

PROPAGACÃO DE ONDAS ION-ACÚSTICAS EM PLASMAS QUIESCENTES

por

Ivo de Castro Oliveira

Orientador: Prof. Dr. Ricardo Magnus Osório Galvão

Tese apresentada ao Instituto de Física "Gleb Wataghin" da Universidade Estadual de Campinas para obtenção do título de Mestre em Ciências.

Campinas, dezembro de 1978.

PROPAGACÃO DE ONDAS ION-ACÚSTICAS EM
PLASMAS QUIESCENTES

Ivo de Castro Oliveira.

Dissertação de Mestrado

Instituto de Física da Unicamp.

1978.

A meus pais e à Lúcia

Data da Defesa:

Orientador: Prof. Dr. Ricardo Magnus Osório Galvão.

Comissão Julgadora:

Prof. Dr. Helmut Karl Böckelmann (UNICAMP)

Prof. Dr. Ricardo Magnus Osório Galvão (UNICAMP)

Dr. Gerson Otto Ludwig (INPE)

Prof. Dr. Paulo Hiroshi Sakanaka (UNICAMP)

Prof. Dr. Steven Walter Simpson (USP)

RESUMO

Ondas íon-acústicas lineares e não lineares são estudadas experimentalmente em plasmas quiescentes. As ondas são excitadas quando um pulso de tensão é aplicado à uma única grade. Para a formação de ondas íon-acústicas a "sheath" concentração de i ons em torno da grade quando esta é deixada flutuar no plasma desempenha um papel importante.

É feita uma análise do efeito das colisões íons-partículas neutras no amortecimento da onda.

Quando uma grande tensão de grau positiva é aplicada à grade, são excitadas ondas íon-acústicas não lineares. É observada a distorção não linear do pacote de onda excitado devido a efeitos de interação não linear partícula-onda.

AGRADECIMENTOS

Aos professores Dr. Paulo Sakakaka, Dr. José Busnardo, Dr. Masanebu Nijmura, Dr. Helmut Bockelmann e Dr. Shuko Aihara pelo apoio e amizade.

Ao prof. Dr. Ricardo M. O. Galvão, na qualidade de orientador, pelo apoio, esclarecimentos e humanidade durante a realização deste trabalho.

Ao prof. Dr. Ivan Nascimento e ao prof. Euad, responsáveis pela minha iniciação científica.

Ao prof. Dr. Ernesto Nagai pelo auxílio material prestado durante a realização desta dissertação.

Aos colegas de trabalho e em especial àquelles que comigo conviveram na "república".

Aos técnicos do Laboratório de Plasma pelo auxílio e amizade.

À FAPESP pelo indispensável suporte financeiro.

ÍNDICE

	página
1. Introdução	1
2. Descrição do Aparato Experimental	3
3. Mecanismo de Excitação e Detecção de Ondas Ion- Acústicas	18
4. Estudo do Amortecimento das Ondas Ion-Acústicas	23
5. Ondas Ion-Acústicas Não Lineares	38
6. Conclusão e Sugestões	53
7. Referências	55

I. INTRODUÇÃO.

Os recentes avanços no estudo de fenômenos ondulatórios não lineares em plasmas sem colisão, não só abrem caminho para o estabelecimento da física de fenômenos não lineares, como fornecem uma sólida base para o desenvolvimento de aplicações práticas em fusão controlada.

Muitos plasmas encontrados em laboratórios e na natureza são considerados como não-colisionais. Um plasma pode ser classificado como não-colisional, quando os fenômenos que estamos estudando ocorrem numa escala de tempo em que os efeitos dissipativos, devido às colisões elétrons-íons, são desprezíveis. Em tais plasmas, podemos excitar um pacote especial de ondas não lineares chamado ondas solitárias ou solitons íon-acústicos.

Os solitons íon-acústicos descritos pela equação de Korteweg-de Vries (KdV) têm sido exhaustivamente estudados, tanto teórica (1, 2,3) como experimentalmente (4,5,6). A equação KdV descreve o comportamento assintótico de uma onda de longo comprimento de onda. O equilíbrio entre os efeitos de não linearidade e de dispersão representa qualitativamente a onda solitária.

Se o comprimento de onda é pequeno, uma modulação do pacote de onda é esperado ocorrer devido à ação de uma onda de amplitude finita. A auto-modulação do pacote de onda é descrito pela equação não linear de Schrodinger (7). Se a interação partícula-onda na velocidade de grupo é levada em consideração, a equação é sensivelmente modificada (8).

Uma onda de amplitude finita é considerada instável modulacionalmente, quando ela se quebra em um trem de solitons no curso de sua propagação (9). A instabilidade modulacional de ondas íon-acústicas foi estudada por Watanabe quando o sinal de excitação é i) uma tensão de grau positiva e ii) uma tensão modulada quase monocromática aplicada a uma grade imersa no plasma (10). Ele observa que, no primeiro caso, a onda excitada tem uma grande oscilação em sua extremidade frontal com dois pacotes de onda distintos em sua cauda. A grande oscilação evolui como um soliton estável; os dois pacotes de onda na cauda são instáveis modulacionalmente. A instabilidade modulacional é também

observada no segundo tipo de excitação. Ikezi et al. também estudaram experimental e teoricamente a instabilidade modulacional de ondas íon-acústicas (11). Eles concluem que, apesar de haver um deslocamento não linear de frequência, a instabilidade modulacional não ocorre.

Este trabalho estuda a formação e a propagação de fenômenos íon-acústicos em plasmas quiescentes. As ondas íon-acústicas são excitadas por uma única grade. Quando aplicamos uma grande tensão de grau positiva à grade, observamos a formação de solitons íon-acústicos; em particular, observamos pacotes de onda íon-acústicos que se distorcem não linearmente quando se propagam. A distorção observada é qualitativamente explicada pela equação não linear modificada de Schrodinger (8).

No capítulo 2 apresentamos a descrição do aparato experimental utilizado, a construção de sondas eletrostáticas de Langmuir e os perfis de temperatura e densidade dos elétrons ao longo da câmara de plasma.

No capítulo 3 descrevemos o mecanismo de excitação e detecção de ondas íon-acústicas e mostramos as razões de não se ter utilizado gases atômicos.

No capítulo 4 descrevemos os processos relevantes que ocorrem quando ondas íon-acústicas se propagam num plasma quiescente. É derivada a relação de dispersão das ondas íon-acústicas levando em consideração o acoplamento colisional entre íons e partículas neutras e mostramos que o efeito colisional é tão relevante quanto o amortecimento de Landau.

No capítulo 5 apresentamos a formação e a propagação de solitons íon-acústicos que se deformam não linearmente e que concordam qualitativamente com a teoria de Ichikawa e Taniuti (8).

No capítulo 6 apresentamos as conclusões e sugestões para futuros trabalhos.

2. DESCRIÇÃO DO APARATO EXPERIMENTAL.

2.1. CONSTRUÇÃO DA MÁQUINA.

Um esquema da Máquina de Plasma Quiescente é mostrado na figura I. Ela é uma câmara cilíndrica de parede dupla, feita de aço inoxidável, de 30 cm de comprimento e de 30 cm de diâmetro, com capacidade de aproximadamente 21 litros; suas flanges laterais são de alumínio. Possui oito filamentos de tungstênio de 0,005 polegadas de diâmetro, dispostos simetricamente ao redor da câmara, de modo a otimizar a uniformidade do plasma, e distantes aproximadamente 2cm de suas paredes. Estes filamentos são aquecidos por uma corrente contínua da ordem de 2 A e possui em comprimento de 22 cm. Conforme a tabela I, para esta corrente e diâmetro de 0,005 polegadas, a temperatura dos filamentos é da ordem de 2.400 K. O resfriamento da câmara é feito por um fluxo contínuo de água entre suas paredes.

Os filamentos de tungstênio precisam ser aquecidos durante aproximadamente 16 horas para eliminar suas impurezas. À medida que o aquecimento se processa, a corrente de aquecimento necessária para torná-los operacionais decresce com a progressiva emissão de impurezas. O plasma é produzido por eletrons gerados por emissão termiônica destes filamentos. Os eletrons ao serem expelidos dos filamentos possuem baixa energia e necessitam de energia no mínimo igual ao potencial de ionização do gás usado para ionizá-lo. Esta energia é fornecida, polarizando-se os filamentos negativamente com relação à câmara (mantida aterrada) de um potencial de 60 a 80 V. A corrente de emissão varia entre 100 e 250 mA e depende da pressão de operação, da corrente de alimentação e da polarização dos filamentos. Para uma polarização e uma corrente fixas dos filamentos, a corrente de emissão diminui à medida que a pressão de operação aumenta. Isto ocorre porque a "sheath" — concentração espacial de cargas — ao redor dos filamentos cresce, diminuindo o fluxo de eletrons primários.

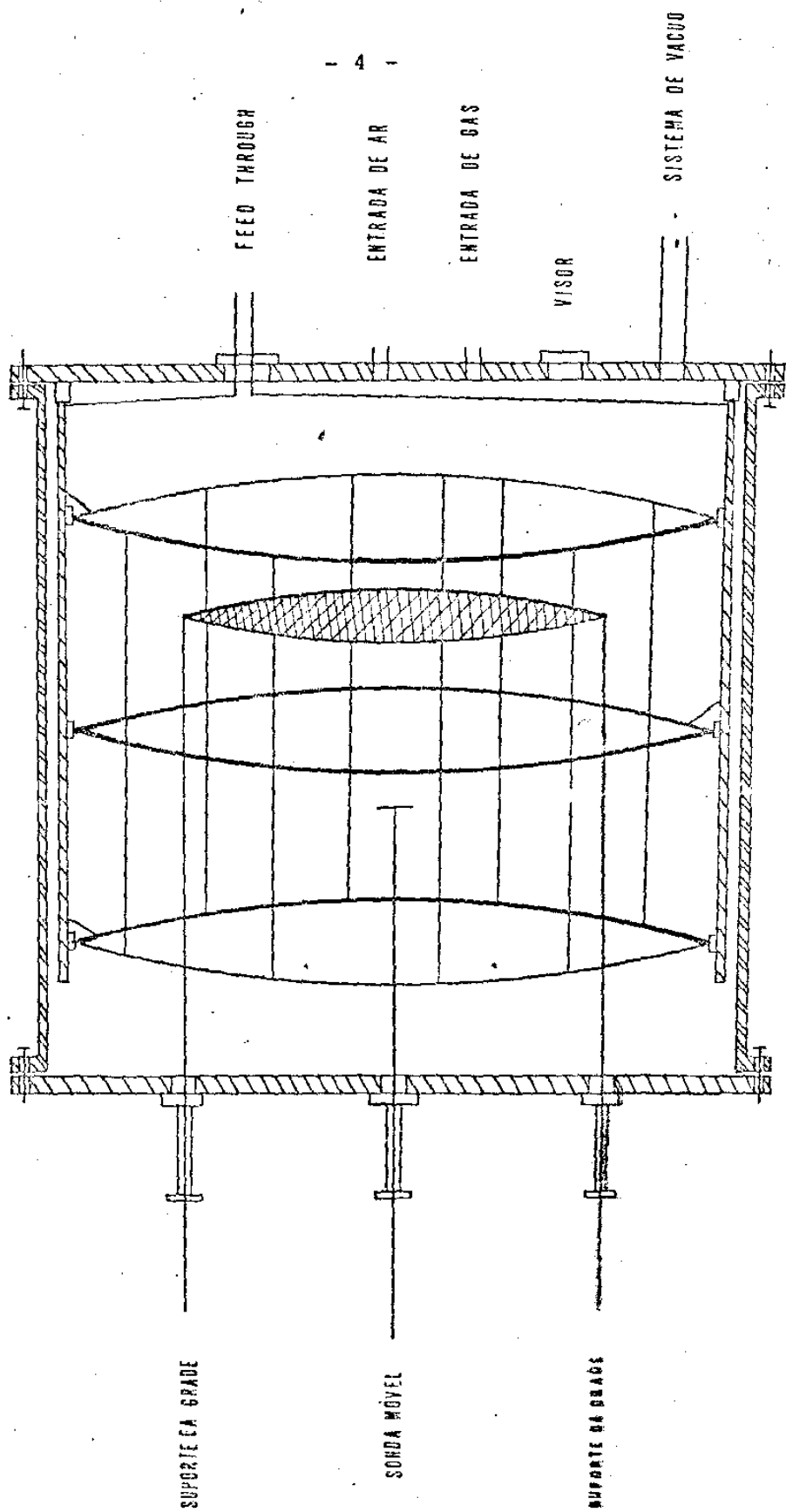


FIGURA 1 ESQUEMA DA MÁQUINA DE PLASMA QUIESCENTE

TABELA 1 TEMPERATURA DE UM FILAMENTO DE TUNGSTENIO*

A TEMPERATURA ABSOLUTA DE UM LONGO E UNIFORME FILAMENTO DE TUNGSTENIO ESTA RELACIONADA A CORRENTE, I , E AO DIAMETRO, d , DO FILAMENTO, COMO MOSTRADO NA SEGUINTE TABELA OS EFEITOS DAS EXTREMIDADES SÃO DESPREZADOS.

$T^{\circ}K$	$\frac{I}{d^{3/2}}$ AMP/CM ^{3/2}	DIFERENÇAS
500	47.6	
600	75.2	27.6
700	108	33.2
800	148	40
900	193	45
1000	244	51
1100	301	57
1200	363	62
1300	431	68
1400	504	73
1500	581	77
1600	662	81
1700	747	85
1800	836	89
1900	927	91
2000	1022	95
2100	1119	97
2200	1217	98
2300	1319	102
2400	1422	103
2500	1526	104
2600	1632	106
2700	1741	109
2800	1849	108
2900	1961	112
3000	2071	111
3100	2187	115
3200	2301	114
3300	2418	117
3400	2537	119
3500	2657	120
3600	2777	120

* ADAPTAÇÃO DE THE CHARACTERISTICS OF TUNGSTEN FILAMENTS AS FUNCTIONS OF TEMPERATURE POR HOWARD A. JONES E I. LANGMUIR, GENERAL ELECTRIC 30, PG. 310—312, 1927

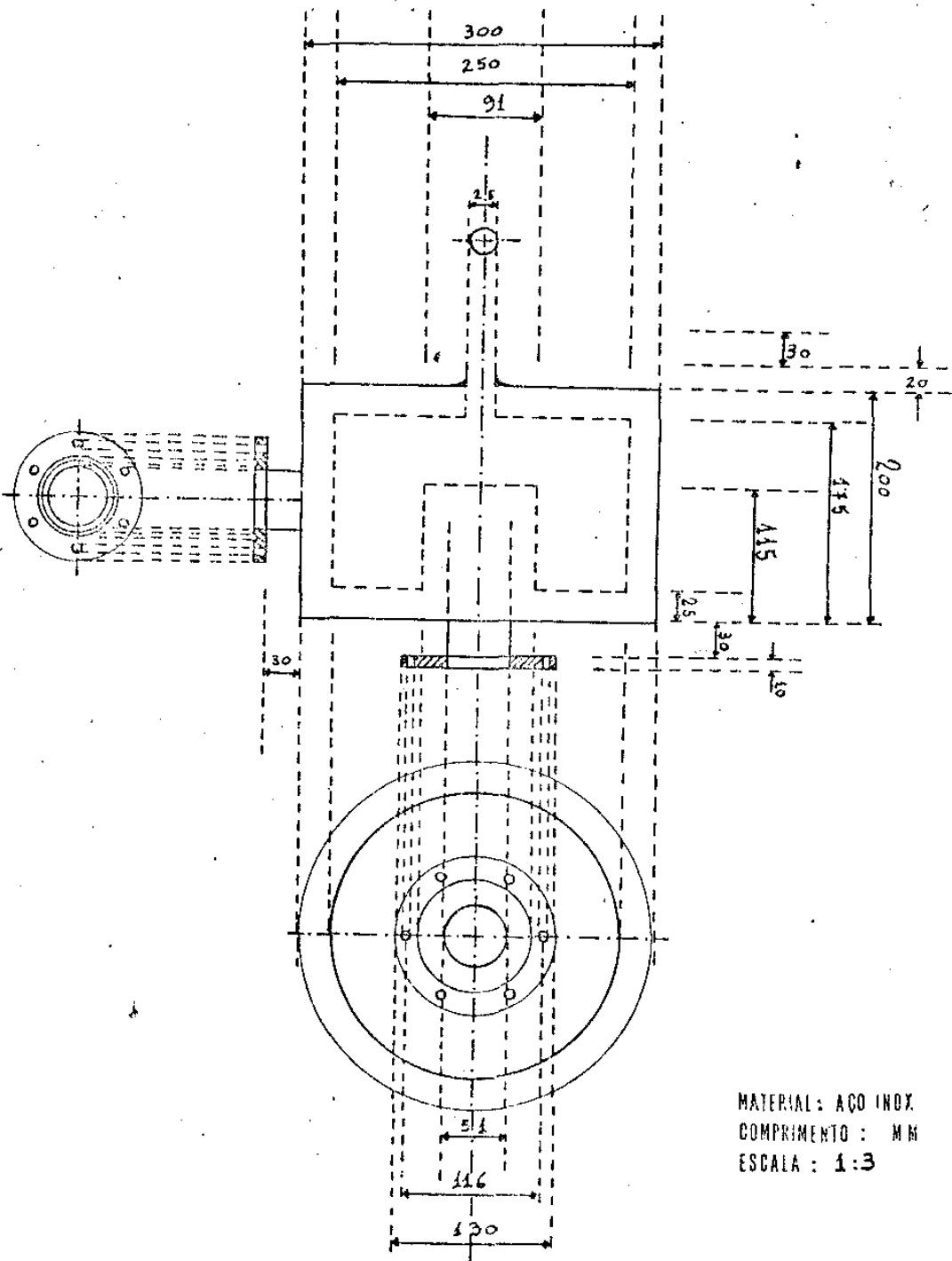


FIGURA 2 ESQUEMA DA ARMADILHA DE NITROGÊNIO

Internamente à câmara há uma grade — "mesh grid" — de aço (70% de transparência, 0,002 polegadas de diâmetro), fixa a um anel de aço de 18 cm de diâmetro. Este anel é suportado por dois tubos de vidro pirex. O objetivo desta grade será descrito posteriormente.

O sistema de vácuo utilizado é uma bomba difusora de 2 polegadas, construída no próprio Instituto de Física, juntamente com a armadilha de nitrogênio líquido cujo desenho é apresentado na figura 2. A armadilha tem capacidade de 6,8 litros e o tempo de armazenamento é da ordem de 24 horas.

2.2 SONDAS ELETROSTÁTICAS DE LANGMUIR.

O papel das sondas de Langmuir é medir a densidade de elétrons, sua temperatura ou distribuição de energia e detectar perturbações (ondas) no plasma. A descrição teórica dos princípios de funcionamento da sonda de Langmuir podem ser encontrados em (12). Neste trabalho são utilizados sondas de geometrias cilíndrica e plana.

2.2.1 SONDA CILÍNDRICA.

A sonda cilíndrica utilizada é um pequeno eletrodo de cobre de 5,2 mm de comprimento e 6,4 mm de diâmetro, fixa a um tubo de vidro pirex de 55 cm de comprimento, 6 mm de diâmetro e 1 mm de parede. Um tubo de vidro interno, juntamente com o fio terra, são revestidos por folhas de papel aluminizado (isolação) entre as duas extremidades preenchidas com cola. A figura 3 mostra o esquema completo da sonda.

2.2.2 SONDA PLANA.

São utilizadas duas sondas planas de cobre, primeiramente uma de 10 mm de diâmetro, apresentada na figura 4; e posteriormente outra de 7 mm de diâmetro mostrada na figura 5. A segunda

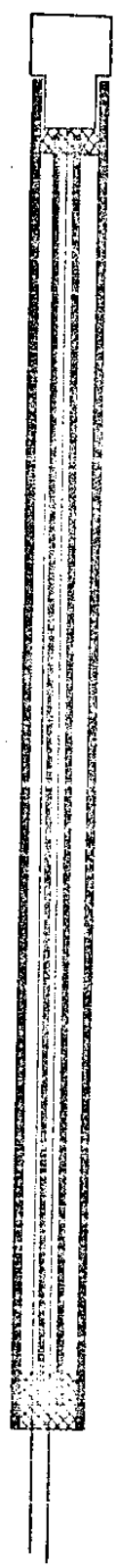


FIGURA 3 ESQUEMA DA SONDA CILINDRICA

	VIDRO
	COLA
	COBRE
	FIO DE COBRE



FIGURA 4 ESQUEMA DA Sonda PLANA

VICO

COBRE

COLA

FIO DE COBRE



FIGURA 5 ESQUEMA DA SONDA PLANA

	VIDRO
	COBRE
	COLA
	ORIFÍCIO
	FIO DE COBRE

sonda foi inicialmente construída de modo similar à primeira. Como a cola aplicada à extremidade contígua ao eletrodo plano evaporava lentamente à medida que a câmara de plasma era aquecida, seu uso nesta extremidade foi abandonado. Isto provocava a contaminação do sistema que, além de afetar sensivelmente a obtenção de uma razoável pressão de base, enegrecia gradativamente as paredes internas da câmara. Somente na extremidade exterior à câmara foi aplicada cola. A sonda foi então levemente modificada, fazendo-se dois pequenos orifícios, próximos ao eletrodo plano, no tubo de vidro externo, para acelerar a lenta emissão de gases contidos no interior da sonda e apressar a obtenção de baixas pressões de base.

2.3 CORRENTE DE EMISSÃO E PERFIS DE EQUILÍBRIO.

As curvas da corrente de emissão e os perfis de equilíbrio foram obtidas para os dois circuitos apresentados a seguir nas figuras 6 e 7.

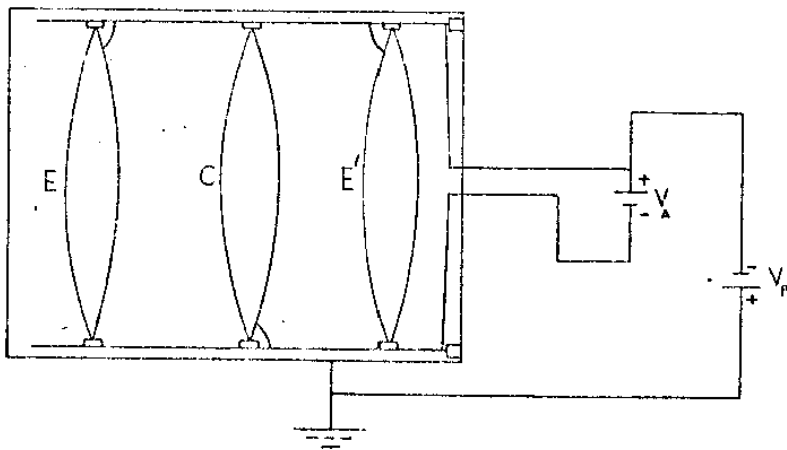


Figura 6. Circuito de alimentação e polarização dos filamentos. Nesta configuração, o aro C de suporte fica polarizado de $V_A + V_P$ com relação à câmara ($V_A \approx 15 V$).

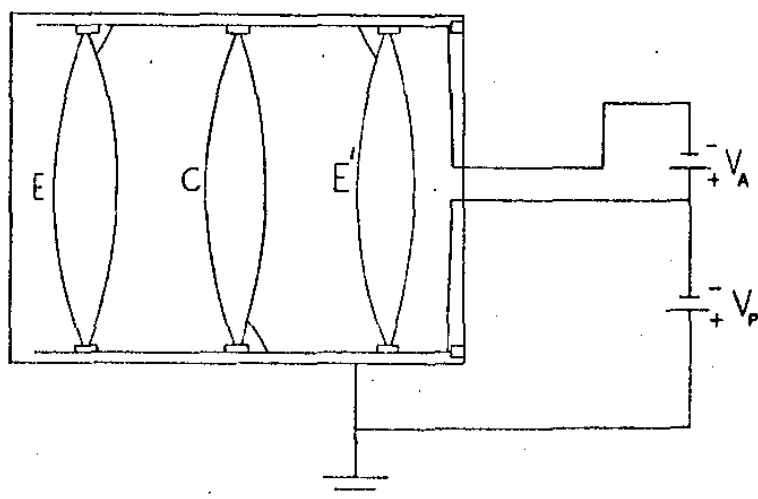


Figura 7. Circuito de alimentação e polarização dos filamentos. Nesta configuração, os aros E e E' ficam polarizados de $V_A + V_P$ com relação à câmara.

2.3.1 CORRENTE DE EMISSÃO.

As curvas da corrente de emissão dos elétrons primários são obtidas variando-se a polarização dos filamentos e fixando-se as pressões de operação de valores distintos (2 a 4×10^{-4} torr). Como as curvas apresentam a mesma característica para os dois circuitos, é mostrada somente uma dessas curvas na figura 8.

2.3.2 PERFIS DE EQUILÍBRIO.

Os dados experimentais obtidos através da sonda plana móvel (7 mm de diâmetro), referentes aos perfis de equilíbrio, visam à determinação das condições físicas do plasma produzido (nitrogênio), isto é, determinar o perfil de densidade de elétrons e o perfil de temperatura dos elétrons. O plasma encontra-se em estado estacionário, ou melhor, a sua taxa de ionização é igual a sua taxa de decaimento.

Obtivemos as curvas em diversas posições dentro do plasma movendo-se axialmente a sonda de Langmuir. Essas curvas ca-

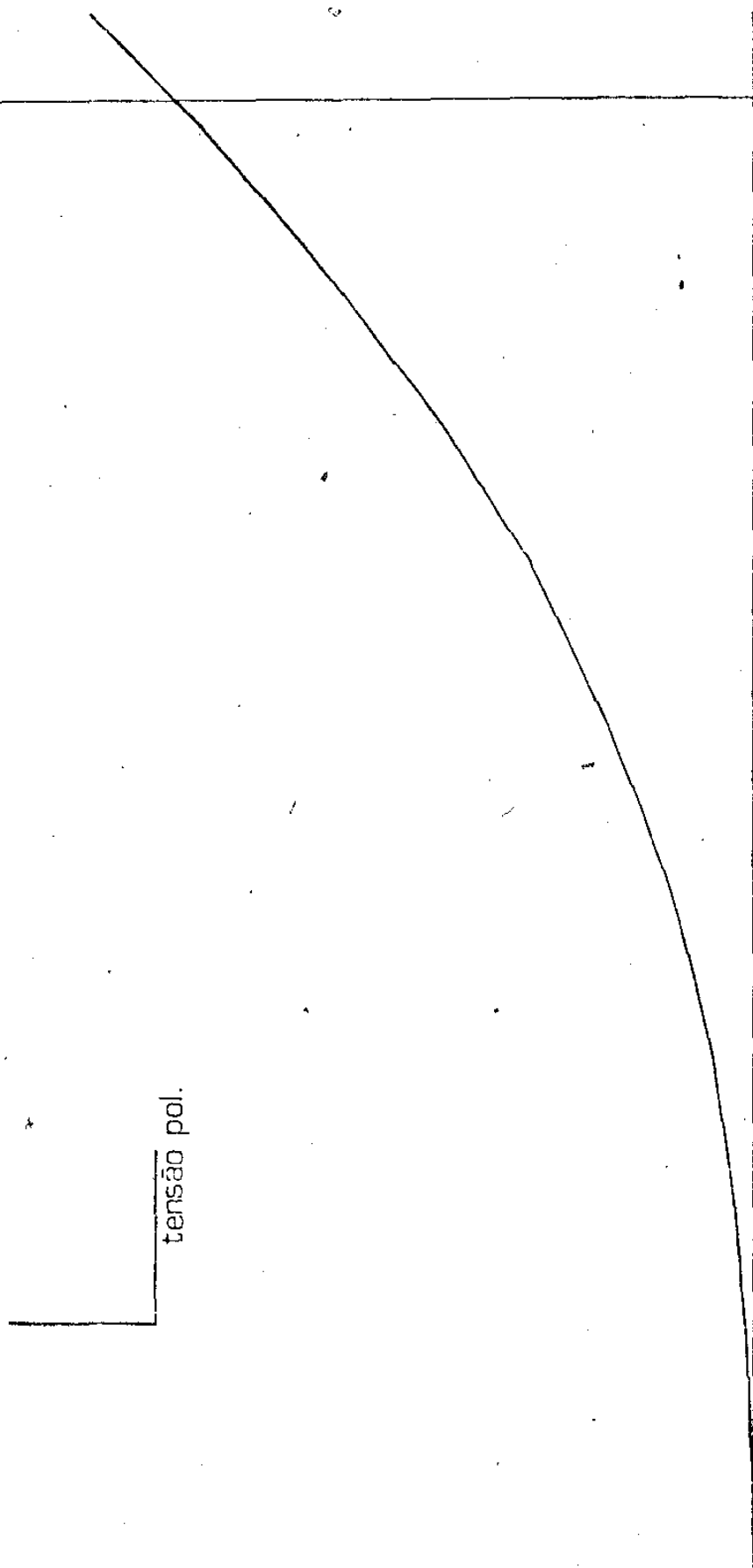


figura 8 curva da corrente de emissão em função da tensão de polarização dos filamentos obtida com um registrador X-Y.

racterísticas da corrente coletada pela sonda em função da voltagem aplicada entre a sonda e as paredes da câmara foram obtidas com um traçador X-Y. A grade está a 4 cm da flange de alumínio que contém os "feed through". A distância é contada a partir da grade.

O plasma produzido apresenta uma distribuição de velocidade dos elétrons que pode ser representada pela superposição de duas Maxwellianas. Tais distribuições de elétrons são muito frequentemente encontradas. Apresentamos separadamente as medidas para as componentes de elétrons frios e elétrons quentes. Nas figuras 10, 11, 13 e 14 mostramos os perfis de temperaturas. Nas figuras 9 e 12 apresentamos os perfis de densidade para a população de elétrons frios somente.

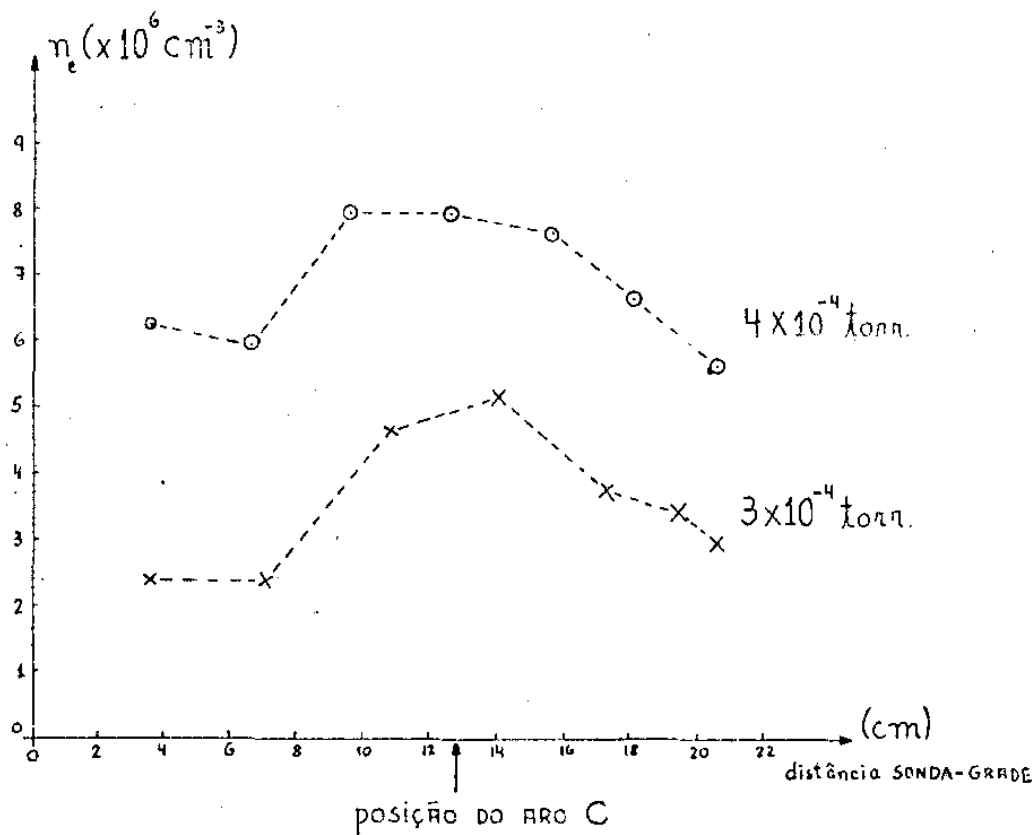


Figura 9. Perfil de densidade para as condições da figura 6 e para diferentes pressões de operação. O gás é nitrogênio.

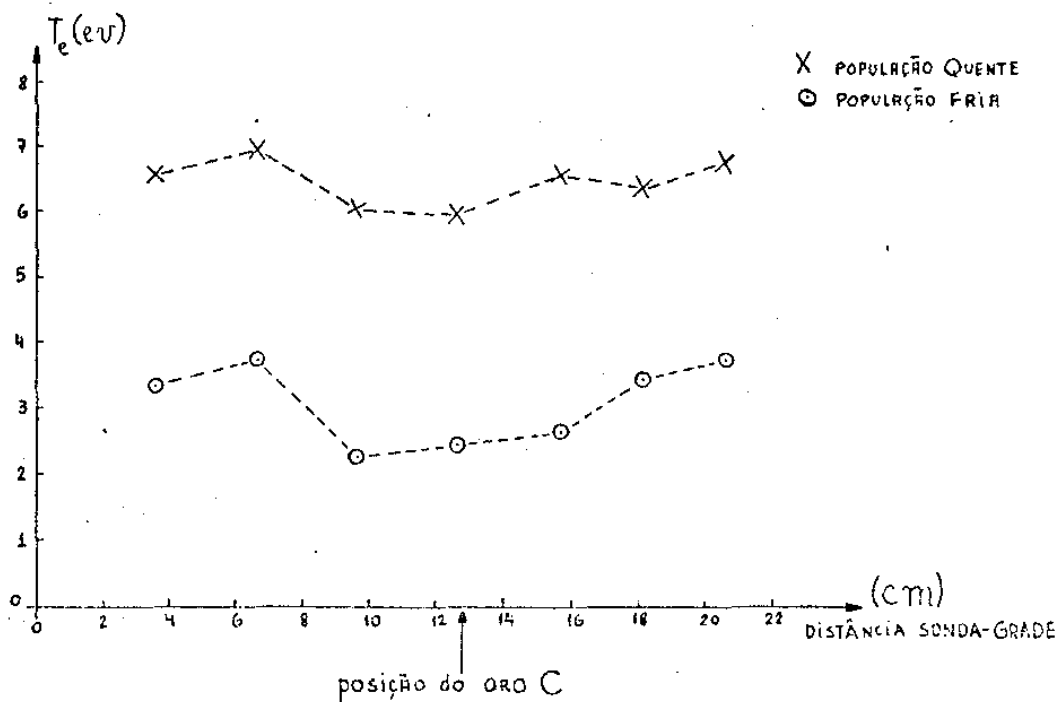


Figura 10. Perfil de temperatura eletrônica para as condições da figura 6. A pressão de operação é de 4×10^{-4} torr. O gás é nitrogênio.

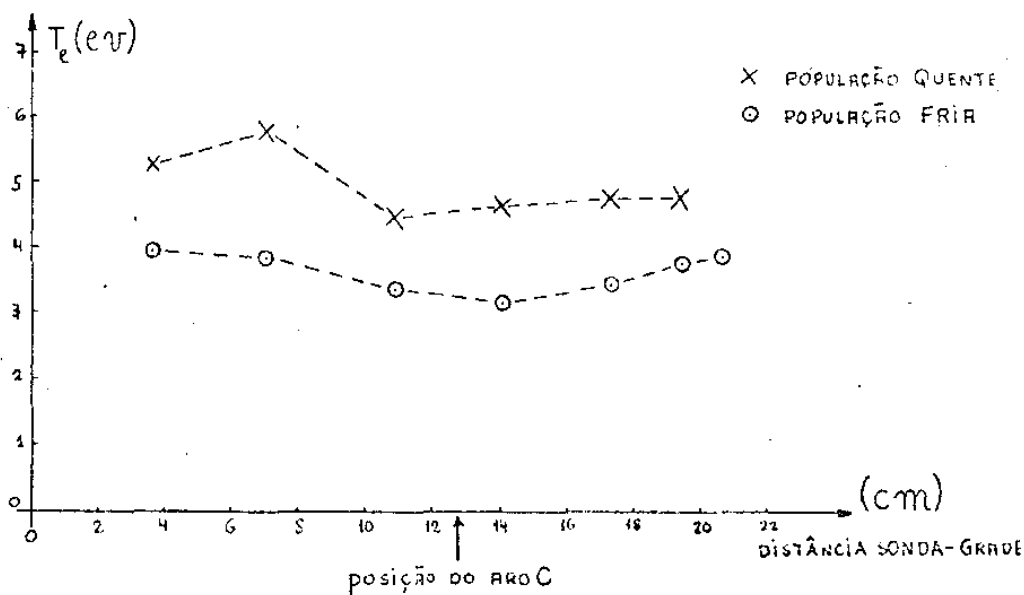


Figura 11. Perfil de temperatura eletrônica para as condições da Figura 6. A pressão de operação é de 3×10^{-4} torr. O gás é nitrogênio.

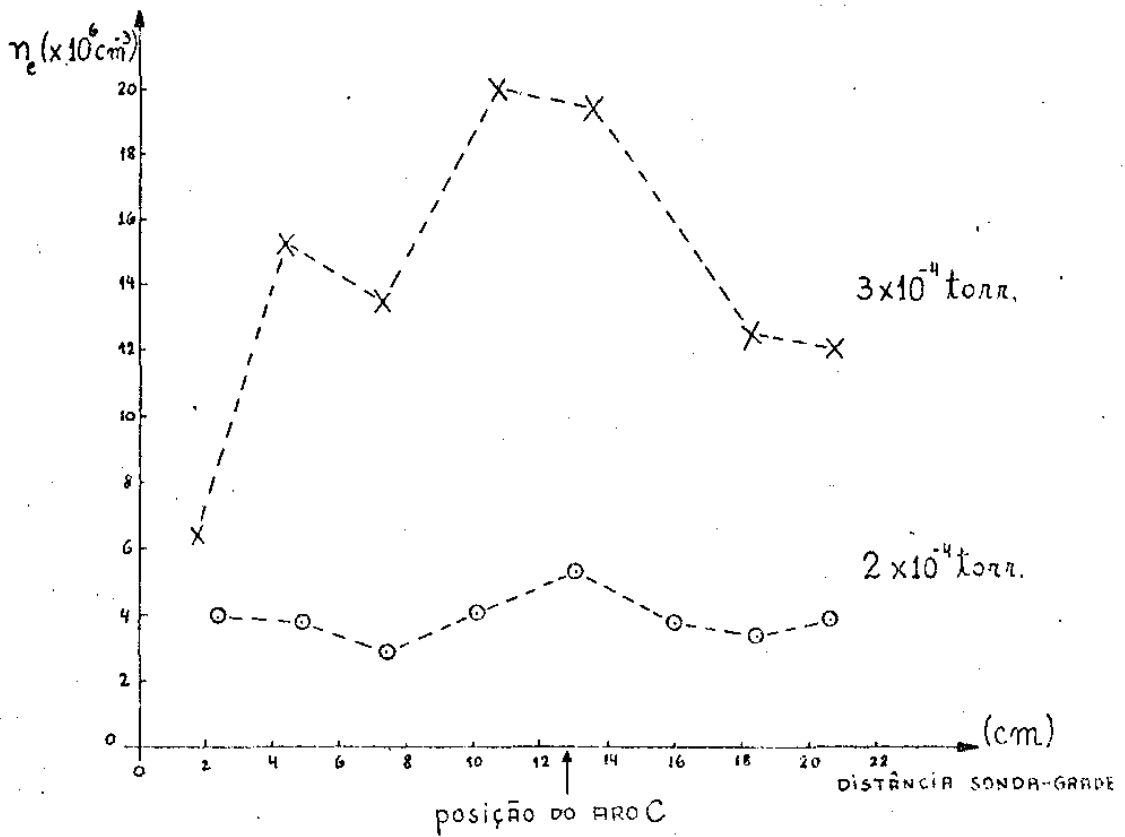


Figura 12. Perfil de densidade para as condições da Figura 7 e para diferentes pressões de operação. O gás é nitrogênio.

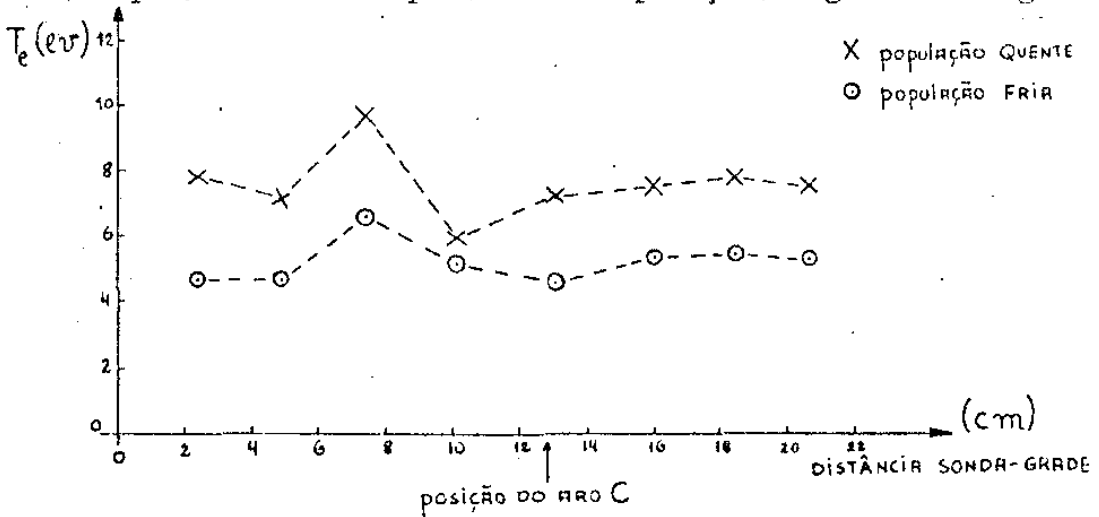


Figura 13. Perfil de temperatura eletrônica para as condições da Figura 7. A pressão de operação é de $2 \times 10^{-4} \text{ torr}$. O gás

é nitrogênio.

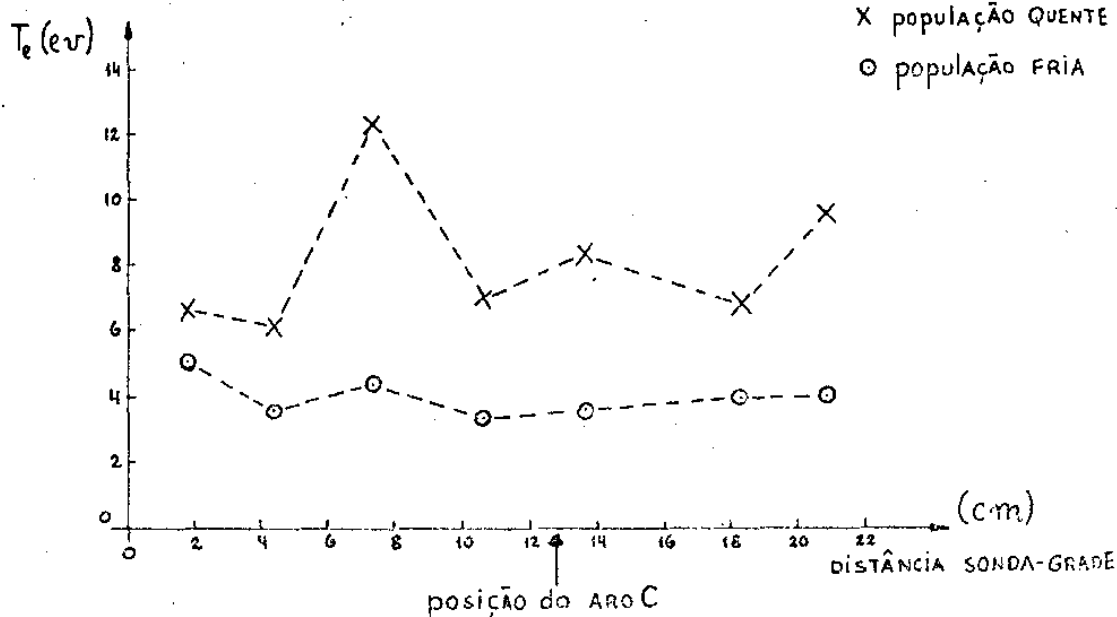


Figura 14. Perfil de temperatura eletrônica para as condições da Figura 7. A pressão de operação é de 3×10^{-4} Torr. O gás é nitrogênio.

Ao observar os perfis de densidade, notamos que o perfil da figura 9 apresenta melhor reproduzibilidade que o perfil da figura 12. Os perfis de temperatura eletrônica apresentam boa reproduzibilidade para os respectivos circuitos das figuras 6 e 7.

Observamos que para as duas polarizações feitas, a densidade de elétrons é maior nas proximidades do arco central C e diminui à medida que aproximamos dos arcos E e E'.

Em relação aos perfis de temperatura eletrônica, a polarização da figura 6 apresenta uma temperatura maior à medida que afastamos do arco central C em direção aos arcos E e E'. Isto ocorre para as populações quente e fria. Para a polarização da figura 7, o perfil de temperatura mostra um pico à meia distância entre o arco central C e a grade para as duas populações quentes, enquanto as duas populações frias mostram um perfil levemente suave.

3. MECANISMO DE EXCITAÇÃO E DETECÇÃO DE ONDAS ION-ACÚSTICAS.

3.1 INTRODUÇÃO.

As ondas íon-acústicas são excitadas pela grade imersa no plasma e se propagam perpendicularmente à grade. Esta é feita de fios finos para interceptar tão pouco plasma quanto possível. Usualmente, procura-se polarizar a grade negativamente com relação ao plasma. Quando um pulso de tensão positiva é aplicado à grade assim polarizada, a "sheath" libera um feixe de íons positivos que excitam as ondas íon-acústicas no plasma. Nas experiências descritas a seguir, esta polarização foi efetuada deixando-se simplesmente a grade flutuando. O potencial ambipolar na Máquina de Plasma Quiescente é suficientemente negativo para a polarização efetiva da grade. As condições mais favoráveis para a observação de ondas íon-acústicas são obtidas em plasmas com uma temperatura eletrônica bem acima da temperatura iônica.

Foram aplicados à grade, para a excitação de ondas, pulsos de tensão com duração de 5μ seg. e 50μ seg. e de amplitude positiva ou negativa, variando até 30 V. As ondas se propagam entre a grade e uma sonda receptora móvel. Uma simples técnica de tempo de voo é usada. As ondas são detectadas ao se observar a perturbação que elas induzem na corrente eletrônica fluindo para a sonda receptora positivamente polarizada. A velocidade de propagação das ondas é determinada medindo-se o atraso do sinal recebido pela sonda receptora, com relação ao sinal aplicado à grade, como uma função da distância da sonda à grade.

A sonda receptora é positivamente polarizada e não negativamente, porque uma sonda coletora de elétrons frios é um detector muito mais sensível de ondas íon-acústicas que uma sonda coletora de íons frios. É observado que a sonda receptora de elétrons frios responde prontamente a mudanças locais na densidade de plasma, enquanto o mesmo não ocorre com os íons. A razão é que os lentos íons que se movem, levam muito tempo para alcan

çar a sonda receptora, produzindo uma pequena corrente relativa à corrente de elétrons que flui para a sonda coletora.

Um problema maior nos experimentos que envolvem a excitação e a detecção de ondas íon-acústicas é a separação do sinal de acoplamento direto e o sinal correspondente à perturbação do plasma na sonda receptora. Um sinal transmitido sempre aparecerá no receptor, mas ele pode alcançar a sonda por acoplamento capacitivo e pode não ser indicação de uma onda íon-acústica. A separação dos sinais capacitivo e da onda íon-acústica é feita pela medida de tempo de voo. O transmissor é excitado por um gerador de pulso. O sinal de acoplamento direto desaparece imediatamente quando o gerador é desligado, mas o sinal da onda continua para o tempo de propagação. Desde que estas ondas são lentas, os tempos são usualmente de muitos microsegundos e facilmente observados num osciloscópio.

Para medir a velocidade de propagação das ondas, a sonda receptora tem que ser móvel. Seria também possível, em princípio, deixá-la fixa e mover a grade de excitação. No entanto, isto seria mais trabalhoso e menos preciso. O sinal da onda pode ser distinguido porque sua fase relativa ao sinal transmitido varia quando a distância entre transmissor e receptor é variada, enquanto o sinal de acoplamento direto tem fase praticamente constante.

O circuito usado para geração e observação de ondas, em diagrama de blocos, é mostrado na Figura 15A. Um esquema do circuito real é mostrado na Figura 15B.

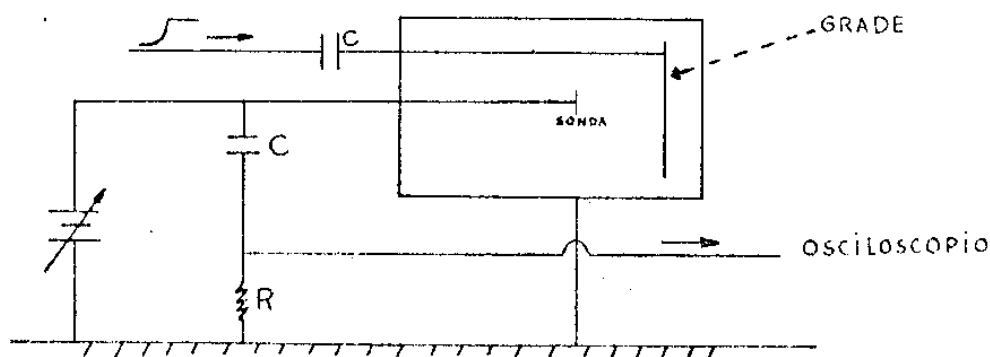


Figura 15B. Esquema do circuito real de geração e obser-

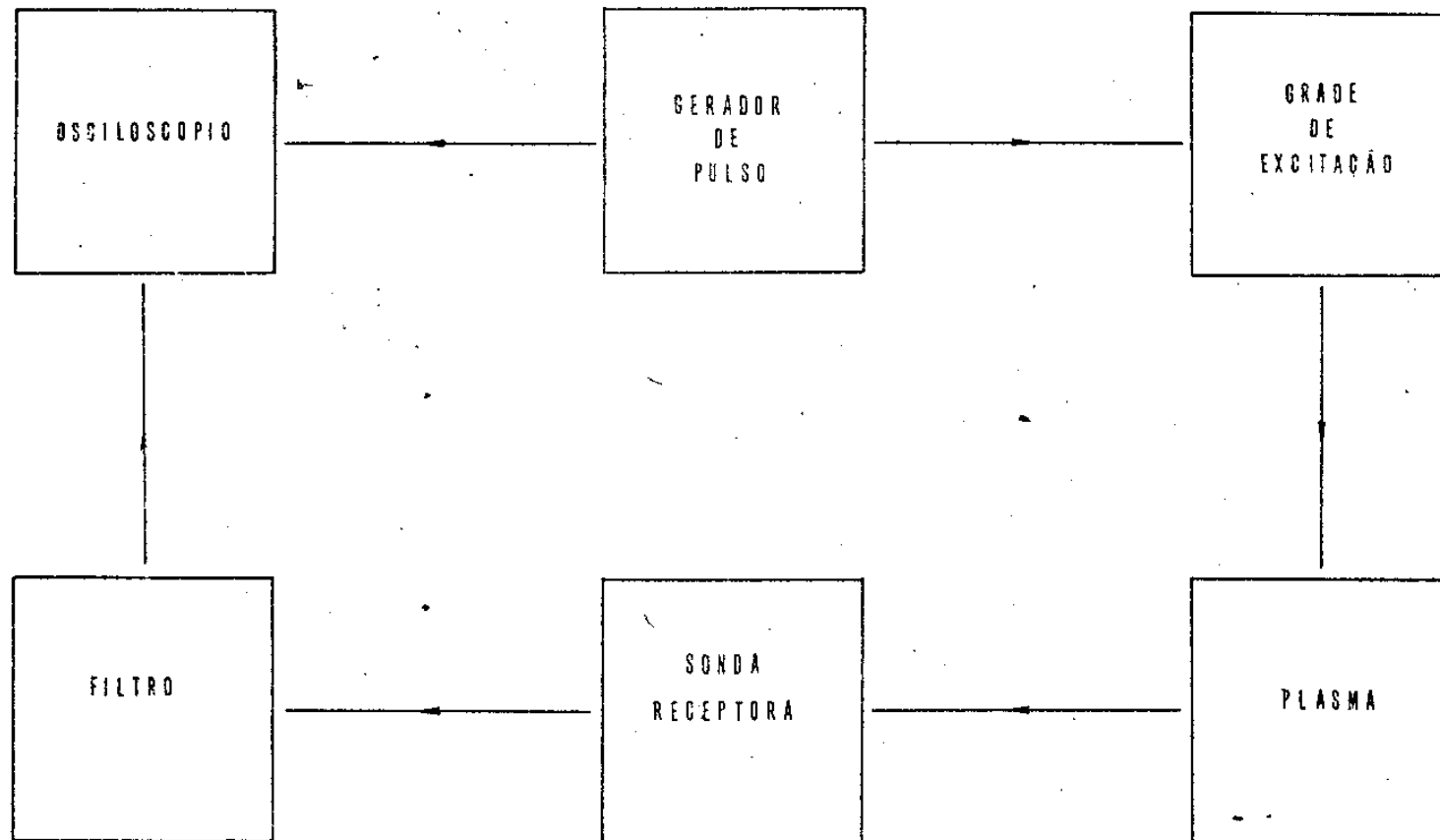


FIGURA 15A—CIRCUITO DE GERAÇÃO E OBSERVAÇÃO DE ONDAS ION-ACUSTICAS
OSCILÓSCOPIO—TEKTRONIX D44 DUAL BEAM. GERADOR DE PULSO—TEKTRONIX PG 505

vação de ondas íon-acústicas.

3.2 IMPUREZAS E O GÁS USADO.

3.2.1 GÁS HÉLIO.

Inicialmente foi utilizado o gás hélio. Como o sistema de vácuo primeiramente usado não permitia que uma pressão de base inferior a 6×10^{-5} torr fosse alcançada, devia existir uma quantidade apreciável de ar nas pressões de operação (1 a 5×10^{-4} torr), impedindo que se obtivesse somente um plasma de hélio. O grau de impureza no plasma é realmente crítico para que as medidas efetuadas tenham uma explicação teórica (13). Desta forma, nossos resultados para o hélio não serão discutidos.

3.2.2 GÁS NITROGÊNIO E O AR.

Os resultados da observação de ondas íon-acústicas são obtidos em plasmas de ar e de nitrogênio. Após a utilização inicial de gás hélio, experiências foram realizadas com o ar. As medidas obtidas são apresentadas no capítulo 4.

Posteriormente, com a utilização da armadilha de nitrogênio líquido, foi alcançada uma pressão de base da ordem de 10^{-5} torr, ainda assim insuficiente para se alcançar o grau de pureza necessário a um plasma de hélio. A alternativa que surgiu foi a injeção do gás nitrogênio para esta pressão de base, já que o ar residual contém aproximadamente 80% desse gás, atingindo-se assim um plasma de nitrogênio razoavelmente puro.

3.3 FORMAÇÃO DE ONDAS ÍON-ACÚSTICAS E O PULSO APLICADO À GRADE.

Uma condição limite para a formação de ondas íon-acústicas lineares e não lineares é o parâmetro $K_p T_e / e$. A condição para a formação de ondas íon-acústicas lineares é obtida quando a tensão externa aplicada é pequena comparada à $K_p T_e / e$. Esta exigência não foi satisfeita porque somente se conseguiu observar ondas íon-acústicas para tensões acima deste parâmetro limite.

Isto talvez tenha sido causado pelo nível de ruídos comparável à amplitude do sinal observado no osciloscópio. Nenhum boxcar integrator é usado no circuito de detecção como é usualmente feito para eliminar ruídos.

Outra questão é a utilização de pulsos de duração de 5μ seg.: ocorre a superposição das respostas do plasma quando o potencial da grade aumenta e diminui, devido à duração do pulso ser menor que o tempo de propagação da perturbação até a sonda receptora. Quando se usam pulsos com duração de 50μ seg., os resultados obtidos são satisfatoriamente explicados pela teoria. Em síntese tem-se: i) apesar da relativamente curta duração de pulsos de 5μ seg., a aplicação destes pulsos provoca uma resposta do plasma (ar) cuja fase relativa ao sinal transmitido, varia quando a distância entre transmissor e receptor é variada. As medições efetuadas são usadas para a determinação do coeficiente de amortecimento da onda íon-acústica e da frequência de colisão entre íons e átomos neutros. A amplitude do pulso de tensão aplicado à grade é maior que kT_e/e ;

ii) para plasmas de nitrogênio é utilizado pulso com duração de 50μ seg. e também se utilizam amplitudes variando aproximadamente entre 5 e 30 V para temperaturas eletrônicas da ordem de 5 ev. Ondas íon-acústicas não lineares são excitadas pela tensão de grau positiva aplicada à grade.

4. ESTUDO DO AMORTECIMENTO DAS ONDAS ION-ACUSTICAS.

4.1 INTRODUÇÃO.

Neste capítulo descrevemos os processos relevantes que ocorrem quando ondas íon-acústicas se propagam num plasma quiescente. Inicialmente, a relação de dispersão para a propagação de ondas íon-acústicas é derivada incluindo-se o acoplamento colisional entre as populações iônica e neutra. É mostrado que, para as nossas condições experimentais, este acoplamento colisional é tão importante quanto o efeito de Landau no amortecimento das ondas íon-acústicas.

4.2 RELAÇÃO DE DISPERSÃO.

Na derivação da relação de dispersão é empregada a seguinte notação :

m_e, m_i, m_a massas do eletrón, íon e átomo neutro.

n_e, n_i, n_a densidades de eletrons, íons e átomos neutros.

V_{ex}, V_{ix}, V_{ax} velocidade macroscópica de eletrons, íons e átomos neutros.

P_e pressão parcial de eletrons.

P_i pressão parcial de íons.

T_e temperatura eletrônica.

T_i temperatura iônica.

ν_{ea} frequência de colisão entre eletrons e átomos neutros.

ν_{ia} frequência de colisão entre íons e átomos neutros.

ω frequência angular.

$K = \alpha + j\beta$ constante de propagação ($j = \sqrt{-1}$).

$v_p = \frac{\omega}{\alpha}$ velocidade de fase.

ω_{pe} frequência angular de oscilação do plasma de elétrons.

ω_{pi} frequência angular de oscilação do plasma de íons.

E_x intensidade do campo elétrico.

As equações básicas são:

as equações de continuidade

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (n_e V_{ex}) = 0, \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (n_i V_{ix}) = 0, \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial n_a}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (n_a V_{ax}) = 0,$$

as equações de movimento

$$m_e n_e \frac{dV_{ex}}{dt} = -e n_e E_x - \frac{\partial P_e}{\partial x} + n_e \nu_{ea} \frac{m_e m_a}{m_e + m_a} (V_{ax} - V_{ex}), \quad (4.3)$$

$$m_i n_i \frac{dV_{ix}}{dt} = Ze n_i E_x - \frac{\partial P_i}{\partial x} + n_i \nu_{ia} \frac{m_i m_a}{m_i + m_a} (V_{ax} - V_{ix}), \quad (4.4)$$

$$m_e n_a \frac{dV_{ax}}{dt} = n_a v_{ea} \frac{m_e m_a}{m_e + m_a} (V_{ex} - V_{ax}) + n_a v_{ia} \frac{m_i m_a}{m_i + m_a} (V_{ix} - V_{ax}),$$

onde as colisões elétrons-íons e a pressão térmica dos átomos neutros são desprezados, e a equação de Poisson

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} = \frac{e}{\epsilon_0} (z n_i - n_e). \quad (4.5)$$

Este sistema de equações é linearizado perturbando-se as diferentes grandezas em torno do equilíbrio, isto é,

$$n_e = n_{e0} + \tilde{n}_e,$$

$$n_i = n_{i0} + \tilde{n}_i,$$

$$V_{ex} = V_{e0} + \tilde{V}_{ex},$$

$$V_{ix} = V_{i0} + \tilde{V}_{ix},$$

$$V_{ax} = V_{a0} + \tilde{V}_{ax},$$

$$P_e = P_{e0} + \tilde{P}_e,$$

$$P_i = P_{i0} + \tilde{P}_i,$$

$$E_x = E_0 + \tilde{E}_x,$$

onde n_{e0} , n_{i0} , V_{e0} , etc. são termos de equilíbrio e $\tilde{n}_e$, $\tilde{n}_i$, V_{ex} , etc.,... são pequenas perturbações. Usando as relações $z n_{i0} \approx n_{e0}$ e $m_i \approx m_a \gg m_e$, e supondo $V_{e0} = V_{i0} = V_{a0} = E_0 = 0$, tem-se

$$\frac{\partial \tilde{E}_x}{\partial x} = \frac{e}{\epsilon_0} (z \tilde{n}_i - \tilde{n}_e), \quad (4.6)$$

$$\frac{\partial \tilde{n}_e}{\partial t} + n_{eo} \frac{\partial \tilde{V}_{ex}}{\partial x} = 0, \quad (4.7)$$

$$\frac{\partial \tilde{n}_i}{\partial t} + n_{io} \frac{\partial \tilde{V}_{ix}}{\partial x} = 0, \quad (4.8)$$

$$m_e n_{eo} \frac{\partial \tilde{V}_{ex}}{\partial t} = -e n_{eo} \tilde{E}_x - \frac{\partial \tilde{P}_e}{\partial x} - v_{ea} n_{eo} m_e \tilde{V}_{ex}, \quad (4.9)$$

$$m_i n_{io} \frac{\partial \tilde{V}_{ix}}{\partial t} = -ze n_{io} \tilde{E}_x - \frac{\partial \tilde{P}_i}{\partial x} - \frac{v_{ia}}{2} n_{io} m_i \tilde{V}_{ix}. \quad (4.10)$$

Das equações de equilíbrio

$$m_e V_{ex} v_{ea} n_{eo} + m_a V_{ax} v_{ea} n_a = 0 \quad \text{e} \quad m_i V_{ix} v_{ia} n_{io} - m_a V_{ax} v_{ia} n_a = 0,$$

temos

$$\left| \frac{V_{ax}}{V_{ex}} \right| \propto \frac{n_{eo}}{n_a} \frac{m_e}{m_a} \ll 1 \quad \text{e} \quad \left| \frac{V_{ax}}{V_{ix}} \right| \propto \frac{ze n_{io}}{n_a} \frac{m_i}{m_a} \ll 1,$$

onde

$$n_a \gg n_{eo} \approx ze n_{io}.$$

Procuramos os modos normais do sistema, supondo que as perturbações sejam proporcionais a $\exp[j(Kx - \omega t)]$. Para uma onda longitudinal, supondo o plasma isotérmico ($\tilde{P}_e = \tilde{n}_e K_B T_e$; $\tilde{P}_i = \tilde{n}_i K_B T_i$), tem-se então

$$jK \tilde{E}_x = -\frac{e}{\epsilon_0} (ze \tilde{n}_i - \tilde{n}_e), \quad (4.11)$$

$$-j\omega \tilde{n}_e + jK n_{eo} \tilde{V}_{ex} = 0$$

ou

$$\frac{\tilde{n}_e}{n_{e0}} = \frac{K}{\omega} \tilde{V}_{ex}, \quad (4.12)$$

$$-j\omega \tilde{n}_i + jK n_{i0} \tilde{V}_{ix} = 0$$

ou

$$\frac{\tilde{n}_i}{n_{i0}} = \frac{K}{\omega} V_{ix}, \quad (4.13)$$

$$-m_e n_{e0} j\omega \tilde{V}_{ex} = -en_{e0} \tilde{E}_x - jK \tilde{n}_e K_B T_e - \nu_{ea} n_{e0} m_e \tilde{V}_{ex}, \quad (4.14)$$

$$-m_i n_{i0} j\omega \tilde{V}_{ix} = ze n_{i0} \tilde{E}_x - jK \tilde{n}_i K_B T_i - \frac{\nu_{ia}}{2} n_{i0} m_i \tilde{V}_{ix}, \quad (4.15)$$

as equações (4.14) e (4.15) tornam-se, respectivamente

$$\omega \tilde{V}_{ex} = -\frac{e}{m_e} j \tilde{E}_x + \frac{\tilde{n}_e}{n_{e0}} K \frac{K_B T_e}{m_e} - j \nu_{ea} \tilde{V}_{ex}, \quad (4.16)$$

$$\omega \tilde{V}_{ix} = \frac{ze}{m_i} j \tilde{E}_x + \frac{\tilde{n}_i}{n_{i0}} K \frac{K_B T_i}{m_i} - j \frac{\nu_{ia}}{2} \tilde{V}_{ix}. \quad (4.17)$$

Agrupando os termos que envolvem $\tilde{V}_{ex}$ e $\tilde{V}_{ix}$ no primeiro membro, as equações (4.16) e (4.17) ficam, respectivamente

$$(\omega + j\nu_{ea}) \tilde{V}_{ex} = -\frac{e}{m_e} j \tilde{E}_x + \frac{\tilde{n}_e}{n_{e0}} K C_e^2, \quad (4.18)$$

onde

$$C_e^2 = \frac{K_B T_e}{m_e},$$

e

$$\left(\omega + j \frac{\nu_{ia}}{2}\right) \tilde{V}_{ix} = \frac{ze}{m_i} j \tilde{E}_x + \frac{n_i}{n_{io}} K C_i^2, \quad (4.19)$$

onde

$$C_i^2 = \frac{K_B T_i}{m_i}.$$

Levando-se as equações (4.12) e (4.13) em (4.11), vem

$$\begin{aligned} j \tilde{E}_x &= \frac{1}{K} \frac{e}{\epsilon_0} \left[z n_{io} \frac{K}{\omega} \tilde{V}_{ix} - n_{eo} \frac{K}{\omega} \tilde{V}_{ex} \right] = (z n_{io} \approx n_{eo}) = \\ &= \frac{1}{\omega} \frac{n_{eo} e}{\epsilon_0} [\tilde{V}_{ix} - \tilde{V}_{ex}]. \end{aligned} \quad (4.20)$$

Substituindo-se a expressão (4.20) em (4.16) e (4.19), obtém-se

$$\left(\omega + j \nu_{ea}\right) \tilde{V}_{ex} = - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega} (\tilde{V}_{ix} - \tilde{V}_{ex}) + \frac{K^2}{\omega} C_e^2 \tilde{V}_{ex} \quad (4.21)$$

e

$$\left(\omega + j \frac{\nu_{ia}}{2}\right) \tilde{V}_{ix} = \frac{\omega_{pi}^2}{\omega} (\tilde{V}_{ix} - \tilde{V}_{ex}) + \frac{K^2}{\omega} C_i^2 \tilde{V}_{ix}, \quad (4.22)$$

onde

$$\omega_{pe}^2 = \frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e} \quad \text{e} \quad \omega_{pi}^2 = \frac{n_i e^2}{\epsilon_0 m_i}.$$

Reunindo-se as equações (4.21) e (4.22), obtém-se a Relação de Dispersão

$$\left(\omega^2 - \omega_{pe}^2 - K^2 C_e^2 + j \omega \nu_{ea}\right) \left(\omega^2 - \omega_{pi}^2 - K^2 C_i^2 - j \omega \frac{\nu_{ia}}{2}\right) = \omega_{pe}^2 \omega_{pi}^2. \quad (4.23)$$

A relação de dispersão (4.23) pode ainda ser escrita como

$$\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_{pe}^2} + \frac{K^2 C_e^2}{\omega_{pe}^2} - j \frac{\omega}{\omega_{pe}} \frac{\nu_{ea}}{\omega_{pe}}\right) \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_{pi}^2} + \frac{K^2 C_i^2}{\omega_{pi}^2} - \frac{j}{2} \frac{\omega \nu_{ia}}{\omega_{pi}^2}\right) = 1. \quad (4.24)$$

Em geral ω e K são complexos. Entretanto, tratamos com o caso quando ω é real e K é complexo. Supondo

$$1 \gg \frac{\omega^2}{\omega_{pe}^2}, \frac{\omega \nu_{ea}}{\omega_{pe}^2} \quad \text{e} \quad 1 \sim \frac{K^2 C_e^2}{\omega_{pe}^2}, \frac{\omega^2}{\omega_{pi}^2}, \frac{K^2 C_i^2}{\omega_{pi}^2}, \frac{\omega \nu_{ia}}{\omega_{pi}^2},$$

a equação de dispersão (4.24) fica para a ordem zero

$$\left(1 + \frac{K^2 C_e^2}{\omega_{pe}^2}\right) \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_{pi}^2} + \frac{K^2 C_i^2}{\omega_{pi}^2} - \frac{j}{2} \frac{\omega \nu_{ia}}{\omega_{pi}^2}\right) = 1,$$

ou

$$\left(-\frac{\omega^2}{\omega_{pi}^2} + \frac{K^2 C_i^2}{\omega_{pi}^2} - \frac{j}{2} \frac{\omega \nu_{ia}}{\omega_{pi}^2}\right) = -\frac{K^2 C_e^2 / \omega_{pe}^2}{1 + K^2 C_e^2 / \omega_{pe}^2}. \quad (4.25)$$

Levando (4.25) em (4.24), a equação de dispersão é transformada aproximadamente em

$$\left(1 + \frac{K^2 C_e^2}{\omega_{pe}^2}\right) \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_{pi}^2} + \frac{K^2 C_i^2}{\omega_{pi}^2} - \frac{j}{2} \frac{\omega \nu_{ia}}{\omega_{pi}^2}\right) + \left(-\frac{\omega^2}{\omega_{pe}^2} - j \frac{\omega}{\omega_{pe}} \frac{\nu_{ea}}{\omega_{pe}}\right) \cdot \left(1 - \frac{K^2 C_e^2 / \omega_{pe}^2}{1 + K^2 C_e^2 / \omega_{pe}^2}\right) + \mathcal{O}(2) = 1$$

ou

$$\left(-\frac{\omega^2}{\omega_{pi}^2} + \frac{K^2 C_i^2}{\omega_{pi}^2} - \frac{j}{2} \frac{\omega \nu_{ia}}{\omega_{pi}^2}\right) \left(1 + \frac{K^2 C_e^2}{\omega_{pe}^2}\right) + 1 + \frac{K^2 C_e^2}{\omega_{pe}^2} -$$

$$-\left(\frac{\omega^2}{\omega_{pe}^2} + j \frac{\omega \nu_{ea}}{\omega_{pe}^2}\right) \frac{1}{1 + K^2 C_e^2 / \omega_{pe}^2} \approx 1. \quad (4.26)$$

A equação (4.26) pode ser escrita como

$$\omega^2 \left[1 + \frac{K^2 C_e^2}{\omega_{pe}^2} + \frac{\omega_{pi}^2 / \omega_{pe}^2}{1 + K^2 C_e^2 / \omega_{pe}^2} \right] + j \omega \left[\frac{\nu_{ia}}{2} \left(1 + \frac{K^2 C_e^2}{\omega_{pe}^2} \right) + \frac{\omega_{pi}^2 / \omega_{pe}^2 \nu_{ea}}{1 + K^2 C_e^2 / \omega_{pe}^2} \right] - \left[C_i^2 \left(1 + \frac{K^2 C_e^2}{\omega_{pe}^2} \right) + \frac{\omega_{pi}^2}{\omega_{pe}^2} C_e^2 \right] K^2 = 0. \quad (4.27)$$

Supondo

$$\frac{\omega_{pi}^2 / \omega_{pe}^2}{1 + K^2 C_e^2 / \omega_{pe}^2} \ll 1,$$

obtemos para a equação (4.27) a seguinte relação

$$\omega^2 + j \omega \left[\frac{\nu_{ia}}{2} + \frac{\omega_{pi}^2 / \omega_{pe}^2}{(1 + K^2 C_e^2 / \omega_{pe}^2)^2} \nu_{ea} \right] - \left[C_i^2 + \frac{\omega_{pi}^2 / \omega_{pe}^2}{1 + K^2 C_e^2 / \omega_{pe}^2} C_e^2 \right] K^2 = 0. \quad (4.28)$$

Quando

$$\frac{\nu_{ia}}{\frac{\omega_{pi}^2}{\omega_{pe}^2} \nu_{ea}} = \frac{\nu_{ia}}{\nu_{ea}} \frac{m_i}{m_e} \gg 1 \quad \text{e} \quad \frac{C_i^2}{\frac{\omega_{pi}^2}{\omega_{pe}^2} C_e^2} = \frac{T_i}{T_e} \ll 1,$$

a relação de dispersão (4.28) torna-se aproximadamente

$$\omega^2 + j \omega \frac{\nu_{ia}}{2} - K^2 C_e^2 \frac{\omega_{pi}^2 / \omega_{pe}^2}{1 + K^2 C_e^2 / \omega_{pe}^2} = 0. \quad (4.29)$$

Como

$$\lambda_{pe}^2 = \frac{C_e^2}{\omega_{pe}^2}; \quad \frac{C_e^2 \omega_{pi}^2}{\omega_{pe}^2} = \frac{K_B T_e}{m_e} \frac{m_e}{m_i} = C_s^2,$$

a expressão (4.29) transforma-se em

$$\left[1 + K^2 \lambda_{oe}^2\right] \left[\omega^2 + j\omega \frac{v_{ia}}{2}\right] - K^2 C_s^2 = 0. \quad (4.30)$$

Colocando-se $K = \alpha + j\beta$ [onde β , o coeficiente de amortecimento é obtido experimentalmente] e para $X = \lambda_{oe}^2 \omega / v_m$ [v_m é a velocidade de propagação medida e considerada igual a v_p], obtemos a partir da equação (4.30), a seguinte equação

$$X^3 + \left[2 - \frac{C_s^2}{v_m^2} + 2\beta^2 \lambda_{oe}^2\right] X^2 + \left[1 - 2\beta^2 \lambda_{oe}^2 + \beta^4 \lambda_{oe}^4 - \frac{C_s^2}{v_m^2} + \right. \\ \left. - \frac{2\beta^2 C_s^2 \lambda_{oe}^2}{v_m^2}\right] X + \frac{C_s^2 \beta^2 \lambda_{oe}^2}{v_m^2} - \frac{C_s^2 \beta^4 \lambda_{oe}^4}{v_m^2} = 0. \quad (4.31)$$

Inserindo-se os valores medidos de v_m , β e C_s na equação (4.31) conhecemos o valor de ω . Conhecendo-se ω , obtém-se a frequência de colisão.

4.3 APRESENTAÇÃO E DISCUSSÃO DAS MEDIDAS.

4.3.1 ESTIMATIVA DA TEMPERATURA DOS ÍONS.

Pode ser mostrado que para o caso de $T_i \ll T_e$, a expressão da velocidade de propagação de ondas íon-acústicas (14) reduz-se na seguinte fórmula aproximada

$$v_m^2 = \frac{K_B T_e + 3K_B T_i}{M_i}, \quad (4.32)$$

onde v_m é a velocidade de propagação, T_e e T_i são respectivamente as temperaturas eletrônica e iônica e M_i é a massa iônica.

Da equação (4.32), nota-se que o gráfico do quadrado da velocidade de propagação em função da temperatura eletrônica para a temperatura iônica constante, apresenta uma linha reta.

Além disso, a intersecção da linha extrapolada sobre o eixo do quadrado da velocidade, fornece o valor da temperatura iônica. Alexeff et al. (15) descrevem um método bastante preciso de determinação da temperatura iônica baseado na equação (4.32), variando a temperatura dos elétrons para uma pressão de operação fixa, através de um simples eletrodo auxiliar e conhecendo a velocidade de propagação das ondas íon-acústicas para cada temperatura dos elétrons.

Usamos também a expressão (4.32) para estimar a temperatura dos íons. Entretanto, em lugar de fixar a pressão de operação e variar a temperatura dos elétrons, variamos a pressão de operação e supomos que a temperatura dos íons se mantém praticamente constante. Para cada valor da pressão de operação, determinamos a temperatura dos elétrons e a velocidade de propagação das ondas íon-acústicas. A tabela II mostra esses valores da temperatura eletrônica e da velocidade de propagação da onda íon-acústica.

T_e (ev)	v_m (10^6 cm/sec)	Pressão op. ($\times 10^{-4}$ Torr)	Corrente emissã (mA)	TENSÃO Pol. (V)
3,5	0,54	3	200	60
5,0	0,60	2	250	60
5,2	0,64	2	200	60
6,0	0,64	1	250	60

Tabela II. Valores da temperatura eletrônica e da velocidade de propagação da onda íon-acústica. Observação: uma pequena injeção de gás hélio foi feita.

Com os valores da tabela II, construímos a reta de v_m^2 em função de T_e , e estimamos a temperatura iônica da ordem de

$(0,7 \pm 0,3)$ ev. O método dos mínimos quadrados não foi utilizado.

4.3.2 DETERMINAÇÃO DE ω E v_{ia} .

A propagação da onda íon-acústica é observada pela sonda de Langmuir plana de 7mm de diâmetro. Na figura 16 mostramos a evolução temporal de uma onda excitada quando ela se propaga. O pulso de excitação (traço superior) tem uma amplitude de 10 V e duração de 5μ seg. Os traços seguintes são os sinais detectados pela sonda em distâncias (cm) diferentes da grade de excitação. A rápida oscilação no final do sinal detectado a 4 cm da grade é ruído proveniente de uma das fontes de tensão.

Na figura 17 plotamos a distância onde a onda íon-acústica é detectada como uma função do tempo de propagação com relação ao mínimo do pulso de excitação. A velocidade da onda de plasma é $4,4 \times 10^5$ cm/seg. As medidas da sonda fornecem $T_e = 5,2$ ev (população fria) e $n_e = 5 \times 10^{13}$ cm⁻³.

O amortecimento da onda é medido pela sonda que pode se mover ao longo do eixo da câmara de plasma de ar. A figura 18 mostra os resultados do experimento. O valor de β (coeficiente de amortecimento) encontrado é de 0,53/cm.

Para este caso, as hipóteses supostas para a derivação da equação (4.30) são

$$\frac{v_{ea}}{v_{ia}} \gg 1,$$

$$\frac{v_{ia}}{\frac{m_e}{m_i} v_{ea}} \gg 1,$$

$$\frac{\omega v_{ea}}{\omega_{pe}^2} \ll 1,$$

$$\frac{\omega v_{ia}}{\omega_{pi}^2} \approx 1,$$

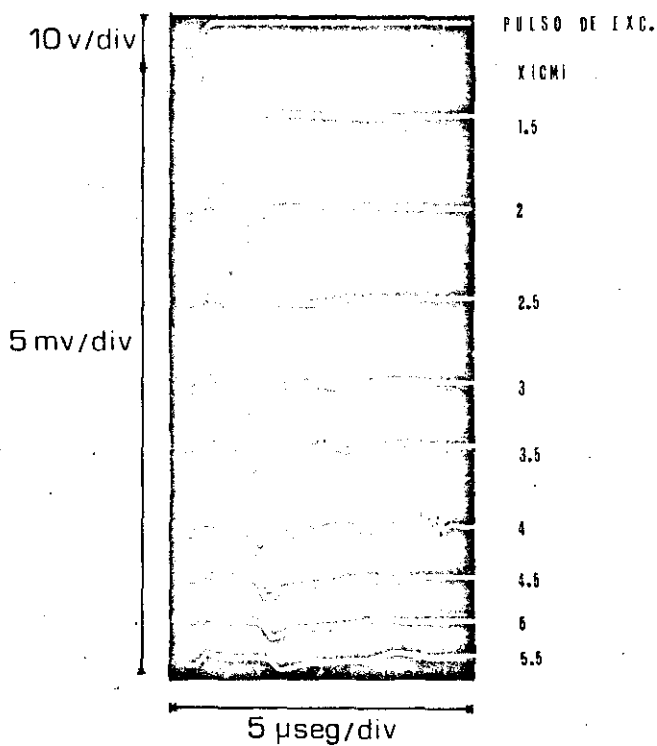


figura 16 evolução temporal da onda mostrando seu amortecimento quando ela se propaga

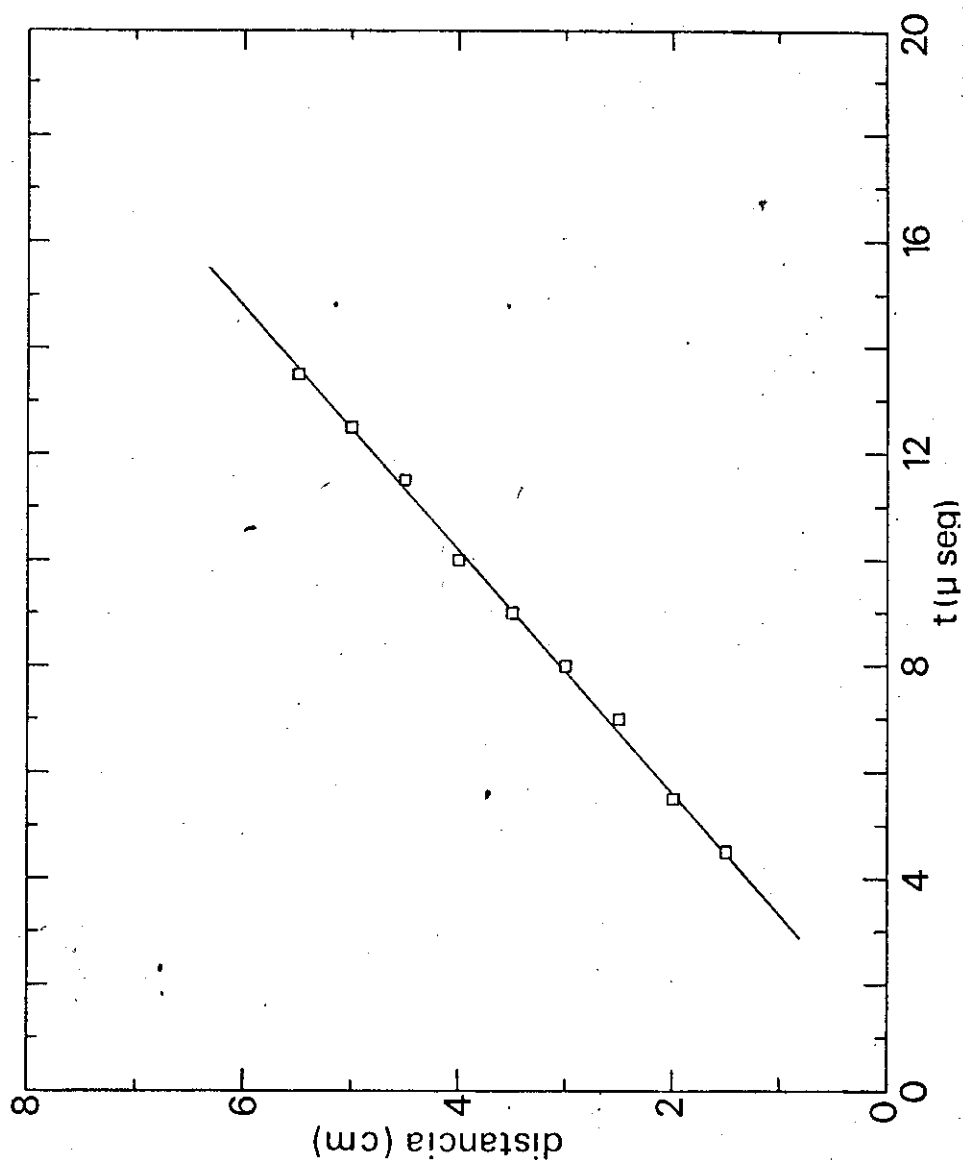


figura 17 - distancia onde a onda ion-acustica é detetada em função do tempo decorrido relativo ao mínimo do pacote de onda

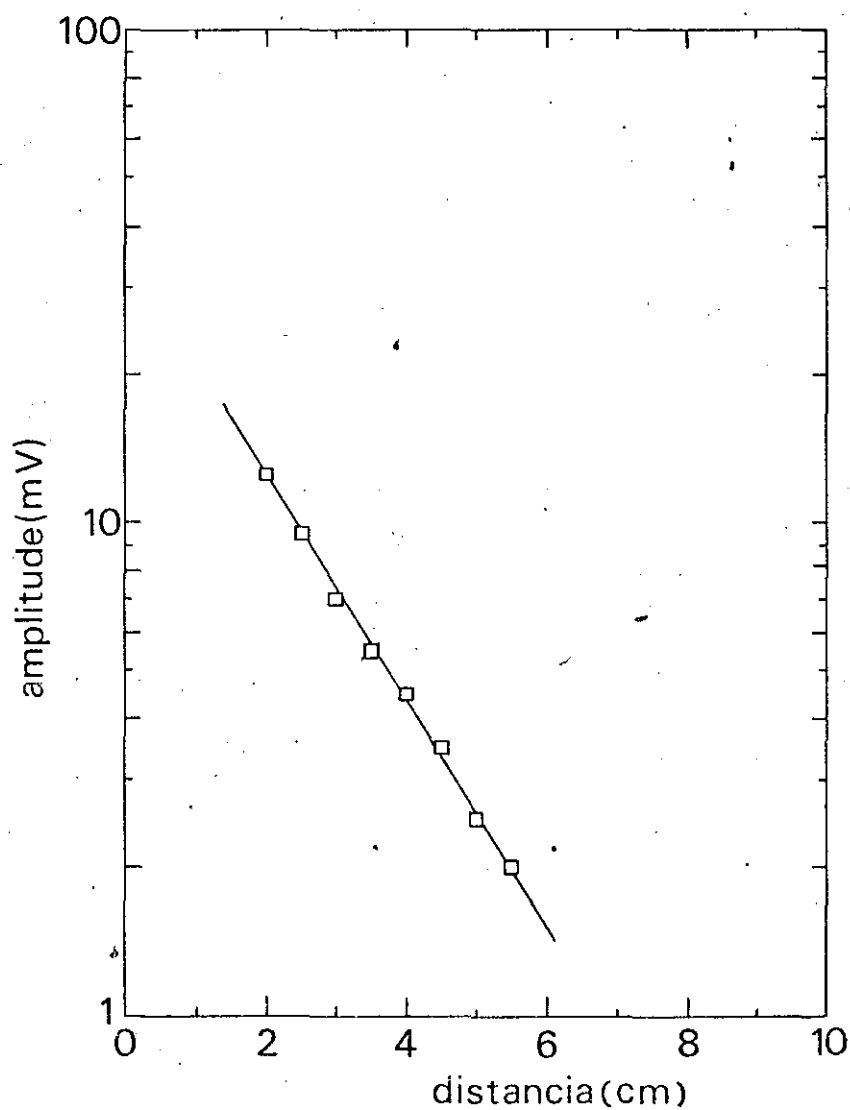


figura 18 amplitude da onda ion-acustica
em função da distancia

$$\frac{k^2 C_i^2}{\omega_{pe}^2} \ll 1.$$

Os valores de β , T_e e v_m , respectivamente coeficiente de amortecimento da onda íon-acústica, temperatura dos elétrons e velocidade da onda íon-acústica são então inseridos na equação (4.31) e obtemos os valores de ω e v_{ia} . Para este caso, os valores de ω e v_{ia} são respectivamente

$$\omega = 1,7 \times 10^6 \text{ seg}^{-1}$$

$$v_{ia} = 5 \times 10^5 \text{ seg}^{-1}.$$

4.3.3 ESTIMATIVA DO AMORTECIMENTO DE LANDAU.

Estimando que a razão entre as temperaturas eletrônica e iônica é aproximadamente 7, o cálculo de γ_L , taxa de amortecimento de Landau, para ω calculado no item anterior e $|K|^2 \lambda_{oe}^2 = 0,87$, fornece

$$\gamma_L \cong 1,6 \times 10^6 \text{ seg}^{-1}.$$

Notamos então que v_{ia} e γ_L são da mesma ordem de grandeza e os dois efeitos, do acoplamento colisional e do amortecimento de Landau são igualmente relevantes.

5. ONDAS ION-ACÚSTICAS NÃO LINEARES.

5.1 INTRODUÇÃO.

Neste capítulo descrevemos inicialmente a teoria de ondas solitárias ion-acústicas. Em seguida, o método experimental é descrito. Os resultados são então discutidos; em particular, mostramos a distorção não linear de pacotes de onda ion-acústicos por uma função de grau em um plasma quiescente e sua concordância com a teoria de Ichikawa e Taniuti.

5.2 TEORIA DE ONDAS ION-ACÚSTICAS NÃO LINEARES.

5.2.1 "STEEPENING" E A EQUAÇÃO DE KORTEWEG-de VRIES.

As ondas solitárias ou solitons surgem do equilíbrio entre as propriedades não lineares e as propriedades dispersivas do plasma. A não linearidade causa o "steepening" da onda. Este fenômeno é mostrado na Figura 19.

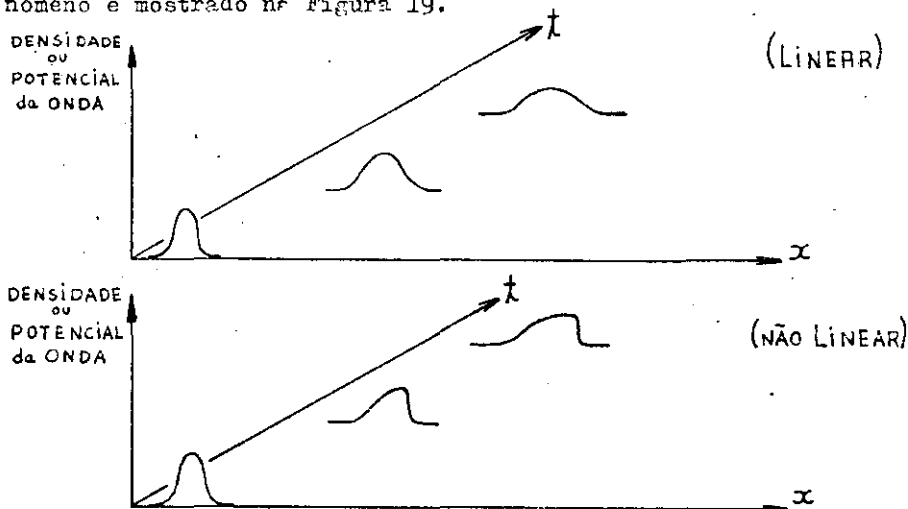


Figura 19. Uma onda ion-acústica de grande amplitude "

steepens" assim que o extremo B tem uma inclinação maior que o extremo posterior A (16).

A não linearidade surge das equações de fluido quando o termo convectivo $v \frac{dv}{dx}$ é mantido na equação de transferência de momentum para os íons. Este termo é responsável pela geração de harmônicos que ocasionam o "steepening" da onda íon-acústica. À medida que a onda se propaga, a inclinação na sua parte posterior vai aumentando cada vez mais, levando à formação de uma onda de choque. As propriedades dispersivas ocorrem devido à separação de cargas ($n_e \neq n_i$). Nas equações de fluido, esta separação é descrita pela equação de Poisson. Os elétrons e os íons se separam devido a processos térmicos. Os campos eletrostáticos, devido a esta separação de cargas, impedem o "steepening" ilimitado e surge o soliton. Desta forma um soliton ou onda solitária é uma onda onde os efeitos não lineares e dispersivos se contrabalançam.

Para um plasma sem colisões de íons frios e elétrons térmicos, o sistema básico de equações pode ser dado como segue:

a equação de Poisson

$$\frac{\partial E}{\partial x} = n - n_e, \quad (5.1)$$

a equação de continuidade para o fluido frio de íons

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(n v) = 0, \quad (5.2)$$

a equação de transferência de momentum para o fluido frio de íons

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} = E, \quad (5.3)$$

a equação de Boltzmann para o fluido de elétrons

$$\frac{\partial n_e}{\partial x} = -n_e E, \quad (5.4)$$

onde a inércia eletrônica é desprezada.

As grandezas n e n_e são, respectivamente, as densidades de íons e elétrons; U é a velocidade de escoamento dos íons e E é o campo elétrico. Estas quantidades são normalizadas em relação às seguintes grandezas características: a densidade característica n_0 ; o comprimento característico de Debye.

$$\lambda_{DE} = \left[\frac{K_B T_e}{4\pi n_0 e^2} \right]^{1/2};$$

a velocidade característica íon-acústica

$$C_s = \left[\frac{K_B T_e}{M} \right]^{1/2},$$

onde M é a massa iônica; e o potencial elétrico característico $K_B T_e / e$.

Do sistema de equações (5.1), (5.2), (5.3) e (5.4) obtemos a equação de Korteweg-de Vries para ondas solitárias de longo comprimento de onda. Esta equação é (17)

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial n}{\partial x} + \alpha n \frac{\partial n}{\partial x} + \frac{\partial^3 n}{\partial x^3} = 0, \quad (5.5)$$

onde $\partial n / \partial x$ é o termo responsável pelo "steepening" da onda e $\partial^3 n / \partial x^3$ é o termo dispersivo. A equação (5.5) é escrita no referencial do laboratório; a temperatura iônica é suposta zero. Uma solução estacionária de (5.5), sob a condição de que a amplitude se anule rapidamente quando $t \rightarrow \infty$, é expressa por uma função secante hiperbólica quadrática. Esta solução é (17)

$$n = \frac{3v}{\alpha} \operatorname{sech}^2 \left[(x - vt) / \frac{2}{\sqrt{v}} \right]. \quad (5.6)$$

Da solução analítica (5.6) é possível ver algumas propriedades básicas das ondas solitárias de Korteweg-de Vries:

1) a amplitude de um soliton cresce com sua velocidade;

2) sua largura é inversamente proporcional à raiz quadrada de sua velocidade.

5.2.2 ONDAS ION-ACÚSTICAS E A INTERAÇÃO PARTÍCULA-ONDA.

Uma onda de amplitude finita é considerada modulacionalmente instável, quando ela se quebra em um trem de solitons no curso de sua propagação (9). A instabilidade modulacional de ondas íon-acústicas foi estudada por Watanabe quando o sinal de excitação é i) uma tensão degrau positiva e ii) uma tensão modulada quase monocromática aplicada a uma grade imersa no plasma (10). De acordo com seus resultados, no primeiro caso, a onda excitada tem uma grande oscilação em seu extremo frontal e dois pacotes de onda distintos em sua cauda. A grande oscilação evolui como um soliton estável; os dois pacotes de onda na cauda são modulacionalmente instáveis. A instabilidade modulacional é também observada no segundo tipo de excitação. Ikezi et al. estudaram também a instabilidade modulacional de ondas íon-acústicas experimental e teoricamente (11). Eles concluem que, apesar de haver um deslocamento não linear de frequência, a instabilidade modulacional não ocorre. A instabilidade modulacional é, no entanto, prevista teoricamente pela solução da equação não linear de Schrödinger derivada por Ichikawa e Taniuti que leva em consideração a interação partícula-onda (8). Esta instabilidade foi também observada nas simulações numéricas de Sakanaka (18).

Se o número de onda não é pequeno, a modulação do pacote de onda é esperado ocorrer pela própria ação de uma onda de amplitude finita. A auto-modulação do pacote é descrito pela equação não linear de Schrodinger (7). Esta equação é, em geral, escrita na seguinte forma (10):

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial \tau} + p \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \xi^2} + q |\Psi|^2 \Psi = 0, \quad (5.7)$$

onde Ψ é a amplitude do pacote de onda; τ e ξ são as coordenadas temporal e espacial; $p = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \omega}{\partial k^2}$ representa o efeito dispersivo e q

mede o efeito de não linearidade. Nesta equação, como a amplitude de Ψ é complexa, é difícil se obter uma idéia intuitiva de sua solução. A fim de melhor compreender a propriedade desta equação, escrevemos (4)

$$\Psi = \sqrt{\rho(\xi, \tau)} \exp \left[\frac{i}{2p} \int \sigma(\xi, \tau) d\xi \right] \quad (5.8)$$

e separamos as partes real e imaginária. As equações resultantes são:

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial \xi} (\rho \sigma) = 0, \quad (5.9)$$

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \tau} + \sigma \frac{\partial \sigma}{\partial \xi} = 2pq \frac{\partial \rho}{\partial \xi} + p^2 \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\frac{1}{\sqrt{\rho}} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{1}{\sqrt{\rho}} \frac{\partial \rho}{\partial \xi} \right) \right]. \quad (5.10)$$

Estas equações, se desprezamos o efeito dispersivo, isto é, se $p=0$, não apresentam solução após o "steepening" da onda. Portanto, a solução da equação não linear de Schrodinger, como a equação de Korteweg-de Vries, é caracterizada pela competição entre a não linearidade e a dispersão. O critério de estabilidade linear é obtido se escrevemos ρ e σ como:

$$\rho = \rho_0 + \delta \rho_0 \exp[i(k\xi - \Omega \tau)], \quad (5.11)$$

$$\sigma = \sigma_0 + \delta \sigma_0 \exp[i(k\xi - \Omega \tau)]. \quad (5.12)$$

Substituindo-se (5.11) e (5.12) em (5.9) e (5.10), temos:

$$\Omega = k\sigma_0 \pm (-2pq\rho_0)^{1/2} k. \quad (5.13)$$

A equação (5.13) indica que o pacote de onda é estável se $pq < 0$. Por outro lado, quando os coeficientes p e q têm o mesmo sinal, isto é, $pq > 0$, a onda é instável modulacionalmente no sentido de que a onda de amplitude finita se quebra em um trem de solitons. Para este caso, a equação (5.7) tem uma solução de onda solitária que satisfaz a condição de contorno onde $\Psi(\xi, \tau)$ e suas derivadas tendem a zero em $\xi = \pm \infty$ (9),

$$\Psi(\xi, \tau) = A \operatorname{sech} \left[\left(\frac{q}{2p} \right)^{1/2} A(\xi - V\tau) \right] \exp \left[i \left(\frac{V}{2p} \xi - \frac{V^2}{4p} \tau + \frac{1}{2} q A^2 \tau \right) \right], \quad (5.14)$$

onde uma constante arbitrária V define a velocidade do soliton.

Ichikawa e Taniuti (8) por outro lado, derivaram a equação não linear de Schrodinger modificada pela interação partícula-onda na velocidade de grupo da onda. Esta interação de ressonância partícula-onda é descrita matematicamente por um termo integral não local e não linear. A equação não linear modificada de Schrodinger é (8)

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial \tau} + p \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \xi^2} + q |\Psi|^2 \Psi + r \frac{P}{\pi} \int \frac{|\Psi(\xi', \tau)|^2}{\xi - \xi'} d\xi' \Psi = 0, \quad (5.15)$$

onde p mede o efeito dispersivo, q representa o efeito de não linearidade local, r representa o efeito de não linearidade não local e P representa o valor principal de Cauchy. A interação partícula-onda na velocidade de grupo da onda ou amortecimento não linear de Landau inverte o sinal do coeficiente não linear local q e dá origem ao termo não linear não local (10).

A estabilidade linear da equação (5.15) pode ser investigada pela linearização da equação (5.8) dada pelas equações (5.11) e (5.12) com seus respectivos complexos conjugados (9); a relação de dispersão obtida de (5.15) fornece (9)

$$\Omega = \sigma_0 k \pm \Delta \Omega \mp i \Gamma, \quad (5.16)$$

onde

$$\Delta \Omega = (\rho_0 |p| k^2)^{1/2} \left[(q^2 + r^2)^{1/2} + q \right]^{1/2},$$

$$\Gamma = (\rho_0 |p| k^2)^{1/2} \left[(q^2 + r^2)^{1/2} - q \right]^{1/2},$$

e o coeficiente de dispersão

$$p = \left(-\frac{3}{2} \right) \left(\frac{\omega_{pi}}{k_0} \right) \left(\frac{k}{k_0} \right) \left(1 + \frac{k^2}{k_0^2} \right)^{-5/2}.$$

No limite de pequena amplitude $|p/2q| k^2 \gg \rho$, a equação (5.16) é corretamente reduzida no processo de amortecimento não linear de Landau. As contribuições dos íons ressonantes na velocidade de grupo tornam o pacote de onda instável.

5.3 MÉTODO EXPERIMENTAL.

Na formação do soliton, a "sheath" ao redor da grade desempenha um papel importante. Esta "sheath" é a concentração de íons em torno da grade quando esta é deixada flutuar (isolada) no plasma. Para produzir solitons íon-acústicos por uma única grade, empregamos uma função degrau positiva. Suponha que a grade seja polarizada negativamente, digamos $-V$, com respeito ao potencial do plasma em $t < 0$. Em $t = 0$, aplicamos sobre a grade um potencial degrau positivo, ΔV , que perdura por um longo período de tempo. Então, a polarização da grade é mudada para $-V + \Delta V$, e uma parte dos íons armadilhados na região da "sheath" será liberada em $t = 0$. Por causa da espessura finita da "sheath" ao redor da grade, os íons liberados têm alguma estrutura espacial que fornece uma perturbação inicial no plasma e evolui para formar solitons (6).

5.4 APRESENTAÇÃO E DISCUSSÃO DAS MEDIDAS.

O experimento é realizado na câmara cilíndrica de plasma. Um plasma de nitrogênio é produzido pelos elétrons termo-ionicamente emitidos dos filamentos de tungstênio localizados dentro da câmara. A corrente de emissão é mantida bastante baixa para produzir um plasma quiescente (19). A pressão do gás é $2-3 \times 10^{-4}$ torr. As ondas são excitadas ao se aplicar um pulso de tensão positiva (tempo de subida de $1 \mu\text{seg.}$ e duração de $50 \mu\text{seg.}$) à grade localizada em um dos extremos da câmara de plasma. As ondas são detectadas por uma sonda plana de Langmuir; nenhum boxcar integrator é usado no circuito de detecção, como é usualmente feito para eliminar ruídos (10).

Na figura 20 mostramos a evolução temporal da onda excitada quando ela se propaga: o pulso de excitação (traço superior) tem uma amplitude de 7 V. Os traços seguintes são os sinais detectados pela sonda de Langmuir em diferentes distâncias da grade de excitação. Comparando-se a figura 20 com a figura 3(b) de (6), observamos que: a 1,95 cm da grade, vemos uma grande

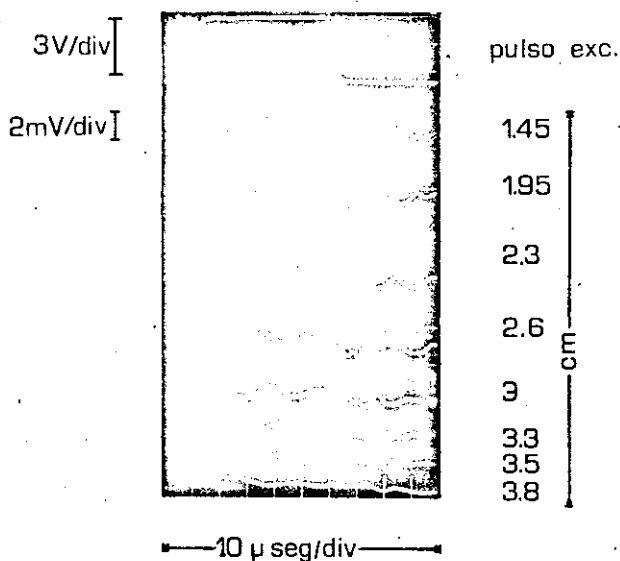


figura20 evolução temporal da onda excitada quando se propaga mostrando a formação de 2 solitons ion-acusticos

oscilação na frente da onda que decai em solitons quando ela se propaga. A 3,3 cm da grade, vemos dois solitons produzidos na frente do pacote de onda. A amplitude do soliton atenua gradualmente à medida que este se propaga, devido ao efeito de temperatura finita (20).

Quando a polaridade da função degrau é invertida, solitons não são observados. Com a aplicação da função degrau negativa à grade, os íons próximos à grade são absorvidos na região da "sheath" e portanto uma onda de rarefação é excitada. Há uma resposta do plasma cuja fase relativa ao sinal transmitido varia quando a distância entre o transmissor e o receptor é variada. A grade, para a onda excitada mostrada na figura 20, é deixada flutuando (potencial flutuante de 43 V).

Da solução analítica da equação não linear de ondas solitárias ou equação KdV (5.6), podemos ver algumas propriedades básicas das ondas solitárias de Korteweg-de Vries:

- 1) a amplitude de um soliton cresce com sua velocidade;
- 2) sua largura é inversamente proporcional à raiz quadrada de sua velocidade.

Na figura 21 mostramos a evolução temporal do pacote de onda excitado quando ele se propaga: o pulso de excitação (traço superior) tem uma amplitude de 23 V. Os traços seguintes são os sinais detectados pela sonda em diferentes distâncias X da grade de excitação. Entretanto, este soliton não apresenta as propriedades básicas acima descritas, deduzidas da solução da equação KdV. Vemos que o pacote de onda se deforma de um modo assimétrico quando a onda se propaga. O extremo anterior é mais abrupto que o extremo posterior. Este tipo de deformação é bastante similar àquela observado nas simulações numéricas de Sakakima (18) e nas soluções numéricas da equação não linear de Schrödinger derivada por Ichikawa e Taniuti para a evolução de solitons íon-acústicos que levam em consideração a interação partícula-onda na velocidade de grupo da onda (8). Isto pode ser visto ao comparar a figura 21 com a figura 25 (figura 6 de (9)). Nota-se também que a amplitude do pacote de onda é maior em $X=2,15\text{cm}$ do que em $X=1,75\text{cm}$, isto é, mais perto da grade de exci

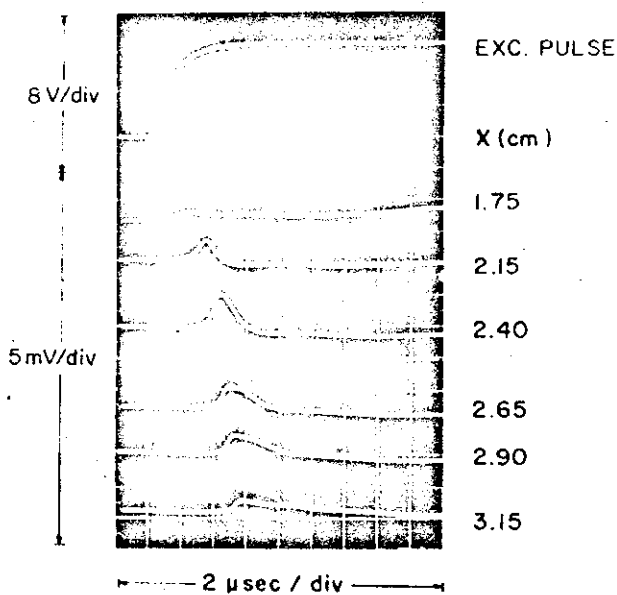


figura 21 evolução temporal do pacote de onda durante a propagação

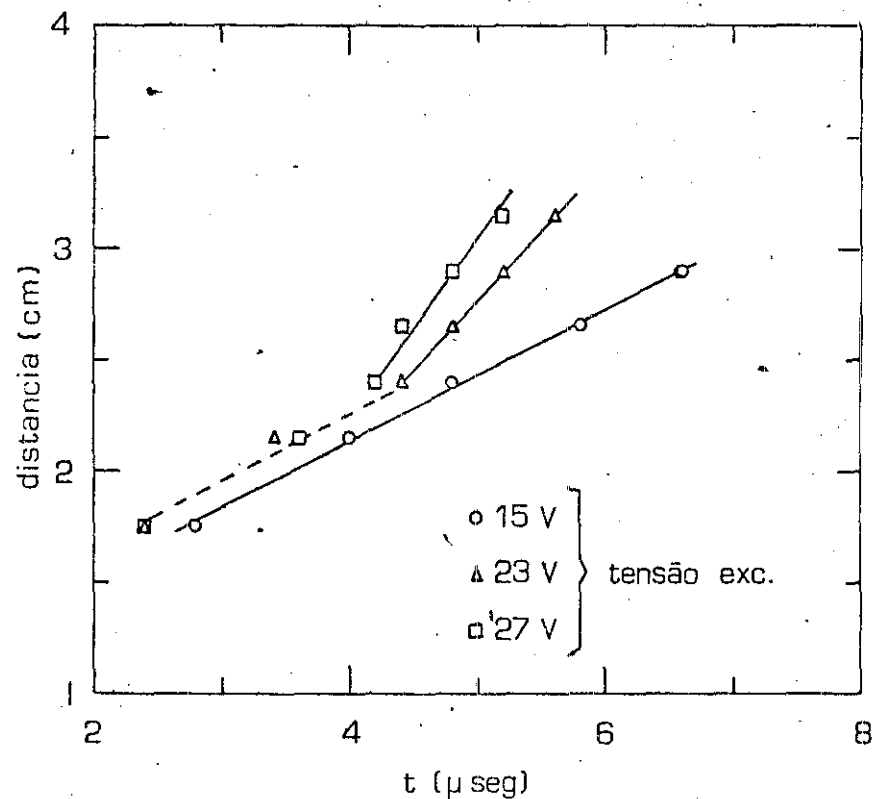


figura 22. distancia onde a onda é detetada como uma função do tempo decorrido com relação ao pico do pacote de onda para diferentes amplitudes da tensão degrau de excitação

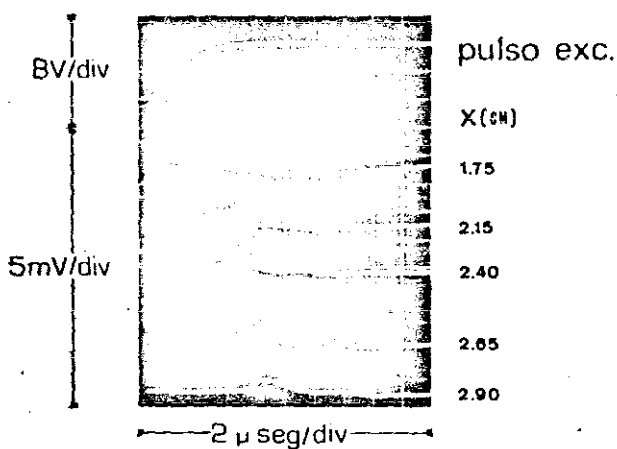


figura 23 evolução temporal do pacote de onda quando ele se propaga

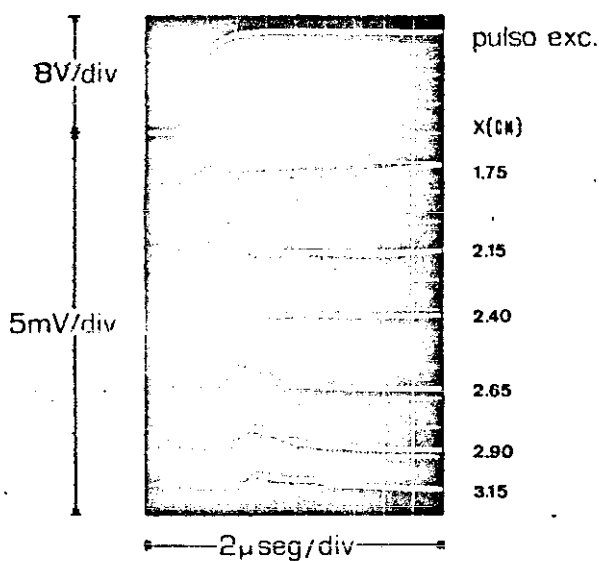


figura 24 evolução temporal do pacote de onda quando ele se propaga

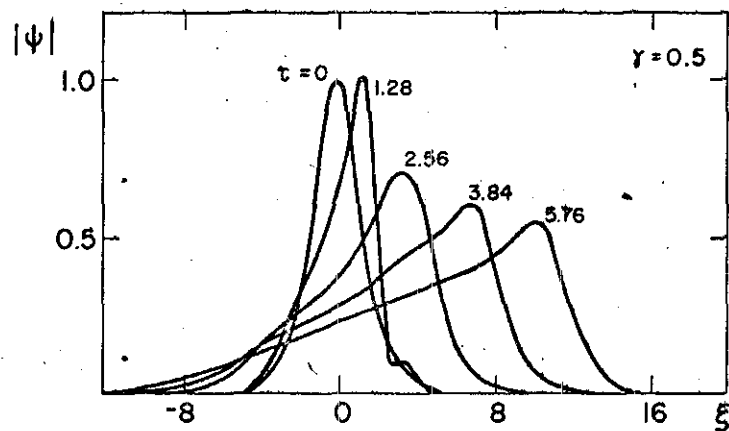


figura25 (figura 6 de (9)) evolução temporal do soliton sob
a ação da interação ressonante partícula-onda

tação. Isto pode ser causado pelos íons armadilhados como foi discutido por Ikezi et al. (11). Há um claro "threshold" na amplitude do pulso de excitação para a ocorrência de distorção não linear. Abaixo do "threshold", o pacote de onda evolui como um soliton usual sem distorção. Este "threshold" também aparece na velocidade do pacote de onda. Na figura 22 plotamos a distância onde a onda é detectada como uma função do tempo decorrido com relação ao pico do pacote de onda para diferentes amplitudes da tensão degrau de excitação. Para uma amplitude de 15 V (figura 23); não observamos nenhuma distorção; o pacote de onda se propaga com uma velocidade constante de aproximadamente 3×10^5 cm/seg. Para amplitudes de 23 V e 27 V (figuras 21 e 24), a distorção não linear é observada; neste caso, a velocidade da onda não é constante. A mudança na velocidade de aproximadamente subsônica para supersônica (18) ocorre em $X=2,3$ cm. Watanabe tem também observado uma mudança na velocidade quando a instabilidade modulacional ocorre. Entretanto, neste caso, a velocidade decresce em lugar de crescer e o extremo anterior do pacote de onda não distorce não linearmente.

Portanto, interpretamos os resultados como uma instabilidade modulacional de solitons íon-acústicos causada pela interação não linear partícula-onda.

A temperatura eletrônica é $T=4,6$ eV, a temperatura iônica (determinada da propagação linear de ondas íon-acústicas) é $T_i=T_e/6$, e a densidade do plasma é $2,4 \times 10^{16}$ cm⁻³. A grade é deixada flutuando (potencial flutuante 29,5 V).

6. CONCLUSÃO E SUGESTÕES.

Examinamos neste trabalho a propagação de pacotes de onda íon-acústicos em plasmas quiescentes. O aparato experimental utilizado é uma câmara simples de plasma gerado termo-ionicamente. A excitação dos pacotes de onda é realizada através de uma grade flutuando no plasma.

A parte inicial do trabalho constituiu-se no projeto e construção do aparato experimental, incluindo o sistema de vácuo. As características ótimas de operação do sistema foram então determinadas.

Foi feita uma análise do efeito das colisões íon-partículas neutras no amortecimento da onda. Foram excitadas ondas lineares e solitons íon-acústicos. Em particular, observamos a distorção não linear destes, devido a efeitos de interação não linear partícula-onda.

As dificuldades encontradas na realização deste trabalho foram inúmeras. A primeira dificuldade foi a impossibilidade de se atingir pressões de base suficientes para a injeção de gases atômicos com um grau aceitável de pureza. Devido a esta dificuldade, restringimo-nos à utilização do gás nitrogênio, impedindo portanto, que as medidas observadas com este gás fossem comparadas com a de outros gases.

A segunda dificuldade residiu na excitação de ondas íon-acústicas através de uma grade. Esta produz ondas ineficientemente, enquanto a Máquina de Plasma Duplo tem a habilidade de gerar ondas ao criar um fluxo de íons uniforme sobre uma grande região do plasma, como também evita a excitação de "bursts" iônicos (21) de alta velocidade.

A terceira dificuldade foi a flutuação da grade. Se tivessemos conseguido polarizá-la externamente, teríamos encontrado uma condição ótima de polarização da grade para a excitação de ondas, enquanto que com o mecanismo de difusão ambipolar só a encontramos acidentalmente.

A quarta dificuldade foi que não utilizamos boxcar inte -

grator como é usualmente feito. Somente conseguimos observar ondas íon-acústicas, porque o nível de ruído é muito baixo comparado à perturbação detectada. O baixo nível de ruído deve-se à baixa densidade (da ordem de 10^{10} cm⁻³) dos elétrons do plasma estudado.

Para trabalhos futuros sugerimos:

- 1) a transformação da câmara simples de plasma em uma Máquina de Plasma Duplo com a construção de outra câmara simples acoplada à primeira e a utilização de magnetos permanentes para melhor confinamento do plasma;
- 2) utilização de um sistema de vácuo que permita uma pressão de base de pelo menos 10^{-7} torr;
- 3) utilização de um boxcar integrator para a eliminação de ruídos;
- 4) melhor elaboração da teoria da instabilidade modulacional de ondas íon-acústicas para explicar quantitativamente os resultados experimentais.

REFERÊNCIAS:

- (1) H. Washimi e T. Taniuti, Phys. Rev. Letters 17, 996 (1966)
- (2) S. Watanabe, J. Plasma Phys. 13, 217 (1975).
- (3) F. D. Tappert e C. Judice, Phys. Rev. Letters 29, 1308 (1972).
- (4) H. Ikezi, R. J. Taylor e D. R. Baker, Phys. Rev. Letters 25, 11 (1970).
- (5) N. Hershkovitz, T. Romesser e D. Montgomery, Phys. Rev. Letters 29, 1586 (1972).
- (6) S. Watanabe, J. Plasma Phys. 14, 353 (1975).
- (7) T. Taniuti e N. Yajima, J. Math. Phys. 10, 1369 (1969).
- (8) Y. H. Ichikawa e T. Taniuti, J. Phys. Soc. Japan 34, 513 (1973).
- (9) Y. H. Ichikawa e S. Watanabe, Journal de Physique Colloque C 6, Supplément au n° 12, 38, C6-15 (1977).
- (10) S. Watanabe, J. Plasma Phys. 17, 487 (1977).
- (11) H. Ikezi, K. Schwarzenegger, A. L. Simons, Y. Ohsawa e T. Kamimura, Phys. Fluids 21, 239 (1978).
- (12) L. Schott, Plasma Diagnostics (Lochte-Holtgreven), capítulo 10. pp. 55.
- (13) M.O. Tran e S. Coquerand, Helvetia Physica Acta 48, 488 (1975).

- (14) B. D. Fried e R. W. Gould, Phys. Fluids 4, 139 (1961).
- (15) I. Alexeff, W. Jones e D. Montgomery, Phys. Fluids 11, 167 (1968).
- (16) F. Chen, Principles of Plasma Physics, Plenum Press, New York (1974) , 254.
- (17) A. C. Scott, F. Chu e D. W. McLaughlin, Proceedings of the IEEE 61, 1443 (1973).
- (18) P. H. Sakanaka, Phys. Fluids 15, 304 (1972).
- (19) R. J. Taylor, K. R. Mackenzie e H. Ikezi, Rev. Sci. Instrum. 43, 1675 (1972).
- (20) H. Ikezi, Phys. Fluids 16, 1668 (1973).
- (21) H. Ikezi e R. J. Taylor, J. Appl. Phys. 41, 738 (1970).