

"DIAGNÓSTICO DE UM PLASMA
CRIADO POR RF E IMERSO EM
CAMPO MAGNÉTICO"

GERALDO PEREIRA GALVÃO

ORIENTADOR: *Prof. Dr. SHUKO AIHARA*

Tese apresentada no Instituto de Física
"Gleb Wataghin" da Universidade Estadual
de Campinas como parte dos requisitos
necessários para obtenção do título de
Mestre em Ciências.

Campinas, março de 1981

À meus pais.

À minha esposa e filhos.

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Dr. Shuko Aihara, pela inestimável e segura orientação e por tudo o que aprendi dentro do laboratório.

Aos Profs. Drs. Paulo Sakanaka e Ricardo Galvão, pelo leal apoio recebido.

Ao Prof. Dr. Ross Douglas, cuja gentileza me incentivou a procurá-lo muitas vezes à cata de informações.

Aos Profs. Drs. José Busnardo Neto e Masanobu Nii-mura, pela compreensão e ajuda em boa hora.

Ao Prof. Dr. Aruy Marotta, pela amizade e discussões lúcidas.

Aos Profs. Drs. Ernesto Nagai e Helmut Böckelmann, que, com o empréstimo de equipamentos e observações oportunas, muito ajudaram.

Ao Milton e Honda pelas muitas horas que passamos juntos no laboratório, ao Marcos e demais colegas do Plasma pelas discussões agradáveis, e aos muitos amigos que fiz no Instituto.

Ao Augusto e Cármen, ao pessoal da oficina mecânica, vidraria, eletrônica, desenho e xerox, e aos técnicos do laboratório, pelo muito que contribuíram para este trabalho.

À Nadir, minha esposa, que me apoiou e soube suportar as horas difíceis passadas juntos

À Universidade do Amazonas pela bolsa recebida e aos órgãos financiadores: FINEP, CNPq e CAPES.

Muito obrigado.

RESUMO

Este trabalho se constitui de duas partes principais: projeto de um analisador de energia de íons para medida de temperatura e outras propriedades de um plasma e estudo de um gás ionizado por radiofrequência e confinado em geometria de espelho magnético. Como diagnóstico desse sistema é usado, além do analisador de energia, sondas de Langmuir.

O analisador é do tipo eletrostático, com placas metálicas cilíndricas paralelas e ângulo entre fendas de entrada e saída de $127^{\circ} 17'$. O detector de íons positivos é montado numa configuração denominada "Daly", e se constitui de um alvo metálico, fonte negativa de alta tensão, cintilador e fotomultiplicadora. Esse sistema é adequado para se trabalhar com correntes muito baixas de íons em plasmas estacionários ou pulsados.

O emprego de sondas permite o estudo do comportamento da temperatura eletrônica paralela, da densidade e do potencial de plasma, sobretudo na ressonância de cíclotron dos elétrons. É desenvolvido um método para se calcular a temperatura perpendicular ao campo magnético. Com o analisador é feito um exame do comportamento do potencial de plasma com pressão e campo magnético. Observa-se uma variação na energia dos íons com estas grandezas. A interpretação desta variação em termos da temperatura dos íons e/ou potencial de plasma é discutida no texto; Quando é possível, comparam-se os dois métodos de medida.

ABSTRACT

The work presented here has two major parts. Firstly, I describe the construction of an ion energy analyzer to measure the temperature and other properties of plasmas. Secondly, I study the properties of a mirror-confined plasma created by radio frequency heating. In this study, the diagnostic of the plasma is carried out using the ion energy analyzer and Langmuir probes.

The analyzer is of the electrostatic type with cylindrical and concentric metallic plates. The angle between the entrance and exit slits is $127^{\circ} 17'$. The detector is assembled in a "Daly" configuration and consists of a metallic target, a high-voltage negative power supply, a scintillator, and a photomultiplier. This system is appropriate to measure very small ion currents from steady-state or pulsed plasmas.

The Langmuir probes are used to monitor the electron temperature parallel to the field lines, the plasma density and the potential. These measurements are particularly relevant in region of electron cyclotron resonance. A method to measure the temperature perpendicular to the field lines is also developed. The relationship between the plasma potential and magnitude of the kinetic pressure and magnetic field is studied using the energy analyzer. It is observed that the ion energy also varies with the pressure and the magnetic field. The correspondence between this variation and the ion temperature and/or the plasma potential is discussed. Some of the results of the analyzer are compared with these of a Langmuir probe.

ÍNDICE

	Página
CAPÍTULO 1 - Introdução	1
CAPÍTULO 2 - §1 - Analisador eletrostático de energia	4
§2 - Detector de íons positivos	14
CAPÍTULO 3 - Sonda de Langmuir - teoria	21
CAPÍTULO 4 - §1 - Propriedades de transporte de plasmas	28
§2 - "Sheaths"	34
§3 - Plasmas produzidos por RF - colapso e aquecimento	34
CAPÍTULO 5 - §1 - Decrescimento do potencial de plasma na ressonância de <u>cíclon</u> <u>tron</u> dos elétrons	37
§2 - Cálculo da temperatura <u>trans</u> <u>versa</u> dos elétrons	42
CAPÍTULO 6 - Resultados experimentais do <u>anali</u> <u>sador</u> e sonda juntos	46
CAPÍTULO 7 - Conclusão	65
APÊNDICE 1	67
APÊNDICE 2	69
APÊNDICE 3	72
BIBLIOGRAFIA	75

Introdução

Atualmente há um interesse crescente no uso de radiofrequência e de microonda aplicados à fusão termonuclear controlada. Muitos fenômenos têm sido observados quando se combinam um campo elétrico de alta frequência (referido como CEAF) com um campo magnético (referido como CM) não uniforme espacialmente, numa descarga em plasma. A região de interesse em frequência desse campo elétrico vai desde algumas centenas de kHz a dezenas de GHz.

Ambos, elétrons e íons, podem ser aquecidos com a combinação CEAF + CM. Para os elétrons podemos citar como exemplos: i) aquecimento por ressonância de cíclotron de elétrons (1;2,3), o qual será objeto de estudo deste trabalho, ii) aquecimento não ressonante⁽⁴⁾, iii) aquecimento híbrido e iv) aquecimento paramétrico⁽⁵⁾.

Para o aquecimento de íons podemos apresentar várias possibilidades, tais como: i) ressonância de cíclotron de íons⁽⁶⁾, ii) ressonância híbrida inferior, iii) ressonância íon-acústica, iv) bombeamento magnético⁽³⁾ e v) aquecimento por tempo de trânsito.

CEAF têm sido usados também para suprimir ou controlar instabilidades⁽⁷⁾, para melhorar o confinamento de plasma em máquinas de extremidades abertas⁽⁸⁾, e no controle do nível de impurezas em experiências diversas.

No laboratório de Plasmas da UNICAMP é usado, em dois experimentos com θ -pinch, radiofrequência como pré-pré-

ionização. Existem planos para a utilização de RF, em alta potência, na nova experiência "TUPA" em vias de ser montada. Nela poderão ser testados alguns dos efeitos mencionados acima.

Neste trabalho foi estudada algumas propriedades de um plasma criado por RF e imerso em campo magnético. Foram usadas duas fontes com frequência e potência diferentes, e como câmara para o plasma, três tubos de pyrex, com volume e forma não iguais. O campo magnético é produzido por um ou dois pares de bobinas magnéticas colocadas externamente ao tubo, e a RF chegava ao plasma via uma antena. A potência de RF usada foi relativamente baixa, menor que 200 W contínuos em todos os casos.

Como diagnóstico usamos sondas de Langmuir (plana ou cilíndrica) e um analisador de energia de íon o qual foi projetado e construído no laboratório e é parte importante deste trabalho. Esse analisador deverá ser um dos diagnósticos do "TUPA" e poderá ser usado tal como foi construído ou ainda como detector de partículas neutras. Nesse caso, deve ser acrescentado a ele uma câmara de reação, ou outro método qualquer, para ionizar átomos que escapam de dentro da região do plasma.

No capítulo 2 é descrito a construção e propriedades do analisador de energia de íon. No capítulo 3 damos rapidamente alguma teoria para sonda de Langmuir e são discutidos os efeitos que a RF poderia produzir sobre as medidas feitas com elas. No capítulo 4 descrevemos como um plasma é produzido por RF e algumas propriedades tais como difusão ambipolar, potencial de plasma, "sheath" e decaimento. No capítulo 5 são apresentados resultados obtidos com sonda tais como aumento da temperatura eletrônica paralela e decrescimento de potencial de plasma na ressonância de cíclotron de elétrons. Também é

discutido um método para cálculo da temperatura perpendicular. No capítulo 6 são mostrados os resultados conseguidos com o analisador de energia, e também outros obtidos com sonda, na tentativa de se comparar os dois métodos de medida. Aqui aparece um resultado interessante que é o decrescimento do potencial de plasma com campo magnético até um certo valor crítico B_c , a partir do qual esse potencial cresce. Finalmente, no último capítulo, fazemos conclusões e apresentamos sugestões para trabalhos futuros com plasmas aquecidos por RF e com o analisador de energia de íons.

CAPÍTULO 2

§ 1 - Analizador eletrostático de energia

Uma classe importante de diagnóstico de um plasma é o diagnóstico de partícula - elétron, íon ou átomo^(9,10). O estudo de um plasma geralmente requer o conhecimento da composição e do estado de movimento das constituintes. Frequentemente desejamos conhecer as distribuições de energia cinética como função da posição, direção e tempo. O método mais direto de se fazer isto, é separar as espécies e medir o fluxo de cada uma como função da energia das partículas.

Analísadores eletrostáticos de energia de íon (ou elétron) têm sido bastante usados em pesquisa de fusão termo nuclear controlada^(11,12), afora outras áreas da física. Existem vários tipos desses instrumentos e se constituem num diagnóstico poderoso em plasma, embora, como todos os demais, teⁿha limitações. Eles são especialmente úteis quando desejamos encontrar a verdadeira função distribuição de energia das partículas de um sistema.

Neste trabalho, o analisador de energia propriamente dito, se constitui de um conjunto de duas placas metálicas com superfícies cilíndricas concêntricas e ângulo entre fendas de entrada e saída de $127^{\circ} 17'$ ⁽¹³⁾. Na fig. 2-1 há um desenho esquemático do analisador. No nosso caso $R_1 = 40$ mm, $R_2 = 50$ mm e altura das peças igual a 50 mm. A largura δ das fendas é 0,9 mm. As duas superfícies internas devem ter um bom grau de polimento, ou seja, devem ser retificadas para

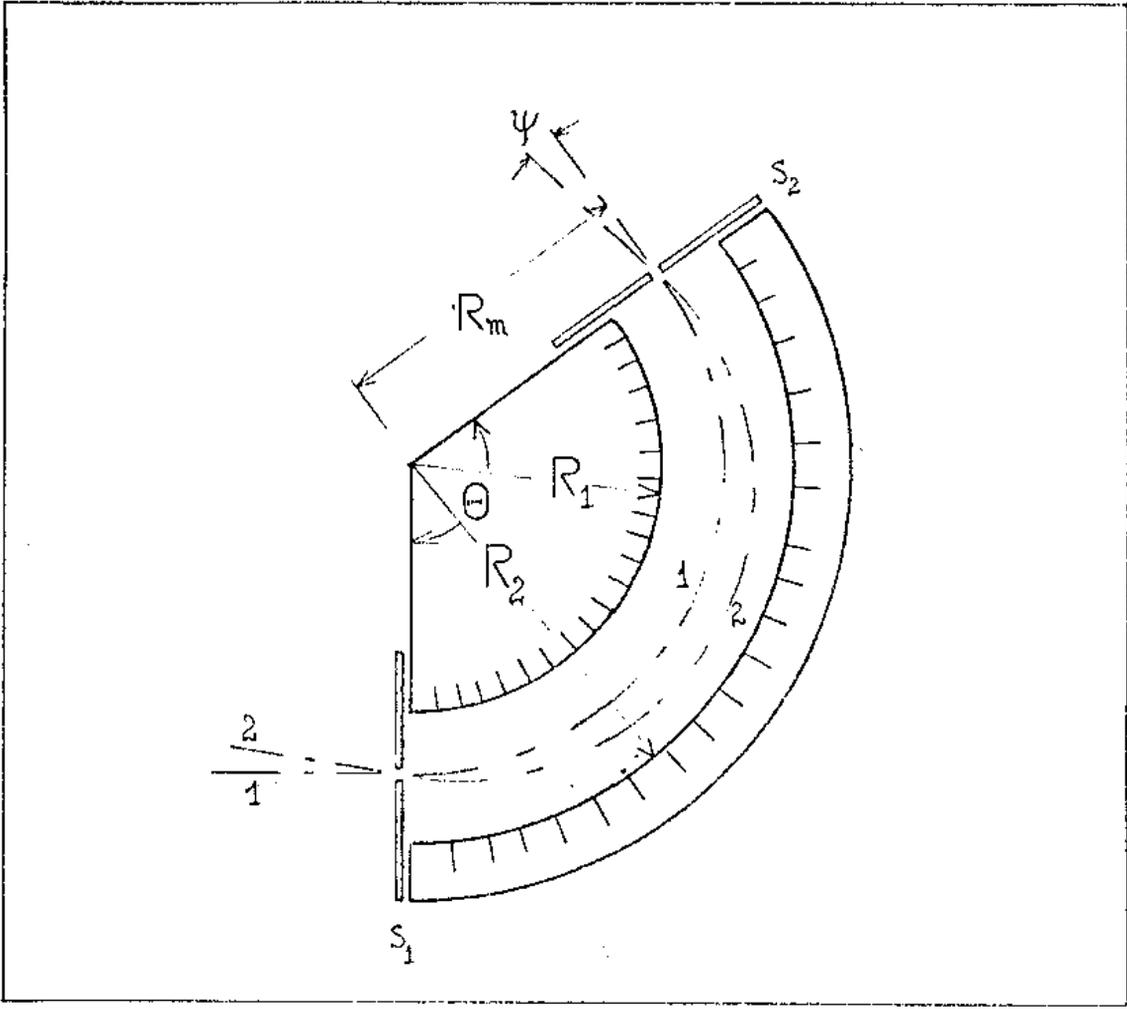


Fig 2-1. Analisador eletrostático de energia tipo 127° 17'.

garantir um campo elétrico o mais próximo do ideal entre elas. Esse campo deve ter somente componente radial. As duas peças foram construídas em aço inox 304 (não magnético). Duas chapas (em aço inox) com as fendas estão aparafusadas às placas, porém separadas delas por folhas de mica. Os parafusos são de nylon.

Aplica-se um potencial V_a entre as placas, com um circuito elétrico apresentado na fig. 2-2. Esquecendo efeitos de borda, o potencial V em qualquer ponto r no interior do analisador, $R_1 < r < R_2$, é dado por

$$V = + \frac{V_a}{\ln(R_2/R_1)} \ln\left(\frac{r}{R_1}\right) - \frac{V_a}{2} \quad (\text{Eq. 2-1})$$

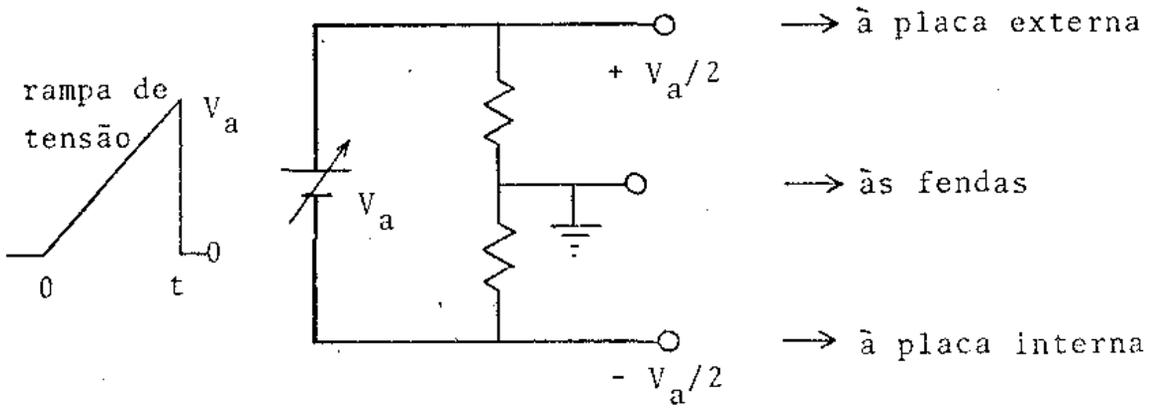


Fig. 2-2. Circuito elétrico para o analisador

onde V_a é positivo se o íon for positivo e vice-versa. Da eq. 2-1 pode-se concluir que o potencial é zero em $r = 44,7$ mm. Portanto, para um melhor funcionamento do analisador, o centro das fendas deve coincidir com este ponto. Uma partícula que segue a trajetória 1, na fig. 2-1, vê assim um potencial elétrico sempre zero no interior das placas, desde que as fendas estejam aterradas.

Se uma partícula carregada com carga Z_e entra na fenda S_1 e tem energia E , a condição para que ela consiga sair por S_2 é dada por

$$E = \frac{Z_e}{2} \frac{1}{\ln(R_2/R_1)} V_a \quad (\text{Eq. 2-2})$$

Desde que as fendas têm largura δ finita, o feixe de partículas que consegue sair por S_2 possui energia $E \pm \Delta E/2$. Definimos a resolução por $E/\Delta E_I$, onde ΔE_I é o alargamento instrumental de energia e normalmente é calculado como a largura a meia altura de uma curva de calibração. Para o analisador que estamos descrevendo⁽¹⁴⁾ vale a relação

$$\frac{\Delta E_I}{E} \approx \frac{\delta}{(R_1 + R_2)/2} \quad (\text{Eq. 2-3})$$

Experimentalmente, o meio mais direto de se medir ΔE_I é usar uma fonte de partículas (p. ex.: canhão de elétrons) com dispersão em energia muito pequena comparada com ΔE_I . O resultado seria uma curva estreita com uma largura a meia altura igual a ΔE_I .

Para os valores R_1 , R_2 e δ já apresentados

$$\frac{\Delta E_I}{E} = 0,020 \quad \text{ou} \quad \frac{\Delta E_I}{E} = 2 \text{ } \text{o}/\text{o} \quad (\text{Eq. 2-4})$$

$$\frac{E}{V_a} = 2,24 \quad \text{para} \quad Z = 1 \quad \text{e} \quad E \text{ em eV} \quad (\text{Eq. 2-5})$$

Neste trabalho, como feixe de partículas, foi usado o fluxo de íons positivos que escapa de um plasma por difusão *ambipolar*. O plasma era produzido por radiofrequência e os gases usados foram o nitrogênio e o hélio. Na fig. 2-3 há um esquema simplificado da fonte de íons.

O plasma é contido em tubo de pyrex fechado nas extremidades com paredes metálicas. Na extremidade voltada para o analisador há um pequeno furo com diâmetro 2 mm. Ao redor do tubo há uma blindagem metálica ligada eletricamente às extremidades, e que por sua vez encontram-se isolados do restante da carcaça do analisador. Essa carcaça é aterrada, juntamente com fendas de entrada e saída.

Uma curva típica obtida desse plasma é mostrado na fig. 2-4. O máximo de intensidade de corrente dessa curva corresponde uma energia E , e essa energia é interpretada como o potencial de plasma ou potencial ambipolar do sistema. A fonte de RF tem frequência $f = 27,2$ MHz e potencia nominal próxima de 20 W.

Aplicando-se um potencial V_0 à blindagem e extre

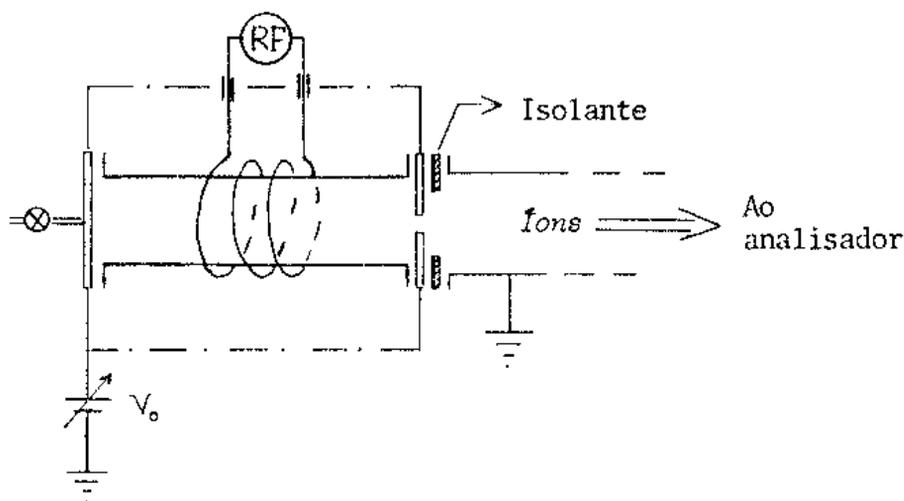


Fig. 2-3. Fonte de feixe de íons. Plasma produzido por radiofrequência.

midades do tubo, a posição do máximo da curva se desloca, porque estamos acrescentando uma energia extra $\Delta E = qV_0$ ao feixe de íons. Devemos então alterar o potencial aplicado ao analisador de uma fração ΔV_a para obtermos o novo máximo. O quociente $\Delta E / \Delta V_a$ foi encontrado ser 2,22, numa média para diversas medi-das, o qual é muito próximo ao valor 2,24 calculado teoricamen-te pela eq. 2-5. Temos $q = e$ (carga elementar) para os íons.

É citado em (15) que a divergência *aparente* $(\Delta E)_a$ se relaciona com divergência *instrumental* $(\Delta E)_I$ através de

$$(\Delta E)_a^2 = (\Delta E)_I^2 + (\Delta E)_0^2 \quad (\text{Eq. 2-6})$$

onde $(\Delta E)_0$ é o que seria real para a divergência em energia para o feixe de partículas. Por razões que só daremos no cap. 6, calcularemos $(\Delta E)_a$ como a meia largura (ã meia altura) ã di-reita do máximo da curva, como é mostrado na fig. 2-4. Contudo, podemos adiantar o motivo porque agimos assim, é, que há interpre-tações físicas diferentes para as partes ã direita e ã esquerda das curvas em estudo.

Plotando-se num gráfico $(\Delta E)_a^2$ versus E^2 para di-versas curvas com V_0 diferentes, encontra-se uma reta, mostrada

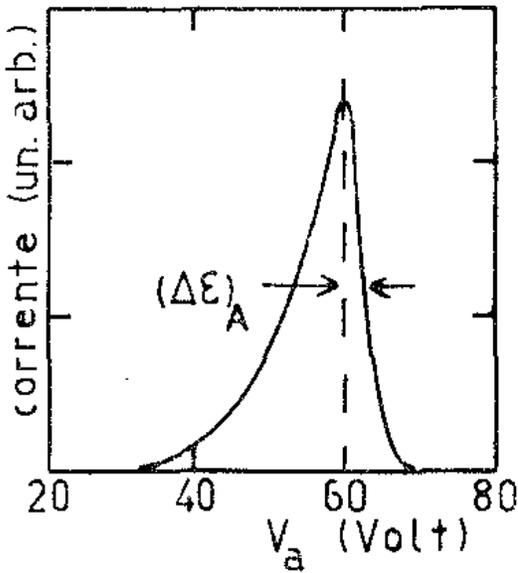


FIG. 2-4. Curva típica obtida com o analisador para o feixe de íons positivos que escapa de um plasma tênue por difusão ambipolar.

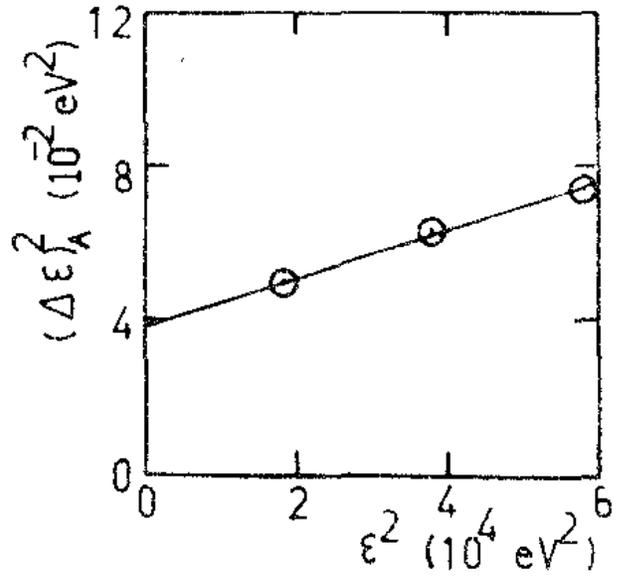


FIG. 2-5. Calibração para a dispersão em energia do analisador tipo $127^{\circ} 17'$.

na Fig. 2-5. Pode-se calcular $(\Delta E)_a^2$, que é a intersecção dessa reta com o eixo $E^2 = 0$. Lembre que $E = 0$ implica $(\Delta E)_I = 0$ por definição. Foi encontrado, da Fig. 2-5, que $(\Delta E)_0^2 = 3,9$, portanto

$$\frac{(\Delta E)_I}{E} = 0,012 \quad (\text{Eq. 2-7})$$

O valor acima deve ser multiplicado por 2 se desejamos calcular um valor mais real para a resolução instrumental. Feito isto encontramos um resultado 20% maior que o calculado teoricamente.

Pode ser mostrado que $e = 127^{\circ} 17'$ é a condição ⁽¹³⁾ para que os dois focos estejam sobre as duas fendas do analisador, ou seja, que as trajetórias 1 e 2 (Fig. 2-1), divergentes na entrada de um pequeno ângulo ψ , se cruzem no meio delas. Este ângulo reúne um máximo de intensidade de corrente de saída com um mínimo na divergência em energia do feixe. A condição de refocalização foi primeiro mostrada por Hughes em (13), e aqui

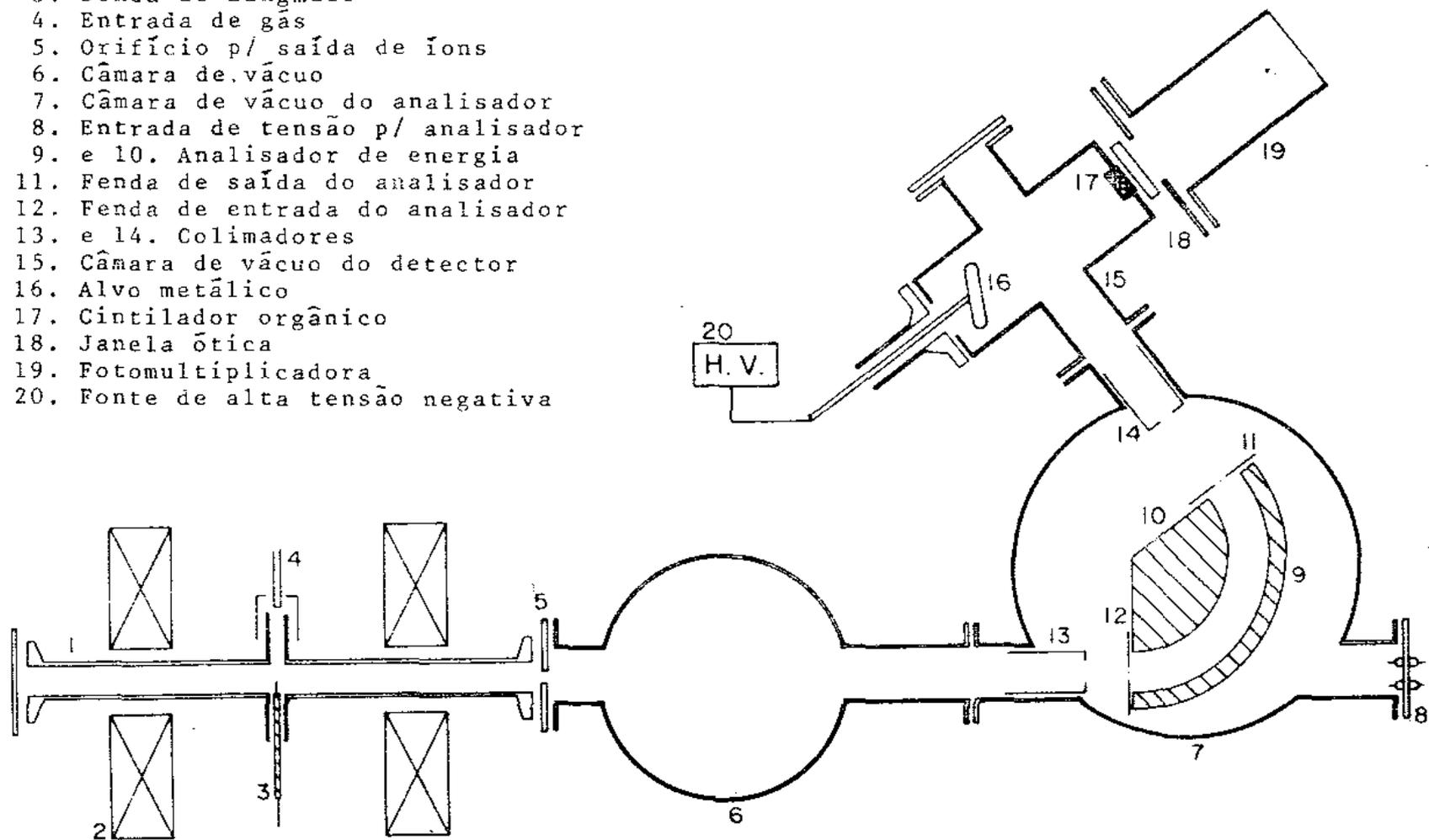
apresentamos um cálculo no apêndice 1. Só para comparar, o ângulo de refocalização para campo magnético uniforme é 180° .

As medidas feitas com o analisador foram tornadas automáticas utilizando-se um gerador de rampa de tensão e um registrador XY. Esse gerador de rampa foi construído no laboratório, e é capaz de ceder uma tensão que cresce de 0 a V, V entre 100 a 400 Volts, num tempo regulável de 0,5 a 3,0 min. Sua corrente máxima de saída é 30 mA, e a tensão é estabilizada numa parte em 10^4 para esta corrente. A corrente de íons pode ser medida com uma chapa metálica, colocada na frente da fenda de saída, e ligada a um eletrômetro (Keithley 610C). Correntes entre 10 a 500 pA são típicas no experimento. Para estas medidas a impedância de entrada do eletrômetro é da ordem de $10^{10} \Omega$. Exige-se então que o isolamento elétrico entre o detector (chapa metálica) e a carcaça do analisador seja bem melhor que este valor, para se evitar correntes de fuga. A resistência desse isolamento foi medida e encontrou-se um valor melhor que $10^{12} \Omega$.

Uma visão mais completa do aparato experimental é dada na fig. 2-6. Os recipientes sob os n^o 6, 7 e 15 foram construídos em aço inox 304. Embaixo dos dois primeiros existem duas difusoras de 4 e 5 polegadas respectivamente. As duas estão ligadas a uma bomba de vácuo mecânica. Foi feita uma calibração entre as pressões no tubo para o plasma, com um McLeod, e o recipiente adjacente (n^o 6), com um Penning. Esta calibração, válida para o nitrogênio e hélio, é mostrada na fig. 2-7. Posteriormente retirou-se o McLeod e foi usada esta calibração para medida da pressão no tubo de descarga. Esse tubo é evacuado através de um furo na sua extremidade. Vê-se que o sistema inteiro trabalha em pressões diferenciadas: 10^{-2}

Fig. 2-8. Analisador de energia de ion positivo e fonte de plasma.

1. Tubo de pyrex
2. Bobinas p/ campo magnético
3. Sonda de Langmuir
4. Entrada de gás
5. Orifício p/ saída de íons
6. Câmara de vácuo
7. Câmara de vácuo do analisador
8. Entrada de tensão p/ analisador
9. e 10. Analisador de energia
11. Fenda de saída do analisador
12. Fenda de entrada do analisador
13. e 14. Colimadores
15. Câmara de vácuo do detector
16. Alvo metálico
17. Cintilador orgânico
18. Janela ótica
19. Fotomultiplicadora
20. Fonte de alta tensão negativa



a 10^{-3} torr no tubo de pyrex, 10^{-5} a 10^{-6} torr no recipiente sob nº 6 e $5 \cdot 10^{-6}$ a 10^{-6} torr no recipiente que envolve o analisador. Na câmara de detecção, a pressão é igual ao último caso.

A distância entre o furo de saída do tubo para o plasma e a fenda de entrada do analisador é 45 cm. Para qualquer desses instrumentos, é uma boa regra que a pressão na sua câmara de vácuo seja tal que as distâncias envolvidas nas trajetórias das partículas em estudo sejam bem menor que seu livre caminho médio no gás residual. Apresentamos na tabela 2-1, tirada de (16), a secção eficaz de choque Q de alguns íons em seu gás. O livre caminho médio pode ser calculado por

$$l(\text{cm}) = \frac{1}{n_0(\text{cm}^{-3}) \cdot Q(\text{cm}^2)} \quad (\text{Eq. 2-9})$$

onde n_0 é a densidade do gás residual ($n_0 = 3,22 \cdot 10^{16}$ part/torr).

Deve-se sempre se levar em conta o livre caminho médio das colisões elásticas e inelásticas

$$\frac{1}{l_{\text{total}}} = \frac{1}{l_{\text{elás}}} + \frac{1}{l_{\text{inel}}} \quad (\text{Eq. 2-10})$$

Energia do íon (eV)	3	10	30	100	300
He ⁺ , He (Elás)	14	8	3,5	1,5	-
He ⁺ , He (Inel)	22	17	15	12,5	-
N ⁺ , N ₂ (Inel)	-	5	5	5	5
N ₂ ⁺ , N ₂ (Inel)	-	39	37	34	30
H ⁺ , H ₂ (Elás)	-	9	5	-	-
H ₂ ⁺ , H ₂ (Elás)	-	19	12	-	-
H ₂ ⁺ , H ₂ (Inel)	16	13,5	10,5	-	-

Tab. 2-1 - Secção eficaz de choque (em unidades 10^{-16} cm^2) de colisão elástica e inelástica, $p/T_{\text{gás}} = 300 \text{ }^\circ\text{K}$. Tirado de (16).

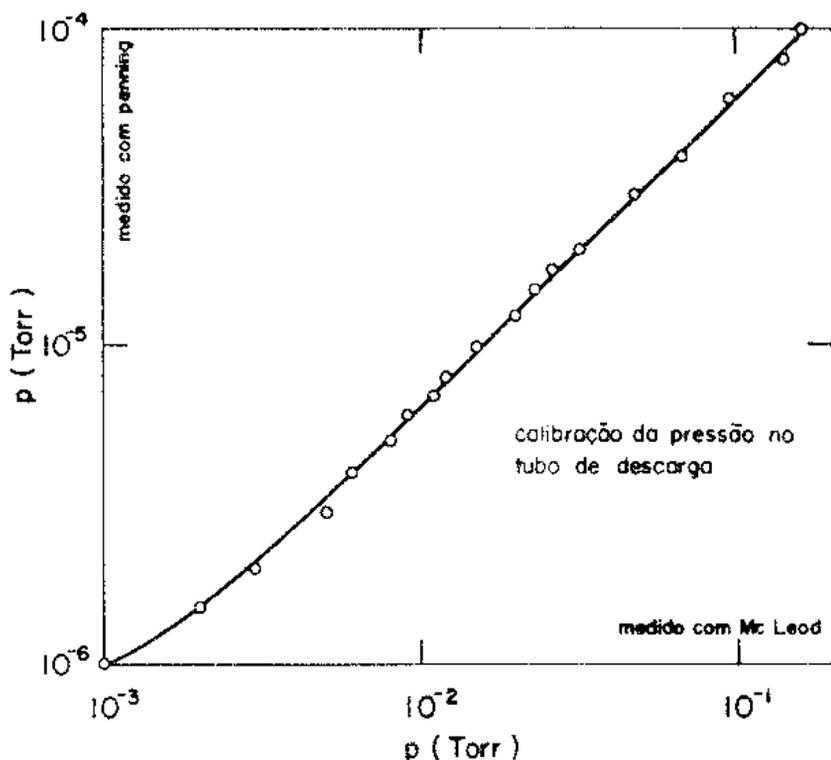


Fig. 2-7. Pressão na antecâmara do analisador versus pressão no tubo para o plasma.

Em todo este trabalho, a energia de vôo dos íons estudados ficou na faixa entre 10 a 200 eV. Nessa região quanto maior a energia do íon, menor a secção eficaz de choque para a maioria dos gases.

Da tabela 2-1 a maior secção eficaz de choque corresponde ao íon N_2^+ em N_2 , para energia igual a 10 eV e em colisão inelástica. Calculamos então $\lambda \approx 840$ cm se $p = 10^{-5}$ torr. Se imaginarmos que $Q_{elás} - Q_{inel} = 39 \cdot 10^{-16}$ cm², então $\lambda_{total} \approx 420$ cm na mesma condição. Concluimos então que, para os gases que trabalhamos (He e N_2) e para a faixa indicada de energia de vôo dos íons, a pressão dentro da câmara e antecâmara do analisador são boas.

A condição de que a pressão, na região intermediária entre plasma e analisador (e na câmara de detecção também), deve ser suficientemente boa, é uma das três normalmente exigidas

das para que a corrente de partículas extraídas do plasma seja representativa do seu estado⁽¹⁷⁾. As outras duas são: i) o sistema de extração não deve afetar a população do plasma. No nosso caso, esse sistema é só um simples furo na extremidade do tubo, mas há outras situações em que ele é construído com diversas peças metálicas, ao qual se aplicam tensões diferentes; ii) distinguimos duas situações, extração não colisional ($l \gg \rho_D$, $l \gg D$) e extração com domínio de colisões ($l \ll \rho_D$, $l \ll D$). D é o diâmetro de furo. Neste trabalho podemos considerar que a extração de partículas é essencialmente não colisional.

Analísadores de energia podem ser empregados em situações em que o feixe de partículas carregadas deva atravessar campos magnéticos. Nesse caso, sistemas de extração devem ser empregados, porém o estudo deles está fora dos propósitos deste trabalho. Também esse diagnóstico pode ser usado para detecção de partículas neutras. Esse novo caso é particularmente interessante quanto ao sistema de detecção, desde que partículas neutras não apresentam nenhuma dificuldade em atravessar campos elétricos ou magnéticos. Contudo, para que se meçam suas energias, essas partículas devem ser ionizadas antes que cheguem ao analisador. O método de ionização pode ser, por exemplo, com o uso de feixe de elétrons ou com uma câmara de reação. Neste último caso os átomos atravessam uma região onde há um gás a pressão não muito baixa (10^{-1} a 10^{-2} torr) sofrendo colisões e produzindo íons. Em (10) há uma descrição detalhada da calibração de um desses sistemas.

Já foi citado anteriormente que podíamos medir o fluxo de partículas na saída do analisador interceptando o feixe com uma chapa metálica ligada a um eletrômetro. Isto é possível se o fluxo é D.C. ou quase, desde que as correntes são normalmente muito baixas. Os eletrômetros têm uma impedância de entrada bastante elevada e um fator de amplificação de corrente (ganho) muito alto, tornando-o adequado para esse trabalho. Além do modelo Keithley 610C usado, foi construído um no laboratório que permite medidas de corrente entre 10 a 1000 pA.

O uso de uma chapa metálica como detector introduz um erro na corrente lida pelo eletrômetro, se a energia dos íons é elevada. Eles provocam a liberação de elétrons da superfície da chapa, e estes elétrons contribuem para uma corrente adicional.

Para se detectar pulsos rápidos de corrente com intensidades baixas, é evidente que o método acima não se aplica. Em espectrômetros de massa e analisadores de energia as correntes podem ser tão baixas quanto 10^{-18} A. E em pesquisa em plasma as vezes é necessário se trabalhar com pulsos tão rápidos quanto 10^{-8} seg de duração.

Como detector de íons positivos, construímos um sistema, descrito primeiramente por Schutze e Berhard em (18) e Daly em (19). O aparato se constitui de: um disco metálico polido, ligado a uma fonte negativa de alta tensão, um cintilador e uma fotomultiplicadora (Veja detalhes na fig. 2-6)

O feixe de íons ao sair do analisador entra na câmara de detecção e é acelerado em direção ao alvo devido ao potencial elétrico aplicado a este. Têm sido usados em diversos trabalhos tensões entre -10 kV a -40 kV. Foi construído no laboratório uma fonte de tensão variável até -22kV. Esta tem uma tensão razoavelmente estabilizada, adequada aos fins a que se

destina. O disco pode ser de aço inox recoberto com um filme evaporado de alumínio. Foi usado também um de titânio (sem filme). Os íons positivos, ao atingirem o alvo, produzem elétrons secundários, e estes agora devem ser acelerados em direção ao cintilador, o qual produz luz detectável pela fotomultiplicadora. O disco não deve ter arestas, para se evitar descargas dentro da câmara de detecção.

Na fig. 2-7 há um esquema simplificado do sistema do detector. Sendo V_1 a energia em eV dos íons que entram na câmara de detecção e V_2 o potencial da fonte de alta tensão, a condição para que o feixe de elétrons secundários atinja o centro do cintilador é dada pela equação abaixo⁽¹⁸⁾

$$b^2 = k(a^2 V_1 / V_2) \quad (\text{Eq. 2-11})$$

onde k é um fator que depende da geometria da câmara e a e b são como na fig. 2-7. Afastando ou aproximando o alvo do cintilador podemos deslocar o feixe para um lado ou para o outro numa direção. Na direção perpendicular a essa, também podemos fazer o deslocamento se giramos o disco ao redor do eixo em que está preso, desde que há um ângulo diferente de 90° entre ele e o eixo. Experimentalmente é fácil encontrar a melhor posição do alvo, se procuramos observar um máximo de corrente da fotomultiplicadora ao deslocarmos o alvo para frente ou para trás ou girando-o.

Alguma dificuldade será encontrada se tentarmos trabalhar ao mesmo tempo com energias baixas ou altas de íons. A localização do foco de elétrons depende também dessa energia, como indica a eq. 2-11. Uma maneira de resolver isto seria usar o potencial da fonte de alta tensão o mais alto possível.

Foi visto na experiência que, quando os elétrons secundários atingem o cintilador, um pequeno ponto de luz apare

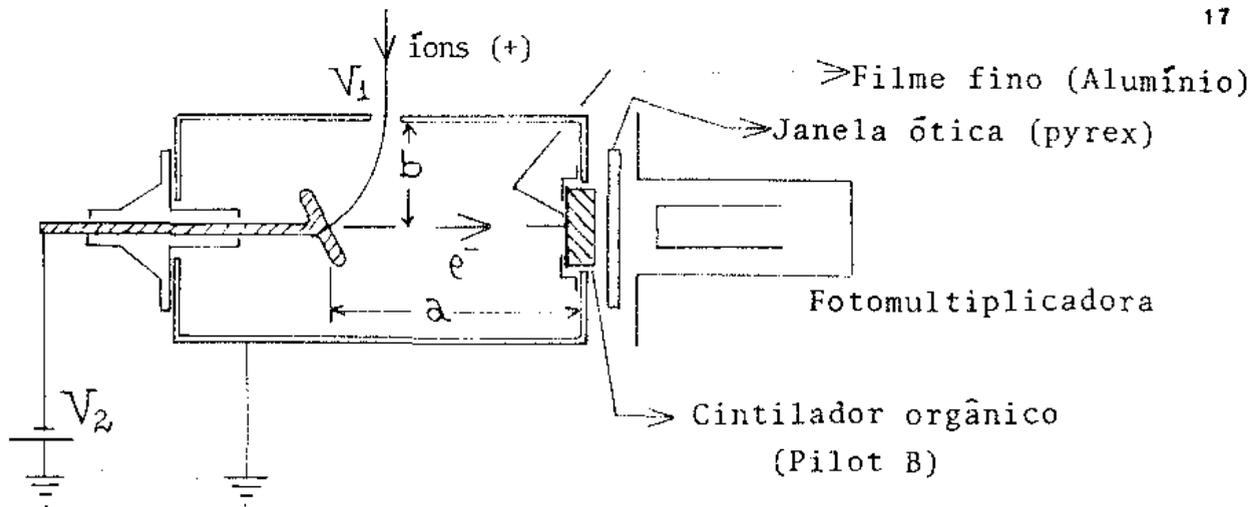


Fig. 2-7. Esquema do sistema de detecção para íons positivos.

ce, mostrando que o feixe deles é bastante colimado.

O cintilador usado nesta experiência é do tipo plástico, e tem referência "Pilot B". Sua base é o poliviniltolueno. A luz emitida por ele tem um máximo de intensidade em 4050 \AA (azul), e estende-se de 3800 \AA a 4800 \AA . Ele possui um tempo de decaimento para pulsos rápidos igual a $1,8 \text{ nseg}$, de acordo com o manual do fabricante. É adequado para contagens rápidas. Foi feito sobre ele um filme fino de alumínio, de aproximadamente 1500 \AA de espessura, numa evaporadora. Este filme apresenta várias funções: i) deixa o cintilador no potencial de terra e permite que os elétrons que chegam a ele escoem, fechando o circuito elétrico. ii) a luz é emitida em todas as direções, então o filme age como um espelho refletindo a luz de volta para a foto. iii) previne que chegue à fotomultiplicadora luz que não seja do interior do cintilador. iv) evita que a superfície exposta evapore, e ainda que seja contaminada por vapores de alguma substância, dentro da câmara de detecção.

O cintilador usado foi cortado em um disco de 3 mm de espessura (ele tem 50 mm de diâmetro). Foi feito um polimento ótico para as duas faces. O filme de alumínio recobre uma delas e a lateral. Pelo lado não recoberto há um disco de pyrex polido que serve como janela ótica, e também para selar a câmara

ra de vácuo. Entre as duas superfícies, cintilador e vidro, foi colocada uma pasta transparente de silicone para se evitar a interface ótica. Seu índice de refração deve ser intermediário entre ao índices dos dois outros materiais ($n_{\text{cint}} = 1,58$, $n_{\text{pyrex}} = 1,49$). As perdas por reflexão na interface são assim minimizadas.

Em (19) é citado que os íons N_2^+ e N^+ , com energia 40 kev, libertam 7 e 5 elétrons respectivamente ao se chocarem com uma superfície de alumínio. Também, para o NE-102, outro tipo de cintilador, cada elétron de 40 kev faz chegar a fotomultiplicadora 9 fótons de luz. Isto dá um ganho efetivo igual a 63 e 45 para o N_2^+ e N^+ respectivamente. Para prótons de 20 kev, o ganho⁽¹⁴⁾ pode ser em torno de 20. Não disponho de dados para a situação deste trabalho.

Foi feita uma medida para se tentar medir o ganho total do sistema de detecção: alvo, cintilador e fotomultiplicadora juntos. Numa descarga com nitrogênio, a corrente de íons (N^+ , em essência) foi medida com um eletrômetro e era igual a 23 pA. Por outro lado, a corrente de saída da foto foi registrada ser 2,25 μ A. Isto dá um ganho de 10^5 . A fotomultiplicadora usada foi o modelo C10034 da RCA, e a ela estava aplicada uma voltagem de 1400 Volts. A tensão da fonte de alta voltagem era -21 kV. Para 1400 Volts na fotomultiplicadora, a corrente de fundo era 6,3 nA, e pode ser reduzida para algumas dezenas de pA se for usado um sistema de refrigeração que a mesma dispõe. Vê-se então que, com o sistema instalado, pode-se medir correntes de íons tão baixas quanto 10^{-15} A. Nessa medida, o alvo usado era de titânio.

O ganho de corrente total do conjunto depende de vários fatores: i) material da superfície e tensão aplicada ao alvo. ii) natureza e energia do íon positivo. iii) espessura

do filme de alumínio (elétrons de 40 kev perdem 1 kev ao atravessarem um filme de 1000 Å de espessura). iv) tipo e largura do cintilador. v) bom contato ótico entre o cintilador e a fotomultiplicadora. vi) e finalmente, qualidade desse último, afora a tensão aplicada a ela.

Não houve, neste trabalho, preocupação de se fazer um razoável contato ótico entre o vidro de pyrex e a fotomultiplicadora. Os dois estão separados por uma distância de cerca de 5 cm, e muita luz é perdida no caminho, quer por reflexão nas duas superfícies, quer por divergência do feixe de luz, desde que a área de coleta de fótons é pequena. Acreditamos que podemos melhorar o ganho total do sistema para 10^6 ou 10^7 se dermos atenção a isto e a outros detalhes.

Foi feita uma calibração, voltagem de aceleração no alvo versus corrente de saída da fotomultiplicadora. O resultado está mostrado na fig. 2-9.

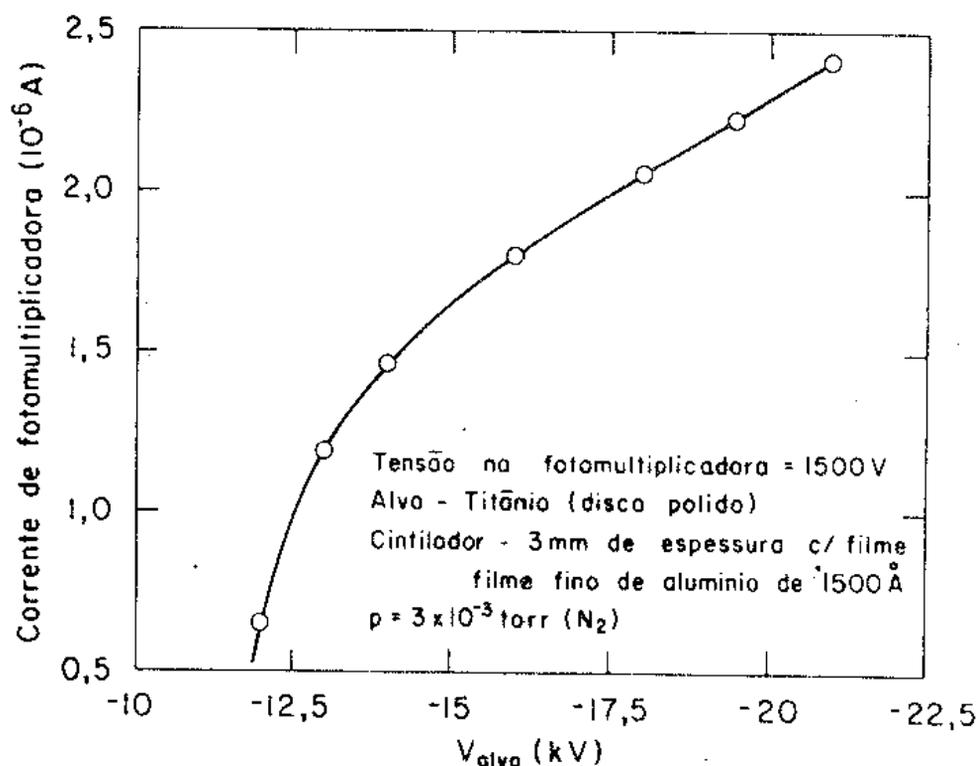


Fig. 2-9. Tensão aplicada ao alvo versus corrente de saída de fotomultiplicadora.

O tempo de resposta do sistema de detecção instalado para este trabalho não pôde ser medido, contudo ele é função do cintilador e da fotomultiplicadora. O da foto depende da constante RC do circuito, e 10 nS é um valor típico.

Resumindo, o detector de íons positivos, na configuração denominada "Daly", combina alta sensibilidade, curtas constantes de tempo e simplicidade de construção e operação.

CAPÍTULO 3

Sonda de Langmuir - teoria

Sondas eletrostáticas de Langmuir têm sido usadas por muitos anos como uma ferramenta útil no diagnóstico de plasmas. Apresenta uma aparente simplicidade de manuseio, uma extensa documentação de características operacionais na literatura, porém têm limitações as quais podem se tornar bem grandes em muitas situações, tornando o seu uso inadequado.

A teoria de sonda de Langmuir é relativamente simples para plasmas não colisionais e na ausência de campos magnéticos⁽²⁰⁾. Com colisões e/ou campos magnéticos a teoria se complica e é bastante incompleta ainda.

Para plasmas não colisionais o livre caminho médio (ℓ) dos constituintes mais quentes (normalmente elétrons) deve ser muito maior que as dimensões da sonda e do comprimento de Debye. Distinguimos duas regiões para teoria de sonda eletrostática nesses plasmas.

$$\ell \gg D \gg \lambda_D \quad \text{"sheath" fino} \quad (\text{eq. 3-1})$$

$$\ell \gg \lambda_D \gg D \quad \text{"sheath" espesso}$$

onde D é o diâmetro de sonda e λ_D , o comprimento de Debye, é dado por

$$\lambda_D = \left(\frac{k T_e}{4\pi n_e e^2} \right)^{1/2}$$

$$\lambda_D = 743 \left(\frac{T_e \text{ (eV)}}{n_e \text{ (cm}^{-3}\text{)}} \right)^{1/2} \text{ (cm)} \quad (\text{eq. 3-2})$$

Entendemos como "sheath" a região intermediária entre o plasma não perturbado e as paredes do recipiente, que o contém, ou da sonda. O comprimento de Debye seria uma medida de extensão do "sheath", e admite-se que seu tamanho pode ser entre 5 a 7 λ_D em gases pouco ionizados.

Em todo este trabalho, todas as medidas de temperatura para elétron deram resultado igual ou superior a 5 eV. Apresentamos na tabela 3-1⁽¹⁶⁾, os valores da secção eficaz de transferência de momentum referentes a diversas energias de elétrons para os gases He e N₂ que foram usados e para o H₂. Pode-se daí calcular o livre caminho médio pela eq.2-9. Para $5 \leq T_e \leq 50$ é suficiente considerar somente essa secção eficaz. A temperatura T_e é dada em eV.

Energia elétron (eV)	Gás		
	He	N ₂	H ₂
0,5	6,3	10	14,2
0,7	6,3	10	15,0
1,0	6,4	10	15,5
1,4	6,4	11	15,8
2,0	6,5	24	15,5
3,0	6,5	22	15,0
5,0	6,3	11	12,5
7,0	5,9	10	11,3
10,0	5,5	9,5	9,5
14,0	-	11	8,2
20,0	-	12	6,5

Tab. 3-1 - Secção eficaz de transferência de momentum para elétrons em unidades 10^{-16} cm^2 . Tabela tirada de (16).

Nas condições deste trabalho a pior situação seria considerar o livre caminho médio para elétrons com 2 eV (V. tabela) em N_2 à pressão 1×10^{-2} Torr, daí $\lambda = 1,3$ cm. A sonda de maior diâmetro usada tinha $D = 0,2$ cm. Podemos considerar nosso plasma como não colisional frente à teoria de sonda.

Vamos considerar a situação de "sheath" fino e desenvolver a Teoria de medida para este trabalho. A curva típica, chamada característica de sonda, é mostrada na fig. 3-1. E a fig. 3-2 apresenta o método para se calcular a temperatura eletrônica e o potencial de plasma (T_e e V_p respectivamente).

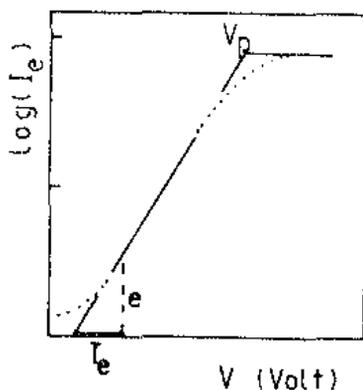
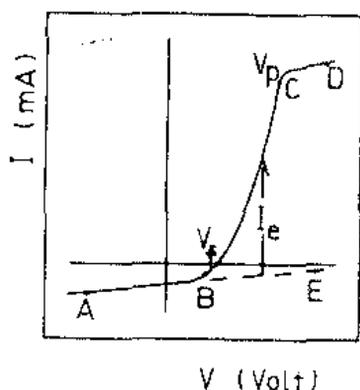


Fig. 3-1. Característica de sonda. Fig. 3-2. $\ln(I_e)$ vs V

V é a tensão aplicada à sonda com relação a uma parede metálica que deve estar em contato com o plasma e I a corrente medida. O circuito elétrico básico pode ser visto na fig. 3-3.

Definimos o potencial flutuante V_f como o valor de V tal que $I = 0$. V_p seria o potencial que o qual a corrente de elétrons satura.

A densidade de corrente de elétrons, na região de transição BC (fig. 3-1), pode ser expressa em termos da fun-

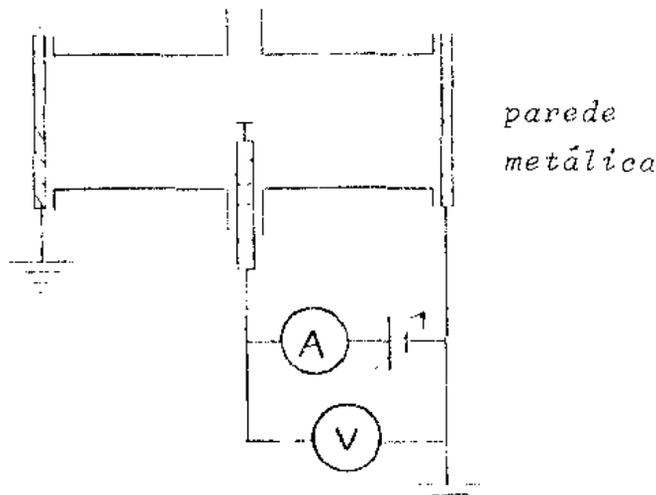


Fig. 3-3 - Circuito elétrico para sonda eletrostática

ção distribuição isotrópica de velocidade $F_e(v)$ ⁽²⁰⁾.

$$j_e(V_\phi) = n_e e \langle v \rangle, \quad V_\phi = V_p - V \quad (\text{eq. 3-3})$$

ou

$$j_e(V_\phi) = e \cdot \int_{\frac{1}{v} \sqrt{\frac{2eV_\phi}{m}}}^{\infty} v^3 F_e(v) dv \cdot \int_{\frac{1}{v} \sqrt{\frac{2eV_\phi}{m}}}^1 (\cos\theta) d(\cos\theta) \cdot \int_0^{2\pi} d\phi$$

Integrando nas coordenadas de ângulo

$$j_e(V_\phi) = e \pi \cdot \int_{\frac{1}{v} \sqrt{\frac{2eV_\phi}{m}}}^{\infty} v^3 F_e(v) \left(1 - \frac{2eV_\phi}{m_e v^2}\right) dv \quad (\text{eq. 3-4})$$

Considerando que a densidade de corrente de elétrons é experimentalmente medida como função de V_ϕ , uma mais conveniente descrição de $j_e(V_\phi)$ é obtida expressando-a como função de $F_e(\epsilon)$, a função distribuição isotrópica de energia de elétrons.

$$F_e(\epsilon) = \int_0^{\infty} F_e(v) \delta(\epsilon - \frac{1}{2} m_e v^2) dv. \quad (\text{eq. 3-5})$$

Substituindo a (eq. 3-5) em (eq. 3-4)

$$j_e(V_\phi) = \frac{2\pi e}{m^2} \int_{eV_\phi}^{\infty} \epsilon F_e(\epsilon) \left(1 - \frac{eV_\phi}{\epsilon}\right) d\epsilon \quad (\text{eq. 3-6})$$

e para o caso especial de distribuição Maxwelliana de energia

$$F_e(\epsilon) = n_e \left(\frac{m}{2\pi kT_e}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{\epsilon}{kT_e}\right) \quad (\text{eq. 3-7})$$

o resultado se transforma em

$$j_e(V_\phi) = n_e e \sqrt{\frac{kT_e}{2m}} \exp\left(-\frac{eV_\phi}{kT_e}\right) \quad (\text{eq. 3-8})$$

A temperatura T_e dos elétrons pode então ser calculada da declividade de $\ln|j_e(V_\phi)|$ versus V_ϕ , como mostrado na fig. 3-2.

A corrente de saturação de elétrons é obtida para

$V_\phi = 0$. Logo

$$j_{e0} = n_e e \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m}}$$

ou
$$I_{e0} = n_e e S \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m}} \quad (\text{eq. 3-9})$$

onde S é a área da sonda. Como T_e já foi obtido, uma medida de I_{e0} produz como resultado a densidade eletrônica.

A medida de V_p é obtida da curva $\ln I_e$ vs V_ϕ , com a interseção da reta para medida de T_e com a reta na região de saturação de corrente. Veja fig. 3-2.

Campos magnéticos introduzem efeitos na caracte-

rística de sonda⁽²⁰⁾. Pode ser mostrado que um campo de somente 0,25 Gauss em plasmas ionosféricos ($n_e \approx 10^6 \text{ cm}^{-3}$) produz tanta ação quanto um de 30 kGauss em um plasma quente e denso ($n_e \approx 10^{15} \text{ cm}^{-3}$). Nós temos usado neste trabalho sondas plana e cilíndrica. Porém, quando havia campo magnético, somente utilizamos geometria plana, com eixo de simetria dirigida ao longo do campo. Isto evita complicações, mas só permite a medida de temperatura paralela.

Como este trabalho foi feito para plasmas produzidas por RF também temos que considerar os possíveis efeitos que isto acarretará à característica de sonda^(21, 22). Essencialmente, RF pode produzir um potencial alterado entre o plasma e o terra, ou seja, o potencial de plasma oscilará. Esta tensão, que é retificada pela condutividade não linear do "sheath" da sonda, distorce sua característica V-I. Isto é válido para f_{RF} menores que a frequência de plasma para elétrons. Godyak e Popov em (23) desenvolveram métodos para corrigir experimentalmente características de sonda.

Suponha que na eq. 3-8 V_ϕ tenha uma componente que depende do tempo

$$V_\phi = V_\phi(0) + V_{RF} \cos \omega t \quad (\text{eq. 3-10})$$

Devemos calcular a média temporal de j_e

$$\langle j_e \rangle = j_{e0} \exp\left(-\frac{eV_\phi(0)}{kT_e}\right) \left\langle \exp\left(-\frac{eV_{RF} \cos \omega t}{kT_e}\right) \right\rangle$$

cujo resultado é dado por

$$\langle j_e \rangle = j_{e0} \exp\left(-\frac{eV_\phi(0)}{kT_e}\right) I_0\left(e \frac{V_{RF}}{kT_e}\right) \quad (\text{eq. 3-11})$$

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

Deste resultado concluimos que há mudanças apreciáveis nas medidas de n_e , T_e e V_p se $V_{RF} > \frac{kT_e}{e}$. V_{RF} pode ser medido acoplando à sonda um osciloscópio. Foi verificado que $V_{RF} < \frac{kT_e}{e}$, logo esperamos um desvio de somente alguns por cento na determinação daquelas quantidades, usando os métodos já desenvolvidos neste capítulo.

Características de sonda podem se distanciar da ideal, em teoria não colisional, por uma série de motivos. Vamos citar somente quatro:

- i) Perturbação do plasma - naqueles fracamente ionizados a presença da sonda causa apreciável perturbação, alterando a densidade nas vizinhanças.
- ii) Emissão secundária - uma sonda negativamente polarizada pode coletar uma corrente de íons aparentemente muito grande. Isto é causado pela emissão de elétrons secundários que são liberados por íons.
- iii) Reflexões de elétrons - isto acontece se a superfície da sonda não é perfeitamente absorvedora de elétrons, afetando principalmente a região de corrente de saturação de elétrons.
- iv) Gradientes Macroscópicos - descargas em volume pequeno a extensão da região perturbada pela sonda pode ser comparada ao comprimento dos gradientes macroscópicos da densidade e potencial do plasma.

De tudo isto, estimamos o erro cometido nas medidas realizadas com sonda para T_e e V_p entre 5% a 30%. E para n_e o erro pode ser maior ainda.

CAPÍTULO 4

§ 1 - Propriedades de Transporte de plasmas

Um gás ionizado pode, em princípio, conter elétrons, íons negativos e positivos, átomos ou moléculas neutras no estado fundamental e em estados excitados. Para cada espécie associamos uma temperatura e uma densidade, os quais podem ser funções do tempo, direção e posição. Plasmas podem ser produzidos de muitas maneiras diferentes e existem numa gama enorme de condições e propriedades.

Estamos principalmente preocupados com plasmas pouco densos ($n_e \leq 10^{10} \text{ cm}^{-3}$) e frios ($T_e \leq 100 \text{ eV}$). Uma das grandezas necessárias para a descrição matemática de um plasma é a frequência de colisão para os diversos constituintes. Em gases fracamente ionizados as colisões elétron-átomo e íon-átomo predominam sobre os demais ($v_{ea} \gg v_{ei}, v_{ee}; v_{ia} \gg v_{ii}, \frac{m}{M} v_{ei}$). Vamos introduzir rapidamente algumas propriedades de transporte em descargas tênues com grau de ionização entre 10^{-6} a 10^{-3} . A descrição dessas propriedades podem ser encontrados em (24).

Uma situação muito idealizada de um plasma é assumi-lo como infinito e homogêneo. Em plasmas reais existirão gradientes de densidade e eles tendem a difundir para regiões pouco densas. Diminuir taxas de difusão é um problema central em física de fusão termonuclear controlada.

Na descrição de propriedades de transportes fazemos uso dos parâmetros de colisão como seção eficaz do choque (σ) e grandezas derivadas: livre caminho médio (ℓ), tempo in-

tercolisional (τ) e frequência de colisão (ν), definidas abaixo

$$\begin{aligned} \lambda &= \frac{1}{n_0 \sigma} \\ \tau &= \frac{\lambda}{v} \\ \nu &= n_0 \langle \sigma v \rangle \end{aligned} \quad (\text{eq. 4-1})$$

onde n_0 e v são a densidade do gás neutro e velocidade da partícula.

Na ausência de campo magnético a eq. de movimento de fluido para o gás ionizado pode ser escrita, incluindo colisões e para qualquer partícula que de carga $+q$ ou $-q$, como

$$m n \frac{d\vec{v}}{dt} = \pm q n \vec{E} - \vec{\nabla} p - m n \nu \vec{v} \quad (\text{eq. 4-2})$$

Assumindo o plasma no estado estacionário e velocidades \vec{v} suficientemente pequenos, tomamos o lado esquerdo como zero, e se o sistema é isotérmico, escrevemos a equação seguinte para a velocidade

$$\vec{v} = \frac{1}{m n \nu} (\pm q n \vec{E} - k T \vec{\nabla} n) \quad (\text{eq. 4-3})$$

e definimos a mobilidade (μ) e coeficiente de difusão D

$$\mu = \frac{q}{m \nu} \quad (\text{eq. 4-5})$$

$$D = \frac{k T}{m \nu} \quad (\text{eq. 4-6})$$

os quais são diferentes para cada espécie de partícula no gás ionizado. A relação

$$\frac{\mu}{D} = \frac{q}{k T} \quad (\text{eq. 4-7})$$

é conhecida como de Einstein, e devido às nossas simplifica-

ções, é um caso especial.

Definimos o fluxo $\vec{\Gamma}_j$ da espécie j -ésima como $n\vec{v}_j$, logo, usando as definições acima

$$\vec{\Gamma}_j = \pm \mu_j n \vec{E} - D_j \vec{\nabla} n . \quad (\text{eq. 4-8})$$

Só como observação, a eq. 4-3 pode ser reescrita para incluir o termo de gradiente de temperatura

$$\vec{v} = \pm \frac{q}{m\nu} \vec{E} - \frac{kT}{m\nu} \frac{\vec{\nabla} n}{n} - \frac{k}{m\nu} \vec{\nabla} T \quad (\text{eq. 4-9})$$

Plasmas criados no laboratório normalmente são contidos em um recipiente. É importante considerar o decaimento por difusão anexo às paredes uma vez que íons e elétrons ao alcançá-las recombina-se ali. Suas densidades virtualmente são zero junto delas. À eq. de fluido devemos acrescentar a eq. de continuidade para descrever o comportamento do plasma. Porém se o decaimento é lento manteremos a derivada temporal somente na eq. de continuidade. A derivada temporal na eq. 4-2 será negligenciável se a frequência de colisão é pequena. Escrevemos então

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{\Gamma}_j = 0 \quad (\text{eq. 4-10})$$

Para plasmas que ocupam um volume bem maior que o da esfera de Debye a condição de quase-neutralidade, $n_e = n_i$, deve ser satisfeita, logo esperamos que $\vec{\Gamma}_e = \vec{\Gamma}_i = \vec{\Gamma}$. Explicamos, portanto, porque há sempre uma distribuição de potencial associada num plasma. Os elétrons, sendo mais leves, têm velocidades térmicas maiores, e são os primeiros a deixar o plasma. Uma carga positiva aparece e o surgimento de campo elétrico é inevitável para controlar a perda de elétrons e acelerarem a per

da de íons. Usando a eq. 4-8

$$\mu_i n \vec{E} - D_i \nabla n = - \mu_e n \vec{E} - D_e \nabla n$$

ou

$$\vec{E} = \frac{D_i - D_e}{\mu_i + \mu_e} \frac{\nabla n}{n} \quad (\text{eq. 4-11})$$

Agora usando o resultado (4-8)

$$\vec{r} = - \frac{\mu_i D_e + \mu_e D_i}{\mu_i + \mu_e} \nabla n \quad (\text{eq. 4-12})$$

Definimos o novo coeficiente de difusão, chamada coeficiente de difusão ambipolar

$$D_a = \frac{\mu_i D_e + \mu_e D_i}{\mu_i + \mu_e} \quad (\text{eq. 4-13})$$

Normalmente $\mu_e \gg \mu_i$ e o resultado acima é reescrito como

$$D_a = \left(1 + \frac{T_e}{T_i}\right) D_i \quad (\text{eq. 4-14})$$

Plasmas podem ser mantidos em estado estacionário se uma fonte externa $Q(\vec{r})$ de energia repõe as partículas perdidas por difusão. A eq. de continuidade é reescrita como

$$\frac{\partial n}{\partial t} - D_a \nabla^2 n = Q(\vec{r}) \quad (\text{eq. 4-15})$$

sendo que este termo dá uma contribuição positiva a $\partial n / \partial t$.

Podemos ainda acrescentar à eq. de continuidade um termo devido à recombinação radiativa. Quando elétrons e íons colidem eles têm uma chance de se recombinarem, principalmente em baixas energias, e como o momentum é conservado um fóton é emitido. De uma maneira geral, nas descargas em gases em muito baixa pressão o decaimento de plasma é principalmente por difusão,

e em altas pressões, a recombinação predomina. Esquecendo difusão e fonte a eq. de continuidade pode ser escrita

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\alpha n^2 \quad (\alpha = \text{coef. de recombinação}) \quad (\text{eq. 4-16})$$

Vamos considerar rapidamente o problema de campos magnéticos. Os coeficientes de difusão e mobilidade podem ser escritos em componentes paralela e perpendiculares ao campo. Na direção paralela eles devem permanecer inalterados. Considere o fluxo de partículas normal a \vec{B} . Desde que r_e deve ser menor do que r_i , um campo elétrico transversal poderia aparecer para ajudar a difusão de elétrons e retardar os íons. Contudo, este campo pode ser curto-circuitado pelo fluxo não balanceado ao longo de \vec{B} . Isto é, a carga negativa resultante de $r_{e\perp} < r_{i\perp}$, deve ser dissipada por elétrons escapando na direção das linhas de \vec{B} . Isto deixa-nos a conclusão que os íons difundem, primariamente, na direção radial e os elétrons axialmente. Se isto é um fato ou não, depende do experimento em particular. Em colunas de plasma curtas com as linhas do \vec{B} terminando sobre paredes condutoras, é esperado que o campo elétrico ambipolar seja curto-circuitado fora. Cada espécie então difunde radialmente a uma taxa diferente. E em colunas longas e finas terminadas por paredes isolantes, é esperado que a difusão radial se rá ambipolar porque o escape ao longo de \vec{B} é uma tarefa árdua.

Pode ser feito um cálculo simples⁽²⁴⁾ para mostrar que, num plasma fracamente ionizado, a mobilidade, o coeficiente de difusão e a velocidade na direção normal a \vec{B} , são dados por (cálculo clássico ideal)

$$\mu_{\perp} = \frac{\mu}{1 + \frac{w^2}{c^2} \tau^2} \quad (\text{eq. 4-16})$$

$$D_{\perp} = \frac{D}{1 + w_c^2 \tau^2} \quad (\text{eq. 4-17})$$

$$\vec{v}_{\perp} = q\vec{E} - D_{\perp} \frac{\nabla n}{n} + \frac{\vec{v}_E + \vec{v}_D}{1 + \frac{v^2}{w_c^2}} \quad (\text{eq. 4-18})$$

onde w_c , τ e v são a frequência de Larmor, o tempo intercolisional e a frequência de colisão respectivamente. \vec{v}_E e \vec{v}_D são dadas por

$$v_{E_x} = \frac{E_y}{B} \quad v_{E_y} = -\frac{E_x}{B} \quad (\text{eq. 4-19})$$

$$v_{D_x} = + \frac{kT}{eB} \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial y} \quad v_{D_y} = - \frac{kT}{eB} \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x}$$

Tem sido mostrado no laboratório, e as primeiras experiências foram feitas por Lehnert e Hoh, que em colunas positivas de descargas DC a difusão pode não seguir o resultado 4-17 dependendo da situação. Foi observado que a razão $E(B)/E(0)$ decresce, de acordo com a eq. 4-18, até um certo valor B_c ($c =$ crítico) de campo magnético e a partir daí a situação reverte e a teoria não mais se aplica. Isto foi comprovado em inúmeras experiências. Mostrou-se que B_c cresce com a pressão. A explicação para este fato surgiu como uma instabilidade na coluna de plasma, que desenvolvem-se para campos magnéticos - mais intensos. Esta onda foi verificada e tem a forma de uma distorção em hélice. A nova teoria originada prevê corretamente o valor B_c . A instabilidade é chamada helical.

§ 2 - Sheaths

Plasmas de laboratório são contidos em recipientes de tamanho finito. Desde que a velocidade térmica dos elétrons é maior que a dos íons, o plasma deve ter um potencial positivo com relação às paredes. Então há uma distribuição de potencial $\phi(\vec{r})$, e é tal que a tensão decresce, de regiões do plasma não perturbado, até às paredes. Por causa da blindagem de Debye esta variação deve estar limitada a uma camada de tamanho da ordem de alguns λ_D . Esta camada é chamada "sheath". A sua forma pode ser bastante complicada e depende do problema em particular. Em (25) há um trabalho recente sobre "sheath" - em plasmas não colisionais. Teorias referentes a este assunto prevêem um relacionamento entre a temperatura de elétrons, de íons e o potencial, chamado de parede.

A teoria de Bohm prevê,

$$V_p - V_f = \frac{T_e}{2} \ln \frac{M}{2\pi m} \quad (\text{eq. 4-20})$$

em plasmas compostos de elétrons de massa m e íons de massa M . V_p e V_f são os potenciais de plasma e flutuante medidas com sondas eletrostáticas.

§ 3 - Plasmas produzidas por RF - Colapso e aquecimento

RF podem produzir plasmas sem eletrodos internos, como em descargas DC. A maneira como eles são formados podem ser explicada da forma seguinte: alguns elétrons livres ganham energia do campo de RF, e têm um movimento oscilante ordenado e sofrem colisões com átomos neutros. Entre uma e outra co-

lisão eles podem ganhar mais energia cinética. Quando esta energia excede o potencial de ionização dá-se a multiplicação de elétrons e ocorre o que nós chamamos de "colapso" ou rompimento (em inglês, "breakdown") do gás, originando o plasma. O colapso acontece se o ganho em densidade de elétrons causado pela ionização excede, por algum tempo, as perdas por difusão ou recombinação. Depois, uma situação de equilíbrio é estabelecida, e podemos escrever a eq. seguinte

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \nu_i n - \nabla \cdot \vec{\Gamma} = 0 \quad (\text{eq. 4-21})$$

onde ν_i é a frequência de ionização. Vamos escrever $\Gamma = -\nabla(Dn)$ e modificar o resultado acima para

$$\nabla^2(Dn) + \left(\frac{\nu_i}{D}\right) Dn = 0 \quad (\text{eq. 4-22})$$

podemos definir o comprimento característico de difusão Λ como

$$\frac{\nu_i}{D} = \frac{1}{\Lambda^2} \quad (\text{eq. 4-23})$$

Experimentalmente o potencial de colapso depende da pressão do gás neutro, da frequência do campo de RF e do tipo de gás. Ele é função também da forma e volume do recipiente, e do material de suas paredes. Para um determinado gás e frequência há uma pressão para o qual esse potencial é mínimo. Nas frequências em que trabalhamos este mínimo ocorre para $p \sim 10^{-2}$ Torr. E o campo elétrico de colapso foi estimado ser da ordem de 100 V/cm. É conhecido também que campos magnéticos podem diminuir substancialmente o valor do potencial de colapso.

Em um plasma frio, tênue e uniforme imerso em

campo magnético também uniforme, pode ser mostrado que a taxa de aquecimento, calculada a partir da Lei de Ohm é dado por⁽⁴⁾

$$\frac{d\bar{w}}{dt} = \frac{e^2 E_{\perp}^2 v (w^2 + w_c^2 + v^2)}{m |fw^2 - w_c^2 - v^2|^2 + 4w^2 v^2} + \frac{e^2 E_{\parallel}^2 v}{m(w^2 + v^2)} \quad (\text{eq. 4-24})$$

onde E_{\perp} (E_{\parallel}) é a componente perpendicular (paralelo) a \vec{B} do campo elétrico de RF e w sua frequência. Também w_c é a frequência de cíclotron e v a frequência de colisão.

Para $w = w_c$ e $v \ll w$, a ressonância de cíclotron ocorre. E para campo não uniforme, a taxa de aquecimento foi obtido por Sprott integrando a eq. 4-24 ao redor de ressonância.

$$\frac{d\bar{w}}{dt} = \frac{e^2 E_{\perp}^2}{mw} G \quad (\text{eq. 4-25})$$

onde G é um fator que depende da geometria do campo e da distribuição de densidade e é da ordem da unidade. Outros cálculos podem ser feitos para aquecimento não ressonante, acima e abaixo da frequência de cíclotron.

CAPÍTULO 5

§ 1 - Decrescimento do potencial de plasma na ressonância de cíclotron dos elétrons

É bem conhecido que um CEAF em um campo de espelho magnético pode produzir um plasma com elétrons quentes quando a condição de ressonância de cíclotron de elétrons, $f_{ce} = 2,80 \times 10^6 B(\text{gauss}) (\text{Hz})$ é satisfeita^(1,2,3,4), incluindo a ressonância fundamental e harmônicas. Em campos magnéticos com geometria não uniforme, combinações híbridas de campo magnético estático e CEAF têm sido investigados para suprimir a taxa de perda e para aquecer plasmas.

São poucos trabalhos que dão uma clara observação da variação de potencial de plasma na ressonância de cíclotron de elétrons. Por conseguinte, este assunto foi examinado aqui, e foi observado que o potencial decresce nesta ressonância.

O esquema básico do aparato experimental é mostrado na fig. 5-1. Plasmas de Nitrogênio, Hélio e Argônio foram produzidos no tubo de pyrex de diâmetro igual a 8 cm e comprimento 40 cm com extremidades metálicas aterradas. O campo magnético é obtido de quatro bobinas magnéticas: as duas do meio produzem uma intensidade $B(0)$ no centro e as outras controlam a razão de espelho magnético - máxima igual a 6.

A fonte de potência de RF, cuja frequência pode ser mudada entre 50 a 90 MHz, foi construída no laboratório com uma válvula cerâmica com capacidade para potência de saída de até 0,6 kwatt contínuo. O acoplamento de plasma com a RF foi feito com uma bobina de 6 voltas enroladas ao redor do

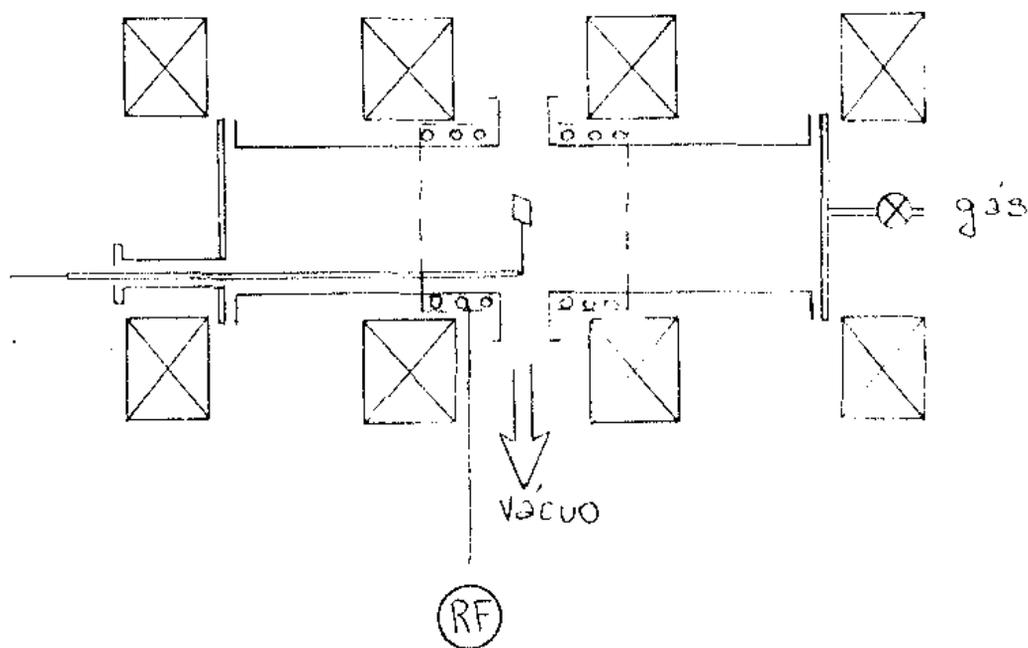


Fig. 5-1. Aparato experimental para plasma produzido por RF, com diagnóstico feito por sonda de Langmuir (plana).

meio do tubo.

As medidas foram feitas com uma sonda de Langmuir plana (área = $1 \times 4 \text{ mm}^2$) com possibilidade de movimento axial. Foi construído um circuito, chamado analisador "tensão corrente", a qual estava incluído um filtro passa baixa, para medidas DC com a sonda.

A pressão do gás podia ser controlada entre 2×10^{-4} a 2×10^{-2} Torr. A maior parte do experimento foi realizada a uma pressão de 2×10^{-3} Torr desde que em pressões superiores a 5×10^{-3} Torr o efeito de aquecimento na ressonância de cíclotron de elétrons não foi observado. A intensidade E_0 ($= 0,5 \text{ V/cm}$) da RF no plasma no centro do tubo foi determinada usando-se uma pequena bobina calibrada ligada por um cabo coaxial a um osciloscópio.

Exemplos típicos da variação de parâmetros de plasma, com a intensidade de campo magnético $B(0)$ no centro do tubo, para $f_{RF} = 63$ MHz, e gás N_2 são mostrados nas figs. 5-2(a), 5-2(b), 5-2(c), 5-2(d). A fig. 5-2(a) revela uma temperatura de elétrons constante a 17 eV exceto na região próxima a $B_c = 23$ Gauss. Este campo corresponde, dentro do erro experimental, ao campo da frequência de cíclotron de elétrons $f_c = \frac{1}{2\pi} \frac{eB}{mC}$ relacionado a f_{RF} . Na fig. 5-2(b) a variação de n_e com $B(0)$ parece ser a soma do crescimento ressonante em B_c com um crescimento monotônico com $B(0)$.

Na fig. 5-2(c) temos um exemplo da dependência da corrente de saturação de íon com $B(0)$. É conhecido que $I_i \propto n_e (T_e)^{1/2}$ é um resultado grosseiramente válido. E na fig. 5-2(d) pode ser observado que o potencial de plasma decresce com o campo crítico B_c . Este resultado foi confirmado também em Hélio e Argônio. Nesta figura foi definido uma largura ΔB cujo valores são diferentes para as três espécies de gases.

Na tentativa de entender o decrescimento de potencial de plasma na ressonância de cíclotrom de elétrons, usaremos o resultado conhecido⁽¹⁷⁾ para aquecimento eletrônico com variação do potencial de plasma.

$$\Delta V_p = \frac{\Delta T_e}{2} \ln\left(\frac{M}{2\pi m}\right) \quad (\text{eq. 5-1})$$

onde M e m são as massas do íon e elétron. Este resultado mostra que ΔV_p na ressonância deveria ser positivo, desde que T_e é maior em B_c do que na região não-ressonante. Foi verificado o contrário, portanto este modelo não é aplicável aqui.

Agora vamos discutir o efeito de confinamento por RF sobre o potencial de plasma. Com um campo alternado aplicado a mudança na velocidade longitudinal v é dado em (2) por

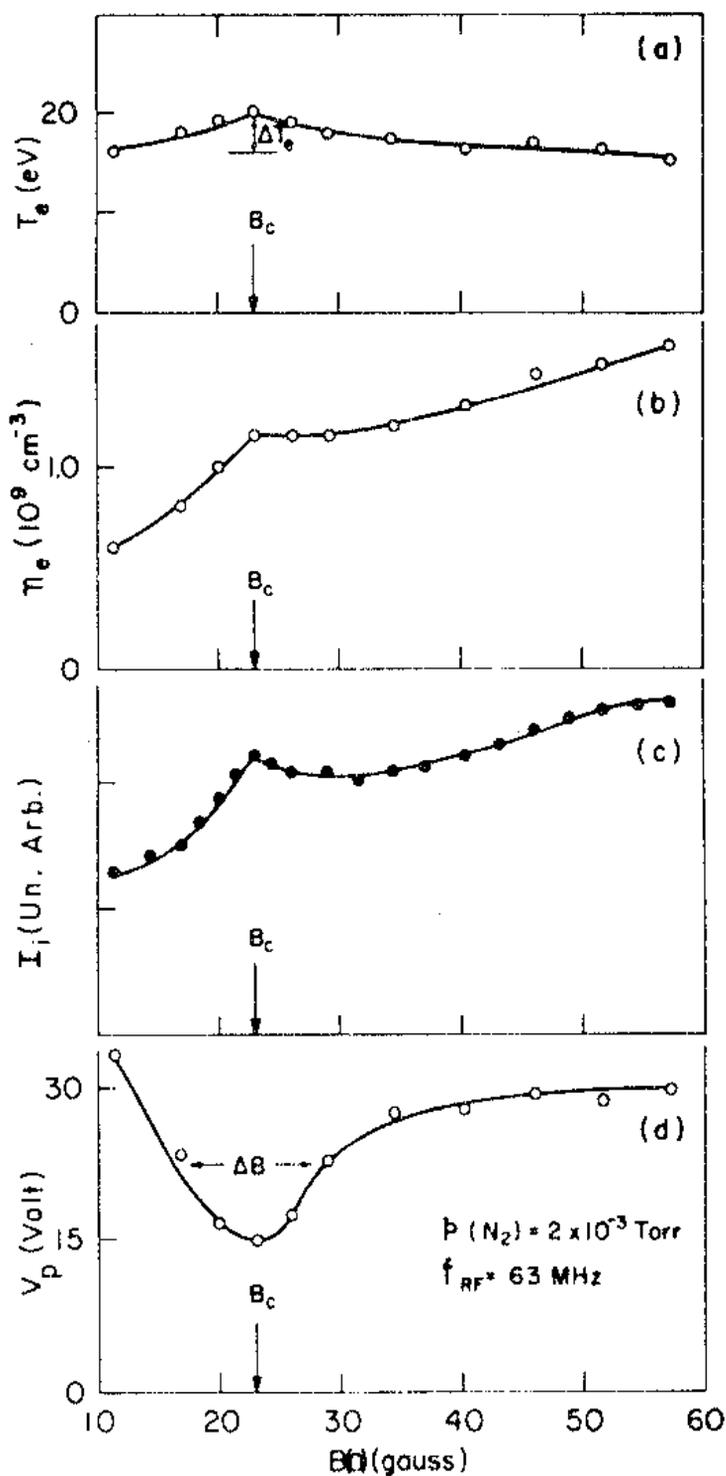


Fig. 5-2. Resultados experimentais para um gás ionizado por RF ($f_{RF} = 63 \text{ MHz}$) e em campo magnético. (a) Temperatura eletrônica. (b) Densidade de elétrons. (c) Corrente de saturação de íons para a sonda eletrostática. (d) Potencial de plasma.

$$m \frac{dv_{\parallel}}{dt} = \mu \frac{\partial B}{\partial z} - \frac{e^2}{4m} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{E_{RF}^2}{\omega^2 - \omega_c^2} \right) + e v \phi(z) \quad (\text{eq. 5-2})$$

onde E_{RF} é perpendicular às linhas de força magnéticas e ω_c é a frequência de Larmor de elétron. $\phi(z)$ é a distribuição de potencial ambipolar estático. Depois de integrar a eq. 5-2 ao longo da linha de força magnética de mínimo campo, supondo μ constante, o quase potencial $\Delta\psi$ é expresso como

$$\Delta\psi = \frac{e^2}{4m} \frac{E_{RF}^2}{\omega^2 - \omega_c^2} \quad (\text{eq. 5-3})$$

No caso em que a ressonância de cíclotron existe entre o plano central e o plano do espelho magnético, $\Delta\psi$ age como uma barreira de potencial para elétrons. Desde que o fluxo radial é pequeno comparado com o fluxo axial, o fluxo axial de íon Γ_i é o mesmo que o fluxo axial de elétron Γ_e . Quando a barreira de potencial $\Delta\psi$ é formada para elétrons, o potencial de plasma V_p deve decrescer para manter o balanço de fluxo ($\Gamma_e = \Gamma_i$). Contudo, na ressonância de cíclotron, não foi observado com sonda qualquer barreira de potencial para elétrons. Portanto não explicamos o mecanismo de decrescimento ΔV_p no plano central, na ressonância, com este modelo. Além do mais ele não concorda quantitativamente com resultados conseguidos.

Finalmente, como última tentativa, propomos que a razão T_{\perp}/T_{\parallel} entre temperatura perpendicular e paralela de elétron influencia o potencial de plasma⁽²⁶⁾. Há muitos trabalhos sobre o confinamento de elétrons por distribuição bi-Maxwelliana de energia $T_{\perp} \neq T_{\parallel}$ em campo de espelho magnético. É bem conhecido que o confinamento é efetivo com o crescimento da razão T_{\perp}/T_{\parallel} : Qualitativamente este modelo explica nossos resultados: Desde que existam dificuldades experimentais para medi-

das de T_{\perp} vamos introduzir um método de cálculo desta quantidade no parágrafo seguinte.

O resultado experimental sobre decrescimento de potencial de plasma conseguido aqui poderá ser de interesse em confinamento e no controle de impurezas em plasma de alta temperatura. Recentemente tem sido observado que quando o potencial de 'sheath' em um Tokamak é reduzido por injeção de elétrons, as impurezas metálicas, cujo controle é essencial nos reatores de fusão, são suprimidas.

§ 2 - Cálculo de temperatura transversa dos elétrons

Quando um plasma é aquecido por rádio-frequência (referido como RF) a distribuição de velocidade de elétrons ou íons é bastante complicada^(1,2,3). Na aproximação de que a distribuição de velocidade de elétrons de um sistema em espelho magnético é quase bi-Maxwelliano, escrevemos essa distribuição como

$$f_e(v_{\parallel}, v_{\perp}) = \frac{n_e}{T_{\parallel}^{1/2} T_{\perp}} \left(\frac{m}{2\pi}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv_{\perp}^2}{2T_{\perp}} - \frac{mv_{\parallel}^2}{2T_{\parallel}}\right) \quad (\text{eq. 5-4})$$

onde n_e , T_{\parallel} , T_{\perp} , e m são densidade de plasma, temperatura de elétrons paralela ao campo magnético, temperatura perpendicular e massa do elétron. A razão entre as duas temperaturas, $\theta = T_{\perp}/T_{\parallel}$, depende do tempo de confinamento do plasma, colisão entre as partículas e da forma como é aquecido o plasma. Em especial, no caso da ressonância de cíclotron de elétrons, o valor de θ cresce⁽²⁷⁾. Na região onde θ aumenta, a onda de plasma (p. ex. cíclotron, Bernstein, Harris, etc) e a instabilidade em espelho magnético são estimuladas pela temperatura perpendicular. Então o plasma perde estabilidade, mas por outro

lado ele pode ser aquecido por decrescimento da energia da onda.

Há muitas maneiras de se medir o valor de θ . Aqui, nós obtemos esse valor medindo a distribuição de densidade $n(z)$ do plasma em espelho magnético. A distribuição, normalizada ao valor do centro do espelho, é mostrada na equação abaixo⁽²⁸⁾, e um cálculo será feito no apêndice 2.

$$\frac{n(z)}{n(0)} = \frac{R}{\theta(R-1) + 1} \left(\frac{1 - R/R_m}{1 - 1/R_m} \right)^{1/2} \quad (\text{eq. 5-5})$$

onde $R = B(z)/B(0)$ e $R_m = B(z_m)/B(0)$ e $z_m = 14$ cm.

O esquema do aparato experimental, usado neste trabalho, é mostrado na fig. 5-3(a). O recipiente para o plasma é feito de vidro, e é um tubo com diâmetro maior e comprimento de 8 cm e 50 cm respectivamente. As duas extremidades do tubo são fechadas com discos de metais, os quais são aterrados. O campo do espelho magnético é produzido por duas bobinas com capacidade para originar um campo máximo de 300 Gauss. O tubo de vidro tem dois ramos no centro do mesmo, sendo que um dos ramos é ligado ao sistema de vácuo e o outro é para entrada de gás e medida de pressão. A antena, ligada a RF, é composta de duas placas metálicas feitas de cobre e distribuídas segundo um capacitor plano de placas paralelas, e foi colocada no centro do tubo.

A densidade $n(z)$, a temperatura paralela $T_{||}$ dos elétrons e o potencial de plasma V_ϕ foram medidos com sonda de Langmuir, cuja posição pode ser mudada ao longo do eixo-z (eixo principal do tubo). A sonda é plana e tem área 1×4 mm². O gás usado foi o Nitrogênio e a pressão de trabalho em torno de 2 mtorr. A frequência e potência de saída da RF são 63 MHz e 50 Watts respectivamente. $T_{||}$ e $n(z)$ variam com a intensidade

do campo magnético. No caso em que $B(0) = 21,6$ Gauss, que é a condição de ressonância de cíclotron de elétrons. Essas duas grandezas apresentam máximos. Para $n(z)$ veja fig. 5-3(c). Na fig. 5-3(b) a corrente de saturação de íons é proporcional a $n(z) \times (T_{\parallel})^{1/2}$ onde T_{\parallel} é quase constante com a posição z ⁽¹⁷⁾. Na fig. 5-3(c) o valor experimental de $n(z)/n(0)$ é mostrado, e junto vê-se as curvas teóricas para diversos θ dadas pela eq. 5-5. Também é mostrada a distribuição de intensidade de campo magnético. Concluimos assim que o melhor valor de θ na experiência é 2, logo $T_{\perp} = 2T_{\parallel} = 44$ eV, desde que já tínhamos obtido $T_{\parallel} = 22$ eV. experimentalmente.

Pela teoria de aquecimento de plasma na ressonância de cíclotron de elétron⁽⁴⁾, a razão devido a anisotropia no aquecimento nas direções perpendicular e paralela é mostrada abaixo.

$$\eta = \frac{dw_{\perp}}{dt} / \frac{dw_{\parallel}}{dt} = \{ (w^2 + w_c^2 + v^2)(w^2 + v^2)E_{\perp}^2 \} / \{ ((w^2 - w_c^2 - v^2)^2 + 4w^2v^2) E_{\parallel}^2 \} \quad (\text{eq. 5-6})$$

onde w , w_c , v e E_{\perp} (E_{\parallel}) são frequência da RF, frequência de cíclotron de elétron, frequência de colisão e intensidade campo elétrico da RF. Supondo que $\eta = \theta$ podemos calcular a razão $E_{\perp} / E_{\parallel}$. Porém não temos medidas acuradas desses campos e este cálculo não foi realizado. Mas fica a sugestão.

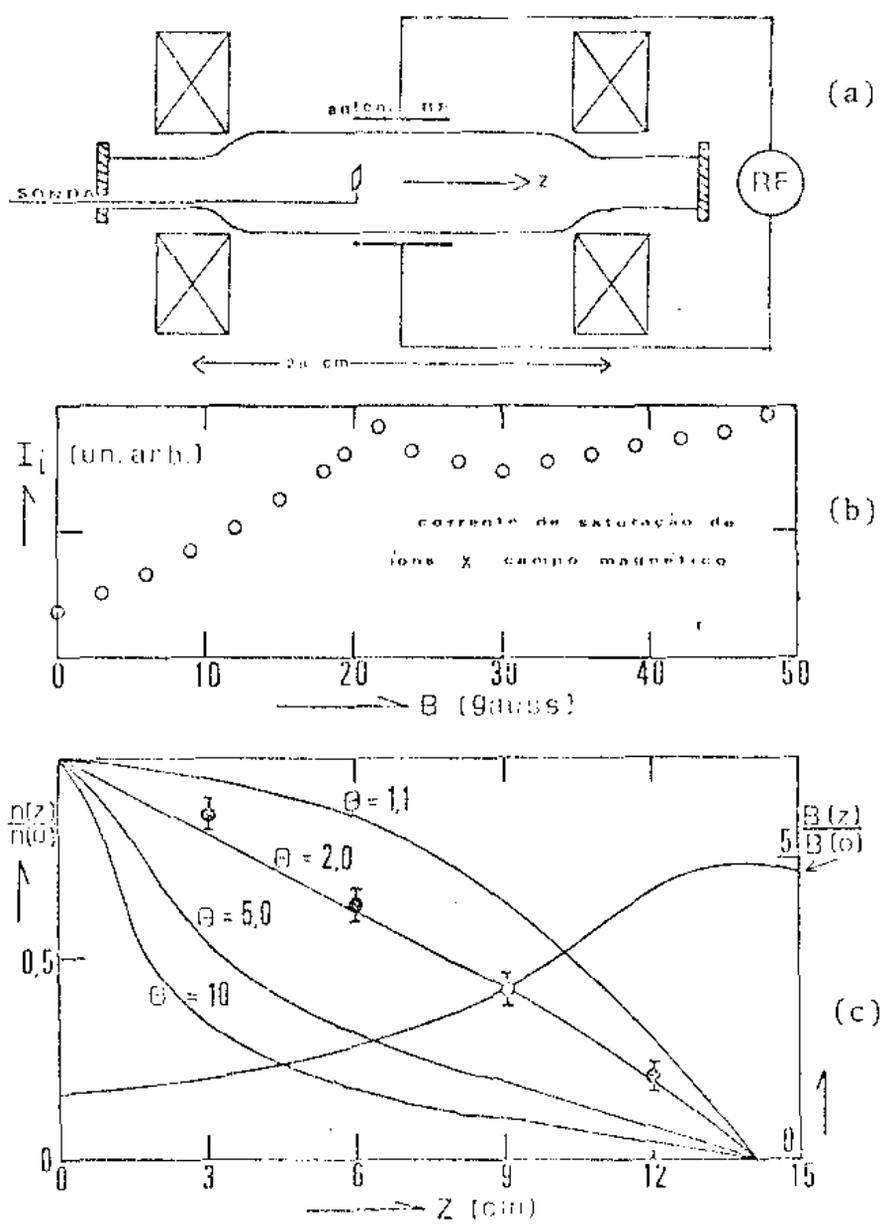


Fig. 5-3. (a) Aparato experimental. (b) Corrente de saturação de íons em função do campo magnético. (c) Razão $n(z)/n(0)$ e $B(z)/B(0)$ em função da coordenada axial.

CAPÍTULO 6

Resultados experimentais do analisador e sonda

juntos.

As medidas e resultados discutidos aqui, foram realizados com um aparato experimental cuja configuração básica é mostrado na fig. 2-6. O tubo para o plasma (nº 1) é de pyrex, com um diâmetro interno e externo 3,3 cm e 3,8 cm respectivamente, comprimento 40 cm, e volume 342 cm^3 . A sonda (nº3) é cilíndrica, tem comprimento 3,95 mm, diâmetro 0,38 mm e sua área total mede $4,83 \text{ mm}^2$. O tubo é fechado nas extremidades por discos metálicos, sendo que o da direita (nº5) possui um furo de 2 mm de diâmetro (6 mm de comprimento) que permite a fuga de íons para o analisador de energia. Os gases usados foram o nitrogênio e o hélio e são introduzidos via uma válvula de agulha.

As duas bobinas (nº 2) para o campo magnético têm os centros separados de 20 cm e foram cuidadosamente alinhadas de modo que o eixo principal do conjunto coincida com o do tubo. O valor do campo magnético ao longo desse eixo, eixo-z, foi calculado e foi comparado com o valor medido experimentalmente de uma calibração. A curva teórica é mostrado na fig. 6-1. Os dois métodos dão resultados muito próximos.

O quociente dos valores máximo e mínimo do campo dá a razão R_m de espelho magnético e é igual a 2,46. A corrente máxima aplicada às bobinas em série foi 4,5 A. O valor mínimo do campo, por unidade de corrente, é 46 Gauss.

O plasma é produzido por uma fonte de RF com

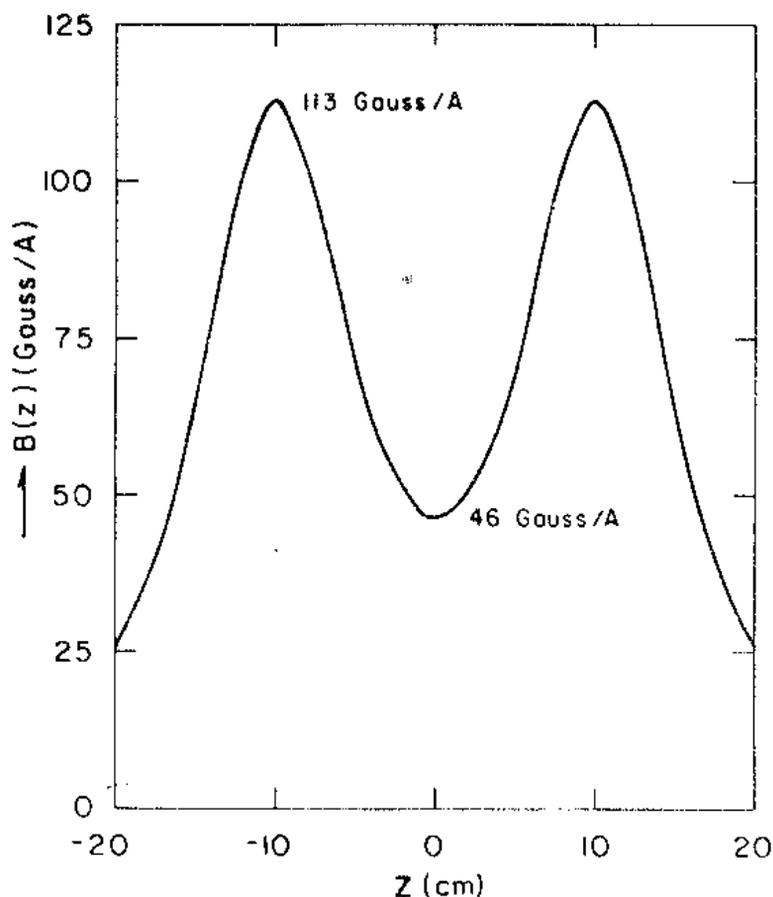


Fig. 6-1. Intensidade do campo na configuração espelho magnético em função da coordenada z do eixo principal.

frequência 27,2 MHz e potência nominal em torno de 20 Watts. Uma bobina com 60 voltas está enrolada ao longo do tubo e serve como antena permitindo o acoplamento entre a fonte e o plasma. As extremidades dessa antena foram aterradas e a RF é ligada a ela pelo centro. O valor pico a pico da RF na bobina foi medido e é 105 Volts. Corresponde a $V_{rms} = 37$ Volts. A fonte tem no painel um indicador que mostra quando a corrente entregue a antena é máxima, e há um controle que permite ajustar a impedância de saída dessa fonte com o da bobina. Uma medida realizada com uma ponte de impedância nos deu $Z \approx 70 \Omega$ com $f = 27$ MHz para a bobina.

Curvas características de sonda elétrica são mostradas nas fig. 6-2(a) e 6-2(b) para diversas pressões

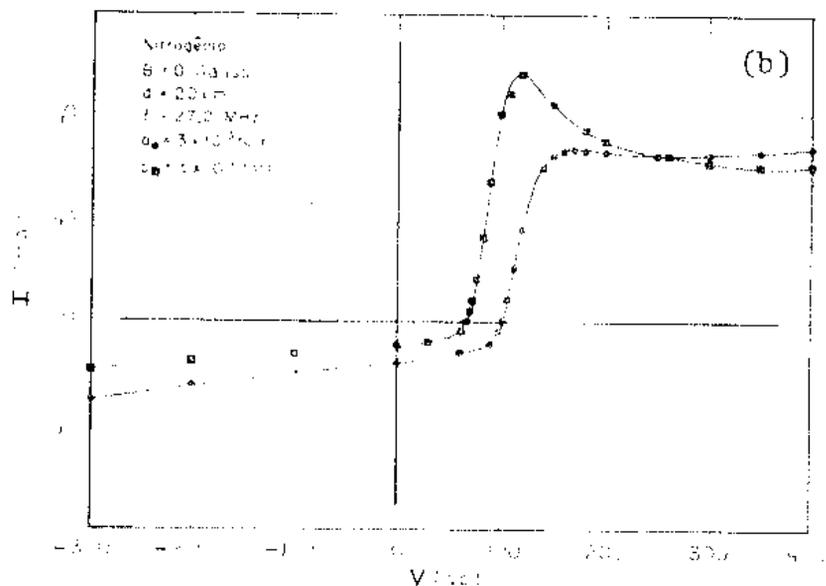
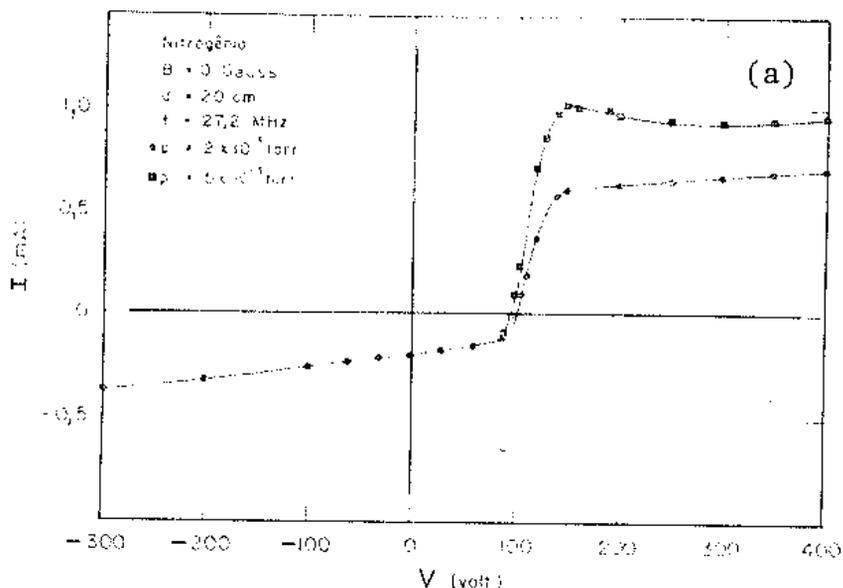


Fig. 6-2. Curvas características de sonda de Langmuir. (a) Pressões 2 e 5 mtorr. (b) Pressões 3 e 30 mtorr.

em nitrogênio. Pode-se ver que em pressões mais altas a região de saturação de corrente de elétrons se distancia muito da ideal, sugerindo que a sonda causa uma perturbação apreciável ao plasma, quando a tensão de polarização é suficientemente alta. Nota-se também que a corrente de saturação de íons não alcança um valor fixo. Isto pode ser causado pela liberação de elétrons secundários da superfície da sonda, devido ao choque

de íons, ou pela alteração do comprimento de "sheath".

Usamos a teoria de "sheath" fino para calcular T_e e n_e das características de sonda, contudo as condições em que trabalhamos não são exatamente iguais às dessa teoria, desde que o diâmetro da sonda é da ordem do comprimento de Debye. Porém o plasma pode ser considerado não colisional, desde que o livre caminho médio dos íons e dos elétrons é grande comparado com λ_D .

Resultados experimentais para T_e e n_e são mostrados na fig. 6-3, em função da pressão. Podemos explicar o crescimento monotônico de T_e com a pressão com um modelo desenvolvido neste trabalho. De (29), a energia média ganha por elétrons entre colisões, sob a ação do campo E_{RF} com frequência ω e do campo ambipolar E_{amb} , é dada pela equação abaixo

$$\Delta E = J \frac{e^2 E_{RF}^2}{4m} \left\{ \frac{1}{(\omega + \omega_c)^2 + \nu^2} + \frac{1}{(\omega - \omega_c)^2 + \nu^2} \right\} + e E_{amb} \ell \quad (\text{Eq. 6-1})$$

onde temos acrescentado à equação, mostrada na referência citada, o segundo termo $e E_{amb} \ell$ e a constante experimental J . m é a massa eletrônica, ν a frequência de colisão, e ω_c a frequência de cíclotron dos elétrons. Vamos supor que $T_e = \Delta E$, e calculamos ℓ da tabela 3-1. O campo ambipolar pode ser escrito como

$$e E_{amb} = A \frac{T_e}{L} \quad (\text{Eq. 6-2})$$

onde A é um fator e $L = 20$ cm é a metade do comprimento do tubo de plasma. Dos resultados acima podemos escrever

$$T_e = J \frac{e^2}{4m} \frac{E_{RF}^2}{1 - A \ell / L} \left\{ \frac{2}{\omega^2 + \nu^2} \right\} \quad (\text{Eq. 6-3})$$

desde que $\omega_{ce} = 0$ ($B = 0$). Os valores J e A devem ser procurados de modo que a eq. 6-3 se ajuste aos pontos experimentais.

Vamos calcular o campo elétrico de radiofrequência através de

$$E_{RF} = \left\{ \frac{PZ}{\pi^2 D^2} \right\}^{1/2} = 3,6 \text{ V/cm} \quad (\text{Eq. 6-4})$$

com $P = 20$ Watts, $Z = 70 \Omega$ e $D = 3,3$ cm (potência da radiofrequência, impedância da antena e diâmetro interno do tubo de descarga respectivamente)

Se supormos que $w \gg v$, $A = 0,70$, $J = 11,8$, e $Q = 10 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ da tabela 3-1, então podemos construir a tabela 6-1 abaixo. Foi usado $\epsilon = 1/n_0 Q$.

p (torr)	$2 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-2}$
T_e (Exp) (eV)	10,3	10,0	9,0	7,0	5,5
T_e (Teo) (eV)	10,3	7,4	6,0	5,4	4,4

Tab. 6-1. Valores experimental e teórico para temperatura eletrônica.

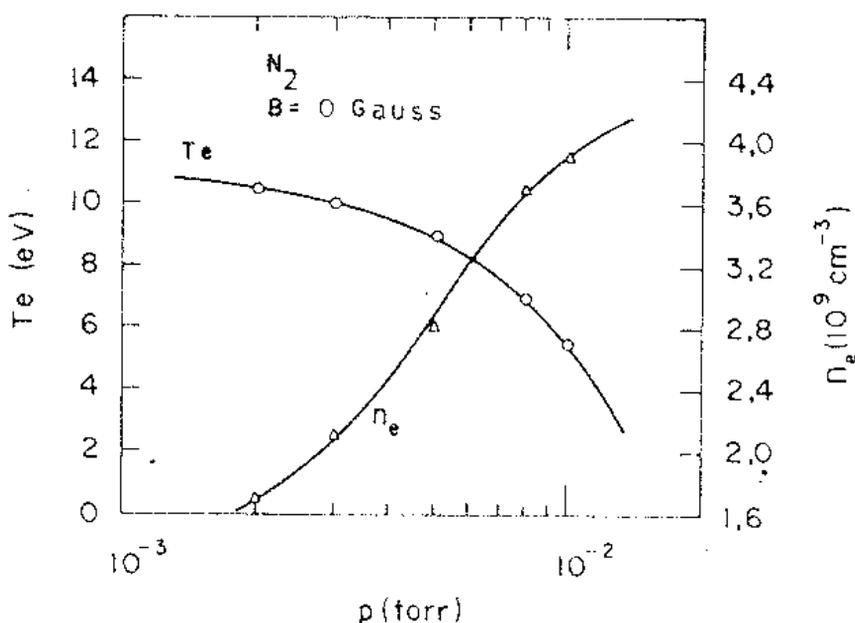


Fig. 6-3. Temperatura e densidade de elétrons em função da pressão.

Os valores das constantes J e A podem ser modificados de maneira que a curva teórica melhor represente os pontos experimentais.

O comprimento de Debye e a razão entre a densidade eletrônica e do gás neutro foram calculados a partir dos resultados anteriores para T_e e n_e . Eles estão mostrados na fig. 6-4.

Algumas curvas obtidas com o analisador são mostradas nas fig. 6-5(a) e 6-5(b). Vamos procurar interpretar cuidadosamente esses resultados. Embora possam existir outros íons nos plasmas produzidos em nitrogênio e hélio, levaremos em conta, para efeito de cálculos, somente os íons N^+ e He^+ respectivamente.

Como já dissemos antes, os íons escapam da região do plasma por difusão ambipolar. Há uma distribuição de potencial elétrico (positivo com relação ao terra), devido ao gás ionizado, ao longo do tubo. Há também uma distribuição de densidade de íons. Podemos considerar o plasma como quase não colisional. Os íons que escapam para fora do tubo saem de qualquer ponto do eixo-z, a partir do centro onde o potencial ambipolar

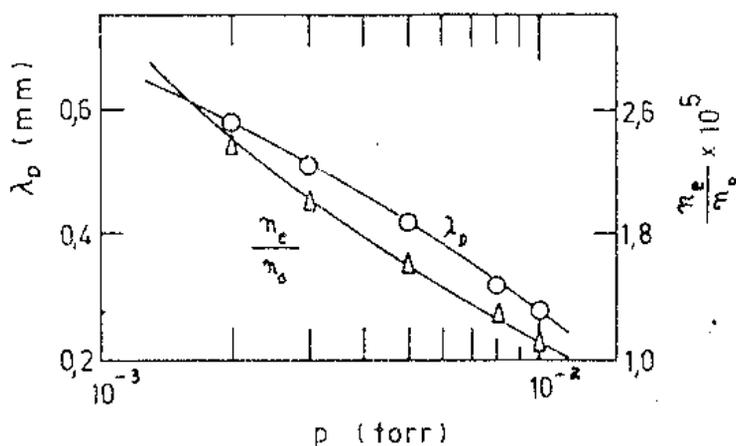


Fig. 6-4. Comprimento de Debye e razão entre as densidades eletrônica e do gás neutro.

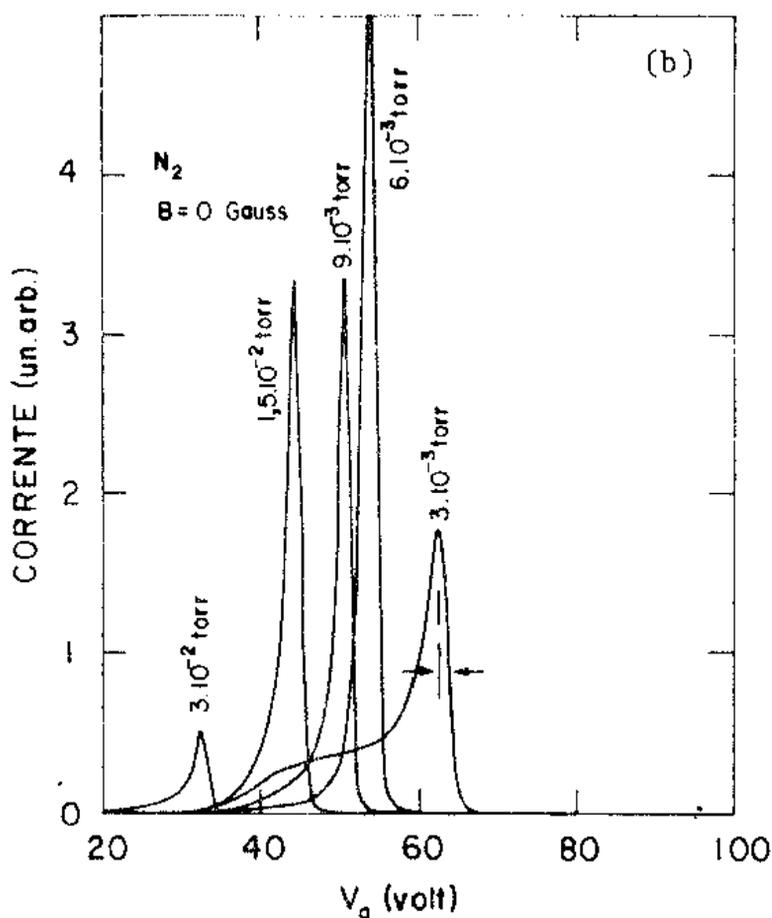
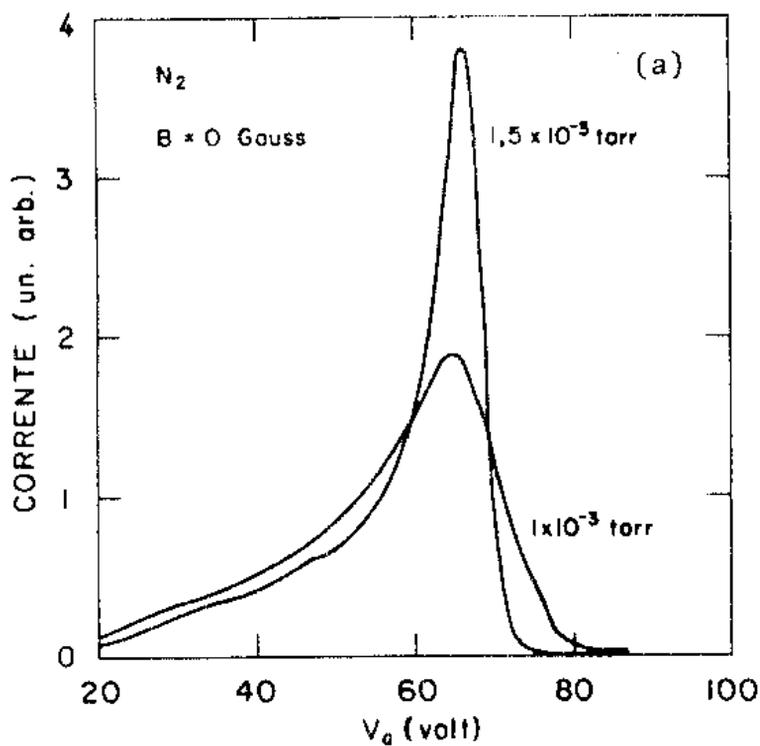


Fig. 6-5(a) e (b). Curvas experimentais conseguidas com o analisador de energia de íons para o nitrogênio em diversas pressões.

polar é máximo. Eles podem ter então qualquer energia, em eV, entre zero e esse potencial de plasma.

Desde que a corrente de saída do analisador é proporcional a $f(E) \cdot E$, como explicado na ref. (14), então a intensidade medida pelo detector é proporcional a $g(\phi) \cdot \phi$, onde $g(\phi)$ é a distribuição de potencial ambipolar ao longo do eixo z e $\phi = 2,24V_a$ (V_a é o potencial aplicado ao analisador). Isto será verdade desde que a temperatura dos íons for pequena comparado a dos elétrons (ou comparado com o potencial de plasma). Das fig. 6-5(a) e 6-5(b) observa-se que as curvas têm uma forma bastante estreita, pelo menos em pressões mais altas que $2 \cdot 10^{-3}$ torr. Isto indica que a densidade decai muito mais rapidamente com z do que o potencial ambipolar, fora da região do "sheath". Por causa da propriedade de blindagem das plasmas, esse potencial deve ser quase constante ao longo do tubo, e na região de "sheath" do comprimento alguns λ_D , ele decresce quase abruptamente.

Na fig. 6-6(a) mostramos como poderia ser a forma do potencial e da densidade de plasma (considerado quase neutro, $n_e \approx n_i$). E na fig. 6-6(b) é plotado o produto $n_e \cdot \phi_p$, cuja curva é uma simulação da resposta do analisador. Compare-a com as curvas reais medidas.

As curvas referentes às pressões mais baixas que $2 \cdot 10^{-3}$ torr não têm um crescimento tão rápido quanto as outras, elas são mais largas. A explicação é que o comprimento de Debye é maior naqueles casos, o que dá, como consequência, um tamanho de "sheath" superior aos de pressões mais altas.

A fig. 6-7 mostra os potenciais de plasma medidos com o analisador e sonda juntos, e também o potencial flutuante por sonda, em função da pressão e para o nitrogênio.

Foi observado que, para o caso no nitrogênio

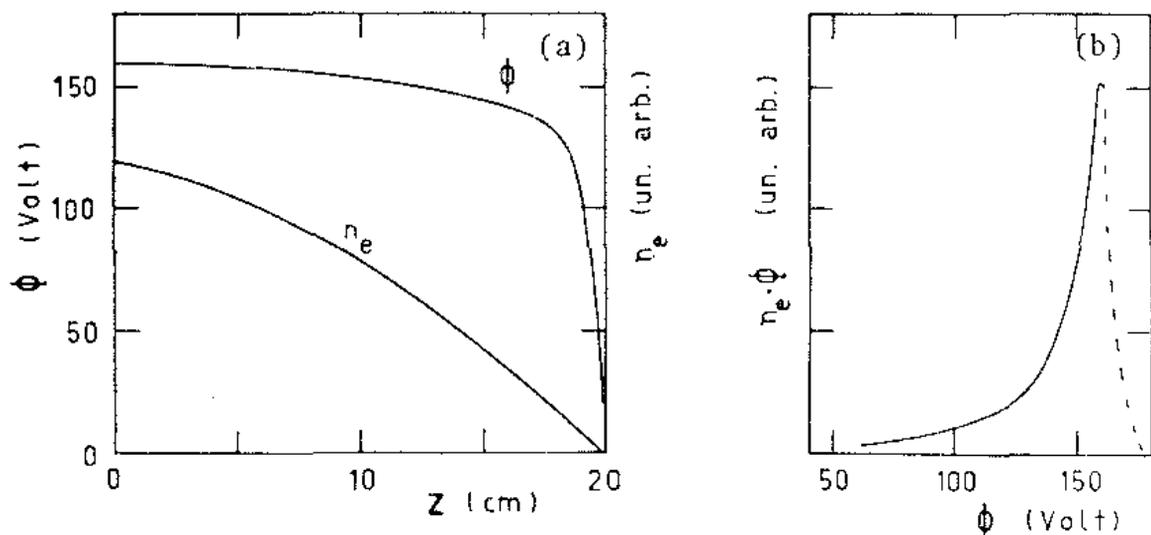


Fig. 6-6(a). Potencial de plasma e densidade eletrônica ao longo de z . (b) Razão entre potencial de plasma e densidade eletrônica. (Estas curvas não são experimentais).

o quociente $\phi_p / (T_e)^{1/2}$ é quase uma constante no intervalo de pressão em que as quantidades foram medidas. Isto sugere que o potencial de plasma pode ser interpretado como uma medida para a temperatura de elétrons, porém esse relacionamento não se verifica se há campos magnéticos presentes. Não temos medidas de T_e para o hélio que permita verificar esse relacionamento.

Em princípio os potenciais de plasma V_p e ϕ_p , medidos com sonda e analisador respectivamente, deveriam ser iguais. Porém as medidas realizadas com sonda, além de apresentarem um erro razoável, depende da teoria empregada e da maneira como interpretamos suas características. O uso do analisador de energia, além de ser um diagnóstico não perturbativo, apresenta uma interpretação mais simples referente ao potencial de plasma, pelo menos para o problema estudado.

Na tabela 6-2 mostramos os valores teórico e experimental referentes a eq. 4-20 do capítulo 4, derivada do modelo de Bohm. Os resultados mostram que os valores de potencial de plasma são mais corretos frente a esse modelo. Deve-se

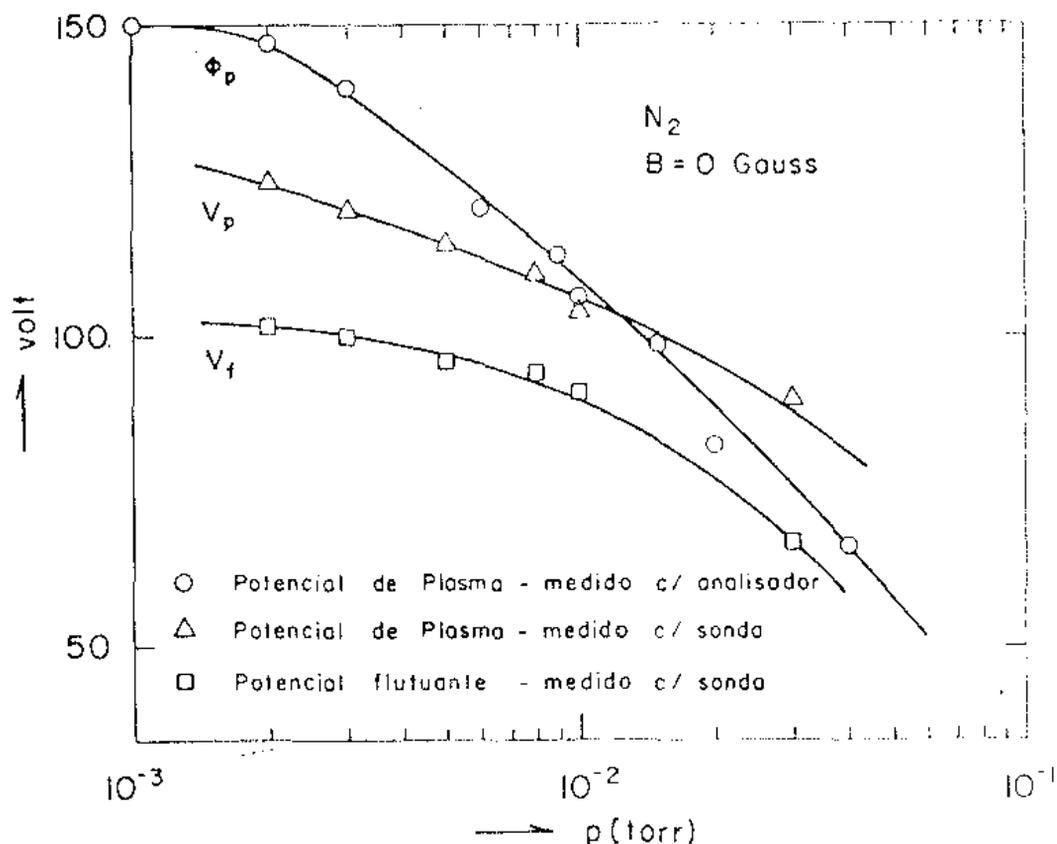


Fig. 6-7. Valores experimentais de potencial de plasma e flutuante em função da pressão e para o nitrogênio.

notar que os valores do potencial flutuante apresentam um erro experimental pequeno, desde que não depende de teoria ou interpretação das características de sonda. Ele é bem definido nessas curvas, ao contrário do potencial de plasma.

p (torr)	T _e (eV) (exp)	$\frac{T_e}{2} \ln \frac{M}{2\pi m}$	$\phi_p - V_f$ (exp)	V _p - V _f (exp)
2.10 ⁻³	10,3	42,8	43	23
3.10 ⁻³	10	41,6	40	20
5.10 ⁻³	9,0	37,4	31	20
8.10 ⁻³	7,0	29,1	23	18
1.10 ⁻²	5,3	22,0	19	16

Tab. 6-2. Diferença entre potencial de plasma e potencial flutuante para teoria e experiência. M é a massa do íon N⁺.

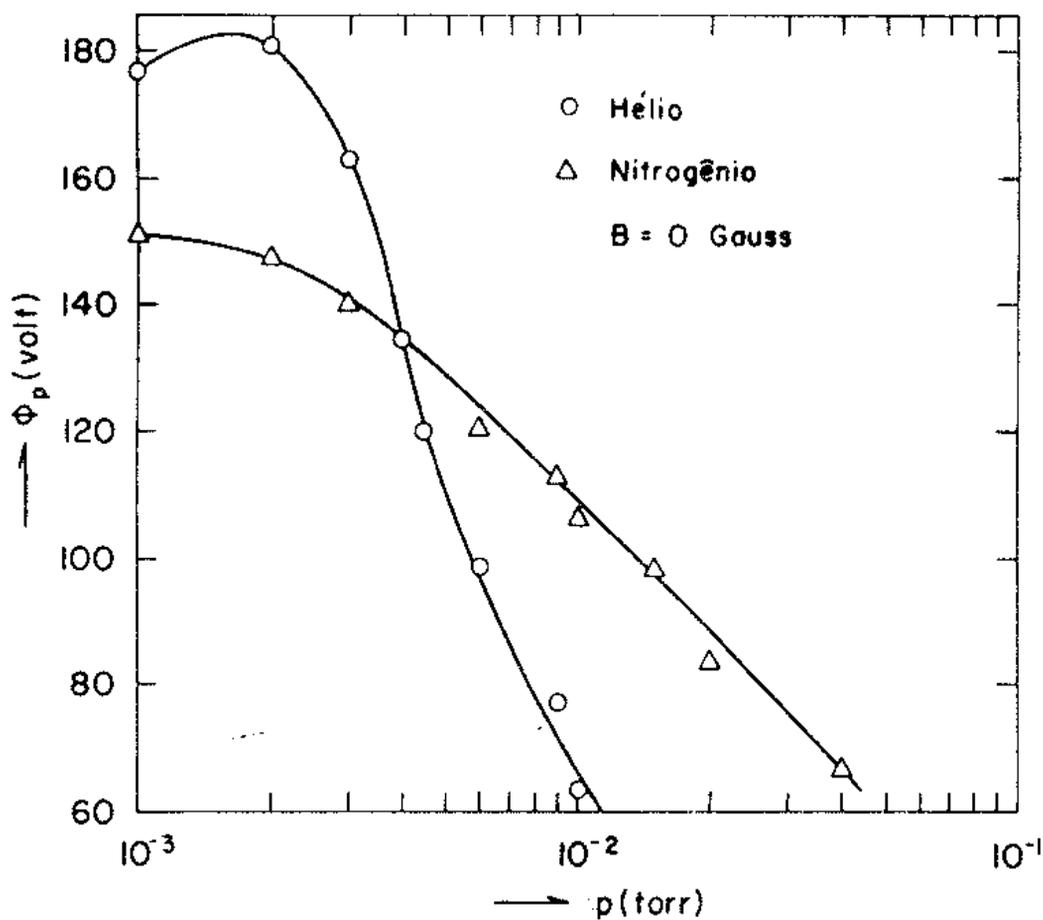


Fig. 6-8. Potencial de plasma medido com o analisador para o hélio e nitrogênio e em função da pressão.

A fig. 6-8 apresenta os valores de ϕ_p para o hélio e nitrogênio. Se o quociente $\phi_p / (T_e)^{1/2}$ for também uma constante para o hélio, conclui-se que a temperatura eletrônica cai mais rapidamente com a pressão para este do que para o nitrogênio, desde que o potencial de plasma também se comporta assim, como pode ser visto das curvas experimentais.

Foi plotado, em papel semi-log, o quociente $I(\phi) / \phi$ para diversas curvas obtidas com o analisador. $I(\phi)$ é o valor da intensidade de corrente como nas fig. 6-5(a) e (b), porém tomado somente à esquerda do potencial de plasma. Verificou-se que uma reta é uma boa aproximação para os pontos plotados, e isto sugere que o relacionamento entre a densidade de

íons é da forma

$$n_i(z) = n_0 \exp(e \beta \phi(z)) \quad (\text{Eq. 6-5})$$

onde β deve ser função da temperatura de elétrons, como é discutida em teoria de potencial ambipolar, por exemplo em (30) e (31). Na tabela 6-3 mostramos os valores de T_e , supondo $\beta^{-1} = kT_e$, e que foram calculados da declividade da reta em papel semi-log. Comparamos com aqueles medidos com sonda, para o nitrogênio.

p (torr)	T_e (analis) (eV)	T_e (sonda) (eV)
1.10^{-3}	8,0	11 (Estimado)
3.10^{-3}	4,0	10
6.10^{-3}	3,0	8,2
9.10^{-3}	2,5	6,0

Tab. 6-3. Temperatura de elétrons inferida dos resultados do analisador comparado com os valores medidos com sonda.

Até este ponto temos tratado da interpretação das curvas do analisador, porém, à esquerda do máximo em intensidade de corrente. Vamos agora descrever o que significa o outro lado, à direita do potencial de plasma. Se as condições são satisfeitas: i) a temperatura de íons é muito pequena comparado com ϕ_p , ii) o potencial ambipolar não flutua com o tempo e iii) esse potencial e a densidade decrescem monotonicamente com o valor z , como sugerido pela fig. 6-6(a), então a resposta do analisador daria curvas com decrescimento brusco à direita de ϕ_p , e a sua largura traduziria somente a resolução finita do analisador. Contudo, essa parte das curvas experimentais apresentam uma largura (à direita do máximo de corrente) que pode ser até 8 vezes superior ao previsto pela eq. 2-7.

Podemos usar dois métodos para estudar o comportamento das curvas à direita do potencial de plasma:

(1) Cálculo da declividade da porção reta em papel semi-log, como mostra a fig 6-9(a). Esse valor é denominado $\Delta_c \phi$. O emprego desse método é sugerido da distribuição maxweliana de velocidades.

(2) Cálculo da largura da curva, à direita do máximo, já referido. Vamos chamá-lo de $\Delta \phi$.

Os dois métodos produzem resultados diferentes, sendo que, os derivados por (2) têm dado valores mais altos, no problema estudado.

A fig. 6-9(b) mostra uma curva experimental $I(E)$ (He, $p = 4 \cdot 10^{-3}$ torr), da qual foi calculado o valor $\Delta_c \phi = 2,0$ eV, e também o produto $Ef(E)$ teórico. A função $f(E)$ foi derivada da distribuição Maxwelliana de velocidades, e foi escrita na forma abaixo

$$f(E) = C(E - E_1)^{1/2} \exp\left(-\frac{E - E_1}{kT}\right), \quad E_1 \geq E \quad (\text{Eq. 6-6})$$

onde C e E_1 são tais que os máximos de $Ef(E)$ e $I(E)$ coincidem. Tomamos $T = \Delta_c \phi$.

A rigor, como a resolução do analisador é baixa, deveríamos fazer a desconvolução da curva $I(E)$ frente aos valores de resolução. Para o exemplo citado, $\Delta \phi = 4,5$ eV e $\phi_p = 135$ V, daí $(\Delta \phi / \phi)_a = 0,033$. Compare com o valor instrumental 0,012 da calibração de resolução do analisador.

Foi calculado, das curvas experimentais, o quociente $\Delta_c \phi / \phi_p$ para o hélio e nitrogênio, em função da pressão (sem campo magnético). Os resultados estão mostrados na fig. 6-10. Em pressões mais baixas que $2 \cdot 10^{-3}$ torr, observa-se um aumento desse número. Pode-se calcular, combinando-se os resultados dessa figura com o da fig. 6-8, os valores $\Delta_c \phi$ ($0,90 <$

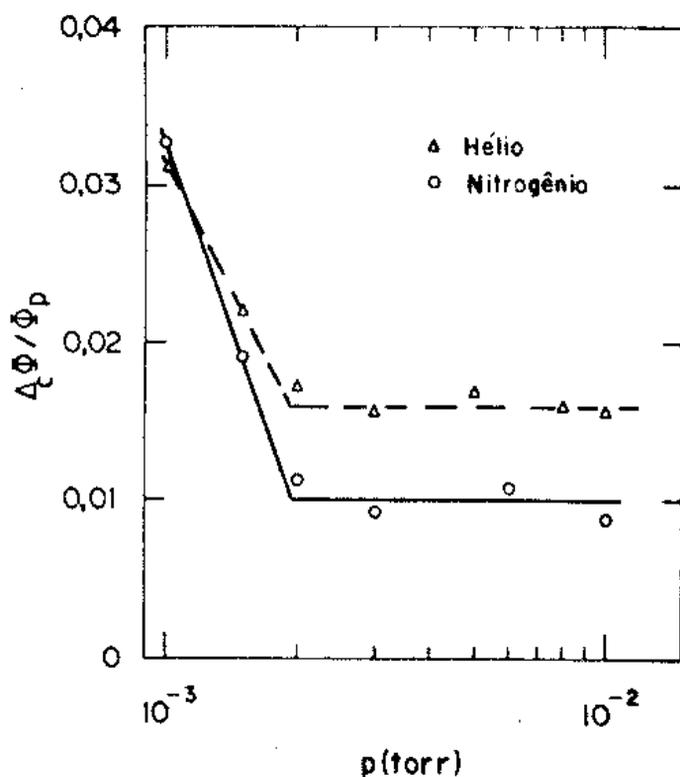


Fig. 6-10. Cálculo da razão $\Delta_c \phi / \phi$, à direita do potencial de plasma, para as curvas do analisador em função da pressão.

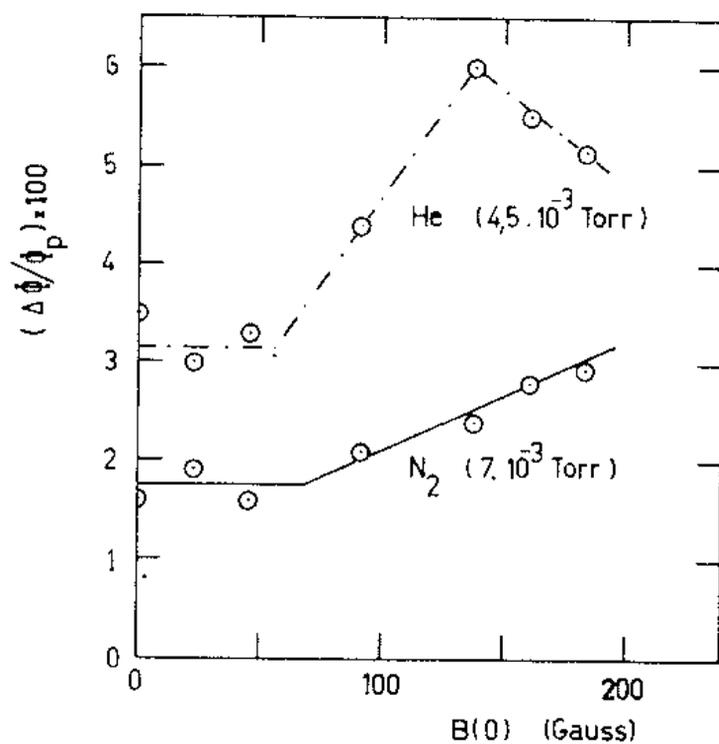


Fig. 6-11. Cálculo da razão $\Delta\phi / \phi$, à direita do potencial de plasma, para as curvas do analisador em função do campo magnético.

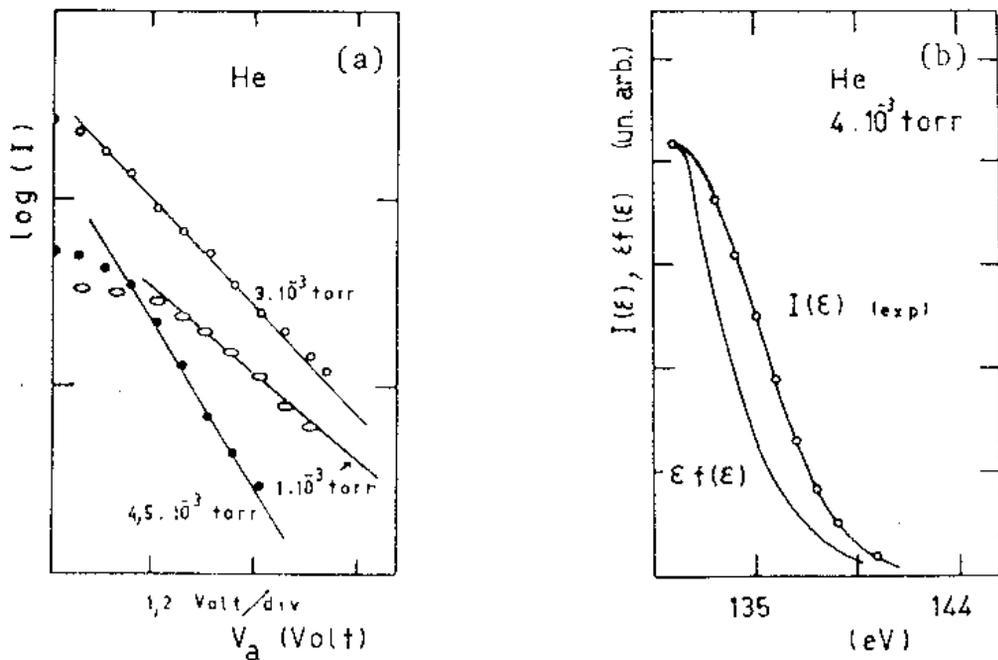


Fig. 6-9. (a) Gráfico da corrente do analisador, à direita do potencial de plasma, em papel semi-log. (b) Valor $I(E)$ experimental e $Ef(E)$ teórico derivado a partir da declividade do primeiro.

$\Delta_C \phi < 5,5$ eV) para as diversas pressões e gases.

Também temos calculado a razão $\Delta \phi / \phi_p$, porém em função do campo magnético. Alguns resultados são mostrados na fig. 6-11 (He a pressão $4,5 \cdot 10^{-3}$ torr e N_2 a pressão $7 \cdot 10^{-3}$ torr). Observa-se que o campo magnético influencia esse quociente.

Vamos agora analisar a questão: será que dos resultados acima podemos concluir que estamos observando uma temperatura de íon? Será que $\Delta_C \phi$ ($\Delta \phi$) = T_i ? As temperaturas eletrônicas têm sido medidas com sonda, e seus valores nunca são maiores que 20 eV para as situações que estudamos neste capítulo. Como as massas de íons são muito maiores que a dos elétrons, é difícil imaginar que os primeiros alcancem temperaturas tão altas quanto 4 eV, por exemplo, como pode ser vis

to dos resultados experimentais.

Normalmente admite-se que a temperatura dos íons é da ordem de 0,1 eV para plasmas semelhantes ao descrito aqui. Poderíamos pensar que, por algum motivo, o feixe que é analisado não é representativo do plasma. Porém vamos apresentar uma outra possibilidade, que julgamos correta. O potencial de plasma pode não ser estável com o tempo. Flutuações rápidas são muito fáceis de admitir para eles. Assim, enquanto os íons são acelerados pelo potencial ambipolar para fora do plasma, ganham energia dessas flutuações. Esta energia pode ser randomizadas ou não. Acreditamos que não, e se isto é verdade os valores de $\Delta_c \phi$ (ou $\Delta \phi$) não podem ser interpretados como realmente uma temperatura de íons. Basicamente, então, os íons que partem do centro do plasma com uma velocidade inicial pequena, chegam às extremidades do tubo com energia cinética $E \pm \Delta_c \phi$, sendo E aquela ganha pela componente do potencial de plasma independente do tempo.

Foi também estudado neste trabalho o comportamento do potencial de plasma com campos magnéticos. Alguns resultados são mostrados nas fig. 6-12(a) e 6-12(b) para o hélio e nitrogênio. Todas as curvas apresentam um mínimo para um certo valor crítico B_c do campo magnético. Esse valor depende da pressão e foi verificado que é independente dos gases usados, pelo menos entre as pressões 2 e $7 \cdot 10^{-3}$ torr. O valor desse campo é bem superior aquele de ressonância de cíclotron dos elétrons.

O comportamento do potencial de plasma com campo magnético verificado é bastante interessante, e ele se assemelha aos resultados de difusão anômala para descargas DC em campos magnéticos, como por exemplo em (31) e (32). Porém a explicação para o fenômeno não pode ser a mesma. Em descargas DC o que acontece é o aparecimento de uma instabilidade na coluna

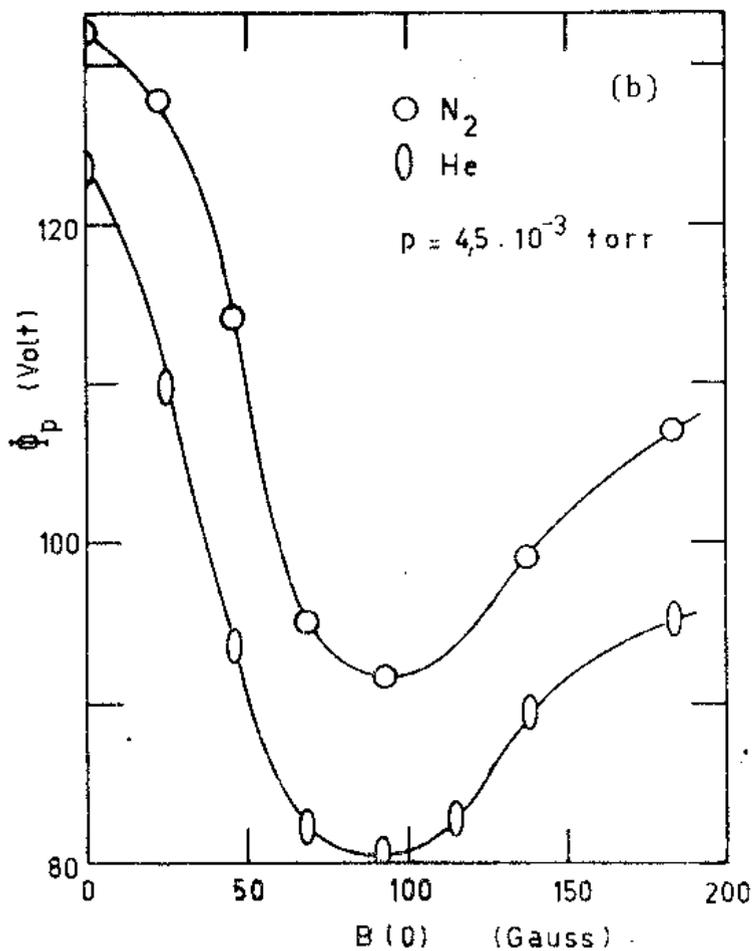
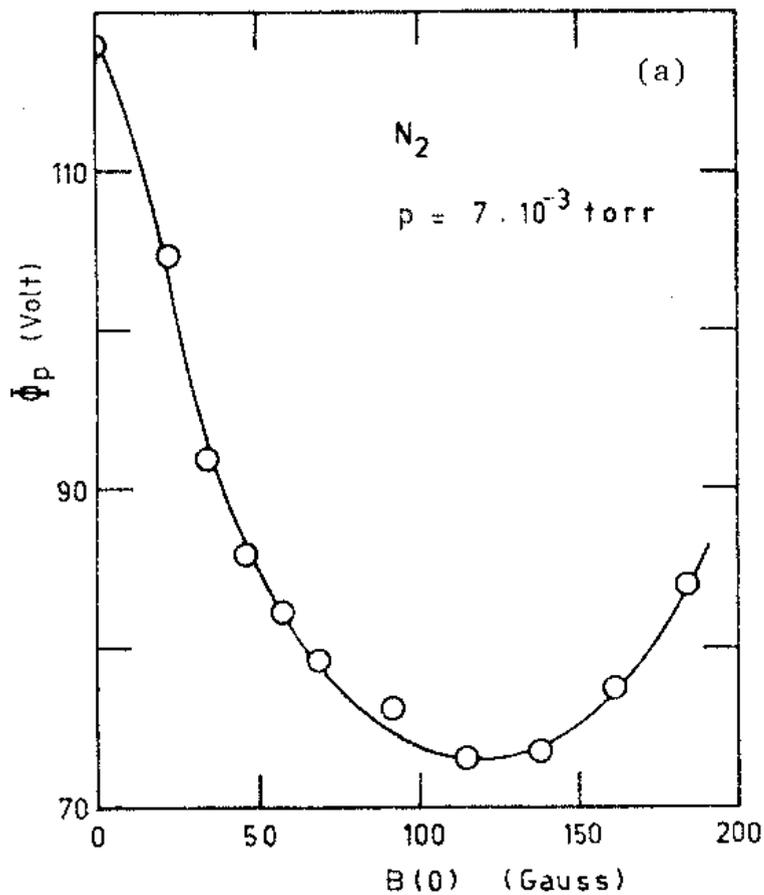


Fig. 6-12(a) e (b). Decrescimento de potencial de plasma com campo magnético.

de plasma, e essa instabilidade altera a difusão de partículas nas direções perpendicular e paralela ao campo magnético. As teorias que prevêem corretamente o valor de B_c , levam em conta a intensidade de corrente na descarga DC.

Plasmas produzidos por RF não comportam correntes como em descargas DC. É possível que, no problema estudado aqui, haja também uma instabilidade, mas isto não foi testado.

No apêndice 3 apresentamos um modelo matemático para se tentar entender o decrescimento do potencial de plasma com campo magnético, tal como nos resultados experimentais apresentados. Contudo, usaremos para efeito de comparações, alguns dados tirados com sonda eletrostática em plasma de hélio e a pressão de $7 \cdot 10^{-3}$ torr. Essas medidas foram feitas com uma sonda plana (perpendicular ao campo magnético), introduzida na região do plasma pela direção axial e pelo centro. Os resultados das medidas encontram-se na tabela 6-4. São dados os valores do potencial de plasma e flutuante para a posição z e intensidade de corrente nas bobinas magnéticas.

	z (cm)	0	5	10	15	18,7
0 A	V_p (V)	78	59	44	30	34
	V_f (V)	55	43	25	10	9
1 A	V_p (V)	76	60	46	34	46
	V_f (V)	55	44	30	10,5	3
2 A	V_p (V)	71	60	47	39	39
	V_f (V)	44	41	33	16	6.5
3 A	V_p (V)	67	58	47	47	44
	V_f (V)	34	37	31	20	10

Tab. 6-4: Resultados experimentais de sonda eletrostática para o hélio a pressão $7 \cdot 10^{-3}$ torr.

Decrescimento de potencial de plasma tem importância na física de fusão termonuclear controlada. Já foi observado que, pela injeção de elétrons em um plasma toroidal, esse decrescimento acontece e deixa como consequência a eliminação de impurezas provenientes das paredes do recipiente⁽³³⁾. As impurezas podem ser átomos ou íons arrancados das paredes pelos íons do plasma acelerados pelo potencial. Também, com o propósito de se conseguir o mesmo efeito, tem sido tentado o uso de radiofrequência com frequência igual a frequência ciclotrônica dos elétrons. Contudo, outras frequências podem ser procuradas. O nosso último resultado experimental sugere isto.

CAPÍTULO 7

Conclusão

O emprego do analisador de energia de íons, além de sondas, mostrou ser um instrumento útil no diagnóstico de plasmas produzidos por RF. Os dois métodos de medida têm características próprias, um não pode ser substituído inteiramente pelo outro. Podemos dizer que a matemática do analisador é relativamente mais simples, pelo menos para o problema estudado, e as medidas têm uma precisão maior comparada com aquelas obtidas com sondas. A grande diferença entre um e outro, é que o primeiro não permite medidas "locais", para somente uma região do plasma, como o segundo o faz. O feixe de íons, estudado pelo analisador, traz consigo informações de quase todo o volume do gás ionizado, embora sua interpretação se complique se as colisões no plasma são dominantes. Quanto à precisão, acreditamos que, por exemplo, as medidas de potencial de plasma feitas com o analisador são muito mais realísticas que aquelas conseguidas com sondas eletrostáticas.

O analisador de energias construído pode ser empregado como diagnóstico de muitas situações, em física de plasmas e no laboratório. Podíamos ter tentado estudar o fenômeno de decréscimo de potencial de plasma na ressonância de cíclotron dos elétrons, como foi realizado com sondas, porém é necessário uma fonte de frequência maior, semelhante ao usado nas medidas discutidas no capítulo 5. Também, poderíamos ter procurado investigar o problema de difusão de partículas através de campos magnéticos, porém algumas modificações no aparato experimental devem

ser feitas.

Um problema interessante seria estudar a difusão de partículas, com ou sem campo magnético, de íons diferentes numa mistura de gases. Já foi observado que íons, como por exemplo H^+ e D^+ citados por (17), difundem a taxas não iguais, e este fenômeno pode ser usado para se fazer a separação de espécies e no enriquecimento isotópico.

Finalmente, sugerimos investigar em que outras situações o decrescimento de potencial de plasma acontece, para o valor crítico $B_c > B_{ce}$ (campo magnético na ressonância de cíclotron dos elétrons). Essas situações poderiam ser: frequência e potência de RF maiores, volumes de plasma também superiores, e outras pressões e tipos de gases. Também deve ser investigada a possibilidade de uma instabilidade ocorrer. O fenômeno observado pode ter implicações na física de fusão termonuclear controlada.

APÊNDICE 1

Refocalização para o analisador eletrostático de energia tipo 127° 17'

Na fig. 2-1 sejam R e r os raios das trajetórias 1 e 2 respectivamente, e ψ o ângulo entre as velocidades das partículas que entram pela fenda S_1 e que seguem essas trajetórias. A de raio R é dita trajetória central.

Nas coordenadas r e θ a equação de movimento para partículas de carga e sob a ação de um elétrico E radial é escrita.

$$\ddot{r} = r \dot{\theta}^2 - \frac{e}{m} E \quad (\text{eq. Al-1})$$

$$r^2 \dot{\theta} = \text{const.} \quad (\text{eq. Al-2})$$

Vamos introduzir as coordenadas

$$z = z_1 + R\theta \quad \text{e} \quad y = r - R \quad (\text{eq. Al-3})$$

Seja w o valor de $\dot{\theta}$ na trajetória central.

Usando eq. Al-1 com $\ddot{r} = 0$, podemos escrever.

$$\frac{e}{m} E = R w^2 \frac{R}{r} \quad (\text{eq. Al-4})$$

Portanto a eq. Al-1 pode ser reescrita

$$\ddot{y} = R \left[1 + \frac{y}{R} \right] \dot{\theta}^2 - R w^2 \frac{1}{1 + \frac{y}{R}} \quad (\text{eq. Al-5})$$

Para a trajetória 2 o valor da constante na eq. Al-2 é $R^2 w \cos \psi$, e substituindo o valor de $\dot{\theta}$ na equação ante-

rior

$$\ddot{y} = R\omega^2 \cos^2 \psi \frac{1}{\left|1 + \frac{y}{R}\right|^3} - R\omega^2 \frac{1}{1 + \frac{y}{R}} \quad (\text{eq. A1-6})$$

Desenvolvendo em série de Taylor as várias partes dessa equação, teremos

$$\ddot{y} = R\omega^2 \left| (1 - \psi^2 + \dots) \left(1 - \frac{3y}{R} + \dots\right) - \left(1 - \frac{y}{R} + \dots\right) \right| \quad (\text{eq. A1-7})$$

Estamos interessados em valores de ψ e y pequenos.

Em 1ª ordem a eq. acima resulta em.

$$\ddot{y} = -2\omega^2 y \quad (\text{eq. A1-8})$$

o qual tem solução

$$y = a \operatorname{sen}(\sqrt{2} \omega t) \quad , \quad a = \text{const.} \quad (\text{eq. A1-9})$$

Como estamos interessados nos dois pontos onde as trajetórias 1 e 2 se cruzam, então $y = 0$. Seja $\omega t = \theta$ e θ a distância angular entre esses dois pontos. Portanto

$$\sqrt{2} \theta = \pi$$

ou

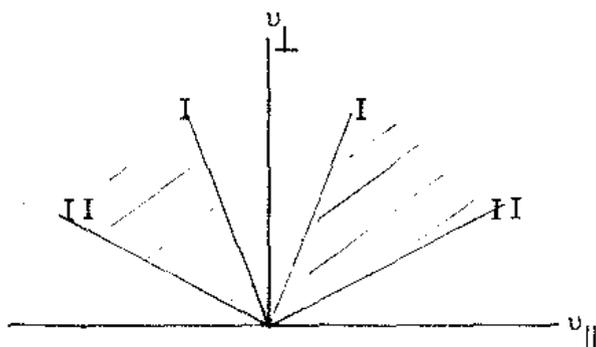
$$\theta = 127^\circ 17' \quad (\text{eq. A1-10})$$

como queríamos demonstrar.

APÊNDICE 2

Vamos demonstrar a eq. 5-5. Escrevendo a densidade de elétrons $n(z)$ como

$$n(z) = \frac{A}{(2\pi)^{3/2} \alpha_{\perp}^2 \alpha_{\parallel}} \int_{\text{área S}} \exp\left\{-\left(\frac{v_{\perp}^2}{2\alpha_{\perp}^2}\right) + \frac{v_{\parallel}^2}{2\alpha_{\parallel}^2}\right\} 2\pi v_{\perp} dv_{\perp} dv_{\parallel} \quad (\text{eq. A2-1})$$



S é a área entre as retas I e II da figura acima.

$$I : v_{\perp} = \pm v_{\parallel} \frac{1}{\sqrt{\frac{B(z)}{B(0)} - 1}} \quad (\text{eq. A2-2})$$

$$II : v_{\perp} = \pm v_{\parallel} \frac{1}{\sqrt{\frac{B_{\text{máx}}}{B(0)} - 1}}$$

A eq. A2-1 pode ser reescrita como

$$n(z) = \frac{A}{(2\pi)^{3/2} \alpha_{\perp}^2 \alpha_{\parallel}} \int_0^{\infty} \int_{\frac{E}{B_{\text{máx}}}}^{E/B(z)} \exp\left(-\frac{E}{m\alpha_{\parallel}^2}\right) \exp\{au\} \left(\frac{1}{m} \sqrt{\frac{m}{2}}\right) \frac{B(z)}{\sqrt{E-Bu}} \cdot d\mu dE \quad (\text{eq. A2-3})$$

onde

$$E = \frac{m}{2} (v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2)$$

$$a = \frac{B(0)}{m} \left(\frac{1}{\alpha_{\parallel}^2} - \frac{1}{\alpha_{\perp}^2} \right)$$

$$\mu = \frac{mv_{\perp}^2}{2B(z)} \quad (\text{eq. A2-4})$$

$$\begin{vmatrix} \frac{\partial E}{\partial v_{\perp}} & \frac{\partial \mu}{\partial v_{\perp}} \\ \frac{\partial E}{\partial v_{\parallel}} & \frac{\partial \mu}{\partial v_{\parallel}} \end{vmatrix} dv_{\perp} dv_{\parallel} = dE d\mu$$

Fazendo a mudança de variáveis

$$E - \mu B(z) = x$$

$$\tau = \frac{B(z)}{B_{\text{máx}}} \quad (\text{eq. A2-5})$$

o resultado é escrito como

$$n(z) = \frac{B(z)A}{\sqrt{2\pi}^3 \alpha_{\perp}^2 \alpha_{\parallel} m^2} \sqrt{\frac{m}{2}} \int_0^{\infty} \int_0^{E(1-\tau)} \frac{1}{\sqrt{x}} \left\{ \exp \frac{a(E-x)}{B(z)} \right\} \frac{dx}{B(z)} dE$$

$$\text{e se } x = t^2$$

$$n(z) = \frac{2A}{(2\pi)^{3/2} \alpha_{\perp}^2 \alpha_{\parallel} m^2} \sqrt{\frac{m}{2}} \int_0^{\infty} \exp \frac{aE}{B(z)} \int_0^{\sqrt{E(1-\tau)}} \exp \left(- \frac{at^2}{B(z)} \right) dt dE$$

$$\text{e ainda se } P = 1 - \tau \text{ e } q = \sqrt{PE}$$

$$n(z) = \frac{(2m)^{1/2} A}{(2\pi)^{3/2} \alpha_{\perp}^2 \alpha_{\parallel} m^2} \int_0^{\infty} \exp \frac{aE}{B(z)} \sum_{j=0}^{\infty} \frac{(-1)^j q^{2j+1}}{(2j+1)j!} \left(\frac{a}{B(z)} \right)^j dE$$

novamente se $\ell = \frac{1}{m\alpha_{\parallel}^2} - \frac{a}{B(z)}$ e $\Gamma(j + 3/2)$ é a função Gama, então

$$n(z) = \frac{(2m)^{1/2} A}{(2\pi)^{3/2} \alpha_{\perp}^2 \alpha_{\parallel} m^2} \sum_{j=0}^{\infty} \frac{(-1)^j P^{j+3/2} \Gamma(j+3/2)}{\ell^{(j+3/2)} (2j+1)} \left(\frac{a}{B(z)} \right)^j \frac{1}{(j-1)!}$$

Como

$$j! = j(j - 1)(j - 2) \dots \quad 3.2.1$$

$$(2j - 1)!! = (2j - 1)(2j - 3) \dots \quad 5.3.1$$

o novo resultado vale

$$n(z) = \frac{(2m)^{1/2} A}{(2\pi)^{3/2} \alpha_{\perp}^2 \alpha_{\parallel} m^2} \left| \frac{p^{1/2} \Gamma(\frac{1}{2})}{2\ell^{3/2}} \right| \sum_0^{\infty} (-1)^j \left(\frac{aP}{\ell B(z)} \right)^j \frac{(2j-1)!!}{j! 2^j}$$

portanto

$$n(z) = \frac{(2m)^{1/2} A}{(2\pi)^{3/2} \alpha_{\perp}^2 \alpha_{\parallel} m^2} \frac{\sqrt{p} \Gamma(\frac{1}{2})}{2\ell^{3/2}} \frac{1}{\sqrt{\frac{aP}{\ell B(z)} + 1}}$$

e finalmente

$$\frac{n(z)}{n(0)} = \frac{R(z)}{\theta(R(z) - 1) + 1} \sqrt{\frac{1 - R(z)/R_m}{1 - 1/R_m}} \quad (\text{eq. A2-6})$$

onde

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

$$R_m = \frac{B_{\text{máx}}}{B(0)}$$

$$\theta = \frac{\alpha_{\perp}^2}{\alpha_{\parallel}^2} = \frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}}$$

como queríamos demonstrar.

APÊNDICE 3

Da tabela 6-4 vamos tomar os valores de $\Delta V_p = V_p(z=0) - V_p(z=10)$.

O fluxo de partículas, íons e elétrons, é dado pelas equações abaixo, para a direção longitudinal.

$$\Gamma_e = - D_{\parallel}^e \nabla_{\parallel} n_e Q_e - \mu_e E_{\parallel} n_e$$

$$\Gamma_i = - D_{\parallel}^i \nabla_{\parallel} n_i Q_i + \mu_i E_{\parallel} n_i Q_i \quad (\text{eq. A3-1})$$

onde acrescentamos à eq. 4-8 os termos Q_e e Q_i , chamados de fator de confinamento de espelho magnético. Isto é uma hipótese feita neste trabalho. As outras variáveis já são conhecidas do capítulo 4.

Usando as suposições.

$$n_i \approx n_e$$

$$\Gamma_e = \Gamma_i$$

$$\mu_e \gg \mu_i Q_e$$

$$D_{\parallel}^e Q_e \gg D_{\parallel}^i Q_i$$

(eq. A3-2)

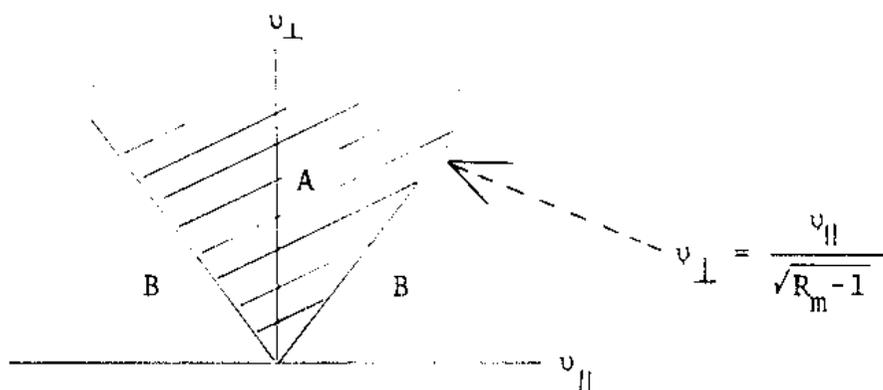
teremos

$$E_{\parallel} = - \frac{D_{\parallel}^e}{\mu_e} \frac{\nabla n}{n} Q_e \quad (\text{eq. A3-3})$$

Vamos tomar como verdade a relação abaixo

$$Q_e = 1 - \frac{\pi(R - r_L^e)^2}{\pi R^2} \frac{A}{A+B} \quad (\text{eq. A3-4})$$

onde R é o raio do tubo, r_L^e o raio de Larmor para elétrons, e A é o número de elétrons confinados pelo espelho magnético e B os não confinados. A e B são dados por



$$A = G \iint_{\text{área A}} \exp \{- a^2 (v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2)\} 2\pi v_{\perp} dv_{\perp} dv_{\parallel}$$

$$B = n_e - A \quad (\text{eq. A3-5})$$

Fizemos a simplificação $T_{\parallel} = T_{\perp}$. Calculamos o valor de A, e ele é tal que

$$\frac{A}{A + B} = \sqrt{\frac{R_m - 1}{R_m}} = 0,77 \quad (\text{eq. A3-6})$$

onde $R_m = 2,46$ é a razão do espelho magnético já conhecido, da fig. 6-1.

Vamos fazer a integração da eq. A3-3 e escrever

$$+ \frac{D_{\parallel}^e}{\mu_e} Q_e \ln \frac{n(0)}{n(10)} = \Delta V_p = V_p(0) - V_p(10) \quad (\text{eq. A3-7})$$

Vamos tomar

$$\frac{D_{\parallel}^e}{\mu_e} = HT_{\parallel}^e \quad (\text{eq. A3-8})$$

onde H é um fator de 1 a 10. (No caso de plasma ideal $H = 1$ e a equação é conhecida como relação de Einstein).

Agora, vamos usar a eq. para a taxa de ionização S (por RF).

$$\frac{\partial n}{\partial t} = S + D_{\parallel}^e Q_e \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} + \mu_e E \frac{\partial n}{\partial z} \quad (\text{eq. A3-9})$$

e no caso $\frac{\partial n}{\partial t} = 0$, a solução é escrita

$$n(z) = \frac{S}{D_{\parallel}^e Q_e} \left[\left(\frac{(D_{\parallel}^e)^2 Q^2}{\mu_e^2 E^2} - \frac{D_{\parallel}^e Q z}{\mu_e E} \right) + \left(\frac{D_{\parallel}^e Q L}{\mu_e E} - \frac{(D_{\parallel}^e)^2 Q^2}{\mu_e E^2} \right) \exp\left(-\frac{\mu_e E (L-z)}{D_{\parallel}^e Q} \right) \right]$$

(eq. A3-10)

e finalmente obtemos, se usamos a eq. A3-7

$$\frac{L}{2} E = T_{\parallel}^e Q_e H f(H, T_{\parallel}^e, E, Q_e)$$

(eq. A3-11)

onde o valor de E pode ser substituído por

$$\Delta V_p \approx \frac{L}{2} E, \quad L = \text{distância entre os centros das bobinas}$$

e o da função f por

$$f(H, T_{\parallel}^e, E, Q_e) =$$

$$= \ln \left(\frac{\frac{D_{\parallel}^e Q}{\mu_e E} + \left(L - \frac{D_{\parallel}^e Q}{\mu_e E} \right) \exp\left(-\frac{\mu_e E L}{D_{\parallel}^e Q_e} \right)}{\left(\frac{D_{\parallel}^e Q}{\mu_e E} - 10 \right) + \left(L - \frac{D_{\parallel}^e Q}{\mu_e E} \right) \exp\left(-\frac{\mu_e E L}{2 D_{\parallel}^e Q_e} \right)} \right)$$

(eq. A3-12)

Resolvendo numericamente as eqs. A3-11 e A3-12, podemos construir a tabela abaixo. Foi usado nos cálculos $H = 4$.

B (Gauss)	ΔV_p (V) (exp)	ΔV_p (V) (teo)
46	30	32
92	24	26
138	20	22

O resultado acima deixa como conclusão o decréscimo do potencial de plasma com campo magnético.

BIBLIOGRAFIA

- (01) H. Ikegami, S. Aihara, M. Hosokawa, H. Aikawa - Nuclear Fusion, 13 (1973) 351.
- (02) S. Aihara, M. Fujiwara, M. Hosokawa, H. Ikegami - Nuclear Fusion, 12 (1972) 45.
- (03) I. Alexeff, John G. Harris, Carl Murphy, Won Namkung, Marshall Saylor, Marshall Pace, H. Ikegami, S. Aihara, M. Hosokawa, H. Aikawa, S. Okamura - Physical Review Letters, 32 (1974) 1035.
- (04) J.C. Sprott, K.A. Connor, J.L. Shoet - Plasma Physics, 14 (1972) 269.
- (05) S. Aihara, V.A. Dixon, J. Jancarik, G. Lampis, S. Takamura, C.J.H. Watson - Plasma Physics, 16 (1974) 717.
- (06) T. Honzawa, S. Aihara, M. Hosokawa, H. Ikegami - Physics Letters, 40A (1972) 335.
- (07) S. Aihara, S. Takamura - Applied Physics Letters, 18 (1971) 375.
- (08) C. Gormezano - Nuclear Fusion, 19 (1979) 1085.
- (09) V.V. Afrosimov, I.P. Gladkovskii - Soviet Physics, Technical Physics, 12 (1968) 1135.
- (10) C.F. Barnett, J.A. Ray - Nuclear Fusion, 12 (1972) 65.
- (11) V.V. Afrosimov, M.P. Petrov - Soviet Physics, Technical Physics, 12 (1968) 1467
- (12) N. Ohyabu, S. Okamura, N. Kawashima - The Physics of Fluids, 17 (1974) 2009.
- (13) A. L.I. Hughs, V. Rojansky - Physical Review, 34 (1929) 284.
- (14) H.P. Eubank, T.D. Wilkerson - The Review of Scientific Instruments, 34 (1963) 12.

- (15) L.P. Theard - The Review of Scientific Instruments, 39
(1968) 1639.
- (16) J.L. Delcroix - Plasma Physics, vol. 2 - John Wiley & Sons, 1968
- (17) Plasma Diagnostics - Ed. by W. Lochte - Holfgreven, North
-Holland, Inc - 1968
- (18) W. Schutze, F. Berhard - Z. Physik, 145 (1956) 44.
- (19) N.R. Daly - The Review of Scientific Instruments, 31
(1960) 264.
- (20) Plasma Diagnostic Techniques - Ed. by R.H. Huddleston
and S.L. Leonard - Vol. 21, Academic Press, 1956.
- (21) S. Aihara, G. Lampis - Lettere al Nuovo Cimento, 2 (1971)
1309.
- (22) A. Lee, W.D.Jones, S.M. Gleman, H.J. Doncet - The Physics
of Fluids, 19 (1976) 557.
- (23) V.A. Godyak, O.A. Popov - Sov. Phys. Tech. Phys, 22(1977)
461.
- (24) F. Chen - Introduction to Plasma Physics - Plenum, 1977.
- (25) G.A. Emmert, R.M. Wieland, A.T. Mense, J.N. Davidson -
Phys. Fluids, 23 (1980) 803.
- (26) L. Spitzer - JR: Physics of Fully Ionized Gases, Inter-
-science Pub., 1962.
- (27) S. Aihara et al; x-th International Conference on Phenomena
in Ionized Gases, Oxford, 1971. (Pag. 304).
- (28) A.J. Lichtenberg, M.J. Schwartz, M.A. Lieberman - Plasma
Physics, 13 (1971) 88.
- (29) F. Francis - Ionization Phenomena in Gases - Butterworth,
London 1960.
- (30) S.R. Seshadri - Fundamentals of Plasma Physics, Elsevier
Pub. Comp. 1973.
- (31) F.C. Hoh, B. Lehnert - Phys. of Fluids, 3 (1960) 600.

- (32) G.A. Paulikas, R.V. Pyle - The Physics of Fluids, 5 (1962) 348.
- (33) R.J. Taylor, L. Oren - Phys. Rev. Letters, 42 (1979) 446.