

Este exemplar corresponde a redação final da tese
de doutoramento defendida pelo aluno Candido
da Cunha Rapozo e aprovada pela comissão
julgadora

Campinas, 17.2.86



"AQUECIMENTO DO PLASMA POR RÁDIO FREQUÊNCIA

NA MÁQUINA LINEAR LISA"

Candido da Cunha Rapozo

Orientador: Prof. Dr. Paulo Hiroshi Sakanaka

Tese apresentada ao Instituto de Física
"Gleb Wataghin" da Universidade Estadual
de Campinas como parte dos requisitos
necessários para obtenção do título de
Doutor em Ciências.

Campinas, Maio de 1985

A meus filhos

A minha esposa Vera

A meus irmãos

AGRADECIMENTOS

Ao prof. Paulo Hiroshi Sakanaka, pela orientação segura e valiosa ajuda na realização deste trabalho.

Ao prof. Dr. Shuko Aihara, pela prestimosa colaboração na realização deste trabalho, dedicação e incentivo, pelo desprendimento, paciência, humildade, lição de vida e respeito ao próximo, enfim, por tudo que consegui realizar.

Aos profs. Drs. Munemasa Machida e King Hay Tsui, pelas sugestões e discussões relacionadas a parte experimental e teórica.

Aos profs. Drs. José Busnardo Neto, Ricardo Magnus Osório Galvão e Carlos Alberto Fânzeres, pela possibilidade criada para a realização desta tese.

Aos profs. Drs. Asaharu Tomimura, Masanobu Niimura, Helmut Karl Böckelmann e Aruy Marotta, pelas sugestões valiosas.

Ao prof. L.D. João Carlos Fernandes, chefe do Departamento do Instituto de Física da UFF e ao prof. João Batista de Oliveira e Souza, pela ajuda valiosa na calibração de sondas e antenas.

Aos profs. Drs. José Carlos Valladão de Mattos, José Galvão de Pisápia Ramos e Artemio Scalabrim, pelo apoio.

Aos profs. Drs. Abraham Chiam, M. Reush, Antonio Montes, Ivan da Cunha Nascimento e K. Jayaram, pela colaboração na realização deste trabalho.

Ao Magnífico Reitor da UFF, prof. Dr. José Raimundo Martins Romeo, pelo apoio e incentivo.

Ao prof. Dr. Marcos Antonio Mattos Santiago, Diretor do Instituto de Física da UFF, pelo interesse e colaboração.

Aos profs. Wilson Lagalhardo, Geraldo A. Nunes e Otilia Rallon, pelo incentivo.

Aos profs. Drs. Oakes, I. Alexeef, K. Appert, P. Paris, G. Lampis, Ubaldo Carreta, pelo fornecimento de material e discussão sobre parte deste trabalho.

Ao Rui Pepe da Silva, Aldionso Machado e Maurício Ceolin, pela ajuda no mapeamento do campo magnético e confecção da sonda Hall.

Ao prof. Dr. Kotaro e ao Marcio, pela colaboração com o micro densitômetro.

Yoshyuki Shigueoka, Conrado S.S. Zenun e Newton L.P. Mansur, pela valiosa ajuda na parte numérica.

Ao Hector Torres, pela valiosa ajuda e sugestões.

Ao Altair, pela sugestões teóricas.

Aos amigos do grupo de plasma: Milton, Honda, Balloni, Ana, Magno, Delton, Braga, Vicente, Vladimir, Douglas, Sanclair, Maurício e Antonio, pela paciência e compreensão.

Aos componentes do laboratório de plasma da UFF: Lindolf, José Carlos, Gildo, Gerson Candido, Marcos Robba, Pedro Mundin e ao prof. José Maria Dias da Silva, por toda ajuda na montagem do sistema e na realização das medidas.

Aos amigos da secretaria: Carmen, Dna. Isa, Helena, Gloria, Iuriê, Therezinha, Vera Rosental, Dalca, Valquiria, Jurema, Dina e Humberto, pela sempre valiosa colaboração.

A Maria Ignez, pela prestimosa colaboração.

Ao Charles, pela confecção dos desenhos.

Ao Carlos Edno pela revisão de português.

Ao Augusto, pela valiosa colaboração e pela datilografia deste trabalho.

A Tereza Cristina Ciambarella Rapozo, pela ajuda.

Aos técnicos: Joel, Guido Heeren, João de Souza, Adilson, Hélio dos Santos, Osmar e Obede, pela confecções de peças, montagem da sub-estação e grupo gerador, respectivamente.

Aos amigos Thebano e José Tomaselli, por suportarem minha companhia ao longo de três anos, pela compreensão e ajuda, minha eterna gratidão.

Aos colegas do Departamento de Física e da Escola Estado de Israel, e a todos que colaboraram direta ou indiretamente na realização deste trabalho.

Muito Obrigado

ABSTRACT

We show in this work the characteristics of an experimental device assembled in the Instituto de Física, Universidade Federal Fluminense (Linear Mirror Type Machine LISA) to produce Helium plasma by RF and to study its behavior when confined by a magnetic field with mirrors. The plasma was produced by a micro-wave generator of,

$$f_{RF} = 2.45 \text{ GHz}, \quad P_{RF} = 800 \text{ Watts},$$

which can be operated in steady or pulsed state. The plasma parameters were studied as a function of external magnetic field B_0 with two different configurations:

1. large resonance region,
2. small resonance region.

The axial and radial magnetic field B_0 , $B_z(r, z)$ and $B_r(r, z)$ were mapped for each configuration in order to verify the spatial distribution, particle orbits, and energy confinement time according to the energy balance equation

$$\frac{dT_{ej}}{dt} = \alpha_j - \frac{T_{ej}}{\tau_j} \quad (j = 1, 2) \quad (1)$$

where α_j , τ_j are heating rate and energy confinement time respectively. In steady state, we have

$$T_{ej} = \alpha_j \tau_j, \quad (2)$$

where T_{ej} is electron temperature and τ_j is a function of pressure, temperature, magnetic field, electric field, etc.

Applying the micro-wave at the electron cyclotron fre-

quency $\omega_{RF} = \frac{eB_0}{m_e c}$, we measured the electron temperature and density T_e , n_e , floating potential and plasma potential, V_F , V_P and obtained the electric field profile E_r , E_θ , and E_z . Changing the magnetic field distribution (B_1 , B_2), we can compare α_j and τ_j with T_{ej} for the two configurations. Besides the influence of the external magnetic field, B_0 , in the electron heating of ECRH, it was identified some resonant absorption or mode conversion to Langmuir wave with characteristics of parametric decay, thermalization process (collisions and inverse Bremsstrahlung) and slow ion acoustic mode ($\omega < \omega_{ci} \cos \theta$) with phase velocity

$$v_{ph} = \left(\frac{k_b T_e}{m_i} \right)^{1/2} \cos \theta . \quad (3)$$

As a consequence of the influence of the induced radio frequency (RF) voltage in the plasma, the Bohm's theory of plasma probe was modified. Considering the effect of RF voltage on the ion saturation current, we derived a new expression 1 which allows to explain the frequency behavior of plasma-Sheath resonance, detected experimentally in a low temperature and low density plasma [2].

The diagnostic was done with plane movable electrostatic probe, Hall probe, magnetic probe, diamagnetic coil and spectrography.

RESUMO

Mostramos neste trabalho as características do aparato experimental montado no Instituto de Física da Universidade Federal Fluminense (Máquina Linear tipo Espelho LISA), para produzir o plasma de hélio por rádio frequência e estudar o seu comportamento quando confinado por um campo magnético de geometria espelho. O plasma foi produzido por uma fonte de microondas com as seguintes características:

$$f_{RF} = 2,45 \text{ GHz} \text{ e } P_{RF} = 800 \text{ Watts},$$

que pode funcionar em regime contínuo ou pulsado. Os parâmetros do plasma foram estudados em função do campo magnético externo B_0 , para duas diferentes configurações:

1. região de grande volume de ressonância;
2. região de pequeno volume de ressonância.

Para cada região foi feito o mapeamento axial e radial do campo magnético B_0 , $B_z(r,z)$ e $B_r(r,z)$, a fim de se verificar a distribuição espacial e orbital das partículas e obter o tempo de confinamento de energia tomando-se por base a equação do balanço de energia.

$$\frac{dT_{ej}}{dt} = \alpha_j - \frac{T_{ej}}{\tau_j} \quad (j = 1,2), \quad (1)$$

onde os índices 1 e 2 se referem as regiões de grande e pequeno volume α_j , τ_j são a razão de aquecimento e o tempo de confinamento de energia respectivamente. No estado estacionário, temos:

$$T_{ej} = \alpha_j \tau_j, \quad (2)$$

onde T_{ej} é a temperatura eletrônica sendo τ_j função da pressão,

temperatura, campo magnético, campo elétrico, etc.

Aplicando a microonda na frequência ciclotrônica dos elétrons $\omega_{RF} = \frac{eB_0}{m_e C}$, medimos a temperatura e a densidade dos elétrons T_e e n_e o potencial flutuante e o potencial de plasma V_F e V_P , e obtivemos, ainda, os perfis do campo elétrico E_r , E_θ e E_z . Variando a distribuição do campo magnético (B_1 e B_2) pudemos comparar α_j e τ_j com T_{ej} para as duas diferentes configurações. Além da influência do campo magnético externo B_0 , no aquecimento do elétron na ECRH, foi identificada a absorção ressonante ou conversão de onda incidente em onda de Langmuir, com características de decaimento paramétrico e processo de termalização (colisões efetivas e Bremsstrahlung inverso). Ondas íon-acústicas modo lento ($\omega < \omega_{ci} \cos\theta$) foram observadas com velocidade de fase:

$$v_f = \left(\frac{k_b T_e}{m_i} \right)^{1/2} \cos\theta \quad (3)$$

Em decorrência da efetiva influência do potencial de rádio frequência (RF) induzido (V_{RF}) nas características do plasma, a teoria de Bohm, para sondas em plasma, foi modificada. Considerando-se o efeito da voltagem de RF aplicada na corrente de saturação de íons, deduzindo-se uma nova expressão [1]; o que possibilitou explicar o comportamento da frequência ressonante do plasma-Sheath, detectada experimentalmente num plasma de baixa temperatura e de baixa densidade eletrônica [2].

O diagnóstico foi feito com sonda eletrostática, plana, móvel (axial e radial), sonda Hall, sonda magnética, bobina diamagnética e espectrógrafo.

ÍNDICE

CAPÍTULO	pág.
I - Introdução	01
II - Fundamentos Teóricos	10
II.1 - Principais Tópicos	10
II.1.1 - Ressonância Ciclotrônica dos Elétrons (ECR)	10
II.1.2 - Absorção Ciclotrônica	11
II.1.3 - Influência do Campo Magnético no Aquecimento do Elétron na ECR	15
II.2 - Absorção Ressonante	17
II.2.1 - Considerações Gerais sobre Absorção Ressonante no Experimento	17
II.2.2 - Descrição Física do Fenômeno de Absorção Ressonante	18
II.2.3 - Conservação de Energia	22
II.2.4 - Decaimento Paramétrico	23
II.2.5 - Bremsstrahlung Inverso	25
II.2.6 - Amortecimento de Landau	27
II.3 - Ondas Íon-Acústicas no Plasma Magnetizado	29
II.3.1 - Relação de Dispersão para a Onda Íon-Bernstein	33
II.4 - Guias de Onda	37
II.4.1 - Modos de Propagação e Frequência de Corte	38
II.4.2 - Dispersão	38
II.4.3 - Coeficiente de Atenuação	39
II.4.4 - Máxima Potência Transmitida	40
II.4.5 - Guias Retangulares	40

II.4.6 - Modos Circular	41
II.5 - Efeito da Rádio Frequência na Corrente de Saturação de Íons	45
II.5.1 - Obtenção da Expressão para a Corrente de Saturação de Íons Fornecida por Bohm	46
II.5.2 - Obtenção da Nova Expressão para a Corrente de Saturação de Íons na Rádio Frequência dentro do Plasma	48
III - Descrição do Sistema Experimental e Diagnóstico	51
III.1 - Montagem do Sistema	51
IV - Resultados da Experiência e Análise	58
IV.1 - Produção de Plasma por Rádio Frequência	59
IV.2 - Resultados Experimentais das Sondas Eletrostáticas, Hall e Bobina Diamagnética	60
IV.3 - Análise da Conversão de Modos	63
IV.4 - Variação Radial da Temperatura e Densidade Eletrônica T_e e n_e , Pressão Cinética $n_b k_b T$ e Pressão dos Elétrons $n_e k_b T_e$	69
IV.4.1 - Influência do Campo Magnético no Aquecimento do Elêtron na Ressonância Ciclotrônica dos Elétrons ECRH	73
IV.4.2 - Variação Radial da Pressão Cinética $n_b k_b T$ e de Elétrons $n_e k_b T_e$	76
IV.5 - Variação Radial da Corrente de Saturação dos Elétrons e Íons e Potencial de Plasma	77
IV.5.1 - Variação Radial das Correntes de Saturação dos Elétrons e dos Íons	77
IV.5.2 - Variação Radial do Potencial de Plasma	79

IV.6 - Variação Radial da Frequência de Colisão Elétron-Íon e Íon-Íon, Resistividade Transversa de Spitzer, Tempo de Difusão e Razão entre Energia Térmica e Magnética	81
IV.6.1 - Variação Radial de β	81
IV.6.2 - Variação Radial da Frequência de Colisão Elétron Íon v_{ei}	81
IV.6.3 - Variação Radial da Frequência de Colisão Íon-Íon v_{ii}	82
IV.6.4 - Variação Radial da Frequência Híbrida Inferior ω_{LH}	83
IV.6.5 - Variação Radial da Velocidade Íon-Acústica c_s Tempo de Difusão τ e Resistividade Transversa de Spitzer η	85
IV.7 - Dependência da Temperatura dos Elétrons com a Pressão	87
IV.8 - Detecção de Onda Íon-Acústica Lento num Plasma Magnetizado	88
IV.9 - Efeito da Rádio Frequência na Ressonância Plasma-Sheath num Plasma de Baixa Densidade	92
IV.9.1 - Experimento	96
IV.9.2 - Análise Teórica	99
V - Conclusão	
V.1 - Observações sobre Técnicas de Diagnósticos	111
V.5 - Observação Relativas aos dados Experimentais	112
Apêndice A	114
Apêndice B	119
Apêndice C	138
Apêndice D	141
Referências	144

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

A energia é um fator preponderante para o bem estar social e econômico dos povos. A sensível diminuição de reservas energéticas convencionais e a demanda cada vez maior de energia vêm angustiando o mundo. Esta situação motivou os cientistas a procurarem novas fontes de energia. No Brasil, a existência de ampla reserva hidroelétrica torna o problema menos angustiante, porém, as preocupações energéticas persistem. Uma alternativa a curto prazo poderia ser a energia de fissão nuclear. No entanto, existem problemas sérios a serem considerados, entre os quais a poluição ambiental por calor e radioatividade, a segurança, a proliferação nuclear e a acumulação de resíduos radioativos. Este último constitui o maior problema com efeitos nocivos prolongados para várias gerações futuras da humanidade.

Uma das grandes esperanças da humanidade é a produção de energia por fusão termonuclear controlada. Há duas linhas bem distintas de pesquisa: uma pelo confinamento magnético de plasma e outra pelo confinamento inercial com o uso de feixes de laser ou, de partículas. O princípio de confinamento magnético de plasma é o de balanceamento de pressão cinética do plasma por pressão magnética. O confinamento inercial se faz pela implosão de pelota de combustível por efeito foguete quando a superfície da pelota sofre ablasão pelos feixes possantes de laser. Há esquemas de confinamento inercial em que o laser é substituído por feixes energéticos de elétrons ou íons.

Para que reatores de fusão nuclear se tornem uma realidade

necessita-se superar várias etapas de desenvolvimento: confinamento de plasma, aquecimento a temperaturas de fusão nuclear, condição de fusão termonuclear e tecnologia. Um dos esquemas de confinamento magnético é o sistema tokamak, que é um confinamento toroidal de plasmas. O aquecimento básico de tokamaks é o aquecimento ôhmico.

Contudo, o aquecimento ôhmico tem suas limitações. Devido à dependência da resistividade do plasma com o aumento da temperatura eletrônica $\eta \sim T_e^{-3/2}$, não se permite que este método seja usado para levar o reator a temperatura de ignição, $T_e = |10 \text{ keV} \sim 11,6 \times 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$, (D - T)|, já que o plasma se torna um bom condutor em temperaturas bem menores do que este valor. Este problema faz com que os mecanismos auxiliares de aquecimento sejam desenvolvidos, o que deu origem ao estudo do aquecimento por rádio frequência que é um dos motivos deste trabalho.

O aquecimento do plasma por rádio frequência tem sido objeto de inúmeros estudos e aplicações no campo de pesquisa do plasma para fusão termonuclear [3,4].

Existem seis aspectos que devem ser considerados quando se estuda o problema da deposição de potência de onda eletromagnética de rádio frequência ao plasma a fim de produzir o seu aquecimento. São eles:

- 1 - geração de onda eletromagnética de alta potência;
- 2 - transmissão de potência de RF até a superfície do plasma;
- 3 - transmissão de onda de RF no plasma e acoplamento da energia de RF ao plasma;
- 4 - modificação da onda no plasma;
- 4.a - devido aos processos lineares, tais como: amortecimento de Landau, ressonância ciclotrônica, amortecimento por tem-

po de trânsito e conversão de modos;

- 4.b - devido aos processos não-lineares, tais como: instabilidades paramétricas;
- 5 - absorção da energia de onda pelo plasma;
- 6 - termalização efetiva de energia adicionada ao plasma.

As principais propostas para aquecimento a RF situam-se dentro de vários níveis de potência:

a) para elétrons

- I. ressonância elétrico-ciclotrônica |5,6,7| que é um dos objetivos deste trabalho;
- II. aquecimento não-ressonante |3|;
- III. aquecimento por ressonância híbrida superior |8|;
- IV. aquecimento paramétrico;

b) para íons

- I. ressonância íon-ciclotrônica |9|;
- II. ressonância híbrida inferior |10|;
- III. ressonância íon-acústica;
- IV. bombeamento magnético |7|;
- V. aquecimento pelo tempo de trânsito magnético de bombeamento (TTMP).

Um dos propósitos da máquina LISA é desenvolver nova fonte de plasma para o uso na pesquisa com interesse voltado à fusão termonuclear controlada, além da formação de pessoal nesta área. Dentre possíveis usos da máquina LISA podemos citar:

- a. canhão de microonda;
- b. fonte de plasma para experimento de aquecimento de plasmas por injeção de partículas neutras;
- c. estrutura RF para aquecimento de plasma;

d. aquecimento do plasma trasladado para máquina linear pulsado.

O plasma na LISA foi produzido por uma fonte de microonda com frequência, $f_{RF} = 2,45$ GHz e potência $P_{RF} = 800$ W, podendo esta última operar em regime contínuo ou pulsado.

O presente trabalho consistiu em estudar propriedades de plasma de hélio criado por RF na máquina linear LISA. Esta máquina consiste de uma câmara de vácuo cilíndrica, de aço inoxidável, medindo 255 cm de comprimento total e 17cm de diâmetro e com um campo magnético uniforme numa extensão de 100 cm na sua parte central e um campo de espelho magnético nas extremidades. O valor máximo do campo magnético uniforme, em regime contínuo, atinge 10,5 KGauss e o campo de espelho atinge 13,0 KGauss.

A rádio frequência é injetada lateralmente no ponto $Z = 171$ cm de um dos extremos tomados como referência zero, através de um guia de onda, cuja onda incidente é acoplada diretamente ao plasma por conversão de modos na cavidade.

Em geral a onda é lançada dentro de uma região de baixa densidade do plasma para ter a melhor condição da potência transferida. Nesta região de camada crítica, a onda absorvida pelo plasma e a sua energia se transferem para o elétron ou para o íon, produzindo aquecimento.

A Figura I.1 mostra esquematicamente a máquina LISA com a "Layout" dos solenóides, a localização dos pontos para diagnóstico e a entrada do guia de onda e a componente axial do campo magnético.

O perfil do campo magnético pode ser mudado pela desconexão de um determinado número de bobinas no centro da máquina, produzindo regiões de grande e pequeno volume de ressonância, como mostram as Figuras I.1, I.2 e I.3.

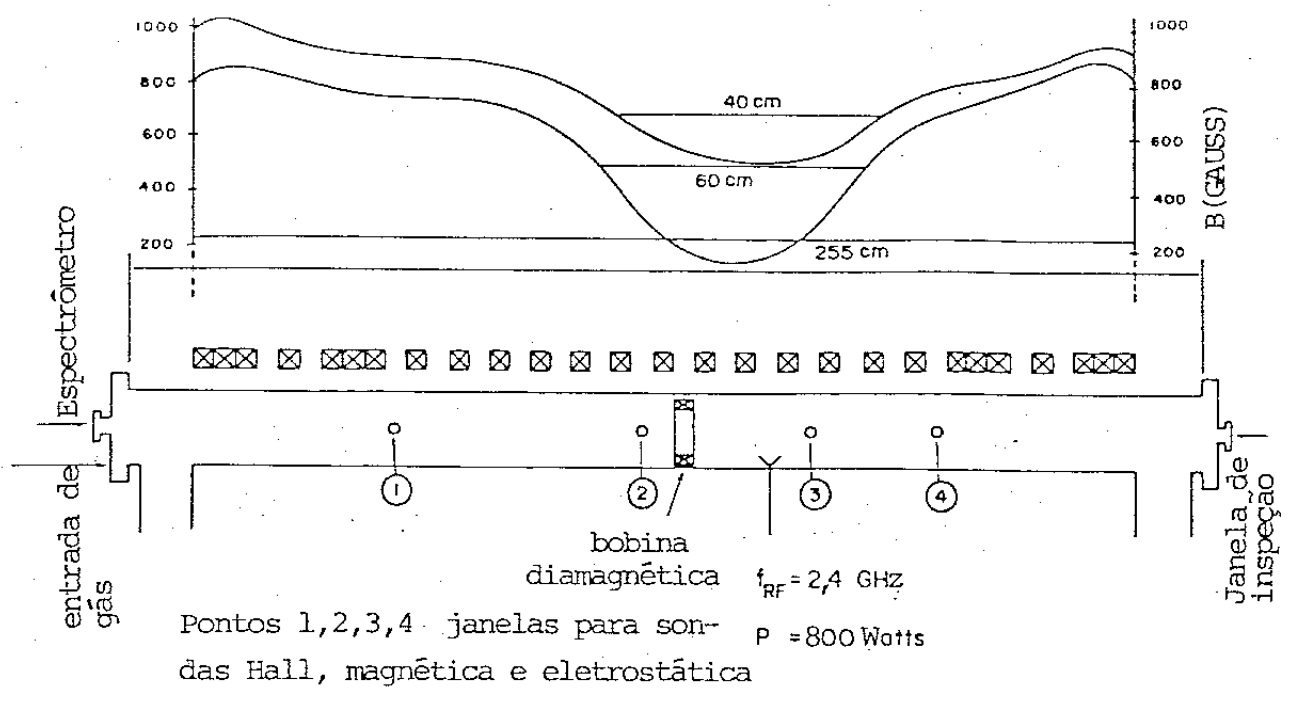


Figura I.1 - Máquina Linear LISA e perfis dos campos magnéticos para as regiões de grande ($L_1 = 60 \text{ cm}$) e pequeno ($L_2 = 40 \text{ cm}$) volume de ressonância, respectivamente

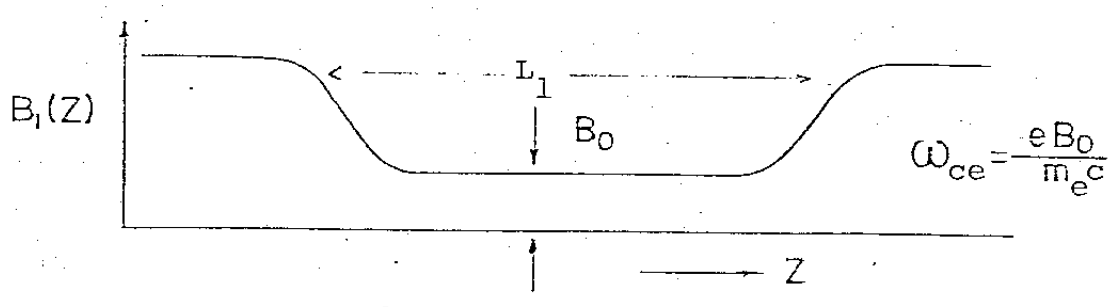


Figura I.2 - Configuração do campo magnético para a região de grande volume de ressonância ($L_1 = 60 \text{ cm}$)

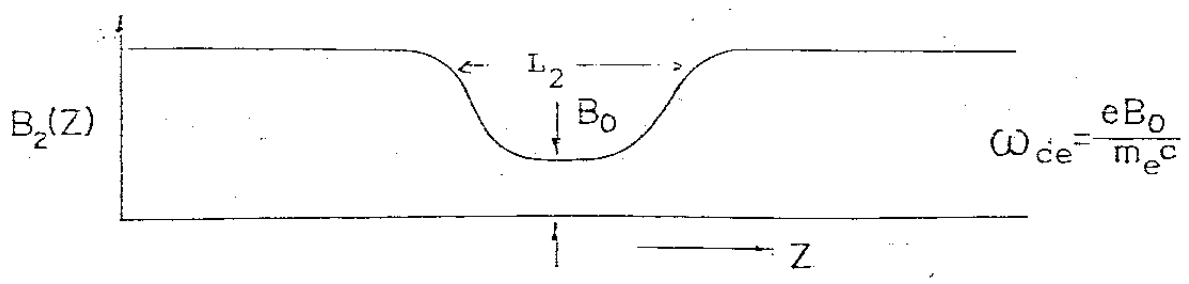


Figura I.3 - Configuração do campo magnético para a região de pequeno volume de ressonância ($L_2 = 40 \text{ cm}$)

A produção de regiões de grande e de pequeno volume de ressonância permite avaliar a razão de aquecimento (α) por ressonância ciclotrônica dos elétrons, ECRH, como função da dimensão da região ressonante. A principal condição de funcionamento é aquela em que a frequência de microonda f_{MO} é igual à frequência ciclotrônica dos elétrons, f_{ce} , chamada de ressonância fundamental [5,6,7].

A ressonância acima referida é válida somente para alguma posição radial onde $\omega_{RF} = \omega_{ce}$, devido ao gradiente radial do campo magnético como mostra a Figura I.4. Para um campo magnético médio da ordem de 875 Gauss, temos uma situação peculiar tal, que, na região de ressonância ciclotrônica, a camada ressonante fica próxima à superfície enquanto que, fora da região de ressonância, a camada ressonante fica próxima ao centro da coluna do plasma. Contudo, o "vale magnético", que é a região de campo pequeno, serve para aumentar a razão de espelho melhorando, desta forma, o tempo de confinamento, como mostra o trabalho de Rapozo, Aihara e Sakanaka [11]. Isto aumenta a frequência de colisão efetiva conseqüentemente aumenta a temperatura do plasma após a termalização. A Figura I.5 mostra o perfil do campo magnético para a região de pequeno volume de ressonância.

A compreensão do comportamento do plasma em cada processo é altamente relevante, e isto pode ser alcançado estudando-se as relações entre os parâmetros macroscópicos tais como: temperatura, densidade, pressão, etc. e cujas medidas são objetos de técnicas de diagnóstico. O motivo do uso de sonda de Langmuir, sonda Hall, sonda magnética, bobina diamagnética e espectrógrafo de prisma como técnicas de diagnóstico decorre da escassez de recursos experimentais na Universidade Federal Fluminense, já que o Laboratório de Plasma da UFF não dispunha de técnicas de diag-

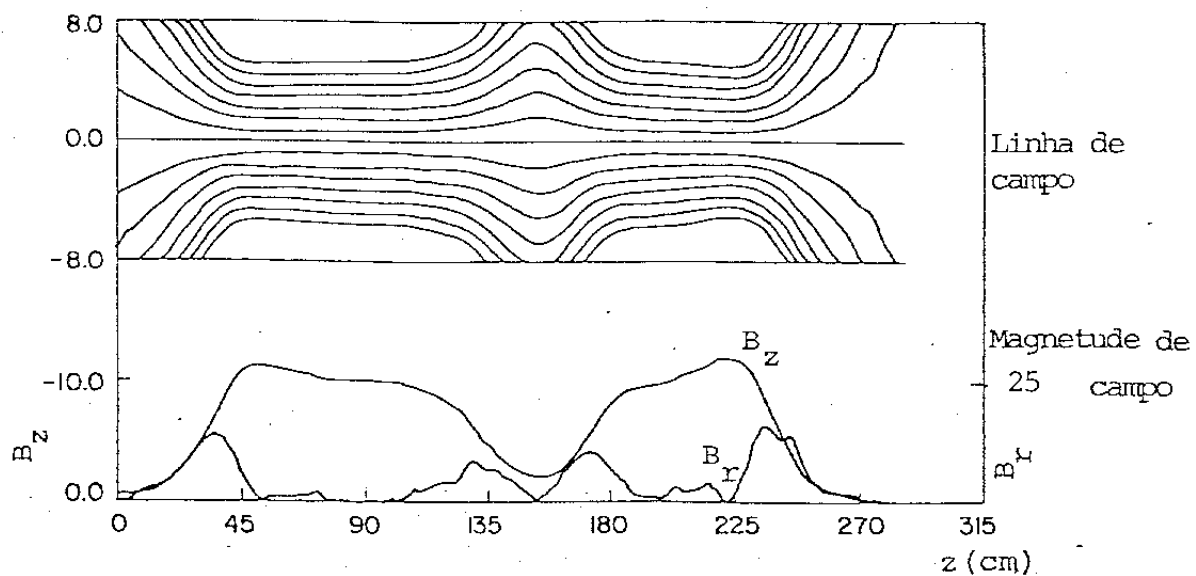


Figura I.4 - Perfil axial das linhas de campo magnético com variação do raio de (-8 a 8 cm) para região de grande volume de ressonância

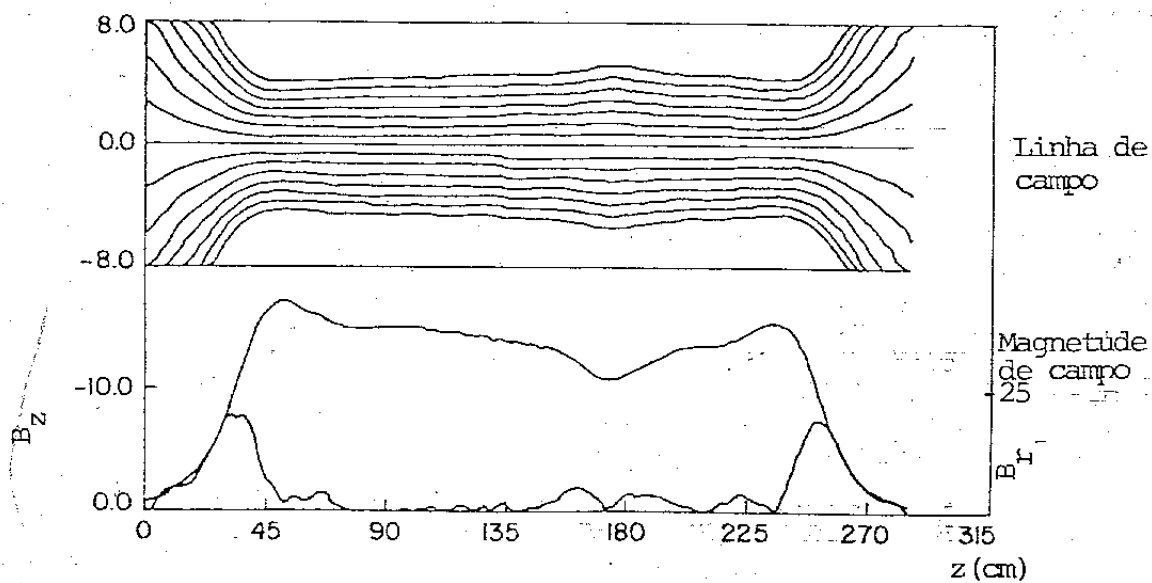


Figura I.5 - Perfil axial das linhas de campo magnético com variação do raio de (-8 a 8 cm) para região de pequeno volume de ressonância

nósticos mais sofisticadas.

Contudo, apesar destas dificuldades, procuramos superá-las dentro do possível e nos preocupamos essencialmente em observar alguns parâmetros tais como: temperatura e densidade eletrônica, T_e e n_e , potencial de plasma e potencial flutuante, V_p e V_F , os quais foram medidos com a sonda eletrostática simples plana e móvel, tanto axial como radialmente, sendo que a temperatura dos elétrons foi também medida com espectrôgrafo de prisma; campos elétricos E_r , E_θ , E_z , foram medidos com sonda eletrostática flutuante móvel.

Também foi obtida a defasagem entre os sinais da onda do plasma, medindo-se a variação temporal entre os sinais de duas sondas eletrostáticas flutuantes, colocadas no eixo, distanciadas entre si de 70cm ($\Delta Z = 70\text{cm}$). Esta medida nos levou a conclusão da existência de onda íon-acústica lenta, com $\omega < \omega_{ci} \cos\theta$, propagando-se com um ângulo, diferente de 90° com respeito ao campo magnético. (Experimentalmente $\theta = 55^\circ$) com uma velocidade de fase $v_f = \left(\frac{k_b T_e}{m_i}\right)^{1/2} \cos\theta$, isto é, $v_f = v_s \cos\theta$, em concordância com os trabalhos de Stepanov|12| e Hirose e outros|13|.

Na exposição deste trabalho, apresentamos no Capítulo II os fundamentos teóricos necessários para sua compreensão, onde abordamos não só os assuntos em pauta como também fizemos uma ligeira digressão sobre guia de ondas e cavidade cilíndrica. E, finalmente, como parte principal desta seção, mostramos uma nova expressão para corrente de saturação de íons, a qual modifica a teoria de Bohm|14| para sondas em plasmas e verificamos a dependência da variação do potencial flutuante não perturbado V_{F0} versus amplitude de voltagem V_{RF} aplicada, desenvolvida por Aihara e Lampis|15|. A teoria de Aihara e Lampis tem boa concordância com os dados experimentais, com a exceção de:

1. quando o valor RMS (V_{RMS}) da voltagem alternada for maior que a temperatura dos elétrons, $eV_{RMS}/k_b T_e \approx 20$ os valores de V_{F0} calculados a partir de T_e não são compatíveis;
2. quando a frequência da voltagem de RF aplicada atingir valores correspondentes ao pico de ressonância plasma-sheath, a concordância entre os valores calculados de V_{F0} e aqueles medidos experimentalmente não é boa.

Estes fatos nos levam a desenvolver uma nova teoria para explicar os dados experimentais, considerando-se a dependência da corrente de saturação de íon na voltagem RF aplicada $|1|$.

No Capítulo III onde abordamos somente aspectos mais essenciais, apresentamos a descrição do sistema experimental e do diagnóstico.

No Capítulo IV apresentamos resultados experimentais que, em grande parte, estão ilustrados na forma de gráficos.

No Capítulo V apresentamos a conclusão e sugestões para trabalhos futuros.

No desenvolvimento deste trabalho usou-se o sistema Gaussiano de unidades.

CAPÍTULO II

FUNDAMENTOS TEÓRICOS

II.1 - Principais Tópicos

Neste Capítulo fizemos uma revisão sucinta dos aspectos teóricos mais relevante e necessários para análise dos dados experimentais deste trabalho, cujos tópicos principais são:

- II.1.1 - ressonância ciclotrônica dos elétrons ECR;
- II.2 - absorção ressonante;
- II.3 - ondas íon-acústicas em um plasma magnetizado;
- II.4 - estudo sucinto sobre guias de onda, dada sua importância na realização deste trabalho;
- II.5 - desenvolvimento teórico de uma nova expressão da corrente de saturação de íons I_{is} , devido aos efeitos da RF, que é basicamente uma expressão corrigida da teoria de Bohm, sendo esta parte, a nosso ver, a de maior importância deste Capítulo. Este ponto será revisado com maior profundidade, no Capítulo IV.

II.1/1 - Ressonância Ciclotrônica dos Elétrons (ECR)

As propriedades das ondas em plasma magnetizado têm sido objeto de interesse dos físicos há muito tempo. A combinação da não-homogeneidade e efeitos de temperatura num meio anisotrópico gera uma grande variedade de fenômenos tais como: a atenuação não-colisional, conversão de modo de propagação, instabilidades e comportamentos não-lineares. Contudo, apesar deste interesse

de longo tempo, o uso bem sucedido de ondas de RF para o aquecimento do plasma é de data recente. Algumas dificuldades inerentes ao estado do plasma têm surgido, não permitindo a identificação experimental dos processos fundamentais que ocorrem no aquecimento por rádio frequência, tais como, acoplamento, propagação e atenuação de ondas. Pontos obscuros ainda permanecem em cada parte desta trilogia de acordo com Jacquinet|16|.

Nos parágrafos subsequentes abordaremos alguns aspectos sobre a absorção ciclotrônica, influência do campo magnético no aquecimento do elétron por ressonância ciclotrônica (ECR) e por absorção ressonante.

II.1.2 - Absorção Ciclotrônica

Quando a frequência da fonte ω_{RF} é comparável à frequência de ciclotron dos elétrons ω_{ce} , ou seus harmônicos, então a atenuação ciclotrônica de onda eletromagnética devido aos elétrons pode ser considerada, no caso em que a condição de ressonância $|(\omega_{RF} - l\omega_{ce}/k v_{Te})| \ll 1$ é satisfeita. A zona de ressonância segundo Fielding|17| é dada pela expressão $\Delta R = 2R kv_{Te}/l\omega_{ce}$, onde R é o raio do plasma cilíndrico, k o vetor de onda, v_{Te} a velocidade térmica dos elétrons. Em geral ΔR é muito menor que o diâmetro do plasma. No caso da Máquina LISA, ΔR é da ordem de 0,14 cm para um campo magnético externo B_0 de aproximadamente 875 Gauss, temperatura da ordem de 47 eV e f_{RF} de 2,45 GHz.

Devido à alta frequência empregada, a onda eletromagnética, injetada através do guia de onda conectado à parede da câmara de vácuo, se propaga livremente dentro do plasma até o ponto em que a camada ressonante do plasma é atingida e a potência pode ser eficientemente acoplada ao plasma. Fora da zona de res-

sonância a propagação da onda é bem descrita pela relação de dispersão dada por Fielding [17]:

$$n^2 = 1 - \frac{x(1-x)}{2(1-x) - y \sin^2 \theta + y^2 \sin^4 \theta + 4y(1-x)^2 \cos^2 \theta}, \quad (\text{II-1})$$

onde, $x = \omega_{pe}^2 / \omega_{RF}^2$, $y = \omega_{ce}^2 / \omega_{RF}^2$ e θ é o ângulo entre o vetor de onda \vec{k} e o campo magnético \vec{B}_0 . Um dos modos de propagação, a onda ordinária (0), é distinguida pelo fato de que quando $\theta = \pi/2$, ela se afigura a uma onda puramente transversal com campo elétrico \vec{E} paralelo a \vec{B}_0 . O modo extraordinário (x) é polarizado com \vec{E} normal a \vec{B}_0 quando $\theta = \pi/2$, mas esta onda tem uma componente longitudinal. Para outros ângulos de incidência ambas as ondas têm polarização elíptica. É importante ressaltar que, quando $\theta = 0$, o modo ordinário é circularmente polarizado à esquerda e o extraordinário é circularmente polarizado à direita, neste último modo o vetor campo elétrico gira no mesmo sentido dos elétrons dentro do campo magnético. Como pode ser visto no diagrama CMA, Figura II.1, o modo ordinário se propaga até que a densidade atinja o valor crítico $\omega_{RF} = \omega_{pe}$. Se $\omega_{RF} > |\omega_{ce}|$, (isto é, $y < 1$), então o modo extraordinário é sempre refletido antes que o modo ordinário, quando atinge a baixa densidade ciclotrônica de corte em $x = 1 - \sqrt{y}$. Ao contrário, quando $y > 1$ o modo extraordinário se propaga livremente até que a alta densidade de corte seja alcançada em $x = 1 + \sqrt{y}$. Seguindo este raciocínio concluímos que a ressonância híbrida superior ($x = 1 - y$) é acessível para o modo extraordinário sobre a trajetória do tipo A na Figura II.1.

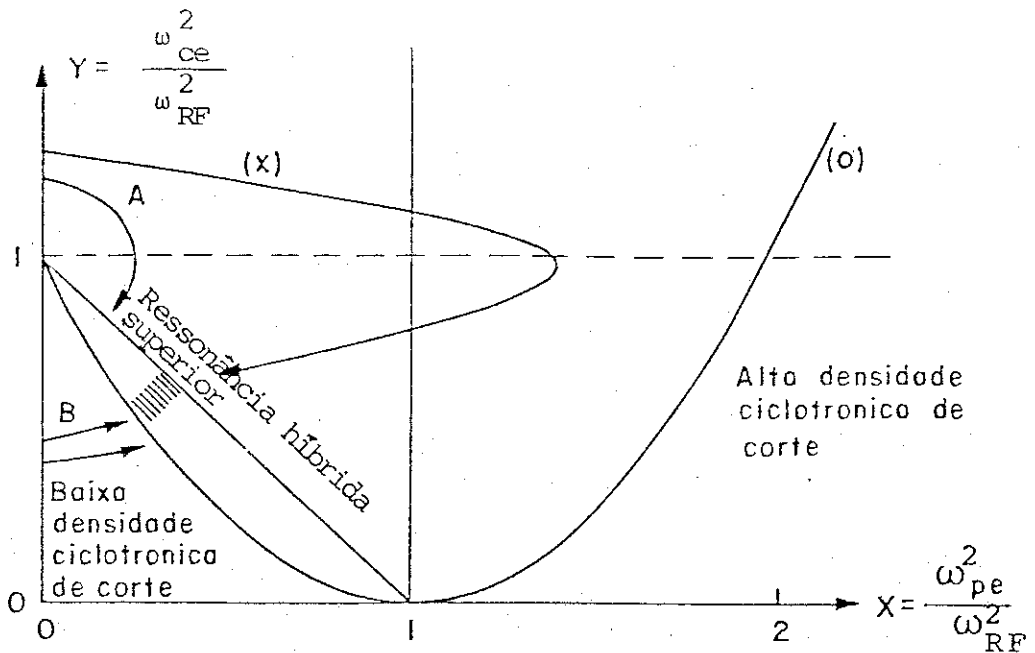


Figura II.1 - Diagrama CMA reduzido para alta frequência de operação

No caso da ressonância fundamental ($l = 1$), ambos os modos têm atenuação ciclotrônica. Com exceção do modo extraordinário, com incidência paralela ($\theta = 0$), as correções térmicas para a onda do plasma frio são pequenas e a teoria da perturbação fornece o coeficiente de atenuação, Akhiezer e outros [18],

$$\chi_{\pm} = \frac{\beta_e f_{\pm}(\theta, x) e^{-\xi_{\pm}^2}}{|\omega_{RF}(\xi_{\pm})|^2}, \quad (\text{II } 2)$$

onde: $\beta_e = v_{Te}/c$, $\xi_{\pm} = |(\omega_{RF} - |\omega_{ce}|)/(\omega n_{\pm} \beta_e \cos\theta)|$ e n_{\pm} são os índices de refração do plasma frio com $y = 1$.

As funções $f_{\pm}(\theta, x)$ são mostradas na Figura II.2., onde podemos observar que a absorção do modo ordinário cresce com o ângulo de incidência atingindo maiores valores nas proximidades de 90° . Neste caso pode-se estimar o nível de potência transfe-

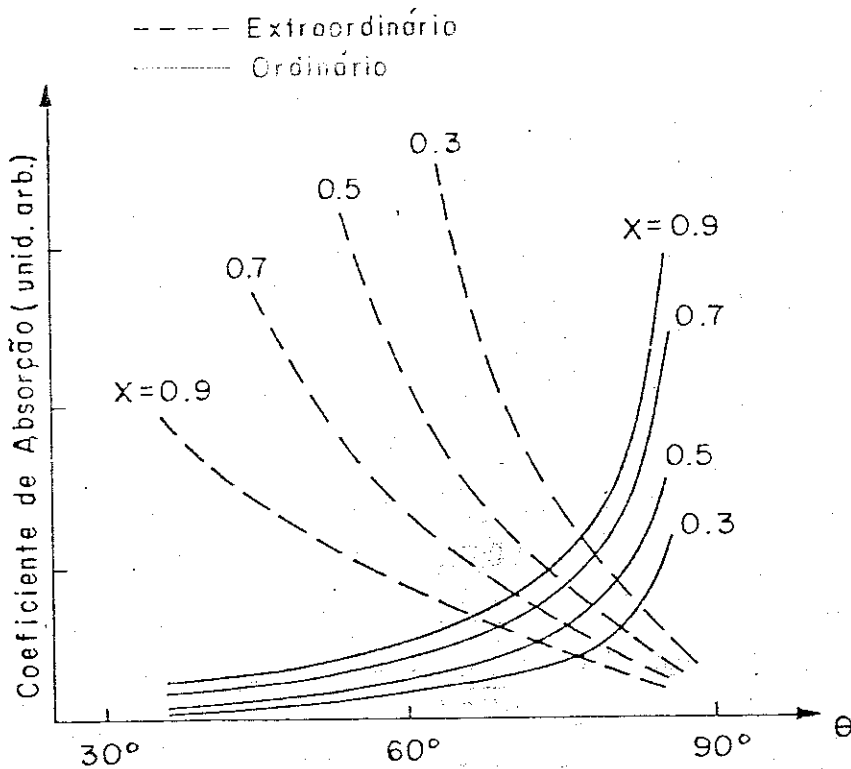


Figura II.2 - Variação angular dos coeficientes de atenuação na ressonância ciclotrônica dos elétrons

rida ao plasma, usando-se a profundidade ótica definida como inverso do coeficiente de atenuação média que é dado por:

$$\langle \chi \rangle = \frac{2\omega}{c} \int \chi_{\pm} \cos\theta \, ds \quad (\text{II-3})$$

A expressão acima pode ser reescrita, após alguns cálculos aproximados, como:

$$\langle \chi_{+} \rangle = \frac{\pi}{4} R \frac{\omega}{c} n_{+} \beta_e^2 \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} \quad (\text{II-4})$$

O limite superior na densidade de ressonância é imposto pelo corte do modo ordinário para modo $\omega_{pe} < |\omega_{ce}|$. A fração da potência incidente absorvida pela camada ressonante é dada por,

$$(1 - e^{-\langle \chi_{+} \rangle}) \quad (\text{II-5})$$

bem abaixo do corte onde,

$$\langle \chi_{+} \rangle \sim \frac{e\pi^2}{m_e c^2} R \frac{n_e k_B T_e}{B_0}$$

A absorção efetiva em máquinas pequenas é calculada considerando-se as múltiplas reflexões de ondas não absorvidas na câmara de vácuo. Uma maneira conveniente de obter um bom aquecimento pelo modo ordinário é o lançamento lateral da onda. A absorção do modo extraordinário é muito mais fraca nestes casos a menos que o ângulo θ seja pequeno cujo arranjo prático é extremamente difícil. O corte devido à alta densidade restringe a penetração do modo extraordinário ($\omega_{pe}^2 > 2\omega_{ce}^2$). Ondas Bernstein se propagam a partir da camada híbrida superior, quase perpendicular ao campo magnético na região de alta densidade, Maekawa e outros [19], onde elas são fortemente atenuadas à medida que se aproxima da ressonância ciclotrônica.

II.1.3 - Influência do Campo Magnético no Aquecimento do Elétron na ECR

Em operação de regime a temperatura do elétron T_e , é calculada pelo balanceamento da razão de aquecimento com a razão de perda da energia. Considerando-se a equação do balanço de energia, temos:

$$\frac{\partial T_{ej}}{\partial t} = \alpha_j - \frac{T_{ej}}{\tau_j} \quad (j = 1, 2) , \quad (\text{II-6})$$

onde α é a razão de aquecimento e τ é o tempo de confinamento da energia, e os índices 1 e 2 referem-se a região de grande e pequeno volume de ressonância, respectivamente.

No estado estacionário, temos:

$$T_{ej} = \alpha_j \tau_j . \quad (\text{II-7})$$

O tempo de confinamento de energia pode ser calculado como uma função da razão de espelho e tempo de colisão. A razão de aquecimento ciclotrônico pode ser calculada a partir de uma considerável variedade de métodos, como pode ser verificado nos trabalhos de Kuckes |20| e Eldridge |21|, e o resultado é:

$$\frac{d\langle w \rangle}{dt} = \pi c \int n_e e E_{\perp}^2 \delta(B - B_0) dv / 2 \int n_e dv, \quad (\text{II-8})$$

onde n_e é a densidade eletrônica, E_{\perp} é a intensidade do campo RMS na frequência ω perpendicular a \vec{B} e B_0 é a intensidade do campo magnético ressonante ($B_0 = \frac{cm\omega}{e}$), $\langle w \rangle$ é a energia do elétron e a integral é sobre o volume do plasma.

Considerando-se a cavidade da microonda suficientemente grande em relação ao comprimento de onda de rádio frequência e o campo elétrico homogêneo e aleatório, pode-se reescrever a equação (II-8) como:

$$\frac{d\langle w \rangle}{dt} = \pi e \langle E^2 \rangle c \int n_e \delta(B - B_0) dv / 3 \int n_e dv = [ec \langle E^2 \rangle / B_0] \alpha, \quad (\text{II-9})$$

onde

$$\alpha = \pi B_0 \int n_e \delta(B - B_0) dv / 3 \int n_e dv.$$

O valor de α depende somente da forma do campo magnético, posição da zona de ressonância e distribuição espacial da densidade do plasma. A quantidade α pode ser calculada numericamente como uma função de B_0 para a máquina LISA, supondo uma densidade que seja constante no espaço. Em nosso trabalho medimos a temperatura para regiões distintas de campo magnético e determinamos α , cujos resultados apresentam uma boa concordância com os trabalhos de Barter |6| e Owens |7|.

II.2 - Absorção Ressonante

II.2.1 - Considerações Gerais sobre Absorção Ressonante no Experimento

Antes de entrarmos no aspecto físico específico da absorção ressonante, cabe aqui introduzir um pequeno preâmbulo que justifique tal fato.

Devido à pequena dimensão radial do plasma ($r \approx 8$ cm), campo magnético fraco ($\sim 1,0$ kGauss) e baixo valor de frequência de operação (2,45 GHz), o método WKB para a aproximação dos cálculos da ressonância ciclotrônica do elétron (ECR) na máquina LISA não pode ser usado.

A análise global da estrutura do modo radial é mais importante. As condições de contorno passam a ser uma parte essencial do problema. Além disso a situação torna-se mais complicada, tendo em vista a ressonância de Langmuir na camada do plasma.

Uma oscilação eletrostática pode ser excitada pela componente radial do campo elétrico na zona próxima do guia de onda. De fato o perfil de E_r , medido com sonda eletrostática flutuante apresenta um pico em $r \approx -3$ cm.

Por convenção as posições radiais no plano horizontal, no lado do guia de ondas são denotadas como valores negativos e no lado oposto são positivos. Tal distinção torna-se necessária desde que a absorção das ondas de Langmuir quebra a simetria cilíndrica. Acreditamos que esta absorção ressonante seja o maior mecanismo de aquecimento em nosso caso devido ao fato de que a temperatura do plasma não é sensível ao campo magnético (plasma difuso). A potência média absorvida por processo colisional Appert e outros [22] é:

$$P = \frac{v}{8\pi} L \int |E_r|^2 2\pi r dr . \tag{II-10}$$

onde L e r são comprimento e raio da coluna de plasma, E_r é a componente radial do campo elétrico e v é a frequência de colisão.

II.2.2 - Descrição Física do Fenômeno de Absorção Ressonante

Considerando uma onda incidente sobre uma camada de plasma cuja densidade aumenta na direção da propagação. No caso da incidência normal a onda penetrará até o ponto r_1 , onde:

$$\epsilon(r_1) = 1 - \frac{\omega_{Pe}^2(r_1)}{\omega_{RF}^2} = 0 . \tag{II-11}$$

Para um plasma não absorvente (plasma frio) uma onda estacionária é formada, pois a onda é refletida no ponto $r = r_1$ (para r além de r_1 a amplitude da onda decai exponencialmente)

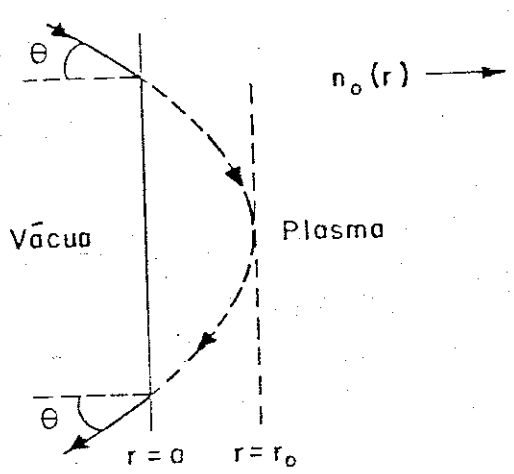


Figura II.3 - Incidência oblíqua da microonda na região vácuo-plasma

A Figura II.3 mostra a trajetória da incidência oblíqua da onda na região plasma-vácuo cuja densidade aumenta à medida que o raio da coluna do plasma diminui.

Tomando-se por base a incidência oblíqua mostrada na Figura II.3, a onda será refletida em $r = r_0$, onde:

$$\text{sen } \theta = \left[1 - \frac{\omega_{Pe}^2(r_0)}{\omega_{RF}^2} \right]^{1/2} \quad (\text{II-12})$$

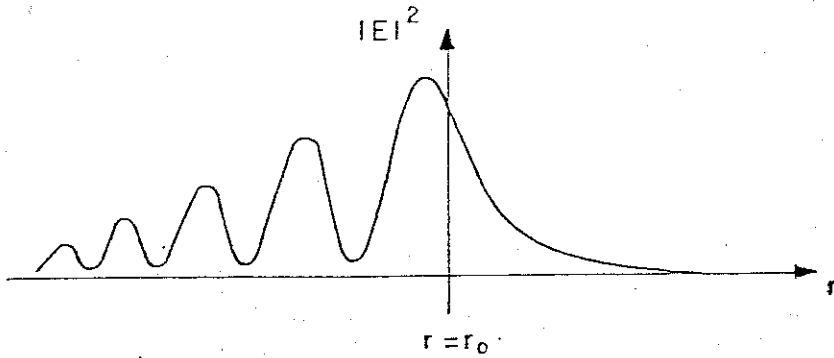


Figura II.4 - Variação espacial da intensidade do campo elétrico da microonda para a polarização S e incidência oblíqua

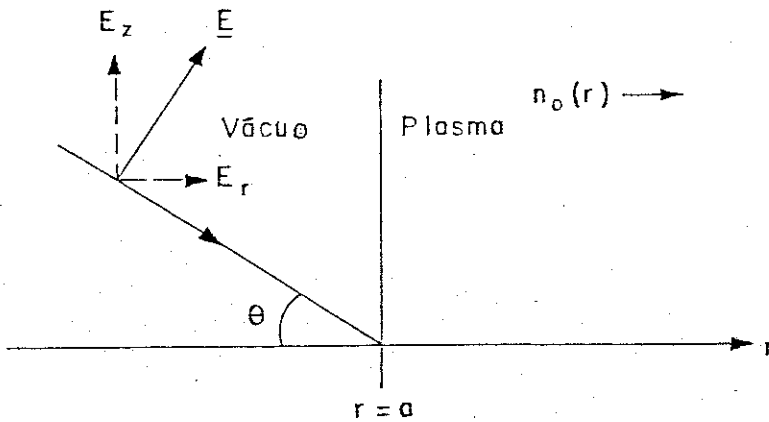


Figura II.5 - Configuração do campo \vec{E} e \vec{k} para polarização P

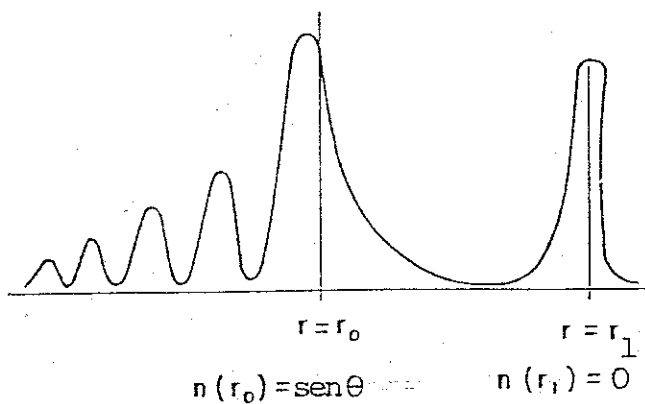


Figura II.6 - Variação espacial da intensidade do campo elétrico para a polarização P e incidência oblíqua

Consideremos as duas polarizações possíveis da onda:

- a) Polarização S: Campo elétrico \vec{E} , normal ao plano de incidência. A distribuição do módulo do campo elétrico para esta polarização pode ser vista na Figura II.4. Ela mostra que a partir de $r = r_0$ o mesmo se extingue.
- b) Polarização P: Campo elétrico \vec{E} , paralelo ao plano de incidência. A Figura II.5 mostra que haverá um componente de \vec{E} , definido como E_r , na direção do gradiente da densidade e a Figura II.6, ilustra o comportamento da amplitude do campo elétrico.

Não obstante o campo elétrico decair exponencialmente após $r = r_0$, o componente E_r , pode sofrer um efeito de tunelamento através da ressonância do plasma, onde o índice de refração $n(r_1) = 0$, e se acopla à onda de plasma longitudinal. A energia do modo transversal é convertida para o modo longitudinal excitando-o. Desta forma a energia deixa de ser refletida pois boa parte dela é acoplada ao plasma onde eventualmente é dissipada via atenuação de Landau, Lashmore [23].

Isto pode ser explicado com a ajuda das equações de Maxwell na forma abaixo:

$$\nabla \cdot [\epsilon(r)\vec{E}] = 0 \quad , \quad (\text{II-13})$$

a qual, após sua expansão será reescrita como:

$$\epsilon(r)\nabla \cdot \vec{E} + (\vec{E} \cdot \nabla)\epsilon(r) = 0 \quad . \quad (\text{II-14})$$

Tomando a equação de Poisson,

$$\nabla \cdot \vec{E} = 4\pi e (n_i - n_e) \quad , \quad (\text{II-15})$$

e considerando ainda o termo de gradiente da equação (II-14) na forma,

$$\nabla \epsilon(r) = \nabla \left[1 - \frac{\omega_{Pe}^2(r)}{\omega_{RF}^2} \right] \propto - \frac{dn_0}{dr}$$

teremos a proporcionalidade

$$4\pi e (n_i - n_e) \propto \frac{\vec{E} \cdot \nabla n_0}{\epsilon(r)} \quad . \quad (\text{II-16})$$

Este resultado simples mostra as principais características da absorção ressonante:

Primeiro: As perturbações da densidade são excitadas, somente, pela onda com um componente do seu campo elétrico \vec{E} , na direção do gradiente de densidade.

Segundo : Estas perturbações são excitadas ressonantemente no ponto r_1 , no qual: $\epsilon(r_1) = 0$ e $\omega_{Pe}(r_1) = \omega_{RF}$.

Assim, o mecanismo básico de aquecimento num plasma não homogêneo é feito através da absorção ressonante da onda incidente. A absorção ressonante aparece devido ao comportamento singular da equação de onda para um plasma não uniforme no ponto em que a frequência de onda incidente iguala-se a alguma das frequências características locais ($\omega_{Pe}, \omega_{Pi}, \omega_A$, etc.). No regime de altas frequências, foi identificada a absorção ressonante ($\omega_{RF} = \omega_{Pe}(r_0)$), com a manifestação de um modo de conversão ressonante da onda incidente em ondas de Langmuir.

Extensivos estudos têm sido feitos sobre a conver-

são de valores para altas frequências por Hasegawa e outros [24].

Uma vez que a onda incidente tenha sido absorvida, o processo de termalização pode ocorrer na coluna por vários caminhos, tais como:

1. aquecimento colisional ou Bremsstrahlung inverso;
2. viscosidade;
3. aquecimento não colisional ou anômalo.

Em outras palavras, a energia de onda incidente pode ser absorvida por qualquer destes processos. A onda do modo-convertido tem sua energia dissipada por vários mecanismos lineares ou não lineares. No regime linear podemos citar a atenuação de Landau dos elétrons e bombeamento magnético por tempo de trânsito. No regime não linear temos atenuação de Landau não linear e decaimento paramétrico. A termalização ocorrerá por colisões ou efeito de viscosidade.

II.2.3 - Conservação de Energia

Usando equações de Maxwell e equação de movimento, podemos escrever uma expressão para a conservação de energia para uma onda que interage diretamente com o plasma:

$$\nabla \cdot \vec{P} + \frac{\partial W_{EM}}{\partial t} = \vec{J} \cdot \vec{E} , \quad (\text{II-17})$$

onde

$$W_{EM} = W_E + W_M = \frac{E^2 + B^2}{8\pi} \quad e \quad (\text{II-18})$$

$$\vec{P} = (\vec{E} \times \vec{B}) c / 8\pi . \quad (\text{II-19})$$

Como estamos interessados em obter valores médios temporais de potências absorvidas, considerando o plasma como um meio

fracamente dissipativo, depois de alguns passos algébricos chega-se ao teorema de Poynting dado por:

$$\nabla \cdot \vec{P} + \left\langle \frac{\partial W_M}{\partial t} + \frac{\partial W_E}{\partial t} + \frac{\partial W_k}{\partial t} \right\rangle = \left\langle \frac{\partial W_F}{\partial t} \right\rangle, \quad (\text{II-20})$$

onde \vec{P} é o vetor de Poynting, W_M é a densidade de energia magnética e W_E a densidade de energia elétrica. O termo $-\left\langle \frac{\partial W_k}{\partial t} \right\rangle$ é o decréscimo da densidade de energia cinética, devido ao amortecimento da onda; o outro termo $-\left\langle \frac{\partial W_F}{\partial t} \right\rangle$ é o decréscimo da densidade de energia cinética devido às colisões, energia esta que é convertida em calor. O primeiro termo ($-\left\langle \partial W_k / \partial t \right\rangle$) está associado no movimento organizado das partículas, sob efeito da onda (movimento coerente). Este movimento em fase com a onda é reversível.

O segundo termo ($-\left\langle \partial W_F / \partial t \right\rangle$) está associado ao movimento desordenado das partículas, sob efeito das colisões (movimento não coerente). É interessante observar que, quando a partícula absorve energia da onda por algum tipo de interação ressonante, esta energia fica armazenada na partícula sob a forma de energia coerente, sendo possível a onda recuperá-la, desde que não haja colisão que destrua a coerência do movimento de forma que haja termalização da energia absorvida, Stix [25].

A equação (II-20) é completamente geral, envolvendo tanto colisões diretas como efetivas devido ao processo Bremsstrahlung inverso. O termo da direita representa também a taxa de absorção devido a efeitos não colisionais ou anômalos que basicamente são produzidos por decaimento paramétrico.

II.2.4 - Decaimento Paramétrico

Várias instabilidades paramétricas podem ser excitadas através dos modos naturais de oscilação do plasma. Para um plas-

ma morno com $T_e \gg T_i$, podemos representar estes modos pelo diagrama de dispersão da Figura II.7, onde os índices T, L e S

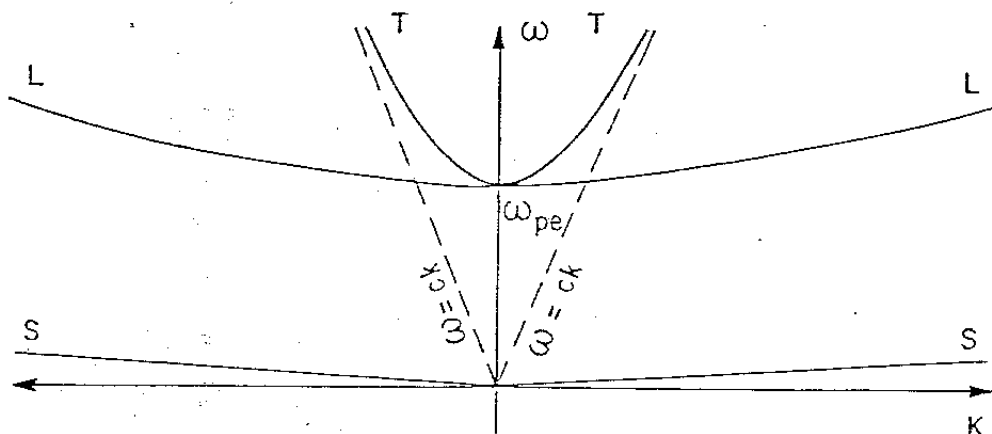


Figura II.7 - Diagrama de dispersão para um plasma infinito, não colisional e não magnetizado

representam a onda eletromagnética transmitida, onda de Langmuir longitudinal e onda íon-acústica longitudinal respectivamente.

Os processos paramétricos podem ser classificados:

- Decaimento paramétrico: $T = L + S$.
- Decaimento de dois plasmons: $T = L_1 + L_2$.
- Espalhamento estimulado de Brillouin: $T = T' + S$.
- Espalhamento estimulado de Raman: $T = T' + L$.

O nosso interesse recai essencialmente sobre o decaimento paramétrico tendo em vista a relativa compatibilidade deste processo com o nosso trabalho.

Neste mecanismo deve haver conservação de energia e de momento, o que equivale as relações seguintes:

$$\begin{aligned}\omega_T &= \omega_L + \omega_S ; \\ \vec{k}_T &= \vec{k}_L + \vec{k}_S .\end{aligned}$$

Para plasmas não-relativísticos $|k_T| \ll |k_L|$ de tal forma que $|k_L| \approx |k_S|$.

Observa-se ainda as igualdades $\omega_T^2 = \omega_{Pe}^2 + c^2 k_T^2$ e $\omega_L^2 = \omega_{Pe}^2 + \gamma_e v_{Te}^2 k_L^2$. Onde γ_e é a razão entre os calores específicos dos elétrons.

Além do mais, o processo é bi-dimensional já que o campo elétrico transversal, \vec{E}_T , da microonda deve estar alinhado com \vec{k}_L e \vec{k}_S a fim de acoplar as ondas de Langmuir e íon-acústicas. Tal fato pode ser ilustrado como mostra o diagrama vetorial deste processo na Figura II.8.

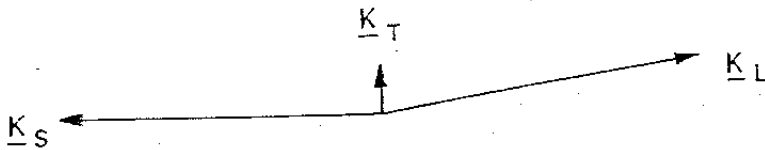


Figura II.8 - Configuração do vetor de onda para o decaimento do modo TE em onda de Langmuir e íon-acústica, respectivamente.

Como este processo resulta na conversão de energia de microonda em modos eletrostáticos do plasma, Ginsburg|32|, isto produzirá um aumento na absorção. Pode-se verificar, também, que em face de $\omega_S \ll \omega_{Pe}$ e $\omega_L \approx \omega_{Pe}$, esta instabilidade poderá ocorrer somente na vizinhança da superfície crítica do plasma onde $\omega_{RF} \approx \omega_{Pe}$.

Para o decaimento paramétrico, a razão da densidade de energia da onda eletromagnética e a densidade de energia do plasma são dadas por: $|E_0|^2 / 8\pi n_e k_B T_e$. Esta expressão é uma quantidade pequena (< 1), o que permite determinar o limiar da amplitude da micro-onda.

II.5.4 - Bremsstrahlung Inverso

O processo de Bremsstrahlung inverso pode ter um papel importante na ionização do gás e aquecimento do plasma pela absorção da onda eletromagnética. A natureza exata deste processo não é bem conhecida, devido ao fato de que o mesmo é do tipo mul

tifotônico.

Dentro do ponto de vista clássico, um elétron, num campo elétrico oscilatório de frequência ω , e amplitude E_0 , tem uma energia cinética média $e^2 E_0^2 / 2m_e \omega_{RF}^2$. Se o elétron faz uma colisão num intervalo de tempo Δt , curto em relação ao período dos pulsos de RF, então, o elétron ganha a energia desta ordem. A taxa de aumento de energia cinética do elétron por colisão é de acordo com Seely e outros [25].

$$\frac{d \langle w \rangle}{dt} = \frac{e^2 E_0^2}{2m_e \omega_{RF}^2} \nu_{ef} \quad (II-21)$$

onde ν_{ef} é a frequência efetiva de absorção. Em geral, esta frequência depende de E_0 , como é mostrado nos cálculos, tanto clássico, Silin e outros [27] quanto quânticos, Lima e outros [28].

Os resultados mais representativos, para diferentes dependências com E_0 são:

$$\nu_{ef} = \frac{4}{3} \frac{\sqrt{2\pi} n_e Z^2 e^4 \ln \Lambda}{m_e^2 v_{Te}^3} \quad (II-22)$$

Para campos fracos, isto é, $\frac{eE_0}{m_e \omega_{RF}} \ll v_{Te}$ é:

$$\nu_{ef} = 8\pi^2 n_e Z^2 e \frac{m_e \omega^3}{E_0^3} \quad (II-23)$$

para campos fortes, ou seja, $\frac{eE_0}{m_e \omega_{RF}} \gg v_{Te}$ onde v_{Te} é a velocidade térmica dos elétrons, Z a ordem de ionização, n_e a densidade dos elétrons e m_e a massa dos elétrons. Contudo, tais resultados têm validade somente quando o potencial Coulombiano não é modificado pela rádio frequência e a expressão,

$$\nu_{ef} = \frac{4}{7} F \sqrt{2\pi} \frac{Z^2 e^4 n_e}{m_e^2 v_{Te}^3} \frac{(k_D \cdot d)^4}{\left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{RF}^2}\right)^2} \quad (II-24)$$

tem validade quando o potencial Coulombiano é modificado pela raio frequência.

Na expressão (II-24), F é um fator numérico, k_D o vetor de onda de Debye e d é a amplitude da oscilação do elétron no campo oscilante. O valor de F varia entre 0,1 a 0,2.

A última expressão obtida por Lima e outros torna-se relevante no sentido de que a mesma mostra explicitamente que a absorção acontece perto de $\omega_{RF} \sim \omega_{Pe}$.

No Capítulo IV, comparamos o valor desta frequência efetiva, ν_{ef} , com os resultados obtidos experimentalmente.

II.2.6 - Amortecimento de Landau

Uma das propriedades mais importantes dos processos coletivos num plasma sem colisão é a atenuação que sofrem as ondas longitudinais do plasma devido à distribuição térmica das partículas. Vamos considerar a relação de dispersão:

$$\epsilon(k, \omega) = 1 + \frac{k_D^2}{k^2} W \left[\frac{\omega}{k \left(\frac{k_B T_e}{m_e} \right)^{1/2}} \right], \quad (II-25)$$

onde W é a função de Fied e Conte [29], k_B é a constante de Boltzmann, W a frequência de oscilação, k o vetor de onda e ϵ é a constante dielétrica.

No caso em que os modos coletivos são dominantes, teremos:

$$\epsilon(k, \omega) = 0. \quad (II-26)$$

A equação (II-26) pode ser resolvida analiticamente quando $\frac{\omega}{k \left(\frac{k_B T_e}{m_e} \right)^{1/2}} \gg 1$.

Desta forma, a expansão da função W leva a

$$1 - \frac{\omega_{Pe}^2}{\omega_{RF}^2} - \frac{3\omega_{Pe}^2 k^2}{\omega_{RF}^4} \left(\frac{k_B T_e}{m_e} \right) + i\sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega k_D^2}{k^3 \left(\frac{k_B T_e}{m_e} \right)^{1/2}} \exp \left[-\frac{\omega_{RF}^2}{2k^2 \left(\frac{k_B T_e}{m_e} \right)} \right], \quad (II-27)$$

onde ω é complexa, $\omega = \omega_k + i\gamma_k$.

A equação (II-27) fornece as expressões

$$\omega_k^2 = \omega_{Pe}^2 + 3(k_b T_e / m_e) k^2 \quad e \quad (II-28)$$

$$\gamma_k = - \left(\frac{\pi}{8}\right)^{1/2} \omega_{Pe} \frac{k_D^3}{k^3} \exp \left[- \frac{\omega_k^2}{2k^2 (k_b T_e / m_e)} \right]. \quad (II-29)$$

Nesta análise, $k \ll k_D$ e a frequência do modo k é modificada pelo movimento térmico dos elétrons. O aparecimento da parte imaginária negativa γ_k , implica que a oscilação do plasma não pode ser permanente, Dawson [30].

Essa atenuação foi primeiramente estabelecida por Landau [31], a qual classicamente pode ser explicada, em termos do acoplamento ressonante entre as ondas e aquelas partículas que estão se movimentando com velocidades da ordem da velocidade de fase das ondas $v_f = \frac{\omega}{k}$. As partículas que têm velocidade levemente maior que a velocidade da onda, transferem parte de sua energia para a onda. Entretanto, as partículas com velocidade menor que a velocidade de fase da onda são aceleradas e absorvem energia da onda. Este processo pode acontecer toda vez que a onda eletromagnética da microonda for convertida em modos eletrostáticos (ondas de plasma). Em particular, as partículas são aquecidas pela atenuação, de Landau, das ondas de plasma durante um tempo suficientemente longo. Mas a função de distribuição dos elétrons é modificada de tal maneira que o processo se extingue e as partículas, agora, cedem energia ao sistema. Restabelecida as condições anteriores da função distribuição, novamente aparece o processo de atenuação.

II.3 - Ondas Íon-acústicas no Plasma Magnetizado

As ondas íon-eletrostáticas foram primeiramente estudadas por Stepanov [12], que estabeleceu a existência de dois modos:

1. o modo rápido com $\omega > \omega_{ci}$;
2. o modo lento com $\omega < \omega_{ci} \cos \theta$.

O enfoque principal, no nosso caso, é o modo lento, porém vamos citar também brevemente o modo rápido. Este modo resulta do acoplamento das ondas íon-acústicas e o movimento ciclotrônico do íon que, usualmente, é referido como onda ciclotrônica eletrostática do íon, Stix [25], especialmente quando a onda se propaga através do campo magnético.

O modo lento, $\omega < \omega_{ci} \cos \theta$, é essencialmente a onda íon-acústica propagando-se ao longo do campo magnético se a frequência da onda não estiver próxima de ω_{ci} . Como o movimento do íon é permitido somente ao longo das linhas do campo, a velocidade de fase da onda v_f torna-se a projeção da velocidade íon-acústica da direção da onda, isto é, $(k_b T_e / m_i)^{1/2} \cos \theta$, onde k_b é a constante de Boltzmann, T_e é a temperatura do elétron, m_i é a massa do íon e θ é o ângulo entre as direções do campo magnético e do vetor da onda \vec{k} . Na região da frequência entre $\omega_{ci} \cos \theta$ e ω_{ci} as ondas não se propagam.

A relação de dispersão das ondas íon-eletrostáticas num campo magnético uniforme para plasmas não isotérmicos ($T_e \gg T_i$), e para o comprimento de onda consideravelmente maior que o raio de Larmor do íon é dado por Stepanov

$$\omega^2 = \frac{1}{2} \left(\omega_s^2 + \omega_{ci}^2 \pm \left[(\omega_s^2 + \omega_{ci}^2)^2 - 4\omega_s^2 \omega_{ci}^2 \cos^2 \theta \right]^{1/2} \right), \quad (\text{II-30})$$

onde ω_s é a frequência íon-acústica definida por

$$\omega_s = (k_b T_e / m_i)^{1/2} k, \quad (\text{II-31})$$

ω_{ci} é a frequência ciclotrônica do íon ($eB_0/m_i c$) e θ é o ângulo de propagação com respeito ao campo magnético \vec{B}_0 . A expressão das ondas acústicas dada pela equação (II-31) só terá validade se $T_e \gg T_i$ e $\lambda \gg \lambda_D$, onde $\lambda = 2\pi/k$. Contudo, não podemos esquecer que estas ondas são fortemente amortecidas devido a atenuação, de Landau.

A equação (II-30) é muito parecida com a obtida por Sitenko [33], para ondas de elétron as quais são oriundas de uma aproximação eletrostática.

Substituindo ω_s por ω_{pe} e ω_{ci} por ω_{ce} chegamos à relação de dispersão das ondas de elétrons. Para $\cos\theta \rightarrow 0$, a equação (II-30) se torna $\omega^2 = \omega_{ci}^2 + \omega_s^2$, a qual é usualmente referida como onda ciclotrônica eletrostática do íon. A relação de dispersão supra, foi parcialmente confirmada em plasmas transportando corrente, D'Angelo e outros [34]. Contudo, o ângulo θ não pode ser exatamente de 90° para que a relação de dispersão tenha validade. Na obtenção da equação (II-30), foi considerado que a componente paralela da velocidade de fase é muito menor que a velocidade térmica do elétron, isto é:

$$\frac{\omega}{k \cos \theta} \ll \left(\frac{k_b T_e}{m_e} \right)^{1/2}, \quad (\text{II-32})$$

onde m_e é a massa do elétron, supondo-se que a velocidade de fase, de interesse, está na ordem da velocidade íon-acústica, o ângulo deve satisfazer,

$$\left[\frac{\pi}{2} - \theta \right] \gg \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^{1/2}, \quad (\text{II-33})$$

onde θ está em radianos. A proporção de massa $\frac{m_e}{m_i}$, contudo, é

praticamente zero, de tal forma que, experimentalmente falando, a propagação de onda é permitida em ângulos arbitrários de 0° a 90° (como a aproximação hidrodinâmica prevê), embora a média de amortecimento, de Landau, devido aos elétrons previsto por Alexeff e outros [35], seja da ordem de: $\left(\frac{m_e}{m_i}\right)^{1/2} \cos\theta^{-1}$.

Consideremos agora a região de frequência, $\omega < \omega_{ci}$ no limite $\omega \ll \omega_{ci}$, obtemos:

$$\omega \approx \omega_{ci} \cos\theta, \quad (\text{II-34})$$

que é idêntico à relação de dispersão da onda magnético-acústica lenta se a velocidade Alfvén for muito maior que a velocidade íon-acústica. Como a frequência de onda se intensifica e se aproxima de $\omega_{ci} \cos\theta$, a relação de dispersão pode ser aproximada para:

$$\omega^2 = \frac{\omega_s^2 \omega_{ci}^2}{\omega_s^2 + \omega_{ci}^2} \cos^2\theta. \quad (\text{II-35})$$

Observamos que o número-de-onda k está incluído em ω_s como mostramos na equação (II-31). O corte ocorre então em $\omega = \omega_{ci}$, acima do qual k torna-se puramente imaginário. A frequência $\omega_{ci} \cos\theta$ se origina do movimento do íon ao redor do campo magnético projetado na direção da onda, o qual tem a intensidade B_0 .

Em síntese, as ondas de plasma se propagam com frequência acústica baixa, especificamente por meio de ondas íon-acústica, as quais são fortemente amortecidas a menos que $T_e \gg T_i$ e $\omega > \gamma$. Neste caso as ondas longitudinais propagam-se como ondas acústicas onde a pressão cinética eletrônica ($n_e k_b T_e$) fornece a força restauradora e a massa do íon m_i , fornece o efeito inercial.

As oscilações de baixa frequência do plasma estudadas por Tonks e Langmuir [36] e Gordeev [37], na qual tomam parte elétrons

e íons ligeiramente carregados. Desprezando-se a integral de colisão na equação cinética e considerando-se a componente de Fourier proporcional a $\exp\{-i\omega t - \gamma t\}$ onde o fator de atenuação γ , e a frequência ω são determinadas a partir da relação de dispersão dada por Stepanov|12|:

$$An'^4 + Bn'^2 + C = 0, \quad (\text{II-36})$$

onde, $n' = kc/\omega'$, $\omega' = \omega - i\gamma$. Sendo k o vetor de propagação e sendo os coeficientes A , B e C fornecidos por Stepanov|12|, que juntamente com Gordeev|37| obtiveram a relação de dispersão para oscilações longitudinais no plasma, caracterizada por, $\nabla \times \vec{E} = 0$ e $A = 0$.

$$A(\omega', k) = 0. \quad (\text{II-37})$$

Fisicamente $A = 0$ significa que existe ressonância ou que a velocidade de fase v_f da partícula é igual a velocidade da onda. Estas oscilações situam-se ainda, em três casos distintos em relação ao campo magnético,

- a) campo fraco, $\omega_{ce} \ll kv_{Te}$;
- b) campo forte, $\omega_{ce} \gg kv_{Ti}$;
- c) campo médio, $\omega_{ce} \gg kv_{Te}$ e $\omega_{ci} \ll kv_{Ti}$.

O nosso real interesse recai sobre o caso referido como campo médio, como veremos no Capítulo IV, quando analisarmos os dados experimentais obtidos. Desta forma, podemos considerar as desigualdades do caso(c) que podem ser escritas:

$$1 \ll \left(\frac{\omega_{ce}}{kv_{Te}}\right)^2 \ll \frac{m_i T_i}{m_e T_e}. \quad (\text{II-38})$$

Uma simples inspeção na desigualdade da equação (II-38) mostra que a mesma é sempre satisfeita já que a razão m_i/m_e é maior que

$\frac{\omega_{ce}}{kv_{Te}}$ para plasmas não isotérmicos ($T_e \gg T_i$). Assim, após algumas considerações, chegamos ao termo de atenuação, $\gamma = \frac{\gamma_0}{|\cos\theta|}$, o qual mostra que, se θ cresce, o termo de atenuação também cresce.

A frequência de ressonância elétron-plasma numa aproximação hidrodinâmica foi obtida por Stepanov para valores de θ a partir de $\pi/2$.

$$\omega_{1,2} = \frac{1}{2}(\omega_{Pe}^2 + \omega_{ce}^2) \pm \frac{1}{2} \left[(\omega_{Pe}^2 + \omega_{ce}^2)^2 - 4\omega_{Pe}^2 \omega_{ce}^2 \cos^2 \theta \right]^{1/2} \quad (II-39)$$

Quando $\theta \rightarrow \pi/2$, temos: $\omega_1^2 = \omega_{Pe}^2 + \omega_{ce}^2$ e $\omega_2^2 = \omega_{Pe}^2 \omega_{ce}^2 \cos^2 \theta$. O caso ω_2 se aplica a desigualdade expressa em (II-33).

II.3.1 - Relação de Dispersão para a Onda Ion-Bernstein

Fazendo a análise da onda eletrostática via equação de Poisson e desprezando os termos cruzados do tensor dielétrico \overleftrightarrow{K} obtemos a relação de dispersão geral,

$$k_x^2 K_{xx} + k_z^2 K_{zz} = 0 \quad (II-40)$$

onde, $K_{xx} = 1 + \pi_{xxe} + \pi_{xxi}$, $K_{zz} = 1 + \pi_{zze} + \pi_{zzi}$ e $\overleftrightarrow{\pi}$ é o tensor de polarização. O tensor de magnetização foi desprezado tendo em vista que nos cálculos eletrostáticos sua contribuição se anula de acordo com os trabalhos de Omura e Derfler [39]. As componentes do tensor de polarização são dadas por:

$$\pi_{xx} = \frac{\omega_p^2}{\omega \omega_{ce}} \frac{e^{-\mu}}{\mu} \xi_0^2 \sum_{-\infty}^{\infty} n I_n^2(\xi_n) \quad (II-41)$$

$$\pi_{zz} = -\frac{\omega_p^2}{\omega^2} e^{-\mu} \xi_0^2 \sum_{-\infty}^{\infty} I_n(\mu) z'(\xi_n) \quad (II-42)$$

onde $\mu = k^2 R^2$, $\xi_n = \frac{\omega - n\omega_{ce}}{\sqrt{2} k_z v_{Te}}$ e R é o raio de Larmor.

Para campo magnético forte as equações (II-41) e (II-42) se reduzem, respectivamente a:

$$\pi_{xxe} = 0 \quad (\text{II-43})$$

e

$$\pi_{zze} = -\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \xi_{be}^2 (\xi_{be}) \quad (\text{II-44})$$

Comparando as velocidades de fase e térmicas, para o caso em que $v_{Te} \ll \frac{\omega}{k_z}$, a expressão $\xi_n = \frac{\omega - n\omega_{ce}}{\sqrt{2} k_z v_{Te}}$, leva à conclusão de que $\xi_{oe} = \frac{\omega}{\sqrt{2} k_z v_{Te}} \gg 1$, o que permite usar a expansão assintótica para a função de dispersão do plasma. Este é essencialmente o caso de $k_z \rightarrow 0$, isto é, propagação estritamente perpendicular.

Reescrevendo a equação (II-40) na forma mais geral,

$$k_x^2 (1 + \pi_{xxe} + \pi_{xxi}) + k_z^2 (1 + \pi_{zze} + \pi_{zzi}) = 0, \quad (\text{II-45})$$

e substituindo os valores das equações (II-43) e (II-44) na mesma, chega-se a:

$$k_x^2 (1 + \pi_{xxi}) + k_z^2 \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\right) = 0. \quad (\text{II-46})$$

Considerando-se os íons frios, a equação (II-46) se reduz a:

$$k_x^2 = -k_z^2 \frac{(1 - \frac{\omega_{pe}^2 \omega^2}{\omega_{pe}^2 \omega_{RF}^2})}{(1 + \pi_{xxi})} = -k_z^2 \frac{(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2})}{\left[1 - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2 - \omega_{ci}^2}\right]}, \quad (\text{II-47})$$

para $k_z = 0$, esta equação fornece a relação de dispersão para o on da íon-Bernstein,

$$k_x^2 (1 + \pi_{xxi}) = 0. \quad (\text{II-48})$$

Para o caso em que $v_{Te} \gg \frac{\omega}{k} \gg v_{Ti}$, temos que $\xi_{oe} \ll 1$ e $\xi_{ni} \gg 1$. Expandindo a relação de dispersão em série de potência e usando mais uma vez as equações (II-43) e (II-44) na equação (II-40) temos:

$$k_x^2 (1 + \pi_{xxi}) + k_z^2 \left(1 + \frac{2\omega_{pe}^2}{\omega^2} \xi_{oe}^2 + \pi_{zzi} \right) = 0, \quad (\text{II-49})$$

para $k_x^2 \gg k_z^2$ e desprezando $k_z^2 (1 + \pi_{xxi})$, obtemos:

$$\mu_i \frac{\omega_{ci}^2}{\omega_{pi}^2} (1 + \pi_{xxi}) + \frac{T_i}{T_e} = 0, \quad (\text{II-50})$$

a qual após uma álgebra fácil e algumas substituições se torna:

$$k_x^2 \frac{1}{\omega_{pi}^2} \frac{k_b T_e}{m_e} (1 + \pi_{xxi}) + 1 = 0. \quad (\text{II-51})$$

Comparando as equações (II-48) e (II-51), podemos verificar que esta última contém uma constante adicional unitária. A solução, agora, para $k_x = 0$, fornecida pela equação (II-48) é mudada para $k_x \neq 0$, que consiste de ondas avançadas, existentes em plasmas denso em adição com ondas de Bernstein atrasadas como mostra o trabalho de Leuterer [40]. Para o limite de íons frios,

$$\pi_{xxi} = - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2 - \omega_{ci}^2}. \quad (\text{II-52})$$

Substituindo-se a equação (II-52) na equação (II-51) e multiplicando por ω^2 o numerador e o denominador, vem:

$$k_x^2 = \frac{\omega^2 \cdot \omega^2 - \omega_{ci}^2}{\frac{k_b T_e}{m_e} \omega_{pi}^2 + \omega_{ci}^2 - \omega^2} \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2}. \quad (\text{II-53})$$

Esta expressão mostra a onda íon-acústica que se propaga, quase perpendicularmente ao campo magnético externo B_0 , onda ciclotrônica eletrostática. Na equação (II-53), além de considerar

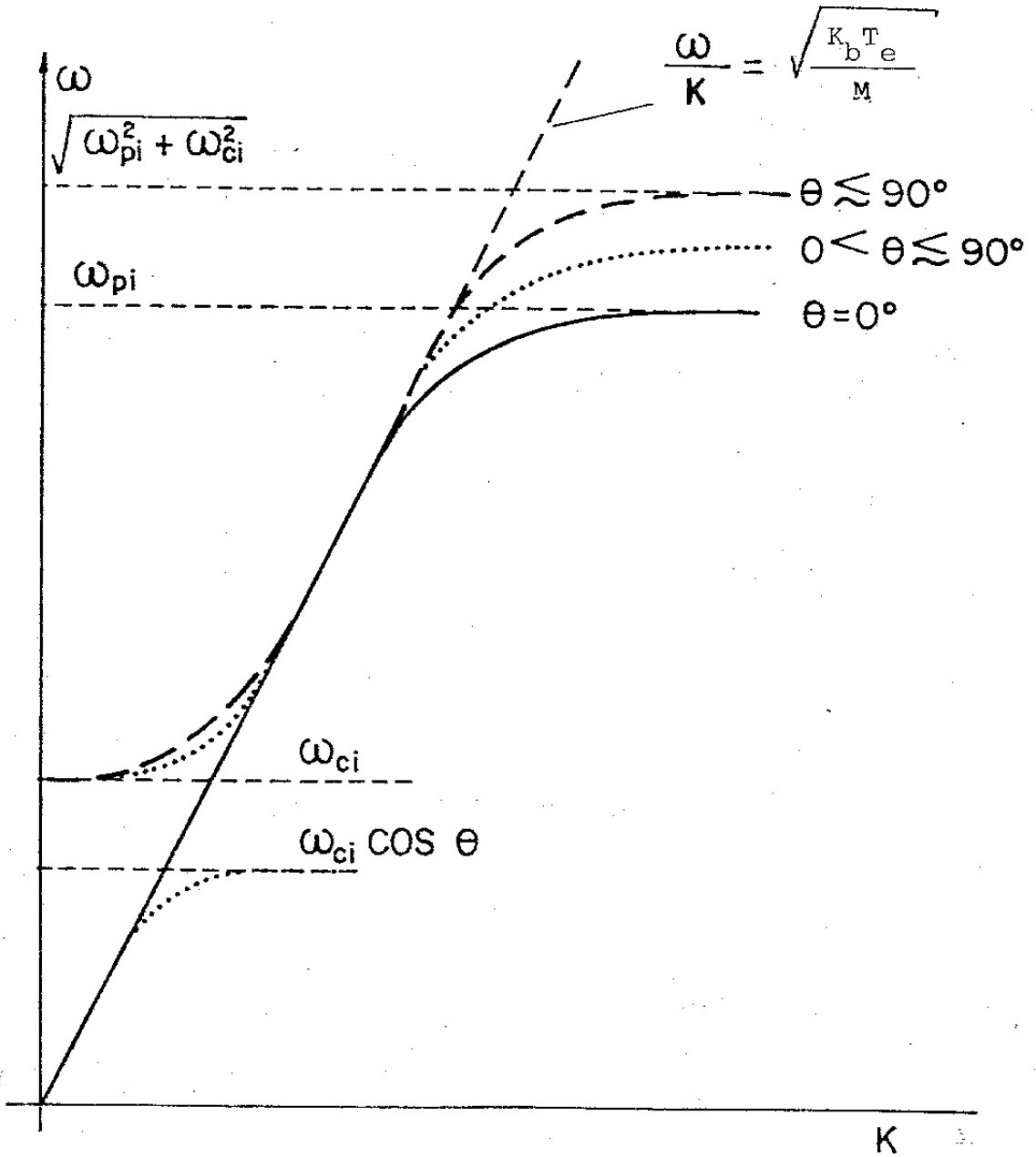


Figura II.9 - Relação de dispersão para ondas íon-acústicas, equação (II-54).

$\frac{\omega}{k_z} \ll v_{Te}$ e deve-se também $k_z^3 \ll k^2$. Para valores consideráveis de k_z a segunda condição não pode ser tomada. Então $k_z^2(1 + \pi_{zzi})$ tem que ser considerada na equação (II-49) e a combinação das equações (II-49) e (II-52), leva a seguinte relação de dispersão

$$k^2 = k_x^2 + k_z^2 = \frac{\omega^2}{\frac{k_b^T e}{m_e}} \frac{\omega_{Pi}^2 (\omega^2 - \omega_{ci}^2)}{\omega_{Pi}^2 (\omega^2 - \omega_{ci}^2 \cos^2 \theta) - \omega^2 (\omega^2 - \omega_{ci}^2)} \quad (II-54)$$

O gráfico da dispersão correspondente a equação (II-54), está mostrado na Figura II.9, no qual observamos:

1. quando $\omega_{ce} \rightarrow \infty$ (campo forte), a frequência híbrida inferior torna-se $\omega_{LH}^2 = \omega_{Pi}^2 + \omega_{ci}^2$, o que se aplica somente se a relação $\frac{\omega_{Pi}^2}{\omega_{ci}^2} \leq 200$;
2. deve-se observar cuidadosamente o caso em que $\omega \rightarrow \omega_{LH}$, pois para valores grandes de k , levam a um ponto onde $k_x^2 R^2 = \mu_i$ e nenhum efeito da temperatura do íon pode ser desprezado, Leuterer [40].

II.4 - Guias de Onda

Este parágrafo torna-se importante dada a sua relevância na realização deste trabalho.

O guia de onda é o elemento chave de qualquer sistema para o transporte de energia de rádio frequência. Na especificação de um guia em particular, devemos considerar os parâmetros e características elétricas seguintes.

II.4.1 - Modos de Propagação e Frequência de Corte

Como regra geral é desejável que a energia seja transmitida através de um modo dominante. Os modos transversos elétrico TE ($\vec{E} \perp \vec{k}$) e transversos magnéticos TM ($\vec{H} \perp \vec{k}$), podem ser excitados em guias metálicos retangulares ou cilíndricos, que tenham em seu interior um dielétrico homogêneo. A frequência de corte para estes modos é diferente de zero e depende, obviamente, da geometria do guia e dos parâmetros do dielétrico. Para guias de onda de seção retangular ou circular, equações exatas podem ser obtidas as quais determinam completamente o modo de propagação, Freire e outros [41].

Em nosso caso, o plasma está imerso num campo magnético constante, podemos considerá-lo como um dielétrico não-homogêneo, o que torna factível ter dentro do guia modos híbridos (mistura de modos TE e TM). Geralmente a frequência de corte para os modos híbridos é uma função complexa da geometria e dos parâmetros do dielétrico (plasma). Para alguns modos híbridos a frequência de corte poderá tender assintoticamente a zero.

II.4.2 - Dispersão

Se o guia é tal que diferentes frequências se propagam com diferentes velocidades, então o guia será dispersivo e os sinais propagar-se-ão com a velocidade de grupo v_g . A velocidade de fase v_f , das ondas TE e TM são dependentes da frequência e excedem a velocidade da luz no meio dielétrico (plasma), a expressão para a mesma é:

$$v_f = c (\epsilon_r \mu_r)^{-1/2} [1 - (\lambda/\lambda_c)^2]^{-1/2}, \quad (\text{II-55})$$

onde λ_c é o comprimento de onda de corte do modo e ϵ_r e μ_r são a permissividade e permeabilidade relativa respectivamente. As características de fase para ondas se propagando em um guia de onda são mostradas na Figura II.10.

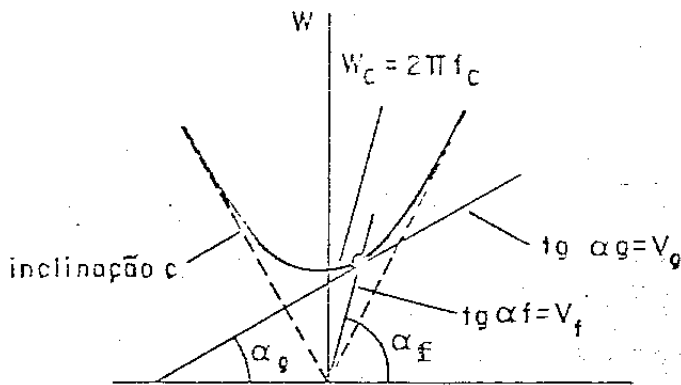


Figura II.10 - Característica de fase para ondas se propagando em um guia de ondas

II.4.3 - Coefficiente de Atenuação

O cálculo do coeficiente de atenuação pode ser encontrado em qualquer texto de eletrodinâmica, cuja equação geral é:

$$\alpha = \frac{P_l}{2P_i} \text{ cm}^{-1} \quad (\text{II-56})$$

onde P_i é a potência transportada pela onda incidente e P_l é a potência dissipada por unidade de comprimento. Nos cálculos de P_l devemos levar em conta as perdas nas paredes metálicas do tubo cilíndrico e essas perdas representam aquecimento no dielétrico (plasma).

II.4.4 - Máxima Potência Transmitida

Sob condições de alta potência na propagação das ondas, a máxima potência transmitida é limitada pela ruptura dielétrica ou pelo excessivo aquecimento dos condutores metálicos, cuja expressão é da forma:

$$P_{cr} = (E_{cr}^2 / 4Z_c) A, \quad (II-57)$$

onde, A , Z_c e E_{cr} , são seção transversal do guia, impedância característica do modo e o campo elétrico crítico, respectivamente.

Em nosso experimento este parâmetro não é crítico, tendo em vista que a potência máxima da microonda é da ordem de 1 kW. Tendo por base a aplicação direta de alguns resultados teóricos, sobre guias na máquina LISA, faremos a seguir uma breve revisão de guias de ondas retangulares e circulares com campo magnético ao longo do eixo de propagação.

II.4.5 - Guias Retangulares

O guia retangular é usado nas bandas de UHF, SHF e EHF, para transmitir potência no modo dominante TE_{10} . A seção transversal, $a \times b$, (LISA 18×3 cm) do guia é escolhida de tal maneira que haja mínima atenuação nos condutores, máxima potência transferida e máxima passa-banda. Quando o comprimento de onda λ_0 se aproxima da frequência de corte $\lambda_{cTE_{10}} = 2a$, a magnitude do campo elétrico no guia decresce rapidamente, na proporção direta ao fator $[1 - (\frac{\lambda_0}{2a})^2]^{1/2}$, e a atenuação nos condutores aumenta rapidamente devido a isto. O máximo comprimento de onda λ_{max} , de operação, supostamente, deve ser 10% abaixo do comprimento de onda de corte λ_c , para o modo dominante TE_{10} excitado pelo magnetron.

O comprimento de onda mínimo λ_{\min} é escolhido de tal forma que os modos superiores TE_{20} , TM_{11} e TE_{11} , não sejam excitados (λ_{\min} deve estar 1% abaixo do comprimento de onda de corte do primeiro modo superior). As características comuns aos modos TE e TM, são:

$$a) \text{ Comprimento de onda do guia: } \lambda_g = \frac{\lambda_o}{\left[1 - \left(\frac{\lambda_o}{\lambda_c}\right)^2\right]^{1/2}}$$

onde λ_o é o comprimento de onda no espaço livre, λ_c é o comprimento de onda de corte.

$$b) \text{ Vetor de onda: } k_s = \frac{2\pi}{\lambda_g}$$

$$c) \text{ Velocidade de fase: } v_f = c \frac{\lambda_g}{\lambda_o} \text{ ou } v_f = \frac{c}{\left[1 - \left(\frac{\lambda_o}{\lambda_c}\right)^2\right]^{1/2}},$$

onde, $\lambda_c = \frac{2a}{\sqrt{m^2 + \left(n\frac{a}{b}\right)^2}}$, m e n são os índices que descrevem o modo e a largura do guia.

Para a máquina linear LISA, temos que os comprimentos de onda de corte λ_c , dos modos principais TE_{10} , TE_{01} , TE_{20} , TE_{11} e TM_{11} , são 36, 18, 18, 16 e 16 cm respectivamente.

II.4.6 - Modo Circular

Um estudo sucinto sobre acoplamento e excitação de modos eletromagnéticos, tanto o guia retangular quanto o guia cilíndrico, indica que, na ausência de plasma e de campo magnético estático, o modo dominante TE_{10} para o guia retangular e para o guia cilíndrico é o TE_{11} . Quando existe plasma com campo magnético, a excitação de modos é um problema não trivial. O plasma criado tem as características de um dielétrico não-homogêneo dentro do guia circular, Figura II.11.

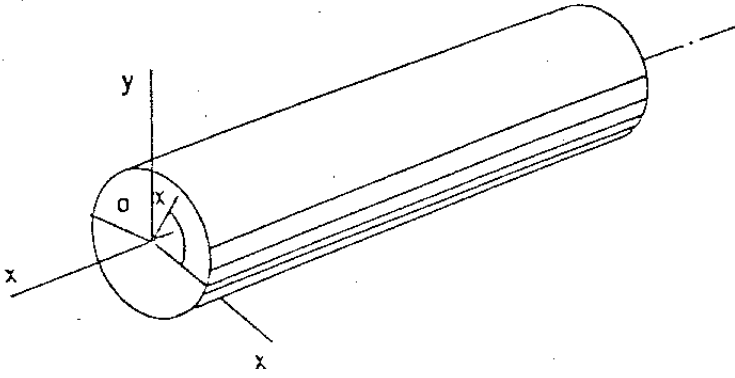


Figura II.11 - Guia de ondas circular

O tensor dielétrico em coordenadas cilíndricas $\vec{\epsilon}$ é:

$$\vec{\epsilon} = \epsilon_0 \begin{bmatrix} \epsilon_{rr} & i\epsilon_{r\theta} & 0 \\ -i\epsilon_{\theta r} & \epsilon_{\theta\theta} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{bmatrix}$$

onde

$$\epsilon_{rr} = \epsilon_{\theta\theta} = \frac{\omega_{RF}^2 + \omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2 - \omega_{RF}^2} \quad e \quad \epsilon_{r\theta} = \epsilon_{\theta r} = \frac{\omega_{ce}}{\omega_{RF}} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2 - \omega_{RF}^2}$$

$$e \quad \epsilon_{zz} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{RF}^2}$$

A propagação da onda pode ser estudada de uma maneira aproximada, com base em um potencial escalar,

$$\vec{E} = -\nabla\phi, \quad (\text{II-58})$$

que satisfaça a equação de Poisson,

$$\nabla \cdot \vec{\epsilon} \cdot \nabla\phi = 0 \quad (\text{II-59})$$

A equação (II-59) poderá ser resolvida se a solução da onda é da forma:

$$\phi = R(r) e^{-in\theta} e^{-i\beta t} \quad (\text{II-60})$$

Deste modo, temos a equação diferencial radial,

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dR}{dr} \right) - \frac{n^2}{r^2} R - \beta^2 \frac{\epsilon_{zz}}{\epsilon_{rr}} R = 0 \quad (\text{II-61})$$

Fazendo a identificação, temos:

$$T^2 = -\beta^2 \frac{\epsilon_{zz}}{\epsilon_{rr}} = -\beta^2 \frac{(1 - \omega_{Pe}^2/\omega_{RF}^2)}{[1 + \omega_{Pe}^2/\omega_{ce}^2 - \omega_{RF}^2]} \quad (\text{II-62})$$

A expressão para os campos são dados por:

$$\left. \begin{aligned} \phi &= A J_n(\text{Tr}) \\ E_r &= -A J'_n(\text{Tr}) \\ E_\theta &= A \frac{in}{r} J_n(\text{Tr}) \\ E_z &= A i\beta J_n(\text{Tr}) \end{aligned} \right\} e^{i(\omega t - n\theta - \beta z)} \quad (\text{II-63})$$

As condições de contorno em $r=0$, indicam que $J_n(\text{Ta}) = 0$, então a constante de propagação pode ser expressa como:

$$\frac{\beta}{T} = \left[\frac{\omega_{Pe}^2/\omega_{RF}^2 - 1}{1 + \omega_{Pe}^2/(\omega_{ce}^2 - \omega_{RF}^2)} \right]^{1/2} \quad (\text{II-64})$$

$$\text{Ta} = P_{n\ell} \quad (\text{II-65})$$

onde $P_{n\ell}$ é a ℓ -ésimo zero da função de Bessel de ordem n .

No limite de campo zero são recuperados os modos TM e no limite de campo muito forte ele não influencia os modos TE ($\frac{\beta}{T} = P'_{n\ell}$) de tal forma que a análise destes modos pode ser feita dentro

da teoria eletromagnética, Trivelpiece [42]. Em síntese, a solução para o campo B_z da onda, modo TE, tem a seguinte forma:

$$B_z = B_0 J_n(Tr) \cos n\theta . \quad (\text{II-66})$$

Aplicando as condições de contorno $\frac{\partial B_z}{\partial r} = 0$, para $r=a$, temos:

$$J'_n(Ta) = 0 . \quad (\text{II-67})$$

Esta equação determina um número finito de raízes para Ta , que são designadas por $P'_{n\ell}$. O modo TE correspondente será referido como $TE_{n\ell}$, onde o primeiro índice n , indica o número de variações cíclicas com θ e o segundo ℓ , refere-se à raiz de ordem ℓ da função de Bessel

$$J'_n(Ta) = 0 , \text{ então } Ta = P'_{n\ell} .$$

Portanto, a frequência angular e o comprimento de onda de corte são dados por:

$$\omega_c = c \left(\frac{P'_{n\ell}}{a} \right) \quad \text{e} \quad \lambda_c = \frac{2\pi a}{P'_{n\ell}} . \quad (\text{II-68})$$

Similarmente para o modo TM, teremos:

$$\omega_c = c \left(\frac{P_{n\ell}}{a} \right) \quad \text{e} \quad \lambda_c = \frac{2\pi a}{P_{n\ell}} . \quad (\text{II-69})$$

As tabelas 1 e 2 mostram as raízes $P'_{n\ell}$ de $J'_n(Ta) = 0$ e $P_{n\ell}$ de $J_n(Ta) = 0$, dos modos TE e TM, respectivamente.

$n \backslash \ell$	1	2	3
0	3,832	7,016	10,174
1	1,841	5,331	8,536
2	3,054	6,706	9,970

Tabela 1 - Raízes $P'_{n\ell}$ de $J'_n(r) = 0$

$n \backslash \ell$	1	2	3	4
0	2,405	5,520	8,654	11,792
1	3,832	7,016	10,174	13,324
2	5,135	8,417	11,620	14,976

Tabela 2 - Raízes de $P_{n\ell}$ de $J_n(r) = 0$

A tabela 3 mostra os comprimentos de onda e frequência de corte λ_c , ω_c , dos principais modos, na máquina linear LISA.

Modo	TE ₁₁	TM ₀₁	TE ₂₁	TM ₁₁	TE ₀₁	TE ₃₁
λ_c (cm)	25	22,2	17,5	13,9	13,9	12,4
ω (GHz)	1,2	1,35	1,71	2,16	2,16	2,42

Tabela 3 - Comprimentos de onda e frequência de corte dos principais modos, na máquina LISA.

II.5 - Efeitos da Rádio-Frequência na Corrente de Saturação de Íons Detetada pela sonda de Langmuir

Para melhor entender a dependência da corrente de saturação de íons I_{is} , na rádio frequência dentro do plasma, primeiramente, fazemos uma ligeira revisão da teoria de Bohm, sem rádio frequência.

A seguir, apresentamos a nova expressão com rádio frequência para I_{is} .

II.5.1 - Obtenção da Expressão para a Corrente de Saturação de Íons (I_{is}) Fornecida por Bohm

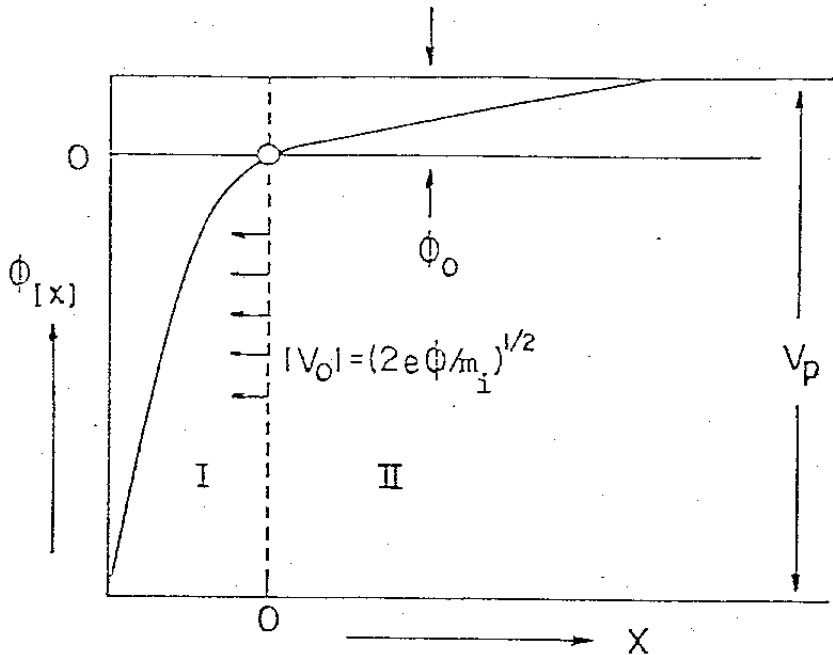


Figura II.12 - Variação espacial do potencial de plasma

Analisando as várias regiões do gráfico da Figura II.12, observamos, por exemplo, que a região (I) é a região de "sheath" de íons, isto é, $n_e \neq n_i$, sendo a condição necessária e suficiente imposta pela equação de Poisson que $n_i > n_e$, ou seja, $\nabla^2 \phi < 0$.

Na interface da região (I) e (II) temos a condição de plasma onde $n_e = n_i = n_0$, considerando, neste caso, que $\nabla^2 \phi = 0$, o que é válido para a região (II). Podemos, então, escrever a expressão para corrente de saturação de íons fornecida por Bohm, que é:

$$I_{is} = n_e \left[\frac{k_b T_e}{m_i} \right]^{1/2} e \quad (\text{II-70})$$

onde m_i é a massa do íon, T_e e n_e a temperatura e densidade eletrônica. É fato relevante que estamos considerando $T_e \gg T_i$, o que nos possibilita escrever a expressão:

$$V_f = V_p - \frac{k_b T_e}{2e} \ln m_i / 2\pi m_e \quad (\text{II-71})$$

Na ionização do gás por rádio frequência supomos aparecer uma oscilação em torno do potencial do plasma, V_p , o que fisicamente mudará a expressão usualmente conhecida para uma nova que será expressa por:

$$I_{is} = \frac{n_o e}{(m_i)^{1/2}} \left[\frac{e^2 V_{RF}^2}{2k_b T_e} + k_b T_e \right]^{1/2}, \quad (\text{II-72})$$

onde V_{RF} é potencial devido a RF, o que é bem menor do que o V_{RF} pico medido na entrada da antena.

Supondo-se que $n_i > n_e$, e partindo-se da equação,

$$\frac{m_i v_i^2}{2} = \frac{m_i v_o^2}{2} - e\phi(x), \quad (\text{II-73})$$

e considerando $\phi(x) < 0$, teremos:

$$n_i = \frac{n_o v_o}{\left(\frac{2}{m_i}\right)^{1/2} \left[\frac{m_i v_o^2}{2} - e\phi(x)\right]^{1/2}} \quad (\text{II-74})$$

$$n_e = n_o \exp \left[\frac{e\phi(x)}{k_b T_e} \right]. \quad (\text{II-75})$$

A condição de "sheath" de íon nos permite escrever:

$$\frac{n_o v_o}{\left(\frac{2}{m_i}\right)^{1/2} \left[\frac{m_i v_o^2}{2} - e\phi(x)\right]^{1/2}} > n_o \exp \left[\frac{e\phi(x)}{k_b T_e} \right] \quad (\text{II-76})$$

o que nos leva a:

$$v_o > \left[\frac{k_b T_e}{m_i} \right]^{1/2} \quad (\text{II-77})$$

a qual mostra a validade da equação (II-72)

$$I_{is} = n_e e \left| \frac{k_b T_e}{m_i} \right|^{1/2}$$

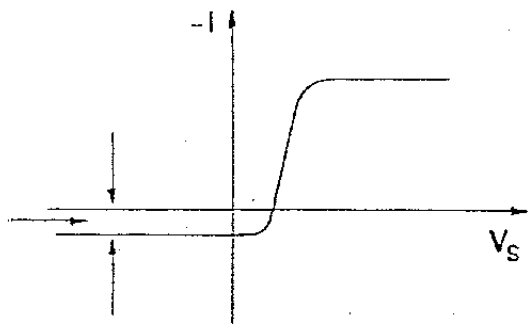


Figura II.13 - Variação da corrente em função do potencial da sonda

II.5.2 - Obtenção da Nova Expressão para Corrente de Saturação de Íons na Rádio Frequência dentro do Plasma

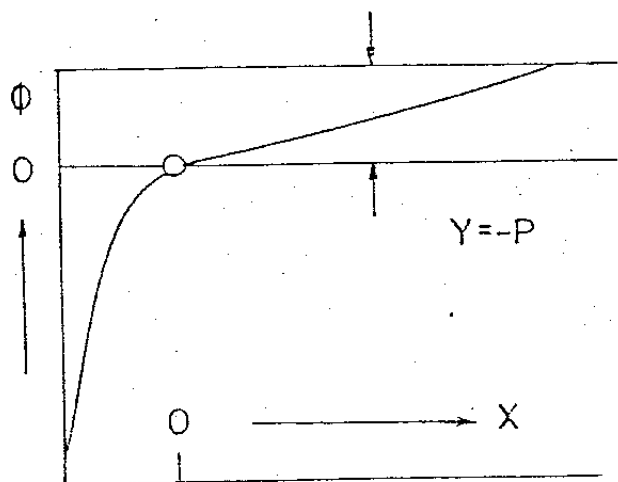


Figura II.14 - Variação espacial do potencial ϕ

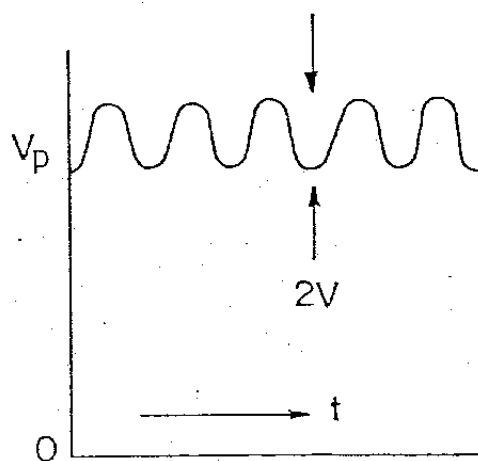


Figura II.15 - Variação temporal do potencial de plasma com V_{RF}

Considerando-se as Figuras II.14 e II.15, vemos que aparece um V_{RF} de baixa amplitude devido a RF que produziu um potencial $P(\text{Volt}) = -y(\text{Volt})$ na região do plasma: uma das condições essenciais a ser considerada é que $eV_{RF} < k_b T_e$.

Partindo das expressões fornecidas por Aihara e Lâmpis, por exemplo,

$$n_i = \frac{n_o}{1 - \left[\frac{2e\phi(x)}{m_i v_o^2} \right]^{1/2}}, \quad (\text{II-78})$$

$$n_e = n_o \exp \left[-\frac{e\{\phi(x) + P + v_{RF} \cos \omega_{RF} t\}}{k_b T_e} \right]. \quad (\text{II-79})$$

Expandindo e reagrupando os termos, podemos reescrever as equações (II-78) e (II-79), na forma abaixo:

$$n_i = n_o \left[1 + \frac{e\phi(x)}{m_i v_o^2} \right], \quad (\text{II-80})$$

$$n_e = n_o \left[1 + \frac{e[\phi(x) + P]}{k_b T_e} \right] \cdot \left[1 + \frac{e^2 v_{RF}^2}{4k_b^2 T_e^2} \right]. \quad (\text{II-81})$$

A condição $n_i > n_e$ para a formação de "sheath" de íons leva a:

$$1 + \frac{e\phi(x)}{m_i v_o^2} > 1 + \frac{e[\phi(x) + P]}{k_b T_e} + \frac{e^2 v_{RF}^2}{4k_b^2 T_e^2}. \quad (\text{II-82})$$

Reescrevendo a equação (II-82) na forma abaixo e analisando separadamente $\phi(x)$ e P , teremos as expressões:

$$\frac{\phi(x)}{m_i v_o^2} > \frac{\phi(x)}{k_b T_e}, \quad (\text{II-83})$$

$$0 > \frac{eP}{k_b T_e} + \frac{e^2 v_{RF}^2}{4k_b^2 T_e^2}, \quad (\text{II-84})$$

e as equações (II-83) e (II-84), ($P = -y$, $y > 0$), nos conduzem a:

$$v_o > \left[\frac{k_b T_e}{m_i} \right]^{1/2}, \quad (\text{II-85})$$

$$ey > \frac{e^2 v_{RF}^2}{4k_b T_e}, \quad (\text{II-86})$$

como $\frac{m_i v_o^2}{2} = ey$,

então:

$$v_o^2 > \frac{e^2 v_{RF}^2}{2k_b T_e} \quad . \quad (II-87)$$

Para que as equações (II-85) e (II-87) sejam satisfeitas temos:

$$v_o > \left[\frac{k_b T_e}{m_i} + \frac{e^2 v_{RF}^2}{2k_b T_e m_i} \right]^{1/2} \quad , \quad (II-88)$$

mostrando assim uma nova formalização para corrente de saturação de íons em plasma de RF, que é dado por:

$$I_{is} = n_o e \left[\frac{k_b T_e}{m_i} + \frac{e^2 v_{RF}^2}{2k_b T_e m_i} \right]^{1/2} \quad . \quad (II-89)$$

CAPÍTULO III

DESCRIÇÃO DO SISTEMA EXPERIMENTAL E DIAGNÓSTICO

A finalidade deste trabalho é a ionização e o aquecimento do gás hélio por onda de rádio frequência e o diagnóstico do Plasma na região da sua coluna pelo uso da sonda de Langmuir, sonda Hall, sonda magnética, bobina diamagnética e pelo espectrógrafo.

No primeiro item deste Capítulo, apresentamos a montagem do sistema e no segundo mostramos seu princípio de funcionamento.

III.1 - Montagem do Sistema

Basicamente, o dispositivo experimental consta das seguintes partes, conforme é mostrado na Figura III.1.

- a) câmara de vácuo,
- b) sistema de vácuo,
- c) fonte de alimentação,
- d) bobinas de campo magnético,
- e) sub-estação,
- f) motor gerador,
- g) sistema de refrigeração e
- h) sistema de diagnóstico.

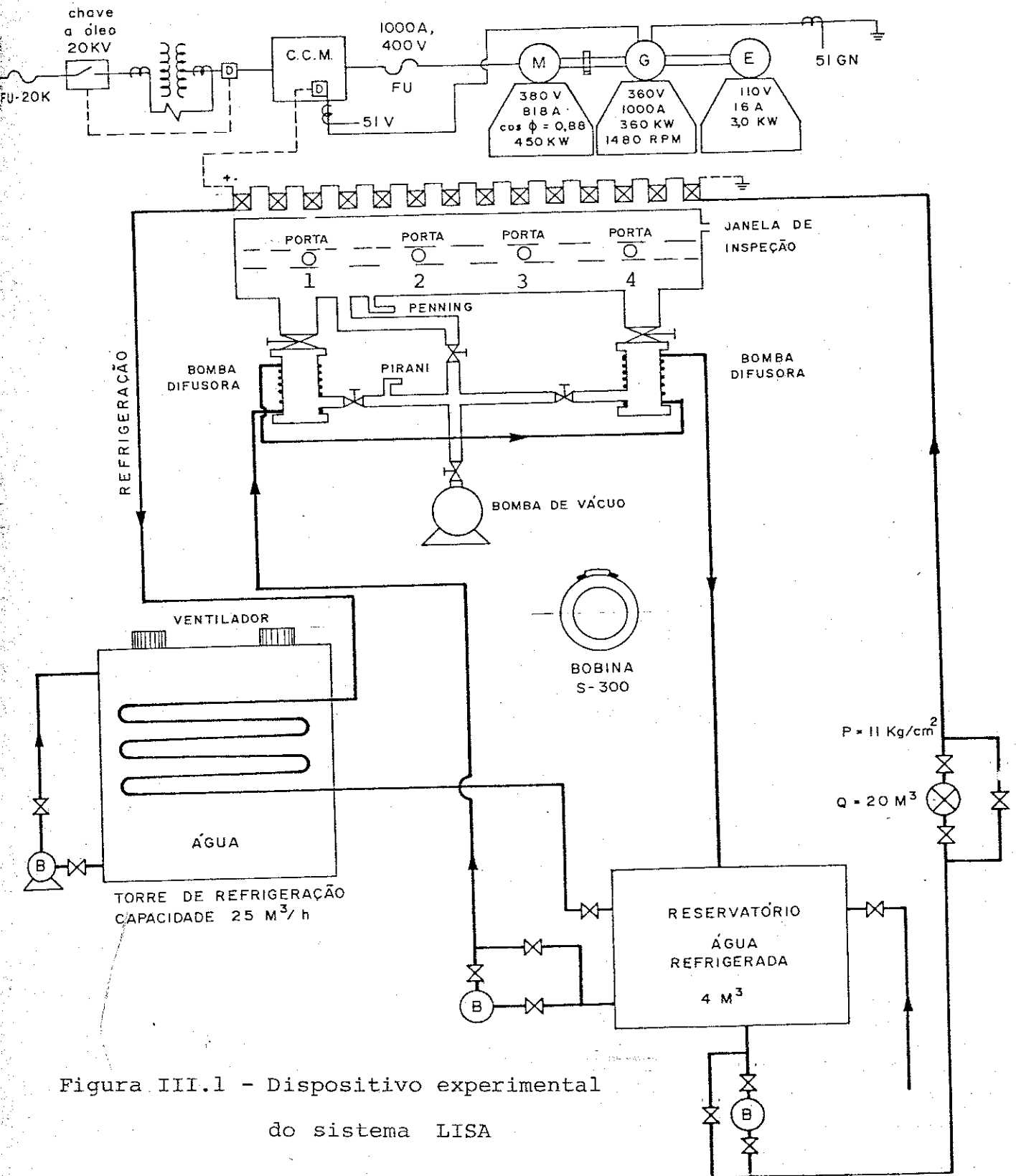


Figura III.1 - Dispositivo experimental do sistema LISA

Faremos uma análise de cada uma dessas partes do sistema e suas finalidades na experiência.

a) Câmara de Vácuo

A ionização é feita no interior de um tubo cilíndrico, de aço inoxidável de 250 cm de extensão por 17 cm de diâmetro, com abertura nos extremos e laterais diametralmente opostas a fim de serem conectados sistemas de diagnóstico, medidores de pressão, guia de onda, conexão com antena de rádio frequência, entrada de gás, fonte de feixe eletrônico e acoplamento ao sistema de vácuo.

b) Sistema de Vácuo

O sistema de vácuo constitui-se de uma bomba mecânica "BALZERS" acionada por um motor de indução "BROW BOVERI", potência de 1,75HP, trifásico, 370V, 3,2A, velocidade de 560 rpm, e vazão de $3,5 \text{ m}^3/\text{h}$, podendo evacuar o tubo em um tempo menor que uma hora até a pressão de 10^{-3} Torr, e mais duas bombas difusoras "LEYBOLT" com 6" de diâmetro, 220 Volts, 800 Watts, as quais ligadas conjuntamente com a bomba mecânica podem atingir a pressão de 10^{-6} Torr em aproximadamente duas horas. O sistema de controle e comando é todo automático.

c) Fontes de Alimentação e Antenas

O plasma foi ionizado e aquecido por uma fonte de micro-onda, projetada e construída por nos, cujas características básicas são: $f_{\text{RF}} = 2,4 \text{ GHz}$, $P_{\text{RF}} = 800 \text{ W}$, podendo funcionar em regime contínuo ou pulsado. Em regime pulsado a largura do pulso varia de 10 a 100 ms, sendo isto feito através do chaveamento de uma válvula magnetron 2M172J "SANYO", por meio de um estágio de potência. Maiores detalhes sobre esta fonte podem ser visto no

Apêndice A.

d) Bobinas de Campo Magnético

As bobinas são de tubos de cobre, recobertas com fibra de vidro embebida em quartzo com acabamento final em epoxi. Temos dois tipos: o S-300 e o S-440, ambas constituídas de tubos vazados com seção reta quadrada, Figura III.2. A corrente para produzir o campo magnético nas mesmas é fornecida por um grupo gerador, com uma potência de 360 kW, (360 V, 1000A - D.C.).

Características das bobinas de campo tipo S-300

Diâmetro interno	300 mm	Comprimento na direção axial	6mm
Diâmetro externo	386 mm		
Largura	40 mm	Número de espiras	33
Perfil do condutor	2 x 2 mm	Perda por resistência a 20°C	$19,3 \times 10^3$
	6 x 6 mm		
Seção transversal	32 mm ²	Indutância por espira	600 x 10 ⁻⁶ H
Peso do cobre (bobina líquida)	9 kg	3,4ℓ/min	705 A
Peso do cobre completo	105 kg	Queda de voltagem	16,5 V
Tubos de água interno (diâmetro)	5mm	Potência dissipada	11600 W
Fluxo (vazão)	3,4 ℓ/min	Temperatura da água de refrigeração	50°C
Pressão de recalque	12 atm		
Refrigeração Paralela	3	Máxima corrente por unidade de tempo	3×10^6 A/seg
Voltagem máxima	2000 V		
		Indução máxima no sentido axial	660×10^{-3} H

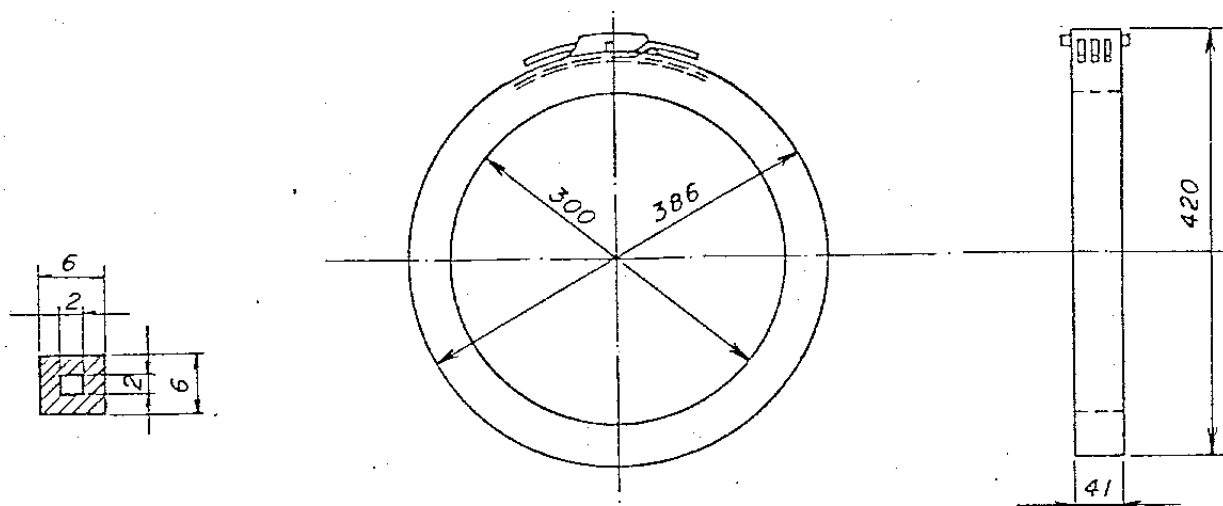


Figura III.2 - Bobina de campo magnético S-300

e) Sub-Estação

A alimentação do grupo gerador, bem como todo o sistema LISA 380 Volts é feita por uma sub-estação de 600 KVA a qual é constituída de dois transformadores com as seguintes características:

Potência aparente - 300 KVA

Tensão de entrada - 11.400 Volts (ligação triângulo)

Tensão de saída - 380 Volts (ligação estrela)

Impedância de cada trafo - 4,75 Ω .

Os dois transformadores podem operar em paralelo e para isto tivemos que recondicionar o núcleo dos mesmos a fim de obter impedância de saída iguais para ambos; ou independentemente, ou seja, um operando e o outro em "stand-by". Isto permite uma continuidade operacional já que podemos fazer manutenção em um dos transformadores sem necessidade do sistema sair de operação.

A sub-estação é protegida contra curto-circuito e sobrecarga por meio de chaves, disjuntores e relés.

f) Motor-Gerador

O sistema motor-gerador-excitatriz é constituído de um painel de controle (C.C.M.) que comanda partida e parada do grupo motor-gerador, local ou remoto e permite controlar a corrente nas bobinas de campo magnético através de um sistema eletromecânico, constituído de um servo motor e um resistor variável, que determina a corrente do campo do gerador, via excitatriz, a qual controla a tensão da saída nos terminais do gerador. As características do motor gerador, e excitatriz são:

1. motor trifásico, 380 Volts, 818 A, fator de potência 0,88, 450 kW, 1480 RPM;
2. gerador : 360 V, 1000 A D.C., 360 kW;
3. excitatriz : 110 V, 16 A, 3,0 kW.

g) Sistema de Refrigeração

O sistema de refrigeração é constituído de uma torre de arrefecimento com circuitos independentes, para fluido refrigerante e o fluido refrigerador, com dois estágios de troca de calor com capacidade para $25 \text{ m}^3/\text{h}$ e um $\Delta T = 30^\circ\text{C}$. A circulação é feita por duas bombas de 30 HP, 220 Volts, constituídas por sistema de "by-pass", podendo trabalhar em paralelo ou não. A finalidade do sistema é refrigerar as bobinas de campo magnético da máquina LISA e as bombas difusoras da mesma.

h) Sistema de Diagnóstico

O sistema de diagnóstico se constitui dos seguintes métodos: Sonda de Langmuir, simples, plana, móvel (radial e axial) com 10 mm^2 aproximadamente; sonda magnética com $\phi = 2 \text{ cm}$ e $N = 100$ espiras; sonda Hall, BH-700 com sensibilidade $K = \frac{0,25 \text{ Volts}}{\text{A.kG}}$ para uma corrente I_c de 250 mA, bobina diamagnética com $\phi = 12 \text{ cm}$ e $N = 1300$ espiras, impedância de aproximadamente 700Ω e espectrógrafo de prisma.

No apêndice B estão feitas algumas considerações sobre cada um destes métodos de diagnóstico, dada sua relevância, seguindo a ordem apresentada acima.

CAPÍTULO IV

RESULTADOS EXPERIMENTAIS E ANÁLISE

Neste Capítulo apresentamos os resultados experimentais obtidos com a produção e aquecimento de plasma de hélio na máquina linear LISA. São apresentados:

1. produção de plasma por rádio frequência;
2. resultados experimentais das sondas Hall, e eletrostática;
3. análise da conversão de modos;
4. variação radial da temperatura e densidade eletrônica T_e , n_e , pressão cinética e pressão dos elétrons $n_e k_b T_e$, para as regiões de grande e pequeno espaço de ressonância respectivamente (região 1 e região 2);
5. variação radial do potencial de plasma V_p , corrente de saturação dos elétrons e íons I_{es} , I_{is} ;
6. variação radial da frequência de colisão ν , resistividade η , tempo de difusão τ e razão entre energia térmica e magnética β ;
7. dependência da temperatura eletrônica com pressão;
8. detecção e medição das ondas íon-acústica do modo lento num plasma magnetizado.

Apresentamos, também como parte final deste Capítulo o efeito da rádio frequência na ressonância plasma-Sheath num plasma de baixa densidade [2] que está correlacionado com a influência da rádio frequência na corrente de saturação de íons I_{is} [1], mencionado no Capítulo II.

IV.1 - Produção de Plasma por Rádio Frequência

Cabe aqui uma pequena digressão sobre a produção do plasma por rádio frequência. A ionização se dá quando: elétrons livres dentro de um campo elétrico oscilante, após ganharem a energia que excede o potencial de ionização, por colisões, colidirem com átomos neutros. Este processo é multiplicativo e a ionização se dá em avalanche, produzindo o que se chama rompimento, "breakdown", do gás, originando o plasma. Isto ocorre se o ganho em densidade de elétrons, causado pela ionização, ultrapassa, num intervalo de tempo (Δt), as perdas por difusão ou recombinação. Quando a situação de equilíbrio é restabelecida, conduz-se:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{\Gamma} - \nu_i n = 0 \quad . \quad (\text{IV-1})$$

Sendo ν_i a frequência de ionização e $\vec{\Gamma} = -\nabla(Dn)$, n_e a densidade dos elétrons e D o coeficiente de difusão. Em regime estacionário:

$$\nabla^2(Dn) + \left[\frac{\nu_i}{D}\right]Dn = 0 \quad , \quad (\text{IV-2})$$

onde $\frac{\nu_i}{D}$ é o quadrado do comprimento característico.

O potencial de ruptura "breakdown" depende da natureza do gás, da pressão e da frequência de RF. O potencial mínimo para o hélio ocorreu para a pressão 8×10^{-5} Torr.

A razão de aquecimento para plasma frio uniforme submetido a campo magnético uniforme é dado por:

$$\frac{d\langle w \rangle}{dt} = \frac{e^2 E_{\perp}^2 \nu (\omega^2 + \omega_{ce}^2 + \nu^2)}{m_e \{ (\omega^2 - \omega_{ce}^2 - \nu^2)^2 + 4\omega^2 \nu^2 \}} + \frac{e^2 E_{\parallel}^2 \nu}{m_e (\omega^2 + \nu^2)} \quad . \quad (\text{IV-3})$$

A equação acima pode ser obtida a partir da lei de Ohm dada por Sprott|3| onde E_{\perp} e E_{\parallel} são os componentes perpendicular e para-

lelo a \vec{B} , ω é a frequência de RF, ω_{ce} é a frequência de ciclotron, ν é a frequência de colisão e $\langle w \rangle$ é a energia média do elétron no volume.

Para frequência de colisões pequenas e próximas da ressonância, a equação (IV-3), se simplifica:

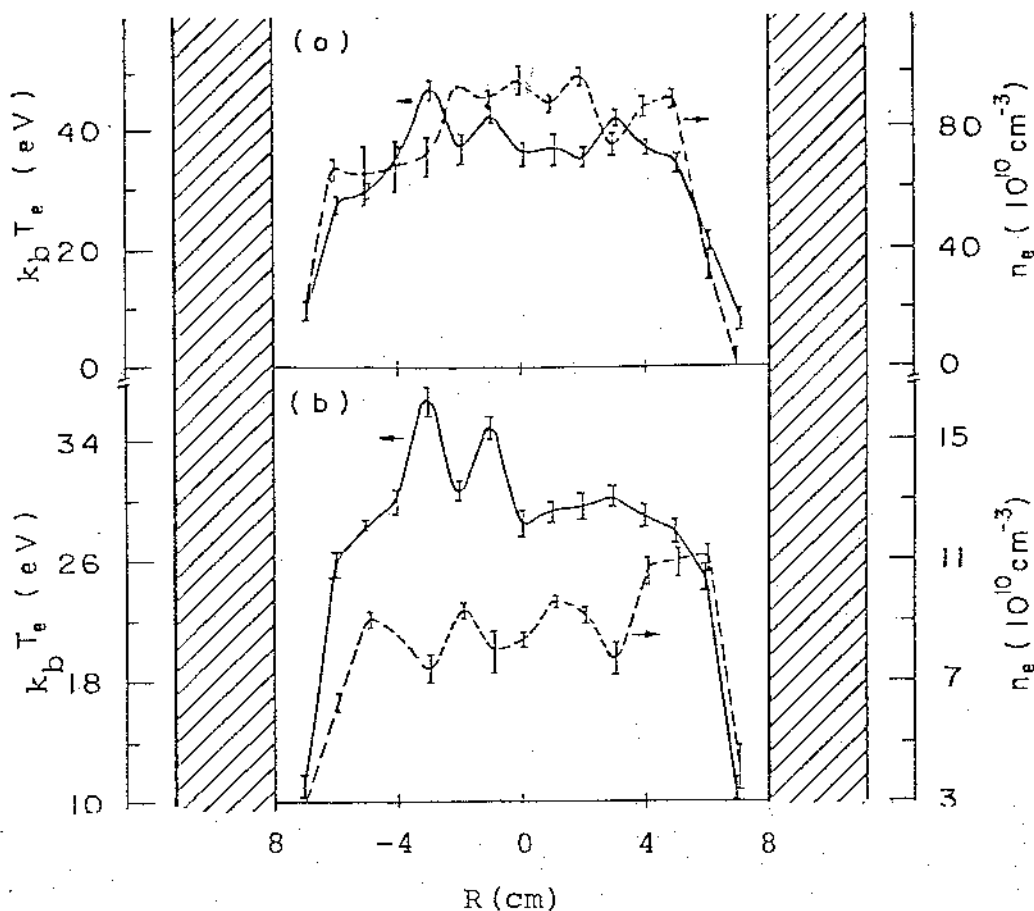
$$\frac{d\langle w \rangle}{dt} = \frac{e^2 E_{\perp}^2 \nu (\omega^2 + \omega_{ce}^2)}{m_e (\omega_{RF}^2 - \omega_{ce}^2)^2} \quad (IV-4)$$

Nas proximidades de ressonância, o aquecimento pode ser bastante rápido.

IV.2 - Resultados Experimentais das Sondas Eletrostática, Hall e Bobina Diamagnética

As medidas aqui discutidas foram realizadas com o aparato experimental apresentado no Capítulo III. A polarização da sonda de Langmuir foi feita por um gerador de rampa, construído no laboratório de plasma, cuja tensão pode variar de 0 a 400 V, com ajuste do tempo de subida. As sondas podem ser polarizadas inversamente a fim de produzir uma variação do potencial de -300 Volts a +300 Volts num tempo máximo de 12 segundos.

O diagrama esquemático deste gerador está mostrado no Apêndice C e no Apêndice D. Apresentamos uma sinopse dos valores mais importantes da máquina linear LISA. As Figuras IV.1a e IV.1b, mostram os perfis radiais das temperaturas paralelas $T_{e//}$, e densidade eletrônica n_e , para as regiões de grande e pequeno volume de ressonância.



Figuras IV.1.a,b - Variação radial de temperatura e densidade eletrônica T_e e n_e para as regiões de grande (a) e pequeno (b) volume de ressonância (ponto 2, $Z = 100\text{cm}$)

Para analisar os resultados experimentais, torna-se necessário fazer algumas considerações, a priori, tais como:

a) Produção e Aquecimento do Plasma

O gás hélio foi ionizado e aquecido por uma fonte de microonda usando um magnetron 2M172J, Sanyo, de $f_{RF} = 2,45 \text{ GHz}$, $P_{RF} \approx 800 \text{ Watts}$, em regime contínuo ou pulsado cujo controle destes pulsos é feito por um circuito idealizado por nós, o qual está mostrado no Apêndice A.

b) Injeção da Microonda

A microonda é lançada lateralmente na câmara de vácuo através de uma fenda de 3 cm de largura, 18 cm de altura e 2 cm de espessura, deslocada aproximadamente 30 cm do centro da câmara de vácuo.

c) Vedação da Câmara de Vácuo

A vedação da câmara de vácuo no ponto de lançamento da microonda é feita através da conexão do guia retangular com o guia cilíndrico por meio de uma chapa retangular de quartzo e O-ring.

d) Medida de Campo Elétrico no Limiar da Parede do Guia Cilíndrico

A medida do campo elétrico no limiar do guia foi feito por sondas eletrostáticas duplas flutuantes, colocada dentro do guia, onde observamos um campo predominantemente paralelo $\vec{E} = E_z \hat{e}_z$.

e) Aquecimento do Plasma

Temos que levar em conta, aspectos tais como:

1. mesmo quando a frequência da microonda é diferente da frequência ciclotrônica dos elétrons há o aquecimento por atenuação de Landau de E_z e absorção ressonante via E_r ;
2. o aquecimento na ressonância elétron ciclotron se dá via E_θ ;
3. aquecimento direto da partícula que predomina próximo a parede.

IV.3 - Análise da Conversão de Modos

O modo dominante TE_{10} no guia retangular excita primeiramente no guia cilíndrico o modo TE_{11} . A interação deste modo com plasma magnetizado, produz os modos híbridos que na aproximação de primeira ordem é uma combinação dos modos TE_{12} e TM_{03} . As componentes de campo elétrico (E_r , E_θ e E_z) determinadas experimentalmente para diferentes valores de campo magnéticos aplicados, estão mostrados nas Figuras IV.2.a, IV.2.b e IV.2.c, respectivamente. Das figuras pode-se observar que baseado nas expressões da seção II.4.6 as componentes E_r e E_θ relativas ao modo TE_{12} , são:

$$E_r = (2/T_2 r) E_0 J_2(T_2 r) \sin 2\theta$$

(IV-5)

$$E_\theta = E_0 J_2'(T_2 r) \cos 2\theta$$

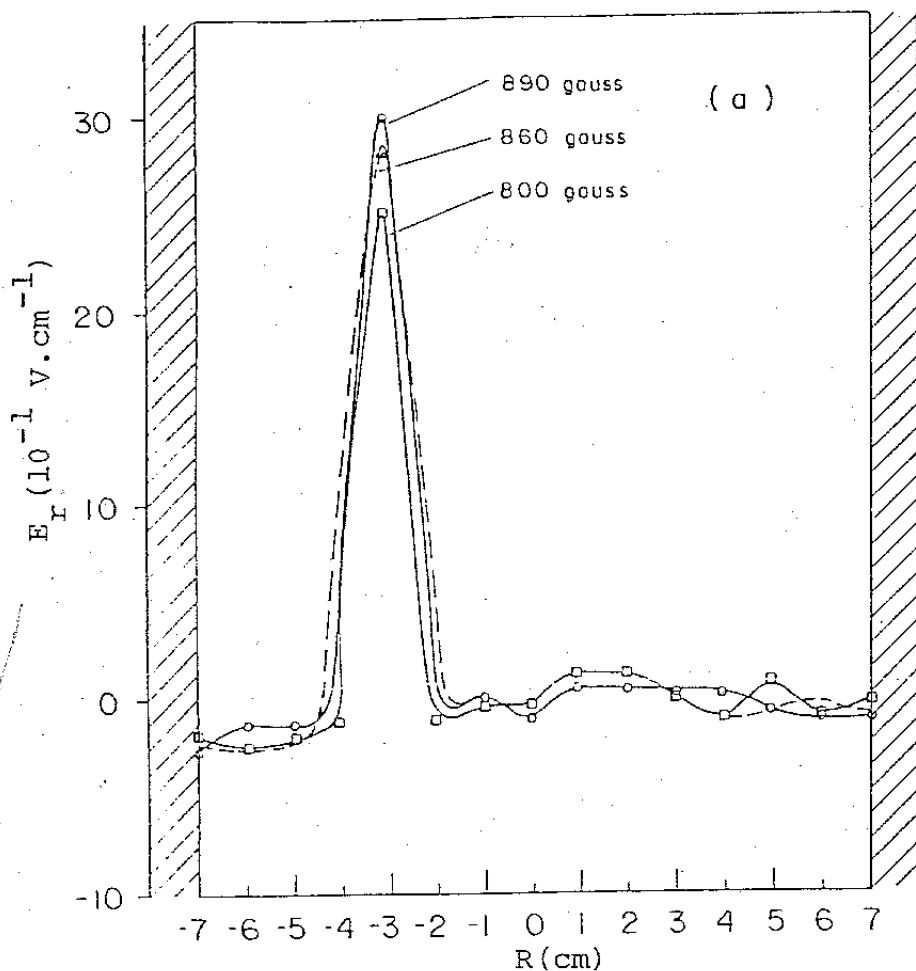
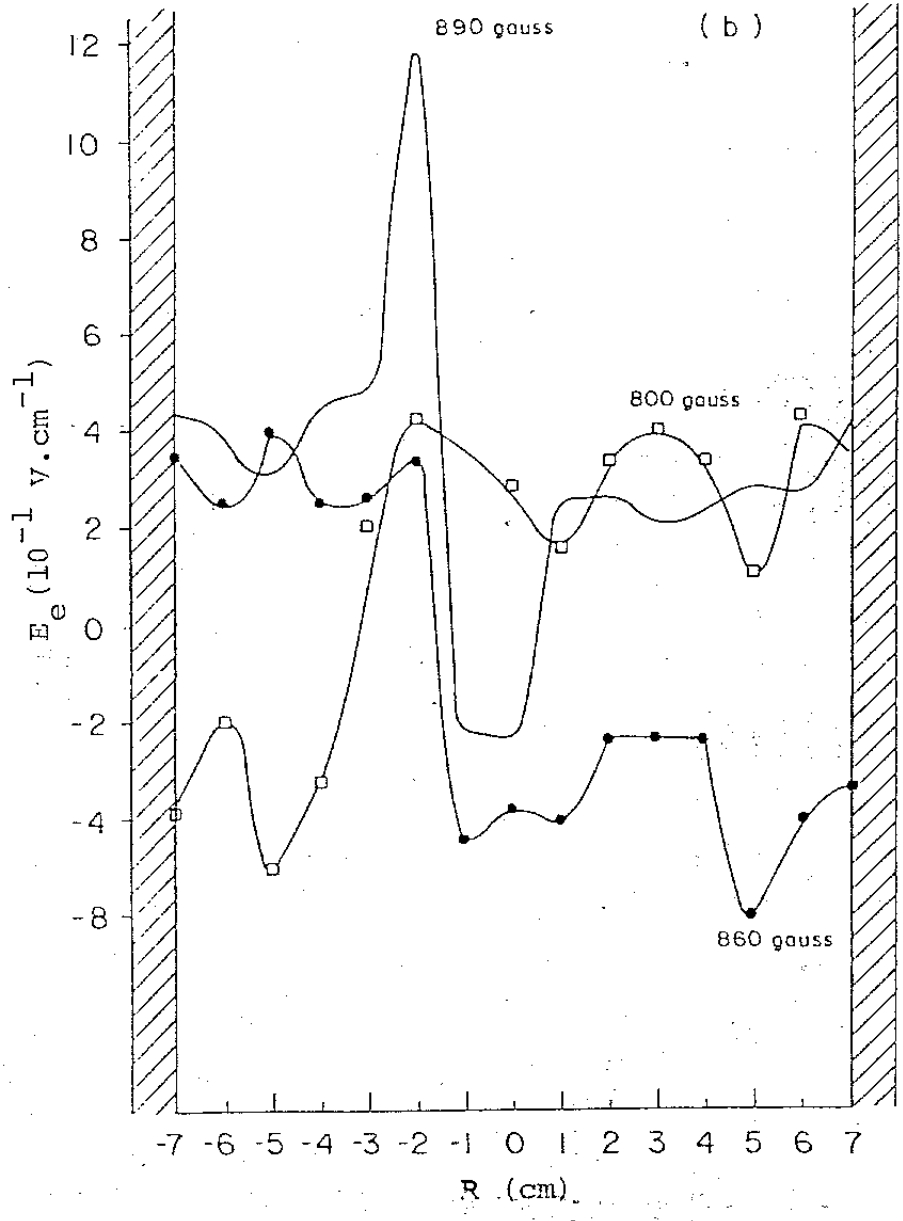


Figura IV.2.a - Perfil radial do campo elétrico E_r para diferentes valores de campo magnético.

Foi verificado experimentalmente que a componente E_r é predominante e que se converte em modo eletrostático.



-Figura IV.2.b - Perfil radial do campo Elétrico E_θ para diferentes valores de campo magnético.

A componente E_z relativa ao modo TM_{03} é:

$$E_z = E_0 J_0(T_1 r) \cos k_z z, \quad (IV-6)$$

onde E_0 é o campo elétrico da microonda. Verifica-se também, que a componente E_z é responsável pelo efeito de atenuação de Landau.

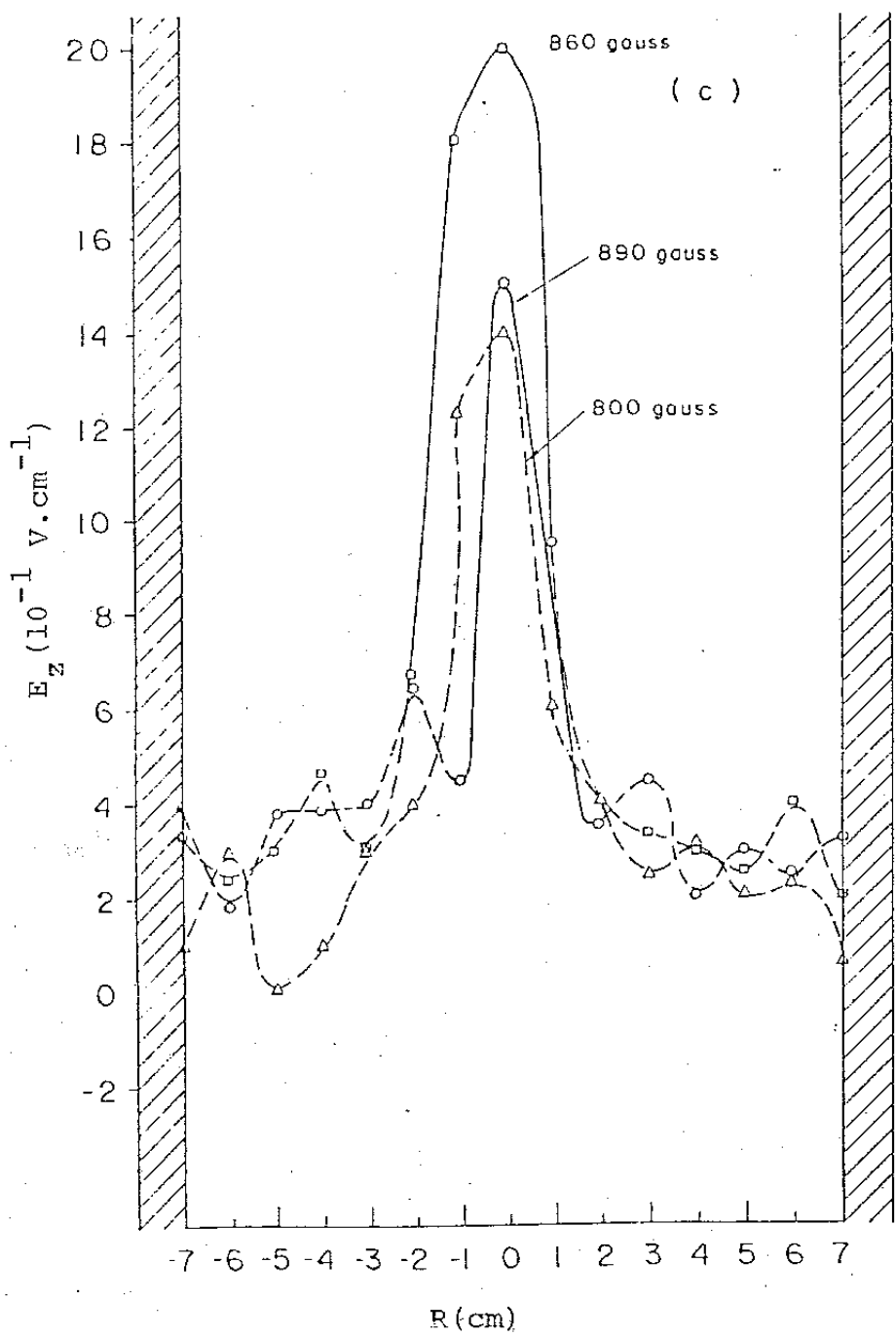


Figura IV.2.c - Perfil radial do campo elétrico E_z para diferentes valores de campo magnético.

A expressões para T_1 e T_2 são $T_1 = \frac{P_{03}}{a}$ e $T_2 = \frac{P_{12}}{a}$ as quais estão em concordância com a teoria apresentada no Capítulo II (item II.4) que tem os seguintes valores: $T_1 = 1,02 \text{ cm}^{-1}$ e $T_2 = 0,63 \text{ cm}^{-1}$. Não é rejeitada a possibilidade de que os perfis experimentais do campo elétrico obtido sejam a combinação de três ou mais modos eletromagnéticos. O número de onda T em geral depende de W_{ce} e W_{pe} (campo magnético aplicado e densidade do plasma) em nosso caso, para a faixa de 800 a 900 Gauss e densidade de 10 cm^{-3} , numericamente o valor de T está compreendido entre $0,5$ e $1,2 \text{ cm}^{-1}$ ($0,5 < T < 1,2$).

Os valores para k_z podem ser obtidos através da equação,

$$k_z^2 a^2 = \frac{\omega_{RF}^2 a^2}{c^2} - \frac{P_{03}^2}{1 - \frac{\omega_{pe}^2}{(\omega_{RF}^2 - \omega_{ce}^2)}} \quad (IV-7)$$

A Figura IV.3 mostra o espectro dos valores típicos de k_z e λ_z em função do campo magnético onde se pode ver no intervalo de 600 a 800 Gauss um conjunto de valores para k_z e λ_z , respectivamente, para diferentes raízes de P_{nl} , correspondente ao modo TM, tabelas IV.1.a e IV.1.b, que eventualmente, conduz à propagação de modos híbridos.

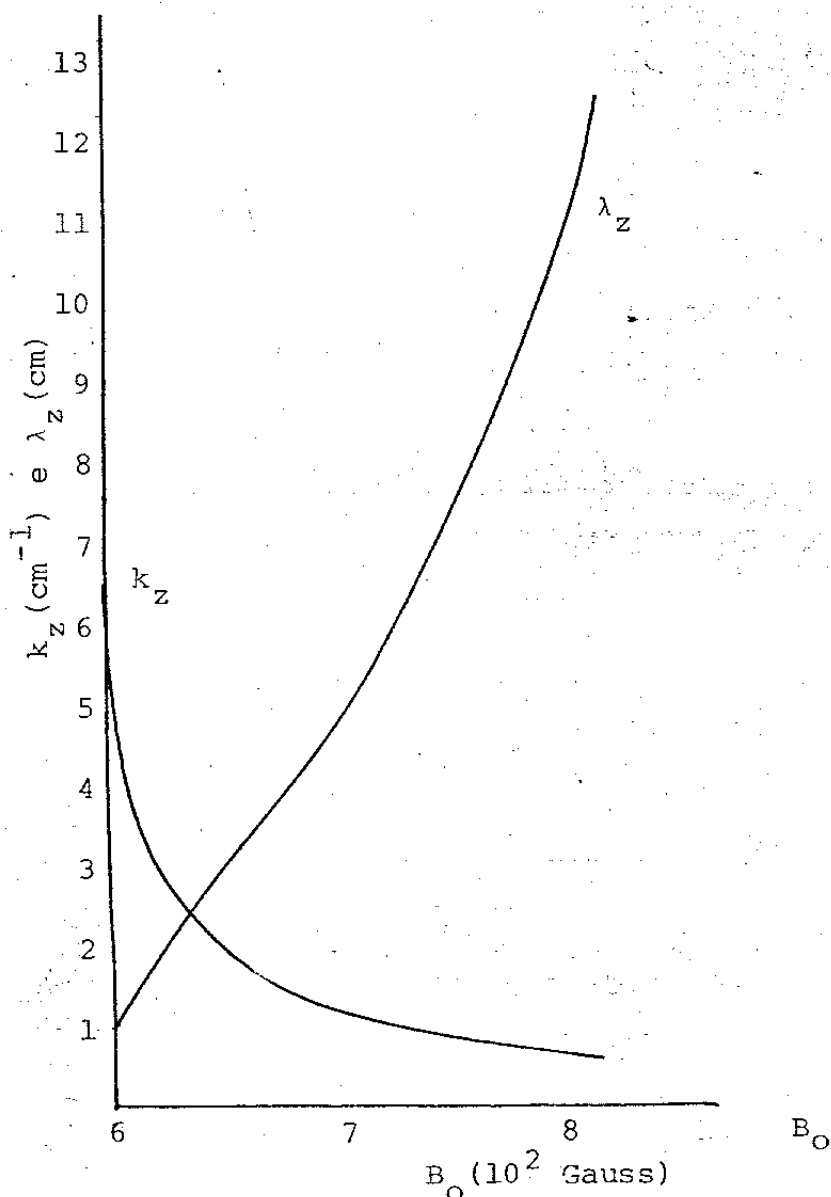


Fig. IV.3 - Variação do Vetor de Onda \vec{k}_z e o comprimento de onda λ_z versus Campo Magnético para o modo TM.

Tabela IV.1.a - Variação do Vetor de Onda k em Função do Campo Magnético B_0 para diferentes raízes P_{nl} .

P_{nl} B_0 (Gauss)	0,1000	2,4048	5,5201	8,6537	11,7915	14,9309
	k_z (cm)	k_z (cm)	k_z (cm)	k_z (cm)	k_z (cm)	k_z (cm)
860.	0.1683	0.4976	0.4870	0.4674	0.4376	0.3952
850.	0.3952	0.5011	0.5060	0.5147	0.5269	0.5425
840.	0.5425	0.5050	0.5258	0.5614	0.6091	0.6663
830.	0.6663	0.5092	0.5466	0.6081	0.6873	0.7789
820.	0.7789	0.5137	0.5683	0.6553	0.7636	0.8654
810.	0.8854	0.5185	0.5912	0.7033	0.8391	0.9890
800.	0.9890	0.5239	0.6154	0.7525	0.9150	1.0915
790.	1.0915	0.5297	0.6410	0.8033	0.9920	1.1945
780.	1.1945	0.5360	0.6683	0.8562	1.0709	1.2993
770.	1.2993	0.5430	0.6974	0.9116	1.1526	1.4069
760.	1.4069	0.5508	0.7287	0.9699	1.2379	1.5186
750.	1.5186	0.5594	0.7626	1.0318	1.3276	1.6356
740.	1.6356	0.5690	0.7993	1.0981	1.4229	1.7594
730.	1.7594	0.5799	0.8396	1.1696	1.5250	1.8915
720.	1.8915	0.5923	0.8839	1.2473	1.6354	2.0340
710.	2.0340	0.6065	0.9333	1.3328	1.7561	2.1894
700.	2.1894	0.6230	0.9888	1.4277	1.8896	2.3609
690.	2.3609	0.6423	1.0520	1.5347	2.0393	2.5529
680.	2.5529	0.6654	1.1250	1.6570	2.2099	2.7712
670.	2.7712	0.6934	1.2108	1.7997	2.4081	3.0244
660.	3.0244	0.7283	1.3142	1.9699	2.6440	3.3253
650.	3.3263	0.7730	1.4425	2.1794	2.9333	3.6939
640.	3.6939	0.8328	1.6084	2.4481	3.3035	4.1654
630.	4.1650	0.9177	1.8358	2.8139	3.8062	4.8039
620.	4.8030	1.0502	2.1780	3.3607	4.5558	5.7556
610.	5.7556	1.2956	2.7888	4.3301	5.8820	7.4379
600.	7.4379	2.0025	4.4789	6.9956	9.5209	12.0495

Tabela IV.1.b - Variação do Comprimento de Onda λ em Função
do Campo Magnético B_0 para diferentes raízes
 P_{nl}

P_{nl}	0,1000	2,4048	5,5201	8,6537	11,7915	14,9309
B_0 (Gauss)	λ_z (cm)	λ_z (cm)	λ_z (cm)	λ_z (cm)	λ_z (cm)	λ_z (cm)
860.	17.3371	12.6280	12.9016	13.4420	14.3581	15.8978
850.	15.8978	12.5376	12.4167	12.2079	11.9241	11.5811
840.	11.5811	12.4418	11.9486	11.1920	10.3155	9.4294
830.	9.4294	12.3401	11.4955	10.3322	9.1412	8.0669
820.	8.0669	12.2320	11.0556	9.5886	8.2285	7.0960
810.	7.0960	12.1169	10.6277	8.9342	7.4878	6.3530
800.	6.3530	11.9942	10.2104	8.3498	6.8671	5.7562
790.	5.7592	11.8629	9.8023	7.8213	6.3339	5.2599
780.	5.2599	11.7221	9.4024	7.3384	5.8669	4.8359
770.	4.8359	11.5710	9.0093	6.8928	5.4511	4.4660
760.	4.4660	11.4081	8.6221	6.4782	5.0757	4.1375
750.	4.1375	11.2322	8.2396	6.0893	4.7326	3.8414
740.	3.8414	11.0416	7.8606	5.7218	4.4157	3.6712
730.	3.5712	10.8342	7.4839	5.3722	4.1202	3.3218
720.	3.3218	10.6078	7.1082	5.0373	3.8420	3.0890
710.	3.0890	10.3594	6.7323	4.7144	3.5780	2.8698
700.	2.8698	10.0856	6.3544	4.4008	3.3252	2.6613
690.	2.6613	9.7819	5.9728	4.0941	3.0810	2.4612
680.	2.4612	9.4429	5.5853	3.7918	2.8432	2.2673
670.	2.2673	9.0614	5.1892	3.4913	2.6092	2.0775
660.	2.0775	8.6277	4.7809	3.1896	2.3764	1.8895
650.	1.8895	8.1286	4.3556	2.8830	2.1420	1.7009
640.	1.7009	7.5448	3.9065	2.6665	1.9020	1.5086
630.	1.5086	6.8466	3.4226	2.2329	1.6508	1.3079
620.	1.3079	5.9829	2.8848	1.8696	1.3792	1.0917
610.	1.0917	4.8495	2.2530	1.4511	1.0682	0.8448
600.	0.8448	3.1377	1.4028	0.8982	0.6599	0.5214

IV.4 - Variação Radial da Temperatura e Densidade Eletrônica T_e , n_e . Pressão Cinética $n_e k_b T_e$ e Pressão dos Elétrons $n_e k_b T_e$

A temperatura paralela dos elétrons T_e e a densidade foram medidas com sonda eletrostática de geometria plana, móvel, e comparadas com os valores da temperatura medida com o espectrógrafo. A pressão cinética foi medida com bobina diamagnética e sonda Hall e a pressão de elétrons com sonda de Langmuir.

Tomando por base as considerações anteriores (item IV.2), podemos, agora, analisar os parâmetros T_e e n_e para as duas regiões, como mostra as Figuras IV.1.a e IV.1.b.

O aumento da temperatura dos elétrons é gradual até atingir o ponto $r = -3$ cm (estamos tomando como referência negativa o lado do lançamento da microonda) onde pode ser observado um pico acentuado no perfil radial das temperaturas $k_b T_e = 47$ eV e $k_b T_e = 37$ eV, para as regiões de grande e pequeno espaço de ressonância, respectivamente. A relação de dispersão dada pela equação (II-1) e as Figuras II.1 e II.2 permitem explicar não só o crescimento gradual de T_e até $r = -3$ cm, como fenômenos relativos a colisões, principalmente íon-íon (v_{ii}), frequência híbridas, modo Bernstein etc, como veremos nos parágrafos subsequentes deste Capítulo. A medida do campo elétrico da microonda mostrou que existe uma predominância de E_z no limiar da câmara, isto é, \vec{E} paralelo a \vec{B} , significando a existência de um modo ordinário. Contudo, em nosso experimento a onda eletromagnética incidente faz um ângulo θ , que está situado entre 0° e 90° ($0^\circ < \theta < 90^\circ$). O modo ordinário, no início, contribui com aproximadamente 70% na transferência da potência, consequentemente os íons são aquecidos mais eficientemente que os elétrons, pois o aquecimento destes se deve ao modo extraordinário (polarização

circular à direita) que é ineficiente.

À medida que nos aproximamos do ponto $r = -3$ cm a propagação do modo ordinário tende para o seu valor crítico, isto é, $\omega_{RF} = \omega_{pe}$ ($x = 1$), Figura II.1, o que ocorre em $r = -3$ cm, onde a razão $(\omega_{ce}/\omega_{RF})$ é ligeiramente maior do que a unidade ($y > 1$), passando, agora, o modo extraordinário a ser o mais efetivo, ocorrendo também a ressonância híbrida superior ($x = 1 - y$), que possivelmente se converte em modo Bernstein.

A partir do ponto $r = -3$ cm, vários mecanismos de aquecimento são envolvidos como se segue:

1. ao lançarmos a onda eletromagnética a conversão de modos produz um forte aquecimento no plasma em torno da posição radial de $r = -3$ cm;
2. os processos de absorção dominantes que são responsáveis por este pico de temperatura T_e , em $r = -3$ cm são basicamente absorção ressonante e absorção ciclotrônicas, cujos mecanismos de aquecimento podem ser vistos no Capítulo II, deste trabalho.

As equações (II-3) e (II-11), permitem-nos mostrar que a potência de absorção por unidade de área é da forma:

$$\frac{P_{abs}}{A} \sim \frac{v}{8\pi} \int |E|^2 dx, \quad |E|^2 = E_r^2 + E_\theta^2, \quad (IV-8)$$

onde E_r corresponde a absorção ressonante e E_θ absorção ciclotrônica, respectivamente. Através de um simples cálculo, usando os dados experimentais de E_r , E_θ e a largura dos respectivos picos, obtém-se:

$$\frac{P_{abs}(\text{ciclotrônica})}{P_{abs}(\text{ressonante})} = 0,16. \quad (IV-9)$$

Esta razão é um indicador de que o mecanismo determinante de absorção da energia é o ressonante. Este fenômeno pode ser explicado pelos fatos seguintes:

1. a largura da região ressonante é maior do que a largura da zona de ressonância ciclotrônica ($1,0 \text{ cm} > 0,14 \text{ cm}$);
2. o pico do campo elétrico E_r é maior do que o pico do campo E_θ ($3 \text{ V/cm} > 1,2 \text{ V/cm}$);
3. Dentro da região ressonante, diferentes tipos de processos microscópicos como colisões diretas, Bremsstrahlung inverso, atenuação de Landau, etc., tendem a incrementar a absorção. A contribuição de cada uma destas parcelas pode ser da mesma ordem de magnitude, com um incremento das colisões diretas nas regiões próximo as paredes. Contudo, os outros mecanismos podem crescer a medida que r se aproxima de -3 cm ($r \rightarrow -3 \text{ cm}$).

É importante ressaltar que a potência de absorção ressonante independe da magnitude da frequência de colisão ν , Appert [22], o que é justificado pelo seguinte: A potência de absorção por unidade de área é:

$$\frac{P}{A} = \left\langle -\frac{\partial}{\partial t} z \int \frac{E^2}{8\pi} dr \right\rangle = \frac{\nu_{ef}}{8\pi} \int |E|^2 dr, \quad (\text{IV-10})$$

onde $\nu_{ef} = \sum_i \nu_i$, $i = 1, 2, 3, 4$ e os índices correspondem a atenuação de Landau, Bremsstrahlung inverso, oscilação de Langmuir e colisões diretas.

Da teoria sobre absorção ressonante, temos:

$$E_T = \frac{\text{sen}\theta B_z(0)}{\frac{r-r_0}{L} + i \frac{\nu_{ef}}{\omega_{RF}}}, \quad (\text{IV-11})$$

onde $r_0 = -3 \text{ cm}$ e $L \sim 1,0 \text{ cm}$.

A equação (IV-10), pode ser escrita como:

$$\frac{P}{A} = L \omega_{Pe}^2 \sin^2 \theta \frac{|B_z(0)|^2}{8} \int \frac{1}{\pi} \frac{v_{ef}}{\omega_{RF}} \frac{dr}{(r+3)^2 + \left(\frac{v_{ef}}{\omega_{RF}} L\right)^2} \quad (IV-12)$$

Nesta última expressão, equação (IV-12), observemos que a integral é uma representação da função δ (função de Dirac). Portanto, a potência absorvida é independente da frequência efetiva de colisão, de modo que, por enquanto, só qualitativamente podemos afirmar que os quatro sub-mecanismos estão ativos o pico do campo elétrico E_r , decresce mas a largura da região ressonante, conseqüentemente cresce, Rapozo e outros [43].

Voltando novamente ao cálculo feito sobre potência de absorção ciclotrônica e potência de absorção ressonante podemos verificar de outra forma que as contribuições respectivas são razoavelmente boas.

Observando o perfil da temperatura, Figuras IV.1.a e IV.1.b, podemos notar a existência, também, de um pico de T_e , próximo ao centro da coluna de plasma ($r = -1$ cm), onde as probabilidades de absorção ciclotrônica são mínimas ($E_\theta \rightarrow 0$). Então podemos considerar por hipótese que, no centro da coluna de plasma, temos somente absorção ressonante. Donde se deduz que a diferença entre os picos de temperatura em $r = -3$ cm a $r = -1$ cm corresponde a absorção ciclotrônica. Por outro lado, como as temperaturas obtidas são diretamente proporcionais às potências absorvidas, temos a seguinte relação:

$$\frac{P_{abs}(ciclotrônica)}{P_{abs}(ressonante)} = \frac{T_e(ciclotrônico)}{T_e(ressonante)} = \frac{47 - 40}{40} = 17,5\% \quad (IV-13)$$

que concorda razoavelmente bem com a análise anterior, tomando

por base o quadrado dos campos elétricos que excitam as respectivas absorções.

O pico de temperatura próximo ao centro ($T_e = 40$ eV), corresponde essencialmente a absorção ressonante devido a atenuação de Landau e possivelmente a oscilação de Langmuir via processo paramétrico. As afirmativas acima podem ser justificadas tendo em vista o grande número de medidas experimentais realizadas, que permitiram fazer o levantamento do perfil do campo elétrico E_z , Figura IV.2.c, e a detecção de ondas íon-acústicas, cujos dados são compatíveis ao processo de decaimento paramétrico, cujo mecanismo foi discutido no Capítulo II.

IV.4.1 - Influência do Campo Magnético no Aquecimento do Elétron na Ressonância Ciclotrônica dos Elétrons ECRH

Torna-se ainda necessário discutir, dada a sua relevância neste trabalho, a influência do campo magnético no aquecimento dos elétrons na ECR. Tomando por base a equação (II-6) no estado estacionário, observamos que a temperatura média é diretamente proporcional a razão de aquecimento α cuja expressão é dada por:

$$\alpha = \pi B_0 \int n_e \delta(B-B_0) dv / 3 \int n_e dv \quad . \quad (IV-14)$$

Para nosso experimento, $B_0 = 875$ Gauss (campo ressonante), $n_e = 7 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ e L_1 e L_2 são as larguras para o grande e pequeno espaço de ressonância respectivamente (obviamente $L_1 > L_2$). A equação acima, permite obter α_1 e α_2 .

Seja o elemento de volume dv igual a Adz onde A é a seção transversal para ambas regiões e $\delta(B-B_0)$ é a função delta de Dirac. Fazendo a integral supra temos:

$$\alpha_1 \sim \int n_e \delta(B-B_0) A dz = n_e A \int \delta(B-B_0) dz = n_e A L_1 ,$$

ou seja:

$$\alpha_1 \sim n_e A L_1 . \quad (IV-15)$$

Similarmente,

$$\alpha_2 \sim n_e A L_2 , \quad (IV-16)$$

como $L_1 > L_2$, temos que, $\alpha_1 > \alpha_2$.

Portanto, no caso de grande espaço de ressonância temos uma maior razão de aquecimento. É importante notar que a temperatura a ser considerada na equação (II-7) é a temperatura média dos elétrons, $\langle T_e \rangle = \frac{1}{3}(2T_{e//} + 2T_{e\perp})$. A temperatura paralela para as regiões 1 e 2, pode ser obtida diretamente das Figuras IV.1.a e IV.1.b, respectivamente. É importante observar que estas temperaturas foram medidas com sondas de Langmuir planas, simples e móveis. A temperatura perpendicular pode ser calculada a partir da expressão, Aihara e outros [44].

$$\frac{n(z)}{n(0)} = \frac{R}{\theta [R-1] + 1} \left(\frac{1 - R/R_m}{1 - 1/R_m} \right)^{1/2} , \quad (IV-17)$$

onde:

$n(z)$ é a densidade dos elétrons no ponto $z = 70\text{cm}$: $n(z) = 5 \times 10^{10} \text{cm}^{-3}$

$n(0)$ é a densidade no ponto de mínimo $B(0) = n(0) = 9 \times 10^{10} \text{cm}^{-3}$

$$R = \frac{B(z)}{B(0)} = 3,0 ,$$

$$R_m = \frac{B_{\max}}{B(0)} = 6,0 ,$$

$$\theta = \frac{T_{e\perp}}{T_{e//}} = 1,85 .$$

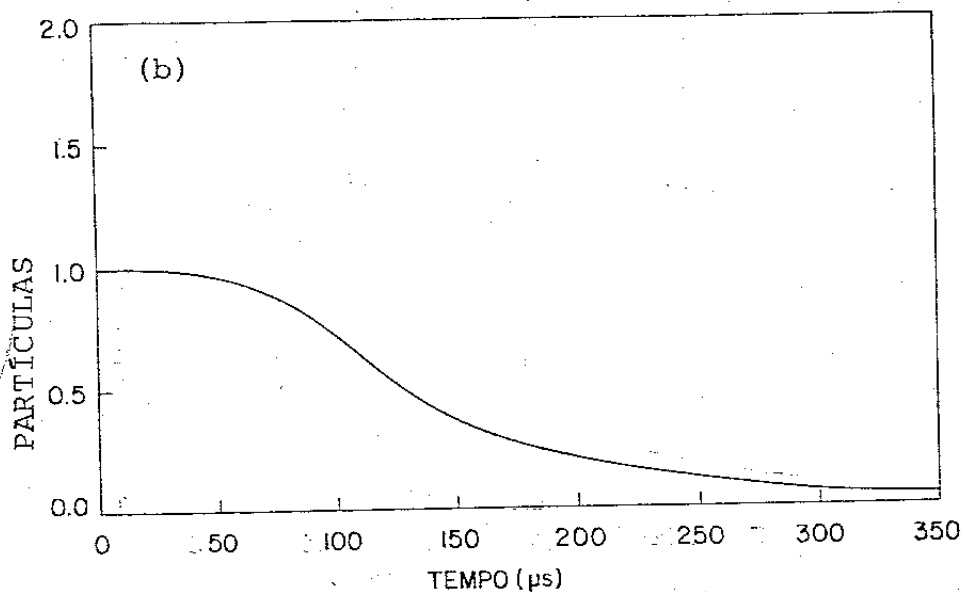
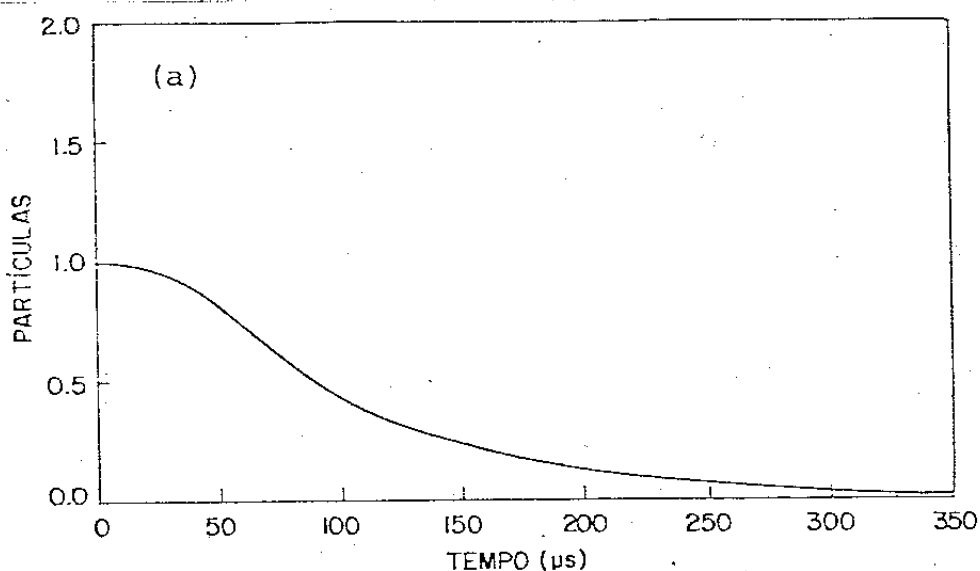
Esta relação fornece temperaturas médias para os elétrons:

$\langle T_e \rangle = 90 \text{ eV}$ correspondente a região de grande volume de ressonân-

cia e $\langle T_e \rangle = 70$ eV, correspondente a região de pequeno volume de ressonância.

O valor da temperatura média pode, ainda, ser obtida através da simples relação entre os quadrados dos campos elétricos E_r , E_θ e E_z : $(E_r^2 + E_\theta^2) / E_z^2 = T_{e\parallel} / T_e$.

Por outro lado, analisando os tempos de confinamento de energia τ_1 e τ_2 obtido por método numérico tri-dimensional, Rapozo e outros 11. Figuras IV.3.a e IV.3.b, para as duas regiões, observamos ainda que os mesmos tem a mesma ordem de magnitude (112 e 128 μ s).

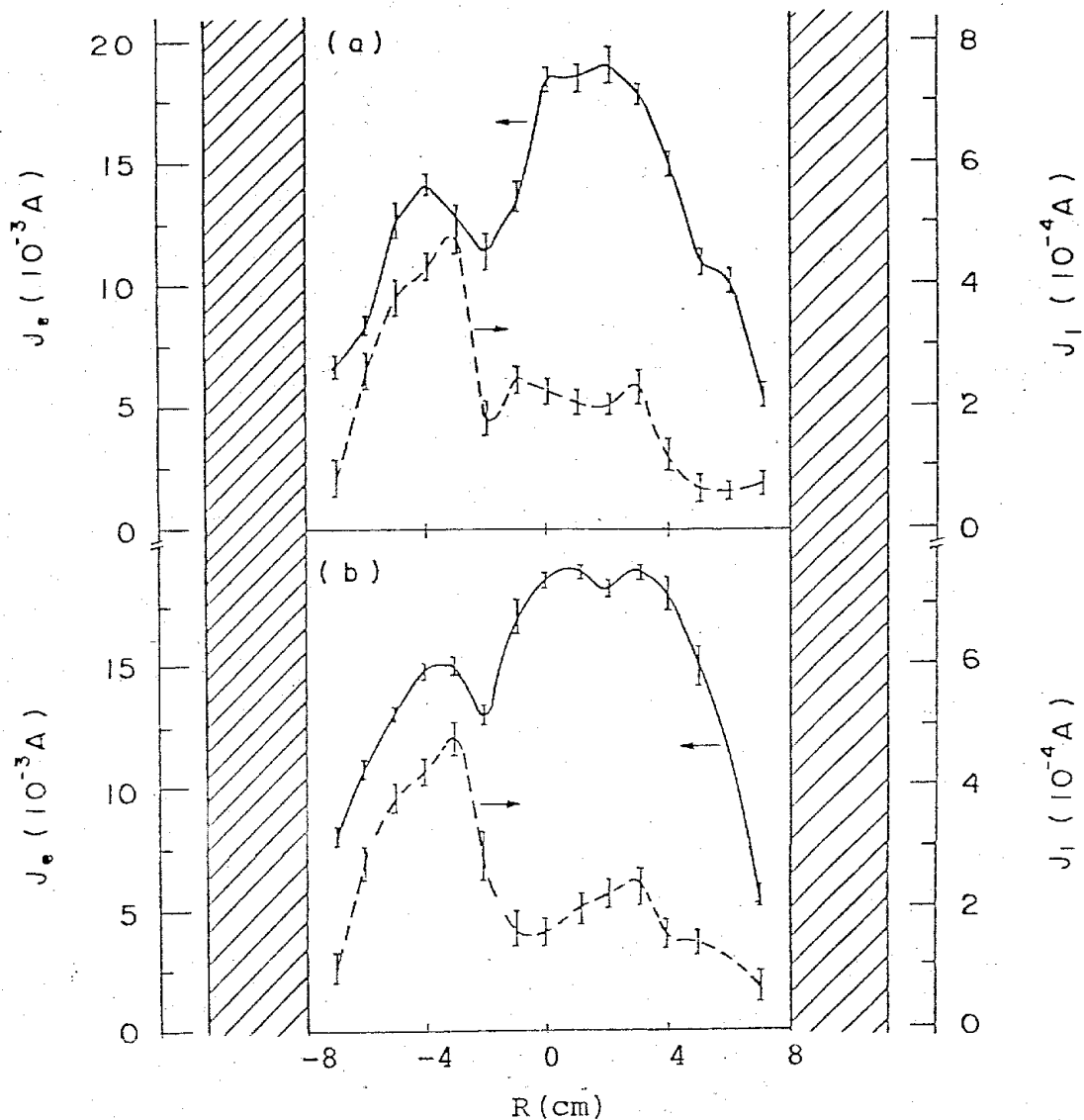


Figuras IV.3.a,b - Decaimento do número de partículas em função do tempo de confinamento de energia τ , para as regiões de grande (a) e pequeno (b) volume de ressonância

IV.5 - Variação Radial do Potencial de Plasma V_p , Corrente de Saturação de Elétrons e de Íons I_{es} , I_{is}

IV.5.1 - Variação Radial das Correntes de Saturação I_{es} e I_{is}

As Figuras IV.5.a e IV.5.b, mostram a variação radial das correntes eletrônicas e iônicas para as regiões de grande e pequeno volume de ressonância (região 1 e região 2).



Figuras IV.5.a,b - Variação radial das correntes de elétrons e íons para as regiões 1(a) e 2(b).

A expressão (II-89) mostra que a corrente de saturação de íons

é proporcional a $(T_e)^{1/2}$. O decréscimo da corrente a partir do ponto $r = -4a$, deve-se, principalmente à diminuição de temperatura T_e , e o termo V_{RF}^2 cai muito mais rapidamente do que a queda da temperatura, tendo em vista que o campo E_r é aproximadamente zero a partir de $r = 4\text{cm}$, o que leva a razão $(V_{RF}^2/T_e)^{1/2} \rightarrow 0$.

A expressão para a densidade de corrente de elétrons para o plasma produzido por RF a qual será justificada no parágrafo final deste Capítulo, é dada por:

$$J_e = n_e^{**} e \sqrt{k_b T_e / 2\pi m_e} \quad , \quad (\text{IV-18})$$

e mostra que J_e , varia não só com a temperatura $(T_e)^{1/2}$, como também com a densidade n_e^{**} , que tem a expressão,

$$n_e^{**} = n_0 \exp \left[- \frac{eV_F(\omega)}{k_b T_e} \right] I_0 \left[\frac{eV_{RF}}{k_b T_e} \right] \quad . \quad (\text{IV-19})$$

No caso de distribuição Maxwelliana da energia dos elétrons, a variação do potencial flutuante V_F , é dado por:

$$e(V_{F0} - V_F(\omega)) = e\Delta V_F = T_e \ln \left[I_0 \left(\frac{eV_{RF}}{k_b T_e} \right) \right] \quad , \quad (\text{IV-20})$$

onde, T_e é a temperatura dos elétrons em eV, I_0 é a função de Bessel modificada de ordem zero e V_{RF} é a amplitude da voltagem em RF em volts.

O crescimento da temperatura T_e até a zona de ressonância ciclotrônica e conseqüentemente a diminuição do potencial flutuante V_F , nesta região, justificam o fenômeno de crescimento rápido da corrente de elétrons até o ponto $r = -3\text{ cm}$, para ambas as regiões 1 e 2. A partir deste ponto até $r = -1,5\text{ cm}$, o processo se inverte, isto é, a temperatura T_e diminui e o potencial flutuante tende a crescer, conseqüentemente, a corrente de elétrons cai de 14 até $11 \times 10^{-3}\text{ A}$, para a região 1, e de 15 até

13×10^{-3} A, para a região 2. No intervalo $[-1,5, 1,5]$ observamos um crescimento monotônico da corrente de saturação de elétrons I_{es} , devido a uma ligeira diminuição do campo magnético, de aproximadamente 10 Gauss, o que produz um aumento de temperatura ($v \sim cE/B \sim \sqrt{k_b T_e / m_e}$) e um aumento de densidade para satisfazer a conservação de energia ($B^2/8\pi + n_e k_b T_e = \text{cte.}$) o que leva a um estado de equilíbrio da coluna, formando-se um patamar até $r = 4$ cm. Agora observamos um decréscimo da corrente devido a diminuição da densidade e ao resfriamento do plasma próximo à parede.

A razão J_e/J_i diminui, à medida que os coeficientes de transportes dos elétrons perpendiculares a B_0 diminui, conforme os trabalhos de Burhop|45| e Schwirzke|46|.

IV.5.2 - Variação Radial do Potencial do Plasma V_p

É fato conhecido que o potencial de plasma V_p , diminui ressonantemente em B_c . Este fato foi explicado, qualitativamente, pelo crescimento da razão entre a temperatura perpendicular e a paralela na ressonância elétron ciclotron e pela razão de espelho efetiva por Galvão e Aihara|44|.

Os dados experimentais obtidos por nós, apresentam o perfil conforme mostra a figura IV.6, onde se verificou a existência de duas regiões $r = \pm 3$ cm onde o potencial de plasma cai, acentuadamente, para grande e pequeno espaço de ressonância.

Este fato está diretamente relacionado com o perfil do campo elétrico E_θ , Figura IV.2.b, o que caracteriza o processo de absorção ciclotrônica nestas regiões, onde o fator θ cresce efetivamente, em consequência do crescimento da temperatura perpendicular $T_{e\perp}$, o perfil radial das Figuras IV.1.a e IV.1.b, mostra ainda que a temperatura $T_e(V_p)$, para a região de grande volume

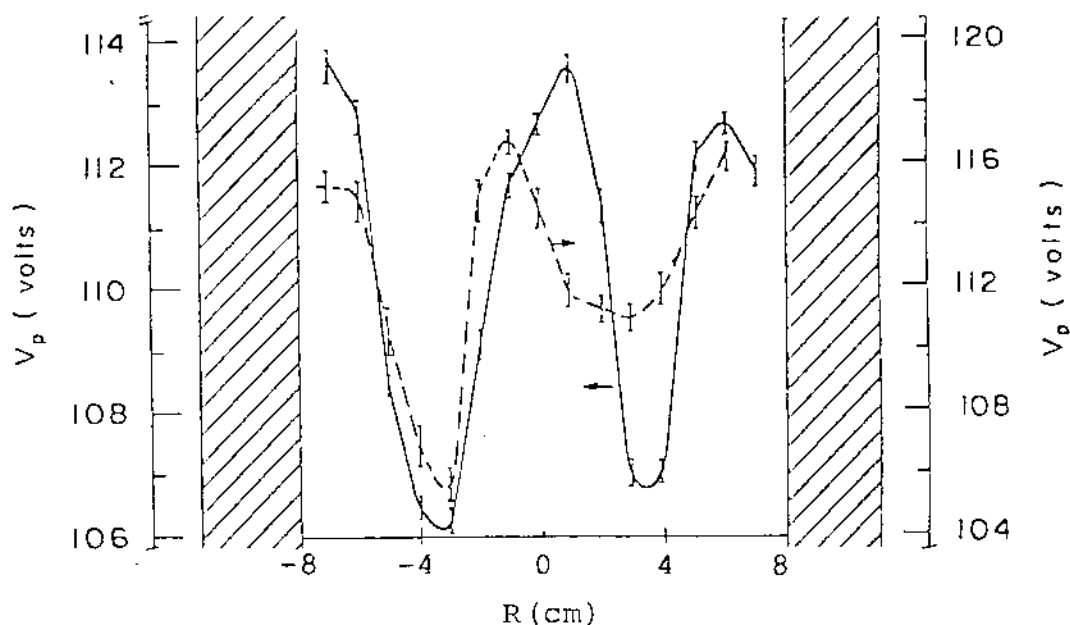


Figura IV.6 - Variação radial do potencial de plasma V_p para as regiões de grande (1 linha cheia) e pequeno (2 linha pontilhada) volume de ressonância respectivamente

de ressonância é maior (menor) do que a temperatura T_e (V_p) para o pequeno volume de ressonância respectivamente. Devemos ressaltar que θ depende da colisão entre partículas, principalmente elétron-íon ($\nu_{ei} \propto n_e T_e^{-3/2}$), e do tempo de confinamento do plasma. Em relação a variação do potencial de plasma V_p , com a frequência de colisão pode ser mostrado que $\nu_{ei} \propto |V_p|^2$, Rapozo, Sakanaka e outros [47], onde V_p , neste caso particular, pode ser considerado como um potencial Coulombiano. Das duas relações anteriores pode-se verificar que em regiões de picos de temperatura temos os valores mínimos de potencial de plasma.

O comportamento do potencial de plasma V_p , com o campo magnético se assemelha aos resultados de difusão anômala para descargas DC em campos magnéticos segundo Hoh e Lehnert [48] e Paulikas [49]. Nestes casos há o aparecimento de uma instabilidade na coluna de plasma a qual altera a difusão de partículas nas direções perpendiculares e paralelas ao campo magnético. Na previsão teórica do valor, correto, de B_c leva-se em conta a intensidade de corrente na descarga DC.

IV.6 - Variação Radial das Frequências de Colisão ν_{ei} e ν_{ii} , Resistividade Transversa de Spitzer η_{\perp} , Tempo de Difusão γ^{-1} e Razão entre Energia Térmica e Magnética β

IV.6.1 - Variação Radial de β

A variação radial de β para as regiões de grande e pequeno volume de ressonância Figura IV.7 mostra picos em alguns pontos de seu perfil; o que, provavelmente, pode denotar no caso do plasma produzido por RF a existência de uma instabilidade.

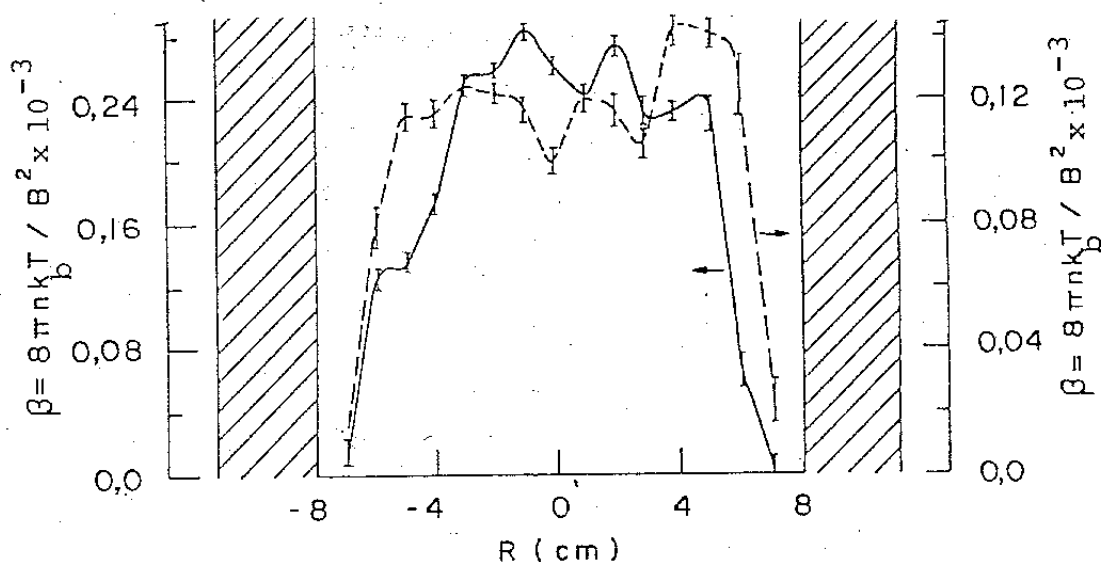


Figura IV.7 - Variação radial de β para as regiões de grande (linha cheia) e pequena (linha pontilhada) volume de ressonância

IV.6.2 - Variação Radial da Frequência de Colisão Elétron-Ion ν_{ei}

Seu perfil apresenta pontos mínimos, observados na Figura IV.8.a, que indicam uma boa concordância com os menores valores do potencial de plasma V_p , para as duas regiões, grande e pequeno no espaço de ressonância respectivamente.

As menores flutuações observadas no intervalo $[-4, 4]$, são devidas as variações da densidade de n_e , e da temperatura T_e , ($\nu_{ei} \propto n_e T_e^{-3/2}$). Em $r = \pm 6$ cm, seu crescimento é brusco devido ao resfriamento dos elétrons próximo às paredes metálicas da

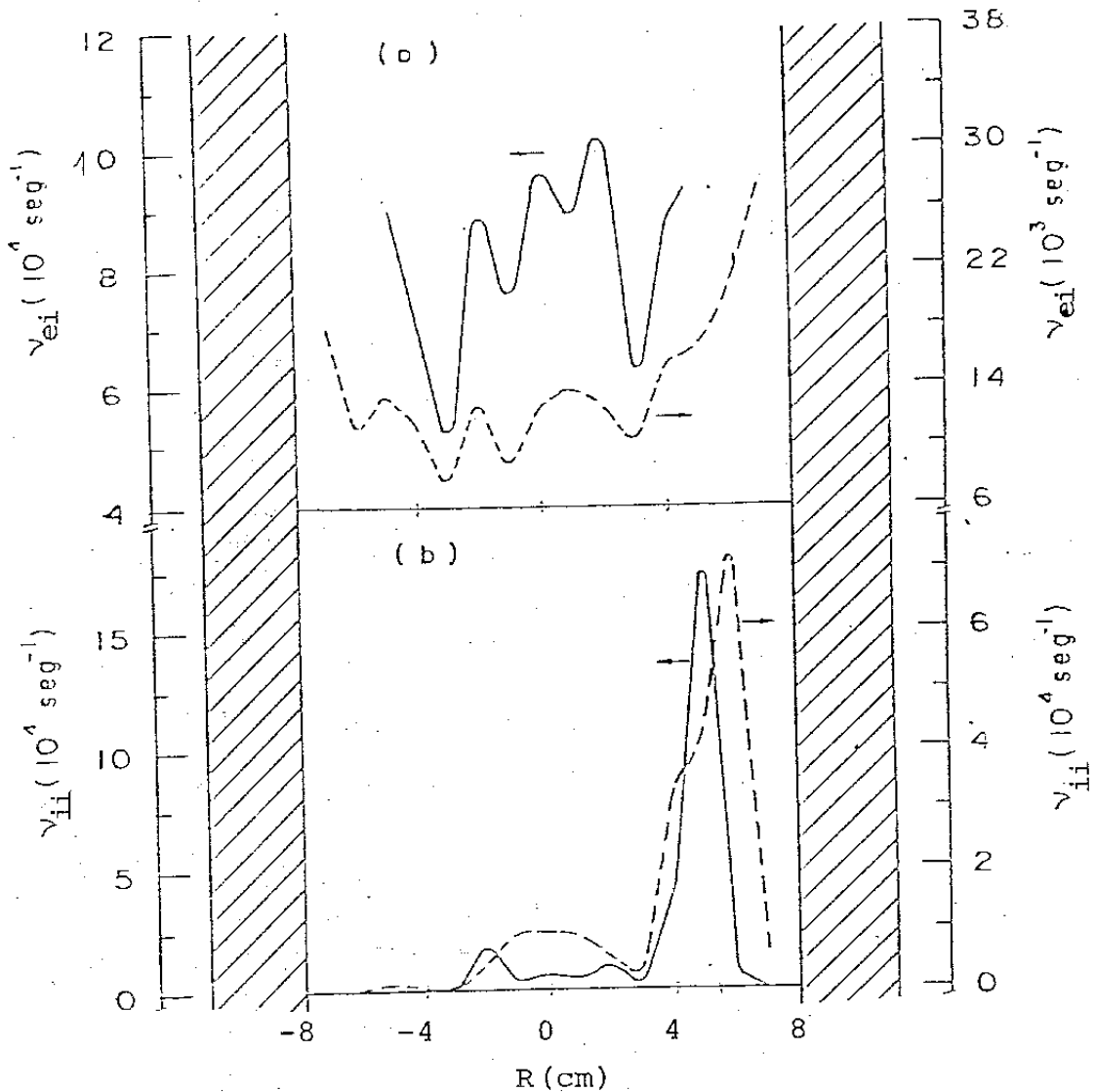
câmara de vácuo.

IV.6.3 - Variação Radial da Frequência de Colisão Íon-Íon ν_{ii}

O perfil da frequência de colisão íon-íon está mostrado na Figura IV.8.b, o qual pode ser analisado da seguinte forma:

1. No intervalo $[-7, -4]$ seu valor é aproximadamente zero.

Este fato pode ser justificado com base nos argumentos do item IV.4, quando analisamos os modos de propagação da onda eletromagnética (ordinário e extraordinário), ou seja, até este ponto o modo ordinário aquece os íons, conseqüentemente sua frequência de colisão cai pois $\nu_{ii} \sim (T_e/T_i)^{3/2} \nu_{ee}$, e a influência da razão $(T_e/T_i)^{3/2}$ é mais efetiva do que ν_{ee} . À medida que os elétrons vão sendo aquecidos pelo modo extraordinário esta razão tende a crescer, contudo, agora, o decréscimo de ν_{ee} predomina mantendo-a aproximadamente constante até o valor $r = 3$ cm; no intervalo de $[3, 7]$ seu perfil apresenta um pico, o qual pode ser explicado, facilmente, considerando-se que a temperatura dos íons T_i , aí é praticamente zero e a temperatura dos elétrons e dos íons diminui na medida que se aproxima da parede metálica devido a fenômenos de difusão.



Figuras IV.8.a,b - Variação radial das frequências de colisões elétron-íon e íon-íon para as regiões de grande (linha cheia) e pequena (linha pontilhada) volume de ressonância

IV.6.4 - Variação Radial da Frequência Híbrida Inferior ω_{LH}

A frequência híbrida inferior, deve-se a uma ressonância natural na carga a qual ocorre próxima à média geométrica das frequências ciclotrônica dos elétrons e íons, Oakes [50], isto é, $\omega_{LH} = (\omega_{ci} \omega_{ce})^{1/2}$. Os perfis mostrados na Figura IV.9, para as regiões de grande e pequeno espaço de ressonância, respectivamente, apresentam uma certa diferença.

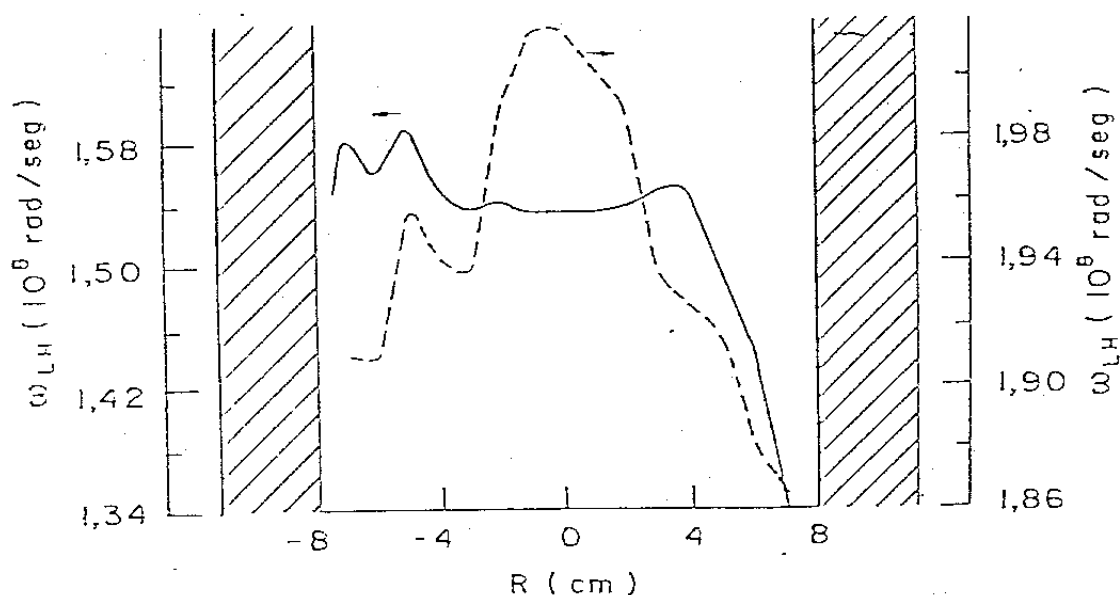


Figura IV.9 - Variação radial da frequência híbrida inferior para as regiões de grande (linha cheia) e pequena (linha pontilhada) volume de ressonância

Para a região de grande volume pode-se ver que seu valor máximo está no intervalo $|-7, -3|$, verificando-se neste intervalo, além do maior aquecimento de íons e elétrons, também a eficiência máxima na conversão de energia da onda em energia cinética das partículas do plasma. A partir deste ponto a mesma cai de seu valor máxima, mantendo-se constante no intervalo de $|-4, 4|$, caindo abruptamente para zero a partir de $r = 4$ cm.

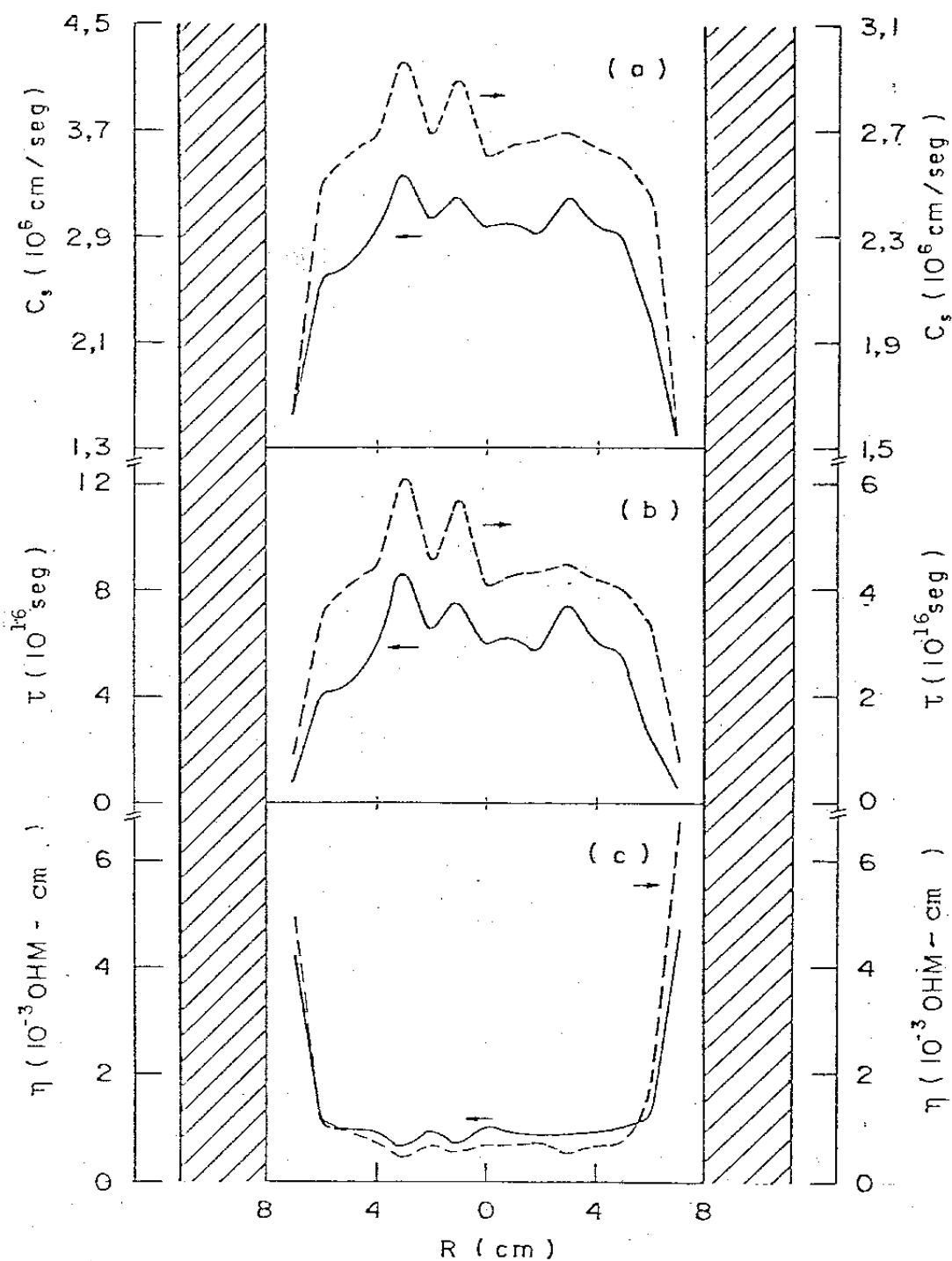
Para a região de pequeno espaço de ressonância esta frequência apresenta um valor mínimo em $r = -7$ cm, aumentando deste valor mínimo até $r = -5$ cm, diminuindo, agora até $r = -3$ cm; aumentando novamente de aproximadamente 13% no intervalo $|-3, -1|$ mantendo-se constante neste máximo valor no intervalo de $|-1, 1|$; quando começa a cair abruptamente a partir de $r = 1$ cm, atingindo o seu mínimo valor em $r = 7$ cm. Concluimos a partir desta análise que esta configuração oferece maiores perspectivas para trabalhos relativos a ressonância híbrida inferior, tendo em vista maiores possibilidades de acesso das ondas na região de alta densidade do plasma, aquecimento mais efetivo

de íons e elétrons e maior eficiência na conversão da energia da onda em energia cinética das partículas do plasma, Rapozo e Sakanaka [51].

IV.6.5 - Variação Radial da Velocidade Íon-Acústica c_s , Tempo Clássico de Difusão Resistiva do Campo τ e Resistividade Transversa de Spitzer η

Os perfis para estes três parâmetros podem ser vistos nas Figuras IV.10.a, 10.b e 10.c, para as duas regiões.

O mecanismo pelo qual existe um campo elétrico perturbado devido a separação de cargas, origina a propagação das ondas íon-acústica com velocidade $c_s = \sqrt{k_b T_e / m_i}$, tendo em vista que o plasma é não isotérmico ($T_e \gg T_i$). O perfil radial desta velocidade está em consonância com o perfil da grandeza envolvida que é temperatura dos elétrons T_e , já explicado anteriormente. O tempo de difusão $\tau \propto \eta^{-1}$ e como a resistividade transversa de Spitzer $\eta \propto T_e^{-3/2}$, concluímos, de maneira análoga, que seu perfil está totalmente em acordo com o esperado. E finalmente o perfil de η , acompanha a variação da temperatura no intervalo $[-7, 7]$ mostrando um crescimento assintótico próximo às paredes, justamente onde o valor de T_e é pequeno ($T_e \rightarrow 0$).



Figuras IV.10.a,b,c - Variação radial de velocidade iônica, c_s , tempo de difusão, τ e resistividade transversa de Spitzer para as regiões de grande (linha cheia) e pequena (linha pontilhada) volume de ressonância respectivamente. (Ponto 2).

IV.7 - Dependência da Temperatura T_e , com a Pressão

Como método alternativo de medida de temperatura usamos um espectrôgrafo de prisma cujas características principais estão no Apêndice B.5. O processo utilizado foi o método corona [52] que se baseia essencialmente na razão entre as intensidades de linhas do hélio-singlete ($\lambda = 4713 \text{ \AA}$) e hélio-tripletto ($\lambda = 4921 \text{ \AA}$).

As Figuras IV.11.a e IV.11.b, mostram a variação da razão entre as intensidades luminosas dos estados singletos e tripletos e da temperatura em função da pressão.

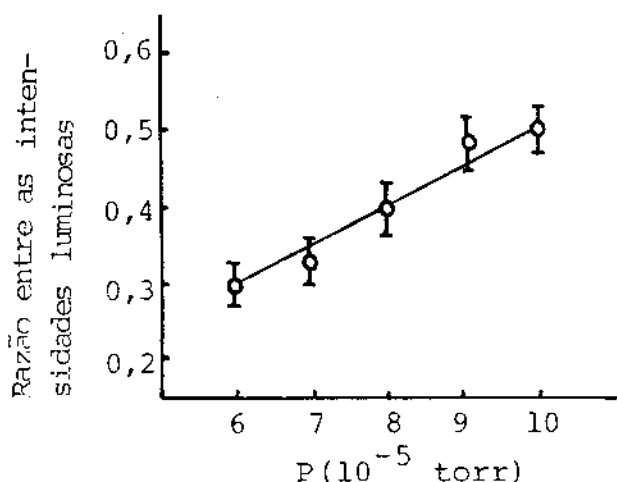


Fig. IV.11.a - Variação da razão entre as intensidades luminosas versus pressão

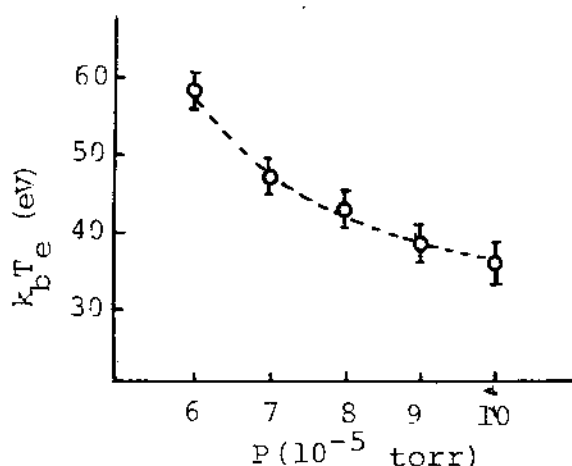


Fig. IV.11.b - Variação de T_e versus pressão

Pode se observar que a razão entre as intensidades cresce à medida que a pressão cresce e conseqüentemente a temperatura dos elétrons diminui, concordando tanto com a teoria como com os trabalhos experimentais já realizados sobre variação da temperatura com a pressão, Von Engel e Bickerton [53].

A Figura IV.12 mostra o gráfico de Boltzmann usado para determinar a temperatura em função das razões entre as intensidades luminosas e a Tabela IV.2 mostra alguns resultados experimentais obtidos com o espectrôgrafo usando este método, os quais comparados com os resultados obtidos com sonda de Langmuir, apresentam em média, uma discrepância de 40%; o que é razoável em se tratando de medida com sonda em plasma magnetizado.

$P \cdot 10^{-5}$ torr	R	$\lambda_{H\alpha} = 4731 \text{ \AA} / 4921 \text{ \AA}$	T_e (eV)
6.0	0	0.30	59
7.0	0	0.33	47
8.0	0	0.40	43
9.0	0	0.49	38
10.0	0	0.50	36

Tabela IV.2 - Temperatura versus pressão

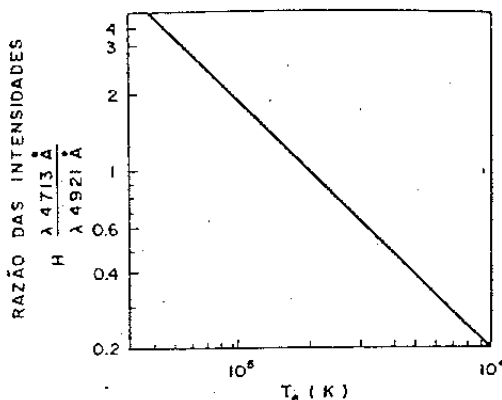
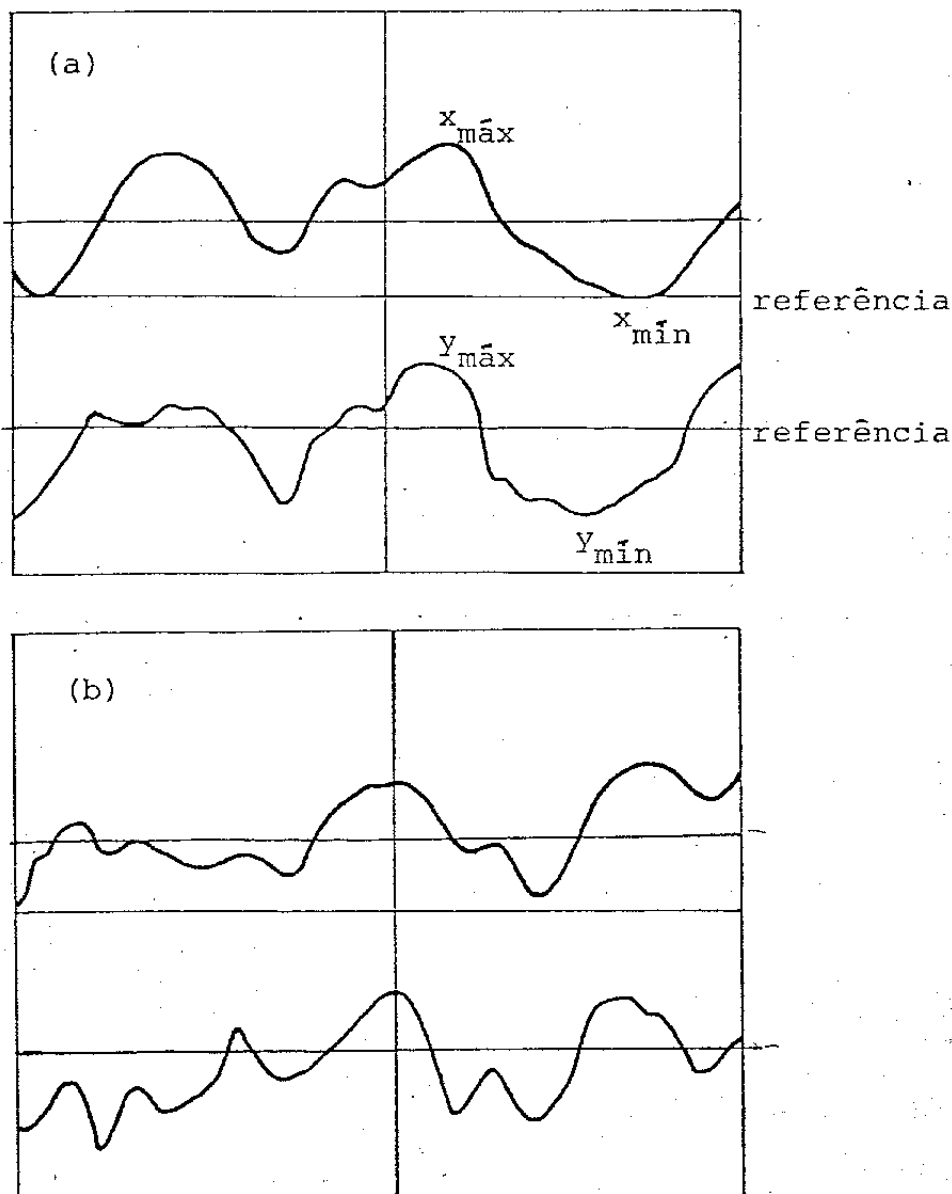


Figura IV.12 - Razão das intensidades versus temperatura

IV.8 - Deteção de Ondas Íon-Acústica Modo Lento, num Plasma Magnetizado

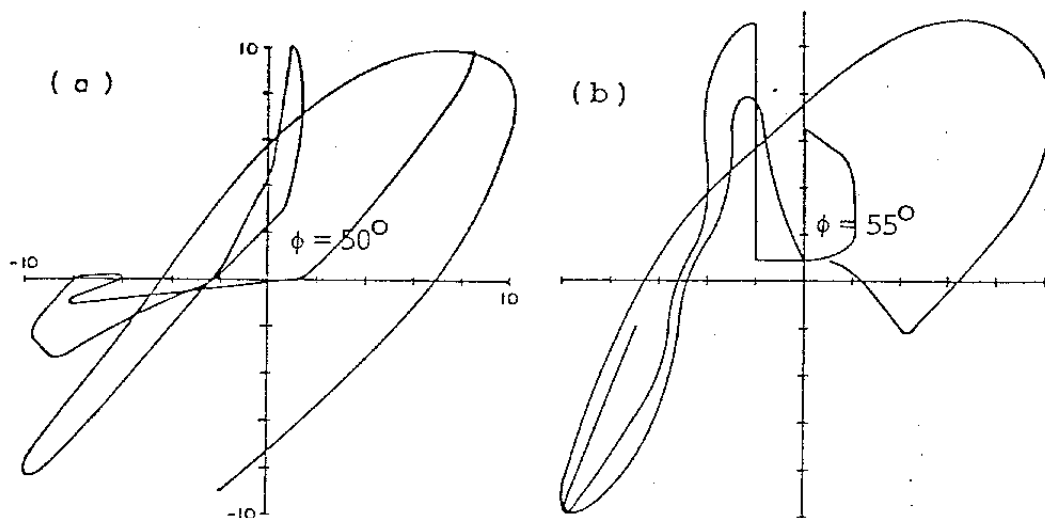
Estas ondas foram detetadas por duas sondas eletrostáticas, simples, flutuantes S_1 e S_2 , distanciadas 70 cm ($\Delta z = 70$ cm) uma da outra para um plasma de hélio cuja pressão esteve em torno de 6×10^{-5} Torr. Os sinais destas sondas foram injetados num osciloscópio Tektronix-485 a fim de serem fotografados e analisados; o que foi feito da seguinte forma:

1. a sonda S_1 mede a perturbação da onda que chamamos y_1 e S_2 mede a perturbação da onda x_1 ;
2. considerando a linha de referência, normalizamos os valores, arbitrando como $X_{1\text{máx}}$ as variações acima da linha de referência e $X_{1\text{mín}}$ as variações abaixo, e o mesmo procedimento foi observado para y_1 máximo e y_1 mínimo. Figuras IV.13.a e IV.13.b.



Figuras IV.13.a,b - Flutuações de amplitudes das oscilações eletrostáticas de baixa frequência

Levantamos os valores ponto a ponto e obtivemos as Figuras IV.14.a e IV.14.b que nos fornece o ângulo de defasagem entre as ondas x_1 e y_1 cujos valores são $\phi_a = 50^\circ$ e $\phi_b = 55^\circ$.



Figuras IV.14.a,b - Ângulos de defasagem da onda lenta

Este procedimento é justificável se consideramos o seguinte:

$$x_1 = A_1 \text{ sen}(\omega t + \phi_1) , \quad (\text{IV-21})$$

e

$$y_1 = A_2 \text{ sen}(\omega t + \phi_2) , \quad (\text{IV-22})$$

onde a condição de normalização leva a,

$$x_1 = \text{sen}(\omega t + \phi_1) , \quad (\text{IV-23})$$

e

$$y_1 = \text{sen}(\omega t + \phi_2) , \quad (\text{IV-24})$$

considerando que $\delta = \phi_1 - \phi_2$ tem módulo constante do vetor girante para $\delta = \pi/2$, temos o movimento em quadratura o que leva:

$$x_1 = A_1 \text{ sen} \omega t , \quad (\text{IV-25})$$

e

$$y_1 = A_2 \text{ sen}(\omega t + \frac{\pi}{2}) = A_2 \text{ cos} \omega t , \quad (\text{IV-26})$$

ou seja:

$$\frac{x^2}{A_1^2} + \frac{y^2}{A_2^2} = 1 \quad , \quad (\text{IV-27})$$

que é a equação da elipse.

O período de oscilação é obtido diretamente no osciloscópio cujo valor foi de $T = 175 \mu\text{s}$ que nos fornece uma frequência de propagação de onda íon-acústica ($f_s \approx 5,7 \times 10^3 \text{ Hz}$). De posse desses dados, isto é, da defasagem $\phi \approx 55^\circ$ do espaçamento entre as sondas ($\Delta z = 70 \text{ cm}$) e considerando o ciclo completo 2π raios ou 360° , com uma simples regra de três, obtemos o comprimento da onda ($\lambda = 458 \text{ cm}$).

Como a velocidade de fase v_f da onda é o produto da frequência de propagação vezes o comprimento de onda, teremos $v_f \approx 2,0 \times 10^6 \text{ cm/seg}$. Este valor comparado com a velocidade íon-acústica $c_s = 3,3 \times 10^6 \text{ cm/seg}$, e comparando também a frequência $f_s = 5,7 \times 10^3 \text{ Hz}$ com a frequência ciclotrônica dos íons, temos:

$$\omega_{ci} = 2,0 \times 10^6 \text{ rad/seg.} \quad (\text{IV-28})$$

Concluimos que a onda íon-acústica é independente do ângulo de propagação, $\omega \ll \omega_{ci}$ já que o nível de frequência de oscilação é o modo lento, $\omega < \omega_{ci} \cos\theta$, e a velocidade da fase v_f , é simplesmente a projeção da velocidade íons-acústica c_s , na direção de propagação da onda.

Sendo então expressa por:

$$v_f = \left(\frac{k_b T_e}{m_i} \right)^{1/2} \cos\theta \quad , \quad (\text{IV-29})$$

onde k_b é a constante de Boltzmann, T_e a temperatura dos elétrons, m_i a massa dos íons e θ o ângulo entre o campo magnético externo

\vec{B}_0 e o vetor de onda \vec{k} para plasma não isotérmico, $T_e \gg T_i$.

Temos que observar ainda os seguintes fatos:

1. a independência da propagação é mantida mesmo que efeitos de atenuação de Landau devido aos elétrons aumente com $(\cos\theta)^{-1}$. Esse fato pode ser explicado considerando-se que, o tempo de Landau é maior do que o tempo de oscilação, isto é:

$$\gamma = \gamma_0 / \cos\theta \quad , \quad (\text{IV-30})$$

mostrando que o fator γ cresce à medida que o ângulo θ cresce;

2. A perturbação do movimento dos elétrons e íons é permitida somente ao longo das linhas do campo magnético;
3. a teoria cinética empregada por Stepanov|14| engloba fenômenos de ressonância harmônica da ω_{ci} , contudo temos de ter o cuidado de observar a não validade da aproximação magnetohidrodinâmica.
4. essas ondas íon-acústicas são geradas pela conversão do modo híbrido superior em modo Bernstein e consequentemente em modo íon acústico lento.

IV.9 - Efeito da Rádio Freqüência na Ressonância Plasma-Sheath num Plasma de Baixa Densidade

Sabemos que, no caso de um plasma de baixa temperatura do íon T_i , o valor do potencial flutuante V_f , medido com referência ao potencial do plasma V_p , é dado por:

$$e V_{f0} = \frac{k_b T_e}{2} \ln \left(\frac{m_i}{2\pi m_e} \right) \quad , \quad (\text{IV-31})$$

onde V_{fo} é medido em Volts e a temperatura dos elétrons $k_b T_e$ é medida em eV, m_e e m_i são as massas do elétron e do íon, respectivamente.

A relação (IV-31) pode ser usada para determinar o potencial do plasma de maneira bem simples desde que o potencial flutuante possa ser medido com a sonda de Langmuir e com voltímetro de alta-impedância. A sonda flutuante produz somente um pequeno distúrbio no plasma devido à ausência de corrente coletada.

Reciprocamente, se o potencial de plasma V_p é conhecido a equação (IV-31) fornece o valor da temperatura do elétron T_e a partir da medida do potencial flutuante V_{fo} .

Um novo método foi previamente proposto para determinar a temperatura dos elétrons, Aihara e Lampis [15], aplicando-se uma voltagem RF de pequena amplitude à sonda de Langmuir.

Deste modo, o potencial flutuante pode ser sensivelmente variado sem alterar a temperatura dos elétrons T_e .

Quando uma voltagem alternada de pequena amplitude é aplicada à sonda, o potencial flutuante sofre a variação $V_f(0)$ para $V_f(\omega)$, onde ω é a frequência do campo da RF aplicada. No caso da distribuição Maxwelliana da energia dos elétrons, a variação V_{fo} do potencial flutuante é dada por

$$e V_{fo} = e [V_f(0) - V_f(\omega)] = k_b T_e \ln \left[I_0 \left(e \frac{V_{RF}}{k_b T_e} \right) \right] \quad (IV-32)$$

onde $k_b T_e$ é a temperatura do elétron em eV, I_0 é a função modificada de Bessel de ordem zero, V_{RF} é a amplitude da voltagem de RF em volts.

A temperatura do elétron é determinada a partir da variação do potencial flutuante V_{fo} . A equação (IV-32) pode ser verificada partindo da hipótese de que a densidade de corrente de

saturação do íon na sonda independe da voltagem V_{RF} .

A densidade de corrente do íon que chega à sonda é expressa por

$$J_i = \chi n_o e \sqrt{\frac{2k_b T_e}{m_i}}, \quad (IV-33)$$

onde $k_b T_e$ (eV) e m_i são a temperatura do elétron e a massa do íon e χ é um coeficiente da ordem de 0,6, Swift e outros [54].

A densidade de corrente do elétron que atinge a superfície da sonda na ausência da voltagem RF aplicada

$$J_e = n_e^* e \sqrt{\frac{k_b T_e}{2\pi m_e}}, \quad (IV-34)$$

com

$$n_e^* = n_o \exp\left[-\frac{eV_F(0)}{k_b T_e}\right], \quad (IV-35)$$

onde o expoente é o fator de Boltzmann.

Quando se aplica a voltagem de RF, a densidade de corrente do elétron coletada pela sonda é dada por

$$J_e = n_e^{**} e \sqrt{\frac{k_b T_e}{2 m_e}}, \quad (IV-36)$$

com

$$n_e^{**} = n_o \left\langle \exp\left[-\frac{e[v_F(\omega) + V_{RF} \cos(\omega_{RF} t)]}{k_b T_e}\right] \right\rangle, \quad (IV-37)$$

Realizando a média temporal, n_e^{**} torna-se:

$$n_e^{**} = n_o \exp\left[-\frac{eV_F(\omega)}{k_b T_e}\right] \cdot I_0\left(\frac{eV_{RF}}{k_b T_e}\right), \quad (IV-38)$$

onde I_0 é a função modificada de Bessel de ordem zero.

A contínua compensação dos elétrons e as densidades de corrente do íon na superfície da sonda, supondo-se ainda J_i invariante no que concerne a presença de voltagem de RF temos

$$n_e^* = n_e^{**} , \quad (IV-39)$$

que depois de simples álgebra chega-se a

$$eV_{F0} = e[V_F(0) - V_F(\omega)] = k_b T_e \ln \left[I_0 \left(\frac{eV_{RF}}{k_b T_e} \right) \right] ,$$

que é a equação (IV-32), a qual foi usada para explicar a dependência de V_{F0} versus amplitude V_{RF} da voltagem alternante aplicada, Aihara e Lampis.

A Concordância com o dado experimental foi boa a exceção de duas situações:

1. quando o valor RMS (V_{RMS}) da voltagem alternada é maior que a temperatura do elétron de um fator 20 aproximadamente, os valores de V_{F0} calculados a partir de T_e obtidos pelo método de sonda de Langmuir, não mais concordam com o dado experimental;
2. além do mais, quando a frequência da voltagem RF aplicada, alcança os valores correspondentes ao pico de ressonância plasma-sheath, a concordância entre os valores calculados de V_{F0} e aqueles medidos experimentalmente é novamente pequena.

Estes fatos mostram a necessidade de se desenvolver uma nova teoria para explicar os resultados experimentais, considerando-se a dependência da corrente de saturação do íon com a voltagem de RF aplicada.

O dado experimental no qual a nova teoria é verificada é aquele obtido em condições da ressonância plasma-sheath no gás de hélio.

A teoria é testada para valores cima de 26, da média entre V_{RMS} e T_e .

Em referência a teoria vista até o momento e os resultados obtidos por nós, sugerimos os seguintes argumentos na experiência de Takayama e outros [55].

IV.9.1 - Experimento

O plasma de hélio é produzido à pressão de 2×10^{-4} Torr, em um vaso cilíndrico, metálico de 100 cm de comprimento e 50 cm de diâmetro por uma fonte de feixe de íons, os quais são ejetadas do catodo com uma energia de 40 eV, sendo esta regulada pela voltagem de grade atrás do catodo, Takayama e outros [55]. O feixe é neutralizado espacialmente pelos elétrons térmicos provenientes do catodo.

A distribuição de densidade do plasma decai exponencialmente ao longo do eixo da máquina e é monitorada pela sonda axial de Langmuir.

Um oscilador cuja frequência pode variar na faixa de 50 kHz a 10 MHz e cuja voltagem de saída V_{RF} varia de 0 a $3,5 V_{RMS}$ injeta corrente de RF no plasma através do eletrodo T, radial, plano, móvel, de 60 mm de diâmetro, Figura IV.15. A corrente de RF transmitida através do plasma é recebida pelo segundo eletrodo R, radial, o qual é alimentado por uma carga de 50Ω . A voltagem de saída é medida por um voltímetro eletrônico (VTVM).

Neste experimento a distância entre os eletrodos T e R, radiais e circulares, é mantida fixa em 25 cm.

A densidade média do elétron medida pela sonda de Langmuir, plana, circular entre os eletrodos radiais é $n_e = 2,25 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ e a medida correspondente da temperatura do elétron é $k_b T_e = 0,14 \text{ eV}$.

Estes dois valores são medidos em condições de ausência da voltagem de RF. Para as mesmas condições, a sonda de Langmuir fornece o valor da densidade da corrente de saturação do íon $J_i = 7,8 \times 10^{-3} (\mu\text{A}/\text{cm}^2)$ e o valor do potencial flutuante é $V_{FO} = 0,51 \text{ V}$.

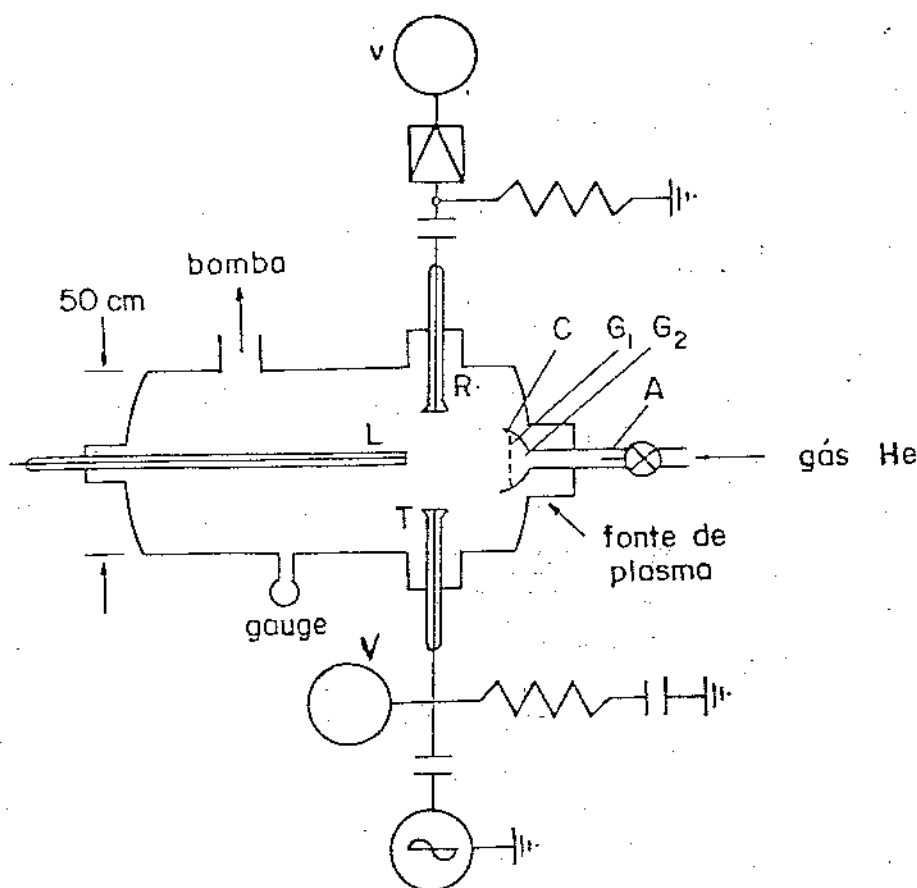


Figura IV.15 - Aparato Experimental

T-eletrodo transmissor, R-eletrodo receptor, L-sonda axial de Langmuir, C-catodo, A-anodo, G_1 -grade de aceleração e G_2 -grade de controle.

A característica de transmissão radial da RF do sistema composto pelo plasma e pelo íon-sheath entre os eletrodos, apresenta o pico ressonante típico, Figura IV.16.

A inclinação, corresponde ao valor médio da frequência do plasma de elétron \bar{f}_{pe} entre os eletrodos radiais, Uramoto e outros [56,61].

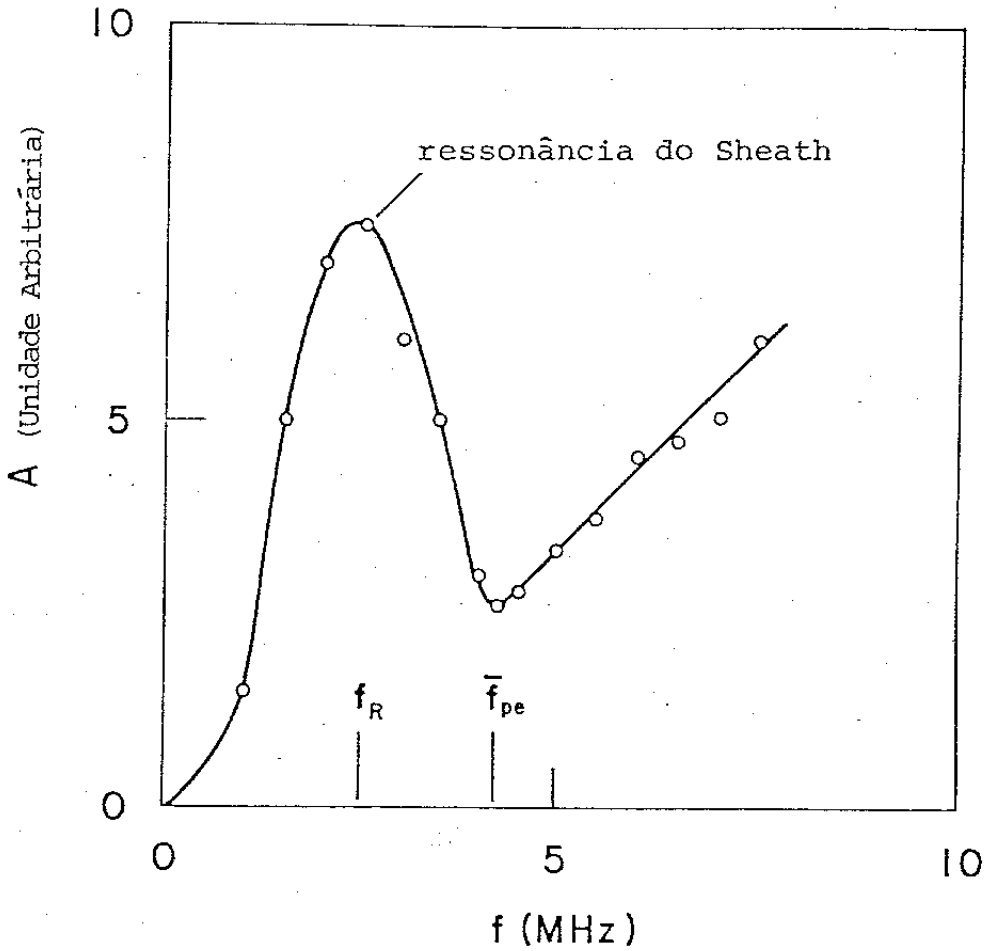


Figura IV.16 - Característica da ressonância em plasma de hélio

A curva de ressonância é tomada para diferentes valores de V_{RF} . A Figura IV.16 mostra o caso para $V_{RF} = 2,5 V_{RMS}$.

A frequência do pico de ressonância do plasma-sheath depende da amplitude do V_{RF} aplicada e aumenta com o incremento da mesma, como mostra a Figura IV.17.

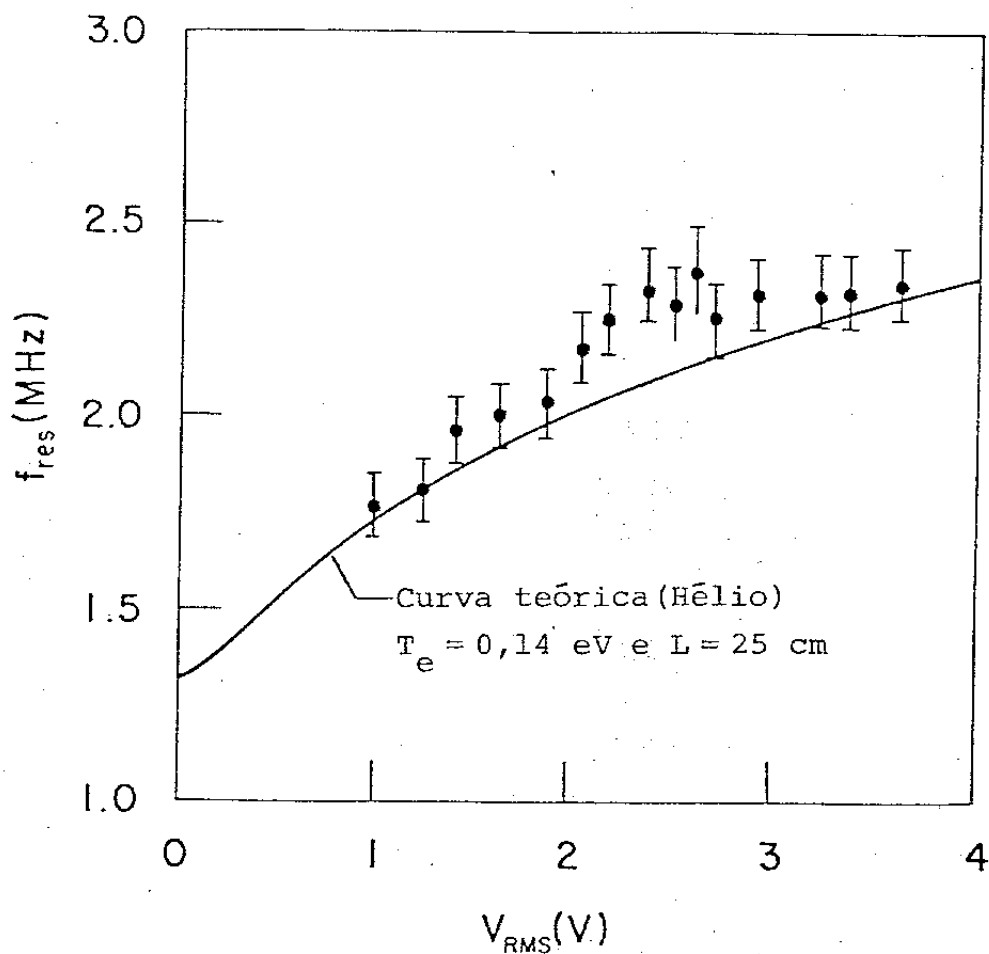


Figura IV.17 - Variação da frequência de ressonância do sheath versus voltagem de RF aplicada

IV.9.2 - Análise Teórica

A frequência do pico de ressonância do plasma-sheath, f_R , e a frequência do plasma, f_{pe} , são interligadas pela relação, Harp e outros [62]

$$f_R = f_{pe} \sqrt{\frac{2S}{L}}, \quad (\text{IV-40})$$

onde S (cm) é a espessura do sheath do íon em cada eletrodo e L (cm) é a distância entre os mesmos, como mostra a Figura IV.18.

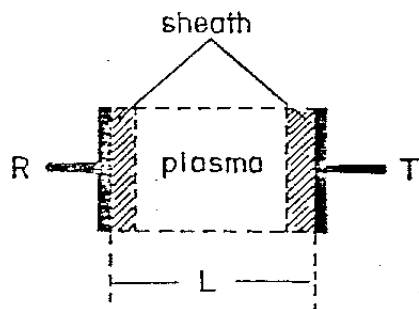


Figura IV.18 - Geometria do modelo do plasma-Sheath

A espessura do Sheath do íon ao redor da superfície de cada eletrodo dada por Bohm [14] (unidades gaussianas)

$$S = \frac{1}{3 \sqrt{\pi}} \left(\frac{2e}{m_i} \right)^{1/4} J_i^{-1/2} [V_{F0}]^{3/4}, \quad (\text{IV-41})$$

onde e é a carga do elétron, m_i a massa do íon (hélíio), J_i a densidade de corrente de saturação do íon e V_{F0} o potencial flutuante medido em relação ao potencial do plasma.

A equação (IV-41) é a bem conhecida lei Child-Langmuir.

A partir das equações (IV-40) e (IV-41), podemos ver a conexão entre f_R , f_{pe} e V_{F0} . A presente análise teórica consiste numa modificação da teoria de Bohm [11] sobre a corrente de saturação do íon, considerando-se o efeito da voltagem de RF na densidade de corrente do íon, Rapozo e Aihara [1].

A validade desta teoria é verificada comparando-a com os dados experimentais, mostrando a dependência da frequência de pico de ressonância do plasma-Sheath versus a amplitude da voltagem alternada aplicada.

Para modificar a teoria de Bohm consideramos o modelo mostrado na Figura IV.19 onde o comportamento qualitativo do potencial espacial no plasma e no íon plasma-Sheath está esboçado.

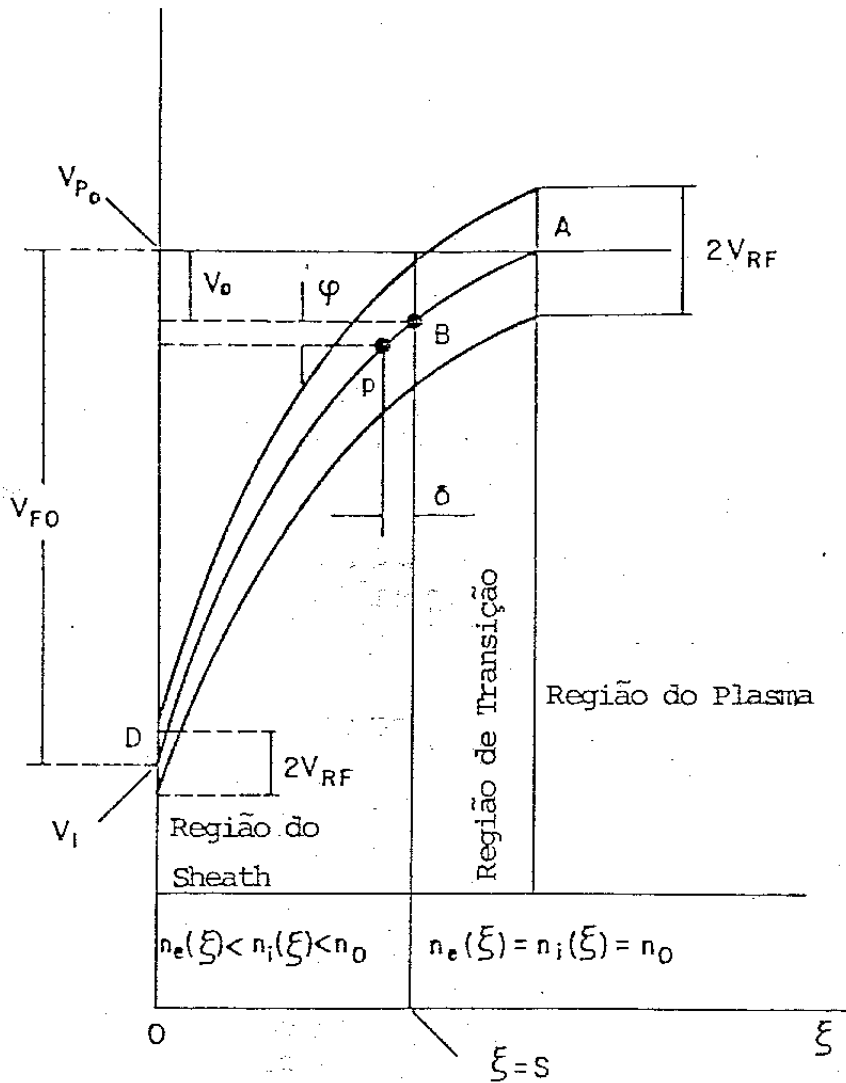


Figura IV.19 - Comportamento qualitativo do potencial espacial nas regiões de plasma e do íon-sheath

Primeiro consideramos a situação na ausência da voltagem de RF. Começando a partir do valor constante V_{P0} do potencial do plasma não perturbado (ponto A), o potencial espacial diminui pela região de transição para cima da margem do íon-sheath (ponto B) onde ele sofre uma queda V_a .

Enquanto atravessa o sheath, o potencial espacial cai para o valor V_1 (ponto D) na superfície da sonda flutuante.

A sua variação total, agora, é V_{F0} fornecendo o valor usual medido de acordo com o potencial de plasma V_{P0} .

Segundo, na presença da voltagem RF, ele decresce espacialmente por causa do valor $V_{RF} \cos(\omega_{RF} t)$ aplicado, induzindo

$V_{RF} \cos(\omega_{RF} t)$, como esboçado na Figura IV.19.

O potencial de plasma V_p oscila na forma

$$V_p(t) = V_{p0} + V_{RF} \cos(\omega_{RF} t) \quad . \quad (IV-42)$$

Se, como em nosso caso, a frequência do plasma de íon foi menor que ω_{RF} , o movimento oscilatório do íon será desprezível.

O potencial no eletrodo de recepção é dado por

$$V_{REC} = V_1 + v_{RF} \cos(\omega_{RF} t) \quad . \quad (IV-43)$$

O potencial oscilante recebido v_{RF} é menor que o potencial transmitido V_{RF} .

Primeiro consideramos a situação quando nenhuma voltagem de RF estiver presente.

A variação V_a do potencial espacial a partir de V_{p0} para $(V_{p0} - V_a)$, através da região de transição, acelera os íons a energias apreciáveis, da ordem da temperatura do elétron.

Embora haja uma distribuição de energias, fazemos aqui a aproximação supondo que todos os íons, entrando na região do sheath a partir da região de transição, tem a mesma energia, igual a eV_a (ionização simples).

Na margem do sheath ($\xi = S$) os íons que emergem da região de transição têm a velocidade

$$W(s) = \left(\frac{2eV_a}{m_i} \right)^{1/2} \quad (IV-44)$$

Na posição $\xi = S - \delta$, dentro do sheath, com $\delta/S \ll 1$, o potencial espacial diminui de um total ϕ , de tal forma que o potencial percebido pelos íons é

$$V_i(S - \delta) = V_{p0} - V_a - \phi \quad . \quad (IV-45)$$

A correspondente velocidade do íon é

$$w(S - \delta) = \left(\frac{2e(V_a + \phi)}{m_i} \right)^{1/2} \quad . \quad (\text{IV-46})$$

Por causa da continuidade do fluxo de íon temos

$$n_i(S - \delta) \cdot w(S - \delta) = \bar{n} \cdot W(S) \quad , \quad (\text{IV-47})$$

onde \bar{n} é a densidade média do plasma de elétron o que leva

$$n_i(S - \delta) = \frac{\bar{n}}{\left((1 + \phi)/V_a \right)^{1/2}} \quad . \quad (\text{IV-48})$$

Além do mais,

$$n_e(S - \delta) = n \exp \left[- \frac{e\phi}{k_b T_e} \right] \quad (\text{IV-49})$$

onde $k_b T_e$ está em eV.

Uma vez que, $\frac{\delta}{S} \ll 1$, temos:

$$\frac{n_i(S - \delta)}{n_e(S - \delta)} = 1 + \tau(\delta) \quad , \quad (\text{IV-50})$$

a partir do que, no limite $\phi \rightarrow 0$, obtem-se:

$$\left(1 + \frac{\phi}{V_a} \right)^{-1/2} = \exp \left[- \frac{e\phi}{k_b T_e} \right] \quad (\text{IV-51})$$

Equacionando-se agora na superfície dos eletrodos a densidade de corrente do íon do plasma com a densidade de corrente do elétron obtemos

$$\left(\frac{2eV_a}{m_i} \right)^{1/2} = \left(\frac{k_b T_e}{2\pi m_e} \right)^{1/2} \exp \left[- \frac{eV_{F0}}{k_b T_e} \right] \quad . \quad (\text{IV-52})$$

Usando a equação (IV-51) com a equação (IV-52) chega-se

$$\lim_{\phi \rightarrow 0} \left(1 + \frac{\phi}{V_a}\right)^{-V_{F0}/\phi} = \frac{4\pi m_e e V_a}{m_i k_b T_e}, \quad (\text{IV-53})$$

a razão $\frac{\phi}{V_a} = \sigma^{-1}$, com $\sigma \rightarrow \infty$, leva a:

$$\left[\lim_{\sigma \rightarrow \infty} \left(1 + \frac{1}{\sigma}\right)^\sigma\right]^{-V_{F0}/V_a} = \frac{4\pi m_e e V_a}{m_i k_b T_e}, \quad (\text{IV-54})$$

fornecendo

$$\exp\left[-\frac{V_{F0}}{V_a}\right] = \frac{4\pi m_e e V_a}{m_i k_b T_e}, \quad (\text{IV-55})$$

a partir do que:

$$\frac{V_{F0}}{V_a} = \ln \frac{m_i}{4\pi m_e} - \ln \frac{e V_a}{k_b T_e}, \quad (\text{IV-56})$$

que é a relação estática desejada entre V_{F0} , V_a e T_e .

Notamos que, expandindo em séries a equação (IV-51), obtemos $eV_a = k_b T_e / 2$ e introduzindo este valor na equação (IV-52), chegamos a $eV_{F0} = \frac{k_b T_e}{2} \ln \frac{m_i}{2\pi m_e}$ que é a equação (IV-31).

O modelo teórico proposto aqui considera como influenciado diretamente pelo potencial de RF somente a evolução da população eletrônica realmente $\omega_{pi} < \omega_{RF}$.

A RF aplicada afeta a evolução do íon somente por seus efeitos de média temporal. Em outras palavras, as quantidades V_{F0} e V_a devem ser entendidas como médias no tempo e dependerão da amplitude V_{RF} da voltagem aplicada.

Este fato mostra que as equações (IV-51), (IV-52) e (IV-56) têm validade também na presença do potencial de RF.

Na presença da voltagem de RF a equação de compensação para os valores DC do íon e densidades de corrente do elétron, é escrita como $J_i = \langle J_e \rangle$ o que leva a:

$$\left(\frac{2eV_a}{m_i}\right)^{1/2} = \left(\frac{k_b T_e}{2\pi m_e}\right)^{1/2} \exp\left[-\frac{eV_{F0}}{k_b T_e}\right] \cdot \left\langle \exp\left[-\frac{e(V_{RF} - v_{RF})}{k_b T_e} \cos(\omega_{RF} t)\right] \right\rangle, \quad (\text{IV-57})$$

onde o símbolo $\langle \rangle$ significa média temporal.

Realizando a média tem-se

$$\left(\frac{4\pi m_e}{m_i}\right)^{1/2} \left(\frac{eV_a}{k_b T_e}\right)^{1/2} = \exp\left[-\frac{eV_{F0}}{k_b T_e}\right] \cdot I_0\left[\frac{e(V_{RF} - v_{RF})}{k_b T_e}\right], \quad (\text{IV-58})$$

onde I_0 é a função modificada, de Bessel de ordem zero.

As equações (IV-56) e (IV-58) são as equações para análise do presente modelo modificado, de Bohm.

Para resolver as equações (IV-56) e (IV-58) fazemos a seguinte substituição de variáveis:

$$x = \frac{e(V_{RF} - v_{RF})}{k_b T_e}$$

$$y = \frac{eV_a}{k_b T_e}$$

$$z = \frac{eV_{F0}}{k_b T_e}$$

por uma álgebra simples obtemos o sistema

$$\frac{z}{y} = \ln \frac{m_i}{4\pi m_e} - \ln y, \quad (\text{IV-59})$$

$$\frac{z}{y} \left(y - \frac{1}{2}\right) = \ln[I_0(x)]. \quad (\text{IV-59})$$

Conhecendo-se a temperatura do elétron ($k_b T_e = 0,14$ eV), os valores de V_a e V_{F0} versus x são obtidos facilmente.

A Figura IV.20 mostra a dependência, obtida numericamente, de z e y com x , variando de 0 a 50.

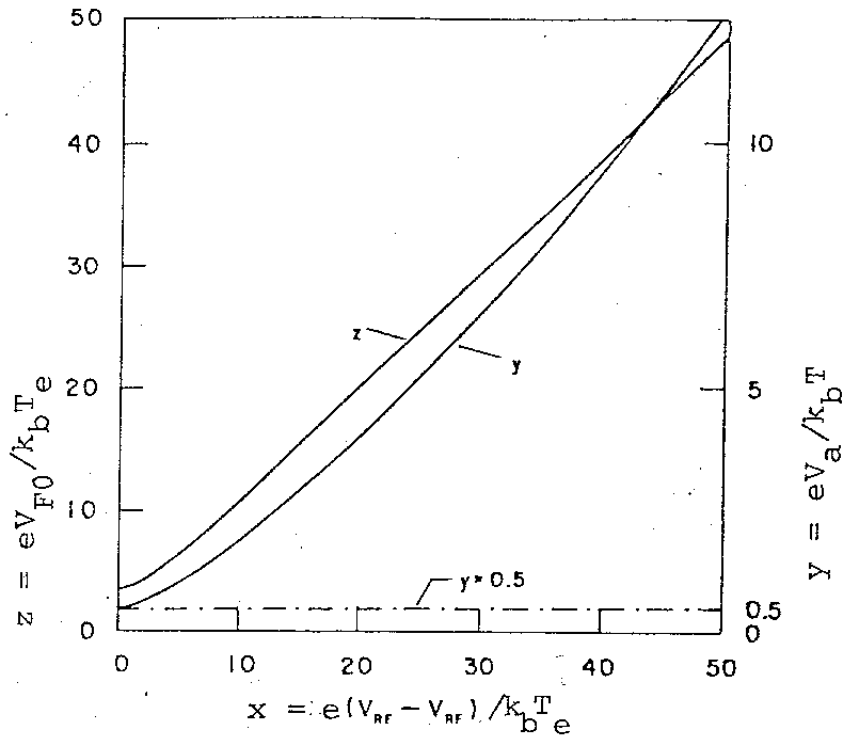


Figura IV.20 - Dependência das razões $eV_{F0}/k_b T_e$ e $eV_a/k_b T_e$ versus $e(V_{RF} - v_{RF})/k_b T_e$

Na quantidade $x = e(V_{RF} - v_{RF})/k_b T_e$ desprezando V_{RF} (voltagem detetada) no tocante a V_{RF} (voltagem aplicada) temos

$$e V_{RMS} = x k_b T_e / \sqrt{2} \tag{IV-61}$$

A Figura IV.21 mostra a dependência de V_a e V_{F0} versus V_{RMS} aplicada.

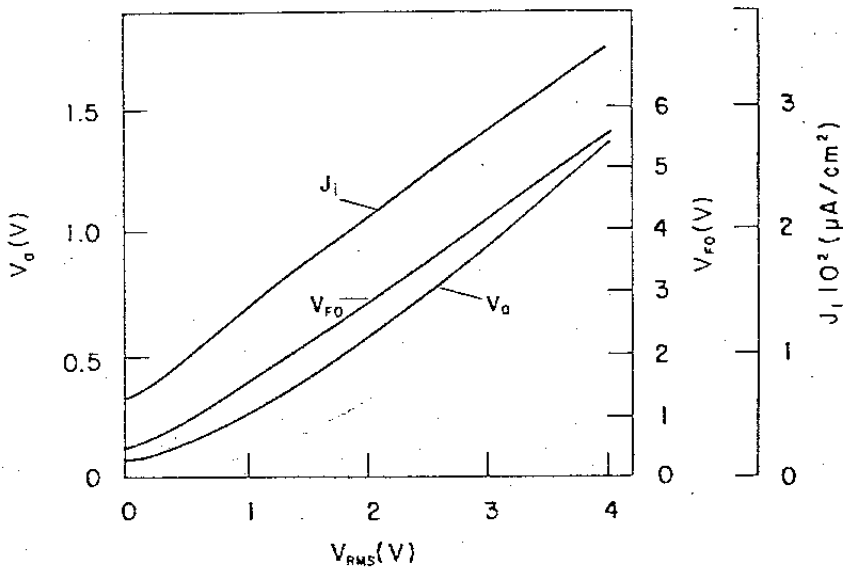


Figura IV.21 - Dependência do potencial flutuante V_{F0} , potencial de aceleração do íon V_a e densidade de corrente de saturação do íon J_i versus voltagem de RF aplicada

V_a e V_{F0} crescem monotonicamente com V_{RMS} .

Para $V_{RMS} = 0$ obtemos $V_{F0} = 0,49$ V, o que concorda com o valor experimental $V_{F0} = 0,51$ V.

Para estimar a dependência da densidade de corrente de saturação de Íon J_i e da espessura do sheath a partir da amplitude da voltagem de RF aplicada, consideramos o modelo simples mostrado na Figura IV.18.

O número total de elétrons no volume entre os eletrodos T e R deve permanecer constante durante a variação da espessura do sheath produzido pela injeção de RF.

Abandonando os termos de segunda ordem temos

$$\bar{n}_{PL} = \frac{\bar{n}}{1 - 2s/L}, \quad (IV-62)$$

onde \bar{n}_{PL} é a média da densidade de elétrons do plasma entre os sheaths e \bar{n} é a densidade média total dos elétrons entre os eletrodos.

Indicando-se com \bar{n} e n_0 a densidade média dos elétrons ao plasma entre os sheaths com e sem RF temos

$$\bar{n} = n_0 \times \frac{1 - 2s_0/L}{1 - 2s/L}, \quad (IV-63)$$

onde s e s_0 são as espessuras do sheath com e sem RF.

Lembramos que n_0 é o valor da densidade dos elétrons medido pela sonda de Langmuir na ausência de injeção de RF, isto é, $n_0 = 2,25 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$.

Usando-se a densidade do elétron corrigida \bar{n} , a densidade de corrente de saturação do Íon, torna-se

$$J_i = \bar{n}eW(S) = \bar{n}e \left(\frac{2eV_a}{m_i} \right)^{1/2}. \quad (VI-64)$$

Substituindo a expressão de J_1 na equação (IV-41) temos a espessura do sheath.

$$S = \frac{1}{3\sqrt{\pi}} \times \frac{1}{e^{1/2} n_0^{1/2}} \times \frac{(1 - 2S/L)}{(1 - 2S_0/L)^{1/2}} \times \frac{V_{F0}^{3/4}}{V_a^{1/4}}, \quad (\text{IV-65})$$

em unidades gaussianas.

Para o caso em que nenhuma voltagem de RF é aplicada e uma vez que: $V_{F0} = 0,494 \text{ V}$; $V_a = 0,07 \text{ V}$ e $L = 25 \text{ cm}$, teremos a espessura do sheath, isto é

$$S_0^2 = 0,64 \frac{V_{F0}^{3/4}}{V_a^{1/2}} = 1,433 \text{ cm}^2,$$

onde $S_0 = 1,197 \text{ cm}$.

A equação (IV-65) estabelece o valor de S versus V_{F0} e V_a versus V_{RMS} consequentemente.

A dependência de S com V_{RMS} é mostrada na Figura IV.22.

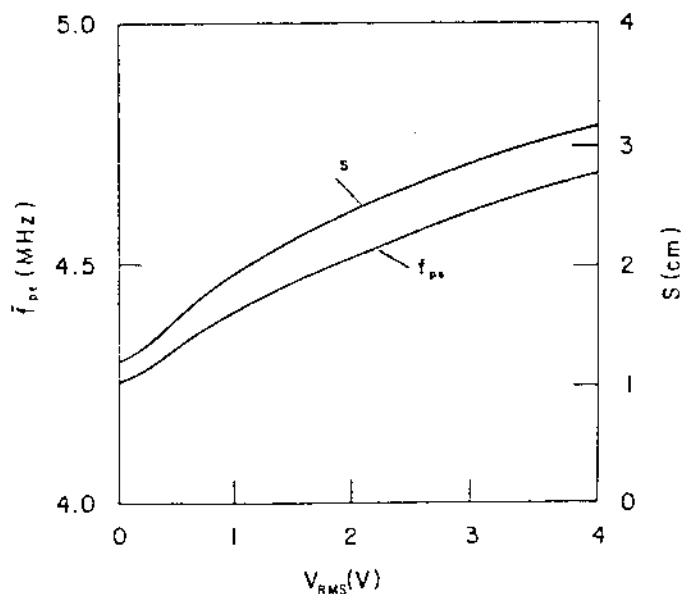


Figura IV.22 - Comportamento da frequência média do plasma de elétron \bar{f}_{pe} e da espessura do sheath S versus voltagem de RF aplicada

A espessura do sheath cresce monotonicamente com V_{RMS} .

Conhecendo-se a relação de S com V_{RMS} obtemos a dependência da frequência média do plasma de elétron com V_{RMS}

$$\bar{f}_{Pe} = 8,98 \times 10^3 \sqrt{\bar{n}(S)} \quad (\text{Hz cm}^{-3}) \quad , \quad (\text{IV-66})$$

isto é:

$$\bar{f}_{Pe} \text{ (Hz)} = \frac{1,432 \times 10^7}{(12,5 - S)^{1/2}} \quad ,$$

sendo S expressão em cm.

A dependência de \bar{f}_{Pe} com V_{RMS} é mostrada na Figura IV.22.

Podemos ver que durante a variação de V_{RMS} de 0 a 3,6 V S cresce de um fator 2,55 e \bar{f}_{Pe} aumenta de um fator 1,1, consequentemente \bar{n} cresce de um fator 1,2.

A frequência de pico da ressonância do sheath do plasma f_R é dada pela equação (IV-40) onde f_{Pe} é substituído por \bar{f}_{Pe} .

f_R versus V_{RMS} está mostrado na Figura (IV-17) junto com os dados experimentais correspondentes.

Finalmente, obtemos a densidade de corrente de íon J_i a partir da equação (IV-64) a qual pode ser reescrita como

$$J_i = \frac{0,281}{(12,5 - S)} \times V_a^{1/2} \quad \left(\frac{\mu\text{A}}{\text{cm}^2} \right) \quad , \quad (\text{IV-67})$$

com S em cm e V_a em Volts.

Quando nenhuma voltagem de RF é aplicada obtemos

$$J_i = 6,58 \times 10^{-3} \quad (\mu\text{A}/\text{cm}^2) \quad ,$$

o qual é comparado com o valor experimental,

$$J_i = 7,8 \times 10^{-3} \quad (\mu\text{A}/\text{cm}^2) \quad .$$

A dependência de J_i com V_{RMS} dada por esta teoria pode ser vista na Figura IV.21.

A densidade de corrente de íon cresce monotonicamente com V_{RMS} e durante a excursão de V_{RMS} de 0 a 3,6 V, ela se intensifica de um fator 5,06.

Este incremento da densidade de corrente de saturação do íon J_i com a amplitude da voltagem de RF aplicada, constitui o ponto principal da diferença com a teoria prévia onde se faz uso da equação (IV-32) para V_{F0} .

O crescimento de J_i com a amplitude da voltagem de RF aplicada V_{RMS} , é ligada pela nova teoria ao crescimento de f_R com V_{RMS} .

Na Figura IV.17, a nova curva teórica, mostra f_R versus V_{RMS} .

CAPÍTULO V

CONCLUSÃO

Este Capítulo está dividido em duas partes. A primeira se refere a observações concernentes às diferentes técnicas de diagnóstico e a segunda se refere à conclusão relativa aos dados experimentais, propriamente dito, e às respectivas propostas para trabalhos futuros.

V.1 - Observações sobre Técnicas de Diagnósticos

O emprego do espectrógrafo de prisma mostrou ser um instrumento útil no diagnóstico de plasmas produzidos por rádio frequência. Os valores de temperatura medidas com o mesmo ($\bar{T}_e = 59\text{eV}$), apresentou uma discrepância aproximadamente 40% em relação aos obtidos com a sonda eletrostática ($\bar{T}_e = 83\text{eV}$). Os dois métodos têm características próprias, um não pode ser substituído inteiramente pelo outro. Sua utilização é bem simples, pelo menos para o problema estudado, e as medidas, a nosso ver, têm uma precisão maior comparada com aquelas obtidas com sondas. A grande diferença entre um e outro, é que o espectrógrafo não permite medidas locais para somente uma região do plasma. Contudo isto pode ser obtido usando-se o método de inversão de Abel.

Com relação ao mapeamento do campo magnético foi verificado que a sonda Hall, usada adequadamente, permite também verificar a geometria do mesmo (Mirror ou Cusp), o que não é possível com sonda magnética. A sonda Hall SM-700 é sensível ainda aos efeitos diamagnéticos do plasma possibilitando com isto a medida de pressão cinética do plasma $nk_B T$, cujos resultados

têm significativa concordância com os obtidos com a bobina diamagnética. Porém, apresenta vantagem sobre esta última, se levarmos em conta que a mesma não está em contato direto com plasma.

V.2 - Observações Relativas aos Dados Experimentais

O tempo de confinamento de energia τ ($\tau_1 = 122\mu\text{s}$ e $\tau_2 = 128\mu\text{s}$), obtido através de um código numérico tri-dimensional permitiu observar a influência efetiva do campo magnético externo no aquecimento do elétron na ressonância ciclotrônica dos elétrons ECRH, cuja razão de aquecimento α é mais efetiva para a região de grande volume de ressonância, mostrando uma boa concordância com os trabalhos de Barter e outros. Contudo, para ressonância híbrida inferior, a região de pequeno volume de ressonância oferece melhores perspectivas. Este fato deu origem ao início de um trabalho o qual está em andamento.

A absorção e aquecimento do plasma, é feito através da conversão de modos eletromagnéticos a modos longitudinais, que são acoplados pela dinâmica do plasma. Estes modos interagem ressonantemente com os elétrons. Partindo da premissa de que os perfis experimentais obtidos dos campos elétricos, também representam os modos eletrostáticos de oscilação do plasma, sendo diferentes apenas no fator de proporcionalidade da amplitude. Para estimar os níveis de potência absorvida, nós optamos por um modelo simples que incorpora a frequência de colisão efetiva das partículas ν_{ef} que representa o amortecimento via absorção ressonante, ciclotrônica ou por efeito de Landau.

Observamos ainda que absorção ressonante é mais eficiente do que a absorção ciclotrônica e a existência de modos híbridos na máquina LISA, bem como a conversão de modos, que origina processos de colisões efetivas, Bremsstrahlung inverso, atenuação de

Landau e decaimento paramétrico, sendo os mesmos susceptíveis de trabalhos futuros.

A detecção de ondas íon-acústicas lenta foi observada com frequência ciclotrônica do íon $\omega < \omega_{ci} \cos\theta$, mostrando uma velocidade de fase constante em cada ângulo de propagação $v_f = C_s \cos\theta$. Apesar desta discrepância com o prognóstico teórico, as ondas lentas, de fato, demonstram claramente a frequência de corte em $\omega = \omega_{ci} \cos\theta$. Desta forma, a teoria foi parcialmente confirmada para o modo lento. O ângulo θ escolhido foi de 55° ($\cos 55^\circ = 0,573$) e a velocidade de fase observada $v_f = 2,0 \times 10^6$ cm.s^{-1} , é aproximadamente 0,60 vezes a velocidade da onda íon acústico $c_s = 3,3 \times 10^6$ cm.s^{-1} .

A relação de dispersão do modo lento, contudo, prevê a velocidade de fase de 0,50 vezes a velocidade acústica do íon para a razão $\omega/\omega_{ci} = 0,345$. Nosso propósito em futuro próximo é procurar elucidar estas discrepâncias.

Com relação ao efeito da rádio frequência na ressonância plasma Sheath num plasma de baixa densidade, mostramos que a presente teoria é uma modificação da teoria de Bohm a qual leva em conta os efeitos da voltagem de RF aplicada na densidade de corrente de saturação de íon.

A teoria une a corrente de saturação de íon J_i à frequência de ressonância f_R do Sheath: o modelo é verificado, comparando-se os valores previstos de f_R com os dados experimentalmente correspondente.

A validade da teoria é controlada para valores da proporção V_{RMS}/T_e , acima de 26.

A teoria prévia estabeleceu uma dependência de f_R sobre V_{RMS} sem levar em conta o efeito de V_{RF} na corrente de saturação de íon.

Esta teoria proporciona uma melhor concordância com o experimento com respeito à teoria existente, confirmando o crescimento da espessura S do Sheath e, conseqüentemente, da frequência de ressonância f_R com a amplitude da voltagem alternada aplicada.

APÊNDICE A

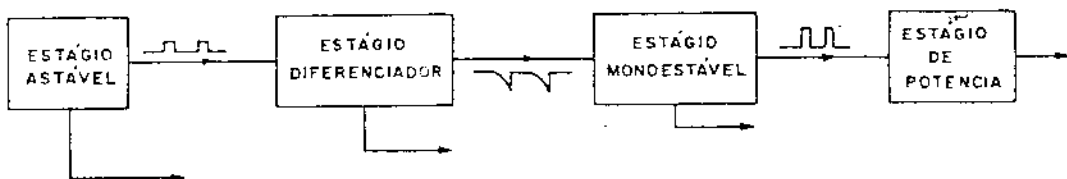
GERADOR DE PULSO - PRINCÍPIO DE FUNCIONAMENTO

O gerador de pulso para magnetron foi projetado com o CI.555, circuito integrado para aplicações gerais de temporização.

O 555 pode ser utilizado em circuitos monoestáveis ou astáveis, com períodos que variam entre microssegundos e diversas horas.

O diagrama em bloco do gerador de pulso Figura A.1, consiste no seguinte:

- 1 estágio astável;
- 1 estágio diferenciador;
- 1 estágio monoestável;
- 1 estágio de potência.



Controla a repeti-
vidade dos pulsos
(frequência)

Controla os flan-
cos dos pulsos

Controla a largu-
ra dos pulsos

Chaveia a
magnetron.

Figura A.1

1º Estágio: Astável

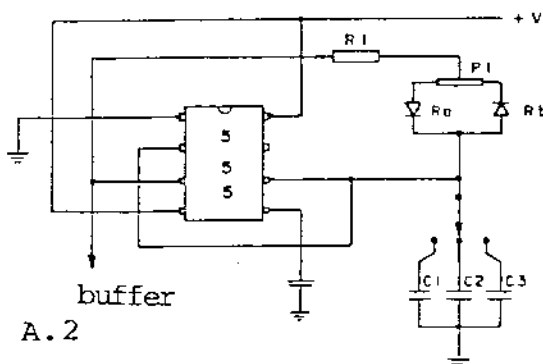


Figura A.2

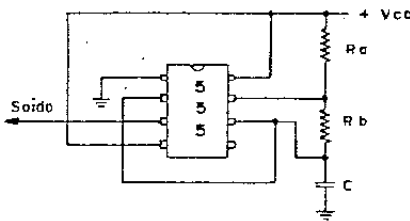
Num oscilador astável comum, com o 555, a duração do período "alto" é dado por:

$$T_1 = 0,7(Ra + Rb)C.$$

A duração do período "baixo" é dado por:

$$T_2 = 0,7Rb C ,$$

como mostra a figura abaixo.



O período total é então: $T = T_1 + T_2$,

$$T = 0,7(Ra + 2Rb) C .$$

Observa-se pelas expressões que não é possível obter-se um período "baixo" com duração maior que a do período "alto".

Para solucionar o problema, temos o circuito dado Figura A.2 que pode variar a relação entre ciclo "alto" e ciclo "baixo" sem alterar a frequência.. O potenciômetro encontra-se dividido em duas partes (R_a e R_b). O período de carga será então:

$$T_a = 0,7(Ra + Rl)C,$$

onde C é selecionado por CH1. O período de descarga é:

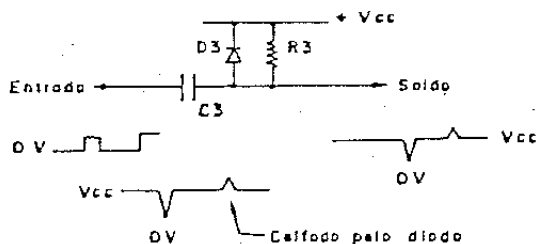
$$T_b = 0,7(Rb + Rl)C.$$

O período total será então: $T_t = 0,7(Ra + Rb + 2Rl)C$. Como $Ra + Rb = R_p$ (Resistência do Potenciômetro P_1) vem:

$$T_t = 0,7(R_p + 2R_1)C.$$

2º Estágio: Diferenciador

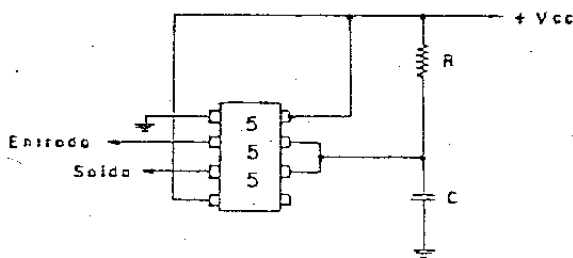
Esse estágio é uma rede RC simples como mostra a Figura abaixo.



3º Estágio: Monoestável

Esse estágio tem a largura de pulso controlada por R_2 , P_2 e C_4 , C_3 , C_2 onde a chave de onda CH_2 seleciona um dos valores de capacitância, dada por C_4 , C_3 e C_2 .

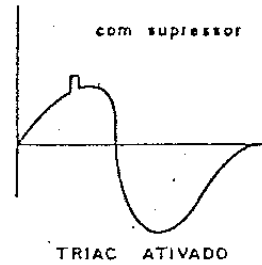
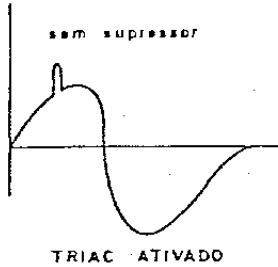
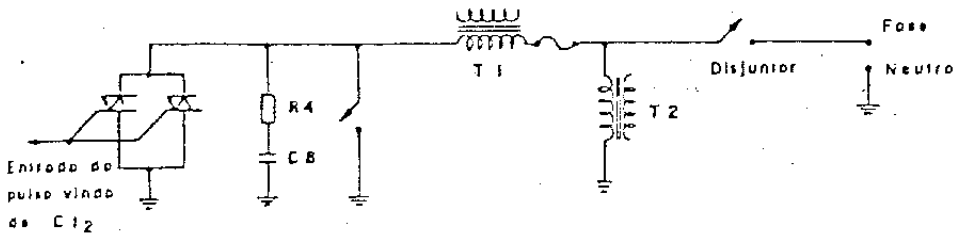
A largura do pulso ou período do monoestável é dada por: $T = 1,1RC$, na seguinte configuração:



No esquema do gerador de pulso, o Resistor R corresponde a $R_2 + P_2$ e C corresponde a um dos 3 capacitores (C_1 , C_2 , C_3) selecionado por CH_2 .

4º Estágio: Estágio de Potência

Esse estágio, em função do pulso na saída de CI_2 , chaveia o primário do transformador T_1 através dos Triacs Tic 263.



A rede R_4, C_8 , forma um filtro supressor para transientes de tensão. Esse circuito RC sêrie é comumente chamado de Snubber.

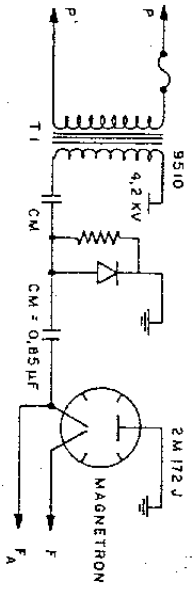
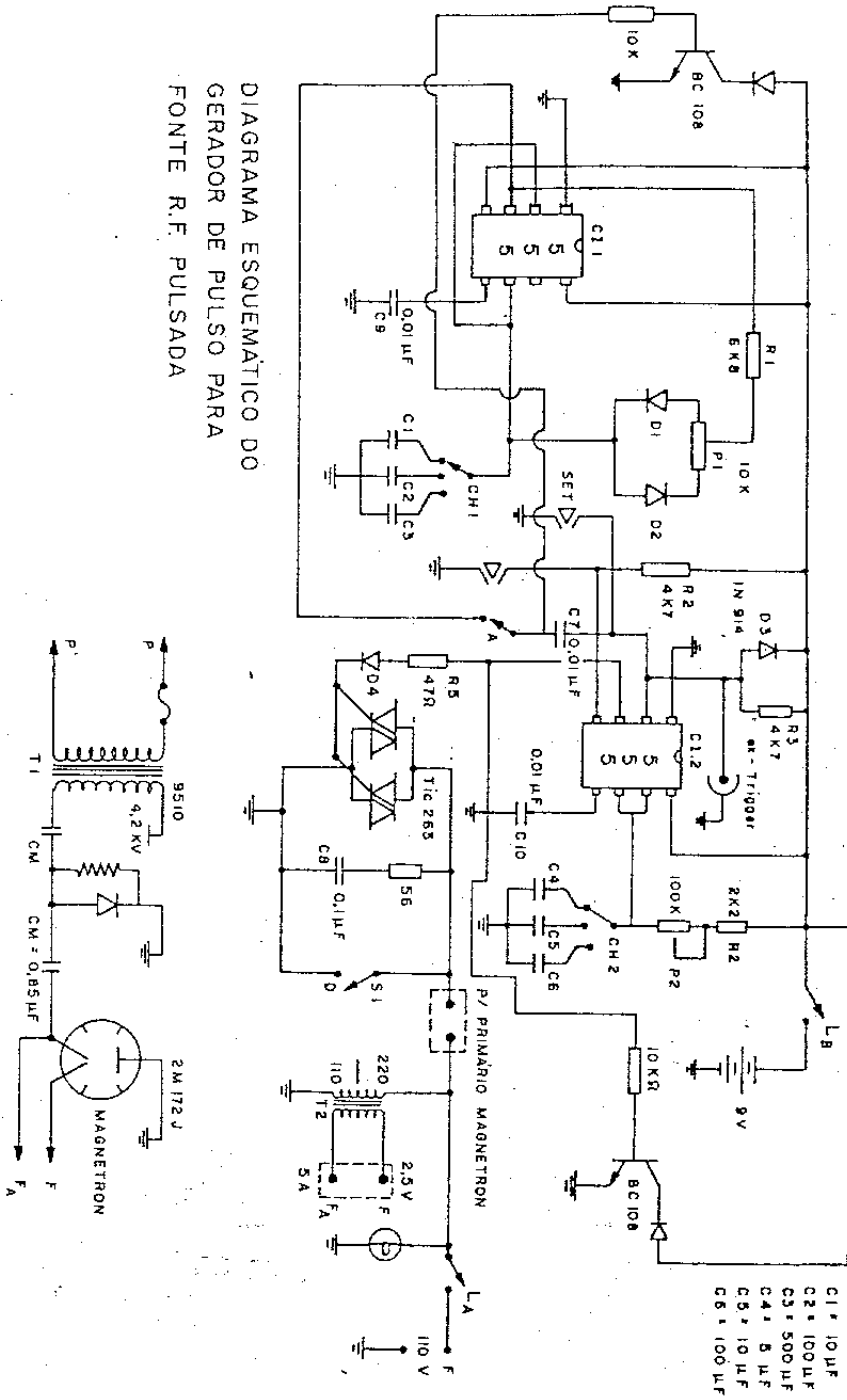
O cálculo de C é dado pela equação:

$$C = \frac{600P}{V_s^2 f} \quad (\text{microfarads}) \quad \text{e} \quad R = 2\varepsilon L/C,$$

onde:

P é a potência do transformador,
 V_s é a tensão de secundário (RMS),
 f é a frequência de chaveamento,
 L é a indutância do circuito,
 ε é o fator de amortecimento.

DIAGRAMA ESQUEMÁTICO DO GERADOR DE PULSO PARA FONTE R.F. PULSADA



APÊNDICE B

SISTEMA DE DIAGNÓSTICO

B.1 - Métodos das Sondas Eletrostáticas de Langmuir

O método das sondas de Langmuir é utilizado em grande escala no estudo do plasma das descargas elétricas no gás, podendo sua geometria ser plana, cilíndrica ou esférica.

O processo ressoante de carga é o processo onde uma molécula neutra, ao chocar-se com um íon em uma determinada velocidade própria, na qual a molécula perde um elétron ficando ionizada e o íon recebe o elétron, tornando-se neutro. A exceção de uma pequena região de transição na vizinhança do plasma, a energia cinética dos íons positivos é bem maior que a energia térmica dos átomos neutros. Consideramos estes últimos como estando em repouso. O problema teórico consiste em resolver duas equações básicas acopladas: a equação de Boltzmann para função distribuição das velocidades dos íons positivos: Rapozo e outros [63].

$$\vec{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} + \frac{e\vec{E}}{m} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} = \int_{V_a} |\vec{v} - \vec{v}_a| Q_t \{ [f(v') f_a(\vec{v}_a')] - [f(\vec{v}) f_a(\vec{v}_a)] \} d\vec{v}_a, \quad (B-1)$$

e a equação de Poisson para distribuição do potencial na camada:

$$\nabla^2 \phi = 4\pi e \int_{(v)} f(\vec{v}) d\vec{v} \quad (B-2)$$

onde $f(\vec{v})$ e $f_a(\vec{v}_a)$ são, respectivamente, as funções distribuição dos íons positivos e átomos neutros, e \vec{v} e \vec{v}_a as velocidades correspondentes.

Considerando $\frac{\partial f}{\partial \vec{r}}$ o gradiente com respeito a \vec{r} e analogamente

$\frac{\partial f}{\partial \vec{v}}$ o gradiente com respeito a v podemos escrever a equação (B-2) como:

$$\vec{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} + \frac{e\vec{E}}{m_p} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} + \frac{f}{\tau_a} = \frac{f_a}{\tau} \quad , \quad (B-3)$$

$$\text{onde } \frac{1}{\tau_a} = Q_t \int_{(v')} |\vec{v} - \vec{v}'| f_a(\vec{v}') d\vec{v}' \quad , \quad (B-4)$$

$$\text{e } \frac{1}{\tau} = Q_t \int_{(v')} |\vec{v} - \vec{v}'| f(\vec{v}') d\vec{v}' \quad , \quad (B-5)$$

τ_a e τ são os tempos de colisão (para transferência ressoante de carga), $\vec{v}_a = \vec{v}'$ e $\vec{v}'_a = \vec{v}$, são as correlações de velocidade. Q_t é a seção de choque, e a suposição de que os átomos neutros estão em repouso, leva a: $f_a(\vec{v}) = n_0 \delta(\vec{v})$, onde $\delta(\vec{v})$ é a função delta de Dirac e n_0 a concentração de átomos neutros. A equação (B-4), pode ser escrita:

$$\frac{1}{\tau_a} = n_0 Q_t v_{Te} = \frac{v_{Te}}{\lambda_{mfp}} \quad . \quad (B-6)$$

Após algumas considerações geométricas e condições de contorno de limite plasma-camada dado por Swift e outros 54, as equações de Boltzmann tomam as seguintes formas:

$$\text{a) } \vec{v}_z \frac{\partial f}{\partial z} + \frac{e\vec{E}}{m_p} \frac{\partial f}{\partial v_z} + \frac{f}{\tau_a} = \frac{f_a}{\tau} \quad , \quad (\text{geometria plana}) \quad (B-7)$$

$$\text{b) } \vec{v}_r \frac{\partial f}{\partial r} + \left[\frac{v_\phi^2}{r} + \frac{e\vec{E}}{m_p} \right] \frac{\partial f}{\partial v_r} - \frac{v_r v_\phi}{r} \frac{\partial f}{\partial v_\phi} + \frac{f}{\tau_a} = \frac{f_a}{\tau} \quad , \quad (B-8)$$

(geom. cilíndrica)

$$\text{c) } \vec{v}_r \frac{\partial f}{\partial r} + \left\{ \frac{1}{r} [v_\phi^2 + v_\theta^2] + \frac{e\vec{E}}{m_p} \right\} \frac{\partial f}{\partial v_r} - \frac{v_r v_\phi}{r} \frac{\partial f}{\partial v_\phi} + \frac{v_\phi^2}{r} \cot \theta \frac{\partial f}{\partial v_\theta} + \frac{f}{\tau_a} = \frac{f_a}{\tau} \quad , \quad (B-9)$$

(geom. esférica)

as quais, através de mudanças de variáveis dadas pela lei da conservação de energia e momentum se transformam em:

$$v_r \frac{\partial f}{\partial r} + \frac{f}{\tau_a} = \frac{f}{\tau} \quad . \quad (B-10)$$

No que concerne a equação de Poisson, fazendo $v_L - v = A_{s\phi}$, onde v_L é potencial no limite plasma-camada, teremos:

$$A_0 = [8\pi^2 m_p \lambda_{mfp}^4 J^2/e]^{1/3} \quad (s=0) \quad , \quad (B-11)$$

$$A_1 = [2m_p \lambda_{mfp}^2 J_1^2/e]^{1/3} \quad (s=1) \quad , \quad (B-12)$$

$$A_2 = [m_p J^2/2e]^{1/3} \quad (s=2) \quad , \quad (B-13)$$

o que leva a equação (B-2) a ser reescrita:

$$\frac{d}{dx} [x^s \frac{d\phi}{dx}] \frac{\exp[\pm(x-x_2)]}{\sqrt{\phi}} + \int \frac{\exp[\pm(x-\xi) d\xi]}{\sqrt{\phi(x) - \phi(\xi)}} \quad (B-14)$$

x_L é a coordenada reduzida correspondente ao limite plasma-camada e $\xi = \xi/\lambda_{mfp}$. Considerando as condições limites da equação (B-14), para camada plana, cilíndrica e esférica como (x_L, x) , (x, x_L) e (x_L, x) , obviamente as condições limite serão, $x = x_L$, $\phi = 0$, $d\phi/dx = 0$. Na aproximação de queda livre, nestes casos extremos, a equação (B-14), se reduz a:

$$\frac{d}{dx} [x^s \frac{d\phi}{dx}] = \frac{1}{\sqrt{\phi}} \quad . \quad (B-15)$$

B.1.1 - Equações da Sonda

As equações da sonda foram obtidas a partir das suposições básicas de que:

1. o caminho médio livre é maior que a dimensão da sonda ($\lambda_{mfp} > r_s$), e que o campo elétrico aplicado penetra

- somente a curta distância dentro da sonda;
2. elétrons e íons possuem distribuições maxwelliana (os íons e os elétrons não precisam ter temperaturas iguais $T_e \gg T_i$);
 3. Na região da sonda, os elétrons têm tratamento colisional-queda livre e não por difusão de transporte.

Supondo que o problema é unidimensional ou plano, concluímos que:

$$\frac{dn_e}{dv} = \frac{n_e m_e}{[2\pi m_e k_b T_e]^{1/2}} \exp \left[-\frac{m_e v^2}{2k_b T_e} \right] . \quad (B-16)$$

A função distribuição dn_e/dv é o número de elétrons que chega por unidade de área por segundo por intervalo de velocidade dv . Portanto, a corrente total que chega à sonda por unidade de área é:

$$\vec{J}_e = \int_0^{\infty} z_e e \frac{dn_e}{dv} \vec{v} d\vec{v} . \quad (B-17)$$

Se $v_s \geq v_p$ todos os elétrons que chegam à sonda são captados. A combinação da equação (B-16) com (B-17) e sua integração leva a:

$$\vec{J}_e = \frac{z_e e n_e}{(2\pi)^{1/2}} \left[\frac{k_b T_e}{m_e} \right] \exp \frac{-z_e e (v_s - v_p)}{k_b T_e} , \quad (B-18)$$

e

$$n_e = \frac{J_{es} (2\pi)^{1/2}}{A_s \left[\frac{k_b T_e}{m_e} \right]^{1/2}} , \quad (B-19)$$

onde A_s é a superfície da sonda e J_{es} a corrente de saturação do elétrons. Se a sonda é ligeiramente negativa com respeito ao plasma, a densidade de corrente diminui porque só uma fração de elétrons tem energia suficiente para penetrar a barreira de poten-

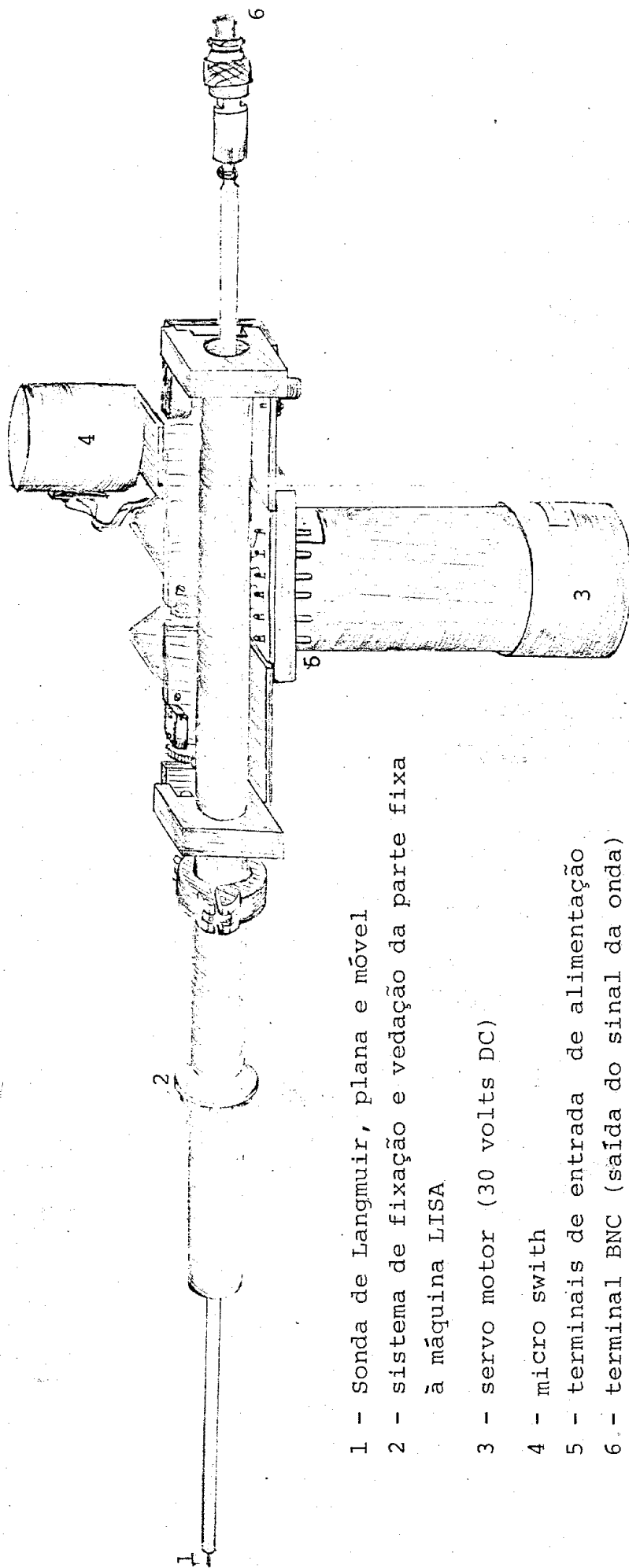
cial. Alguns elétrons lentos, dentro da camada, serão repelidos, e somente elétrons com energia cinética E_c , normal a superfície da sonda, maior ou igual ao potencial negativo, podem ser captados.

Usando a equação (B-8) e considerando dois pontos genéricos na curva característica de Langmuir e tomando o L_n em ambos os lados, obtemos:

$$T_e = \frac{z_e e (v_2 - v_1)}{k_b L_n i_1 / i_2} \quad , \quad (B-20)$$

que é a expressão para temperatura de elétrons.

A Figura B.1, mostra a Sonda de Langmuir, com o respectivo dispositivo de comando e controle da mesma.

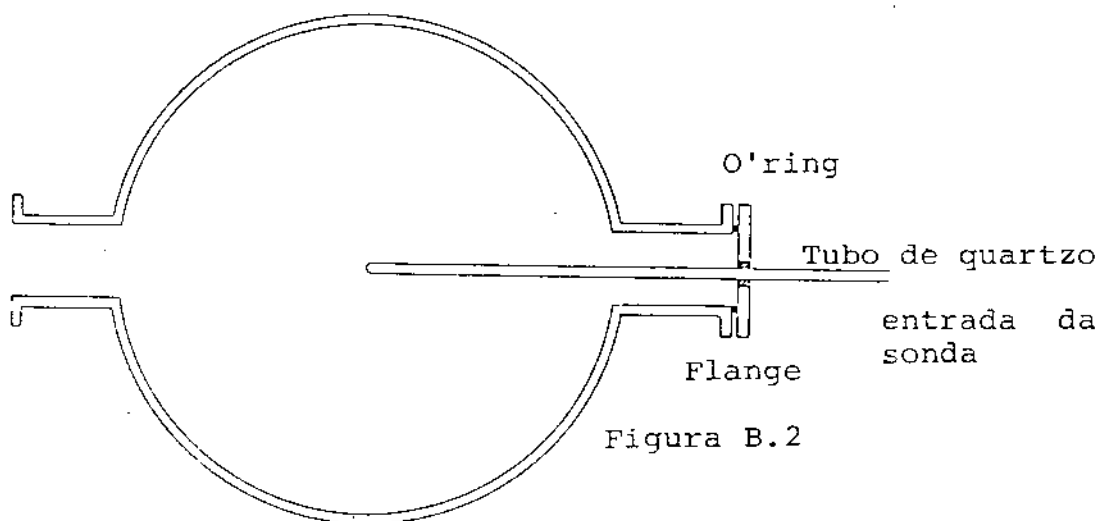


- 1 - Sonda de Langmuir, plana e móvel
- 2 - sistema de fixação e vedação da parte fixa à máquina LISA
- 3 - servo motor (30 volts DC)
- 4 - micro switch
- 5 - terminais de entrada de alimentação
- 6 - terminal BNC (saída do sinal da onda)

Figura B.1 - Sonda de Langmuir

B.2 - Método da Sonda Magnética

Das técnicas de diagnósticos empregado na determinação de campo magnético, a que utiliza sondas magnéticas constitui-se na mais simples e eficiente, seu funcionamento baseia-se na indução magnética de voltagem, proveniente da variação do fluxo de campo magnético no interior de um ou mais solenóides. No nosso caso, , são colocadas no interior de tubos de quartzo, cilíndrico, fechados em um dos extremos a fim de evitar interação entre a sonda e o plasma e vedar o sistema, colocados em pontos distintos (1, 2, 3, e 4), da máquina LISA, Figura B.2.



Uma boa sonda, para ser utilizada de maneira adequada, deve atender algumas condições como:

1. mínimo efeito perturbativo da sonda no plasma significando menor tamanho possível para a sonda,
2. boa resposta para sinais de alta frequência a fim de detectar flutuações rápidas no campo.

A sensibilidade ou voltagem induzida v_i na sonda devido a variação do fluxo de campo magnético é dada por:

$$v_i = - \frac{d\phi_B}{dt} = - A_{\text{eff}} \frac{dB_1}{dt} , \quad (\text{B-21})$$

onde $A_{\text{eff}} = NA = \frac{1}{4} N \pi d^2$, N é o número de espiras na bobina, A é a secção transversal, $\frac{dB}{dt}$ é a variação temporal do campo magnético no interior da bobina. O diâmetro d fornece a resolução espacial e a indutância L , aumenta com N , Botticer 64, isto é:

$$L = N^2 dk \left(\frac{d}{\ell}\right) \cdot 10^{-9} \text{ H} \quad (\text{B-22})$$

A frequência de resposta da sonda é dada pela constante de tempo $\tau = L/R$, que é a menor flutuação temporal do campo magnético detectada de maneira adequada pela sonda, L é a indutância do solenóide e R é a resistência conectada a sua saída, em geral é a impedância característica do fio terminal da sonda.

B.3 - Sonda Hall

A sonda Hall foi utilizada para fazer o mapeamento do campo magnético externo \vec{B}_0 da máquina linear LISA e para determinar o valor da pressão cinética $n_e k_b T$ (erg/cm^3), através da variação ΔB , devido ao efeito perturbativo do plasma. O modelo usado foi o BH-700 da FW Bell, o qual consta de um pequeno dispositivo semi-condutor Figura B.3 cujas principais características são:

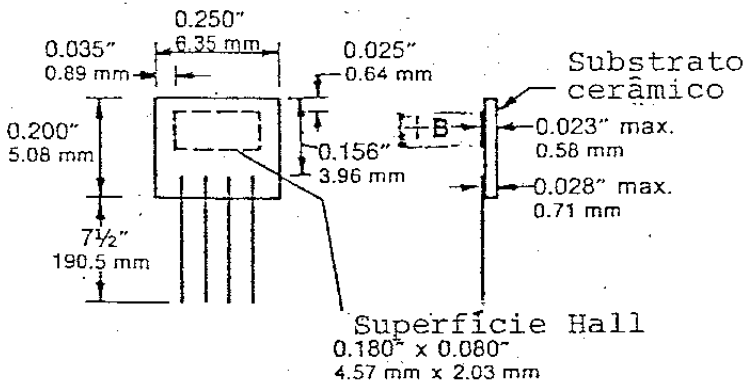


Figura B.3 - Sonda Hall

- a) terminais - fio de cobre nº 34, isolado com polimetano;
- b) encapsulamento - epoxi vermelho, em apenas um lado das faces;
- c) polarização - com vetor campo magnético \vec{B} , dirigido para a superfície da sonda (face vermelha), e a corrente de controle I_C , entrando no terminal de cor vermelha, uma voltagem de sonda Hall V_H , positiva, aparecerá no terminal azul;
- d) corrente de controle - $I_C = 200 \text{ mA}$;
- e) sensibilidade - $k = 0,25 \text{ V/A.kG}$;
- f) sensibilidade magnética, para circuito aberto - 50mV/kG ;
- g) carga típica de saída - 500Ω ;
- h) resistência de entrada - $R_{in} = 5,5\Omega \text{ máx}$;
- i) resistência de saída - $R_{out} = 5,5\Omega \text{ máx}$.

O gerador Hall(sonda) é eficaz para medidas de componentes axiais e radiais de campos magnéticos. A Figura B.4, mostra a representação esquemática do gerador Hall(sonda). Para corrente de controle I_C , constante, a voltagem de saída V_H , torna-se função direta da sensibilidade de fluxo magnético \vec{B} . Se I_C e \vec{B} são variáveis e V_H é proporcional ao produto das duas funções.

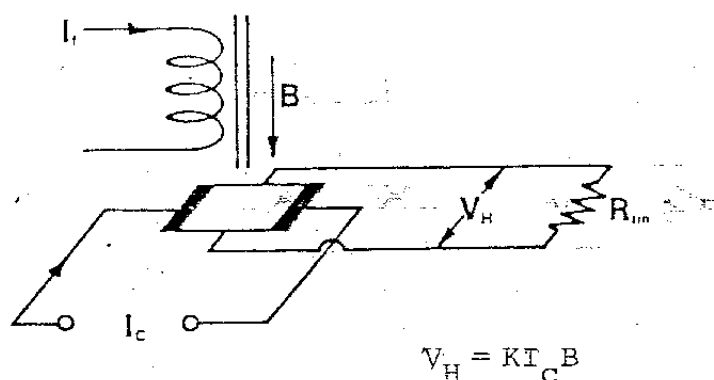


Figura B.4 - Representação esquemática do gerador Hall

B.4 - Bobina Diamagnética

A bobina diamagnética é um instrumento de diagnóstico que permite medir a pressão cinética do plasma, isto é, $P = n_e k_B T_e$, onde n_e e T_e são densidade e temperatura média do plasma e k_B é constante de Boltzmann.

Ela deve responder unicamente a campos magnéticos, ou seja, ser insensível a campos elétricos. A blindagem contra ruídos eletrostáticos é feita por encapsulamento de alumínio.

A bobina é de forma circular com 1300 espiras, 13 cm de diâmetro estando conectada a um cabo coaxial o que permite seu acoplamento ao osciloscópio, sua posição no interior da câmara de vácuo é ajustada de forma que a orientação da área transversal da bobina seja a melhor possível com relação ao campo magnético de interesse. A Figura B.5, mostra a montagem da bobina na máquina LISA.

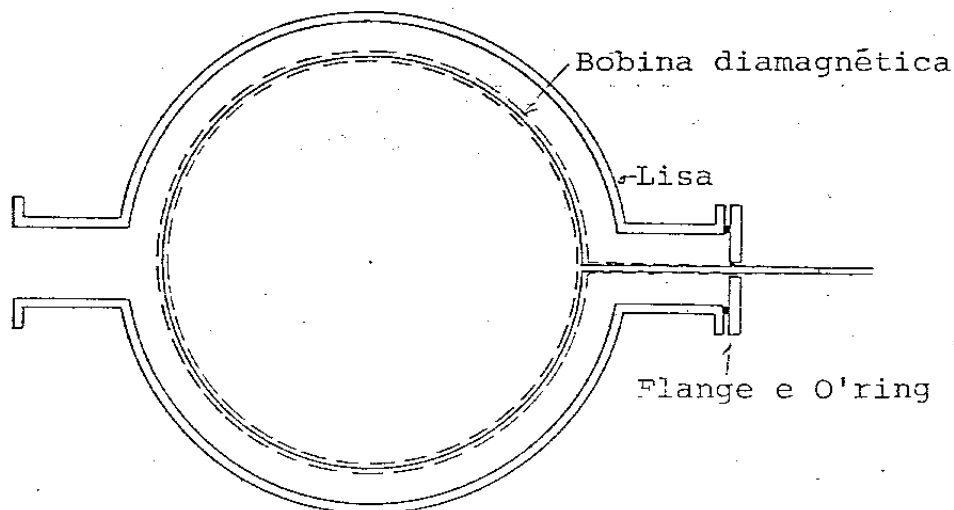


Figura B.5 - Montagem da Bobina Diamagnética na máquina LISA

B.4.1 - Funcionamento Básico da Bobina Diamagnética

Considerando o estado de equilíbrio, temos:

$$\rho \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} = \vec{J} \times \vec{B} - \nabla \vec{P} = 0 \quad , \quad (\text{B-23})$$

e

$$\nabla \vec{P} = \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \vec{B}) \times \vec{B} \quad . \quad (\text{B-24})$$

Usando a identidade vetorial apropriada e combinando as equações (B-24) e (B-25), leva a:

$$\nabla \left(\vec{P} + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) = 0 \quad , \quad (\text{B-25})$$

onde

$$\nabla \vec{P} = -\nabla B^2 / 2\mu_0 \quad . \quad (\text{B-26})$$

Considerando a equação de Maxwell,

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad , \quad (\text{B-27})$$

a qual leva a relação:

$$\nabla \times \vec{E} \cdot d\vec{s} = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \vec{B} \cdot d\vec{s} \quad , \quad (\text{B-28})$$

como , $\vec{E} = -\nabla v$,

teremos:

$$v = \int_{\ell} \vec{E} \cdot d\vec{\ell} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \phi_B}{\partial t} \quad , \quad (\text{B-29})$$

o que permite concluir:

$$\begin{aligned} \phi_O &= \int B_O \cdot d\vec{s} = B_O \cdot s \\ \phi_T &= \int B_T \cdot d\vec{s} = B_T \cdot s \end{aligned} \quad (\text{B-30})$$

onde ϕ_O e ϕ_T corresponde aos fluxos magnéticos não perturbado e

perturbado, respectivamente.

A equação (B-29) pode ser reescrita:

$$v = \frac{1}{c} \frac{(B_{O_0} - B_{\tau})s}{\Delta t} \quad (B-31)$$

e a equação (B-26) será:

$$\nabla(P_{O_0} - P_{\tau}) = - \frac{\nabla(B_{O_0}^2 - B_{\tau}^2)}{2\mu_{O_0}} \quad (B-32)$$

esta equação para $P_{\tau} = 0$ se torna:

$$\nabla P_{O_0} = - \frac{B_{O_0} \nabla B_{O_0}}{\mu_{O_0}} \quad (B-33)$$

como $P_{O_0} = nk_b T_e$ temos então:

$$\Delta B = \mu_{O_0} \frac{n_e k_b T_e}{B_{O_0}} \quad (B-34)$$

Como o fluxo ϕ é proporcional ao número de espiras N , a área de seção transversal s , ($s = \frac{\pi D^2}{4}$) ao campo magnético \vec{B} , isto é, $\phi \propto NSB$, então:

$$v_{(\tau)} = \frac{NS\Delta B}{\tau} \quad (B-35)$$

onde $v_{(\tau)}$ é o valor $\frac{1}{e}$ da tensão de saída v_{O_0} , ΔB é a variação do campo magnético devido ao diamagnetismo do plasma e τ , é o tempo de relaxação. A Figura B.6, ilustra o fato.

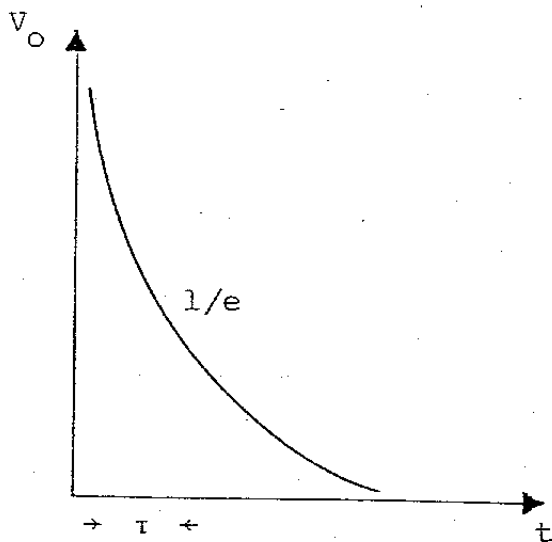


Figura B.6 - Tempo característico

Como N e S são valores conhecidos, medindo-se $v(\tau)$ e τ , obtemos:
 $\Delta B = v_{\tau}(\text{volts}) \cdot \tau(\text{seg}) / NS \cdot 10^{-8}$ (Gauss) e determinamos a pressão cinética a partir da equação (B-34) que é:

$$nk_b T(\text{erg/cm}^3) = \frac{B_o \Delta B_o}{\mu_o} , \quad (\text{B-36})$$

para,

$$n = \text{partículas/cm}^3$$

$$k_b = 1,38 \times 10^{-16} \text{ erg/}^{\circ}\text{k}$$

$$T = ^{\circ}\text{k}$$

$$B_o = \text{Gauss}$$

$$\Delta B = \text{Gauss}$$

$$\mu_o = 1$$

B.4.2 - Característica da Bobina Diamagnética

a) indutância $L = 0,15 \text{ H}$ (valor médio)

b) resistência $R = 700 \Omega$

c) número de espiras $N = 1300$

d) raio médio $r = 6,5 \text{ cm}$

e) comprimento $\ell = 1,5 \text{ cm}$

f) menor flutuação temporal $\tau = \frac{L}{R} \approx 0,2 \text{ ms}$

B.5 - Espectrografia de Prisma

B.5.1 - Espectroscopia

O primeiro passo em muitos experimentos é assegurar a qualidade espectral, cobrindo uma escala de comprimento de onda tão larga quanto possível na prática, e também dando algumas informações preliminares sobre a dependência espacial e temporal do espectro.

Qualquer uma das últimas funções pode ser obtida por estigmatização espectrográfica com gravação fotográfica comum. Para resolução espacial, a região de interesse do Plasma é projetada sobre a entrada da fenda, e a espectrografia então fornece um espectro na qual a coordenada dos ângulos à direita do eixo comprimento de onda, isto é, ao longo da direção da fenda, corresponde a uma das coordenadas de emissão de elementos de volume da fonte luminosa. O mesmo instrumento pode ser usado para resolução temporal por mascaramento da janela do vaso de descarga.

Um espectrógrafo com prisma de quartzo ou vidro seria adequada a esta finalidade, dependendo da escala de comprimento de onda desejada. Eles permitem um estudo fotográfico do espectro desde 2000 \AA até alguns comprimentos de onda que são usualmente determinados por pequena redução na sensibilidade de emulsão fotográfica referente ao infra-vermelho. O limite de pequenos comprimentos de onda pode, em princípio, ser estendido pela evacuação e pelo uso de espelhos também, para a entrada ótica.

Não é muito difícil para se obter um tempo de resolução fotográfica para estudo do espectro e ter 2000 \AA e longos comprimentos de onda. Desde que a espectrografia ultra-violeta a vácuo é mais ou menos astigmática, a resolução espacial será tam-

bem mais pobre. Isso não significa que desta maneira seja impossível ter um tempo de resolução, por exemplo, uma câmara de espelho giratório ou mesmo uma câmara conversora de imagem poderia ser usada para provar o espectro, cuja altura deverá ser mascarada.

Esses métodos deveriam funcionar melhor até 2000 Å e abaixo, mas para curtos comprimentos de onda a discriminação fica difícil devido ao espalhamento de comprimento de ondas maiores.

Resumindo, o estudo espectral com resolução temporal ou espacial pode ser conseguido por volta de 1000 Å a 10.000 Å sem muitas complicações. Para o ultra-violeta próximo ao visível, e o visível, um instrumento simples de gradeamento astigmático de um padrão razoável e dispersão moderada suficiente, auxiliado por um espelho giratório com uma entrada ótica e filtros faixa larga, adequados para suprimir sobreposições de ordem. Para o ultra-violeta, no vácuo, é necessária instrumentação especial para fornecer o tempo de resolução. Em um instrumento de estudo, a vácuo, geralmente ele não amplia a faixa de comprimento de onda acima de 1000 Å, a informação adicional, quase justificaria o esforço, desde que a escala contenha muitas das linhas mais fortes dos elementos mais interessantes em seus vários estágios de ionização.

B.5.2 - Poder de Resolução e Poder Luminoso

Consideremos um espectrômetro como o indicado na Figura B.7.a. A fenda de entrada será S_1 e a altura será h_1 . A distância focal do colimador e a lente da câmara será f_1 e f_2 respectivamente. No caso de espectrógrafo, o plano focal deverá ter um ângulo $\frac{1}{2\pi} + \theta$, contra o eixo ótico da câmara.

O elemento de dispersão, no caso prisma, produzirá um feixe de largura α e causará uma dispersão angular $D_\alpha = \partial\alpha/\partial\lambda$. Então a dispersão linear recíproca ao longo do plano focal será: $l = \cos\theta / f_2 D_\alpha \text{ \AA/mm}$, se f_2 é medido em mm e D_α em radianos por \AA . O formato de uma linha espectral muito fina, observada com uma fenda de entrada muito fina é determinada pela difração com limitação de abertura a , Figura B.7.b. A correspondente incerteza de definição é dada por $\Delta_\alpha = \lambda/a$. O ângulo de difração de correspondente a uma mudança no comprimento de onda é:

$$\Delta\lambda_{th} = \Delta\alpha/D_\alpha \quad , \quad (B-37)$$

ou

$$\Delta\lambda = \lambda/aD_\alpha \quad . \quad (B-38)$$

Assim, o poder de resolução teórico do elemento dispersivo é dado por:

$$R_{th} = \lambda/\Delta\lambda_{th} = a[D_\alpha] \quad (B-39)$$

Para uma avaliação do poder luminoso, nós calculamos o fluxo de energia W' no intervalo entre λ e $\lambda + \Delta\lambda$ que entra no elemento dispersivo. Se a intensidade da imagem da luz projetada sobre a fenda de entrada é chamada de I_λ , temos:

$$W' = I_\lambda \Omega_1 S_1 h_1 \Delta\lambda = I_\lambda \frac{A_1}{f_1^2} S_1 h_1 \Delta\lambda \quad , \quad (B-40)$$

onde,

Ω_1 - é o ângulo sólido do elemento dispersivo estendido até a entrada da fenda;

A_1 - é a área efetiva do colimador.

B.5.3 - Prismas

O índice de refração e o ângulo do prisma, são dados por n e α respectivamente, Figura B.7.c, que fornece:

$$\cos \alpha + \cos \beta = 2n \operatorname{sen} \frac{\gamma}{2} \quad . \quad (\text{B-41})$$

A abertura a é dada por:

$$a = \frac{1}{2} b \operatorname{sen} \alpha / \operatorname{sen} \frac{1}{2} \gamma \quad , \quad (\text{B-42})$$

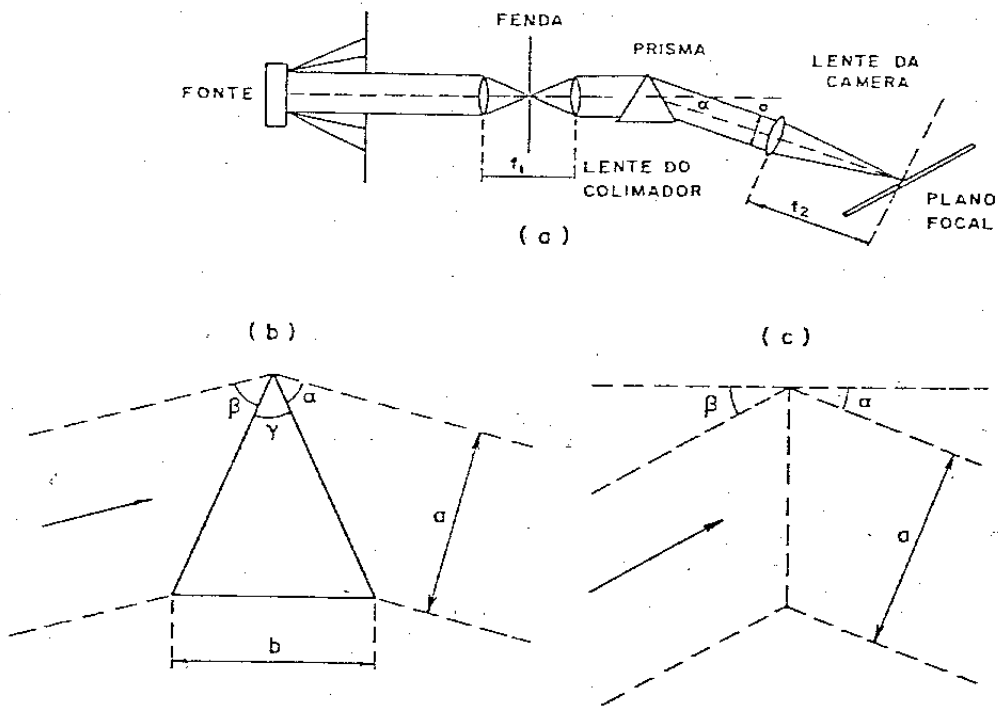
e a dispersão angular por:

$$D_{\alpha} = - \frac{\alpha}{\alpha_{\lambda}} \frac{2 \operatorname{sen} \gamma / 2}{\operatorname{sen} \gamma} \quad , \quad (\text{B-43})$$

onde obtemos para o poder de resolução teórico:

$$R_{th} = a |D_{\alpha}| = b |\partial n / \partial \lambda| \quad . \quad (\text{B-44})$$

A dispersão $\frac{\partial r}{\partial t}$ depende muito do material do prisma e do comprimento de onda.



Figuras B.7.a,b,c - Esquema para o cálculo de dispersão angular e o poder de resolução do prisma

B.5.4 - Descrição do Equipamento

O espectrôgrafo utilizado é o UV, Q24 de fabricação de JENOPTIK JENA GmbH.

B.5.4.1 - Espectrôgrafo

Na entrada de luz do aparelho temos uma fenda que abre e fecha mediante rotação de um tambor graduado. O valor de divisão do tambor é de 0,001 mm, a maior largura da fenda é de aproximadamente 0,3 mm.

Antes da entrada da fenda temos os seguintes grupos de limitação de fenda e filtros:

1. diafragma 5-10 - consiste de 7 aberturas de diafragma com as alturas de 1, 2, 3, 4, 5, 6, e 12 mm (podem ser selecionados um após o outro);
2. diafragma T-10 - consiste de 9 aberturas de diafragma, cada uma de 1 mm de altura, estão selecionados de maneira a não se precisar mover o filme para o registro de um após o outro;
3. diafragma TV-10 - consiste de 3 aberturas de diafragma, cada uma de 1mm de altura, uma em cima da outra, e 6 outras aberturas, das quais sempre 2 se unem em ambos os lados com uma das três outras. Com esta disposição é, por exemplo, possível obter de uma amostra desconhecida três espectros de elementos;
4. filtro graduado - para análise de emissão quantitativa. O conjunto da fenda e seus filtros e diafragmas está ligado ao colimador, este possui um parafuso de ajustagem, para a obtenção de uma melhor nitidez das linhas espectrais, ele modifica a distância entre a fenda e a objetiva do colimador (ajuste fino);

5. prisma - o elemento dispersivo deste espectrômetro é um prisma de quartzo Cornu, tem uma altura de 44 mm e uma base de 63 mm. Ele é acompanhado por duas lentes, lente do colimador (distância focal de 540 mm para 2558 Å) e a lente da câmera (distância focal de 500 mm para 2558 Å), essas lentes têm um diâmetro de 50 mm. A lente da câmera possui um diafragma que fornece abertura efetiva de 1:11 a 1:30.
6. cassete - na saída do espectrômetro temos um encaixe onde pode-se colocar o suporte da chapa fotográfica, este suporte é o cassete. O cassete é feito de metal, e seu encaixe é bastante simples. A altura do cassete pode ser regulada durante a experiência para uma tomada de vários registros fotográficos na mesma chapa fotográfica em alturas diferentes.

A chapa fotográfica para este cassete tem de possuir estas dimensões: 60 x 240 mm.

No encaixe do cassete está também a escala de comprimento de onda, que será registrada na chapa fotográfica, esta escala é registrada desde 2000 Å até 5.300 Å e tem um comprimento de 225 mm. O desvio avaliado da escala, será mais ou menos:

4400 Å	< 5 Å
3000 Å	< 2 Å
2400 Å	< 1 Å
2100 Å	< 0,5 Å

B.5.4.2 - Equipamento Extra para uso do Espectrômetro

1. lentes acromáticas - o espectrômetro necessita de um par de lentes externas que sejam transparentes ao ultra-violeta. Essas lentes são usadas para projetar a fonte luminosa na entrada da fenda.

APÊNDICE C

PRINCÍPIO DE FUNCIONAMENTO DO GERADOR DE RAMPA

Os transistores Q_1 e Q_2 formam uma fonte regulada com tensão V em torno de 40 volts ajustada pelo potenciômetro P_1 . Figura C.1.

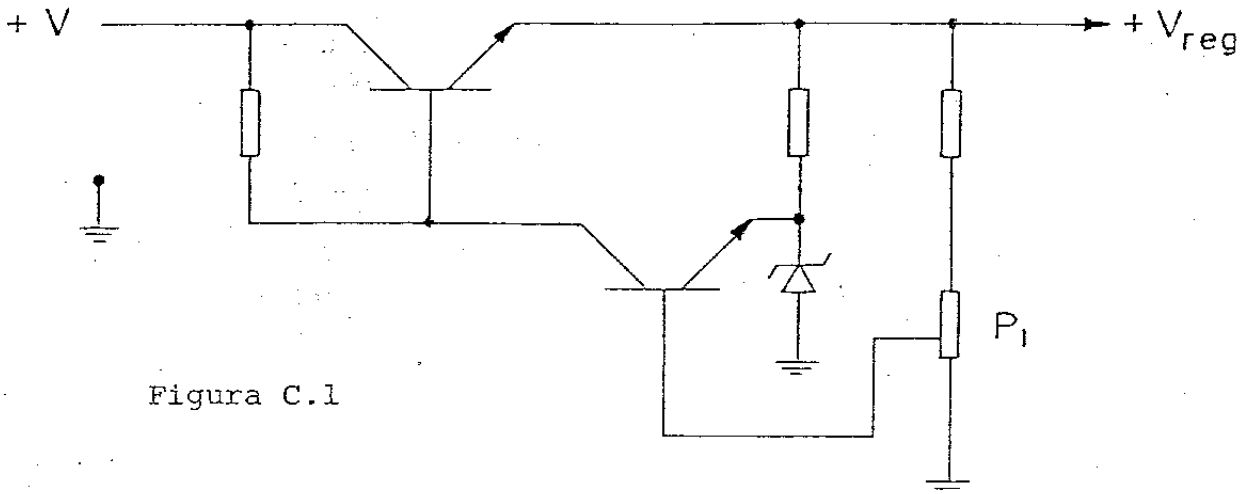


Figura C.1

O transistor Q_3 e o diodo Zener D_3 formam uma fonte de corrente constante de forma a linearizar a curva de carga do capacitor C_1 . Figura C.2.

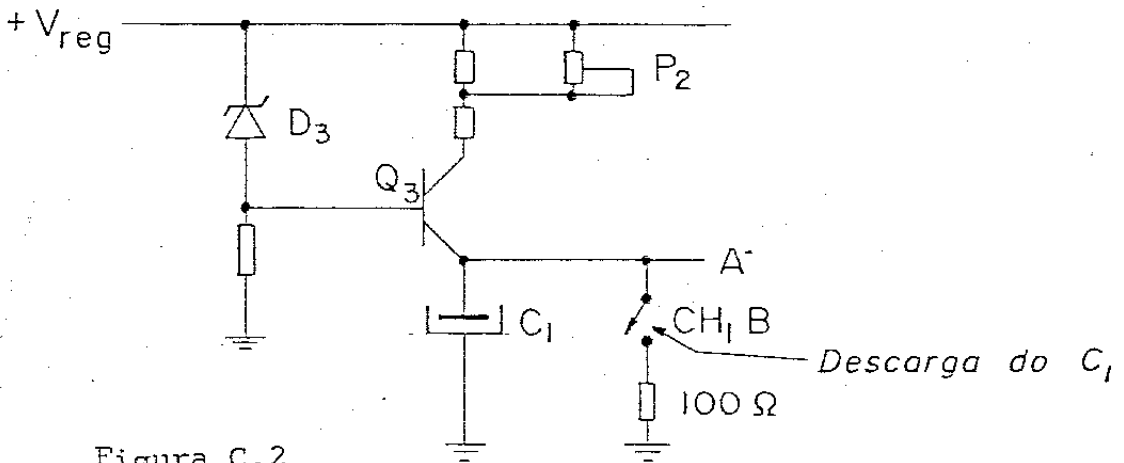


Figura C.2

O potenciômetro P_2 , ajusta a intensidade de corrente da fonte que por sua vez limita o tempo de subida da rampa. Figura C.3.

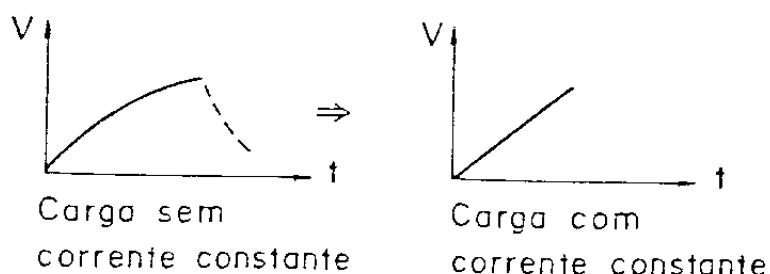


Figura C.3

O sinal tirado do ponto A é amplificado por Q_3 e vai para saída de 0-40 V (rampa baixa).

O sinal amplificado vai para uma rede resistiva, divisora formada por P_3 (ajuste interno), R_1 , R_2 e R_3 . Esta amostra vai para o amplificador operacional (LM 3900 NORTOM) e seu sinal de saída é pré-amplificado por Q_7 .

A saída de Q_7 vai para o amplificador em configuração Darlington formado por Q_4 e Q_5 , com proteção contra curto, formado por Q_6 . Este amplificador é alimentado pela fonte + B (450V) e sua saída é a rampa de alta (0 a 400 V). O CI7815, é um regulador integrado de 15 Volts positivo que alimenta o LM3900. Figura C.4.

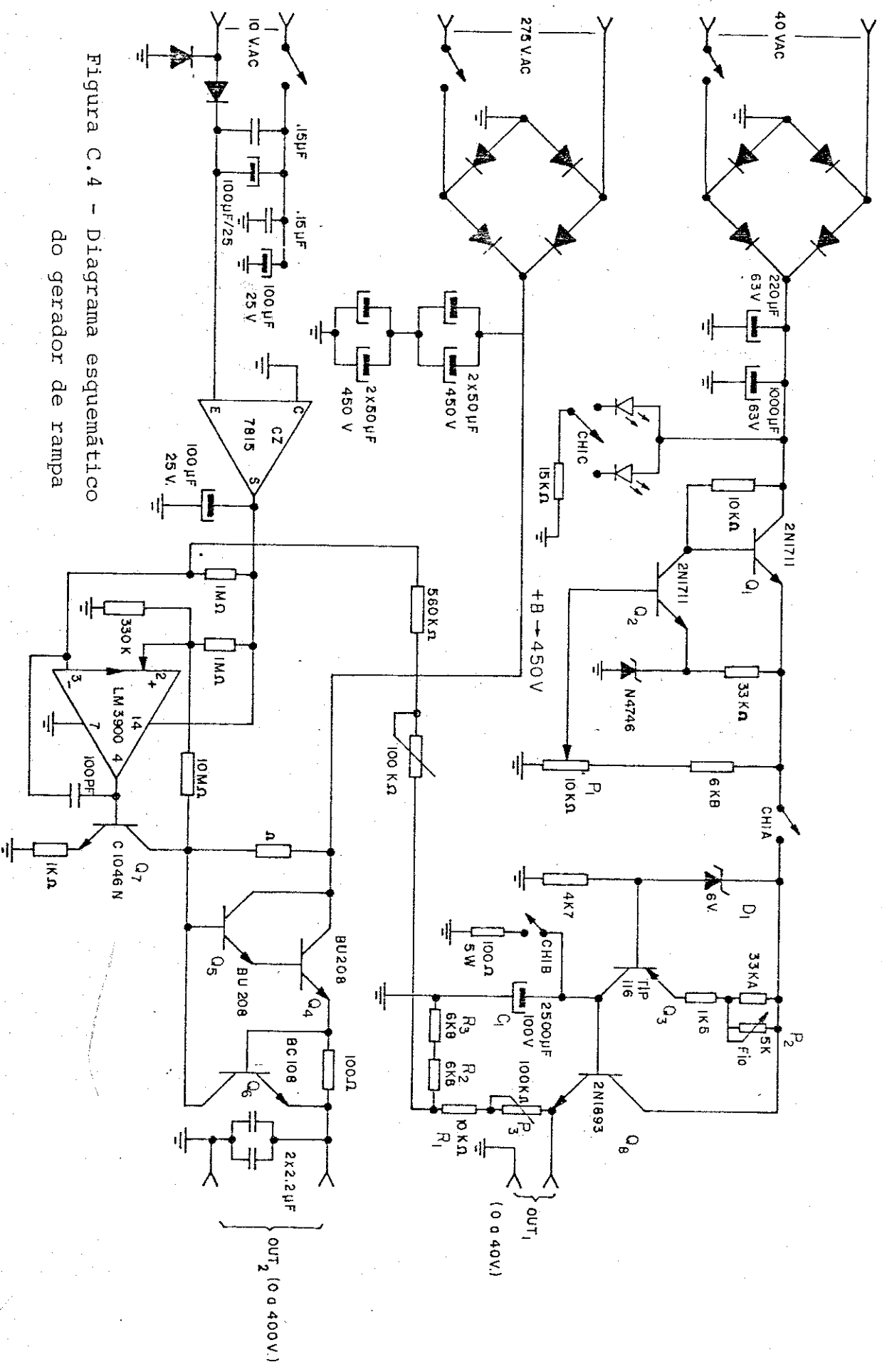


Figura C.4 - Diagrama esquemático do gerador de rampa

APÊNDICE D

D.1 - Sinopse dos Valores mais Importantes da Máquina LISA

Símbolo	Definição	Quantidade
---------	-----------	------------

D.1.1 - Parâmetros de Plasma

$n_{e,i}$	Densidade de elétrons e íons	$7 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$
$T_{e,i}$	Temperatura de elétron e íons	47 eV, 3 eV
δn	flutuação da densidade de elétrons	$2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$
B_0	Campo magnético	1,0 kGauss
η_{\perp}	Resistividade clássica transversa de Spitzer ($1,03 \times 10^{-2} Z \ln \Delta T_{eV}^{-3/2} \text{ ohm/cm}$)	$4,5 \times 10^{-4} \text{ ohm/cm}$

D.1.2 - Comprimento

λ_D	Comprimento de Debye $[(k_b T_e / 4\pi n_e e^2)^{1/2} = 7,43 \times 10^2 T_{eV}^{1/2} n_e^{-1/2} \text{ cm}]$	$= 1,9 \times 10^{-2} \text{ cm}$
ρ_e	Raio de giro do elétron $(v_{Te} / \omega_{ce} = 2,38 \times T_{eV}^{1/2} B_0^{-1} \text{ cm})$	$= 1,6 \times 10^{-2} \text{ cm}$
ρ_i	Raio de giro do íon $(v_{Ti} / \omega_{ci} = 1,02 \times 10^2 \mu^{1/2} T_i^{1/2} B_0^{-1} \text{ cm})$	$= 3,5 \text{ cm}$
λ_{mfp}	Caminho médio livre ($1/n_0 \sigma = v_{Te} / v_{en}$)	$\sim 50 \text{ cm}$
λ	Distância mínima de aproximação clássica $[e^2 / k_b T_e = 1,44 \times 10^{-7} T_{eV}^{-1} \text{ cm}]$	$\sim 4,5 \times 10^{-10} \text{ cm}$
δ	Profundidade pelicular do plasma $(C / \omega_{pe} = 5,41 \times 10^5 n_e^{-1/2} \text{ cm})$	$\sim 2,0 \text{ cm}$

D.1.3 - Frequência e Tempo

ω_{Pe}	Frequência de plasma para elétron $[(4\pi n_e e^2/m_e)^{1/2} = 5,64 \times 10^4 n_e^{1/2} \text{ rad/seg}] = 1,49 \times 10^{10} \text{ rad/seg}$
ω_{Pi}	Frequência de plasma para íon $[(4\pi n_i Z^2 e^2/m_i)^{1/2} = 1,32 \times 10^3 Z n_i^{1/2} \text{ rad/seg}] = 1,74 \times 10^8 \text{ rad/seg}$
ω_{ce}	Frequência de ciclotron do elétron $(eB/m_e c = 1,76 \times 10^7 \times B \text{ rad/seg}) \sim 1,76 \times 10^{10} \text{ rad/seg}$
ω_{ci}	Frequência de ciclotron do íon $(eB/m_i c = 9,58 \times 10^3 \mu^{-1} B \text{ rad/seg}) \sim 2,0 \times 10^6 \text{ rad/seg}$
ω_{LH}	Frequência híbrida inferior $[(\omega_{ce} \times \omega_{ci})^{1/2} = 4,1 \mu^{-1/2} B \text{ rad/seg}] \sim 2,0 \times 10^3 \text{ rad/seg}$
ν_{ee}	Frequência de colisão elétron-elétron $(3 \times 10^{-6} n_e \ln \Lambda T_e^{-3/2} \text{ s}^{-1}) \sim 9,8 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$
ν_{ei}	Frequência de colisão elétron-íon $(1,5 \times 10^{-6} n_e \ln \Lambda T_e^{-3/2} \text{ s}^{-1}) \sim 4,9 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$
ν_{ii}	Frequência de colisão íon-íon $[Z^4 (m_e/m_i)^{1/2} (T_e/T_i)^{3/2} \nu_{ee}] \sim 1,5 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$
ν_{en}, ν_{in}	Frequência de colisão elétron, íon-neutro $n_o (v_{Te} \sigma) \sim 7,0 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$
γ_c^{-1}	Tempo de difusão $(a^2 / C^2 n_{\perp} = 2,71 \times 10^{-14} T_e^{3/2}) \sim 8,7 \times 10^{-12} \text{ s}$
τ_A	Tempo de trânsito de Alfvén através do plasma ($\tau_A = a/V_A = 8\text{cm}/4,1 \times 10^8 \text{ cm/s}$) $\sim 1,95 \times 10^{-8} \text{ s}$

D.1.4 - Velocidades

v_{Te}	Velocidade térmica dos elétrons $[(k_b T_e/m_e)^{1/2} = 4,19 \times 10^7 T_e^{1/2} \text{ cm/s}] \sim 2,9 \times 10^8 \text{ cm/s}$
----------	--

v_{Ti}	Velocidade Térmica dos Íons $[(k_B T_i / m_i)^{1/2} = 9,79 \times 10^5 \mu^{-1/2} T_i^{1/2} \text{ cm/s}] \sim 8,5 \times 10^5 \text{ cm/seg}$
C_s	Velocidade Íon-acústica $[(k_B T_e / m_i)^{1/2} = 9,79 \times 10^5 \mu^{-1/2} T_e^{1/2} \text{ cm/s}] \sim 3,3 \times 10^6 \text{ cm/seg}$
V_A	Velocidade de Alfvén $[B_0 / (4\pi n_i m_i)^{1/2} = 2,18 \times 10^{11} \mu^{-1/2} B_0 n_i^{-1/2} \text{ cm/seg}] \sim 4,1 \times 10^8 \text{ cm/seg}$

I.5 - Miscelânea

n	Número de partículas na esfera de Debye $[\frac{4\pi}{3} n_e \lambda_D^3 = 1,72 \times 10^9 T_e^{3/2} n_e^{-1/2}] \sim 2,0 \times 10^6$
β	Razão entre energia térmica e magnética $[8\pi k_B n_e T_e / B_0^2 = 4,03 \times 10^{-11} n_e T_e B_0^{-2}] \sim 1,32 \times 10^{-4}$
V_t	Volume total do plasma $\sim 5,8 \times 10^4 \text{ cm}^3$
V	Volume onde incide a microonda $\sim 3,0 \times 10^4 \text{ cm}^3$
L	Comprimento do plasma $\sim 180 \text{ cm}$
A	Área correspondente ao volume da microonda $\sim 2,0 \times 10^3 \text{ cm}^2$
E_{RF}	Campo elétrico da microonda ($\bar{V}_{RF}/2r$) (sem plasma) $\sim 1,9 \text{ V/cm}$
E_{RF}	Campo elétrico da microonda (com plasma) $\sim 0,8 \text{ V/cm}$
V_{RF}	Voltagem da microonda (sem plasma) $\sim 12,0 \text{ V}$
V_{RF}	Voltagem da microonda (com plasma) $\sim 5,0 \text{ V}$
B_{RF}	Campo magnético da microonda (sem e com plasma) $\sim 2,5 \times 10^{-4} \text{ Tesla}$ $\sim 1,0 \times 10^{-4} \text{ Tesla}$
ϵ_{RF}	Energia da microonda (sem e com plasma) $(B_{RF}^2 + E_{RF}^2) / 8\pi \times V (\text{ergs}) \sim 8.000 \text{ e } 4.300 \text{ ergs}$
ϵ_P	Energia do plasma $(\bar{T}_e + \bar{T}_i) n_e V_t \sim 5.200 \text{ ergs}$
P_d	Potência dissipada num tempo τ_a (ϵ_P / τ_a) $\sim 70 \text{ Watts}$
$P_{abs(r)}$	Potência de absorção ressonante ($P = e^2 E_r^2 / m_e \omega_{RF}$) $\sim 490 \text{ Watts}$
$P_{abs(\theta)}$	Potência de absorção ciclotrônica ($P = e^2 E_\theta^2 / m_e \omega_{RF}$) $\sim 105 \text{ Watts}$
P_{RF}	Potência da microonda $(C/4\pi E_{RF} B_{RF}) A \sim 1,38 \times 10^{-4} \text{ ergs/seg}$

REFERÊNCIAS

- [1] C. da C. Rapozo e S. Aihara, Latin-American Workshop on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, RBF Vol. II, 339 (1982).
- [2] C. da C. Rapozo, S. Aihara, U. Carreta and G. Lampis, Il Nuovo Cimento, Vol.3D, nº 6, 1001 (1984).
- [3] J.C. Sprott, K.A. Connor and J.L. Shohet, Plasma Phys. 14, 269 (1972).
- [4] R.A. Dande, A.C. England, W.B. Ard, H.O. Eason, M.C. Beker, G.M. Haas, Nuclear Fusion 4, 334 (1964).
- [5] H. Ikegami, S. Aihara and M. Hosokawa, Nuclear Fusion 13, 351 (1973).
- [6] J.D. Barter, J. Csprott and K.L. Wong, Phys. Fluids 17, 810 (1974).
- [7] T.L. Owens and J.E. Scharer, Plasma Phys, 18, 663 (1976).
- [8] J.P. Dougherty, Plasma Physics and Nuclear Fusion - Academic Press, 106 (1981).
- [9] T. Houzawa, S. Aihara, M. Hosokawa and H. Ikegami, Physical Letters 40A, 335 (1972).
- [10] S. Takamura and T. Okuda, Plasma Physics, vol. 17, 435 (1975).
- [11] C. da C. Rapozo, S. Aihara e P.H. Sakanaka, IV-Japan Brazil Symposium Science and Technology, vol. 3, 162 (1984).
- [12] K.N. Stepanov, Soviet Phys. JETP, 8 (1959).
- [13] J.A. Hirose, I. Alexeff and D.W. Jones, Phys. Fluids 13, 2039 (1970).
- [14] D. Bohm, in the Charecteristic of Electrical Discharges in Magnetic Field. Ed. by Guthrier and R.K. Wakerling (McGraw Hill, N.Y. 1949) Chap. 2.

- [15] S. Aihara and G. Lampis, *Lett. Nuovo Cimento*, 2, 1309 (1971).
- [16] J. Jacquinet, *Latin-American Workshop on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research*, RBF vol. II, 354 (1982).
- [17] P.J. Fielding, *Plasma Physics and Nuclear Fusion*, Ed. by Richard D. Gill, Academic Press (1981) chapter 21.
- [18] A.I. Akhiezer et al, *Plasma Electrodynamics*, vol. I, Pergamon Press (1975).
- [19] T. Maekawa et al, *Phys. Rev. Lett.* 40, 1329 (1978).
- [20] A.F. Kuckes, *Plasma Phys*, 10, 367 (1968).
- [21] O.Eldridge, *Phys. Fluids* 11, 676 (1972).
- [22] K. Appert, J. Vaclavik, L. Villard, *an Introduction to the Theory of Alfvén Wave Heating*, pag. 15 (1984).
- [23] C.N. Lashmore - Vavies, *Plasma Phys. and Nuclear Fusion*, Academic Press, 14, 1352 (1981).
- [24] A. Hasegawa and L. Chen, *Phys. Fluids* 19, 1924 (1976).
- [25] T.H. Stix, *The Theory of Plasma Waves* (McGraw-Hill, N.Y., Chapter 2, 9 (1962).
- [26] Seely and Harris, *Phys. Rev.* 7A, 1064 (1973).
- [27] Silin, *Sov. Phys. JETP* 20, 1510 (1965).
- [28] C.A.S.Lima et al, *Phys. Rev. A*, 19, 1976 (1979).
- [29] Fried and Conte, "The Plasma Dispersion Function", Academic Press (1971).
- [30] J.M. Dawson, *On Landau Damping*, *Phys. Fluids.* 4, 869 (1968).
- [31] L. Landau, *Journal Physics (USSR)*, 10, 25 (1946).
- [32] V.L. Ginsburg, "Propagation of Electromagnetic Waves in Plasma" P.213, Pergamon Press, Oxford (1964).
- [33] A.G. Sitenko and K.N. Stepanov, *Soviet Phys. JETP* 4, 512 (1957).
- [34] N. D'Angelo and R.W. Motley, *Phys. Fluids* 5, 633 (1962).

- [35] I. Alexeff, W.D. Jones and D. Montgomery, Phys. Rev. Letters 19, 422 (1967).
- [36] L. Tonks and I. Langmuir, Phys. Rev. 33, 195 (1929).
- [37] G.V. Gordeev, JETP (USSR 23, 660 (1952)).
- [38] G.V. Gordeev, JETP, Phys. (USSR) 27, 19 (1954)).
- [39] M. Omura and H. Derfler, Stanford University, Report Su-IPR, 156 (1967).
- [40] F. Leuterer, Max-Planck, IPP IV, 64 (1974).
- [41] G.F.O. Freire e A.B. Diniz, Ondas Eletromagnéticas, Livro Técnico (1979).
- [42] A.W. Trivelpiece, Slow-Wave Propagation in Plasma wave Guides, San Francisco Press (1967).
- [43] C. da C. Rapozo, P.H. Sakanaka e H.T. Silva, trabalho a ser publicado.
- [44] G.P. Galvão and S. Aihara, Lettere al Nuovo Cimento, vol. 33 (1982).
- [45] E.H. S. Burhop and H.S. W. Massey, in The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Field, ed by A. Guthrie and R.K. Wakerling (McGraw-Gill, N.Y.) 1949.
- [46] F. Schwirzke, Naval Post Graduate School, Monterey, California (1980).
- [47] C. da C. Rapozo, P.H. Sakanaka e H.T. Silva, trabalho a ser publicado.
- [48] F.C. Hoh e B.L. Lehnert, Phys. of Fluids 3, 600 (1962).
- [49] G.A. Paulikas and R.V. Pyle, Phys. of Fluids 5, 348 (1962).
- [50] H. Schlüter and M.E. Oakes, Proc. Seventh International Conference on Phenomena in Gases, Belgrade, vol. 2, 374 (1965).
- [51] C. da C. Rapozo, P.H. Sakanaka, I. Shigueoka e J.C. Xavier, trabalho a ser publicado.

- [52] R.W.P. McWhirter, Plasma Diagnostic Techniques, Ed. by R.H. Huddlestone and S.L. Leonard, Academic Press (1956) Chapter 5.
- [53] R.J. Bickerton and A. Von Engel, Proc. Phys. Soc. (London) B59, 468 (1956).
- [54] J.D. Swift and M.J.R. Schawar, Electrical Probes for Plasma Diagnostic (I. Life Books Ltd. Ed. London 1970, p.12).
- [55] K. Takayama, H. Ikegami and S. Aihara, Proceedings of the Eighth International Conference on Phenomena in Ionized Gases (Vienna, 1967), Paper 6.3.3; Annual Review IPPJ (1967/68) P.66.
- [56] J. Uramoto, J. Fujita, H. Ikegami and K. Takayama, IPPJ, 19, Nagoya University
- [57] J.A. Waletzko: Research Lab. of Elet., MIT, Q. Prog. Rep. n^o 80, P.103.
- [58] H. Ikezi and K. Takayama: J.Phys. Soc. Jpn., 21, 2021 (1966).
- [59] G. Peter, Rep. IPP 2/51, Institut für Plasmaphysik, Garching bei München.
- [60] S. Aihara, G. Lampis and K. Takayama: Lett. Nuovo Cimento 2, 46 (1969).
- [61] G. Bekefi: In Radiation Processes in Plasmas (J. Wiley and Sons Ed. N.Y., 1966)P.168.
- [62] R.S. Harp and F.W. Crawford: Journal Appl. Phys., 35, 3436 (1964).
- [63] C. da C. Rapozo e K. Jayaram, SBF, 438 (1980).
- [64] W. Botticher: "Measurement of Magnetic Field in Plasma" Plasma Diagnostic (Locht-Holtgrenem, Editor), North Holland Publishing Company, Amsterdam (1968).