Oskar Wessel Bender

CAMPOS RESSONANTES HELICOIDAIS NO TOKAMAK TBR

Dissertação de Mestrado apresentada ao Instituto de Física da Universidade de São Paulo

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO
927
INSTITUTO DE FÍSICA

Orientador:
Prof. Dr. Iberê Luiz Caldas

SBI-IFUSP
305M810T0927

São Paulo
1986

530.44
B458c
M
c. 2

FICHA CATALOGRÁFICA

Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação
do Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Bender, Oskar Wessel
Campos ressonantes helicoidais no Tokamak TBR.
São Paulo, 1986.

Dissertação (Mestrado) - Universidade de São Paulo. Instituto de Física. Departamento de Física Experimental.
Área de Concentração: Física Nuclear
Orientador: Prof. Dr. Iberê Luiz Caldas

Unitermos: 1.Campos ressonantes helicoidais em Tokamaks; 2.Contrôle de instabilidades MHD em Tokamaks; 3.Instabilidades macroscópicas em Tokamaks; 4.Ilhas magnéticas em Tokamaks.

USP/IF/SBI - 24/86

Aos meus pais,

e à Christina

A G R A D E C I M E N T O S

Ao Prof. Dr. Iberê Luiz Caldas, pela orientação deste trabalho, pelo apoio, incentivo e amizade.

Ao Prof. Dr. Ivan Cunha Nascimento, coordenador do Laboratório de Física de Plasma do IFUSP, pelo empenho com que conduz os projetos do TBR.

Aos Profs. Aluísio, André, Galvão, José Henrique, Nelson e Ruy pelas sugestões e ajudas realizadas no decorrer deste trabalho.

Ao Claudiney, Emilson, Ivan Cardoso, Ivanete, João Carlos, Rogério, Alcides e aos colegas da oficina mecânica pelos serviços técnicos prestados.

A todos os colegas de pós graduação, em especial ao Alcione pela ajuda na parte teórica, ao Douglas e Edson pela ajuda na fase de tomada de dados, à Ing pela colaboração realizada, ao Juan pela ajuda na construção da fonte, ao Wanderley pela ajuda na parte computacional.

Aos amigos do curso de graduação.

Aos amigos do IPT, em especial ao Paulo Evaristo Chaves pelo apoio, incentivo e amizade.

Ao CNPq, CNEN, FINEP, FAPESP, E USP , pelo apoio finânceiro.

R E S U M O

Neste trabalho foi investigada a ação de campos ressonantes helicoidais (CRH) externos, nas descargas de plasma no tokamak TBR. Estes campos foram obtidos por espiras, enroladas helicoidalmente ao redor do vaso do TBR, com helicidades iguais às das superfícies racionais do campo magnético, criando efeitos ressonantes nessas superfícies. As características da atividade MHD (amplitude, freqüência e números de onda poloidal m=2,3,4 e toroidal n=1), durante as descargas de plasma eram alteradas, para intensidades de corrente elétrica, nas espiras helicoidais, da ordem de 2% da corrente de plasma. Essas características foram medidas em descargas diferentes, para fatores de segurança no limitador (q_L) entre 3 e 4, com e sem o acionamento dos CRH, constatando-se o amortecimento de suas amplitudes e o aumento de suas freqüências . Foi investigada também a formação de ilhas magnéticas expontâneas e as criadas pelos CHR externos. Os resultados foram comparados com trabalhos realizados em outros tokamaks.

A B S T R A C T

The influence of external resonant helical fieds (RHF) in the tokamak TBR plasma discharges was investigated. These fields were created by helical windings wounded on the TBR vessel with the same helicity of rational magnetic surfaces, producing resonant efects on these surfaces. The characteristics of the MHD activity (amplitude, frequency and poloidal and toroidal wave numbers, m=2,3,4 and n=1, respectively) during the plasma discharges were modified by eletrical winding currents of the order of 2% of the plasma current. These characteristics were measured for diferent discharges safety factors at the limiter (q_L) between 3 and 4, with and without the RHF, with the atenuation of the oscillation amplitudes and the increasing of their frequencies. The existence of expontaneous and induced magnetic islands were investigated. The data were compared with results obtained in other tokamaks.

ÍNDICE

pag.

CAPÍTULO I - INTRODUÇÃO.....1

CAPÍTULO II - CARACTERÍSTICAS DO TOKAMAK TBR

II.1- Introdução.....4

II.2- Descrição do TBR.....4

II.3- Parâmetros do TBR.....7

CAPÍTULO III- CAMPOS RESSONANTES HELICOIDAIS EM TOKAMAKS

III.1- Introdução.....9

III.2- Oscilações de Mirnov e Instabilidade Disruptora.....9

III.3- Superfícies Magnéticas com Simetria Helicoidal.....11

III.4- Campo Magnético de Equilíbrio.....12

III.5- Campos Ressonantes formados por Pares de Correntes.....14

III.6- Campos Ressonantes formados por Perturbações Helicoidais.....15

III.7- Destruição de Superfícies Magnéticas.....16

CAPÍTULO IV - ARRANJO EXPERIMENTAL

IV.1- Introdução.....18

IV.2- Espiras Helicoidais (EH)

IV.2a- Montagem das EH.....18

IV.2b- Fonte de Corrente para as EH.....21

IV.2c- Campo Magnético formado pelas EH....22

IV.2d- Alteração da Componete Vertical do Campo Magnético devido à EH.....24

IV.3- Detecção das Oscilações MHD.....27

CAPÍTULO V - RESULTADOS EXPERIMENTAIS

V.1- Introdução.....29

V.2- Campo Ressonante Helicoidal 2:1.....29

V.3- Campo Ressonante Helicoidal 3:1.....34

V.4- Campo Ressonante Helicoidal 4:1.....40

CAPÍTULO VI - DISCUSSÃO
VI.1- Introdução.....43
VI.2- Características Gerais das Descargas.....43
VI.3- Efeitos do CRH sobre a atividade MHD.....45
VI.4- Determinação da Meia Largura da Ilha Magnética.....48

CAPÍTULO VII- CONCLUSÕES E SUGESTÕES.....51

APÊNDICE I - Determinação da Área Efetiva das Bobinas Poloidais.....54

APÊNDICE II - Correlação de Fase.....55

APÊNDICE III- Medida do Campo Poloidal Perturbado.....56

REFERÊNCIAS.....57

CAPÍTULO - I INTRODUÇÃO

O estudo da física de Plasma possibilita uma série de aplicações para o desenvolvimeto científico e tecnológico. Processos anteriormente onerosos e ineficientes, tornaram-se viáveis graças aos conceitos advindos deste estudo. Dentre estes conceitos surgiu a possibilidade de se controlar a fusão nuclear, e que se tornou um objetivo a ser alcançado. Neste sentido consideráveis esforços têm sido empregados para se projetar uma máquina de confinamento de plasma suficientemente eficiente para vir a ser utilizado como reator de fusão controlada.

A fusão nuclear controlada torna-se interessante pois possibilita uma fonte inesgotável de energia e sem os riscos provocados pela fissão nuclear.

Praticamente duas máquinas de confinamento de plasma prometem bons resultados: as máquinas denominadas TOKAMAK e as STELLARATOR. No entanto as máquinas Tokamak têm apresentado resultados mais promissores.

Mesmo assim vários problemas necessitam ser resolvidos antes que se possa utilizá-la como reator de fusão. Entre as dificuldades pendentes atualmente está o controle de instabilidades que ocorrem durante o confinamento do plasma. Dentre estas, a instabilidade disruptora é a mais perigosa pois resulta numa perda violenta e inesperada do confinamento do plasma.

Como recurso de controle desta instabilidade surgiu a possibilidade de se evitá-la através de Campos Ressonantes Helicoidais (CRH). Ao se acionar tais campos, com helicidades iguais às definidas por estas instabilidades, pretende-se que estes entrem em ressonância com tais instabilidades de maneira a amortecê-las.

O objetivo deste trabalho é apresentar um estudo inicial sobre a atuação destes CRH sobre estas instabilidades no Tokamak do Instituto de Física da USP.

Este estudo inicial consistiu na determinação da ordem de grandeza da corrente (em espiras adequadamente localizadas no TBR) necessárias para a formação do CRH. A atuação deste CRH formado é verificado através das alterações das oscilações magnetohidrodinâmicas (MHD) detectadas através de bobinas colocadas no interior do vaso do TBR. As oscilações MHD são caracterizadas por sua amplitude, freqüência e número de onda poloidal e toroidal.

O número de onda poloidal (m) foi determinado através do método de correlação de fases, que consiste na análise das fases relativas das oscilações detectadas. Neste trabalho, o número de onda toroidal (n) não foi medido, pois segundo experiências anteriores realizadas no TBR e em outras máquinas, este número dificilmente difere da unidade (n=1). Portanto, no decorrer desta tese teremos o pressuposto de que n=1.

O Capítulo II, destina-se à uma breve descrição do tokamak TBR contendo seus principais parâmetros geométricos e de trabalho. Definiremos neste capítulo também alguns termos que serão úteis durante o decorrer desta tese.

O Capítulo III, destina-se á apresentação da teoria, e através das definições e conceitos por esta formulada, poderemos analisar os resultados experimentais obtidos.

No Capítulo IV, é descrito o aranjo experimental para obtenção dos CRHs, através de espiras helicoidais (EH), e o sistema de diagnóstico para a detecção das oscilações MHD.

No Capítulo V, são apresentados os resultados experimentais obtidos, com os diferentes CRHs, sobre as descargas de plasma do TBR.

No Capítulo VI, é feita uma discussão dos resultados obtidos e, através da teoria apresentada, avaliarmos a atuação dos CRHs sobre as descargas apresentadas.

No Capítulo VII, são apresentadas as principais conclusões deste trabalho, e são feitas algumas sugestões para trabalhos futuros.

Os três apêndices, destinam-se á apresentação de esclarecimentos quanto aos métodos de medida.

CAPÍTULO II:

CARACTERÍSTICAS DO TOKAMAK TBR

II.1- Introdução

Este capítulo tem por finalidade descrever o tokamak TBR quanto a suas principais características e aos termos a que nos referiremos nesta tese. Faremos referência aos vários sistemas de diagnósticos disponíveis e aos parâmetros de trabalho desta máquina. A figura que apresentaremos será importante para visualização geral do equipamento, com enfase às espiras helicoidais que formarão o campo ressonante helicoidal (CRH).

II.2- Descrição do TBR

O tokamak TBR foi inteiramente construido no Instituto de Física da Universidade de São Paulo, sendo este considerado de pequeno porte. Uma preocupação sempre presente no projeto de TBR foi a capacitação científica e tecnológica, para a formação de pessoal, na área de física de plasma, em máquinas de confinamento magnético com recursos mais nacionais possíveis. Diversos trabalhos foram realizados, descrevendo detalhadamente sua construção e os sistemas de diagnósticos disponíveis, cujas referências serão mencionadas no decorrer desta tese.

Na Fig.II-1 apresentamos um desenho em perspectiva do TBR onde estão incluidos alguns detalhes de interesse. Estes detalhes, conforme indicado na figura, englobam: câmara de vácuo (vaso), analizador de gás residual, espiras de tensão de enlace, transformador de aquecimento ohmico, espiras toroidais, espiras de campo vertical e, de importância maior para esta tese, temos as espiras helicoidais e o conjunto no qual estão as bobinas para detecção das oscilações MHD (bobinas poloidais).

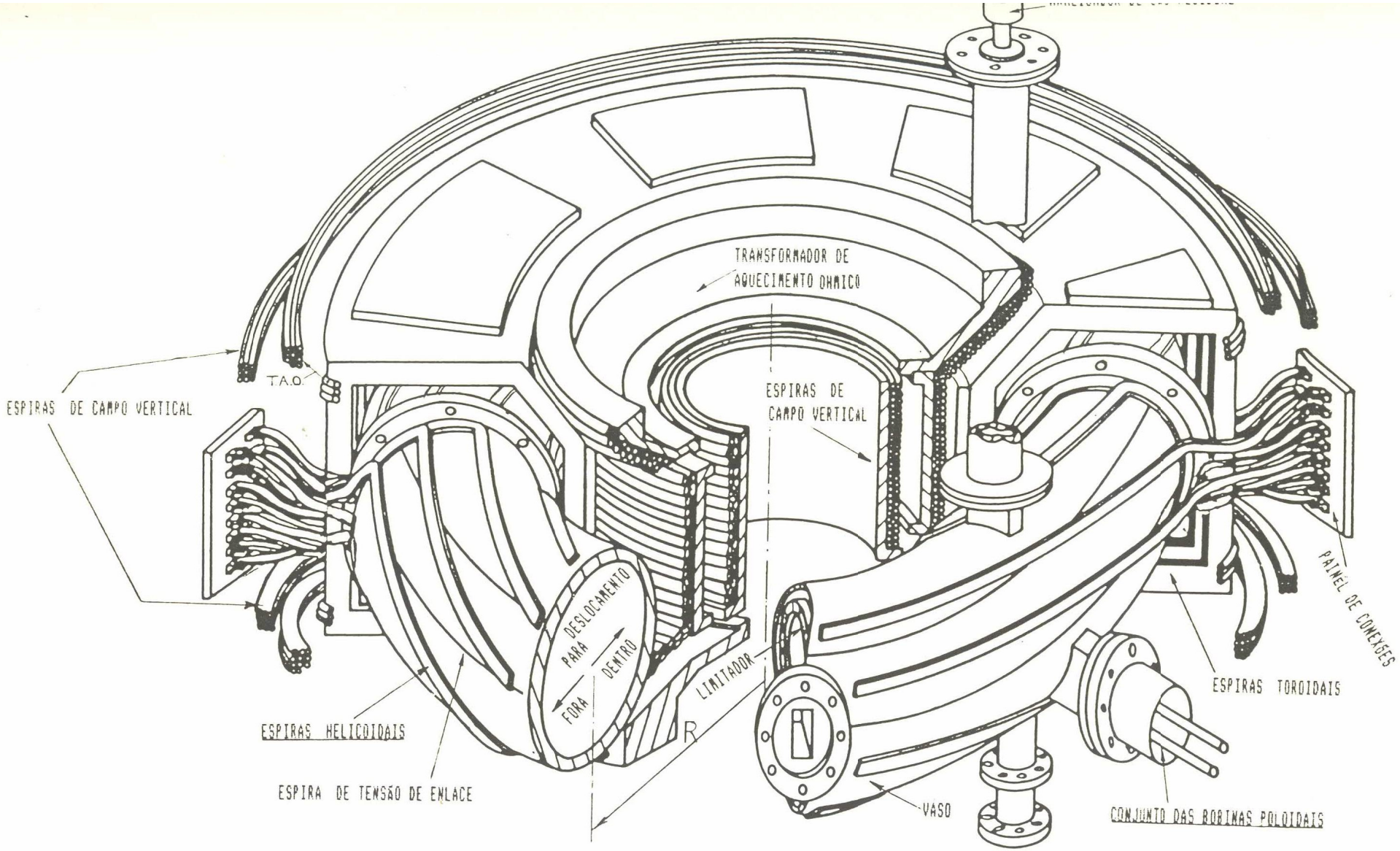


Fig.II-1 Perspectiva do tokamak TBR. As indicações feitas nesta figura nos auxiliarão a indentificarmos os termos, disposivos e diagnóticos que serão utilisados nesta tese.

Alguns termos, dispositivos ou diagnósticos que serão mencionados nesta tese, são esclarecidos com a descrição que faremos a sequir, e com o auxilio da Fig.II-1.

-deslocamento da coluna de plasma para dentro ou para fora, medido através de bobinas de posição [Uet85], cujo significado está apresentado na figura.

-espiras de campo vertical [Bos81], cuja finalidade é posicionar a coluna de plasma adequadamente [Uet85,Lim86]. O efeito deste campo será discutido no capítulo IV.

-limitador, de secção circular (r=a), cuja função é garantir que o plasma não interaja com as paredes

-espiras de tensão de enlace, que é uma grandeza proporcional à força eletromotriz responsável pela corrente de plasma. Sua medida constitui um diagnóstico importante conforme veremos no decorrer desta tese.

-analisador de gás residual, permite conhecer a composição ambiental da câmara de vácuo.

-raio maior (R), distância entre o centro do toroide ao centro da câmara de vácuo de raio r=b (menor).

As espiras helicoidais (EH) e as bobinas poloidais serão discutidas no capítulo IV.

Nesta figura não temos representado os sistemas de diagnósticos como: bobinas de Rogowski [Vuo79] para medida de corrente de plasma e diversos transformadores; bobinas de detecção da posição horizontal e vertical da coluna de plasma [Uet85]. A densidade de partículas e a temperatura dos elétrons e íons durante as descargas, podem ser medidas por meio de sondas [Dal82,Cru86,Sá86]. Um detector de raio-x de alta energia [Bru82] e um espectrômetro ótico para medida de temperatura de elétrons [San83] são também eventualmente utilizados. Um sistema de injeção de gás durante a descarga está sendo desenvolvido [Gir86].

II.3- Parâmetros do TBR

Os principais parâmetros geométricos e de trabalho que caracterizam o TBR estão listados na tabela abaixo.

Raio maior	R_o	0,30m
Raio menor	b	0,11m
Raio do limitador	a	0,08m
Campo magnético toroidal	B_o	(4-4,5)kG
Corrente de plama	I_p	(6-12)kA
Temperatura de elétrons	T_e	> 30eV
Densidade de partículas	n	$(2-10).10^{12} cm^{-3}$
Número atômico efetivo	Z_{eff}	~ 3
Pressão base	P_b	$(1-2).10^{-6}$ mbar
Pressão de trabalho	P	$2,7\ 10^{-4}$ mbar

A razão de aspecto no TBR é $A=R_o/a \simeq 3,8$, considerando-se que a secção do plasma é igual à secção circular definida pelo limitador (esta suposição, é bastante plausível, apesar desta não ter sido comprovada experimentalmente). A teoria que será apresentada no próximo capítulo considera a hipótese de que $A>>1$ e, embora o valor real não satisfaça plenamente esta condição, veremos que as principais previsões desta teoria satisfazem os resultados experimentais.

No capítulo VI utilizaremos, para a análise dos resultados, o fato de que a freqüência dos modos de ruptura é aproximadamente igual à freqüência da deriva diamagnética dos elétrons. Este fato foi constatado em outros tokamaks [Hos72,McG80]. Avaliaremos a seguir a ordem de grandeza desta freqüência adotando-se os valores característicos do TBR. Necessitamos para este cálculo o valor da densidade (n) e de sua derivada em função da posição ($n'=dn/dr$), porém as medidas do

perfil de densidade n(r) feitas por uma sonda eletrostática [Dal82], não possuem precisão suficiente para permitir o cálculo de n'/n. Por este motivo adotaremos os valores obtidos no tokamak Tosca [Rob79] que em muitos aspectos é semelhante ao TBR. Este procedimento de cálculo também foi realizado na referência [Tan84].

A velocidade de deriva diamagnética é dada por [Che74].

$$v_{DE} = \frac{10^8 \cdot k \cdot T_e\,(ev)}{B\,(Gauss)} \frac{n'}{n}\,(cm^{-1})$$

a freqüência será então

$$f_{DE} = \frac{v_{DE}}{2\pi r_s}$$

onde r_s é o raio da superfície racional (alguns valores encontram-se na tabela apresentada no item VI.4). Com os valores característicos do tokamak Tosca obtemos que $n'/n = 0,3$ a $1\ (cm^{-1})$.

Adotando então para o TBR

$n'/n = 0,5$, $kT_e = 50$ ev, $B_o = 4,5$ kG, $r_s = 7$cm

a velocidade e a freqüência da deriva diamagnética dos elétrons serão

$$v_{DE} = 5 \cdot 10^3 m/s \qquad e \qquad f_{DE} = 13\ kHz$$

CAPÍTULO III:

CAMPOS RESSONANTES HELICOIDAIS EM TOKAMAKS

III.1- Introdução

Neste capítulo apresentaremos definições e conceitos que permitirão formular um modelo simplificado (toroide infinito) e que serão necessários para o tratamento teórico dos resultados experimentais obtidos. A manifestação experimental de instabilidades, no confinamento do plasma, será descrita neste capítulo e em função destas, verificaremos a validade do modelo. Através deste tratamento poderemos verificar a criação de ilhas magnéticas, durante as descargas elétricas no tokamak, e calcular as dimensões destas em função das medidas experimentais.

III.2- Oscilações de Mirnov e Instabilidade Disruptora:

Oscilações de Mirnov (ou MHD) são flutuações no campo magnético de uma descarga de corrente (particularmente perto da fronteira do plasma), que podem ser detectadas fora do anel de plasma. O conceito que tem provado ser de grande importância, para a estabilidade do plasma num campo magnético toroidal, é que estas são oscilações ressonantes, onde a helicidade da perturbação está em ressonância com a helicidade do campo magnético confinante, como explicaremos nos itens sequintes. A helicidade de equilíbrio é descrita pelo fator de segurança definido por

$$q(r) = \frac{r\ B_z(r)}{R\ B_\theta(r)} \qquad \text{(III.1)}$$

onde $B_z(r)$ é o campo toroidal aplicado e $B_\theta(r)$ é o campo poloidal devido à corrente de plasma. Este fator indica o número de vezes que uma linha de campo circula na direção toroidal ao completar uma volta na direção poloidal.

A instabilidade disruptora define o intervalo de operação para uma descarga estável. Para um reator de fusão economicamente viável, o parâmetro β ($\beta=2u_0P/B^2$ onde P é a pressão média e B o campo magnético), deve estar no intervalo de 5 a 10%, sendo este valor bem menor nos presentes tokamaks. Como $\beta \simeq 1/q^2$, é desejável operar tokamaks com valores de q(a) o mais próximo possível de 1 (q(a)>1 é o critério de estabilidade de Kruskal-Shafranov [Wes78]). Contudo este valor não pode ser alcançado nos presentes tokamaks devido a existência da instabilidade disruptora que limita q para valores maiores. A instabilidade disruptora se verifica experimentalmente através de um pico negativo na tensão de enlace, um súbito decréscimo do raio maior do anel de plasma, significante perda de energia e o decréscimo na corrente [Rob85]. Esta instabilidade é precedida, na maioria das vezes, de uma grande oscilação nos modos MHD ressonantes na região externa do plasma. Estas oscilações (referidas como precurssoras) são ressonantes com o campo magnético de equilíbrio.

Podemos diferenciar dois tipos de instabilidades disruptoras a saber

<u>Disruptura forte:</u>

as ilhas magnéticas associadas às oscilações de Mirnov interagem fortemente com o limitador, ocasionando uma abrupta perda de confinamento.

<u>Disruptura fraca:</u>

as ilhas magnéticas interagem entre sí, não acarretando a perda de confinamento mas apenas uma alteração nos perfís de equilíbrio do plasma.

III.3- Superfícies magnéticas com simetria helicoidal.

Consideremos um plasma em equilíbrio estacionário descrito pelas equações da teoria MHD

$$\text{div}\ \vec{B} = 0 \qquad \text{(III.2)}$$

$$\text{rot}\ \vec{B} = u_0\ \vec{j} \qquad \text{(III.3)}$$

$$\text{grad}\ P = \vec{j} \times \vec{B} \qquad \text{(III.4)}$$

onde B é o campo magnético, j é a densidade de corrente de plasma e P é a pressão.

Suponhamos que um campo magnético exiba simetria helicoidal, isto é, seja função das coordenadas

$$r \quad \text{e} \quad u = \theta - s \cdot z \qquad \text{(III.5)}$$

onde r, θ e z são as coordenadas cilíndricas e s é uma constante

$$s = \frac{n}{m\ R} \qquad \text{(III.6)}$$

onde n e m são números inteiros e R o raio maior do tokamak

Da eq.(III.2) e das equações diferenciais para as linhas de força

$$dr/dz = B_r/dz \quad \text{e} \quad rd\theta/dz = B_\theta/B_z \qquad \text{(III.7)}$$

obtemos uma função F(r,u) tal que [Fer85]

$$\vec{B}\ .\ \text{grad}\ \vec{F} = 0 \qquad \text{(III.8)}$$

A equação

$$F(r,u) = c^{te} \qquad \text{(III.9)}$$

representa, para cada valor da constante, uma superfície magnética com a mesma simetria e periodiidade que o campo B(r,u) Fig.III-1.

A função F(r,u) é proporcional ao fluxo magnético através da superfície de um helicoide de passo $2\pi/s$, raio r e altura unitária.

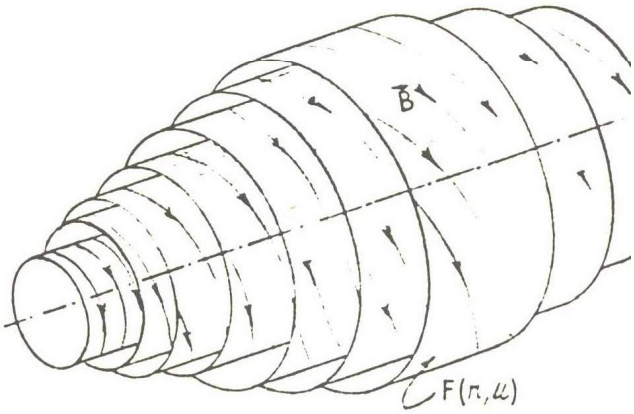


Fig.III-1 Superfícies com F constante. As linhas de magnético repousam sobre superfícies.

Neste capítulo consideramos um campo magnético com simetria cilíndrica, descrito pela função $F_o(r)$, perturbado por um campo com simetria helicoidal, descrito pela função $F_1(r,u)$.

Será considerada uma superposição linear dessas funções, ou seja,

$$F(r,u) = F_o(r) + F_1(r,u) \qquad \text{(III.10)}$$

uma vez que, nos casos em que estamos interessados,

$$|F_1/F_o| \ll 1$$

III.4- Campo magnético de equilíbrio

O equilíbrio cilindrico considerado corresponde ao de um tokamak de secção circular e com grande razão de aspecto, ou seja,

$$B_z/B_\theta \simeq R/a \gg 1 \qquad \text{(III.11)}$$

onde a é o raio menor. Nesse caso, podemos representar o tokamak por um cilíndro periódico de comprimento $2\cdot\pi\cdot R$, despresando os efeitos de sua curvatura [Wes78]. As perturbações terão, nessa representação, um vetor de onda dado por [Gal79]

$$\vec{k} = m\,\hat{e}_\theta - n/R\,\hat{e}_z \qquad \text{(III.12)}$$

e consistirão, portanto, de termos do tipo

$$f_{mn}(r)\cos(m\theta - n/R\,z) \qquad \text{(III.13)}$$

O campo magnético de equilíbrio é da forma

$$\vec{B} = B_\theta\,\hat{e}_\theta + B_z\,\hat{e}_z \qquad \text{(III.14)}$$

e segundo as hélices descritas pelas equações

$$r = c^{te} \qquad u = c^{te} \qquad \text{(III.15)}$$

obtemos as componetes tangencial e helicoidal do campo magnético

$$B_t = \vec{B}\cdot\hat{t} = \frac{s\,r\,B_\theta - B_z}{(1 + s^2\,r^2)^{1/2}} \qquad \text{(III.16)}$$

$$B_{HEL} = \vec{B}\cdot\hat{n} = \frac{B_\theta - s\,r\,B_z}{(1 + s^2\,r^2)^{1/2}} \qquad \text{(III.17)}$$

Na Fig.III-2 estão indicadas estas componentes nas direções tangencial e normal a uma das hélices descritas pelas eqs.(III.15).

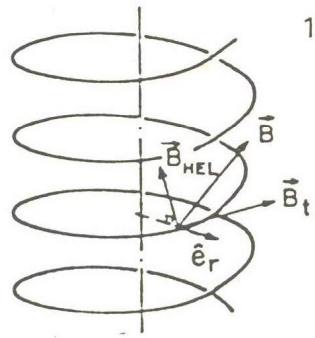


Fig.III-2 Componentes do campo magnético

Introduzindo o fator de segurança (eq.III.1) obtemos

$$B_{HEL} = \frac{r\ B_z}{R}\left[\frac{1}{q(r)} - \frac{n}{m}\right]\frac{1}{(1 + s^2\ r^2)^{1/2}} \qquad (III.18)$$

Observamos, portanto, que $B_{HEL} = 0$ na superfície racional com $q=m/n$, ou seja, as linhas de força coincidem com as hélices descritas pelas eqs.(III.15).

Para densidades de corrente de plasma da forma

$$j(r) = j_o\left(1 - \frac{r^2}{a^2}\right)^g \qquad (III.19)$$

onde

$$j_o = \frac{(g + 1)}{a^2}\ I_p \qquad (III.20)$$

sendo g o fator que define o perfil radial desta densidade de corrente e Ip a corrente de plasma. obtemos que

$$q(a) = q(0)\cdot(g + 1) \qquad (III.21)$$

e a partir das eqs. (III.3) e (III.19) obtemos o campo poloidal:

$$B_\theta(r) = \frac{a\ B_\theta(a)}{r}\left[1 - \left(1 - \frac{r^2}{a^2}\right)^{g+1}\right] \qquad (III.22)$$

onde

$$B_\theta(a) = \frac{u_o\cdot I_p}{2\pi a} \qquad (III.23)$$

Das eqs. para $B_\theta(r)$ e $q(r)$ obtemos a equação

$$\left[1 - \left(\frac{r_{mn}}{a}\right)^2\right]^{g+1} + \frac{n}{m}\ q(a)\left(\frac{r_{mn}}{a}\right)^2 - 1 = 0 \qquad (III.24)$$

Resolvendo esta equação numéricamente obtemos os raios das superfícies racionais de interesse.

A função $F_o(r)$ é dada por [Fer85]

$$F_o = \int_0^r dr'(m \cdot B_\theta - \frac{n}{R} r' \cdot B_z) \qquad (III.25)$$

III.5- Campos Ressonantes formados por pares de correntes helicoidais

O acionamento da corrente na espira helicoidal, conforme veremos no cap.IV, provoca um campo magnético no interior do vaso. A partir da medida da componete poloidal deste campo podemos definir a configuração magnética formada.

No arranjo experimental temos m pares de fios condutores helicoidalmente dispostos no vaso do TBR (r=b). Nos condutores adjacentes circulam correntes contrárias (vide Fig.IV-5). Cada condutor é representado pelas equações da hélice

$r = b \;, \quad u = \theta - s\,z = c^{te} \qquad s = n/mR$

As componentes do campo magnético no interior do vaso (r<b) são [Fer85]

$$\tilde{B}_r' = \frac{-m\,u_o\,I_{mn}}{\pi\,b^m}\, r^{m-1}\, \mathrm{sen}(mu) \qquad (a)$$

$$\tilde{B}_\theta' = \frac{-m\,u_o\,I_{mn}}{\pi\,b^m}\, r^{m-1}\, \cos(mu) \qquad (b) \qquad (III.26)$$

$$\tilde{B}_z' = \frac{m\,s\,u_o\,I_{mn}}{\pi} \left(\frac{r}{b}\right)^m \cos(mu) \qquad (c)$$

que decorrem da solução da equação de Laplace.

A função F_1 correspondente a este campo é [Fer86-1]

$$F_1(r,u) = -\frac{u_o\,I}{\pi}\left(\frac{r}{b}\right)^m \cos mu \qquad (III.27)$$

O campo considerado é dito ressonante com a superfície racional com q=m/n, por ter a mesma helicidade (s) que as linhas de força (do campo de equilíbrio) nessa superfície.

Por ter uma componente radial esse CRH cria m ilhas magnéticas em torno da superfície com q=m/n. Isso pode ser visto traçando-se as linhas com F constante, o que pode ser feito a partir das equações (III.9), (III.10) e (III.27).

Como ilustração apresentamos na Fig.III-3 ilhas formadas no TBR para m=2, n=1, q(0)=1,0, q(a)=3,0 e g=2, I_p=10kA e I_{MEL}=100A, [Fer86-1].

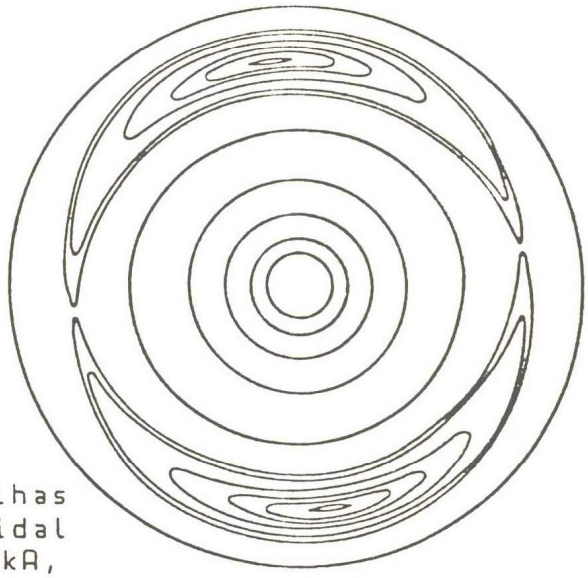


Fig.III-3 Estruturas das ilhas produzidas pela espira helicoidal (m=2, n=1, q(a)=3, g=2, I_p=10kA, I_{MEL}=100A).

A semi-largura dessas ilhas é dada por

$$L_{mn} \equiv \sqrt{\frac{4\ u_o\ I_{mn}}{F_o''(r_{mn})} \cdot \left(\frac{r_{mn}}{b}\right)^m} \qquad \text{(III.28)}$$

III.6- Campos Ressonantes Criados por Perturbações Helicoidais

Para as oscilações do campo magnético descritas nesta tese adotamos o modelo a seguir. Nele, as instabilidades de ruptura saturadas, detectadas no TBR, são causadas por densidades de correntes superficiais, nas superfícies com q=m/n, da forma [Fer86-2]

$$\tilde{J} = \tilde{J}_{mn}\ \delta(r - r_{mn})(\hat{e}_\theta \cos\nu + \hat{e}_z \operatorname{sen}\nu)\cos m(\theta - sz) \qquad \text{III.29)}$$

onde $\operatorname{cotg}\nu = s \cdot r_{mn}$

A Fig.III-4 representa a dependência em θ e z desta densidade de corrente.

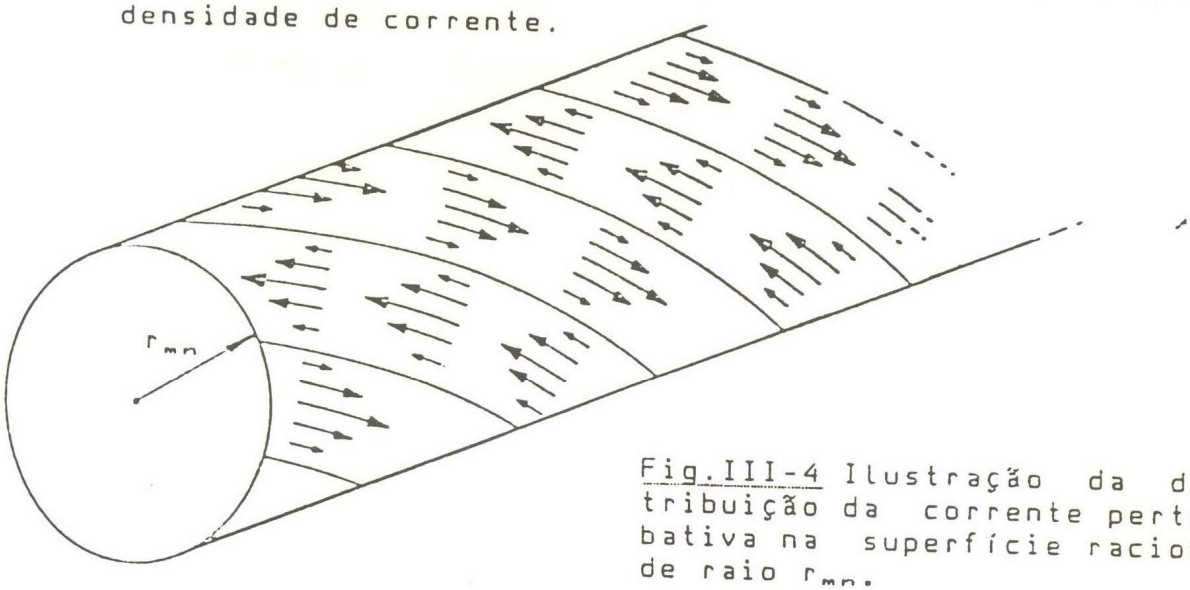


Fig.III-4 Ilustração da distribuição da corrente perturbativa na superfície racional de raio r_{mn}.

Neste modelo o campo perturbado é dado por

$$\tilde{B}_{\theta}(r_r) = \frac{u_o \tilde{J}_{mn}}{2} \left(\frac{r_{mn}}{r}\right)^{m+1} \qquad \text{(III.30)}$$

Novamente, a partir da combinação linear das funções de fluxo helicoidal de equilíbrio e perturbada, obtemos as semi-larguras das ilhas (em torno da superfície com q=m/n) [Fer.86]:

$$L_{mn} = \sqrt{\frac{2\, u_o\, \tilde{J}_{mn}\, r_{mn}}{m\, F_o''(r_{mn})}} \qquad \text{(III.31)}$$

III.7- Destruição de Superfícies Magnéticas

A prova da existência de superfícies magnéticas depende da simetria do sistema. Assim, dado uma função de fluxo helicoidal de equilíbrio $F_o(r)$ e uma perturbação da forma $F_1(r)$, é possível obter a função $F(r,u)$ que descreve as superfícies magnéticas que descreve m ilhas ao redor de $r=r_{mn}$.

Se agora adicionarmos uma outra perturbação $F_2(r,u')$ é possível demonstrar que não existe uma função F que satisfaça a eq.(III.8), ou seja não há superfícies magnéticas em todo o volume ocupado pelo plasma. À essa quebra de simetria do sistema,

corresponde uma superposição de ilhas e ergodização das linhas de força, ou seja, a destruição das superfícies magnéticas e, conseqüentemente, a ocorrência de disrupturas no plasma.

Porém para perturbações com pequenas amplitudes, dependentes de u e u', surgem m ilhas nas superfície com q=m/n e m' ilhas nas com q=m'/n', sendo pequenas as regiões ergódicas. O volume dessas regiões depende das amplitudes das perturbações. O critério de Chirikov [Chi79] especifica as amplitudes que criam uma região ergódica de volume relevante. Esse critério é especificado em termos do parâmetros de estocasticidade S:

$$S = \left| \frac{L_{m'n'} + L_{mn}}{r_{m'n'} - r_{mn}} \right| \qquad \text{(III.32)}$$

Para

$$S > 1 \qquad \text{(III.33)}$$

a soma das semi-larguras das ilhas adjacentes (calculadas como se existisse somente uma perturbação) supera a distância entre as superfícies ressonantes. Nesse caso a região ergódica é considerável e disrupturas devem ocorrer no plasma, com a sua destruição ou alteração dos seus perfís de equilíbrio. No cap.VI aplicaremos esse critério para interpretarmos a influência dos CRH, criados pelas espiras helicoidais, sobre as oscilações de Mirnov.

CAPÍTULO IV:

ARRANJO EXPERIMENTAL

IV.1- Introdução

Neste capítulo faremos a descrição das espiras helicoidais (EH) e de sua fonte de corrente. Apresentaremos o campo magnético formado pelas EH e a alteração, devido às EH, do perfil radial da componente vertical do campo magnético. Descreveremos também o conjunto das bobinas poloidais, que detectam as oscilações MHD. Através dos sinais detectados por essas bobinas, identificamos a amplitude, a freqüência e, pelo método de correlação de fases, o número de onda poloidal.

IV.2- Espiras Helicoidais (EH)

IV.2a- Montagem das Espiras Helicoidais

Sobre a superfície do vaso do tokamak estão enroladas helicoidalmente dezesseis malhas de cobre equidistantes entre sí (oito em cada semi-toroide). As extremidades destas malhas estão ligadas a dois painéis de conexões (diametralmente opostos, Fig.II.1) e, através de ligações nestes painéis, podemos definir uma espira fechada enrolada helicoidalmente ao redor do vaso.

A espira helicoidal, obtida ligando-se as extremidades das malhas sem nenhuma defasagem entre essas extremidades, é caracterizada por quatro voltas na direção toroidal e uma na direção poloidal. Como queremos que as malhas adjacentes tenham correntes em sentidos contrários, fazemos uma ligação tal que, após estas quatro voltas toroidais, a corrente retorne em sentido contrário nas malhas adjacentes restantes.

Esta configuração é a que chamaremos de 4:1, cujas ligações no painel de conexões estão indicadas na Fig.IV-1.

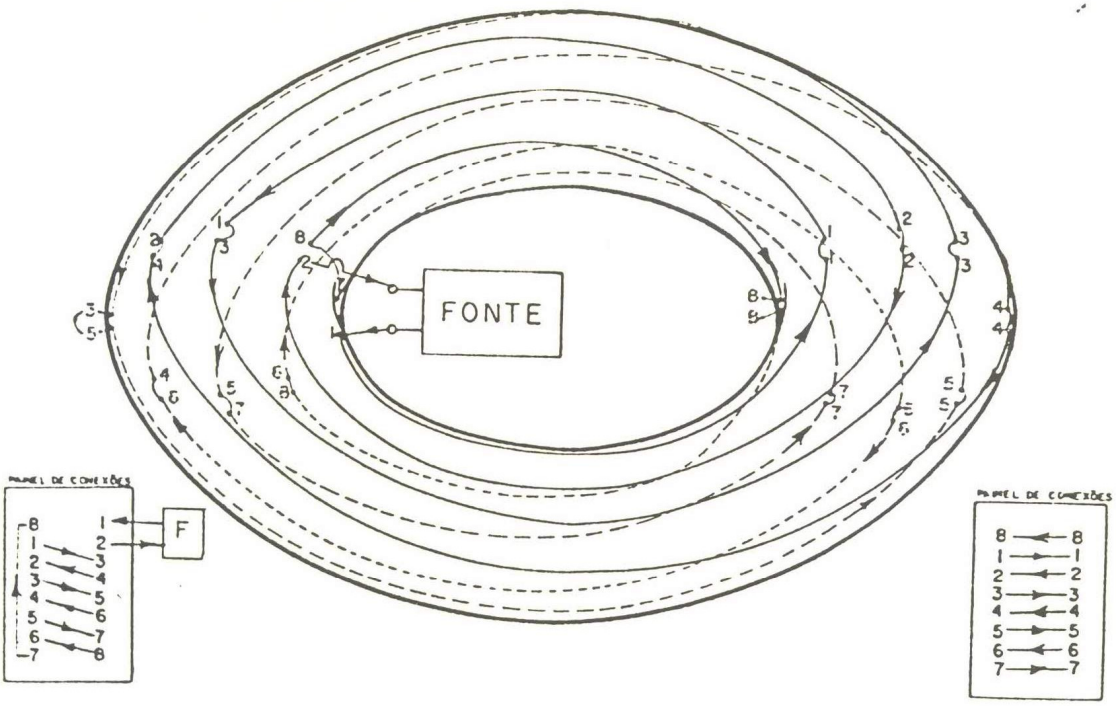


Fig.IV-1 Ligações nos painéis de conexões para obtenção da espira helicoidal 4:1, e a indicação esquemática (em perspectiva) do vaso do TBR com as malhas coladas ao redor.

A fim de obtermos outras configurações, por exemplo, uma espira que se fecha após três voltas toroidais para uma poloidal, devemos ligar convenientemente as extremidades das malhas, após cada volta toroidal, através do painél de conexões. As Figs. IV-2 e IV-3 apresentam, respectivamente, as ligações nos painéis de conexões para as montagens 2:1 e 3:1. Na montagem 2:1 fizemos com que as correntes fossem contrárias em pares de malhas adjacentes.

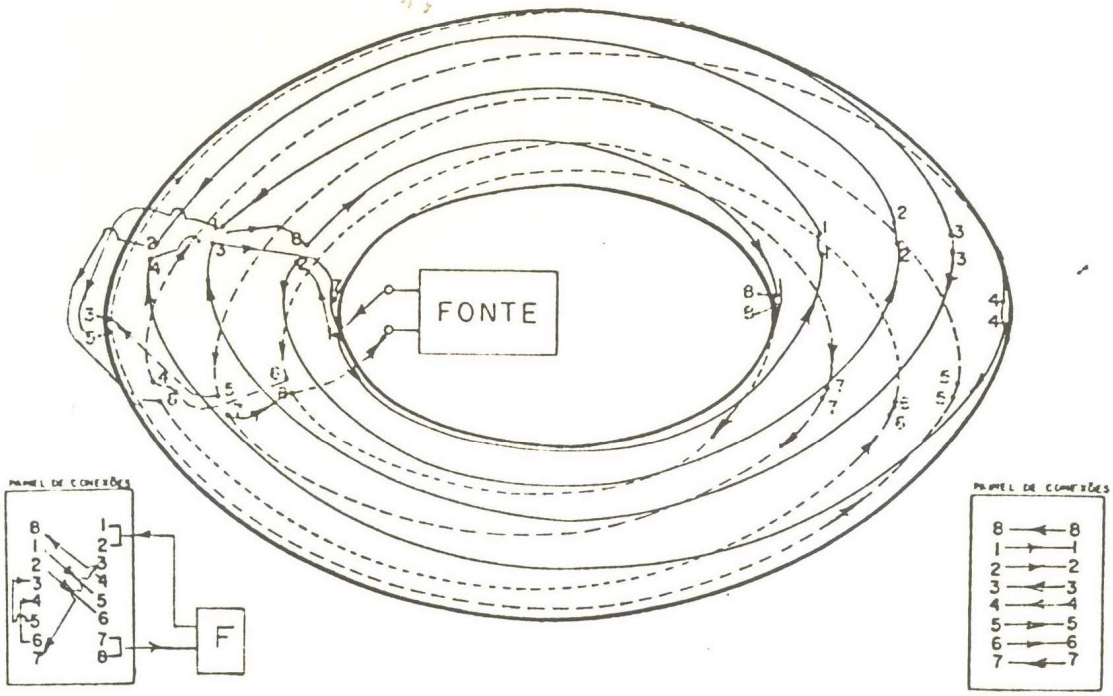


Fig.IV-2 Ligações nos painéis de conexões para obtenção da espira helicoidal 2:1, e a indicação esquemática (em perspectiva) do vaso do TBR com as malhas coladas ao redor.

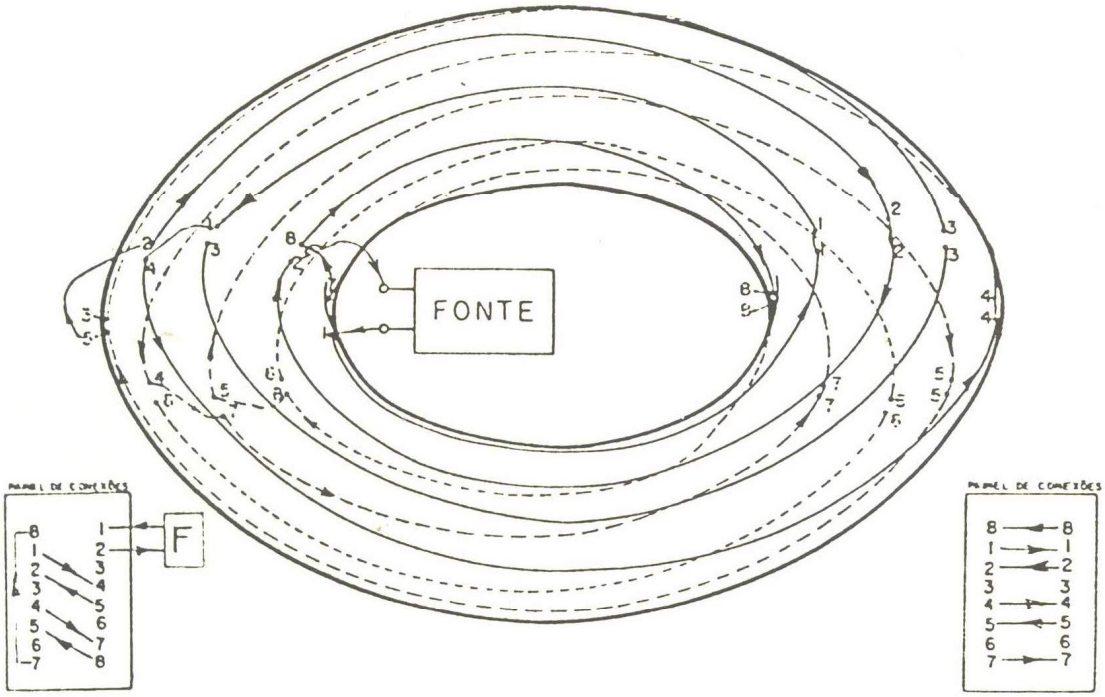


Fig.IV-3 Ligações nos painéis de conexões para obtenção da espira helicoidal 3:1, e a indicação esquemática (em perspectiva) do vaso do TBR com as malhas coladas ao redor.

IV.26- Fonte de corrente para as espira helicoidais

Uma fonte trifásica comercial (Soldarc-RC750MN), com modificações no secundário, foi utilizada como fonte de corrente para a espira helicoidal. As modificações consistiram na substituição da ponte retificadora por três SCR, que permitem pulsar a corrente de saida, através de um circuito de controle (disparador da fonte). O SCR é um diodo que só conduz quando um pulso externo é aplicado, com isso podemos acionar a corrente na EH num instante bem determinado. Um circuito eletrônico produz um trem de pulsos que aciona os SCR. Este circuito só atua quando recebe sinal do disparador do TBR, que comanda a ordem de descarga de todos os bancos de capacitores necessários à formação do plasma. A Fig.IV-4 apresenta o esquema geral do arranjo experimental.

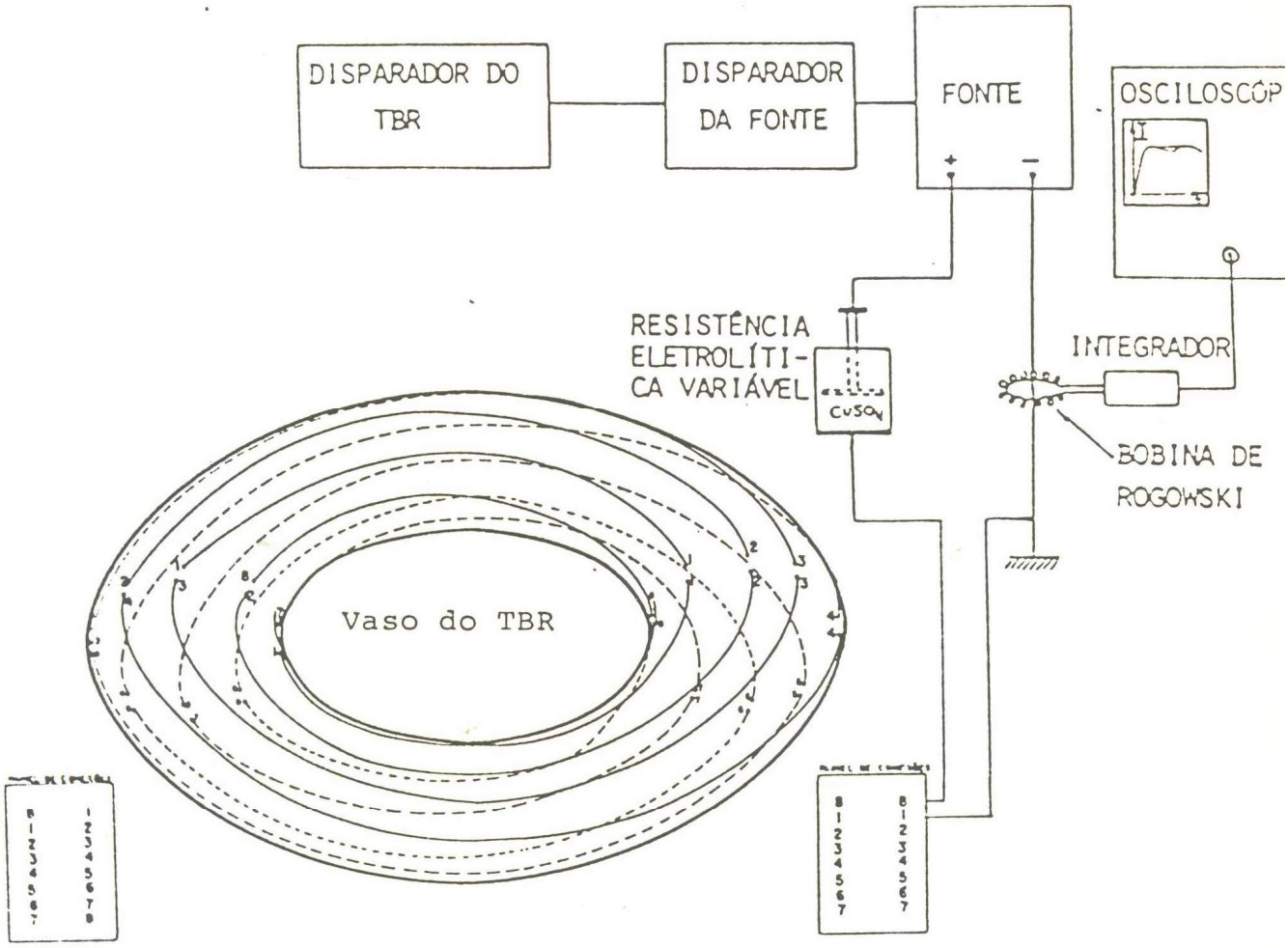


Fig.IV-4 Esquema geral do arranjo experimental para o acionamento, medida e controle de intensidade da corrente nas espiras helicoidais.

O tempo de subida da corrente na EH deve ser o menor possível. Tal fato se deve a que, numa descarga de plasma do TBR, a atividade MHD é mais pronunciada nos primeiros milisegundos. Assim o valor máximo da corrente na EH deve ser alcançado nesse intervalo de tempo, para que esta realmente possa agir sobre a atividade MHD. O controle de corrente, original do fabricante, era obtido através de uma indutância variável, em série com o secundário da fonte, sendo o tempo de subida função desta indutância. Para este controle de corrente o tempo de subida estava além do intervalo de interesse. Desta maneira, para conseguirmos correntes altas com tempo de subida curtos, tivemos que optar por uma resistência variável em série com a EH. Como a potência dissipada na resistência era muito alta, a alternativa foi utilizar uma resistência eletrolítica (solução de sulfato de cobre), para dissipar tal potência.

IV.2c- Campo magnético formado pelas Espiras Helicoidais

Medimos no interior do vaso, o campo magnético (no vácuo) criado pela passagem de corrente em cada EH. A Fig.IV-5 mostra o arranjo experimental para tal medida.

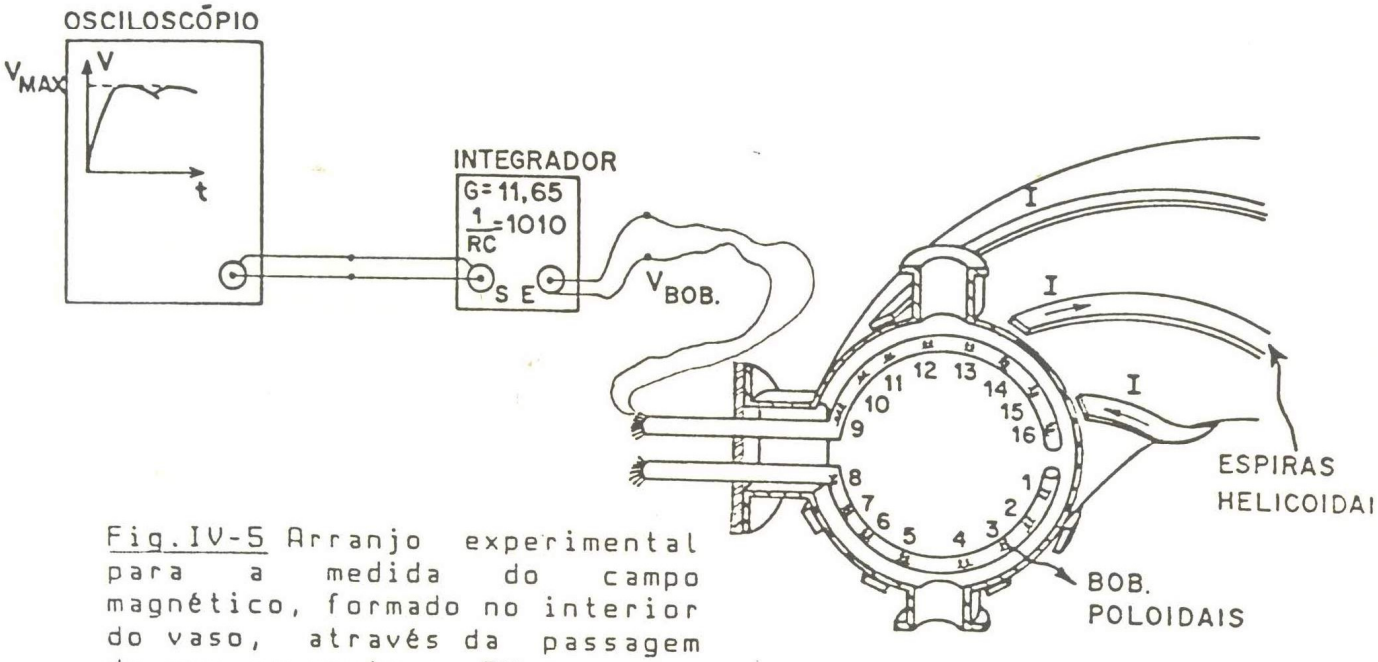


Fig.IV-5 Arranjo experimental para a medida do campo magnético, formado no interior do vaso, através da passagem de uma corrente na EH.

Quando uma corrente circula pela EH, um campo magnético é formado e detectado pelas bobinas poloidais (descritas no item IV.3). Através da amplitude dos sinais detectados pode-se identificar a configuração magnética no interior do vaso. O pulso de corrente aplicado na EH é o mesmo que foi utilizado nas experiências realizadas com plasma descritas no presente trabalho. O sinal de cada bobina é integrado de maneira que o campo magnético máximo detectado pela iésima bobina é dado pela relação

$$B_{MAX}' = 0,85 \frac{V_{MAX}'}{A_{EFET}'} \cdot 10^{-4} \quad [\text{Tesla}]$$

onde 0,85=RC/G

O valor da área efetiva ($A_{EFET.}$) de cada bobina está no apêndice (I). Obtivemos assim B_{MAX} em cada bobina, para as montagens 4:1, 3:1 e 2:1. Estes valores são parâmetros de entrada para um programa computacional [Tan84] que fornece o espectro de Fourier, que indica a intensidade relativa de cada componente até m=8.

Pela equação (III.26-b), a intensidade do campo criado pela EH varia com a posição r e é função da corrente na EH. Isolando-se a corrente I_{mn} daquela equação e através do espectro de Fourier, podemos saber qual é a contribuição de cada montagem para cada componente m, determinando assim a corrente efetiva de cada componente. Os gráficos da Fig.IV-6 indicam esta contribuição, onde a corrente para a componente é indicada por $I_{m:1}$ e normalizada pela corrente total na espira helicoidal (I_{EH}). Analisando a Fig.IV-6 verificamos que, nas montagens 2:1 e 4:1, há uma acentuada predominância destas componentes, porém na montagem 3:1 há contribuições consideráveis de outras componentes.

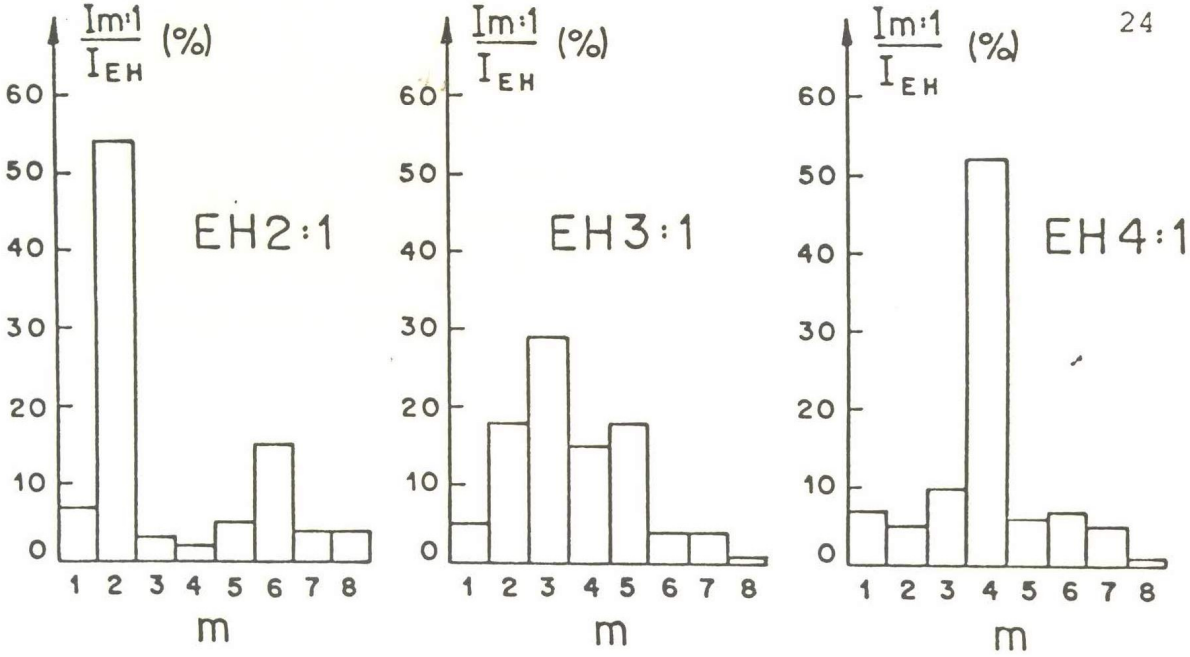


Fig.IV-6 Valor porcentual das componentes $I_{m:1}$ $(1<m<8)$ presentes nas diferentes montagens das EH.

IV.2d- Alteração da componente vertical do campo magnético devido à espira helicoidal

Conforme veremos no próximo capítulo, a ação do CRH provoca o deslocamento da coluna de plasma para dentro do toroide. Este efeito talvez possa ser explicado pela presença de um campo vertical externo criado pela espira helicoidal. A fim de avaliarmos este efeito, calculamos o índice de decaimento (N) definido por

$$N = - \frac{R}{B_v} \frac{\partial B_v}{\partial R}$$

As condições de estabilidade quanto a deslocamentos da coluna de plasma, nas direções verticais e horizontais, são expressas em termos de N.

Se as linhas do campo magnético vertical externo B_v tiverem concavidade voltada para o eixo de simetria do toroide (Fig.IV-7), a condição $N>0$ é satisfeita para qualquer região do espaço. Para uma corrente de plasma atravessando perpendicularmente estas linhas de campo,

teremos uma força sempre direcionada para o plano equatorial do toroide, que estabiliza a coluna de plasma perante deslocamentos verticais. Assim N>0 é uma condição necessária e suficiente para estabilidade da coluna de plasma perante deslocamentos verticais.

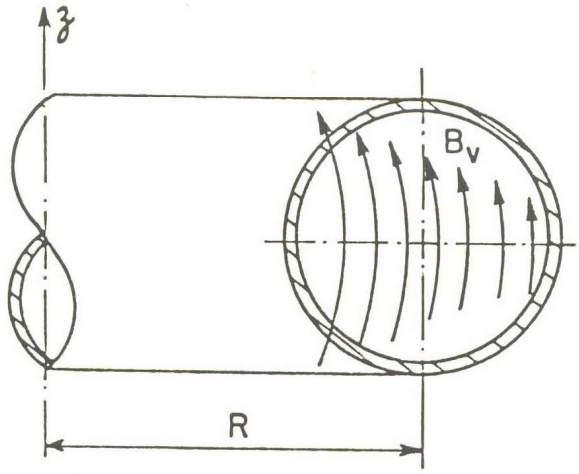


Fig.IV-7 Concavidade do campo magnético vertical (B_v), definida pelas espiras de campo vertical externo.

Para estabilizar a coluna de plasma, perante deslocamentos horizontais, a condição N<3/2 deve ser satisfeita. Nas referências [Uet85,Mya80] este critério é discutido em detalhe.

Portanto para a estabilidade da coluna de plasma, perante estes deslocamentos, devemos ter

$$0 < N < 3/2$$

Estas condições levam em consideração a simetria toroidal. Porém ao acionarmos o CRH tal simetria é perdida. Assim, fizemos apenas uma análise qualitativa dessas condições.

No TBR a configuração de campo vertical, apresentada na Fig.IV-7, é obtida através da descarga de bancos de capacitores sobre espiras adequadamente localizadas (Fig.II-1). Medimos o campo magnético vertical, com e sem o acionamento do CRH2:1 (através de uma sonda magnética), em diversas posições radiais e numa posição toroidal fixa. O valor da corrente na EH foi de 200 A, e nas espiras de campo vertical de 300 A. A dependência radial do campo magnético vertical, devido a estas espiras, está apresentada no gráfico da Fig.IV-8.

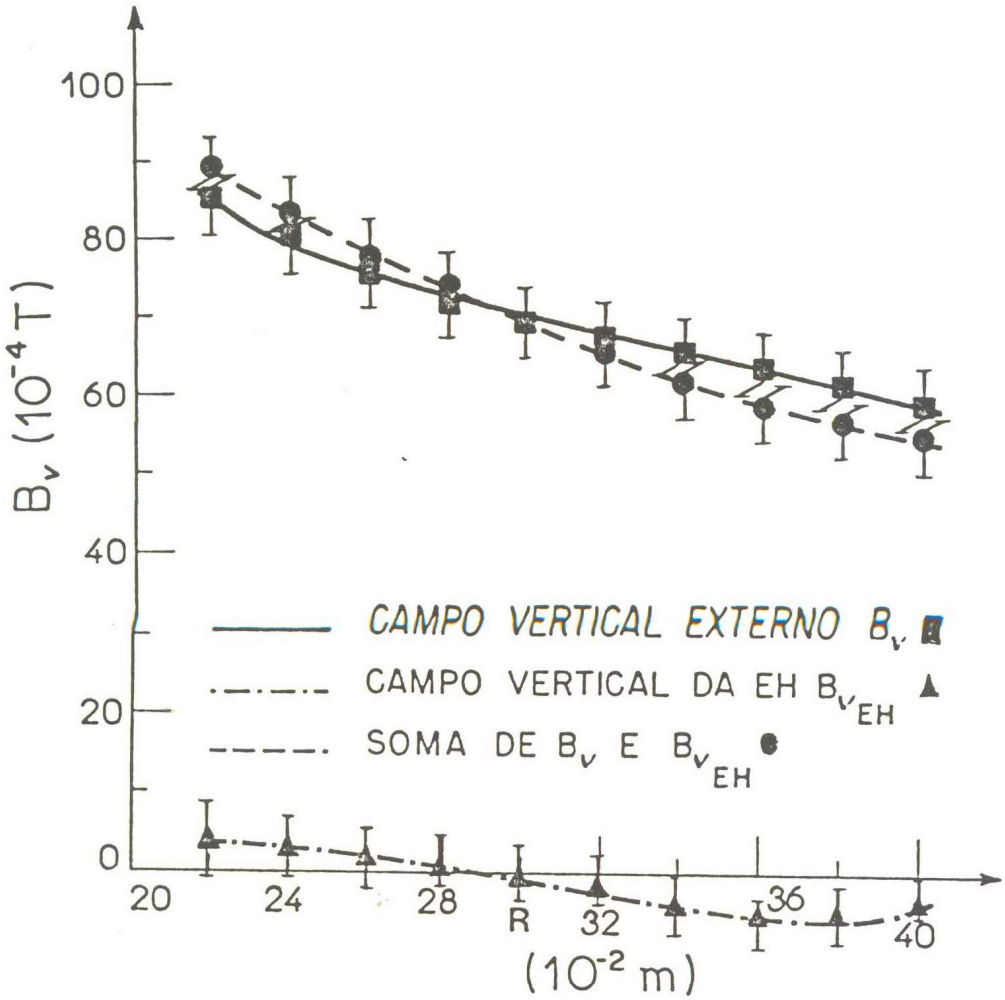


Fig.IV-8 Dependência radial do campo magnético vertical formado pela: espira helicoidal, espira de campo vertical externo e pela soma destes campos.

Calculamos o índice de decaimento do campo formado pela espira de campo vertical e da soma deste campo com o campo formado pela EH. Na posição interna ao toroide o valor do índice de decaimento variou de 0.4 para 0,5 e, na posição externa ao toroide variou de 0,9 para 1,4, devido ao campo formado pela EH. Verificamos portanto que o valor de N permanece dentro do intervalo permitido, mas se aproxima dos extremos da condição de estabilidade. Observamos pela Fig.IV-8 que o perfil radial do campo vertical devido à EH muda de sinal na posição R, esta situação inverte-se para um ângulo de 180° em relação à posição desta medida. Portanto em uma posição toroidal definida teremos uma componente nula do campo vertical devido à EH. Deste modo a nossa análise é local, sendo necessário um mapeamento deste campo em diversas posições para afirmarmos se o índice de decaimeto é alterado significantemente devido ao acionamento da EH.

Atualmente está sendo feito um trabalho teórico [Lim86] onde é estudado o contrôle automático do campo magnético vertical externo durante a descarga do TBR, e um trabalho experimental para a implementação deste sistema [Tus86]. Desta maneira qualquer perturbação no campo vertical de equilíbrio provocado pela EH será corrigida através de um processo de realimentação.

IV.3- Detecção das oscilações MHD

Um conjunto de 16 bobinas foi utilizado para detectar as oscilações MHD. Tais bobinas encontram-se igualmente espaçadas no interior de um tubo em forma de foice, cuja função é protege-las do bombardeio de partículas e manter o vácuo. Devido ao aquecimento deste conjunto (nas sessões de limpeza por descarga) um sistema de refrigeração se fez necessário. A Fig.IV-9

mostra em detalhe o conjunto das bobinas no interior do vaso do TBR.

Para sustentação mecânica de cada bobina foi utilizado um tubo (poly.flo) com diâmetro externo de 6mm. Os fios das bobinas são de cobre com secção de 0.16mm. As bobinas superiores possuem 90 voltas e comprimento de 1,0cm, e as inferiores possuem 60 voltas com comprimento de 1,0cm. Esta diferença no número de voltas será justificada nos capítulos posteriores.

Os sinais detectados pelas bobinas são digitalizados e armazenados em dois módulos conversores analógico-digital (LeCroy 2264 Waveform Digitizer) acoplados a dois módulos de memória (LeCroy 8800/8 Memory Module) cada módulo digitalizador possue 8 canais de entrada. Os dados digitalizados podem ser reconvertidos em sinais analógicos e observados na tela do osciloscópio, onde podem ser copiados em papel vegetal milimetrado para posterior análise.

A sensibilidade, ou área efetiva, das bobinas foi determinada pela calibração apresentada no apêndice (I), e a amplitude do campo poloidal perturbado foi obtido segundo a descrição apresentada no apêndice III.

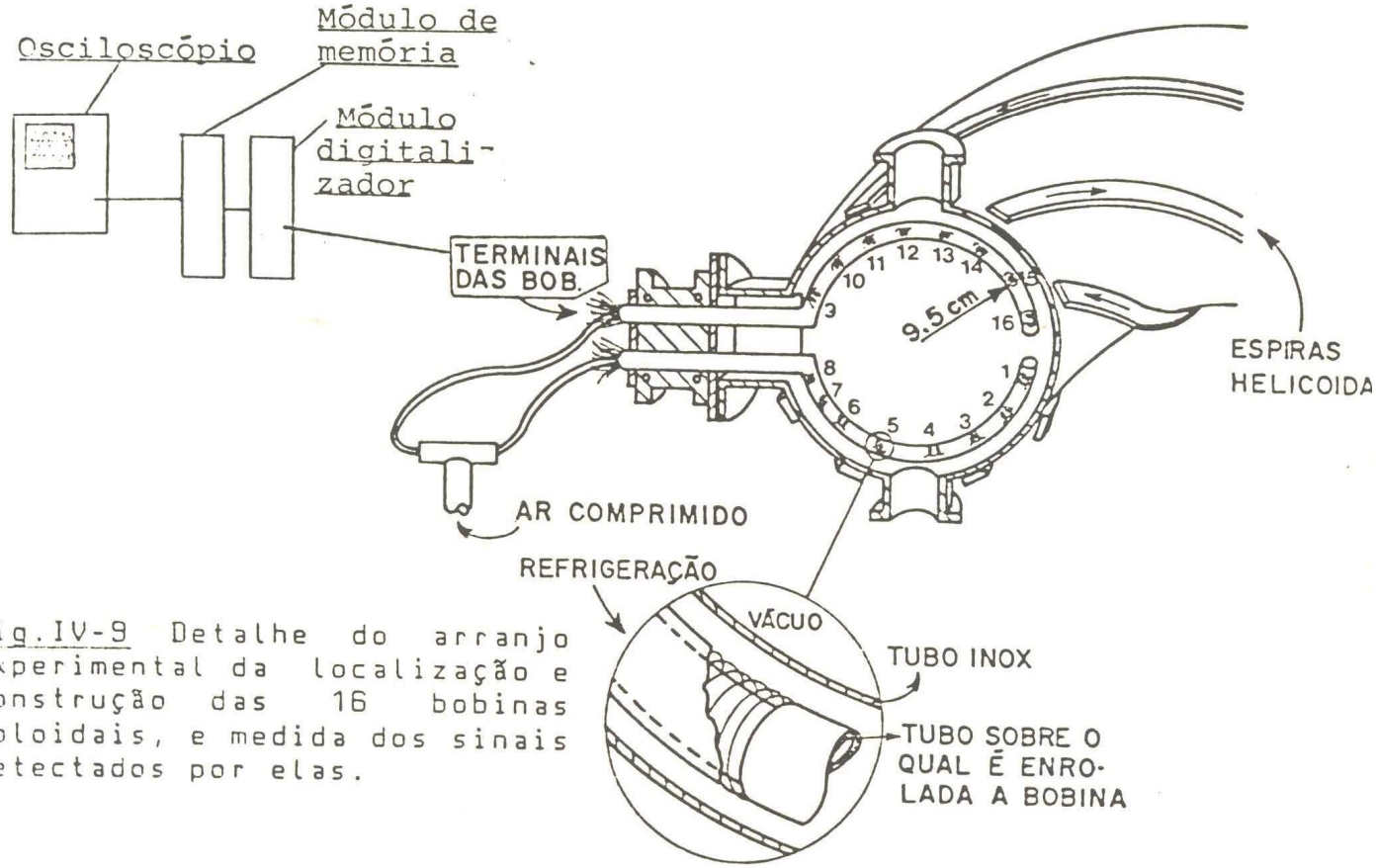


Fig.IV-9 Detalhe do arranjo experimental da localização e construção das 16 bobinas poloidais, e medida dos sinais detectados por elas.

CAPÍTULO V:

RESULTADOS EXPERIMENTAIS

V.1- INTRODUÇÃO:

Apresentaremos neste capítulo os resultados experimentais relativos à ação dos campos ressonantes helicoidais (CRH) sobre as descargas de plasma e as oscilações MHD no TBR. Apresentaremos, pela ordem, os resultados obtidos com as montagens 2:1, 3:1 e 4:1 das espiras helicoidais e faremos alguns comentários dos efeitos comuns a cada uma delas. Os resultados obtidos com a montagem 3:1 serão apresentados com mais detalhes, pois, nas experiências realizadas, os efeitos desse CRH eram mais evidentes. As descargas de plasma que serão relatadas tinham durações médias de 7ms (sem o acionamento do CRH) ou 4ms (com o acionamento do CRH), correntes de 9 a 12 kA e fator de segurança no limitador entre 3 e 4. As correntes na EH estavam no intervalo de 150 a 350 A. Apresentaremos os perfís temporais: da corrente de plasma, da posição da coluna de plasma, da tensão de enlace e das oscilações MHD.

V.2- Campo Ressonante Helicoidal 2:1 (CRH 2:1)

V.2a- Na Fig.V-1 (a) apresentamos os perfís temporais de duas descargas de plasma, para uma corrente média de 9,2kA e q(a)=3,9 ,com e sem o acionamento do CRH 2:1. A corrente na espira helicoidal foi acionada 0,5ms antes do início da descarga de plasma, com uma amplitude máxima de 250 A. Verifica-se, com o acionamento do CRH 2:1, a diminuição da duração da descarga de 7,5ms para 4,5ms, e a antecipação do deslocamento da coluna de plasma para dentro do toroide.

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE F
927

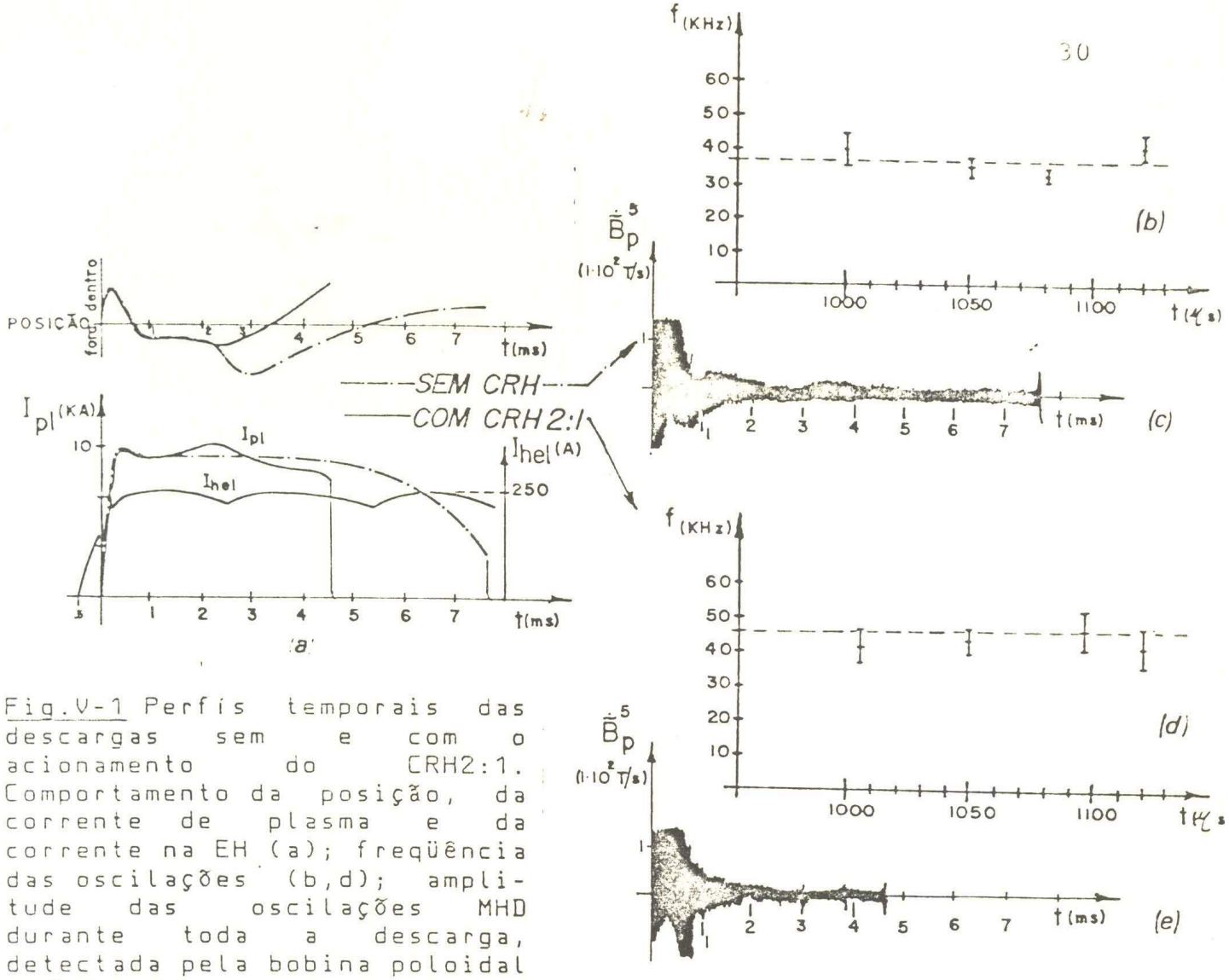
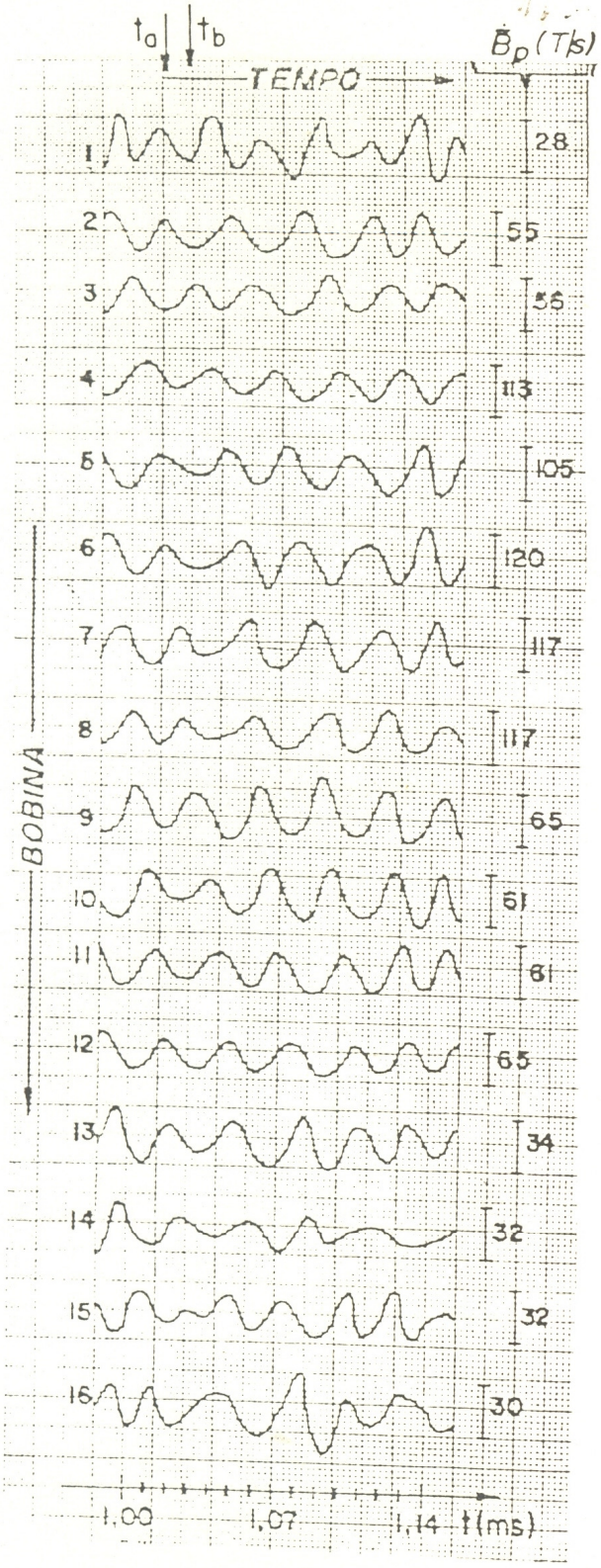


Fig.V-1 Perfís temporais das descargas sem e com o acionamento do CRH2:1. Comportamento da posição, da corrente de plasma e da corrente na EH (a); freqüência das oscilações (b,d); amplitude das oscilações MHD durante toda a descarga, detectada pela bobina poloidal nº 5 (c,e).

Nas Figs.V-1 (c) e (e) apresentamos os sinais das oscilações MHD detectadas pela bobina poloidal número 5 ($\dot{\tilde{B}}_p^5$), durante as duas descargas, e verificamos que não houve amortecimento acentuado daquelas oscilações na região em que essa bobina estava posicionada. Entretanto em outras bobinas constatamos um amortecimento de cerca de 50% na amplitude da atividade MHD -na descarga com CRH 2:1- que pode ser visto comparando-se as amplitudes nas bobinas números 11, 12, 14 e 15 registradas nas Figs. V-2(a) e 3(a), (reparar que as amplitudes não estão na mesma escala). Tais figuras representam uma expansão temporal de cada sinal detectado pelas bobinas, no intervalo de 1,00 a 1,14 ms.



-a-

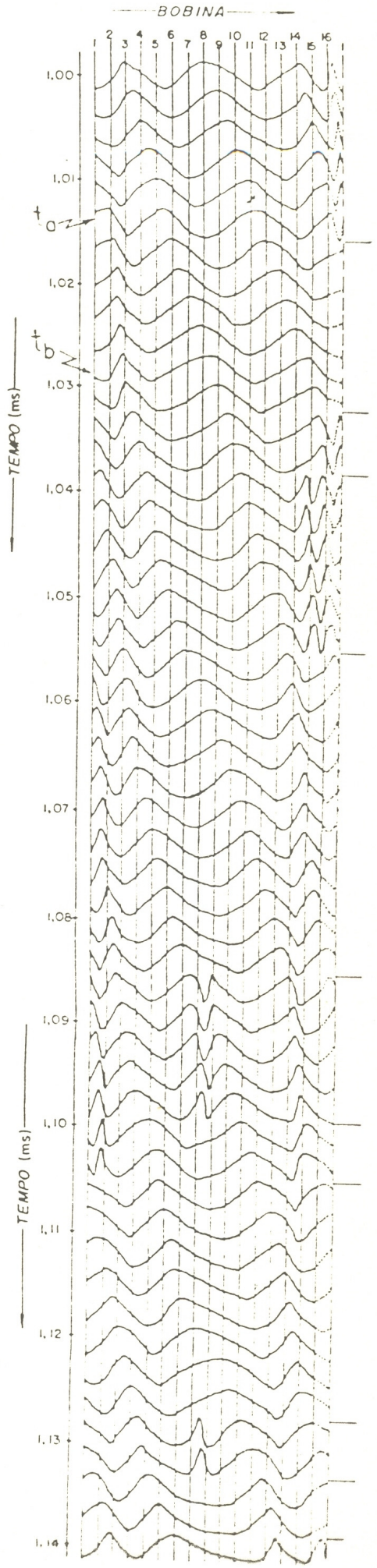
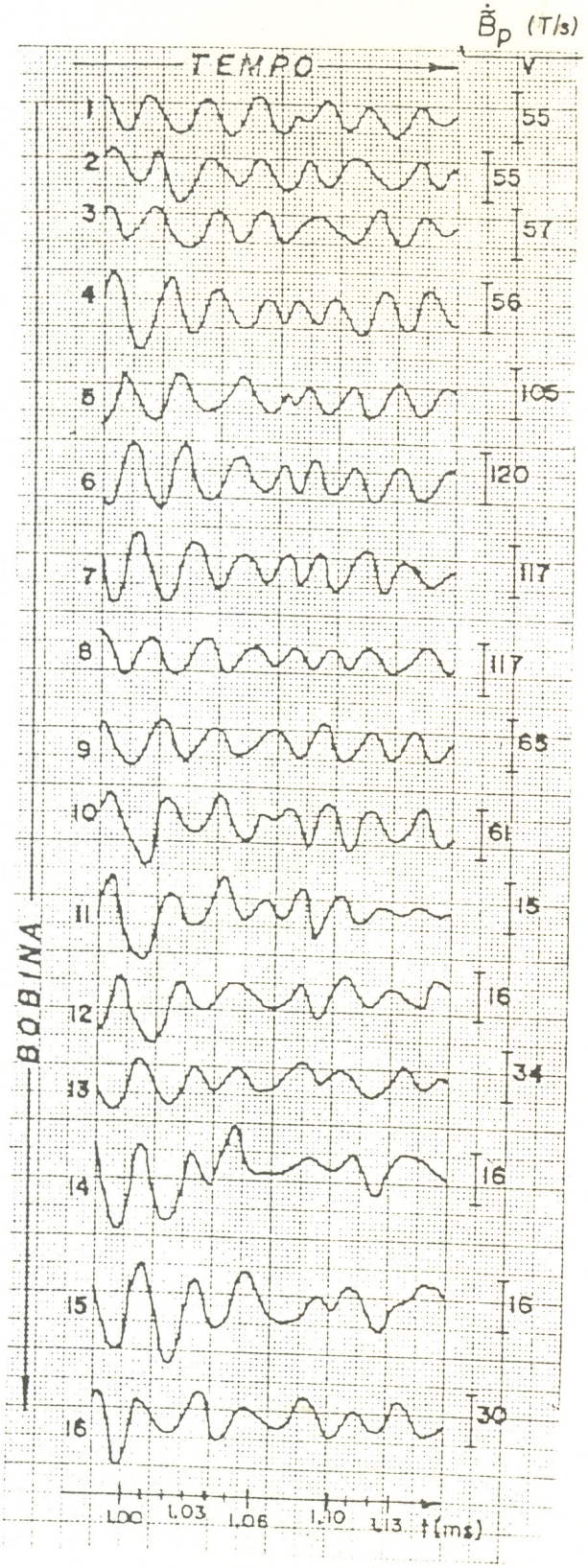
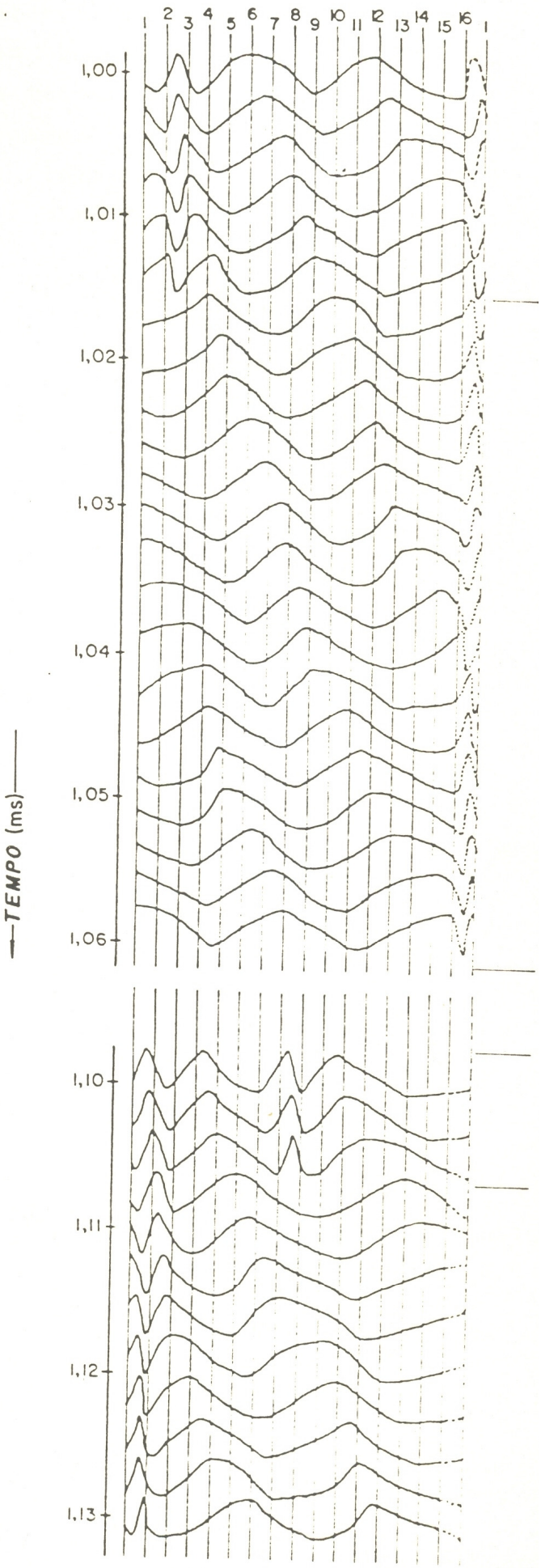


Fig.V-2 Oscilações do campo magnético poloidal, para a descarga sem o acionamento do CRH2:1 (a). Correlação de fases obtida através das oscilações detectadas (b).



– a –



– b –

Fig.V-3 Oscilações do campo magnético poloidal, para a descarga com o acionamento do CRH2:1 (a). Correlação de fases obtida através das oscilações detectadas (b).

Verificamos que, com o acionamento do CRH 2:1, a freqüência das oscilações aumentam, conforme indicam as Figs.V-1(b) e (d) o que também pode ser visto nas Figs.V-2(a) e 3(a). Através do método de correlação de fases (apêndice II) determinamos a configuração magnética presente, em vários intervalos de tempo, conforme indica as Figs.V-2(b) e 3(b).

V.2b- Na Fig.V-4(a) apresentamos os perfís temporais de duas descargas de plasma, para uma corrente média de 8,3 kA e q(a)= 4,1 ,com e sem o acionamento do CRH 2:1. A corrente na espira helicoidal foi acionada 0,5 ms antes do início da descarga de plasma, com uma amplitude máxima de 320 A. Verificamos que, com o acionamento do CRH 2:1, a duração da descarga aumentou de 1,0 para 3,5 ms. Nas Figs.V-4(b) e (c), sem e com o acionamento do CRH2:1 respectivamente, apresentamos os sinais das oscilações MHD detectadas pela bobina poloidal número 5 ($\dot{\tilde{B}}_p^5$). Verificamos que a partir de 0,5ms a amplitude das oscilações era amortecida pelo acionamento do CRH 2:1. Além desse amortecimento, observamos -com o acionamento do CRH 2:1- que a coluna retarda o seu descolamento para dentro do toroide.

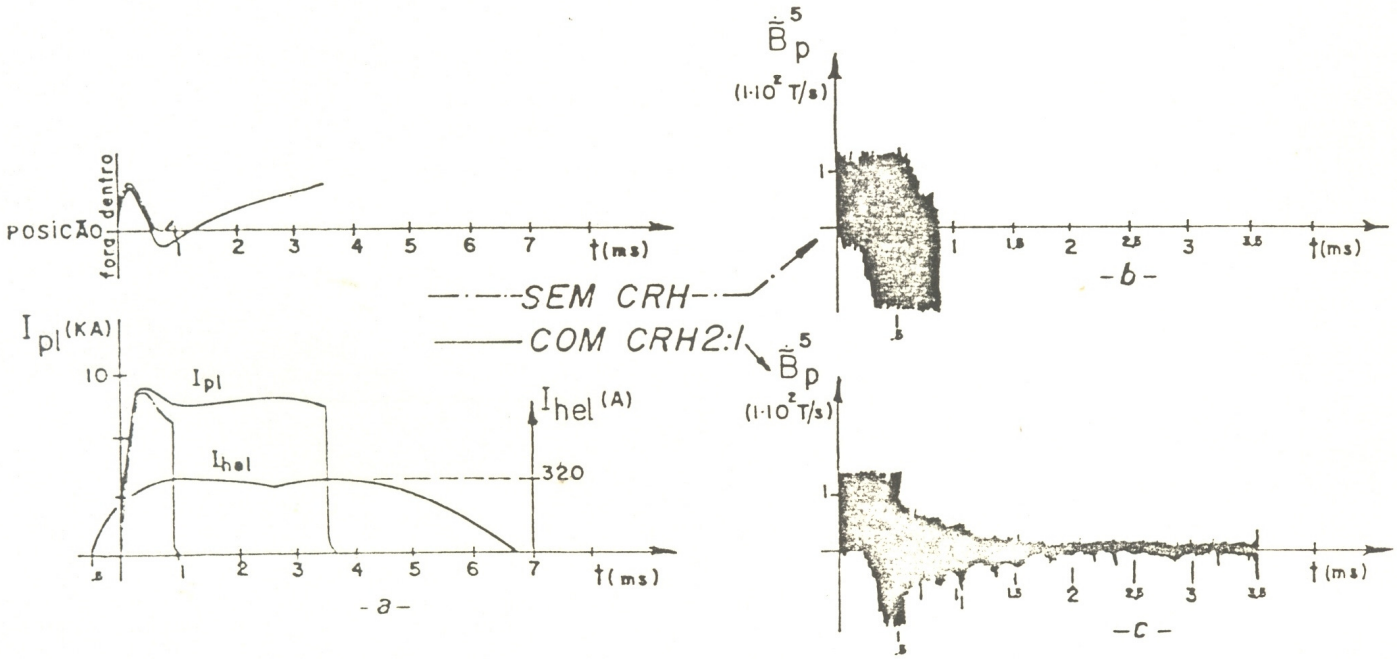


Fig.V-4 Perfís temporais das descargas sem e com o acionamento do CRH2:1. Comportamento da posição, da corrente de plasma e da corrente na EH (a). Amplitude das oscilações MHD, durante toda a descarga, detectada pela bobina poloidal nº 5

Verificamos que, com o acionamento do CRH 2:1, a freqüência das oscilações aumentam, conforme indicam as Figs.V-1(b) e (d) o que também pode ser visto nas Figs.V-2(a) e 3(a). Através do método de correlação de fases (apêndice II) determinamos a configuração magnética presente, em vários intervalos de tempo, conforme indica as Figs.V-2(b) e 3(b).

V.2b- Na Fig.V-4(a) apresentamos os perfís temporais de duas descargas de plasma, para uma corrente média de 8,3 kA e q(a)= 4,1 ,com e sem o acionamento do CRH 2:1. A corrente na espira helicoidal foi acionada 0,5 ms antes do início da descarga de plasma, com uma amplitude máxima de 320 A. Verificamos que, com o acionamento do CRH 2:1, a duração da descarga aumentou de 1,0 para 3,5 ms. Nas Figs.V-4(b) e (c), sem e com o acionamento do CRH2:1 respectivamente, apresentamos os sinais das oscilações MHD detectadas pela bobina poloidal número 5 ($\dot{\tilde{B}}_p^5$). Verificamos que a partir de 0,5ms a amplitude das oscilações era amortecida pelo acionamento do CRH 2:1. Além desse amortecimento, observamos -com o acionamento do CRH 2:1- que a coluna retarda o seu descolamento para dentro do toroide.

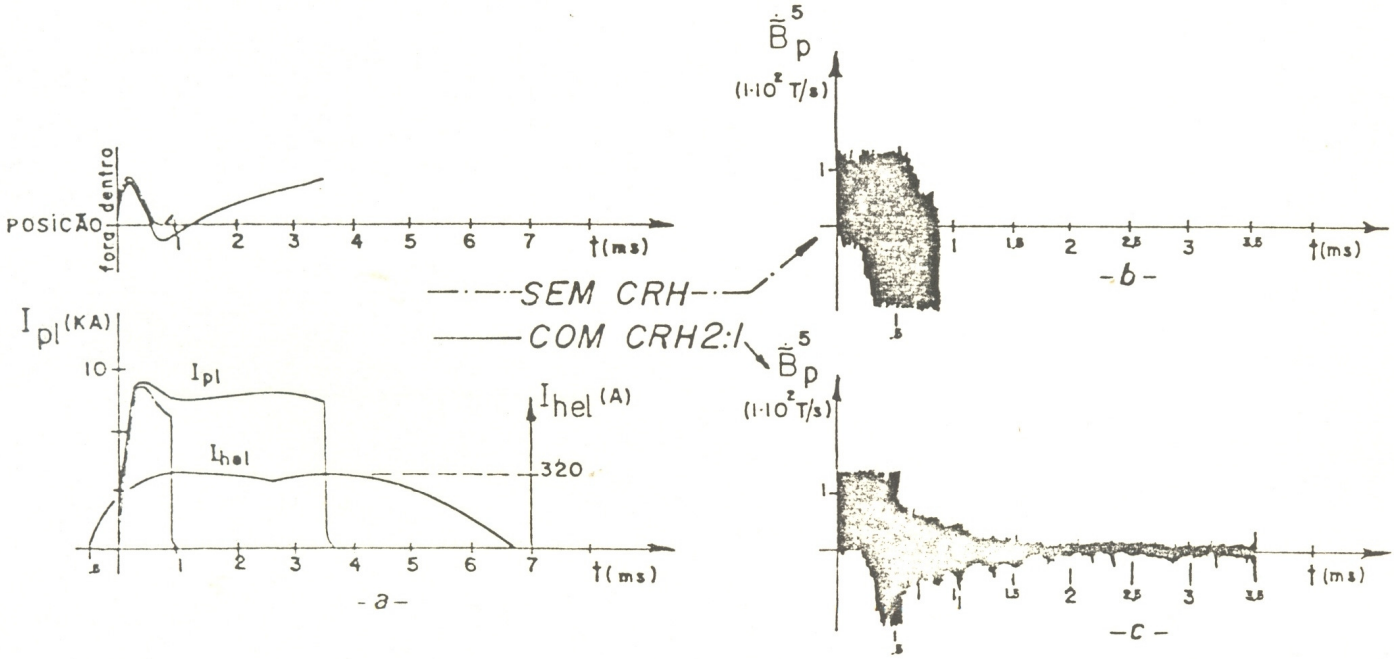


Fig.V-4 Perfís temporais das descargas sem e com o acionamento do CRH2:1. Comportamento da posição, da corrente de plasma e da corrente na EH (a). Amplitude das oscilações MHD, durante toda a descarga, detectada pela bobina poloidal nº 5 (b,c).

V.3- Campo Ressonante Helicoidal 3:1 (CRH 3:1)

V.3a- Na Fig.V-5(a) apresentamos os perfís temporais de duas descargas de plasma, para uma corrente média de 9,2 kA e q(a)=3,8 , com e sem o acionamento do CRH 3:1. A corrente na espira helicoidal foi acionada 0,3ms antes do início da descarga de plasma, com uma amplitude máxima de 185 A. O acionamento do CRH 3:1 antecipa o início do deslocamento da coluna de plasma para dentro do toroide. A partir do instante t≅2ms, a corrente helicoidal decresce, fazendo com que o deslocamento da coluna ocorra mais lentamente. A duração das descargas e os seus perfís temporais praticamente coincidem, estando contudo, mais deslocada para dentro do toroide a coluna de plasma com o CRH acionado.

Nas Figs.V-5(b) e (c) apresentamos os sinais das oscilações MHD, detectadas pela bobina poloidal número 11 ($\dot{\tilde{B}}_p^{11}$). Verificamos um amortecimento acentuado a partir do instante t≅0,5 ms.

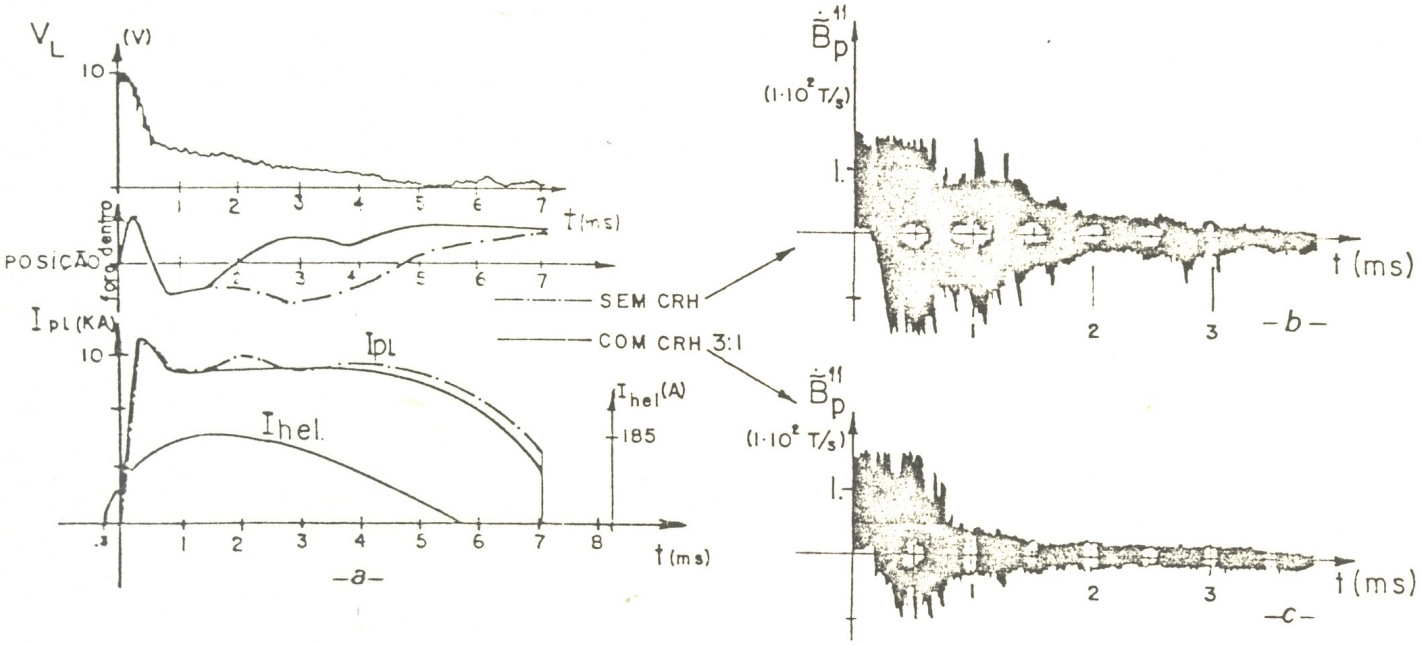


Fig.V-5 Perfís temporais das descargas sem e com o acionamento do CRH3:1. Comportamento da posição, corrente de plasma, corrente na EH e da tensão de enlace (V_L) (a). Amplitude das oscilações MHD, durante os primeiros 4ms, detectada pela bobina poloidal nº 11 (b,c).

V.3b- Na Fig.V-6(a) apresentamos os perfís temporais de duas descargas de plasma, para uma corrente média de 9,5 kA e q(a)= 3,2 , com e sem o acionamento do CRH 3:1. A situação apresentada nessa figura não era muito reprodutível, isto é, para as mesmas condições de equilíbrio, o aumento da duração da descarga -com o acionamento do CRH 3:1- ora ocorria ora não. Verificamos que, acionando o CRH 3:1 a 0,3 ms antes da formação do plasma, para uma corrente máxima de 150 A, a duração da descarga de plasma aumentava de 2 para 5ms. Quando esse evento não ocorria, tinhamos um outro, bem mais reprodutível, apresentado no item seguinte (V.3c).

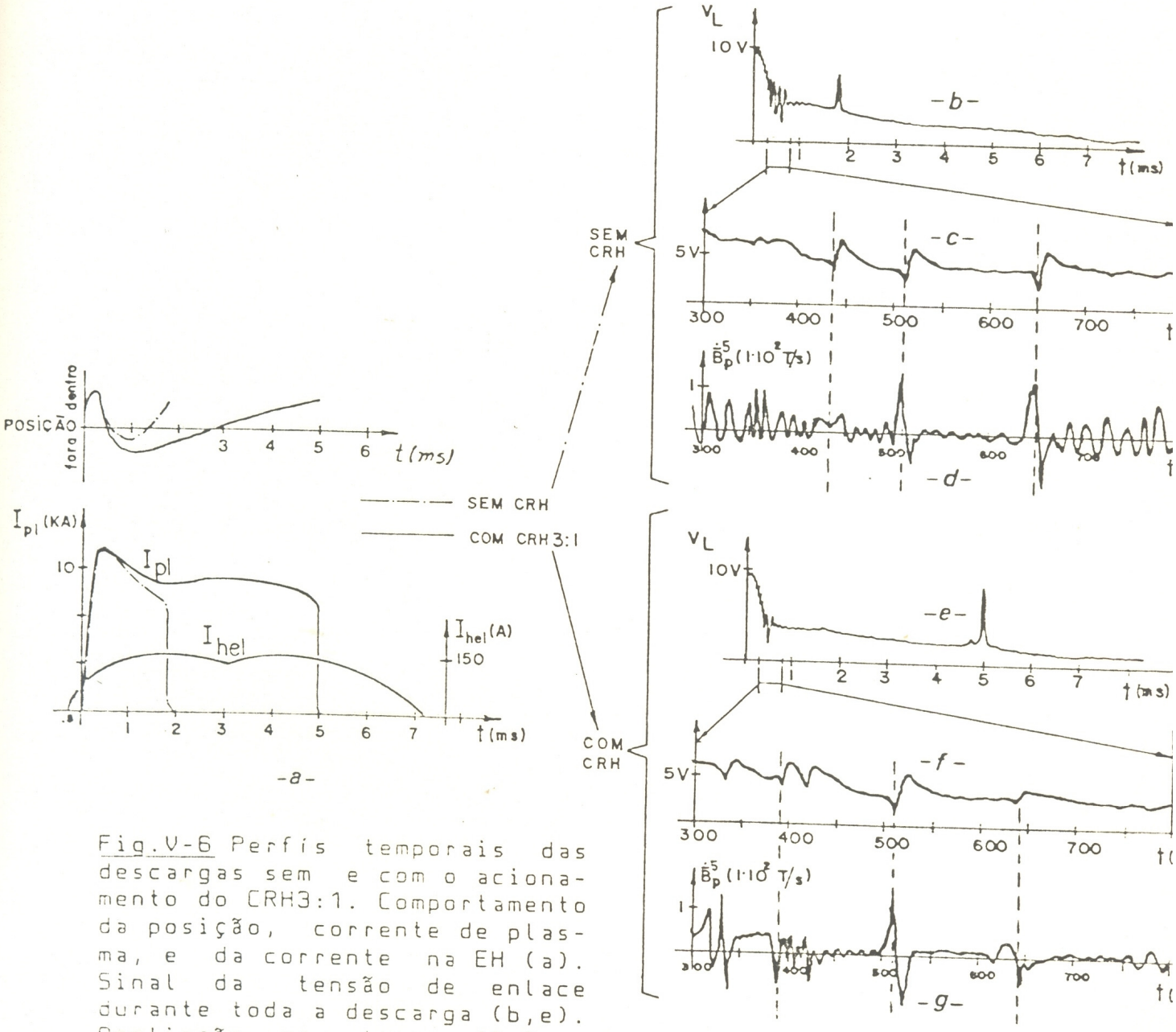


Fig.V-6 Perfís temporais das descargas sem e com o acionamento do CRH3:1. Comportamento da posição, corrente de plasma, e da corrente na EH (a). Sinal da tensão de enlace durante toda a descarga (b,e). Ampliação no tempo (0,3 a 0,8ms) do sinal da tensão de enlace (c,f). Amplitude das oscilações MHD entre o mesmo intervalo de tempo (d,g)

Nas Figs.V-6(b) e (e) mostramos os perfís temporais da tensão de enlace (V_L), sem e com o acionamento do CRH 3:1 respectivamente. Nas Figs.V-6(c) e (f) colocamos esses perfís temporais ampliados no tempo, no intervalo de 0,3 a 0,8ms. Verificamos, nessas figuras, a ocorrência de pequenos picos negativos nesses perfís e, associados a estes, alterações na amplitude das oscilações, conforme podemos ver nas Figs.V-6(d) e (g). Constatamos também, por estas figuras, que ocorre um forte amortecimento na amplitude das oscilações, quando o CRH 3:1 é acionado.

V.3c- Na Fig.V-7 apresentamos uma situação mais reprodutível que a analisada no item anterior, para uma descarga de plasma de 9,5 kA e q(a)=3,2, sem e com o acionamento do CRH 3:1. Do mesmo modo, a corrente na espira helicoidal foi acionada 0,3ms antes do início da descarga de plasma, com amplitude máxima de 150 A.

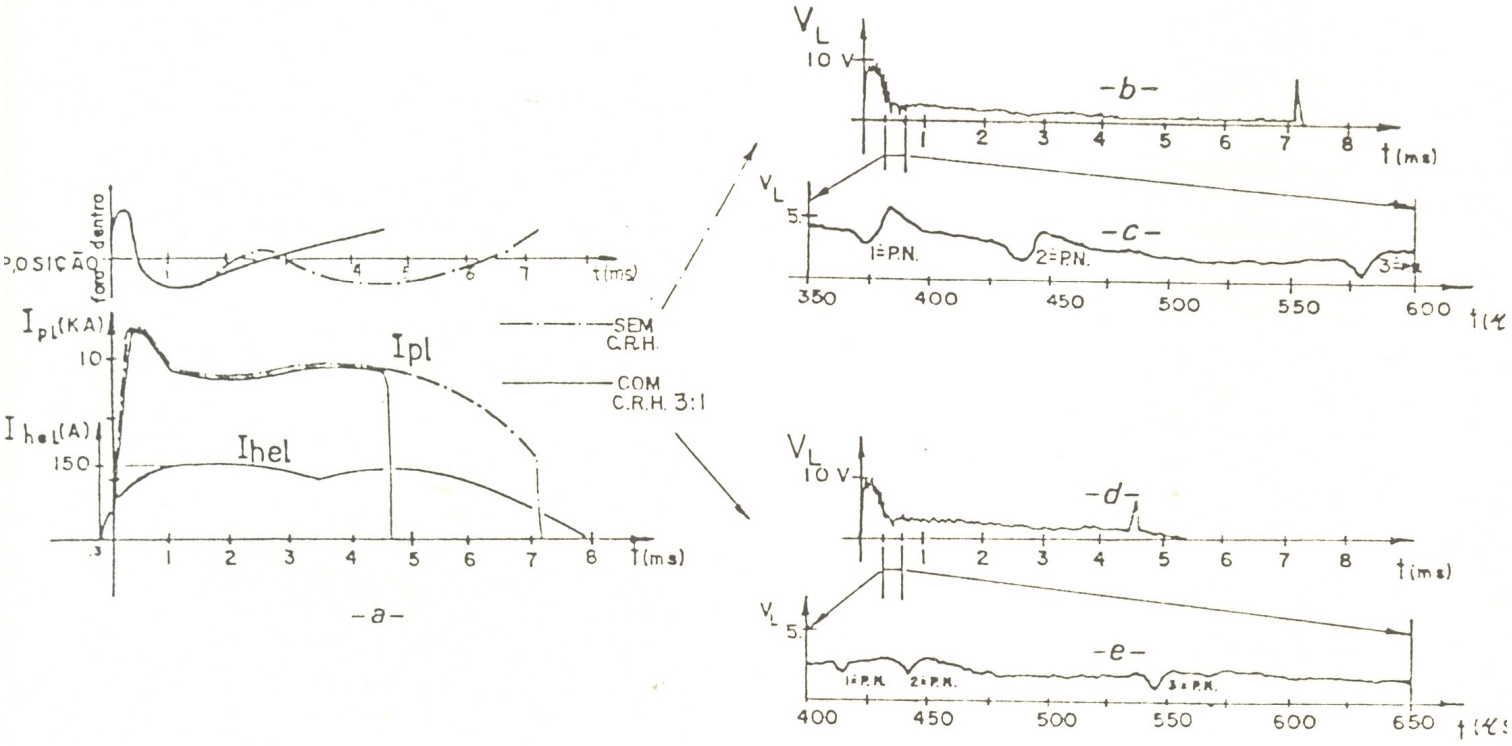


Fig.V-7 Perfís temporais das descargas sem e com o acionamento do CRH3:1. Comportamento da posição, corrente de plasma, e da corrente na EH (a). Sinal da tensão de enlace durante toda a descarga (b,d). Ampliação no tempo do sinal da tensão de enlace (c,e).

Neste caso, verificamos que a duração da descarga diminuia de 7 para 4,7ms, com o acionamento do CRH 3:1.

Nas Figs.V-7(b) e (d) apresentamos o perfil temporal da tensão de enlace (V_L) durante toda a descarga e, nas Figs.V-7(c) e (e), a expansão temporal no intervalo entre 0,35 e 0,60ms -para a descarga sém CRH3:1- e no intervalo entre 0,40 e 0,65ms -para a descarga com CRH 3:1. Indicamos também nestas figuras as posições dos picos negativos (assinalados por PN) nas tensões de enlace.

V.3d- Na Fig.V-8(a) apresentamos os perfís temporais de duas descargas de plasma, para uma corrente média de 10 kA e q(a)=3,6, sem e com o acionamento do CRH 3:1. A corrente na espira helicoidal foi acionada 0,5ms antes do início da descarga, com uma amplitude máxima de 150A. Verificamos que -com o acionamento do CRH 3:1- a duração da descarga diminuia de 8 para 4ms e a posição da coluna deslocava-se, mais cedo, para dentro do toroide.

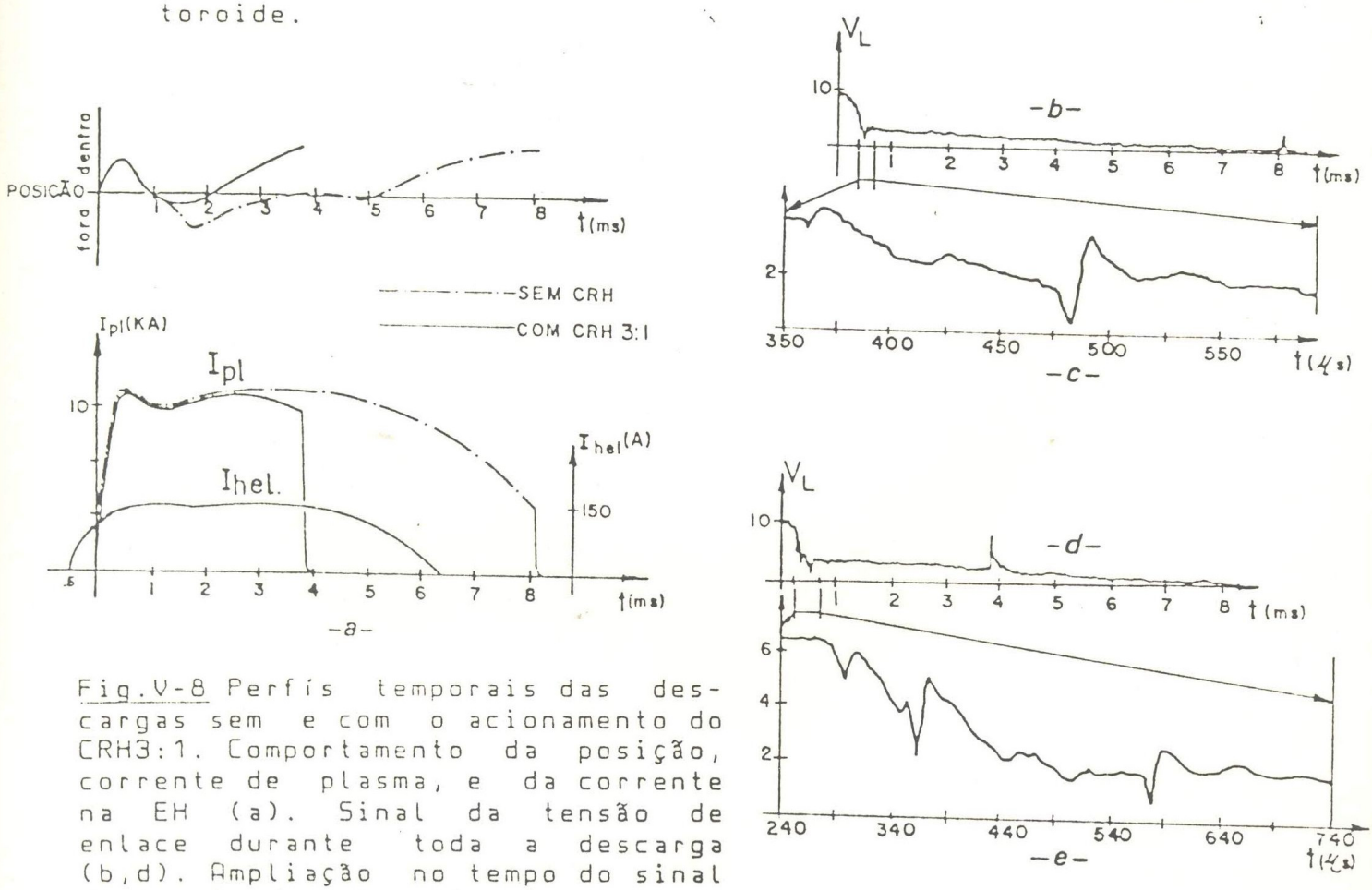
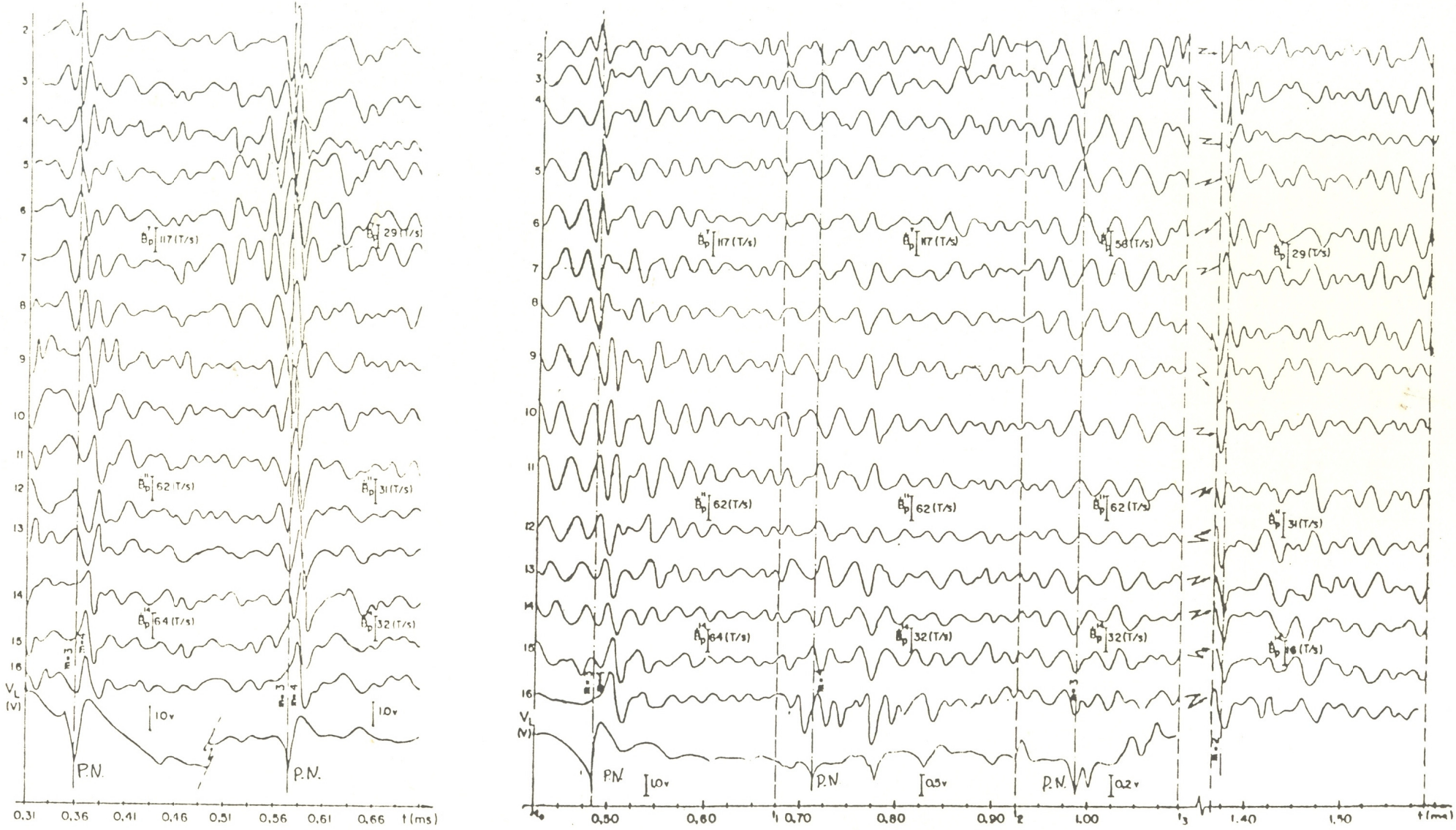


Fig.V-8 Perfís temporais das descargas sem e com o acionamento do CRH3:1. Comportamento da posição, corrente de plasma, e da corrente na EH (a). Sinal da tensão de enlace durante toda a descarga (b,d). Ampliação no tempo do sinal da tensão de enlace (c,e)

Nas Figs.V-8(b) e (d) registramos a tensão de enlace (V_L) durante toda a descarga. As Figs.V-8(c) e (e) registram as expanções temporais da V_L, no intervalo de 0,35 a 0,58ms (para a descarga sem CRH 3:1) e no intervalo de 0,24 a 0,74ms (para a descarga com CRH 3:1). Estes sinais de V_L são mostrados novamente na Fig.V-9, associados aos sinais das oscilações MHD detectados em cada bobina.

O amortecimento das oscilações pode ser constatado comparando-se a Fig.V-9 (a) e (b), onde indicamos o valor da amplitude $\tilde{\dot{B}}_p$ para as bobinas números 7, 11 e 14 e verificamos que há um amortecimento de aproximadamente 50% nas oscilações MHD nestas posições e em torno do instante t=0,65ms.

Podemos perceber que, novamente, existe uma relação entre a ocorrência de um pico negativo no perfil de V_L e a variação da amplitude das oscilações. Nota-se também que a freqüência das oscilações diminui antes da ocorrência do pico negativo no perfil de V_L.



-a-
com
CRH

-b-
sem
CRH

Fig.V-9 Oscilações do campo magnético poloidal associadas ao sinal da tensão de enlace, para a descarga com o acionamento do CRH3:1 (a) e sem o acionamento (b). As linhas verticais traço-ponto indicam o instante da ocorrência de um pico negativo (PN) na tensão de enlace (V_L) e, as linhas verticais tracejadas delimitam o intervalo onde o ganho do osciloscópio é o mesmo.

V.4- Campo Ressonante Helicoidal 4:1 (CRH 4:1)

Nas Figs.V-10(a), 11(a) e 12(a) apresentamos os perfís temporais de três descargas de plasma, com uma corrente média de 12 kA e q(a)= 3,0, sem e com o acionamento do CRH 4:1. Mantendo as mesmas condições de equilíbrio, acionamos o CRH 4:1 a 1ms e a 0,3ms antes do início da descarga, para uma corrente máxima, respectivamente, de 370 A (Fig.V-11a) e 170 A (Fig.V-12a). Verificamos que o acionamento do CRH 4:1 antecipa o deslocamento da coluna de plasma para dentro do toroide, diminuindo a duração da descarga.

Nas Figs.V-10(c), 11(c), e 12(c) apresentamos os sinais das oscilações MHD detectadas pela bobina número 13 ($\tilde{B}_p^{13}$) e os modos dominantes presentes durante as descargas mencionadas. As amplitudes das oscilações diminuem com o acionamento do CRH 4:1, conforme podemos ver comparando as Figs.V-10(c), 11(c) e 12(c), sendo este amortecimento maior para a corrente helicoidal menor. Nas Figs.V-10(b), 11(b) e 12(b) indicamos as freqüências das oscilações. Verificamos que as freqüências destas oscilações aumentam consideravelmente com o acionamento do CRH 4:1, sendo este aumento maior para a corrente helicoidal maior.

Nas Figs.V-13(a), (b) e (c) indicamos o espectro de Fourier correspondentes às oscilações magnéticas apresentadas nas Figs.V-10(c), 11(c) e 12(c). Nestas figuras observamos, que é difícil analisar a atuação do CRH4:1 sobre o espectro de Fourier, de maneira a afirmarmos que este CRH alterou a presença de um modo dominante.

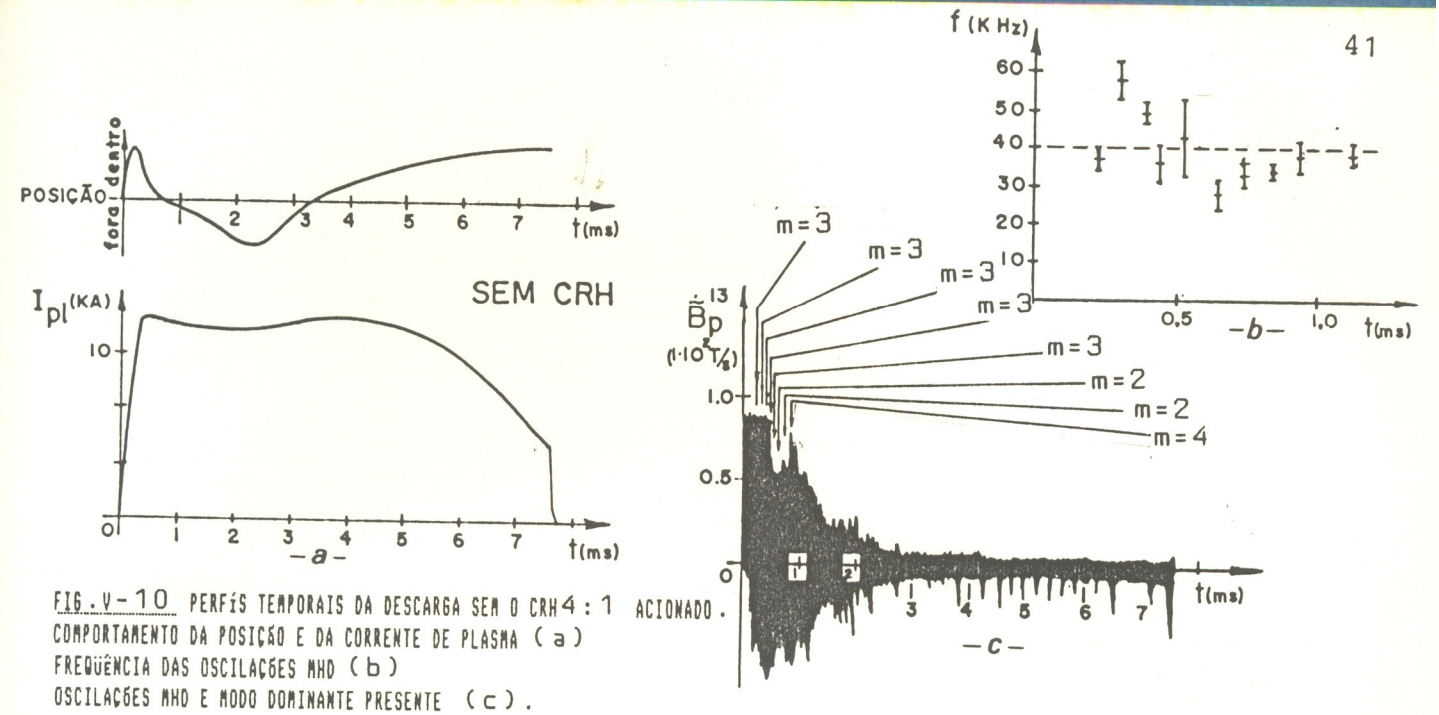


FIG. V-10 PERFÍS TEMPORAIS DA DESCARGA SEM O CRH 4 : 1 ACIONADO.
COMPORTAMENTO DA POSIÇÃO E DA CORRENTE DE PLASMA (a)
FREQÜÊNCIA DAS OSCILAÇÕES MHD (b)
OSCILAÇÕES MHD E MODO DOMINANTE PRESENTE (c).

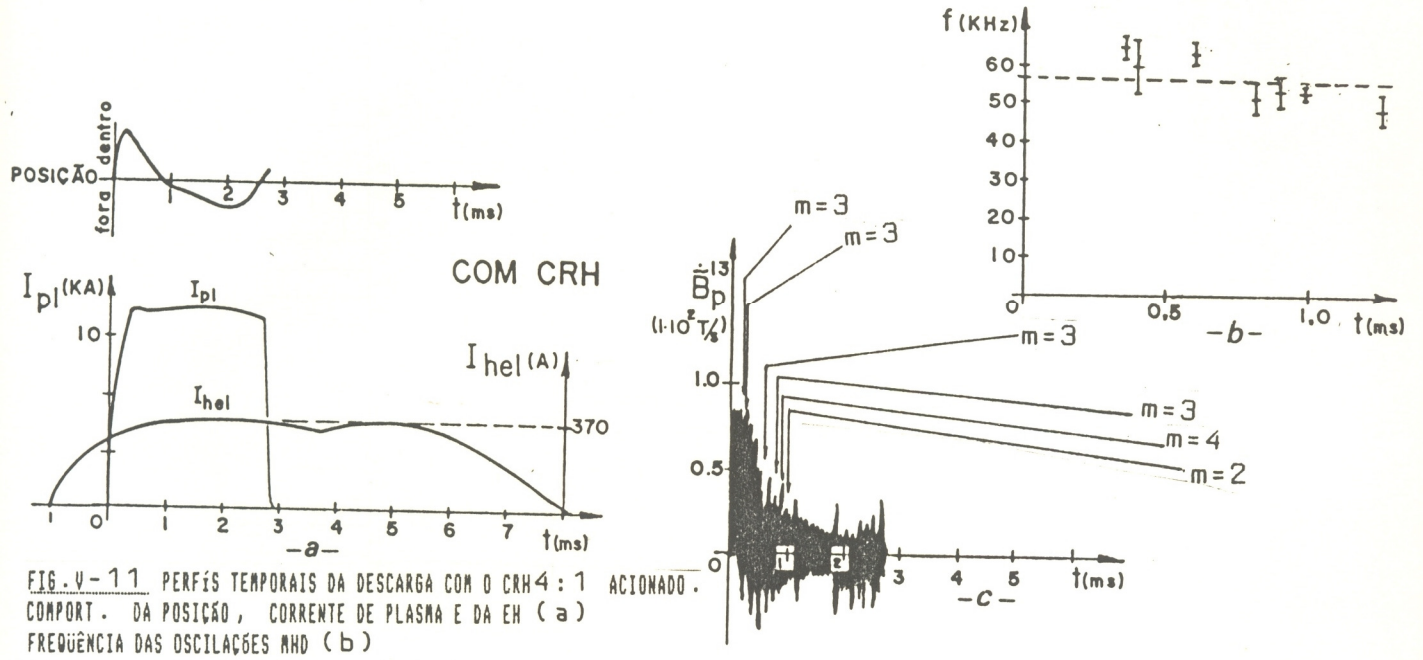


FIG. V-11 PERFÍS TEMPORAIS DA DESCARGA COM O CRH 4 : 1 ACIONADO.
COMPORT. DA POSIÇÃO, CORRENTE DE PLASMA E DA EH (a)
FREQÜÊNCIA DAS OSCILAÇÕES MHD (b)
OSCIL. MHD E MODO DOMINANTE PRESENTE (c).

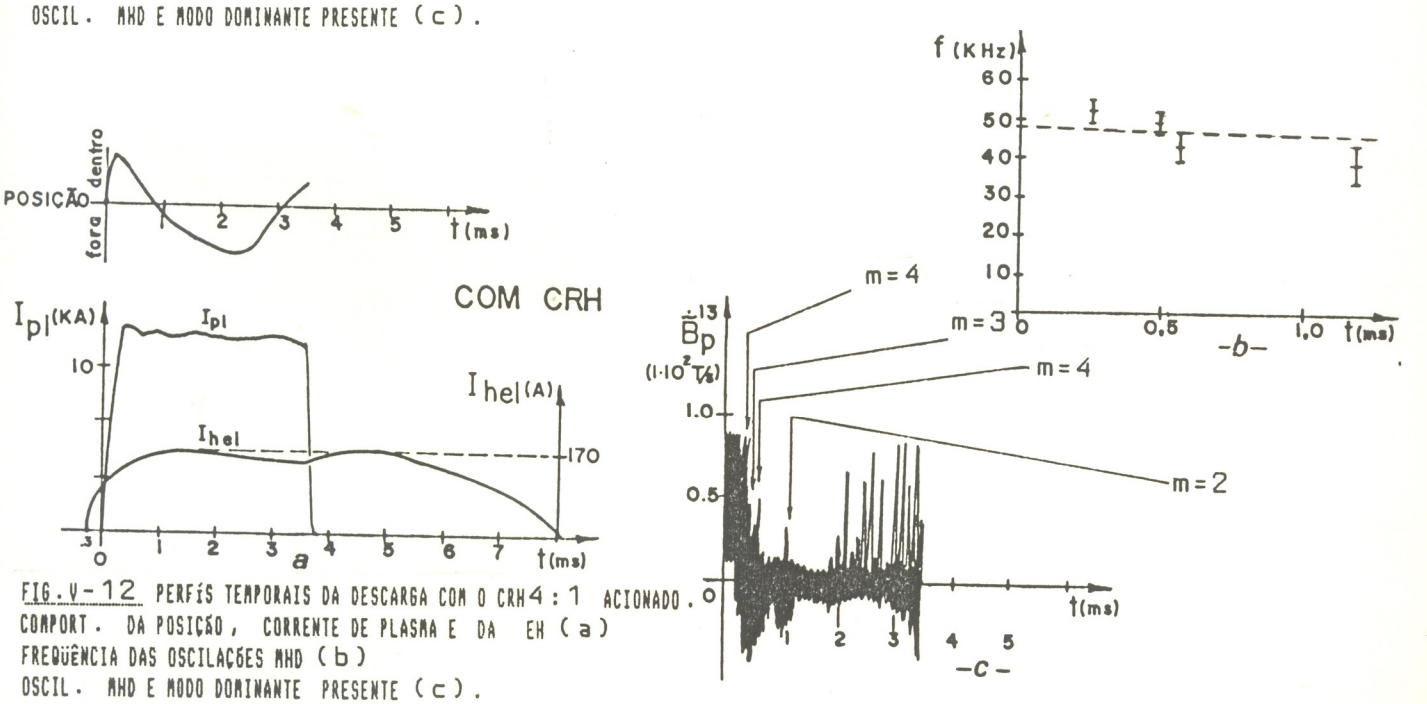


FIG. V-12 PERFÍS TEMPORAIS DA DESCARGA COM O CRH 4 : 1 ACIONADO.
COMPORT. DA POSIÇÃO, CORRENTE DE PLASMA E DA EH (a)
FREQÜÊNCIA DAS OSCILAÇÕES MHD (b)
OSCIL. MHD E MODO DOMINANTE PRESENTE (c).

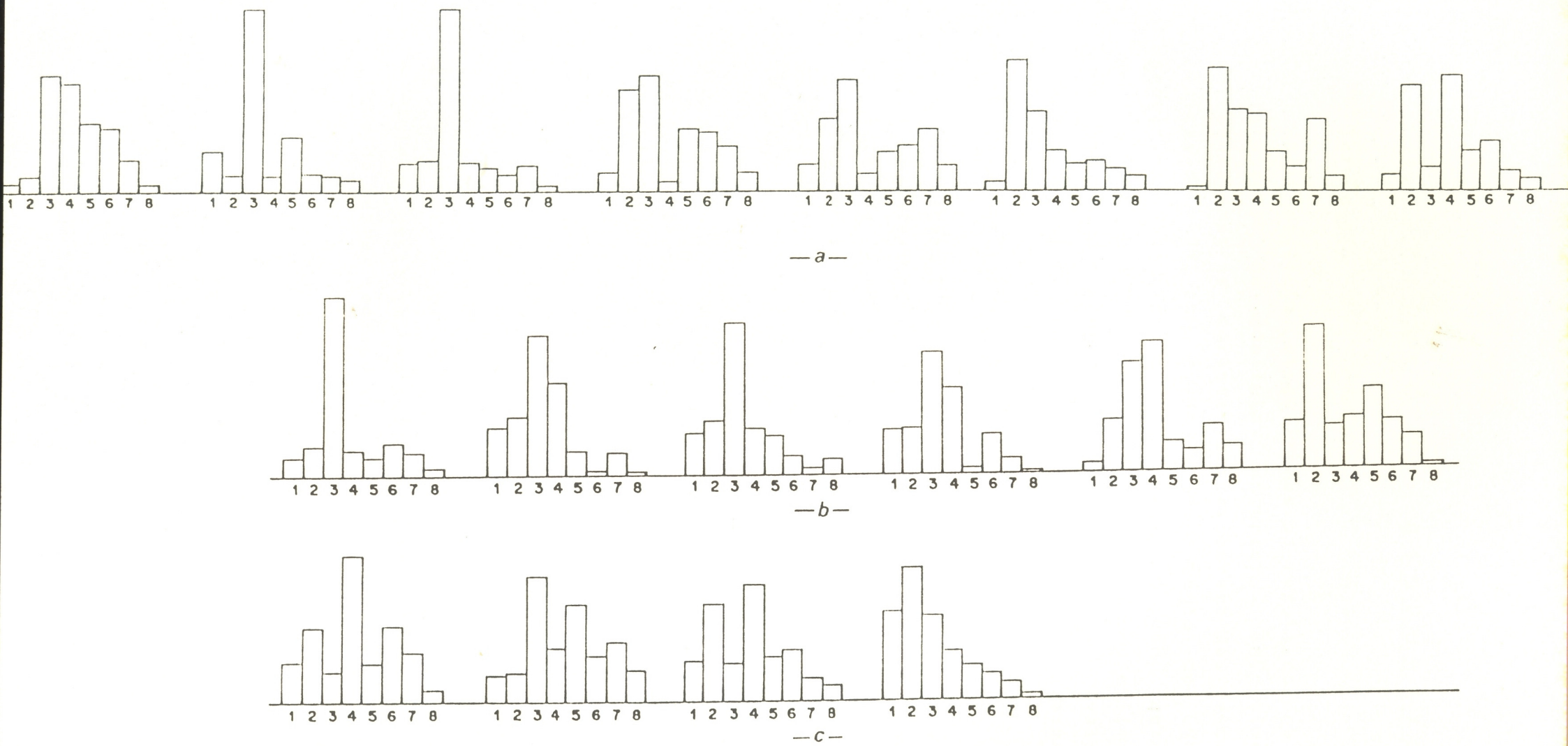


Fig.V-13 Espectro de Fourier das oscilações magnéticas para descargas: sem CRH (a) e com CRH (b,c), apresentadas nas Figs.V-10(c), 11(c), 12(c), nos respectivos instantes assinalados naquelas figuras.

CAPÍTULO VI : DISCUSSÃO

VI.1- Introdução

Neste capítulo discutiremos os resultados obtidos e relatados no capítulo anterior. Inicialmente, apresentaremos as características gerais das descargas típicas do TBR, com e sem o acionamento do CRH. A seguir, analisaremos os efeitos do CRH sobre as oscilações MHD . Por fim, apresentaremos uma estimativa das larguras das ilhas magnéticas formadas, avaliando assim a influência destas no confinamento do plasma.

VI.2- Características gerais das descargas no TBR

As descargas de plasma, sem CRH, relatadas no capítulo anterior, foram as que apresentaram melhores condições de equilíbrio quanto a duração e intensidade de corrente de plasma. Essas descargas tinham uma duração média de 7ms, correntes de 9 a 12 kA e fator de segurança no limitador entre 3 e 4.

Com o acionamento do CRH, a duração das descargas diminuia sensivelmente (ocorrendo a antecipação do deslocamento da coluna de plasma para centro do toroide) devido à presença adicional de um campo magnético vertical externo. Isto limitou a escolha das descargas relatadas àquelas que, mesmo com o acionamento das correntes helicoidais, tinham durações suficientes para que fossem realizadas as investigações dos efeitos do CRH. Este fato mostra a necessidade de se desenvolver um sistema de controle automático, durante a descarga, do campo magnético vertical; um trabalho neste sentido esta sendo feito para o TBR [Tus86].

Com o propósito de discutir os fenômenos MHD observados, podemos dividir a descarga em quatro fases (indicadas na Fig.VI-1), conforme o comportamento da corrente de plasma: subida (I), transição (II), quiescente (III), e término (IV), conforme Fig.VI-1.

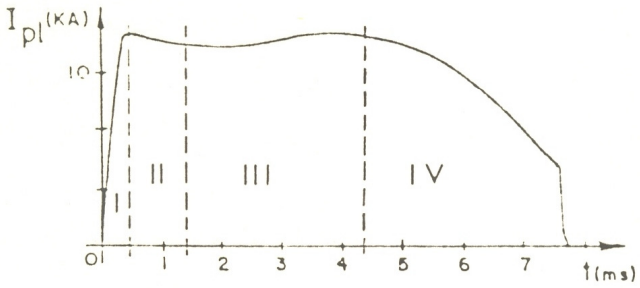


Fig.VI-1 Fases da descarga de plasma:
(I)-subida da corrente
(II)-transição
(III)-quiescente
(IV)-término da corrente

As análises dos sinais das bobinas de Mirnov foram realizadas no intervalo compreendido entre 0,3 e 1,3ms, após o início da descarga. Esta região abrange a parte final da fase de subida (I) e parte da fase de transição (II) da corrente de plasma.

Os picos negativos, no perfil temporal do potencial de enlace, ocorrem predominantemente na parte final da fase de subida (I). Durante esta fase, a ocorrência de picos negativos, associados aos sinais das oscilações, indicam a presença de pequenas disrupturas, que não acarretam a perda de confinamento.

As amplitudes das oscilações MHD em cada bobina são diferentes, indicando que a coluna de plasma não está centrada com relação à posição das bobinas. Esta localização da coluna já fora constatada no TBR [Tan84,Uet85] e foi confirmada recentemente [Con86]. Em outras máquinas esta diferença nas amplitudes também foi constatada [Gra79,Kin84].

A posição da coluna de plasma, com e sem o acionamento do CRH, é semelhante nas fases (I) e (II), sendo que na fase (III) a coluna de plasma, com o acionamento do CRH, desloca-se mais cedo para dentro do toroide.

As oscilações MHD tornam-se bem menores nas fases (III) e (IV). Nestas verifica-se a emissão crescente de raio-X [Tan84], o que indica a presença de elétrons fugitivos, não previstos pela descrição MHD.

VI.3- Efeitos do CRH sobre a atividade MHD:

Pelos resultados experimentais apresentados no capítulo anterior, podemos afirmar que o CRH -para determinadas correntes na EH- amortece a amplitude e aumenta a freqüência das oscilações MHD . Este efeito ocorre predominantemente na região (II), indicada na Fig.VI-1.

O gráfico da Fig.VI-2 mostra a dependência da freqüência da oscilação com a sua amplitude normalizada. A normalização é efetuada dividindo-se $B_P(r_F)$, valor médio das amplitudes medidas do campo poloidal perturbado, por $B_P(a)$, valor do campo poloidal de equilíbrio no limitador. Os pontos do gráfico da Fig.VI-2 foram obtidos de medidas em descargas de plasma diferentes, com e sem o acionamento dos CRH 2:1, 3:1 e 4:1 indicados respectivamente, pelos símbolos (○, □ e ◊, ✡). Os símbolos menores representam descargas sem CRH, e os símbolos maiores representam descargas, nas mesmas condições, com CRH. Este comportamento de aumento da freqüência, para uma diminuição de amplitude da oscilação , que ocorre predominantemente na fase (II), foi também relatado na referência [Kin84], sobre uma experiência sem o uso de CRH. Portanto, este efeito parece ser uma característica intrínsica das oscilações.

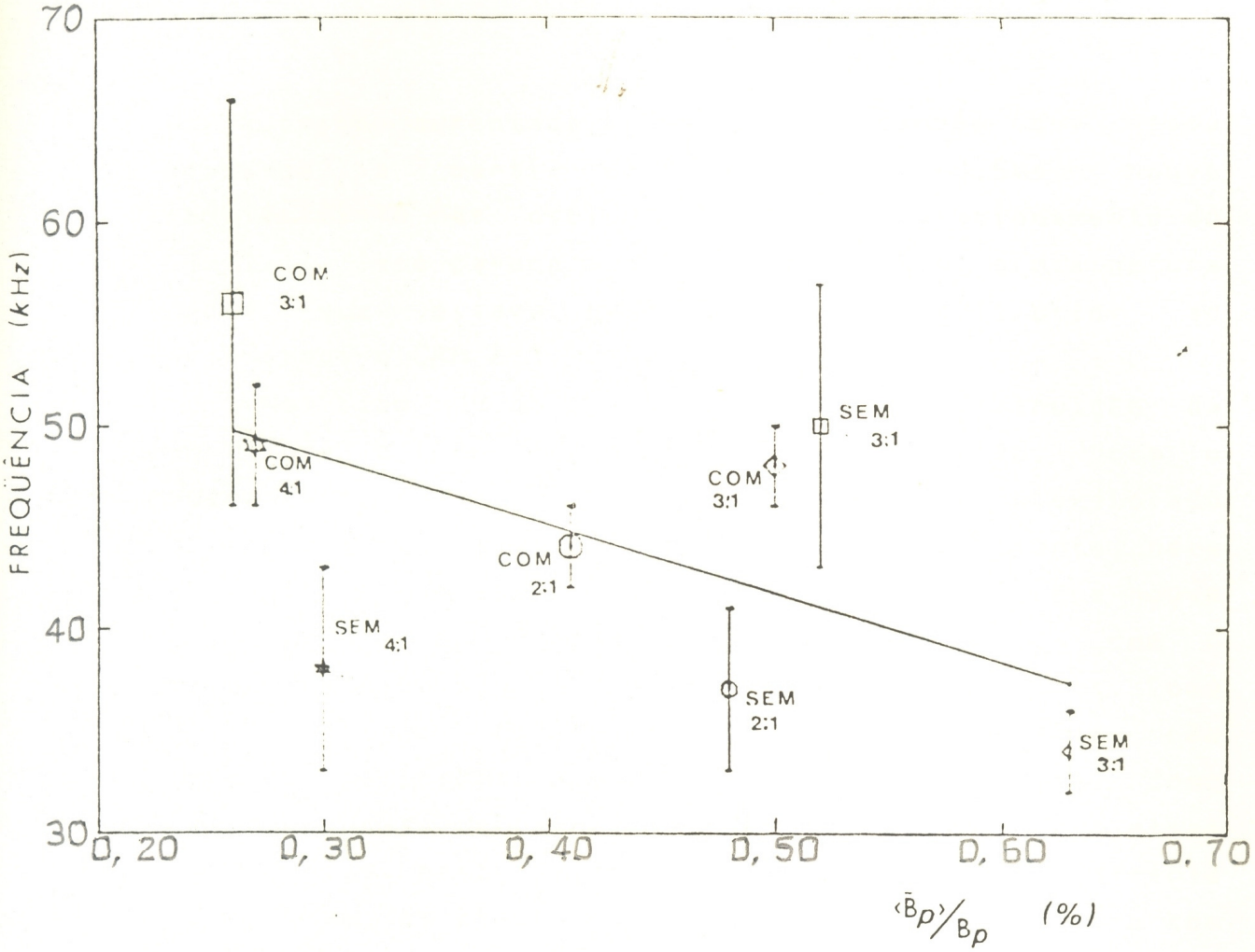


Fig.VI-2 Freqüência versos amplitude normalizada das oscilações MHD, para descargas de plasma sem e com o acionamento dos diferentes CRH, conforme indicado na figura. Verifica-se o aumento da freqüência quando há a diminuição da amplitude.

A partir dos mesmos valores de $\langle \tilde{B}_p \rangle / B_p$ e f_{osc}, poderiamos apresentar outro gráfico, onde estas duas variáveis relacionariam-se com a intensidade de corrente das perturbações $I_{m:1}$, criada pela espira helicoidal (EH) acionada. Na referência [Yos82] é apresentado um gráfico desse tipo para $I_{3:1}$. Apesar de dispormos de poucos resultados experimentais, as variações de B_p e f_{osc} com $I_{m:1}$ mencionadas concordam com as observadas nessa referência.

No item V.2b, apresentamos os resultados de uma descarga de plasma que, ao acionarmos o CRH 2:1, teve

sua duração aumentada. Observamos também que nessa descarga, a partir de cerca de 0,5ms, houve amortecimento nas oscilações MHD, com o acionamento do CRH 2:1. Isto parece indicar que evitamos a disruptura forte -que estava destruindo o equilíbrio- ao acionarmos o CRH 2:1.

No item V.3b verificamos a diminuição da amplitude e da freqüência da oscilação, com o acionamento do CRH 3:1. Este evento foi pouco explorado devido à sua pouca reprodutibilidade. Entretanto, nele observamos, analisando as Fig.V-6 (d) e (g), que houve uma grande diminuição da atividade MHD, com o acionamento do CRH 3:1, após o instante t=0,65 ms. Como não registramos os sinais das outras bobinas, não podemos verificar se eles estavam em fase, como observado nas referências [KAR76,Zha84], segundo essas referências, para valores bem determinados da corrente helicoidal, os sinais das bobinas estavam em fase e com amplitude menor, após o acionamento do CHR. Se admitirmos que os sinais das demais bobinas apresentaram o mesmo comportamento, concluiremos que houve uma inibição da rotação das ilhas magnéticas. A natureza desta estabilização não é clara, sendo a rotação dos modos e o aumento de sua amplitude impedidos, provavelmente, pela estrutura helicoidal fixa, determinada pelo CRH.

A freqüência de rotação das ilhas magnéticas, que é a razão entre a freqüência de oscilação e o número de onda poloidal m presente ($f_{rot}=f_{osc.}/m$) concorda, aproximadamente com a freqüência da deriva diamagnética dos elétrons (calculada na superfície com $r=r_s$), estimada em 13 kHz para o TBR (cap.II). A freqüência de deriva diamagnética (f_{DE}) depende do valor da derivada da densidade (dn/dr). Assim concluimos que, se as freqüências das oscilações MHD, após o acionamento dos CRH, aumentam, estão ocorrendo alterações no perfil de

equilíbrio em torno de r_s (raio da superfície racional).

VI.4- Determinação da meia largura da ilha magnética ($L_{m:n}$)

No capítulo III discutimos a formação de ilhas magnéticas (com números de onda m e n) em torno de uma superfície racional correspondente a $q(r_s)=m/n$, para um plasma em equilíbrio. Com a equação (III.24) podemos determinar numéricamente o raio das superfícies racionais (r_s), a partir de g e dos valores medidos de q(a) e m (n=1). O fator g que define o perfil radial da densidade de corrente de plasma, não é conhecido. Entretanto, êle está limitado pela condição q(0) > 1,5 e assim da equação (III.21) temos que

$$g < \frac{q(a)}{q(0)} - 1$$

Nós supusemos a condição q(0)>1,5 devido à não observação do modo m/n=3/2, em torno da qual poderia surgir o modo de ruptura 3/2. Esse modo foi observado em outros tokamaks conforme referências [McG79] em descargas com q(0)<1,5.

Para obter $L_{m:1}$ (meia largura da ilha) através da equação III.31, resta-nos calcular a densidade de corrente superfícial $\tilde{J}_{m:1}$ na superfície ressonante e a função $F_o''(r_s)$. Nós obtemos o valor de $\tilde{J}_{m:1}$ da amplitude do campo magnético poloidal $\tilde{B}_{Pm:1}(r_F)$, conforme a equação III.30 (r_F=0,095m correspondente à posição das bobinas poloidais). A amplitude $\tilde{B}_{Pm:1}$ devida ao modo m é obtida do espectro de Fourier de $\tilde{B}_P(r_F)$.

A sequir calcularemos os valores de $L_{m:1}$, para as descargas apresentadas nos itens V-3c e V-3a (capítulo anterior), para as quais a corrente de plasma era de 9,5kA (q_a=3,2) e 9,2kA (q_a=3,8) respectivamente. A Alteração em f_{osc} indica uma alteração em dn/dr (r_s) e

consequentemente em dj/dr (r_s), que depende de g. Desta maneira, a f_{osc} está diretamente relacionada ao fator g, isto é, se g aumenta então f_{osc} aumenta.

A tabela (1) indica o valor de $L_{m:n}$, nas descargas com e sem o acionamento do CRH 3:1, para diferentes valores de g ,sendo este valor maior para as descargas com o CRH 3:1 (pois f_{osc} é maior nestes casos). Para estes casos calculamos também o parâmetro de estocastisidade S (equação III.32), conforme indicado na tabela (1).

Analisando a tabela (1), podemos verificar: o amortecimento das oscilações (comparando os valores de $\tilde{B}_{m:n}$); a importância relativa do modo m (fornecida pelo espectro de Fourier); a diminuição, com o acionamento do CRH, da meia largura das ilhas e o valor do parâmetro de estocasticidade.

Através do valor medido da corrente na EH calculamos o valor da meia largura da ilha magnética formada, segundo a equação (III.28). Verificamos pela tab.(1) que este valor é maior que o obtido através da medida do campo poloidal, isto pode ser explicado se admitirmos que a ação do CRH provoca um rearranjo na distribuição da corrente de plasma.

A alteração local do perfil radial da densidade de corrente foi constatada pela medida do perfil de temperatura em função de r (utilizando-se espalhamento Thomson) [Kar77]. Esta medida realizada no tokamak Pulsator, mostrou um patamar, neste perfil, na posição r_s, correspondente à superfície ressonante q(r)=2. Como o perfil de temperatura é análogo ao perfil de densidade ($j=T_o^{3/2}$), conclui-se que dj/dr (consequentemente o fator g) muda localmente na superfície ressonante, devido a ação do CRH.

I_{pl} (kA)	Fator de segurança no limitador q(l)	Sem/Com C.R.H.	Espectro de Fourier (%) m=2	Espectro de Fourier (%) m=3	Campo poloidal perturbado (10^{-4}T) $\tilde{B}_{p2:1}$	Campo poloidal perturbado (10^{-4}T) $\tilde{B}_{p3:1}$	q	Raio da superf. racional (10^{-2}m) $r_{2:1}$	Raio da superf. racional (10^{-2}m) $r_{3:1}$	Meia largura da ilha (10^{-2}m)* $L_{2:1}$	Meia largura da ilha (10^{-2}m)* $L_{3:1}$	Parâmetro de estocasticidade (S)	Meia largura da ilha (10^{-2}m)** $L_{2:1}$	Meia largura da ilha (10^{-2}m)** $L_{3:1}$
9,5	3,2	sem	32%	23%	0,50	0,30	0,90	4,70	7,72	1,46	0,36	0,60		
							1,00	5,06	7,73	1,15	0,38	0,57		
		com	24%	20%	0,30	0,20	1,00	5,06	7,73	0,91	0,29	0,45	0,61	0,66
							1,10	5,31	7,73	0,78	0,28	0,44	0,58	0,65
9,2	3,8	sem	13%	38%	0,20	0,50	1,35	4,34	6,99	0,85	0,54	0,52		
							1,40	4,46	6,99	0,79	0,54	0,52		
		com	21%	22%	0,10	0,10	1,40	4,46	6,99	0,56	0,24	0,32	0,56	0,63
							1,45	4,57	7,01	0,52	0,24	0,31	0,55	0,63

Tabela.VI-1 Valores da meia largura das ilhas magnéticas, para descargas diferentes, sem e com o acionamento do CRH3:1, calculadas através da equação III.31(*), e através da equação III.28 (**). Notar que os valores de q adotados são maiores para as descargas com o CRH3:1 acionado.

CAPÍTULO VII:

CONCLUSÕES E SUGESTÕES

Como estudo preliminar, este trabalho serviu para fixar as diretrizes e reforçar a importância da pesquisa com campos ressonantes helicoidias, mostrando ser viável tal método para o amortecimento das oscilações de Mirnov e a inibição de instabilidades disruptoras.

As descargas de plasma que analisamos tinham o valor do fator de segurança entre 3 e 4. Durante os dois primeiros milisegundos dessas descargas, foram detectadas oscilações de Mirnov com freqüência em torno de 50 kHz e amplitudes relativas $\tilde{B}_\theta / B_\theta \simeq 1\%$. O número de onda poloidal (m) dessas oscilações era 2, 3, 4 (n=1). Nessas descargas, detectamos disrupturas fracas da coluna de plasma, com a ocorrência de picos negativos no potencial de enlace acompanhados de alterações nas características das oscilações magnéticas.

Embora não tenhamos verificado a ocorrência de disrupturas fortes, comprovamos que pequenas amplitudes de correntes (2% da corrente de plasma) nas espiras helicoidais são suficientes para alterar a atividade MHD, de maneira a amortece-las (principalmente com o acionamneto do CRH3:1) e aumentar a sua freqüência. Isto foi obtido apesar da falta de controle automático do campo magnético vertical, necessário ao equilíbrio do plasma. Com o acionamento das correntes helicoidais, observamos a antecipação do deslocamento da coluna de plasma para dentro do toroide e a diminuição de sua duração.

Pela dificuldade de se determinar (pelo método de correlação de fases), a cada instante da descarga, o modo MHD dominante, torna-se difícil afirmar que um determinado CRH atuou exclusivamente sobre a oscilação ressonante (de mesma helicidade) e que a inibiu. Concomitantemente a este processo de ressonância, pode estar ocorrendo a ergodização do campo magnético, devido a interação entre o CRH acionado e as oscilações com diferentes helicidades.

O modelo matemático apresentado no cap.(III) mostrou-se apropriado para a análise dos resultados obtidos. Assim, obtivemos a largura das ilhas magnéticas associadas às oscilações de Mirnov. Da análise realisada percebemos que, com o acionamneto do CRH, rearranjos dos perfís de equilíbrio da coluna de plasma podem estar ocorrendo.

Experimentalmente verificamos que a fonte de potência para as espiras helicoidais deve ter características bem definidas. Para continuidade desta pesquisa deve-se implementar uma fonte constituida de um banco de capacitores tal que o tempo de subida da corrente seja da ordem de 0,1ms, e com a possibilidade de se controlar o tempo de duração e o instante de acionamento da corrente. Tal fonte deve ser capaz de atingir correntes da ordem de 5% da corrente de plasma.

Para a análise dos sinais das oscilações detectadas pelas bobinas poloidais, seria conveniente que estes fossem processados por um programa computacional, através dos dados registrados nos módulos de memória. Evitando-se desta maneira a conseqüente imprecisão fornecida pelo método de correlação de fases descrita no apêndice II.

Conforme verificamos, a ação do CRH provoca a antecipação do deslocamento da coluna de plasma para dentro do toroide. Este efeito, discutido no cap.VI, pode ser sanado se o campo vertical for controlado por um processo de realimentação durante a descarga. A maior parte dos tokamaks onde foi realizada esta experiência possuia o controle do campo vertical realizado por este método. Portanto, para continuidade desta pesquisa, deve-se implementar tal processo. Na referência [Yos82] o controle da corrente na espira helicoidal era realizado por um processo de realimentação, isto é, através da detecção de modos instáveis crescentes a intensidade de corrente na EH era acionada convenientemente.

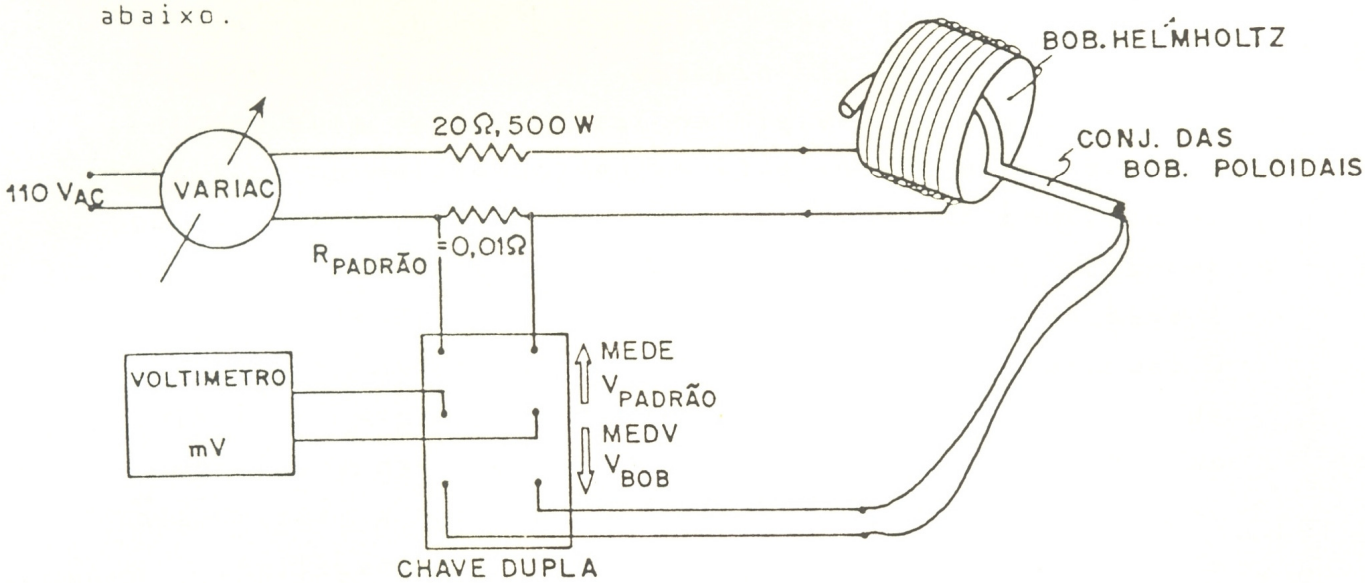
Na maior parte das referências sitadas, é lembrado o fato de se realizar experiências no regime de q(a) baixo (2-3). Neste trabalho, o fator de segurança esteve entre 3 e 4. Portanto para trabalhos futuros deve-se tentar fazer com que as descargas no TBR tenham q(a) entre 2-3. O caminho para se obter tais valores talvez seja aumentar o tempo de subida da corrente de plasma, conforme sugerido em [Gra79;Tan86]

A medida do perfil de densidade, poderá reforçar a idéia de que o acionamento do CRH altera localmente o perfil de corrente de plasma, através da comparação entre duas descargas com e sem o acionamento do CRH.

Poderá também se verificar a ação do CRH sobre as oscilações dente-de-serra [Van86] (que são a manifestação de pequenas disrupturas localizadas na região próxima ao eixo do plasma), e como estas são alteradas devido a injeção de gás durante a descarga [Gir86] .

APENDICE I: Determinação da área efetiva das bobinas poloidais

Para determinarmos a área efetiva (A_{EFET}), ou sensibilidade, de cada bobina poloidal, utilizamos a montagem experimental que está apresentada na figura abaixo.



O conjunto das bobinas poloidais indicado na figura é centrado com relação à bobina de Helmholtz e posicionado de modo a identificarmos qual bobina estamos medindo. A área efetiva é obtida pela medida das tensões na resistência padrão (V_P) e na bobina (V_{BOB}) pela sequinte relação

$$V_{AFET} = K \frac{V_{BOB}}{V_{PADRÃO}} \quad [m^2]$$

onde K é uma constante ($2,27 \cdot 10^{-2}$ m²) que depende das características da bobina de Helmholtz e da frequência da rede.

Alterando-se a tensão de alimentação, através do "variac", obtemos uma função entre V_P e V_{BOB}. Estes dados foram ajustados com um program computacional e obtivemos assim a área efetiva de cada bobina, que está na tabela abaixo.

BOB	(A_{EFET} ±0,01) [10^{-3} m²]	BOB	(A_{EFET} ±0,05) [10^{-3} m²]
1	1,80	9	3,07
2	1.83	10	3,28
3	1,76	11	3.25
4	1,78	12	3,06
5	1,90	13	2,98
6	1,63	14	3,14
7	1,71	15	3,15
8	1,71	16	3,30

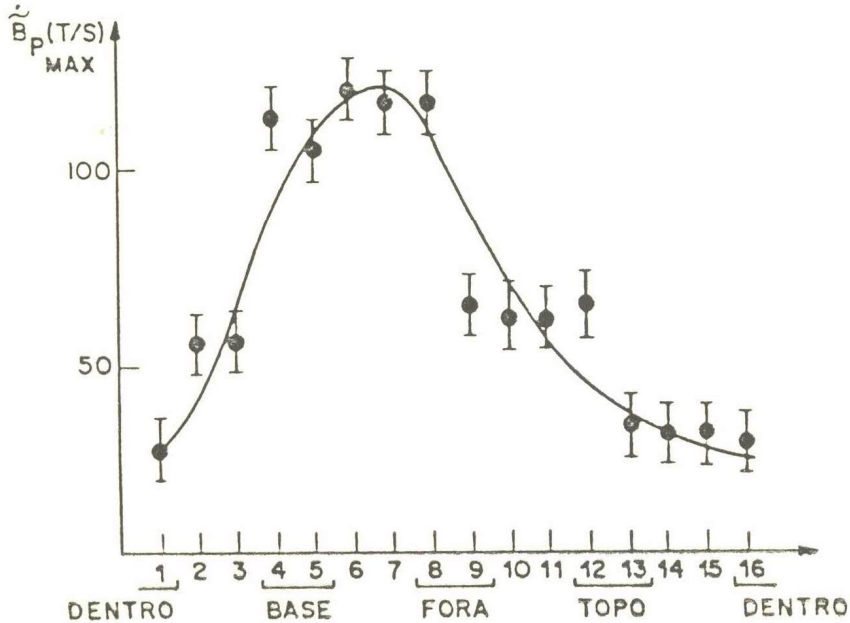
APENDICE II- CORRELAÇÃO DE FASE

Para determinarmos a configuração magnética das oscilações, presentes num determinado instante da descarga, analisamos a defasagem entre os sinais obtidos nas bobinas poloidais. Para isso fixamos um instante de tempo, por exemplo t_a e t_b, conforme indicado pela reta vertical na Fig.V-2(a) e anotamos a amplitude normalizada, entre +1 e -1, do sinal de cada bobina (Fig.V-2(b). Como vemos, este método consiste em fixar três das quatro variáveis presentes, pois na Fig.V-2(a) temos as coordenadas r, φ e θ fixas para t variável; e na Fig.V-2(b) temos r, φ e t fixos para θ variável. Assim, na Fig.V-2(b) indicamos os instantâneos das configurações magnéticas presentes nos instantes t_a e t_b.

Verificamos, na Fig.AP-2 abaixo , que os sinais de $B_{P\,MAX}$ entre as bobinas números 4 e 8, são maiores que os das demais, o que concorda com a hipótese da coluna estar deslocada, para fora e para baixo, com relação ao centro geométrico do vaso do toroide. Portanto, ao normalisarmos as amplitudes dos sinais entre +1 e -1, estamos considerando apenas a variação angular desses sinais. Caso a coluna de plasma estivesse centrada poderiamos considerar o valor absoluto destas oscilações.

Para determinarmos o número de onda dominante, a partir da configuração magnética obtida, as curvas das Figs.V-2(b) e 3(b) passam por uma análise de Fourier, a qual fornece o espectro dos modos presentes com $0<m<8$.

Fig.AP-2
Evidência do fato da coluna de plasma não estar centrada com relação ao centro geométrico.



APÊNDICE III: MEDIDA DO CAMPO POLOIDAL PERTURBADO

A amplitude do campo poloidal perturbado, na posição da i-ésima bobina é calculado numéricamente por

$$\tilde{B}_p(i) = \frac{1}{A_{EFET}(i)} \int_0^{T/4} V(i)\, dt$$

onde $V(i)$ é a tensão nos terminais da i-ésima bobina, $A_{EFET}(i)$ é a sua área efetiva (apêndice I), e T é o período da oscilação.

Como os sinais são copiados, da tela do osciloscópio, em papel vegetal milimetrado, a integral acima é obtida contando-se quantos mm^2 estão definidos sobre um período da oscilação. Este resultado é dividido por quatro, o que corresponde ao intervalo de integração mencinado.

A amplitude do campo poloidal perturbado, utilizado nos cálculos desta tese, é a média entre as amplitudes das N bobinas

$$\tilde{B}_p = \langle \tilde{B}_p \rangle = \frac{\sum_{i=1}^{N} \tilde{B}_p(i)}{N}$$

com desvio padrão dado por

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum (\tilde{B}_p(i) - \langle \tilde{B}_p \rangle)^2}{N - 1}}$$

Este desvio é da ordem de 50% do valor médio, conforme podemos notar no gráfico da Fig.AP-2 (apêndice II). Este valor é justificado pelo fato da coluna de plasma não estar centrada com relação à posição das medidas, conforme discutido no capítulo VI.

R E F E R E N C I A S

[Bos81] Bosco, E. del, Tese de mestrado, Instituto de Física da USP (1981)

[Bru82] Bruha, R., Relatório de Iniciação Científica (FAPESP,1982)

[Che74] Chen, F. F., "Introduction to Plasma Physics", Plennum Press (1974)

[Chi79] Chirikov, B. V., Physics Reports 52 263

[Cru86] Cruz, D. F., Relatório de Iniciação Científica (FAPESP,1986)

[Dal82] Dallaqua, R. S., Tese de Mestrado, Instituto de Física da USP (1982)

[Fer85] Fernandes, A. S., "Campos Ressonantes Criados por Correntes Elétricas Helicoidais em Tokamaks". IFUSP/P-539 (1985)

[Fer86-1] Fernandes, A. S.; Heller, M.V.A.P.; Caldaz, I.L., "Magnetic Island Created by Resonant Helical Windings". IFUSP/P-565

[Fer86-2] Fernandes, A. S.; Heller, M.V.A.P.; Caldas, I.L., "Resonant Helical Windings in Tokamaks". Proc. of the 13th Eur. Conf. Contr. Fusion and Plasma Heating (Schliersse 1986), a ser publicado.

[Gal79] Galvão, R. M.O, Estabilidade MHD, em Física de Plasma, Universidade Federal Fluminense, 1979

[Gir86] Giraldes, D. C., tese de mestrado (IFUSP) a ser apresentada

[Gra79] Granetz, R.S., et al, Nuclear Fusion, 19,1587 (1979)

[Hos72] Hosea, J. C., et al, Proc. of the 4th Int. Conf. on Plasma Physics and Cont. Nucl. Fus. Res. (Madison) IAEA 1 (1972) 425.

[Kar76] Karger, F., et al, Proc. of the 6th Int. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Research, (Berchtesgaden 1976) IAEA-CN-35/A-7

[Kar77] Karger, F., et al., Proc. of the 8th Europ. Conf. Contr. Fus. and Plasma Phys. 1, (1977) 3

[Kim84] Kin, S. B., T.P. Kochanski, J.A. Snipes, "A Study of Oscillations in TEXT using Magnetic and Soft X Ray Diagnostics", Report FRCR# 256 - Jan 1984

[Klu75] Klüber, O., 7th Eur. Conf. Contr. Fus. and Plasma Phys. ,1975

[Lim86] Lima, P.S.P., tese de mestrado (POLI-USP) a ser apresentada

[McG79] McGuire, K., D.C. Robinson, 9th European Conference-1979 (Praga)

[McG80] McGuire, K., Robinson, D. C., Culham Lab. Report, CLM-P601 (1980)

[Mya80] Miyamoto, K., "Plasma Physics For Nuclear Fusion", the MIT Press (1980), ítem 16.2b

[Rob79] Robinson, D. C., McGuire, k., Nucl. Fusion 19 (1979) 115

[Rob85] Robinson, D.C., Nucl. Fusion, 25 Nº9 (1985)

[Sá86] Sá, W. P., Relatório de Iniciação Científica (FAPESP)

[San83] Sanada, E. K., Tese de Mestrado, IFUSP 1983

[Tan84] Tan, I. H., Tese de Mestrado, IFUSP 1984

[Tus86] Tusel, A. G., Projeto de pesquisa em desenvolvimento

[Uet85] Ueta, A. Y., Tese de Mestrado, IFUSP 1985

[Van86] Vannucci, A., trabalho de pesquisa em andamento

[Vuo79] Vuolo, J. H., Ferreira, J. L., "Bobina de Rogowski para medida de corrente elétrica", IFUSP, LFP-6

[Wes78] Wesson, J. A., Nucl. Fusion 18 (1978) 87

[Yos82] Yoshida, Z., Proc. of the 9th Int. Conf. Plasma Phys. Contr. Nucl. Fus. Res. (Baltimore 1982), IAEA-CN-41/S-5

[Zha84] Zhao Qingchu, et al, Proc. of the 10th Int. Conf. Plasma Phys. Contr. Nucl. Fus. Res. (London 1984), IAEA CN-44/A-V-5