

Estudos da Compressão Magnética de Plasma em um Sistema  
"Theta - Pinch"

por

Munemasa Machida

Orientador: Prof. Dr. Helmut Karl Böckelmann.

-Tese apresentada ao Instituto  
de Física "Gleb Wataghin" da  
Universidade Estadual de Campi  
nas para obtenção do título de  
mestre em ciencias.

Campinas

Março - 1977.

## AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Dr. Helmut K. Böckelmann pela sua orientação e acima de tudo pelo amigo que tenho em sua pessoa e grande família.

Ao Prof. Dr. Paulo H. Sakanaka por todo estímulo e inestimável colaboração nas discussões teóricas e experimentais durante a execução deste trabalho.

Aos Profs. Drs. José Busnardo Neto, Ricardo Galvão e Masanobu Niimura pelas constantes e úteis sugestões e interpretações de meus resultados.

Aos Profs. Drs. Sergio S. Porto e Ernesto Nagai por fornecer os materiais indispensáveis para a realização deste trabalho.

Ao Sr. Yoshiyuki Shigueoka pela realização do programa computacional que deu cobertura aos calculos teóricos deste trabalho.

Aos meus companheiros de pesquisa :Romero, Hisataki, Edson Roberto, Ivo, Armando, Antonio Carlos e demais membros do laboratório pelos momentos agradáveis que passamos juntos.

À Equipe de Desenho pela cooperação e assiduidade em que preparara as partes gráficas deste trabalho.

Enfim a todos aqueles que de alguma forma tornaram possível este trabalho.

À minha mãe

Ao meu pai

À Kyoko

Titulo da tese:

Estudos da Compressão Magnética de Plasma em um Sistema  
"Theta - Pinch".

Resumo:

Realizamos neste trabalho : a construção, diagnóstico por sondas magnéticas e análise de um sistema "Theta - Pinch" pequeno de 3KJ de energia total.

Analizamos em detalhe teórico e experimental as várias fases da compressão e encontramos que a concordância é relativamente boa.

Trabalho realizado com auxílio do Conselho Nacional de Pesquisas.

## INDICE.

Capítulo:	Página
I - Introdução	1
II- Construção de um sistema "Theta-Pinch".	5
A) Theta-Pinch I-A.	9
B) Theta-Pinch I-B.	11
III-Modelo Dinâmico de Compressão Magnética em Theta-Pinch.	21
A) Fase de Ionização.	21
B) Fase de Implosão.	23
C) Fase de Pós Implosão.	31
IV- Análise Experimental.	33
A) Fase de Ionização.	33
B) Fase de Implosão.	36
C) Fase de Pós - Implosão.	46
D) Fase de Oscilação.	49
V - Conclusões e Análises Gerais.	60
Referencias.	62

## Introdução

Houve um grande desenvolvimento em Física de Plasma durante os últimos 20 anos, tanto do ponto de vista experimental como teórico. Isto se deve ao fato do interesse cada vez maior em querer se obter plasma de temperaturas e densidades elevadas para fusão termonuclear controlada (Tabela I) /1,2/

Entre os sistemas experimentais de maior interesse podemos citar: a) Tokamak; b) Theta-Pinch; c) Stellarators; d) Plasma Focus; e) Espelhos Magnéticos; f) Fusão por Laser etc.

O plasma é em geral aquecido e confinado magnéticamente em sistemas de regime pulsado em intervalos de tempo de na nsegundos até alguns milissegundos devido às altas temperaturas ( $10^2$  -  $10^3$  e V) e densidades ( $10^{14}$  -  $10^{16}$  cm<sup>-3</sup>) desejadas.

O diagnóstico do plasma confinado pode ser de três maneiras bem distintas, a saber: a) sondas magnéticas e/ou elétricas; b) métodos ópticos; c) análise de partículas.

a) A sonda elétrica ou de Langmuir é utilizada na determinação da temperatura e densidade dos íons e elétrons.

Por sua vez a sonda magnética é utilizada para estudos temporal e espacial dos campos gerados pela descarga pulsada. Podemos diagnosticar com sondas simples ou duplas dependendo do sistema em estudo. Como as sondas são imersas no plasma, há um efeito perturbativo no mesmo, introduzindo impurezas e esfriando o plasma.

b) Por métodos ópticos entendemos: emissões, absorções, interferências e espalhamentos de ondas eletromagnéticas pelo plasma. A grande vantagem desses métodos é o fato de não perturbarem o plasma. Admitindo uma distribuição maxwelliana para íons, através da

Plasma	Densidade. ( $\text{cm}^{-3}$ )	Temperatura. (eV)	Frequencia de plasma ( $\text{s}^{-1}$ )	Distância de Debye ( $\lambda_D$ ) (cm)	Parâmetro de Plasma ( $n\lambda_D^3$ ).
Gás Interestelar	1-100	~1	$10^4$ - $10^6$	$10$ - $10^3$	$10^7$ - $10^9$
Corona Solar	$10^6$	$10^2$	$10^8$	~1	$10^6$
Descarga em Gases	$10^{14}$	~1	$10^{12}$	$10^{-4}$	$10^2$
Plasma Quente	$10^{14}$	10	$10^{12}$	$10^{-3}$	$10^5$
Plasma Quente Denso	$10^{16}$	$10^2$ - $10^3$	$10^{13}$	$10^{-4}$	$10^4$
Plasma Termonuclear	$10^{14}$ - $10^{16}$	$10^2$ - $10^4$	$10^{11}$ - $10^{13}$	~ $10^{-3}$	$10^4$ - $10^7$

Tabela I-1 : Características dos vários tipos de plasma no universo.

largura das linhas emitidas determinamos a temperatura iônica. Pelo espalhamento Thompson de Laser podemos obter a densidade e temperatura eletrônica.

Neste trabalho tratamos do desenvolvimento do sistema "Theta-Pinch" linear (construção, análise teórica e experimental), com ênfase no estudo do comportamento temporal e espacial do campo magnético no plasma.

O sistema Theta-Pinch linear consiste basicamente de um banco de capacitores, que uma vez carregado por meio do gerador de alta voltagem, é descarregado por uma chave elétrica ( Spark Gap ), através de um solenóide de espira única que gera campos magnéticos necessários para aquecimento e confinamento do plasma.

A grande desvantagem desse sistema é o seu caráter altamente efêmero, pois o confinamento é de alguns microsegundos, isto é, devido às perdas por extremidades, propícias a própria geometria do sistema (extremos abertos do solenóide).

No capítulo II apresentamos estudos básicos para a construção de um sistema "Theta-Pinch"; discutimos as influências da geometria, determinamos os parâmetros do sistema e analisamos as características das chaves de descarga.

Expomos no capítulo III um modelo teórico simples de compressão magnética, uma análise computacional e modificação interessante no modelo.

No capítulo IV, apresentamos os dados experimentais obtidos pelas sondas magnéticas colocadas dentro do plasma. Encontramos vários comportamentos interessantes no que diz respeito à fase de compressão máxima, ionização e comparação com modelo teórico acima. Propomos uma interpretação qualitativa de acordo com os dados experimentais da fase de pós-compressão onde ainda



não existem modelos teóricos satisfatórios.

Finalmente no capítulo V, apresentamos várias suges  
tões para pesquisas futuras, uma análise geral dos resultados e  
suas conclusões.

Construção de um sistema "Theta-Pinch"

O "Theta-Pinch" mencionado no Capítulo anterior é analisado neste Capítulo em termos técnicos de construção.

O sistema consiste basicamente de um banco de capacitores, conectado por uma linha de transmissão de placas condutoras a um solenóide de espira única de latão.

No solenóide introduzimos um tubo (recipiente para o gás), de material isolante apropriado para trabalhos em baixa pressão (pirex, quartzo e lucite). As características físicas dos capacitores, solenóides, linhas de transmissão e recipientes de gás, para os sistemas "Theta-Pinch I-A" ( $\theta$  - PIA) e "Theta-Pinch I-B" ( $\theta$  - PIB), são expostas na tabela II-1.

As capacitâncias e indutâncias da linha de transmissão e do solenóide foram determinadas por sua geometria ( 4 )

$$C_T = \epsilon \frac{w}{d} \quad (\text{F/m}) \quad \text{para a linha de transmissão}$$

$$L_T = \mu_0 \frac{d}{b} \quad (\text{H/m}) \quad \text{para a linha de transmissão (2-1)}$$

$$L_S = \mu_0 \frac{\pi a^2}{l} \quad (\text{H}) \quad \text{para o solenóide}$$

onde:

$\mu_0$  = permeabilidade no vácuo

$\epsilon$  = permissividade no meio

$b$  = largura das placas

$d$  = distância entre as placas

$l$  = comprimento do solenóide

$a$  = raio interno do solenóide

A parte elétrica do sistema "Theta-Pinch" (figura 2-1) sem o plasma pode ser analisado por um circuito equivalente do tipo R.L.C. (figura 2-2a), cuja equação é:

$$L \cdot \frac{d^2 I}{dt^2} + R \frac{dI}{dt} + \frac{I}{C} = 0 \quad (2-2)$$

onde  $I$  é a corrente elétrica. Com o plasma os parâmetros  $L, C$  e  $R$  são afetados pelo mesmo e variam ligeiramente com o tempo.

A equação (2-2) é análoga ao do oscilador harmônico amortecido (4). Usando as condições iniciais para  $t = 0$ :

$$I = 0 \quad \text{e} \quad V = V_0$$

e definindo:

$$\gamma = \frac{R}{2} \sqrt{\frac{C}{L}}$$

Temos três possibilidades : figura (2-2b):

a)  $\gamma = 0$  (oscilação simples), onde:

$$I = I_0 \sin \omega_0 t \quad I_0 = V_0 \sqrt{\frac{C}{L}} \quad \text{e} \quad \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

b)  $\gamma < 1$  (oscilação amortecida), onde: (2-3)

NÃO SE ESCRITA QUE É UM ORIGINAL SEM DATIIFORMADO REPRESENTA

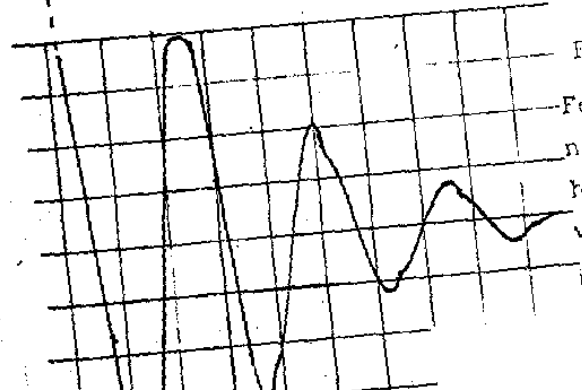
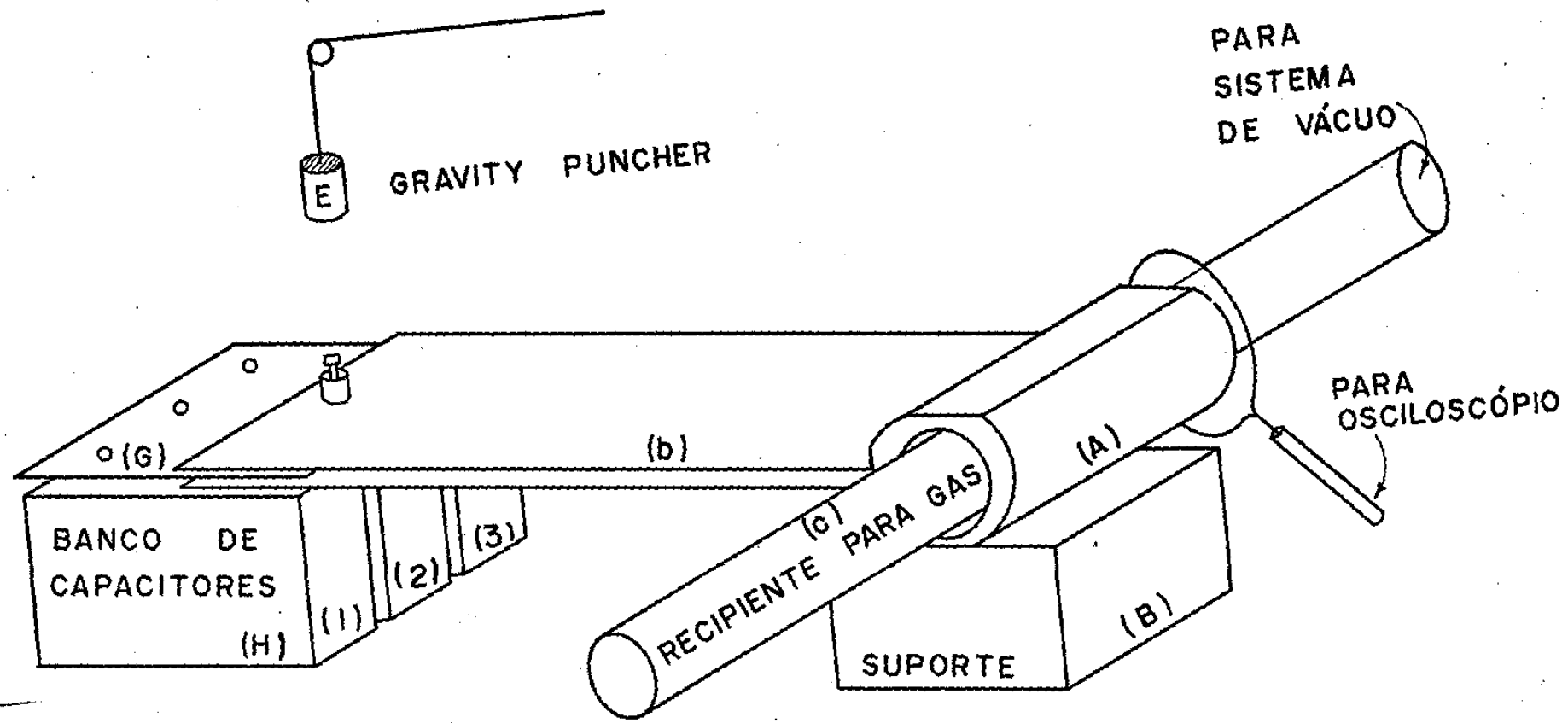


Figura 2-1b.  
 Fotografia da oscilação  
 no sistema  $\theta$  - PIA.  
 horizontal = 10  $\mu$ s/div.  
 vertical = 20 volts/div.  
 $V_0 = 4$  KV.

descarga sem gás.

... sistema geral do sistema "Theta-Pinch I-A".

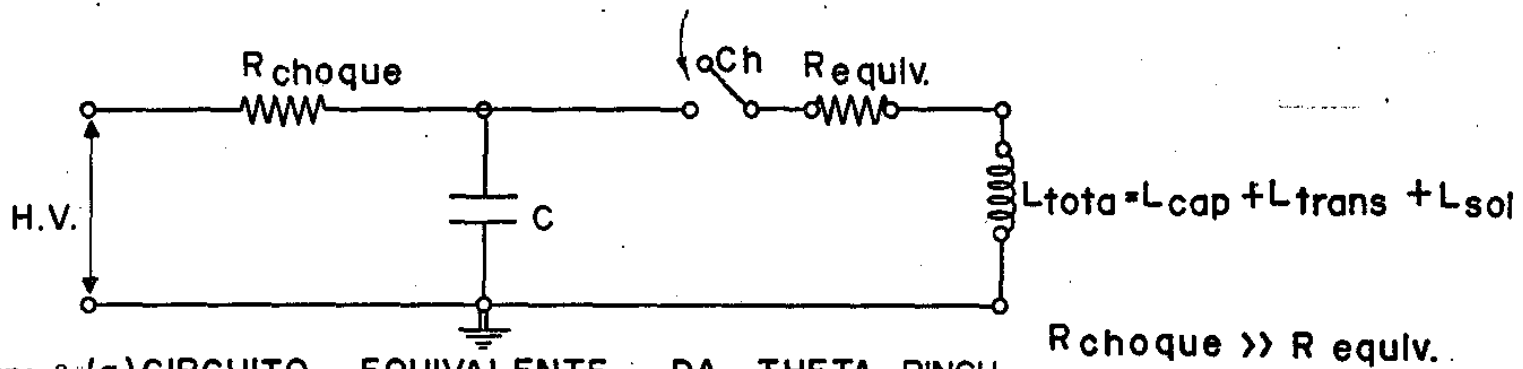


Figura 2-(a) CIRCUITO EQUIVALENTE DA THETA-PINCH

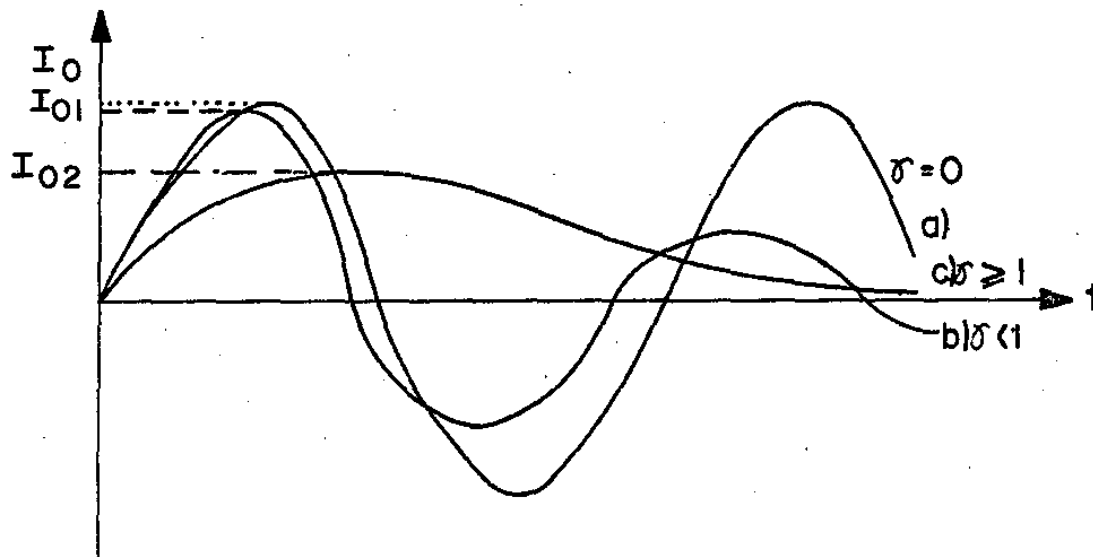


Figura 2--(b) AS POSSÍVEIS TIPOS DE OSCILAÇÃO DO CIRCUITO RLC ACIMA

$$I = I_{o1} \exp\left(-\frac{R}{2L}\right) \text{ sen } \omega_1 t \quad ; \quad I_{o1} = \frac{V_o}{\omega_1 L} \quad e$$

$$\omega_1 = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}$$

c)  $\gamma = 1$  (oscilação crítica amortecida) onde:

$$I = I_{o2} t \exp\left(-\frac{R}{2L} t\right) \quad e \quad I_{o2} = \frac{V_o}{L}$$

Geralmente encontramos o caso (b) em descargas pulsadas do sistema "θ-Pinch". Normalmente como a resistência do circuito equivalente é bem pequena, usamos o caso (a) como a primeira aproximação.

Temos então:

$$I_o = V_o \sqrt{\frac{C}{L}}$$

$$\left. \frac{dI}{dt} \right|_{t=0} = \frac{V_o}{L}$$

(2-4)

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{CL}}$$

$$T = \frac{1}{2\pi} \sqrt{CL}$$

A) "Theta-Pinch I-A".

O "θ - PIA" (figura 2-1) foi construído como protótipo e introdutório das experiências de alta tensão com descargas -

pulsadas. Utilizou-se uma chave de ignição (Spark Gap) do tipo "Gravity Puncher". Esta chave consiste de um pino de aço temperado, que é acionado por um peso suspenso. O pino ao perfurar o plástico de isolamento estabelecerá o contacto elétrico. Trata-se de uma chave frágil e imprecisa em termos de reprodutividade da descarga, porém de fácil confecção e manuseio.

Detectamos a variação temporal do campo magnético, gerado pela corrente no solenóide, pelas sondas tipo "Rogowski Coil" ou simplesmente, por uma espira abrangendo toda área de fluxo magnético em frente ( ou dentro ) do solenóide..(figura 2-1)

Através desta sonda simples, medimos o tempo de subida (um quarto do período) de  $6,5\mu.s.$  (figura 2-1b), para a voltagem aplicada de 4kv.

A indutância total do sistema, a partir do período obtido, pode ser calculada pela expressão:

$$L_T = \left( \frac{2t_s}{\pi} \right)^2 \frac{1}{C} = 110 \text{ nH} \quad (2-5)$$

Com a sonda de raio igual ao raio interno "a" do solenóide, a voltagem ( $V_p$ ) entre as extremidades da sonda foi de 100 volts. Então:

$$V_p = \pi a^2 \frac{dB}{dt} = 100 \text{ v.} \quad (2-7)$$

Mas como pela lei de Ampère:

$$\frac{dB}{dt} = \frac{\mu_0}{l} \frac{dI}{dt}$$

obtem-se

$$\frac{dI}{dt} = 6,3 \cdot 10^9 \text{ A/s.} \quad (2-7)$$

donde

$$I_{\text{omax}} = \frac{1}{w} \left. \frac{dI}{dt} \right|_{t.o} = 2,4 \cdot 10^4 \text{ A}$$

e

$$B_{\text{omax}} = \frac{\mu_0}{l} I_{\text{omax}} = 0,3 \cdot w/m^2$$

Aplicando a lei de Faraday

$$E \cdot 2\pi a = \pi a^2 \frac{dB}{dt}$$

portanto:

$$E = \frac{a}{2} \frac{\mu_0}{l} \frac{dI}{dt} = 790 \text{ v/m}$$

Nota-se que a indutância total é bem maior que a da carga (solenóide do  $\theta$ - Pinch mais linha de transmissão. Esta condição significa praticamente um curto circuito do banco de capacitores, o que pode implicar em uma rápida danificação dos capacitores.

#### B) "Theta-Pinch I - B"

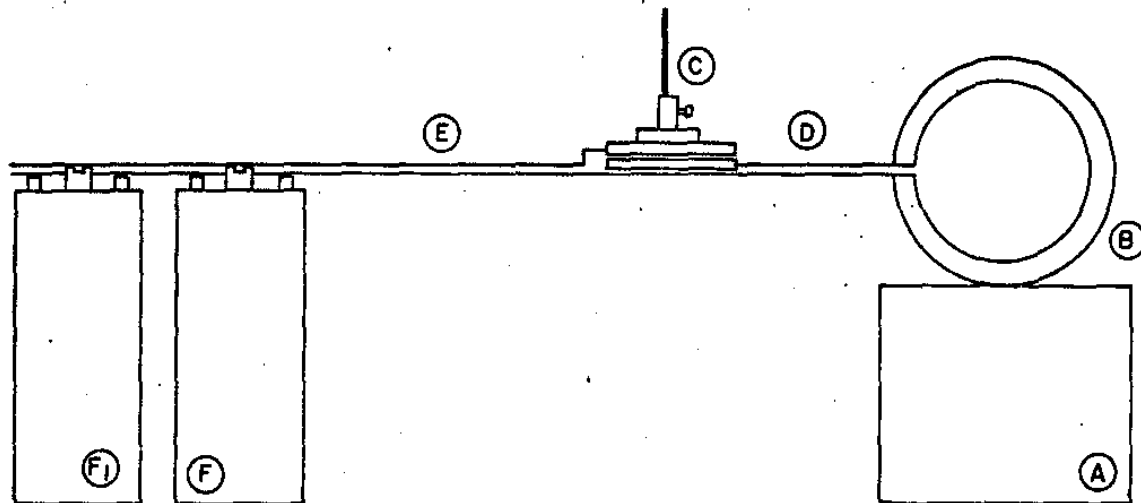
Construímos o novo " $\theta$ - PIB" (figura 2-3); sobre o qual concentramos a maior parte da pesquisa.

Utilizamos capacitores de maior potência, indutância menor e modificações na geometria do solenóide (Tabela 2-1). Introduzimos ainda a chave de descarga elétrica (ao invés da chave gravitacional), cuja descarga é disparada por uma outra de menor intensidade na chave. O banco de capacitor é carregado como no caso anterior, porém agora é necessário um gerador de pulso (figura 2-4a)/7/ (15kv  $\rightarrow$  45kv), que produzirá uma faísca, ionizando o volume interno da chave (figura2-5 ), completando a descarga.

Com a mudança da chave obtivemos melhoria no tempo de subida de 6,5  $\mu$ s para 4,3  $\mu$ s (figura2-3b), e aumento na voltagem de pico de 100V para 210V nos terminais da sonda.

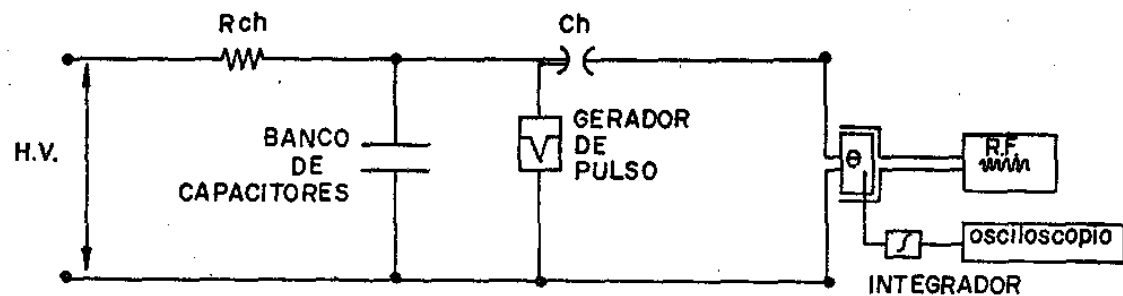
Usando  $t_s = 4,3 \mu$ s temos:



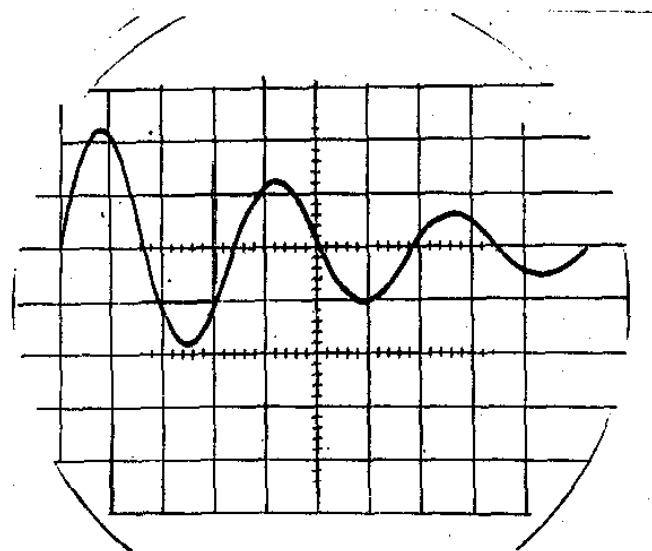


- (A) Suporte
- (B) Solenóide
- (C) Chave de ignição
- (D) } Linhas de transmissão
- (E) }
- (F) Capacitores

2-3a) SISTEMA THETA PINCH I B



2-3b) ESQUEMA EQUIVALENTE DO SISTEMA "θ-PINCH I "



descarga sem gás.

Figura 2-3c: Fotografia característica do sistema θ - PIB

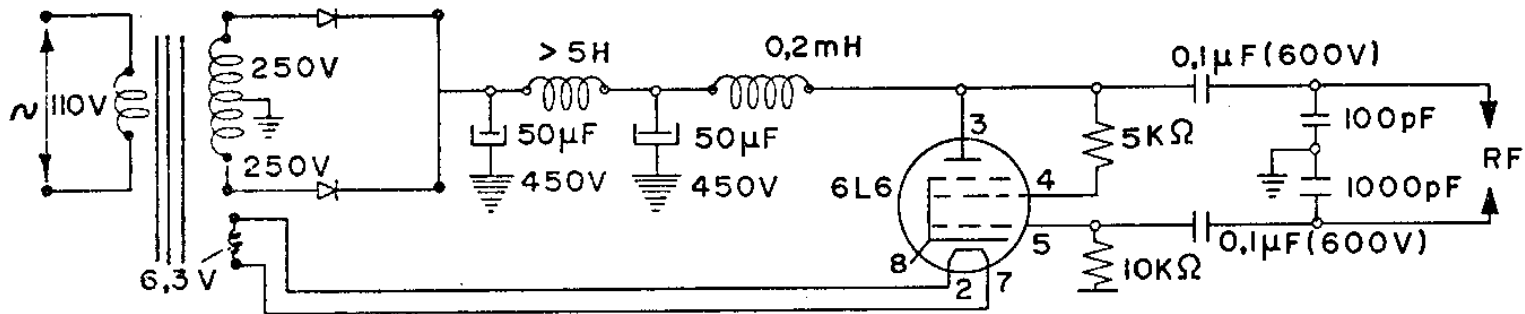
horizontal: 5 us/div.

vertical: 0,1volts/div.

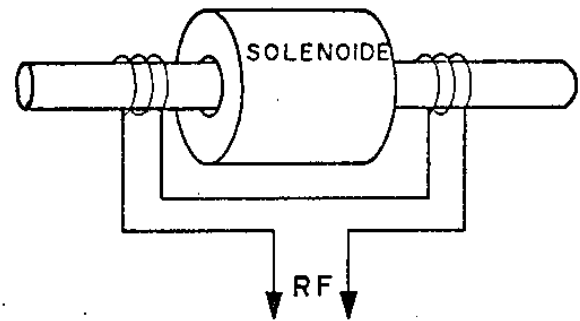
	Banco de Capacitores	Banco de Capacitores	Linha de Transmissão	Linha de Transmissão	Solenóide I-A	Solenóide I-B	Recipiente de gás I	Recipiente de gás II	Recipiente de gás III
Capacitores em paralelo	3 (SORENSEN)	2 (SANGAND)							
Voltagem máxima (KV)	6,0	10,0							
Capacitância (uF)	148,0	110,0	0,004	0,004					
Indutância (nH)	90,0*	15,0	5,0	5,0	16,0	63,0			
Comprimento das placas			33,0	45,0					
Largura das placas (cm)			25,0	25,0					
Raio Interno (cm)					2,0	4,0	1,8	3,2	3,5
Raio Externo (cm)					3,5	6,5	2,0	3,5	4,0
Comprimento (cm)					10,0	13,5	50,0	50,0	50,0
Material			Cobre	Alumínio	Latão	Latão	Pirex	Pirex e Quartzzo	Lucite

\*Estimado pela fotografia da oscilação do campo magnético gerado pelo solenóide.

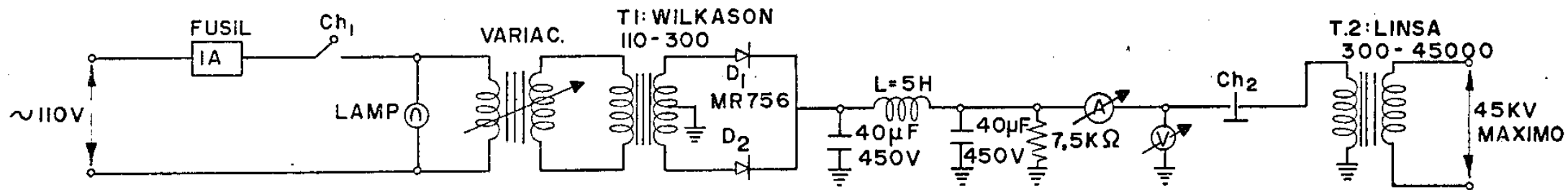
Tabela II-1: Características físicas dos sistemas "Theta-Pinch I-A" e "Theta-Pinch I-B".



2-4b GERADOR DE RÁDIO FREQUÊNCIA P/ PRÉ-IONIZAÇÃO DO GAS ANTES DA DESCARGA

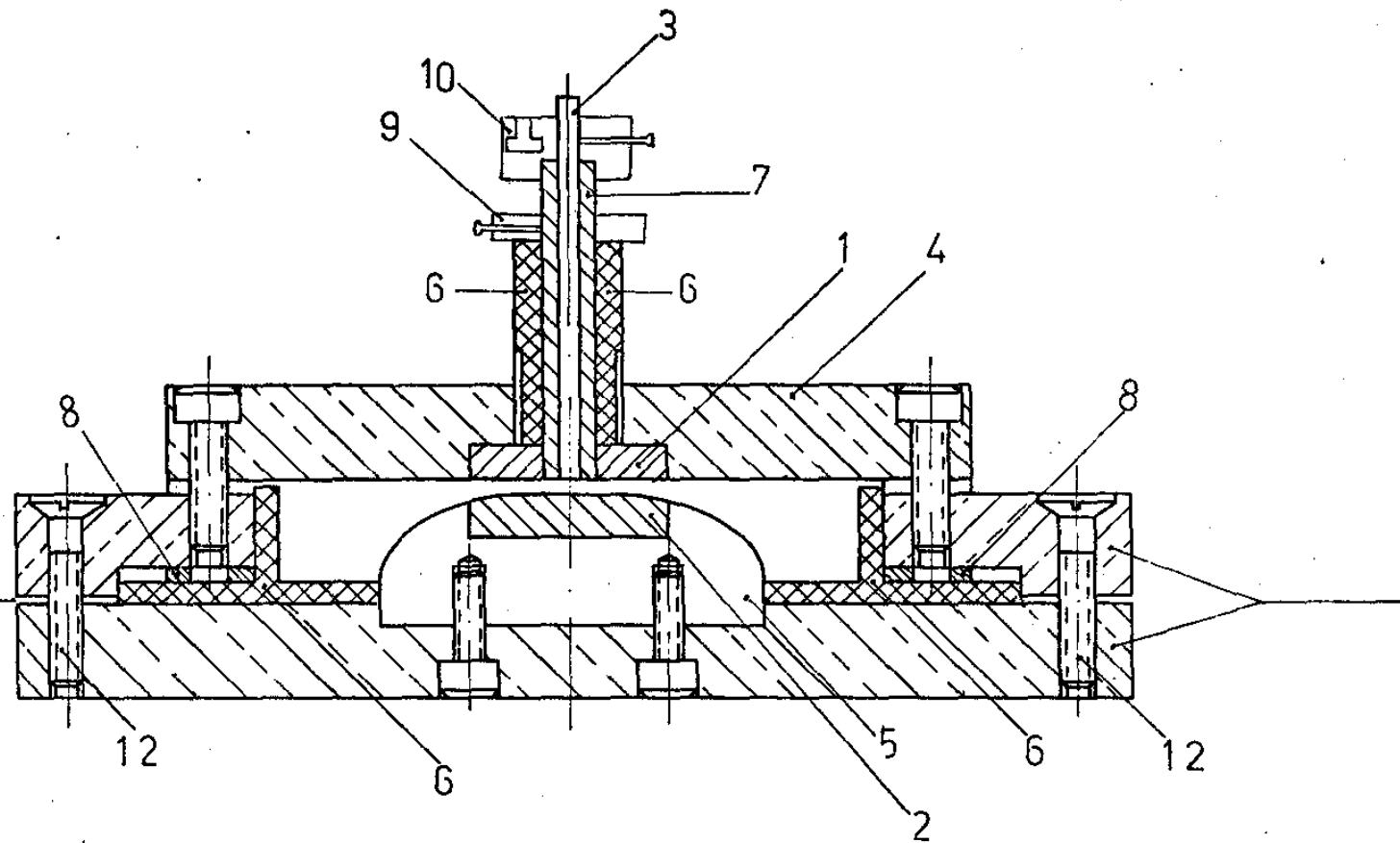


COLOCAÇÃO DO OSCILADOR R.



2-4a GERADOR DE PULSO PARA TRIGGER DA CHAVE DO SISTEMA "THETA PINCH I"

V PULSO  
P/FILAM. 3  
DA CHAVE  
(2-4)



- 1) Eletrodo de molibdênio.
- 2) Eletrodo de molibdênio.
- 7) Suporte de teflon para filamento de tungstênio.
- 4) Parte superior de chave (Al).
- 5) Suporte do eletrodo (Cu).
- 6) Suporte para isolamento e espaçamento (teflon).
- 3) Filamento de tungstênio para pulso
- 8) Regulador de distância entre eletrodos (teflon).
- 9) Fixador do suporte 7 ao corpo da chave.
- 10) Conector ao gerador de pulso.
- 11) Plástico de isolamento.
- 12) Parafuso de Nylon.
- 13) Bases para conexão com a linha de transmissão.

Figura 2-4: Chave de descarga elétrica; "Spark-Gap".

Usando  $t_s = 4,3 \mu s$  temos:

$$L_{total} = 67 \text{ nH} \quad (2-9)$$

Notamos agora que a indutância da carga (68nH) é bem maior que a do banco de capacitores (15nH).

Para determinar os parâmetros iniciais, ( $B_{max}, I_{max}, \frac{dI}{dt}$  e  $\frac{dB}{dt}$ ) utilizamos sondas magnética internas, de 4 a 7 voltas - de fio esmaltado, Nº 28, com 2,5 mm de diâmetro e 40 cm de comprimento.

O sinal da sonda é integrado (figura 2-6a) e lido - em um osciloscópio do tipo "duplo-feixe" (TEKTRONIX) com um visor fotográfico.

A voltagem do osciloscópio ( $V_{osc}$ ) é relacionado com o campo magnético local (5,6) por:

$$V_{osc} = \frac{N A}{R_i C_i} B(t) \quad (2-10)$$

onde:

$N$  = número de voltas da sonda

$A$  = área de cada volta

$R_i$  = resistência do integrador

$C_i$  = capacitância do integrador

A resistência de  $47 \Omega$  (figura 2-6a) serve para casamento da impedância com o cabo coaxial.

Então, pelas fotos (figura 2-6b);  $V_o \approx 0,27V$ , portanto:

$$\begin{aligned} B_{o max} &= 1,4 \text{ W/m}^2 \\ I_{o max} &= 1,1 \cdot 10^5 \text{ A} \\ E_{o max} &= 8,8 \cdot 10^3 \text{ V/m} \\ \left. \frac{dI}{dt} \right|_o &= 4,0 \cdot 10^{10} \text{ A/s} \end{aligned} \quad (2-11)$$

Figura 2-6a: Circuito elétrico do integrador de sinal da sonda.

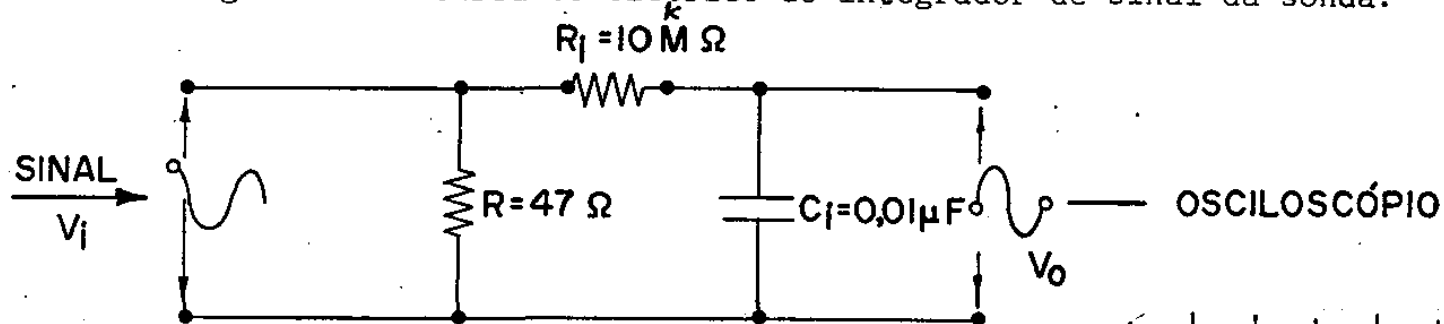
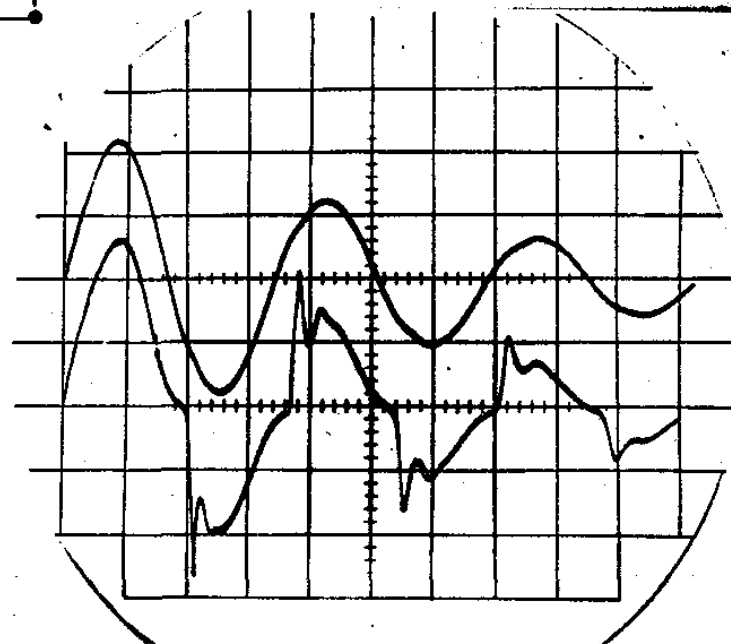


Figura 2-6b: Fotografia da oscilação do  $\theta$  - PIB com plasma.

sinal em cima: sonda externa: horizontal 5 us/div.  
 vertical 1 volts/div  
 sinal em baixo sonda interna: horizontal 5 us/div.  
 vertical 0,1 volts/div.

Gás Argônio.

$V_c = 6$  KV.



$$\left. \frac{dB}{dt} \right|_0 = 5,0 \cdot 10^5 \text{ W/m}^2 \text{ s}$$

Notamos um aumento substancial dos valores acima em relação ao "0 - PIA"

Determinados os parâmetros iniciais acima, introduzimos o recipiente de plasma. Primeiramente utilizamos tubo de pirex com janelas de quartzo. Em seguida tubos de lucite com proteção interna de vidro, que nos possibilitou a introdução da sonda magnética móvel em três direções (figura 2-7). Assim podemos diagnosticar o comportamento do campo magnético, interno ao plasma, durante a compressão magnética.

A sonda magnética interna, devidamente vedada nos extremos, não precisou ser protegida contra o plasma (5)

Para obter a compressão magnética de plasma, inicialmente o recipiente é evacuado para baixa pressão ( $10^{-4}$  ~  $10^{-5}$  TORR). Intrôduzimos, em seguida, o gás em estudo ( Argônio ou Hélio), até a pressão de descarga ( $1,0 \cdot 10^{-1}$  TORR).

Efetua-se a descarga elétrica e o gás é ionizado pela indução durante o primeiro ou segundo meio ciclo, dependendo da pressão inicial ou tipo de gás.

Para melhorar o grau de ionização, utilizamos como sistema auxiliar, um oscilador de rádio frequência ( 7 MHz, 5 W), figura (2-4b ), durante a descarga. O uso permanente de R.F.geralmente introduz problemas como ruídos, que dificulta as medições. Como em nosso caso a melhoria devido ao uso de R.F. não foi observada, limitamos apenas a utilização da própria descarga como ionizador e compressor.

Pode-se ainda construir um sistema de pré-ionização por uma pré-descarga, de menor potência, antes da descarga prin

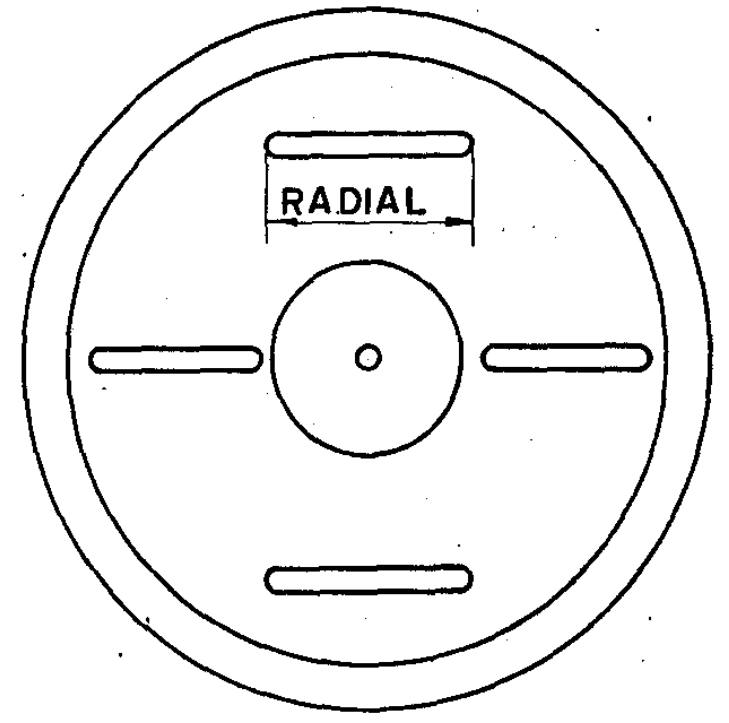
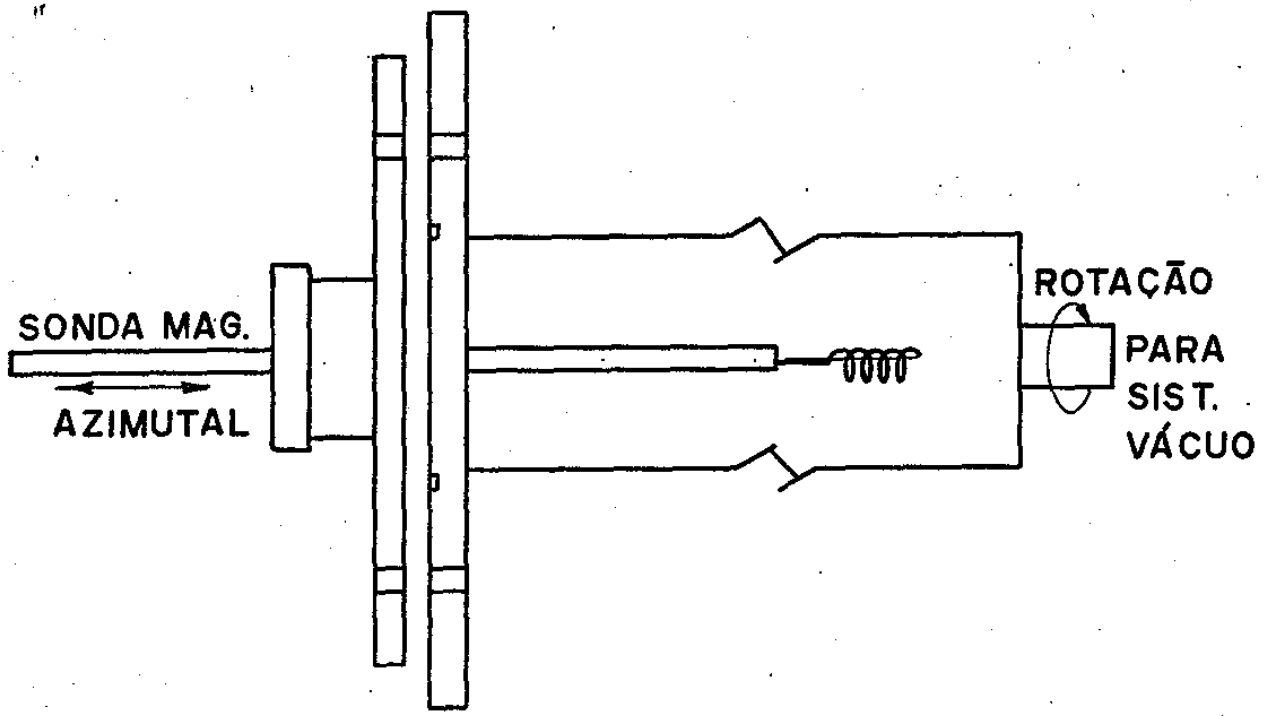


Figura 2-7: Recipiente de lucite para o plasma, utilizando sondas móveis



principal, eliminando assim o ruído permanente acusado em sistema auxiliar de R.F. Necessita-se para isso fontes de alta tensão (20 kv), geradores de pulso acoplados aos geradores de atraso de tempo ( Time Delay Generator ).(7)

Um Modelo Dinâmico de Compressão Magnética em "Theta - Pinch"

Neste capítulo apresentamos o estudo de um modelo da dinâmica da compressão do plasma de um "Theta-Pinch", onde por compressão se entende a fase em que a corrente elétrica no solenóide está crescendo.

Divide-se a fase de compressão, onde não existe pré-aquecimento, em três sub-fases.

- I) Fase de Ionização
- II) Fase de Implosão
- III) Fase de pós-implosão

I) Fase de Ionização

Após a injeção do gás, o recipiente é isolado do sistema de vácuo e, em seguida efetua-se a descarga.

A Ionização ocorre quando a variação logarítmica da corrente for maior do que um certo limiar. Isto acontece quando a corrente é próxima de zero. Nesta fase, o campo eletromagnético acelera os elementos a uma velocidade de arrasto (drift), tal que a sua energia cinética exceda a energia necessária para romper o potencial de ionização do gás (8), criando assim uma possibilidade para ionização pela colisão.

O avalanche de ionização pode ocorrer no primeiro ou no segundo meio ciclo de oscilação, com acompanhamento de um forte clarão.

Podemos estudar o limiar da região de ionização partindo da velocidade de arrasto:

$$V_d = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B}$$

( 3-1 )

ou em módulo:

$$|v_d| = \frac{|E|}{|B|}$$

Mas E ( campo elétrico ) é proporcional à variação temporal de B pela equação (2 - 8):

$$E = \frac{a}{2} \frac{dB}{dt} \quad (3-2.)$$

Portanto:

$$v_d = \frac{a}{2} \frac{\dot{B}}{B}$$

Denominamos por  $W_i$  o primeiro potencial de ionização, o elétron que adquirir energia cinética maior que o potencial  $W_i$ , ao colidir com um átomo pode arrancar um elétron, provocando a ionização.

Portanto a velocidade de arrasto necessária é dada por  $W_i$ .

$$\frac{1}{2} m_e v_d^2 \geq W_i e \quad (3-3)$$

$$v_d \geq \sqrt{\frac{2W_i e}{m_e}}$$

Portanto

$$\frac{a}{B} \geq \frac{2}{a} \sqrt{\frac{2W_i e}{m_e}} = \underline{cte} \quad (3-4)$$

Supondo  $\gamma = 0$  (resistência do circuito  $\approx 0$ ), portanto B periódico, temos:

$$B = B_0 \text{ sen } \omega t \quad (3-5)$$

$$\frac{a}{B} = \omega \text{ cotg } \omega t$$

Então:

$$\text{cotg } \omega t \geq \frac{1}{\omega} \frac{2}{a} \sqrt{\frac{2W_i e}{m_e}} \quad (3-6)$$

$$wt \pm n\pi \leq \text{arc cotg} \left( \frac{2}{aw} \sqrt{\frac{2W_1 e}{m_e}} \right) \equiv \theta_c \quad (3-7)$$

onde  $n$  é número inteiro qualquer.

Temos assim uma região bem definida em que a desigualdade (3-6), seja válida, ou seja definição da zona de ionização (figura 3-1).

Defini-se o campo crítico de ionização, abaixo do qual ocorre a ionização.

$$B_c = B_0 \text{ sen } \theta_c$$

$$+B_c \geq B_{\text{ionização}} \geq -B_c \quad (3-8)$$

Uma vez ionizado, o plasma apresenta o comportamento diamagnético, i. é, qualquer tentativa de aumento do campo magnético dentro do plasma é contida pela criação de um campo oposto de igual intensidade, resultando em um aumento nulo. Assim procede como um bom condutor apresentando corrente apenas na superfície /5/, com a diferença de que o plasma é compressível, e as partículas internas não são afetadas no mesmo instante. (figura 3-2)

Devido à componente radial da força de Lorentz -  $(\vec{J} \times \vec{B})$ , a fina camada (lâmina) de partículas ionizadas converge radialmente. Inicia-se assim a segunda fase que é a de Implosão adiabática radial. /3/

## II) Fase de Implosão Adiabática

Neste estágio, uma considerável parte do trabalho produzido por força eletromagnética é convertida em energia cinética das partículas ionizadas da casca cilíndrica /5/. Então, a compressão se efetua com íons e elétrons de mesma velocidade, com elétrons em frente aos íons; não há colisões e as partículas são como que empurradas através das linhas magnéticas em um movimento ordenado.

# REGIÕES PROVÁVEIS PARA IONIZAÇÃO

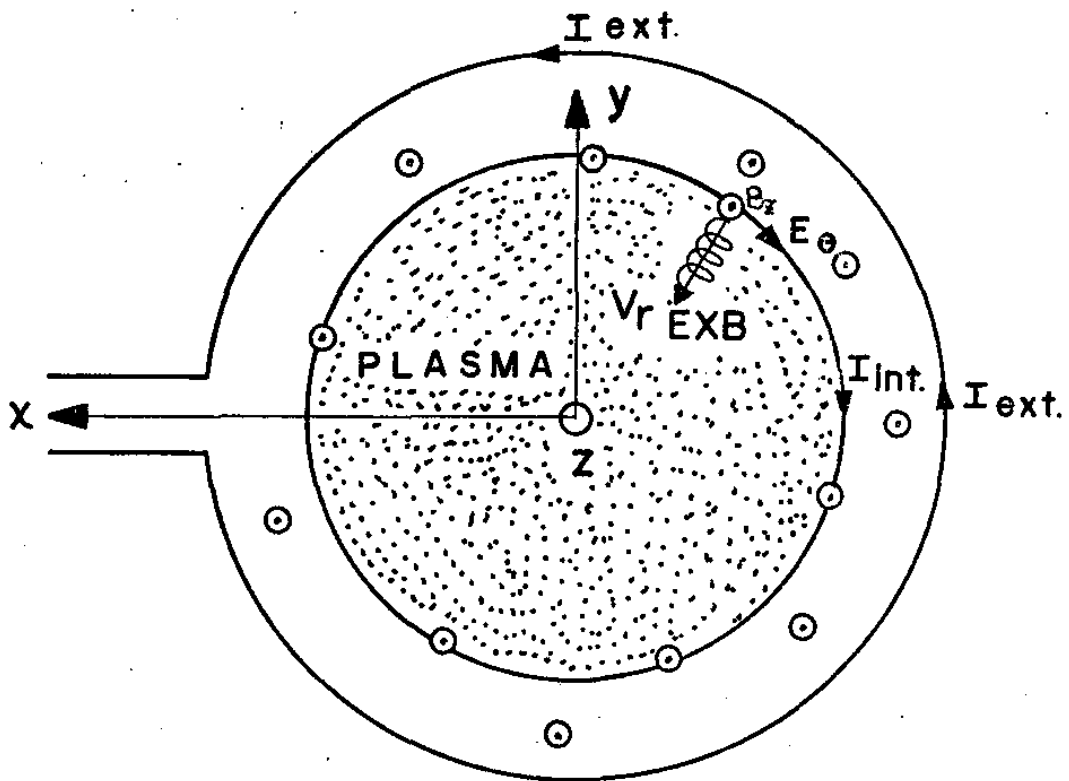
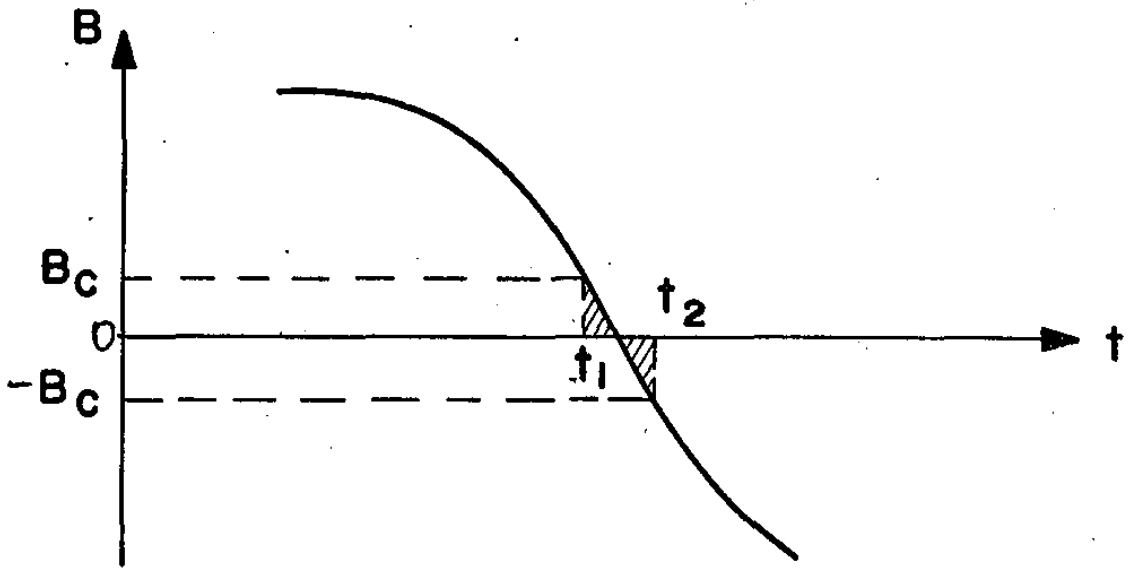


Figura 3-2:

# REPRESENTAÇÃO ESQUEMATICA DA ORBITA DE ELETRON

O processo pode ser considerado como um pistão magnético empurrando o plasma para direção do eixo do cilindro. Então haverá uma formação de onda de choque magnético na frente do pistão .

No final a maior parte da energia cinética dos íons é convertida em energia térmica, devido à colisão das partículas quando atingem a região do eixo.

Podemos estudar o plasma nestas condições como um movimento macroscópico de um fluido sob influência de uma força eletrodinâmica ( modelo de Snow-Plow), figura (3-3).

Equação de movimento:

$$\frac{d}{dt} \left( M \frac{d\vec{r}}{dt} \right) = - |(\vec{J} \times \vec{B})| \Delta v \quad (3-9)$$

onde:

$m$  = massa do plasma colhido pelo pistão magnético

$\vec{r}$  = posição radial do pistão

$\Delta v$  = volume do espaço onde existe a corrente  $\vec{J}$

mas como:

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} \quad (3-10)$$

$$B = \mu_0 \frac{I}{\ell}$$

$$J = \frac{I}{A} = \frac{I}{\Delta R \ell}$$

$$\Delta v = 2\pi r \ell \Delta R$$

$$M = \rho_m (0) \pi (a^2 - r^2) \ell$$

onde:

$a$  = raio do plasma inicial ou do recipiente

$\ell$  = comprimento do plasma (comprimento do solenóide)

$\Delta R = \frac{c}{\omega_p}$  = espessura da camada de corrente onde:  $c$  = velocidade da luz e  $\omega_p$  = frequência de plasma

$\rho_m(0)$  = densidade inicial do plasma

Veja figura (3 - 3) para ilustração

Substituindo em (3 - 9)

$$\rho_m(0) \pi l \cdot \frac{d}{dt} (a^2 - r^2) \frac{dr}{dt} = \frac{2\pi\mu_0 I^2 r}{l} \quad (3-11)$$

Fazendo uma mudança de variável para  $X$  e  $\tau$  (adimensional):

$$x = \frac{r}{a} \quad r = ax \quad dr = adx \quad (3-12)$$

$$\tau = \frac{t}{t_1} \quad t = t_1 \tau \quad dt = t_1 d\tau$$

onde:

$t_1$  = escala do tempo de compressão.

Usando a simplificação  $I(t) = I_0 t$  temos:

$$\rho_m(0) \pi l \frac{d}{dt} (a^2 - r^2) \frac{dr}{dt} = \frac{2\pi\mu_0 I_0^2 t^2 r}{l} \quad (3-13)$$

Portanto:

$$\frac{\rho_m(0) a^2 l}{2\pi\mu_0 I_0^2 t_1^4} \frac{d}{d\tau} (1-x^2) \frac{dx}{d\tau} = -x\tau^2 \quad (3-14)$$

Normalizando:

$$\frac{\rho_m(0) a^2 l}{2\pi\mu_0 I_0^2 t_1^4} = 1$$

$$t_1 = \left( \frac{al}{I_0} \right)^{1/2} \cdot \left( \frac{\rho_m(0)}{2\mu_0} \right)^{1/4} \quad (3-15)$$

Temos então:

$$\frac{d}{d\tau} (1-x^2) \frac{dx}{d\tau} = -x\tau^2 \quad (3-16)$$

Desenvolvendo:

$$(1-x^2) \frac{d^2 x}{d\tau^2} - 2x \left( \frac{dx}{d\tau} \right)^2 = -x\tau^2 \quad (3-17)$$

Propondo uma solução em série:

$$x(\tau) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \tau^{2n} \quad (3-18)$$

Substituindo na equação (3-17) e igualando os membros da mesma ordem, obtem-se:

$$x(\tau) = 1 - \frac{\tau^2}{\sqrt{12}} + \frac{\tau^4}{360} \quad (3-19)$$

Os termos acima da quarta ordem podem ser desprezados em comparação aos de ordem zero e dois.

A função:

$$x(\tau) = 1 - \frac{\tau^2}{\sqrt{12}} \quad (3-20)$$

Representa a posição do pistão magnético em relação ao tempo. Figura (3-4)

Utilizando a normalização (3-15) temos:

$$t_1 = 3,8 \cdot 10^4 \cdot \left[ \rho_m(0) \right]^{1/4} \text{ s.} \quad (3-41)$$

onde  $\rho_m(0)$  é a densidade inicial que varia de acordo com o grau de ionização do gás neutro injetado e a pressão inicial do gás.

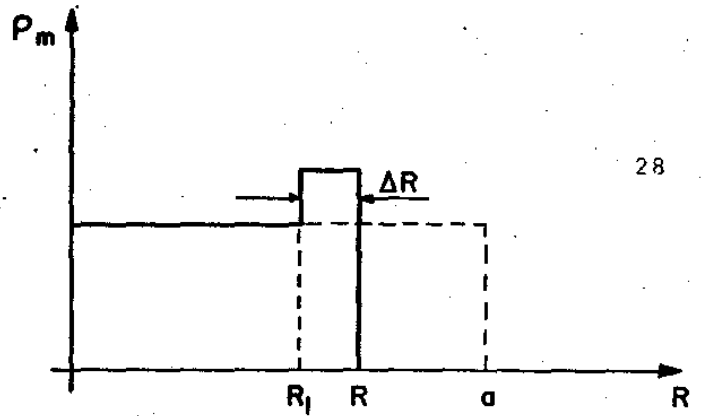
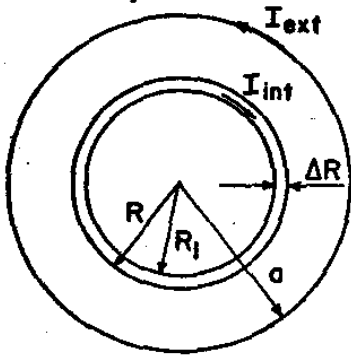
O tempo de implosão ( $t_c$ ) é obtido pela equação (3-20) igualando  $x$  a zero.

$$t_c = t_1 \tau_c = t_1 \left[ (1-x) \sqrt{12} \right]^{1/2} = t_1 (1-x)^{1/2} (12)^{1/4} \quad (3-22)$$

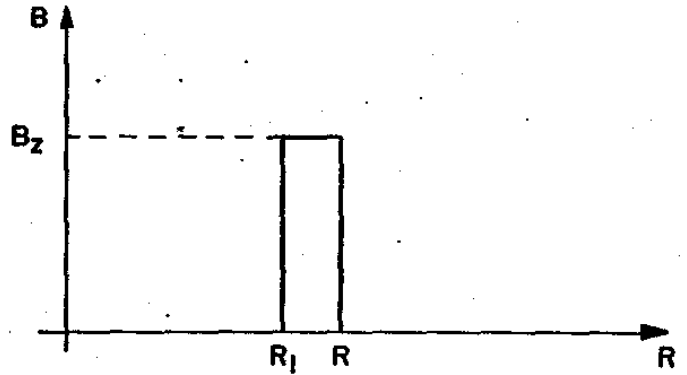
Obtivemos várias curvas computacionais da equação (3-22) variando o grau de ionização e comparando com as curvas experimentais no capítulo seguinte.

Podemos continuar o estudo do movimento de compressão supondo uma expansão logo após a compressão, i.é, a frente de cho





Varição da densidade durante a compres



Movimento do "pistão magnético"

Figura 3-3: Representação do movimento de um fluido sob influência de uma força eletrodinâmica segundo o modelo de "Snow-Plow".

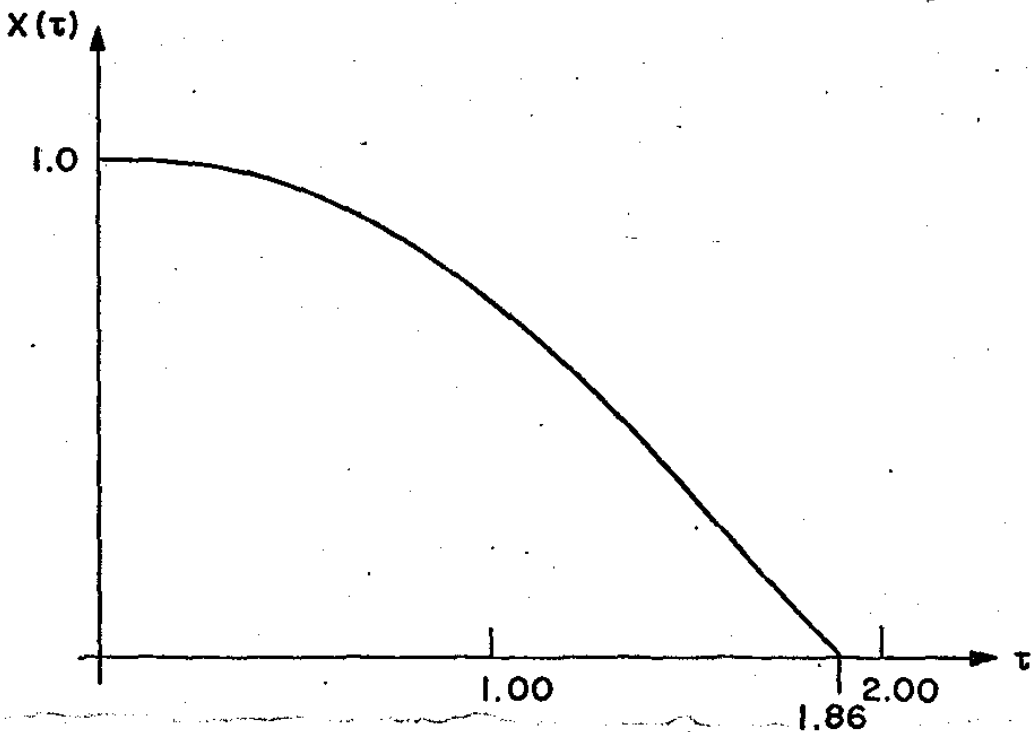


Figura 3-4: Posição do pistão magnético em relação ao tempo segundo o modelo de "Snow-Plow".

que inicia do centro para fora com uma certa densidade, como um fenômeno puramente mecânico, governada pela equação da expansão/3/

$$\frac{d^2 x}{d\tau^2} = x\tau^2 \quad (3-23)$$

O modelo acima estudado é bem simplificado e não condiz com a realidade em vários pontos; podemos melhorá-lo incluindo termos como:

- a) Pressão de Plasma (  $\bar{V}P$  )
  - b) Campo magnético preso dentro do plasma
  - c) Perda de partículas pelas extremidades ou difusão através de campo
  - d) Variação do grau de ionização durante compressão
- etc...

Porém a inclusão destes fatores torna a análise muito complexa ( as equações de MHD não são suficientes ). Veremos caso em que ainda se trabalha com modelo de fluido (MHD), mas os resultados são bem modificados, i.e., caso em que incluímos o gradiente de pressão, cuja importância surge à medida em que se aproxima do centro. /9/

Consideramos o membro esquerdo da equação {3-9} e integrando no espaço temos: /3/

$$\int \frac{dr}{dt} \left( \frac{d}{dt} m \frac{dr}{dt} \right) dt = \frac{M}{2} \left( \frac{dr}{dt} \right)^2 + \frac{1}{2} \int \left( \frac{dr}{dt} \right)^2 dM \quad (3-24)$$

O primeiro termo do lado direito representa a energia cinética do movimento ordenado; o segundo termo é a energia térmica envolvida na captura do plasma durante o processo de implosão. Nesta fase, a ionização aumenta principalmente pelo processo de troca de cargas ( charge exchange ). Assim no início  $dM$  é muito pequeno, porém no estágio final da compressão ele é muito influente.

Incluindo-se a parte da pressão na equação (3-9):

$$\frac{d}{dt} \left( M \frac{d\vec{r}}{dt} \right) = - |(\vec{J} \times \vec{B})| \Delta v + \vec{\nabla} p \quad (3-25)$$

Temos:

$$\rho_m(o) \pi \ell \frac{d}{dt} (a^2 - r^2) \frac{dr}{dt} = \frac{2\pi \mu_0 I^2 r}{\ell} + 2\pi r p \quad (3-26)$$

Da mesma forma que (3-12) usando  $x, \tau$  e  $t_1$  obtemos:

$$\frac{\rho_m(o) \cdot a^2 \ell^2}{2\mu_0 I_0^2 t_1^4} \frac{d}{d\tau} (1 - x^2) \frac{dx}{d\tau} = -x\tau^2 + \frac{\ell}{\mu_0 I_0^2 t_1^2} xP \quad (3-27)$$

Escrevendo o segundo termo do lado direito da equação acima como:

$$\frac{\ell}{\mu_0 I_0^2 t_1^2} xP = \frac{1}{P_1} xP \quad (3-28)$$

Tem-se:

$$P_1 = \frac{\mu_0 I_0^2 t_1^2}{\ell} = \frac{\rho_m(o) a^2 \ell}{2 t_1^2}$$

E normalizando como antes temos:

$$\frac{d}{d\tau} (1 - x^2) \frac{dx}{d\tau} = -x\tau^2 + \frac{P(x)}{P_1} x \quad (3-29)$$

Supondo a fase da implosão como adiabática:

$$PV^{5/3} = \underline{\text{cte}} \quad \text{para gases monoatômicos.} \quad (3-30)$$

Para um dado comprimento, o volume do cilindro é proporcional a  $x^2$ , então:

$$P(x^2)^{5/3} = \text{cte} \\ P = P_0 x^{-10/3} \quad (3-31)$$

onde  $P_0$  é uma constante que é igual a pressão inicial:

$$P_0 = nk_B T$$

Substituindo em (3-29):

$$\frac{d}{d\tau} \left[ (1 - x^2) \frac{dx}{d\tau} \right] = -x\tau^2 + \alpha P^{-7/3} \quad (3-32)$$

onde  $\alpha_p = \frac{P_o}{P_i}$  é a relação entre a pressão inicial e a pressão final máxima.

A equação ( 3-32) foi resolvida por computador ( figura 3-5) para vários valores de  $\alpha_p$  e notamos a diferença em relação ao "Snow-Plow" simples ( $\alpha_p=0$ ), principalmente quando se aproxima do centro ( $x \rightarrow 0$ ), observa-se que a compressão nunca chega ao centro ( $x=0$ ).

Naturalmente devido às condições adiabáticas, ainda não representa a realidade, principalmente na zona central. Nessa região devemos incluir: resistividades, colisões, fuga pelas extremidades usando teorias cinéticas ou teorias mistas de fluido-partícula como vem ocorrendo ultimamente./10,11/ Estes possuem um bom ajuste com os dados experimentais por nós obtidos.

Em relação a terceira fase (pós-implosão), como ainda não existe modelo teórico condizente com a experiência, interpretamos a fase de acordo com a análise experimental, no próximo capítulo.

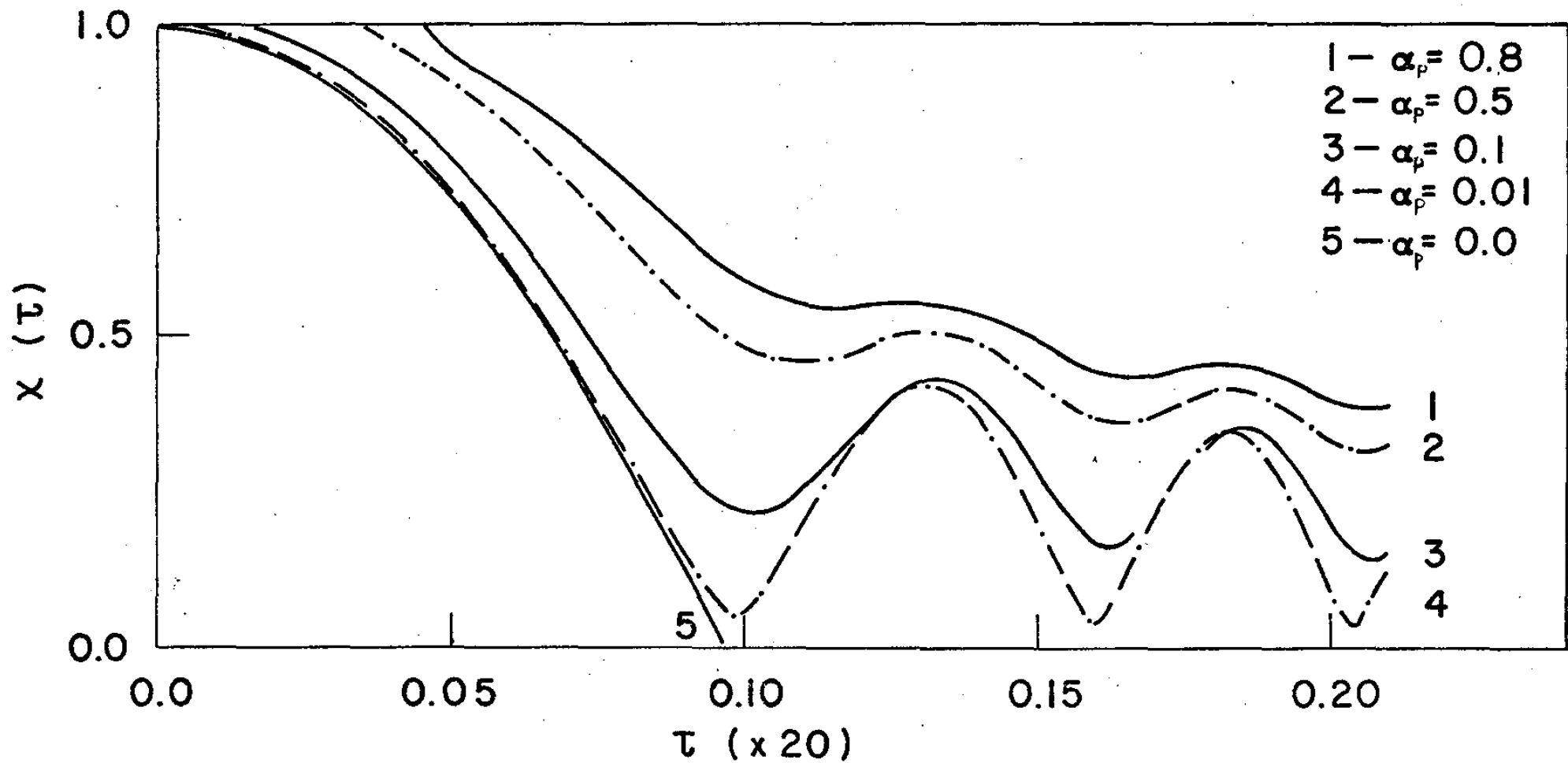


Figura 3-5: Modificação no modelo de Snow-Plow, devido à gradiente de pressão

Análise Experimental

Como vimos no Capítulo III, é importante sabermos a variação temporal do campo magnético, dentro do plasma, para entender a dinâmica da implosão. O campo interno é medido por sondas magnéticas.

De acordo com os dados experimentais faremos a divisão em três fases como na discussão teórica, mais a fase de "oscilação" (vide figura 4-1a e 1b)

I) Fase de Ionização: Inicia em  $t_1$  termina em  $t_2$ .

II) Fase de Implosão : Inicia em  $t_2$  termina em  $t_3$

III) Fase de pós-implosão: Inicia em  $t_3$  termina em  $t_4$

IV) Fase de oscilação : Inicia em  $t_4$  termina em  $t_5$

onde:

$t_1$  = instante quando ocorre a ionização, i-é, o campo externo (forma senoidal) começou a ser modificado.

$t_2$  = corresponde ao início do patamar onde  $\dot{B} = 0$  ou campo = constante (aproximadamente nulo).

$t_3$  = instante em que corresponde à saída do patamar ou quando  $\dot{B} \neq 0$ .

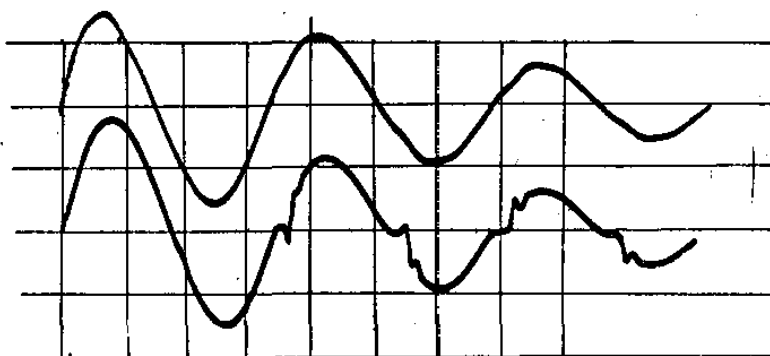
$t_4$  = instante correspondente ao início da tentativa de retornar ao campo externo, caracterizado pela oscilação brusca.

$t_5$  = fim das perturbações e volta ao campo externo.

I) Fase de Ionização:

A região de ionização tratada no Capítulo anterior = podem ser subdivididas em duas parte: a região do campo positivo, e

Gás Hélio  
 $P = 1 \cdot 10^{-1}$  torr



acima  
 Vertical: 0,1 volts/div.  
 Horiz. : 5 $\mu$ s/div.  
 abaixo:  
 vert. = 0,1 volts/d  
 horiz. = 5,0  $\mu$ s/div.

Veja a oscilação do segundo periodo  $t \approx 25\mu$ s.

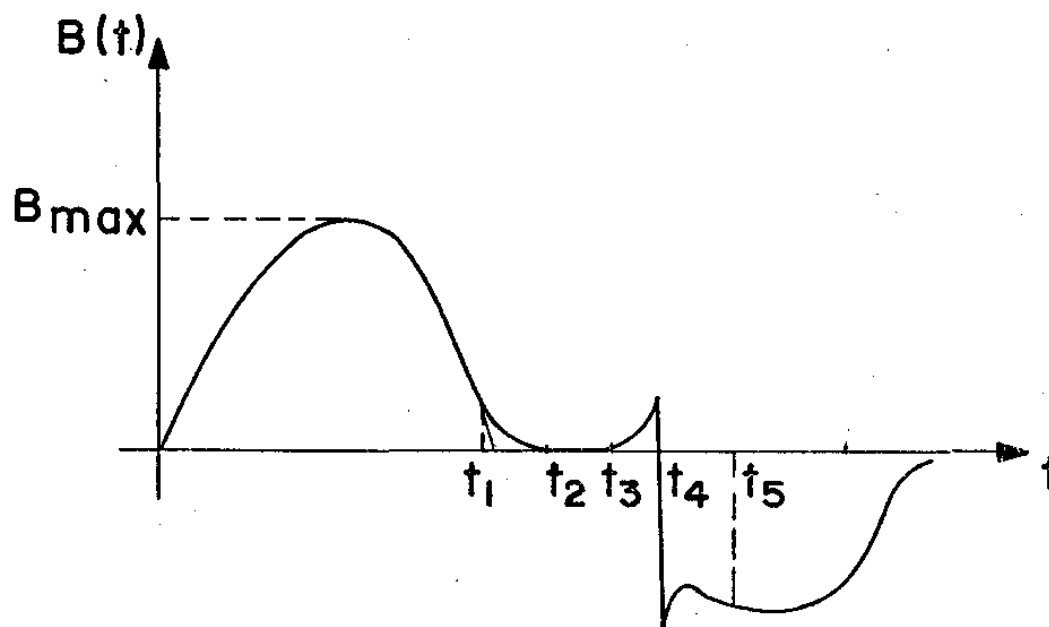
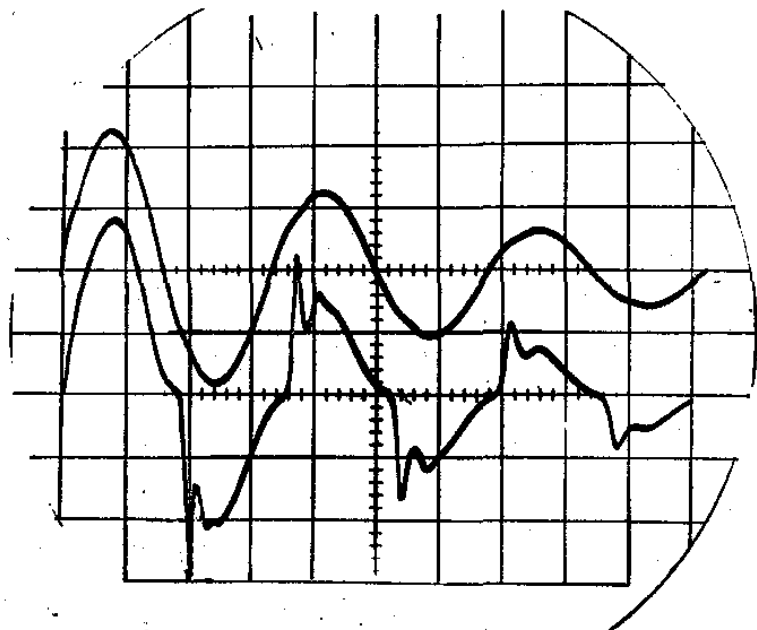


Figura 4-1a Uma das possíveis maneiras de divisão temporal de acordo com a fotografia acima.



gás Argônio

pressão=  $1 \cdot 10^{-2}$  Torr

Vertical: 0,1 volts/div.

horizontal: 5 us/div.

abaixo: vertical 0,1 volts/div

horiz. 5,0 us/div.

acima : vertical 1,0 volts/div.

horiz. 5,0 us/div.

Veja o primeiro periodo.

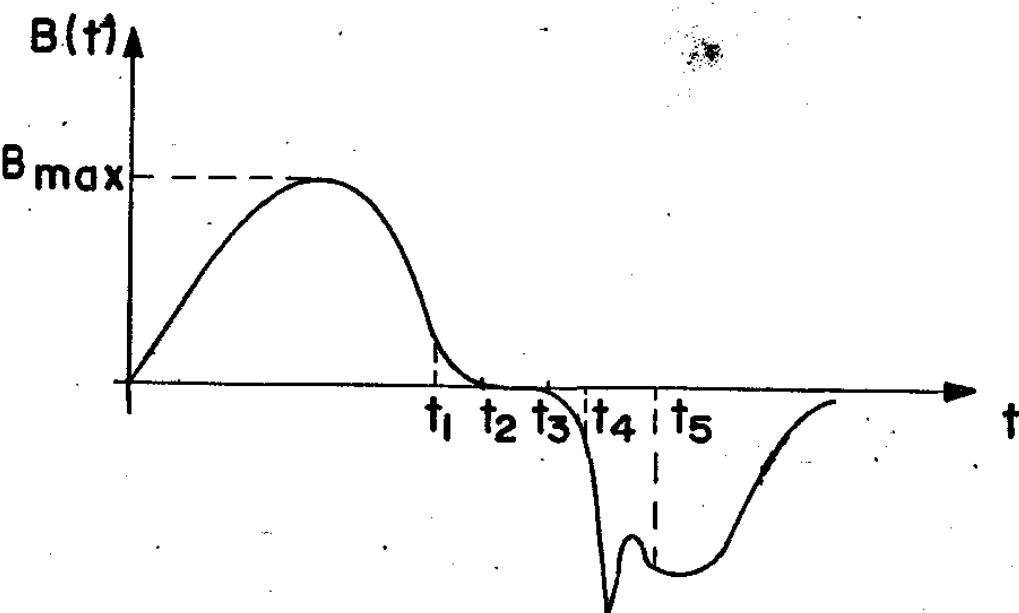


Figura 4-1b: Uma outra forma de oscilação com respectiva divisão temporal.



a de campo negativo (figura 4-2).

Quando a ionização ocorre na região do campo positivo, e logo depois a compressão na região do campo negativo, poderão haver campos positivos embebidos no plasma, que sofrerão a compressão juntamente com o plasma. Denominamos este caso em que o campo compressor e o aprisionado têm sinais contrários de "polarização anti-paralela" (figura 4-3a)

Por outro lado, se a ionização ocorrer em região negativa, em seguida a compressão por campos do mesmo sinal, teremos o caso de aprisionamento do campo paralelo ao de compressão que denominaremos de "polarização paralela"<sup>12/</sup> (figura 4-3b)

Geralmente, mesmo ocorrendo uma certa ionização, se não for suficiente para a compressão, o campo se difundirá no plasma. Nesse caso, o efeito será transferido para o próximo ciclo. (4-3c)

A maneira pela qual, podemos distinguir o tipo de aprisionamento será tratada quando analisarmos as próximas regiões.

## II) Fase de Implosão

É a região caracterizada pelo intervalo de tempo onde  $B = 0$  ou campo constante, quase nulo, logo após a ionização.

Podemos comparar esta fase experimental com a teórica (modelo Snow-Plow), uma vez que as partículas são como que transportadas junto com as linhas de campo. Portanto a dinâmica das partículas é bem representada pela variação do campo magnético, e a sonda permite obter essa variação temporal num ponto radial bem determinado.

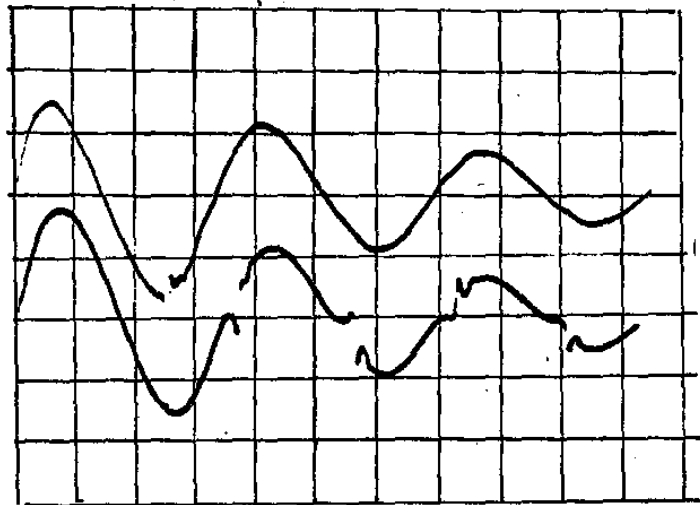
Na região de implosão são válidas as hipóteses adiabáticas e de movimentos ordenados de elétrons e íons. Isto é coerente com o fato de que, quando a sonda for introduzida dentro

gas Hélio.  $P = 1 \cdot 10^{-1}$  torr.

acima: vertical=1,0 volts/div.  
horizontal = 5,0 us/div.

vert. =1,0 volts/div.  
abaixo: horizontal=5us/div.

ocorrendia da primeira compressão  
em 18 us.



ocorrendia da primeira compressão  
em 26 us.

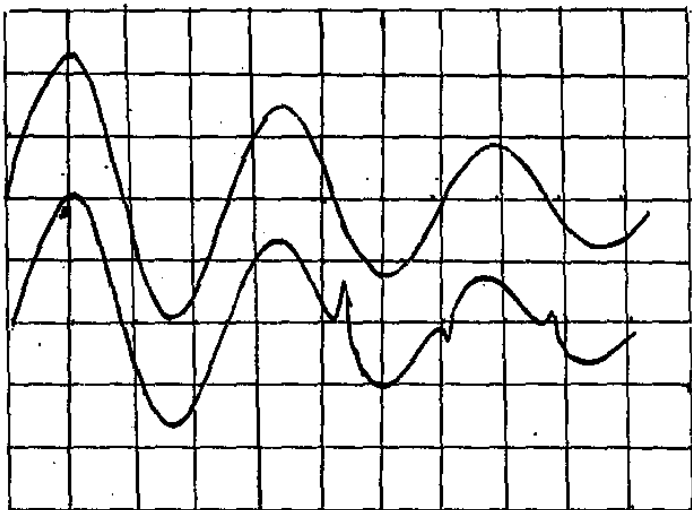


Figura ;4- c: Transferencia do efeito pinch do segundo ciclo para o  
terceiro ciclo.

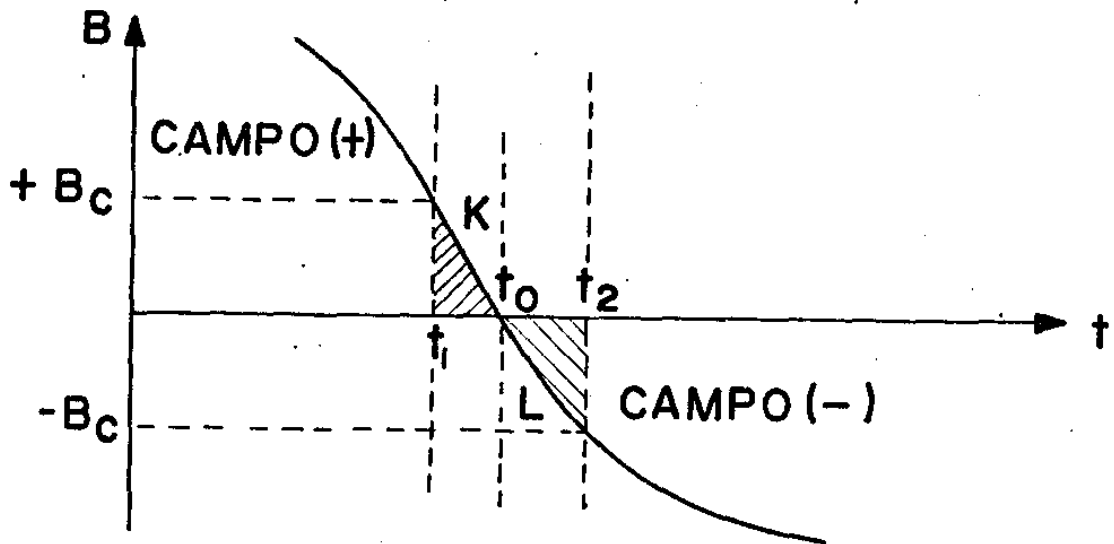


Figura 4-2: Divisão temporal da região de ionização de acordo com o sinal do campo externo.

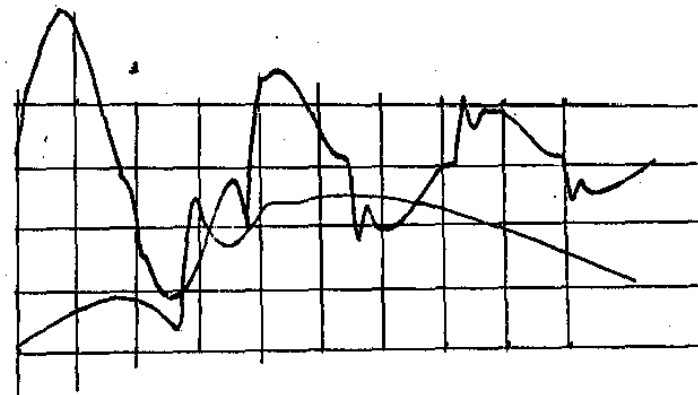


Figura 4-3a: gás Hélio.  $P=1 \cdot 10^{-1}$  Torr. Fotografia da variação do campo magnético, representando a polarização Anti-Paralela.

vertical 0,1 volts/div  
acima: horizontal 5,0 us/div.

vertical 0,1 volts/div.  
abaixo: horizontal 1,0 us/div.

Atraso de 17 us.

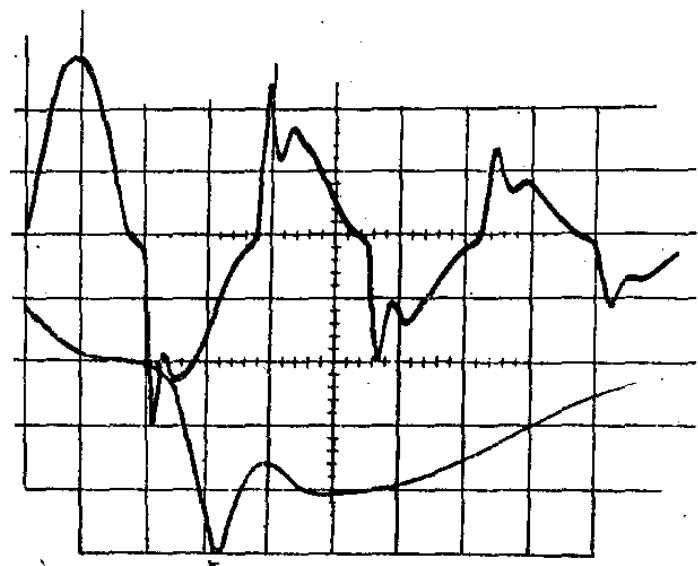


Figura 4-3b: gas Argônio  $P=1 \cdot 10^{-1}$  Torr. Fotografia da variação do campo magnético, representando a polarização Paralela.

vertical 0,1 volts/div.  
acima: horizontal 5,0 us/div.

vertical 0,1 volts/div.  
abaixo: horizontal 1,0 us/div.

Atraso de 8 us.

do plasma distante da superfície, não acusará nenhuma variação de campo, devido ao efeito diamagnético do plasma.

Devido à comparação acima, essa situação equivale àquela em que as partículas não estão sendo afetadas pelo campo externo (como um bom condutor elétrico). Porém à medida em que a lâmina compressora se contrai, o efeito do campo aprisionado se faz notável (figura 4-4), e logo depois o do campo externo; estas serão as próximas regiões de análise.

Analisando-se a região de compressão, podemos traçar gráficos da posição da sonda contra o intervalo de tempo onde  $\dot{B} = 0$ . Estes gráficos equivalem à menos da normalização à mesma = relação obtida pela equação (3-20), do movimento segundo modelo = de "Snow-Plow".

Fizemos medidas para dois gases ( Argônio e Hélio), e determinamos:

- velocidade do pistão magnético
- grau de ionização comparando com os dados teóricos.
- densidade aproximada (obtida através do grau de ionização)
- temperatura aproximada (supondo que toda energia cinética da implosão foi convertida em calor).

Na figura 4-5 temos o levantamento para o gás Argônio (Ar) onde nos instantes iniciais as curvas teórica e experimental têm grande coincidência. À medida que se aproxima do centro, a curva experimental se torna indefinida, deixando de concordar com a teórica.

Definimos como  $\dot{B}_{01}$  e  $\dot{B}_{02}$  os intervalos de tempo em que  $\dot{B} = 0$  (intervalo de tempo entre  $t_2$  e  $t_3$ ), na primeira e segunda compressão, geralmente no primeiro e segundo meio ciclo respectivamente.

Figura 4-4 : Modificação do sinal da sonda à medida em que se desloca da parede para o centro.

vert. 1,0 volts/div.  
acima: abaixo 5,0 us/div.

vert. 0,1volts/div.  
abaixo: horiz. 5,0 us/div.

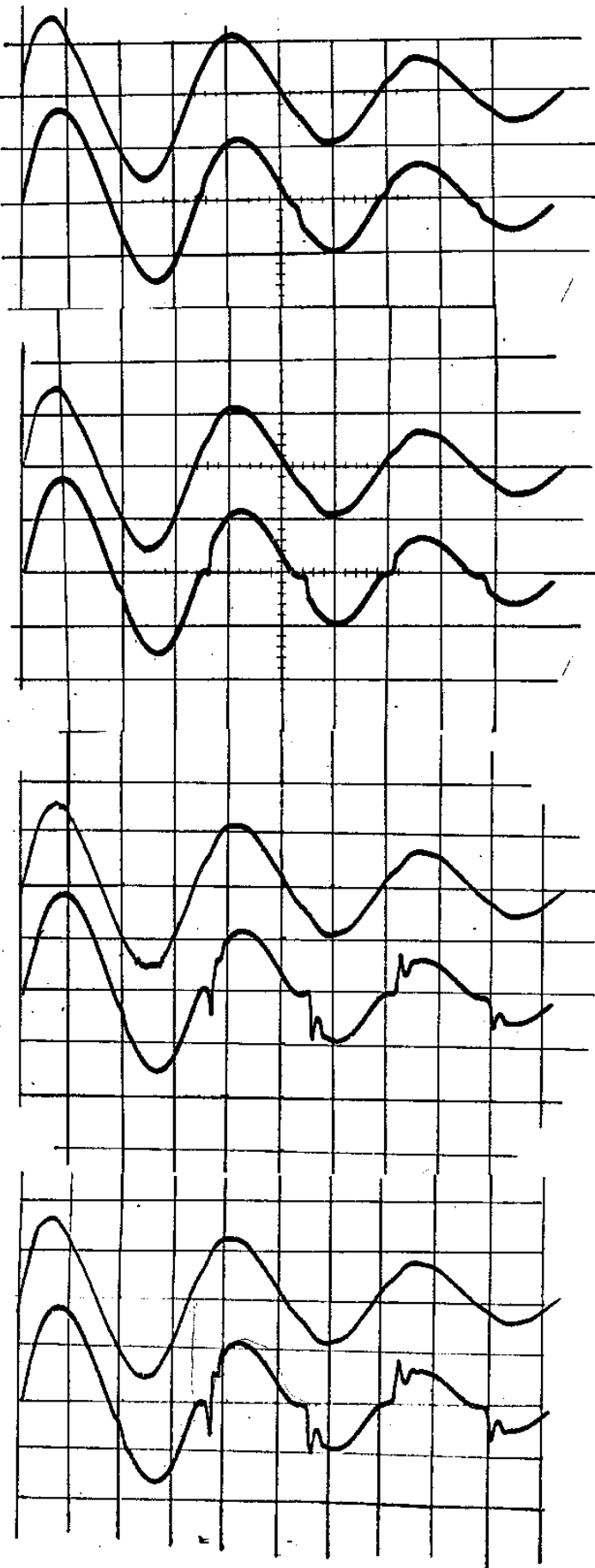
distância da sonda-parede: 0,0cm.

distância da sonda-parede: 1,0cm.

distância da sonda parede: 2,0 cm.

distância da sonda parede: 3,0cm.

(centro do tubo.)



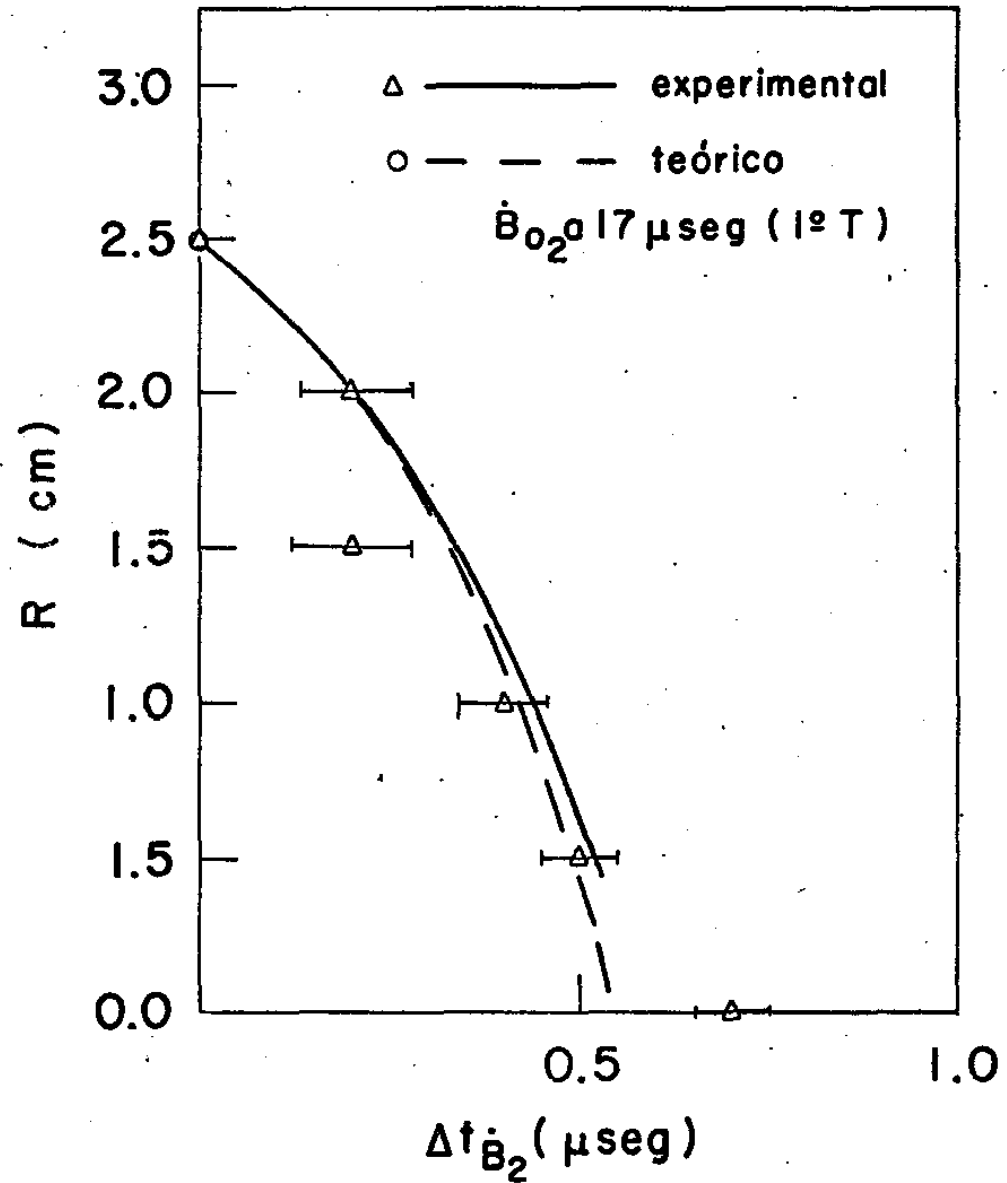
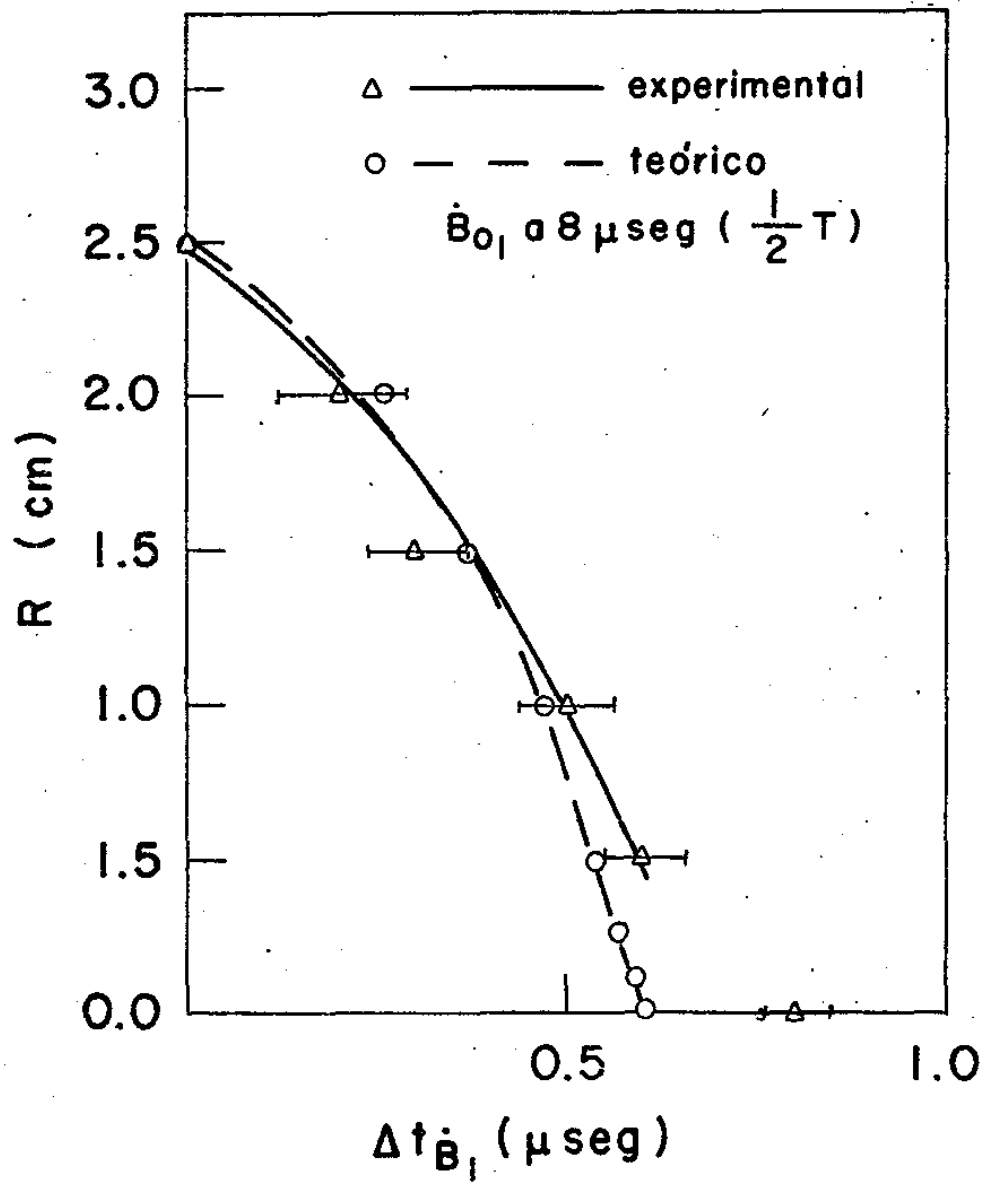


Figura 4-5: Posição da sonda em relação ao intervalo de tempo de compressão, comparando com o modelo de "Snow-Plow" para gás Argônio

Comparando-se os dados teóricos do Capítulo III (figura 4-5) com os dados experimentais, podemos estimar o grau de ionização aproximado em 29%. Esta comparação é feita tendo-se o cuidado de tomar os dados na região onde o modelo e a experiência são coincidentes (no início da curva da figura 4-5). No caso do gás Hélio (He), figura 4-6, observamos nas mesmas condições do Argônio, que o pinch é mais frequente no fim do primeiro período. Para o Ar isto ocorria no fim do meio período, provavelmente devido à diferença no potencial de ionização. Porém uma vez iniciada a compressão nota-se que a escala de tempo de compressão do Hélio é menor que a do Ar devido à diferença das massas.

Teoricamente, temos de (3-20)

$$t_c \propto |\rho_m(0)|^{1/4} = |A \cdot M_p \cdot N_i|^{1/4}$$

onde

$t_c$  = tempo de compressão

$\rho_m(0)$  = densidade iônica inicial

A = nº de massa atômica

$M_p$  = massa do proton

$N_i$  = nº de partículas

Encontramos para Hélio, a ionização de 43% e a curva teórica e experimental são novamente coincidentes apenas no início. Notamos que o tempo de compressão do Hélio é menor que o do Argônio.

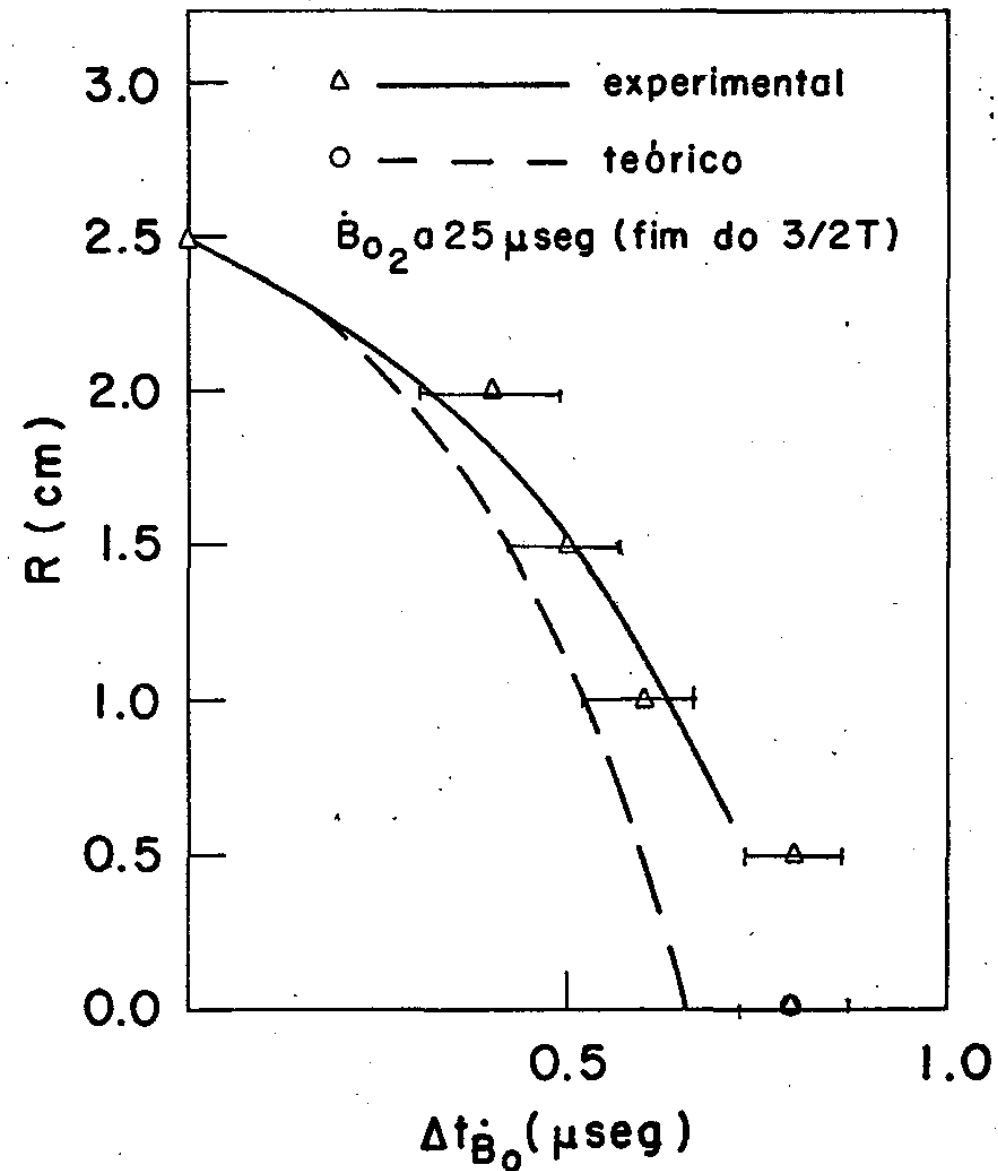
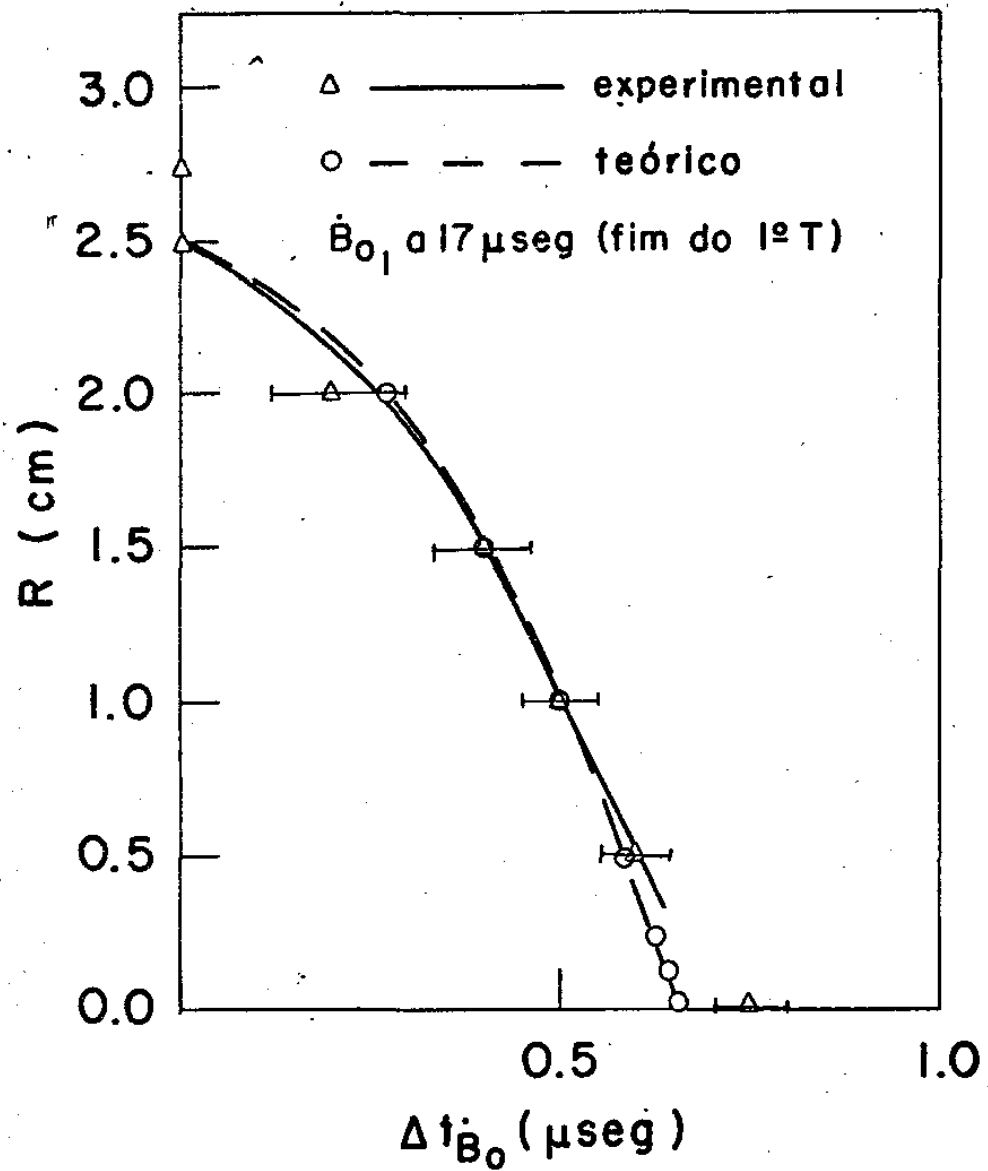


Figura 4-6: Posição da sonda em relação ao intervalo de tempo de compressão, comparando com o modelo de "Snow-Plow", para gás Hélio.



As diferenças obtidas na comparação teórica e experimental em ambos os casos são essencialmente:

- variação de ionização durante percurso
- variação de pressão interna ( $\dot{V}P$ )
- difusão de partículas
- existência de impurezas, como sondas e outros tipos de partículas
- inexistência de modelo adequado na fase de compressão final (após 0,5  $\mu s$  nos gráficos  $r \times \Delta t$ ).
- incerteza nas medidas da sonda.

Analisamos também a curva de pressão (densidade) contra tempo de compressão (região  $B \approx 0$ ) | figura (4-7) | e notamos do modelo teórico que:

$$t_c \propto |\rho_m(0)|^{1/4}$$

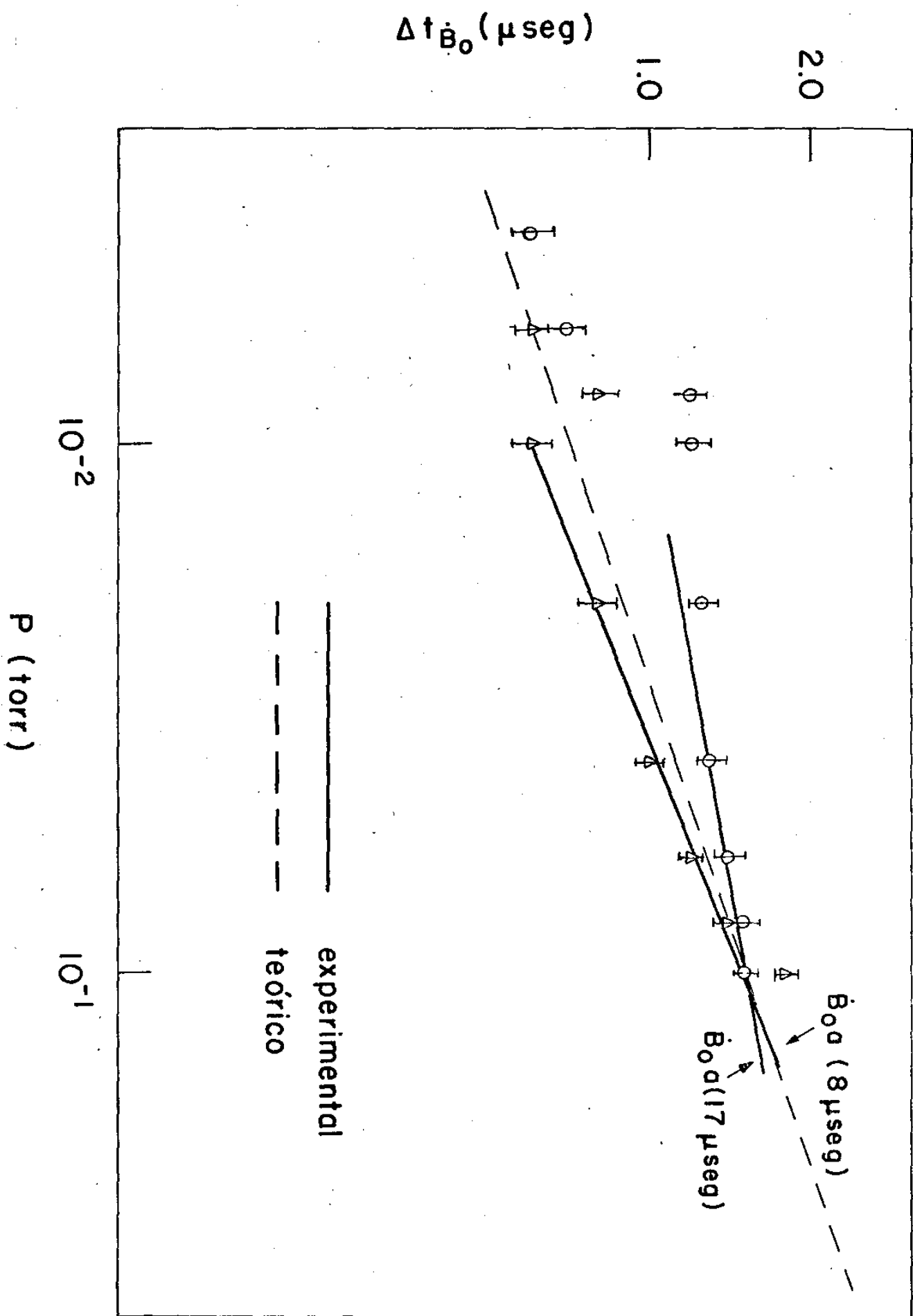
e usando gráfico log x log :

$$\log t = \frac{1}{4} \log \rho_m(0) + cte$$

Esta equação corresponde a uma reta com coeficiente = angular de 0,25, porém experimentalmente encontrou-se 0,30 para o  $B_{01}$  e 0,18 para  $B_{02}$ . Teoricamente as duas retas deveriam ser paralelas, entretanto pela figura (4-7) isto não ocorre e também notamos que para pressões baixas, as curvas não obedecem à equação da reta.

Determina-se a velocidade de pistão magnético por dois métodos:

- a) Posicionando a sonda internamente à camada e depois efe -



tua-se um deslocamento bem definido. Obtém-se assim fotografias de duas descargas, pressupondo a reprodutibilidade da descarga, pode-se calcular a diferença de intervalo de tempo da região  $B = 0$ :

$$v_{\text{pistão}} = \frac{\Delta r_{\text{sonda}}}{\Delta t_B}$$

b) Utilizando uma sonda dupla com distância previamente calibrada (- 1 cm), e por um osciloscópio tipo "feixe duplo" podemos obter duas curvas de uma só vez. Tomando a diferença, temos a velocidade do pistão magnético (figura (4-8)) como no caso anterior.

As velocidades do pistão para He a AR estão expostas na tabela (4-1).

Calcula-se a temperatura dos íons supondo que toda energia cinética (velocidade de pistão = velocidade de Alfvén) é transformada em calor. Tabela (4-1):

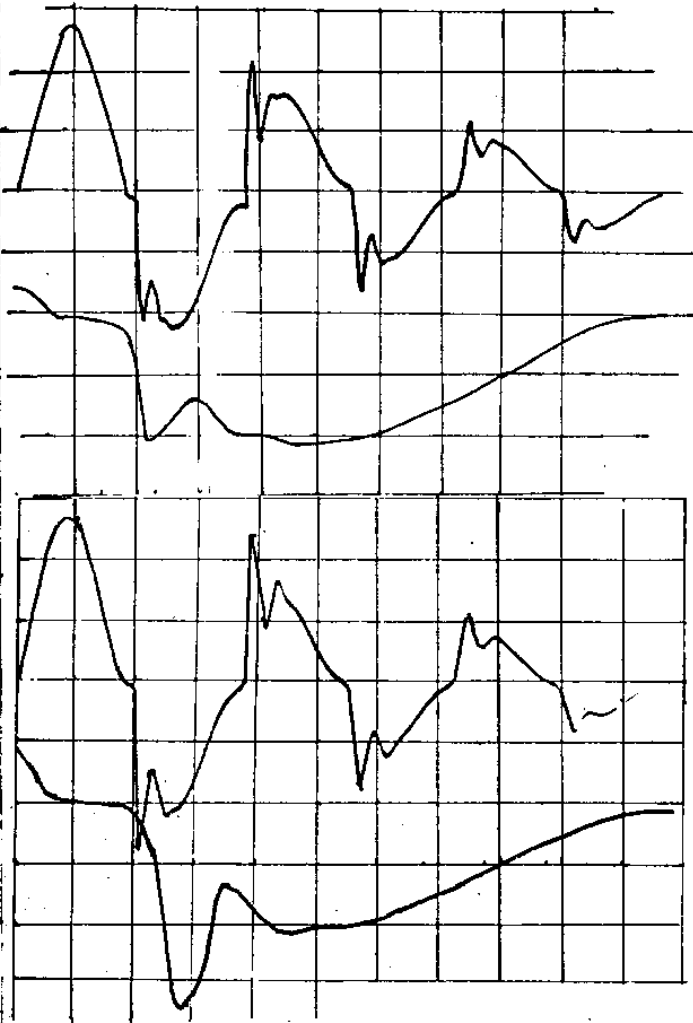
$$\frac{1}{2} m_i v_i^2 = k_B T_i$$

$$T_i = \frac{1}{2} \frac{m_i v_p^2}{k_B}$$

Supondo que a densidade inicial antes da descarga seja ionização máxima possível, estimamos por comparação o grau de ionização das curvas (4-5, 4-6). Dessa estimativa, pode-se obter a densidade aproximada de partículas arrastadas pelo pistão magnético, sem levar em conta as eventuais perdas, tabela (4-1).

### III) Fase de Pós-Compressão

Definimos a região de pós-compressão o intervalo de



sonda simples.

acima vert. 0,1 volts/div.  
horiz. 5,0 us/div.

abaixo: vert. 0,1 volts/div.  
horiz. 1,0 us/div.

distância da sonda-parede; 1cm.

signal de baixo, atraso de 8us.

acima vert. 0,1 volts/div.  
horiz. 5,0 us/div.

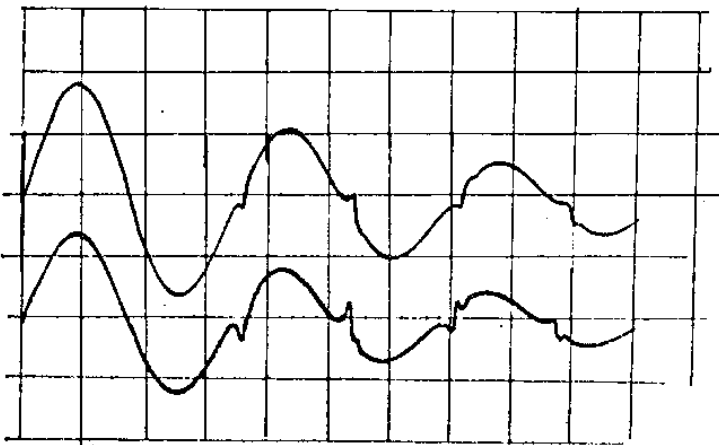
abaixo vert. 0,1 volts/div.  
horiz. 1,0 us/div.

atraso de 8 us.

distância da sonda-parede: 2cm.

distância entre sondas : 1,0cm.

Figura 4-8: Determinação da velocidade do pistão magnético utilizando sondas simples e dupla, Com distância de 1cm entre as sondas.



Sonda dupla.

gás Hélio.  $P = 1. 10^{-1}$  torr.

acima: vert. = 0,1 volts/div.  
horiz. = 5,0 us/div.

distância da sonda-parede: 5cm.

abaixo: vert. = 0,1 volts/div.  
horiz. = 5,0 us/div.

distância da sonda-parede: 1,5cm.

	Hélio	Argônio.
Configuração Eletrônica.	1s ( 2.)	1s, 2s, 2p, 3s, 3p ( 2:2:6:2:6).
Número de Massa.	4 ( 2p + 2n )	36 (18p + 18n)
Primeira Potencial de Ionização.(eV)	24,5	15,8
Densidade Inicial a Pressão Ambiente (cm <sup>-3</sup> )	3,2 10 <sup>15</sup>	3,2 10 <sup>15</sup>
Densidade durante a Compressão. (cm <sup>-3</sup> )	1,4 10 <sup>15</sup>	0,93 10 <sup>15</sup>
Grau de Ionização (%)	43.	29.
Velocidade durante a Compressão. (cm/s)	0,50 10 <sup>7</sup>	0,38 10 <sup>7</sup>
Temperatura durante a Compressão.	0,52 10 <sup>2</sup> eV	2,70 10 <sup>2</sup> eV.

Tabela IV-1:Valores aproximados de:velocidade,temperatura,grau de ionização e densidade durante a compressão para gás Argonio e Hélio.

tempo entre  $t_3$  e  $t_4$  (figura (4-1)), após a região de  $\dot{B} = 0$ .

Quando inicia a fase de compressão, normalmente o campo aprisionado no plasma é bem rarefeito. Mas à medida que o plasma é comprimido pela camada cilíndrica, o campo aprisionado acompanha o plasma, então há aumento da intensidade de campo = dentro do plasma. Se o campo aprisionado é antiparalelo, a sonda acusará um pico inverso ao campo externo (figura(4-9)). No caso contrário tenderá acompanhar o campo externo (figura (4-9)).

Normalmente se o aprisionamento é antiparalelo, nota-se maior intensidade do campo congelado, do que o paralelo, devido provavelmente, a maior permanência temporal na região de ionização.

Portanto análise da região de pós-compressão permite a avaliação do sinal do campo aprisionado no plasma.

#### IV - Fase de Oscilação

Caracterizamos pelo intervalo de tempo entre  $t_4$  e  $t_5$  (figura (4-1)), onde no  $t_4$  temos  $\dot{B} \approx \infty$  e logo após, algumas oscilações que acompanham a variação do campo externo.

As oscilações duram cerca de 200 a 400 n seg, notamos picos de intensidade que chegam a duplicar em relação ao máximo obtido pela descarga normal sem pinch.

Podemos distinguir dois comportamentos diferentes de acordo com a região de pós-compressão ou tipo de campo aprisionado.

##### a) Compressão antiparalela

Após a ionização na região de campo positivo (intervalo de tempo  $t_1$  a  $t_2$ ) |figura (4-9)|. O plasma é pressionado pelo campo negativo entre  $t_2$  e  $t_3$ . Medida em que a compressão aumenta, =

há um aumento na intensidade do campo aprisionado, representado pelo intervalo  $t_3$  a  $t_4$ . No instante  $t_4$  o campo externo é acusado pela sonda, porém ele está difuso na superfície do plasma, i, é, existe na superfície externa da lâmina convergente uma grande concentração do campo compressor. A sonda acusa-o com um pico intenso em  $t_4$  (figura (4-9)). E deve depender do comprimento de penetração do campo ( $\frac{c}{\omega_{pe}}$ ).

Após acusar compressão do campo difuso no "Skin depth", notamos oscilações, que se supõe ter o "perfil" do choque magnético como discutido por alguns autores /13,14/, que também está sendo estudado por alguns elementos da nossa equipe.

#### b) Compressão paralela

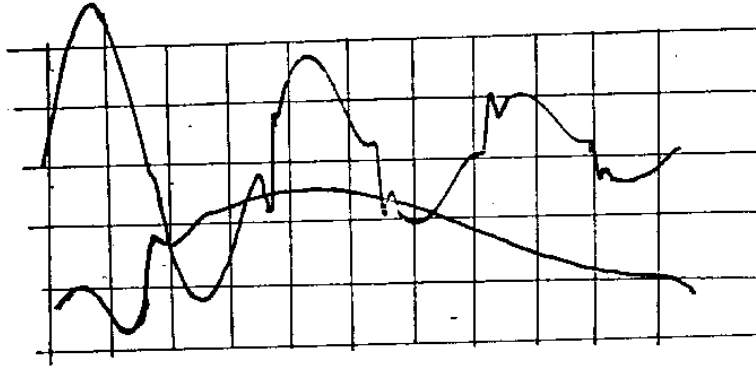
Inicialmente temos aprisionamento do campo paralelo = ( $t_1$  -  $t_2$ ) [figura (4-10)], compressão em  $t_2$  -  $t_3$  e depois o aumento da intensidade em  $t_3$  -  $t_4$  do campo aprisionado, seguido de  $B_z$  = representado por longo risco vertical em  $t_4$ , onde a sonda acusa bruscamente o campo externo com oscilação, como no caso acima.

Notamos que no caso paralelo o pico em  $t_4$  é mais intenso, isto quer dizer, a intensidade do campo difuso na superfície externa da camada compressora de plasma é bem maior. Não sabemos = ainda a razão da diferença de penetração entre os dois casos.

Concluimos que os tipos de aprisionamento não dependem somente do gás (Ar ou He), mas também da pressão (densidade) figura (4-11). Podemos obter numa descarga, aprisionamentos de campo, tanto paralelo como antiparalelo.

Analizamos a evolução temporal do campo em relação as várias posições do plasma.

Na figura (4-12) vemos a evolução temporal no Argônio.



gás. Hélio  $P = 1 \cdot 10^{-1}$  torr

acima vert. = 0,1 volts/div.  
horiz. = 5,0 us/div.

abaixo: vert. = 0,1 volts/div.  
horiz. = 1,0 us/div.

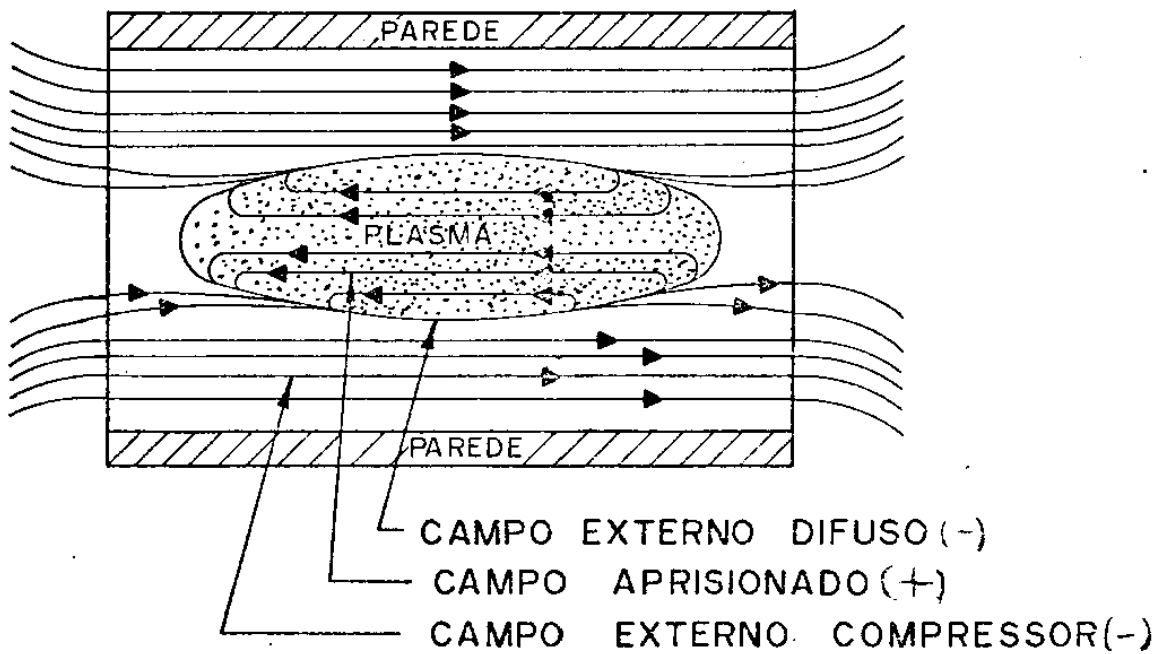
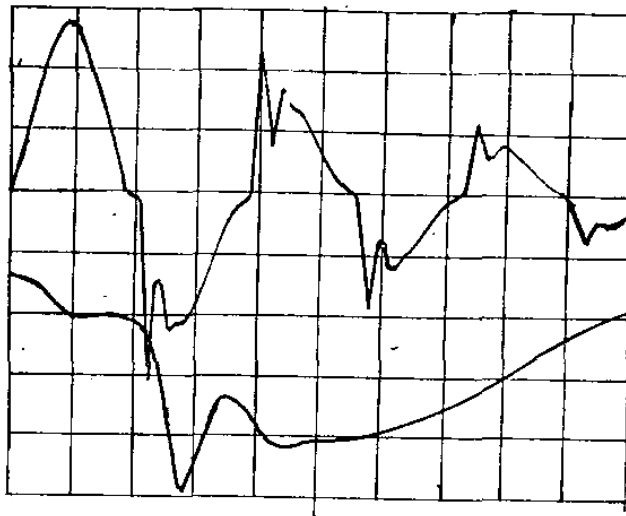


Figura4-9: Determinação da polarização anti-paralela segundo as oscilações - na região de pós-compressão e respectivo gráfico representativo.





gás Argônio  $P = 10^{-1}$  torr

acima: vert. = 0,1 volts/div  
horiz. = 5,0 us/div.

abaixo: vert. = 0,1 volts/div.  
horiz. = 1,0 us/div. c/ atraso de  
8 us.

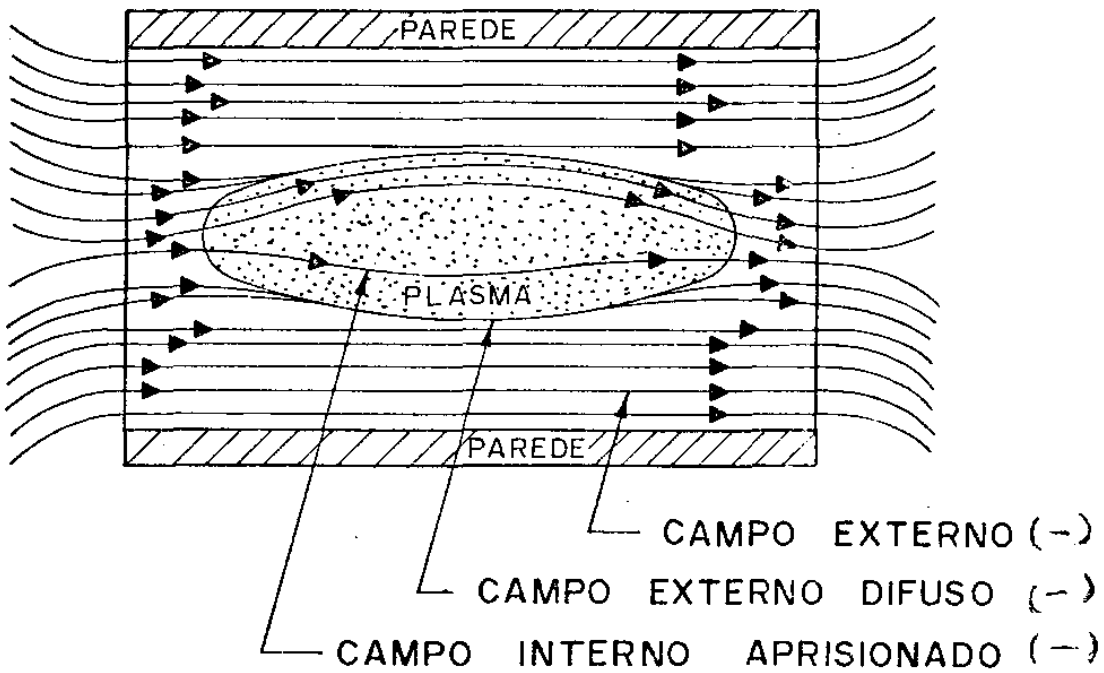
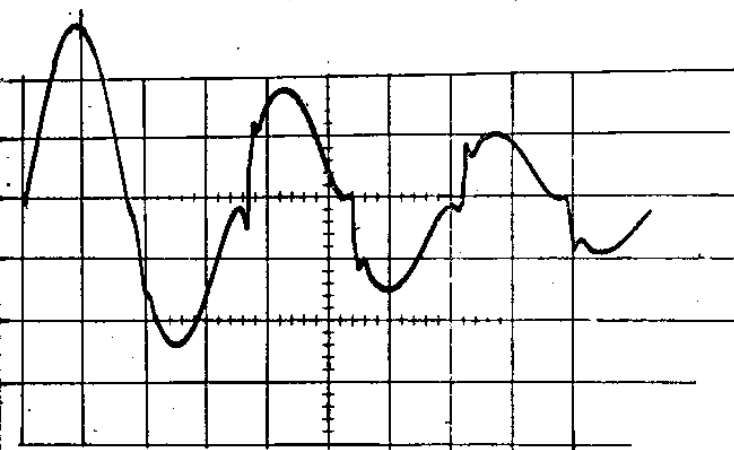


Figura 4-10: Determinação da polarização paralela segundo as oscilações na região de pós-compressão e respectivo gráfico representativo



gás Argônio  $V_0 = 6,0$  KV.

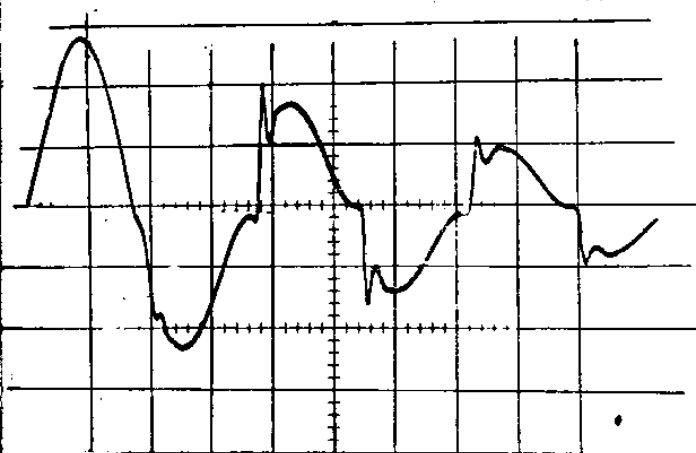
Pressão =  $6 \cdot 10^{-3}$  Torr.

Observem nos instantes 17us e 26us

Polarização "Anti-Paralela".

vertical: 0,1 volts/div.

horizontal 5,0 us/div.



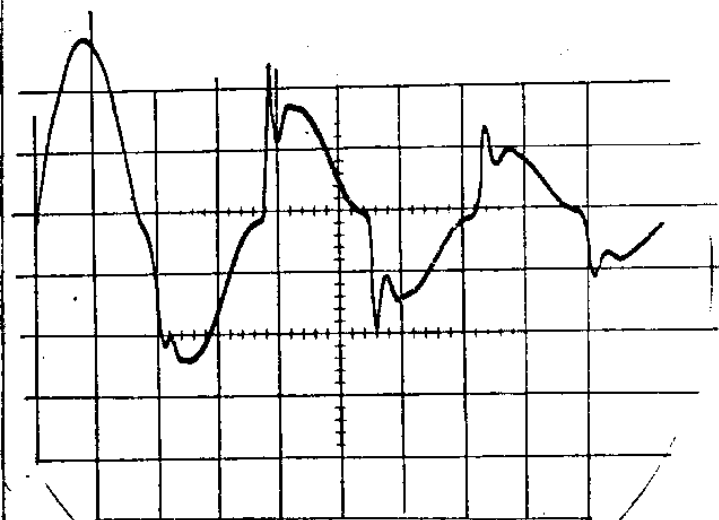
Pressão =  $8 \cdot 10^{-3}$  Torr.

Observem nos instantes 17us e 26us

Passagem da polarização "Anti-Paralela" para a "Paralela".

vertical: 0,1 volts/div.

horizontal: 5,0 us/div.



Pressão =  $1 \cdot 10^{-2}$  Torr.

Observem nos instantes 17us e 26us

Polarização "Paralela".

vertical: 0,1 volts/div.

horizontal: 5,0 us/s.

Figura 4-11: Variação da polarização de acordo com a pressão.

Em 8  $\mu$ seg inicia-se a compressão até 10,4  $\mu$ seg, que pode representar progressão do choque magnético com velocidade do pistão. Aos 10,6  $\mu$ seg há inversão da curva que representa o pico inverso em  $t_4$  devido a difusão do campo externo no plasma.

Notamos que a intensidade duplicou no instante 10,8  $\mu$ seg. A partir de 11,0  $\mu$ seg apresentam oscilações devido à configuração da frente de choque magnético.

No caso de Hélio figura(4-13), inicia-se a compressão aos 25,6  $\mu$ seg até 26,8  $\mu$ seg. Após esta fase há compressão de campo aprisionado até 27,6  $\mu$ seg, retornando ao campo externo em 28,0  $\mu$ seg. Neste caso não houve aumento expressivo nos valores do campo difuso como no caso anterior.

Fizemos a determinação da possibilidade do deslocamento do centro de compressão. Isto é, o centro geométrico do solenóide, pode não coincidir com o centro de compressão.

Deslocando-se a sonda radialmente, porém em ângulos diferentes, em relação à horizontal definida pela linha de transmissão, obtivemos valores interessantes (figura 4-14). Usamos mesmas condições iniciais com ângulo de varredura à  $45^\circ$  e  $90^\circ$  obtendo tempo de compressão bem maior em  $45^\circ$ .

Efetuamos também medidas ao longo do eixo z (longitudinal), figura(4-15). Notamos que existem oscilações ao longo do solenóide. A medida foi efetuada tomando mesmas condições iniciais, fixando a sonda no centro geométrico e deslocando-a do centro para fora, analisamos o intervalo de tempo onde  $\dot{B} \approx 0$  (região de compressão), Essas oscilações podem ser devido a não centralização do efeito pinch, porém os nossos dados não são suficientes para quaisquer análise desse tipo, Somente podemos ver o decaimento nos extremos, o que indica a provável fuga de partículas pelas extremi

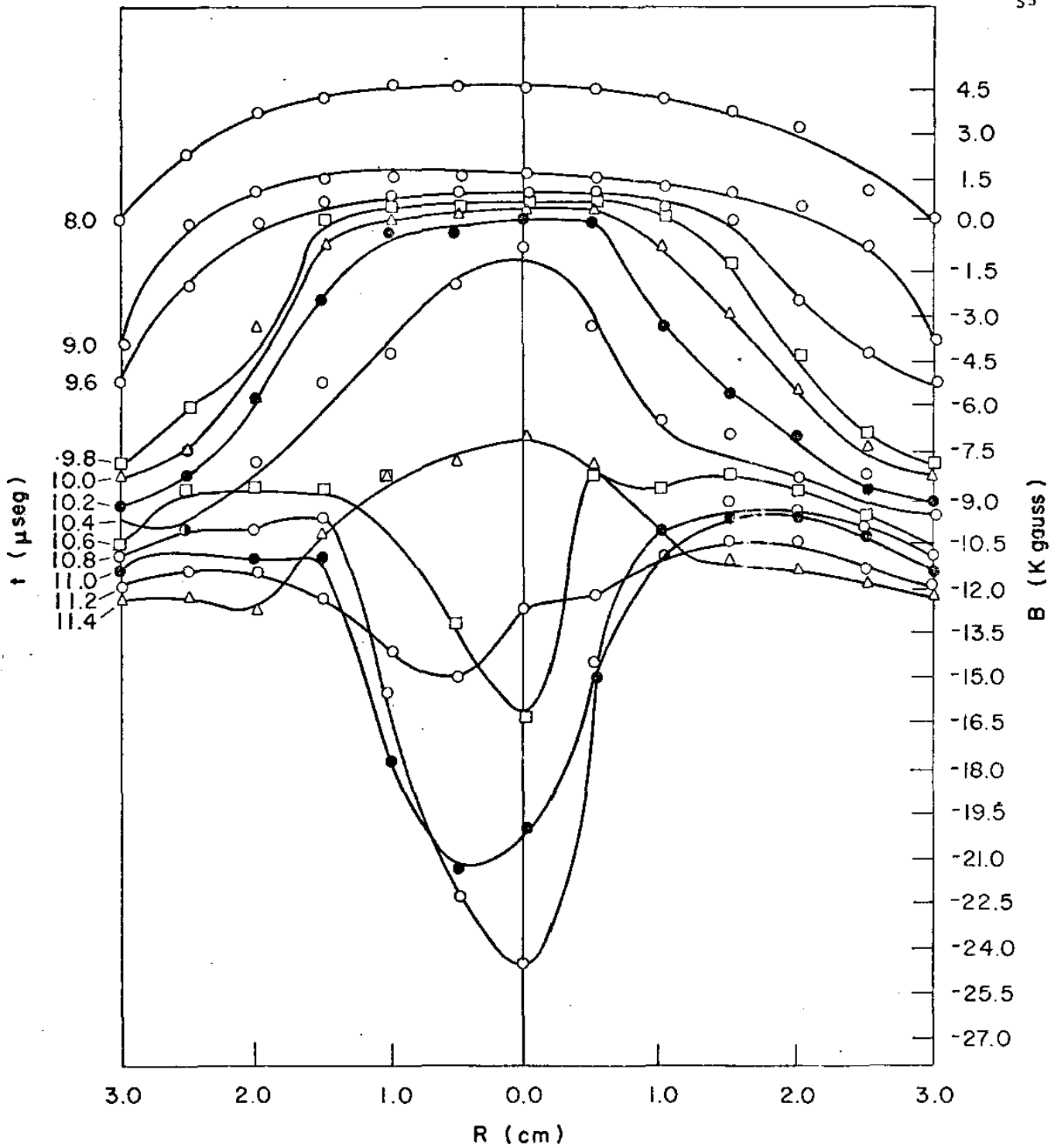


Figura 4-12: Evolução temporal e a intensidade do campo magnético do pistão magnético em relação as posições da sonda para o gás Argônio.

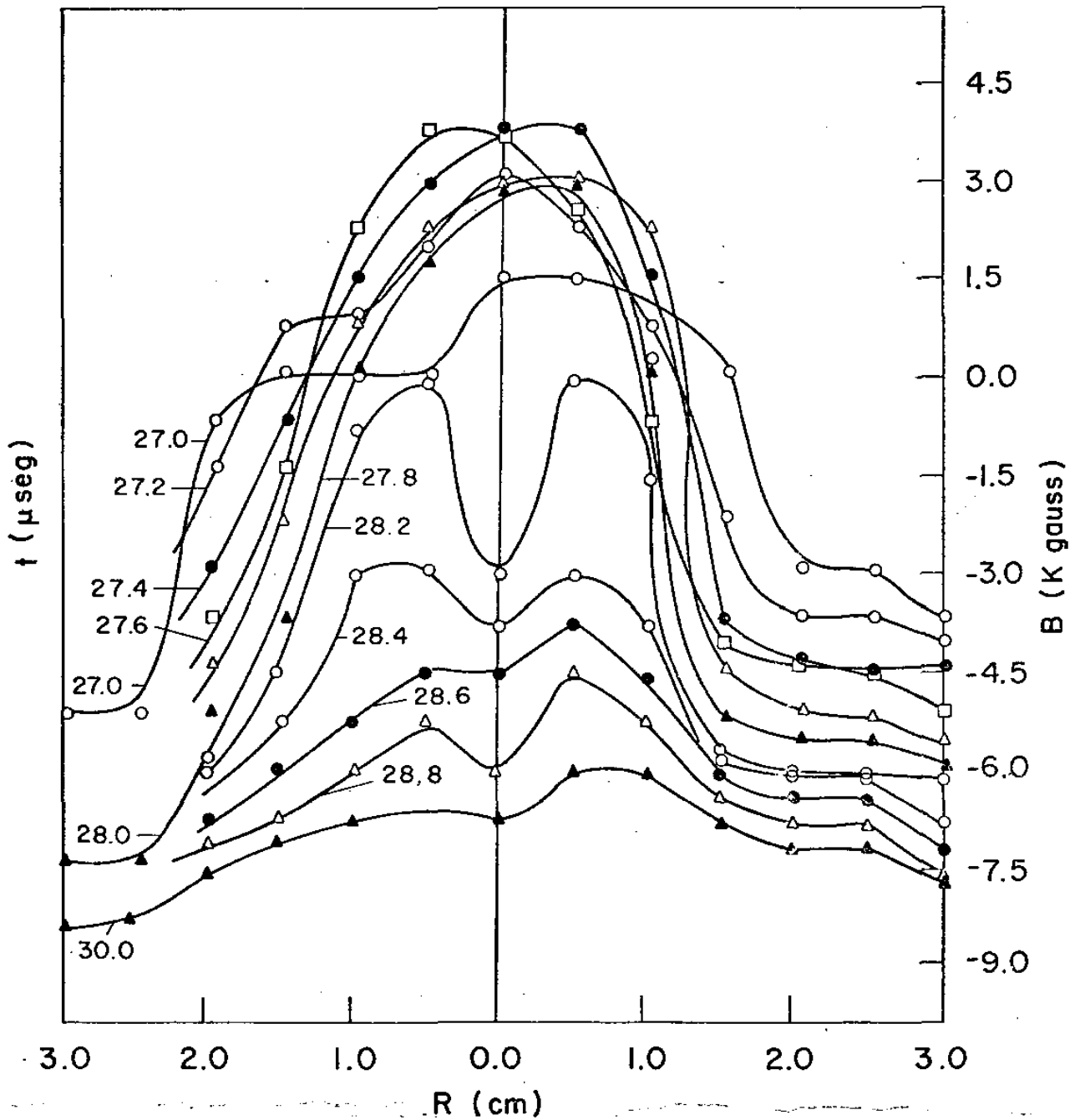


Figura 4-13: Evolução temporal e a intensidade do campo magnético do pistão magnético em relação as posições de sonda para o gás Hélio.

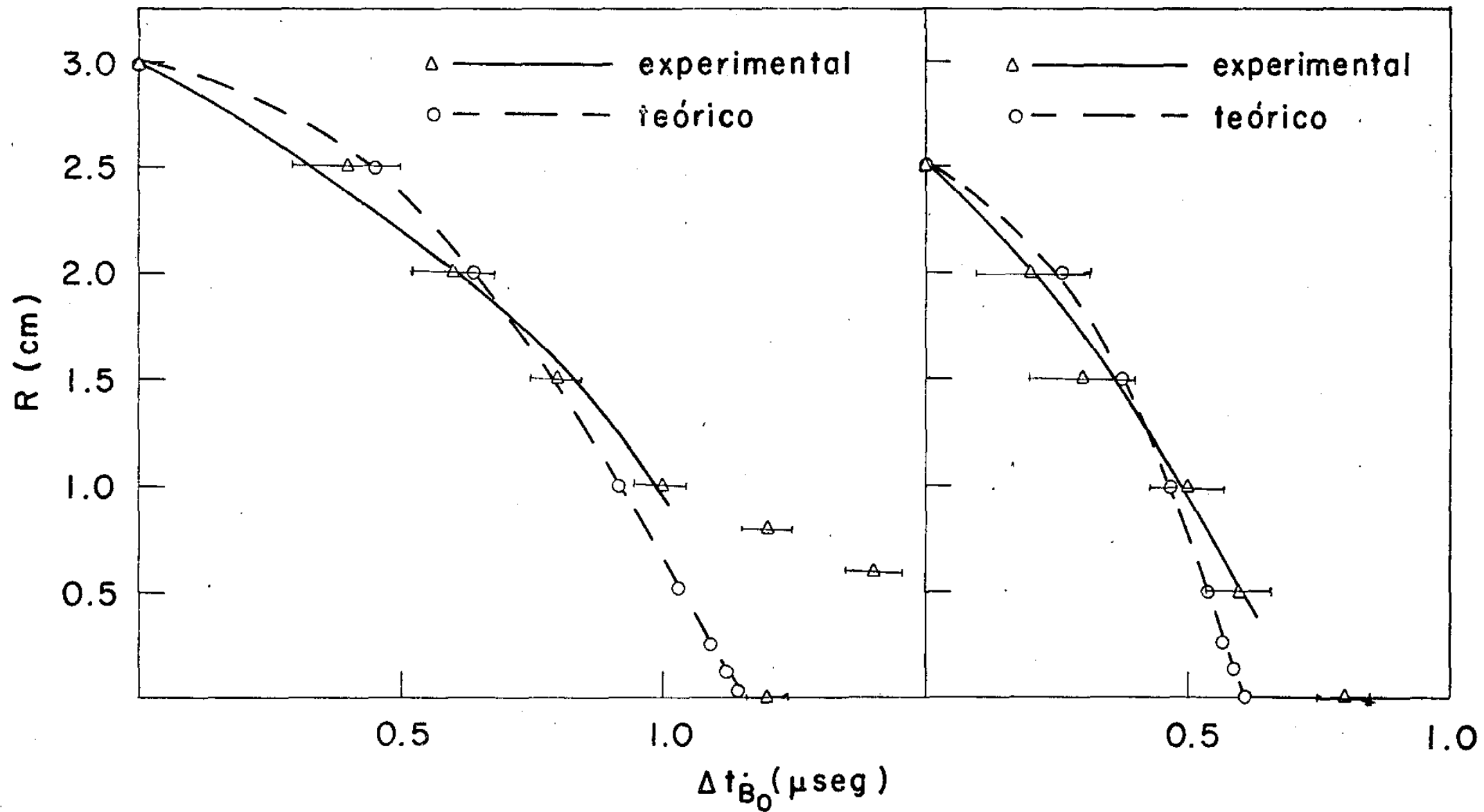


Figura 4-14:Variação do tempo de compressão em relação as posições da sonda de acordo com angulo de deslocamento.

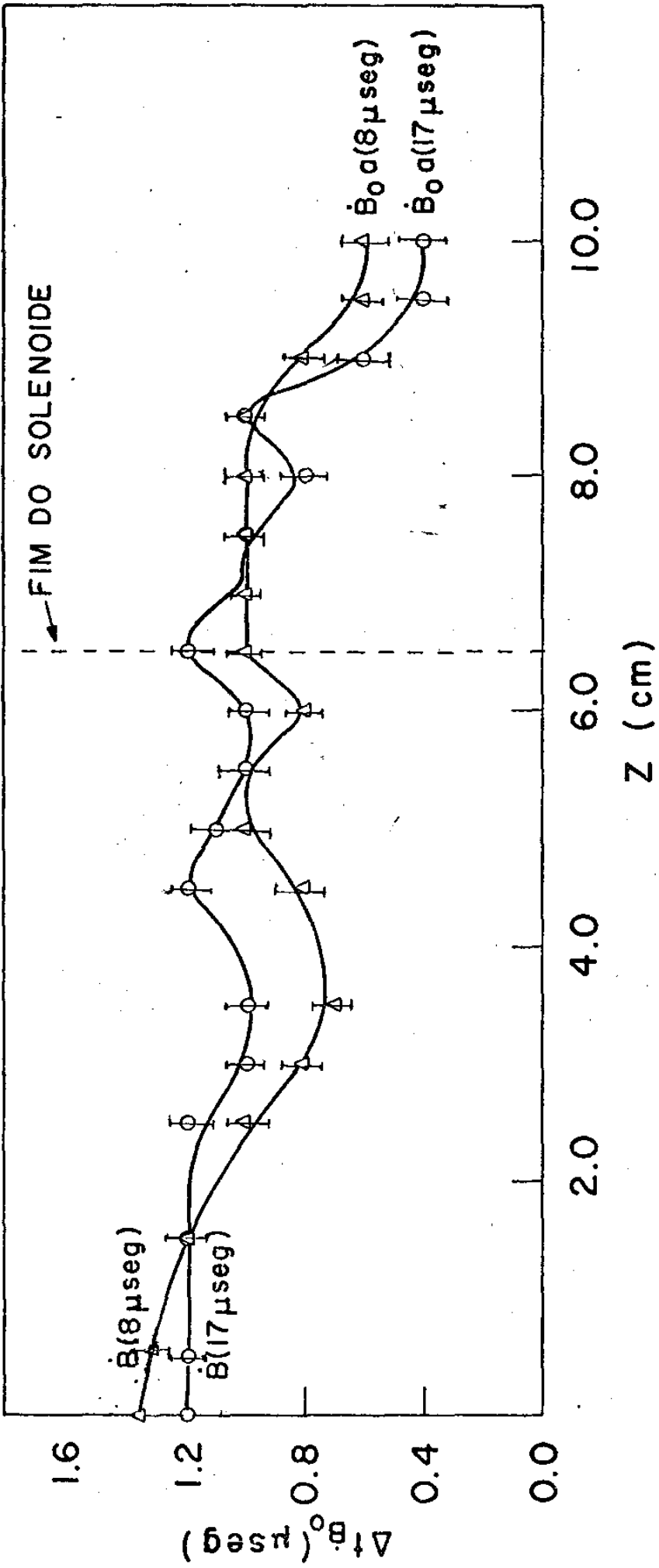


Figura 4-15:Variação do tempo de compressão ao longo do eixo Z, do solenóide.

dades.

Os dados experimentais acima são limitados pelas:

- dimensão da sonda (2,5 mm de diâmetro)
- reprodutibilidade das descargas
- pureza dos gases
- custo dos filmes fotográficos (polaroid)
- vida operacional das sondas (200 descargas)
- variação da pressão de descarga durante a experiência.



Conclusões e Análises Gerais

Notamos na parte da construção do sistema "Theta - -Pinch" a necessidade do casamento das indutâncias. A indutância do banco dos capacitores deve ser menor que a da carga (solenóide e linha de transmissão) . No caso contrário pode haver danificação nos capacitores e não obtenção do efeito pinch.

O uso de lucite, facilita a introdução das sondas - móveis internas ao plasma. Na utilização de lucite devemos precaver contra impurezas da parede instalando proteções de vidro.

Não notamos a necessidade da proteção às sondas, devido provavelmente a baixa energia da descarga.

A escolha das chaves de ignição("Spark Gap"), são - de grande importância. Usamos na chave elétrica, eletrodos de molibdênio, obtendo resultados satisfatórios (mais de mil descargas), com pequena corrosão nos eletrodos, porém sem danificação.

Estamos instalando uma outra chave, com eletrodos de tungstênio, para o estudo das variações nos parâmetros gerais do - plasma, utilizando os sistemas de pré-aquecimento.

Os cálculos teóricos em comparação com os resultados experimentais nos mostram uma boa concordância nos primeiros instantes /<sup>15</sup> /. Teoricamente foram supostos ionizações do primeiro - grau, porém será de grande importância a determinação experimental dos potenciais de ionização superiores, para elaborar modelos - mais realistas.

Podemos determinar temperaturas e densidades por meio de espectrômetros e interferômetros para comparação com os dados a proximados obtidos neste trabalho.

As sondas magnéticas nos proporcionam a configuração

dos campos aprisionados em detalhes. Utilização das sondas magnéticas múltiplas devem nos fornecer dados mais precisos nessa área.

Notamos no caso de campos aprisionados antiparalelos que estes se fecham nos extremos do solenóide (figura 4-9), talvez esta seja a causa da diferença de intensidade do caso "campo externo difuso", na superfície do plasma.

Introdução de fontes de pré-aquecimento para melhorar o grau de ionização, deve modificar a difusão do campo externo e oscilações da frente de choque magnético na superfície externa do plasma em fase de compressão máxima.

Não podemos afirmar concretamente as existências da descentralização do efeito pinch, instabilidades ou rotações do plasma, com os dados que obtivemos. Propomos um estudo detalhado e utilização de outros meios de diagnose como: "Streak Câmera", e interferometria ao longo do eixo z.

Finalmente o estudo do comportamento do campo magnético interno ao plasma em compressão magnética, através das sondas magnéticas, pode nos fornecer estimativas de temperatura e densidade e dinâmica das partículas em regiões localizadas do plasma.

REFERENCIAS.

-62-

- [1]: W.B.Thompson : An Introduction to Plasma Physics: Addison - Wesley Publishing Company 1964 - Cap. II - p.11
- [2]: David L.Book : Plasma Formulary : N.R.L.
- [3]: L.A.Artsimovich : Controlled Thermo Nuclear Reactions - Gordon and Breach Science Publishers N.Y. 1964 - Cap.V - p. 113
- [4]: Y.G.Chen : High Voltage Pulse Technology, Lecture Notes Uncamp - July 1975
- [5]: Robert J. Comisso : Plasma Heating and Dynamics in a Theta-Pinch Tech. Report. 76-083 - Univ. of Maryland, College Park
- [6]: R.H. Huddlestone, S.L. Leonard; Plasma Diagnostic Techniques Academic Press - 1965 - cap. III
- [7]: Frank B.A. Früngel : High Speed Pulse Technology - Academic Press - 1965 - Vol. I-D6
- [8]: M. Sato - Particle Acceleration and Breakdown Conditions in an Alternating Magnetic Field - II Nuovo Cimento - Vol.XXIII n° 1 - 1972 - p.22
- [9]: David J. Rose and Melville Clark Jr. : Plasmas and Controlled Fusion John Wiley, N.Y. - 1961 - Cap. 14 - p.362
- [10]: S. Hamasaki, N.A. Krall : Theoretical Modelling of the Staged Theta-Pichn : Nuclear Fusion, 16,4, 1976 - p.599
- [11]: B.H. Hui, S.Hamasaki : Fluid - Numerical Studies of High Deusity Theta-Pich Implosion Including Classical and Anomalous - Transport Process. Nuclear Fusion - 16 - 1976 - 73
- [12]: H.A. Bodin, T.S. Green at al : The Influence of Trapped - Field on the Characteristics of a Magnetically Compressed Plasma : Nuclear Fusion (1962) supplement part.2, p.521
- [13]: Harold Grad and Pung N.Hu : Unified Schock Profile in a Plasma; Physics of Fluids : Vol.10, n° 12 December 1967, - p. 2596

- \* |14| : Pung Nien Hu - Collisional Theory of Shock and Nonlinear Waves in a Plasma; Physics of Fluids - Vol. 15, n95, May 1972 - p. 854
- \* |15| : K.Sato, T.Aizawa et al : Experiments and Analysis of Li near Theta-Pinch :- Annual Review - 1.976 - Plasma Physics Lab. Nagoya University - p.35