"DIFUSÃO E OSCILAÇÃO DE DENSIDADE-CAMPO, NUM PLASMA DE θ-PINCH SEM ESPELHO."

EDISON AUGUSTO LUCIANO

Orientador: Prof. Dr. Masanobu Niimura

Tese apresentada ao Instituto de Física "Gleb Wataghin" da Universidade Estadual de Campinas como parte dos requisitos necessários à obtenção do Título de Mestre.

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Dr. Masanobu Niimura, pela excelente orientação e apoio em todos os momentos;

Ao Prof. Dr. Paulo H. Sakanaka, pelo apoio e solicitude constantes;

Aos demais professores do Grupo de Plasma, pelas discussões, sugestões e colaborações;

Aos colegas do Grupo de Plasma, ótimos companheiros de trabalho e de amizade, pela colaboração e incentivo;

Aos setores especializados : Mecânica, Vidraria e Desenho e aos técnicos do Laboratório de Plasma, pelos serviços realizados;

À Valderez pelo excelente serviço de datilografia;

Ao amigo Jorge Pimentel pelo incentivo em todos os momentos, principalmente nos mais difíceis;

A FAPESP pelo suporte financeiro e ao CNPq e FINEP pelos convênios, que tornaram possível esse trabalho;

A todos os que direta ou indiretamente colaboraram para a realização desse trabalho.

Dedico,

Aos meus pais, Augusto e Lidia,

e ã minha irmã Eliete.

ÍNDICE

I - INTRODUÇÃO

A construção de um reator de Fusão Termonuclear Controlada, a opção mais ousada para produção de energia, depende ainda da solução de vários problemas teóricos e técnicos. Muitos desses problemas, como confinamento e aquecimento de partículas, são estudados pela física de plasmas.

Várias são as técnicas usadas para a produção de plasmas termonucleares e uma que se destaca é a de θ-pinch linear, que foi a pioneira nesse tipo de pesquisa. No sistema de θ-pinch linear o plasma é produzido num tubo cilindríco e reto por uma onda de choque radial devida a uma descarga rápida e de alta potência, azimutal, através de um solenóide de uma espira única que envolve o tubo. Como as extremidades do tubo não são fechadas por campo magnético, ocorre perda de partículas por elas e devido a isso o θ-pinch linear foi sendo substituído, primeiramente por sistemas toroidais e a seguir por sistemas mais sofisticados, que prometiam solução mais rápida do problema da fusão. Agora, passados vinte anos de pesquisa nessa área, a forma simples original é revista e o interesse geral tem aumentado, principlamente por causa da expectativa de muito maior eficiência de operação, usando campos magnéticos rápidos e de grande intensidade, além da possibilidade de se projetar reatores com comprimentos relativamente pequenos, usando sistemas híbridos de fissão-fusão. Contudo, ainda persiste o problema da perda de partículas pelas extremidades e várias idéias de vedação tem sido testadas.

Neste contexto foi construido um sistema θ-pinch na UNICAMP, visando a aplicação de algumas técnicas de vedação e investigação da eficácia das mesmas em conter o plasma confinado.

Este trabalho apresenta o resultado dos diagnósticos efetua dos com o plasma na primeira fase de experiências com o θ-pinch II. Nessa fase não foi usada nenhuma vedação no sistema e os resultados obtidos, constituem o ponto de partida para posteriores comparações entre as técnicas a serem aplicadas.

No capítulo II está descrito o sistema θ-pinch II, com suas características técnicas, e são apresentados os métodos de diagnósticos utilizados: bobina de Rogowski, sondas magnéticas, intensidade de luz integrada e interferômetro de laser, com uma esplanação sobre os princípios físicos de cada um.

Os dados colhidos através desses métodos de diagnósticos são apresentados e discutidos no capítulo III.

O capítulo IV consta de quatro ítens: A-Estimativa de T_i através do modelo "snow plow"; B-Estimativa de T_e, por difusão de campo magnético, durante a primeira fase de expansão; C-Oscilações hidromagnéticas radiais observadas no θ-pinch II; e D-Decaimento de partículas. Esses ítens são resultados da análise dos dados até o momento no sistema θ-pinch II.

Finalmente, as conclusões e o que se pretende fazer no futuro são apresentados no capítulo V e a bibliografia no capítulo VI.

II - DESENVOLVIMENTO EXPERIMENTAL DO SISTEMA θ-PINCH II

II-A - Descrição do θ-Pinch II

O sistema θ-pinch II é constituído de um solenóide principal de uma espira única, que envolve um tubo cilíndrico onde está o plasma. Esse solenóide é um cilindro oco de 22,0 cm de comprimento com o diâmetro interno de 9,4 cm e externo de 12,7 cm. Possui um rasgo longitudinal de 0,2 cm de espessura e um espaçamento central de 2,0 cm, para diagnóstico. Nas extremidades desse solenóide podem ser adaptados solenóides de 2,0 cm de comprimento, 12,7 cm de diâmetro externo e 7,4 cm de diâmetro interno, para experiências de espelho e cúspide magnética.

Durante as atuais experiências com o θ-pinch foram usados dois tubos de plasma. Eles são de vidro, com 105,0 cm de comprimento e 7,6 cm de diâmetro. Possuem duas saídas laterais, para bomba de vácuo e injeção de gás, e flanges nos extremos para fixação de janelas planas de pyrex. Um dos tubos possui jaquetas internas radiais, para diagnóstico com sondas magnéticas e o outro é liso internamente, para diagnóstico ótico.

O sistema possui um banco de capacitores, constituído de dois capacitores de baixa indutância, 30nH cada, ligados em paralelo, perfazendo 110 μF e 10 kV. A conexão entre os capacitores e o solenóide é feita através de placas de alumínio, com folhas de plástico, de isolamento, entre elas, sendo que uma dessas placas é intercalada por uma chave de alta tensão, do tipo "spark gap", constituída de dois eletrodos de latão, com uma vela de ignição introduzida num deles. Essa chave é acionada por um pulso de alta tensão, produzido por um gerador próprio.

Atualmente, o sistema opera numa sequência de pré-ioniza -

ção por RF, de $20MH_z$-CW, pré-aquecimento por oscilações amortecidas de $50kH_z$ e descarga do banco principal de capacitores, com uma energia de 2,0kJ. Tal sequência é controlada por um retardador eletrônico de pulso de disparo.

II.B - Métodos de diagnóstico aplicados ao θ-Pinch II.

Primeiramente será feita uma breve discussão sobre o circuito equivalente ao sistema θ-Pinch.

O sistema, constituido de um banco de capacitores conectado em série ao solenóide principal, por meio de placas planas de alumínio, apresenta um circuito equivalente, tipo RLC, conforme mostrado na Fig.(II.B.1).

A equação para tal circuito é,

$$L\frac{d^2 I_\theta(t)}{dt^2} + R\frac{dI_\theta(t)}{dt} + \frac{1}{C} I_\theta(t) = 0 \qquad \text{(II.B.1)}$$

As condições iniciais do problema, são que no instante $t=0$, os capacitores estão num potencial V_o e a corrente no circuito é nula, $I_\theta(0) = 0$.

Definindo-se o seguinte parâmetro[5],

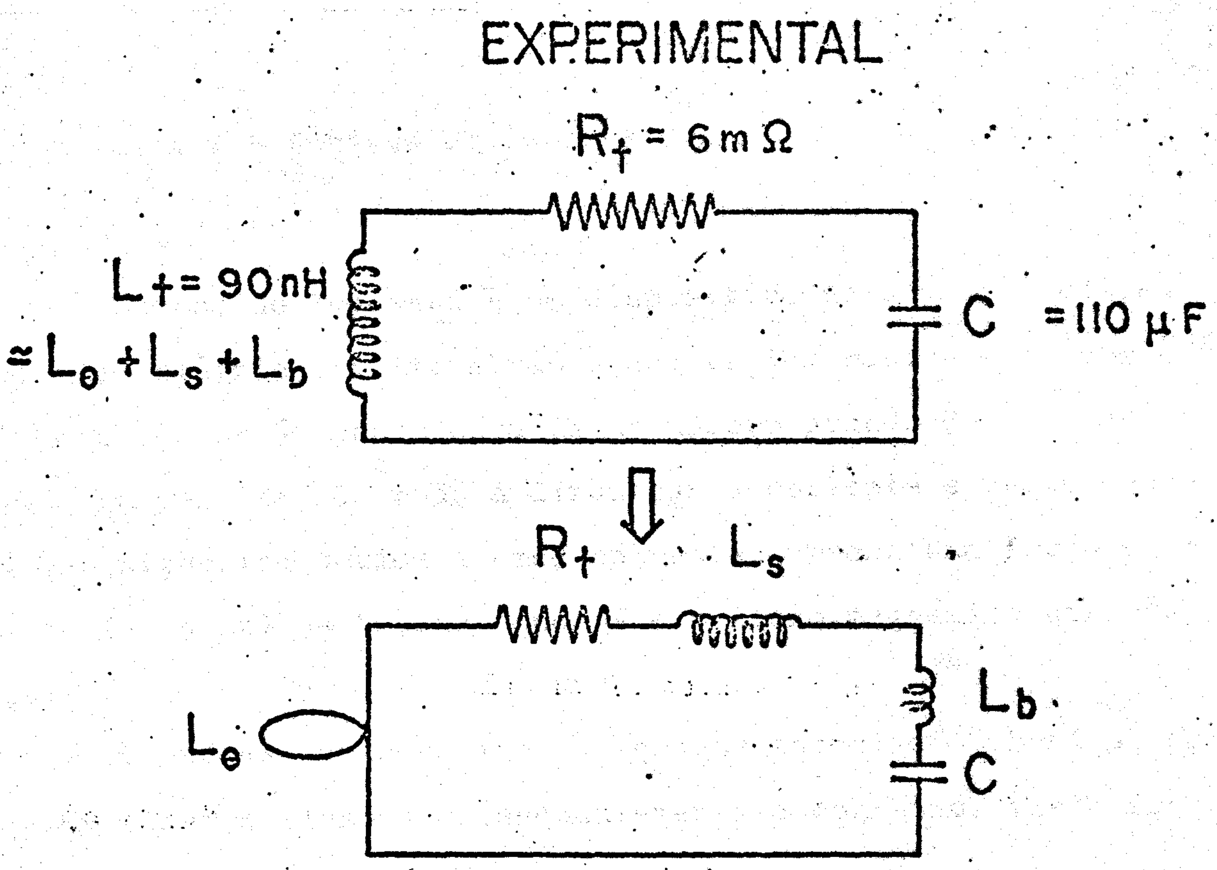
$$\gamma = \frac{R}{2}\sqrt{\frac{C}{L}} \qquad \text{(II.B.2)}$$

e sabendo-se que $\gamma < 1$, (o circuito apresenta oscilações amortecidas), a solução para a equação (II.B.1) é

$$I_\theta(t) = \frac{V_o}{\omega L}\exp\left(-\frac{R}{2L}t\right)\operatorname{sen}\omega t \qquad \text{(II.B.3)}$$

onde

$$\omega = \left[\frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L}\right)^2\right]^{1/2} = \omega_o(1-\gamma^2)^{1/2} \qquad \text{(II.B.4)}$$



$$L_e = \mu \frac{\pi a^2}{l} \cdot K = 34.4 \text{ nH} \quad (K = 0.85 \text{ para } 2a/l = 0.43)$$

$$L_s + L_b = 90 - 34.4 = 55.6 \text{ nH}$$

L_T = Indutância Total

L = Indutância do Solenóide

L_s = Indutância da chave

L_b = Indutância do banco de capacitores

Fig.(II.B.1): CIRCUITO EQUIVALENTE DO SISTEMA PRINCIPAL DE DESCARGA.

R, L, C, V_o, I_θ são portanto, os parâmetros elétricos externos do sistema θ-pinch.

II.B.1 - Bobinas de Rogowski (6)

Bobina de Rogowski é um dispositivo usado para medidas de correntes elétricas muito altas e que variam rapidamente com o tempo. Essa bobina é constituída de um número grande de espiras enroladas num toróide, de modo a circundar a corrente a ser medida. A indução magnética devida a essa corrente, produz uma força eletromotriz ($- d\phi/dt$) na bobina, onde ϕ é o fluxo magnético através das espiras.

Usando-se um circuito integrador associado à bobina, pode-se determinar o fluxo e consequentemente a corrente, visto que essa é proporcional ao fluxo.

O circuito equivalente à bobina de Rogowski, com o integrador, é o esquematizado pela Fig.(II.B.2), onde I_θ é a corrente a ser medida, e i_R a corrente induzida na bobina.

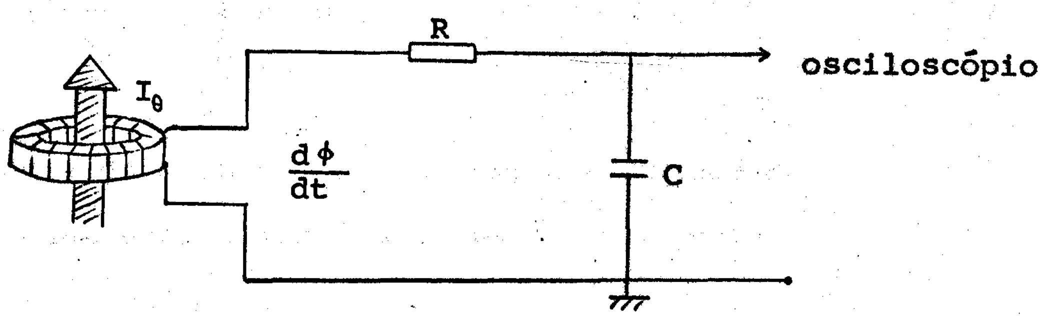


Fig.(II.B.2)

A equação para esse circuito é

$$\frac{d\phi}{dt} = R_{i_R} + \frac{1}{C} \int_o^t i_R \, dt \, . \qquad \text{(II.B.5)}$$

Para $t << RC$,

$$i_R \simeq \frac{1}{R} \; \frac{d\phi}{dt} \; . \qquad \text{(II.B.6)}$$

Assim,

$$V(t) = \frac{1}{C} \int_o^t i_R dt = \frac{1}{RC} \int_o^t \frac{d\phi}{dt} \, dt = \frac{\phi(t)}{RC} \qquad \text{(II.B.7)}$$

Por outro lado, aplicando-se à bobina, a lei de Ampère , tem-se

$$\oint_c \vec{B} \cdot d\vec{\ell} = \mu_o I_\theta \qquad \text{(II.B.8)}$$

Se a bobina tem um comprimento ℓ , e n espiras, com um espaçamento constante entre elas, pode-se escrever.

$$I_\theta = \frac{\ell}{\mu_o n} \oint_c \vec{B} \cdot d\vec{n} \; , \qquad \text{(II.B.9)}$$

onde $d\vec{n}$ tem a direção de $d\vec{\ell}$ e comprimento $nd\ell/\ell$.

Se cada espira tem uma mesma área A, então

$$I_\theta = \frac{\ell}{\mu_o nA} \int A \, \vec{B} \cdot d\vec{n} = \frac{\ell}{\mu_o nA} \int d\phi = \frac{\ell}{\mu_o nA} \phi \, (t) \qquad \text{(II.B.10)}$$

Comparando as equações (II.B.7) e (II.B.10) tem-se finalmente,

$$V(t) = \frac{Kn}{RC} \, I_\theta(t) \qquad \text{(II.B.11)}$$

onde,

$$K = \frac{\mu_o A}{\ell} , \qquad \text{(II.B.12)}$$

é um fator que depende somente geometria da bobina, e RC depende somente do integrador. Então V(t) é diretamente proporcional a $I_\theta(t)$.

Como esses sinais são muito rápidos, usa-se um osciloscópio para registrá-los. É conveniente usar-se um osciloscópio de feixe - duplo e dois canais, registrando-se num canal, o sinal direto da bobina de Rogowski, e no outro o sinal integrado, obtendo-se assim informações não só da corrente, como de sua variação com o tempo.

II.B.2 - Sondas Magnéticas (6)

Em experiências de confinamento magnético de plasmas, é de fundamental importância, conhecer-se a cada instante, a configura - ção espacial do plasma junto ao campo que o contém. O método de - diagnóstico usado para esse fim, é o de sonda magnética. Embora esse método produza perturbações no sistema, pois a sonda é colocada no interior do plasma, os resultados que apresenta, são bastante satisfatórios.

Uma sonda magnética, consiste de algumas espiras de fio esmaltado, colocadas geralmente dentro de uma jaqueta de vidro. Essas espiras são introduzidas ao tubo de plasma, e seu eixo orientado paralelamente à direção do campo que se quer medir.

A Fig.(II.B.3), mostra um arranjo simples, para o uso de - uma sonda magnética

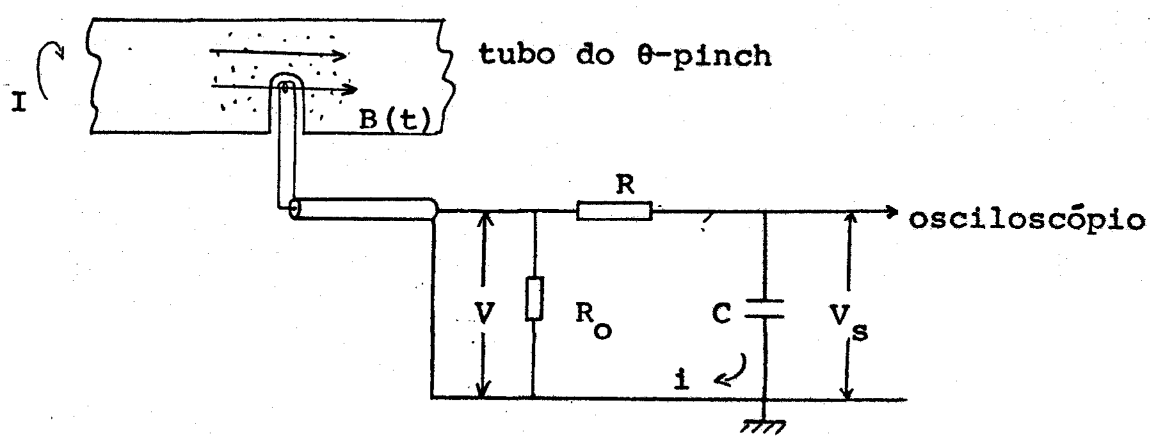


Fig.(II.B.3)

A variação do campo magnético na vizinhança das espiras, - dB/dt, produz uma diferença de potencial V, na saída da sonda. Como geralmente o que se quer saber é o campo magnético e não sua variação, usa-se um circuito integrador acoplado à sonda, e assim a tensão na saída do integrador, V_s, é proporcional ao campo B. Para o registro desses dados usa-se um osciloscópio, e os sinais são fotografados, pois são muito rápidos e um registrador mecânico não - consegue captá-los.

Pode-se verificar a reprodutibilidade das descargas num - sistema θ-pinch, colocando uma sonda magnética no interior do plasma, efetuando-se várias descargas e fotografando-se os sinais superpostos.

As medidas com sondas magnéticas, consistem geralmente de um mapeamento do campo magnético no interior do plasma. Como os sinais colhidos dão o campo em função do tempo, variando-se a posição da sonda, tem-se o campo em função da posição e do tempo, simultâneamente.

O mérito de uma sonda magnética, dependerá de:

(a) boa sensitividade, isto é, o sinal de saída deve ser intenso, de maneira que a contribuição devida a ruidos externos -

seja desprezível em relação ao mesmo;

(b) excelente frequência de resposta, de forma a captar - qualquer variação de campo, por pequena que seja; e

(c) perturbar o mínimo possível o plasma.

A sensitividade da sonda é dada pela tensão de saída

$$V = n_s A \frac{dB}{dt} , \qquad \text{(II.B.13)}$$

onde n_s é o número de espiras da sonda, e A a área de cada espira.

A frequência de resposta é dada por

$$\tau = \frac{L}{R_o} \qquad \text{(II.B.14)}$$

onde τ é o menor tempo de flutuação do campo em que a sonda, responde com sensitividade adequada; R_o é a impedância característica da linha de transmissão da sonda, e L é a indutância da sonda. No caso de n_s espiras circulares, de raio r e área A, com um comprimento ℓ , tem-se

$$L = k \frac{\mu\, n_s^2 A}{\ell} \qquad \text{(II.B.15)}$$

onde k é um fator que depende da razão ℓ/r.

Uma análise do circuito, Fig.(II.B.3), mostra que - $V = R_{ip} + V_s$. V é dada pela equação (II.B.13) e $V_s = \frac{1}{C}\int_o^t i_p dt$.

Assim,

$$n\, A \frac{dB}{dt} = R_{i_p} + \frac{1}{C}\int_o^t i_p\, dt . \qquad \text{(II.B.16)}$$

Para $t << RC$,

$$i_p \simeq \frac{nA}{R} \frac{dB}{dt} \qquad \text{(II.B.17)}$$

Então,

$$V_s = \frac{1}{C}\int_0^t i_p \, dt = \frac{1}{C}\int_0^t \frac{nA}{R} \frac{dB}{dt} dt = \frac{nA}{RC} B(t) \qquad \text{(II.B.18)}$$

Como no caso da Bobina de Rogowski, os sinais proporcionais a dB/dt, equação (II.B.13), e a B(t), equação (II.B.18), são colhidos no osciloscopio, fotografados e analizados.

II.B.3 - Interferômetro de laser[2]

Um modo bastante prático de se medir a densidade de elétrons num plasma, é através de um interferômetro de laser.

Usa-se, nesse método, um laser de He - Ne , cujo feixe passa através do tubo de plasma e é refletido por um espelho plano externo, de modo a voltar pelo mesmo caminho até a cavidade ótica, onde ocorre interferência entre o feixe refletido e a oscilação da cavidade. O arranjo experimental é mostrado na Fig.(II.B.4).

A intensidade do laser, sofre um ciclo de modulação para cada variação de um comprimento de onda completo, no caminho ótico do laser ao espelho externo e deste ao laser. Dessa maneira, contando-se o número de ciclos de modulação, sabe-se o quanto variou o caminho ótico e consequentemente a densidade.

A relação entre os ciclos de modulação, que correspondem a franjas num interferômetro convencional, e a densidade, é tirada -

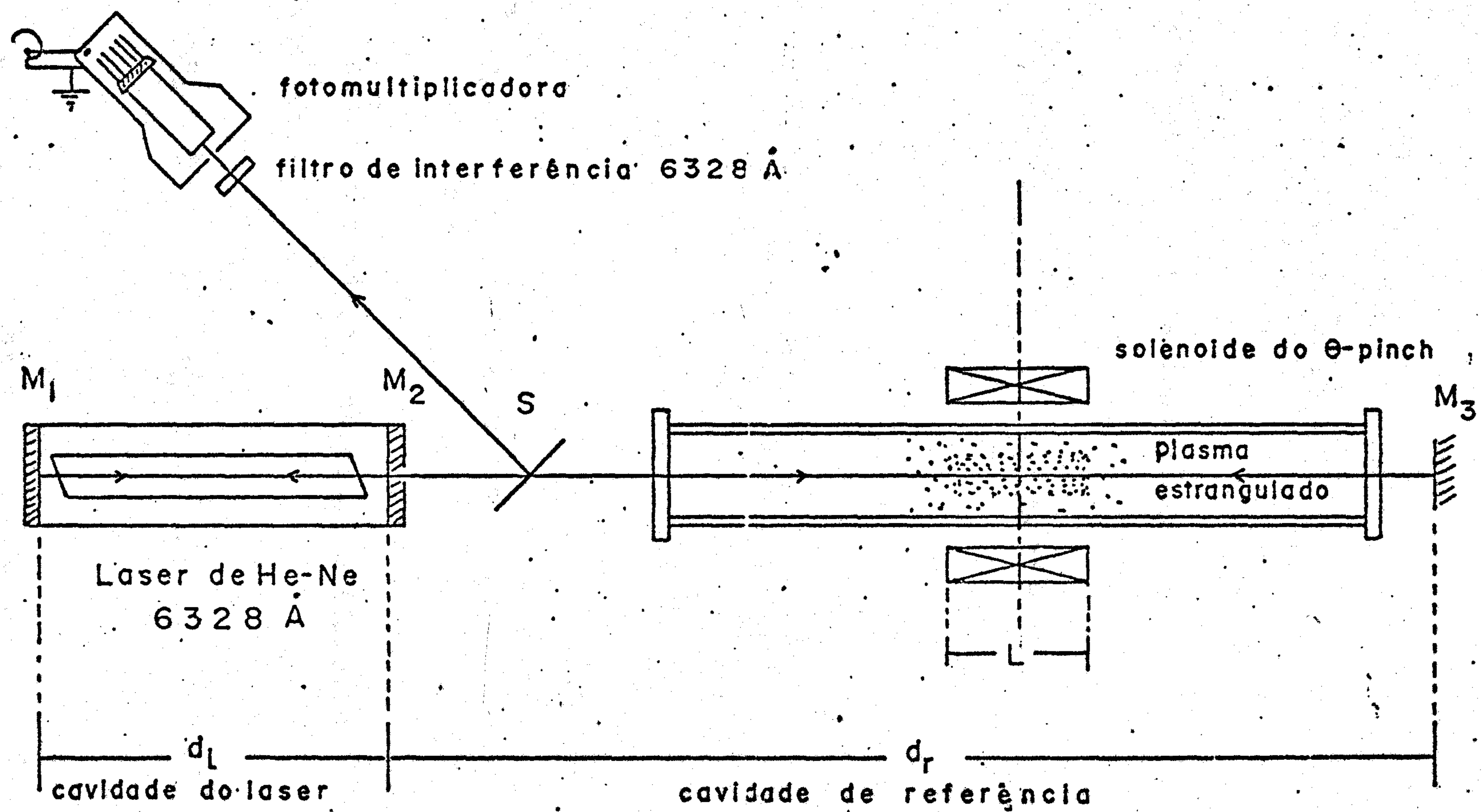


Fig. (II.B.4): INTERFERÔMETRO DE LASER

das equações de plasma, como se segue.

O índice de refração, μ de um plasma, para uma radiação de frequência ω_o , é

$$\mu = 1 - \frac{1}{2}\left(\frac{\omega_p}{\omega_o}\right)^2 \qquad \text{(II.B.19)}$$

se forem satisfeitas as condições:

$$\omega_p << \omega_o \qquad \text{e} \qquad \omega_c << \omega_o \quad , \qquad \text{(II.B.20)}$$

onde

$$\omega_p = \left[\frac{e^2}{\varepsilon_o m_e} n_e\right]^{1/2} = 5.64 \times 10\ n_e^{1/2} \qquad \text{(II.B.21)}$$

e

$$\omega_c = \frac{eB}{m_e} = 1,76 \times 10^{11}\ B \qquad \text{(II.B.22)}$$

Assim as condições da equação (II.B.20) também podem ser escritas como,

$$n_e << 3,15 \times 10^{-4}\ \omega_o^2 \qquad (m^{-3})$$

e (II.B.23)

$$B << 5,68 \times 10^{-12}\ \omega_o \qquad (Wb.m^{-2})$$

Para um plasma, de comprimento L, o número de franjas de interferência será,

$$N = \frac{(\mu-1)\ 2L}{\lambda_o} , \qquad \text{(II.B.24)}$$

onde λ_o é o comprimento de onda da radiação, e 2L o comprimento - total do caminho ótico, percorrido pelo feixe do laser dentro do plasma.

As equações (II.B.19) e (II.B.24), junto com $\omega_o = 2\pi c/\lambda_o$, fornecem então,

$$N = 8{,}9 \times 10^{-16} \quad n_e L \ \lambda_o$$

ou

$$n_e = 1{,}12 \times 10^{15} \ \frac{N}{L\lambda_o} . \qquad \text{(II.B.25)}$$

Como L e λ_o são conhecidos, contando-se o número de franjas de interferência, tem-se a densidade de elétrons.

III - APRESENTAÇÃO DOS DADOS DO θ-PINCH II.

III.1 - Bobina de Rogowski

Inicialmente foi medida a capacitância do sistema e obteve-se

$$C = 110\ \mu F. \tag{III.1}$$

A tensão de operação do sistema foi mantida fixa, e seu valor era

$$V_o = 6\ kV. \tag{III.2}$$

Isso implica numa energia total armazenada, calculada em

$$\frac{1}{2} C V_o^2 = 2kJ. \tag{III.3}$$

Os demais parâmetros do sistema foram determinados como se segue.

Foi usada uma bobina de Rogowski, para determinação da corrente externa do θ-pinch e de demais parâmetros externos do mesmo, conforme o esquema da Fig.(III.1).

As características da bobina usada, são as seguintes:

a) Comprimento : $\ell = 0.75$ m

b) Número de espiras : $n = 40$

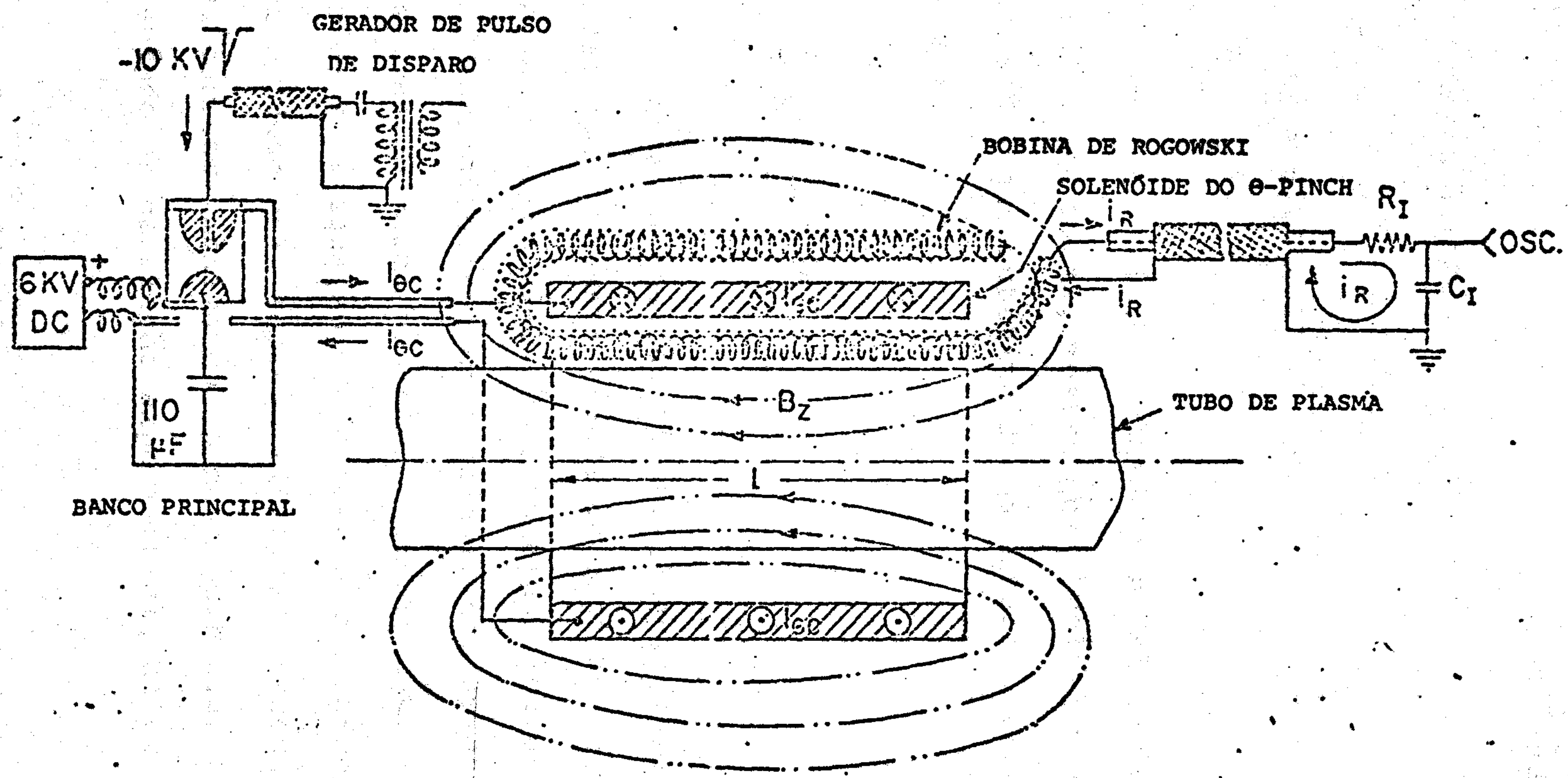


Fig. (III.1): BOBINA DE ROGOWSKI

c) Diâmetro das espiras : $d = 2.5 \times 10^{-3}$m

(Área : $A \approx \pi\ (d/2)^2 = 4.9 \times 10^{-6}\ m^2$).

d) Circuito integrador : $RC = 10^{-4}$ seg.

Assim o fator k da equação (II.B.12) é

$$k_t = 8.23 \times 10^{-12}\ \text{H} \tag{III.4}$$

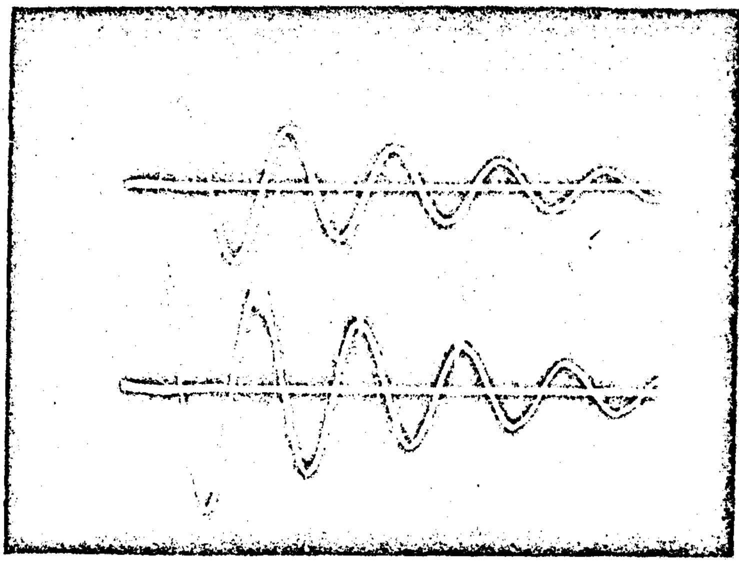
Um sinal típico colhido por tal bobina é o da Fig.(III.2). Uma análise da mesma, mostra que a voltagem máxima medida é $V_M = 0.9$ V , que substituida na equação (II.B.11), fornece a corrente máxima

$$I_M = 270\ \text{kA} \tag{III.5}$$

Porém, a equação (II.B.11) aplica-se no caso de uma bobina toroidal com um número grande de espiras, com espaçamento pequeno e constante entre elas. No caso atual foi usada uma bobina de forma bastante diferente da toroidal, com um espaçamento grande entre as espiras, e essas não perfeitamente iguais entre si. Portanto o valor de k da equação, deve sofrer uma correção em relação ao valor teórico, dado pela equação (II.B.12). Fazendo-se um cálculo teórico da corrente máxima que poderia circular pelo θ-pinch, em função do período de oscilação experimental, obteve-se,

$$I_{Max} = 209\ \text{kA} \tag{III.6}$$

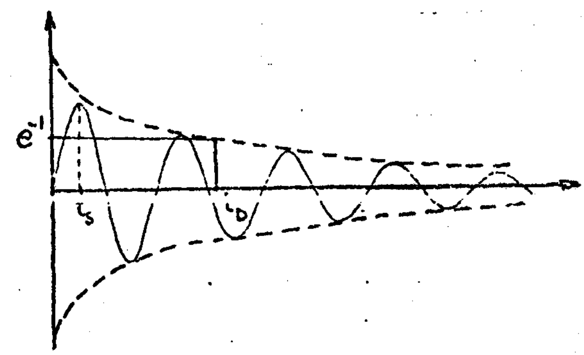
Esse valor, junto com o valor de (III.5), dá o valor experimental de k.



...0.5 V/div.
com integrador
RC = 10^{-4} seg

...10 V/div.
sem integrador

10 useg/div.



Bobina utilizada: n = 40 espiras
l = 75 cm

Condições do sistema: C = 110 uF
V_o = 6 kV
Sem gás- pressão: $8x10^{-6}$ Torr
Sem pré-ionização por RF.

Fig.(III.2): SINAL TÍPICO DA BOBINA DE ROGOWSKI.

$$k_e = 6.37 \times 10^{-12} \ \text{H} \tag{III.7}$$

O desenvolvimento do cálculo para obtenção da corrente I_{Max} é feito a seguir.

Da Fig.(III.2) tem-se o valor do período de oscilação da corrente na bobina de Rogowski. Essa corrente atinge um máximo no primeiro quarto do período, que será chamado de tempo de subida da corrente. Esses tempos são :

$$\begin{aligned} \tau &= 20 \ \text{seg} \\ t_s &= \frac{\tau}{4} = 5 \ \text{seg} \end{aligned} \tag{III.8}$$

Admitindo-se que a frequência de oscilação da corrente induzida na bobina seja igual à da corrente no solenóide, através da equação (II.B.4) e com $\gamma << 1$, pois o decaimento observado não é muito acentuado, tem-se

$$\omega = \frac{2\pi}{\tau} = \frac{1}{\sqrt{LC}} \ , \tag{III.9}$$

donde para o caso atual, $\omega = 3.14 \times 10^7 H_z$.

Desse modo, tem-se das equações acima,

$$L = \frac{t_s^2}{2.5C} = 90 \ \text{n H} \tag{III.10}$$

Essa é a indutância total do sistema. A indutância do solenóide principal pode ser calculada por :

$$L_\theta = \frac{\pi a^2}{\ell} k = 34.4 \ \text{n H} \tag{III.11}$$

onde, $a = 4.7$ cm é o raio do solenóide,

$\ell = 22.0$ cm é o comprimento do solenóide e

$k = 0.85$ para $2a/\ell = 0.43$

Assim, a indutância restante do circuito, será :

$$L_b + L_s = 55.6 \text{ n H} \tag{III.12}$$

onde L_b e L_s, são as indutâncias do banco de capacitores e da chave de descarga, respectivamente.

Usando-se a equação (II.B.3), com a condição imposta $\gamma \ll 1$, a corrente será

$$I(t) = \frac{V_o}{\omega_o L} \operatorname{sen}\omega_o t \tag{III.13}$$

e a taxa de variação da corrente será ,

$$\dot{I}(t) = \frac{d}{dt} I(t) = \frac{V_o}{L} \cos\omega_o t \tag{III.14}$$

O valor máximo da corrente ocorre para $t = t_s$, ou seja para $\omega_o t_s = \pi/2$. Esse valor será

$$I_{Max} = \frac{V_o}{\omega_o L} = \left[\frac{C}{L}\right]^{1/2} V_o = 209 \text{ kA} \tag{III.5}$$

A taxa de variação máxima da corrente ocorre para $t = 0$ e assim,

$$\dot{I}_{Max} = \frac{V_o}{L} = 6.6 \times 10^7 \ \frac{kA}{seg} \qquad (III.15)$$

Voltando ao sinal da Fig.(III.2) e observando-se o decaimento da corrente a e^{-1} , tem-se que o tempo de decaimento é

$$t_D = 31\mu seg \qquad (III.16)$$

Usando-se a equação (II.B.3) pode-se calcular a resistência do circuito. Tem-se da equação, que

$$R = \frac{2L}{t_D} = 6 \ m\Omega \qquad (III.17)$$

Com os valores obtidos, e substituindo-os na equação tem-se que

$$\gamma = 0.11$$

que está de acordo com a suposição $\gamma \ll 1$.

Esses são, portanto, os parâmetros elétricos do solenóide do sistema θ-Pinch II, obtidos pela bobina de Rogowski.

III.2 - Sondas magnéticas

Foi utilizado um arranjo como o proposto na Fig.(II.B.3), para medidas de campo magnético. O tubo de plasma possui jaquetas de vidro em seu interior, onde são introduzidas as sondas , como pode ser visto em detalhe na Fig.(III.3). Uma escala é fixada no cabo da sonda, e a posição desta pode ser variada radialmente, sabendo-se facilmente sua distância do eixo do tubo.

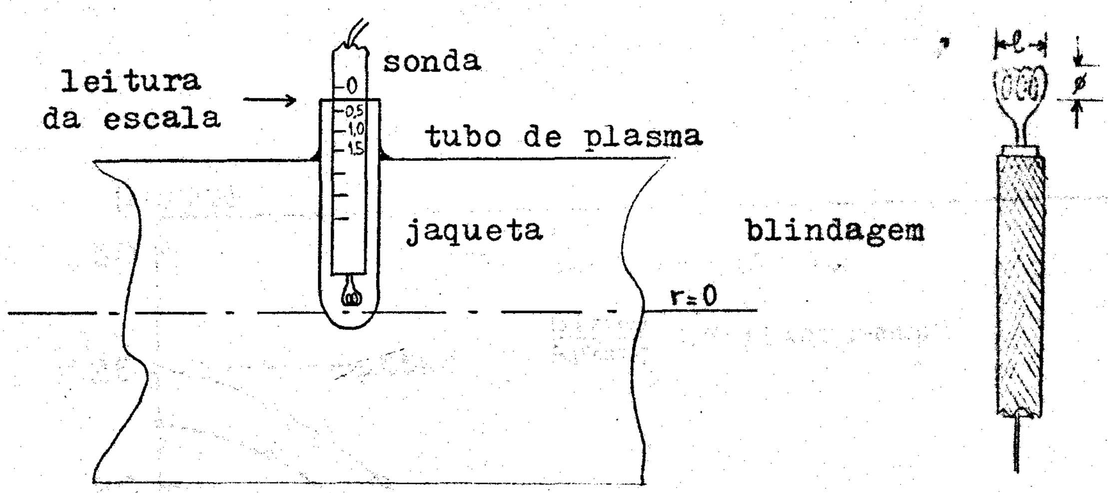


Fig.(III.3)

A sonda usada foi feita com fio de cobre nº 38, com ϕ = 2 mm, ℓ = 1,3 mm e N = 4 espiras.

Inicialmente foram efetuadas medidas de campo sem presença de gás no tubo (pressão de 5 x 10^{-5} Torr), e o mapeamento do campo no vácuo em função da distância ao eixo do tubo é mostrado na Fig.(III.4).

Também foram feitas medidas da velocidade de estrangulamento de um plasma de H_2 com pressão inicial p_o = 100 mTorr e os sinais obtidos são mostrados na Fig.(III.5).

A Fig.(III.6) mostra uma sequência de sinais de campo mag nético num plasma de argônio, com pressão inicial p_o = 10 mTorr, com a posição da sonda variando radialmente do eixo até a borda do tubo, em função do tempo, durante o 6º semi-ciclo magnético. A partir dessa figura foi traçada a Fig.(III.7), que representa a evolução temporal da distribuição de campo magnético durante o referido ciclo.

Posteriormente essa figura usada para análise da difusão de densidade campomagnético do ítem IV.B.

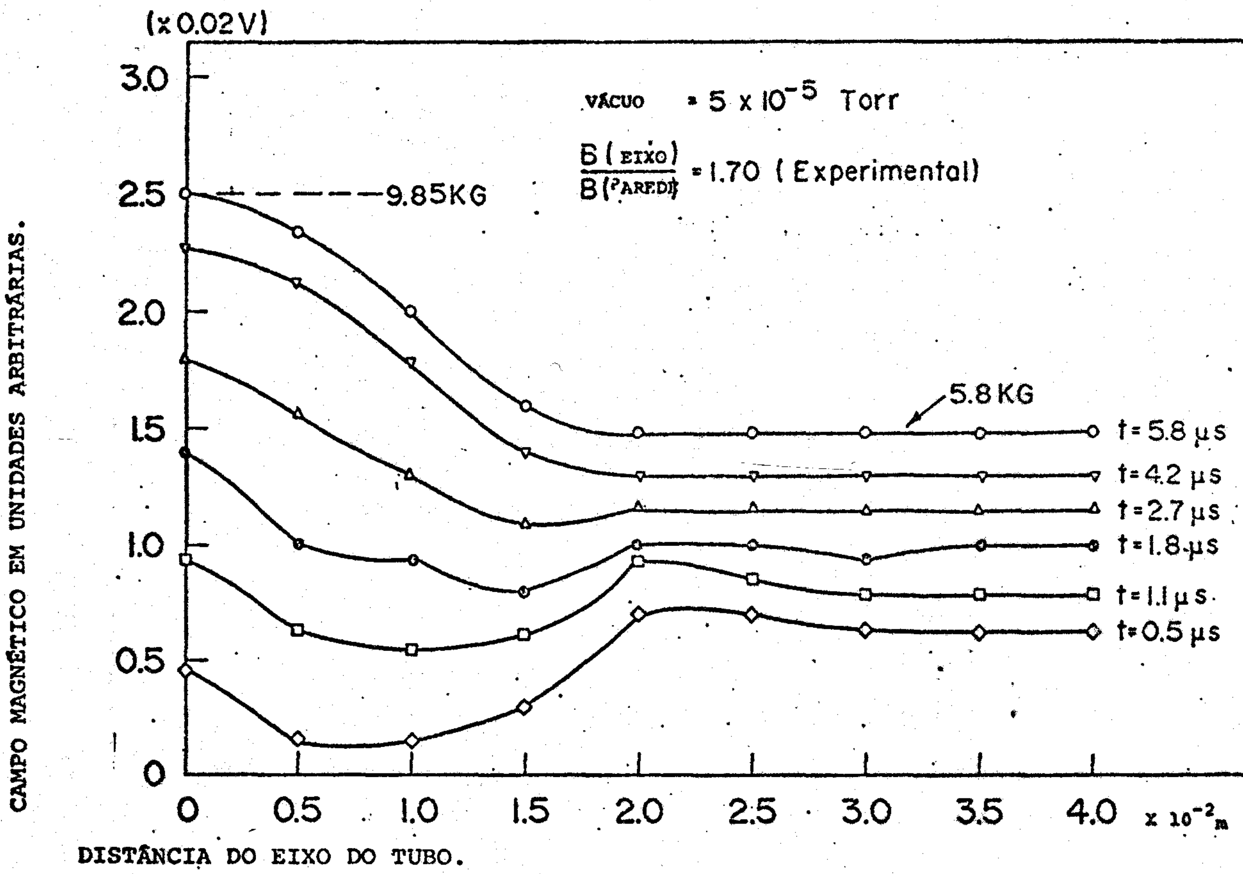


Fig.(III.4): MEDIDAS DE CAMPO MAGNÉTICO NO VÁCUO.

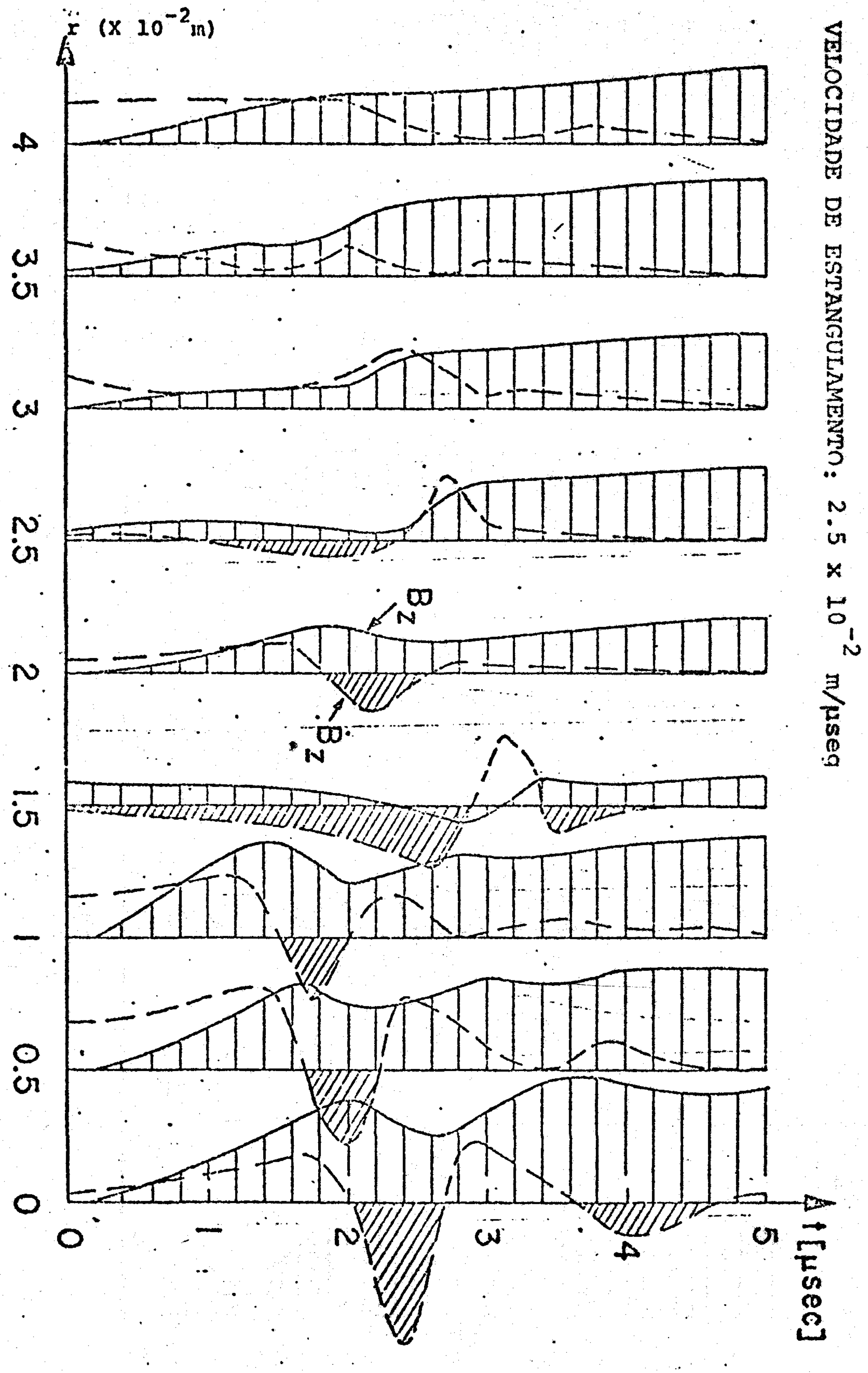


Fig. (III.5): MEDIDA DA VELOCIDADE DE ESTRANGULAMENTO.

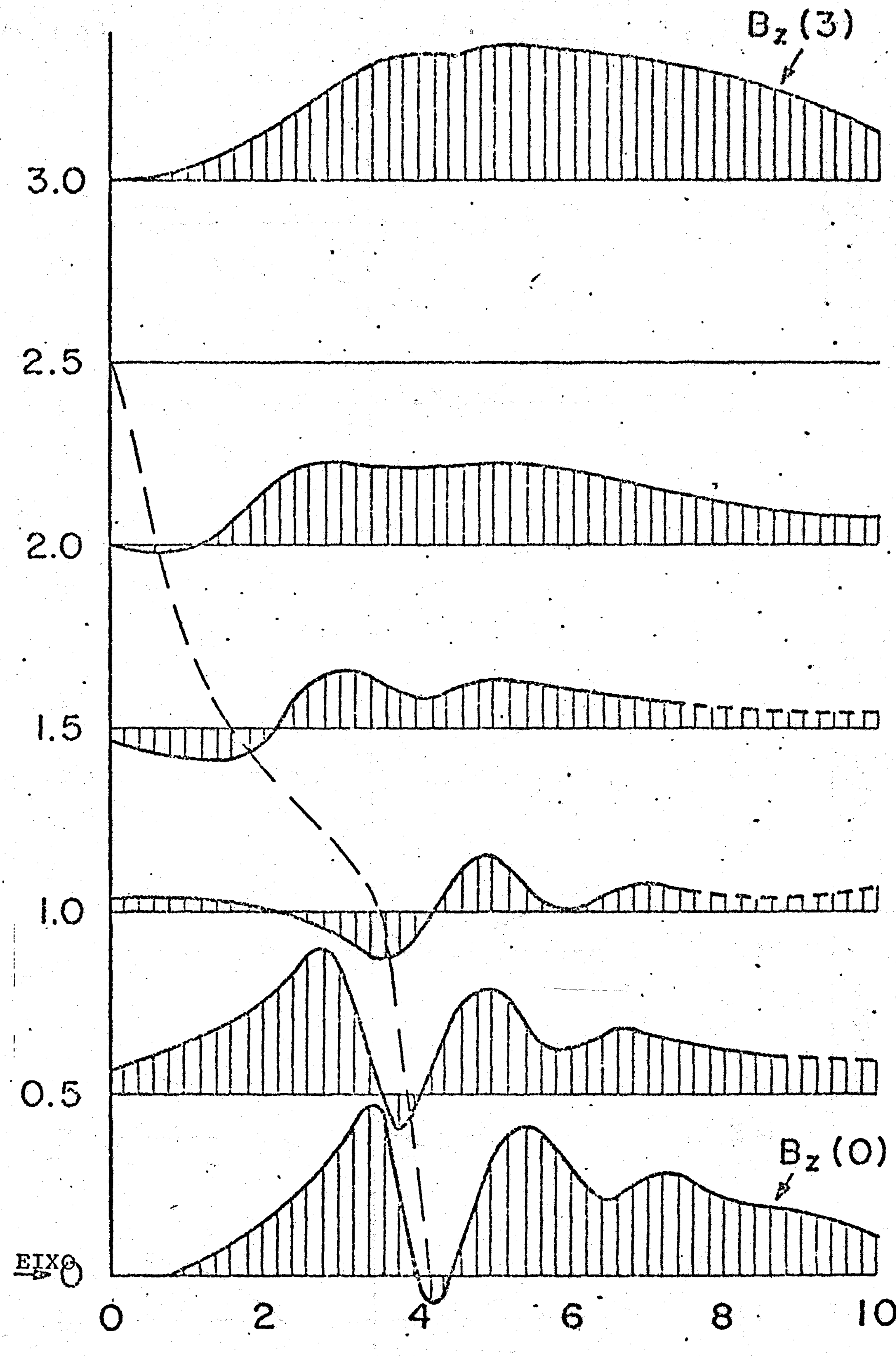


Fig. (III.6): VARIAÇÃO RADIAL DO CAMPO MAGNÉTICO EM FUNÇÃO DO TEMPO.

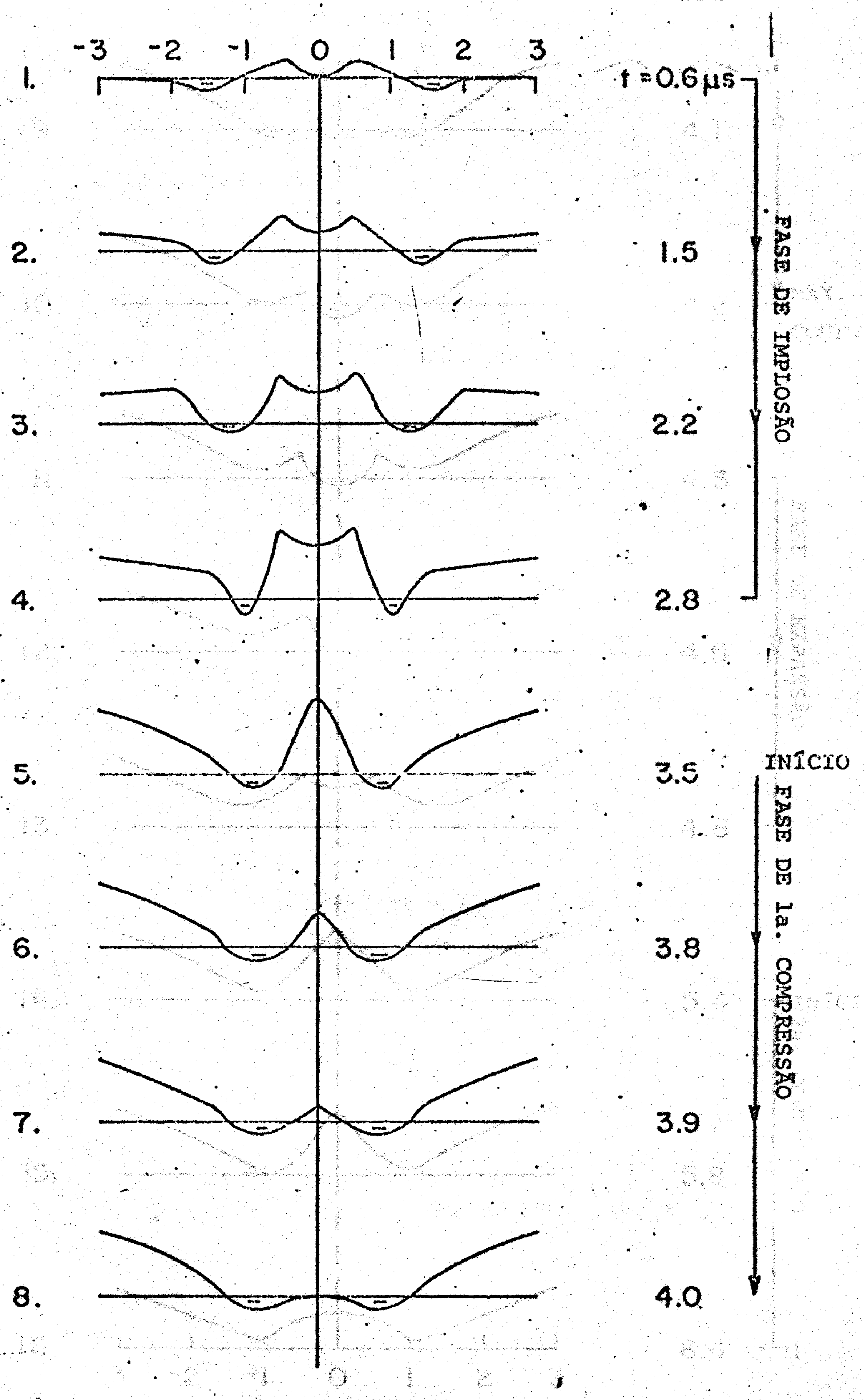
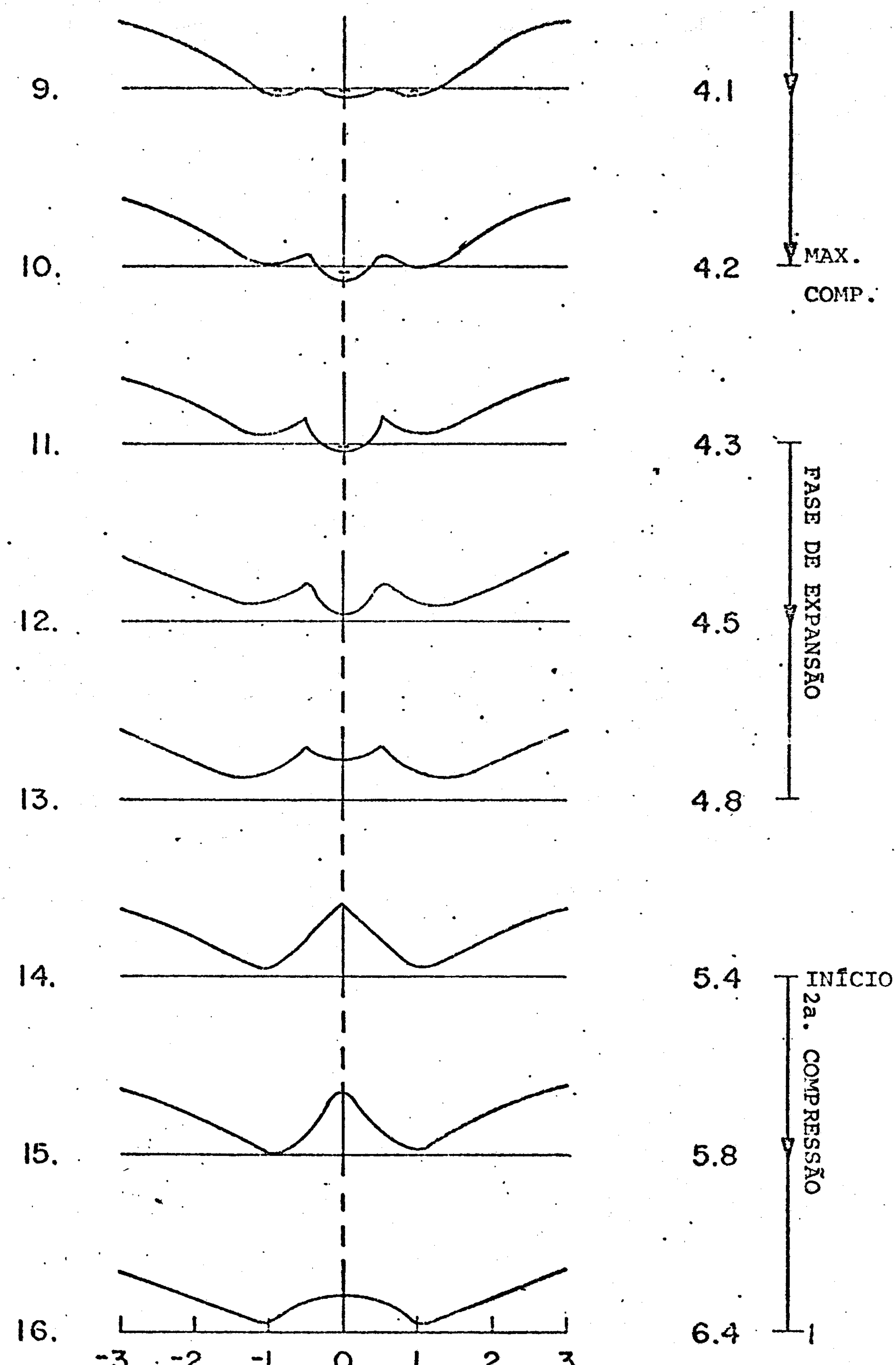


Fig.(III.7): EVOLUÇÃO TEMPORAL DA DISTRIBUIÇÃO DE CAMPO MAGNÉTICO DURANTE O 6º SEMI-CICLO.


9.
10.
11.
12.
13.
14.
15.
16.
-3
-2
-1
0
1
2
3
4.1
4.2
4.3
4.5
4.8
5.4
5.8
6.4
MAX.
COMP.
FASE DE EXPANSÃO
INÍCIO
2a. COMPRESSÃO

III.3 - Interferômetro de laser.

Para medidas de densidade de elétrons, foi usado um interferômetro de laser, segundo o arranjo da Fig.(II.B.4). O laser utilizado foi de He-Ne (Spectra-Physics 155), de comprimento de onda λ_o = 6328 A, ou seja, de frequência $\omega_o = 2.95 \times 10^{18} rd.s^{-1}$.

Para essa frequência de radiação, as condições da equação-(II.B.23) tornam-se

$$n_e << 2.74 \times 10^{33}\ m^{-3}$$

e (III.19)

$$B << 1.68 \times 10^{7}\ Wb.m^{-2}$$

o que é perfeitamente possível para o atual plasma, cuja densidade é esperada em torno de $10^{22}\ m^{-3}$ e o campo em torno de $1\ WB.m^{-2}$.

O comprimento característico do plasma do θ-pinch II é L = 0.22 m e portanto da equação (II.B.25) tem-se a densidade

$$n_e = 0.8 \times 10^{22}\quad N\quad (m^{-3}) \tag{III.20}$$

ou seja, para cada ciclo de modulação, que se contar, a densidade corresponde a $0.8 \times 10^{-22}\ m^{-3}$, quando se supõe um plasma axialmente homogêneo no centro, em toda extensão do solenóide.

A Fig.(III.8) traz algumas fotografias colhidas pelo método do interferômetro, para diferentes gases e diferentes pressões iniciais: A foto -1- mostra um sinal devido somente à vibração - da sala. Observa-se que não há franjas de interferência, o que -

significa que a vibração não afeta as medidas.

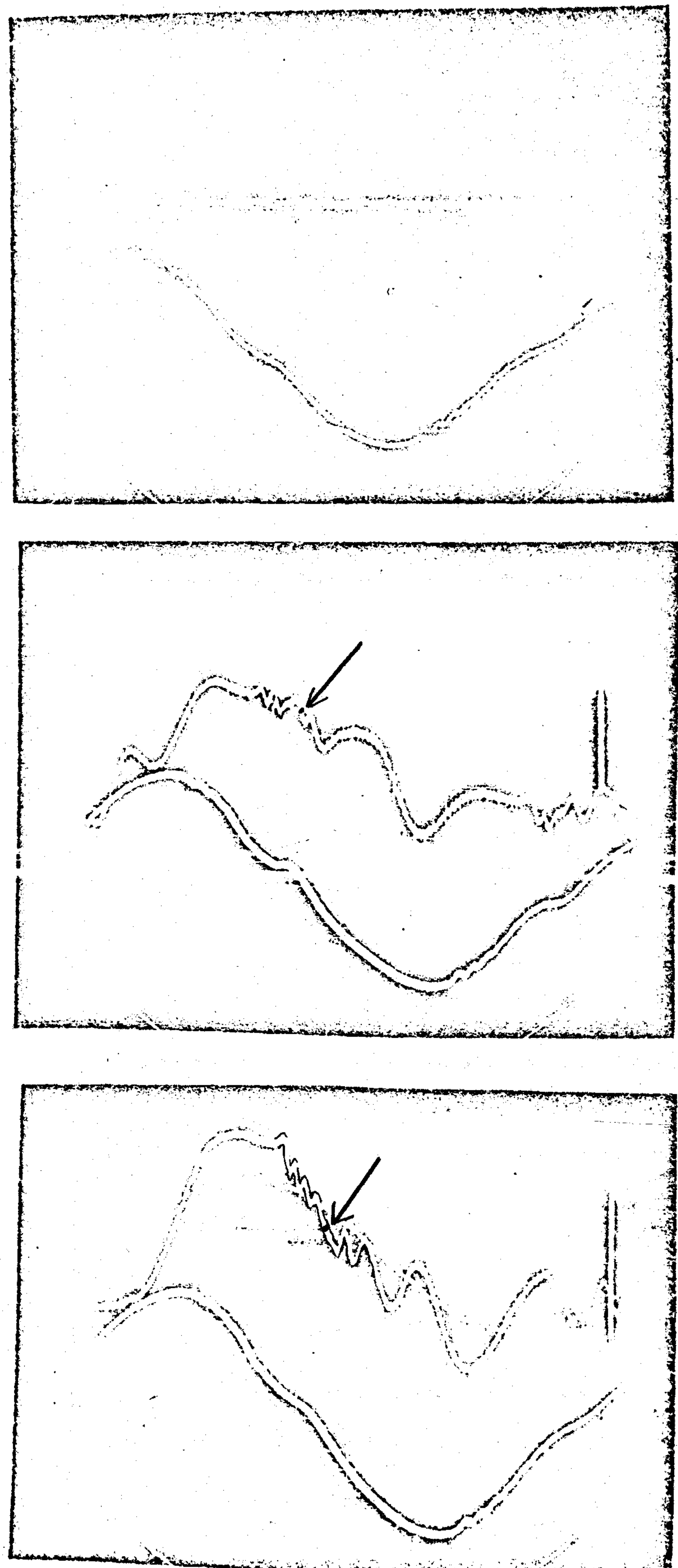
As fotos -2- a -6- mostram sinais colhidos com hidrogênio e argo nio com pressões iniciais diferentes. As flechas indicam o ponto de máxima densidade. Esses pontos correspondem à metade do número de ciclo de modulação. Observa-se que inicialmente a frequência de ciclos de modulação é grande, o que significa que a densidade está aumentando. Após atingir o ponto indicado, a frequência dos ciclos diminui, ou seja a densidade começa a cair.

Através da contagem dos ciclos de modulação, para várias pressões iniciais de argônio, durante o 6º meio ciclo magnético, foi feita a Fig.(III.9), que representa a evolução temporal da densidade de elétrons, n_e, em função da pressão inicial. Essa figura é a base para várias conclusões tiradas nesse trabalho.

O Tempo de resposta do interferômetro de laser é mimitado pela Mecânica Quâtica, usualmente em 150 kH_z (e^{-1} da profundidade de modulação). No θ-pinch II, foi usada uma cavidade de baixo Q, onde foi introduzido o plasma de teste, e o tempo de resposta foi aumentado com sucesso para acima de $3MH_z$. Isso possibilitou a medida de n_e, até a pressão inicial de 1 mTorr. Para essa pressão e pressões abaixo, não foi possível medir-se corretamente n_e, devido ao limite do tempo de resposta.

Com os valores da densidade máxima de elétrons para várias pressões iniciais de argônio, foi traçada uma curva em escala semi-log da Fig.(III.10) de n_{em} em função de p_o. Verifica-se que a densidade máxima desenvolve-se exponencialmente de 2.85×10^{22} à $4.8 \times 10^{22}\ m^{-3}$ com p_o entre 10 e 200 mTorr. A fórmula experimental é dada por

$$n_e(m^{-3}) = 2,76 \times 10^{22} \quad \exp\left[2.74\times10^{-3}\ p_o(\mathrm{mTorr})\right] \quad \text{(III.21)}$$



-foto-1-

...0.05 V/div.
interferômetro

...5V/div.
bobina de Rogowski

-foto-2-

30 mTorr - H_2

...0.05V/div.
interferômetro

...5V/div.
bobina de Rogowski

-foto-3-

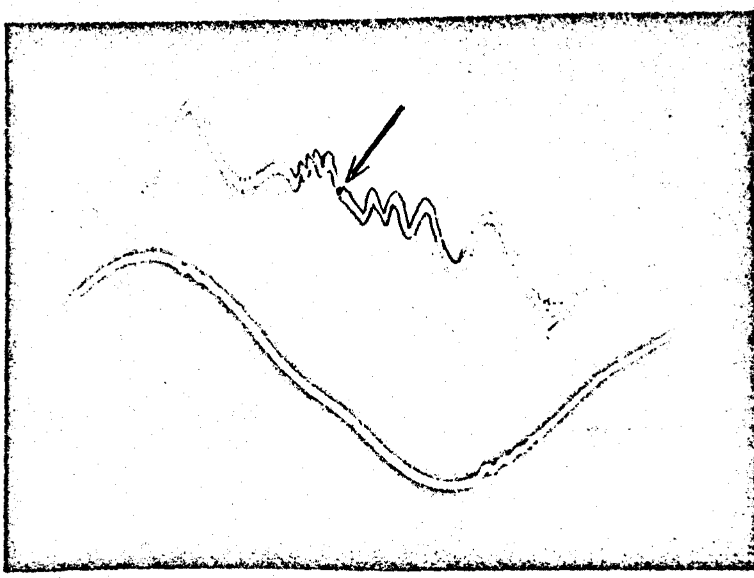
80 mTorr - H_2

...0.05V/div .
interferômetro

...5V/div.
bobina de Rogowski

2 useg/div.

Fig. (III.8): SINAIS TÍPICOS DO INTERFERÔMETRO.

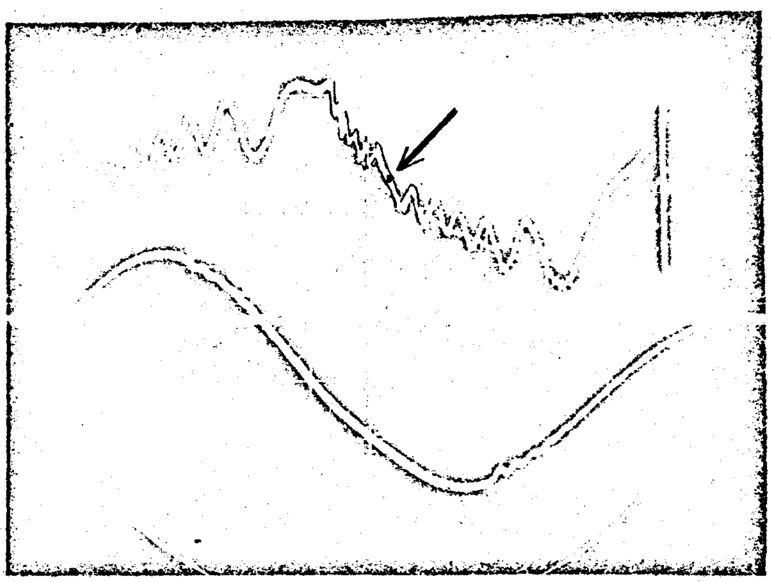


"foto-4-"

100mTorr - Ar

...0.05V/div

...5V/div.

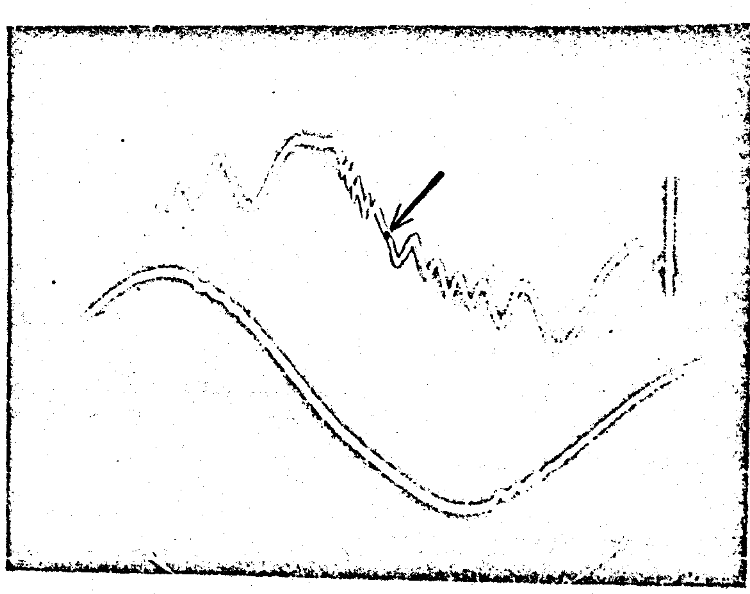


"foto-5-"

200 mTorr - Ar

...0.05 V/div.

...5V/div.



"foto-6-"

200 mTorr - H_2

...0.05 V/div.

...5V/div.

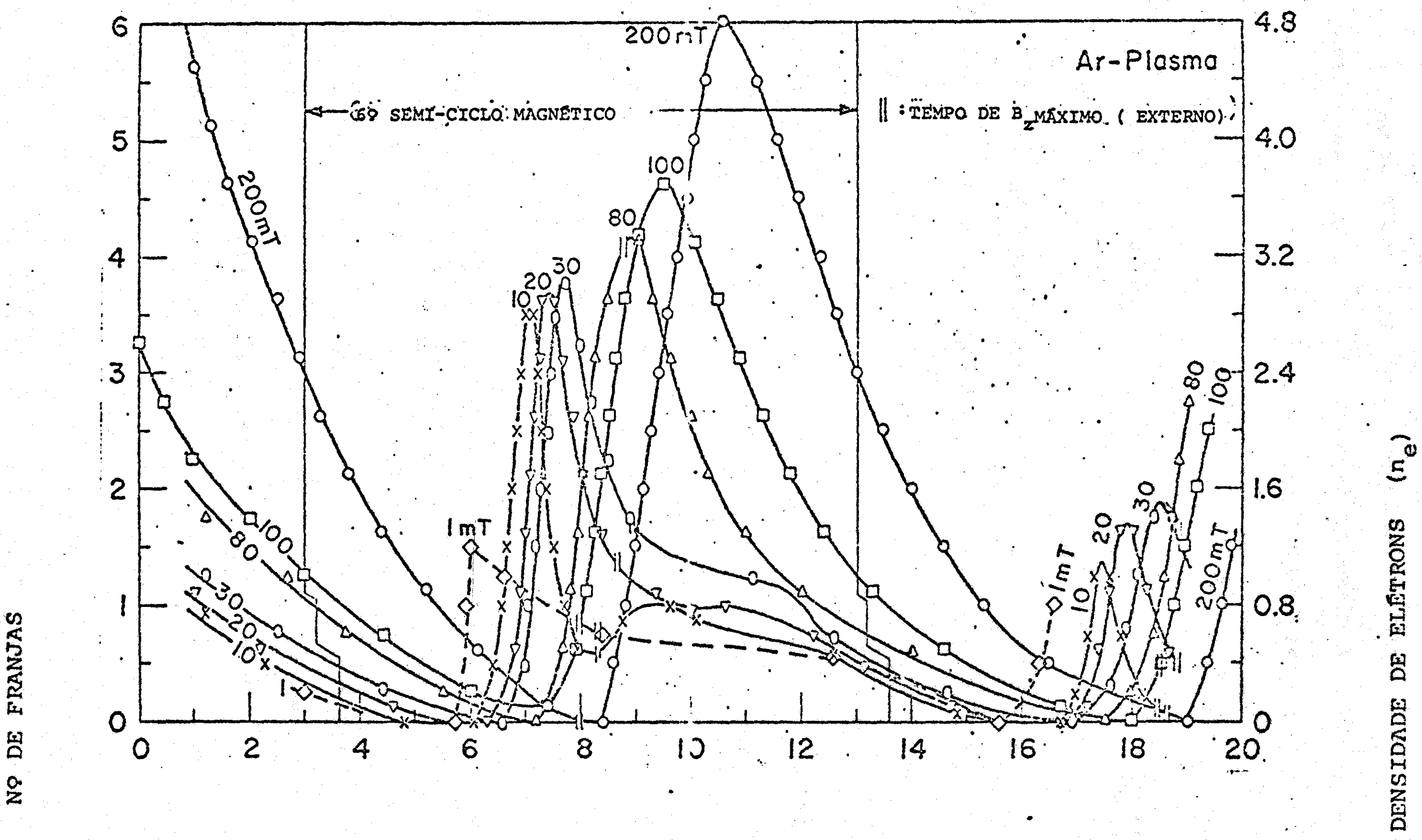


Fig.(III.9): EVOLUÇÃO TEMPORAL DA DENSIDADE DE ELÉTRONS EM FUNÇÃO DA PRESSÃO INICIAL.

Fazendo-se a razão entre as densidade máximas e as densidades de partículas neutras a cada pressão inicial, foi obtida a Fig. (III.11), donde é tirada a fórmula experimental para a razão de compressão:

$$\eta^* = \frac{n_{em}}{n_o} = 605\ p_o^{-0.87} \qquad (III.22)$$

A partir daí é possível estimar-se o raio do plasma comprimido, supondo-se $\pi a^2 \ell\, n_o = \pi r_p^2\, \ell n_{em}$, onde a é o raio do tubo. Assim,

$$r_p = \frac{a}{\sqrt{\eta^*}} \qquad (III.23)$$

A Fig.(III.12) mostra a variação de r_p com relação às pressões iniciais.

Para $a = 3.8 \times 10^{-2}$ m e p_o em mTorr,

$$r_p(m) = 1.52 \times 10^{-3}\ p_o^{0.435} \qquad (III.24)$$

Esse tipo de estimativa é correto se todas as partículas forem comprimidas pelo pistão magnético até r_p e suposto que 100% de ionização foi realizada. Essa conjectura é sustentada qualitativamente no curso do experimento.

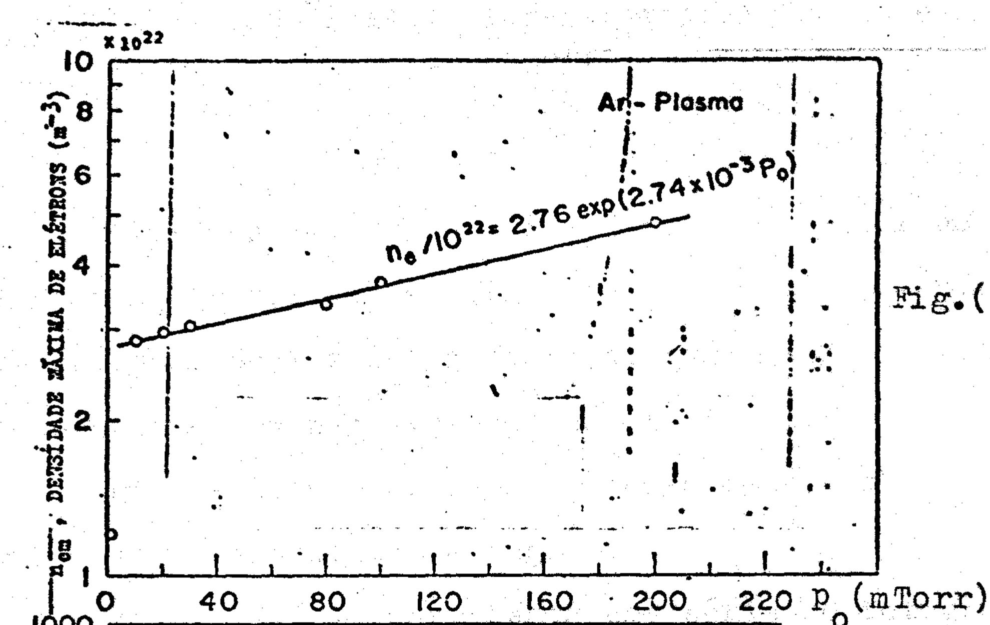


Fig.(III.10)

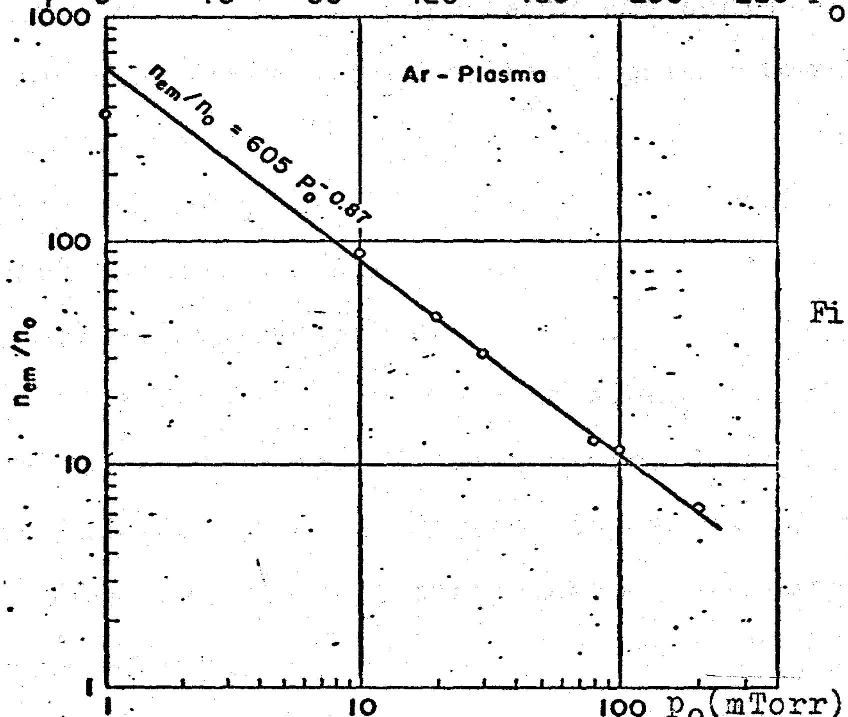


Fig.(III.11)

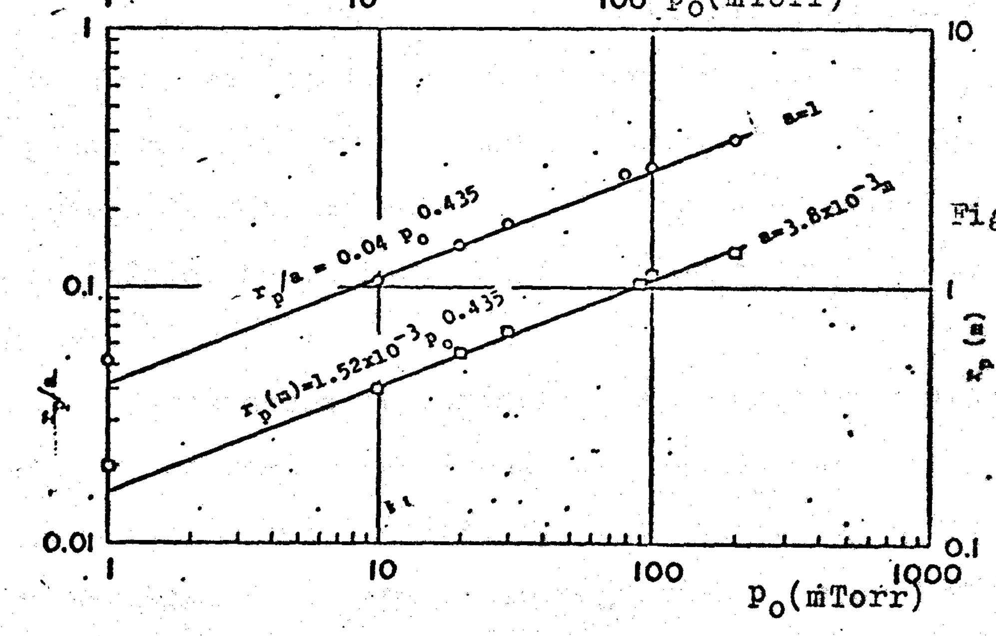


Fig.(III.12)

III.4 - Medidas de intensidade de luz integrada.

Além dos métodos de diagnóstico descritos no capítulo II , foi medida através das extremidades do tubo de plasma do θ-pinch , a intensidade de luz integrada, utilizando-se uma fotomultiplicadora, segundo o arranjo mostrado na Fig.(III.13).

Os resultados obtidos por esse método são bastante qualitativos e serão discutidos a seguir.

A Fig.(III.14) apresenta uma série de fotografias, onde os sinais superiores são os colhidos pela fotomultiplicadora e os inferiores, por uma bobina de Rogowski.

Na foto -1- , foi coberta a fotomultiplicadora e como era de se esperar, o sinal foi nulo, apresentando apenas ruído, devido a pré-ionização por RF.

A foto -2- apresenta um sinal típico da fotomultiplicadora, para uma pressão inicial de 1 mTorr. Observa-se que os picos na intensidade de luz coincidem com as oscilações verificadas no sinal da bobina de Rogowski, confirmando que o estrangulamento ocorre naqueles instantes.

A foto -3- mostra um sinal colhido com uma pressão inicial de 10 mTorr de argonio. É observado que para pressões mais altas - os picos maiores ocorrem após alguns semi ciclos magnéticos, ao - contrário da foto anterior (1 mTorr), onde o pico maior ocorria logo no início. Nesta foto, o pico maior ocorreu no 6º semi-ciclo magnético.

Esses dados de luminosidade se mostraram muito úteis para a escolha do semi-ciclo ideal para estudo, o qual pode ser expandido para uma melhor análise. Em razão disto, a partir da foto -3- foi escolhido o 6º semi-ciclo magnético para as medidas da sonda - magnética e do interferômetro de laser.

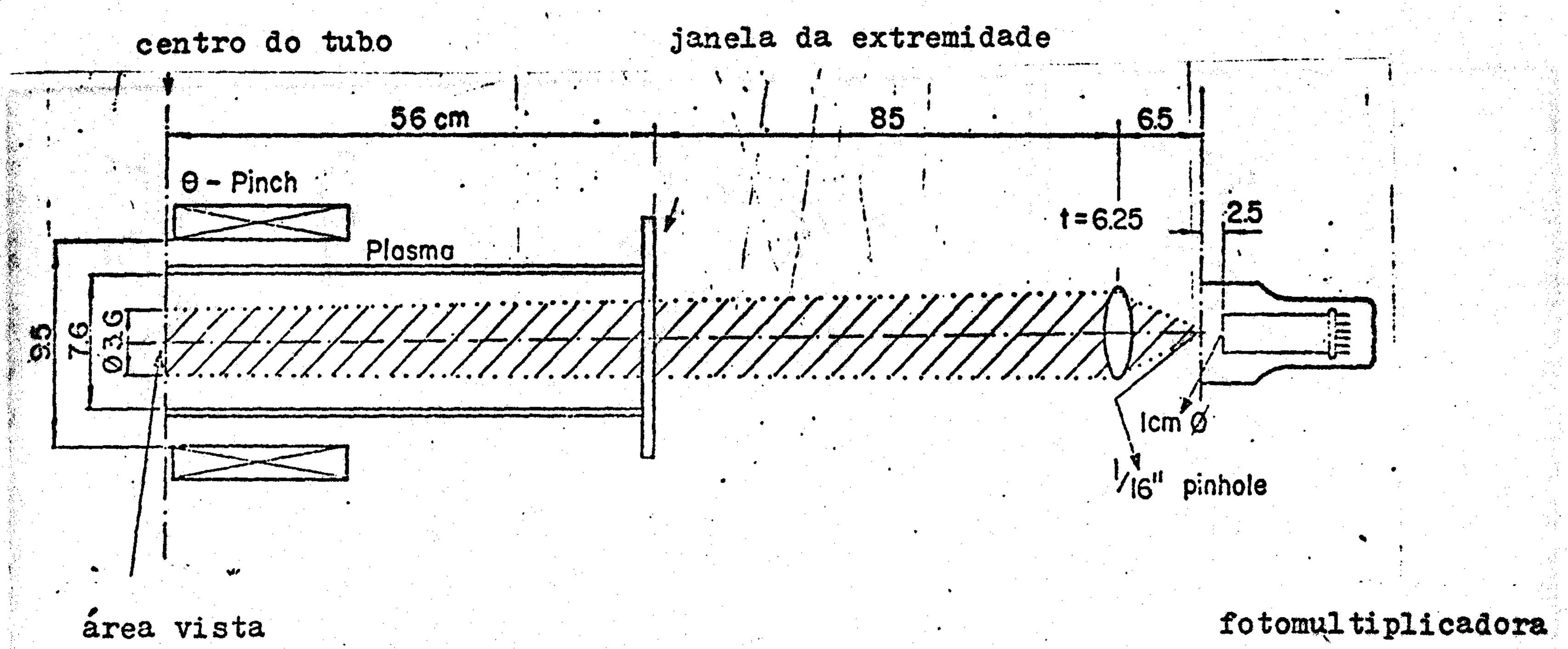
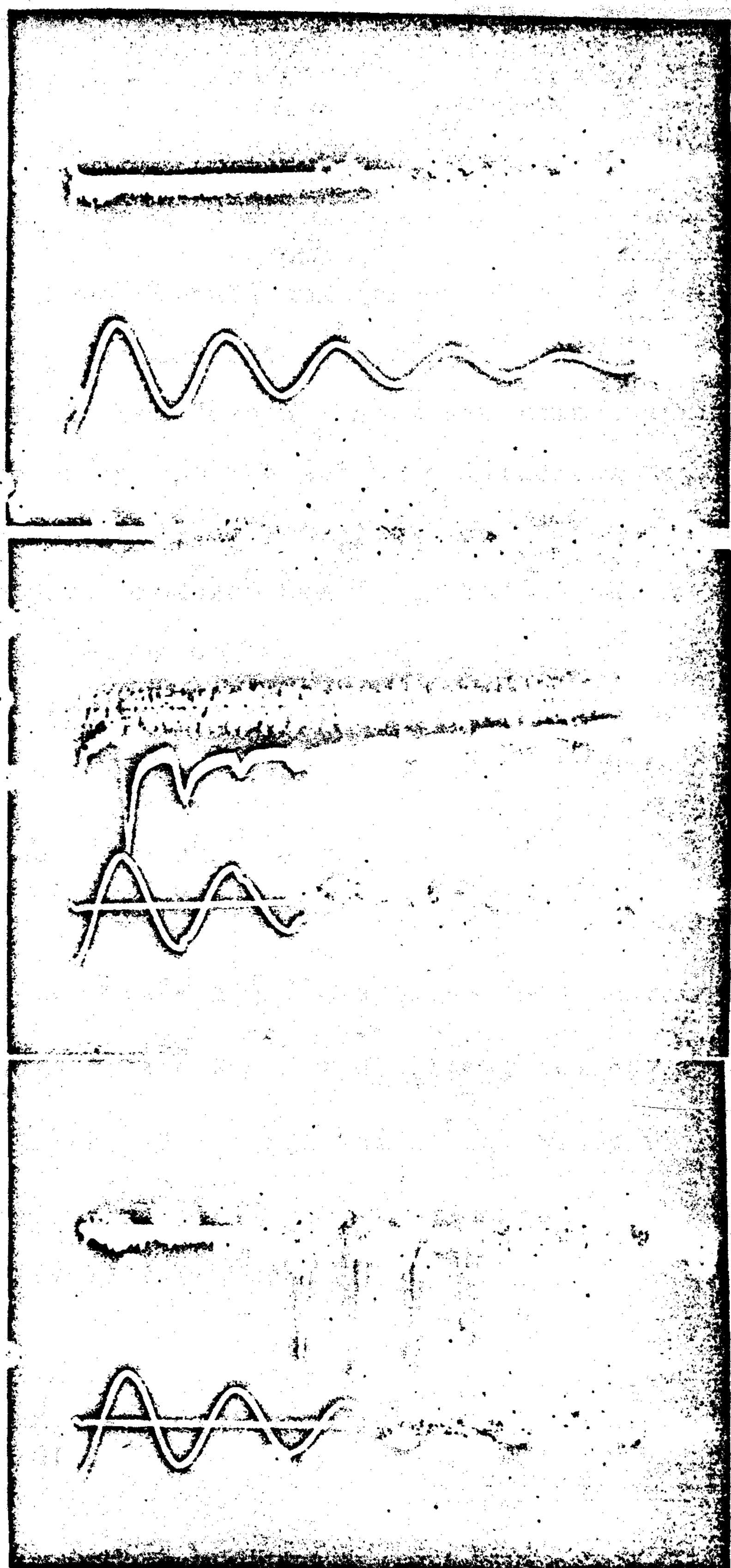


Fig.(III.13): MEDIDA DE INTENSIDADE DE LUZ INTEGRADA, COM FOTOMULTIPLICADORA.



"foto:1-"

...0.5 V/div.

...10 V/div.

fotomultiplica-
dora coberta

"foto-2-"

...0.5 V/div.

...10 V/div.

p_o= 1 mTorr - Ar

foto-3-"

...0.5 V/div.

...10 V/div.

...p_o= lo mTorr-Ar

Fig.(III.14)

IV. ANÁLISE DOS DADOS DO SISTEMA θ-PINCH II.

IV.A - Estimativa de T_i através do modelo "snow-plow".

Quando circula uma corrente elétrica no solenoide do sistema θ-pinch, uma corrente contrária é induzida na superfície do gás, formando uma "casca". Ao mesmo tempo, aparece no interior do solenoide, um campo magnético longitudinal devido à corrente externa. Segundo o modelo "snow-plow"(1), a corrente induzida no gás e o campo criado, produzem uma força radial que arrasta a "casca" do gás para o centro do tubo.

A equação do movimento para essa compressão é

$$\frac{d}{dt}\left[M\frac{dR}{dt}\right] = F, \qquad \text{(IV.1)}$$

onde $M = m_i n_o \pi (R^2 - a^2)\ell$ é a massa total arrastada do raio externo do cilindro a, até R e $F = |\vec{J} \times \vec{B}|\Delta V$, (em coordenadas cilindricas- $F_r = -2\pi R B_z^2/2\mu_o$) a força magnética. Sendo ΔR a espessura da "casca" portadora de partículas, tem-se que $\Delta V = 2\pi R(\ell\Delta R)$ e assim a - equação (IV.1) torna-se,

$$\frac{d}{dt}\left[m_i n_o \pi (R^2-a^2)\ell\frac{dR}{dt}\right] = -\pi R\frac{B_z^2}{\mu_o} \qquad \text{(IV.2)}$$

Fazendo a mudança de variáveis, $x = R/a$ e $\tau = t/t_1$, tem - se

$$\frac{d}{d\tau}\left[(1-x^2)\frac{dx}{d\tau}\right] = -x\frac{B_z^2 t_1}{\mu_o a^2 \rho_m(0)} \qquad \text{(IV.3)}$$

Se $B_z = B_{z_o}$ sen ωt, $\dot{B}_z = B_{z_o}\,\omega \cos \omega t$ e para $t \approx 0$,

$B_z \approx B_{z_o}\,\omega t$ e $\dot{B}_z = B_{z_o}\,\omega$. Assim, $B_z = \dot{B}_z t \equiv \dot{B}_z t_1 \tau$ e

$$\frac{d}{d\tau}\left[(1-x^2)\,\frac{dx}{d\tau}\right] = -\,x\tau^2 \qquad \text{(IV.4)}$$

com a constante de normalização

$$t_1 = \left[\frac{\mu_o a^2\ \rho_m(0)}{\dot{B}_z^2}\right]^{1/4} \qquad \text{(IV.5)}$$

A solução para a equação (IV.4) com as condições de contorno no $x(0) = 1$ e $dx/d\tau = 0$, por expansão em série, é

$$x = 1 - \frac{\tau^2}{\sqrt{12}} + \frac{\tau^4}{360} + \ldots \qquad \text{(IV.6)}$$

Em sequência ao raciocínio usado acima, pode-se calcular a temperatura dos íons, através da densidade do trabalho realizado - pelo pistão magnético em carregar o gás para o centro, que é transformada em densidade de energia térmica.

A densidade de trabalho realizado pelo pistão magnético é

$$dW = \nabla p\ dR = \nabla\left[\frac{B_z^2}{2\mu_o}\right] dR \qquad \text{(IV.7)}$$

Quando o pistão se desloca de a até R,

$$W = \frac{1}{2\mu_o}\int_a^R \frac{B_z^2}{\Delta R}\, dR \qquad \text{(IV.8)}$$

Como $B_z = B_{z_o}\,\omega\tau t_1$,

$$W = \frac{B_{z_o}^2 \; t_1^2 \; \omega^2}{2\mu_o \Delta R} \int_a^R \tau^2 \, dR \qquad \text{(IV.9)}$$

De (IV.6), em primeira aproximação, tem-se $\tau^2 \approx (1-x)\sqrt{12}$ e

$$W = \sqrt{3} \; \frac{B_{z_o}^2 \; t_1^2 \; \omega^2 a}{\mu_o \Delta R} \int_1^{x_o} (1-x)dx$$

$$W = \frac{\sqrt{3}}{2} \; \frac{B_{z_o}^2 \; t_1 \; \omega^2 a}{\mu_o \Delta R} \; (1-x_o)^2 \qquad \text{(IV.10)}$$

O tempo de estrangulamento, segundo o modelo "snow-plow" , é dado por $t_{cs} = 1.895 \; t_1$.

Experimentalmente, conhece-se, B_{z_o} (exp) = 0,423Wb.m^{-2} e $\omega = 2\pi/T = \pi \times 10^5$rd.s^{-1}. Para o argônio, $m_i = 6,68\text{x}10^{-26}$kg, no tubo de plasma de raio $a = 3,8 \times 10^{-2}$m, da equação (IV.5) tem-se,

$$t_1 = 1.46 \times 10^{-11} n_o^{1/4} \qquad \text{(IV.11)}$$

Usando-se esse resultado na equação (IV.10), tem-se

$$W = 9.81 \times 10^{-8} n_o^{1/2} \; \frac{(1-x_o)^2}{\Delta R} \qquad \text{(IV.12)}$$

Os calculos acima foram feitos considerando-se o movimento ordenado dos íons. Após o movimento ordenado, tem-se uma densidade de energia térmica correspondente à densidade de trabalho realizado, dada por $\varepsilon = 3/2 n_f k T_f$, e portanto a temperatura final será:

$$T_f = \frac{2}{3} \; \frac{W}{k n_f} \qquad \text{(IV.13)}$$

Das equações (IV.12) e (IV.13), considerando que $T_f = T_i$,

$$T_i = 4.73 \times 10^{15} \left[\frac{n_o}{n_f} \right]^{1/2} \frac{(1 - x_o)^2}{\Delta R} \qquad \text{(IV.14)}$$

Quando $n_f = n_{im}$, onde n_{im} é a densidade máxima de íons, $\Delta R = 2r_p$. Como no plasma, $n_i \approx n_e$, então $n_f \approx n_{em}$. Fazendo

$$x_o = \frac{r_p}{a} = \eta^* \qquad \text{(IV.15)}$$

onde η^* é o inverso da razão de compressão η , e visto que, $\pi a^2 n_o = \pi r_p^2 \, n_{em}$ tem-se :

$$\frac{n_o}{n_{em}} = \left[\frac{r_p}{a} \right]^2 \equiv \eta^{*2} \qquad \text{(IV.16)}$$

Assim a equação (IV.14) é escrita como

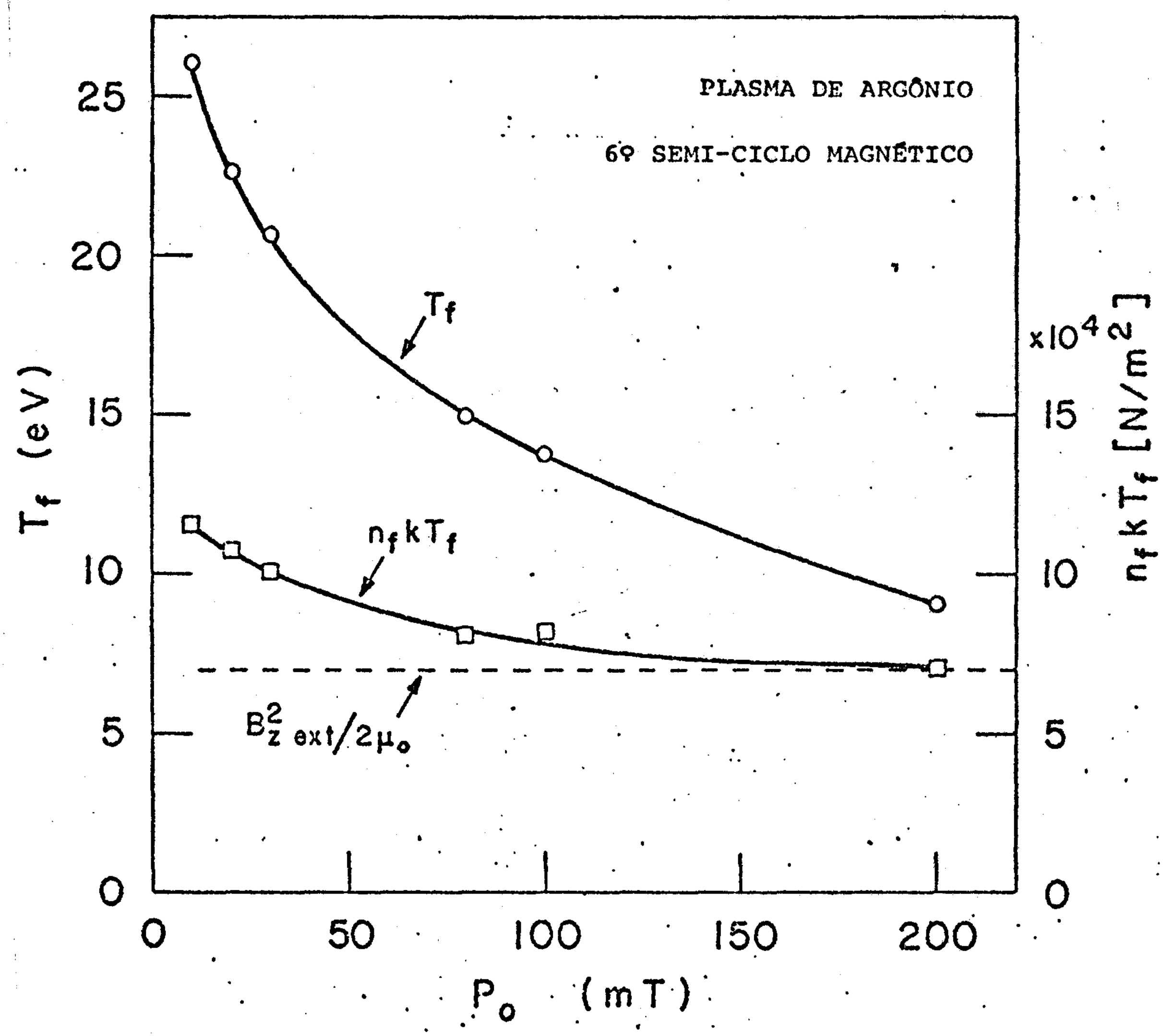
$$T_i = 6.22 \times 10^6 \frac{(1 - \eta^*)^2}{\sqrt{n_{em}}} \qquad \text{(IV.17)}$$

e a tabela abaixo dá os valores da temperatura dos íons em função das pressões iniciais do gás.

p_o (mTorr)	η^*	$n_{em} \times 10^{22} (m^{-3})$	$T_i \times 10^5$ (k)	T_i (eV)	$n_f k T_f \times 10^4$ (Nm^{-2})
10	0,105	2,85	2,93	25,2	11,52
20	0,145	2,95	2,64	22,7	10,74
30	0,175	3,05	2,41	20,7	10,14
80	0,275	3,35	1,74	14,9	8,04
100	0,290	3,70	1,61	13,8	8,22
200	0,380	4,80	1,06	[illegible]	[illegible]

A Fig(IV.1) mostra o gráfico da temperatura final dos íons em função das pressões iniciais.

Fig.(IV.1)



VI.B - Estimativa de T_e, por difusão de Campo magnético , durante a primeira fase de expansão

Estudando-se a evolução temporal da distribuição de campo-magnético no interior do plasma, durante o 6º semi-ciclo magnético verifica-se a existência de um plasma fraco e um campo magnético , próximos ao centro, e que foram deixados ainda no semi-ciclo anterior. Quando inicia-se o 6º semi-ciclo, a corrente externa cria um campo que é similar ao campo criado no vácuo, e que é oposto ao - campo já existente junto ao plasma. Ocorre então uma compressão do plasma e do campo interno, e quando essa compressão atinge um máximo, inicia-se uma fase de expansão.

Essa fase de expansão inicia-se quando a pressão devida às partículas e ao campo interno, for maior que a pressão magnética - do campo externo. Ocorre então difusão de partículas através do - campo no vácuo, bem como difusão do campo externo, através do plasma. A análise da difusão de campo através do plasma, mostra uma relação entre o coeficiente de difusão da equação que rege o fenômeno e a condutividade elétrica do plasma, que por sua vez é função-da temperatura dos elétrons. Pode-se então, através dos dados experimentais que se tem dos campos magnéticos, fazer uma estimativa - dessa temperatura, e isso é feito a seguir.

A situação inicial, que se tem quando a compressão do plasma atinge o máximo, pode ser representada pela Fig.(VI.B.1). A evolução temporal da distribuição de campo magnético experimental é mostrada na Fig.(III.7). Observando-se cuidadosamente a Fig. - (III.7), verifica-se que a superfície de contacto plasma-campo no vácuo, está fixa no espaço, a $r = r_p$ e portanto o corpo do plasma não está se movendo no tempo ($u = 0$). Nesse intervalo de tempo, - ocorre difusão de partículas através do campo externo, e do campo-

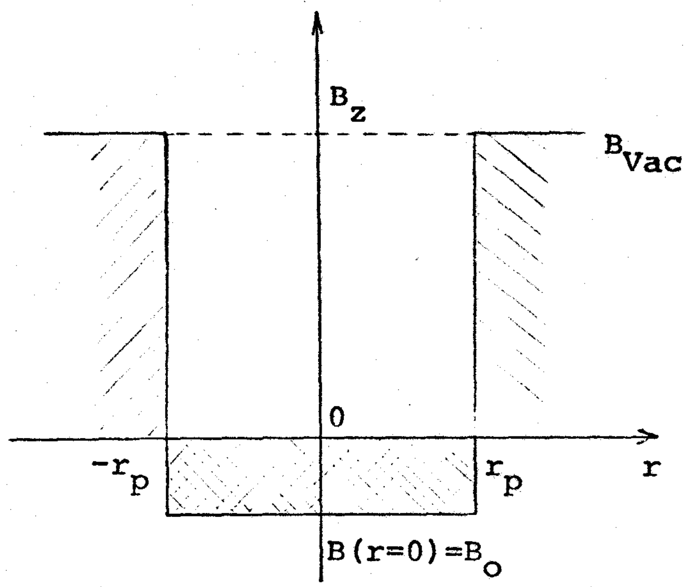


fig.(IV.B.1)

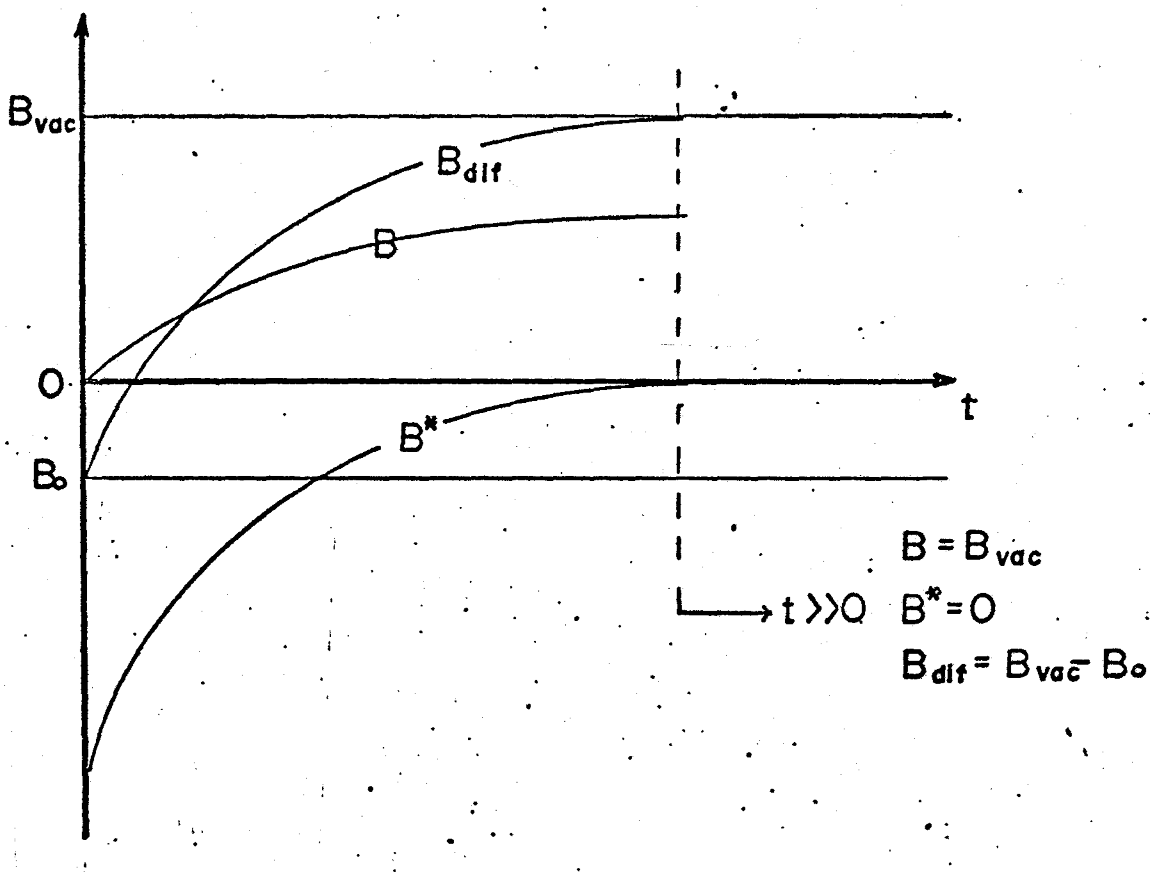


Fig.(IV.B.2)

externo através do plasma, segundo a equação:

$$\frac{\partial B}{\partial t} = D\, \nabla^2\, B \qquad \text{(IV.18)}$$

onde

$$D = \frac{1}{\mu_o \sigma} \qquad \text{(IV.19)}$$

com a condição de r_p estar fixo no espaço.

A geometria é cilíndrica, $B = B(r,\theta,z,t)$. Como tem-se somente campo longitudinal, com simetria axial, $B=B(r,t)$.(4) Resolvendo o problema em uma dimensão, pelo método de separação de variáveis,

$$B(r,t) = T(t)S(r) \qquad \text{(IV.20)}$$

Substituindo-se essa expressão na equação (IV.18), tem-se

$$\frac{1}{T}\ \frac{dT}{dt} = \frac{D}{S}\ \frac{d^2S}{dr^2} = -\ \frac{1}{\tau} \qquad \text{(IV.21)}$$

onde $1/\tau$ é a constante de separação.

Usando-se as condições de contorno: $S = 0$ em $r = \pm\, r_p$, a solução da equação (IV.18) torna-se

$$B(r,t) = B_M\, e^{-\frac{1}{\tau}} \cos \frac{\pi r}{2r_p} \quad , \qquad \text{(IV.22)}$$

com

$$\frac{1}{(D\tau)^{T/2}} = \frac{\pi}{2r_p} \quad ,$$

donde

$$\tau_{b.1} = \left[\frac{2r_p}{\pi}\right]^2 \frac{1}{D} \qquad \text{(IV.23)}$$

Mas a dependência radial é bidimensional e não unidimensional, como foi resolvido acima. Considerando as duas dimensões, a equação (IV.18) torna-se

$$\frac{1}{T}\,\frac{dT}{dt} = \frac{D}{S}\,\frac{d^2S}{dr^2} + \frac{1}{r}\,\frac{dS}{dr} = -\frac{1}{\tau}\,, \qquad \text{(IV.24)}$$

Cuja solução, para as condições de contorno acima, é

$$B(r.t) = B_M\, e^{-\frac{t}{\tau}}\, J_o\left[\frac{2,4}{r_p}\, r\right]\,, \qquad \text{(IV.25)}$$

com

$$\frac{1}{(D\tau)^{1/2}} = \frac{2,4}{r_p}\,,$$

donde

$$\tau_{b.2} = \left[\frac{r_p}{2,4}\right]^2 \frac{1}{D} \qquad \text{(IV.26)}$$

O campo magnético, ao penetrar no plasma, encontra o campo-reverso, que já existia lá, e começa a se cancelar com êle, até - neutralizá-lo totalmente, quando a partir de então, o campo medido no centro será somente o campo externo (Campo no vácuo). Fazendo - se uma transformação de coordenadas, define-se $|B^*| = |B_M - B_{vac}|$.

que segue a equação (IV.25), se $B^* \approx 0$ em $r = r_p$ e D constante - $|r| \leq r_p$. A quantidade que se difunde no plasma, é então,

$$B_{dif} = B_M - B_o = B^* - (B_o - B_{vac})$$

ou

$$B_{dif} = (B_{vac} - B_o) - (B_{vac} - B_o)e^{-\frac{t}{\tau}} \cos \frac{\pi r}{2r_p} \qquad (IV.27)$$

onde B_M é o campo B, medido no centro, e B_o é o campo reverso máximo no centro.

A Fig.(IV.B.2) mostra como são esses campos em função do - tempo.

Na Fig.(IV.B.3) está colocado B^* em relação ao tempo, para argônio, com p_o = 10m Torr. No intervalo de tempo de 0,4μseg a 0,9μseg, B^* decai certamente de maneira exponencial e portanto

$$\tau_b = 0{,}29 \ \mu seg \qquad (IV.28)$$

O fato de B^* não ser exponencial, no intervalo de 0 a 0,4 μseg, deve-se ao efeito do campo magnético exterior ao plasma, estar inicialmente "congelado".

Das equações (IV.19) e (IV.26), tem-se

$$\sigma = \frac{1}{\mu_o} \left[\frac{r_p}{2{,}4} \right]^2 \frac{1}{\tau_b} \qquad (IV.29)$$

No caso presente,

r_p = 0,4 cm

τ_b = 0,29 μseg , que substituidos na equação (IV.29), dão

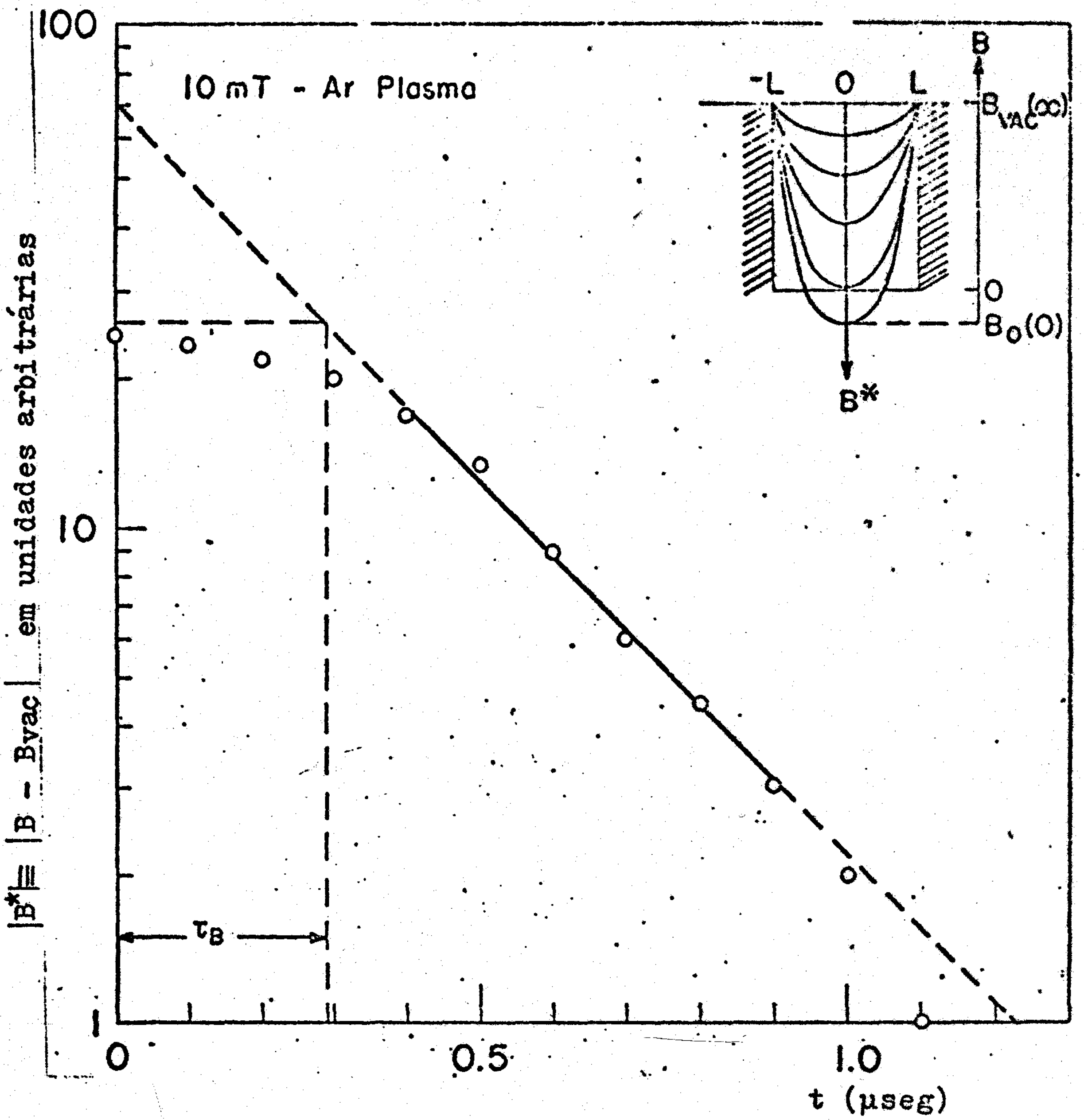


Fig.(IV.B.3): VARIAÇÃO DO CAMPO MAGNÉTICO INTERNO (B^*) NO CENTRO.

$$\sigma = 7.5 \times 10^{4} \ (\Omega.m)^{-1} \tag{IV.30}$$

Para plasmas totalmente ionizados, $\sigma = \sigma_{ei}$. Usando-se a expressão de Spitzer para a condutividade, tem-se que,[4]

$$\sigma_{ei} = \frac{T_e^{3/2}}{6.53 \times 10 \ell n \ \Lambda} , \tag{IV.31}$$

ou

$$T_e = 16.2(\ell n \ \Lambda \ \sigma_{ei})^{2/3} . \tag{IV.32}$$

Usando o valor encontrado de σ , equação (IV.30), e admitindo que σ é constante durante a compressão,

$$T_e = 2.88 \times 10^{4}(\ell n \ \Lambda)^{2/3} \tag{IV.33}$$

A densidade que se tem no interior do cilindro de raio r_p é $n_{em} = 2.85 \times 10^{22} \ m^{-3}$. Para essa densidade, na faixa de temperatura $T_e = 2 \sim 10$ eV, tem-se $\ell n\Lambda = 5.5 \sim 8$. Dessa maneira, tem-se finalmente a temperatura de elétrons estimada em,

$$T_e = 8.97 \times 10^{4} \sim 11.52 \times 10^{4} \quad K$$

ou (IV.34)

$$T_e = 7.7 \sim 9.9 \ eV$$

IV.C - Oscilações hidromagnéticas radiais, observadas no θ-pinch II.

Verificou-se experimentalmente, através das medidas de densidade de elétrons e de campo magnético no interior do plasma, que o tempo de máxima densidade de elétrons, n_{em}, ocorre no momento em que a onda de choque atinge o eixo e o campo magnético no centro, $B_z(0)$, torna-se mínimo. Isso é confirmado pela Fig. (IV.C.1), onde estão traçados numa escala di-log, os tempos de máxima densidade e mínimo campo magnético, contra a pressão inicial. Essa figura mostra ainda ótima concordância dos dados de n_e e B_z, com o modelo "snow-plow"[1] - lei 1/4 do tempo de estrangulamento, t_c.

A Fig.(IV.C.2), demonstra a relação entre a densidade de - elétrons e os campos magnéticos, para o argônio a uma pressão inicial de 10m Torr. Nota-se que o campo magnético no centro, $B_z(0)$, experimenta o mínimo duas vezes, nessa particular pressão inicial, enquanto a densidade de elétrons, n_e, experimenta dois máximos. A densidade, após atingir um máximo, começa a decair, mas logo após, esse decaimento para, e a densidade começa a aumentar novamente, - até atingir o segundo máximo, após o que segue-se outro decaimento. Tem-se então uma oscilação radial da coluna de plasma. Da - Fig.(IV.C.2), pode-se tirar os valores experimentais do período - dessa oscilação, para p_o = 10m Torr, como sendo o intervalo de tempo entre os dois pontos de máximo da densidade, que será chamado - τ_b(Exp.1), ou o intervalo entre os pontos de mínimo do campo, que será chamado τ_b(Exp.2). Para as outras pressões iniciais, foi usado o mesmo procedimento e os resultados experimentais estão na tabela abaixo

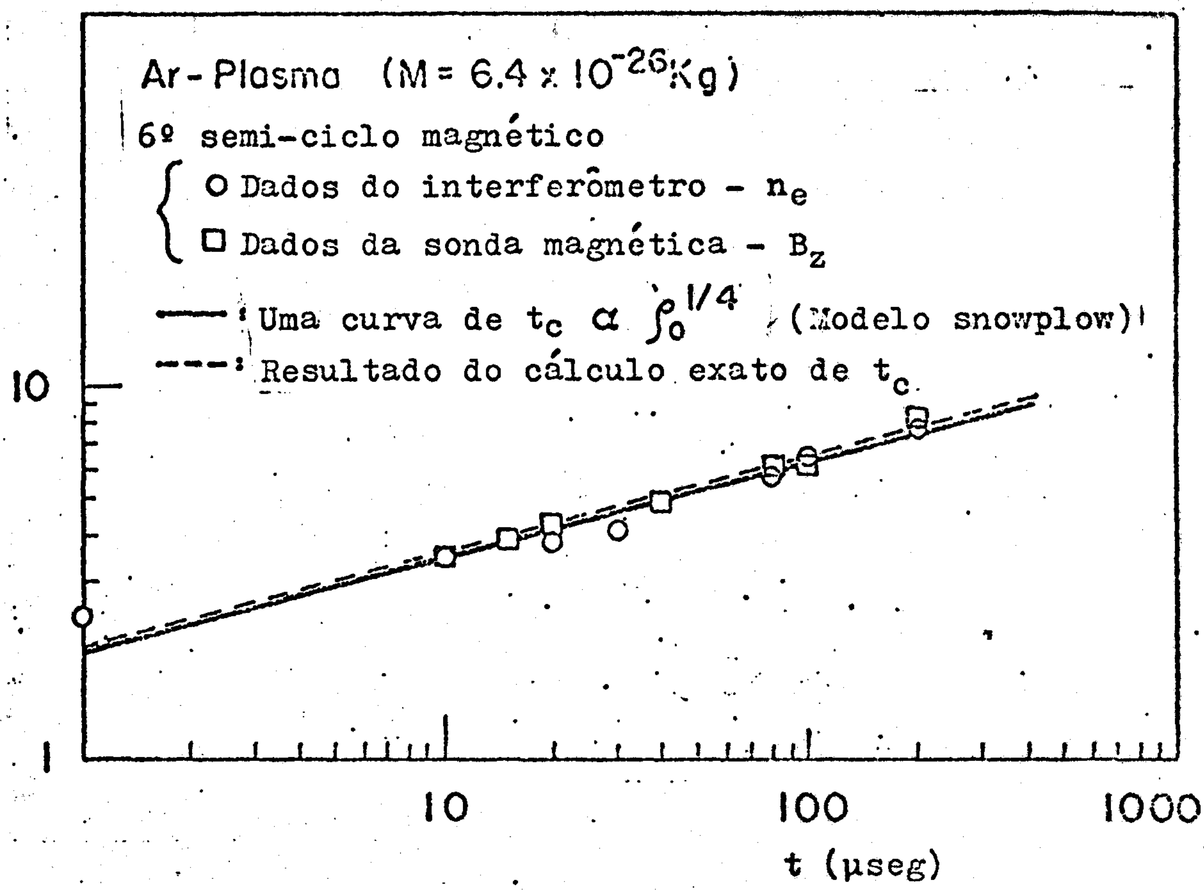


Fig.(IV.C.1)

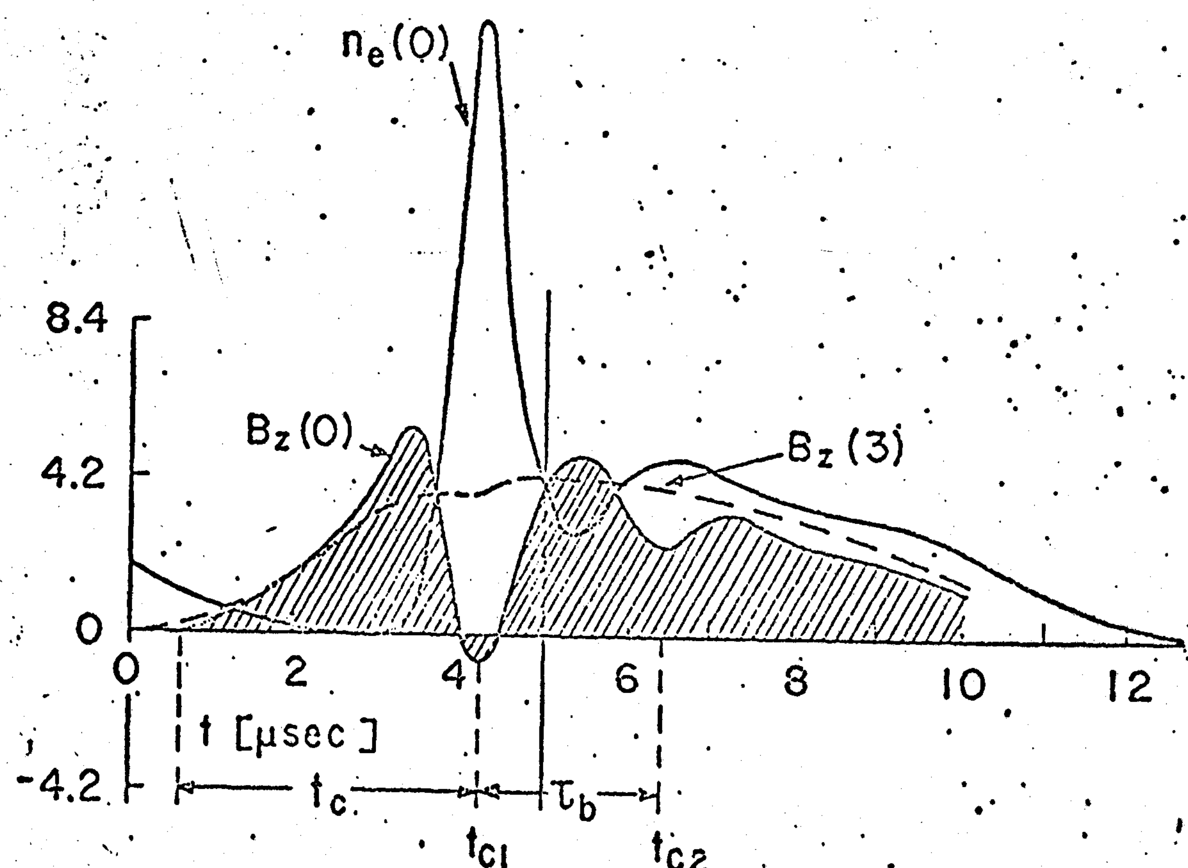


Fig.(IV.C.2)

p_o(mTorr)	τ_b(exp.1)(μseg)	τ_b(Exp.2)(μseg)
10	2.30	2.20
20	3.20	3.00
30	4.00	Sem dados

Tabela(IV.C.1)

Esse tipo de oscilação, foi estudado originalmente por Niblett e Green [10]. Para o caso de um cilindro de plasma oscilante, de densidade uniforme, com campo magnético externo B_{vac}, a frequência de oscilação é dada por, (J.B. Taylor - [8])

$$\omega_b \equiv g(\chi) \quad \left(\frac{\pi}{M}\right) \left(\frac{B_{vac}^2}{4\pi}\right) (1 + \delta)^{1/2} \quad , \qquad (IV.35)$$

onde M é a massa por unidade de comprimento;

$$\delta = \left(\frac{1}{2}\gamma - 1\right)\beta \; ;$$

$$\chi = -\frac{2}{(\Lambda^2-1)(1+\delta)} \; ;$$

$$\Lambda = \frac{a}{r_p} \; ;$$

γ é a razão entre os calores específicos e β a razão entre a pressão das partículas e a pressão magnética. Aqui é usado o sistema de unidades C.G.S.

No caso presente, tem-se que

$$M = \pi r_p^2 \rho \quad ,$$

$\gamma = \frac{5}{3}$ (gás monoatômico), e

$\delta = -\frac{1}{6}\beta$.

Como β varia somente de 0 a 1, $(1+\delta)$ varia de 0.83 a 1 , o que significa que ω_b é praticamente independente de β . Então,

$$\omega_b = g(\chi)\left[\frac{1}{r_p^2} \quad \frac{B_{vac}^2}{4\pi\rho}\right]^{1/2}$$

ou

$$\omega_b = g(\chi)\frac{v_A}{r_p} \qquad (IV.36)$$

onde, $v_A = \frac{B_{vac}}{\sqrt{4\pi\rho}}$ é a velocidade de Alfven no sistema de unidades CGS.

O período de oscilação, é então dado por

$$\tau_b = \frac{2\pi}{\omega_b} = \frac{2\pi r_p}{g(\chi)v_A} \qquad (IV.37)$$

Nessa fórmula, $g(\chi)$ é um número e varia de 2 até π dependendo de Λ . Desse modo,

$$\tau_b \simeq \frac{\pi r_p}{v_A} \qquad (IV.38)$$

A tabela (IV.C.2), mostra os valores calculados teoricamen te pela equação (IV.37) e os valores experimentais da tabela - (IV.C.1). Verifica-se que existe ótima concordância entre os resultados previstos teoricamente e os encontrados experimentalmente.

IV.D - Decaimento de Partículas

Quando um plasma é comprimido por um campo magnético longitudinal, como no caso do θ-pinch, dois tipos de perda de partículas podem ocorrer. Um deles é por expansão radial de partículas através do campo magnético envolvente, e outro tipo é o de perda axial de partículas pelas extremidades. Neste tópico é feita uma discussão sobre a maneira pela qual possivelmente esteja ocorrendo a perda de partículas no θ-pinch II.

Através dos dados da Fig.(III.9), que mostra a evolução temporal da densidade de elétrons, vê-se que essa densidade começa a decair após atingir um valor máximo. Traçando-se um gráfico desses decaimentos de densidades, normalizados pelas densidades de pico, numa escala mono-log da Fig.(IV.D.1), parece ter-se um decaimento exponencial. Os tempos de decaimento, experimentais, para diferentes pressões iniciais de argônio, são então tirados das retas dessa figura. A tabela abaixo mostra esses tempos:

p_o(mTorr)	10	20	30
τ (μseg)	0.50	0.87	1.38

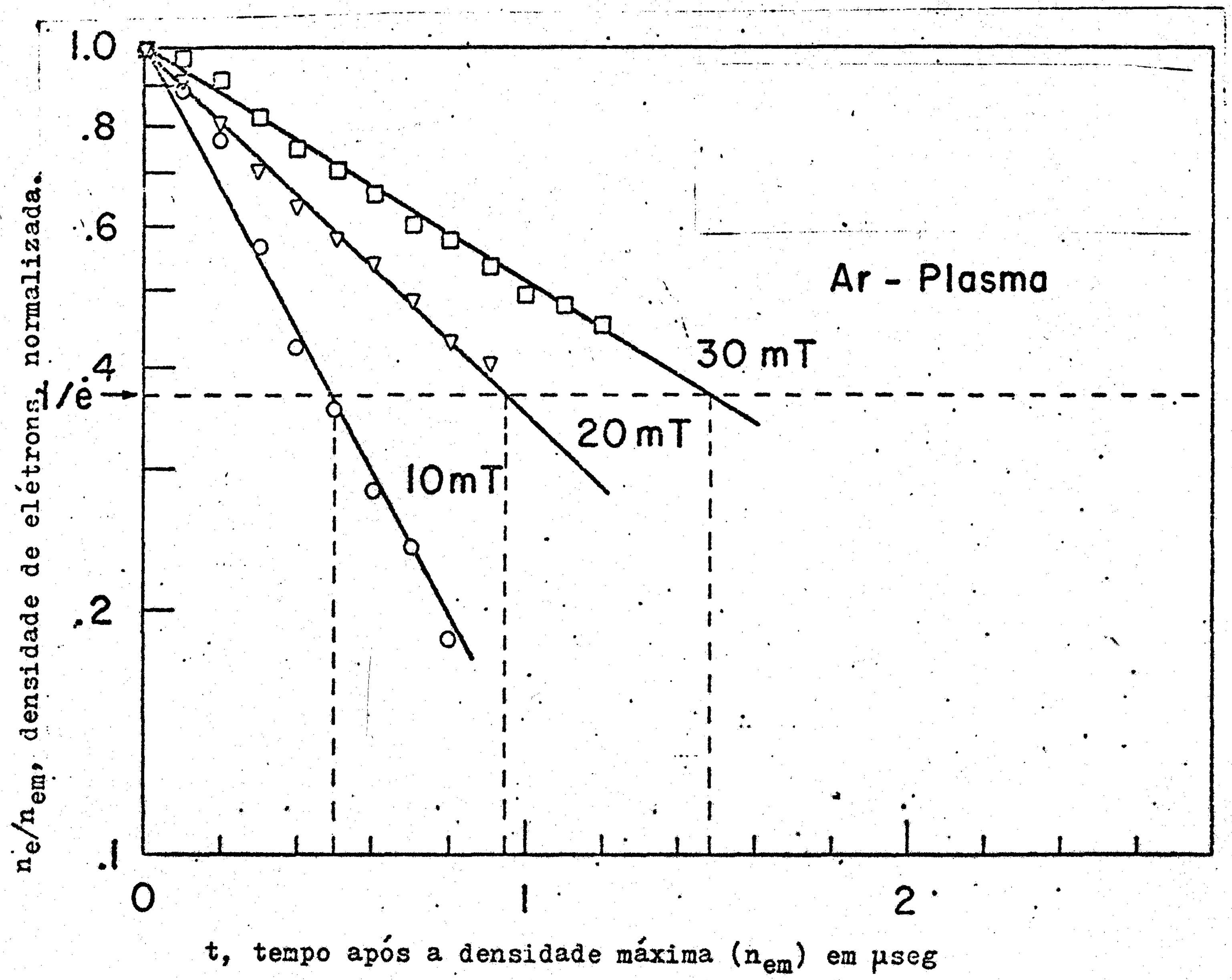
Tabela(IV.D.1)

IV.D.1 - Expansão radial

A exponencial como a densidade cai, ainda é difícil de explicar, visto que a onda de rarefação de gases ideais obedece lei diferente.

O decaimento exponencial,

Fig.(IV.D.1)


1.0
.8
.6
.4
1/e
.2
.1
0
1
2
Ar - Plasma
30 mT
20 mT
10 mT
n_e/n_{em}, densidade de elétrons, normalizada.
t, tempo após a densidade máxima (n_{em}) em μseg

$$N = N_o \exp(-\frac{t}{\tau}) \quad , \qquad (IV.39)$$

é originado pela equação diferencial

$$\frac{dN}{dt} = - \frac{N_o}{\tau} \qquad (IV.40)$$

O que se pretende saber, é qual o τ teórico adequado para explicar os resultados experimentais.

A situação considerada, é a de uma coluna de plasma, cilíndrica, de raio r_p e comprimento ℓ . O número total de partículas no cilindro é $N = \pi n\ r_p^2\ \ell$. A densidade de fluxo que escapa pela superfície $2\pi r_p\ell$ do cilindro é

$$2\pi r_p \ell \Gamma_r = 2\pi r_p \ell\ (\ n\ v_\perp) \equiv \frac{dN}{dt} \qquad (IV.41)$$

pois $\Gamma_r = n\ v_\perp$. Assim,

$$\tau = \frac{N}{dN/dt} = \frac{r_p}{2 v_\perp} \qquad (IV.42)$$

Se o fenômeno é dominante de expansão térmica, $v_\perp \simeq v_A$, onde v_A é a velocidade de Alfvén dada por $v_A = B_{vac} / \sqrt{2\mu_o \rho}$ e , assim

$$\tau = \frac{r_p}{2 v_A} \qquad (IV.43)$$

Calculando τ para o caso atual e comparando com os resultados experimentais, tem-se

p_o(mTorr)	r_p(cm)	τ_d(exp)(μseg)	τ(Eq.(IV.43))(μseg)
10	0.40	0.50	0.39
20	0.55	0.87	0.54
30	0.67	1.38	0.66

Tabela (IV.D.2)

que implica que os tempos calculados pela equação (IV.43), são aproximadamente duas vezes menores que os experimentais.

Quando n tem uma distribuição maxwelliana $\hat{f}_M(v)$ no espaço de velocidades, a componente unidimensional normal à superfície por onde ocorre a perda é

$$<|v_i|> = \int |v_i| \hat{f}_M(v) \, d^3v = \frac{<v>}{2} \qquad \text{(IV.44)}$$

onde i é a direção por onde ocorre a perda e $<v>$ é a velocidade média dada por

$$<v> = \sqrt{\frac{8kT}{\pi M}} = 1.59 \sqrt{\frac{kT}{M}} \qquad \text{(IV.45)}$$

Para o argônio,

$$<v> = 22.8 \sqrt{T(k)} \quad (ms^{-1}) \qquad \text{(IV.46)}$$

O fluxo ao acaso que cruza um plano da superfície por onde ocorre a perda é $\Gamma_a = n \, v_\perp = n<|v_r|>/2$. Usando a equação (IV.44), $\Gamma_a = n<v>/4$, onde $<v_\perp> = <v>/4$, e então da equação (IV.42), tem-se

$$\tau_r = 2 \frac{r_p}{<v>} \qquad \text{(IV.47)}$$

Calculando-se τ_r com valores de <v> da equação (IV.46) e comparando com os dados experimentais, tem-se

p_o(mTorr)	τ_d(exp.)(μseg)	τ_r(Eq.(IV.47))(μseg)
10	0.50	0.65
20	0.87	0.94
30	1.38	1.20

Tabela (IV.D.3)

Esses valores calculados da equação (IV.47) mostram uma concordância muito boa com os valores experimentais.

Se a perda for por difusão radial de partículas, e obedecer a lei de Fick,

$$\Gamma = D \nabla n, \tag{IV.48}$$

a partir das equações (IV.43), (IV.44) e (IV.45) pode-se obter τ, como

$$\tau = \frac{nr_p}{2\Gamma_r} = \frac{nr_p}{2D\frac{dn}{dr}} = \frac{nr_p}{2D\frac{n}{r_p}} = \frac{r_p^2}{2D} . \tag{IV.49}$$

Nessa equação serão testados dois coeficientes de difusão, para dois tipos diferentes que podem ocorrer:

a. <u>Difusão Clássica</u>.[4]

Como a difusão é na direção perpendicular ao campo, tem-se o coeficiente de difusão perpendicular, dado por :

$$D_{\perp} = \frac{D}{1 + \omega_c^2\ \tau_c^2} \tag{IV.50}$$

onde ω_c é a frequência de cíclotron e τ_c , o tempo de colisão - das partículas.

O produto $\omega_c \tau_c$ é muito importante no confinamento, pois- quando $\omega_c^2\ \tau_c^2 >> 1$, a taxa de difusão através de B é bastante re- duzida pelo campo magnético. A equação (IV.50) e a definição do - coeficiente de difusão, $D = kT/m\nu_c$, com a condição de - $\omega_c^2\ \tau_c^2 = \omega_c^2 / \nu_c^2 >> 1$, fornecem,

$$D = \frac{kT\nu_c}{m\ \omega_c^2} \tag{IV.51}$$

que junto à expressão da resistividade

$$\eta = \frac{1}{\sigma} = \frac{m}{ne^2}\ \nu_{ei} \tag{IV.52}$$

e de ω_c ,

$$\omega_c = \frac{eB}{m} , \tag{IV.53}$$

torna-se

$$D_{\perp} = \frac{nkT}{\sigma\ B^2} , \tag{IV.54}$$

que é chamado coeficiente clássico de difusão.

Para o caso presente, calculando-se $D_\perp$ através da equação (IV.54) com os valores de temperatura que se tem, e substituindo-o na equação (IV.49), tem-se a tabela abaixo.

p_o(mTorr)	kT(ev)	$D_\perp$(MKS)	$\tau_\perp$(μseg)	τ_d(exp.)
10	25.2	11.22	0.71	0.50
20	22.7	10.46	1.45	0.87
30	20.7	9.88	2.27	1.38

Tabela (IV.D.4)

Os valores encontrados são um tanto quanto grandes em relação aos experimentais.

b) <u>Difusão de Bohm</u> [4]

Plamas comprimidos ao máximo, que apresentam oscilações radiais, estão aparentemente num estado fora do equilíbrio, e a difusão de Bohm pode não ser aplicável nesse caso. Contudo, o plasma expandido aproxima-se da posição de equilíbrio, e nesses curtos intervalos de tempo, a difusão de Bohm pode ser aplicável.

O coeficiente de difusão de Bohm é dado por

$$D_B = \frac{1}{16} \frac{kTe}{B} \tag{IV.55}$$

onde kTe é dado em eV, B em $Wb.m^{-2}$ e D_B em $m^2.s^{-1}$.

Utilizando-se a temperatura de elétrons, estimada no tópico (IV.B) pela equação (IV.33), $kTe = 7.7 \sim 9.9$ eV para p_o = 10mTorr, tem-se

$$D_B = 1.3 \sim 1.7 \ (m^2.s^{-1}) \tag{IV.56}$$

O tempo de decaimento, dado pela equação (IV.49) com esse coeficiente de Bohm, será então, para essa pressão p_o = 10mTorr ,

$$\tau_B = 6.2 \sim 4.8 \quad (\mu seg) \qquad (IV.57)$$

Esse é um valor muito grande, comparado com o valor experimental τ_b = 0.50 μseg .

A conclusão que se tira dos cálculos acima é que os valores teóricos que mais se aproximaram dos tempos de decaimento experimentais, foram os da tabela (IV.D.3) e portanto o modelo de expansão livre radial de partículas, com $v_\perp = \langle v\rangle/4$ é o que melhor se ajusta ao caso.

IV.D.2 - Perda Axial de Partículas

Aqui também é considerado o modelo simples de uma coluna cilíndrica de gás de comprimento ℓ, e área da secção reta, $A_p = \pi r_p^2$, com um número total de partículas, $N = n\ell A_p$. Agora, a perda é suposta como sendo através das extremidades, por uma abertura efetiva A_E , sobre a área A_p da secção reta do cilindro.(9) Quando n tem distribuição maxwelliana $\hat{f}_M(v)$ no espaço das velocidades, a componente unidimensional da velocidade na direção normal à abertura A_E , é segundo a equação (IV.44), $\langle|v_z|\rangle = \langle v\rangle/2$ onde $\langle v\rangle$ é dado pela equação (IV.45). Assim sendo, o fluxo ao acaso que cruza um plano de A_E, dado por $\Gamma_{/\!/} = n\, v_{/\!/} = n\langle|v_z|\rangle/2$, fica $\Gamma_{/\!/} = n\langle v\rangle/4$.

A variação do número total de partículas no cilindro, como tempo, é

$$\frac{dN}{dt} = - 2A_E \Gamma_{/\!/} = - 2A_E \left[\frac{1}{4} \; n<v>\right] \qquad \text{(IV.58)}$$

Se o decaimento esperado for exponencial, do tipo $\frac{dN}{dt} = \frac{N}{\tau_c}$, a equação acima, junto com a relação $N = nA_p\ell$, implica em

$$\tau_c = 2 \frac{A_p}{A_E} \frac{\ell}{<v>} . \qquad \text{(IV.59)}$$

Essa fórmula simples, é usada pelo grupo de los Alamos e explica bem seus dados experimentais.

Nessa equação, $A_E \geqslant \pi r_L^2$, ou seja, o menor valor da abertura efetiva é determinado pelo raio de Larmor do íon, que é definido por

$$r_L = \frac{Mv}{eB_z} = \frac{1.44 \times 10^{-4} \; A^{1/2} \sqrt{kTe(ev)}}{B} \qquad \text{(IV.60)}$$

onde foi usado $v_\perp \simeq v_o = (2kT/M)^{1/2}$, a velocidade máxima.

Usando os valores das temperaturas de íons, calculados no tópico (IV.A), os valores de r_L resultaram 12.3, 11.5, 11.0 mm para as pressões iniciais p_o = 10,20,30 mTorr respectivamente, enquanto os valores de r_p, para as mesmas pressões, eram 4.0,5.5,6.7 mm. Desse modo verifica-se que a abertura efetiva A_E, ocupa toda a área da secção reta do cilindro, e portanto a equação (IV.59) torna-se

$$\tau_c = \frac{2\ell}{\langle v \rangle} \qquad \text{(IV.61)}$$

Tem-se para o caso presente, os resultados resumidos na tabela abaixo :

p_o(mTorr)	kT(ev)	r (mm)	r_p(mm)	τ_c(Eq.(IV.61))(μseg)	τ_d(exp.)(μseg)
10	25.2	12.3	4.0	35.0	0.50
20	22.7	11.7	5.5	37.0	0.87
30	20.7	11.0	6.7	39.0	1.38

Tabela (IV.D.5)

Esses tempos de decaimento por perda axial de partículas , são muito grandes em relação aos tempos experimentais. Sabe-se porém que ocorre perda de partículas pelas extremidades, e isso é evidenciado pelas medidas de intensidade de luz integrada do capítulo III.

A conclusão que se chega então, é que possivelmente esteja ocorrendo uma combinação dos dois mecanismos estudados, ou seja , expansão livre radial e perda livre axial. Assim o tempo característico que governa o Fenômeno, seria uma associação dos tempos da tabela (IV.D.5) e (IV.D.3), da seguinte forma :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_c} + \frac{1}{\tau_r} \qquad \text{(IV.62)}$$

Calculando esses tempos, e comparando com os valores experimentais, tem-se,

p_o(mTorr)	τ_c(μseg)	τ_r(μseg)	τ(μseg)	τ_d(exp.)(μseg)
10	35.0	0.65	0.64	0.50
20	37.0	0.94	0.92	0.87
30	39.0	1.20	1.16	1.38

Tabela (IV.D.6)

Esse resultado é bastante satisfatório, e a partir dele serão estudados futuramente os efeitos de espelho e cúspide magnéticos, aplicados às extremidades de θ-Pinch.

V - SUMÁRIO E CONCLUSÃO

Foi construido um sistema θ-pinch para testar algumas - idéias de vedação das extremidades do aparelho.

Neste trabalho estão os resultados da fase de experiências sem sistema de vedação.

Foram aplicados quatro métodos de diagnóstico de plasma ao sistema θ-pinch II:

a) Bobina de Rogowski

b) Sondas magnéticas

c) Medida de densidade de luz integrada

d) Interferômetro de lazer

Através dessas medidas, ficavam determinados os parâmetros elétricos externos do sistema e com os demais dados obtidos, foram feitos:

V.1. Uma estimativa da temperatura de ions T_i, usando o modelo "snow-plow" o que resultou, para pressões - p_o = 10 a 30 mTorr, temperatura T_i = 25.2 a 20.7 eV;

V.2. Uma estimativa da temperatura de elétrons Te, usando-a difusão do campo magnético externo para dentro do - plasma, obtendo-se Te entre 7.7 e 9.9 eV;

V.3. Foram observadas oscilações radiais no plasma. Essas-oscilações foram interpretadas como sendo "Modo de - Respiração" da Magnetohidrodinâmica, com os períodos-teóricos concordando otimamente com os experimentais.

V.4. Também foi estudado o decaimento observado experimentalmente na densidade, após a compressão máxima. Usan do-se modelos de perda por expansão radial, por difusão clássica e por difusão de Bohm, na direção radial, o que melhor se ajustou aos dados experimentais foi o de expansão radial com velocidade radial $v \; = \langle v \rangle /4$.

Usando um modelo de perda axial pelas extremidades, verificou-se que os tempos de decaimento, calculados, foram muito maiores que os experimentais, porém considerando uma combinação dos dois mecanismos, axial e radial, e calculando o tempo de decaimento como, $\tau^{-1} = \tau_c^{-1} + \tau_r^{-1}$, o resultado foi bastante satisfatório.

Como trabalho fututo, pretende-se utilizar outros métodos de diagnóstico, para determinação de demais parâmetros do sistema e também estudar melhor a perda de partículas e adaptar às extremidades do sistema, os solenóides de espelho, para se saber da sua eficiência em diminuir a perda axial de partículas.

VI - BIBLIOGRAFIA

(1) *ARTSIMOVICH, L.A.*, "Controlled Thermonuclear Reactions" - (Gordon and Breach, New York, 1964).

(2) *ASHBY, D.E.T.F.; JEPHCOTT, D.F.; MALEIN, A.; RAYNOR, F.A.;* - J. Appl. Phys. 36, 29 (1965).

(3) *BOYER, K.; ELMORE, W.C.; LITTLE, E.M.; QUINN, W.E.; TUCK, J. L.;* Phys. Rev. 119, 831 (1960).

(4) *CHEN, F.F.* ; "Introduction to Plasma Physics" (Plenum Press, New York, 1974).

(5) *CHEN, Y.G.;* "High Voltage Pulse Technology - Its Applications to Pulsed Fusion and Laser Research". (Lecture given at - UNICAMP - July 15-25, 1975).

(6) *HUDDLESTONE, R.H. e LEONARD, S.L.*, "Plasma Diagnostic - Techniques" (Academic, New York, 1965).

(7) *KRALL, N.A. e TRIVELPIECE, A.W.*, "Principles of Plasma - Physics".

(8) *LITTLE, E.M.; QUINN, W.E.; RIBE, F.L.;* Phys. Fluids 4, 711 (1961).

(9) *LITTLE, E.M.; QUINN, W.E.; SAWYER, G.A.;* Phys. Fluids 8 ; 1168 (1965).

(10) *NIBLETT, G.B.F. e GREEN, T.S.,* Proc. Phys. Soc (London) - 74, 737 (1959).

(11) *UCHIDA, T.; SATO, M.; HAMADA, S.;* Nuclear Fusion 2, 70 (1962).