

UNESP  
Faculdade de Engenharia de Guaratinguetá

Guaratinguetá  
2000



1110000424



*"Produção e  
Caracterização Elétrica de  
Plasmas Gerados em um  
Reator de Microondas"*

*JOAQUIM TAVARES DE LIMA*

*123*



CARO LEITOR NÃO  
RISQUE O LIVRO

# PRODUÇÃO E CARACTERIZAÇÃO ELÉTRICA DE PLASMAS GERADOS EM UM REATOR DE MICROONDAS.

**JOAQUIM TAVARES DE LIMA**

Dissertação apresentada à  
Universidade Estadual Paulista “Júlio  
de Mesquita Filho”, Campus de  
Guaratinguetá, como parte dos  
requisitos para a obtenção do título de  
Mestre em Física. Área de  
concentração: Física Aplicada.

Orientador: Prof. Dr. Roberto Yzumi Honda

424

424

Guaratinguetá  
Abril 2000

FACULDADE DE ENGENHARIA  
DE GUARATINGUETÁ  
BIBLIOTECA



24/8/00

R\$30,00

Doação

Ficha catalográfica preparada na Seção de Aquisição e Tratamento da Informação da  
Biblioteca – FEG/UNESP

L732p Lima, Joaquim Tavares  
Produção e Caracterização elétrica de Plasmas gerados em um  
Reator de Microondas/Joaquim Tavares de Lima. Guaratinguetá, 2000  
92f.: il.; 30cm

Bibliografia: f.90 - 92

Dissertação (mestrado) – Universidade Estadual Paulista, Faculdade  
de Engenharia de Guaratinguetá, 2000.

Ficha catalográfica preparada na Seção de Aquisição e Tratamento da  
Informação da Biblioteca – FEG/UNESP

*Orientador: Prof Roberto Yzumi Honda*

1. Física de Plasmas, Descargas Elétricas I. Título

CDU 533.9

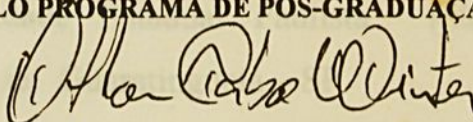
**“PRODUÇÃO E CARACTERIZAÇÃO ELÉTRICA DE PLASMAS GERADOS  
EM UM REATOR DE MICROONDAS”**

**JOAQUIM TAVARES DE LIMA**

ESTA DISSERTAÇÃO FOI JULGADA ADEQUADA PARA A OBTENÇÃO DO TÍTULO DE  
**“MESTRE EM FÍSICA”**

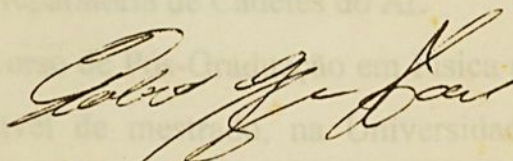
**ESPECIALIDADE: FÍSICA**

**APROVADA EM SUA FORMA FINAL PELO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO**

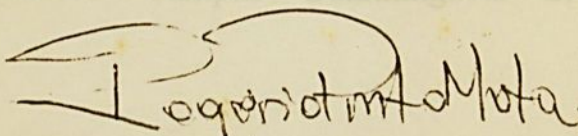


**Prof. Dr. Othon Cabo Winter**  
Coordenador


**BANCA EXAMINADORA:**



**Prof. Dr. ROBERTO YZUMI HONDA**  
Orientador / Unesp-Feg



**Prof. Dr. ROGÉRIO PINTO MOTA**  
Unesp-Feg



**Prof. Dr. GILDO DE HOLANDA CAVALCANTI**  
UFF/RJ

*Abril de 2000*

## DADOS CURRICULARES

### JOAQUIM TAVARES DE LIMA

NASCIMENTO: 04/02/56

FILIAÇÃO: Sebastião Tavares de Lima  
Terezinha Gonçalves de O. Lima

1989/1992 Curso de Graduação

Licenciatura em Física

Universidade Estadual Paulista (UNESP),  
Campus de Guaratinguetá – SP

1994/1995

Curso de Formação de Oficiais Especialistas da  
Força Aérea Brasileira, Especialista em  
Comunicações ( nível tecnólogo ), na Escola  
Preparatória de Cadetes do Ar.

1996/1999

Curso de Pós-Graduação em Física de Plasmas,  
nível de mestrado, na Universidade Estadual  
Paulista

UNESP – Campus – Guaratinguetá – SP.

## AGRADECIMENTOS

Este trabalho só foi possível ser realizado com a ajuda valiosa de vários amigos.

A estes amigos manifesto meus agradecimentos, e também as orações em minhas orações, para que continuem sendo homens de boa vontade.

Prof. Dr. Roberto Honda, meu orientador, que me ajudou a realizar os trabalhos.

Prof. Dr. Mauricio Algatti, professor que orientou me ajudando solicitando-me Seminários que levaram-me direto a escrita desta Tese.

Prof. Dr. Milton Kayama, pela paciência ao estabelecer a Prova de PLASMA, demonstrando muito carinho e compreensão.

Prof. Dr. Rogério Pinto Mota, pelo incentivo e ajuda sempre nas horas mais importantes.

Aos demais professores e funcionários do Departamento de Física e Química que de uma forma direta ou indireta participaram de elaboração desta Tese.

Aos amigos de graduação, pós-graduação e da Escola de Engenharia de Aviação que de uma forma direta ou indireta contribuíram para que este trabalho pudesse ser concluído.

E principalmente a Deus que foi, é e sempre será meu orientador.

À minha mãe, que me apoia, acompanha e incentiva.

À minha esposa e filhos pelo apoio, carinho, amor e compreensão durante toda a minha caminhada

## AGRADECIMENTOS

Este trabalho só foi possível ser realizado com a ajuda valiosa de vários amigos.

A estes amigos manifesto meus agradecimentos, e também os coloco em minhas orações, para que continuem sendo homens de boa vontade.

Prof. Dr. Roberto Honda, meu orientador, que me ajudou a conduzir os trabalhos.

Prof. Dr. Maurício Algatti, professor que orientou-me inicialmente, solicitando-me Seminários que levaram-me direto a defesa desta Tese.

Prof. Dr. Milton Kayama, pela paciência ao ensinar-me a Física do PLASMA, demonstrando muito carinho e compreensão.

Prof. Dr. Rogério Pinto Mota, Pelo incentivo e ajudas sempre nas horas mais importantes.

Aos demais professores e funcionários do Departamento de Física e Química que de uma forma direta ou indireta participaram da consolidação desta Tese.

Aos amigos de graduação, pós-graduação e da Escola de Especialistas de Aeronáutica que de uma forma direta ou indireta contribuíram para que este trabalho pudesse ser concluído.

E principalmente a Deus que foi, é e sempre será meu orientador.

**Lima, Joaquim Tavares** Produção e Caracterização Elétrica de Plasmas Gerados em um Reator de Microondas. Guaratinguetá 2000. 92 p. Dissertação (Mestrado em Física) – UNESP, Campus de Guaratinguetá.

## RESUMO

O processo de polimerização a plasma tem sido estudado há muitos anos utilizando descargas luminescentes excitadas por rádio-frequência (RF) e descargas contínuas (DC). Muitos experimentos apresentados na literatura corrente indicam que o regime de operação em alta frequência é muito mais efetivo no aquecimento eletrônico, abrindo desta feita a possibilidade de se obter plasmas muito mais energéticos os quais apresentam uma ampla gama de aplicações tais como a tecnologia de revestimentos duros. O uso de radiação eletromagnética na faixa de microondas do espectro, por exemplo, 2,45 GHz aponta para a possibilidade da obtenção de um acoplamento mais efetivo entre os elétrons livres e o campo de microondas permitindo desta feita a obtenção de temperaturas eletrônicas muito maiores devido a predominância de colisões inelásticas, resultando em um plasmas muito mais reativo. Tais condições experimentais permite a obtenção da síntese de novos materiais. Esta Dissertação de Mestrado trata da construção e caracterização de um reator de plasma excitado por microondas operando na frequência de 2,45 GHz e no comprimento de onda de aproximadamente 12 cm. A fonte de potência operou nos regimes contínuo e pulsado fornecendo uma potência média de 800 W. A câmara do plasma é de quartz localizada dentro de uma cavidade cilíndrica sintonizada que pode ser bombeada a pressões abaixo de  $10^{-3}$  Torr. A temperatura eletrônica e a densidade eletrônica foram medidas variando a potência de 600 a 1300 W e a pressão de 130 a 700 mTorr, usando uma sonda de Langmuir retrátil projetada e construída

no laboratório. Os resultados experimentais mostraram que o acoplamento entre os elétrons e campos de microondas atingiram valores de temperatura média de 26.8 eV para pressões próximas de 400 mTorr. Estes resultados mostraram a existência de um valor ótimo de pressão para a maximização da temperatura. Os resultados experimentais também mostraram que para uma potência fixa a densidade eletrônica diminui com a pressão indicando a predominância de processos elásticos.

Palavra Chave: microondas; plasma; diagnóstico de plasma; sondas de Langmuir; Argônio.



**Lima, Joaquim Tavares** Produção e Caracterização Elétrica de Plasmas Gerados em um Reator de Microondas. Guaratinguetá 2000. 92p. Dissertação ( Mestrado em Física) – UNESP, Campus de Guaratinguetá.

## ABSTRACT

Plasma polymerization processes have been studied since many years ago using RF and DC excited glow discharges. Many experiments presented in current literature indicate that high frequency regime is much more effective in electronic heating opening the possibility of a much more energetic plasma that may be used in many kind of different applications like hard coatings technology for instance. The use of electromagnetic radiation in microwave (M.W. herein) range, i.e., 2.45 GHz, points toward a much more effective coupling between free electrons and the M. W. field, allowing the attainment of higher electronic temperature and therefore a much more reactive plasma due the predominance of inelastic collisions. Such experimental condition allows one to obtain the synthesis of new materials.

This mastering dissertation deals with the construction and characterization of a M. W. plasma reactor operating at a frequency of 2.45 GHz and at a wavelength of approximately 12 cm. The power supply that may be operated in continuous and pulsed regime gives a mean power of 800 W. The plasma chamber is a quartz tunable cylindrical cavity that may be pumped down to  $10^{-6}$  Torr. Electron temperature and density were measured varying the power and pressure from 600 to 1300 W and 130 to 700 mTorr respectively using a retractile Langmuir probe projected and constructed in our laboratory. The experimental results showed that the coupling between electrons and M. W. field was effective since the mean

electronic temperature reached a maximum value of 26.8 eV for pressure near 400 mTorr. This result shows the existence of an optimum value of pressure for temperature maximization. The experimental results also showed that for a fixed power the electron density decreases with pressure indicating the predominance of elastic process.

**Keywords:** Microwave, Plasma, Electrical diagnostics, Langmuir Probe, Argon.



# SUMÁRIO

	PG
<b>CAPÍTULO 1</b>	
Introdução.....	17
<b>CAPÍTULO 2</b>	
Considerações Teóricas.....	20
2.1 Cavernas Cilíndricas.....	20
2.2 Sondas Eletrostáticas tipo Langmuir.....	26
2.2.1 Modelo Teórico.....	28
2.2.1.1 Considerações Sobre o Efeito das Dimensões da Sonda.....	36
<b>CAPÍTULO 3</b>	
Construção do Sistema de Microondas.....	39
3.1 A Fonte de Microondas.....	40
3.1.1 Oscilador Magnetron.....	40
3.1.2 Geração de Pulso e de Potência.....	42
3.1.2.1 Estágio Astável.....	43
3.1.2.2 Estágio Diferenciador.....	44
3.1.2.3 Estágio Monoestável.....	45
3.1.2.4 Estágio de Potência.....	46
3.2 Construção da Caverna Ressonante Cilíndrica.....	47
3.3 O Arranjo Experimental.....	51
3.3.1 O Reator.....	51
3.3.2 O Sistema de Bombeamento.....	51

3.3.3	Injeção e Controle de Gases.....	52
3.3.4	O Sistema de Excitação por Microondas.....	52

#### **CAPÍTULO 4**

	Construção da Sonda de Langmuir Retrátil.....	56
4.1	Circuito para a Polarização da Sonda de Langmuir.....	61
4.2	Análise de Dados obtidos pela Sonda de Langmuir.....	62

#### **CAPÍTULO 5**

	Resultados e Discussões.....	66
--	------------------------------	----

#### **CAPÍTULO 6**

	Conclusões e Perspectivas Futuras.....	84
--	--	----

#### **CAPÍTULO 7**

	Referências Bibliográficas.....	90
--	---------------------------------	----

# LISTA DE FIGURAS

	PG
<b>CAPÍTULO 2</b>	
Figura 2.1	Cavidade cilíndrica..... 22
Figura 2.2	Distribuição dos campos para o modo $TM_{0,1,1}$ ..... 24
Figura 2.3	Distribuição dos campos para o modo $TM_{0,1,2}$ ..... 25
Figura 2.4	Sonda de Langmuir..... 27
Figura 2.5	Curva característica da sonda..... 27
Figura 2.6	Densidade dos íons e elétrons em função da distância da sonda..... 32
Figura 2.7	Potencial da sonda em função da distância..... 34
Figura 2.8	Movimento orbital na bainha..... 36
<b>CAPÍTULO 3</b>	
Figura 3.1	Oscilador magnetron refrigerado a ar, configuração inicial 41
Figura 3.2	Oscilador magnetron refrigerado a água, configuração final..... 42
Figura 3.3	Representação esquemática do estágio astável..... 43
Figura 3.4	Esquema do estágio diferenciador mostrando a forma dos pulsos..... 44
Figura 3.5	Diagrama esquemático do estágio monoestável..... 45
Figura 3.6	Estágio de potência..... 46
Figura 3.7	Diagrama completo do circuito que compõe o gerador..... 47
Figura 3.8	Representação cilíndrica para a cavidade ressonante..... 49
Figura 3.9	Fotografia mostrando o conjunto magnetron/cavidade ressonante..... 50
Figura 3.10	Diagrama em bloco da montagem do arranjo experimental 53

Figura 3.11	Visão fotográfica do reator.....	54
Figura 3.12	Fotos do reator energizado.....	55

#### CAPÍTULO 4

Figura 4.1	Câmara com solenóide para acionamento de sonda de Langmuir retrátil mostrada em a) e núcleo de ferro transportador da sonda indicado na parte b) da figura.....	58
Figura 4.2	Sonda retraída fora da região que contém o plasma.....	59
Figura 4.3	Sonda avançada imersa no ambiente de plasma.....	59
Figura 4.4	Fotografia ressaltando a sonda de Langmuir acoplada ao sistema.....	60
Figura 4.5	Circuito de polarização da sonda de Langmuir.....	61
Figura 4.6	Equipamentos utilizados para determinar a densidade eletrônica, potencial do plasma e temperatura eletrônica....	64
Figura 4.7	Fotografia da tela do microcomputador mostrando os resultados de $I \times \phi$ na parte superior esquerda da figura, $InI \times \phi$ na parte superior direita e $I^2 \times \phi$ na parte inferior da figura.....	65

#### CAPÍTULO 5

Figura 5.1	Variação da temperatura em função da variação da potência, para pressão fixa de 300mTorr.....	67
Figura 5.2	Variação da temperatura em função da variação da potência, para pressão fixa de 340mTorr.....	68
Figura 5.3	Variação da temperatura em função da variação da potência, para pressão fixa de 400mTorr.....	68

Figura 5.4	Variação da temperatura em função da variação da potência, para pressão fixa de 460mTorr.....	69
Figura 5.5	Variação da temperatura em função da variação da potência, para pressão fixa de 550mTorr.....	69
Figura 5.6	Variação da temperatura em função da variação da potência, para pressão fixa de 600mTorr.....	70
Figura 5.7	Variação da temperatura em função da variação da potência, para pressão fixa de 650mTorr.....	70
Figura 5.8	Variação da temperatura média em função da variação de pressão.....	71
Figura 5.9	Variação da temperatura em função da variação da pressão para, potência fixa de 800 W .....	73
Figura 5.10	Variação da temperatura em função da variação da pressão, para potência fixa de 900 W .....	73
Figura 5.11	Variação da temperatura em função da variação da pressão, para potência fixa de 1050 W .....	74
Figura 5.12	Variação da temperatura em função da variação da pressão, para potência fixa de 1100 W .....	74
Figura 5.13	Variação da temperatura em função da variação da pressão, para potência fixa de 1150 W .....	75
Figura 5.14	Variação da temperatura em função da variação da pressão, para potência fixa de 1200 W .....	75
Figura 5.15	: Variação da densidade eletrônica com relação a potência para pressão de 130 mTorr.....	77
Figura 5.16	Variação da densidade eletrônica com relação à potência, para pressão de 300 mTorr.....	77

Figura 5.17	Variação da densidade eletrônica com relação à potência, para pressão de 340 mTorr.....	78
Figura 5.18	Variação da densidade eletrônica com relação à potência, para pressão de 360 mTorr.....	78
Figura 5.19	Variação da densidade eletrônica com relação à potência, para pressão de 380 mTorr. ....	79
Figura 5.20	Variação da densidade eletrônica com relação à potência, para pressão de 400 mTorr.....	79
Figura 5.21	Variação da densidade eletrônica com relação à potência, para pressão de 500 mTorr. ....	80
Figura 5.22	Variação da densidade eletrônica com relação à potência, para pressão de 600 mTorr.....	80
Figura 5.23	Variação da densidade eletrônica em função da variação da pressão para potência fixa de 900 W	81
Figura 5.24	Variação da densidade eletrônica em função da variação da pressão para potência fixa de 1050 W	81
Figura 5.25	Variação da densidade eletrônica em função da variação da pressão para potência fixa de 1150 W .....	82
Figura 5.26	Variação da densidade eletrônica em função da variação da pressão para potência fixa de 1200 W .....	82
Figura 5.27	Variação da densidade eletrônica em função da variação da pressão para potência fixa de 1250 W .....	83
Figura 6.1	Variação da temperatura em função da variação da pressão e da potência.	85
Figura 6.2	Variação da densidade em função da variação da pressão e da potência	86

Figura 6.3	Varição da temperatura em função da variação da pressão de um plasma de argônio gerado por microondas.	87
Figura 6.4	Varição da temperatura em função da variação da pressão de um plasma de argônio gerado por DC.	87
Figura 6.5	Varição da densidade eletrônica em função da variação da pressão para um plasma de argônio gerado em um reator de microondas	88
Figura 6.6	Varição da densidade eletrônica em função da variação da pressão para um plasma de argônio gerado em um reator DC.	88

# Capítulo 1

## INTRODUÇÃO

Ciência e tecnologia de plasmas têm-se mostrado, nos últimos anos, um importante caminho para o desenvolvimento de materiais, em especial na indústria de semicondutores (Shohet 1991 ) onde são investidos vários bilhões de dólares por ano.

Em paralelo a este setor tecnológico, a utilização de plasmas de baixas temperaturas e densidades eletrônicas, oriundas de vapores e gases orgânicos mantidos a baixa pressão, também tem-se apresentado como uma importante via para o desenvolvimento de novos materiais. Em alguns casos a única via (D'Agostino 1990 ).

Há aproximadamente duas décadas, processos de fragmentações e sucessivas recombinações em gases e vapores orgânicos mantidos a baixas pressões e desencadeados por tensões contínuas e frequências variáveis, como áudio-frequência e rádio-frequência, têm sido responsáveis pela síntese de materiais sólidos, convencionados como polímeros, decorrentes de mecanismos conhecidos como polimerizações a plasma (Yasuda 1985 ).

Além dos processos de síntese e/ou deposição de materiais, o plasma, nos últimos anos, também se mostrou muito eficiente no tratamento de vários tipos de superfícies sólidas, entre elas as poliméricas, cerâmicas e metálicas, (Castner 1996, Park 1998, Martim 1986 ) conferindo ao material tratado promissor interesse tecnológico (Brion 1994 ,Biederman 1992). Em muitos dos casos, até produtos finais já comercializados.

Como resultado da utilização deste ramo científico envolvendo plasmas, tanto materiais sintetizados quanto produtos tratados apresentam vínculos de aplicações que abrangem as indústrias opto-eletrônicas, mecânica, alimentícias, farmacêuticas e de biomateriais, entre outros, revelando produtos como circuitos integrados, filtros óticos, superfícies seletivas, embalagens alimentícias, próteses, etc (Schreiber 1990 ,Inagaki 1988, Ratner 1993 ).

A natureza e a qualidade do material sintetizado e/ou tratado depende fortemente de parâmetros como pressão e fluxo de gases e vapores no interior do reator, da configuração geométrica do mesmo, da localização do plasma em seu interior, da temperatura local e, em especial, da forma de excitação da descarga, que pode ser por tensão contínua ou variável.

Em se tratando de excitação do plasma por tensão variável, a frequência da fonte desempenha papel importante, pois os processos colisionais envolvendo elétrons, íons e espécies neutras no ambiente do plasma podem acelerar ou retardar o tratamento ou a deposição de um material, podendo influenciar de forma drástica na sua estrutura ( Mota 1998 ,Manos 1989 ).

Muitos estudos têm sido realizados para mostrar a influência da frequência de excitação no desenvolvimento de materiais. A quase totalidade deles se encontra em intervalos de frequência de alguns kHz até 400MHz (Wertheimer 1985, Ferreira 1984 ). Aumentando esse intervalo de frequências para GHz ( microondas ), o valor de 2,45 GHz tem ultimamente sido promissor na síntese de materiais como silício amorfo, nitreto de silício e diamante artificial (Biederman, H., Yoshihito 1992, Corat 1993 ).

Este trabalho tratou do desenvolvimento de um arranjo experimental que possa permitir a síntese de materiais e tratamento de superfícies, partindo da excitação do plasma através de uma fonte de microondas, operando na frequência



de 2,45 GHz. As investigações futuras permitirão contribuir no estudo e na qualidade do material tratado e/ou depositado e, de forma concomitante, ajudar nas elucidações dos processos que envolvam reações químicas no interior do plasma.

Portanto, apresentou-se como objetivo a transformação de uma válvula magnetron de forno de microondas caseiro, numa fonte de excitação para um plasma, passando pela construção do sistema gerador de microondas e cavidade ressonante, desenvolvimento do reator que propicia o ambiente de plasma e da construção de uma sonda eletrostática retrátil responsável pela investigação de parâmetros do plasma, como sua densidade e temperatura.

## 2.1- CAVIDADES CILÍNDRICAS

Embora as cavidades ressonantes eletromagnéticas possam ter quaisquer formas, uma classe importante de cavidade é a que se obtém fechando as extremidades de um guia de onda longitudinal. Considera-se, para o desenvolvimento de um modelo teórico, que as superfícies terminais sejam planas e perpendiculares ao eixo cilíndrico. As paredes da cavidade têm, por hipótese, condutividade elétrica infinita, estando a cavidade preenchida por um dielétrico de constantes  $\mu$  e  $\epsilon$ . Na cavidade, as ondas estacionárias podem ser descritas como:

$$\psi = A \cos k_z z + B \sin k_z z \quad (2.1)$$

Aqui A e B são constantes arbitrárias e  $k$  é o número de onda.

## Capítulo 2

### CONSIDERAÇÕES TEÓRICAS

Para o desenvolvimento deste trabalho, em especial a construção da cavidade ressonante e da sonda de Langmuir, alguns conceitos teóricos se fizeram necessários e são apresentados neste capítulo. A primeira parte trata da descrição teórica do cálculo de uma cavidade ressonante cilíndrica, e a segunda parte aborda conceitos de física de plasma em especial de diagnósticos electrostáticos

#### 2.1- CAVIDADES CILÍNDRICAS

Embora as cavidades ressonantes eletromagnéticas possam ter quaisquer formas, uma classe importante de cavidade é a que se obtém fechando as extremidades de um guia de onda longitudinal. Considera-se, para o desenvolvimento de um modelo teórico, que as superfícies terminais sejam planas e perpendiculares ao eixo cilíndrico. As paredes da cavidade têm, por hipótese, condutividade elétrica infinita, estando a cavidade preenchida por um dielétrico de constantes  $\mu$  e  $\epsilon$ . Na cavidade, as ondas estacionárias podem ser descritas como:

$$\psi = A \sin Kz + B \cos Kz \quad (2.1)$$

Aqui A e B são constantes arbitrárias e  $k$  é o número da onda.

Quando as superfícies limítrofes planas estão em  $z = 0$  e em  $z = d$ , as condições de contorno serão satisfeitas em cada superfície se:

$$k = q \frac{\pi}{d} \quad (2.2)$$

Sendo  $d$  o comprimento da cavidade e  $q$  um número inteiro.

Para os modos transversos magnéticos ( TM ), o anulamento do campo elétrico  $E_t$  em  $z = 0$  e  $z = d$  leva a :

$$E_z = \psi(x, y) \cos\left(\frac{q\pi z}{d}\right), \quad q = 0, 1, 2, \dots \quad (2.3)$$

Analogamente, para os modos transversos elétricos ( TE ), o anulamento do campo magnético na direção  $z$  em  $z = 0$  e em  $z = d$  leva a:

$$H_z = \psi(x, y) \sin\left(\frac{q\pi z}{d}\right), \quad q = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (2.4)$$

Trabalhando algebricamente as expressões 2.3 e 2.4, considerando que  $\psi$  satisfaz à equação de autovalor ( Jackson 1975 ).

$$(\nabla_t^2 + \gamma^2)\psi = 0 \quad (2.5)$$

Aqui  $\gamma^2$  é dado por:

$$\gamma^2 = \mu\epsilon \frac{\omega^2}{c^2} - k^2,$$

apresentando autovalores discretos. Levando em consideração as condições de contorno nas superfícies das bases do cilindro,

$$\psi = 0, \text{ para o modo TM} \quad (2.7)$$

$$\frac{d\psi}{dn} = 0, \text{ para o modo TE}$$

temos que  $\gamma_\lambda^2$  para cada "q" determina uma autofreqüência  $\omega_{\lambda q}$  dada por:

$$\omega_{\lambda q} = \frac{1}{\mu \epsilon} \left\{ \gamma_\lambda^2 + \left( \frac{q\pi}{d} \right)^2 \right\} \quad (2.8)$$

bem como os campos correspondentes a esse modo ressonante. Em geral é conveniente escolher as diversas dimensões da cavidade de modo que a freqüência ressonante da operação fique bem isolada das outras freqüências de ressonância. Então a cavidade terá uma operação relativamente estável e será insensível a efeitos perturbativos associados com deslocamento de freqüência.

Uma cavidade ressonante de importância prática é a cilíndrica circular reta, que pode ter um pistão móvel para possibilitar a sintonia mediante a variação da altura. A cavidade está representada na fig. 2.1, com o raio interno  $R$  e comprimento  $d$ .

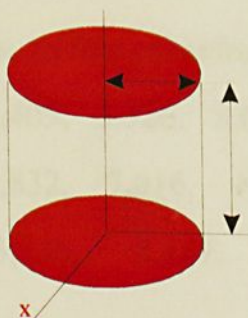


Figura 2.1: Cavidade cilíndrica

Para um modo TM, a equação de onda transversal para  $\psi = E_z$ , sujeita a condição de contorno  $E_z=0$  em  $\rho = R$ , tem a solução.

$$\psi(\rho, \phi) = E_0 J_m(\gamma_{mn}\rho) e^{+im\phi} \quad (2.9)$$

Das condições de contorno a serem aplicadas,  $E_z = 0$  para  $\rho = R$ , resulta  $J_m(\gamma_{mn}R) = 0$ . Das raízes dessa equação são designadas os zeros da equação de Bessel, e os modos correspondentes são designados  $TM_{m n}$ . Então  $\gamma_{mn}R = \chi_{mn}$  portanto:

$$\gamma_{mn} = \left( \frac{\chi_{mn}}{R} \right) \quad (2.10)$$

$\chi_{mn}$  é a  $n$ -ésima raiz da equação  $J_m(\chi) = 0$ . Os inteiros  $m$  e  $n$  assumem os valores  $m = 0, 1, 2, \dots$ , e  $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ , e as frequências de ressonância são dadas por

$$\omega_{mnq} = \frac{1}{\sqrt{\mu \epsilon}} \sqrt{\frac{\chi_{mn}^2}{R^2} + \frac{q^2 \pi^2}{d^2}} \quad (2.11)$$

Para os primeiros valores de  $m$ , as três primeiras raízes são:

$$\begin{aligned} m=0, & \quad \chi_{0n}=2,405, \quad 5,520, \quad 8,654, \dots \\ m=1, & \quad \chi_{1n}=3,832, \quad 7,016, \quad 10,173, \dots \\ m=2, & \quad \chi_{2n}=5,136, \quad 8,417, \quad 11,620, \dots \end{aligned}$$

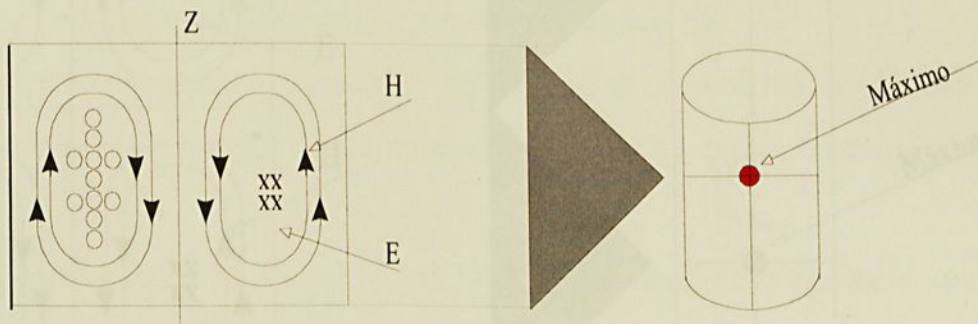
O modo TM mais baixo tem  $m = 0$ ,  $n = 1$ ,  $q = 0$ , e é designado por  $TM_{0,1,0}$ . A sua frequência de ressonância é

$$\omega_{010} = \frac{2,405}{\sqrt{\mu \epsilon}} \cdot \frac{1}{R} \quad (2.12)$$

Para o modo  $TM_{0,1,1}$  a frequência de ressonância é:

$$\omega_{011} = \frac{1}{\sqrt{\mu \epsilon}} \sqrt{\frac{2,405^2}{R^2} + \frac{\pi^2}{d^2}} \quad (2.13)$$

A distribuição dos campos para o modo  $TM_{0,1,1}$  pode ser vista na figura 2.2.

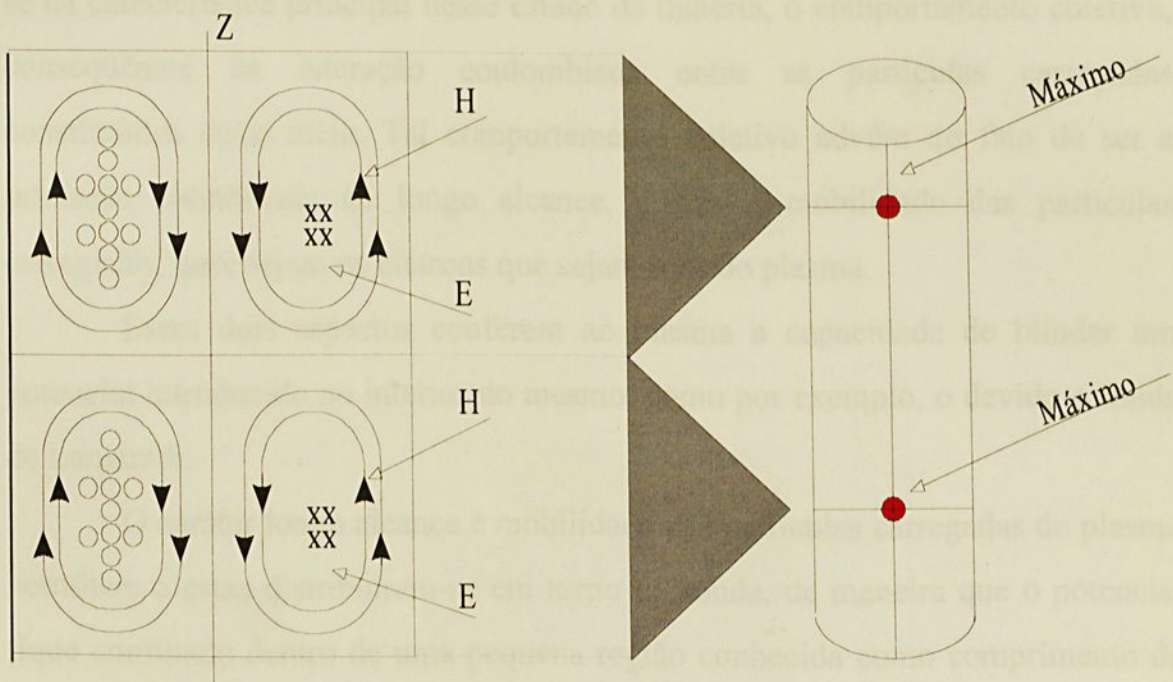


**Figura 2.2 :** Distribuição dos campos para o modo  $TM_{0,1,1}$

Já para o modo  $TM_{0,1,2}$ , a frequência ressonante é :

$$\omega_{012} = \frac{1}{\sqrt{\mu \epsilon}} \sqrt{\frac{2,405}{R^2} + \frac{4\pi^2}{d^2}} \quad (2.14)$$

A distribuição dos campos para o modo  $TM_{0,1,2}$  pode ser vista na figura 2.3



**Figura 2.3:** Distribuição dos campos para o modo  $TM_{0,1,2}$

## 2.2 SONDAS ELETROSTÁTICAS TIPO LANGMUIR

Um dos mais consagrados diagnósticos utilizados na caracterização de um plasma é a sonda de Langmuir. (Langmuir 1924)

Trata-se de uma ponta metálica inserida no interior do plasma sendo portanto, uma técnica intrusiva.

O princípio e funcionamento desta técnica diagnóstica do plasma baseia-se na característica principal desse estado da matéria, o comportamento coletivo, conseqüência da interação coulombiana entre as partículas carregadas constituintes deste meio. Tal comportamento coletivo advém do fato de ser a interação colombiana de longo alcance, e alta a mobilidade das partículas carregadas, quer sejam os elétrons que sejam íons do plasma.

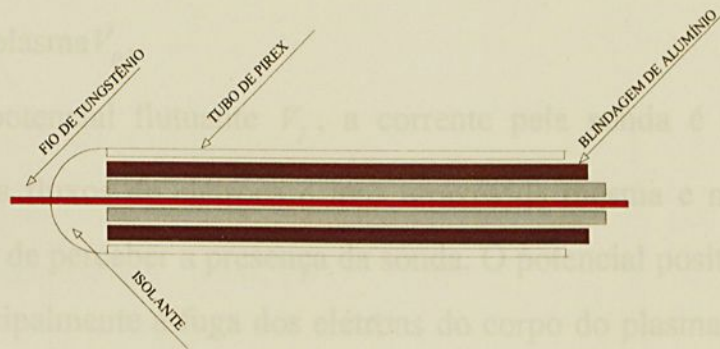
Esses dois aspectos conferem ao plasma a capacidade de blindar um potencial introduzido no interior do mesmo, como por exemplo, o devido a sonda de Langmuir.

O caráter longo alcance e mobilidade das partículas carregadas do plasma permitem a estas distribuírem-se em torno da sonda, de maneira que o potencial fique confinado dentro de uma pequena região conhecida como comprimento de Debye. Desta forma, o corpo principal do plasma não é perturbado pela presença da sonda, minimizando o caráter intrusivo desta. Pode-se, portanto, obter uma caracterização local do plasma, com uma boa resolução espacial.

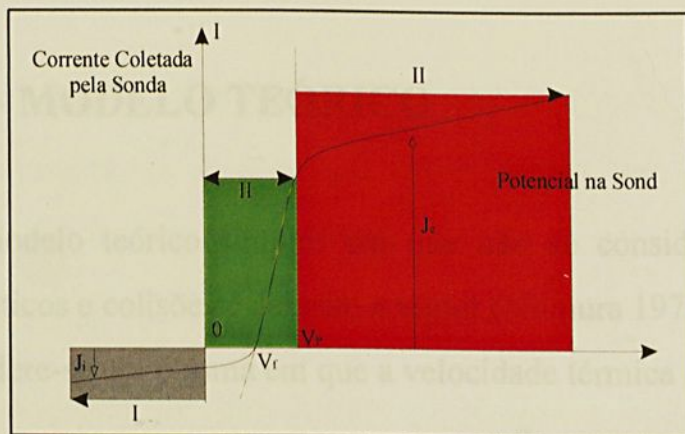
Pode-se levantar a característica (IxV) corrente-tensão e, a partir desta, alguns parâmetros do plasma poderão ser determinados, como a temperatura eletrônica ( $T_e$ ) e densidade eletrônica ( $N_e$ ), entre outros.



O desenho esquemático de uma sonda típica e a característica teórica estão mostrados nas figuras (2.4 e 2.5) respectivamente.



**Figura 2.4:** Sonda de Langmuir



**Figura 2.5:** Curva característica da sonda

Na curva característica pode-se observamos três regiões distintas: (I) a região da saturação da corrente iônica, (II) a região de transição e (III) a região da saturação da corrente eletrônica.

Dois pontos importantes são ressaltados o potencial flutuante  $V_f$  e potencial de plasma  $V_p$ .

No potencial flutuante  $V_f$ , a corrente pela sonda é nula indicando a igualdade dos fluxos de elétrons e íons através da mesma e no potencial  $V_p$  o plasma deixa de perceber a presença da sonda. O potencial positivo  $V_p$  do plasma se deve principalmente à fuga dos elétrons do corpo do plasma devido à sua alta mobilidade.

O comportamento da curva (V X I), depende da função distribuição das partículas. Se os elétrons tiverem uma distribuição Maxwelliana, esta região (II) terá um comportamento exponencial e fornecerá informação tanto da temperatura eletrônica quanto da função distribuição de energia desta população do plasma.

### 2.2.1- MODELO TEÓRICO

Um modelo teórico simples em que não se considera a presença de campos magnéticos e colisões é descrito a seguir (Niimura 1979).

Considere-se um plasma em que a velocidade térmica das partículas é  $v$  e a única fonte de energia é o campo elétrico  $\vec{E} = -\vec{\nabla}V$ . A única força responsável pela variação da energia cinética das partículas é  $\vec{F} = m\vec{a} = e\vec{E}$ .

Tem-se por conservação de energia  $\frac{1}{2}mv^2 = eV$ . (2.15).

No equilíbrio tem-se:

$$\frac{1}{2}mv^2 = k_B T. \quad (2.16)$$

tal que

$k_B$  constante de Boltzmann

$v$  - valor r.m.s. da velocidade das partículas

$T$  - a temperatura do plasma

$e$  - a carga unitária

Das igualdades das equações ( 2.15 ) e ( 2.16 ), tem-se:

$$V_p = \frac{k_B T}{e} \quad (2.17)$$

O potencial  $V_p$  é denominado potencial de plasma. Para plasmas não colisionais a temperatura é dada por  $T = T_e + T_i$  em que  $T_e$  e  $T_i$  são respectivamente a temperatura dos elétrons e íons.

Normalmente  $T_e \gg T_i$  e pode-se considerar  $T \approx T_e$  e  $V_p = \frac{k_B T_e}{e}$ .

Se uma sonda for introduzida no plasma e a sua polarização for exatamente  $\phi = V_p$ , este último não perceberá a presença da sonda, ou seja não haverá a formação da " bainha " em torno dela. Tanto os elétrons como os íons não serão atraídos ou repelidos pela sonda.

As partículas que atingem a sonda o farão apenas devido ao movimento térmico ( aleatório), que será suposto Maxwelliano.

Para os elétrons:

$$f(\vec{r}, \vec{v}, t) = \left( \frac{m}{2k_B T_e} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left( -\frac{mv^2}{2k_B T_e} \right) \quad (2.18)$$

a velocidade média será dada por:

$$\langle v \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} v f(\vec{v}) d^3V = \left( \frac{8k_B T_e}{\pi m} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.19)$$

Pode-se mostrar que o fluxo de partículas que cruza uma superfície imaginária em torno da sonda devido ao movimento térmico é dado por:

$$\Gamma_{\text{aleatório}} = \frac{1}{4} n \langle v \rangle \quad (2.20)$$

$n$  é o número de partículas por unidade de volume.

A densidade de corrente eletrônica devida ao movimento aleatório pode ser dada por:

$$J_{ae} = \frac{-e}{4} n_e \langle v \rangle \quad (2.21)$$

e a corrente coletada pela sonda quando a sua polarização for  $\phi = V_p$  será:

$I_s = -J_{ae} A_s$ . Aqui  $A_s$  é a área da sonda, logo:

$$I_s = eA_s n_e \left( \frac{k_B T_e}{2\pi m} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.22)$$

Desprezou-se nesta relação a contribuição devida aos íons que se desprendem da sonda, pois a sua velocidade média é muito menor que a dos elétrons.

Desta última relação pode-se obter a densidade eletrônica ( $n_e$ ) se for conhecida a temperatura  $T_e$ .

Considera-se agora a situação na qual a polarização da sonda  $\phi$  é ligeiramente maior que o potencial do plasma  $V_p$ , ou seja:

$$\phi > V_p \text{ tal que } |\phi - V_p| \ll V_p$$

O plasma irá perceber um potencial positivo ( $\phi - V_p$ ) na superfície da sonda.

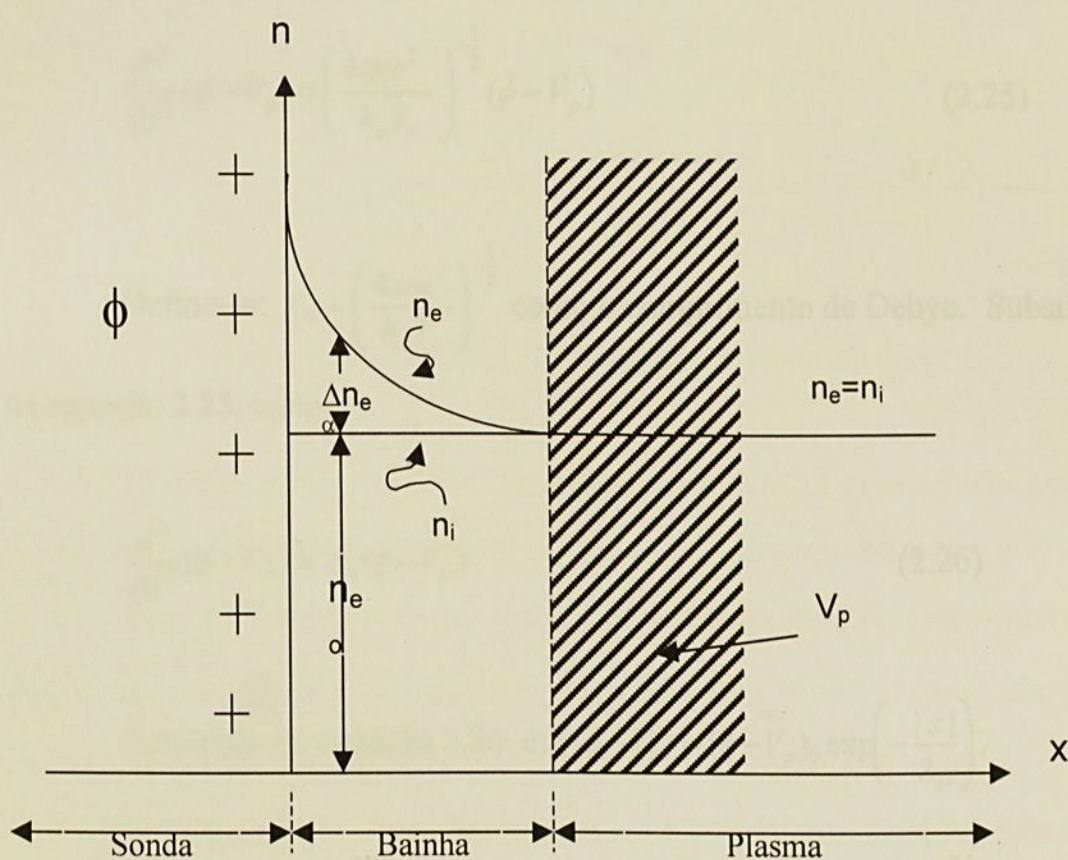
Os elétrons do plasma serão atraídos, e o número total destes nas proximidades da superfície da sonda será dado por:

$$n_{eo} + \Delta n_e^{\text{atraídos}} = n_{eo} \exp\left(\frac{\phi - V_p}{V_p}\right) \approx N_{eo} \left\{ 1 + \frac{\phi - V_p}{V_p} + \dots \right\} \quad (2.23)$$

lembrando que  $\left(\frac{\phi - V_p}{V_p}\right) \ll 1$  e  $n_{eo}$  é a densidade dos elétrons do plasma não perturbado e  $\Delta n_{eo}^{at}$  a perturbação da mesma devida aos elétrons atraídos pela sonda.

A densidade dos íons pode ser considerada não perturbada quando a polarização da sonda for muito baixa.

Esta situação está representada na figura 2.6 .



**Figura 2.6:** Densidade dos íons e elétrons em função da distância da sonda

A densidade de cargas positivas pode ser calculada na região da bainha a partir da equação, (2.24) lembrando que no plasma  $n_i \approx n_{eo}$  quase neutralidade.

Sendo  $\rho = e(n_i - n_e)$

$$\text{resulta } \rho = -e\Delta n_e^{at} = -en_{e0} \left( \frac{\phi - V_p}{V_p} \right) \quad (2.24)$$

Portanto na região da bainha pode se obter a partir da equação de Poisson unidimensional  $\frac{d^2}{dx^2}(\phi - V_p) = -4\pi\rho$ .

$$\frac{d^2}{dx^2}(\phi - V_p) = \left( \frac{4\pi ne^2}{k_B T_e} \right)^{\frac{1}{2}} (\phi - V_p) \quad (2.25)$$

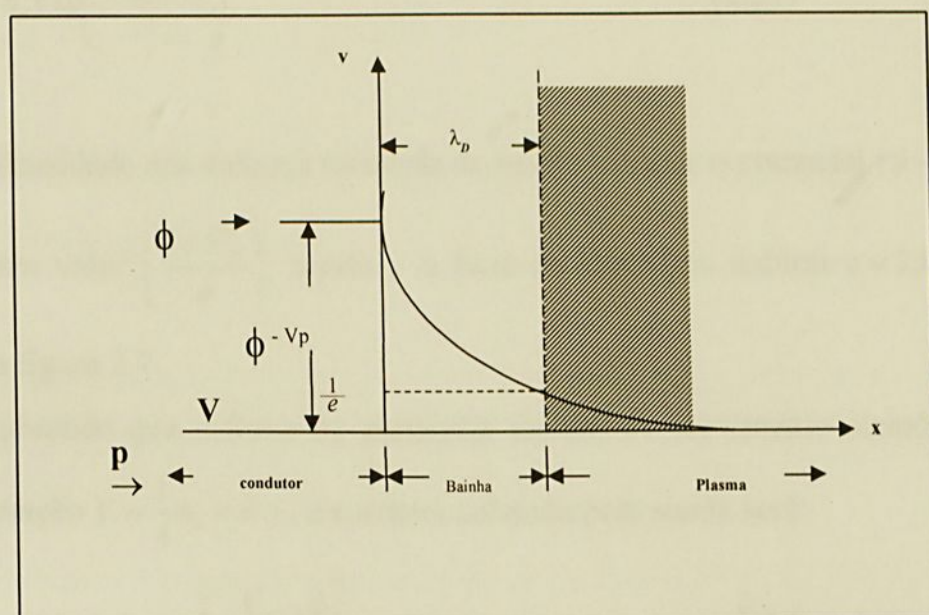
Define-se:  $\lambda_D = \left( \frac{4\pi ne^2}{k_B T_e} \right)^{-\frac{1}{2}}$  como o comprimento de Debye. Substituindo

na equação 2.25, temos:

$$\frac{d^2}{dx^2}(\phi - V_p) = \lambda_D^2 (\phi - V_p). \quad (2.26)$$

A solução da equação 2.26 é:  $((\phi - V_p) = (\phi - V_p)_0 \exp\left(-\frac{|x|}{\lambda_D}\right)$ .

O significado de  $\lambda_D$  está ilustrada na figura 2.7, sendo a própria espessura da bainha quando  $\phi - V_p \gtrsim 0$ .



**Figura 2.7:** Potencial da sonda em função da distância.

Conclui-se que, no corpo do plasma, o potencial permaneceu inalterado, apesar da aplicação de um potencial  $\phi$  na sonda. Consequentemente a velocidade térmica das partículas não é alterada, o que implica que a corrente coletada pela sonda permanece aproximadamente constante para  $\phi \gtrsim V_p$ ,  $I \approx I_s$ , da equação (2.22). Tal corrente é denominada corrente de saturação dos elétrons.

Na região de transição, onde  $(\phi - V_p) \lesssim 0$ , ou seja, o potencial de polarização  $\phi$  é menor que o potencial de plasma  $V_p$ , a sonda enxerga um potencial negativo em suas imediações. Sob essa condição, os elétrons são repelidos por esse potencial e podem ser descritos pela função distribuição de Boltzmann.

$$n = n_e \exp\left(-\frac{V_p - \phi}{V_p}\right) \quad (2.27)$$

aqui  $n_e$  é a densidade dos elétrons na borda da bainha em que o potencial  $|\phi - V_p|$  decai para um valor  $\left(\frac{\phi - V_p}{e}\right)$ , sendo  $e$  a base do logaritmo natural  $e = 2,718\dots$ , mostrado na figura 2.7.

Lembrando que o fluxo de partículas devido ao movimento aleatório é dado pela relação  $\Gamma = \frac{1}{4} n_e \langle v \rangle$ , a corrente coletada pela sonda será:

$$I = eA_b \Gamma_{\text{aleatório}} \cdot \exp\left[-\frac{V_p - \phi}{V_p}\right] \quad (2.28)$$

em que a área a ser considerada é a superfície da bainha  $A_b$ . Tens-se, portanto,

$$I = eA_b n_e \left(\frac{k_B T_e}{2\pi m}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left[-\frac{e(V_p - \phi)}{k_B T_e}\right] \quad (2.29)$$

na região de transição em que:  $(\phi \lesssim V_p)$ .

Logo o logaritmo natural da corrente da sonda na região de transição é linear em função do potencial à ela aplicada.

$$\ln I = \ln \left[ eA_b \left(\frac{k_B T_e}{2\pi m}\right)^{\frac{1}{2}} \right] - \frac{e(V_p - \phi)}{k_B T_e} \quad (2.30)$$

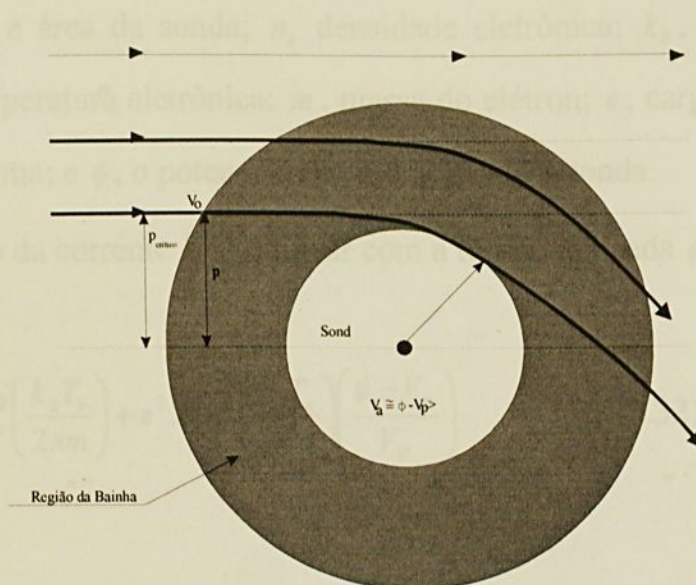
O coeficiente angular da reta obtida da equação 2.30 fornece a temperatura eletrônica do plasma.

Neste modelo considerou-se a distribuição dos elétrons maxwelliana e desprezou-se os íons atraídos pelo potencial  $|\phi - V_p| \lesssim 0$ .

### 2.2.1.1 CONSIDERAÇÕES SOBRE O EFEITO DAS DIMENSÕES DA SONDA.

Os resultados discutidos até o presente consideram uma situação em que a dimensão raio da sonda ( $a$ ) é muito maior que a dimensão ( $s$ ), espessura da bainha ou seja situação de bainha fina ( $s \ll a$ ).

Na situação em que ( $s \gg a$ ) é denominada situação de bainha espessa, há que se considerar movimentos orbitais das partículas dentro da bainha, como ilustra a figura 2.8.



**Figura 2.8:** Movimento orbital na bainha

Nem todas as partículas que atravessam a bainha atingem a superfície da sonda.

Este movimento pode ser analisado considerando uma colisão coulombiana entre uma partícula (elétron) com velocidade inicial  $v_0$  e um centro espalhador (sonda polarizada) com potencial  $(\phi - V_p)$  sob um parâmetro de impacto  $p$ .

Através da conservação de energia e do momento angular durante o processo, pode-se chegar a uma relação para a corrente de saturação dos elétrons coletada pela sonda dada por (Niimura 1979):

$$I_s = eA_s n_e \left( \frac{k_B T_e}{2\pi m} \right)^{\frac{1}{2}} \left( 1 + \frac{\phi - V_p}{V_p} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.31)$$

Aqui  $A_s$  é a área da sonda;  $n_e$  densidade eletrônica;  $k_B$ , constante de Boltzmann;  $T_e$ , temperatura eletrônica;  $m$ , massa do elétron;  $e$ , carga do elétron;  $V_p$  potencial do plasma; e  $\phi$ , o potencial externo aplicado à sonda.

O quadrado da corrente ( $I_s^2$ ) é linear com a tensão aplicada  $\phi$ .

$$I_s^2 = e^2 A_s^2 n_e^2 \left( \frac{k_B T_e}{2\pi m} \right) + e^2 A_s^2 n_e^2 \left( \frac{k_B T_e}{2\pi m} \right) \left( \frac{\phi - V_p}{V_p} \right) \quad (2.32)$$

O coeficiente angular  $S$

$$S = e^2 A_s^2 n_e^2 \left( \frac{k_B T_e}{2\pi m} \right) = \frac{e^3 A_s^2}{2\pi m} n_e^2 \quad (2.33)$$

Fornece o valor de  $n_e$ . Um tratamento mais elaborado, de acordo com (Walker 1965) fornece:

$$S = \frac{e^3 A_s^2 n_e^2}{\pi^2 m} \quad (2.34)$$

Na seção 2 do capítulo quatro que trata da análise dos dados obtidos pela sonda de Langmuir faremos uso destes coeficientes que serão inseridos num programa de análise, e este, automaticamente, fornece como dado de saída as características  $(I \times \phi)$ ,  $(\ln I \times \phi)$  e  $(I^2 \times \phi)$  apresentando ainda a temperatura eletrônica  $T_e$  e a densidade eletrônica  $n_e$  extraídos respectivamente das características  $(\ln I \times \phi)$  e  $(I^2 \times \phi)$ .

## Capítulo 3

### CONSTRUÇÃO DO SISTEMA DE MICROONDAS

Este trabalho procurou desenvolver e construir um sistema gerador e canalizador de microondas que, embutido a um arranjo experimental torna possível a síntese e o tratamento de materiais de grande interesse tecnológico, a partir de tecnologia de plasmas.

No corpo da montagem experimental, ênfase foi dada ao sistema de microondas, à construção do reator propriamente dito, constituído de uma cavidade cilíndrica e uma câmara de vácuo e ao desenvolvimento de uma sonda eletrostática tipo Langmuir, para medir parâmetros no ambiente do plasma como temperatura e densidade de elétrons.

Portanto, dentro dos objetivos deste projeto, procurou-se construir a cavidade ressonante e a fonte geradora de microondas, sendo o trabalho iniciado a partir da utilização de uma válvula magnetron, proveniente do desmonte de um equipamento caseiro destinado à preparação de alimentos, conhecido como forno de microondas. No presente projeto, utilizou-se uma válvula magnetron pertencente a um forno modelo / marca Panasonic com potência nominal de 1200W.



### 3.1 - A FONTE DE MICROONDAS

A fonte de microondas foi construída contando com um gerador de pulso montado em uma placa de circuito impresso e de um estágio de potência, estando ambos localizados e isolados em uma caixa metálica.

Esta fonte opera na frequência de 2,45GHz, podendo funcionar em regime contínuo ou pulsado.

Em regime pulsado, a largura dos pulsos varia entre 10 e 100ms, obtido através de chaveamento do primário do transformador que alimenta a válvula magnetron.

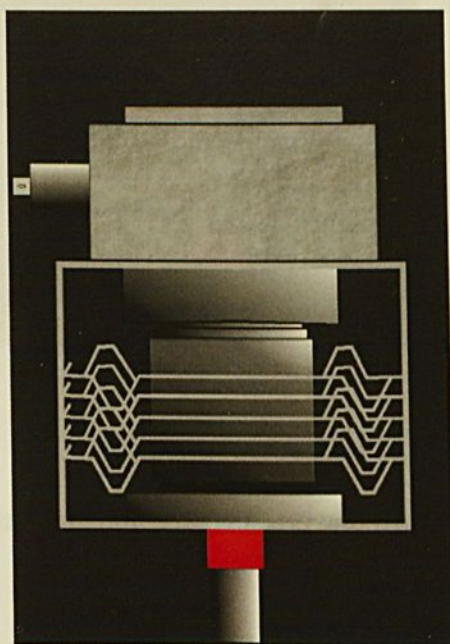
A seguir são apresentados os estágios que levaram à construção do sistema gerador de pulsos e do estágio de potência.

#### 3.1.1 – OSCILADOR MAGNETRON

De forma básica, o magnetron é uma válvula na qual os elétrons se movem sob a influência combinada de campos elétricos e magnéticos que produzem ondas eletromagnéticas de alta frequência, com elevada eficiência na região do espectro eletromagnético que compreende as microondas.

Neste trabalho, utilizou-se a magnetron com a cavidade ressonante, que é constituída de um cátodo, um ânodo e de um dispositivo de acoplamento de saída. O aquecimento do cátodo é feito via filamento quente, portanto a cavidade ressonante deve ser refrigerada. Em alguns casos de cavidades ressonantes, elas são envoltas por aletas, o que auxilia na dissipação de potência. Ao invés de

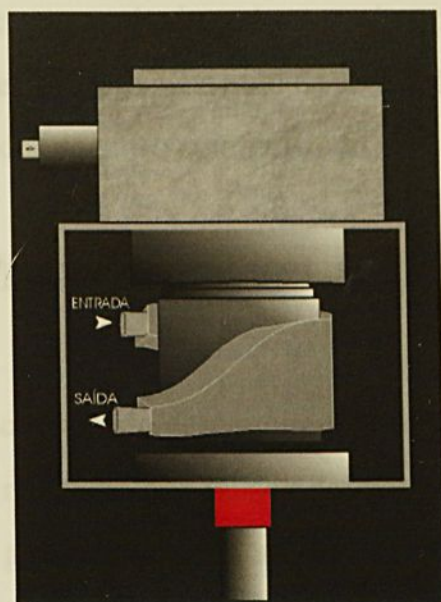
refrigeração a ar, a primeira configuração utilizada neste trabalho, esquematicamente representada na figura 3.1, modificou-se para



**Figura 3.1:** *Oscilador magnetron refrigerado a ar, configuração inicial.*

O sistema gerador de pulso, envolvendo gerações de pulsos e estágio de refrigeração a água. Isso foi responsável por um maior aproveitamento de potência do sistema.

Na nova configuração de refrigeração, foram retiradas as aletas e introduzido um tubo metálico em torno do qual circula água resfriada, refrigerando o sistema. Essa configuração está ilustrada na figura 3.2.



**Figura 3.2:** Oscilador magnetron refrigerado água, configuração final.

### 3.1.2 - GERAÇÃO DE PULSO E DE POTÊNCIA

O sistema gerador de pulso, envolvendo gerações de pulsos e estágio de potência construídos neste trabalho para a fonte de microondas, é semelhante aquele desenvolvido e utilizado por ( Rapozo 1985) em trabalho que trata do aquecimento do plasma por rádio frequência na máquina linear Lisa. De uma forma sucinta de acordo com a eletrônica seguida por ( Rapozo 1985) ele é descrito a seguir.

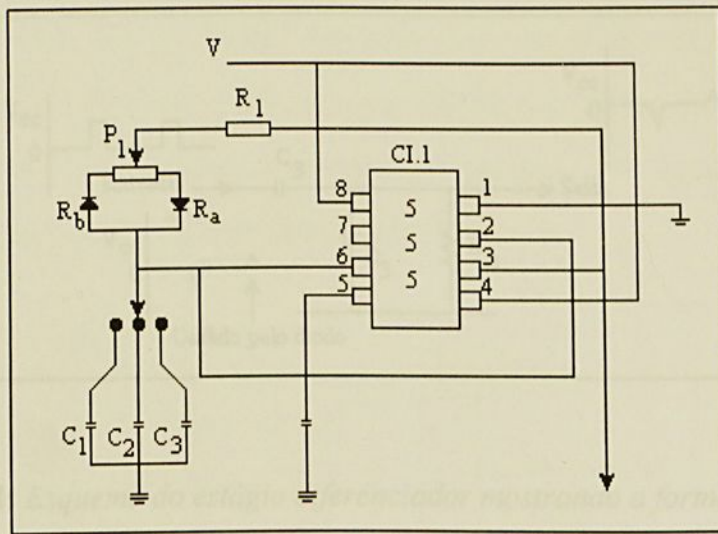
O estágio gerador de pulso, foi construído a partir do circuito integrado CI.555 normalmente utilizado em aplicações que envolvem circuitos osciladores e temporizadores. A utilização deste tipo de circuito integrado pode ser estendida a

circuitos monoestáveis e astáveis, abrangendo períodos que variam de microssegundos a várias horas, dependendo da aplicação que a ele é destinada.

O sistema gerador de pulso aqui utilizado segue os seguintes estágios.

### 3.1.2.1 – ESTÁGIO ASTÁVEL

Este estágio é constituído de um circuito integrado CI.1 com a função de gerar a frequência de repetição dos pulsos de disparo da válvula magnetron. A frequência dos pulsos pode ser variada através dos capacitores  $C_1$ ,  $C_2$ ,  $C_3$  e das resistências dos diodos  $R_a$ ,  $R_b$ , do resistor  $R_1$  e do potenciômetro  $P_1$ , mostradas no diagrama contido na figura 3.3.



**Figura 3.3:** Representação esquemática do estágio astável

que fornece um pulso quadrado com período dado por

$$T = (R_1 + P_1 + R_b + R_a)C_1 \text{ ou}$$

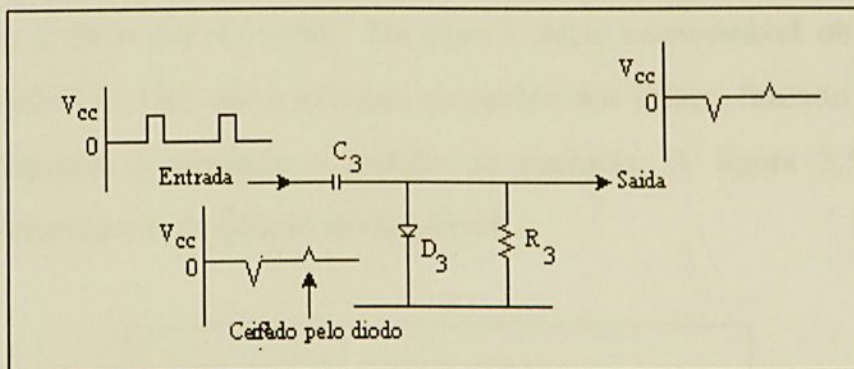
$$T = (R_1 + P_1 + R_b + R_a)C_2 \text{ ou}$$

$$T = (R_1 + P_1 + R_b + R_a)C_3$$

controlando a saída do pino 3 do CI.1, passando a ser aplicado no circuito diferenciador.

### 3.1.2.2 ESTÁGIO DIFERENCIADOR

Este estágio, tem a finalidade de transformar a onda quadrada gerada pelo estágio astável em pulsos como os mostrados na figura 3.4



**Figura 3.4:** Esquema do estágio diferenciador mostrando a forma dos pulsos.

Os pulsos quadrados que saem do pino 3 do CI.1 astável são aplicados aos componentes  $C_3$ ,  $D_3$  e  $R_3$  que formam uma rede diferenciadora a qual transforma estes pulsos em picos de tensão, ceifando os pulsos positivos e aplicando estes pulsos ao pino 2 do CI.2. que é um oscilador monoestável

### 3.1.2.3. ESTÁGIO MONOESTÁVEL

Este estágio recebe através do circuito integrado CI2 pino 2, o pulso vindo do diferenciador o qual fará com que o mesmo ao recebe-lo, dispare gerando um pulso com período dado por:

$$T = (R_2 + P_2)C_4$$

$$T = (R_2 + P_2)C_5$$

$$T = (R_2 + P_2)C_6$$

Observa-se que quanto maior largura do pulso, maior será o tempo em que a magnetron estará oscilando. Os pinos 6 e 7 fornece a largura do pulso ou período que é dado por  $T=1,1RC$ . No pino 3 deste monoestável obtêm-se um pulso dado por  $T=1,1RC$  que é aplicado ao gatilho dos Triacs, fazendo com que o mesmos disparem e alimente o estágio de potência. A figura 3.5 ilustra o diagrama esquemático do estágio monoestável.

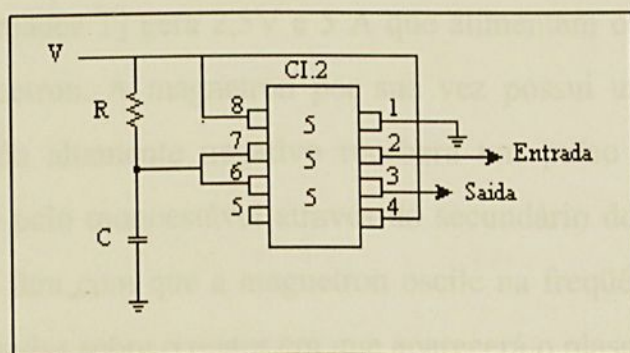


Figura 3.5: Diagrama esquemático do estágio monoestável

### 3.1.2.4 - ESTÁGIO DE POTÊNCIA

O estágio de potência trabalha em função do pulso na saída do CI.2 pino 3, fazendo com que os Triacs disparem e estes por sua vez venham chaviar o primário do transformador  $T_1$ , que então dispara a magnetron, permitindo a ionização do ambiente que contém o gás onde será gerado o plasma. O diagrama apresentado na figura 3.6 ilustra este estágio.

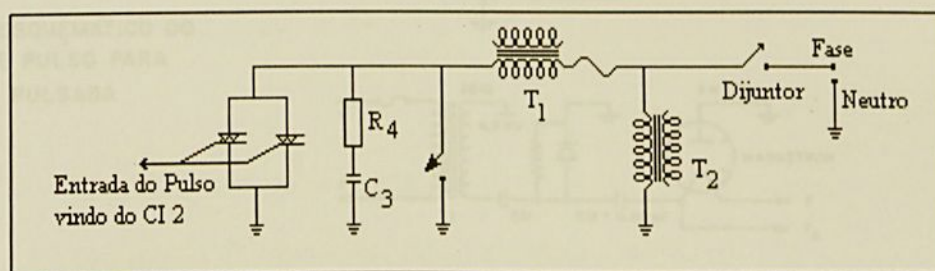


Figura 3.6: Estágio de potência

O transformador  $T_2$  gera 2,5V e 5 A que alimentam os pinos F e FA do filamento da magnetron. A magnetron por sua vez possui uma placa ligada à massa e seu cátodo altamente negativo receberá um pulso de alta energia e duração, fornecido pelo monoestável através do secundário do transformador  $T_1$  de 4,2KV, o qual fará com que a magnetron oscile na frequência de 2,45GHz, aplicando a microondas sobre o reator em que aparecerá o plasma.

O diagrama esquemático mostrado na figura 3.7 apresenta uma visão global do circuito completo do gerador de pulso para a fonte.



modo a otimizar a síntese e tratamento de materiais em seu interior facilitando ainda a investigação do plasma por diagnóstico elétrico.

$$\omega_{011} = \frac{1}{\sqrt{\mu \epsilon}} \sqrt{\frac{2,405}{R^2} + \frac{\pi^2}{d^2}} \quad (2.13)$$

Partindo da equação 2.13 apresentada no capítulo 2, representativa do modo  $TM_{011}$ , tornou-se possível obter as frequências dos modos normais da cavidade.

$$\frac{1}{\sqrt{\mu \epsilon}} = c = 3 \times 10^8 \text{ m/s}$$

R = Raio da cavidade = 0,078 m

f = Frequência de operação, equivalente a  $2,45 \times 10^9$  Hz

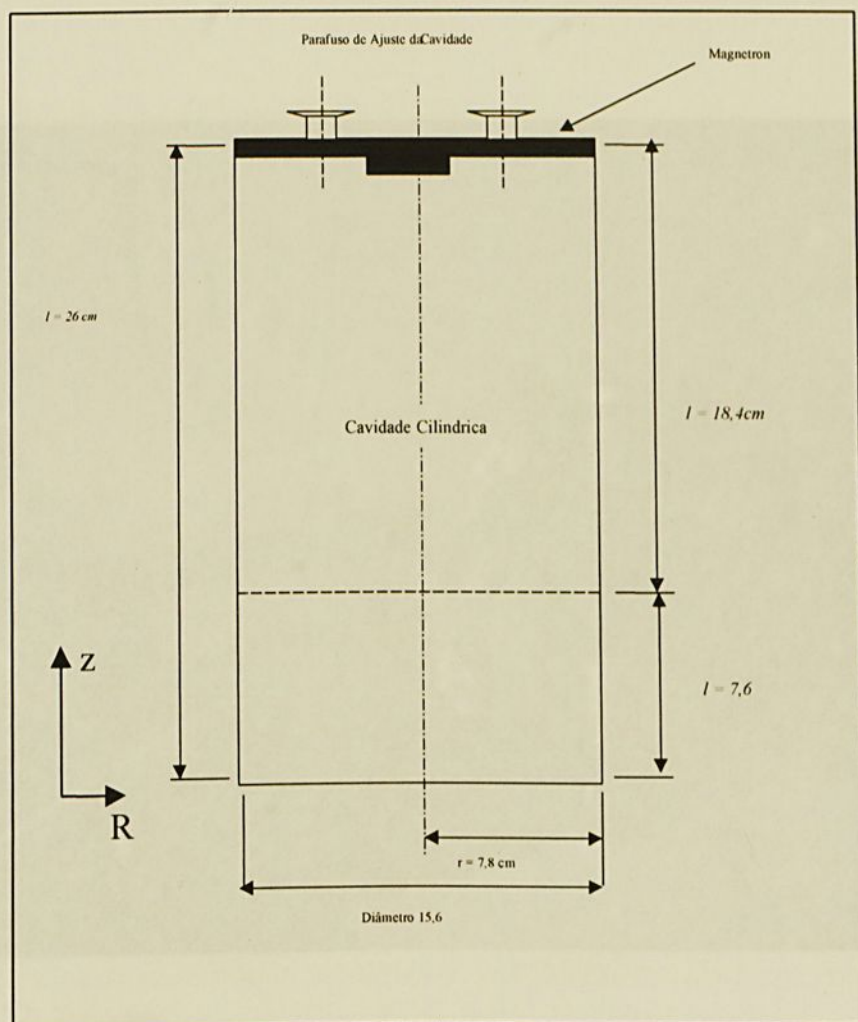
d = Comprimento da cavidade, variável a ser definida.

substituindo estes valores na equação 3.1 encontramos,  $d = 7,6$  cm. Em nosso projeto considerando as dimensões de  $R = 7,8$  cm e  $d = 7,6$  cm, estamos operando o modo  $TM_{011}$ . Dobrando o comprimento para  $d = 15,2$  cm, o modo propagado será  $TM_{012}$ .

Portanto, o sistema é constituído de uma cavidade cilíndrica calculada para um raio de 7,8 cm e comprimento de 7,6 cm, possibilitando o modo  $TM_{011}$  o qual permite um máximo no centro de cavidade e que pode ser variado para outros modos a partir da variação do comprimento d.

A figura 3.8 mostra o esquema da cavidade ressonante estando a válvula magnetron ajustada na sua parte superior. Um ajuste mecânico permite

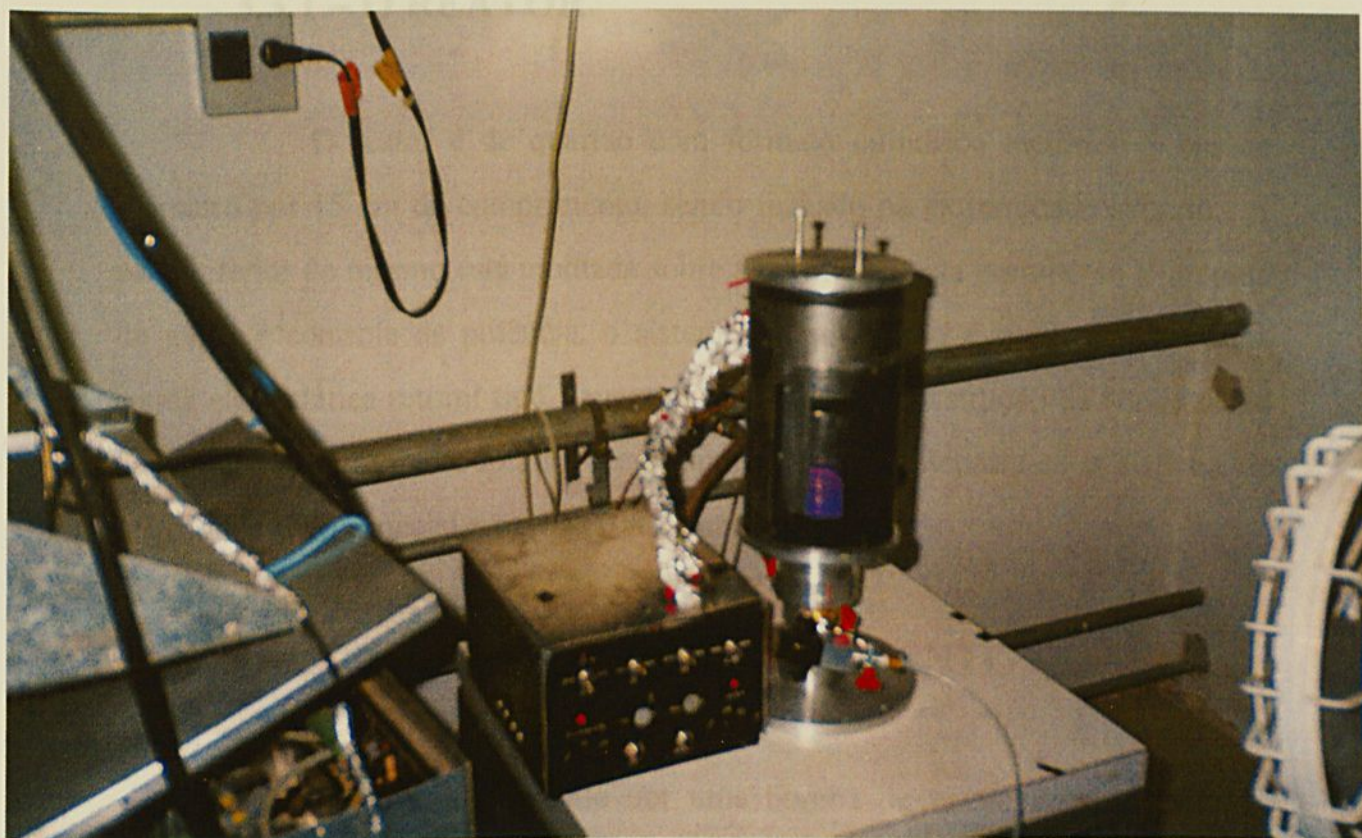
movimentar-se a magnetron ao longo do eixo de simetria z, o que possibilita a sintonia dos modos de operação.



**Figura 3.8:** Representação cilíndrica para a cavidade ressonante.

A cavidade cilíndrica foi construída em alumínio, medindo 1 mm de parede. Uma janela em tela de cobre permite observar a região que compreende aproximadamente o centro da cavidade. Os diâmetros dos furos que constituem a tela são muito menores que  $\lambda = 12 \text{ cm}$  que é o comprimento da onda de radiação.

Uma fotografia do conjunto fonte magnetron, cavidade ressonante e fonte de microonda está mostrada na figura 3.9. A cavidade ressonante como pode ser vista na fotografia, está apoiada sobre uma base de alumínio na qual se encontra o reator que será descrito na próxima seção.



**Figura 3.9:** Fotografia mostrando o conjunto fonte magnetron, cavidade ressonante e fonte microonda.

### 3.3 – O ARRANJO EXPERIMENTAL

Construído o sistema de excitação do plasma por microondas, procedeu-se a montagem experimental na qual o plasma é gerado.

#### 3.3.1 – O REATOR

O reator é de quartzo com formato cilíndrico medindo 7 cm de diâmetro por 15 cm de comprimento, sendo fechado na extremidade superior. A base inferior do mesmo está montada sobre alumínio e nesta permite-se a entrada de gases e controle de potência, o sistema de evacuação e o acesso para uma sonda eletrostática retrátil tipo Langmuir. Detalhes da construção da sonda serão discutidos no próximo capítulo. Revestindo o reator, encontra-se o sistema de microondas, em especial a cavidade ressonante.

#### 3.3.2- O SISTEMA DE BOMBEAMENTO

O reator é evacuado por uma bomba de vácuo Edwards modelo EM18 com capacidade de bombeamento de 25 m<sup>3</sup>/h. Um filtro Edwards modelo FL20K protege a bomba de eventuais vapores gasosos indesejáveis que poderão surgir em função de um processo de tratamento e/ou de deposição de materiais no interior do reator. Em virtude da aplicação desejada para esse sistema, a pressão de fundo não necessita ser inferior a 10<sup>-3</sup> Torr, razão pela qual não há necessidade de um bombeamento que permita alto vácuo. Enquanto o sistema estiver operando, a pressão no ambiente do reator com os gases e/ou vapores ali

injetados estará sempre acima de 100 mTorr. Por outro lado, valores menores que este, dificulta o acoplamento da excitação do plasma via microondas.

### 3.3.3- INJEÇÃO E CONTROLE DE GASES

Os gases e/ou vapores reativos são introduzidos no reator através de tubulações metálicas de aço inox, sendo controlados por válvulas tipo agulha. Quando se trata de gases, os fluxos dos mesmos são controlados e medidos por fluxômetros eletrônicos. Por outro lado, quando a atmosfera no reator é proveniente de algum vapor, o fluxo controlado por válvula tipo agulha. Durante todo o processo a pressão no interior do sistema é controlada por um medidor tipo Pirani.

### 3.3.4- O SISTEMA DE EXCITAÇÃO POR MICROONDAS

O plasma no interior do reator é gerado mediante um sistema de microondas. Este sistema está acoplado à montagem experimental com a cavidade ressonante externa ao reator e sobre esta cavidade a válvula magnetron. A construção do sistema gerador de microondas foi discutida nas seções 3.1 e 3.2 deste capítulo. De forma geral ela opera a 2,45 GHz e potência variável entre 800 a 1200W. o resfriamento da magnetron é feito à água em circuito fechado no laboratório.

Figura 3.10: Diagrama em bloco da montagem da célula experimental.

As figuras 3.10, 3.11 e 3.12 mostram respectivamente um diagrama esquemático do arranjo experimental, uma visão fotográfica de seus componentes e fotos do reator energizado.

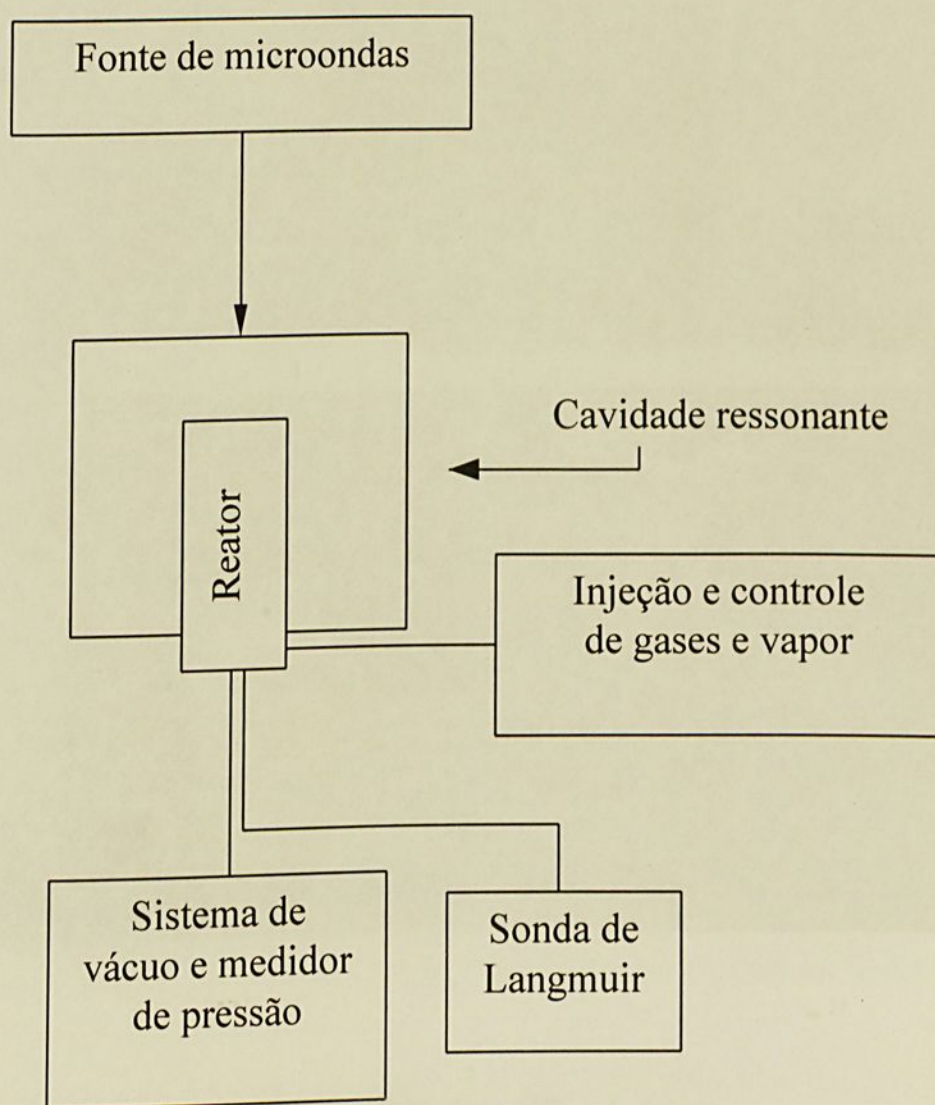


Figura 3.10: Diagrama em bloco da montagem do arranjo experimental.

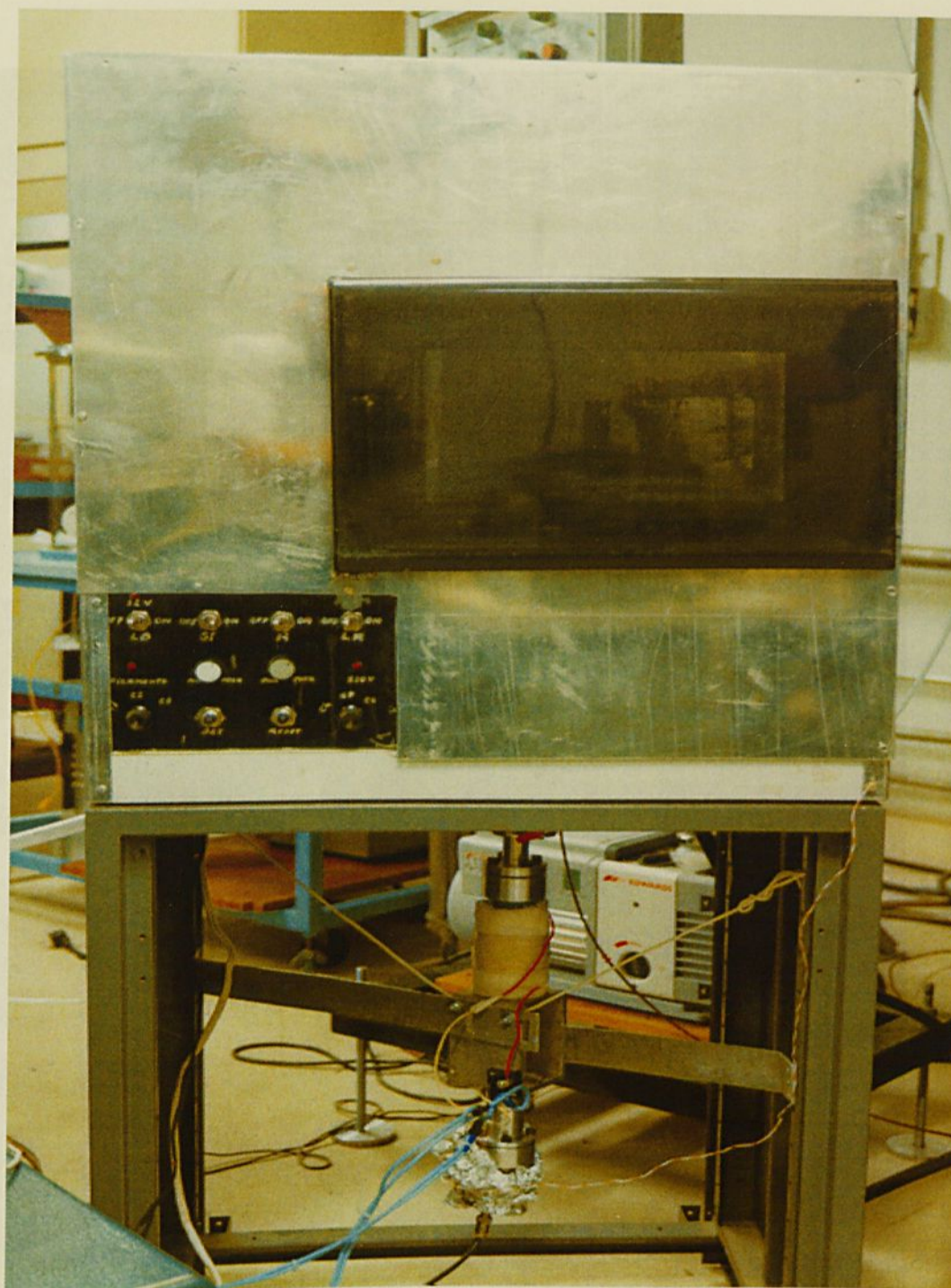
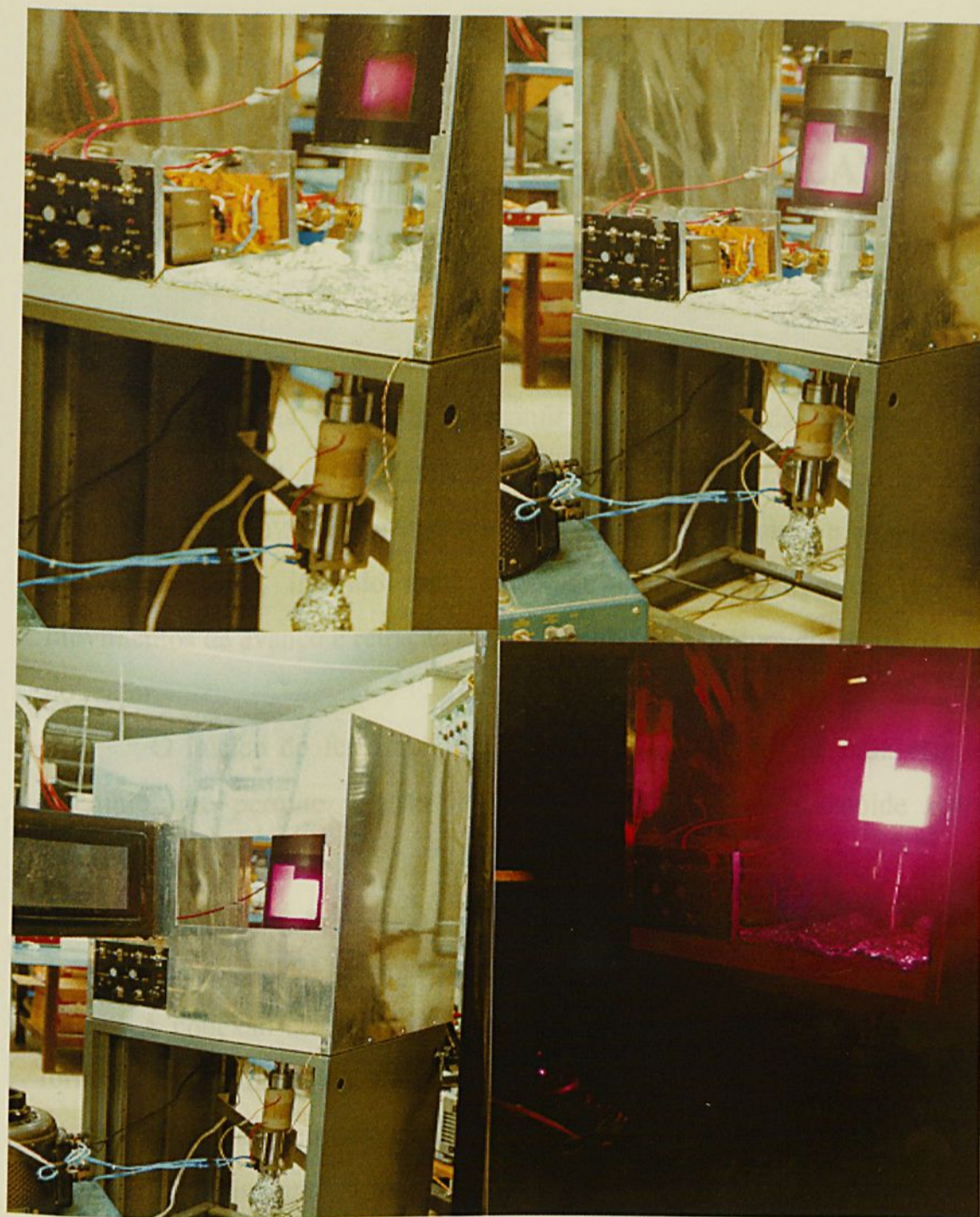


Figura 3.11: *Visão fotográfica do reator*



**Figura 3.12:** Fotos do reator energizado

## Capítulo 4

# CONSTRUÇÃO DA SONDA DE LANGMUIR RETRÁTIL

Para a determinação das temperaturas e densidades eletrônicas projetou-se e construiu-se uma sonda de Langmuir retrátil. A sonda propriamente dita constitui-se de um fio de tungstênio de 0,13 mm de diâmetro e 15 mm de comprimento, convenientemente blindada contra a microonda e acoplada à um núcleo de ferro, inserido num solenóide com o objetivo de possibilitar movimentos de avanço e retração sem necessidade da ruptura do vácuo na câmara do reator.

O núcleo do ferro tem seu movimento no interior de uma câmara de alumínio que permite a ação do campo magnético do solenóide colocado externamente.

A câmara é selada para vácuo e possui na extremidade uma conexão compatível com NW25 para adaptação ao reator.

A conexão elétrica da sonda para com o meio exterior foi projetada de forma que se realiza apenas quando a sonda está avançada na posição de tomada de dados, quando retraída a conexão é desfeita, ficando a sonda totalmente desconectada, flutuante. Isto é possível através de um contato deslizante no interior da câmara da sonda.

Este aspecto é de fundamental importância para a operação da sonda em meio polimerizante, pois para que não haja deposição de material na sonda, além do caráter retrátil desta, que permite minimizar o tempo de interação com o plasma, há necessidade da não formação de plasma no interior da câmara da



sonda. Estando a sonda desconectada do circuito de polarização, quando retraída, ela não é vista pelo plasma.

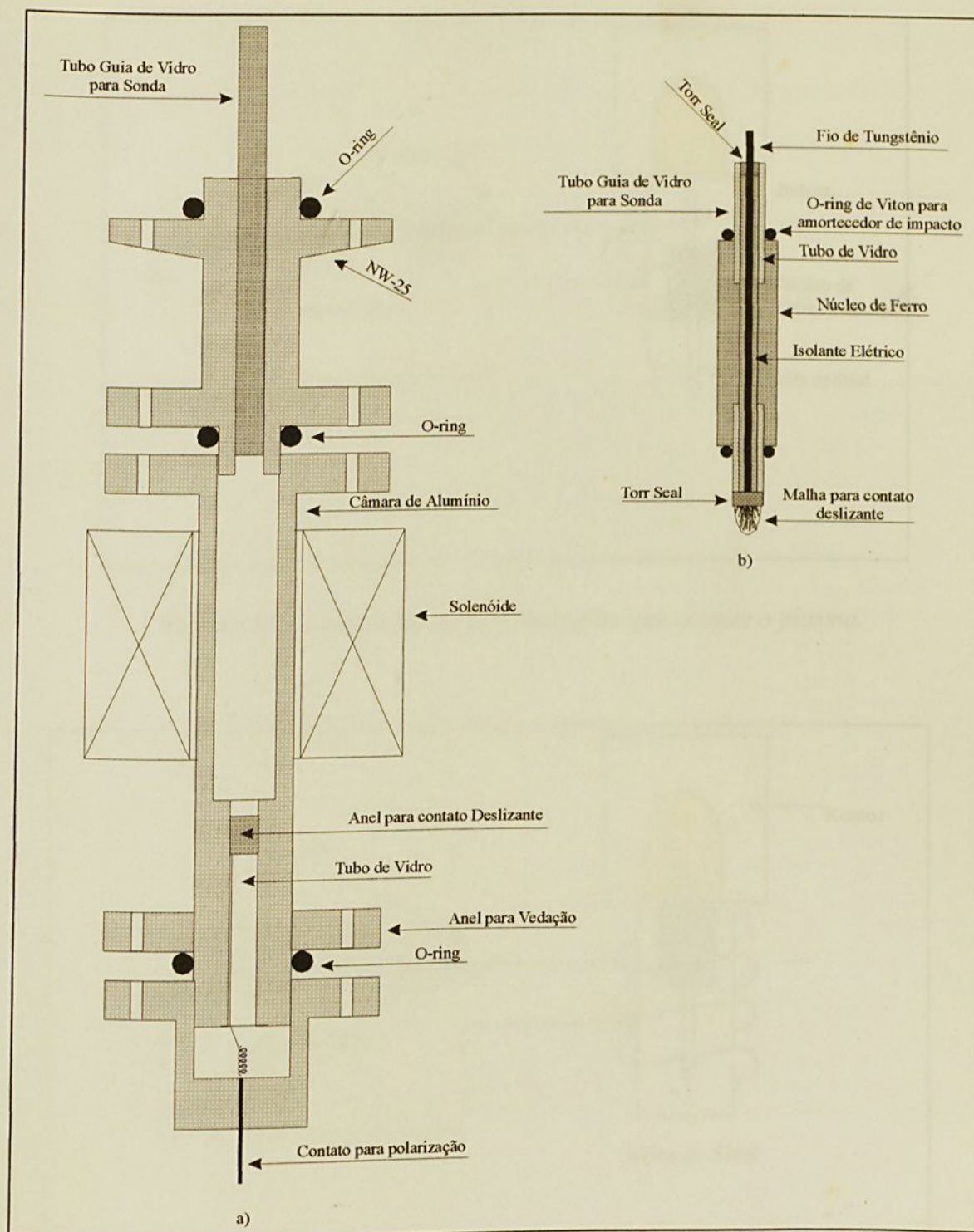
O avanço da sonda para a realização da medida se realiza pela ação do solenóide sobre o núcleo do ferro e a retração pela ação gravitacional sobre o mesmo, pois o conjunto está posicionado na vertical.

O sistema de acionamento é constituído de um variac, um solenóide, um interruptor e uma ponte retificadora que faz a retificação da tensão alternada para a alimentação do solenóide.

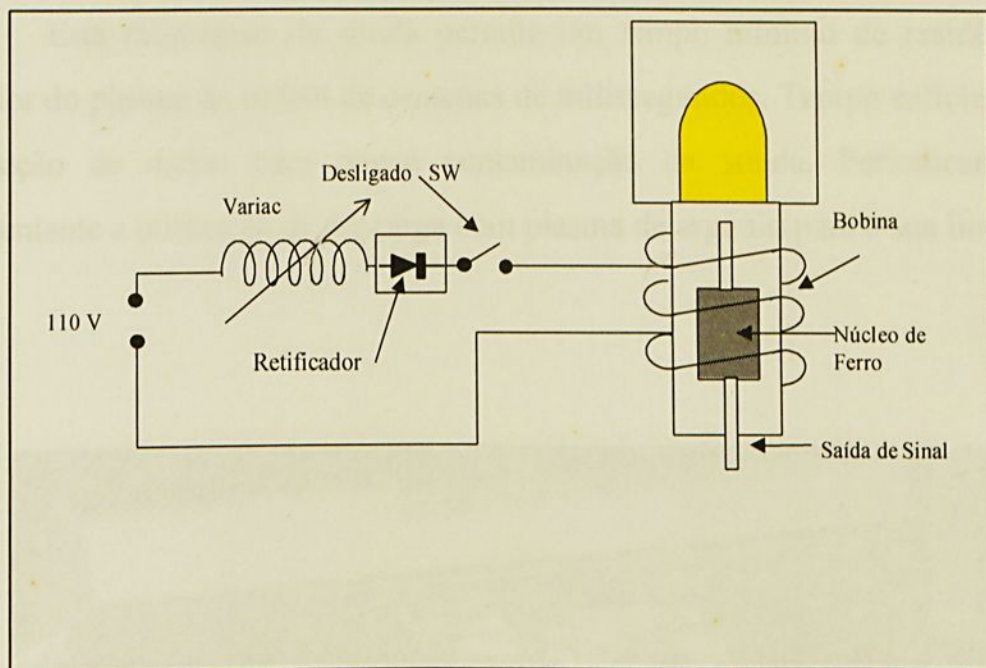
A figura 4.1 mostra a montagem da sonda de Langmuir, e as figuras 4.2 e 4.3 mostram respectivamente uma representação esquemática da sonda retraída e avançada.



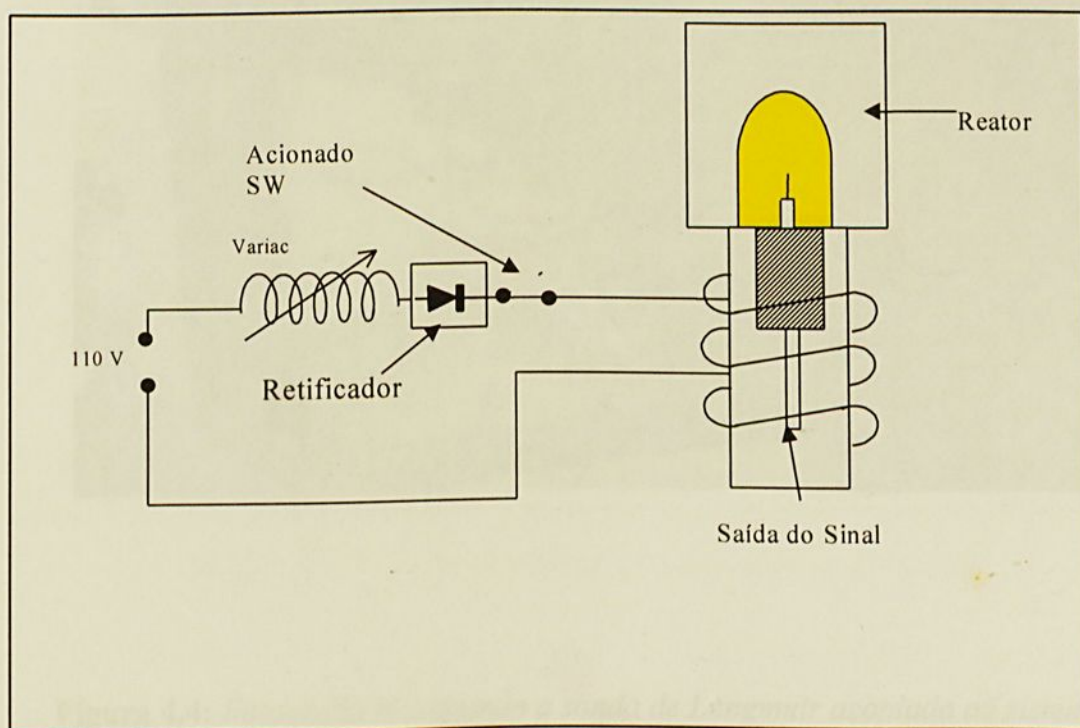
Figura 4.1: Câmara com solenóide para acionamento de sonda de Langmuir retraída mostrada em a) e núcleo de ferro transportador da sonda indicado na parte b) da figura.



**Figura 4.1:** Câmara com solenóide para acionamento de sonda de Langmuir retrátil mostrada em a) e núcleo de ferro transportador da sonda indicado na parte b) da figura.



**Figura 4.2:** Sonda retraída fora da região que contém o plasma.



**Figura 4.3:** Sonda avançada imersa no ambiente de plasma.

Esta montagem da sonda permite um tempo mínimo de residência no interior do plasma da ordem de centenas de milissegundos. Tempo suficiente para aquisição de dados com pouca contaminação da sonda. Periodicamente é conveniente a utilização de descarga com plasma de argônio para a sua limpeza.

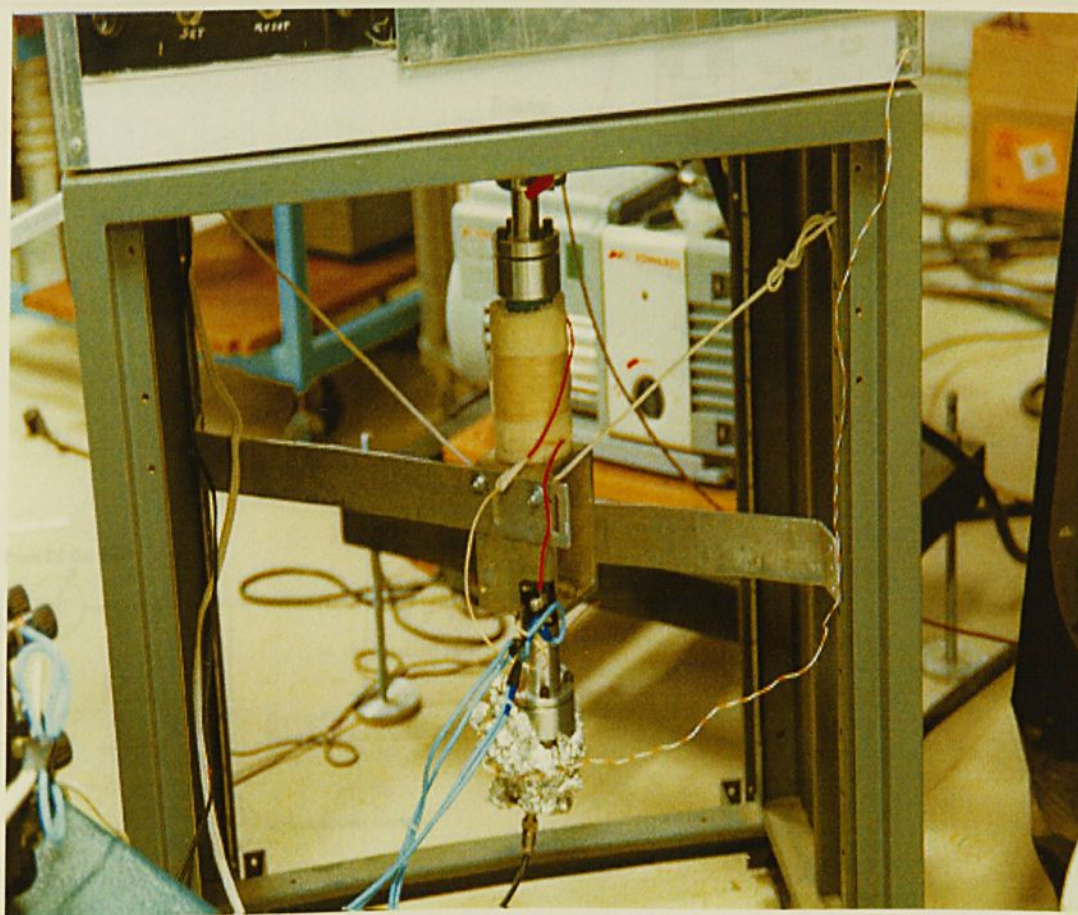


Figura 4.3: Circuito de polarização da sonda de Langmuir.

**Figura 4.4:** Fotografia ressaltando a sonda de Langmuir acoplada ao sistema.

## 4.1 - CIRCUITO PARA A POLARIZAÇÃO DA SONDA DE LANGMUIR

O circuito para a polarização da sonda de Langmuir está esquematizado na figura 4.5.

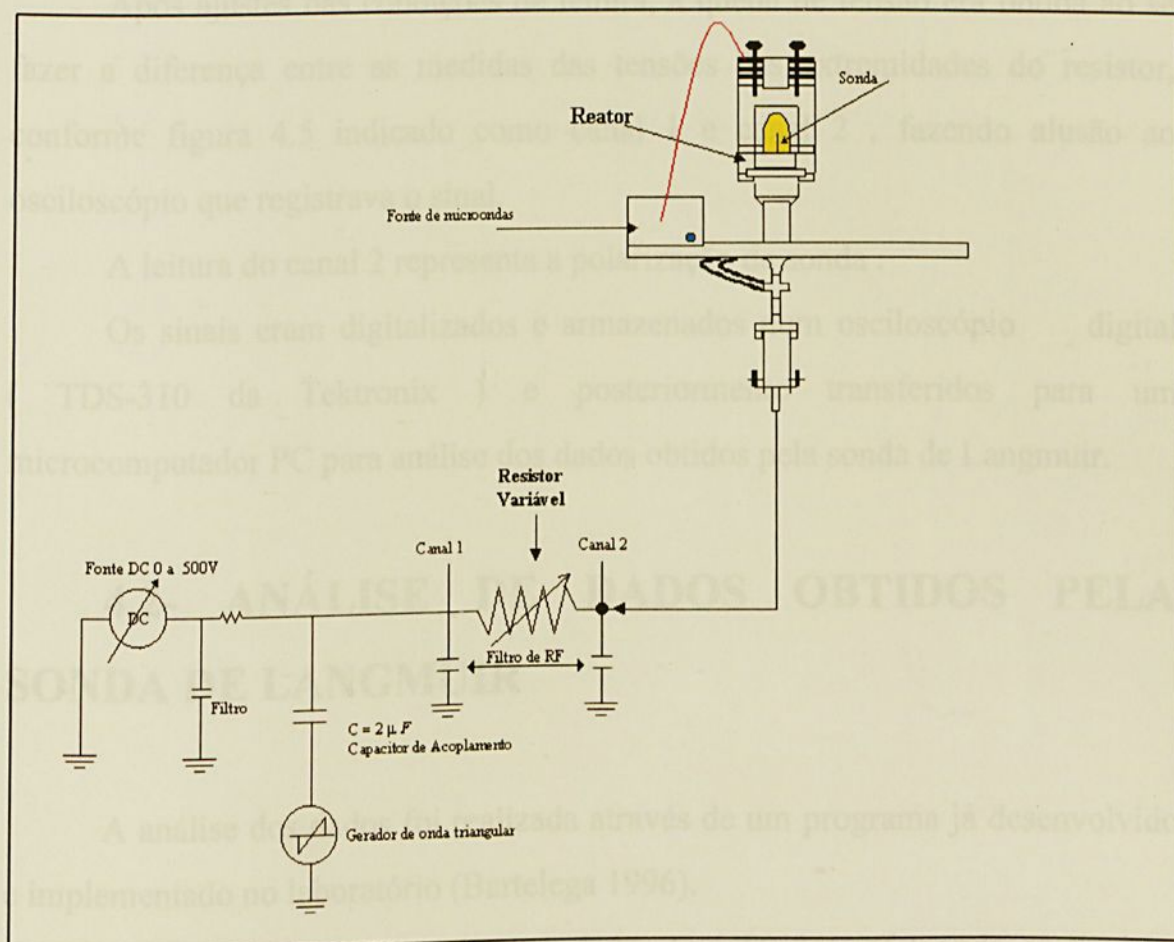


Figura 4.5: Circuito de polarização da sonda de Langmuir

O objetivo desta montagem é a obtenção da curva característica (  $I \times \phi$  ) corrente na sonda (  $I$  ) versus tensão (  $\phi$  ) aplicada como polarização. Para tanto utilizou-se um gerador de onda triangular de frequência variável 1 Hz até 1 MHz com amplitude de 15V somado à uma fonte DC variável de 0 a 500 V.

A corrente na sonda foi obtida medindo-se as tensões nas extremidades de um resistor variável colocado em série com a mesma, cujo valor era medido.

Após ajustes das condições de leitura, a queda de tensão era obtida ao se fazer a diferença entre as medidas das tensões das extremidades do resistor, conforme figura 4.5 indicado como canal 1 e canal 2 , fazendo alusão ao osciloscópio que registrava o sinal.

A leitura do canal 2 representa a polarização da sonda .

Os sinais eram digitalizados e armazenados num osciloscópio digital ( TDS-310 da Tektronix ) e posteriormente transferidos para um microcomputador PC para análise dos dados obtidos pela sonda de Langmuir.

## 4.2- ANÁLISE DE DADOS OBTIDOS PELA SONDA DE LANGMUIR

A análise dos dados foi realizada através de um programa já desenvolvido e implementado no laboratório (Bartelega 1996).

O programa utilizado, trata os dados transferidos, efetuando as devidas médias. Convém lembrar que cada arquivo de dados ( 1000 pontos ) corresponde à várias varreduras da onda triangular de polarização da sonda , dependendo da frequência do gerador e escala de tempo do osciloscópio, em torno de 10 durante a aquisição de cada ponto experimental deste trabalho.



Portanto cada ponto experimental carrega consigo uma estatística intrínseca .

O modelo teórico apresentado no capítulo 2 correspondente à sonda de Langmuir está inserido no programa de análise e este, automaticamente, fornece como dado de saída as características  $( I \times \phi )$ ,  $( \ln I \times \phi )$  e  $( I^2 \times \phi )$  apresentando ainda a temperatura eletrônica  $T_e$  e a densidade eletrônica  $n_e$  extraídos respectivamente das características  $( \ln I \times \phi )$  e  $( I^2 \times \phi )$ .

Uma vista geral da montagem experimental é apresentada na figura 4.6 e uma tela típica de leitura no computador está mostrada na fotografia da figura 4.7.

*Figura 4.6: Equipamentos utilizados para determinar a densidade eletrônica, potencial do plasma e temperatura eletrônica.*

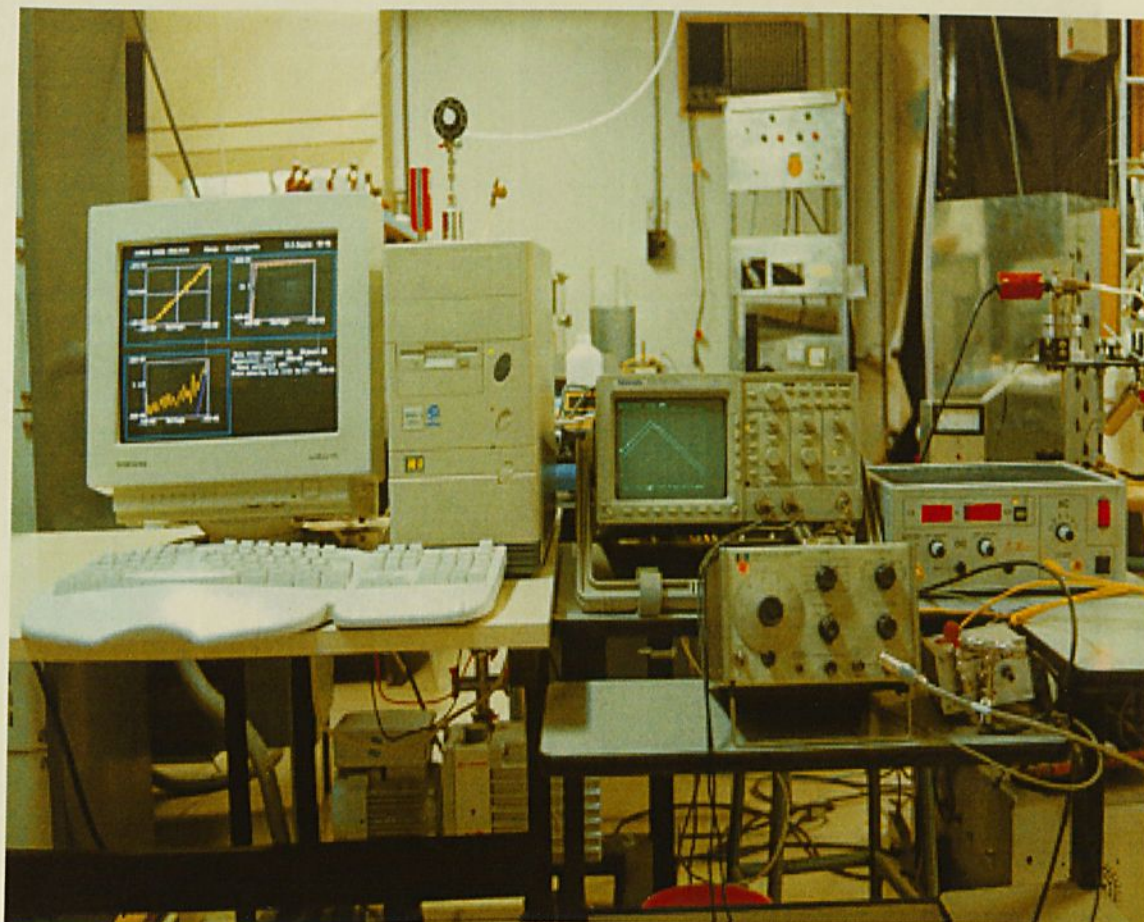


Figura 4.7: Funcionamento da tela de microcomputador mostrando os resultados de  $T_e$ ,  $\phi$  e  $n_e$  para o plasma gerado na figura 4.6.  $T_e$  e  $\phi$  são mostrados respectivamente diretamente na tela e  $n_e$  é calculado a partir de  $T_e$  e  $\phi$ .

**Figura 4.6:** Equipamentos utilizados para determinar a densidade eletrônica, potencial do plasma e temperatura eletrônica.

## Capítulo 5

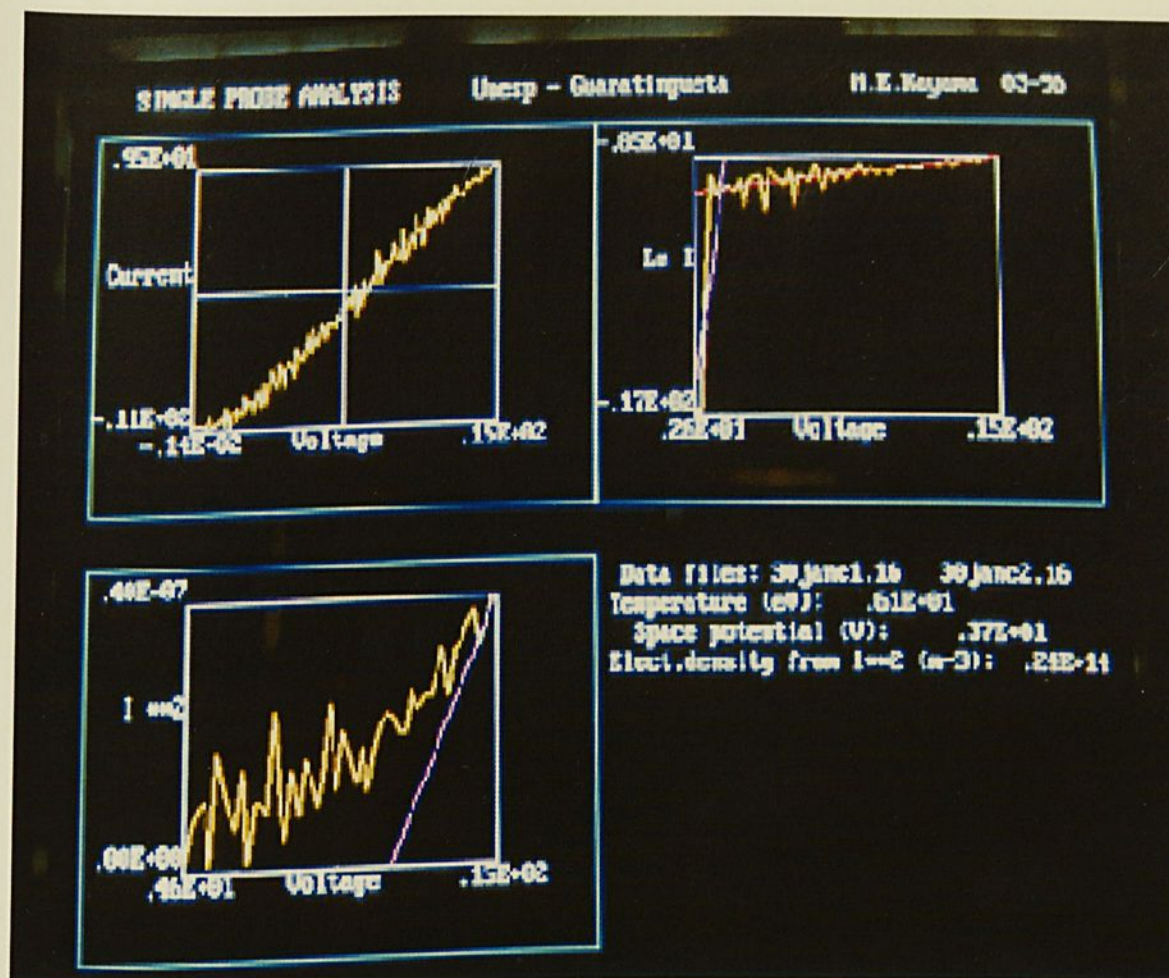


Figura 4.7: Fotografia da tela do microcomputador mostrando os resultados de  $I \times \phi$  na parte superior esquerda da figura,  $\ln I \times \phi$  na parte superior direita e  $I^2 \times \phi$  na parte inferior da figura.

## Capítulo 5

### RESULTADOS E DISCUSSÕES

Em plasma frios gerados em reatores excitados por descargas DC e ou RF, a complexa cinética química é predominantemente governada por processos que tem origem na interação de átomos e moléculas com a população eletrônica. Processos, como fragmentação de moléculas, excitação e ionização são resultados destas interações. Torna-se óbvio portanto a importância da caracterização da população eletrônica em qualquer tipo de reator destinado ao estudo de processos assistidos a plasma .

Neste trabalho foi projetado e construído um reator a plasma excitado por microondas (2,45 GHz ).

Um plasma de argônio foi produzido e o estudo do comportamento do reator operando em diferentes condições foi realizado objetivando o conhecimento de diferentes regimes de operação, em função da potência fornecida pela fonte de microondas e da pressão de operação.

Para diferentes condições de operação foram feitas medidas de temperatura e densidade eletrônicas. Este diagnóstico foi realizado através de uma sonda de Langmuir retrátil projetada e construída para este fim.

Os detalhes de construção e operação da sonda foram mostrados no capítulo anterior.

Cabe apenas salientar que cada ponto experimental é resultado de uma média de uma série de varreduras da polarização da sonda, tal média é feita

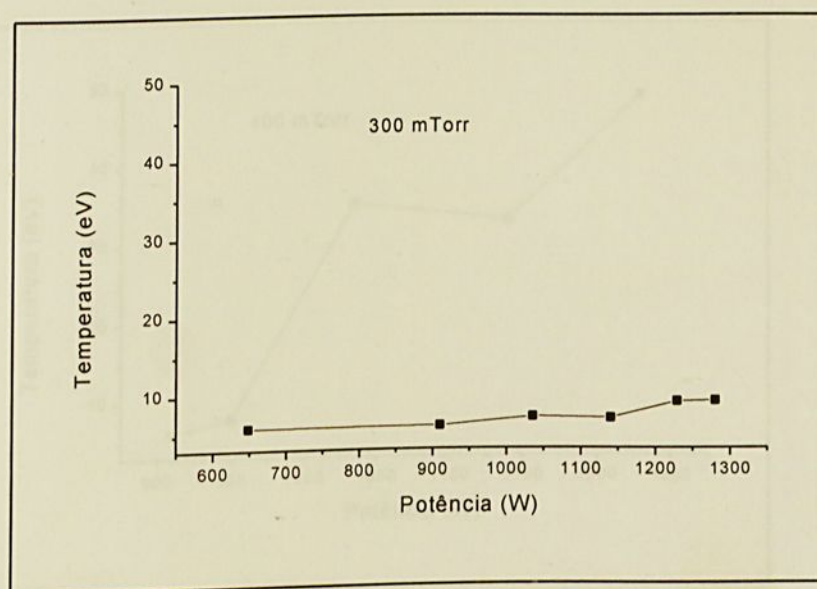
automaticamente pelo programa computacional responsável pela análise dos dados.

Nas figuras 5.1, 5.2, 5.3, 5.4, 5.5, 5.6, 5.7 esta mostrada a tendência do comportamento da temperatura dos elétrons em função da potência fornecida pela fonte de microondas.

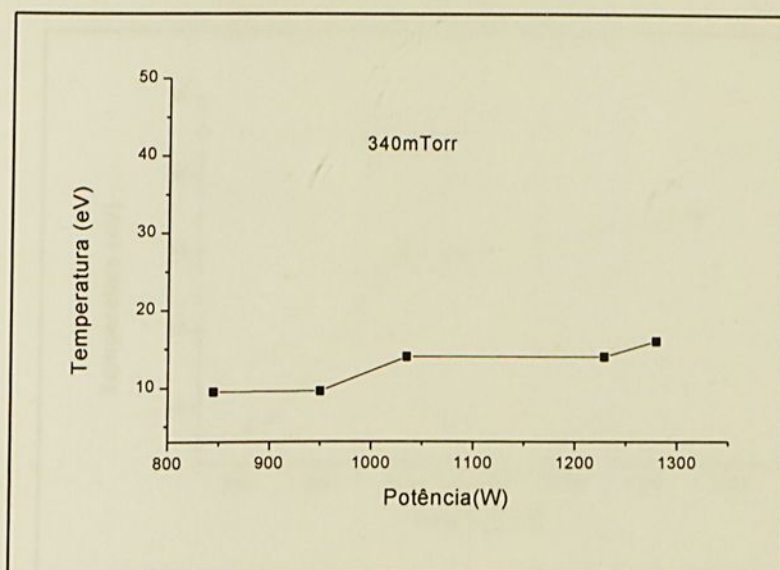
No geral observa-se um aumento da temperatura eletrônica com o aumento da potência, o que é esperado pois há um aumento na densidade de energia no volume da cavidade.

Observando em detalhes o gráfico  $T_e$  x Potência para diferentes pressões do gás argônio, observa-se por exemplo, que para pressão de 300mTorr a temperatura aumenta com a potência fornecida, atinge valores no máximo da ordem de 9,0 eV e na média da ordem de 6,8 eV.

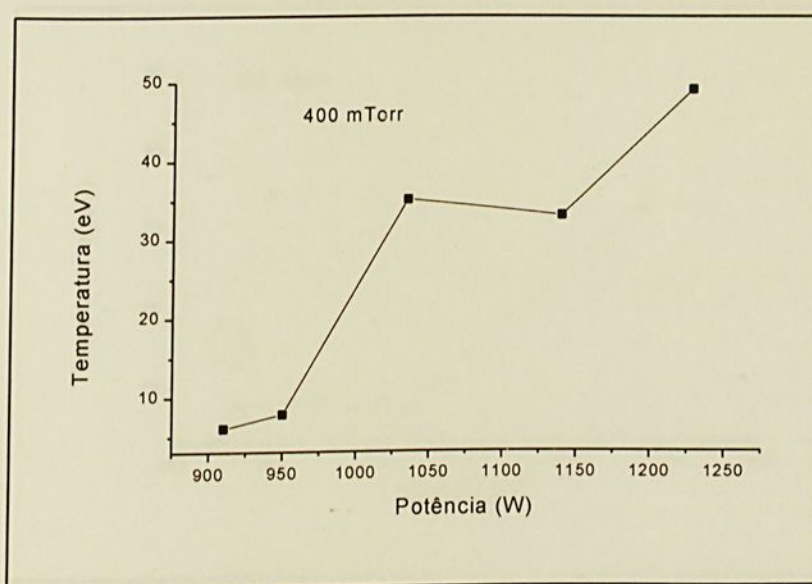
Para outras pressões a tendência de crescimento se mantém porém com outros valores máximos e médios.



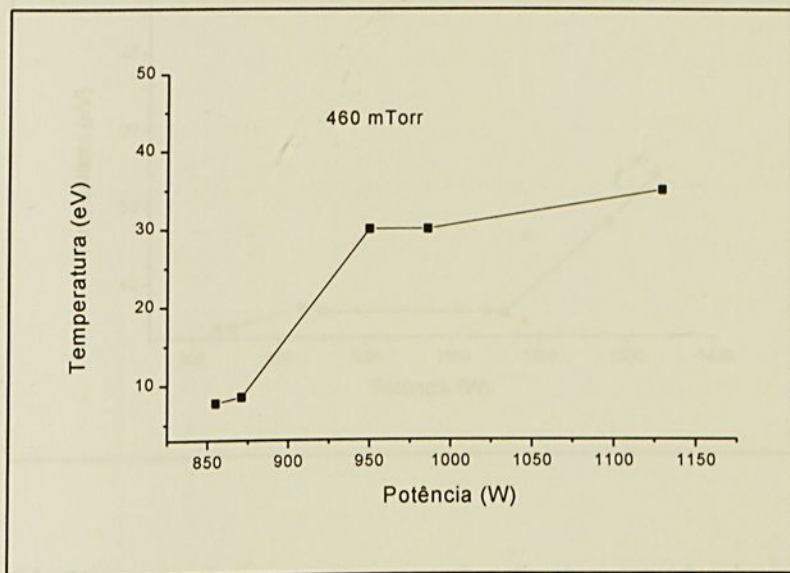
**Figura 5.1:** Variação da temperatura em função da variação da potência para pressão fixa de 300mTorr



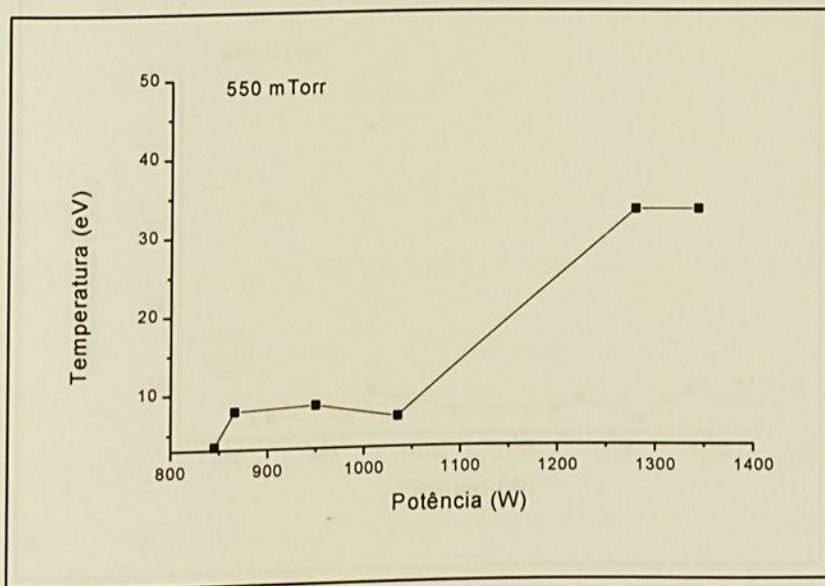
**Figura 5.2:** *Variação da temperatura em função da variação da potência para pressão fixa de 340mTorr*



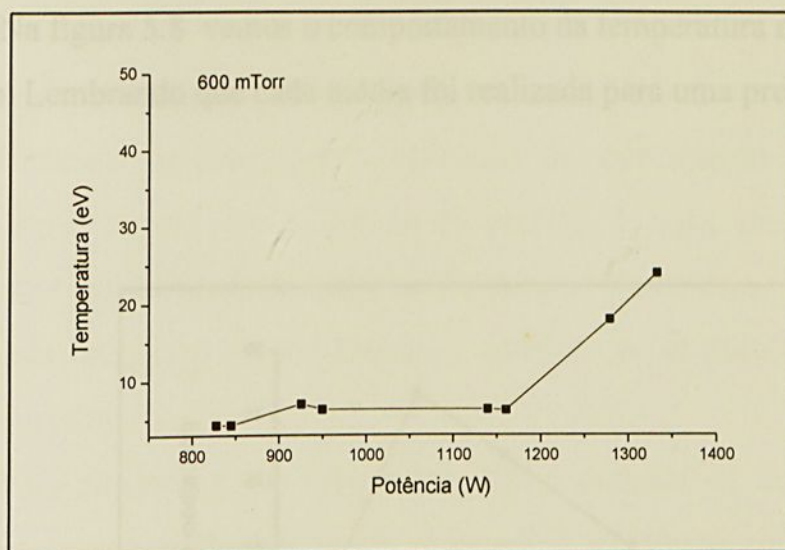
**Figura 5.3:** *Variação da temperatura em função da variação da potência para pressão fixa de 400mTorr*



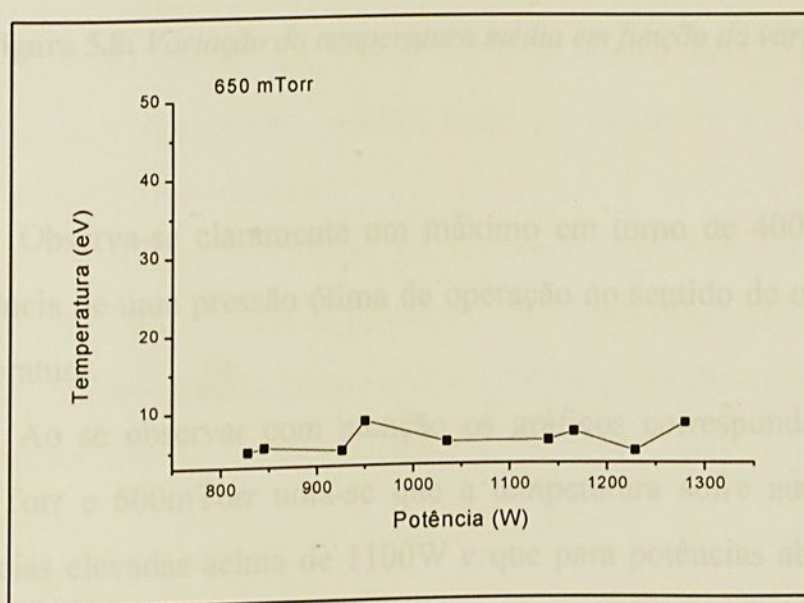
**Figura 5.4:** *Varição da temperatura em função da variação da potência para pressão fixa de 460mTorr*



**Figura 5.5:** *Varição da temperatura em função da variação da potência para pressão fixa de 550mTorr*

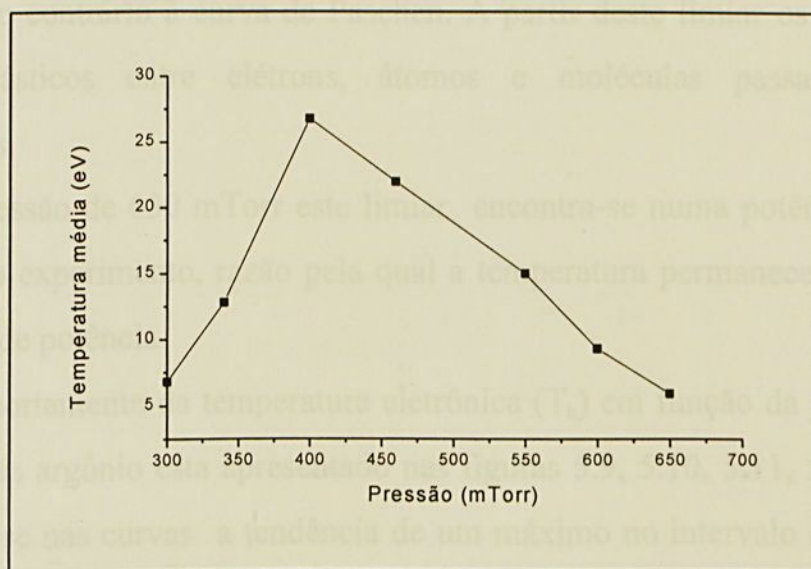


**Figura 5.6:** *Variação da temperatura em função da variação da potência para pressão fixa de 600mTorr*



**Figura 5.7:** *Variação da temperatura em função da variação da potência para pressão fixa de 650mTorr*

Na figura 5.8 vemos o comportamento da temperatura média em função da pressão. Lembrando que cada média foi realizada para uma pressão fixa.



**Figura 5.8:** *Variação da temperatura média em função da variação de pressão.*

Observa-se claramente um máximo em torno de 400mTorr. Indicando a existência de uma pressão ótima de operação no sentido de otimizar o parâmetro temperatura.

Ao se observar com atenção os gráficos correspondente às pressões de 550mTorr e 600mTorr nota-se que a temperatura sofre aumento abrupto para potências elevadas acima de 1100W e que para potências abaixo deste valor, a temperatura permanece da ordem de 5,0 a 7,0 eV. Este comportamento da temperatura eletrônica pode ser creditado, ao fato de que para potências menores que 1100W há diminuição do livre caminho médio com o aumento da pressão. Lembrando que a discussão refere-se às pressões elevadas, de 500 e 600mTorr.

Quanto ao aumento abrupto da temperatura eletrônica, com o aumento da potência da fonte de microondas pode ser devido ao aumento do campo elétrico da microondas, que torna efetivo o processo de aquecimento dos elétrons a partir de um certo limiar que é função da pressão do gás, semelhante, porém de comportamento contrário à curva de Paschen. A partir deste limiar os processos colisionais elásticos entre elétrons, átomos e moléculas passam a ser preponderantes.

Para pressão de 650 mTorr este limiar encontra-se numa potência acima da utilizada no experimento, razão pela qual a temperatura permanece baixa em todo intervalo de potência.

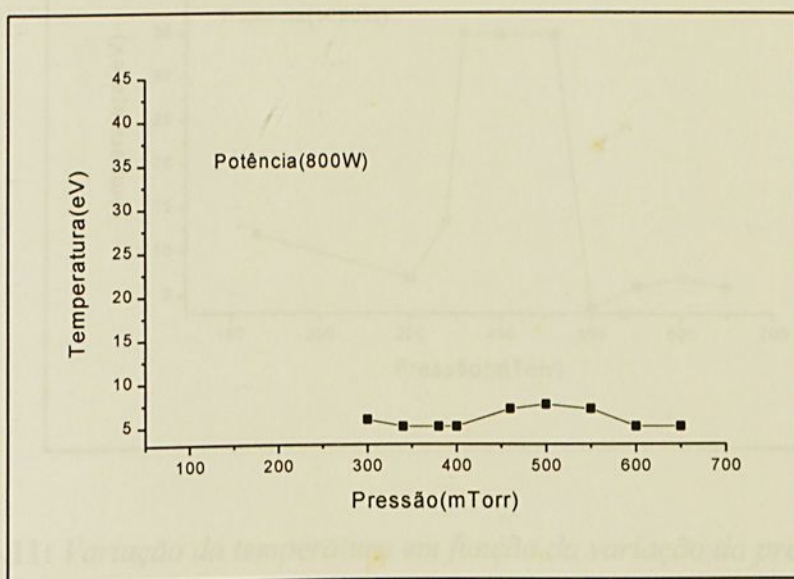
O comportamento da temperatura eletrônica ( $T_e$ ) em função da pressão de operação do gás argônio esta apresentado nas figuras 5.9, 5.10, 5.11, 5.12, 5.13, 5.14. Observa-se nas curvas a tendência de um máximo no intervalo de pressão 300mTorr e 500mTorr, fato este já observado na figura 5.8 .

A tendência do decréscimo da temperatura eletrônica à partir do valor máximo com o aumento pressão pode ser creditada à diminuição do livre caminho médio dos elétrons .

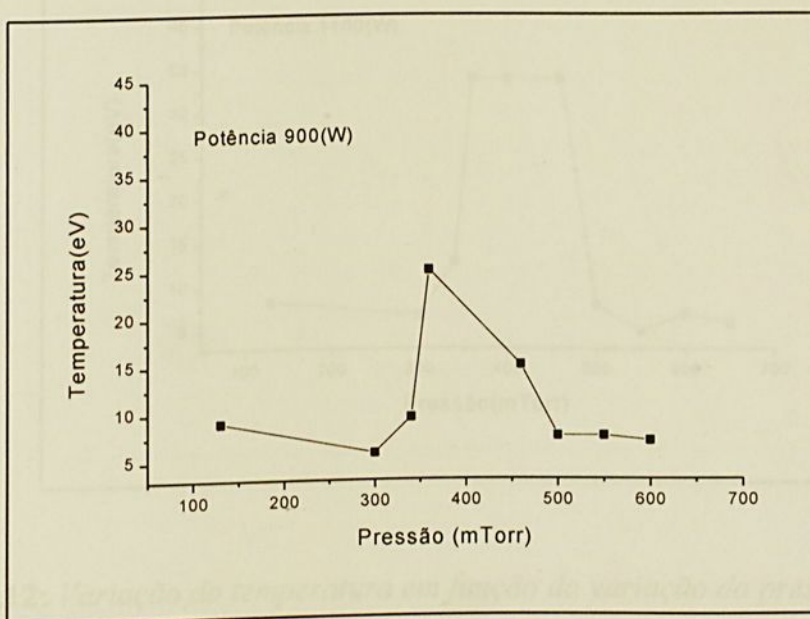
O aumento inicial até o máximo da temperatura eletrônica pode ser atribuído à predominância de processos colisionais elásticos neste intervalo de pressão. Processos de fragmentação, ionização, produção de radicais e outras espécies relativas são assistidos principalmente por colisões inelásticas com os elétrons.

Figura 5.10: Variação da temperatura em função da potência da pressão para a potência

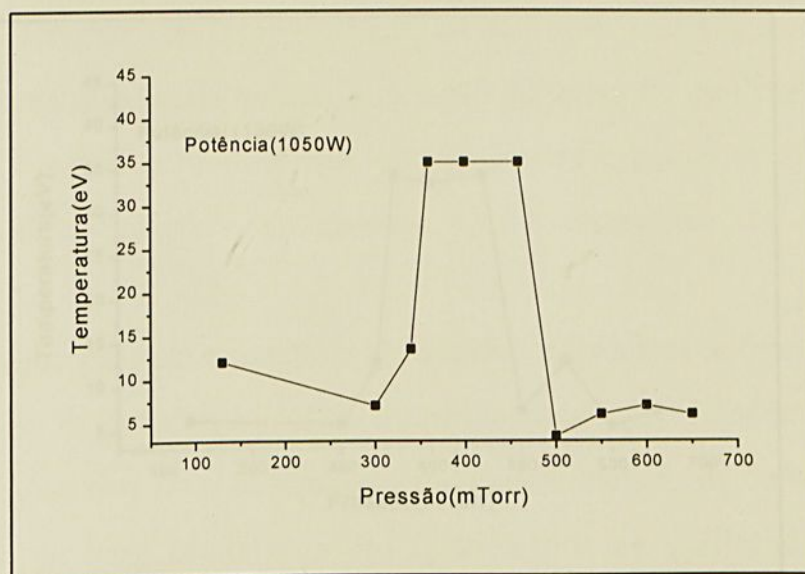
fixa de 500 W



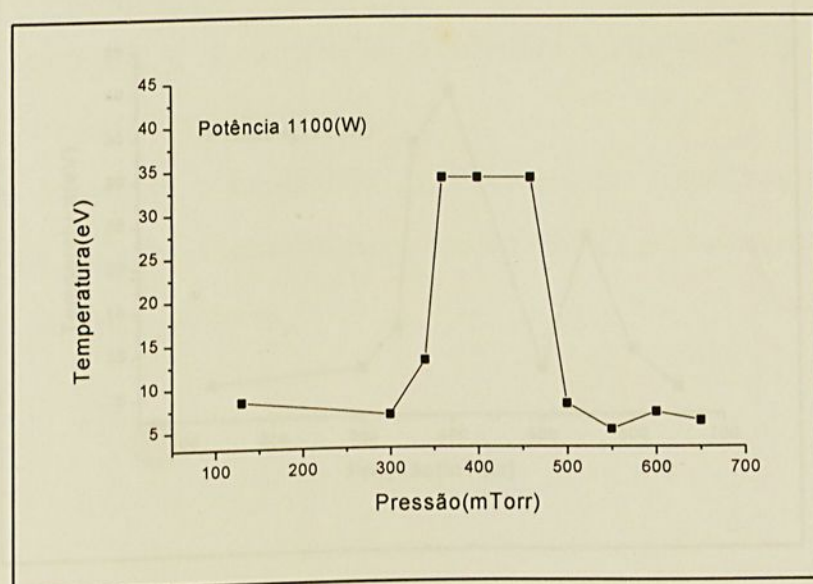
**Figura 5.9:** *Variação da temperatura em função da variação da pressão para potência fixa de 800 W*



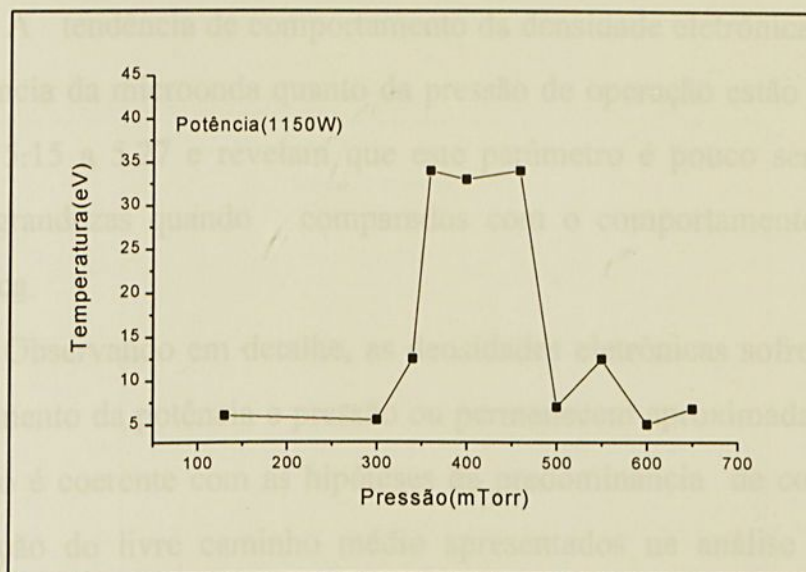
**Figura 5.10:** *Variação da temperatura em função da variação da pressão para potência fixa de 900 W*



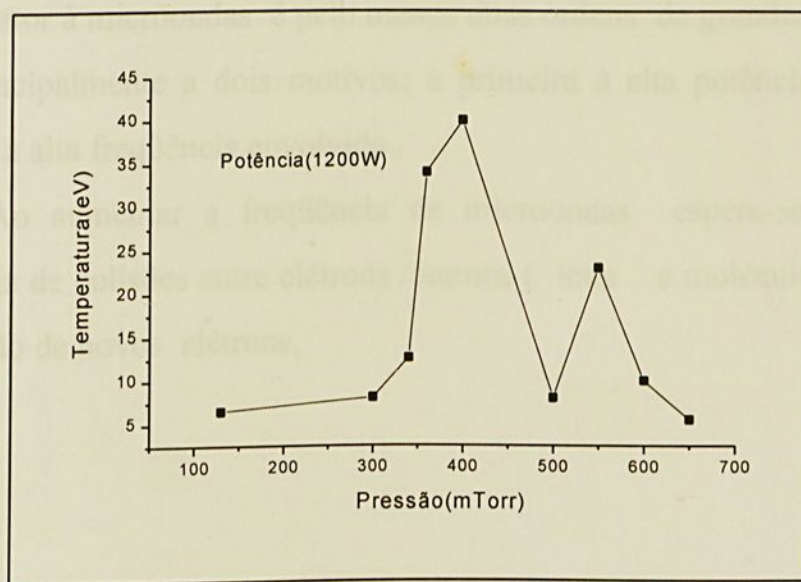
**Figura 5.11:** *Variação da temperatura em função da variação da pressão para potência fixa de 1050 W*



**Figura 5.12:** *Variação da temperatura em função da variação da pressão para potência fixa de 1100 W*



**Figura 5.13:** *Variação da temperatura em função da variação da pressão para potência fixa de 1150 W*



**Figura 5.14:** *Variação da temperatura em função da variação da pressão para potência fixa de 1200 W*

A tendência de comportamento da densidade eletrônica em função tanto de potência da microonda quanto da pressão de operação estão apresentados nas figuras 5.15 a 5.27 e revelam que este parâmetro é pouco sensível à variação destas grandezas quando comparados com o comportamento da temperatura eletrônica.

Observando em detalhe, as densidades eletrônicas sofrem ligeira queda com aumento da potência e pressão ou permanecem aproximadamente constante. Este fato é coerente com as hipóteses da predominância de colisões elásticas e diminuição do livre caminho médio apresentados na análise da tendência da temperatura eletrônica.

Um fato importante a ser observado é que quando comparado a plasmas gerados por reatores excitados por fontes DC ou RF, as densidades obtidas com o reator à microondas é pelo menos duas ordens de grandeza maior. Isto se deve principalmente a dois motivos; a primeira à alta potência disponível e a segunda à alta frequência envolvida.

Ao aumentar a frequência de microondas espera-se o aumento da frequência de colisões entre elétrons /átomos ( íons e moléculas ), aumentando a produção de novos elétrons.

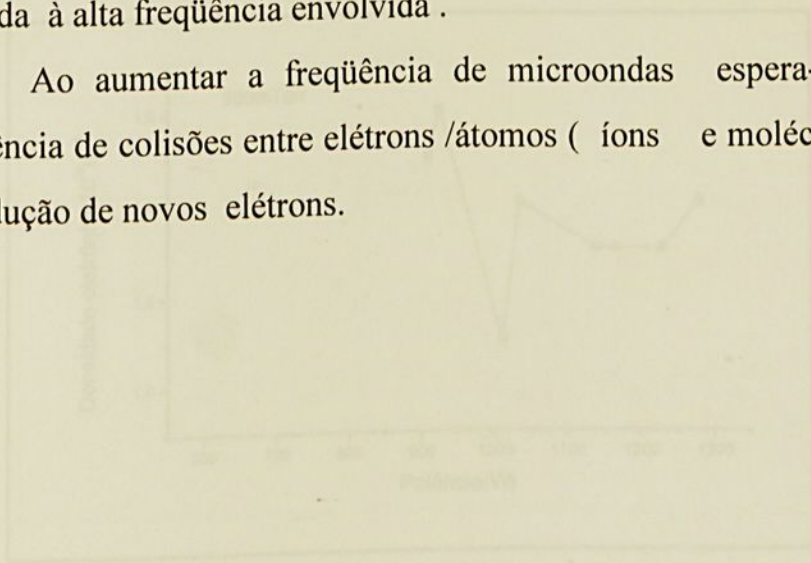


Figura 5.16: Variação da densidade eletrônica em relação a potência para pressão de 300 mTorr.

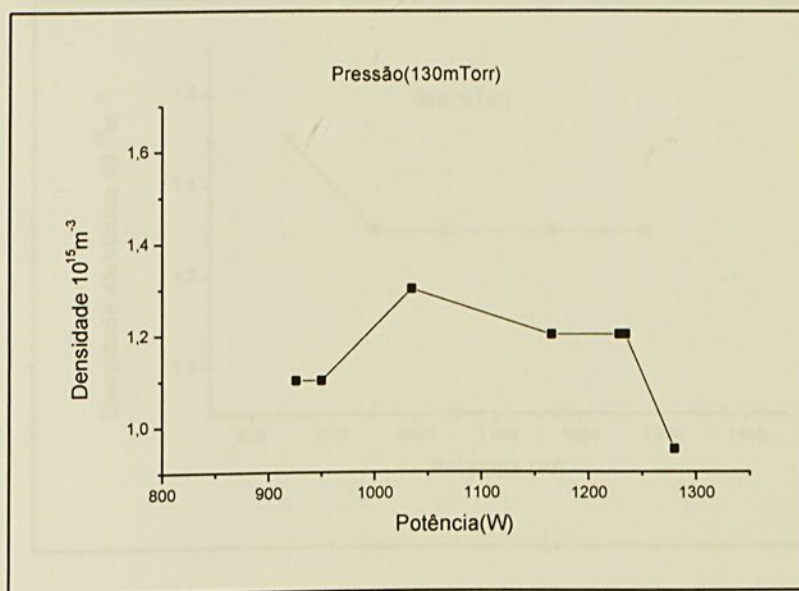


Figura 5.17: Variação da densidade eletrônica com relação a potência para pressão de

**Figura 5.15:** Variação da densidade eletrônica com relação a potência para pressão de 130 mTorr.

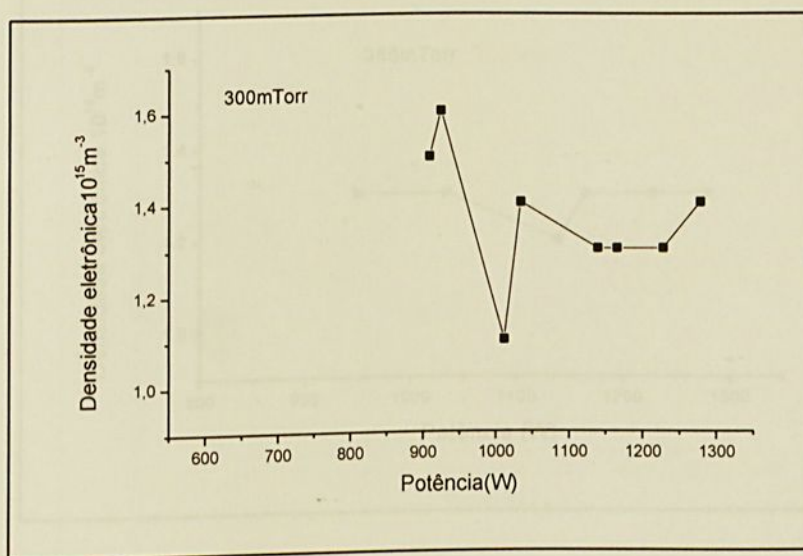
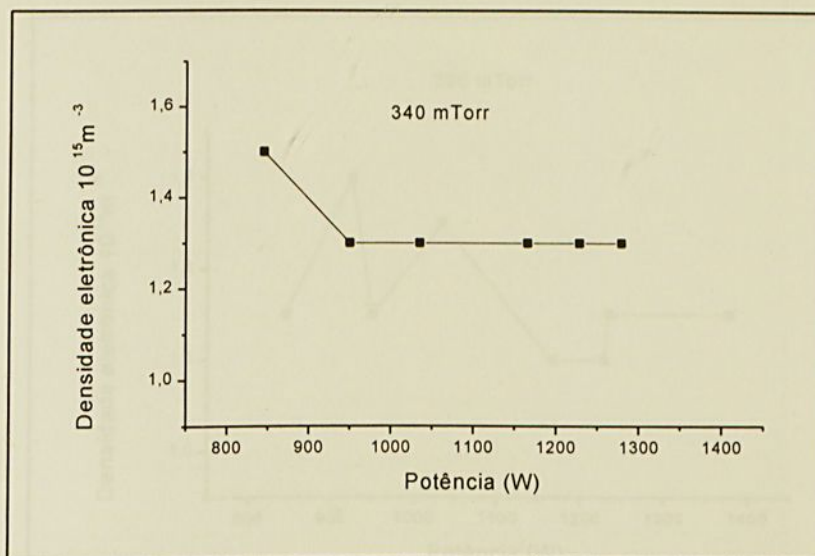
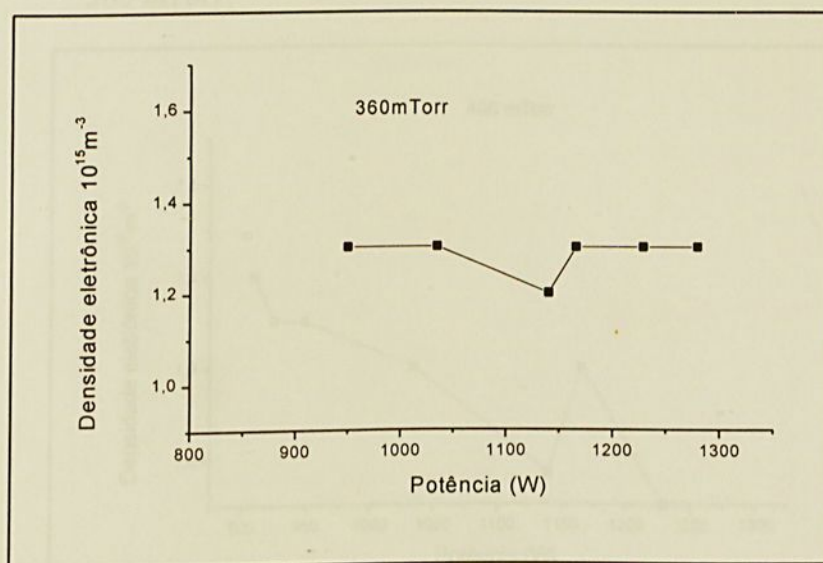


Figura 5.18: Variação da densidade eletrônica com relação a potência para pressão de

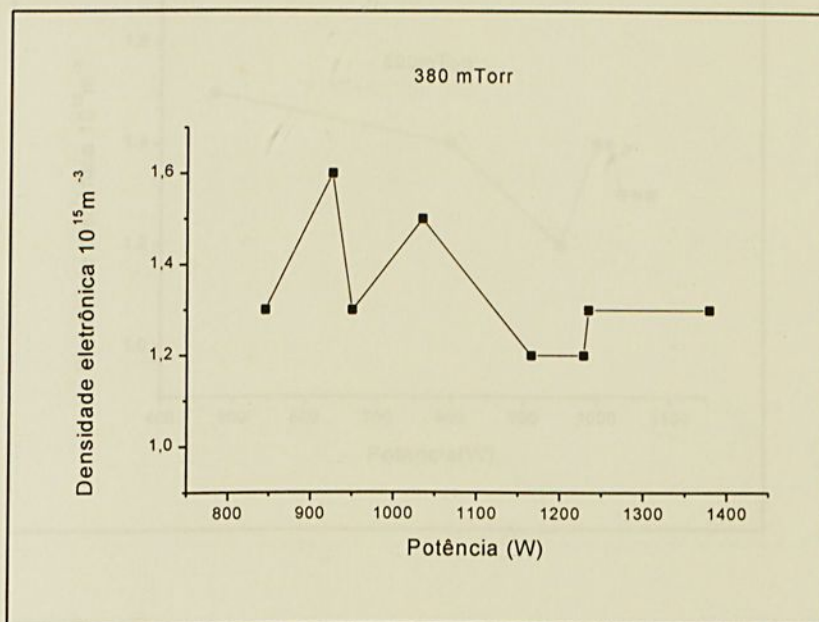
**Figura 5.16:** Variação da densidade eletrônica com relação a potência para pressão de 300 mTorr.



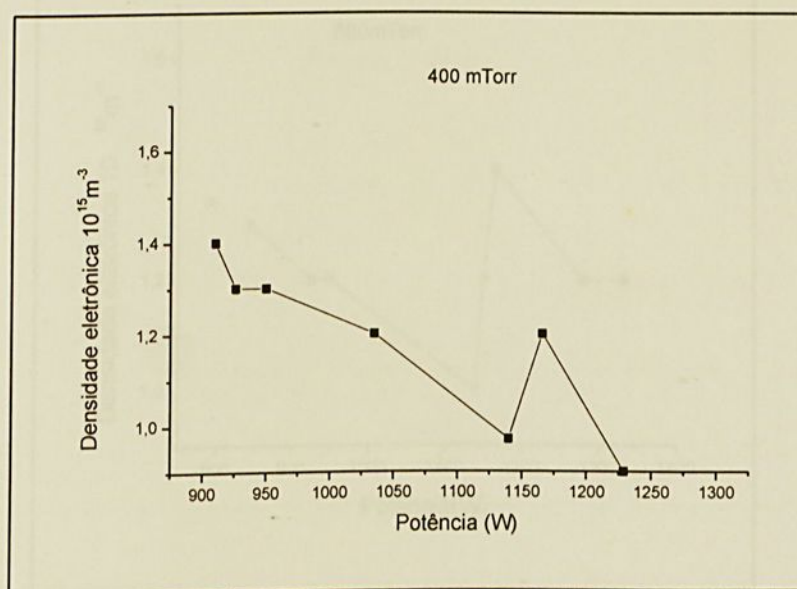
**Figura 5.17:** Variação da densidade eletrônica com relação a potência para pressão de 340 mTorr.



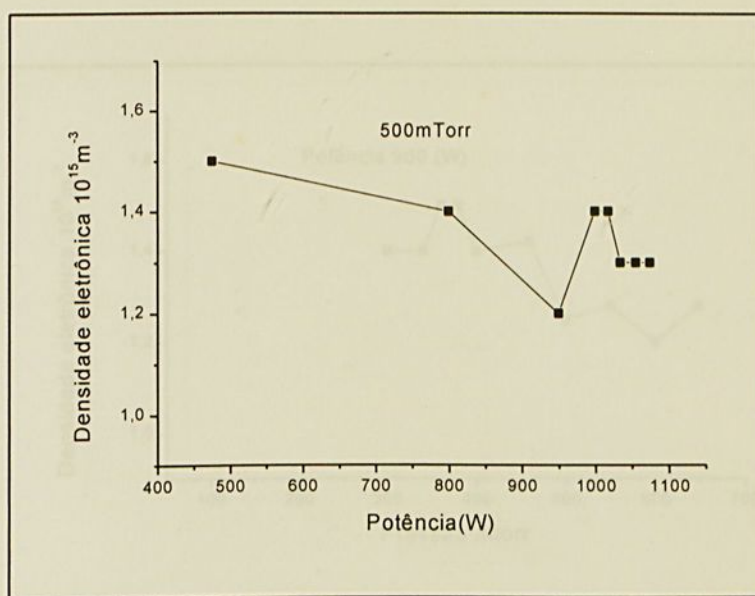
**Figura 5.18:** Variação da densidade eletrônica com relação a potência para pressão de 360 mTorr.



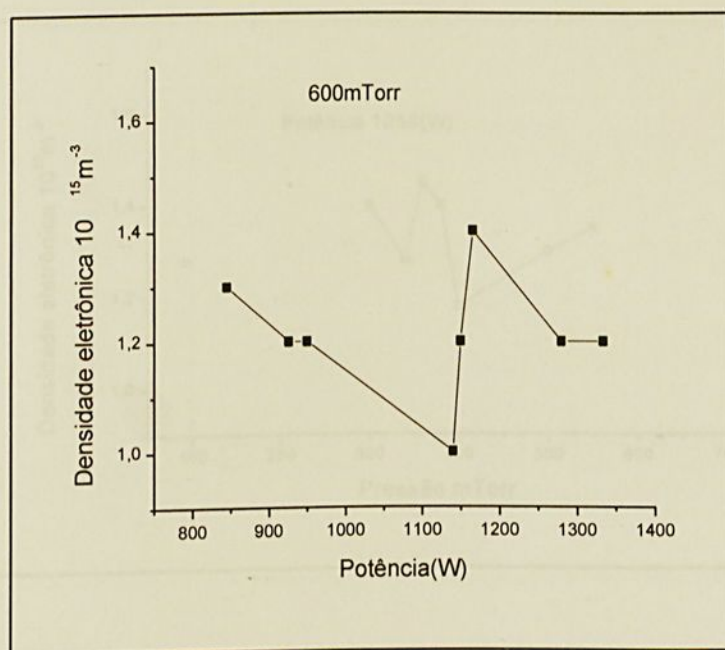
**Figura 5.19:** *Variação da densidade eletrônica com relação a potência para pressão de 380 mTorr.*



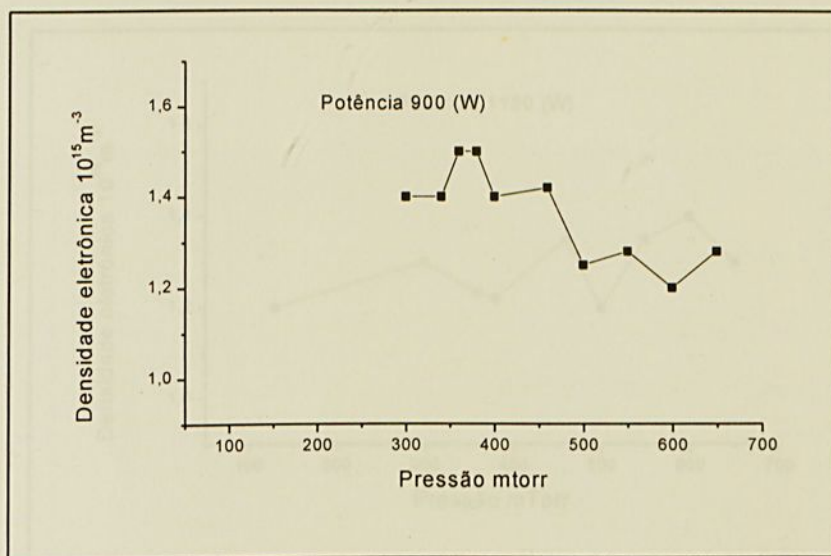
**Figura 5.20:** *Variação da densidade eletrônica com relação a potência para pressão de 400 mTorr.*



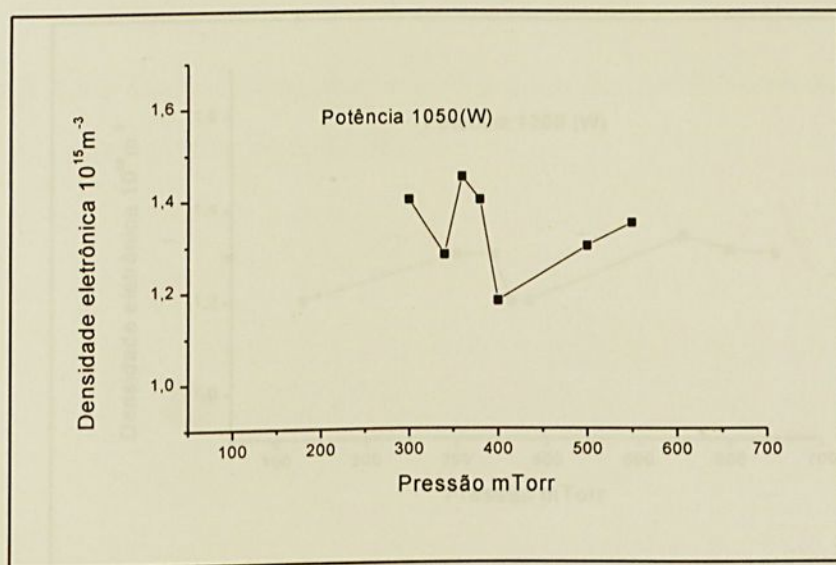
**Figura 5.21:** *Variação da densidade eletrônica com relação a potência para pressão de 500 mTorr.*



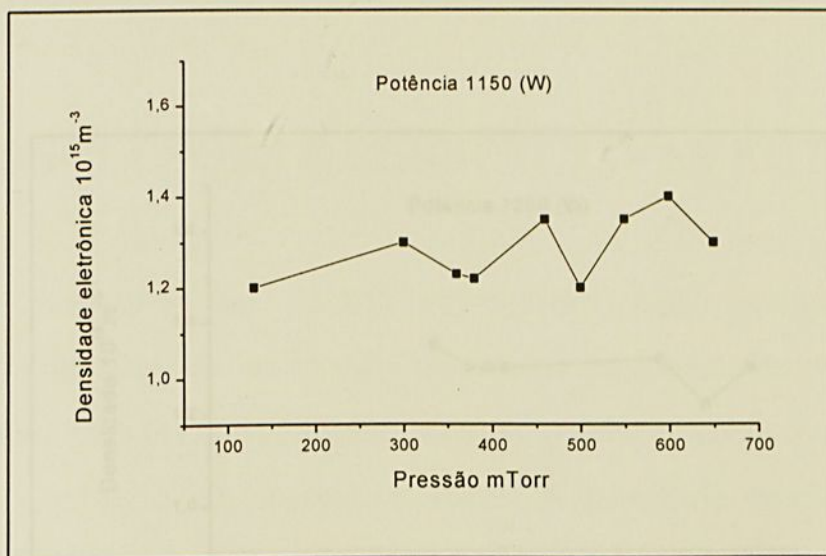
**Figura 5.22:** *Variação da densidade eletrônica com relação a potência para pressão de 600 mTorr.*



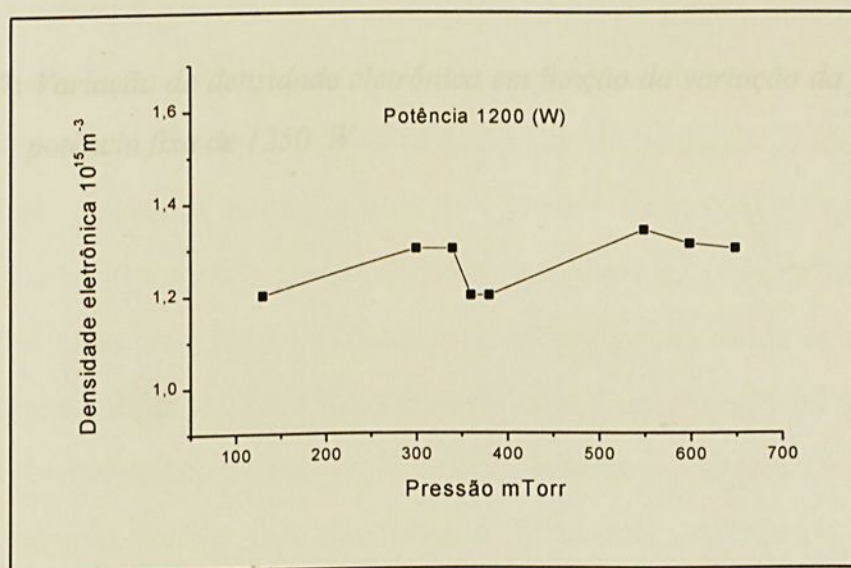
**Figura 5.23:** *Variação da densidade eletrônica em função da variação da pressão para potência fixa de 900 W*



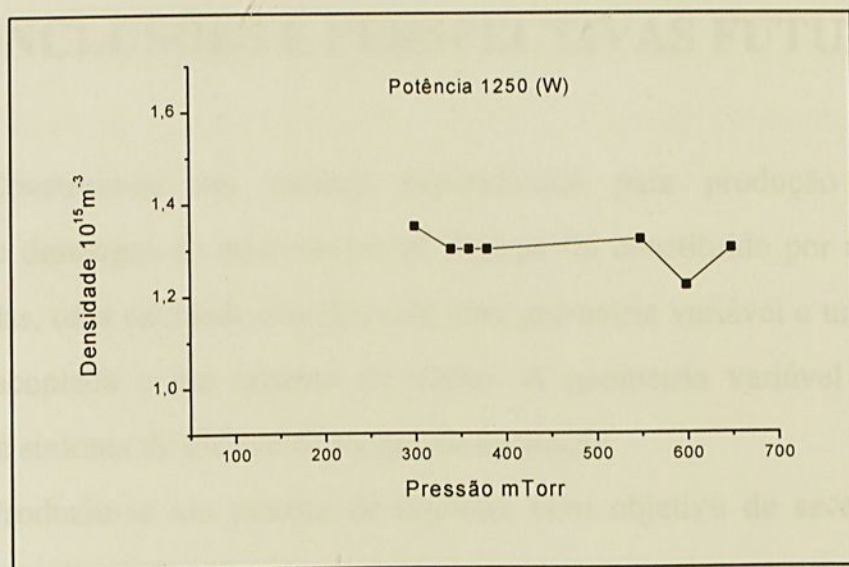
**Figura 5.24:** *Variação da densidade eletrônica em função da variação da pressão para potência fixa de 1050 W*



**Figura 5.25:** *Variação da densidade eletrônica em função da variação da pressão para potência fixa de 1150 W*



**Figura 5.26:** *Variação da densidade eletrônica em função da variação da pressão para potência fixa de 1200 W*



**Figura 5.27:** *Variação da densidade eletrônica em função da variação da pressão para potência fixa de 1250 W*

## Capítulo 6

### CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS FUTURAS

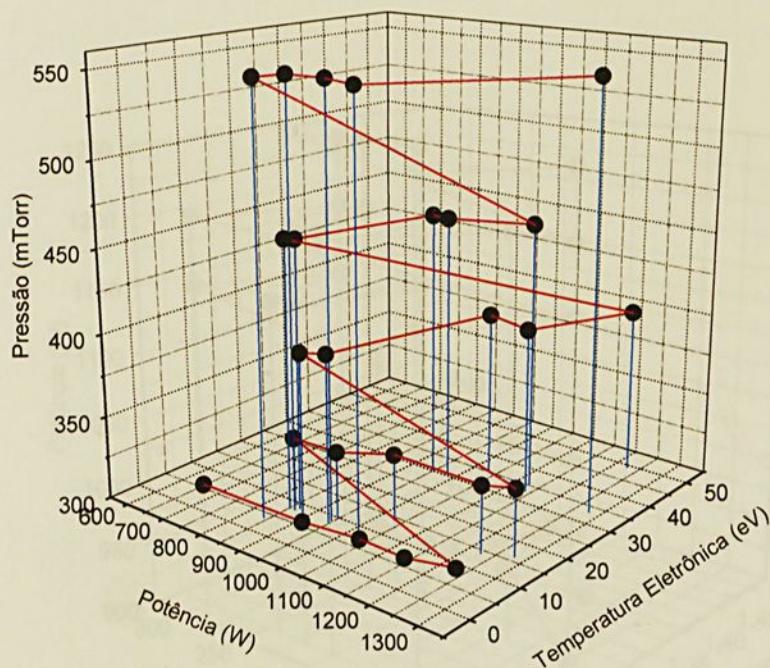
Construiu-se um sistema experimental para produção de plasma, utilizando descargas de microondas tal sistema foi constituído por uma fonte de microondas, uma cavidade cilíndrica de uma geometria variável e uma câmara de quartzo acoplada a um sistema de vácuo. A geometria variável da cavidade permitia a sintonia de diferentes modos de oscilação.

Produziu-se um plasma de argônio, com objetivo de se determinar os diferentes regimes de operação do reator e para tanto variou-se a potência de 800 à 1300W e a pressão de 130 à 650mTorr. Através de uma sonda de Langmuir retrátil, projetada e construída, pôde-se caracterizar o plasma de argônio, onde foram coletados os dados para diferentes condições de operação. Observou-se que a temperatura eletrônica aumenta com o aumento da potência, para todas as pressões. Isso ocorre devido ao aumento da densidade de energia no interior da cavidade. Foi observado também que a temperatura média muda com a variação da pressão, partindo de valores na ordem de 6,0eV na pressão de 300mTorr e atingindo um máximo na ordem de 26,0eV na pressão de 400mTorr, indicando a existência de uma pressão que maximiza o parâmetro temperatura. O aumento inicial da temperatura pode ser atribuído à predominância de processos colisionais elásticos dos elétrons com outras espécies. E a tendência de decréscimo da temperatura eletrônica para pressões mais elevadas pode ser creditada a diminuição do livre caminho médio desta população.



O gráfico da figura 6.1 apresenta a variação da temperatura em função da variação da pressão e da potência, onde podemos observar que para uma mesma pressão a temperatura apresenta um aumento com o aumento da potência.

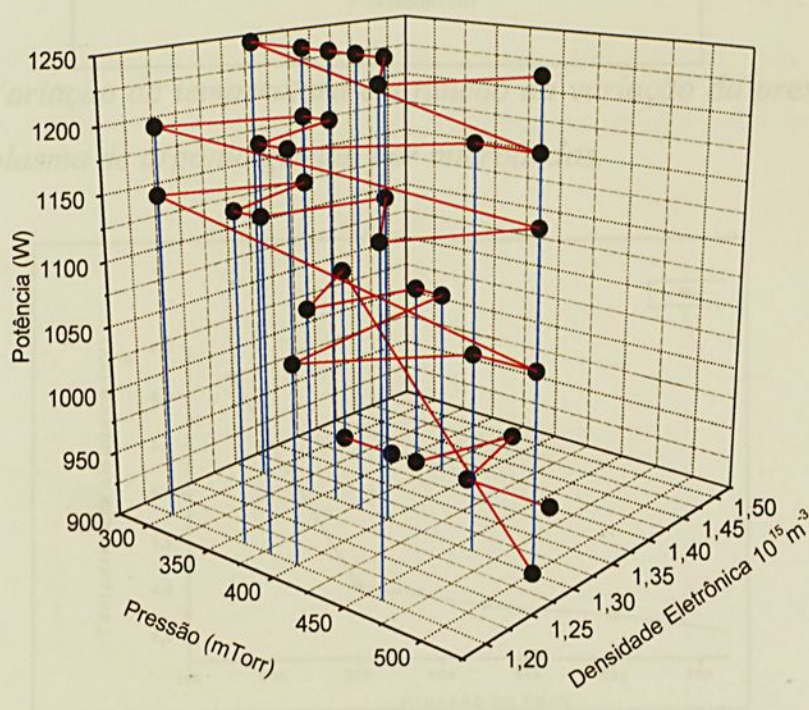
Podemos observar também que as temperaturas maiores encontram-se na faixa entre 300 a 500 m Torr atingindo por exemplo 50 eV na pressão de 400 m Torr e potência de 1220W, otimizando assim o parâmetro temperatura nesta faixa de pressão.



**Figura 6.1:** *Variação da temperatura em função da variação da pressão e da potência.*

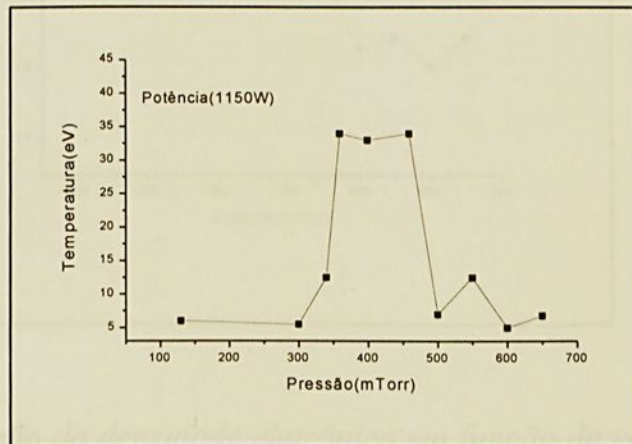
O gráfico da figura 6.2 mostra a variação da densidade em função da variação da potência e da pressão

Os gráficos de densidade eletrônica, na maioria dos casos, apresentam uma tendência média ou decrescente com o aumento da potência e da pressão. Uma provável explicação é que com o aumento dessas variáveis há um aumento da concentração de outras espécies na fase gasosa, fazendo o livre caminho médio diminuir, não permitindo que os elétrons adquiram energia, juntamente com a predominância de processos elásticos.

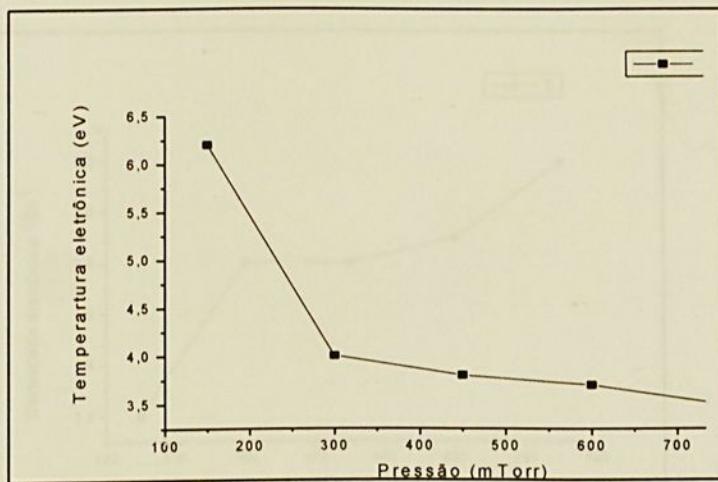


**Figura 6.2:** Variação da densidade em função da variação da pressão e da potência

Comparando os dados obtidos em microondas com os obtidos em DC, podemos observar que, para uma faixa relativamente próxima de pressão, a temperatura eletrônica máxima está em torno de 35 eV em plasma gerados por microondas enquanto para plasma gerados por DC está em torno de 6 eV, como mostram os gráficos das figuras 6.3 e 6.4 .

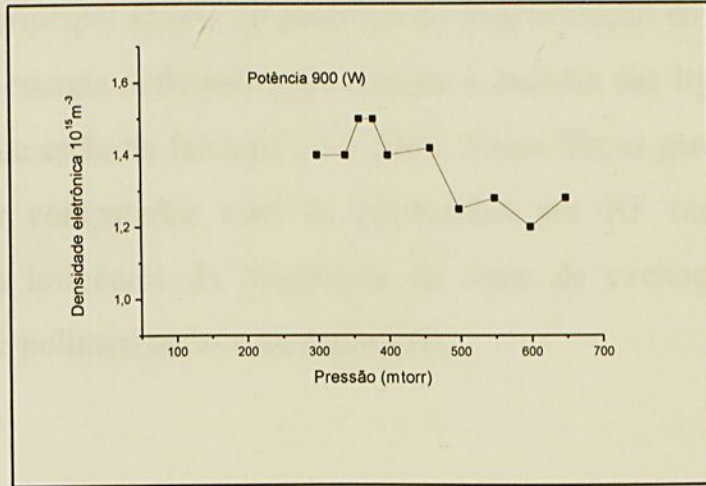


**Figura 6.3:** *Variação da temperatura em função da variação da pressão de um plasma de argônio gerado por microondas.*

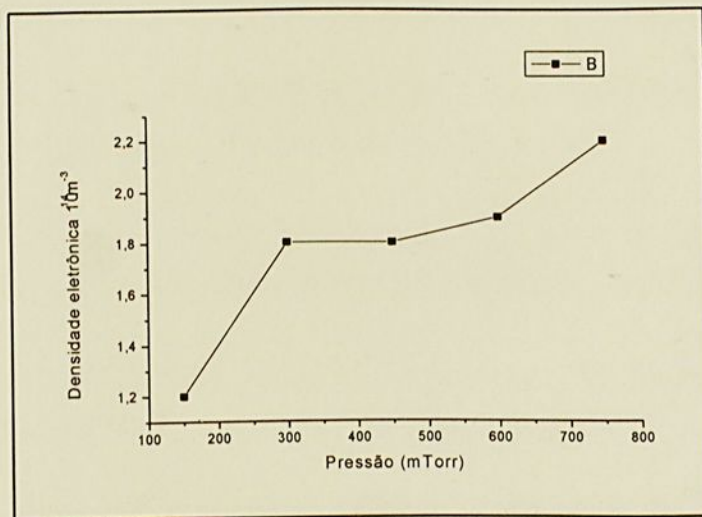


**Figura 6.4:** *Variação da temperatura em função da variação da pressão de um plasma de argônio gerado por DC ( Reproduzido de Bartelega ).*

podemos observar também que a densidade eletrônica é pelo menos duas ordens de grandezas maior no plasma de microondas comparada com o plasma gerado por DC ,como mostra os gráficos das figuras 6.5 e 6.6 .



**Figura 6.5:** *Varição da densidade eletrônica em função da variação da pressão para um plasma de argônio gerado em um reator de microondas*



**Figura 6.6:** *Varição da densidade eletrônica em função da variação da pressão para um plasma de argônio gerado em um reator DC ( Reproduzido de Bartelegra) .*

## Capítulo 7

Como perspectivas futuras esse reator poderá ser utilizado para produção de filmes, com uma estrutura completamente diferente de monômero original uma vez que o principal agente no processo de fragmentação das espécies, o elétron, possui uma energia suficiente para romper a maioria das ligações de compostos orgânicos que estão na faixa de 10 a 20eV. Esses filmes gerados por microondas poderão ser comparados com os produzidos por RF ou DC, e poderá ser verificada a influência da frequência da fonte de excitação de descarga nos processos de polimerização e de deposição.

BIEDERMAN, H., USADA, Y. (1992). "Plasma Technology". Elsevier, Amsterdam - Holanda.

BIEDERMAN, H., YOSHIMITO (1992). "Plasma Polymerization Process". Elsevier, Amsterdam - Holanda.

BRIAN, K.G., DOWDESWELL, R.M., SANDERSON, M.L. (1994). "Process Control and Quality", 4.ª pag. 267.

CASTNER, D.G., RAJNER, B.D. (1994). "Surface Modification and Polymers Bio-Materials", Plenum Press, New York.

CORAT, E.J. (1984). Tese de Doutorado - "Técnicas ópticas não lineares de diagnóstico no estudo de crescimento de filmes de diamantes".

D'AGOSTINO, R. (1980). "Plasma Deposition, Treatment and Etching of Polymers". Academic Press, Inc., San Diego - USA.

FERREIRA, E.M., LOURBEIRO, D. (1980). "J. Appl. Phys." 11, pag. 1173.

INAGAKI, N. (1988). "J. Appl. Polym." Symp. 42, pag. 337.

## Capítulo 7

### REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

BARTELEGA, J.M.S.T.(1996).- Tese de Mestrado, “Produção e Caracterização Elétrica de Plasmas Polimerizantes e Não-Reativos num Reator de Processamento de Materiais” - Faculdade de Engenharia-Campus de Guaratinguetá – UNESP- Pós-Graduação em Física

BIEDERMAN, H. , OSADA ,Y (1992). “Plasma Technology”. Elsevier, Amsterdam - Holanda

BIEDERMAN, H., YOSHIHITO (1992). “Plasma Polymerization Process”. Elsevier, Amsterdam – Holanda

BRIAN, K.G. , DOWDESWELL, R.M. , SANDERSON, M.L.(1994). “Process Control and Quality”. 5 pág. 267

CASTNER , D.G., RATNER, B.D.(1996). “Surface Modification and Polimeric Bio-Materials”. Plenum-Press, New York.

CORAT, E.J. (1993). Tese de Doutorado – “ Técnicas ópticas não lineares de diagnóstico no estudo de crescimento de filmes de diamantes”.

D’AGOSTINO, R. (1990). “Plasma Deposition, Treatment and Etching of Polimers” Academic Press, Inc., San Diego – USA

FERREIRA, E.M. , LOUREIRO,D. (1984). “J. Appl. Phys.” 17 pág 1175

INAGAKI, N. (1988). “J. Appl. Polym.” Symp; 42 , pág 327



JACKSON, J.D. (1975). "Classical Eletrodynamics". 2th. Edit, John Wiley & Sons Inc., New York- USA

KHARDORI, N., YASSIEN, M. (1995). "J. Industrial Microbiology". **15** pág.141

LANGMUIR, I., MOTT-SMITH, H. (1924). "Gen. Eletr. Rev." **27** pág. 449

MANOS,D.M., FLAMM, D.L. (1989) "Plasma Etching and Introduction" Academic Press Inc.- San Diego, USA

MARTIN, P.J. ( 1986). J. Mater SCI, **21** pág. 1

MOTA, R.P. , FAVIA, P., VULPIO, M., MARINO, R., D'AGOSTINO, R. (1998). "Plasma Deposition of Metal Containing Organic Films." Ag. Containing Polyethileoxide like Coatings . Vuoto, **27** pág 6

NIIMURA, M. (1979). em "Física de Plasmas", Ed. Chian A.C.L., Reusch, M.F. - Editado pela Universidade Federal Fluminense .

PARK, J.R.. SONG, Y.K., RIE, K.T. GEBAUER, A.(1998). "Surface Coat Technology", **98** , pág 329

RAPOZO, C.C. (1985). Tese de Doutorado – "Aquecimento do Plasma por Rádio-Frequência na Máquina Linear Lisa" - Instituto de Física – UNICAMP, Campinas

RATNER, B.D. (1993). "J. Biomed. Mat. Res.". **27** , pág. 837

SCHEREIBER, P. , WERTHEIMER, M.R., WROBEL, A. M. (1990). "Thin Solid Films" **72** pág. 487

SHOHET, J.L. "Plasma-Aided Manufacturing", IEEE Trans. Plasm. SCI, **19** , pág. 725



WALKER, E.H , BETTINGER, R.T. "Relationship for Plasma Shreat about Lanqmuir Probes" - The Physics of Fluids, **8** , pág. 748

WERTHEIMER, M.R. , MOISAN, M. ( 1985). "Conparison of Microwave and Lower Frequency Plasmas for Thin Film Deposition and Etching"  
J. Vac . SCI . Technol. A; 3 pág. 2643

YASUDA, H. (1985). "Plasma Polymerization" , Academic Press Inc.,  
New York- USA





unesp

