

ONDAS ION-ACÚSTICAS NO PLASMA MAGNETIZADO

C.da C.Rapozo, G.H.Cavalcanti e A.S.de Assis (*)

P.H.Sakanaka e H.R.T.Silva (+)

(*) Instituto de Física-Universidade Federal Fluminense
 Outeiro São João Batista s/nº, Centro-24.020-Niterói, RJ
 (+) IFGW-UNICAMP-13.081-Campinas, SP

RESUMO:

A defasagem entre os sinais da onda no plasma, na máquina linear LISA foi obtido, medindo-se a variação temporal entre os sinais de duas sondas eletrostáticas flutuantes, colocadas no eixo, distanciadas entre si de 70 cm ($\Delta z = 70$ cm). Para um plasma de hélio cuja pressão esteve em torno de 6×10^{-5} Torr, os sinais detectados pelas sondas foram injetados num osciloscópio TEKTRONIX-485, a fim de serem fotografados e analisados.

Esta medida nos levou a conclusão da existência de onda ion-acústica lenta, com $\omega < \omega_{ci} \cos\theta$, propagando-se com ângulo θ diferente de 90° com respeito ao campo magnético (experimentalmente $\theta=45^\circ$) com velocidade de fase $V_f = (k_b T_e / m_e)^{1/2} \cos\theta$, isto é, $V_f = V_s \cos\theta$, em concordância com os trabalhos de Stepanov (1959) e Hirose e outros (1961).

1. INTRODUÇÃO:

Um campo elétrico de alta frequência aplicado perpendicularmente a um campo magnético estático pode excitar ondas ion-acústicas lentas através de um decaimento paramétrico de uma onda híbrida superior, uma onda de Bernstein e/ou uma onda híbrida inferior [2,3,4]. Quando o comprimento de onda destas ondas for da ordem da dimensão característica do plasma, irão aparecer modos globais com mecanismos de acoplamento destas ondas.

Na Seção 2 deste trabalho introduzimos a análise da relação de dispersão da onda ion-acústica; na Seção 3 discutimos as técnicas de medidas e analisamos os parâmetros experimentais; e na Seção 4 mostramos a análise experimental e os resultados principais.

2. ONDAS ION-ACÚSTICA EM PLASMA MAGNETIZADO E SUAS EXCITAÇÕES NÃO LINEARES:

As ondas ion-acústicas eletrostáticas foram primeiramente discutidas por Stepanov [5], onde achou-se a seguinte relação de dispersão:

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

onde ω é a frequência angular ion-acústica, ω_s é a frequência angular ion-ciclotrônica e θ o ângulo entre o campo magnético DC e o vetor de onda \vec{k} .

Dois modos podem ser achados na Equação (1):

1. o modo lento para $\omega < \omega_{ci}$
 2. o modo rápido onde $\omega > \omega_{ci}$
- Neste artigo nós consideramos o caso em que $\omega = kv$, com $v = (T_e/m_e)^{1/2}$.

Foi mostrado por Kindel et al. [6] que uma onda híbrida superior pode decair parametricamente em outra híbrida superior e uma onda ion-acústica. As análises experimentais deste problema são colocadas na seção seguinte.

3. EXPERIMENTO:

Reportamos nesta Seção o estudo experimental da propagação de uma onda de rádio-frequência perpendicularmente às linhas de campo magnético num plasma de hélio produzido na máquina de espelho linear, LISA, na Universidade Federal Fluminense (Fig.01 e Tab I).

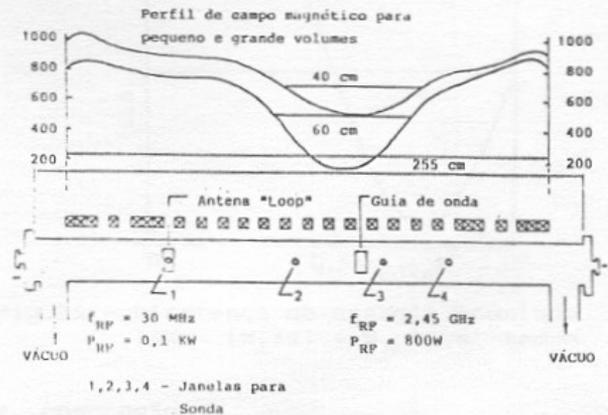


Fig.01 - Máquina LISA

COMPRIMENTO TOTAL, L	255 CM
RAIO INTERNO, A	8.5 CM
CAMPO MAGNÉTICO UNIFORME, B	10.5 KG
CAMPO NA REGIÃO DE ESPELHO, B	13.0 KG
EXTENSÃO DO CAMPO MAGNÉTICO UNIFORME	100 CM
DENSIDADE DE ELÉTRONS, N_E	10^{10} CM ⁻³
TEMPERATURA DE ELÉTRONS, T_E	80 EV
TEMPERATURA DE ÍONS, T_I	10 EV
EXTENSÃO DO GRANDE VOLUME DE RESSONÂNCIA	50 CM
EXTENSÃO DO PEQUENO VOLUME DE RESSONÂNCIA	40 CM

Tab.I: Resumo dos parâmetros básicos da "LISA" e do plasma

Neste experimento foi utilizado Hélio a uma pressão de 6×10^{-5} Torr e um campo magnético de 850 Gauss. O plasma é produzido e aquecido por uma fonte de microonda de 2,45 GHz e 800 W, injetado perpendicularmente através de uma janela lateral. A densidade de elétrons e a temperatura foi medida por sonda de Langmuir, obtendo, respectivamente, 4×10^{10} cm⁻³ e 44 eV na região central do plasma.

A detecção de ondas íon-acústicas lentas foi feita por duas sondas eletrostáticas flutuantes, S_1 e S_2 , localizadas ao longo do eixo da máquina e separadas por uma distância de $\Delta z = 70$ cm. A frequência do sinal foi calculada a partir do tempo medido do período do modo fundamental. O número de onda, k , desta onda foi medido através da diferença de fase entre as flutuações de tempo dos sinais S_1 e S_2 . Um sinal típico é mostrado na Fig. 02.

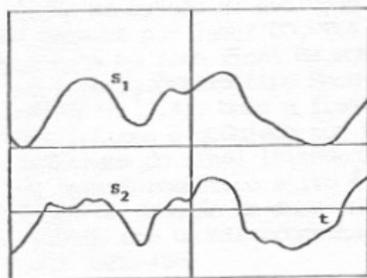


Fig.02: Sinais Temporais das Sondas Flutuantes S_1 e S_2 .

A cada tempo, estes sinais foram plotados num plano-xy usando um sinal no eixo x e outro no y. A curva resultante é mostrada na Fig.03. Pode ser medida a diferença de fase, $\Delta\phi$, entre os sinais. Este é de $\Delta\phi = 45^\circ$ com um eixo de 5° .

Supondo que a onda se propaga da sonda S_1 para a S_2 , pode ser escrito $\Delta\phi = k\Delta z$, onde $k = 0,0125$ cm⁻¹, sendo assim $\lambda = 2\pi/k = 504$ cm. A frequência medida é de $f_s = 5,7$ x

10^{-3} Hz; assim, a velocidade de fase é dada por $v_F = \omega/k = 2,0 \times 10^6$ cm/s.

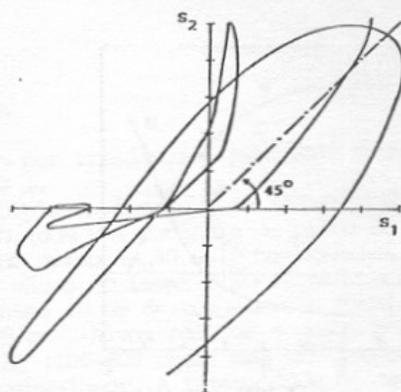


Fig.03: Diferença de fase medida a partir das sondas S_1 e S_2 .

4. ANÁLISE:

A onda detectada é uma onda íon-acústica com a direção de propagação num ângulo θ , como é escrito pela seguinte relação de dispersão, para ondas íon-acústicas num campo magnético

$$\omega^2 = \frac{\omega_s^2 \omega_{ci}^2 \cos^2 \theta}{\omega_s^2 + \omega_{ci}^2} \quad (2)$$

onde $\omega_s = kC_s$ e $C_s = \sqrt{T/m_i}$ é a velocidade da onda íon-acústica. Considerando que $\omega_i \approx 2 \times 10^6$ rad/s $\gg \omega_s \approx 35,8 \times 10^3$ rad/s pode-se simplificar a Equação (2) para $v_F = \omega/k = C_s \cos \theta$. Como $T = 44$ eV e o íon é de hélio, obtém-se $C_s \approx 3,3 \times 10^6$ cm/s. Portanto, $\theta = \arccos(v_F/C_s) = 53^\circ$. Este é o ângulo de propagação da onda íon-acústica, com respeito ao campo magnético.

Uma onda eletromagnética de frequência 2,45 GHz é lançada perpendicularmente ao campo magnético. Há uma excitação de uma onda de baixa frequência, uma onda íon-acústica lenta. Este inicia na densidade zero, no vácuo, com o vetor de onda \vec{k} perpendicular ao campo magnético \vec{B}_0 e o campo elétrico \vec{E} perpendicular a ambos, \vec{k} e \vec{B}_0 , que é o modo extraordinário. Como a onda incide sobre o plasma, a densidade do plasma aumenta e o ângulo entre \vec{E} e \vec{k} decresce até o valor de 45° , quando há um corte em ω , (ver Fig.04). Para este ponto, \vec{k} fica puramente imaginário e o campo elétrico decai exponencialmente até o ponto de ressonância híbrida superior. Neste ponto $\vec{E} \parallel \vec{k}$ e \vec{k} se torna real novamente, reaparecendo a forma da onda.

A onda híbrida superior excitada decai parametricamente em outra onda híbrida superior e numa onda íon-acústica. Isto pode ser mostrado por conservação de energia, $\omega_{HS1} = \omega_{HS2} + \omega_{IA}$ e por conservação de mo-

mentum que $\vec{k}_{HS1} = \vec{k}_{HS2} + \vec{k}_{IA}$.

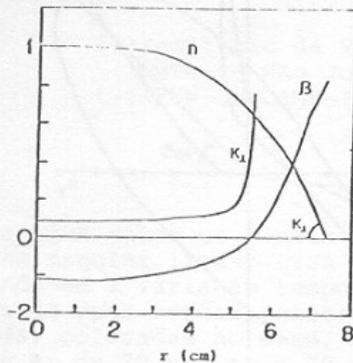


Fig.04: Injunção da onda Híbrida Inferior: n é a densidade, β o ângulo entre o campo elétrico e o vetor de onda, e k_{\perp} é a componente perpendicular do vetor de onda.

Em conclusão, mostramos que uma onda híbrida superior excitada externamente na máquina de espelho linear LISA, decai para metricamente numa onda íon-acústica lenta, detetado por medidas em sonda eletrostática.

Agradecimentos:

Este trabalho foi financiado por FINEP, CNPq, CAPES, FAPESP e CNEN.

Os autores são gratos ao Engenheiro H. Teixeira e ao aluno J.J.G. Borges por suas contribuições a este trabalho.

Referências

- [1] Cap, F.F. Handbook on Plasma Instabilities, cap.17 (1978), Academic Press (New York).
- [2] Grek, B.; Porklab, M. Phys.Rev.Lett. 30, 836 (1973).
- [3] Porklab, M. et al. Phys.Rev.Lett. 31, 1113 (1973).
- [4] Albers, E. et al. Phys.Lett. 60A, 411 (1977).
- [5] Stepanov, K.N. Soviet Phys. JETP 8 (1959).
- [6] Kindel, J.; Okuda, H.; Dawson, J. Phys.Rev.Lett. 29, 995 (1972); Sanmartin, J. Phys.Fluids 13, 1533 (1970); McBride, J. Phys.Fluids. 13, 2725 (1970).