRON NO CAMPO ELÉTRICO DO GUIA

A antena da magnetron tem 1cm de diâmetro, e sendo condutor metálico, é equipotencial.

Como a distribuição do campo elétrico no guia de ondas é senoidal, a antena provoca uma perturbação nesta distribuição, produzindo um pequeno deslocamento da senoide. Esse deslocamento é corrigido através do ajuste feito com auxílio da guia fendida.

VIII.5 – O EFEITO PELICULAR (SKIN DEPTH)

A profundidade na camada do condutor onde 64% da corrente total é conduzida é conhecida como “skin depth”, ou efeito pelicular , e é dada por:

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi f \sigma \mu}} \quad \therefore \text{para o nosso guia: } \delta = \frac{0,086}{\sqrt{f}} = 1,74 \mu m$$

onde f = freq. de operação = $2450 \cdot 10^6$ Hz

σ = condutividade do Al = $3,43 \cdot 10^7$ mho/m

μ = permeabilidade magnética = $4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m

Isso significa que não devemos ter interrupções no guia, com valores maiores do que esse.

VIII.6 – O “TRAP”CILÍNDRICO EM TORNO DO TUBO DE QUARTZO

Da mesma forma que foi feito para o guia retangular, podemos calcular a frequência de corte para um guia cilíndrico. Ela é dada por:

$$f_c = \frac{1,84c}{2\pi b} \quad \text{onde } b \text{ é o raio do cilindro}$$

Para o modo TE_{11} , que é o de menor frequência de propagação para o guia cilíndrico, e sendo que para o nosso caso $b = 2,5 \text{ cm}$, temos:

$$f_c = 3,5 \text{ GHz}$$

Como a frequência de operação é de 2,45 GHz, a onda não pode se propagar através do guia cilíndrico. Dessa forma, este guia, envolvendo o tubo de quartzo do reator, funciona como uma armadilha (“trap”) para eventual emissão de microonda.

Na realidade, esse é mais um dispositivo de segurança, que se soma a proteção proporcionada pela gaiola de Faraday.

IX – APÊNDICE 3

X.1 – MODELOS DE CAVIDADE TESTADOS

Antes de se chegar a uma configuração final simples , de cavidade retangular ressonante, foram testados outros tipos, dentre os quais são representados na figura A8 : a) cavidade cilíndrica ressonante operando no modo TM_{010} e b) cavidade cilíndrica ressonante reentrante (ridged), também operando no modo TM_{010} .

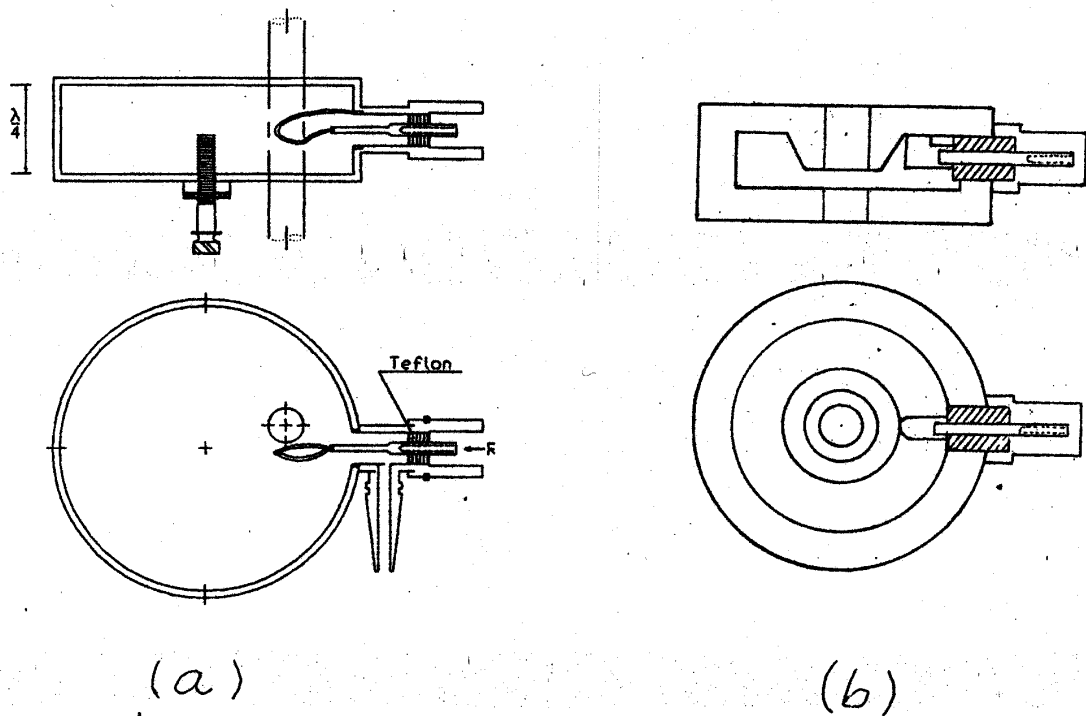


Figura A8 - a) cavidade cilíndrica ressonante no modo TM_{010}

b) cavidade cilíndrica ressonante reentrante no modo TM_{010}

Inicialmente, um guia de ondas no modo TE_{01} era usado para fazer o acoplamento do cabo coaxial à magnetron .O cabo coaxial por sua vez, alimentava a cavidade (fig.A9).

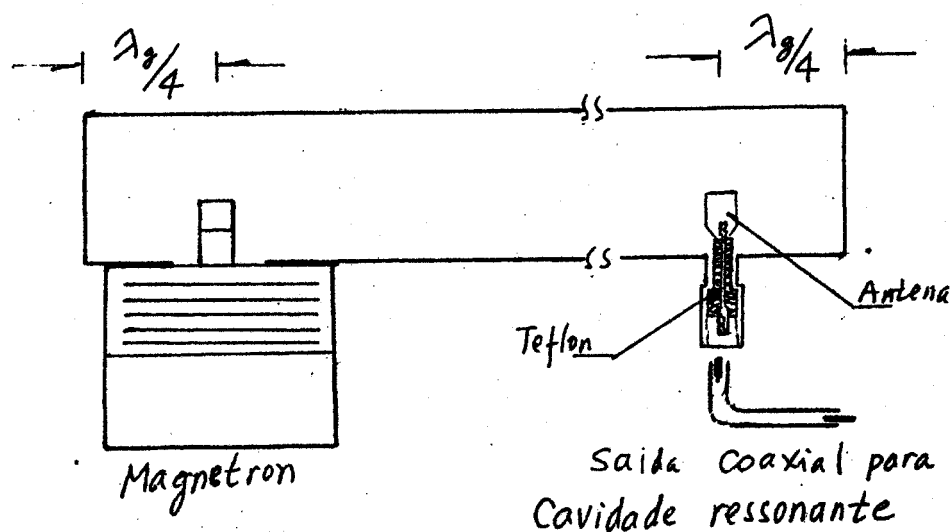


Figura A9 – esquema do acoplamento do cabo coaxial à magnetron

O principal problema nessa etapa, foi a dificuldade em encontrar cabos coaxiais apropriados, pois os cabos convencionais do tipo RG 8/U com isolante de polietileno, não suportavam potência, e os do tipo RG 165/U com isolante de espuma de teflon, só operavam em baixa potência (≤ 200 W), além de apresentarem aquecimento, com perda de potência.

Numa segunda etapa, foram eliminados os cabos coaxiais, adaptando a cavidade ressonante diretamente no guia, com uma modificação dos terminais de alimentação. Com esse arranjo, perdia-se em flexibilidade no uso, mas havia a possibilidade de extrair potências maiores.

A cavidade cilíndrica testada foi feita de cobre. Se por um lado essa cavidade tem valor de Q (fator de mérito) bastante alto (≈ 1000), por outro, sua construção mecânica é muito crítica, devendo ser monitorada com instrumentação eletrônica de microonda.

A operação desse modelo em alta potência apresentou problemas de faíscação, mas em baixa potência mostrou ser muito seguro, podendo ser usado em cromatografia, por exemplo.

Numa terceira etapa, foi então utilizado o próprio guia de ondas retangular como cavidade ressonante.

Embora esse guia ressonante apresente baixo valor de Q , nos testes de potência operou satisfatoriamente, sem faíscação. Esse resultado, mais a facilidade de construção, levaram a fazer um estudo mais detalhado dessa configuração, que ao tirar proveito das características da magnetron, resultou no modelo final apresentado neste trabalho.

IX.2 – DISPOSITIVOS UTILIZADOS NA FASE DE AJUSTES NOS CIRCUITOS DE MICROONDAS

SINTONIZADOR DE \mathbb{E} E \mathbb{H}

Para ajustar a impedância do guia em relação a carga (plasma), foi usado um sintonizador de \mathbb{E} e \mathbb{H} simples, dotado de um parafuso que permite alterar a distância l em relação a b , e que pode ser deslocado ao longo do guia de ondas (figura A10).

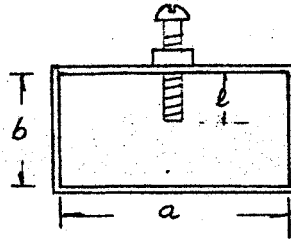


Figura A10 - Sintonizador de \mathbb{E} e \mathbb{H}

Assim, para $\frac{l}{b} \leq \frac{3}{4}$ o efeito é de um capacitor shunt

e para $\frac{l}{b} > \frac{3}{4}$ o efeito é indutivo

Na prática, esse deslocamento ao longo do guia pode ser substituído pelo ajuste feito por meio de 2 ou 3 parafusos próximos, situados dentro da distância $\lambda_g/4$.

CARGA DE MICROONDA

Trata-se de uma montagem que absorve a energia da microonda, a fim de se ter a menor reflexão possível dentro do guia.

A água pode ser usada como absorvedor , pois a molécula H_2O dipolar oscilando na frequência da microonda, transforma em calor a energia da microonda. Um fluxo contínuo de água promove a remoção do calor, e pode servir também como uma forma de medir a potência,através da variação da temperatura da água em função da vazão.

Uma montagem desse tipo foi utilizada para fazer a calibração da potência do gerador de micronda, em função da tensão de alimentação (figura 6).

A figura A11 mostra a montagem oblíqua utilizada para minimizar a reflexão da microonda. Pode-se ver também na figura, a armadilha (“trap”) construída para prevenir eventual fuga de microonda.

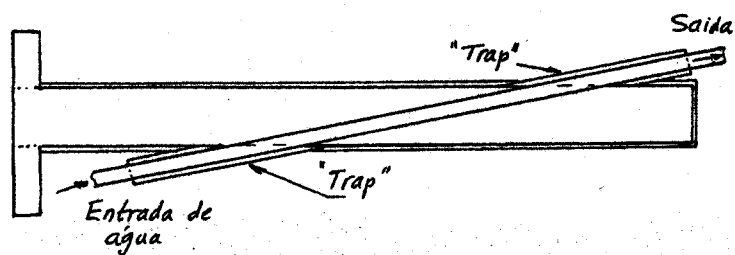


Figura A11 – carga de microonda

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] S. Dushman – Scientific foundations of vacuum technique
J.Wiley & Sons New York (1962)
- [2] A. Pipko, V. Pliskovsky, B. Korolev, V. Kuznetsov - Fundamental of vacuum techniques - Mir Publishers Moscow (1984)
- [3] A. Mc Donald - Microwave breakdown in gases
J. Wiley & Sons New York (1966)
- [3a] N. Laegried, G.K. Wehner –
J. Appl. Phys. Vol 32 (1961) 365
- [4] M. A. R. Alves – Deposição de filmes finos de carbono amorfo hidrogenado (a – C : H) por plasma de RF
Tese de Doutorado U.E.Campinas FEEC (1996)
- [5] Synthetic Diamond : Emerging CVD Science and Technology
K.Spear & J.Dismukes,ed. J.Wiley & Sons (1994)
cap.4 : N. Setaka – Development of Diamond Science and Technology in Japan
- [6] T. Vandavelde, M. Nesladek, C. Quaeyhaegeus, L. Stals – Optical emission spectroscopy of the plasma during CVD diamond growth with nitrogen addition - Thin Solid Films 290 (1996) 143
- [7] K. Kobayashi, N. Mutsukura, Y. Machi – Deposition of hard carbon film by RF glow discharge method - J. Appl. Phys. 59 (1968) 910
- [8] H. Tahara, K. Minami, A. Murai, T. Yasui, T. Yashikawa
Diagnostic Experiment and Kinetic Model Analysis of Microwave CH₄/H₂ plasma for deposition of diamondlike carbon films
Jpn. J. Appl. Phys. 34 (1995) 1972
- [9] H.Thorsheim, J. Butler - Vapor Phase Diagnostic in diamond CVD em: ref.[5] , cap.7

- [10] Y. Muranaka, H. Yamashita, K. Sato, H. Miyadera - The role of hydrogen in diamond synthesis using a microwave plasma in CO/H₂ system J. Appl. Phys. 67 (1990) 6247
- [11] O. S. Heavens – Optical Properties of thin solid Films
Dover publications Inc. New York (1991)
- [12] H. Tsai, D.B. Bogy – Characterization of diamondlike carbon films and their applications as overcoats on thin-films media for magnetic recording J. Vac. Sci. Technol. A5 (1987) 3287
- [13] J. Tauc – Amorphous and Liquid Semiconductors
Plenum New York (1974)
- [14] E. Freeman, W. Paul – Optical constants of RF sputtered hydrogenated amorphous Si Phys. Review B 20 (1979) 716
- [15] J.C. Angus, P. Koidl, S. Domitz - Carbon thin films
em: Plasma Deposited Thin Films J.Mort & F.Jansen, ed.
C.R.C. Press Inc. Florida (1986) cap.4
- [16] B. Dischler – Amorphous Hydrogenated Carbon films
Proceed. European Material Res. Soc. Symp. Vol 17 , edited by
P.Koidl, P.Oelhafen - Editions de Physique (1987), 189
- [17] L. Martinu, A. Raveh, D. Boutard, S. Houle, D. Poitras, N. Vella,
M. Wertheimer - Properties and stability of diamond-like carbon films
related to bonded and unbonded hydrogen
Diamond and Related Materials 2 (1993) 673
- [18] G. Herzberg – Spectra of diatomic molecules
D. Van Nostrand (1951)
- [19] V. Kondratyev – The structure of atoms and molecules
Foreign Languages Publishing House Moscow (1965)
- [20] N. Mutsukura, S.Inoue, Y.Machi - Deposition mechanism of
hydrogenated hard-carbon films in a CH₄ RF discharge plasma
J. Appl. Phys. 72 (1992) 43

- [21] A. Grill, B.Meyerson - Development and Status of diamondlike carbon em: ref [5], cap.5
- [22] E. Braca, J.Kenny, D.Korzec, J.Engeman
Transition from polymer-like to diamond-like carbon coatings synthesized by a hybrid radiofrequency-microwave plasma source
Thin Solid Films 394 (2001) 30
- [23] O. Sala - Fundamentos de Espectroscopia Raman e no Infravermelho Editora Unesp (1996)
- [24] D.Knight, W. B.White - Characterization of diamond films by Raman spectroscopy J. Mater. Res. 4 (1989) 385
- [25] F.Tuinstra, J.L. Koenig - Raman spectrum of graphite
J. Chem. Phys. 53 (1970) 1126
- [26] P.Beeman, J. Silverman, R. Lynds, M. Anderson - Modeling studies of amorphous carbon Phys. Review B 30 (1984) 870
- [27] T. D. Moustakas - Growth of Diamond by CVD Methods and Effects of Process Parameters em : ref.[5], cap.6
- [28] O.P. Gandhi – Microwave Engineering & Applications Pergamon Press (1981)
- [29] S. Ramo, J. Whinnery, T.Van Duzer – Fields and Waves in Communication Electronics J.Wiley & Sons New York (1967)