

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO  
INSTITUTO DE FÍSICA

MUDANÇAS NAS GRANDEZAS DA BORDA DO PLASMA  
DO TOKAMAK TBR-1 DEVIDO À AÇÃO DE  
CAMPOS MAGNÉTICOS HELICOIDAIS

*bercê Luiz Caldas*  
*Flavio Gomes*

CELSO RIBEIRO

Dissertação de Mestrado  
apresentada no Instituto  
de Física da Universidade  
de São Paulo.

Orientador: Prof. Dr. Ruy Pepe da Silva



SÃO PAULO

1992



S. 30.44  
R 434m  
M  
e-2

FICHA CATALOGRÁFICA

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

Ribeiro, Celso

Mudanças nas grandezas da borda do plasma do Tokamak TBR-1 devido à ação de campos magnéticos helicoidais. São Paulo, 1992.

Dissertação (Mestrado) - Universidade de São Paulo. Instituto de Física. Departamento de Física Experimental.

Área de Concentração: Física Nuclear  
Orientador: Prof. Dr. Ruy Pepe da Silva

Unitermos: 1. Transporte na borda do plasma; 2. Limitador "ergódico"; 3. Sondas eletrostáticas.

USP/IF/SBI - 01/92

....."Tive hoje, em sonhos, três domicílios em que encontrei igual prazer. Por que forçar meu corpo a mudar de lugar, já que minha alma viaja tão agilmente? E de que serve executar projetos, já que o projeto é em si uma fruição suficiente?".....

....."Me leve com você e com nossas duas misérias talvez façamos uma espécie de felicidade!".....

Charles Baudelaire

Á minha família

Á Cláudia, minha companheira

A quem me apóia, mesmo sem saber.

Aquém, muito aquém, me desincentiva conscientemente.

## AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Dr. Ruy Pepe da Silva pela orientação, interesse e inquestionável apoio a este trabalho.

Ao Prof. Dr. Iberê L. Caldas pela co-orientação e discussões.

Ao Prof. Ricardo M. O. Galvão pelas discussões, sugestões e nobreza de espírito.

Aos Profs. Drs. Ivan C. Nascimento, Munemassa Machida, Vilma S. W. Vuolo, Hugo Franco, Nelson F. Ferrari, Alvaro Vannucci, Maria Vitória A. P. Heller, José H. Vuolo etc, pelas valiosas discussões. Aos quatro primeiros, em particular, agradeço o apoio a possíveis trabalhos futuros.

Ao Banzai (vulgo Edson) pela colaboração na execução inicial da experiência, ajuda na parte computacional e pela amizade permanente.

Ao Aluísio pelo coleguismo e pela implantação do sistema de aquisição de dados automatizado, sem o qual este trabalho, da maneira pela qual foi concebido e realizado, seria inviável.

Ao André pelas discussões técnicas, amizade e atenção inigualável.

Ao Cristovão pelo companheirismo, pelo auxílio na obtenção dos dados e ajuda constante nos problemas computacionais e outros.

Ao Tadeu, Ablício, Rogério, Ivan Cardoso e Renato pelo apoio técnico e amizade.

Ao Raul, Mauro, Regina, Douglas, Célia, Suzana, Alex, Kenya, Wanderley, Juan, Carlos (biofísica), Whilk, Oswaldo (INHO), Ibrahim, Gisele, "Carioca" (José Antônio), Décio, Zoezer, Murilo e outros que me fogem à memória, cada qual com sua contribuição, transcendendo, por vezes, em muito, o lado profissional cotidiano.

A todo pessoal da oficina mecânica, biblioteca, secretarias do Plasma (Sivia e agora Ilme) e da Pós-Graduação (Cláudia e Helen).

Aos desenhistas João Carlos, Carlos e Carlos Eduardo, pelo esmerado trabalho.

Ao meus amigos Fúlvio, Cecília, Marco, "Kiko" (Francisco), Ana, Helena, Jorge, Marly, Ricardo, Shopie, Hamilton, Cláudia, Breda, Neusa...., por tudo que significa ser amigo. À memória sempre viva de Mônica, brilhando agora em outros lugares.

A todos, enfim, que direta ou indiretamente colaboraram das mais diversas formas para a realização deste trabalho.

## RESUMO

O estudo do plasma da borda tem despertado grande interesse no entendimento dos processos físicos locais e globais em máquinas de confinamento magnético ligadas à Fusão Nuclear Controlada.

Neste trabalho é feito um estudo experimental na borda e na região da sombra do limitador [RSL ( $r > 8\text{cm}$ )] do TBR-1 (um pequeno tokamak construído no Instituto de Física da Universidade de São Paulo), estando estas regiões numa configuração magnética similar a de um limitador de caotização (LC) (*ergodic limiter*). Esse estudo visou a obtenção das grandezas básicas do plasma e suas alterações devido à aplicação dos Campos Magnéticos Helicoidais Ressonantes (CMH) na borda do TBR-1, os quais criam a estrutura do LC.

Como diagnósticos, usamos as sondas de Langmuir, um conjunto de bobinas poloidais, além dos circuitos eletrônicos a eles associados [um dos quais desenvolvido especialmente para a medida direta do potencial flutuante ( $V_f$ )]. Usamos, ainda, malhas helicoidais presas ao vaso para a criação dos CMH.

Usando o modelo de Stangeby para as sondas de Langmuir, obtivemos os perfis radiais da temperatura eletrônica ( $T_e$ ), potencial do plasma ( $V_p$ ) e densidade do plasma ( $n_0$ ), medidas em  $5,5 \leq r(\text{cm}) \lesssim 11\text{cm}$  (borda e RSL). Além disto, propusemos, também, um método para o cálculo de  $n_0$  com correções na área da sonda. Com as bobinas poloidais registramos as oscilações de Mirnov ( $\tilde{B}_\theta$ ). Com as espiras helicoidais produzimos os CMH de helicidade  $m/n = 4/1$ , que possuíam diferentes intensidades:  $I_h = 0, 150, 250, 350$  e  $450\text{A}$ . Com diagnósticos básicos, obtivemos a corrente do plasma ( $I_p$ ), a tensão de enlace ( $V_e$ ), a posição da coluna do plasma, a emissão de raios-x "duros" etc.

Observamos mudanças na maioria das grandezas mencionadas quando os CMH de  $I_h = 450\text{A}$  eram acionados:  $V_f$ , em geral, aumentava, sobretudo na região da borda (de  $-18$  para  $-11\text{V}$  em  $r = 7,7\text{cm}$ );  $T_e$  reduzia-se de  $14$  para  $12\text{eV}$  em  $r = 7,7\text{cm}$ ;  $V_p$  aumentou na RSL (de  $+18$  para  $+25\text{V}$  em  $r = 8,6\text{cm}$ ); em média,  $n_0$  cresceu na RSL [de  $1,5 \times 10^{15}$  para  $3,0 \times 10^{15} \text{m}^{-3}$  em  $r \approx 11\text{cm}$ ];  $I_p$  reduziu-se em intensidade (de  $\sim 7,0$  para  $\sim 6,5\text{kA}$ ) e duração (de  $\sim 7,0$  para  $\sim 6,5\text{ms}$ );  $V_e$  aumentou de  $\sim 2,2$  para  $\sim 2,5\text{V}$ ; e as amplitudes de  $\tilde{B}_\theta$  se reduziram.

Estas alterações sugerem mudanças no transporte na borda e na RSL. Comparamos nossos resultados com os de inúmeras experiências ligadas ao estudo do LC, em diversas tokamaks, sendo estes de pequeno, médio ou grande porte. Em descargas sem a presença dos CMH, notamos que os perfis de  $T_e$ ,  $n_0$ , e  $V_p$ , são, em geral, os usualmente encontrados. A presença dos CMH, por outro lado, nos possibilitou comparar nossos resultados com algumas previsões teóricas e experimentais: a redução de  $T_e$  na borda e o aumento de  $n_0$  e  $V_p$  na RSL, são, por exemplo, resultados em comum.

## ABSTRACT

The edge plasma study has greatly contributed for the understanding of local and global physical processes in magnetic confining devices.

This work reports an experimental investigation, involving the plasma edge and the scrap-off layer [SOL( $r > 8\text{cm}$ )] of TBR-1, a small tokamak built at the Physics Institute of São Paulo University. The aim of this investigation was to obtain the basic plasma parameters and its alterations, due to Resonant Helical Magnetic Fields (RHF) applied during the pulses, creating an ergodic limiter (EL) scheme.

As main diagnostics, we used Langmuir probes and a set of poloidal magnetic coils. In addition to some electronic circuits associated with these diagnostics one was specially developed for direct measurements of the plasma floating potential ( $V_f$ ). A set of helical coils around the vessel was used to produce the RHF.

Using the Stangeby model to fit Langmuir probes signals, we obtained the radial profile of the electronic temperature ( $T_e$ ), plasma potential ( $V_p$ ), and plasma density ( $n_0$ ) for the range  $5,5\text{cm} \leq r(\text{cm}) \lesssim 11,0\text{cm}$  (edge and SOL). Moreover, we also proposed a method for correcting the probe area. The poloidal coils were used to detect the Mirnov oscillations ( $\tilde{B}\theta$ ). The applied external magnetic fields had the  $m/n = 4/1$  configuration, and were produced by feeding the helical windings with currents:  $I_h = 150, 250, 350, \text{ and } 450\text{A}$ .

Changes in plasma current ( $I_p$ ) and loop voltage ( $V_l$ ) signals were clearly observed, when the RHF corresponding to  $I_h = 450\text{A}$  were activated, and it was generally observed that:

- $V_f$  increased, mainly in the edge (from  $-18$  to  $-11\text{V}$  at  $r = 7,7\text{cm}$ ).
- $T_e$  decreased from  $14$  to  $12\text{eV}$ , at  $r = 7,7\text{cm}$ .
- $V_p$  enhanced at SOL (from  $+18$  to  $+25\text{V}$ , at  $r = 8,6\text{cm}$ ).
- In average,  $n_0$  increased at SOL (from  $1,5 \times 10^{15}$  to  $3,3 \times 10^{15} \text{m}^{-3}$  by  $r = 11\text{cm}$ ).
- $I_p$  intensity and duration decreased (from  $\sim 7,0$  to  $\sim 6,5\text{kA}$  and from  $\sim 7,0$  to  $\sim 6,5\text{ms}$ , respectively).
- $V_l$  enhanced from  $\sim 2,2$  to  $\sim 2,5\text{V}$ .
- $\tilde{B}\theta$  intensity decreased.

These modifications suggested that the transport changes in the edge and SOL plasmas. We compared our results to many experiments about EL in the literature concerning several tokamaks (large, medium and small sizes). In discharges without RHF, we noted that  $T_e$ ,  $n_0$  and  $V_p$  profiles are similar to other machines. The application of RHF during TBR-1 discharges caused the reduction of the  $T_e$  at the edge and enhancement of  $n_0$  and  $V_p$  at SOL, according to theoretical previsions and other experimental observations.

# ÍNDICE

1 - INTRODUÇÃO.....	1
2 - LIMITADOR DE CAOTIZAÇÃO (LC).....	5
2.1 - A caotização do campo magnético de equilíbrio via Campos Magnéticos Helicoidais Ressonantes (CMH).....	5
2.2 - Fundamentos teóricos e experimentais do LC.....	8
2.3 - O LC do TBR-1.....	15
3 - SONDAS DE LANGMUIR.....	17
3.1 - Descrição básica de uma curva corrente-tensão em sondas.....	19
3.2 - O modelo de Stangeby.....	21
3.3 - O plasma da borda e da região da sombra do limitador no tokamak TBR-1.....	26
3.4 - A obtenção das grandezas do plasma na região de medida.....	33
4 - ARRANJOS E PROCEDIMENTOS EXPERIMENTAIS.....	38
4.1 - A sonda de Langmuir.....	38
4.2 - Medidas com sondas de Langmuir.....	42
4.2.1 - A temperatura eletrônica e a densidade do plasma.....	42
4.2.2 - O potencial flutuante do plasma.....	43
4.3 - Espiras helicoidais e fonte de corrente associada.....	46
4.4 - Bobinas de Mirnov.....	47
4.5 - Sistema de aquisição e armazenamento de dados.....	48
4.6 - Descargas de plasma sob a influência dos CMH.....	51
5 - RESULTADOS EXPERIMENTAIS E DISCUSSÕES.....	54
5.1 - A influência dos CMH no comportamento global das descargas....	54
5.1.1 - A corrente do plasma.....	54
5.1.2 - A tensão de enlace.....	60
5.1.3 - A posição da coluna do plasma.....	61
5.1.4 - A emissão de raios-x "duros".....	62
5.1.5 - As oscilações de Mirnov.....	62
5.2 - Os perfis radiais das grandezas do plasma sob a ação dos CMH..	64
5.2.1 - A temperatura eletrônica.....	64
5.2.2 - O potencial flutuante do plasma.....	68
5.2.3 - O potencial do plasma.....	71
5.2.4 - A densidade do plasma.....	74

6 - CONCLUSÕES E PROPOSTAS PARA TRABALHOS AFINS.....

APÊNDICE A - A LOCALIZAÇÃO DAS SUPERFÍCIES MAGNÉTICAS NO TBR-1.....

APÊNDICE B - ESTIMATIVA EXPERIMENTAL DA LARGURA MÍNIMA DA REGIÃO  
DE CAOTIZAÇÃO.....

REFERÊNCIAS.....

## 1 - INTRODUÇÃO

A necessidade de obtenção de novas fontes energéticas, quer seja pela escassez das atuais quer pelo aumento vertiginoso da demanda, é (e, a julgar pelo panorama atual, será à médio prazo) um dos principais problemas da humanidade. Exige-se, entretanto, dado a crescente importância do problema do impacto ambiental, que as estas novas fontes de energia, além de serem renováveis e abundantes, sejam limpas (mínima quantidade de subprodutos potencialmente nocivos ao homem) e obtidas de maneira segura (Co-90). Neste sentido, a possibilidade de obtenção de energia a partir do processo de Fusão Nuclear Controlada se mostra, no momento, como um dos poucos meios teoricamente viáveis a englobar, satisfatoriamente, os requisitos citados anteriormente (In-90).

Os estudos sobre Fusão Nuclear estão divididos, basicamente em duas áreas, a saber: a chamadas "Fusão Fria" e a Fusão Termonuclear. A primeira diz respeito a possibilidade de se obter fusão do núcleo de hidrogênio à temperaturas próximas da ambiente, e é, ainda, dividida em duas linhas distintas de pesquisa: a fusão facilitada de pela catalização de múons (Jo-86) e, mais, recentemente, a obtida a partir eletrólise da "água pesada" (Fl-89). Ambas, entretanto, até o momento, realisticamente especulativas (In-90). Na Fusão Termonuclear, por outro lado, a fusão dos núcleos deve ser obtida através da alta temperatura destas espécies (os núcleos, possuindo altas velocidades térmicas, vencem as próprias barreiras coulombianas de repulsão, fundindo-se) (Fu-90). Podemos-se, ainda, dividir esta área, quanto ao tipo de confinamento dos núcleos, que pode ser Inercial (Na-90) ou Magnético (Ro-91). No Inercial, feixes de lasers ou de íons atingem uma pastilha com alta densidade de isótopos de hidrogênio, produzindo localmente um plasma de alta temperatura e densidade. No Magnético, por sua vez, o hidrogênio pesado é transformado por aquecimento (ôhmico e vias adicionais: rf e injeção de partículas neutras) em plasma, que é confinado e constricto por um campo magnético. Analisaremos, daqui em diante, somente o confinamento magnético.

A área de Fusão Termonuclear via confinamento magnético (associado à Física de Plasmas) é, em relação às outras áreas, a mais avançada no que tange à comprovação científica do processo de Fusão Nuclear Controlada. Apesar disto, questões importantes ainda devem ser solucionadas, sendo estas de caráter tecnológico (extração da energia, materiais empregados etc) (Sh-90) e principalmente científico (In-90). Nestas últimas, por sinal, estão muitos fenômenos relacionados às instabilidades, ao aquecimento, à interação plasma-parede, que devem ser ainda melhor compreendidos, embora parte deles

já possam ser controlados, mesmo que empiricamente. Um dos maiores problemas reside na questão do transporte de partículas e energia (por simplificação, transporte) (Hu-83, Ka-91), na qual se inclui, também, parte de um tema crucial que é o controle de impurezas (Mc-79), sobretudo as de alto Z (número atômico) [as mais nocivas ao confinamento de energia] no centro das máquinas de confinamento. O nível de impurezas está ligado, por sua vez, ao tipo de esquema usado para o controle do plasma-parede/limitador (Oh-81).

Generalizando as últimas afirmações, vemos que o estudo dos fenômenos no plasma é interdisciplinar, o que dificulta a elaboração de teorias que espelhem quantitativamente, e por vezes até qualitativamente, os resultados experimentais, podendo ser estes, ainda, variáveis de máquina para máquina, dependendo de suas geometrias e condições de operação. Um grande esforço, neste sentido, é feito para se obter leis de escala que possibilitem transpor resultados atuais [ligadas principalmente ao tempo de confinamento de energia (It-90)] a possíveis reatores futuros.

Quanto às máquinas, dentro inúmeras [*stellarator* (Ly-90); dispositivos de campo reverso (Bo-90, Wr-90), de "espelho" magnético (He-90); etc], a mais séria candidata a ser tornar um reator é a chamada tokamak (Ka-90).

Nos últimos anos, nos tokamaks e em outros dispositivos, além do estudo das suas regiões mais internas (centro), que, em princípio seriam os locais de maior interesse para um reator quanto ao conteúdo energético, tem-se dado, também, uma grande atenção ao estudo dos processos físicos da região mais externa do plasma [borda e região da sombra do limitador (RSL)], em função de observações que predizem que exista uma grande interação entre esta região e o centro (St-85, St-87, Ma-89, St-90, Bo-91). Em máquinas de porte médio e sobretudo nas de grande porte, o entendimento dos processos físicos da borda e seu eventual controle são vitais para o condicionamento adequado do vaso e limitadores (Ga-90), para o dimensionamento de sistemas de aquecimento (St-90) [em particular os de rf] etc.

É fundamental, portanto, que possamos caracterizar a região da borda, principalmente quanto ao transporte de calor e partículas, o que pode ser feito, em parte, através do conhecimento dos perfis radiais das grandezas básicas do plasma na região em questão.

Nosso trabalho, neste contexto, tem como objetivo o estudo do plasma da borda e da região da sombra do limitador (RSL), obtendo-se, para estas regiões, com o auxílio de sondas eletrostáticas e de modelos mais adequados à nossa realidade experimental quanto a este diagnóstico, os perfis radiais da temperatura eletrônica ( $T_e$ ), densidade do plasma ( $n_0$ ), potencial flutuante ( $V_f$ ) e potencial do plasma ( $V_p$ ). Analisamos, também, os sinais básicos da descarga do plasma e oscilações de Mirnov. Em especial, são aplicados campos

magnéticos helicoidais ressonantes (CMH) na borda do plasma, caotizando as linhas do campo de equilíbrio ali existentes, e fazendo com que exista, assim, uma configuração semelhante à encontrada em um limitador de caotização (LC) (Fe-77).

Abordamos, nos capítulos que se seguem, os seguintes tópicos:

No capítulo 2 focalizamos inicialmente as superfícies magnéticas, a criação de ilhas magnéticas sobre elas mediante a aplicação dos CMH no plasma, e também em que situações se dá a caotização das linhas de campo, as quais são estudadas usando o parâmetro de caotização definido pelo critério de Chirikov. Abordamos, ainda, sucintamente, o potencial do uso dos CMH como agente inibidor de fenômenos ligados às Instabilidades MHD de Ruptura, através de observações experimentais.

A seguir, fazemos uma exposição sobre os fenômenos físicos esperados teoricamente num plasma, quando há a passagem da estrutura magnética neste meio de organizada para caótica (que é a configuração do LC). Dada a complexidade deste tema, optou-se pela análise fenomenológica e qualitativa, reservando ao aspecto quantitativo, tão-somente, as mudanças das grandezas medidas (aliás, o mesmo procedimento usado na maioria dos trabalhos experimentais sobre o assunto), pois os modelos existentes (Re-78, Ka-78, St-78) versam, basicamente, sobre os cálculos dos coeficientes de difusão de partículas, a difusividade e a condutividade térmica, assunto este, ligado à caracterização do transporte e, portanto, fora do escopo deste trabalho, embora esperamos tratá-lo em breve. Seguindo esta linha de análise, reunimos, resumidamente, todas as evidências experimentais disponíveis nas poucas máquinas em que experiências do gênero foram realizadas. Sintetizamos estas evidências em comum, transpondo-as como prováveis fenômenos a serem observados em nossa experiência no TBR-1, guardando sempre as proporções de nossas grandes limitações experimentais.

No capítulo 3 tratamos de questões sobre as sondas de Langmuir. Fazemos, inicialmente, uma rápida descrição sobre as curvas características corrente-tensão por elas obtidas, definindo as grandezas básicas do plasma que através destas curvas podemos aferir. A seguir, adotamos o modelo para sondas proposto por Stangeby, pois este, engloba efeitos do campo magnético e temperatura iônica. Sobre este modelo, fazemos, ainda, correções da área da sonda devido ao efeito da bainha, criando um método para este fim. Em seguida mostramos em que condições o modelo de Stangeby deva ser válido para a borda e a RSL do TBR-1, baseado num estudo detalhado das grandezas e parâmetros do plasma nestas regiões. Expomos posteriormente os métodos e as equações que nos possibilitarão obter  $T_e$ ,  $V_p$  e  $n_0$ .

No capítulo 4 discorreremos sobre os arranjos e procedimentos

experimentais adotados, enfocando: a sonda de Langmuir usada, suas características mecânicas e elétricas, a resolução espacial nas medidas, influência de um eletrodo noutro etc; os circuitos eletrônicos associados a este diagnóstico, com ênfase para aquele por nós construído, o qual mede diretamente  $V_f$ ; as espiras helicoidais e fonte de corrente elétrica associada, responsáveis pela criação dos CMH; as bobinas de Mirnov; o sistema de aquisição e armazenamento de dados; e por fim, o procedimento usado para obtenção das descargas usuais do plasma (modo limpeza e modo tokamak), sincronismo dos campos acionados para a obtenção destas descargas com ou sem os CMH, e questões relativas às escalas usadas nos circuitos eletrônicos.

No capítulo 5 tratamos dos resultados experimentais, sinal por sinal, das discussões sobre eles. Estas discussões são feitas à luz das previsões teóricas, dos resultados experimentais de outras máquinas e, também, dos prováveis mecanismos físicos por nós propostos. Discutimos, ainda, possíveis discrepâncias (teóricas e experimentais), justificando-as. Obtemos os perfis radiais (abrangendo a borda e, principalmente, a RSL) de  $T_e$ ,  $V_f$ ,  $V_p$  e  $n_0$ . O cálculo destas grandezas é feito sempre em torno do intervalo de 2,1 a 2,9m de uma descarga ordinária, que é o período no qual os CMH são aplicados e algumas delas. Mostramos que os resultados advindos do uso de nosso método (que leva em consideração a largura da bainha) para o cálculo de  $n_0$  são qualitativamente semelhantes aos obtidos pelo uso do modelo de Emmert quanto às variações causadas pelos CMH naquela grandeza. Quantitativamente, entretanto, os nossos valores se tornam cada vez menores em relação ao outro modelo, à medida em que o local de medida se aproxima do vaso (fato este fisicamente previsto).

Por fim, no capítulo 6, discutimos as conclusões finais e as propostas para trabalhos afins, alguns deles relacionados à análise de dados que já dispomos desta experiência.

## 2 - LIMITADOR DE CAOTIZAÇÃO (LC)

Descrevemos neste capítulo um tipo particular de limitador, criado a partir da caotização das linhas do campo magnético de equilíbrio da borda do plasma, e, usado em nossa experiência no TBR-1. Para tanto, tratamos inicialmente da interação de campos magnéticos externos (perturbações) com uma configuração magnética não perturbada; as superfícies magnéticas sob estes campos; as alterações neste novo sistema e a possibilidade de sua destruição. Abordamos também o uso destas perturbações no controle de fenômenos ligados às Instabilidades MHD de Ruptura, citando trabalhos experimentais afins. Posteriormente, discorreremos sobre a necessidade de se criar meios de controle do contato plasma-limitador/vaso, focalizando para isto alguns esquemas mais relevantes de encontro a este objetivo. Particularizamos, a seguir, para um deles, o qual advém, basicamente, da destruição das superfícies magnéticas na borda do plasma. Examinamos as previsões teóricas para este esquema, bem como grande parte das observações experimentais que dele provém. Destas, sintetizamos os resultados em comum e, através deles, juntamente com observações em máquinas em condições de operação similares a do TBR-1, fazemos previsões para nossa experiência, dadas as condições experimentais nela presentes.

### 2.1 - A caotização do campo magnético de equilíbrio via Campos Magnéticos Helicoidais Ressonantes (CMH)

A estrutura magnética em máquinas de confinamento de plasmas com geometria toroidal ou cilíndrica (linear), na teoria MHD ideal (o plasma como um meio perfeitamente condutor), é descrita por superfícies magnéticas (umas dentro das outras) que possuem simetria toroidal e cilíndrica, respectivamente. Rigorosamente, estas superfícies só existem para os dois tipos particulares de simetria mencionadas (Ro-66), e são concêntricas apenas no caso cilíndrico.

Um campo magnético espúrio, produzido por irregularidades na construção das espiras pelas quais circulam as correntes a ele associadas, ou a adição de campos magnéticos externos (a estes campos chamaremos de perturbações), sobrepostos ao campo magnético de equilíbrio, destroem as simetrias citadas. Se estas perturbações forem independentes do tempo e se a sua componente radial puder ser decomposta numa expansão de Fourier, ou seja (Re-78),

$$\delta \vec{B} = \sum_{mn} \vec{b}_{mn}(r) \exp[i(m\theta - n\phi)] + c.c. \quad (2.1)$$

(onde  $\theta$  e  $\phi$  são, respectivamente, os ângulos poloidal e toroidal das coordenadas pseudo-toroidais;  $m$  e  $n$ , os números de onda poloidal e toroidal e; c.c é o complexo conjugado do termo que o antecede), seu efeito tende a ser localizado em torno das superfícies nas quais a transformada rotacional ( $\bar{l} \equiv l/2\pi$ ) é tal que  $\bar{l} = n/m$  ( $\bar{l} \equiv 1/q = d\theta/d\phi$ , onde  $q$  é o fator de segurança), isto é,  $q = m/n$  (Ro-66).

Quando a amplitude das perturbações em um plasma em equilíbrio é pequena ( $b_{mn}/B\phi \ll 1$ , onde  $B\phi$  é o campo magnético toroidal de equilíbrio) ocorre a destruição da simetria do campo magnético, e, se o equilíbrio for estável, haverá apenas uma interação ressonante das perturbações com as superfícies magnéticas racionais, acarretando, localmente (em  $r_{mn}$ ), a destruição das superfícies originais, fazendo com que estas dêem lugar ao aparecimento de subsuperfícies (Ro-66) fechadas em torno de  $r_{mn}$ , com largura proporcional à  $(b_{mn})^{1/2}$ . Estas subsuperfícies são comumente chamadas de ilhas magnéticas (Ke-62). A largura da separatriz de uma ilha magnética ( $\Delta_{mn}$ ) (comumente chamada semi-largura da ilha), numa superfície magnética cilíndrica de  $q = m/n$ , é dada pela expressão [Re-76, ou mais simplificadamente em (Ni-82)]

$$\Delta_{mn} = 4 \left[ 2 (R_0/m) |b_{mn}(r_{mn})| / (d\bar{l}/dr)_{r=r_{mn}} \right]^{1/2} \quad (2.2)$$

Claro é que, pelo fato de existirem vários modos presentes na perturbação, ( $m', n' | m'/n' \neq m/n$ ), existirão, por analogia, outras ilhas magnéticas, localizadas em outras posições  $r_{m'n'}$  e com larguras distintas [ $b_{mn} = b_{mn}(r)$ , logo  $b_{mn}(r_{mn}) \neq b_{m'n'}(r_{m'n'})$ ]. Neste contexto, a própria existência da geometria toroidal é responsável pelo aparecimento de outros modos de ressonância poloidal, diferentes do modo original  $m$  (no caso de existir, em princípio, apenas o modo  $m$ , considerado o modo principal), denominados harmônicos de  $m$ . Estes modos serão ( $m \pm N$ ;  $N = 1, 2, 3, \dots$ ) (Fi-75, Re-76) e ocasionarão, por analogia, o surgimento de outras ilhas magnéticas, chamadas frequentemente de ilhas satélites ou secundárias (Re-76).

O aparecimento de ilhas magnéticas em superfícies racionais distintas, muito próximas entre si, ocasiona o contato entre estas estruturas, destruindo-as, e, assim, caotizando o fluxo de linhas do campo magnético local (Ro-66). A destruição ou não das ilhas magnéticas, próximas e distintas [rigorosamente devemos ter  $|b_{m'n'}/b_{mn}| \sim 1$  e  $m'/m \sim 1$  (Re-77)], segundo o fenômeno mencionado, pode ser prevista, teoricamente, pelo critério de

Chirikov(Za-72), através do parâmetro de caotização  $s$  (stochasticity parameter)(Za-72)

$$s = \frac{(\Delta_{mn} + \Delta_{m'n'})}{2|r_{mn} - r_{m'n'}|} \quad (2.3)$$

Um modo mais prático de determinar se as superfícies magnéticas existem ou não, quando estão presentes vários modos  $(m,n)$ , é o uso de mapeamentos das linhas de força do campo magnético(Sp-58). As superfícies existirão se os pontos de intersecção das linhas do campo com os planos definidos por uma secção transversal de um toróide (por exemplo) constituir uma curva "suave"(Re-78). Se as linhas de força não formarem as tais curvas, preenchendo, ao contrário, uma área através de sequências irregulares dos pontos de intersecção nesta região, podemos então dizer que as superfícies magnéticas foram destruídas(Re-78). A transição entre estes dois casos é abrupta(Re-78), e é descrita justamente pelo parâmetro de estocasticidade  $s$ . Se  $s \gtrsim 1$ , as superfícies magnéticas serão destruídas na região entre  $r_{mn}$  e  $r_{m'n'}$ , e as linhas de campo realizarão movimentos caóticos.

A estrutura magnética, citada aqui, para  $s \gtrsim 1$  é similar à proveniente da destruição das ilhas magnéticas criadas pelos modos de ruptura [(tearing modes)(Ba-80)] os quais causam a Instabilidade de Ruptura [(tearing instability)(Ba-80)]. Entretanto, existem diferenças quanto a origem das ilhas magnéticas pois a primeira estrutura é causada por ilhas magnéticas geradas por correntes em condutores externos ao plasma (perturbações externas), enquanto a segunda por ilhas provenientes do fenômeno de difusão radial e um decaimento temporal da densidade de corrente de plasma (plasma com condutividade finita), fazendo com que este meio procure um estágio de menor energia(Gr-81).

Para  $s \sim 1$  [limite de caotização(Za-72)], haverá o "contato" mínimo entre as ilhas magnéticas de diferentes helicidades, e, como consequência, suas destruições(Re-77). A transição entre os valores mencionados de  $s$  é muito complicada(Za-72).

Interessamos-nos, em nosso trabalho, pelo plasma da borda permeado por linhas de campo magnético com alto grau de caotização, isto é,  $s \gg 1$ .

As primeiras aplicações de perturbações externas num plasma em equilíbrio tiveram o objetivo de estudar o processo de ativação ou prevenção das Instabilidades de Ruptura na descarga no tokamak Pulsator(Ka-75), bem como a origem desta Instabilidade naquela máquina(Ka-76). De fato, certas perturbações ( $m = 2, n = 1$ ), com pequenas amplitudes ( $I_h/I_p \sim 0,3\%$ , onde  $I_h$  é a corrente que produz a perturbação e  $I_p$  a corrente de plasma), puderam ativar ou inibir (dependendo do valor de  $I_h$ ) fenômenos macroscópicos

[(dirupção/prolongamento da descarga, aumento/redução das oscilações de Mirnov etc)(Ka-75, Ka-76)] advindos, supostamente, da dinâmica das referidas Instabilidades. Assim, por este caráter ressonante temporal do sistema (perturbação mais plasma), essas perturbações receberam a denominação de Campos Helicoidais Ressonantes (*Resonant-Helical-Fields*)(Ka-75), que, em nosso trabalho, abreviadamente, definiremos como CMH, embora estes nem sempre sejam ressonantes nos moldes em que foram definidos.

Outros trabalhos continuam sendo realizados no estudo das Instabilidades de Ruptura (estes ligadas por vezes ao transporte), através da aplicação dos CMH em plasmas, sendo observados fenômenos como: a supressão da dirupção da descarga(Ya-86,Zh-84,Yo-82); o aumento do transporte na região das ilhas magnéticas, via alterações nos perfis da temperatura eletrônica( $T_e$ ) e densidade da corrente de plasma(Ka-77a); a redução das amplitudes das oscilações de Mirnov(Ch-90,Zh-84,El-84,Ya-86,Va-87,Ri-88); etc.

Afora a utilização dos CMH no estudo das Instabilidades de Ruptura, a possibilidade de seu uso na criação de limitadores tem despertado grande interesse científico e tecnológico, conforme mostraremos a seguir.

## 2.2 - Fundamentos teóricos e experimentais do LC

Para a extração da energia térmica, a remoção de impurezas geradas pela própria reação de fusão(*ash removal problem*)(Oh-81) e para a manutenção da pureza do plasma, é interessante que se tenha na borda e na RSL dos possíveis reatores à fusão, as seguintes condições: valores de temperaturas tão baixos quanto possível, abaixo, pelo menos, dos valores críticos previstos pelos processos de interação plasma-parede; a uniformização do fluxo de calor do plasma numa maior área possível do vaso, eliminando-se, assim, a sobrecarga térmica localizada, por exemplo, nos limitadores poloidais (*scrape-off-limiters*), placas coletoras "divertoras" (*divertor collector plates*); etc(Fe-81). Alguns esquemas são propostos no sentido de atender parte dos quesitos citados, os quais incluem: a injeção de gás na borda do plasma formando localmente um manto "frio" (*cold gas blanket*)(Le-78), o resfriamento por radiação nesta mesma região (*radiation cooling*)(Wa-80b,Ne-80), o uso de "divertores"(*divertors*)(Wa-86) e a expansão das superfícies magnéticas mais externas da borda do plasma (*expanded-boundary approach*)(Oh-81).

Independentemente do esquema adotado, não é essencial para máquinas de confinamento magnético, ligadas à pesquisa sobre Fusão Nuclear, que as superfícies magnéticas mais externas, nelas presentes, sejam fechadas(Oh-81).

Isto sugere um meio alternativo (modificado) de implementar o esquema de expansão das superfícies magnéticas mais externas do plasma que pode ser conseguido através da destruição das últimas superfícies magnéticas, isto é, as próximas à borda do plasma ( $r \lesssim a$ ). Com isto, existirá nesta região um plasma permeado por linhas de campo magnético caótico, o que pode ser obtido através da aplicação dos CMH a um plasma em equilíbrio, tendo este campo uma helicidade compatível com a superfície racional localizada na borda desse meio. A este esquema (Fe-77) daremos o nome de limitador de caotização (LC) (na literatura encontramos outros nomes como: limitador "ergódico", limitador "estocástico", *ergodic magnetic limiter*, *ergodic divertor*). Analisaremos este esquema com base nas mudanças do campo magnético local mencionadas anteriormente.

Na criação de um LC, ou seja, na passagem das linhas de campo magnético da borda do plasma de uma estrutura organizada para uma caótica, são inúmeras as alterações físicas previstas na borda e na RSL. Simplificadamente elas são:

(a) Um aumento mais uniforme do contato plasma-vaso. A passagem das linhas do campo magnético organizado para uma estrutura caótica é caracterizado pelo aparecimento de uma excursão radial destas linhas, (a partir das superfícies magnéticas destruídas), fazendo com que elas atinjam o limitador e, frequentemente, cheguem até o vaso. Há, aí, claramente, um fenômeno de difusão das linhas em questão. Assim as partículas carregadas do plasma presas a estas linhas também atingirão o limitador e o vaso, mas, em particular, neste último, numa área que dependerá do grau de caotização das linhas. Portanto a área efetiva de contato do plasma já não é tão-somente a secção perpendicular de um limitador convencional (o poloidal), mas sim uma área que engloba também parte da superfície do vaso. Todas as vantagens do LC advêm deste fato (Sa-82).

(b) Um aumento na difusão de elétrons (Re-78, Ya-84) e íons (Sa-82, Mo-82, Ya-84) na direção radial. Como os elétrons e os íons estão ligados às linhas do campo que se difundem radialmente, haverá, também, um aumento da difusão destas partículas. Em outras palavras, há um acoplamento entre o transporte paralelo (dominado pelos elétrons) e o radial, aumentando substancialmente este último (Ha-81). O benefício do aumento da difusão radial em direção ao vaso está ligado à possibilidade de se controlar o fluxo de impurezas. Explica-se: quando impurezas no estado neutro, partindo do vaso, entram no plasma, estas se ionizam (definindo as impurezas iônicas) e se difundem, através de colisões, para dentro (em direção ao centro do plasma) ou para

fora do plasma (em direção ao vaso). Se o coeficiente de difusão dos íons e, principalmente, dos elétrons na região na borda do plasma for suficientemente alto, o fluxo de partículas neutras (impurezas ou não) em direção ao centro do plasma pode ser parcialmente reduzido através da fricção (*drag effect*) (Sa-84) com os íons e da ionização com os elétrons (e posterior expulsão em direção ao vaso, pelo acréscimo de  $E_r$  [item (f)]), evitando-se, desta maneira, a contaminação desta região (Sa-81, Sa-82). Estando as impurezas acumuladas junto ao vaso, aumentará a quantidade de radiação ali emitida, o que auxiliará também na redução local da temperatura.

(c) Um aumento do transporte térmico eletrônico radial (St-73, Re-78). Há um aumento da difusividade térmica ( $\chi_{\perp}$ ) e condutividade térmica eletrônicas perpendiculares ( $K_{\perp} \mid K_{\perp} \equiv n_0 \chi_{\perp}$ ) (Ca-77, St-78, Ka-78, Ya-83), através do mesmo mecanismo de difusão de partículas [item (b)], bastando trocar partículas por calor ( $\partial(n_0, T_e)/\partial t = \partial [(D, \chi) \partial(n_0, T_e)/\partial x]/\partial x$ ).

(d) Uma diminuição da temperatura local (Fe-77). Inicialmente, este fenômeno é consequência direta do aumento de  $\chi_{\perp}$  ou  $K_{\perp}$  (Oh-81) [item (c)]. Imaginemos, a princípio, um volume de plasma definido por uma pequena seção poloidal na borda do plasma e sua extensão na direção toroidal. Se esta seção crescer, devido à excursão das linhas do campo magnético ali presentes (o plasma está preso às linhas), ocasionada pela presença dos CMH, a temperatura deste novo volume irá diminuir, pois além da expansão volumétrica, este estará em contato com o vaso, reduzindo, assim, o conteúdo energético inicial daquele volume citado primeiramente (sem os CMH). Com a excursão radial caótica das linhas de campo, prevê-se, também, uma uniformização térmica na região de caotização, fazendo com que os perfis de  $T_e$  e de densidade de corrente do plasma ( $J$ ) (St-78), nesta região, tendam a se tornarem aproximadamente planos. Com uma possível redução acentuada de  $T_e$ , poder-se-á, também, assumir desprezível o efeito de *sputtering* secundário (Fe-77). No entanto a diminuição de  $T_e$  não pode ser extremamente alta:  $T_e$  e  $n_0$  devem ser suficientemente altos para possibilitar uma ionização efetiva das impurezas neutras (En-78), que, posteriormente, serão impelidas em direção ao vaso por diversos mecanismos físicos [item (b), (f)]. O valor de  $T_e$  não deve ser menor que  $\sim 10$  eV e  $n_0$  deve ser tão alto quanto possível possibilitando, assim, a redução do comprimento característico de ionização (En-78) em face a largura da região de caotização das linhas do campo magnético.

Após a redução inicial de  $T_e$  devida exclusivamente ao aumento de  $\chi_{\perp}$ , outros processos físicos (previstos na própria região de caotização), deverão reduzir ainda mais seu valor, por exemplo (Fe-81): as perdas por troca de

carga, que ao mesmo tempo, também, aumentam com o incremento de  $n_0$  próximo ao vaso (no final da região de caotização) [ver item (e)]; as perdas de energia por radiação na região em questão.

(e) Um aumento da densidade do plasma ( $n_0$ ) (Fe-77, Fe-81). Este aumento é devido ao achatamento do perfil de  $n_0$  desde a borda até o final da RSL, acompanhado, ainda, do aumento da difusão de partículas em direção ao vaso. O aumento de  $n_0$  faz com que parte das partículas neutras recicladas no vaso que estavam em direção ao centro do plasma se ionizem no percurso (na região de caotização) e sejam confinadas no próprio local [desta maneira a densidade central do plasma permanecerá praticamente inalterada] (Fe-81)]. Este efeito conduz a, pelo menos, uma consequência favorável (Fe-81): o aumento do efeito de blindagem contra as impurezas.

(f) Um aumento do potencial do plasma ( $V_p$ ). Haverá a indução de um potencial elétrico radial ambipolar em decorrência do maior aumento da difusão dos elétrons em relação aos íons (St-73, Re-78, Ca-77, Ha-81) na direção radial (ou originalmente, na direção paralela [item (b)]), ajustando (igualando por definição), com isto, o fluxo destas duas espécies (Ha-81). As diferentes taxas de difusão entre os íons e os elétrons vem do fato destes últimos possuírem menor inércia que os anteriores, se difundindo, assim, mais rapidamente. Com isto, haverá o aparecimento de um potencial (extra) positivo em relação ao vaso a fim de desacelerar os elétrons e acelerar os íons. Em consequência do exposto, haverá um aumento do campo elétrico ambipolar radial ( $E_r$ ) medido em relação ao vaso. Este incremento de  $E_r$  aumentará a difusão dos íons e impurezas ionizadas em direção ao vaso (Hs-81). Este mecanismo de difusão iônica, que chamaremos de difusão iônica ambipolar, juntamente com a difusão direta dos íons e elétrons [item (b)], desempenharão uma importante função de prevenir o fluxo, em direção ao centro do plasma, de impurezas e partículas neutras recicladas (Ya-84).

(g) Aumento da radiação no espectro do hidrogênio ( $H\alpha$ ,  $Ly\alpha$  etc). O aumento do contato do plasma com o vaso deve resultar num aumento da quantidade de hidrogênio reciclado (e conseqüentemente da radiação emitida), dependendo das condições da superfície das paredes deste vaso (Sh-89). Se a superfície do vaso estiver livre do hidrogênio neutro, parte destas partículas de-ionizadas será por ela absorvida. Neste caso a densidade tanto do hidrogênio neutro quanto dos seus prótons ( $H^+$ ) deverão ser reduzidas. Espera-se, por outro lado, que, se as paredes do vaso estiverem saturadas de hidrogênio, haja uma maior quantidade de hidrogênio reciclado.

(h) Mudanças na indutância interna do plasma ( $l_i$ ). Stix propõe que a súbita (St-73, St-76) passagem da estrutura do campo magnético organizado para a caótica pode ocasionar mudanças na indutância interna do plasma ( $l_i$ ) e, assim, produzir picos de tensão positivos ou negativos (estes, em caso de interrupção da corrente do plasma) na tensão de enlace ( $V_e$ ) (St-73, St-76).

Veremos agora as observações experimentais relativas ao uso dos LC em tokamaks.

Na tabela 2.1 mostramos, de maneira esquemática, as principais observações experimentais ligadas aos fenômenos previstos anteriormente. Em todos os experimentos  $\langle b_{mn}(r) \rangle / B\phi \sim 10^{-3}$  a  $10^{-2}$ , sendo os CMH aplicados à borda do plasma. Definiremos, por simplificação, as seguintes grandezas:  $T_e$  e  $T_i$  (temperaturas eletrônica e iônica);  $n_o$ ,  $V_p$ ,  $V_f$ ,  $l_i$  (densidade, potencial, potencial flutuante e indutância interna do plasma);  $I_p$  e  $J$  (corrente e densidade de corrente do plasma);  $\chi \equiv \chi_{\perp}$  (difusividade térmica eletrônica perpendicular);  $K \equiv K_{\perp}$  (condutividade térmica eletrônica perpendicular);  $H\alpha$  e  $Ly\alpha$  (radiação do hidrogênio neutro, nos espectros de Balmer e Lyman, respectivamente);  $V_e$  (tensão de enlace);  $I_h$  (corrente elétrica que cria os CMH); C, O, Ti, Fe (concentração dos íons de carbono, oxigênio, titânio e ferro, respectivamente). Definiremos também os seguintes parâmetros: a (raio do plasma); b (raio do vaso);  $r_{\sim a}$  (região da borda do plasma); RSL (região da sombra do limitador);  $r_{\sim 0}$  (região central do plasma);  $\rho \equiv r/a$ ; ref (referência); ( $\uparrow$ ) (aumento da grandeza); ( $\downarrow$ ) (redução); ( $\uparrow\downarrow$ ) [aumento ou diminuição (neste caso veja as observações ou a referência)]; ( $\leftrightarrow$ ) (não alteração ou alteração pouco significativa); (-) (não medido ou não citado explicitamente, ou, ainda, não existente).

TABELA 2.1

	$T_e$	$n_o$	$V_f$	$V_p$	$\chi$	K	$H\alpha$	impurezas			observações	ref. tokamak
								C	O	Ti		
RSL	-	-	-	-	-	-	$\uparrow$	-	-	-	$H_2(\uparrow); I_{s_i} = I_{s_i}(q(a))$	
$r_{\sim a}$	-	$\downarrow$	-	-	-	-	-	-	-	-	-	Oh-84 TEXT
$r_{\sim 0}$	-	$\downarrow$	-	-	-	-	-	-	-	-	$I_p(\leftrightarrow)$	
RSL	-	-	-	-	-	-	$\uparrow$	-	-	-	-	
$r_{\sim a}$	$\downarrow$	$\uparrow\downarrow$	-	-	-	-	-	$\uparrow$	$\uparrow$		$n_o = n_o(q(a), \bar{n}_o, I_h)$	De-84b TEXT
$r_{\sim 0}$	$\leftrightarrow$	$\leftrightarrow$	-	-	-	-	-	$\downarrow$	$\downarrow$	$\downarrow$	$I_p(\leftrightarrow)$	

TABELA 2.1 (continuação)

	Te	no	Vf	Vp	$\chi$	K	H $\alpha$	impurezas			observações	ref. tokama
								C	O	Ti		
RSL	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	$n_o = n_o(\theta), K = K(q(a))$	
r $\sim$ a	$\downarrow$	-	-	-	-	$\uparrow$	-	$\uparrow$	-	-	-	Oh-85
r $\sim$ 0	$\downarrow$	-	-	-	-	-	-	-	$\downarrow$	-	$\bar{n}_o(\uparrow), l_i(\uparrow)$	TEXT
RSL	$\leftrightarrow$	-	$\uparrow$	$\uparrow$	-	-	-	-	-	-	$T_e(r\sim b)(\downarrow)$	
r $\sim$ a	$\leftrightarrow$	$\downarrow$	$\uparrow$	$\uparrow$	-	-	-	-	-	-	J( $\downarrow$ )	Ta-87
r $\sim$ 0	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	$I_p, \bar{n}_o(\downarrow); V_e(\uparrow)$	CSTN-I
RSL	-	-	-	-	-	-	-	$\uparrow$	$\uparrow$	-	-	
r $\sim$ a	$\downarrow$	-	-	-	$\uparrow$	-	-	$\uparrow\downarrow$	$\uparrow\downarrow$	-	$C = C(\theta), O(\downarrow)_{p/\rho < 0,95}$	Ro-87
r $\sim$ 0	$\leftrightarrow$	$\leftrightarrow$	-	-	-	-	-	$\downarrow$	$\downarrow$	-	$Fe^{+19}(\downarrow)$	TEXT
RSL	$\downarrow$	$\downarrow$	-	-	-	-	-	-	-	-	$ \nabla T_e , T_i(\downarrow), \bar{n}_o/n_o = f(\theta)$	
r $\sim$ a	$\downarrow$	$\downarrow$	-	$\uparrow$	-	-	-	-	-	-	$ \nabla T_e , T_i(\downarrow)_{p/\rho > 0,7}$	Sc-88
r $\sim$ 0	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	TEXT
RSL	$\downarrow$	$\uparrow$	-	-	-	-	$\uparrow$	$\uparrow$	$\uparrow$	$\downarrow$	$T_e, Fe(\downarrow); D_{\perp}, n_o, Ly\alpha(\uparrow)_{c/I_h}$	
r $\sim$ a	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	$Ly\alpha(\uparrow)$	Sh-89
r $\sim$ 0	-	-	-	-	-	-	-	$\uparrow$	$\uparrow$	$\downarrow$	$Ly\alpha(\uparrow), I_p(\downarrow)$	HYBTOK-I
RSL	$\leftrightarrow$	$\uparrow\downarrow$	-	-	-	-	-	-	-	-	$n_o = n_o(\theta, q(a))$	
r $\sim$ a	$\downarrow$	$\downarrow$	-	-	$\uparrow$	-	-	-	-	-	$T_i(\rho\sim 0,9), \bar{n}_o(\downarrow); \chi, T_e(\downarrow)_{c/ I_h }$	MC-8
r $\sim$ 0	$\leftrightarrow$	$\leftrightarrow$	-	-	$\uparrow$	-	-	-	-	-	$I_p, V_e(\leftrightarrow)$	TEX
RSL	-	-	-	$\downarrow$	-	-	$\uparrow$	-	-	-	-	
r $\sim$ a	-	$\downarrow$	-	$\uparrow$	$\uparrow$	-	-	$\uparrow\downarrow$	-	-	$C\{[-4 < I_h(kA) < 4](\uparrow), [I_h(kA) >  4 ](\downarrow)}; D_{\perp max} p/I_h \approx 4kA; E_r(\uparrow)$	MC-9
r $\sim$ 0	-	-	-	-	-	-	-	-	-	$\uparrow\downarrow$	$T_i\{-4 < I_h(kA) < 4](\downarrow), [I_h(kA) >  4 ](\uparrow)\}$	TEX
RSL	$\uparrow\downarrow$	-	-	-	-	-	-	-	-	-	$T_e(I_h \approx -2kA)(\uparrow); T_e(I_h = -7,0kA)(\downarrow)$	
r $\sim$ a	$\uparrow\downarrow$	-	-	-	$\uparrow$	-	-	-	-	-	$T_e(\rho > 0,97)(\uparrow)_{p/I_h \approx -2kA}; T_e(\downarrow)_{p/I_h = -7,0kA}; V_p(\rho = 0,7)(\uparrow)_{c/I_h}$	MC-90
r $\sim$ 0	$\leftrightarrow$	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	TEXT

TABELA 2.1 (continuação)

	T <sub>e</sub>	n <sub>o</sub>	V <sub>r</sub>	V <sub>p</sub>	χ	K	H <sub>α</sub>	impurezas			observações	ref. tokamak
								C	O	Ti		
RSL	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	
r <sup>~</sup> a	↓	↓	-	-	-	-	-	↑	↑	-	-	Gh-90
r~0	↑	↓	-	-	-	-	-	↓	↓	-	Z <sub>ef</sub> (↓), l <sub>i</sub> (↑)	TORE SUPRA
RSL	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	
r <sup>~</sup> a	↓	↓	-	-	-	-	-	↑	-	-	-	Br-91
r~0	↔	↓	-	-	-	-	-	↑	-	-	I <sub>p</sub> (↔); Z <sub>ef</sub> (↓)	TORE SUPRA
RSL	-	-	-	↓	-	-	-	-	-	-	-	
r <sup>~</sup> a	-	-	-	↑	-	-	-	-	-	-	V <sub>p</sub> , E <sub>r</sub> (↑)C/I <sub>h</sub>	Ya-91
r~0	-	-	-	↑	-	-	-	-	-	-	V <sub>p</sub> (↑), E <sub>r</sub> (↔)C/I <sub>h</sub>	TEXT

Pelos resultados vistos anteriormente é difícil prever, a princípio, qual será o comportamento exato das grandezas em outras máquinas, pois, além de os tokamaks serem de porte diferentes e operarem em condições de trabalho diversas, eles são em pequeno número (4), e, principalmente no caso do tokamak TEXT, as últimas experiências são muito mais detalhadas e conclusivas que as anteriores. Ponderando estas observações, entretanto, podemos esperar obter, com base nas observações em comum, num tokamak qualquer:

- Uma redução de T<sub>e</sub>, n<sub>o</sub> e um aumento de V<sub>p</sub>, todos na borda do plasma (r<sup>~</sup>a);
- Uma redução de impurezas de alto Z no centro (r~0) e um aumento das de baixo Z na borda e RSL;
- Um aumento de H<sub>α</sub> na RSL;
- Uma assimetria poloidal e uma dependência com I<sub>p</sub> [via q(a)] e I<sub>h</sub> das grandezas medidas na RSL.

Percebemos que estas observações em comum, são em boa parte previstas qualitativamente.

Para finalizar este item, gostaríamos de frisar que o LC é parte integrante de um dos meios de controle de impurezas no tokamak TORE SUPRA(De-84a,Sa-84), com bons resultados iniciais conforme relatamos anteriormente, e, sua implantação também já foi sugerida para o tokamak INTOR (International Tokamak Reactor)(Fe-81,Oh-86), este, ainda em projeto. Ainda quanto ao LC, alguns esquemas modificados de seu uso, utilizando sempre os

CMH, têm sido propostos no intuito de controlar a interação plasma-vaso: Karger e Lackner propuseram o "divertor" helicoidal (*helical divertor*) (Ka-77b) e Tazima and Sugihara sugeriram uma espécie de versão melhorada do LC, chamado *wall lapping plasma*, no qual as ilhas induzidas na borda do plasma poderiam girar poloidalmente, uniformizando, desta maneira, o fluxo de calor que atinge o vaso (Ta-79).

### 2.3 - O LC do TBR-1

Podemos transpor parte das observações sintetizados no item anterior para o TBR-1, adicionado a observações específicas feitas na RSL de máquinas de porte semelhante e em condições de operação similares à nossa. Para isto, vamos citar, primeiramente, os principais parâmetros e grandezas do TBR-1, que podem ser vistos na tabela 2.2

TABELA 2.2

			REF.
R	raio maior	30cm	Si-78
b	raio do vaso	11cm	Si-78
a	raio do plasma	8cm	Si-78
$B\phi$	campo magnético toroidal	5,0kG ( $\sim 3kG$ )*	Si-78
$I_p$	corrente do plasma	6-12kA (7-8kA)*	-
T	duração da descarga	3-8ms (5-7ms)*	-
$n_0(0)$	densidade central do plasma	$\sim 5 \times 10^{18} m^{-3}$	Si-89
$T_e(0)$	temperatura central eletrônica	$\sim 200eV$	Va-87
$T_i(0)$	temperatura central iônica	$\sim 70eV$ (estimativa)	Si-78
$\tau_p$	tempo de confinamento de partículas	$\sim 1,8ms$	Si-89
$\tau_e$	tempo de confinamento de energia	$\sim 0,12ms$	Si-89

(\*) os valores entre parenteses foram usados nesta experiência

Pelas características do TBR-1, esperamos encontrar nesta máquina resultados semelhantes aos obtidos no tokamak HYBTOK-II ( $R = 40cm$ ,  $b = 12,8cm$ ,  $a = 11cm$ ,  $I_p = 15kA$ ,  $B\phi = 4kG$ ,  $\bar{n}_0 = (0,3-1,5) \times 10^{13} cm^{-3}$  (linha central),  $T \sim 7ms$ ), além daqueles, em comum, já citados anteriormente. O LC neste tokamak era produzido por 8 hélices locais, fazendo com que o conjunto

possuísse uma helicidade  $m/n = 6/2$  ( $b_{mn} \propto r^5$ ). O valor de  $I_h$  era 0,4kA, e largura da região de caotização ( $\Delta_c$ ) era  $\approx 3$ cm ( $\Delta_c/a \approx 0,3$ ) (obtida por mapeamento). Usou-se, nesta máquina, sondas de Langmuir para a obtenção de  $T_e$  e  $n_e$ .

Para a criação do nosso limitador de caotização, usamos os CMH de  $m/n = 4/1$  ( $b_{mn} \propto r^3$ ), com  $I_h = 150, 250, 350, 450$ A,  $r_{mn} = 7,3-7,8$ cm (ver Apêndice A). Não possuímos, por enquanto, um mapeamento das linhas do campo. Este mapeamento nós permitiria concluir, teoricamente, se teríamos ou não uma configuração do LC no TBR-1, dadas as nossas condições experimentais. Os cálculos das semi-larguras das ilhas de  $q = m/n = 4/1$  e das ilhas satélites ( $q = 3/1$  e  $2/1$ ) criadas pelos CMH de  $I_h = 450$ A, contudo, indicam que há caotização total na borda do plasma, com  $\Delta_c \gtrsim 2,4$ cm ( $\Delta_c/a \approx 0,3$ ) (Apêndice A). Uma estimativa experimental de  $\Delta_c$  indica que  $\Delta_c \gtrsim 3,2$ cm ( $\Delta_c/a \approx 0,4$ ) (Apêndice B).

### 3 - SONDAS DE LANGMUIR

Uma sonda de Langmuir (ou sonda eletrostática) é um dispositivo experimental amplamente utilizado como diagnóstico em experiências relacionadas à Física de Plasma, quer seja em laboratório (Ch-65, Sc-68, Sw-71, Ch-75, Hu-87, He-89) quer na ionosfera (Bo-68). Ela é provavelmente um dos diagnósticos mais antigos (St-05, Cl-78, He-89), mais fáceis (Cl-78, Ch-85, He-89), mais precisos (Ch-85) e de mais baixo custo, através do qual podemos realizar medidas locais no plasma, obtendo-se uma grande quantidade de grandezas que caracterizam este meio. Ela é composta, basicamente, por um eletrodo metálico com geometria planar, cilíndrica ou esférica que coleta uma corrente elétrica do plasma quando neste é aplicado um potencial elétrico. A curva corrente ( $I_s$ )-tensão ( $V_s$ ), assim obtida, é chamada de curva característica ( $I_s \times V_s$ ) e, através dela, obtém-se as grandezas locais do plasma.

Os primeiros trabalhos relevantes ligados à elaboração de teorias que explicassem o comportamento das curvas  $I_s \times V_s$  foram realizados por Irving Langmuir e colaboradores entre 1923 e 1926 (La-23, Sm-26, Ch-80).

Quanto ao uso das sondas de Langmuir, a própria natureza da experiência determina a maneira pela qual a tensão deva ser aplicada. Se a tensão possuir um perfil de uma rampa (sendo sua frequência muito menor que a do plasma), a sonda será frequentemente empregada como um diagnóstico básico na obtenção das grandezas locais do plasma (Ch-65, Sc-68, Hu-87, He-89): temperatura eletrônica ( $T_e$ ), a densidade do plasma ( $n_0$ ), o potencial flutuante ( $V_f$ ) e o potencial do plasma (ou potencial espacial) ( $V_p$ ). Varreduras rápidas e pulsos de tensão (modo pulsado de tensão), por outro lado, são usadas para se estudar a resposta do plasma a campos elétricos dependentes do tempo (Ol-73). Utilizando ainda o modo pulsado de tensão pode-se estudar macroscopicamente fenômenos associados à contaminação de superfícies metálicas bem como o surgimento de campos elétricos perturbativos, ambos associados à presença do eletrodo no plasma (Sz-73, Sz-74). Alguns autores propõem ainda a utilização da sonda eletrostática para a medida do fluxo de calor (como um bolômetro) (St-82, St-83, Ki-86), a obtenção do nível de impurezas iônicas depositadas em superfícies metálicas (Co-78, Wa-80a) etc.

O fato de a sonda eletrostática possuir uma variedade de aplicações muito grande fez com que em alguns trabalhos experimentais (Ho-75, St-83) e teóricos (St-82) fosse proposta sua utilização para medidas simultâneas de várias grandezas ligadas ao plasma num só diagnóstico.

As desvantagens do uso deste diagnóstico, por outro lado, estão

associadas às limitações de seu uso(Ch-65) e a complexidade de sua teoria(Cl-78).

Como limitações podemos citar as perturbações da sonda no plasma(Ma-87, Ma-89), quer seja ela elétrica (campos elétricos intensos dificultam a obtenção da quase-neutralidade local do plasma) quer seja física (liberação de impurezas devido ao fluxo de calor do plasma, que eventualmente também pode destruí-la). Outra limitação importante são as flutuações do plasma (tanto em amplitude quanto em espectro de frequências), pois distorcem as curvas  $I_s \times V_s$ , por vezes, totalmente. Apesar das limitações citadas anteriormente, as sondas eletrostáticas têm sido utilizadas com bons resultados numa ampla faixa de valores(He-89) de  $n_0$  ( $<10^6$  a  $\sim 10^{19} \text{m}^{-3}$ ), de  $T_e$  ( $\sim 0.1$  a algumas dezenas de eV), de  $V_p$  ( $\sim 0,1\text{V}$  a alguns kV) e de pressões( $P_g$ ) (relativas ao gás no estado neutro) ( $<10^{-6}$  a  $>1\text{torr}$ ). Os valores máximos das grandezas citadas anteriormente são normalmente obtidos através de técnicas sofisticadas associadas às sondas, como por exemplo no caso de medidas de  $n_e$ (Mi-80) e de  $V_p$ (Wa-85). Análises refinadas(Ch-65) nos permitem, ainda, obter algumas das grandezas anteriores em regimes turbulentos do plasma(De-65).

Sobre a complexidade da teoria de sondas podemos dizer que para cada situação experimental (plasma mais a sonda) teremos uma teoria mais apropriada. Os principais fatores que definem esta situação são: o efeito das colisões, a intensidade do campo magnético(B), as temperaturas dos elétrons e dos íons, as dimensões da sonda etc.

Enfim, dada a versatilidade das sondas de Langmuir, a despeito de suas limitações e das suas complexas teorias, este diagnóstico tem sido utilizado em todas as máquinas de confinamento magnético de plasmas e, mais recentemente, sua importância tem crescido em virtude das evidências da grande correlação borda-centro(St-85, St-87, Ma-89, St-90, Bo-91).

Neste capítulo abordamos inicialmente os conceitos básicos ligados às sondas de Langmuir, definindo algumas grandezas por elas obtidas de nosso interesse ( $T_e$ ,  $n_0$ ,  $V_p$ ,  $V_f$ ), através de um perfil qualitativo de uma curva  $I_s \times V_s$ . Em seguida apresentamos detalhadamente o modelo de Stangeby(St-82) e seus limites, em particular para o modelo por Emmert e colaboradores ( $B \Rightarrow 0$ )(Em-80). Posteriormente, através de cálculos de parâmetros e grandezas da borda e RSL do TBR-1, mostramos ser válido o uso deste modelo nestas regiões mas que, também, dentro de certas restrições experimentais aceitáveis, inerentes a seus limites, o modelo de Emmert pode ser usado. Demonstramos, ainda, a necessidade de se utilizar correções na área da sonda devido a largura da bainha( $A_b$ ) não desprezível. Por fim, apresentamos os métodos usuais para a obtenção de  $T_e$ ,  $V_p$  e  $n_0$ , exceção feita a esta última, para a

qual desenvolvemos um novo método para o seu cálculo, no qual as correções devido a  $A_b$  estão intrinsicamente presentes nas equações obtidas.

### 3.1 - Descrição básica de uma curva corrente-tensão em sondas

Na figura 3.1 mostramos o comportamento qualitativo de uma curva  $I_s \times V_s$  para o modelo clássico (Ch-80) (linha cheia), e suas alterações devido aos efeitos das colisões, da temperatura iônica ( $T_i$ ) e do campo magnético. Vamos dividir esta curva em quatro regiões de análise (A, B, C e D), sobre as quais falaremos agora.

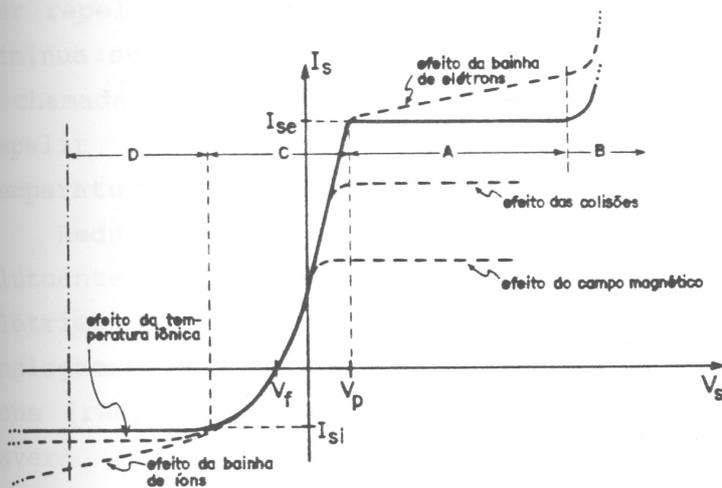


figura 3.1 - Comportamento qualitativo de uma curva característica  $I_s \times V_s$  de uma sonda de Langmuir.

Se nossa sonda estiver polarizada no potencial do plasma ( $V_p$ ) ( $V_s = V_p$ ), isto é, no potencial no qual não há, teoricamente, perturbações elétricas externas no meio, valendo, pois a condição de quasi-neutralidade local, os íons e elétrons que atingem a sonda serão devidos, exclusivamente, às suas velocidades térmicas [definiremos  $\bar{c} \equiv (8kT/\pi m)^{1/2}$  como sendo a velocidade térmica média]. Como os elétrons possuem uma velocidade térmica média maior que a dos íons [ $\bar{c}_e/\bar{c}_i = (m_i T_e/m_e T_i)^{1/2} \sim (m_i/m_e)^{1/2} \sim 43$ , já que frequentemente,  $T_e \sim T_i$ ], a sonda irá coletar, predominantemente, uma corrente eletrônica [ $I_s = n_o e A_s (\bar{c}_i - \bar{c}_e) = n_o e A_s \bar{c}_e (\bar{c}_i/\bar{c}_e - 1) \sim -n_o e A_s \bar{c}_e$ ]. Se  $V_s > V_p$ , os elétrons serão acelerados em direção à sonda e os íons repelidos. Desta maneira teremos um excesso de cargas negativas próximas à superfície da sonda (criando uma espécie de "nuvem" de elétrons) que tentaram neutralizar a carga elétrica positiva da sonda, reduzindo, conseqüentemente, o campo elétrico externo no plasma, através do efeito de blindagem de Debye.

largura característica desta "nuvem" nos definirá a bainha de elétrons. Esta bainha criará uma barreira de potencial que repelirá a chegada de outros elétrons diminuindo a dependência de  $I_s$  com o aumento de  $V_s$ . Este trecho da curva é chamado de região de saturação de elétrons (região A), e, a corrente dela advinda, de corrente de saturação de elétrons ( $I_{se}$ ). O início desta região é chamado de "joelho" da curva  $I_s \times V_s$  e, a partir dele, obtém-se  $V_p$ . Aumentando-se ainda mais o valor de  $V_s$  em relação a  $V_p$  (região B), a sonda começará a atuar como um ânodo e não mais se conseguirá blindar o plasma, ocorrendo, pois, a ruptura dielétrica deste meio ( $I_s$  aumenta bruscamente). O comportamento de  $I_s \times V_s$  nesta região dependerá da natureza do plasma, do formato da sonda etc, tornando-se bastante complicado (Er-85).

Se, pelo contrário, começarmos a ter  $V_s < V_p$ , os elétrons começaram a ser repelidos e os íons acelerados em direção à sonda, fazendo com que  $I_s$  diminua substancialmente à medida em que reduzimos  $V_s$  (região C). A região C é chamada de região de transição ou de campo-retardador (Ch-65) (pois tenta repelir os elétrons) e, através dela, obtém-se, experimentalmente, a temperatura eletrônica ( $T_e$ ).

Reduzindo-se um pouco mais o valor de  $V_s$ , passaremos pelo potencial flutuante do plasma ( $V_f$ ), ou seja, o potencial no qual não há correntes elétricas circulando pela sonda, e, prosseguindo na redução, obteremos, analogamente à região de saturação de elétrons, uma região de saturação de íons (região D), na qual definimos uma corrente de saturação de íons ( $I_{si}$ ). Haverá, também, a formação de um novo tipo de bainha, a qual chamaremos bainha de íons. Da corrente de saturação de íons ( $I_{si}$ ), juntamente com o valor de  $T_e$ , obtém-se, numa primeira aproximação, a densidade do plasma ( $n_0$ ).

Apesar da analogia entre as corrente de saturação de elétrons e íons, existem, grosso modo, três diferenças importantes entre elas. A primeira se refere às suas intensidades:  $I_{se}/I_{si} \approx I_{se}/I_{siB} \approx 26$ , onde  $I_{siB}$  é a corrente de saturação de íons do modelo de Bohm (Bo-49a, Ch-80) para um plasma sem a presença de campos magnéticos e também no qual o efeito das colisões é desprezível. A segunda esta relacionada ao fato de  $T_e \neq T_i$ , o que ocasiona diferenças nas dimensões das bainhas de íons e elétrons (Ch-65). O efeito da largura das bainhas faz, ainda, com que haja uma dependência entre  $I_s$  e  $V_s$  nas regiões de saturação (figura 3.1). A terceira diferença está associada aos efeitos da presença de campos magnéticos externos, da influência das colisões e de  $T_i$  no plasma; estes efeitos tendem a reduzir a relação  $I_{se}/I_{si}$ . (figura 3.1).

Em uma curva  $I_s \times V_s$  real todos os efeitos citados anteriormente estão presentes ponderadamente conforme o seu grau de influência, o que acarreta uma dificuldade maior de se determinar  $I_{si}$  (e conseqüentemente  $T_e$  e  $n_0$ , como

veremos adiante) e, principalmente  $I_{se}$  (impossibilitando, na grande maioria dos casos, a determinação direta de  $V_p$ ).

### 3.2 - O modelo de Stangeby

Um dos modelos mais elaborados para estudo de sondas em plasmas é o proposto por Stangeby (St-82). Este modelo inclui várias variáveis da interação plasma-sonda que influem decididamente na obtenção de  $I_s$ , quais sejam:  $V_s$ ,  $d_s$ ,  $T_i$ ,  $T_e$ ,  $B$ ,  $D_{\perp}$ , e  $D_{\parallel}$ , onde  $d_s$  é o diâmetro da sonda,  $B$  é o campo magnético (uniforme e unidirecional) e  $D_{\perp}$  e  $D_{\parallel}$  são respectivamente, os coeficientes de difusão perpendicular e paralelo relativos às linhas de  $B$ . Neste modelo, ao contrário da maioria dos existentes que fazem uso da Teoria Cinética, foi feito um tratamento de fluido para o plasma que, naturalmente, não é rigorosamente correto próximo a regimes pouco-"colisionais" que é uma das premissas do próprio modelo de Stangeby. No entanto, muitos resultados obtidos através da Teoria Cinética podem ser reproduzidos por este modelo através de limites apropriados (Li-86).

Na figura 3.2 é mostrada uma sonda plana e quadrada de comprimento lateral  $d_s$  e espessura infinitesimal utilizada neste modelo, cuja superfície é perpendicular às linhas do campo magnético  $B$ . Nela também é mostrado um comprimento típico da perturbação ao longo das linhas do campo ( $L_{\parallel}$ ), devido o contato do plasma magnetizado com a sonda (alongamento da pré-bainha devido a  $B$ ) e os fluxos perpendicular ( $\Gamma_{\perp}$ ) e paralelo ( $\Gamma_{\parallel}$ ) de partículas que entram no retângulo definido por  $L_{\parallel}$  e  $d_s$ . Dependendo em qual região de saturação a sonda estiver polarizada, definiremos  $L_{\parallel i}$  para os íons e  $L_{\parallel e}$  para os elétrons. A dependência de  $L_{\parallel}$  com as grandezas do plasma e as dimensões da sonda é dado por (Ma-87, Ma-89)

$$L_{\parallel i} \approx \frac{c_s d_s^2}{8 D_{\perp}} \quad (3.1)$$

e (St-85)

$$L_{\parallel e} \approx \frac{\bar{c}_e d_s^2}{16 D_{\perp}} \approx d_s \left( \frac{D_{\parallel}}{D_{\perp}} \right)^{1/2} \quad (3.2)$$

onde  $c_s \equiv [k(T_i + T_e)/m_i]^{1/2}$  é a velocidade acústica dos íons que é idêntica à velocidade de Bohm, mas que, aqui, é acrescida da correção da influência de  $T_i$ .

A grandeza  $L_{\parallel}$  é muito importante nas teorias sobre sondas de Langmuir, através das quais obtém-se propriedades locais do transporte de

partículas/energia na borda do plasma, e é objeto de muitos trabalhos teóricos (Co-78, St-82, St-84a, St-84b) e experimentais (Ma-87, Ma-89). O modelo de Stanbeby, neste contexto, é válido quando a seguinte relação for respeitada

$$L_{\parallel e} \gg d_s \gg R_{Le}, \lambda_D \quad (3.3)$$

Nela,  $R_{Le}$  é o raio de Larmor médio dos elétrons, enquanto  $\lambda_D$  é o raio de Debye.

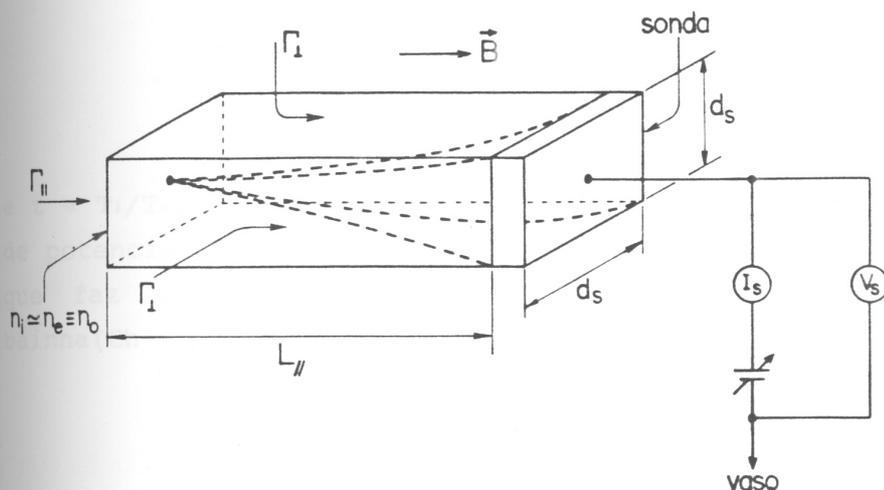


figura 3.2 - Sonda plana utilizada no modelo de Stangeby e o aparecimento da região de perturbação  $L_{\parallel}$  devido o seu contato com o plasma magnetizado.

No modelo de Stangeby, assim como em todos os outros que tratam o plasma na presença de um campo magnético (Co-78, Bo-49a, Su-66, Sa-70, Ha-59) esta grandeza é direcionada perpendicularmente à superfície da sonda. A diferença, no entanto, está no comportamento do potencial elétrico  $[V(x)]$  do conjunto plasma-sonda, desde a região não perturbada pela sonda  $[V(x) = V_p]$  até o potencial de polarização aplicado à própria sonda  $[V(x) = V_s]$ . Na figura 3.3a é mostrado o comportamento de  $V(x)$  para diversos modelos: relacionados às regiões de saturação de elétrons [curva D (Bo-49a)] e íons [curva A (Ha-59)], assim como para duas outras curvas intermediárias: a primeira para a região de transição [curva C (Sa-70)] e a segunda (curva B), referente ao presente modelo (St-82), onde se introduz, por hipótese, um potencial máximo  $(V_m - V_p)$ . Na figura 3.3b vê-se, qualitativamente, o perfil de densidade das partículas carregadas ( $n^*$ ) correspondente à curva B.

A hipótese da existência de uma barreira de potencial  $(V_m - V_p)$  na região que antecede à bainha, isto é, na pré-bainha, faz com que haja uma redução no fluxo iônico, ao mesmo tempo que ocorre uma maior atração de elétrons para borda da bainha. No entanto,  $V_m$  não é constante; seu valor

depende de  $V_s$ ,  $V_p$ ,  $T_i$ ,  $T_e$ ,  $d_s$ ,  $D_{\perp}$ ,  $D_{\parallel}$  e  $\lambda_{ei}$  (He-89), onde  $\lambda_{ei}$  é o caminho livre médio relativo às colisões elétrons-íons. Assim este modelo pode, dependendo do valor de  $V_s$  (e conseqüentemente  $V_m$ ) tender a modelos restritos somente às regiões de saturação de elétrons ou íons, abrangendo-os (St-82). A dependência de  $V_m$  com as grandezas citadas é (St-82)

$$\tau \ln \left[ \frac{\exp[e(V_s - V_m)/kT_e]}{r'} + 1 \right] = \frac{e(V_m - V_p)}{kT_e} \quad (3.4)$$

onde

$$r' = \frac{16}{\pi} \frac{\lambda_{ei}}{d_s} \left( \frac{D_{\perp}}{D_{\parallel}} \right)^{1/2} (1 + \tau) \quad (3.5)$$

e  $\tau \equiv T_i/T_e$ . Através da equação 3.4 percebemos que a existência da barreira de potencial  $V_m - V_p$  está ligada diretamente a  $T_i$ ; quando  $T_i \Rightarrow 0$ ,  $V_m \Rightarrow V_p$ , o que faz com que  $V(x)$  possua um perfil no qual exista tão-somente a bainha (Ch-80). Percebemos também que se  $V_s = V_m$  teremos

$$V_s - V_p = V_m - V_p = \frac{kT_i}{e} \ln \left[ \frac{1 + r'}{r'} \right] \quad (3.6)$$

o que nada mais é que a altura da barreira de potencial que permanece constante (curva C da figura 3.3a) desde o seu valor máximo até à sonda, ocasionando, assim, o desaparecimento de um máximo local para a barreira.

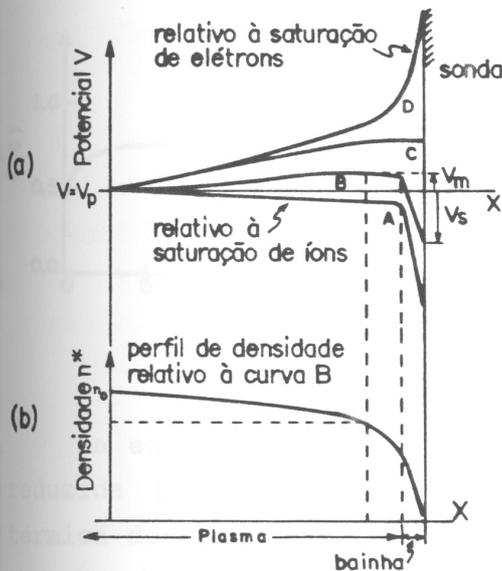


figura 3.3 - O potencial elétrico no plasma ( $V$ ) e a densidade de partículas carregadas ( $n^*$ ) no modelo de Stangeby. (a) Variação espacial de  $V$  desde a região não perturbada do plasma ( $V = V_p$ ) até a sonda ( $V = V_s$ ), para várias regiões de polarização (A,B,C,D), sendo B o comportamento característico no modelo de Stangeby. (b) Perfil radial de  $n^*$  para a curva B.

A corrente total coletada pela sonda no modelo de Stangeby é

$$I_s = -A_s f(\tau) e n_o c_s \exp\left[\frac{-e(V_m - V_p)}{kT_e}\right] + A_s \frac{e n_o \bar{c}_e}{4} \left[ \frac{r'}{1 + r' \exp\left[\frac{e(V_m - V_s)}{kT_e}\right]} \right] \quad (3.7)$$

para  $V_s - V_p \leq \frac{kT_i}{e} \ln\left[\frac{1 + r'}{r'}\right]$

$$I_s = -A_s \frac{e n_o \bar{c}_i}{4} \exp\left[\frac{-e(V_s - V_p)}{kT_i}\right] + A_s \frac{e n_o \bar{c}_e}{4} \left[ \frac{r'}{1 + r'} \right] \quad (3.8)$$

para  $V_s - V_p \geq \frac{kT_i}{e} \ln\left[\frac{1 + r'}{r'}\right]$

onde  $A_s$  é a área de coleta da sonda plana (figura 3.2).

O primeiro termo da equação 3.7 representa a corrente de saturação de íons proposta por Emmert e colaboradores (Em-80), qual seja

$$I_{si} = -A_s f(\tau) e n_o c_s \quad (3.9)$$

onde a função  $f(\tau)$  pode ser vista na figura 3.4, mas reduzido pelo fator  $\exp[-e(V_m - V_p)/kT_e]$  devido ao potencial retardador de íons, isto é,  $V_m - V_p$ . O segundo termo desta mesma equação é a corrente de elétrons obtida na região de transição, reduzida, no entanto, por fatores que dependem de  $r' = r'(T_i, T_e, d, D_\perp, D_\parallel, \lambda_{ei})$ ,  $V_s$  e  $V_p$ .

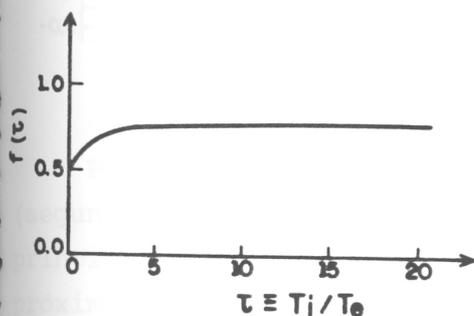


figura 3.4 - função  $f(\tau)$  obtida por Emmert e colaboradores (Em-80).

Na equação 3.8, o primeiro termo representa a corrente térmica dos íons reduzida pelo fator  $\exp[-e(V_s - V_p)/kT_i]$ , e o segundo termo, a corrente térmica dos elétrons reduzida pelo fator  $r'/(r'+1)$ .

Na figura 3.5 são mostradas várias curvas  $I_s(V_s)$  [onde o valor de  $I_s$  está normalizado à corrente térmica dos elétrons na ausência de campo

magnético, e  $V_s$  (relativo a  $V_p$ ) normalizado à  $T_e$ ] referentes ao modelo de Stangeby para diferentes valores de  $r'$  e  $\tau$ , válidas para íons do tipo  $D^+$  ( $m_i/m_e = 2 \times 1836$ ), fato este que não muda o comportamento qualitativo de  $I_s(V_s)$ . Elas mostram claramente que, com um aumento de  $B$  (equivalente a uma diminuição de  $r'$  via  $D_{\perp}/D_{\parallel} \propto 1/B^2$  [difusão clássica para uma plasma totalmente ionizado(Ch-74), por exemplo]), mantido o valor de  $\tau$ , faz com que a corrente de elétrons (segundos termos de 3.7 e 3.8) diminuam mais acentuadamente que as correntes iônicas (primeiros termos de 3.7 e 3.8), fazendo com que o valor líquido de  $I_s$  seja reduzido predominantemente entre a região de transição e a de saturação de elétrons. Por esta figura, podemos também perceber que mantido o valor de  $r'$  e aumentando-se  $\tau$ , as correntes dos íons aumentam substancialmente, enquanto a dos elétrons se reduzem numa proporção menor; o resultado disto é uma redução de  $I_s$  entre a região de transição e a de saturação de elétrons e o seu aumento (em módulo) na região de saturação de íons.

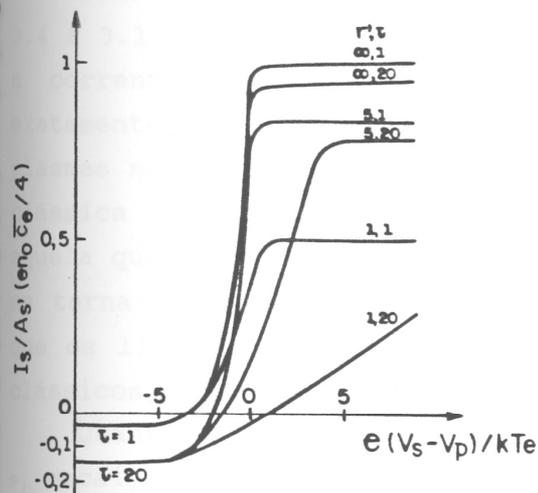


figura 3.5 - Curvas características  $I_s \times V_s$  referentes ao modelo de Stangeby para vários valores de  $\tau$  e  $r'$ .  $I_s$  está normalizado à corrente térmica média dos elétrons na ausência de campo magnético, e  $V_s$  (relativo a  $V_p$ ) normalizada à temperatura eletrônica ( $T_e$ ).

Por último, vemos que o comportamento de  $I_s$  na região de transição (segundo termo de 3.7) não é exponencial como no caso clássico(Ch-80), principalmente se  $r'$  for pequeno. Para que este comportamento possa se tornar próximo de uma exponencial duas relações devem ser satisfeitas(St-82)

$$\xi \equiv \left| \frac{V_m - V_p}{V_s - V_p} \right| \ll 1 \quad (3.10)$$

$$\eta \equiv \exp \left[ \frac{e(V_s - V_p)}{kT_e} \right] \ll r' \quad (3.11)$$

Quanto a uma relação entre  $V_p$  e  $V_f$  neste modelo, esta pode ser obtida

usando a equação 3.4 e a definição  $I_s(V_f) \equiv 0$  na equação 3.7. Desta maneira teremos

$$V_p = V_f + \frac{kT_e}{e} \ln \left[ \frac{1}{4f(\tau)} \frac{\bar{c}_e}{c_s} \right] + \frac{kT_i}{e} \ln \left[ \frac{r'}{r' + 4f(\tau)c_s/\bar{c}_e} \right] \quad (3.12)$$

A equação anterior revela que  $V_f$  depende das seguintes variáveis:  $V_p$ ,  $T_i$ ,  $T_e$ ,  $d_s$ ,  $D_{\perp}$ ,  $D_{\parallel}$ ,  $\lambda_{ei}$ ,  $m_i$  e  $m_e$ . Algumas delas não são independentes como é o caso de  $V_p$ ,  $D_{\perp}$  e  $D_{\parallel}$  que podem ser função inclusive de outras variáveis, e, particularmente para  $V_p$  e  $D_{\perp}$ , seus comportamentos irão depender da abordagem que melhor as descreva, isto é, a clássica, a neoclássica ou a empírica. Vemos também que  $V_f$  depende do diâmetro da sonda ( $d_s$ ), via  $r'$  dado pela equação 3.5; observamos por esta equação que, quanto maior o valor de  $d_s$ , menor será  $r'$  e, conseqüentemente, através da equação 3.12,  $V_f$  se tornará menos negativa, dado um valor fixo de  $V_p$  (cujo valor depende única e exclusivamente do plasma uma vez adotado um referencial).

Finalizando, podemos notar os interessantes limites obtidos das equações 3.4 a 3.12 quando  $r' \rightarrow \infty$  ( $B \rightarrow 0$ ). A equação 3.4 mostra, assim, que  $V_m \rightarrow V_p$ , e a corrente de saturação de íons (primeiro termos de 3.7) se torna, exatamente, à proposta por Emmert e colaboradores (equação 3.9), válida para plasmas não magnetizados. O segundo termo da equação 3.7 se torna a expressão clássica da corrente de elétrons na região de transição (Ch-80), ou seja, aquela que apresenta um comportamento exponencial. A equação 3.8, para  $r' \rightarrow \infty$ , se torna a exatamente a prevista pelo modelo clássico (Ch-80). Vemos também que os limites sob os quais valem as equações 3.7 e 3.8 recaem aos valores clássicos, ou seja,  $V_s \leq V_p$  e  $V_s \geq V_p$ , respectivamente.

Quanto à relação entre  $V_p$  e  $V_f$  (equação 3.12), esta, para o limite  $r \rightarrow \infty$ , recai, desde que nela substituamos explicitamente as expressões para  $\bar{c}_e$  e  $c_s$ , na equação advinda do modelo de Emmert (Em-80), isto é,

$$V_p = V_f - \frac{1}{2} \frac{kT_e}{e} \ln \left[ 2\pi \frac{m_e}{m_i} f(\tau)^2 (1 + \tau) \right] \quad (3.13)$$

### 3.3 - O plasma da borda e da região da sombra do limitador no tokamak TBR-1

Nesta seção particularizamos o nosso estudo sobre sondas para o plasma da borda e da região da sombra do limitador (RSL) do TBR-1. Inicialmente obtemos algumas grandezas e parâmetros preliminares deste plasma, para que possamos, juntamente com as características da sonda, mostrar a validade, as restrições e as possíveis simplificações do uso do modelo de Stangeby para a nossa realidade física. Calcularemos inicialmente  $R_{Le}$ ,  $L_{\parallel e}$ , e  $\lambda_D$ , nesta

sequência, mostrando, através da condição 3.3, que é válido o uso do modelo de Stangeby para a nossa região de medida ( $\Delta r$ ) ( $0,055 < r(m) \lesssim 0,11$ ), e, posto isto, obtemos, com os cálculos de  $\lambda_{ei}$ ,  $D_{\perp}$  e  $D_{\parallel}$ , o parâmetro  $r'$ . Demonstramos, também, que os efeitos relativos à colisões no plasma em  $\Delta r$  não são relevantes.

O valor de  $R_{Le}$  é dado pela seguinte expressão

$$R_{Le}(m) \equiv \frac{meV_{\perp}}{eB} = \frac{meV_{te}}{eB} = \frac{(meT_e)^{1/2}}{eB} = 2,39 \times 10^{-6} \frac{T_e(eV)^{1/2}}{B(T)} \quad (3.14)$$

onde(Si-89)

$$27,7 \lesssim T_e(eV) \lesssim 3,34 \quad (3.15)$$

representa os valores de  $T_e$  calculadas no intervalo  $\Delta r$  (o valor a esquerda das inequações do tipo 3.15 sempre representará a grandeza calculada em  $r = 0,055m$ ). Fazendo-se  $B \sim B\phi \sim 0,4T$  (valor típico no TBR-1) e substituindo-o conjuntamente com 3.15 em 3.14, obteremos

$$3,2 \times 10^{-5} \gtrsim R_{Le}(m) \gtrsim 1,1 \times 10^{-5} \quad (3.16)$$

Para o cálculo de  $L_{\parallel e}$  (equação 3.2), adotaremos  $D_{\perp} = D_B = T_e(eV)/16B(T)$ , isto é, o coeficiente de difusão de Bohm, pois em inúmeras máquinas(Ma-87,Zw-83), inclusive no TBR-1(Sa-87,Sa-88,Si-89), é o que melhor representada o plasma turbulento nelas presente. Usando novamente  $B \approx 0,4T$ , as relações 3.15 e 3.2, e aplicando-as em  $\Delta r$ , teremos

$$2,9 \times 10^{-2} \lesssim L_{\parallel e}(m) \lesssim 8,5 \times 10^{-2} \quad (3.17)$$

A obtenção de  $\lambda_D$ , por outro lado, por ser feita pela relação(Ch-74)

$$\lambda_D(m) = \left( \frac{\epsilon_0}{n_0 e} \frac{kT_e}{e} \right)^{1/2} = 7,4 \times 10^3 \left( \frac{T_e(eV)}{n_0(\bar{m}^{-3})} \right)^{1/2} \quad (3.18)$$

onde(Si-89)

$$8,8 \times 10^{17} \gtrsim n_0(m^{-3}) \gtrsim 1,7 \times 10^{16} \quad (3.19)$$

Os valores de  $n_0$  da equação anterior foram calculados para o início do platô de  $I_p$  ( $t \approx 2,5ms$ ) (nossa região temporal de análise). Substituindo 3.19 e 3.15 em 3.18, obteremos

$$4,2 \times 10^{-5} \leq \lambda_D(m) \leq 1,0 \times 10^{-4} \quad (3.20)$$

Logo, usando as relações 3.20, 3.17, 3.16 e lembrando que nossa sonda possui um diâmetro de  $d_s = 7,62 \times 10^{-4} \text{m}$ , percebemos que a condição de validade do modelo de Stangeby (relação 3.3) é satisfeita na região  $\Delta r$ .

Um vez demonstrado que o modelo de Stangeby é adequado para descrever o plasma na região de medida no TBR-1, vamos agora calcular o parâmetro  $r'$  (equação 3.5), cujo comportamento depende das variáveis independentes  $T_i$ ,  $T_e$  e  $d_s$ , e, das dependentes  $\lambda_{ei}$ ,  $D_{\parallel}$  e  $D_{\perp}$ . Vamos explicitar estas últimas. A grandeza  $\lambda_{ei}$  é dada por (Do-82)

$$\lambda_{ei}(\text{m}) \approx 3,43 \times 10^{17} \frac{T_e(\text{eV})^2}{n_o(\text{m}^{-3}) Z^2 \ln \Lambda} \quad (3.21)$$

enquanto a grandeza  $D_{\parallel}$  pode ser dada por (St-82)

$$D_{\parallel}(\text{m}^2/\text{s}) = \lambda_{ei} \bar{c}_e \approx 2,29 \times 10^{23} \frac{T_e(\text{eV})^{5/2}}{n_o(\text{m}^{-3}) Z^2 \ln \Lambda} \quad (3.22)$$

onde  $\ln \Lambda$  é o logaritmo de Coulomb que, para colisões entre íons e elétrons [ $\ln \Lambda_{ei} \equiv \ln \Lambda$ ], num plasma altamente ionizado, vale (Bo-87)

$$\ln \Lambda = 31 + \ln \left( \frac{T_e(\text{eV})}{n_o(\text{m}^{-3})^{1/2}} \right) \quad \text{para } T_i \frac{m_e}{m_i} < 10 Z^2 (\text{eV}) < T_e \quad (3.23)$$

O valor de  $\lambda_{ei}$  pode ser quantificado se substituirmos na equação 3.21 as relações 3.15, 3.19 e 3.23 para a região  $\Delta r$ . Teremos assim

$$22 \geq \lambda_{ei}(\text{m}) \geq 16 \quad (3.24)$$

Logo  $\lambda_{ei} \gg a_s \equiv d_s/2 = 3,81 \times 10^{-4} \text{m}$ , como já era esperado. Esta condição, juntamente com o fato que  $d_s \sim 10 \lambda_D$  (usando o maior valor de  $\lambda_D$ , dado pela relação 3.20), ou seja,  $d_s \gg \lambda_D$ , faz com que possamos desprezar, em primeira aproximação, a influência das colisões na nossa teoria (Bo-49b, Ch-65, Ni-79).

Vamos agora quantificar  $r'$  substituindo as relações 3.15, 3.19,  $B \approx 0,4T$ ,  $d_s = 7,62 \times 10^{-4} \text{m}$ ,  $T_i/T_e \approx 2,2$  (Si-89) e  $D_{\perp} = T_e/16B$  na equação 3.5. Na região  $\Delta r$  teremos

$$1,1 \times 10^2 \geq r' \geq 56 \quad (3.25)$$

De posse de  $r'$  podemos encontrar  $V_m - V_p$  em função de  $V_s - V_p$ , resolvendo numericamente a equação transcendental 3.4 [basta fazer  $V_s - V_m = (V_s - V_p) - (V_m - V_p)$ ] e avaliar, assim, a influência dos valores de  $r'$ , nas

equações que regem o modelo de Stangeby.

Começaremos pela relação 3.10 que juntamente com a 3.11 mostram quão boa é a aproximação exponencial para a região de transição da curva  $I_s \times V_s$ .

Na figura 3.6 são mostradas duas curvas obtidas a partir da equação 3.4, referentes à função  $\ln \xi$  (definida pela relação 3.10) para  $r = 0,055\text{m}$  ( $r' = 1,1 \times 10^2$ ,  $T_e = 27,7\text{eV}$ ,  $\tau = 2,2$ ) e para  $r = 0,11\text{m}$  ( $r' = 56$ ,  $T_e = 3,34\text{eV}$ ,  $\tau = 2,2$ ). São mostradas também nesta figura os valores de  $V_f - V_p$  (equação 3.12) para  $r = 0,055$  ( $V_f - V_p = -72\text{V}$ ) e  $0,11\text{m}$  ( $V_f - V_p = -8,7\text{V}$ ).

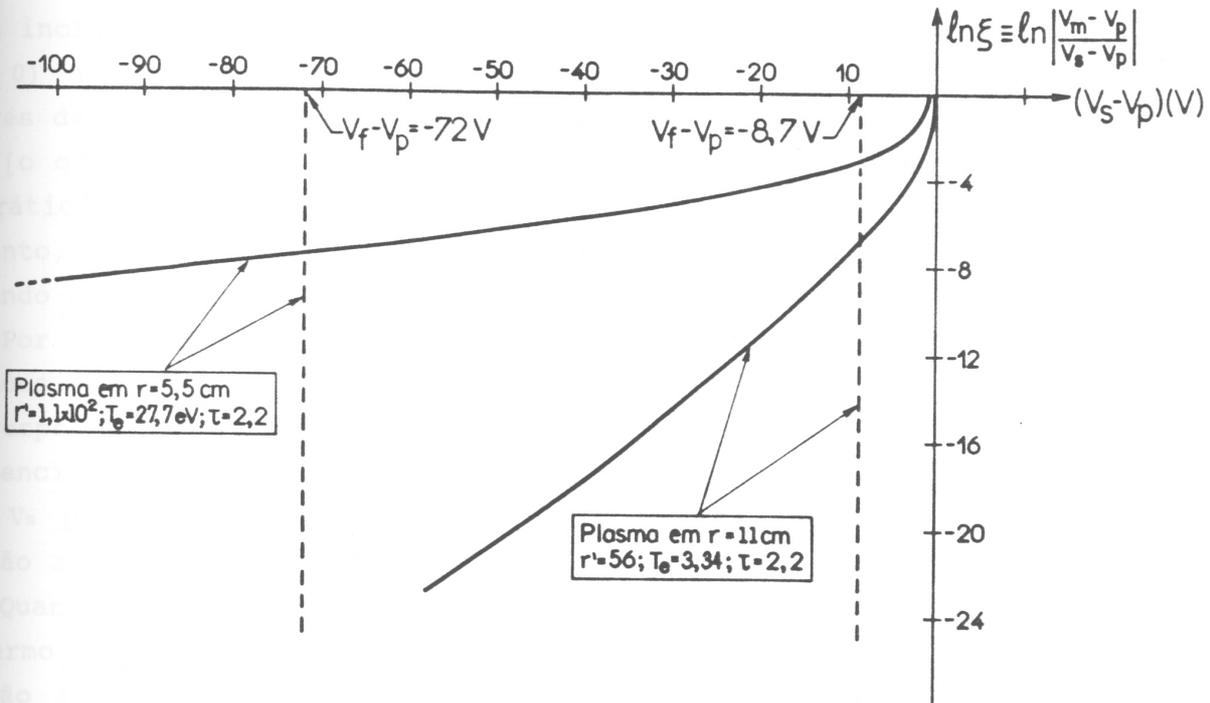


figura 3.6 - Função  $\xi$  (através do seu logaritmo) relativa à borda do plasma ( $r = 5,5\text{cm}$ ) e a região da sombra do limitador ( $r = 11\text{cm}$ ) do TBR-1.

Vemos que para a posição  $r(\text{m}) = 0,055$ ,  $\xi \ll 1$  para uma grande faixa de tensão (algumas dezenas de volts) acima de  $V_f - V_p = -72\text{V}$  e abaixo de  $V_s - V_p = 0$ . Observamos, entretanto, que se quisermos que  $\xi \ll 1$ , em toda a região de análise, devemos estipular um limite superior para  $V_s - V_p$  e que esteja, naturalmente, abaixo de  $V_s - V_p = 0$ . Por exemplo: para valores de  $V_s - V_p \approx -5\text{V}$ , teremos  $\xi \approx 0,09$ , o que pode ser considerado um bom valor para um limite máximo, uma vez que para valores acima destes não teremos respeitada a condição  $\xi \ll 1$ .

A mesma análise pode ser feita para a região  $r = 0,11\text{m}$ . Nesta, para que

possamos ter sempre  $\xi \ll 1$ ,  $V_s - V_p$  deve estar relativamente próximo, embora acima, a  $V_f - V_p = -8,7V$ , quando se trata de estabelecer um limite superior. Por exemplo: se adotarmos como limite superior  $V_s - V_p = -2V$  (6,7V acima de  $V_f - V_p = -8,7V$ ),  $\xi$  valerá, no máximo, 0,09.

Desta maneira é experimentalmente factível trabalharmos dentro dos limites mostrados anteriormente, em toda região de medida, de forma a sempre obtermos  $\xi \ll 1$ . Resta-nos, agora, quantificar a função  $\eta$  definida na relação 3.11.

Toda a análise de uma curva  $I_s \times V_s$ , com o objetivo de se obter  $T_e$ , é feita incluindo os limites que vão desde a região de saturação de íons ( $V_s - V_p \ll 0$ ) até, a princípio, regiões nas quais  $V_s - V_p \lesssim 0$ . Desta maneira, através da relação 3.11, a função  $\eta$  assumirá um valor máximo de 1, quando  $V_s = V_p$  [o que serve como um limite superior e, até, superestimado de  $V_s$ , pois na prática nunca se analisa uma região onde  $V_s$  está muito próxima a  $V_p$ ]. Portanto, mesmo para o menor valor de  $r'$  ( $r' = 56$ ), observamos que  $\eta \ll r'$ , tornando a relação 3.11 satisfeita em toda a região de análise.

Por fim, chegamos a conclusão, através dos resultados advindos das relações 3.10 e 3.11, com as suas devidas limitações (que na prática podem ser respeitadas), que podemos considerar, com boa precisão, um comportamento exponencial para a corrente de elétrons na região de transição de uma curva  $I_s \times V_s$  para as nossas condições experimentais. Logo o segundo membro da equação 3.7 possuirá o comportamento previsto do modelo clássico (Ch-80).

Quantificaremos agora o valor do potencial retardador de íons presente no termo relativo à corrente de saturação de íons ( $I_{si}$ ) (primeiro membro da equação 3.7). Primeiramente analisaremos a região em torno de  $r = 0,055m$  e depois em  $r = 0,11m$

Sabemos que  $V_m - V_p$  é função de  $V_s - V_p$ , o que mostrado analiticamente pela equação 3.4 e graficamente pela figura 3.6. Vamos estimar o valor de  $V_m - V_p$ , usando a figura 3.6, para  $V_s - V_p = -50V$ , por exemplo [o que situa a nossa análise inicial à região de transição da curva característica, nem chegando próximo, portanto, à região do potencial flutuante ( $V_f - V_p$ ), nem, tampouco, à região de saturação de íons propriamente dita (onde  $V_s - V_p < V_f - V_p$ ), que é a que nos interessa aqui]. Encontramos por esta figura  $V_m - V_p \approx 0,10V$ , e, portanto,  $\exp[-e(V_m - V_p)/kT_e] = 0,996 \approx 1$ . Isto significa que a ação potencial retardador para os íons é praticamente nula. Se diminuirmos o valor de  $V_s - V_p$ , a influência deste potencial será menor ainda. Assim,  $I_{si}$  do modelo de Stangeby se torna, com boa aproximação;  $I_{si}$  do modelo de Emmert e colaboradores (equação 3.9).

Para a região de  $r(m) = 0,11$ , usando  $V_s - V_p = -5,0V$ , por exemplo (uma região um pouco acima de  $V_f - V_p = -8,7V$ ), obtemos da figura 3.6 que  $V_m - V_p$

$\approx 3 \times 10^{-2} V$ , o que ocasiona  $\exp[-e(V_m - V_p)/kT_e] = 0,991 \approx 1$ , e, analogamente ao que ocorreu no caso anterior, o modelo de Stangeby recai, com uma boa aproximação, no modelo de Emmert e colaboradores (equação 3.9).

Pelo fato de  $I_{s1}$  se tornar aquele proposto pelo modelo de Emmert e colaboradores, e a região de transição ser considerada exponencial dentro das restrições dos valores de  $V_s - V_p$  discutidas anteriormente, a relação entre  $V_p$  e  $V_r$  do modelo de Stangeby deve recair diretamente na obtida através do modelo de Emmert, isto é, na equação 3.13. Isto se torna mais claro se analisarmos diretamente a relação entre  $V_p$  e  $V_r$  do modelo de Stangeby (equação 3.12) para  $r = 0,055m$  ( $r' = 1,1 \times 10^2$ ) e  $r = 0,11m$  ( $r' = 56$ ), usando em ambos  $\tau = 2,2$  e  $f(\tau) \approx 0,7$  (ver figura 3.4). Assim procedendo, obtemos que as razões entre o terceiro e o segundo termo do lado direito dessa equação são  $\approx 6 \times 10^{-4}$  e  $\approx 1 \times 10^{-3}$ , para  $r = 0,055$  e  $0,11m$ , respectivamente. Desta maneira, podemos sempre desprezar o terceiro termo em face ao segundo, o que fará com que a equação 3.12 recaia na 3.13.

Ainda em relação aos valores de  $r'$ , podemos perceber que o coeficiente que multiplica a corrente de saturação de elétrons (segundo membro da equação 3.8), isto é,  $r'/(1 + r')$ , se transforma em 1,009 e 1,018, para  $r(m) = 0,055$  e  $0,11$ , respectivamente. Podemos, pois, assumir, com boa aproximação,  $r'/(1 + r') \approx 1$ , e, assim, a equação 3.8 recairá na relativa ao modelo clássico(Ch-80).

Finalizando nossa análise sobre a influência dos valores de  $r'$  nas equações do modelo de Stangeby, observamos que o limites de tensão que separam a região de transição da região de saturação de elétrons (veja as equações 3.7 e 3.8), isto é,  $V_s - V_p = (kT_i/e) \ln[(1 + r')/r']$ , se tornam  $V_s - V_p \approx 0,6V$  e  $\approx 0,1V$ , para  $r(m) = 0,055$  ( $T_i = 61eV$ ,  $r' = 1,1 \times 10^2$ ) e  $r(m) = 0,11$  ( $T_i = 7,3eV$ ,  $r' = 56$ ), respectivamente. Ou seja, para qualquer valor de  $r'$ , podemos considerar,  $V_s - V_p \approx 0$ , isto é, o limite clássico conhecido(Ch-80).

Concluimos, por todas as análises feitas anteriormente, que a influência do campo magnético bem como a "colisionalidade" podem ser desprezadas dentro de certos limites práticos (regiões não muito próximas a  $V_s = V_p$ ), dadas as características do plasma da região de medida e as dimensões da sonda utilizada. Resta-nos, ainda, verificar a influência da largura da bainha da região de saturação de íons na correção da área da sonda ( $A_s$ ) [e consequentemente em  $n_0$  (equação 3.9)] para podermos, enfim, explicitar o conjunto de equações que melhor descreve a nossa situação experimental. Não trataremos neste trabalho da bainha na região de saturação de elétrons, a qual definiremos como  $A_b'$ . Quando tratarmos de bainha, daqui em diante, estaremos nos referindo exclusivamente à iônica. Analisaremos sucintamente esta bainha.

Na figura 3.7 são mostradas analiticamente, para  $r(m) = 0,055$  e  $0,11$ , a razão entre a área da bainha ( $A_b$ ) e a da sonda ( $A_s$ ), obtidas através da equação (Hu-87)

$$\frac{A_b}{A_s} = 1 + 1,02 \frac{\lambda_D}{a_s} \left[ \left[ \frac{-e(V_s - V_p)}{kT_e} \right]^{1/2} - 2^{-1/2} \right]^{1/2} \left[ \left[ \frac{-e(V_s - V_p)}{kT_e} \right]^{1/2} + 2^{1/2} \right] \quad (3.26)$$

válida para uma sonda cilíndrica, a qual em nosso caso possui um raio  $a_s = 3,81 \times 10^{-4} m$ . Para a obtenção da figura 3.7, substituímos, também,  $\lambda_D$  (equação 3.18) e as relações 3.15 e 3.19 em 3.26. São mostradas também os valores de  $V_f - V_p$  previstos pelo modelo de Emmert [modelo de Stangeby para  $r'$  relativamente grande, como foi demonstrado anteriormente para o nosso caso) (equação 3.13)] para o plasma das regiões  $r = 0,055$  e  $0,11m$ .

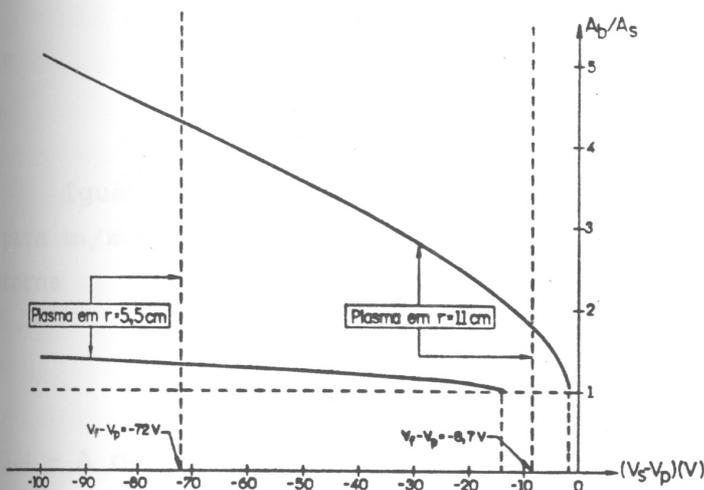


figura 3.7 - Área da bainha ( $A_b$ ) relativa à área da sonda ( $A_s$ ) nas condições experimentais referentes às posições  $r = 5,5$  e  $11cm$ .

Vemos que, em  $r = 0,055m$ ,  $A_b/A_s > 1,4$  (em  $V_s = V_f$ ,  $A_b/A_s \approx 1,4$ ) e, em  $r(m) = 0,11$ ,  $A_b/A_s > 1,9$  (em  $V_s = V_f$ ,  $A_b/A_s \approx 1,9$ ). Logo, em nosso caso,  $A_b$  não é desprezível (e nem ao menos pequena) quando comparada com  $A_s$ , cabendo, portanto, o uso da expressão 3.26 que, juntamente com  $I_{si}$ ,  $T_e$  e  $T_i$  (veja a equação 3.9) nos possibilitarão a obtenção, com maior precisão, da densidade do plasma ( $n_0$ ), principalmente nas regiões mais próximas ao vaso, onde  $A_b/A_s$  é maior.

Resumidamente, o conjunto de equações que melhor descreve a interação plasma-sonda para nossa situação experimental [desprezando a influência de campos magnéticos para valores de  $V_s - V_p \lesssim -5V$ , considerando a não-"colisionalidade" na bainha e, por fim, fazendo  $A_s \Rightarrow A_b$ ] é

$$I_s = -A_s \left( \frac{A_b}{A_s} \right) f(\tau) n_0 c_s + A_s \left( \frac{A_b}{A_s} \right) \frac{n_0 \bar{c}_e}{4} \exp \left[ \frac{e(V_s - V_p)}{kT_e} \right] \quad \text{para } V_s - V_p \lesssim -5V \quad (3.27)$$

$$I_s = -A_s \left( \frac{A_b'}{A_s} \right) \frac{n_0 \bar{c}_i}{4} \exp \left[ \frac{-e(V_s - V_p)}{kT_i} \right] + A_s \left( \frac{A_b'}{A_s} \right) \frac{n_0 \bar{c}_e}{4} \quad \text{para } V_s > V_p \quad (3.28)$$

onde

$$\frac{A_b}{A_s} = 1 + 1,02 \frac{\lambda_D}{a_s} \left[ \left[ \frac{-e(V_s - V_p)}{kT_e} \right]^{1/2} - 2^{-1/2} \right]^{1/2} \left[ \left[ \frac{-e(V_s - V_p)}{kT} \right]^{1/2} + 2^{1/2} \right];$$

$$\bar{c}_{e,i} \equiv \left( \frac{8}{\pi} \frac{kT_{e,i}}{m_{e,i}} \right)^{1/2};$$

$$c_s \equiv \left[ \frac{k(T_i + T_e)}{m_i} \right]^{1/2} = \left[ (1 + \tau) \frac{kT_e}{m_i} \right]^{1/2};$$

$$\tau \equiv T_i/T_e$$

Igualando a equação 3.27 a zero ( $I_s = 0$ ) obtemos a equação 3.13, que, para  $m_i/m_e = 1836$ , e adotando-se  $\tau = 2,2$  (Si-89) e  $f(\tau) \approx 0,7$  (figura 3.4), se torna

$$V_p = V_f + 2,6T_e(\text{eV}) \quad (3.29)$$

### 3.4 - A obtenção das grandezas do plasma na região de medida

a) A temperatura eletrônica ( $T_e$ )

A equação 3.27 pode ser reescrita da forma

$$I_s = I_{si} + K \exp(eV_s/kT_e) \quad (3.30)$$

onde  $I_{si} = I_{si}(V_s, V_p, T_i, T_e, n_0, A_s)$  e  $K = K(V_s, V_p, T_e, n_0, A_s)$ , ou para fins de análise  $I_{si} = I_{si}(V_s)$  e  $K = K(V_s)$ , uma vez que  $V_p, A_s, T_i$  e  $T_e$  são fixos.

Podemos, em princípio, ajustar a curva 3.30 aos pontos experimentais através do método dos mínimos quadrados (Be-69, He-81) e obter  $T_e, T_i, n_0, V_p$ , simultaneamente. Vê-se, entretanto, que o ajuste não é linear em nenhuma destas grandezas, o que o torna extremamente complicado e demorado, sob o ponto de vista prático, pois devemos fazer um número muito grande de interações para obtê-las. Em contrapartida, este método possibilita a

obtenção das grandezas citadas sem que seja necessário um grande número de pontos na região próxima à saturação de íons(Li-86).

Na prática, entretanto, considera-se, por simplicidade e praticidade, constantes as grandezas  $I_{si}$  e  $K$  e, assim, pode-se fazer um ajuste de 3.30, chamado comumente de exponencial, obtendo-se, simultaneamente,  $I_{si}$ ,  $K$  e  $T_e$  [os dois primeiros de forma simples (ajuste linear) e  $T_e$  de forma não-linear, através de algumas interações em seu valor].

Devemos, ainda, estipular um limite superior de  $V_s$  para a análise da curva a ser ajustada. Este limite tem por finalidade garantir que ainda possamos considerar exponencial o comportamento da curva, desprezando, assim, por exemplo, a influência de campos magnéticos (o que corresponde em nosso caso experimental a fazer a restrição  $V_s - V_p \lesssim -5V$ , conforme os cálculos feitos anteriormente) bem como a própria curvatura que inicia a região do "joelho" (onde  $V_s - V_p \approx 0$ ).

Em geral, o ajuste de uma curva  $I_s \times V_s$  aos pontos experimentais é indicado para os modelos mais complexos, como é o caso do modelo de Stangeby(St-82, St-84), e, rigorosamente, também para a nossa situação experimental, que é um caso particular desse modelo quando nele introduzimos correções na área da sonda através da função  $A_b/A_s$  (equação 3.26).

Uma outra forma de se obter  $T_e$  através da curva descrita por 3.30, considerando, em primeira aproximação, constantes  $I_{si}$  e  $K$ , é o chamado ajuste logarítmico. A vantagem deste método em relação ao ajuste exponencial é a sua simplicidade: para se obter  $T_e$  basta estimar  $I_{si}$  a partir da curva experimental  $I_s \times V_s$  e ajustar uma reta na equação 3.30, quando sobre ela aplicamos o logaritmo natural. O inverso do coeficiente angular da reta nos fornece  $T_e$ . Matematicamente temos

$$T_e(\text{eV}) = \frac{\Delta V_s}{\Delta \ln(I_s - I_{si})} \quad (3.31)$$

No caso do ajuste logarítmico, analogamente ao ajuste exponencial, devemos também obedecer, para o ajuste, limites superiores para  $V_s$  ( $V_s - V_p \lesssim -5V$  em nossa situação experimental).

A despeito de sua simplicidade, o ajuste logarítmico também apresenta problemas. O principal deles se refere à precisão na obtenção de  $I_{si}$ , uma vez que, na maioria das vezes, este não pode ser considerado uma constante, mesmo quando  $V_s - V_p \ll 0$ . Isto se deve ao fato de a área da bainha ( $A_b$ ) (e consequentemente de  $I_{si}$ ) aumentar com a diminuição de  $V_s - V_p$ , fato este muito relevante em nossa situação experimental (figura 3.7). Normalmente  $I_{si}$  é estimado por uma média de valores de corrente ( $I_s$ ) numa região onde  $V_s - V_p \ll 0$ , isto, é bem abaixo de  $V_f - V_p$ . Um aumento na precisão do valor  $I_{si}$  se

reflete diretamente nos valores de  $T_e$  (equação 3.31). Uma maneira de se realizar isto é termos um grande número de pontos na região de saturação de ions para que possamos ter uma incerteza na determinação de  $I_{s1}$ , isto é,  $\delta I_{s1}$ , muito pequena ( $\delta I_{s1} \propto N^{-1/2}$ , onde, aqui,  $N$  é o número de pontos para a obtenção de  $I_{s1}$ ).

Adotaremos o ajuste logarítmico em nosso tratamento de dados experimental, dado a sua simplicidade, embora saibamos que o ajuste da equação 3.30 aos pontos experimentais, seja, em princípio mais rigoroso, pois  $K$  e  $I_{s1}$  são dependentes de  $V_s$ , e, para este último em particular, esta dependência é relativamente grande ( $I_{s1} \propto A_b/A_s$ ).

#### b - O potencial do plasma ( $V_p$ )

Em uma curva característica  $I_s \times V_s$  típica, o potencial do plasma ( $V_p$ ) pode ser determinado visualmente através do "joelho" desta curva ( $V_s = V_p$  no "joelho"). Pode-se, ainda, para esta mesma curva, obter  $V_p$  de maneira mais precisa usando-se o método das tangentes aplicado ao logaritmo desta curva: a intersecção das tangentes na região do "joelho" define  $V_s \equiv V_p$ .

Experimentalmente, entretanto, nem sempre é possível obter  $V_p$  visualmente ou mesmo através do método das tangentes, uma vez que o alto nível de oscilações, a presença dos efeitos dos campos magnéticos e das colisões presentes na região do "joelho", por vezes distorcem totalmente a curva nesta região. O que se faz frequentemente, é obter  $V_p$  indiretamente através de outras grandezas medidas experimentalmente. Neste contexto, mostramos que em nossa situação experimental teremos (relação 3.29)

$$V_p = V_f + 2,6T_e(\text{eV})$$

onde o potencial flutuante do plasma ( $V_f$ ) será medido diretamente e  $T_e$  será obtida através do ajuste logarítmico de  $I_s \times V_s$ . A desvantagem do uso da relação anterior é que obtenção de  $V_p$  se torna totalmente indireta, sendo acrescida, ainda, dos erros de  $V_f$  e principalmente dos de  $T_e$ .

#### c - A densidade do plasma ( $n_0$ )

Quando se pode considerar  $A_b \approx A_s$  a obtenção de  $n_0$  é extremamente simples podendo ser feita por meio da equação 3.9, estimando-se  $I_{s1}$  e usando-se  $T_e$  e  $T_i$ . Em nossa situação experimental, entretanto, devido ao fato de  $A_b/A_s > 1$ , a obtenção de  $n_0$  se torna mais complicadase quisermos ser rigorosamente corretos e não obter apenas uma estimativa grosseira desta grandeza. Mostramos aqui um método de se obter analiticamente  $n_0$  incluindo a influência da função  $A_b/A_s$  para uma sonda cilíndrica. Partiremos do módulo do

primeiro termo da equação 3.27, isto é,

$$|I_{si}| = A_s \left( \frac{A_b}{A_s} \right) e n_o f(\tau) c_s \quad (3.32)$$

Substituindo 3.18 em 3.26, obtemos

$$\frac{A_b}{A_s} = 1 + \psi n_o^{-1/2} \quad (3.33)$$

onde

$$\psi \equiv \frac{7,5 \times 10^3}{a_s} \left( \frac{kT_e}{e} \right)^{1/2} \left[ \left[ \frac{-e(V_s - V_p)}{kT_e} \right]^{1/2} - 2^{-1/2} \right]^{1/2} \left[ \left[ \frac{-e(V_s - V_p)}{kT_e} \right]^{1/2} + 2^{1/2} \right] \quad (3.34)$$

Substituindo 3.33 em 3.32 teremos

$$n_o + \psi n_o^{1/2} - \chi' = 0 \quad (3.35)$$

onde

$$\chi' \equiv \frac{|I_{si}|}{A_s e f(\tau) c_s} \quad (3.36)$$

A equação 3.35 pode ser resolvida fazendo-se  $n_o \equiv N'^2$ , tornando-a uma equação do segundo grau. Resolvendo-a, encontraremos duas raízes, sendo que apenas uma delas satisfaz fisicamente 3.35. Esta solução é

$$n_o = \frac{1}{4} [ \psi - (\psi^2 + 4\chi')^{1/2} ]^2 \quad (3.37)$$

Percebemos que  $n_o$  depende de  $V_s$  através da função  $\psi$ , e, notamos também que se o raio da sonda for muito grande, isto é,  $a_s \rightarrow \infty$ ,  $\psi \rightarrow 0$  (equação 3.34), fazendo 3.37 se tornar

$$n_o = \chi' \equiv \frac{|I_{si}|}{A_s e f(\tau) c_s} \quad (3.38)$$

que seria a maneira usual para o cálculo de  $n_o$  quando  $A_b/A_s = 1$  (equação 3.9), e, neste caso,  $n_o$  não dependeria de  $V_s$ .

Podemos também calcular a incerteza na grandeza  $n_o$ , considerando apenas as incertezas na grandeza  $T_e$ . Este procedimento é aceitável, pois a dependência de  $\psi$  e  $\chi$  são mais acentuadas com esta grandeza:  $\psi \propto T_e(eV)^{1/2} \vartheta$  e  $\chi' \propto T_e(eV)^{-1/2} \Sigma$ , onde  $\vartheta$  é uma função fracamente dependente de  $T_e$  e  $(V_s - V_p)$ , o mesmo ocorrendo para  $\Sigma$  quanto a  $T_e$ . Da teoria de propagação de erros temos então (He-81)

$$\delta n_o \approx \left( \frac{\partial n_o}{\partial T_e} \right) \delta T_e \quad (3.39)$$

$$\frac{\partial n_0}{\partial T_e} = \frac{1}{2} \left[ \vartheta^2 - \Sigma T_e^{-3/2} - \vartheta \left( \vartheta^2 + 4\Sigma T_e^{-3/2} \right)^{-1/2} \left( \vartheta^2 + \Sigma T_e^{-3/2} \right) \right]; T_e \text{ em eV} \quad (3.40)$$

$$\Sigma \equiv \frac{|I_{s1}|}{A_s e \left( \frac{e}{m} \right)^{1/2} f(\tau) (1 + \tau)^{1/2}} \quad (3.41)$$

$$\vartheta \equiv \frac{7,5 \times 10^3}{a_s} \left[ \left[ \frac{-(V_s - V_p)}{T_e} \right]^{1/2} - 2^{-1/2} \right]^{1/2} \left[ \left[ \frac{-(V_s - V_p)}{T_e} \right]^{1/2} + 2^{1/2} \right]; T_e \text{ em eV} \quad (3.42)$$

Embora as expressões mostradas anteriormente sejam relativamente complexas, elas nos fornecem uma maneira exata, dentro do modelo adotado (equação 3.26), de se obter a densidade do plasma ( $n_0$ ). O uso de um programa de computador simplifica os cálculos implícitos nas relações anteriores, tornando trivial a obtenção de  $n_0$  e sua incerteza ( $\delta n_0$ ).

## 4 - ARRANJOS E PROCEDIMENTOS EXPERIMENTAIS

Descrevemos neste capítulo os principais arranjos experimentais utilizados, focalizando os diagnósticos e suas características, bem como os procedimentos adotados em seus usos durante toda a experiência. Começamos abordando as características eletro-mecânicas da sonda utilizada e a sua interferência no plasma, para depois discorrer sobre os circuitos eletrônicos nela acoplados, passando posteriormente a descrever as espiras helicoidais e fonte de corrente associada, as bobinas de Mirnov e o sistema de aquisição e armazenamento de dados. Por fim, examinamos como são usados estes diagnósticos nas descargas de plasma em modo tokamak.

### 4.1 - A sonda de Langmuir

A sonda de Langmuir utilizada é composta por dois eletrodos geminados (rigorosamente são duas sondas de Langmuir independentes, e não uma sonda dupla de Langmuir) que medem, respectivamente, o potencial flutuante do plasma ( $V_f$ ) e a corrente coletada ( $I_s$ ), esta, quando se aplica um potencial externo ( $V_s$ ), via sonda, ao plasma. Na figura 4.1 é mostrada esta sonda, suas dimensões, suas características elétricas e, também, o material empregado em sua construção.

Em nossa sonda os dois eletrodos são idênticos e são posicionados perpendicularmente à direção radial ( $r$ ): com isto melhoramos a resolução espacial nas medidas por ela realizadas. Podemos calcular esta resolução, a qual chamaremos de  $1/\delta r$  (número de medidas por comprimento), através da figura 4.2. Assim procedendo teremos

$$\delta r = \left[ \left( r + \frac{d_s}{2} \right)^2 + \left( L + \frac{h}{2} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} - r \quad (4.1)$$

Vemos que  $\delta r$  depende da posição de medida, ou seja, de  $r$ , e, para os extremos do intervalo  $0,055 \leq r(\text{m}) \lesssim 0,11$  [região de medida ( $\Delta r = 0,055\text{m}$ )], vale

$$3,0 \times 10^{-3} \gtrsim \delta r(\text{m}) \gtrsim 1,7 \times 10^{-3} \quad (4.2)$$

o que equivale a dizer que mesmo o maior valor de  $\delta r$ , isto é,  $3,0 \times 10^{-3}\text{m}$ , ainda é pequeno, embora não desprezível, em relação à  $\Delta r$ :  $\delta r/\Delta r \approx 5,5 \times 10^{-2}$ .

Se, ao contrário, nosso eletrodo estivesse posicionado paralelamente à direção radial( $r$ ), teríamos  $\delta r = L$ , e, portanto  $\delta r/\Delta r \approx 2,0 \times 10^{-1}$ , ou seja, uma resolução quase quatro vezes menor que a mais baixa obtida pelo nosso procedimento.

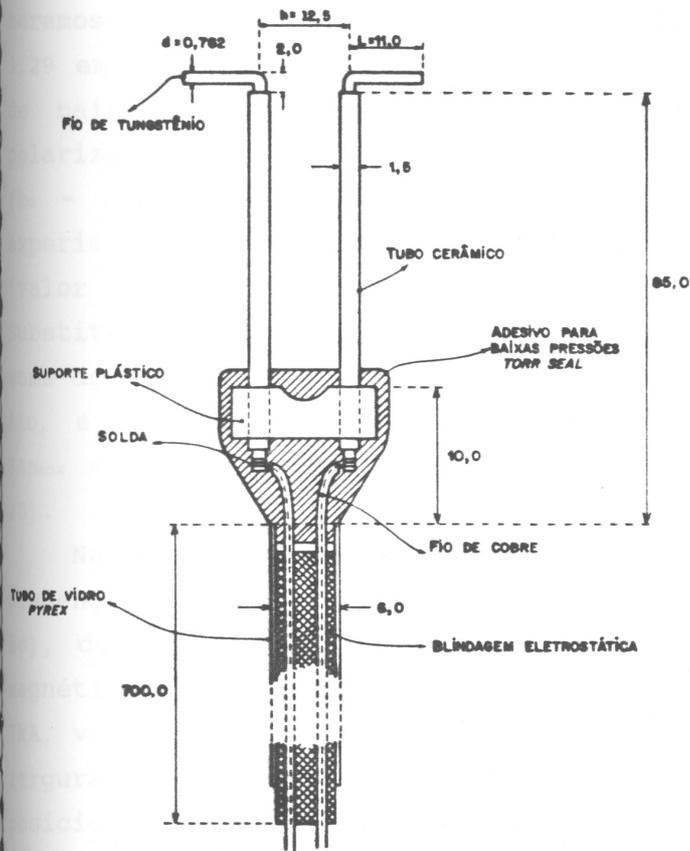


figura 4.1 - Esquema eletro-mecânico da sonda de Langmuir utilizada neste trabalho. Todas as dimensões estão em milímetros(mm).

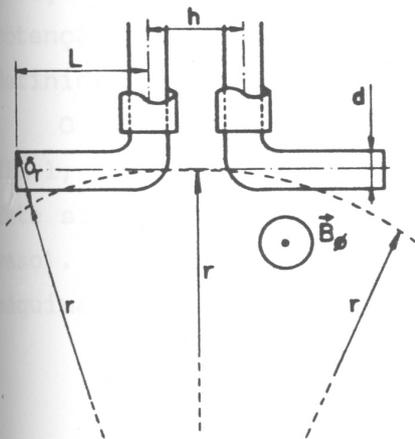
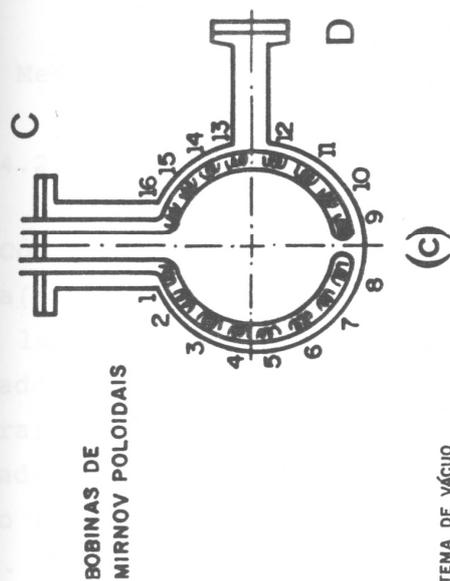


figura 4.2 - Disposição da sonda em relação à direção radial( $r$ ) e ao campo magnético toroidal de equilíbrio( $B\phi$ ).

Outro aspecto importante de nossa sonda é a distância entre os eletrodos:  $h = 1,25 \times 10^{-2} \text{m}$ . Seu valor é tal que nos garante que não haja, em princípio, interferência mútua entre eles, haja vista que as bainhas que os envolvem possuem larguras  $[(b_s - a_s) = a_s(A_b/A_s - 1)]$ , onde  $b_s$  é o raio da bainha,  $a_s$  o raio da sonda e  $A_b/A_s$  é dado pela equação 3.26] bastante pequenas: um dos eletrodos estará sempre polarizado em  $V_f$ , e, portanto, teremos  $(b_s - a_s)_{V_f} \approx 3\lambda_D$  (resultado encontrado quando substituímos a equação 3.29 em 3.26, onde  $V_s = V_f$ ); ao outro eletrodo estará associada uma largura de bainha tanto maior quanto menor (mais negativa) for a tensão de polarização da sonda ( $V_s$ ) em relação à  $V_p$ . Podemos calcular o valor máximo de  $(b_s - a_s)$  nesta situação usando  $V_s = -50\text{V}$  (valor mínimo usado em nossa experiência para a obtenção da corrente de saturação de íons) e  $V_p = +25\text{V}$  (valor máximo obtido para  $V_p$ , correspondente à posição  $r = 0,075\text{m}$  (Si-89)]. Substituindo estes valores na equação 3.26 teremos  $(b_s - a_s)_{\text{max}} \approx 5\lambda_D$ . Logo a soma dos comprimentos das duas bainhas, a qual definiremos como  $\Sigma'$ , será  $\Sigma' \approx 8\lambda_D$ , e, supondo um valor máximo para  $\Sigma'$ , isto é,  $\Sigma'_{\text{max}}$ , teremos,  $\Sigma'_{\text{max}} \approx 8\lambda_{D\text{max}} \approx 8 \times 10^{-4} \text{m}$  (veja a relação 3.20). Claramente temos  $h \gg \Sigma'_{\text{max}}$  ( $h/\Sigma'_{\text{max}} \approx 20$ ).

Na análise anterior não consideramos o alargamento da bainha devido à presença de campos magnéticos, uma vez que o campo magnético toroidal ( $B \approx B\phi$ ), devido à sua maior magnitude em face às outras componentes do campo magnético de equilíbrio no TBR-1 [ $B\phi \sim 0,3\text{T}$  e  $B\theta = \mu_0 I_p / 2\pi a \approx 0,02\text{T}$  para  $I_p \approx 1\text{kA}$ , valores estes, típicos de nossa experiência], não influi, em teoria, na largura da bainha na direção poloidal (direção aproximada na qual estão posicionados os eletrodos). Para um estudo mais rigoroso sobre a interação mútua entre os dois eletrodos num plasma magnetizado, considerando a geometria e posição de nossa sonda no tokamak, deveríamos saber, no entanto, quão importante é a influência de  $B\theta$  num possível alargamento da bainha na direção poloidal ( $\theta$ ), fazendo-se, assim, um estudo análogo ao realizado para a obtenção do alargamento da bainha na direção toroidal ( $\phi$ ) ( $L_{\parallel}$ ), no qual foi definido a grandeza que o caracteriza (equação 3.2).

O deslocamento radial da sonda, bem como o seu acoplamento ao vaso do TBR-1, foi realizado por um sistema eletro-mecânico mostrado na figura 4.3a. Este sistema permite medidas desde  $r = 0,050$  até  $0,135\text{m}$  (região da janela do vaso). Por esta figura podemos também ver a posição da sonda em relação à quina e ao limitador.



BOBINAS DE MIRONOV POLOIDAIS

SISTEMA DE VÁCUO

1, 2, 3 (BOBINAS DE MIRONOV TOROIDAIS)

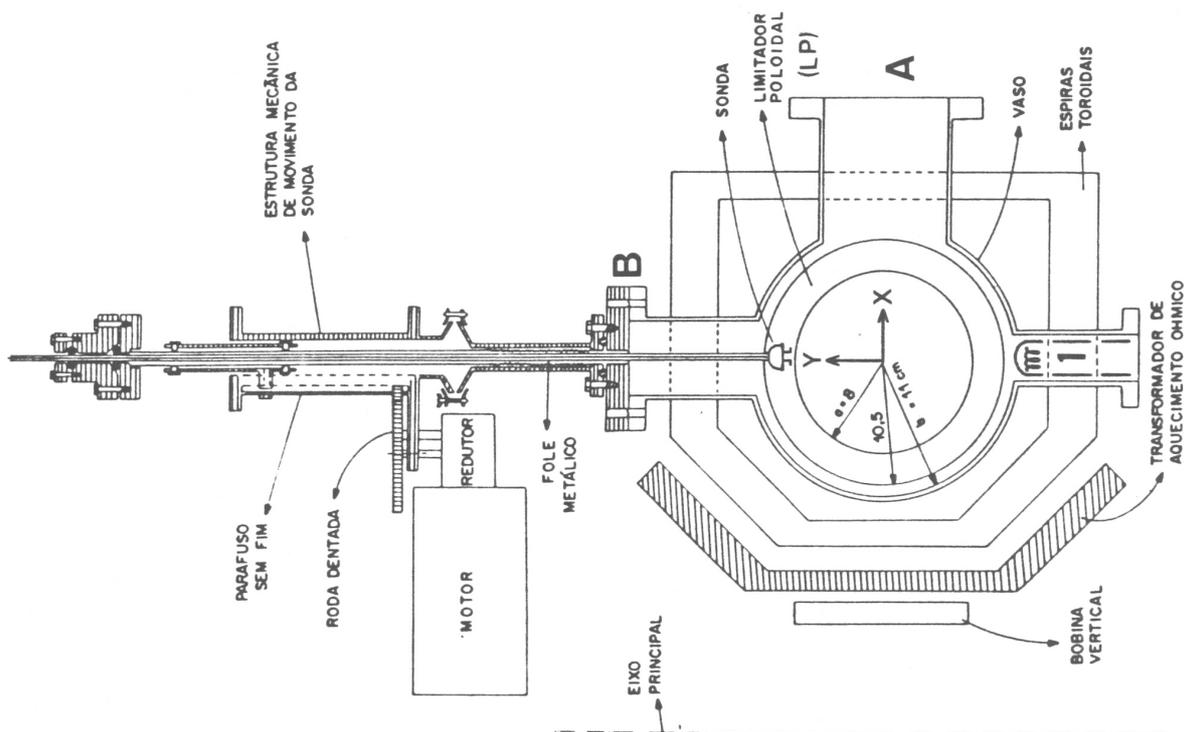
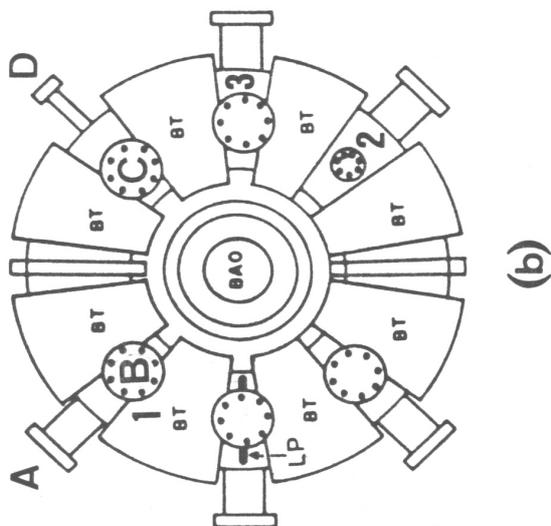


figura 4.3 - Disposição dos diagnósticos no TBR-1. (a) Seção poloidal do TBR-1 mostrando a sonda de Langmuir e o sistema eletro-mecânico associado, bem como a posição da bobina de Mirnov n.º 1 que, assim como as de n.ºs 2 e 3, estão posicionadas toroidalmente e acopladas às janelas inferiores da máquina. (b) Vista superior do TBR-1 e a indicação dos diagnósticos pelas letras nas janelas. (c) O conjunto das bobinas de Mirnov dispostas poloidalmente.

## 4.2 - Medidas com sondas de Langmuir

### 4.2.1 - A temperatura eletrônica e a densidade do plasma

Com o objetivo de se obter a temperatura eletrônica ( $T_e$ ) e a densidade do plasma ( $n_0$ ), utilizou-se um circuito eletrônico desenvolvido totalmente em nosso laboratório, e já usado, com bons resultados, na região da sombra do limitador (RSL) do TBR-1 (Si-89). Para a obtenção de  $T_e$ ,  $V_s$  possui um perfil temporal de ondas triangulares, cuja frequência e amplitude podem ser ajustadas convenientemente. Desta maneira obteremos experimentalmente  $I_s(t)$  quando aplicamos  $V_s(t)$  ao plasma e, posteriormente, obtem-se facilmente  $I_s = I_s(V_s)$ . Para o procedimento descrito anteriormente dizemos que o circuito se encontra no modo varredura.

Quando  $V_s$  é fixada em um potencial bastante negativo em relação ao potencial do plasma ( $V_p$ ), o perfil temporal da corrente coletada pela sonda ( $I_s$ ) passa a ser o perfil da corrente de saturação de íons [ $I_{si}(t)$ ]. Nesta situação dizemos que o circuito se encontra no modo saturação.

Na figura 4.4 é mostrado um diagrama de blocos simplificado do referido circuito eletrônico. Ele é composto por um gerador de varredura (gerador de tensão triangular acoplado a um amplificador), um transformador de corrente (e circuito eletrônico associado) e amplificadores/acopladores dos sinais para a entrada nos digitalizadores. Suas principais características são (Si-89): tempo de varredura ajustável em 4 faixas ( $50\mu$  a 50ms); nível C.C. ajustável continuamente (-100 a +100V); o amplificador de saída é protegido contra curto-circuitos, fornecendo no máximo 250mA de corrente; a medida de  $I_s$  pode ser feita tanto por um transformador de corrente, em 9 escalas de sensibilidade (de 10mA/V até 5A/V), quanto por resistores (R), em 9 escalas (de 33 a 10k $\Omega$ ).

Obtemos resolução máxima na medida de  $I_s$  quando utilizamos o transformador de corrente: usando a escala de 10mA/V e módulo digitalizador Le Croy 2264, que possui resolução máxima ligada ao valor de 2mV, obtemos  $I_s = 20\mu$ A. Para medidas sobre os resistores, a máxima resolução é obtida para  $R = 33\Omega$ , medindo-se, com o digitalizador anterior,  $I_s = 66\mu$ A. A neutralização do efeito da capacitância do cabo foi feita polarizando a sua blindagem com o mesmo potencial da sonda (figura 4.4). Este procedimento se fez necessário face ao tempo de varredura ( $\Delta t = 200\mu$ s) e a amplitude ( $V_0 = 80$ V) de  $V_s$  (veremos o porquê destes valores no capítulo seguinte), e ao tipo e tamanho do cabo de conexão [10m de cabo coaxial modelo RG 58G/U ( $Z_0 = 50\Omega$ ,  $C = 100$ pF/m)]. Se aterrássemos a blindagem, a corrente desviada pelo cabo devido ao efeito puramente capacitivo ( $I_c$ ) [normalmente o mais relevante (La-86b)]

seria:  $I_c \approx (10C)V_0/\Delta t \approx 400\mu A$ , ou seja, um valor 20 vezes maior que a menor medida possível, qual seja,  $I_s = 20\mu A$  (resolução máxima).

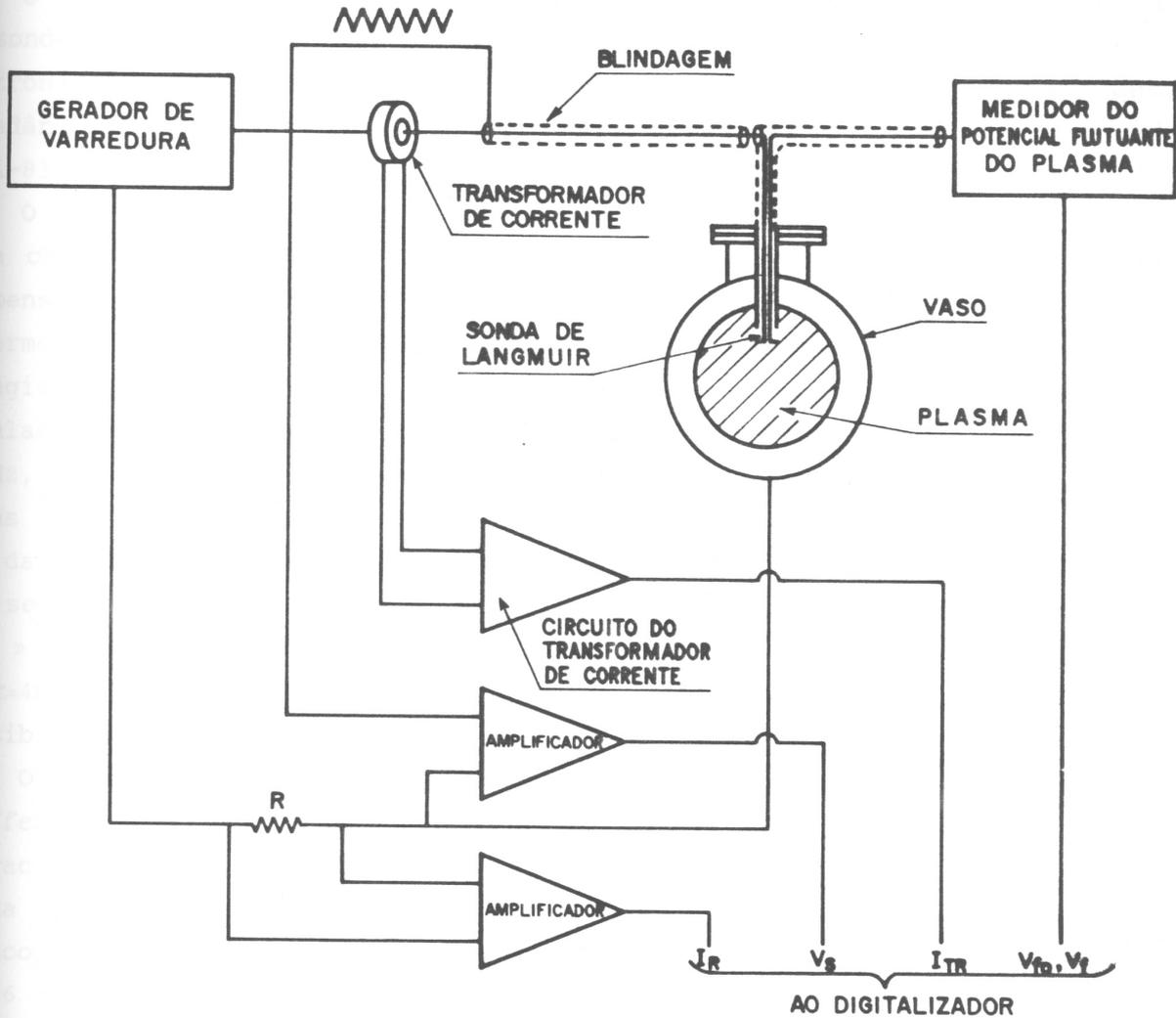


Figura 4.4 - Diagrama de blocos dos circuitos eletrônicos associados à sonda de Langmuir.

#### 4.2.2 - O potencial flutuante do plasma

Com a finalidade de se medir o potencial flutuante do plasma ( $V_f$ ), construímos em nosso laboratório um circuito eletrônico que, uma vez ligado a um dos eletrodos da sonda imersa ao plasma, obtém de maneira direta o valor de  $V_f$ . O circuito possibilita medir altos valores de  $V_f$ , pois possui alta impedância de entrada e níveis de tensão e impedâncias de saídas compatíveis

com todos os módulos digitalizadores atualmente em uso no nosso laboratório. Ele possibilita, ainda, registrar simultaneamente os sinais de  $V_f$  com bandas passantes diferentes, selecionadas através do próprio circuito.

O esquema completo do circuito eletrônico e suas conexões com eletrodo da sonda podem ser vistos nas figuras 4.5 e 4.4, respectivamente. O circuito eletrônico é composto basicamente por um divisor de tensão, um casador de impedâncias (*buffer*), um filtro ativo do tipo Butterworth de ordem  $n = 4$  (Mi-81) e um *driver* de saída.

O divisor de tensão possui os seguintes fatores de divisão [selecionados pela chave n.º 1 (CH-1)]: 2, 5, 10, 20, 50, 100, 200 e 500. Foram feitas compensações em frequência em cada escala de divisão de tensão de forma a obtermos um resposta em frequência mais plana possível na saída deste estágio. Alguns exemplos de frequências de corte [ $f_c(-3dB)$ ] nas respectivas escalas do divisor de tensão usadas em nossa experiência são: 1M, 625k e 93kHz, obtidas, respectivamente, nas escalas de 100, 200 e 500. Ainda quanto estas escalas, podemos ver que suas impedâncias resistivas de entrada ( $R_e$ ) são da ordem de algumas dezenas de Mega-ohms ( $R_e \sim 10M\Omega$ ), fazendo, assim, com que seus valores sejam muito maiores que a impedância efetiva do plasma ( $R_{of}$ ) [ $R_e \gg R_{of}$ , onde (Ch-85)  $R_{of} \approx T_e(eV)/I_{si}(A) \sim 5k\Omega$ , usando-se  $T_e \sim 9eV$ ,  $I_{si}(t=4ms) \sim 2mA$ , calculados em  $r = 0,085m$  (Si-89)] e, conseqüentemente, nos possibilitando uma medida bastante precisa de  $V_f$  (Ch-85).

O estágio posterior ao divisor de tensão é um casador de impedâncias (*buffer*) com um ganho unitário e constituído basicamente por um amplificador operacional LF356 que possui um resistência ôhmica de entrada de  $\sim 10^{12}\Omega$  e uma banda passante de frequência próxima à 5MHz (Mo-83). Este estágio visa desacoplar o divisor de tensão do estágio posterior (o filtro). À entrada do LF356 foi adicionado um circuito de proteção contra sobre-tensões (causados por transientes de alta amplitude, uma eventual troca de escalas etc) que é composto por dois diodos zêner, cada qual com tensões de referências de 10V.

Após o estágio do *buffer* existe, de uso opcional, um filtro ativo com frequências de corte programáveis [através da chave dupla n.º 2 e 3 (CH-2/3)] que visa facilitar a observação do perfil temporal de  $V_f$ , pois parte das oscilações em torno da componente principal deste sinal possuem altas amplitudes: elas são, por vezes, maiores ou da ordem da componente mais lenta do próprio sinal, o que dificulta, sobremaneira, a análise das alterações desta última, quando, por exemplo, sua amplitude é diminuída devido à ação dos CMH ao plasma. Este filtro é do tipo Butterworth, e foi projetado para ter um ganho unitário em frequências abaixo da de corte [ $f_c \equiv f(-3dB)$ ], cujo valor pode ser programado. A escolha deste tipo de filtro se deve ao fato de seu ganho ser praticamente constante até frequências próximas à  $f_c$  e sua



seletividade ser tanto maior quanto maior for o número de estágios básicos, associados em série, que o compõem: à cada número de estágios associamos um ganho que está ligado diretamente à ordem ( $l'$ ) dos polinômios Butterworth {  $G = [1 + (f/f_c)^{2l'}]^{1/2}$  } (Mi-81). O nosso filtro possui  $l' = 4$  (dois módulos em série) e 6 (seis) escalas para a escolha de  $f_c$ , estas, selecionados através das CH-2/3. Como o desacoplamento entre o divisor de tensão e o filtro, feito pelo *buffer*, não é perfeito, o valor de  $f_c$  também dependerá da escala desse divisor, selecionada por CH-1: para CH-2/3 na posição 6, por exemplo,  $f_c$  assumirá, para CH-1 nas posições 6(100), 7(200) e 8(500), respectivamente, os seguintes valores: 11,60, 8,62 e 5,00kHz.

Por fim, existe um *driver* que pode ser ligado ou à saída do *buffer* ou à saída do filtro, em casos nos quais as impedâncias de entrada dos digitalizadores, ou quaisquer outros circuitos que venham a ser acoplados à saída do nosso, forem relativamente baixas.

#### 4.3 - Espiras helicoidais e fonte de corrente associada

Foram instaladas no tokamak TBR-1 um sistema de malhas condutoras helicoidalmente enroladas (que chamaremos de hélices) e coladas externamente em seu vaso (Be-86). O enrolamento das hélices não é contínuo: à cada meia volta as malhas são conectadas a um painel de conexões que permite, através de diferentes ligações, a escolha da helicidade e o sentido das correntes nas malhas existentes. As configurações helicoidais possíveis possuem as helicidades caracterizadas pelas razões:  $m/n = 2/1, 3/1$  e  $4/1$ .

Utilizou-se nesta experiência a configuração  $m/n = 4/1$ , pois a superfície magnética racional associada a esta configuração ( $q = 4/1$ ) está mais próxima à borda do plasma (região de interesse) que as outras associadas as configurações  $2/1$  e  $3/1$ . Na figura 4.6 são mostradas a configuração helicoidal  $m/n = 4/1$ , as ligações nos painéis de conexão e os sentidos das correntes helicoidais ( $I_h$ ) para esta estrutura (Be-86).

Para que pudessemos estudar a interação dos CMH com o plasma era conveniente que  $I_h$  fosse constante no tempo. Por isto, utilizamos uma fonte de corrente constante, construída em nosso laboratório (Va-87), e associada às hélices. O esquema elétrico desta fonte pode ser visto na figura 4.7. O perfil temporal de  $I_h$  obtido por ela possui a forma de um pulso retangular com largura (duração) e altura (intensidade) ajustáveis: a duração do pulso pode assumir valores entre 0 e 9,99ms (programável em intervalos até de 0,01ms) e a intensidade entre 0 e  $\approx 600A$ . Ainda quanto ao perfil de  $I_h$ , observa-se que os tempos de subida e descida de  $I_h$  são aproximadamente  $30\mu s$ .

O sincronismo da fonte é feito a partir dos temporizadores do TBR-1, fazendo com que o pulso possa ocorrer em qualquer instante (programado) da descarga.

O valor de  $I_h$  pode ser obtido de duas maneiras: 1) através de uma curva de calibração  $I_h \times V_c$ , onde  $V_c$  é a tensão lida sobre o capacitor de filtro da fonte (C) cuja amplitude pode ser ajustada a partir de um variac acoplado à entrada do transformador; 2) a partir da tensão sobre o resistor  $R_h$ .

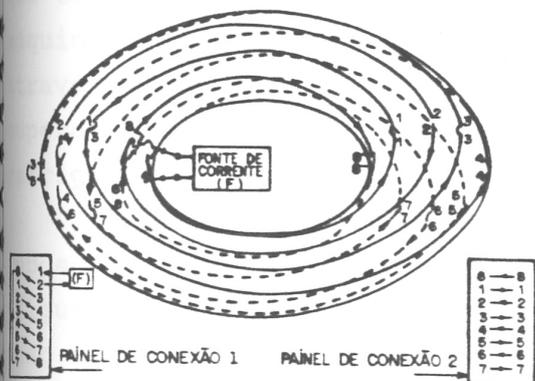


figura 4.6 - Ligações nos painéis de conexões para a obtenção da helicidade  $m/n = 4/1$ , e a indicação esquemática do vaso do TBR-1 com as hélices coladas ao seu redor. As setas nas hélices indicam o sentido das correntes elétricas que as percorrem.

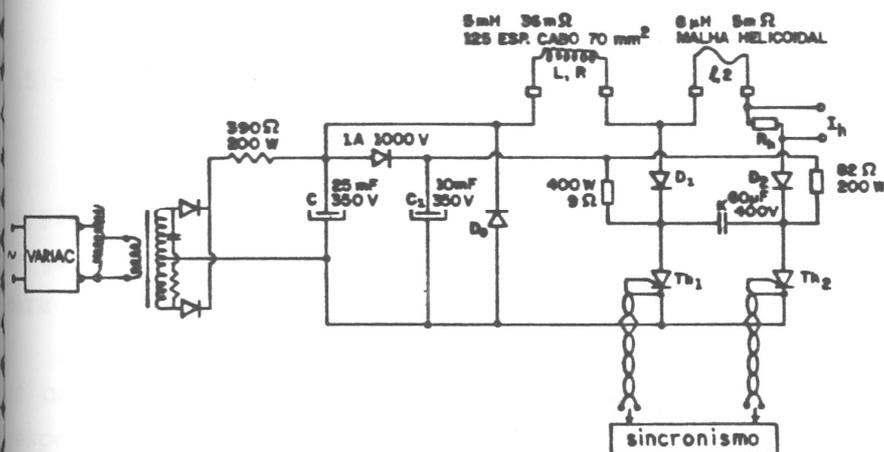


figura 4.7 - Esquema do circuito eletrônico da fonte de corrente elétrica associada às malhas helicoidais.

#### 4.4 - Bobinas de Mirnov

Com a finalidade de se detectar oscilações no campo magnético poloidal de equilíbrio, as chamadas oscilações de Mirnov, foram construídas e instaladas no TBR-1, 19 bobinas magnéticas (bobinas de Mirnov) (Ta-84), das quais 16 foram dispostas poloidalmente numa única posição toroidal (as

chamaremos, por simplificação, de bobinas de Mirnov poloidais) e 3 outras dispostas em posições toroidais distintas, embora mantendo a mesma posição poloidal (definiremos estas últimas como bobinas de Mirnov toroidais). Na figura 4.3(a,b,c) são mostradas esquematicamente as bobinas de Mirnov poloidais e toroidais, e suas respectivas posições junto ao TBR-1.

As bobinas de Mirnov poloidais estão instaladas em dois tubos finos de aço com espessura da parede de 0,2mm, dispostos na forma de semi-círculos, que se situam entre a parede do vaso e o limitador (figura 4.3c). Quando a máquina está em regime de limpeza, o conjunto de bobinas é refrigerado através da passagem de ar comprimido por sua estrutura, evitando, assim, o superaquecimento e a consequente destruição do diagnóstico. O acionamento da refrigeração é sincronizado com o início do processo de limpeza do vaso.

Quanto às bobinas de Mirnov toroidais, estas estão condicionadas em tubos de alumina adaptados a 3 flanges situadas na parte inferior do TBR-1 (figura 4.3a,b). Dentro do TBR-1, elas se situam entre a parede interna do vaso e o limitador.

Os sinais elétricos obtidos pelas bobinas de Mirnov foram conduzidos por pares de fios trançados (de forma a reduzir a indução de sinais espúrios), conectados a um conjunto de integradores cujas saídas foram ligadas aos digitalizadores.

#### 4.5 - Sistema de aquisição e armazenamento de dados

O sistema de aquisição de dados usado nesta experiência (Fa-89) é baseado no padrão CAMAC (norma IEEE-583) e é composto por 3 módulos digitalizadores, um gerador de base de tempo, uma unidade de teste e, por fim, um controlador para fazer o interfaceamento entre o digitalizador/memória e o computador.

As unidades digitalizadoras utilizadas foram as do modelo Le Croy 2264 (8 canais, 8 bits e frequência máxima de amostragem de 4MHz) associadas às respectivas unidades de memória Le Croy 8800/s (32kbytes).

Nas experiências realizadas, usamos um tempo de amostragem de  $2\mu s$  para todos os sinais (máximo valor para o uso simultâneo dos 8 canais do digitalizador), possibilitando que sinais até de 250kHz pudessem ser armazenados, segundo o teorema da amostragem (Tr-72). O valor de 250kHz é muito maior que grande parte das frequências dos sinais de interesse obtidos no TBR-1 para esta experiência: os sinais de maior frequência estão associados às flutuações do potencial flutuante do plasma ( $\tilde{V}_r$ ) e da densidade do plasma ( $\tilde{n}_o$ ) que possuem, segundo observações experimentais feitas no TBR-1, valores entre 100 e 200kHz (Sa-87).



A frequência de amostragem foi obtida externamente ao digitalizador através de um gerador de base de tempo Le Croy 8501 (frequência máxima de amostragem de 20MHz, programada internamente com valores fixos ou variáveis), e valia 500kHz (programado para ser fixo durante toda a experiência).

Utilizou-se também uma unidade de teste BiRa 6102 que permite testar as linhas CAMAC e conhecer as informações por elas enviadas à uma estação específica de um bastidor.

Quanto ao interfaceamento, utilizou-se um controlador Le Croy 8910, cuja principal característica é apresentar uma porta GPIB, incorporando, portanto, as características deste padrão de interfaceamento.

O computador utilizado foi um XT 2002, equipado com uma placa aceleradora, uma unidade de disco rígido (Winchester) de 10Mbytes e um driver para armazenamento das informações em discos flexíveis (disquetes).

Existe ainda no computador uma placa de vídeo ATI "VGA Wonder" com resolução gráfica de 1024 x 768 no modo de mais alta resolução (compatível também com os padrões VGA, EGA, CGA) e um monitor NEC "multisync II", compatível com a placa de vídeo (no momento o sistema utilizado possui o padrão VGA, com resolução de 640 pontos na direção horizontal e 480 na vertical).

Na figura 4.8 é mostrado um diagrama de blocos do sistema de aquisição de dados utilizado para o registro dos sinais dos diagnósticos básicos, sinais das bobinas de Mirnov e os sinais da sonda de Langmuir. Estes sinais são: a corrente do plasma ( $I_p$ ), a tensão de enlace ( $V_e$ ), a posição horizontal ( $P_h$ ) e vertical ( $P_v$ ) da coluna do plasma, a emissão dos raios-x duros [o sinal original ( $R_{x0}$ ) e o integrado ( $R_x$ )], a corrente helicoidal ( $I_h$ ), a corrente que produz o campo magnético toroidal ( $I_t$ ), o potencial flutuante do plasma [o sinal original ( $V_{f0}$ ) e o filtrado ( $V_f$ )], os sinais da tensão ( $V_s$ ) e das correntes da sonda [uma lida através de um resistor ( $I_R$ ) e outra através de um transformador de corrente ( $I_{Tr}$ )] e, por fim, as oscilações de Mirnov [sinais das bobinas poloidais [ $\tilde{B}_{\theta_{pi}}(i = 1 \text{ a } 16)$ ] e toroidais [ $\tilde{B}_{\theta_{ti}}(i = 1 \text{ a } 3)$ ]].

São ao todo 32 sinais de 4kbytes cada um, perfazendo, portanto, 128kbytes de informação numa única descarga do plasma.

Todo o sistema descrito anteriormente está automatizado, e o armazenamento final das informações foi feito em disquetes.

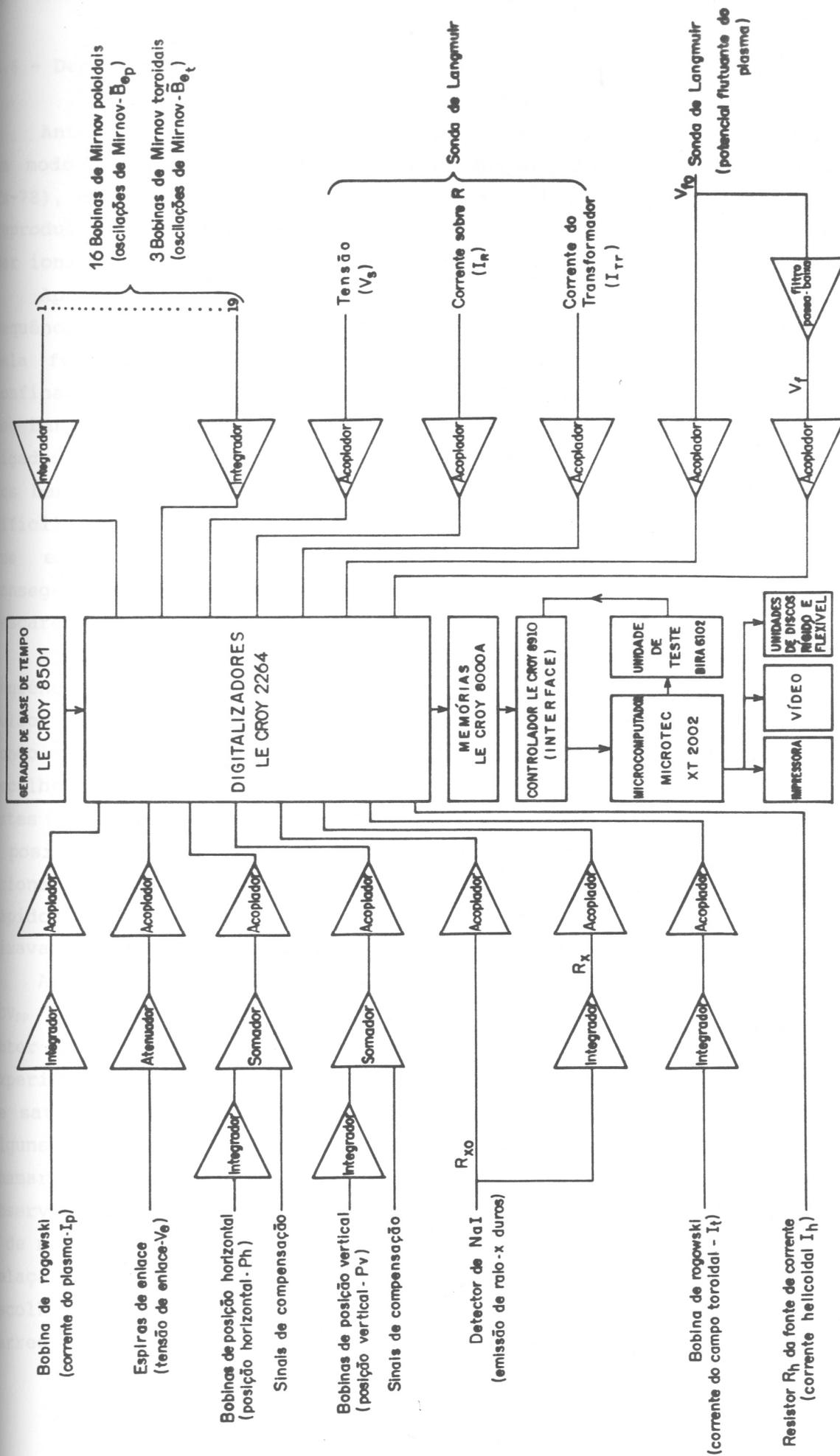


figura 4.8 - Diagrama de blocos do sistema de aquisição e armazenamento de dados utilizado neste trabalho.

#### 4.6 - Descargas de plasma sob a influência dos CMH

Antes da realização das medidas em modo tokamak, a máquina era colocada em modo limpeza, usando o método Taylor de limpeza por descarga (Or-77, Ta-78), objetivando, desta maneira, obter descargas de plasma mais estáveis e reprodutíveis [consequência da diminuição do nível de contaminação do gás a ser ionizado que, em nosso caso foi o hidrogênio ( $Z = 1$ ) com  $m_i/m_e = 1836$ ].

Após o processo de limpeza, foram feitos ajustes nas tensões e na sequência dos disparos (sincronismo) dos bancos de capacitores responsáveis pela formação dos campos magnéticos e elétricos necessários à formação, confinamento e aquecimento do plasma. Inicialmente foram ajustadas as tensões nos bancos rápidos (aquecimento ôhmico e vertical rápidos) e a seguir foram ligados os bancos lentos (aquecimento ôhmico e vertical lentos). As tensões nos bancos toroidais rápido e lento, após termos feito um ajuste inicial, dificilmente eram modificadas, o mesmo não ocorrendo para os outros bancos que eram mudados iterativamente, de maneira semi-empírica, até que conseguíssemos uma condição de equilíbrio relativamente estável para as descargas.

Fixadas as tensões nos bancos de capacitores, foi realizada uma sequência muito grande de disparos, observando-se a reprodutibilidade dos pulsos de plasma. Constatamos a presença de vários tipos de pulsos: o mais longo e frequente possuía ~7,0ms de duração e os outros de ~1,5 a ~5,0ms. Escolhemos para a maioria das experiências os pulsos de ~7,0ms, por serem estes mais frequentes. Uma vez selecionado o pulso a ser utilizado, fixávamos a posição radial da sonda ( $r$ ) e também o instante no qual os CMH iriam seracionados ( $T_1$ ) [contado a partir do disparo do banco do aquecimento ôhmico rápido o qual define também o início do crescimento da corrente do plasma]]. Fixávamos também a duração do pulso dos CMH ( $T_2$ ).

Aplicávamos, então, num dos eletrodos da sonda,  $V_s$  no modo varredura com 30V<sub>pp</sub> adicionado a um nível C.C. de -10V. Estes valores nos possibilitavam obter uma excursão de -50 a +30V que, segundo testes preliminares para esta experiência, foram convenientes para obtermos, com certa nitidez, as regiões de saturação de íons, a de crescimento de  $I_s$  (região de transição) e, em alguns casos (testes em regiões em torno de  $r = 0,11m$ ) até, o que podemos chamar de região de saturação de elétrons (normalmente de difícil observação), ou, pelo menos um indício de seu início, caracterizando, assim, de maneira relativamente segura, o término da região de transição. Ainda em relação à  $V_s$ , ajustamos o tempo de varredura ( $\Delta t$ ) em 200 $\mu s$ , valor este escolhido por nos possibilitar obter um número relativamente grande de varredura(35) numa descarga característica do plasma do TBR-1 para a nossa

experiência (~ 7ms). Assim, obteremos em torno de 35 valores médios (no intervalo de varredura) de  $T_e$  numa descarga típica, o que confere uma resolução temporal satisfatória na medida desta grandeza, haja vista que, para  $\Delta t = 200\mu s$ , a partir do platô, quase nada muda na descarga.

Para justificar esta última afirmação, analisaremos o valor de  $\Delta t$  em relação ao tempo de confinamento de partículas [ $\tau_p \approx 1,8ms$ (Si-89)]. Considerando um perfil temporal aproximadamente  $n_0(t) \propto n_0' \exp(-t/\tau_p)$ , teremos  $n_0(t+\Delta t)/n_0(t) \sim 0,9$ , ou seja,  $n_0$  decai apenas 10% durante uma medida de  $T_e$ . É bom lembrar que em torno do início platô da descarga, que a nossa região de maior interesse, a dependência de  $n_0$  com o tempo é menor [basta observar o perfis de  $I_{s1}$  no capítulo seguinte ( $I_{s1} \propto n_0 T_e^{-1/2} \propto n_0$ , pois  $T_e \sim$  constante)] e, portanto, a variação de ~10% em  $n_0$ , citada anteriormente, está ligado ao caso mais crítico.

Num grande número de descargas fixávamos o valor de  $V_s$  em -50V (modo saturação), a fim de se obter o perfil temporal da corrente de saturação de ions( $I_{s1}$ ).

O eletrodo no qual não aplicávamos  $V_s$  foi ligado ao circuito de medida do potencial flutuante do plasma( $V_f$ ).

O pulso de corrente helicoidal( $I_h$ ) foi acionado no início do platô da corrente de plasma( $I_p$ ) ( $T_1 = 1,5$  ou  $2,0ms$ ) e sua duração foi de  $T_2 = 0,8$  ou  $1,6ms$  (este último menos frequente). Não foram feitas muitas mudanças em  $T_1$ , por um lado, porque o acionamento dos CMH para  $T_1 < 1,5ms$  (região de formação do plasma) prejudicaria o equilíbrio e, por outro, porque observamos que para  $T_1 > 3,0ms$  estaríamos atuando numa região de  $I_p$  onde a emissão de raios-x duros (*hard x-ray*) é relativamente acentuada, ou seja, já não mais poderíamos garantir que houvesse, na região de medida, um plasma no estado de equilíbrio magnetohidrodinâmico [não podendo, assim, definir a temperatura (que era uma das grandezas a serem medidas), fazendo com que as equações MHD, bem como todos os modelos teóricos que dela advém, percam suas validades](Kn-79).

Quanto a  $T_2$ , observamos que se  $T_2 > 2,0ms$  o equilíbrio da descarga era prejudicado. Ademais, temos uma região útil da descarga (pouca emissão de raios-x duros) apenas de ~3,0ms. Não foi, portanto, conveniente usar  $T_2 > 2,0ms$ .

Os valores de amplitude de  $I_h$  mais usados foram: 0, 150, 250, 350 e 450A. Para cada um destes valores obtinhamos em média 2 a 4 pulsos, estando  $V_s$  tanto no modo varredura como no modo saturação.

Após a realização de todo o procedimento anterior, mudávamos a posição da sonda. Os valores destas posições foram:  $r = 0,055; 0,061; 0,066; 0,071; 0,077; 0,086; 0,097$  e  $0,108m$ .

Usamos em toda a experiência, no circuito de medida de  $V_f$ ,  $f_c(-3dB) =$

5,00kHz para a escala do divisor de tensão de 500, ou 8,62kHz para a escala de 200. Estes valores foram escolhidos segundo observações preliminares feitas com a sonda tanto nas posições mais internas quanto nas mais externas, e que nos possibilitou distinguir, claramente, o comportamento de  $V_f$  com e sem a atuação dos CMH.

O perfil temporal de  $I_t$  nos possibilitou obter  $B\phi$  e, assim, o fator de segurança na borda do plasma [ $q(a)$ ] que, por sua vez, foi usado na obtenção das posições e semi-larguras das ilhas magnéticas (Apêndice A), entre outras aplicações.

Foram armazenados também os sinais captados pelos diagnósticos devido os disparos dos bancos de capacitores, sem que houvesse a descarga do plasma; para tanto diminuíamos a pressão do gás no vaso do TBR-1 de  $1,2 \times 10^{-4}$  torr (pressão normal de trabalho) para valores próximos a  $4,0 \times 10^{-6}$  torr. Com este procedimento podemos, em tese, separar a informação útil dos sinais espúrios numa descarga.

## 5 - RESULTADOS EXPERIMENTAIS E DISCUSSÕES

Discutimos a seguir as descargas de plasma, via sinais que as caracterizam, focalizando, principalmente, a influência dos CMH sobre elas. Examinamos inicialmente as alterações macroscópicas (sinais básicos) e suas implicações físicas, para depois analisar as mudanças locais nos perfis temporais e radiais das grandezas do plasma, sobre alguns dos quais, abordamos, sucintamente, as influências e restrições da utilização das sondas de Langmuir e seus circuitos eletrônicos associados em nossa região de medida.

### 5.1 - A influência dos CMH no comportamento global das descargas

Na figura 5.1 são mostrados os perfis temporais do pulso s503, no qual os CMH não foram acionados ( $I_h = 0$ ) e onde a sonda, no modo de saturação ( $V_s = -50V$ ), se encontrava em  $r = 7,7cm$ , isto é, na borda do plasma. São mostrados os seguintes sinais:  $I_p$ ,  $V_e$ ,  $P_h$ ,  $P_v$ ,  $R_{x0}$ ,  $R_x$ ,  $\tilde{B}_{\theta p1}$ ,  $\tilde{B}_{\theta t3}$ ,  $I_t$ ,  $V_s$ ,  $I_{Tr}$ ,  $I_R$  [ $I_{Tr}, I_R(V_s = -50V) \equiv I_{si}$ ],  $V_{fo}$ ,  $V_f$  e  $I_h$ , definidos no item 4.5. Na figura 5.2 mostramos o pulso s502, que é análogo ao s503 (são sequenciais e possuem uma boa reprodutibilidade), mas no qual  $I_h = 450A$ .

Descargas sequenciais, nas quais  $I_h = 0$  (pulso s483) e  $450A$  (pulso s482), no modo varredura, podem ser vistas na figura 5.3 e 5.4, respectivamente. Nelas são mostrados apenas os sinais  $I_p$ ,  $V_e$ ,  $P_h$ ,  $\tilde{B}_{\theta p1}$ ,  $V_s$ ,  $I_R$ ,  $V_f$  e  $I_h$  (os outros são, em geral, semelhantes entre si, podendo, assim, ser omitidos).

Analisamos cada sinal separadamente, e a influência dos CMH nestes sinais (eventualmente, em outros quando necessário). Os fenômenos que serão descritos ocorrem qualitativamente e quantitativamente (aproximadamente) nas outras descargas sob as mesmas condições, exceto especificações em contrário. São, pois, fenômenos típicos.

#### 5.1.1 - A corrente do plasma

Analisaremos inicialmente a corrente do plasma ( $I_p$ ) do pulso s503 mostrado na figura 5.1. Esta grandeza se forma a partir da atuação do oscilador de pré-ionização sobre o gás ( $H_2$ ) na câmara, gás este com uma pequena porcentagem de moléculas já ionizadas devido à presença, neste meio,

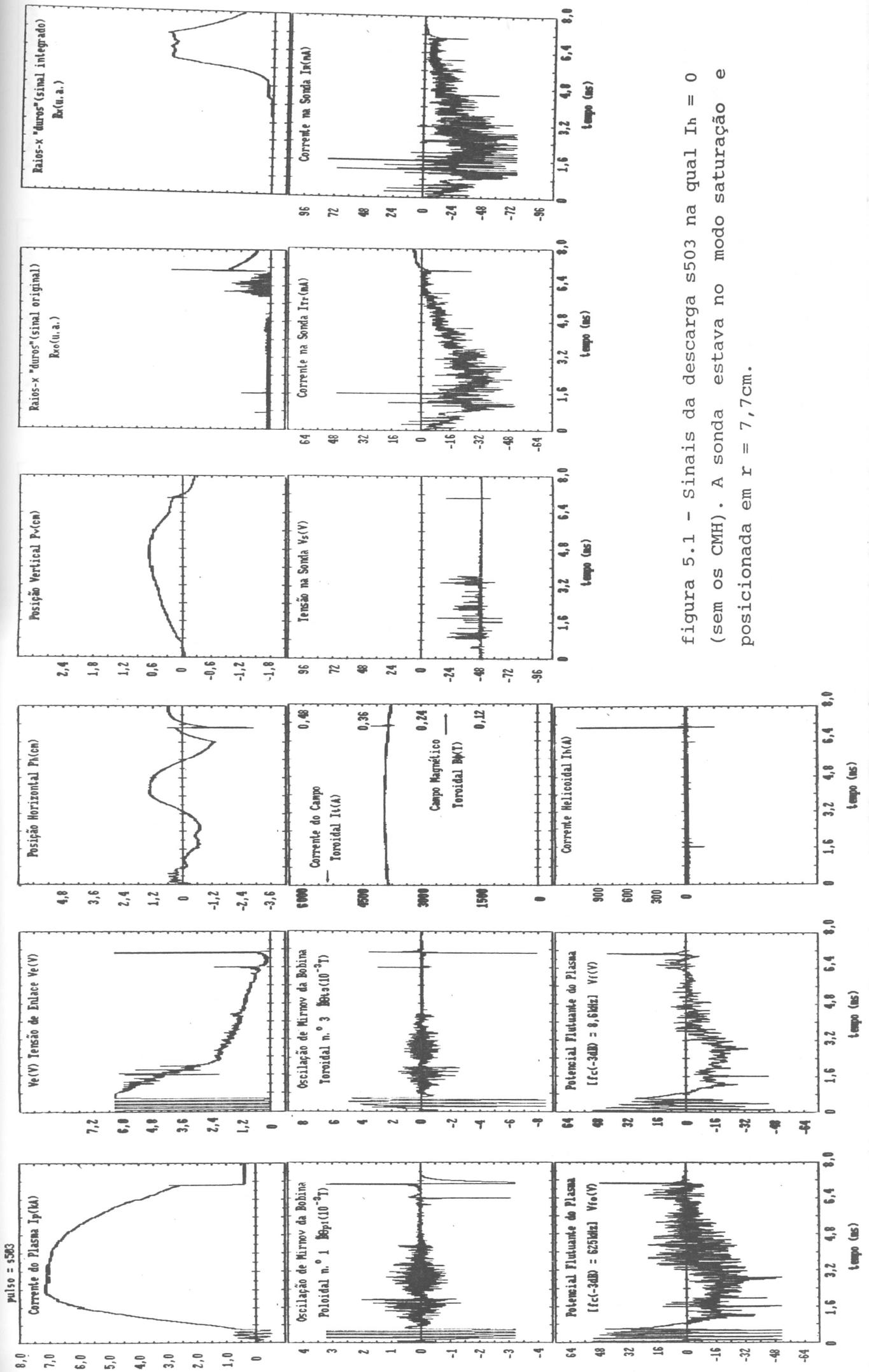


figura 5.1 - Sinais da descarga s503 na qual  $I_h = 0$  (sem os CMH). A sonda estava no modo saturação e posicionada em  $r = 7,7\text{cm}$ .

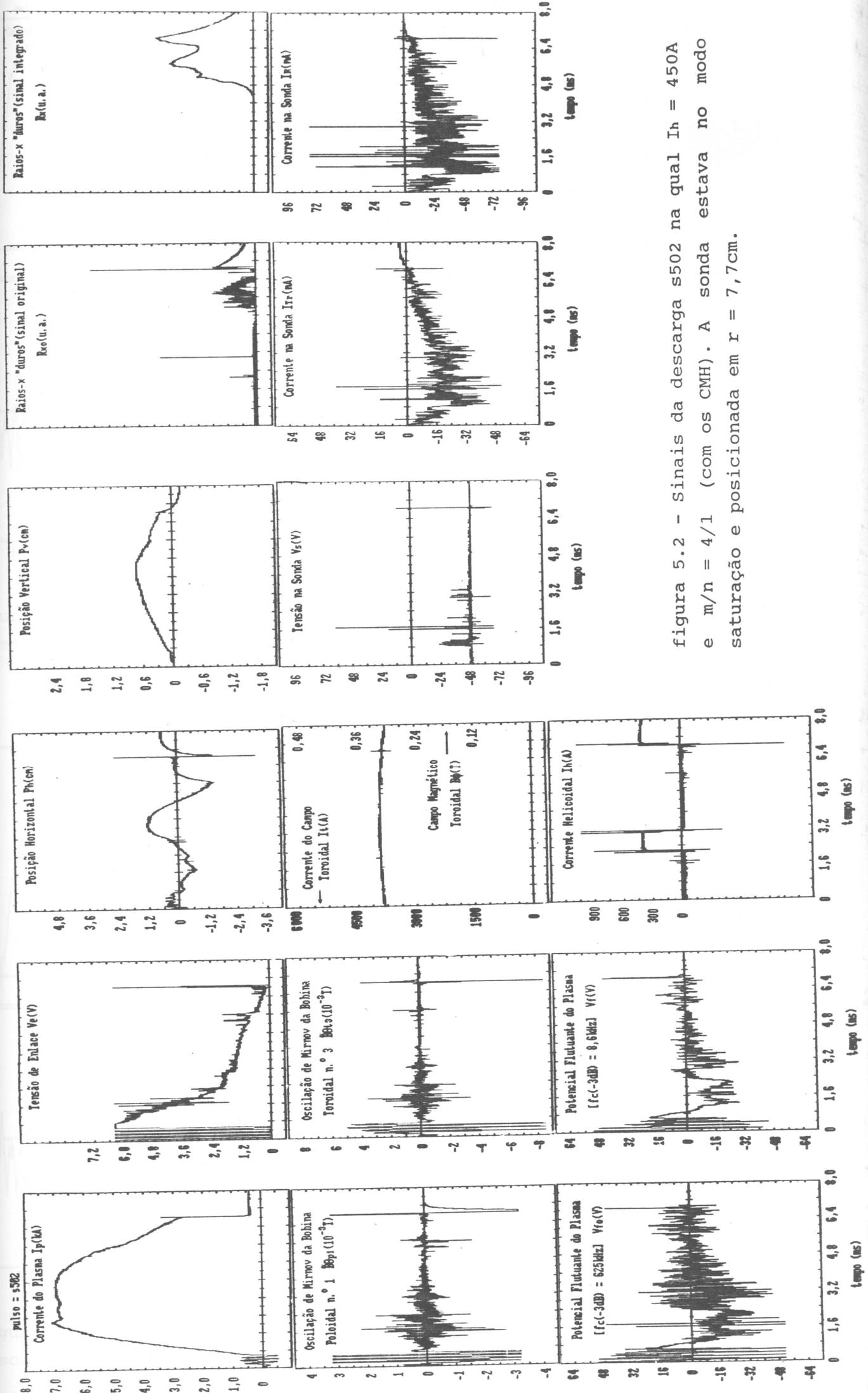


figura 5.2 - Sinais da descarga s502 na qual  $I_h = 450A$  e  $m/n = 4/1$  (com os CMH). A sonda estava no modo saturação e posicionada em  $r = 7,7cm$ .

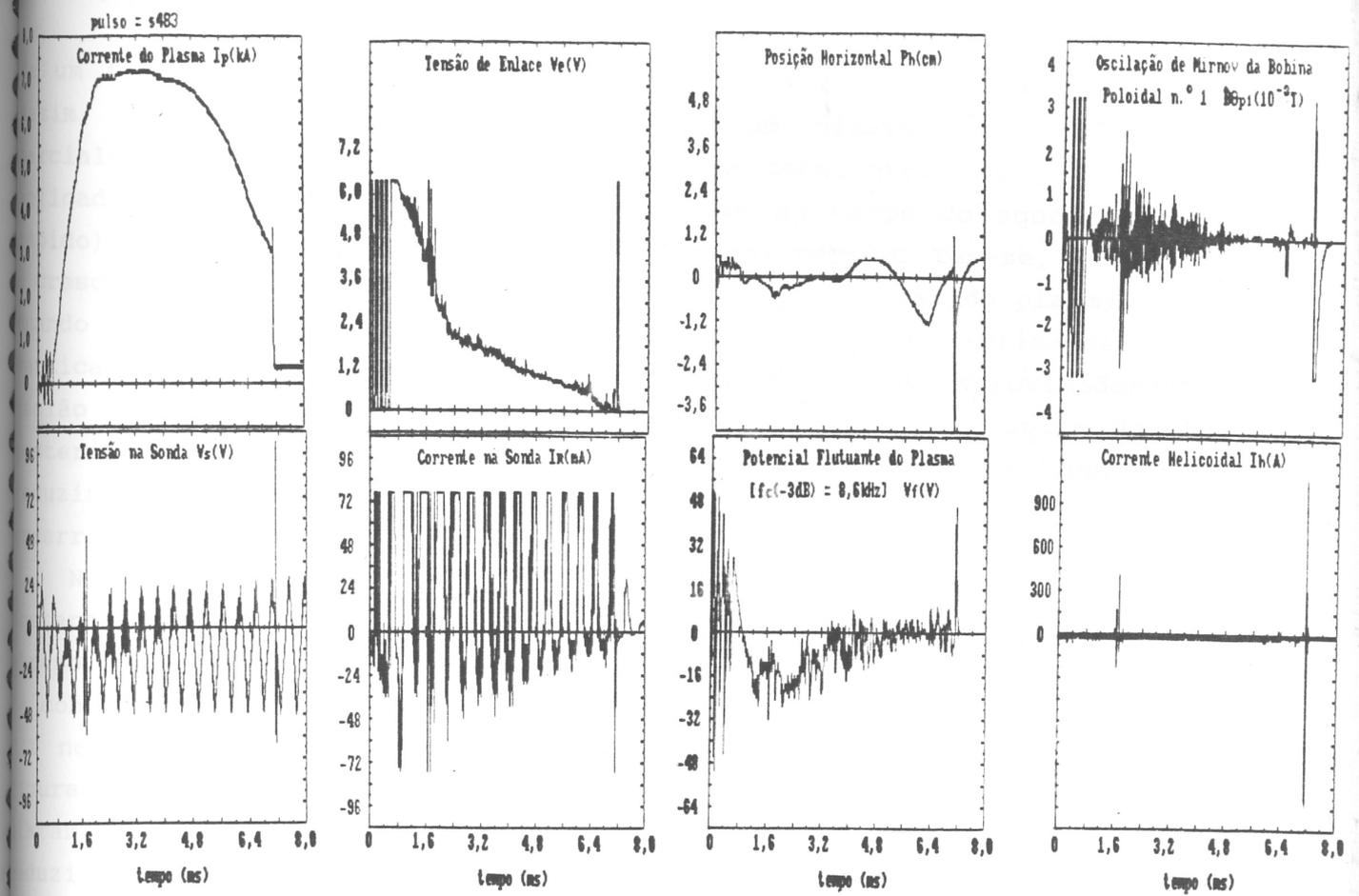


figura 5.3 - Sinais da descarga s483 para  $I_h = 0$  (sem os CMH). A sonda estava no modo varredura e posicionada em  $r = 7,7$ cm.

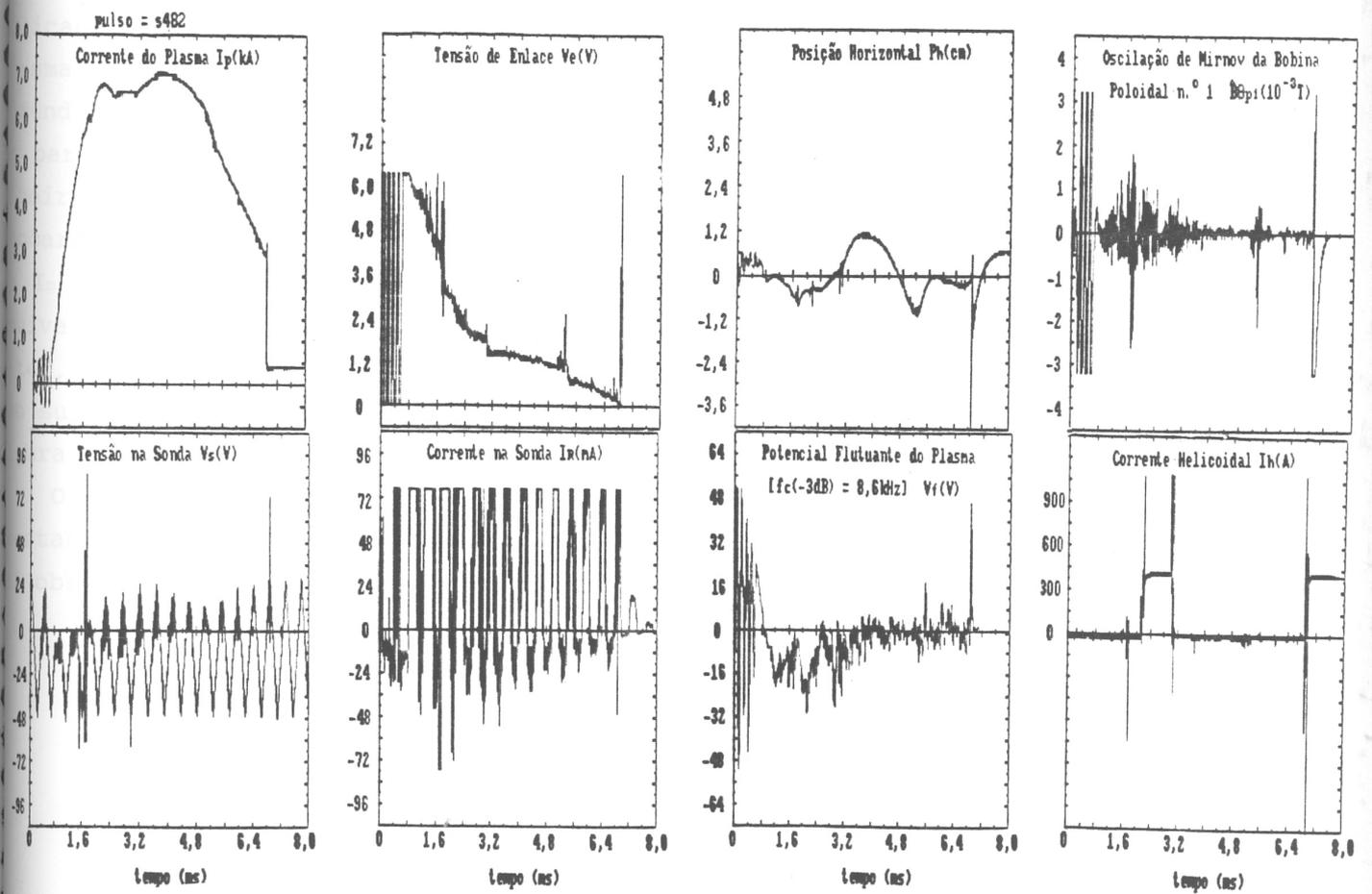


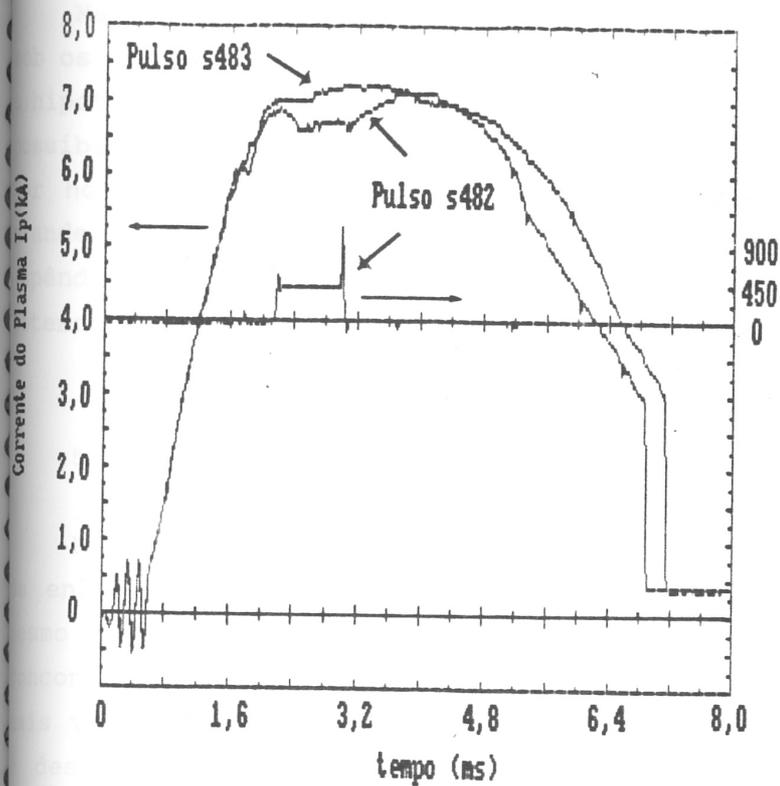
figura 5.4 - Sinais da descarga s482 para  $I_h = 450A$  e  $m/n = 4/1$  (com os CMH). A sonda estava no modo varredura e posicionada em  $r = 7,7$ cm.

de um filamento aquecido externamente por uma corrente elétrica. Forma-se, assim, no intervalo  $0 \leq t(\text{ms}) \lesssim 0,6$ , um plasma oscilante, confinado parcialmente por  $B\phi$ , este, aproximadamente constante. Sobre este plasma é aplicado um campo elétrico toroidal (devido ao campo do aquecimento ôhmico rápido) adicionado ao campo magnético vertical rápido. Tem-se, desta maneira, o crescimento de  $I_p$  e o aquecimento e constrição inicial do plasma. A seguir, quando  $I_p$  atinge o seu valor máximo ( $t \lesssim 2\text{ms}$ ), são aplicados os campos vertical e aquecimento ôhmico lentos. Tem-se, então, aproximadamente, uma região de platô de  $I_p$  [  $\approx 7,0\text{kA}$  em  $2 \lesssim t(\text{ms}) \lesssim 4$  ] que deixa de existir, posteriormente, devido à perda natural de confinamento (por difusão), reduzindo  $I_p$  no decorrer da descarga [  $4,0 \lesssim t(\text{ms}) \lesssim 7,0$  ], até que esta se encerre.

Nas figuras 5.2 e 5.4 observamos que há uma redução de  $I_p$  quase que instantaneamente ao acionamento dos CMH. Existe, no entanto, um pequeno atraso que pode ser creditado ao tempo de penetração dos CMH no vaso (Ro-68) [a constante de tempo de penetração da componente poloidal dos CMH de  $m/n = 4/1$  no vaso do TBR-1, obtida experimentalmente (Ri-89), é  $\tau_p \sim 50\mu\text{s}$ ]. Nas figuras 5.5 e, principalmente, 5.6, entre outras observações, vemos claramente este atraso: com o acionamento de  $I_h$ , o valor  $I_p$  começa a se reduzir e, após  $\sim 0,2\text{ms}$ , atinge um outro platô em  $\sim 6,5\text{kA}$ . Quando  $I_h$  se encerra,  $I_p$  volta a crescer, mas com taxa menor comparada àquela relacionada ao seu decréscimo. Na figura 5.5 são mostrados também outros dois fenômenos ligados a  $I_p$ , a saber: a taxa média de decaimento do platô para o final aumenta com a presença dos CMH e a duração total da descarga diminui.

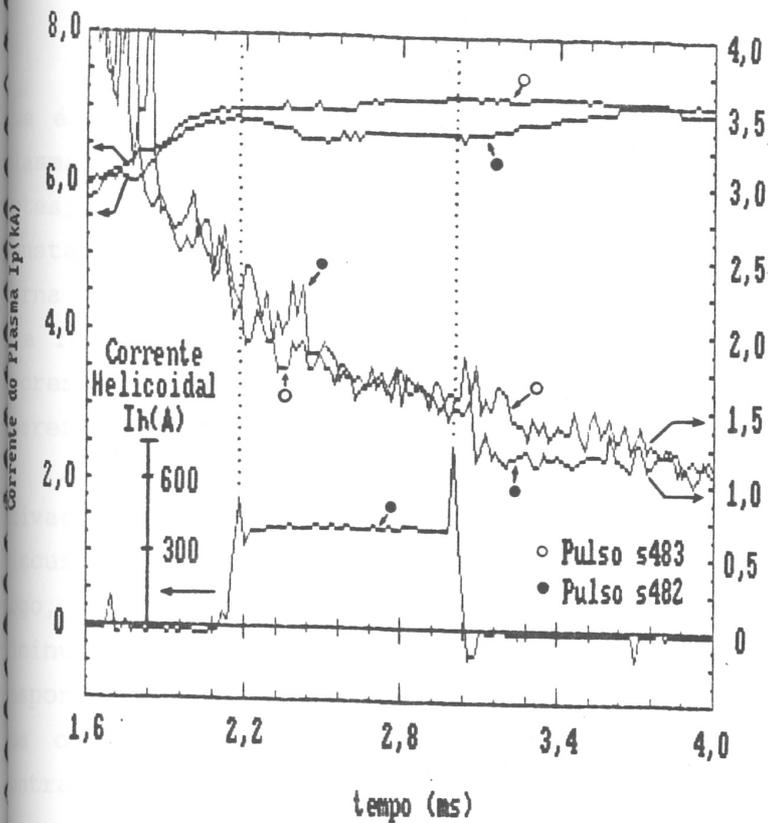
Podemos propor o seguinte mecanismo para explicar a redução de  $I_p$ : Com a aplicação dos CMH, a estrutura das linhas de campo magnético na borda do plasma se torna caótica, o que significa que parte destas linhas tende a se infundir para dentro do plasma e outra parte para fora, isto é, para a RSL. As partículas carregadas associadas a estas últimas linhas deixarão, desta maneira, de contribuir para a densidade de corrente do plasma ( $J$ ) (pois se chocarão com o limitador), fazendo com que haja uma diminuição de  $I_p$ . O valor de  $I_p$  tende a se reestabelecer tão logo os CMH sejam desativados, o que equivale a dizer que a estrutura do campo magnético na borda do plasma volta a ter, aparentemente, o mesmo caráter ordenado característico de uma descarga não sujeita aos CMH. Esta explicação descreve exatamente o que é mostrado na figura 5.5 e mais precisamente na 5.6.

O fenômeno de redução de  $I_p$ , devido à presença do CMH, e o posterior reestabelecimento desta grandeza, após o término destas perturbações, também foi observado no tokamak CSTN-II (Ta-87).



Corrente Helicoidal  $I_h$ (A)

figura 5.5 - Comparação entre os perfis temporais das correntes do plasma ( $I_p$ ) referentes aos pulsos s482 (com os CMH de  $I_h = 450A$  e  $m/n = 4/1$ ) e s483 (sem os CMH), ampliados e sobrepostos um ao outro.



Tensão de Enlace  $V_e$ (V)

figura 5.6 - Sinais da corrente do plasma ( $I_p$ ) e da tensão de enlace ( $V_e$ ), com [ $I_h = 450A$  (pulso s482)] e sem [ $I_h = 0$  (pulso s483)] os CMH de  $m/n = 4/1$ .

Mapas de Poincaré aplicados às linhas de campo magnético de um plasma sob os CMH poderão nos auxiliar, no futuro, num estudo mais aprofundado sobre a hipótese da redução de  $I_p$  via difusão caótica das linhas do campo na borda, possibilitando obter uma estimativa da largura da região de caotização ( $\Delta_c$ ). Por hora, dispomos de duas outras formas para se obter estimativas desta grandeza: a primeira com base nas larguras e posições das ilhas magnéticas (Apêndice A) e a segunda usando a variação de  $I_p$  (Apêndice B). Com a primeira obtemos  $\Delta_c \gtrsim 2,4\text{cm}$ , com a segunda  $\Delta_c \gtrsim 3,2\text{cm}$ .

### 5.1.2 - A tensão de enlace

Pela figura 5.6 podemos perceber que ocorre um pequeno aumento da tensão de enlace ( $V_e$ ) no instante do acionamento dos CMH, mas que não se mantém, mesmo quando estes campos ainda estão atuando. Este aumento ocorre concomitantemente com a redução de  $I_p$ , embora deixe de existir quando  $I_p$  não mais varie. Prosseguindo no tempo, observamos uma diminuição de  $V_e$  quando  $I_h$  é desativada que, curiosamente, ocorre com o aumento simultâneo de  $I_p$ . Terminado este aumento, cessa também a variação de  $V_e$ . Analisaremos simplificadaamente esta ligação de  $V_e$  a  $I_p$  através da relação

$$V_e = L_p \left( \frac{dI_p}{dt} \right) + R_p I_p \quad (5.1)$$

que é a lei de Kirchhoff aplicada a um circuito elétrico definido por uma plasma de resistência  $R_p$  e indutância externa  $L_p$  (considerada constante), estes, associados em série. Abordando inicialmente o intervalo no qual  $I_p$  é constante ( $dI_p/dt \approx 0$ ) durante a ação dos CMH, vemos que a equação 5.1 se torna aproximadamente a lei de Ohm usual, isto é,  $V_e \approx R_p I_p \propto \bar{\eta}_{\parallel} I_p$ , onde  $\bar{\eta}_{\parallel}$  a resistividade paralela (a  $B\phi$ ) média do plasma. Como neste intervalo  $I_p$  cresceu enquanto  $V_e$  manteve-se aproximadamente constante, houve, aparentemente, um aumento de  $\bar{\eta}_{\parallel}$ .

A correlação entre  $V_e$  e  $I_p$  nos instantes imediatamente posteriores à ativação/desativação dos CMH é bem mais complicada. Faremos no entanto uma discussão simples. Após o acionamento de  $I_h$ ,  $dI_p/dt < 0$ , enquanto  $V_e$  aumenta. Logo, a princípio, o termo  $R_p I_p$  deve crescer a ponto de suplantiar a diminuição devido ao termo anterior. Como  $I_p$  se reduz  $R_p$  deve ser a grandeza responsável pelo aumento de  $R_p I_p$ . Lembrando que  $R_p \propto \bar{\eta}_{\parallel}$ , concluímos, então, o aumento de  $\bar{\eta}_{\parallel}$  deve ser a causa do acréscimo de  $V_e$ . Quando, ao contrário, houver a desativação dos CMH,  $dI_p/dt > 0$ , ao mesmo tempo em que  $V_e$

diminui. Nesta situação  $R_p$  deve ter sido reduzido, diminuindo, assim,  $\bar{\eta}_{||}$ .

O aumento ou diminuição de  $\bar{\eta}_{||}$  pode estar relacionado às mudanças em  $\bar{\eta}_{\perp}$  e/ou  $\bar{T}_e$  (Ch-74), onde  $\bar{T}_e$  é a temperatura eletrônica média.

O aumento de  $V_e$  durante a presença dos CMH foi proposto por Stix (item 2.2) e também foi observado por Takamura no tokamak CSTN-II, numa experiência similar à nossa (Ta-87).

### 5.1.3 - A posição da coluna do plasma

Analisaremos inicialmente os perfis temporais das posições horizontal ( $P_h$ ) e vertical ( $P_v$ ) da coluna de plasma referentes, respectivamente, aos pulsos s503 (sem CMH) e s502 (com CMH) mostrados nas figuras 5.1 e 5.2. Os valores positivos e negativos de  $P_h$  e  $P_v$  se referem à posição da coluna de plasma em relação ao centro geométrico de uma seção do toróide (eixos X-Y), conforme é mostrado na figura 4.3a. Notamos que, mesmo com a presença do CMH, a posição da coluna do plasma se manteve praticamente inalterada no decorrer na descarga.

Em algumas descargas, entretanto, a presença do CMH alterava, principalmente, o valor de  $P_h$ . Com isto, os perfis temporais de grandezas medidas localmente como, por exemplo, o de  $V_r$ , eram mudados substancialmente. A figura 5.7 mostra de maneira bastante clara esta mudança, focalizando a própria grandeza  $V_r$  (bem como  $I_p$ ,  $P_h$  e  $P_v$ ), numa medida feita em  $r = 6,6$  cm. São mostrados nesta figura os pulsos s520 (sem os CMH) e s522 (com os CMH).

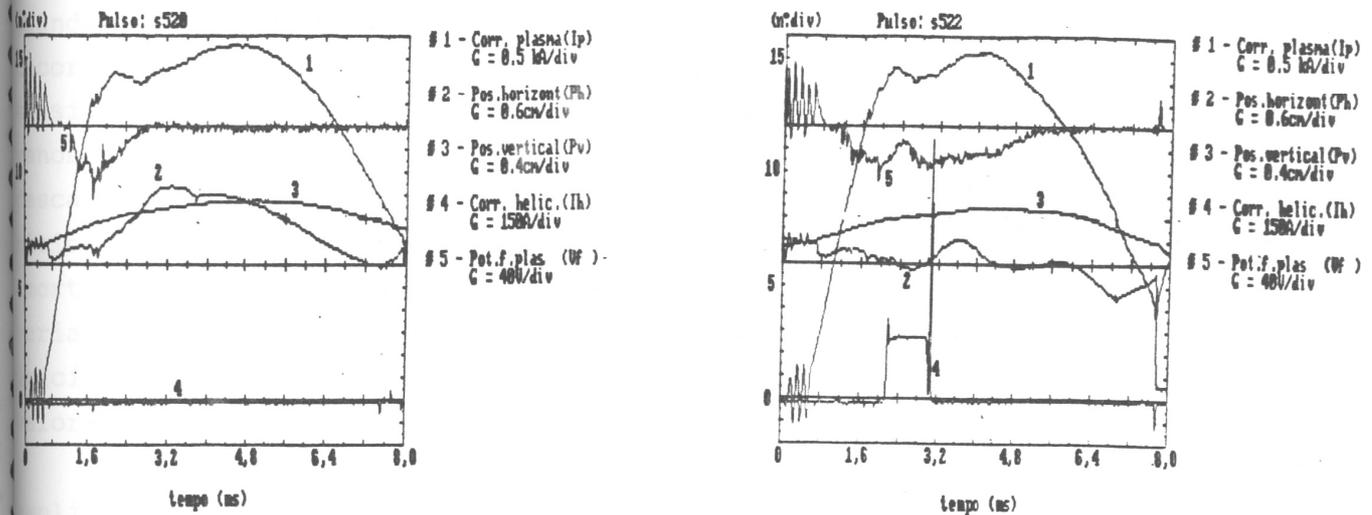


Figura 5.7 - Sinais das descargas do plasma nas quais a sonda estava posicionada em  $r = 6,6$  cm, mostrando as alterações em  $P_h$  (e conseqüentemente em  $V_r$ ) devido aos CMH.

Devido ao problema exposto anteriormente, analisamos, de um modo geral, somente descargas nas quais os perfis temporais de  $P_h$  e  $P_v$  eram semelhantes entre si.

#### 5.1.4 - A emissão de raios-x "duros"

Não foram observadas mudanças significativas dos sinais da emissão de raios-x duros quer seja o sinal original ( $R_{x0}$ ) quer o integrado ( $R_x$ ) devido à presença dos CMH, como atesta a figura 5.1 e 5.2. Há sim, em  $R_{x0}$ , picos neste sinal quando os CMH são ativados e desativados (figura 5.2), o que deve estar relacionado à indução do transiente de  $I_h$  (subida e descida do pulso) no circuito ligado ao detector dos  $R_{x0}$ . Quaisquer mudanças entre os perfis de  $R_{x0}$  ou  $R_x$ , daqueles dois pulsos, devem estar associadas ao caráter intrínseco da própria descarga, não se constituindo, pois, em regra para os demais pulsos.

#### 5.1.5 - As oscilações de Mirnov

Na figura 5.8 são mostradas 4 perfis temporais das oscilações de Mirnov referentes à bobina n.º 1 ( $\tilde{B}_{\theta p1}$ ) para os pulsos com [s482 e s502] ( $I_h = 450A$ ) e sem [s483 e s503] os CMH.

De um modo geral, para descargas sem a presença dos CMH, a amplitude destas oscilações aumentam na fase de crescimento de  $I_p$ , até o platô desta grandeza, para depois decrescer assintoticamente e de maneira acentuada, no decorrer da descarga. Percebemos, também, que seus perfis temporais variam sensivelmente de uma descarga para outra (pulsos s483 e s503, por exemplo), a menos que elas sejam sequenciais, o que as torna mais semelhantes. Aqui as descargas sequenciais diferem, praticamente, devido à aplicação do CMH: há, nitidamente, um amortecimento de  $\tilde{B}_{\theta p1}$  com a aplicação do CMH. O período de amortecimento e o instante no qual este fenômeno se inicia, no entanto, variam substancialmente: no pulso s482 o amortecimento começa  $\sim 0,3ms$  após o início da subida de  $I_h$  e dura  $\sim 0,3ms$ . No pulso s502, por sua vez, estes valores serão  $\sim 0,2ms$  e  $\sim 0,7ms$ , respectivamente.

Outro fato interessante que se observa em  $\tilde{B}_{\theta p1}$  do pulso s482 é que as amplitudes de  $\tilde{B}_{\theta p1}$  se reestabelecem antes mesmo do término do CMH. O mesmo, curiosamente, já não ocorre no pulso s502.

O amortecimento das oscilações de Mirnov, devido a aplicação do CMH de  $n/n = 4/1$  na borda plasma do TBR-1, pode estar relacionado diretamente à

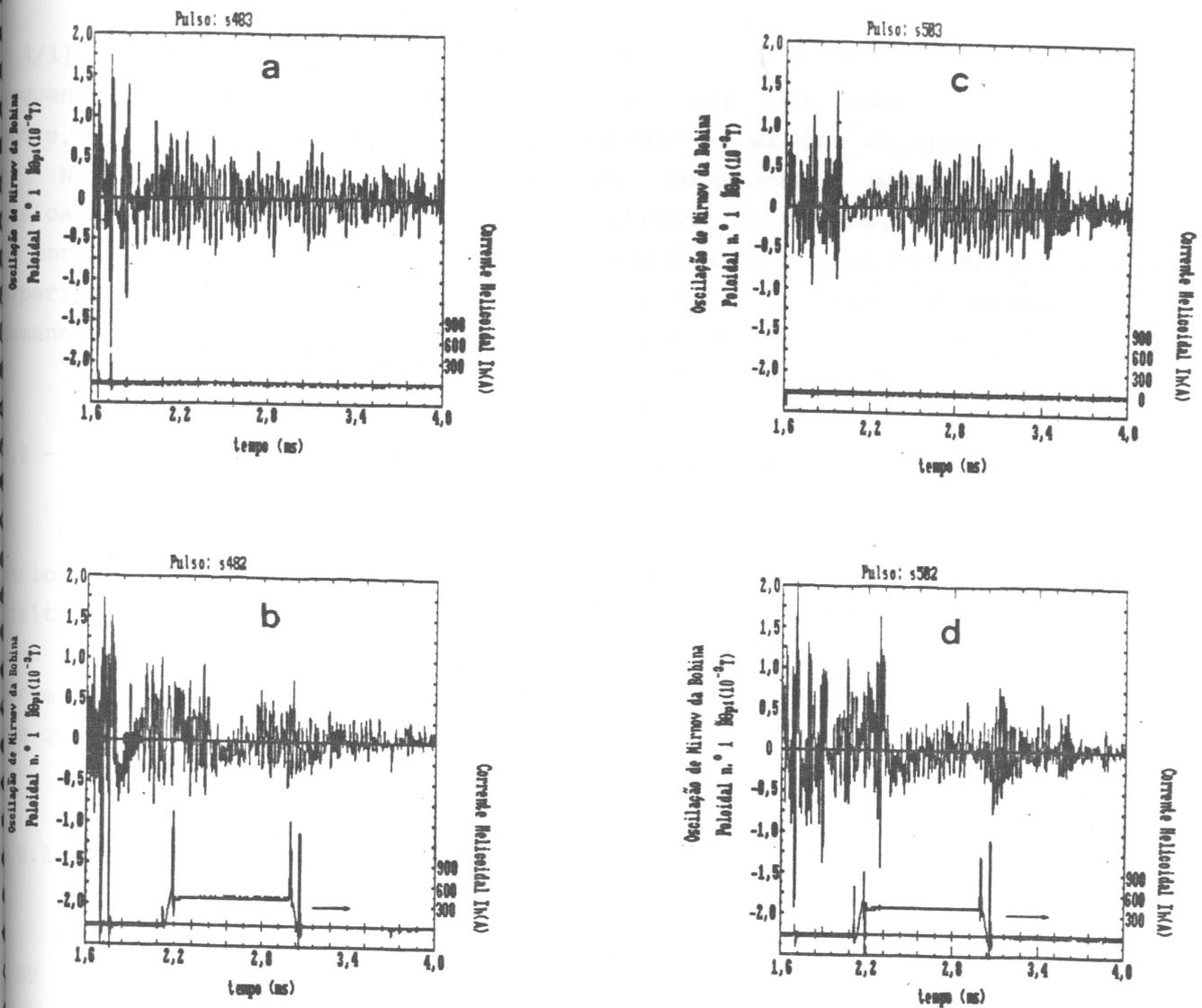


Figura 5.8 - Perfis temporais das Correntes Helicoidais ( $I_h$ ) e das Oscilações de Mirnov [obtidas pela bobina poloidal n.º 1 ( $\tilde{B}_{\theta p1}$ )] nos pulsos s483 (a), s482 (b), s503 (c) e s502 (d), ampliados no tempo.

posição das superfícies ( $r_{mn}$ ) associadas àquela helicidade ( $r_{41}$ ). Em uma experiência realizada recentemente no TBR-1(Ri-88), para  $I_p \sim 10\text{kA}$ ,  $q(a) \sim 5$  e  $I_h = 500\text{A}$ , nenhuma alteração substancial foi observada em  $\tilde{B}_{\theta}$ , enquanto para a situação presente, qual seja,  $I_p \sim 7$  a  $8\text{kA}$ ,  $q(a) \sim 4,8$  a  $4,2$  e  $r_{41} = 3$  a  $7,8\text{cm}$ , respectivamente, as alterações são significativas. No primeiro caso, portanto,  $r_{41} > a$  ( $a = 8\text{cm}$ ), ou seja, a superfície ressonante estava na borda do plasma; no segundo,  $r_{41} \lesssim a$  (borda do plasma). Ainda no contexto dos possíveis fatores que possam causar o dito amortecimento, podemos descartar a influência dos harmônicos  $m/n = 3/1$  e  $2/1$  associados à helicidade usada ( $m/n$

$= 4/1$ ), de vez que suas amplitudes em relação a do modo  $m, n = 4, 1$  são muito pequenas [20 e 10%, respectivamente (Be-86)], não cabendo, então, a estes modos, em princípio, um papel preponderante no efeito em questão.

No mais, o amortecimento de  $\tilde{B}\theta$ , numa visão mais geral, significa fisicamente que há um aumento da estabilidade do plasma, além de uma melhoria do confinamento. Esta última afirmação está baseada em evidências teóricas e experimentais que o transporte anômalo está intimamente associado a  $\tilde{B}\theta$ , aumentando com a amplitude desta grandeza (Mo-78).

## 5.2 - Os perfis radiais das grandezas do plasma sob a ação dos CMH

Mostraremos a seguir os perfis radiais das grandezas básicas do plasma. Basicamente estes perfis incluem medidas na região da sombra do limitador (RSL) ( $8,0 \leq r(\text{cm}) \leq 11,0$ ) e na borda do plasma (por nós definida como sendo a região que antecede internamente o limitador, ou seja,  $r \lesssim a = 8,0\text{cm}$ ). Faremos comparações com resultados obtidos em outras máquinas, alguns dos quais já mostrados de maneira sintética na tabela 2.1 do capítulo 2.

### 5.2.1 - A temperatura eletrônica

Na figura 5.9a mostramos os sinais  $I_R$  ( $\equiv I_s$ ) e  $V_s$  referentes ao pulso 482 ( $r = 7,7\text{cm}$ ,  $I_h = 450\text{A}$ ) ampliados [ $1,6 \leq t(\text{ms}) \leq 4,0$ ], e ao lado, vemos a curva  $I_s \times V_s$  (figura 5.9b) e seu logaritmo (figura 5.9c), esta última, obtida a partir do procedimento descrito na seção 4 do capítulo 3, que forneceu a equação 3.31: o inverso do coeficiente angular da reta ajustada a esta figura representa a temperatura eletrônica ( $T_e$ ) [ $T_e(\text{eV}) = (13,2 \pm 5)$ ]. Observamos em (a) que o nível de oscilações dos sinais é relativamente grande o que nos fez alisá-los e, posteriormente, parametrizá-los, ficando-se, assim,  $I_s \times V_s$  (b). Por vezes estas oscilações distorciam totalmente as curvas  $I_s \times V_s$ , a ponto de inviabilizar qualquer ajuste; curvas do estas não foram analisadas.

Usando a restrição para o ajuste de  $I_s \times V_s$ , isto é, a condição  $V_s - V_p$   $5\text{V}$ , imposta pelo modelo de Stangeby (equação 3.27), percebemos que, para  $r \approx 7,7\text{cm} \sim 25\text{V}$  (Si-89), teremos  $V_s \lesssim 20\text{V}$ , que é um valor bastante acima  $V_s$  máximo usado ( $\approx -14\text{V}$ ). Em todas as curvas ajustadas a condição acima respeitada [usamos sempre  $V_p(r)$  da referência Si-89, ou seja, um perfil obtido recentemente em nossa máquina e em condições experimentais semelhantes].

semelhantes].

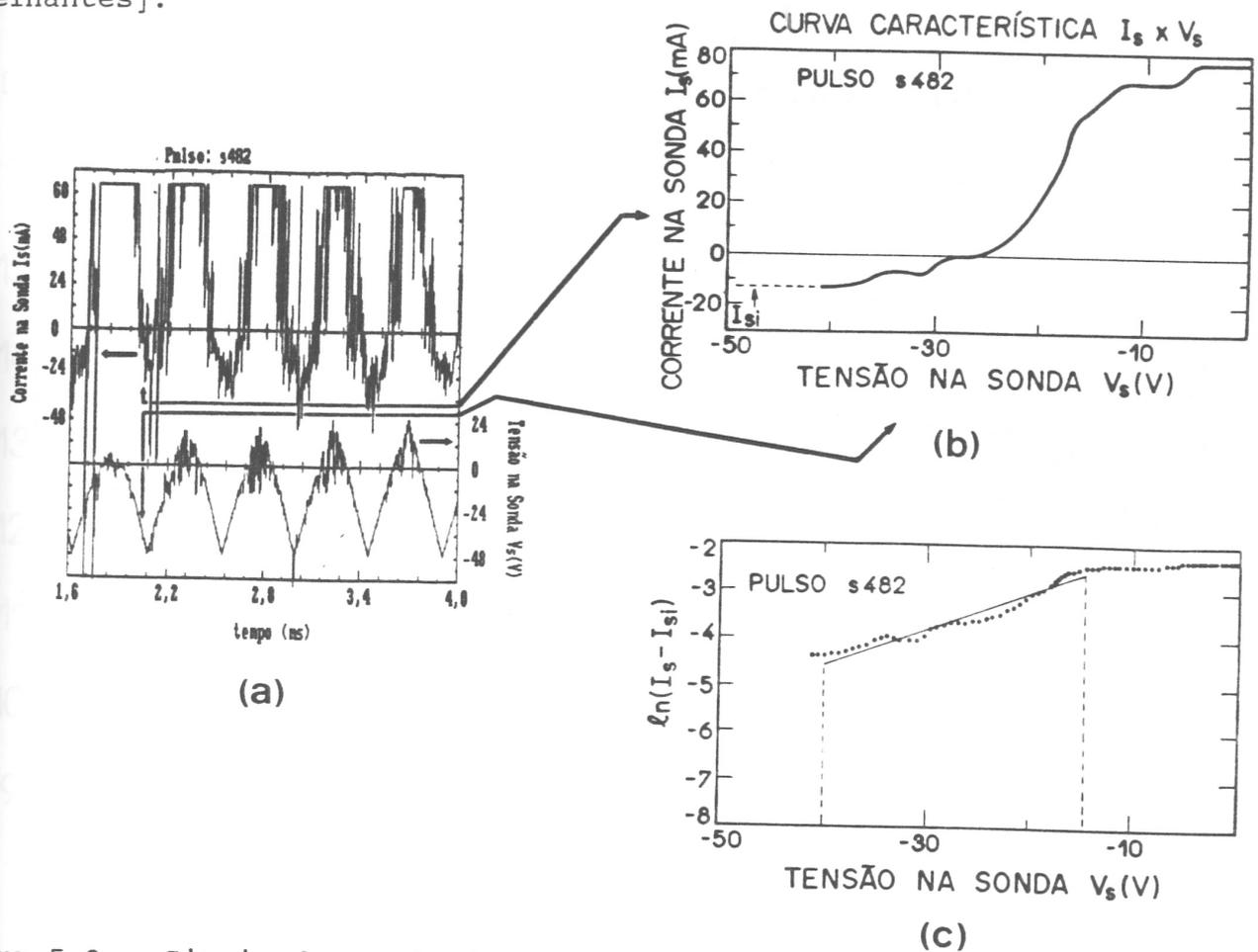


Figura 5.9 - Sinais da sonda de Langmuir no modo de varredura referentes ao pulso s482. (a) A corrente  $I_s$  ( $= I_R$ ) e a tensão  $V_s$  ampliados no tempo. (b) Curva (alisada)  $I_s \times V_s$  obtida de (a). (c) Logaritmo de  $I_s - I_{si}$  em função de  $V_s$  obtidos da curva  $I_s \times V_s$  [o inverso do coeficiente angular dessa curva nos fornece a temperatura eletrônica ( $T_e$ )].

Na figura 5.10 são mostrados os perfis radiais de  $T_e$  na borda e na RSL do plasma com ( $m/n = 4/1$ ,  $I_h = 450A$ ) e sem ( $I_h = 0$ ) a aplicação dos CMH. Os números junto às barras de erro se referem à quantidade de valores de  $T_e$  (número de curvas características analisadas dos pulsos s482 e s467) usadas para a caracterização do valor local desta grandeza. As incertezas associadas a cada valor local de  $T_e$  são o resultado de componentes estatísticas: parte delas provêm dos ajustes de cada curva característica e as posteriores são médias de cada valor ajustado, e a outra parte, da transferência das incertezas devido à resolução espacial da sonda (equação 4.1) para a grandeza  $T_e$ , usando a teoria de propagação de erros (Be-69, He-81). A curva ajustada é referente às descargas sem a aplicação dos CMH, possuindo o seguinte perfil

$$T_e[r(\text{cm})] = 154 [1 - (r/11)^{1,5}]^{4,1} + 10 \quad \text{para } 7,7 \leq r(\text{cm}) \leq 10,8 \quad (5.2)$$

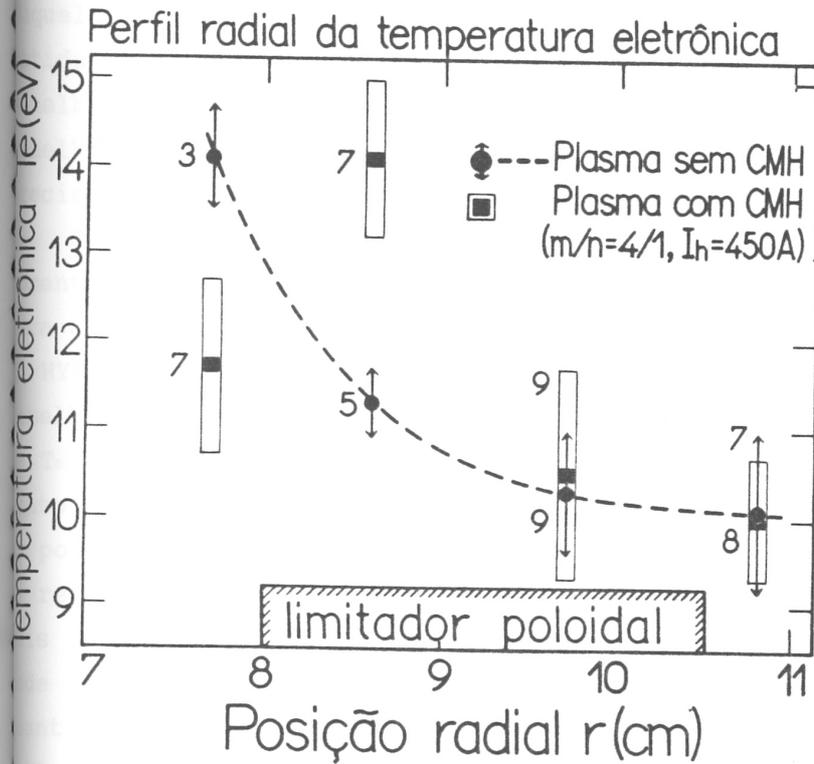


figura 5.10 - Perfis radiais da temperatura eletrônica ( $T_e$ ) com e sem (linhas tracejadas) a aplicação dos CMH. Os números ao lado das barras de erros representam a quantidade de curvas  $I_s \times V_s$  analisadas (cada qual fornece um valor de  $T_e$ ).

Como já era esperado,  $T_e$  cresce monotonicamente na RSL, passando, posteriormente, a aumentar mais acentuadamente em direção ao centro.

Percebemos que ocorre uma diminuição e um aumento significativo de  $T_e$  em  $r = 7,7\text{cm}$  e  $8,6\text{cm}$ , respectivamente, e, praticamente, a não alteração desta grandeza nas regiões mais próximas ao vaso, quando os CMH foram aplicados.

A redução de  $T_e$  na borda, aqui mostrada, também é observada em máquinas de grande porte [Tore Supra (Gh-90, Br-91)] e médio [TEXT (De-84b, Oh-85, Ro-87, c-88, Mc-89 e Mc-90b)] portes, estando, pois, de acordo com o previsto no capítulo 2. Takamura, entretanto, através de observações junto ao tokamak SNT-II (um tokamak de pequeno porte) cita, explicitamente, mas sem quaisquer detalhes, que as alterações, nesta máquina observadas, não são muito grandes, com exceção na região que precede imediatamente o vaso ( $T_e$  passa de 4 para 8 eV) (Ta-87).

Na RSL, entretanto, não observamos uma redução de  $T_e$  como era previsto. Pelo contrário: em  $r = 8,6\text{cm}$ , obtivemos um valor de  $T_e$  relativamente alto, enquanto nas regiões mais próximas ao vaso, em virtude das incertezas nesta

grandeza, nada podemos dizer de conclusivo quanto às alterações de  $T_e$ , embora os valores mais prováveis desta grandeza apontem para a sua inalteração. Sob o ponto de vista teórico o valor de  $T_e$  em  $r = 8,6\text{cm}$  deve estar superestimado e a hipótese mais aceitável para explicar esta superestimação parece ser a pequena quantidade de curvas características ajustadas para a obtenção daquela grandeza local (7 curvas no total), sendo estas curvas, ainda, obtidas em apenas duas descargas distintas, embora macroscopicamente semelhantes (pulsos s482 e s467). Com a análise de outras descargas semelhantes (já registradas), poderemos, em breve, caracterizar com maior precisão os perfis de  $T_e$ , com ou sem a presença dos CMH.

Os resultados mais conclusivos sobre as alterações de  $T_e$  na RSL, até o momento, foram descritos recentemente no tokamak TEXT(Mc-90b) [embora haja, para esta máquina, uma citação anterior de uma redução de  $T_e$  na RSL(Sc-88)] e no HYBTOK-II(Sh-89) (uma máquina geometricamente e em condições de operação semelhantes ao TBR-1). No TEXT, observou-se variações positivas e negativas de  $T_e$  (o perfil desta grandeza foi obtido com um boa resolução espacial: 1 ponto à cada 0,27cm, lembrando que, para esta máquina,  $a \leq 27\text{cm}$  e  $b = 31\text{cm}$ ). As positivas (e menores que as negativas) estavam relacionadas à valores de  $I_h$  relativamente baixos (1,7kA, com  $I_h/I_p \sim 0,01$ ), as negativas à valores mais altos (7,0kA, com  $I_h/I_p \sim 0,04$ ). Uma possível explicação para tal fato pode ser dada em termos da estrutura do campo magnético da borda do plasma, quanto ao seu grau de caotização, pois este depende diretamente de  $I_h$ (Mc-90b). Ainda quanto a esta experiência, foram realizadas algumas medidas na borda, com baixos valores relativos de  $I_h$  ( $I_h = 1,7\text{kA}$ ,  $I_h/I_p \sim 0,01$ ) que mostram uma elevação em  $T_e$  para  $0,98 < \rho < 1,00$  e uma queda para  $\rho < 0,98$ . Novamente o grau de caotização do campo magnético (considerado baixo aqui) é tido como o responsável pelo fenômeno(Mc-90b).

A despeito deste último comportamento ser semelhante ao nosso no que diz respeito ao perfil de  $T_e$ , eles diferem em dois pontos que julgamos de extrema importância, e que refutam, em princípio, qualquer correlação, quais sejam: naquela experiência, a queda e aumento de  $T_e$  ocorrerem totalmente na borda, enquanto na nossa a mesma observação envolve a interface borda-limitador; para a nossa situação,  $I_h/I_p \sim 0,06$ , na deles  $I_h/I_p \sim 0,01$  (entretanto convém lembrar que no TEXT  $m/n = 7/2$ ). Recordemos que, para  $I_h/I_p \sim 0,04$  [valor menor até que o por nós usado, mas que segundo os autores(Mc-90b) gera um região de caotização característica], o fenômeno descrito desaparece totalmente e, toda e qualquer alteração de  $T_e$  é negativa, quer seja na borda ou na RSL.

No tokamak HYBTOK-II(Sh-89), por outro lado, há uma redução de  $T_e$  em função de  $I_h$  relativamente bem caracterizada na RSL (única região sob a qual

foram realizadas as medidas), além do fato que  $\Delta T_e$  se torna maior em direção à borda (partindo do vaso), com tendência, assim, de crescer ainda mais nesta região do plasma, caso as curvas de  $T_e$  com e sem os CMH fossem extrapoladas, considerando o seus caracteres "suaves" (Sh-89). A menos das medidas muito próximas ao vaso, as quais indicam pouca alteração em  $T_e$ , nossos resultados preliminares na RSL (leia-se  $T_e$  em  $r = 8,6\text{cm}$ ) em nada se assemelham aos da experiência relatada anteriormente.

Infelizmente não foi possível obter, para a nossa experiência, até o momento (não analisamos ainda todos os resultados registrados), valores de  $T_e$  (com ou sem os CMH) para regiões onde  $r < 7,7\text{cm}$ , devido a distorção, por vezes quase total, das curvas características obtidas. Na figura 5.9 já podemos notar, embora o efeito seja relativamente reduzido (comparado às observados em  $r < 7,7\text{cm}$ ), distorções em  $V_s$ . Vemos que a região de potencial positivo de  $V_s$  é "blindado" pelo plasma, só aparecendo de maneira clara, à medida em que a descarga evolui, e, ainda assim, somente a partir do fim do platô de  $I_p$ . Este fenômeno de "blindagem" pode estar relacionado a  $\lambda_D$ , pois esta grandeza diminui progressivamente da RSL para as regiões mais internas do plasma, aumentando, assim, a capacidade de blindagem do plasma, e exigindo, conseqüentemente, o fornecimento de uma maior corrente da sonda ( $I_s$ ) ( $I_s = I_R, I_{Tr}$ , tal que  $I_s \lesssim I_{se}$ , quando  $V_s > 0$ ), para manter o potencial positivo de polarização, que, caso contrário, fará com que este potencial se reduza (distorcendo-se) com a respectiva saturação de  $I_s$ . No modo saturação ( $V_s = -50\text{V}$ ), por outro lado, a intensidade do efeito em questão já não é o mesmo posto que corrente coletada é bem menor [ $I_{si} \approx I_{se}/26$  (veja o item 5.1)]. Uma redução no comprimento da sonda ( $L$ ) e, principalmente, alterações no circuito a ela associado, este último, visando fornecer um valor de  $I_s$  maior, poderão resolver o problema dessas distorções, em medidas futuras.

## 5.2.2 - O potencial flutuante do plasma

Os perfis temporais de  $V_f$ , com ( $f_c \approx 8,6\text{kHz}$ ) e sem filtro ( $f_c = 625\text{kHz}$ ), mostrados nas figura 5.1 e 5.2, nos revelam que este sinal cresce em módulo à medida em que a corrente de plasma aumenta, mantendo seu valor por  $\sim 1\text{ms}$  no platô de  $I_p$ , e decaindo rapidamente à medida em a descarga se processa.

Vemos que  $V_f$  sem filtro apresenta amplitudes de oscilação da ordem da amplitude do sinal principal (o mais lento) ( $\tilde{V}_f/V_f \sim 1$ ). Mesmo com a presença do filtro as amplitudes das oscilações, embora um pouco menores, ainda são significativas ( $\tilde{V}_f/V_f \lesssim 1$ ). Isto sugere que as frequências de oscilação das componentes predominantes do sinal possuam valores abaixo de  $f_c \approx 8,6\text{kHz}$ . No

futuro analisaremos  $\tilde{V}_f/V_f$ . Por hora estamos interessados somente em  $V_f$ .

Quanto a influência do CMH em  $V_f$ , a figura 5.2 mostra, de maneira bastante característica, um aumento de  $V_f$  ( $r = 7,7\text{cm}$ ) com a aplicação destes campos ( $I_h = 450\text{A}$ ). As alterações de  $V_f$  não devem estar relacionadas a um potencial elétrico induzido pela variação de  $I_h$  (subida e descida do pulso), uma vez que só observamos alterações em  $V_f$  a partir da subida de  $I_h$ ; nunca a partir da sua descida.

Resultados semelhantes aos nossos, no que se refere ao aumento de  $V_f$  com a aplicação dos CMH ao plasma, numa experiência similar (utilizando sondas de Langmuir), foram obtidos no tokamak CSTN-II(Ta-87).

A partir do perfis temporais de  $V_f$  obtinhamos um valor médio desta grandeza calculado entre os instantes de atuação dos CMH [ $2,1 < t(\text{ms}) < 2,9$ ]. Este procedimento foi repetido para um grande número de descargas. Obtivemos, assim, médias aritméticas de  $V_f$ . Quando nos referirmos a  $V_f$ , daqui em diante, estaremos falando deste valor representativo, salvo o contrário.

Na figura 5.11 vemos o perfis radiais de  $V_f$  em descargas com (linhas cheias) e sem (linhas tracejadas) a aplicação dos CMH. As figuras 5.11a,b,c,d são referentes, respectivamente, a  $I_h = 150, 250, 350$  e  $450\text{A}$ . A construção da curva através da união ponto-a-ponto tem como objetivo apenas facilitar a visualização dos resultados. O comportamento geral de  $V_f$ , em descargas sem a presença dos CMH, é o de aumentar (se tornar menos negativa) no sentido do vaso ao limitador [fato também observado no tokamak JFT-2(Ue-79)] e diminuir deste para o centro. Podemos perceber que, de um modo geral, a atuação dos CMH ocasiona um aumento de  $V_f$ , tornando-o menos negativo. Isto se torna bastante claro nas posições  $r = 7,7$  e  $6,6\text{cm}$ , o mesmo não ocorrendo na RSL, embora haja nesta região, frequentemente, um pequeno aumento desta grandeza. Vemos, também, uma diminuição relativamente bem caracterizada de  $V_f$  na posição  $r = 7,1\text{cm}$ .

Na figura 5.12 mostramos o valor médio radial de  $V_f$  [ $\langle V_f \rangle_r$ ] em função de  $I_h$ . Para o cálculo de  $\langle V_f \rangle_r$  excluimos as medidas feitas em  $r = 6,1$  e  $5,5\text{cm}$  (discutiremos os motivos quando examinarmos o perfil de  $V_p$ ). É difícil concluir, por esta figura, que exista uma alteração de  $\langle V_f \rangle_r$  em função de  $I_h$ , haja vista as grandes incertezas envolvidas.

Para finalizar, as observações anteriores referentes às grandes variações de  $V_f$  na região da borda do plasma nos fazem crer que estas estejam associadas às mudanças na estrutura do campo magnético ali presente, devido à ação dos CMH: mesmo para  $I_h = 150\text{A}$ , a largura da região de caotização ( $\Delta c$ ) engloba pelo menos as medidas feitas em  $r = 6,6\text{cm}$ , a julgar pelas posições e larguras das ilhas magnéticas ali presentes (Apêndices A e B).

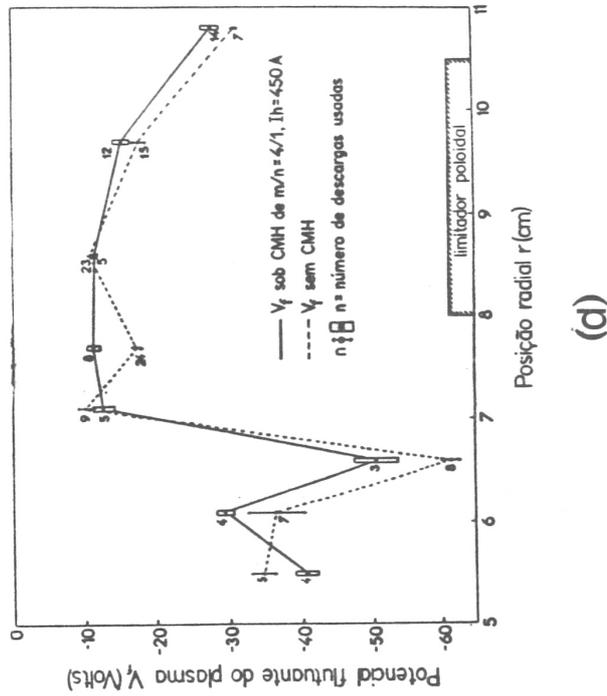
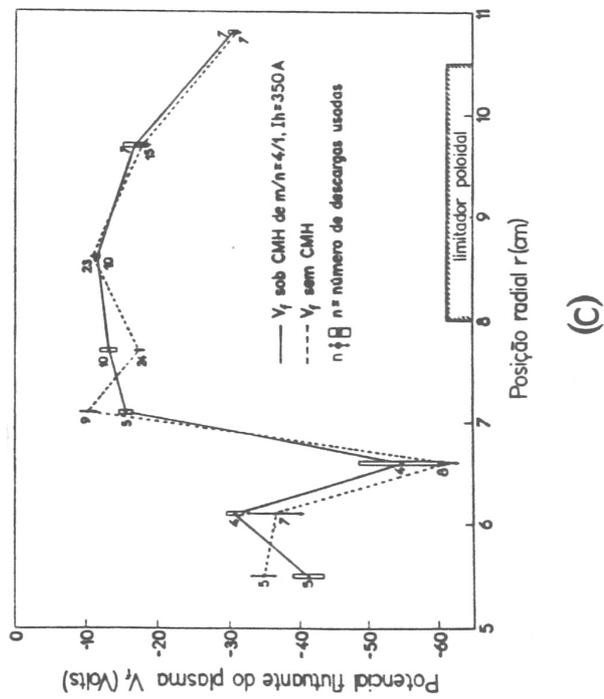
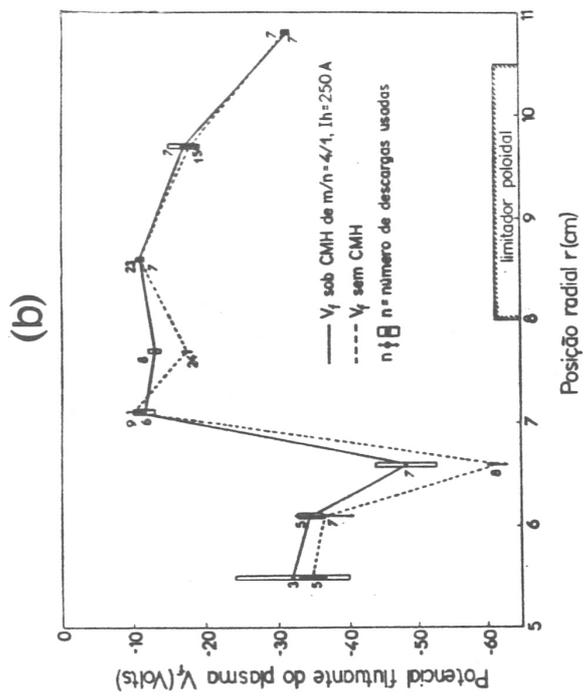
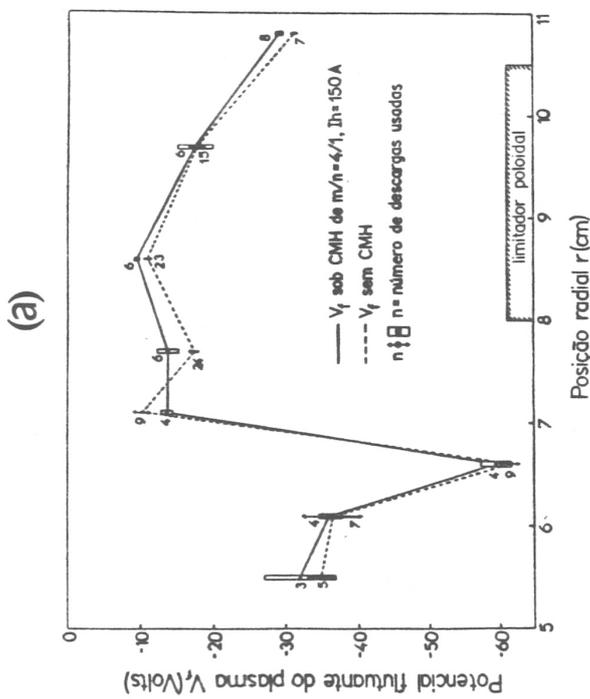


figura 5.11 - Perfis radiais do potencial flutuante do plasma ( $V_r$ ) com e sem a aplicação dos CMH de  $m/n = 4/1$ . (a)  $I_h = 150$ A, (b)  $I_h = 250$ A, (c)  $I_h = 350$ A, (d)  $I_h = 450$ A. Os algarismos junto às barras de erro representam o número de descargas usadas para caracterizar o valor local desta grandeza.

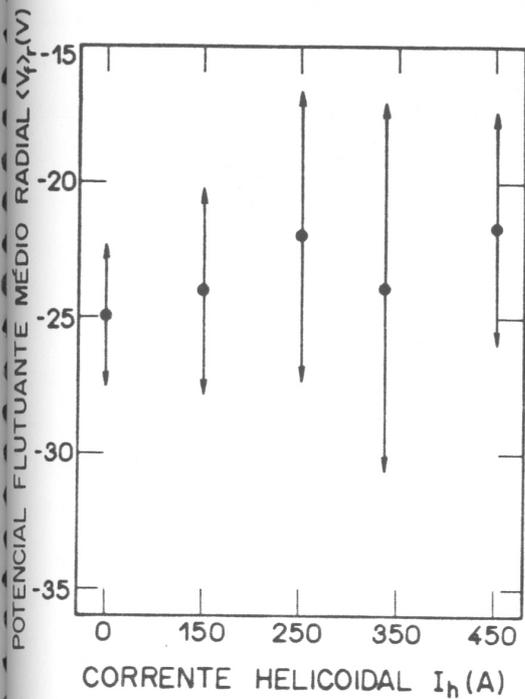


figura 5.12 - Potencial flutuante médio  $\langle V_f \rangle_r$  em função da corrente helicoidal ( $I_h$ ), obtido no intervalo  $6,6 \leq r(\text{cm}) \leq 10,8$ .

### 5.2.3 - O potencial do plasma

Na figura 5.13 é mostrado o perfil radial do potencial do plasma ( $V_p$ ). Ele foi obtido a partir da relação 3.29, usando os perfis radiais de  $V_f$  e  $T_e$  para  $I_h = 0$  e 450A (figuras 5.11d e 5.10). Pelos pontos experimentais, observamos, claramente que, sem a presença dos CMH,  $V_p$  cresce monotonicamente na RSL, passa por um possível valor máximo próximo a  $r = 7,5\text{cm}$ , diminuindo a seguir até aproximadamente  $r = 6,6\text{cm}$ , para depois voltar a crescer em  $r = 6,1$  a  $5,5\text{cm}$ . Para  $r < 7,7\text{cm}$ , o valor de  $T_e$  usado foi o aferido da equação 5.2. O comportamento de  $V_p$ , sem os CMH, se assemelha qualitativamente, para a região  $6,6 \leq r(\text{cm}) \leq 10,8$ , aos obtidos em tokamaks de pequeno porte como o M-4 (Ra-81, Bu-85) e de médio porte como o TEXT (Sc-88, Mc-90a, Ya-91), SX-B (Ha-86), MACROTOR (Ta-82), DITE (St-83) e o CALTECH (Zw-84) (nas referências citadas nestas três últimas máquinas os perfis de  $V_p$  se restringiam somente à RSL).

Na figura 5.14 é mostrado qualitativamente o perfil de  $V_p$  e  $E_r$  (campo elétrico radial:  $E_r = -\partial V_p / \partial r$ ) obtido na maioria dos tokamaks, entre os quais são citados anteriormente. Vemos que existe uma região em torno da qual  $E_r \sim 0$  a qual é chamada região de cisalhamento ou deslizamento do campo elétrico (*shear layer electric field*) (Bi-90, Ph-87), ou simplificada, *shear layer*).

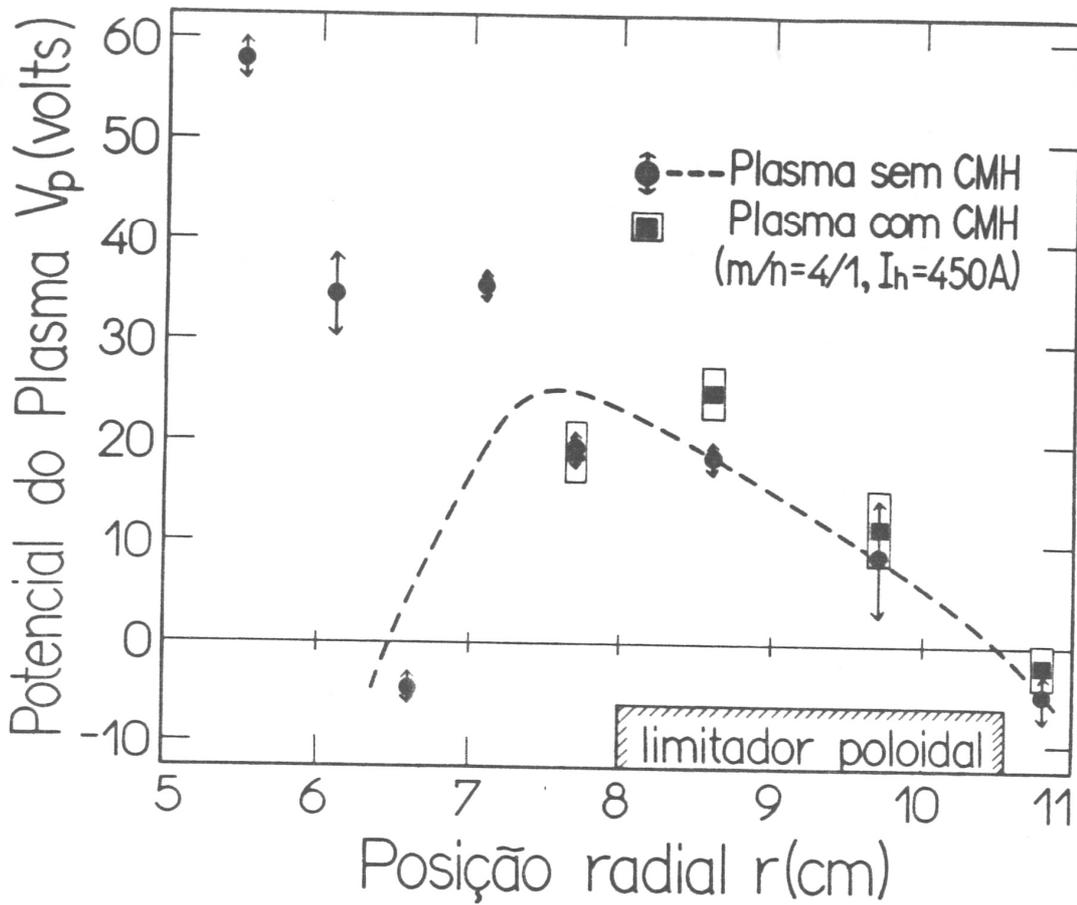


figura 5.13 - Perfis radiais do potencial do plasma ( $V_p$ ) com e sem a presença dos CMH. A curva tracejada representa um ajuste qualitativo de  $V_p$  sem a aplicação dos CMH e sem a inclusão das posições  $r = 5,5$  e  $6,1$  cm.

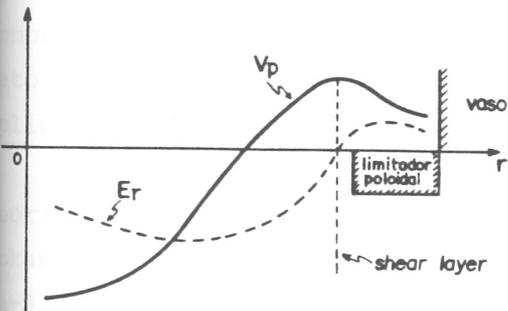


figura 5.14 - Perfis radiais qualitativos do potencial do plasma ( $V_p$ ) e do campo elétrico radial ( $E_r$ ) a ele associado normalmente encontrados em tokamaks.

Em nosso caso esta região está em torno de  $r = 7,5\text{cm}$ , para as descargas sem a presença dos CMH. Silva, em uma experiência recentemente realizada no TBR-1(Si-89), observou que a *shear layer* também estava situada em torno de  $7,5\text{cm}$ . Compararemos a seguir o perfil de  $V_p$  da figura 5.14 com  $V_p$  por nós obtido para  $r \approx 6,6\text{cm}$ .

O comportamento de  $V_p$  próximo à  $r = 6,6\text{cm}$ , nos induziria a pensar, a princípio, na existência física de um valor mínimo local de  $V_p$  em torno de  $r = 6,6\text{cm}$ , o que, naturalmente, poderia ser interpretado como uma segunda região de cisalhamento, visto que ali, também ocorreria  $E_r \approx 0$ . Não há indícios experimentais ou teóricos, entretanto, que deem suporte para tal interpretação: observa-se, frequentemente, a presença de uma única (figura 5.14), e por vezes nenhuma, região de cisalhamento, dependendo das condições experimentais (Ya-91). Pelo exposto, os valores de  $V_r$  e conseqüentemente os de  $V_p$  (equação 3.29), medidos em  $r = 6,1$  e  $5,5\text{cm}$ , não devem representar corretamente as grandezas em questão: é provável que os valores reais de  $V_r$  nestas duas posições sejam muito mais negativos que os ali medidos, o suficiente, pelo menos, para que  $V_p$  também se torne negativo, acompanhando, assim, a tendência de redução em direção ao centro [observada na maioria das outras máquinas (figura 5.14), a despeito do crescimento de  $T_e$  em direção ao centro (a validade da equação 3.29 justifica este raciocínio)]. Reforçando nossa hipótese de que os valores obtidos de  $V_r$  e  $V_p$  em  $r = 6,1$  e  $5,5\text{cm}$  não devem representar corretamente estas grandezas, está o fato que os referidos valores locais de medida se encontram um tanto distantes na borda do plasma e, portanto, em uma região pouco usual à utilização de sondas eletrostáticas, e, além disso, sem as devidas correções na equação 3.29, as quais não dispomos no momento.

Quanto à influência do CMH em  $V_p$ , observa-se na RSL um aumento desta grandeza, o que, por outro lado, não acontece em  $r = 7,7\text{cm}$ : nesta posição, embora  $\Delta V_r$  seja bastante grande (figura 5.2) sua alteração é, praticamente, compensada pela variação de  $T_e$  (figura 5.10). Em regiões onde  $r \lesssim 7,7\text{cm}$ , pelo fato de não dispormos, até momento, de valores de  $T_e$  em descargas com a aplicação do CMH, não se pôde obter os valores de  $V_p$  nesta condição.

O aumento de  $V_p$  na RSL devido à ação dos CMH, mostrado aqui, é previsto teoricamente (ver capítulo 2) e observado no tokamak CSTN-II(Ta-87). No tokamak TEXT, contudo, o efeito é contrário, isto é,  $V_p$  diminui (Mc-90a, Ya-91). A redução de  $V_p$  nesta última máquina é bem caracterizada numa das experiências na qual, além do uso das sondas de Langmuir usou-se, também, uma sonda de feixes de íons pesados (HIBP). As medidas com a sonda de Langmuir possuíam uma boa resolução espacial (um ponto a cada  $0,4\text{cm}$ , lembrando que no TEXT tem-se  $RSL \approx 5\text{cm}$ ), e os valores por ela obtidos coincidiram

perfeitamente com os da HIBP.

Em relação à borda do plasma de outras máquinas, a ação do CMH nesta região tem ocasionado aumento de  $V_p$ . Este fato foi observado no tokamak CSTN-II(Ta-87) e, principalmente, no TEXT(Sc-88, Mc-90a, Ya-91).

Pelas previsões teóricas e sobretudo pelas observações experimentais na borda do plasma sob os CMH, imaginamos que valor de  $T_e$  que dispomos no momento pode estar subestimado, pois os valores de  $V_r$  são relativamente confiáveis, não podendo, assim, serem responsabilizados por qualquer influência na determinação de  $V_p$  (ver equação 3.29).

Podemos, com base no perfis de  $V_p$  obtidos, estimar  $E_r$  nas regiões anteriores [ $6,6 \lesssim r(\text{cm}) \lesssim 7,5$ ] e posteriores [ $8,6 \lesssim r(\text{cm}) \lesssim 11$ ] a *shear layer*. Para descargas sem a presença dos CMH, estes valores são  $-2,2\text{kV/m}$  e  $+0,96\text{kV/m}$ , respectivamente. Analogamente para descargas nas quais foram aplicados os CMH, obteremos para a região de  $8,6 \lesssim r(\text{cm}) \lesssim 11$ ,  $E_r \sim +1,1\text{kV/m}$ . Pelo exposto, há indícios de que, na RSL, a atuação dos CMH acarreta um pequeno aumento de  $E_r$  em nossa experiência, o que, em teoria, já era previsto (ver capítulo 2). Rigorosamente, entretanto, somente a análise de uma quantidade maior de valores de  $V_p$  (o que será possível em breve), afim de caracterizá-lo com maior precisão, é que nós possibilitará afirmar, com maior confiança, do real aumento de  $E_r$  na RSL. Neste sentido, espera-se conseguir, também, avaliar o comportamento de  $E_r$  na borda do plasma, em descargas sob os CMH, observando possíveis alterações na *shear layer*.

#### 5.2.4 - A densidade do plasma

Nas figuras 5.1 e 5.2 podemos ver perfis temporais típicos, no modo de saturação, de  $V_s$  ( $V_s = -50\text{V}$ ),  $I_R$  e  $I_{Tr}$  [ $(I_R, I_{Tr})(-50\text{V}) \equiv I_{s1}$ ]. O sinal de  $I_{Tr}$  é praticamente idêntico a  $I_R$ , a menos de um nível C.C e da banda passante menor (o nível das oscilações rápidas naquele sinal é menor). O controle do nível C.C. em  $I_{Tr}$ , objetivando diminuí-lo a zero, se mostrou, nesta experiência, ineficaz; este nível variava temporalmente durante as medidas. Reparos no sistema de blindagem do transformador de corrente devem, assim, ser realizados a fim de sanar tal problema, principalmente para o uso futuro da sonda de íons( $S_1-86$ ,  $S_1-89$ ), na qual as correntes medidas são pequenas [décimos de miliamperes( $S_1-89$ )].

Pelo exposto acima, analisaremos a seguir somente os perfis de  $I_R$  e  $V_s$ , relacionando-os com os modelos para a obtenção de  $n_0$ .

O perfil temporal de  $V_s$  é constante na região de platô de  $I_p$ , salvo pequenas perturbações naturais provenientes da interação plasma-sonda.

Já o perfil temporal de  $I_{si}$  possui um comportamento semelhante ao  $V_r$ , qual seja, cresce com a subida de  $I_p$ , se mantém por quase 1ms, durante o platô deste sinal, e, em seguida, decresce com o decorrer da descarga. Este decréscimo, no entanto, difere do de  $V_r$ , pois é mais lento e aproximadamente assintótico em direção a zero. Poderemos, em análises futuras, obter, numa primeira aproximação [considerando  $I_{si} \propto n_0 \propto \exp(-t/\tau_p)$ ], a constante de tempo do confinamento de partículas ( $\tau_p$ ).

Observando os perfis temporais de  $I_R$  do pulso s503 ( $I_h = 0$ ) e do s502 ( $I_h = 450A$ ) (figuras 5.1 e 5.2, respectivamente), notamos, a despeito das oscilações, uma acentuada redução deste sinal devido à ação dos CMH, e, também, o restabelecimento de seu nível após o término daquelas perturbações. Analogamente ao que se fez a  $V_r$ , calculou-se o valor médio de  $I_{si}$  no intervalo de aplicação dos CMH, ou seja,  $2,1 \leq t(\text{ms}) \leq 2,9$ , para um grande número de descargas (47 no total) com e sem os CMH, obtendo, desta maneira, os perfis radiais de  $I_{si}$  nestas condições. Estes perfis são mostrados na figura 5.15.

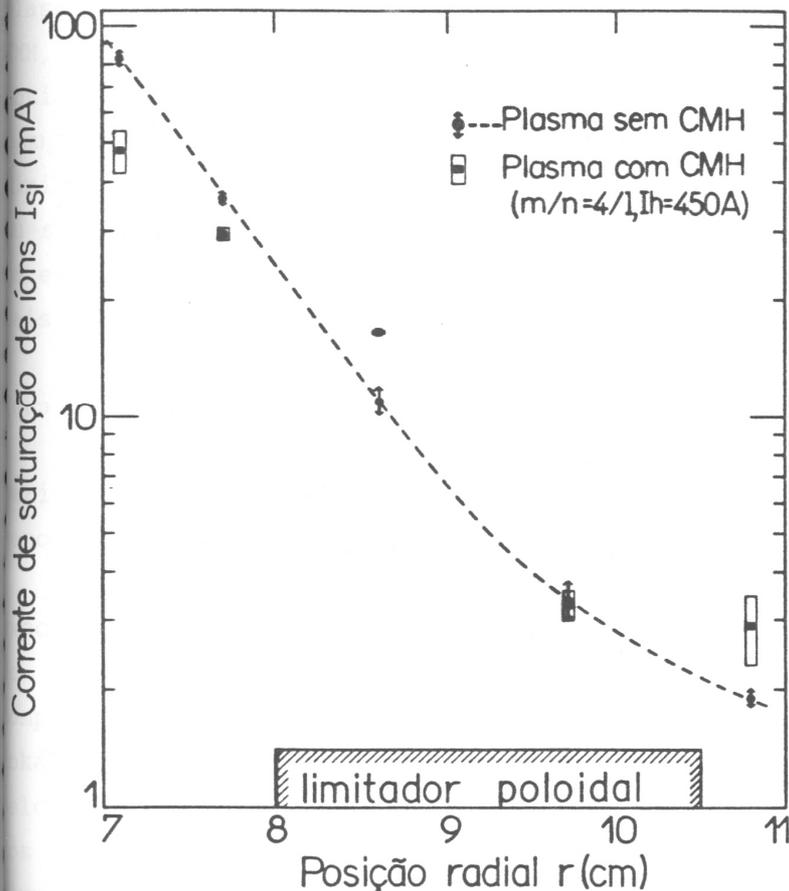


figura 5.15 - Perfil radial da corrente de saturação de íons ( $I_{si}$ ) com e sem a influência dos CMH.

Para descargas sem os CMH,  $I_{s1}$  cresce acentuadamente em direção ao centro do plasma, possuindo um caráter aproximadamente exponencial em  $7,1 \leq r(\text{cm}) \leq 9,7$ , fato este também observado na RSL de tokamaks de grande porte como o TFTR(Ki-86) e de médio como o DITE(St-84b). Já com os CMH,  $I_{s1}$  diminui na borda e aumenta (em média), na RSL.

Variações de  $I_{s1}$  na RSL, devido a atuação dos CMH na borda do plasma, também foram observados no tokamak TEXT usando sondas de Langmuir(Mc-89). Observou-se, nesta grandeza, uma assimetria poloidal e uma forte dependência com o campo toroidal ( $\Delta I_{s1} > 0$  ou  $\Delta I_{s1} < 0$ , dependendo do valor de  $\theta$  e  $B\phi$ ). A assimetria em  $I_{s1}$  está ligada diretamente ao mesmo fenômeno nas grandezas  $n_e$  e  $T_e$ , obtidas com o auxílio de sondas duplas(Mc-89).

Com os valores de  $I_{s1}$  da figura 5.15, os do perfil de  $T_e$  (figura 5.10) e os de  $V_p$  (figura 5.13), adicionados à grandeza  $V_s = -50\text{V}$  e aos parâmetros  $a_s = 3,81 \times 10^{-4}\text{m}$ ,  $\tau \equiv T_i/T_e \approx 2,2$  (Si-89),  $f(\tau) \approx 0,7$  (figura 3.4), obtemos  $n_0$  com o auxílio das equações 3.34, 3.36 e 3.37. O valor do desvio de  $n_0$ , ou seja  $\delta n_0$ , foi obtido a partir das equações 3.39, 3.40, 3.41 e 3.42. Calculamos, ainda,  $n_0$  pelo modelo de Emmert e colaboradores ( $n_0 \equiv n_0(E)$ ) (equação 3.38).

Na figura 5.16 são mostrados os referidos perfis de  $n_0$  na borda do plasma e na RSL. Vemos claramente, para descargas com ou sem a presença dos CMH, uma grande discrepância no valor de  $n_0$  dado pelo modelo de Emmert e o obtido pelo nosso método ( $n_0 \equiv n_0(C)$ ) na RSL: em  $r = 10,8\text{cm}$ , para  $I_h = 0$ ,  $n_0(E)/n_0(C) \sim 8$ , que é a maior diferença entre  $n_0(E)$  e  $n_0(C)$ , mas que tende a diminuir para as regiões mais internas do plasma (por exemplo: em  $r = 7,1\text{cm}$ , ou seja na borda do plasma, para  $I_h = 0$ ,  $n_0(E)/n_0(C) \sim 2$ ). Este comportamento já era previsto, posto que,  $\lambda_D$  diminui com  $r$  e, conseqüentemente,  $A_b$  se torna mais próxima de  $A_s$  (equação 3.26).

Percebemos que a atuação dos CMH, ocasiona, em geral, um aumento de  $n_0(C)$  ou  $n_0(E)$  na RSL e uma diminuição em  $r = 7,7\text{cm}$ .

Notamos, também, que as variações de  $n_0$  estão intimamente ligadas às variações  $I_{s1}$ , sendo, pois, causa destas últimas, de vez que  $n_0$  possui uma menor dependência com  $T_e$  (simplificadamente visto pela equação 3.38).

Outro fato curioso é que,  $n_0$  possui um comportamento extremamente exponencial para  $9,7 \leq r(\text{cm}) \leq 7,1$ , ou seja, na RSL e em boa parte da borda do plasma (até, pelo menos, onde pudemos obter esta grandeza). Este comportamento exponencial de  $n_0$  nas referidas regiões é observado em muitos tokamaks, desde os de grande porte como o JET(Ko-87) e TFTR(Ki-86), passando pelos de médios, tais quais o DITE(ST-83) e o PDX(Bu-84), chegando, enfim, aos pequenos como o próprio TBR-1(Da-84, Si-89). No tokamak TEXT o comportamento de  $n_0$  na RSL, com a aplicação dos CMH na borda do plasma, não é, por enquanto, bem estabelecido: numa experiência mais elaborada e

recente (Mc-89), encontrou-se  $\Delta n_0 = f[\theta, q(a)]$ , podendo este ser positivo ou negativo. Já no HYBTOK-II, o aumento de  $n_0$  é notório.

A análise de  $n_0$  na borda do plasma de outros tokamaks, quando sob ela são aplicados os CMH, não deixa dúvidas, até o momento, quanto a redução desta grandeza. Os resultados no TORE SUPRA (Gh-90, Br-91), os da maioria das experiências no TEXT (Oh-84, Sc-88, Mc-89, Mc-90a) e, finalizando, aqueles no CSTN-II (Ta-87), dão suporte para a referida afirmação.

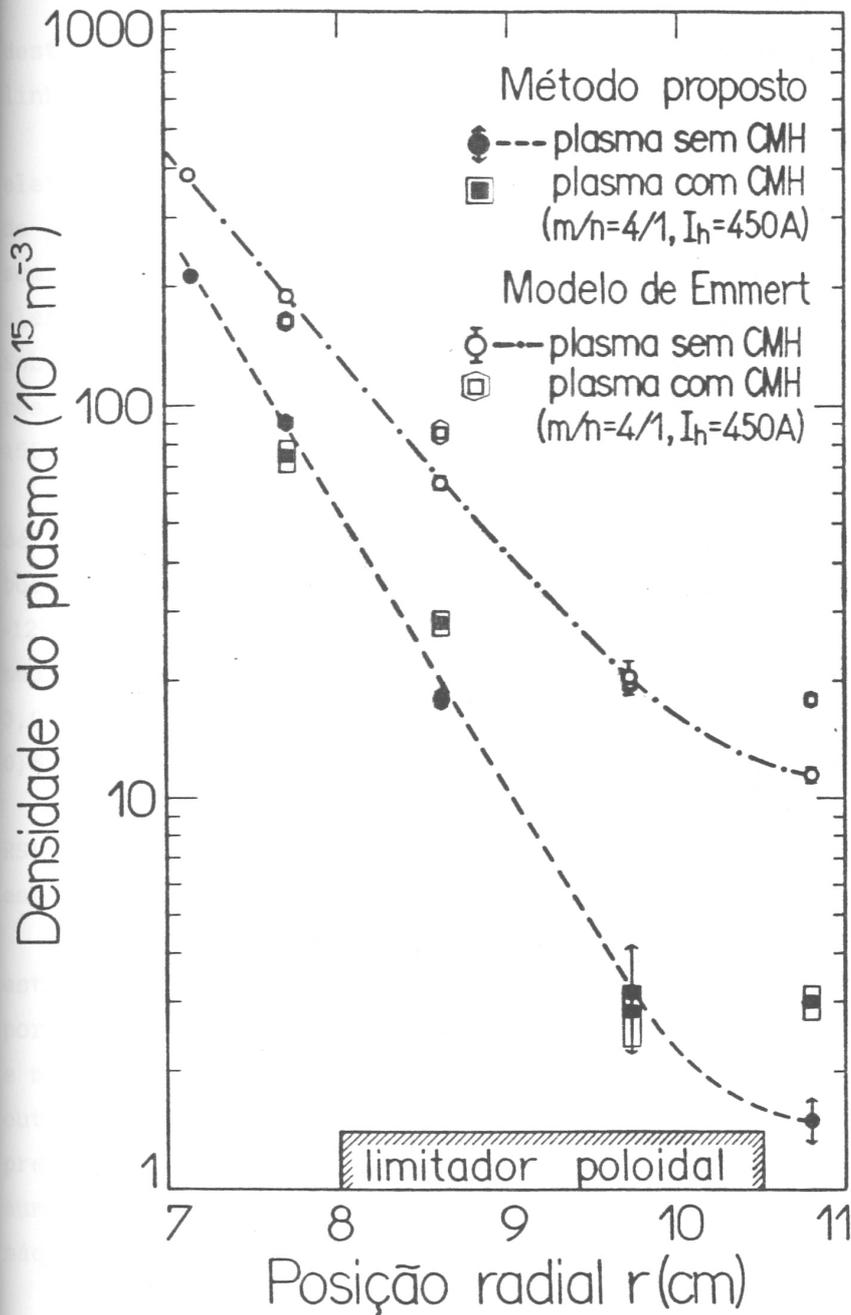


figura 5.16 - Perfis radiais da densidade do plasma ( $n_0$ ) obtidos pelo modelo de Emmert e pelo método por nós proposto (no qual há correção na área da bainha), com e sem a aplicação dos CMH.

## 6 - CONCLUSÕES E PROPOSTAS PARA TRABALHOS AFINS

Acreditamos que os objetivos principais deste trabalho, especificados no primeiro capítulo, podem ser considerados, não só plenamente atingidos, como também ultrapassados, na medida em que pudemos observar inúmeros fenômenos físicos, alguns dos quais previstos pela teoria, e boa parte deles observados por um grande número de experiências recentes em máquinas de diversos portes.

Decreveremos a seguir, de maneira sucinta, os principais resultados deste trabalho, bem como algumas propostas para trabalhos futuros na mesma linha de pesquisa.

Obtivemos com o uso de sondas de Langmuir os perfis da temperatura eletrônica ( $T_e$ ), densidade do plasma ( $n_0$ ), potencial futuante ( $V_f$ ) e potencial do plasma ( $V_p$ ), em medidas realizadas em  $5,5 \leq r(\text{cm}) \leq 11\text{cm}$  [borda e região da sombra do limitador (RSL)]. Registramos também as oscilações de Mirnov ( $\tilde{B}\theta$ ), além dos sinais básicos: corrente do plasma ( $I_p$ ), tensão de enlace ( $V_e$ ) etc. Sob a borda do plasma foram aplicados os campos magnéticos helicoidais ressonantes (CMH) de helicidade  $m/n = 4/1$  e intensidades variadas:  $I_h = 0, 150, 250, 350$  e  $450\text{A}$ .

Observamos mudanças na maioria das grandezas mencionadas, quando os CMH de  $I_h = 450\text{A}$  eram acionados:  $V_f$ , em geral, aumentava, sobretudo na região da borda (em  $r = 7,7\text{cm}$ ,  $V_f$  passa de  $\sim 18$  para  $\sim 11\text{V}$ );  $T_e$  foi reduzido de  $\sim 14$  para  $\sim 12\text{eV}$  em  $r = 7,7\text{cm}$ ;  $V_p$  aumentou na RSL (de  $+18$  para  $+25\text{V}$  em  $r = 8,6\text{cm}$ ); em média,  $n_0$  cresce na RSL [em  $r = 10,8\text{cm}$ ,  $n_0$  passa de  $1,5 \times 10^{15}$  para  $3,0 \times 10^{15} \text{m}^{-3}$ ];  $I_p$  reduziu-se em amplitude e duração ( $T$ ) ( $\Delta I_p \sim 0,5\text{kA}$ ,  $\Delta T \sim 0,5\text{ms}$ );  $V_e$  aumenta ( $\sim 0,3\text{V}$ ); as amplitudes de  $\tilde{B}\theta$  se reduziam.

Estes resultados indicam mudanças no transporte na borda do plasma e na RSL, além de estarem relacionados, em grande parte, aos fenômenos físicos esperados para o limitador de caotização (LC) (*ergodic limiter*).

Pudemos comparar nossos resultados com inúmeras experiências ligadas ao estudo do LC, em diversas máquinas, sendo estas de pequeno, médio ou grande porte. Em descargas sem a presença dos CMH, notamos que os perfis de  $T_e$ ,  $n_0$ , e mesmo  $V_p$ , são, em geral, os usualmente encontrados. A presença dos CMH, por outro lado, nos possibilitou comparar, também, nossos resultados com algumas previsões (qualitativamente mencionadas): a redução de  $T_e$  na borda e o aumento de  $n_0$  e  $V_p$  na RSL, por exemplo, previstos e observados em várias máquinas, embora nem sempre simultaneamente.

Quanto às discrepâncias experimentais das grandezas medidas, podemos afirmar que, em nosso caso, boa parte delas está ligada à falta do conhecimento de um perfil de  $T_e$  bem estabelecido, pois grande parte dos

resultados ainda não pôde ser analisado. Há, também, neste contexto, problemas intrínsecos (e básicos) de nossa máquina, ainda não resolvidos, que não nos permitem obter, para as descargas, uma boa reprodutibilidade; esta, desejada quando se trata de fazer medidas locais com boa resolução: não temos um controle permanente na posição da coluna do plasma, nem tampouco a certeza de termos uma pressão de base bem controlada, descarga após descarga, apenas para citar dois exemplos. A grande quantidade de dados que possuímos, muitos deles, a princípio, nas mesmas condições experimentais, atenuam os problemas citados, mas não os resolvem.

Quanto aos diagnósticos, o por nós desenvolvido para a medida de  $V_f$  funcionou perfeitamente em toda região de medida, o mesmo não ocorrendo com o circuito de varredura automática em medidas nas quais  $r < 7,7\text{cm}$ , além de o transformador de corrente também não ter funcionado adequadamente. Pequenas alterações neste último diagnóstico foram propostas no capítulo anterior a fim de sanar suas deficiências.

Com relação ao modelo usado para as sondas de Langmuir, ou seja, o modelo de Stangeby, uma vez estabelecidos limites de análise das curvas características ( $I_s \times V_s$ ), dada as nossas condições experimentais, este foi aplicado sem maiores dificuldades, pois os citados limites puderam ser satisfeitos na citada análise. Neste contexto, a dificuldade maior foi o grande nível de oscilações presentes nos sinais da sonda ( $I_s$  e  $V_s$ ), distorcendo-os, por vezes, totalmente. Ainda, quanto às sondas, percebemos que o nosso método proposto para o cálculo de  $n_0$ , fazendo correção na área efetiva da sonda [área da bainha ( $A_b$ )], parece ser fisicamente aceitável, uma vez que as maiores discrepâncias em relação ao modelo de Emmert, que não a considera, diminuem com  $\lambda_D$  (sendo que  $A_b$  diminui com  $\lambda_D$ ).

Agumas propostas de trabalhos futuros que deêm continuidade ao que apresentamos aqui são:

- a) Uma análise de um maior número de dados já disponíveis (registrados) poderão caracterizar de maneira mais segura os perfis radiais mostrados, em particular os de  $T_e$  e  $V_p$ .
- b) Uma vez obtidos os perfis de  $n_0$  e  $T_e$ , com relativa confiança, poderemos calcular os coeficientes de difusão de partículas, para plasmas sem e com os CMH. Para estes últimos, devemos acrescentar os coeficientes de difusão relativos a plasmas sob campos magnéticos caóticos, que podem ser obtidos a partir do coeficiente de difusão magnética ( $D_m$ ), sendo este, calculado numericamente.

c) É premente a necessidade de se obter mapeamentos das linhas do campo magnético com os CMH usados. Estes mapas nos fornecerão indícios preciosos sobre a configuração magnética no plasma, a largura característica da região de caotização etc. Poderemos, assim, em tese, obter uma possível correlação entre o transporte e a configuração magnética na borda do plasma. Trabalhos como este foram realizados nos tokamaks TEXT(Mc-89) e, principalmente, no CSTN-II(Ta-87), mostrando que esta correlação de fato existe.

d) Poderemos obter, com o auxílio de sondas magnéticas, medidas da densidade de corrente do plasma ( $J$ ) em sua borda, na tentativa de se observar uma provável redução desta grandeza, quando os CMH são ali aplicados. Uma evidência clara de que esta redução existe é a própria diminuição de  $I_p$  observada por nós e também por Takamura(Ta-87), sendo que este, fazendo uso do referido diagnóstico, observou, simultaneamente, uma redução de  $J$  na borda do plasma.

e) O aumento da emissão  $H\alpha$ , previsto e observado(Sh-89) na configuração de LC, poderá ser verificado, aproveitando alguns trabalhos em andamento no TBR-1(Me-91) sobre a dita emissão.

f) Poderemos construir espiras helicoidais com altos valores de  $m$  (número de onda poloidal) a fim de que as superfícies racionais a ele relacionados estejam na borda do plasma do TBR-1, desde que garantidas condições experimentais estáveis mínimas: reprodutibilidade, controle de posição da coluna do plasma,  $q(a)$  (via  $I_p$ ) bem definido etc. Assim, teremos, em princípio, uma ação dos CMH extremamente concentrada nessa região ( $b_{mn} \propto r^{m-1}$ ), o que é uma das premissas do LC [ $m = 6$ (Sh-89),  $7$ (Mc-89) e  $10$ (Ta-87)]. Em nossa máquina, o maior valor de  $m$ , por enquanto, é 4.

g) No presente trabalho houve uma grande preocupação com os métodos de medida e modelos associados à sonda de Langmuir. Dando seqüência a este procedimento, poderemos explorar um pouco mais o nosso método proposto para a obtenção de  $n_0$  com correções na área efetiva da sonda, realizando experiências em máquinas com plasmas quiescentes, para sondas de diversos diâmetros, testando, assim, de maneira mais conclusiva, nossas hipóteses sobre a correção.

h) A questão da simetria poloidal das grandezas na borda, e sobretudo na RSL, é um dos problemas ainda não muito bem estabelecido teoricamente e experimentalmente. Observam-se, contrariamente, assimetrias(La-86a) e

simetrias (Mc-89, Ta-87) naturais em tokamaks. As assimetrias, contudo, podem, ainda, ser induzidas através da criação de uma configuração magnética de um LC (Mc-89, Ta-87). Estas são atribuídas às posições X e O (Mc-89, Ta-87) das ilhas magnéticas criadas pelos CMH.

Posto isto, podemos propor um estudo do fenômeno em questão usando mapeamentos magnéticos e, principalmente, medidas com sondas de Langmuir nas direções radiais ( $r$ ) e poloidais ( $\theta$ ) [com um diagnóstico semelhante ao usado no tokamak Alcator C (La-86a)].

Podemos, ainda, alternar os CMH com o tempo, tal qual propôs Tazima e Sugihara (Ta-79), mudando, assim, periodicamente, as posições das ilhas criadas e, em princípio, alternando (ou até eliminando) uma eventual assimetria induzida na grandezas do plasma.

Devido aos problemas já expostos quanto ao funcionamento do TBR-1, esta proposta nos parece, no momento, inviável para esta máquina, mas que, a princípio, poderá ser realizada no TBR-E (máquina em projeto) ou, eventualmente, em qualquer outro tokamak que venha a ser construído em nosso laboratório.

Um sem-número de sugestões experimentais e teóricas poderiam ser propostas, sendo estas afins com a nossa presente experiência. Queremos frisar, entretanto, que muitos trabalhos sobre elas poderão ser concluídos em breve, apenas com o que já possuímos em termos de dados e resultados experimentais [itens (a), (b) e (c), anteriores]. A menos dos itens (f), (g) e, principalmente, o (h), que exigem um estudo mais elaborado, os itens (d) e (e) são de fácil execução, devendo vir, entretanto, acompanhados das mesmas medidas que fizemos em nossa experiência (seria, provavelmente, um dos últimos experimentos a ser realizado no tokamak TBR-1).

APÊNDICE A - A LOCALIZAÇÃO DAS SUPERFÍCIES MAGNÉTICAS NO TOKAMAK TBR-1

Calculamos aqui algumas posições das superfícies magnéticas de nosso interesse, bem como as larguras das ilhas produzidas sobre elas. De posse destas informações, obtemos uma estimativa da largura da região de caotização na borda do plasma do TBR-1.

Considerando uma aproximação cilíndrica para um toróide, um perfil da densidade de corrente de plasma experimentalmente representativo (Ka-77b, El-84), isto é,

$$J = J_0 \left[ 1 - \left( \frac{r}{a} \right)^2 \right]^\kappa \quad (\text{A.1})$$

de um plasma em equilíbrio, a equação que fornece a posição das superfícies magnéticas racionais  $r_{mn}$  será (Fe-85)

$$\left[ 1 - \left( \frac{r_{mn}}{a} \right)^2 \right]^{\kappa+1} + q(a) \frac{n}{m} \left( \frac{r_{mn}}{a} \right)^2 - 1 = 0 \quad (\text{A.2})$$

onde  $q(a)$  é fator de segurança calculado em  $r = a$  que, na aproximação cilíndrica, é dado por

$$q(a) \approx \frac{a}{R} \frac{B\phi}{B\theta(a)} = 2\pi \frac{a^2 B\phi}{\mu_0 R I_p} \quad (\text{A.3})$$

Podemos também calcular as semi-larguras da ilhas magnéticas criadas através de uma expressão semelhante à da equação 2.2, que é (Fe-85)

$$\Delta_{mn} = \left[ \frac{4}{\pi} \frac{\mu_0 I_h}{\psi''(r_{mn})} \left( \frac{r_{mn}}{b} \right)^m \right] \quad (\text{A.4})$$

onde

$$\psi''_0(r) = \frac{B\phi}{R} \left( \frac{a}{r} \right)^2 \left\{ \frac{n}{m} \left( \frac{r}{a} \right)^2 + \frac{1}{q(a)} \left[ 1 - \left[ 1 - \left( \frac{r}{a} \right)^2 \right]^\kappa \left[ 1 + (1 + 2\kappa) \left( \frac{r}{a} \right)^2 \right] \right] \right\} \quad (\text{A.5})$$

e calcular, ainda, as semi-larguras das ilhas satélites mais internas, através das expressões (Fe-77)

$$\Delta_{(m\pm 1)n} = \Delta_{mn} \left[ \frac{r_{(m\pm 1)n}}{2R} \left( m + 1 \pm 1 \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A.6})$$

e

$$\Delta_{(m\pm 2)n} = \Delta_{mn} \left[ \frac{1}{8} \left( \frac{r_{(m\pm 2)n}}{R} \right)^2 \left( (m+2)^2 \pm (m+2) \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (A.7)$$

Utilizando os valores experimentais relativos a este trabalho, quais sejam:  $(m,n) = (4,1)$ ,  $a = 8\text{cm}$ ,  $b = 11\text{cm}$ ,  $R = 30\text{cm}$ ,  $B\phi \sim 0,3\text{T}$ ,  $I_p \sim 7 - 8\text{kA}$  e uma estimativa experimental de  $\kappa$ , ou seja,  $\kappa \sim 5(Ri-88)$ , obteremos a seguinte tabela

m/n	$I_p$ (kA)	q(a)	$\kappa$	$r_{mn}$ (cm)	150	250	350	450	$\leftarrow I_h$ (A)
2/1	7	4,8	5	5,0	$\longrightarrow <0,1$	$<0,1$	$<0,1$	$<0,1$	$\Delta_{(m-2)n}$ (cm)
2/1	8	4,2	5	5,5	$\longrightarrow <0,1$	$<0,1$	$<0,1$	$<0,1$	
3/1	7	4,8	5	6,3	$\longrightarrow 0,3$	0,4	0,5	0,5	$\Delta_{(m-1)n}$ (cm)
3/1	8	4,2	5	6,8	$\longrightarrow 0,4$	0,5	0,6	0,6	
4/1	7	4,8	5	7,3	$\longrightarrow 1,0$	1,2	1,5	1,7	$\Delta_{mn}$ (cm)
4/1	8	4,2	5	7,8	$\longrightarrow 1,1$	1,4	1,7	1,9	

Observamos que a posição das superfícies com  $q = m/n = 4/1$  estão próximas à borda [antecedendo o limitador ( $r = a = 8\text{cm}$ )]. Cálculos destas posições, por exemplo, para  $\kappa = 3$  ou  $7$ , revelam que seus valores praticamente não se alteram. Desta maneira garantimos, com segurança, que nossa estimativa de  $\kappa$  possa ter uma margem de erro no mínimo de 40% [ $\kappa = (5 \pm 2)$ ] sem nada comprometer, em princípio, a posição de das superfícies com  $q = m/n = 4/1$ , uma vez que, experimentalmente, nossos dados estão incluídos, com boa margem de segurança, em descargas nas quais  $I_p \sim 7 - 8\text{kA}$ . Por esta tabela podemos ver, também, que  $r_{mn}$  é relativamente sensível a  $I_p$ .

A mesma análise, quanto as variações de  $r_{mn}$ , é ainda válida para  $q = m/n = 3/1$ .

Quanto às larguras das ilhas, seus valores são mostrados na parte direita da tabela. Observamos que a ilha correspondente à superfície de  $q = m/n = 4/1$  deve, teoricamente, tocar o limitador e, assim, se destruir, mesmo para o menor valor de  $I_h$  (150A), independentemente do qualquer valor de  $I_p$  entre 7 e 8kA [ $r_{41} + \Delta_{41} \approx 8,3\text{cm}$ , para  $I_p \approx 7,0\text{kA}$  (o caso mais crítico)].

Vamos analisar o que deve acontecer às superfícies magnéticas mais internas quando  $I_h = 450\text{A}$  (o valor mais usado em todo tratamento dos dados) e  $I_p \approx 7,0\text{kA}$  [o valor mais frequente e também para o qual a superfície de  $q = m/n = 4/1$  se encontra mais distante do limitador ( $r_{mn} \approx 7,3\text{cm}$ )], usando também os valores das semi-larguras das ilhas satélites. Vemos que a

superfície de  $q = m/n = 3/1$  deve ser destruída:  $r_{41} - \Delta_{41} \approx 5,6\text{cm}$ , portanto bem menor que  $r_{31} + \Delta_{31} \approx 6,8\text{cm}$ . A superfície de  $q = m/n = 2/1$ , entretanto, não deve, em princípio, ser destruída:  $r_{21} + \Delta_{21} \approx r_{21} \approx 5,0\text{cm}$ , que é menor que  $r_{41} - \Delta_{41} \approx 5,6\text{cm}$ . Teoricamente, também, não há contato entre as ilhas  $(m,n) = (3,1)$  e  $(2,1)$ :  $r_{31} - \Delta_{31} \approx 5,8\text{cm}$ , bem maior, portanto, que  $r_{21} + \Delta_{21} \approx r_{21} \approx 5,0\text{cm}$ .

Podemos, com base no exposto anteriormente, estimar a largura da região de caotização na borda do plasma ( $\Delta_c$ ) para  $I_p \approx 7,0\text{kA}$ ,  $I_h = 450\text{A}$ . Seu valor mínimo deve ser  $\underline{a} - (r_{41} - \Delta_{41})$ , o que nos faz propor,  $\Delta_c \gtrsim 2,4\text{cm}$ .

## APÊNDICE B - ESTIMATIVA EXPERIMENTAL DA LARGURA MÍNIMA DA REGIÃO DE CAOTIZAÇÃO

Podemos estimar qual é o valor mínimo da largura da região de caotização da borda do plasma, com base na redução observada na corrente do plasma ( $I_p$ ), quando os CMH são acionados. Para tanto, calcularemos, inicialmente, qual seria a largura da região da borda do plasma ( $\Delta$ ) se toda a densidade de corrente do plasma ( $J$ ) ali presente fosse perdida, ocasionando  $\Delta I_p$ . Para isto usamos as seguintes relações

$$I_p = \int_0^a \vec{J} \cdot d\vec{a} = \int_0^a J(r) 2\pi r dr \quad (B.1)$$

$$\Delta I_p = \int_{a-\Delta}^a \vec{J} \cdot d\vec{a} = \int_{a-\Delta}^a J(r) 2\pi r dr \quad (B.2)$$

onde  $a$  é o raio do plasma.

A definição de B.2 implica em que não existam alterações significativas em  $J$  quando os CMH são acionados, a menos, é claro, da região  $a - \Delta$ , onde,  $J \approx 0$ . Esta hipótese é razoável na medida em que a atuação dos CMH é mais pronunciada na superfície magnética definida por  $q = m/n = 4/1$ , que está localizada entre 7,3 e 7,8cm (Apêndice A), portanto na borda do plasma, embora o efeito da largura das ilhas magnéticas criadas possam chegar até  $r \approx 5,6$ cm, sendo desprezíveis para as regiões mais interiores (Apêndice A) [lembramos que  $b_{mn} \sim (r/b)^{m-1}$  (Fe-85)]. Deste modo, em tese, as grandezas internas do plasma, dentre as quais  $J$ , não devem ser afetadas sensivelmente.

Usando o mesmo perfil de  $J$  adotado no Apêndice A

$$J = J_0 \left[ 1 - \left( \frac{r}{a} \right)^2 \right]^\kappa$$

que, após sua substituição em B.1 e B.2, fornecerá duas equações, as quais, por sua vez, divididas uma pela outra, produzirão

$$\Delta = a \left\{ 1 - \left[ 1 - \left( \frac{\Delta I_p}{I_p} \right)^{\frac{1}{\kappa+1}} \right]^2 \right\} \quad (B.3)$$

Notemos que para  $\Delta I_p = 0$ ,  $\Delta = 0$ , que é um resultado teoricamente esperado. Usando  $I_p \approx 7,0$ kA [pulso s483, sem CMH (figura 5.3)] e  $I_p \approx 6,5$ kA

[pulso s482, com CMH (figura 5.4)], teremos  $\Delta I_p \approx 0,5\text{kA}$ . Usando  $\kappa \sim 5$  (Apêndice A), obtemos  $\Delta \approx 3,2\text{cm}$ .

Voltando ao cerne do nosso problema, sabemos que na verdade não há perda total de J na região de caotização o que nos faz propor, então, que  $\Delta_c \gtrsim \Delta$ , ou seja,  $\Delta_c \gtrsim 3,2\text{cm}$ .

## REFERÊNCIAS

- [Ba-80] - Bateman, G., *MHD Instabilities*, Massachusetts, MIT Press, 4, 1980.
- [Be-69] - Bevington, P.R., *Data Reduction and Analysis for Physical Sciences*, New York, McGraw-Hill Book Company, 1969.
- [Be-86] - Bender, O.W., *Campos Ressonantes Helicoidais no Tokamak TBR-1*, Dissertação de Mestrado, São Paulo, IFUSP, 1986.
- [Bi-90] - Biglari, H. et al., *Physics of Fluids*, B2, 1, 1990.
- [Bo-49a]- Bohm, D., in *The Characteristics of Eletrical Discharges in Magnetic Fields*, edited by Guthrie, A. and Wakerling, R.K., New York, McGraw-Hill, Chap. 3, 1949.
- [Bo-49b]- Bohm, D. Burhop, E.H.S., Massey, H.S.W., in *The Characteristics of Eletrical Discharges in Magnetic Fields*, edited by Guthrie, A. and Wakerling, R.K., New York, McGraw-Hill, Chap. 2, 1949.
- [Bo-68] - Boyd, R.L.F., in *Plasma Diagnostic*, edited by W. Lochte-Holtgreven, Amsterdam, North-Holand, 732, 1968.
- [Bo-87] - Book, D.L., *NRL Plasma Formulary*, Washington, Naval Research Laboratory Publication, 34, 1987.
- [Bo-90] - Bodin H.A.B., *Nuclear Fusion*, 30, 1717, 1990.
- [Bo-91] - Borrás, K., *Nuclear Fusion*, 31, 1035, 1991.
- [Br-91] - Breton, C. et al., *Report n.º 1420*, Associaton Euraton-CEA, Département de Recherches sur la Fusion Contrôlée, CEN-Cadarache, France, 1991.
- [Bu-84] - Budny, R., Manos, D., *Journal of Nuclear Materials*, 121, 41, 1984.
- [Bu-85] - Bugarya, V.I. et al., *Nuclear Fusion*, 25, 1707, 1985.
- [Ca-77] - Callen, J.D., *Physics Review Letters*, 39, 1540, 1977.
- [Ch-65] - Chen, F.F., in *Plasma Diagnostics Techniques*, edited by Huddleston, R.H. and Leonard, S.L., New York, Academic Press, Chap. 4, 113-200, 1965.
- [Ch-74] - Chen, F.F., *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2<sup>nd</sup> edition, New York, Plenum Press, 1974.
- [Ch-75] - Chung, P.M. Talbot, L., Touryan, K.J., *Eletric Probes in Stationary and Flowing Plasmas*, New York, Spring-Verlag New York Inc., 1975.
- [Ch-80] - Chapman, B., *Glow Discharge Process*, USA, John Wiley & Sons, Inc., 1980.

- [Ch-85] - Chen, F.F., Report n.º 750, Institute of Plasma Physics, Nagoya University, 1985.
- [Ch-90] - Chen, J. et al., *Nuclear Fusion*, 30, 2271, 1990.
- [Cl-78] - Clements, R.M., *Journal of Vacuum Science Technology*, 15(2), 193, 1978.
- [Co-78] - Cohen, S.A., *Journal of Nuclear Materials*, 76 & 77, 68, 1978.
- [Co-90] - Conn, R.W. et al., *Nuclear Fusion*, 30, 1919, 1990.
- [Da-84] - Dallaqua, R.S., Hershcovitch, A., Silva, R.P. da, Nascimento, I. C. and Galvão, R.M.O., *Il Nuovo Cimento* 83B(1), 1, 1984.
- [De-65] - Demetriades, A., Doughman, E., *Physics of Fluids*, 8, 1001, 1965.
- [De-84a] - Deschamps, P. et al., *Journal of Nuclear Materials*, 128, 38, 1984.
- [De-84b] - DeGrassie, J.S., Ohyabu, N., Brooks, N.H., *Journal of Nuclear Materials*, 128 & 129, 266, 1984.
- [Do-82] - Dolan, T.J., *Fusion Research*, New York, Pergamon Press Inc., 44, 1982.
- [El-84] - Ellis, J.J. et al., in *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research* (Proc. 10<sup>th</sup> Int. Conf. London, 1984), Vol.1, IAEA, Vienna, 363, 1985.
- [Em-80] - Emmert, G.A., Wieland, R.M., Mense, A.T. and Davidson, J.N., *Physics Fluids*, 23(4), 803, 1980.
- [En-78] - Engelhardt, W., Feneberg, W., *Journal of Nuclear Materials*, 76 & 77, 518, 1978.
- [Er-85] - Ertl, K. et al., *Nuclear Fusion*, 25, 1413, 1985.
- [Fa-89] - Fagundes, A.N., *Publicação IFUSP P-794*, São Paulo, 1989.
- [Fe-77] - Feneberg, W., in *Controlled Fusion and Plasma Physics* (Proc. 8<sup>th</sup> Eur. Conf. Prague, 1977), Vol.1, Czechoslovak Academy of Sciences, Prague, 4, 1977.
- [Fe-81] - Feneberg, W., Wolf, G.H., *Nuclear Fusion*, 21(6), 669, 1981.
- [Fe-85] - Fernandes, A.S. e Caldas, I.L., *Publicação IFUSP P-539*, São Paulo, 1985. (ver também: Fernandes, A.S., Heller, M.V.A.P., Caldas, I.L., *Plasma Physics*, 30, 1203, 1988.).
- [Fi-75] - Finn, J.M., *Nuclear Fusion*, 15, 845, 1975.
- [Fl-89] - Fleischmann, M., Pons, S., *Journal of Electroanalytical Chemistry*, 261, 301, 1989.
- [Fu-90] - Furth, H.P. et al., *Nuclear Fusion*, 30, 1799, 1990.
- [Ga-90] - Gauster, W.B., *Nuclear Fusion*, 30, 1897, 1990.

- [Gh-90] - Ghendrih, P., Tore Supra Team, in *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research* (Proc. 13<sup>th</sup> Int. Conf. Washington, 1990), paper IAEA-LN-53/A7 (a ser publicado).
- [Ha-59] - Harrison, E.R., Thompson, W.B., *Proc. Phys. Soc. London*, 74, 145, 1959.
- [Ha-81] - Harvey, R.W. et al., *Physical Review Letters*, 47, 102, 1981.
- [Ha-86] - Hallock, G.A. et al., *Physics Review Letters*, 56, 1248, 1986.
- [He-81] - Helene, O.A.M. e Vanin, V.R., *Tratamento Estatístico de Dados em Física Experimental*, São Paulo, Editora Edgar Blücher Ltda, 1981, Cap.V, p.57-75.
- [He-89] - Hershkowitz, N., in *Plasma Diagnostics*, edited by Auciello, O. and Flamm, D.L., San Diego, Academic Press Inc. 1989, Vol.1, p.113-183.
- [He-90] - Hershkowitz, N. et al., *Nuclear Fusion*, 30, 1761, 1990.
- [Ho-75] - Holmes, J.C., Szuszczewicz, E.P., *Review of Scientific Instruments* 465, 592, 1975.
- [Hs-81] - Hsu, J.Y., Harvey, R.W., Wong, S.K., *Physics of Fluids*, 24, 2216, 1981.
- [Hu-83] - Hugill, J., *Nuclear Fusion*, 23, 331, 1983.
- [Hu-87] - Hutchinson, I.H., *Principles of Plasma Diagnostics*, Cambridge, Cambridge University Press, 1987.
- [In-90] - International Fusion Research Council, *Nuclear Fusion*, 30, 1641, 1990.
- [It-90] - Itok, K., Itok, S.I., *Report n.º 68*, Institute for Fusion Science, Nagoya, 1990.
- [Jo-86] - Jones, S.E. *Nature*, 321(8), 127, 1986.
- [Ka-75] - Karger, F. et al., in *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research* (Proc. 5<sup>th</sup> Int. Conf. Tokyo, 1974), IAEA, Vienna, 207, 1975.
- [Ka-76] - Karger, F. et al., in *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research* (Proc. 6<sup>th</sup> Int. Conf. Berchtesgaden, 1976), IAEA, Vienna, 267, 1977.
- [Ka-77a]- Karger, F. et al. in *Controlled Fusion and Plasma Physics* (Proc. 8<sup>th</sup> Eur. Conf. Prague, 1977), Vol.1, Czechoslovak Academy of Sciences, Prague, 3, 1977.
- [Ka-77b]- Karger, F., Lackner, K., *Physics Letters*, 61, 385, 1977.
- [Ka-78] - Kadomtsev, B.B., Pogutse, O.P., in *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research* (Proc. 7<sup>th</sup> Int. Conf. Innsbruck, 1978), Vol.1, IAEA, Vienna, 649, 1979.

- [Ka-90] - Kadomtsev, B.B. et al. *Nuclear Fusion*, 30, 1675, 1990.
- [Ka-91] - Kadomtsev, B.B., *Nuclear Fusion*, 31, 1301, 1991.
- [Ke-62] - Kerst, D.W., *Journal of Nuclear Energy*, C4, 253, 1962.
- [Ki-86] - Kilpatrick, S.J. et al., *Journal of Vacuum Science Technology*, A4, 1817, 1986.
- [Kn-79] - Knoepfel, H., *Nuclear Fusion*, 19, 785, 1979.
- [Ko-87] - Kock, L.de, *Journal of Nuclear Materials*, 145 & 147, 26, 1987.
- [La-23] - Langmuir, I., *General Electric Review*, 26, 731, 1923.
- [La-86a]- LaBombard, B., Lipschultz., *Review of Scientific Instruments*, 5710, 1986.
- [La-86b]- LaBombard, B., Report PFC/RR-88-6, Massachusetts Institute of Technology, 1986.
- [Le-78] - Lehnert, B. et al., in *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research* (Proc. 7<sup>th</sup> Int. Conf. Innsbruck, 1978), Vol.3, IAEA, Vienna, 265, 1979.
- [Li-86] - Lipschultz, B., Hutchinson, I.H., LaBombard, B. and Wan, A., *Journal of Vacuum Science Technology*, A43, 1810, 1986.
- [Ly-90] - Lyon, J.F. et al., *Nuclear Fusion*, 30, 1695, 1990.
- [Ma-87] - Mattheus, G.F., Stangeby, P.C. and Sewell, P., *Journal of Nuclear Materials*, 145 & 147, 220, 1987.
- [Ma-89] - Matthews, G.F., Stangeby, P.C., *Journal of Physics D: Applied Physics*, 22, 644, 1989.
- [Mc-79] - McCracken, G.M., Stott, P.E., *Nuclear Fusion*, 19, 889, 1979.
- [Mc-89] - McCool, S.C. et al., *Nuclear Fusion*, 29, 547, 1989.
- [Mc-90a]- McCool, S.C. et al., *Nuclear Fusion*, 30, 167, 1990.
- [Mc-90b]- McCool, S.C. et al., *Journal of Nuclear Materials*, 176 & 177, 716, 1990.
- [Me-91] - Mendes, A.P. e Machida M., 1.º Congresso Brasileiro de Física dos Plasmas, Vol.3, Santos, 107, 1991.
- [Mi-80] - Milnes, K.A., Ehlers, K.W., Leung, K.N., Owren, H.M., Willian M.D., *IEEE Transactions on Plasma Science* PS-82, 124, 1980.
- [Mi-81] - Millman, J. e Halkias, C.C., *Eletrônica: Dispositivos e Circuitos* vol.2, McGraw Hill do Brasil, São Paulo, 606, 1981.
- [Mo-78] - Molvig, K. et al., *Physical Review Letters*, 41, 1240, 1978.
- [Mo-82] - Morozov, D.K., Pogutse, *Sovietic Journal of Plasma Physics*, 8, 247, 1982.
- [Mo-83] - Motorola Inc., *Linear and Interface Integrated Circuits*, Motorola Inc., Arizona, 1983, pg. 3/6-3/15.

- [Na-90] - Nakai, S., *Nuclear Fusion*, 30, 1779, 1990.
- [Ne-80] - Neuhauser, J., *Report IPP 1/182*, Garching, 1980.
- [Ni-79] - Niimura, M., *Física de Plasma*, editado pela UFF, Niterói, 1979, Vol.3, S, p.1-30.
- [Ni-82] - Nicolai, A., Reiter, D., *Journal of Nuclear Materials*, 11 & 112, 428, 1982.
- [Oh-81] - Ohyabu, N., *Nuclear Fusion*, 21, 519, 1981.
- [Oh-84] - Ohyabu, N. et al., *Journal of Nuclear Materials*, 121, 363, 1984.
- [Oh-85] - Ohyabu, N. et al., *Nuclear Fusion*, 25, 1684, 1985.
- [Oh-86] - Ohyabu, N., DeGrassie, J.S., *Report GA-A18259*, GA Technologies, San Diego, CA, 1986.
- [Ol-73] - Oliver, B.M., Clements, R.M., Smy, P.R., *Journal of Applied Physics*, 44, 4512, 1973.
- [Or-77] - Oren, L. and Taylor, R.J., *Nuclear Fusion*, 17, 1143, 1977.
- [Ph-87] - Phillips, P.E. et al., *Journal of Nuclear Materials*, 147, 807, 1987.
- [Ra-81] - Razumova, K.A. et al., *Sovietic Technology Physics Letters*, 7, 649, 1981.
- [Re-76] - Rechester, A.B., Stix, T.H., *Physical Review Letters*, 36, 587, 1976.
- [Re-77] - Rechester, A.B., in *Proceedings of The Sherwood Theory Meeting*, San Diego California, paper G.14, 1977.
- [Re-78] - Rechester, A.B., Rosenbluth, M.N., *Physical Review Letters*, 40, 1, 1978.
- [Ri-88] - Ribeiro, C., *Relatório de Atividades n.º 3 (FAPESP)*, IFUSP, São Paulo, 1988.
- [Ri-89] - Ribeiro, C., *Relatório de Atividades n.º 4 (FAPESP)*, IFUSP, São Paulo, 1989.
- [Ro-66] - Rosenbluth, M.N. et al., *Nuclear Fusion*, 6, 297, 1966.
- [Ro-68] - Rothman, M.A., *Plasma Physics*, 86, 86, 1968.
- [Ro-87] - Rowan, W.L. et al., in *Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 14<sup>th</sup> Eur. Conf. Madrid, 1987)*, Vol.2D, Part I, European Physical Society, 117, 1987.
- [Ro-91] - Rosenbluth, M.N., *Nuclear Fusion*, 31, 771, 1991.
- [Sa-70] - Sanmartin, J.R., *The Physics of Fluids*, 13, 1, 103, 1970.
- [Sa-81] - Samain, A., in *Proceeding IAEA of Meeting on Divertors and Impurity Control*, Max Planck Institut für Plasmaphysik, 8046, Garching, 126, 1981.

- [Sa-82] - Samain, A. Grossman, Feneberg, W., *Journal of Nuclear Materials*, 111 & 112, 408, 1982.
- [Sa-84] - Samain, A. et al., *Journal of Nuclear Materials*, 128 & 129, 395, 1984.
- [Sa-87] - Sá, W.P. de, *Medida de turbulência na Periferia do TRB-1*, Dissertação de Mestrado, São Paulo, IFUSP, 1987.
- [Sa-88] - Sá, W.P. de, Cruz Jr., D.F. da, Galvão, R.M.O., Silva, R.P. da, *Ciência e Cultura*, 407, Supl., 386, 1988.
- [Sc-68] - Schott, L., in *Plasma Diagnostic*, edited by W. Lochte-Holtgreven, Amsterdam, North-Holland, 1968, cap.11.
- [Sc-88] - Schoch, P.M. et al., in *Controlled Fusion Physics Heat* (Proc. 15<sup>th</sup> Eur. Conf. Dubrovnik, 1988), 12B(1), 191, 1988.
- [Sh-89] - Shen, Y. et al., *Journal of Nuclear Materials*, 168, 295, 1989.
- [Sh-90] - Shatalov, G.E., *Nuclear Fusion*, 30, 1905, 1990.
- [Si-78] - Simpson, S.W. et al. *Relatório LFP-1-78*, Laboratório de Física de Plasmas, IFUSP, São Paulo, 1978.
- [Si-86] - Silva, R.P. da, Nascimento, I.C., Cruz Jr., D.F. da, Hershcovitch, A., *Review of Scientific Instruments*, 579, 2205, 1986.
- [Si-89] - Silva, R.P. da, *Transporte de Partículas e Energia no Plasma do Tokamak TBR-1: Diagnósticos e Estudo Experimental*, Tese de Doutorado, São Paulo, IFUSP, 1989.
- [Sm-26] - Mott-Smith, H., Langmuir, I., *Physical Review*, 28, 727, 1926.
- [Sp-58] - Spitzer, L.J., *Physics of Fluids*, 1, 253, 1958.
- [St-05] - Stark, J., *Annalen der Physik*, 18, 212, 1905.
- [St-73] - Stix, T.H., *Physics Review Letters*, 30, 30, 1973.
- [St-76] - Stix, T.H., *Physical Review Letters*, 36, 522, 1976.
- [St-78] - Stix, T.H., *Nuclear Fusion*, 18(3), 353, 1978.
- [St-82] - Stangeby, P.C., *Journal of Physics D: Applied Physics*, 15, 1007, 1982.
- [St-83] - Stangeby, P.C., McCracken, G.M., Erents, S.K., Vince, J.E., Wilden, R., *Journal of Vacuum Science Technology*, A12, 1302, 1983.
- [St-84a] - Stangeby, P.C., *Physics of Fluids*, 27, 682, 1984.
- [St-84b] - Stangeby, P.C., *Journal of Nuclear Materials*, 121, 36, 1984.
- [St-85] - Stangeby, P.C., *The Physics of Fluids*, 282, 644, 1985.
- [St-87] - Stangeby, P.C., *Journal of Nuclear Materials*, 145 & 147, 105, 1987.
- [St-90] - Stangeby, P.C., *Nuclear Fusion*, 30, 2629, 1990.
- [Su-66] - Sugawara, M., *Physics of Fluids*, 9, 797, 1966.

- [Sw-71] - Swift, J.D., Schwar, M.J.R., *Electric Probes for Plasma Diagnostics*, London, Iliffe Books, 1971.
- [Sz-73] - Szuszczewicz, E.P., Holmes, J.C., *Bulletin of American Physics Society*, 18, 1277, 1973.
- [Sz-74] - Szuszczewicz, E.P., Holmes, J.C., *Trans. American Geophysics Union*, 55, 377, 1974.
- [Ta-78] - Taylor, R.J., *Journal of Nuclear Materials*, 76/77, 41, 1978.
- [Ta-79] - Tazima T., Sugihara, M., Report JAERI-M 8390, Japan Atomic Energy Research Institute, 1979.
- [Ta-82] - Taylor, R.J. et al., in *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 9<sup>th</sup> Int. Conf. Baltimore, 1982)*, Vol.3, IAEA, Vienna, 251, 1983.
- [Ta-84] - Tan, I.H., *Oscilações de Mirnov no TBR-1*, Dissertação de Mestrado, São Paulo, IFUSP, 1984.
- [Ta-87] - Takamura et al., *Physics of Fluids*, 30, 144, 1987.
- [Tr-72] - Truxal, J.G., *Introductory System Engineering*, McGraw-Hill Inc., Tokyo, 1972, 448.
- [Ue-79] - Uehara, K. et al., *Plasma Physics*, 21, 89, 1979.
- [Va-87] - Vannucci, A., *Instabilidades de Disruptura no TBR-1*, Tese de Doutorado, São Paulo, IFUSP, 1987.
- [Wa-80a]- Wampler, W.R. et al., *Journal of Nuclear Materials*, 93 & 94, 139, 1980.
- [Wa-80b]- Watkins, M.L. et al., in *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 8<sup>th</sup> Int. Conf. Brussels, 1980)*, Vol.1, IAEA, Vienna, 1981, 639.
- [Wa-85] - Wang, E.Y., Hershkowitz, N., Intrator, T., *Review of Scientific Instruments*, 56, 519, 1985.
- [Wa-86] - Wagner F., Lackner K., in *Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion*, edited by Post D. E. Behrisch R., Plenum Press, New York, 1986, 931.
- [Wr-90] - Wriqth, B.L., *Nuclear Fusion*, 30, 1739, 1990.
- [Ya-91] - Yang, X.Z. et al., *Physics of Fluids* (a ser publicado em 1991).
- [Ya-83] - Yamagishi, T. et al., *Nuclear Fusion*, 23, 189, 1983.
- [Ya-84] - Yamagishi, T. et al., *Journal of Nuclear Materials*, 128 & 129, 118, 1984.
- [Ya-86] - Yamazaki, K. et al., Report IPPJ-796, Institute of Plasma Physics, Nagoya University, Nagoya, 1986.

- [o-82] - Yoshida, Z. et al., in *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research* (Proc. 9<sup>th</sup> Int. Conf. Baltimore, 1982), Vol.3, IAEA, Vienna, 273, 1983.
- [a-72] - Zalavsky, G.M., Chiricov, B.V., *Sovietic Physics, Usp.* 14, 549, 1972.
- [h-84] - Qingchu, Z. et al., in *Plasma Physics and Controlled of Nuclear Fusion Research* (Proc. 10<sup>th</sup> Int. Conf. London, 1984), Vol.1, IAEA, Vienna, 345, 1985.
- [w-83] - Zweben, S.J., Gould, R.W., *Nuclear Fusion* 23, 1625, 1983.
- [w-84] - Zweben, S.J. et al., *Physics of Fluids*, 27, 691, 1984.