

CARACTERIZAÇÃO DE PLASMA EM ESPELHO MAGNÉTICO

A. J. Balloni (*), J. Busnardo Neto e P. H. Sakanaka

(*) Divisão de Plasma, Instituto de Pesquisas Espaciais (INPE), S.J.Campos, SP.

Instituto de Física "Gleb Wataghin", UNICAMP
C.P. 6165, Campinas - SP.

Foi projetado e construído um sistema de espelho magnético com um gerador de rádiofreqüência (RF) de 600 W e 120 MHz para estudo das características de plasma produzido e aquecido por ondas de rádiofreqüência, utilizando sondas de Langmuir e sondas magnéticas de rádiofreqüências, foi observada a existência de picos na temperatura dos eletrons e na densidade de energia de rádiofreqüência, localizados espacialmente ao longo do eixo do sistema.

Esses picos localizados da temperatura acontecem na mesma posição onde se observou os picos dos campos elétricos de RF e buracos de cavidades ou cavitons. Esse aumento local do campo elétrico de RF pode originar efeitos ponderomotrizes gerando cavitons. Sugere-se que esses picos da temperatura são devido a conversão de modos circularmente polarizados pels esquerda (C.P.E.) em modos eletrostáticos (M.E.).

plasma, rádiofreqüência, espelho

1. INTRODUÇÃO

Nesse trabalho a ionização e aquecimento do gás argônio são feitos por um gerador de rádio-frequência, 120 MHz e $P_{RF} = 600$ W em regime contínuo, cujo acoplamento com o sistema é feito através de uma antena "Loop" (antena helicoidal).

Da existência dos picos de temperatura associados aos buracos de densidade e aos picos de densidade de energia de RF localizados espacialmente ao longo do eixo de simetria do sistema, conclui-se inicialmente que se tenha conversão de modos circularmente polarizados pela esquerda (C.P.E.) para modos eletrostáticos (M.E.)^{1,2}. Da teoria de plasma morno e frio os únicos dois modos possíveis de existir nas nossas condições são os modos C.P.E. e M.E.². Antenas de RF com estrutura helicoidal podem excitar ondas quando $\omega_{RF} \geq \omega_{pe}$ ¹¹. Se considerarmos que em um sistema de simetria cilíndrica aparece a frequência de plasma reduzida $\omega_p^* = \omega_{pe}^* = \omega_{pe}/\sqrt{2}$, então existe a possibilidade de estarmos excitando o modo eletrostático em $\omega_{RF} = \omega_{pe}^*$.

Assim, além da existência dos próprios modos eletrostáticos excitados pela antena helicoidal, a conversão dos M.C.P.E. em M.E. estaria acontecendo onde a frequência de plasma (ω_{pe}^*) fosse igual à frequência do gerador de RF ($\omega_{pe}^* = \omega_{RF}$).

2. PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

Um sistema de espelho magnético, figura 1.a e um gerador de RF, 600 W foram projetados e construídos para estudar as características de plasma de argônio produzido e aquecido por rádio-frequência (RF). O sistema de vácuo consiste de uma bomba mecânica (300 l/m) e uma bomba difusora à óleo (300 l/s). A pressão de fundo obtida é de 10^{-6} Torr em um volume total de $75 \cdot 10^3$ cm³. Os medidores utilizados são do tipo penning, para faixa de pressão de 10^{-3} à 10^{-7} Torr. Periodicamente estes medidores eram calibrados contra um medidor padrão, calibrado pelo fabricante, obtendo-se a coincidência em dois pontos:

I - na pressão mais baixa obtida no sistema depois de cinco

horas de bombeamento (10^{-6} Torr).

II - na pressão obtida com o sistema fechado e as bombas desligadas (variação de 10^{-6} até 10^{-3} Torr em dez minutos).

As técnicas de diagnósticos utilizadas foram:

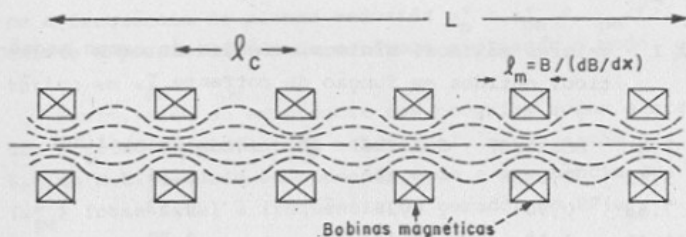
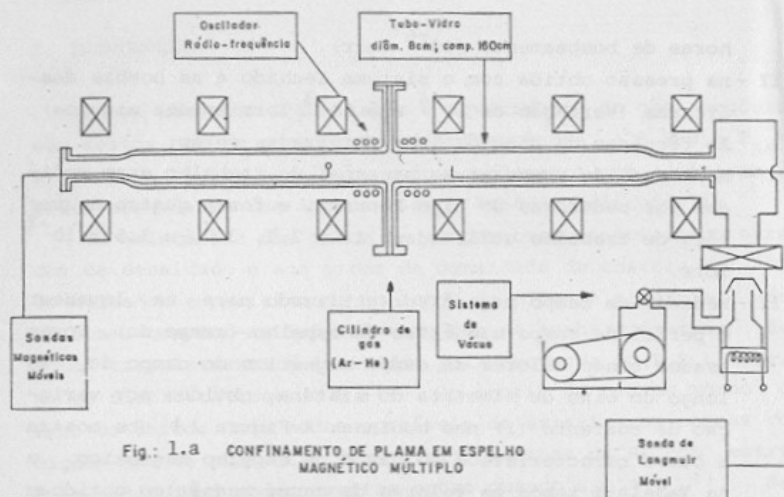
I - Medidores de pressão: as pressões de trabalho eram medidas por medidores do tipo Penning, e foram quatro as pressões de trabalho utilizadas $|1.0, 2.0, 3.0, \text{ e } 3.5| \times 10^{-4}$ Torr.

II - Medidor de campo magnético: utilizado para se levantar o perfil de campo magnético de espelho (campo dc). Foram usados cinco valores de campo magnético do campo dc, ao longo do eixo de simetria do sistema, obtidos por variação de corrente (I) nas bobinas. A Figura 1.b nos mostra a curva característica do campo de espelho magnético e na Tabela I temos os valores de campo magnético obtido em função das cinco correntes utilizadas.

TABELA I - valores máximos, mínimos e médios do campo magnético, obtidos em função da corrente I.

I (A)	Bmax(kG)	Bmin(kG)	B = (Bmax+Bmin)/2 (kG)
5.41	0,535	0,19	0,36
7.88	0,70	0,29	0,53
11.45	1,18	0,44	0,80
20.07	2,0	0,84	1,41
30.00	3,0	1,19	2,10

Valores no máximo e mínimo de campo magnético, obtido no sistema de espelho magnético, em função da corrente I, que circula através das bobinas.



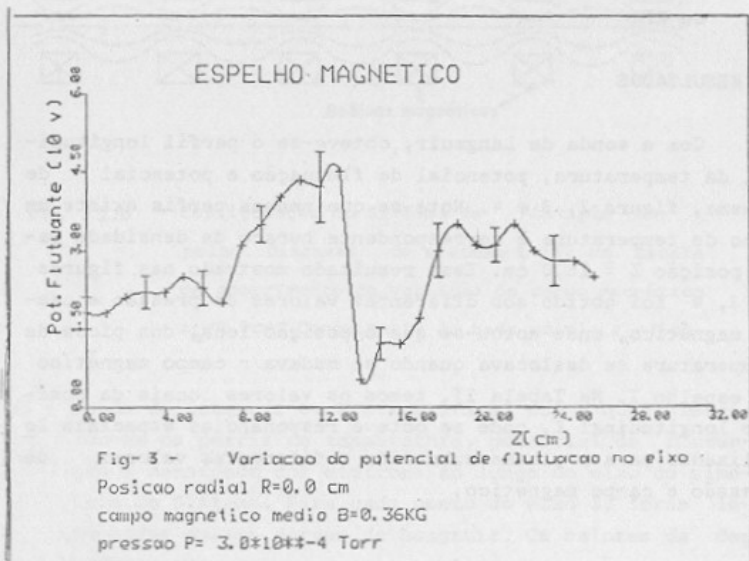
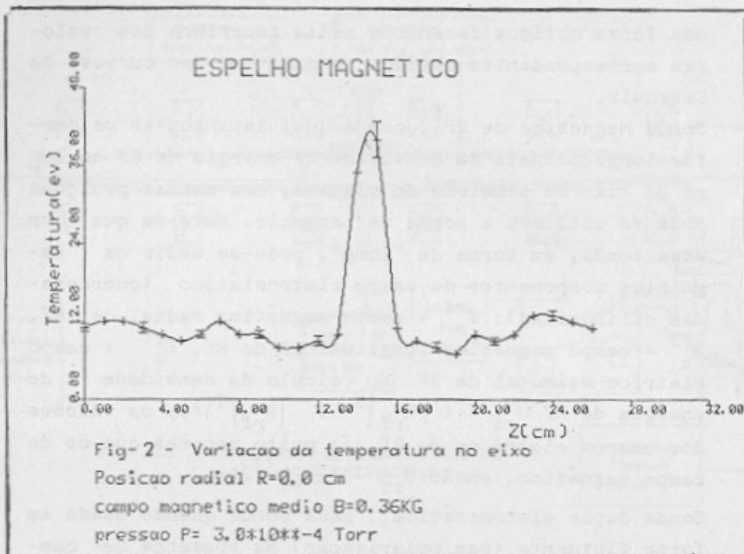
III - Sonda de Langmuir ou Eletrostática⁴ com a qual levantou-se os perfis de temperatura, potencial de flutuação e densidade dos eletrons ao longo do eixo de simetria do sistema. Para cada ponto do eixo Z, foram levantadas quatro curvas de Langmuir. Os valores da densidade, temperatura e potencial de flutuação utiliza-

dos foram obtidos fazendo a média gourriana dos valores correspondentes obtidos em cada uma das curvas de Langmuir.

- IV - Sonda Magnética de RF⁵, com a qual levantou-se os perfis longitudinais da densidade de energia de RF ao longo do eixo de simetria do sistema, nas mesmas posições onde se utilizou a sonda de Langmuir. Note-se que com essa sonda, em forma de "loop", pode-se medir os seguintes componentes de campo eletrostático (coordenadas cilíndricas): B_r^{rf} = campo magnético radial de RF, B_z^{rf} = campo magnético longitudinal de RF, E_ϕ^{rf} = campo elétrico azimutal de RF. No cálculo da densidade de energia de RF $U_{rf} \approx (|E_{rf}|^2 + |B_{rf}|^2)/8\pi$ os valores dos campos elétricos de RF são muito menores que os de campo magnético, então $U_{rf} \approx |B_{rf}|^2/8\pi$.
- V - Sonda dupla eletrostática⁵. Essa sonda quando usada em forma flutuante (sem polarização) na presença de campos eletromagnéticos, pode-se medir os seguintes componentes de campos de radiofrequência: E_r^{rf} = campo elétrico radial de RF, E_z^{rf} = campo elétrico longitudinal de RF.

3. RESULTADOS

Com a sonda de Langmuir, obteve-se o perfil longitudinal da temperatura, potencial de flutuação e potencial de plasma, figura 2, 3 e 4. Nota-se que nesses perfis existe um pico de temperatura e correspondente buraco de densidade para posição $Z \approx 15.0$ cm. Esse resultado mostrado nas figuras 2, 3, 4 foi obtido sob diferentes valores de pressão e campo magnético, onde notou-se que a posição local dos picos de temperatura se deslocava quando se mudava o campo magnético de espelho I. Na Tabela II, temos os valores locais da posição longitudinal Z , onde se obteve ressonâncias espaciais localizadas para o plasma submetido a diferentes valores de pressão e campo magnético.



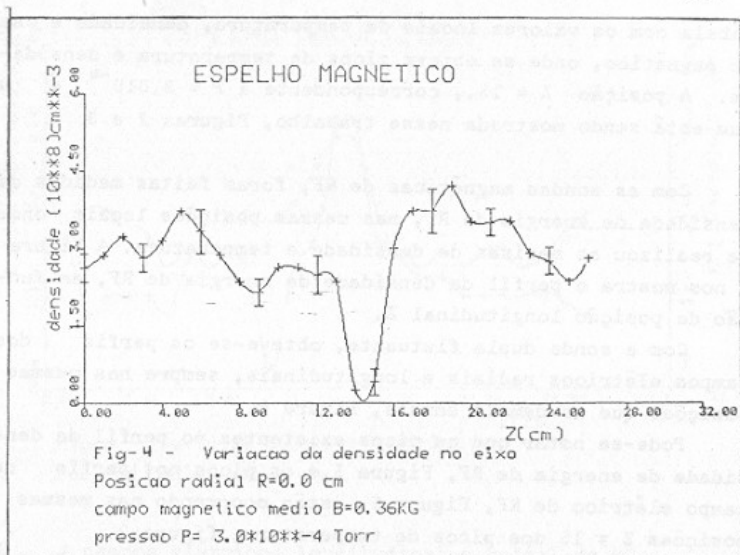


TABELA II - valores locais da densidade, temperatura e campo magnético, versus posição local.

$P(10^{-4} \text{ Torr})$	$N_e^L(10^8 \text{ cm}^{-3})$	$Z(\text{cm})$	$T_e^L(\text{ev})$	$B^L(\text{kG})$
3,0	1,8	7.	30.	0,57
	2,9	10.	42.	1,03
	0,08	15.	44.	0,49
3,5	2,5	7.	28.	0,57
	4,0	11.	34.	1,07
1,0	0,02	9.	44.	0,45
	0,08	23.	20.	0,22

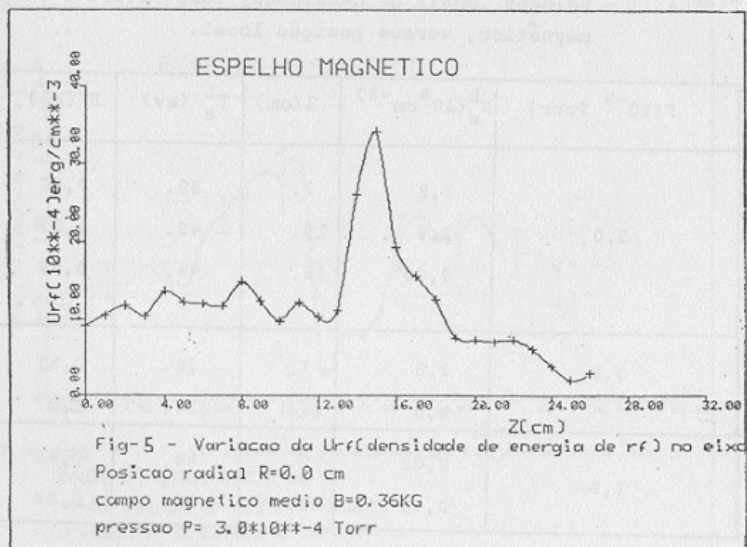
Tabela com os valores locais da temperatura, densidade e campo magnético, onde se obteve picos de temperatura e densidade. A posição $Z = 15.$, correspondente a $P = 3.010^{-4}$ é a que está sendo mostrada nesse trabalho, Figuras 2 e 3

Com as sondas magnéticas de RF, foram feitas medidas da densidade de energia de RF, nas mesmas posições locais onde se realizou as medidas de densidade e temperatura. A Figura 5 nos mostra o perfil da densidade de energia de RF, em função da posição longitudinal Z.

Com a sonda dupla flutuante, obteve-se os perfis dos campos elétricos radiais e longitudinais, sempre nas mesmas posições que as demais sondas, Figura 6.

Pode-se notar que os picos existentes no perfil da densidade de energia de RF, Figura 5, e os picos nos perfis de campo elétrico de RF, Figura 6, estão ocorrendo nas mesmas posições $Z = 15$ dos picos de temperatura, Figura 2.

No próximo parágrafo, daremos uma explicação possível desses acontecimentos.



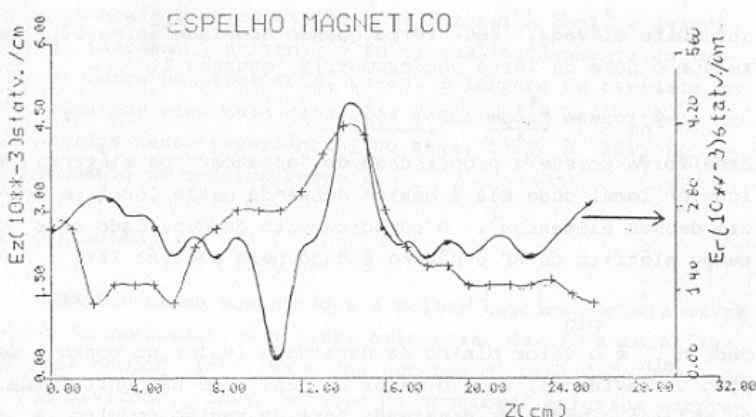


Fig-6 - Variação do campo elétrico no eixo
Posição radial $R=0.0$ cm

$E_{z,r}$ = campos elétricos longitudinal e radial de RF.

4. DISCUSSÃO

Foi confirmado que o potencial de flutuação é extremamente sensível a variações bruscas de temperatura⁶. As figuras 2 e 3 mostram um pico de temperatura e uma variação grande do potencial de flutuação, numa mesma posição $Z = 15.0$ cm.

Quanto à própria explicação dos picos de temperatura e buracos de densidade ou cavitons obtidos, têm-se duas possibilidades:

- havia se proposto inicialmente como explicação desses picos da T_e e n_e , que se tinha propagação de multimodos¹², devido a transformação do tubo de vidro preenchido com o plasma, numa cavidade de microondas. Quando se obteve os perfis de campos elétricos de RF do tubo de vidro à pressão ambiente (sem plasma), verificou-se não existir nenhum comportamento singular dos perfis dos campos eletromagnéticos obtidos. Esses perfis mostravam um decaimento à medida que a sonda se afastava da antena de RF.
- ao aplicar-se campos eletromagnéticos de alta frequência para gerar e aquecer plasmas, a pressão de radiação pode

ser muito elevada. Essa força quando acoplada às partículas recebe o nome de força ponderomotriz, equação I.

$$\vec{F}_{ne} = - \frac{\omega^2}{\omega^2} \frac{pe}{8\pi} \langle |\vec{E}|^2 \rangle$$

Essa força possui a propriedade de "arrancar" os elétrons e íons no local onde ela é máxima deixando nesse local um vazio desses elementos⁸. O comportamento da densidade onde o campo elétrico de RF é máximo é dado pela equação II:

$$n_{\min} = n_0 e^{-\alpha} \quad (II)$$

onde $n_{\min}$ é o valor mínimo da densidade (valor no ponto de pico da cavidade), n_0 é o valor da densidade não perturbada, ou seja, é a média da densidade fora da região do pico, e α é a razão entre a pressão ponderomotriz e a pressão de plasma ou seja

$$\alpha = \frac{\langle |\vec{E}|^2 \rangle \omega_{pe}^2 / \omega^2}{8\pi \bar{n}_B k_B \bar{T}_e} \quad (III)$$

sendo $\bar{n}_e$ = densidade média do plasma; $\bar{T}_e$ = temperatura média; ω_{pe} = frequência média de plasma e ω_{RF} = frequência do oscilador.

A Tabela III nos mostra os valores numéricos obtidos para α .

TABELA III - Valores experimentais obtidos para α .

α (Equação III)	0.014	0.015	0.016	0.27	0.31	0.002	0.0032
$\alpha + \ln(n_{\min}/n_0)$ (Equação II)	1.76	3.69	1.6	1.8	1.39	0.63	2.0

Valores experimentais obtidos para a razão entre pressão ponderomotriz e pressão de plasma.

Até o presente não se conhece nenhum trabalho onde se tenha, de fato, calculado os valores de α como acima. A teoria desenvolvida até agora nos fornece um argumento qualitativo da existência de buracos de densidade. Mesmo os trabalhos

experimentais realizados por Him, Stenzel e Wong¹ a descrição do fenômeno (cavitons) é feita qualitativamente em termos da força ponderomotriz, porém, a largura da cavidade encontrada por eles está dentro da mesma ordem de grandeza que as obtidas nessa experiência, ou seja, $10\lambda_D$ a $20\lambda_D$ (λ_D = comprimento de onda de Debye).

5. CONCLUSÃO

Conclui-se no momento que a melhor explicação para esses picos de cavidades, é a forte evidência, devido a localização dos campos elétricos e dos buracos de densidade que se tenha cavitons. Esses buracos de densidade estariam acontecendo segundo o seguinte quadro físico:

- o campo elétrico de RF é aumentado durante o processo da conversão do modo circularmente polarizado pela esquerda (C.P.E.) em modo eletrostático. Esse processo de conversão de modos é máximo quando existe um máximo da conversão de energia de RF em modos C.P.E., e devido a esse aumento local do campo elétrico de RF, os efeitos ponderomotrizes se tornam mais acentuados, provocando o aparecimento do buraco de densidade, que por sua vez favorece o aprisionamento de campos eletromagnéticos de RF. O aprisionamento desses campos resulta em valores locais muito intensos dos campos de RF, que por sua vez tornam mais profundo o buraco de densidade. A saturação é atingida, quando o aumento do campo elétrico local fica limitado pela perda por conversão das ondas eletrostáticas fora da região de ressonância. Existem vários trabalhos computacionais que mostram a geração de buracos de densidade e aprisionamento de campos de RF. Dos resultados teóricos e experimentais colocados na Tabela II vemos que não há uniformidade nos resultados dos $(\alpha)_{T,E}$, obtidos assim, a teoria sobre cavitons, somente deve ser encarada sob ângulo qualitativo. Quanto a conversão de modos, de acordo com a teoria de plasma morno e frio, os únicos dois modos possíveis de existir nas nossas condições são os modos C.P.E e o M.E., mas de acordo com a experiência realizada por Kopecky; Musil e Zacete¹¹, ante-

nas de RF com estruturas helicoidais podem excitar ondas mesmo quando $\omega_{RF} \approx \omega_{pe}^*$. Se considerarmos que em um sistema de simetria cilíndrica a frequência de plasma, $\omega_p^* \approx \omega_{pe}/\sqrt{2}$, então a possibilidade de estarmos excitando o modo eletrostático em $\omega_{RF} \approx \omega_{pe}^*$. Dessa forma teríamos, além da própria existência dos modos eletrostáticos excitados pela antena de helicoidal, a conversão dos modos C.P.E. em modos eletrostáticos.

REFERÊNCIAS

1. H.C. Kim, Stenzel and Wong - Physical Review Letters, 33, 15 (1974) 886.
2. J.A. Bittencourt (INPE, S.J. dos Campos) - Waves in a Cold and Warm Plasma, 02, Cap. 16 e 17.
3. H.Akiyoma, Kando and Minami - J. Phys. Soc. Japan, 40, 3 (1976) 839.
4. A.J. Balloni, S. Aihara, P.H. Sakanaka - Tese de Mestrado, Instituto de Física - UNICAMP - 1983.
5. C. da C. Rapozo, P.H. Sakanaka - Tese de Soutorado, Instituto de Física - UNICAMP - 1985.
6. R.W. Mottley - O. Machines - Cap. 2 e 3.
7. F.F. Chen - Plasma Phys. and Controlled Fusion, I - Cap. 8.
8. T.J. Morales, and Lee - The Physics of Fluids, 20, 7 (1977) 1135.
9. A.V. Gurevich and Pitaevsku - Soviet Physics JETP, 18, 3 (1964) 766.
10. J. Dawson and Lin, private communications.
11. V.Kopecky, Musil and Zacete - Plasma Physics, 17 (1975) 1147.
12. The Physics of Fluids, 03, 05 (1960) 806.

Trabalho financiado por: FINEP, INPE, CNPq.