UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO INSTITUTO DE FÍSICA

Estudo do Funcionamento do Tokamak TBR-1 sob a Influência de Perturbações Elétricas e Magnéticas

SBI-IFUSP

Ibrahim El Chamaa Neto

Tese submetida ao Instituto de
Física da Universidade de São
Paulo para obtenção do Título
de Doutor em Ciências.

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Jair Amorin (ITA-CTA)
Prof. Dr. Munemasa Machida (UNICAMP)
Prof. Dr. Ricardo Luiz Viana (UFPR)
Prof. Dr. Ricardo Magnus Ozório Galvão (IFUSP)

Sylvio Roberto Accioly Canuto
Prof. Sylvio Roberto Accioly Canuto
Presidente da Comissão de Pós-graduação

Orientador: **Prof. Dr. Ivan Cunha Nascimento**

Ivan Cunha Nascimento

Diálogo 11/08

São Paulo
1998

530.44
C4422
D
ex.1

FICHA CATALOGRÁFICA

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

Chamaa Neto, Ibrahim el

Estudo do Funcionamento do Tokamak TBR-1 sob a
Influência de Perturbações Elétricas e Magnéticas.
São Paulo, 1998.

Tese (Doutoramento) - Universidade de São Paulo.
Instituto de Física - Departamento de Física Aplicada

Orientador: Prof. Dr. Ivan Cunha Nascimento
Área de Concentração: Física Nuclear

Unitermos: 1. Plasma-Tokamak; 2. Diagnósticos;
3. Lei de Escala; 4. Eletrodo Polarizado;
5. Elétrons Fugitivos.

USP/IF/SBI-074/98

Aos meus pais e irmãos

AGRADECIMENTOS

Quero deixar meus sinceros agradecimentos à todas as pessoas que acreditaram e me ajudaram, de forma direta ou indiretamente, na realização e conclusão desse trabalho.

Ao Prof. Dr. Ivan Cunha Nascimento, pela grande dedicação em levar adiante as pesquisas em Física de Plasmas, pela orientação neste trabalho e contribuições à minha formação acadêmica.

Aos Profs. Drs. Ricardo M.O. Galvão e Álvaro Vannucci, pelas várias sugestões e discussões dadas neste trabalho.

Ao Dr. Yuri Kuznetsov, pela co-orientação no estudo dos elétrons "runaways" e ao Dr. Igor Semenov, pela gentileza em ceder uma versão do programa "View".

Agradeço também aos Profs. Drs. Rui Pepe da Silva, José Henrique Vuolo, Aluísio Neves Fagundes, Iberê L. Caldas e Profas. Dras. Maria Vitória Heller e Vilma Sidneia Walder, pelas discussões sobre alguns aspectos da tese.

Aos Srs. Francisco Tadeu Degasperi pelo grande apoio em Tecnologia do Vácuo, Edson Kenzo Sanada por me ensinar a operar o TBR-1, ao Abílio P. dos Reis pela prestatividade de socorros na parte eletrônica do trabalho.

Aos colegas Mauro Sérgio T. de Araújo e Raul Murete de Castro pelas discussões sugestões na tese.

Aos amigos Douglas Cavalli G. e José S.da Matta pelo companheirismo e apoio nas horas difíceis.

Aos colegas do Grupo de Plasma Juan, Ernesto, Vanderley, Kênia, Renata, Gesil, Zoezer, Kai, Moraes e André pela harmoniosa convivência durante estes anos.

Às secretárias do departamento Sílvia e Lia, e do laboratório Eleonora Lo Duca, que sempre foram muito atenciosas e amigas.

Aos amigos de todas as horas Alfredo Luís Bonini, Katia Henrique e Ramon Walls Martins, que nunca mediram esforços em me ajudar no laboratório, ao amigo Oliver no apoio em uma das aquisições de dados.

Ao amigo Marcio Dualibi, pelo incentivo durante a redação da tese.

Agradeço também pelo apoio financeiro do CNPq.

RESUMO

Neste trabalho foram realizados estudos experimentais de operação do tokamak TBR-1 sob condições extremas de densidade e de campo magnético toroidal e, também, sob a influência de perturbações elétricas radiais e magnéticas helicoidais aplicadas na região periférica da coluna de plasma. Realizou-se, também, uma análise preliminar das características das descargas na região da corrente de plasma com predominância de elétrons fugitivos. Para isso foi utilizada a maioria dos diagnósticos já construídos no Laboratório de Física de Plasmas da USP, que são: diagnóstico por sondas eletrostáticas, bobinas de Mirnov, espectroscopia óptica, interferômetro de micro ondas, detector de raios-X duros, detector de $H\alpha$, bobinas de Rogowski, bobinas de posição, espiras das tensões de enlace e medição da pressão com "ion-gauges" e analisador de gás residual. Os resultados permitiram obter uma lei de escala para as descargas do TBR-1 associando a densidade média de partículas com a densidade média de corrente de plasma. Foram observados efeitos muito interessantes nas oscilações magnéticas do plasma sob ação dos campos perturbativos. Em particular, para os campos elétricos radiais com polarização negativa, observou-se uma diminuição considerável nas frequências dessas oscilações e uma atenuação nas amplitudes das mesmas, segundo uma análise de Fourier. Ao contrário, para polarizações positivas, foi observado um plasma mais turbulento. Este resultado repetiu-se (porém não tão acentuado como descrito no caso anterior) quando foi aplicada uma perturbação magnética helicoidal simultaneamente com o campo elétrico radial. Finalmente, as descargas do TBR-1 são caracterizadas pela baixa densidade de elétrons $n_e \sim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ e alta corrente de elétrons fugitivos ($I' \approx I_p$). O parâmetro de Shafranov foi calculado a partir das medidas do campo magnético vertical e do deslocamento do centro da coluna de plasma. A diferença de Δ nos cálculos é explicada pelo deslocamento da órbita do feixe de elétrons fugitivos.

ABSTRACT

In this work, experimental studies of operation limits of the TBR-1 tokamak were accomplished under extreme conditions of density and toroidal magnetic field, also, under the influences of helical magnetic field and radial electric field perturbations, applied in the border zone of the plasma column. Also, a preliminary analysis of the characteristics of the runaway discharges was performed. For measurements of the plasma characteristics most of the diagnostics built in the USP Laboratório de Física de Plasmas, were used: electrostatic probes, Mirnov coils, optical spectroscopy, micro wave interferometer, hard X-rays detector, H_α detector; Rogowski coils, position sensors, loop voltage, pressure measurements with ion-gauges and a residual gas analyzer. From the result, the scaling law for the discharges of the TBR-1 were obtained, associating the average densities of particles with average plasma current densities. Very interesting effects were observed in the magnetic oscillations of the plasma under the action of the perturbation fields. In particular, for the radial electric fields with negative polarization a considerable decrease in the frequency and an attenuation in the amplitude of the MHD oscillations were observed, according to a Fourier analysis. On the contrary, for positive polarization a more turbulent plasma was observed. Similar results, but not so strong, were obtained when a helical magnetic perturbation was applied simultaneously with the radial electric field. Finally, runaway discharges in the TBR-1 were investigated and the current was found to be predominantly dominated by electron beams. The Shafranov parameter Λ was calculated from the vertical field as well as from the plasma center displacement and found to be different., which can be explained by the orbit shifted runaway beams.

ÍNDICE

1. Introdução	1
2. Introdução Teórica	6
2.1 Teoria MHD	6
2.2 Campo Magnético de Equilíbrio	12
2.3 Elétrons Fugitivos	15
2.3.1 Introdução	15
2.3.2 Modelo Teórico.....	16
3. Arranjo Experimental	20
3.1 O Tokamak TBR1	20
3.1.1 Sistema de Vácuo.....	24
3.1.2 Sistema de Injeção de gás	25
3.2 Espectroscopia óptica	26
3.2.1 Alargamento Doppler	27
3.2.2 Acoplamento óptico	29
3.3 Sonda Tripla Modificada	31
3.4 Diagnóstico por Interferometria de Micro Ondas	32
3.5 Emissão H α	35
3.6 Raios-X Duros	36
3.7 Sistema de Bobinas Magnéticas de Mirnov	37
3.8 Sistema de Polarização Elétrica Radial com um Eletrodo	39
3.8.1 Fonte de Alta Tensão.....	39
3.8.2 Flange do Eletrodo	40
3.9 Enrolamento Helicoidal Ressonante	42
3.10 Sistema de Aquisição de Dados - CAMAC	44
4. Coleta e Análise de Dados.....	45

4.1 Região de Operação do Tokamak TBR1	46
4.1.1 Curva de Ruptura Experimental	49
4.1.2 Fator de Segurança Experimental	50
4.2 Polarização Elétrica Radial através de um Eletrodo	55
4.2.1 Curva Característica	55
4.2.2 Polarização Elétrica Radial da Coluna de Plasma	57
4.3 Campo Magnético Helicoidal Ressonante	65
4.4 Decomposição das Oscilações de Mirnov em Modos MHD no Tempo e em Frequências	72
4.5 Flutuações Eletrostáticas – Decomposição em Frequências	74
4.6 Densidade e Temperatura na periferia da coluna de plasma.....	95
4.6.1 Influência dos campos perturbativos na densidade e temperatura na periferia do plasma	95
4.7 Rotação das Estruturas Magnéticas	99
4.8 Medidas das Linhas Espectrais emitidas pelo Plasma to TBR-1.....	104
4.9 Elétrons Fugitivos no TBR-1	108
 5. Resultados e Discussão	 112
5.1 Lei de Escala	112
5.2 Campo Elétrico Radial e Corrente no Enrolamento Helicoidal Ressonante no modo 4/1	115
5.3 Elétrons Fugitivos	117
 6. Conclusões e Propostas para Trabalhos Futuros	 122
 Referências Bibliográfica	 125

INTRODUÇÃO

O consumo mundial de energia na escala de tempo da história da humanidade foi sempre pequeno, se comparado com o das últimas décadas, que teve um crescimento exponencial. A previsão de esgotamento dos recursos naturais (petróleo, carvão e gás natural) no futuro tem levado a comunidade científica a buscar alternativas viáveis para suprir esta demanda, que sejam aceitáveis ecológica e economicamente.

As alternativas para atender à demanda de energia da população mundial prevista para o ano 2075 [Mc-89], em conformidade com as recomendações de se evitar danos ao meio ambiente, são: a energia solar, a fissão com reatores rápidos e a fusão termonuclear controlada.

A energia solar, se captada com eficiência de 20% numa área de 0,2% da superfície da terra (grosso modo a fração coberta por desertos) poderia suprir um terço das necessidades da população mundial. A fissão, com os reatores regenerativos, tem um potencial energético 85 vezes maior que as reservas de petróleo da terra, mas apresenta problemas de segurança e estocagem de produtos de fissão. A fusão tem um potencial energético 10 milhões de vezes maior que o da fissão, podendo constituir, a longo prazo, uma fonte de energia de impacto bastante moderado sobre o meio ambiente, além de possuir uma segurança intrínseca e utilizar combustíveis praticamente inexauríveis e facilmente obtidos na natureza [Ma-89].

O combustível de maior interesse para a fusão é uma mistura, em iguais proporções, de deutério e trítio. Enquanto o deutério é abundante na natureza, o trítio, sendo instável, com uma meia vida de 12 anos, precisa ser produzido artificialmente. A reação entre o deutério e o trítio produz um núcleo de hélio ("partícula alfa") e um nêutron,

onde as energias indicadas referem-se à energia cinética dos produtos da reação, associada a um déficit, no balanço de massa da reação, de 0,01875 vezes a massa de um próton.

Enquanto o nêutron deixa imediatamente o plasma, a partícula alfa pode ser aproveitada para aquecê-lo. A reação de fusão D-T será auto-sustentável, isto é, o plasma atingirá o ponto de ignição, quando a energia transportada pelas partículas alfa (20% da energia liberada) permanecer no plasma por um tempo suficiente para que sua temperatura se mantenha no patamar requerido. Os 80% da energia liberada, transportada pelos nêutrons, serão convertidos em calor, gerado fora da área do reator onde vão produzir vapor e gerar eletricidade.

A fusão termonuclear controlada por confinamento magnético em configurações toroidais é a linha de pesquisa que apresenta maiores possibilidades de ser empregada nos reatores a fusão do futuro próximo.

Dentre as máquinas de confinamento magnético toroidal de plasma que tem sido construídas até o momento, o tokamak é o dispositivo que tem apresentado os melhores resultados de viabilidade de um reator a fusão. Esse tipo de configuração foi inventado na ex-União Soviética, no final dos anos 50. No final dos anos 70, os tokamaks haviam se tornado a principal linha de pesquisa no campo da fusão por confinamento magnético em quase todo o mundo.

Para estimar a proximidade dos parâmetros relevantes da ignição do plasma à realidade atual das pesquisas em fusão estabelece-se o produto triplo, isto é, $n_i T_i \tau_E$ como o fator de viabilidade dos reatores a fusão. Descargas realizadas nos tokamaks JET [Je-92] e TFTR, utilizando a reação D-T, possibilitaram alcançar valores significativos para os parâmetros de fusão, isto é, tempo de confinamento de energia $\tau_E \geq 1,8$ s, densidade de íons $n_i \geq 4 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ e temperatura de íons $T_i \geq 30$ keV. Os melhores valores obtidos para o produto de fusão, em uma descarga, estão próximos de $0,92 \times 10^{21} \text{ m}^{-3} \text{ s keV}$. Enquanto, o valor necessário de funcionamento de um reator de fusão é estimado em $5 \times 10^{21} \text{ m}^{-3} \text{ s keV}$ [Ia-92, Je-92]. A proximidade da região de ignição obtida experimentalmente é mostrada em um diagrama $n_i T_i \tau_E$ versus T_i mostrado na figura 1.1 [Wa-97].

O avanço obtido nos valores do parâmetro $n_i T_i \tau_E$ nas 4 décadas, desde o funcionamento do primeiro tokamak, é portanto, notável cerca de 3 ordens de grandeza.

Contudo ainda não é suficiente para o funcionamento de reatores de fusão sendo necessário obter tempos de confinamento τ_E ainda maiores.

Figura 1.1 Diagrama do produto triplo de alguns tokamaks de grande porte.

Os valores alcançados para o tempo de confinamento de energia τ_E em tokamaks são muito menores que os previstos pela teoria das colisões binárias (transporte clássico). Os previstos teoricamente no cálculo dos coeficientes de transporte, incluindo-se os efeitos da geometria toroidal (chamado de transporte neoclássico), também são insuficientes para explicar os coeficientes de transporte observados experimentalmente. Em particular, a condutividade térmica dos elétrons observada é maior por um fator de $\approx 10 - 100$ vezes em relação aos valores previstos na teoria neoclássica. Esse fenômeno tem sido denominado de 'Transporte Anômalo'. Experimentalmente, o transporte anômalo manifesta-se em regimes de baixo grau de confinamento, chamados de modos L.

Novos regimes de operação e novas configurações de campos magnéticos tem sido experimentados, destacando-se o modo H, descoberto em 1982 no ASDEX [Wa-82] e mais recentemente o Cisalhamento Magnético Invertido ("Reversed Magnetic Shear") obtido em 1995 por Levington et al [Le-95], obtendo se maiores tempos de confinamento e densidades.

O modo H de confinamento apresenta tempos de confinamento cerca de 2 vezes maiores que os modos L [Zo-95]. Os resultados obtidos com o modo H são muito importantes para a viabilidade dos reatores a fusão pois permitem projetar reatores de menores tamanhos e assim obter redução de custos.

O modo H é hoje obtido rotineiramente em máquinas de grande porte, através do uso de aquecimento auxiliar com feixe de partículas neutras ou com ondas de RF. Contudo, ainda não existe um modelo que possa explicar detalhadamente a física envolvida. Sabe-se, entretanto, que os campos elétricos radiais desempenham um papel importante.

Em várias máquinas de pequeno porte tem sido obtido o modo H de confinamento com a aplicação de um campo elétrico radial através de um eletrodo polarizado inserido na região próxima da borda do limitador (SOL). Transições do modo L ao modo H foram observadas nos tokamaks TEXTOR (Alemanha) [Va-92], TUMAN-3 (Rússia) [As-92], TEXT e CCT (Estados Unidos) [Ta-92], STOR-M (Canadá) [Xi-92]. As características básicas que qualificam o chamado modo H de confinamento em tokamaks são: o aumento na densidade média, aumento da temperatura eletrônica, decréscimo na emissão da linha espectral $H\alpha$, diminuição dos potenciais flutuantes elétricos e das oscilações magnéticas na borda. Entretanto, a explicação física dos mecanismos envolvidos no processo da transição L-H ainda precisa ser melhor estabelecida.

O objetivo principal deste trabalho foi o estudo dos processos físicos que aparecem quando se introduz uma perturbação elétrica na periferia do plasma. Para isto foi construído e instalado um sistema de polarização radial no TBR-1, de modo que as polarizações pudessem ser positivas ou negativas em relação ao potencial elétrico da câmara de vácuo.

Por outro lado, tendo em vista que os trabalhos realizados anteriormente no TBR-1 com a utilização de campos magnéticos helicoidais perturbativos (correntes de 2 a 3% da corrente de plasma) mostraram que havia modificações no potencial de plasma na região periférica, decidiu-se, também, estudar a influência destes campos quando aplicados concomitantemente, ou não, com as perturbações elétricas.

Utilizando-se estas duas perturbações (eletrodo polarizado e bobinas helicoidais) pode-se modificar as condições de transporte e estudar suas influências isoladas e combinadas sobre os processos envolvidos na região da SOL.

A experiência realizada neste trabalho consistiu na medida de alguns parâmetros do plasma importantes para a verificação das condições de confinamento. Estes parâmetros foram: densidade eletrônica, emissão da radiação $H\alpha$, raios-X, tensão de loop, corrente de plasma, temperaturas eletrônica e iônica, flutuações da temperatura e as oscilações magnéticas. Para isto, foram necessários os seguintes diagnósticos: interferômetro de microondas, espectroscopia ótica, sonda tripla modificada (Langmuir), bobinas de Mirnov, detector de $H\alpha$ e de raios-X duros.

Outro processo importante no TBR-1 é a emissão de raios-X duros, produzidos por elétrons fugitivos ("runaways electrons"). Com efeito, grande parte da descarga é quase sempre dominada por este processo e, desta forma, foi realizado um estudo preliminar de suas características.

A seguir é feito um pequeno resumo do conteúdo de cada capítulo desta tese.

No capítulo 2 é feita uma breve descrição dos modelos teóricos que formam a base deste trabalho com a apresentação sucinta da teoria Magnetohidrodinâmica, o Campo Magnético de Equilíbrio e a descrição dos processos físicos da produção dos elétrons fugitivos.

No capítulo 3 são feitas descrições resumidas do tokamak TBR-1, dos sistemas de diagnósticos e do arranjo experimental. Ainda neste capítulo, é feita uma descrição detalhada do sistema de polarização elétrica radial implantado no tokamak e o sistema de espiras que produzem o campo magnético helicoidal ressonante no modo 4/1.

No capítulo 4 são descritas as diferentes configurações realizadas na aquisição dos dados e a apresentação dos mesmos em tabelas e gráficos. Ainda, é feita uma descrição do procedimento utilizado para a decomposição das oscilações magnéticas de Mirnov em série de Fourier, bem como aspectos do método de análise espectral sobre as componentes de Fourier obtidas.

No capítulo 5 são discutidos os resultados e, finalmente, no Capítulo 6 são apresentadas as conclusões deste trabalho e algumas sugestões para a continuidade das pesquisas dos temas relacionados à aplicação de um campo elétrico radial na região periférica da coluna de plasma e um estudo mais aprofundado dos elétrons fugitivos para as descargas do novo tokamak TCA-BR, já em funcionamento do Instituto de Física da USP.

CAPÍTULO 2

INTRODUÇÃO TEÓRICA

Neste capítulo são apresentadas as relações da Teoria Magnetohidrodinâmica (MHD) freqüentemente empregadas no estudo das diversas instabilidades que surgem em plasmas magneticamente confinados e as relações que descrevem o campo magnético de equilíbrio em tokamaks. Por último, é feita uma breve apresentação do modelo teórico usado para explicar a produção dos elétrons fugitivos em descargas de tokamaks e o deslocamento do feixe dos mesmos para fora da região de confinamento do plasma.

2.1 Teoria MHD

O estudo das instabilidades, de interesse para esse trabalho, que ocorrem em plasmas magneticamente confinados é tratado pela Teoria Magnetohidrodinâmica. Segundo esta teoria o plasma é considerado um fluido contínuo sob ação de campos elétricos e magnéticos, de modo que pode ser descrito a partir das seguintes equações básicas:

-Equação da Continuidade:
$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{V}) = 0. \quad (1)$$

-Equação de Conservação de Energia:
$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{V} \cdot \vec{\nabla} \right) (P \rho^{-\gamma}) = 0. \quad (2)$$

(processos adiabáticos)

-Equação de Conservação do

$$\rho \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{V} \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{V} = -\vec{\nabla} P + \vec{J} \times \vec{B}. \quad (3)$$

Momento Linear

-Equações de Maxwell:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (4)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J}, \quad (5)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0. \quad (6)$$

onde γ representa a razão entre os calores específicos a pressão e volume constantes.

Estando o plasma inicialmente em equilíbrio estático, de modo que a velocidade do fluido é nula ($\vec{V}_0 = 0$), pode se determinar a evolução temporal de pequenas perturbações que eventualmente surgem no meio considerando um termo de perturbação nas soluções de equilíbrio, genericamente representadas como:

$$f = f_0(r) + f_1(r, t) \quad (7)$$

onde $f_0(r)$ é a solução estática e $f_1(r, t)$ é a solução dinâmica em primeira ordem.

Desta forma, as equações básicas podem ser reescritas em termos das variáveis de perturbação. A linearização das equações é feita desprezando os termos superiores à primeira ordem, de modo que a equação de conservação do momento linear pode ser reescrita por:

$$\rho_0 \left(\frac{\partial V_1}{\partial t} \right) = \frac{1}{\mu_0} \left[(\vec{\nabla} \times \vec{B}_0) \times \vec{B}_1 + (\vec{\nabla} \times \vec{B}_1) \times \vec{B}_0 \right] - \vec{\nabla} P_1. \quad (8)$$

A amplitude da perturbação pode ser representada por um vetor deslocamento infinitesimal definido como [We-78],

$$\vec{\xi}(r, t) = \int \vec{V}(r, t) dt. \quad (9)$$

De modo que as grandezas perturbadas $\vec{B}_1$, P_1 e ρ_1 podem ser escritas em função de $\vec{\zeta}(\vec{r}, t)$, isto é,

$$\vec{B}_1 = \vec{\nabla} \times (\vec{\zeta} \times \vec{B}_0) , \quad (10)$$

$$P_1 = -\gamma P_0 \vec{\nabla} \cdot \vec{\zeta} - \vec{\zeta} \cdot \vec{\nabla} P_0 , \quad (11)$$

$$\rho_1 = -\rho_0 \vec{\nabla} \cdot \vec{\zeta} - \vec{\zeta} \cdot \vec{\nabla} \rho_0 . \quad (12)$$

Substituindo as equações (9), (10) e (11) na equação (8), obtém-se a equação de movimento dada por

$$\rho_0 \frac{\partial^2 \vec{\zeta}}{\partial t^2} = F(\vec{\zeta}) , \quad (13)$$

onde

$$\vec{F}(\vec{\zeta}) = \vec{\nabla} (\gamma P_0 \vec{\nabla} \cdot \vec{\zeta} + \vec{\zeta} \cdot \vec{\nabla} P_0) + \frac{1}{\mu_0} [(\vec{\nabla} \times \vec{B}_1) \times \vec{B}_0 + (\vec{\nabla} \times \vec{B}_0) \times \vec{B}_1] . \quad (14)$$

Admitindo que o vetor deslocamento $\vec{\zeta}(\vec{r}, t)$ possa ser desenvolvido em série de Fourier:

$$\vec{\zeta}(\vec{r}, t) = \sum_{\alpha} \vec{\zeta}_{\alpha}(r) e^{i w_{\alpha} t} , \quad (15)$$

tal que a evolução temporal da perturbação pode ser estudada a partir dos modos normais do sistema, ou seja:

$$\vec{F}(\vec{\zeta}_{\alpha}) = -w_{\alpha}^2 \rho \vec{\zeta}_{\alpha} . \quad (16)$$

O modo é instável quando o autovalor w_α^2 assume valor negativo, pois sua amplitude crescerá a partir de uma perturbação inicial, sendo a taxa de crescimento dada por $\gamma_\alpha = |w_\alpha|$.

Do ponto de vista realístico, o plasma não deve ser considerado um condutor perfeito, pois existe uma resistividade elétrica no meio. Deste modo, o efeito da resistividade é introduzido nas equações MHD através da Lei de Ohm, $\vec{E} + \vec{V} \times \vec{B} = \eta \vec{J}$, [We-78]. Substituindo na equação (4), obtém-se a seguinte equação para o campo magnético perturbado:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{B}) + \frac{\eta}{\mu_0} \nabla^2 \vec{B}. \quad (17)$$

Na expressão acima, o primeiro termo relaciona o acoplamento das linhas do campo magnético com o plasma, o segundo termo representa a difusão através da resistividade do plasma. O tempo característico da difusão resistiva é

$$\tau_r = \frac{\mu_0 a^2}{\eta}, \quad (18)$$

onde a é o raio do plasma. A taxa de crescimento das instabilidades obtida da teoria MHD ideal desenvolve-se numa escala de tempo comparável ao tempo de trânsito de uma onda de Alfvén através do plasma, dado por

$$\tau_a = \frac{a}{V_A} = \frac{a \mu_0 \rho}{B^2}, \quad (19)$$

onde V_A é a velocidade das ondas de Alfvén.

A razão entre os tempos de difusão resistiva e de propagação das ondas de Alfvén, representada por $S = \tau_r / \tau_a$, é chamada de "número magnético de Reynolds"; para tokamaks é da ordem de $10^6 - 10^8$.

Um diagrama esquematizado da geometria toroidal é mostrado na figura 1. O campo magnético toroidal B_ϕ é produzido por espiras toroidais, externas ao vaso, o

campo magnético poloidal é produzido pela corrente de plasma e também por bobinas externas. A razão de aspecto A é definida como a razão entre os raios maior R_0 e menor a .

Figura 1. Seção transversal do toróide, onde R_0 é o raio maior, a o raio do plasma, B_ϕ e B_p são os campos magnéticos toroidal e poloidal.

A razão entre as pressões cinética e magnética de um plasma é chamada de valor beta médio de um plasma ($\langle \beta \rangle$), dada por

$$\langle \beta \rangle = \frac{\int p dv}{\int \frac{B^2}{2\mu_0} dv},$$

onde as integrações são feitas em todo o volume do plasma.

A estabilidade da coluna de plasma num tokamak depende fundamentalmente da inclinação e cisalhamento das linhas de força do campo magnético de equilíbrio. Na aproximação $A \gg 1$ e com plasma de seção transversal circular a equação das linhas de força, $dl_\phi/B_\phi = dl_\theta/B_\theta$, se reduz a $Rd\phi/B_\phi = rd\theta/B_\theta$, ou $d\phi/d\theta = q(r)$, onde

$$q(r) = \frac{rB_\theta}{R_0B_\phi}, \quad (20)$$

é denominado fator de segurança das superfícies magnéticas.

No caso das superfícies magnéticas denominadas racionais ou ressonantes, os valores assumidos pelo fator de segurança podem ser escritos como

$$\frac{d\phi}{d\theta} = \frac{m}{n}, \quad (21)$$

onde m e n são números inteiros que correspondem respectivamente ao número de voltas que uma linha de força deve dar nas direções toroidal e poloidal antes de fechar sobre si mesma, numa dada superfície magnética. Nestas superfícies podem haver quebras e posterior reconexão das linhas de campo magnético, formando assim ilhas magnéticas [We-81].

Dentro da teoria MHD ideal os modos de instabilidades são divididos em duas categorias, uma que envolve um movimento substancial da superfície do plasma, os chamados modos de dobra (Kink modes), a outra, com deformações menores da coluna de plasma, os chamados modos internos (ou resistivos).

Deste modo, a aplicação do princípio de energia potencial resultante de um deslocamento radial do plasma, incluindo o efeito da resistividade, para tokamaks de grande razão de aspecto e plasmas de seção circular fornece a seguinte equação [We-78]:

$$\frac{d}{dr} \left[r \frac{d}{dr} (r\psi) \right] - m^2 \psi - \frac{\left(\frac{dJ}{dr} \right) \psi}{\left(\frac{B_\theta}{mr^2} \right) (m - nq)} = 0 \quad (22)$$

onde J é a densidade de corrente toroidal e

$$\psi = \frac{iB_{\theta(m-nq)}}{r} \tilde{\zeta}_r, \quad (23)$$

representa a perturbação do fluxo magnético radial. É possível encontrar soluções assintóticas de ψ contínuas em todo o plasma, embora suas derivadas apresentem descontinuidade na superfície ressonante. Esta descontinuidade pode ser quantificada para plasmas de grande razão de aspecto por [Ta-86]:

$$\Delta' = \frac{1}{\psi} \frac{d\psi}{dr} \Big|_{r_*= \epsilon}^{r_* + \epsilon} \quad \text{com } \epsilon \rightarrow 0 \quad (24)$$

Como condição de estabilidade para as perturbações resistivas, a seguinte condição $\Delta' > 0$, deve ser satisfeita. Caso isso não ocorra, os modos resistivos desenvolver-se-ão no plasma com uma taxa de crescimento dada por [Ba-78]

$$\gamma = 0,55 \left(\frac{n a^2 q'}{R q} \right)^{2/5} \tau_r^{-3/5} \tau_o^{-2/5} (\Delta' a)^{4/5}, \quad (25)$$

significando que a estabilidade dos modos resistivos, caracterizados pelos números de onda m/n , exige que seja satisfeita a desigualdade $q(a) < (m/n)$, segundo esse critério a superfície racional onde se desenvolveria o modo estaria localizada fora da coluna de plasma.

2.2 Campo magnético de equilíbrio

Quando todas as forças que atuam no plasma estiverem balanceadas, tal que qualquer solução independente do tempo seja possível, atinge-se o estado de equilíbrio. O plasma é confinado basicamente pela combinação dos campos magnéticos toroidal B_ϕ e vertical B_v , produzidos por espiras externas ao vaso, e pelo campo magnético poloidal, produzido pela corrente de plasma. Nas coordenadas toroidais locais (r, θ, ϕ) , o campo magnético resultante pode ser escrito como

$$B_0 = B_\phi \hat{e}_\phi + B_\theta \hat{e}_\theta, \quad (26)$$

onde B_ϕ e B_θ são, respectivamente, as componentes toroidal e poloidal.

A equação das linhas de campo são determinadas pela condição $\vec{B} \times d\vec{l} = 0$. Neste sistema de coordenadas, elas são dadas por:

$$\frac{dr}{B_r} = \frac{r d\theta}{B_\theta} = \frac{R_0 d\phi}{B_\phi}, \quad (27)$$

onde R_0 é o raio maior do tokamak. Para máquinas de grande razão de aspecto $A \gg 1$, pode ser utilizada a aproximação cilíndrica, de modo que o campo de equilíbrio seja dado por $\vec{B}_0 = (0, B_{\theta 0}, B_{z0})$, sendo $z = R_0 \phi$ [Ca-95]:

$$B_{z0} = \frac{B_0}{1 + \varepsilon \cos \theta}, \quad (28)$$

onde B_0 é o campo para $\varepsilon = 0$.

As coordenadas helicoidais $(r, u(\theta, z))$ são utilizadas para descrever o campo magnético de equilíbrio com simetria helicoidal na aproximação cilíndrica, representadas por:

$$r = \text{constante} \quad \text{e} \quad u = m\theta - \frac{n}{R_0}z = \text{constante}.$$

Figura 2.2 Coordenadas helicoidais: sentido dos versores helicoidais e tangenciais em relação as linhas de campo magnético.

A coordenada u descreverá hélices coincidentes com as linhas de força em uma determinada superfície magnética racional caracterizada por $q(r_s) = m/n$ [Ca-85]. Neste sistema de coordenadas, representado na figura 2.2, os versores $\hat{e}_u$, tangente à hélice e $\hat{e}_{hel}$, perpendicular à hélice, podem ser convenientemente definidos por

$$\hat{e}_u = \frac{\alpha r \hat{e}_\theta + \hat{e}_z}{\sqrt{1 + (\alpha r)^2}} \quad (30)$$

e

$$\hat{e}_{hel} = \frac{\hat{e}_\theta - \alpha r \hat{e}_z}{\sqrt{1 + (\alpha r)^2}}, \quad (31)$$

onde $\alpha = n/mR_0$.

Portanto, as componentes do campo magnético tangencial e helicoidal são escritas como:

$$B_{tg} = \frac{\alpha r B_\theta + B_z}{\sqrt{1 + (\alpha r)^2}} \quad (32)$$

e

$$B_{hel} = \frac{B_\theta - \alpha r B_z}{\sqrt{1 + (\alpha r)^2}}. \quad (33)$$

A partir da definição do fator de segurança para modos ressonantes, a componente helicoidal pode ser reescrita na seguinte forma:

$$B_{hel} = \frac{B_z}{R_0} r \left[\frac{1}{q(r)} - \frac{m}{n} \right] \frac{1}{1 + (\alpha r)^2} \quad (34)$$

A componente B_{hel} será nula somente nas superfícies magnéticas racionais onde $q(r_s) = m/n$. Nesse caso, a hélice descrita pelas coordenadas (r, u) será coincidente com as linhas de força.

A componente poloidal do campo magnético de equilíbrio pode ser obtida considerando-se um perfil parabólico para a densidade de corrente de plasma, ou seja, [Ca-95; Vi-92]:

$$\vec{j}_z = j_0 \left[1 - \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right]^v \hat{e}_z, \quad (35)$$

onde j_0 e v são parâmetros positivos ajustáveis a cada descarga de plasma. Utilizando a lei de Ampère, obtém-se:

$$B_\theta(r) = \frac{a B_\theta(a)}{r} \left\{ 1 - \left[1 - \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right]^{v+1} \right\}, \quad (36)$$

onde

$$B_\theta(a) = \frac{\mu_0 I_p}{2\pi a} \quad (37)$$

sendo I_p a corrente de plasma. A posição radial da superfície magnética (r_s) é obtida manipulando as equações (36), (35) e (20), dada por:

$$\left[1 - \left(\frac{r_s}{a}\right)^2\right]^{v+1} + \frac{n}{m} q(a) \left(\frac{r_s}{a}\right)^2 - 1 = 0 . \quad (38)$$

2.3 Elétrons fugitivos

2.3.1 Introdução

O aquecimento ôhmico em tokamaks pode, em certas circunstâncias, produzir regimes indesejáveis de funcionamento. Em condições normais um plasma confinado em tokamaks deve possuir uma distribuição de velocidades Maxwelliana tanto para elétrons quanto para prótons ou íons de impurezas. Para que isso aconteça é necessário que a força de aceleração sobre as partículas carregadas seja contrabalançada pela força de atrito viscoso ("drag force") do plasma, ou seja, pelas colisões entre elétrons e íons (e-i) ou entre elétrons e as partículas neutras (e-n):

$$eE = \nu m v_d , \quad (39)$$

sendo v_d a velocidade de deriva ("drift"). A frequência de colisão ν entre e-i ou e-n, dada por:

$$\nu = n \sigma_c v_{th} \quad (40)$$

onde n é o número de partículas (m^{-3}), v_{th} é a velocidade térmica dos elétrons $(kT/m)^{1/2}$ e σ_c a seção de choque de transferência de momento dada pela fórmula de Rutherford,

$$\sigma_c \cong \frac{e^4}{(4\pi\epsilon_0 m v_{th}^2)^2} . \quad (41)$$

Quando o campo elétrico aplicado for grande pode ocorrer que a velocidade adquirida pelos elétrons entre choques seja maior do que a velocidade térmica. Neste caso o crescimento de velocidade torna-se cumulativo, pois a frequência de colisões varia inversamente com v^3 . Desta forma, os elétrons podem atingir velocidades relativísticas e energias relativamente altas. No caso do TBR-1, foram medidas energias de cerca de 750 (250) keV [Ri-81]. Em uma distribuição Maxwelliana de velocidades sempre vai haver elétrons com velocidades maiores que v_{th} . Entretanto, esse número é pequeno desde que a variação da velocidade v introduzida pelo campo, entre colisões, seja muito menor do que v_{th} . Quando esse campo elétrico aumenta, a partir de um campo crítico, chamado de campo de Dreicer E_d , aumenta a distorção na cauda da distribuição Maxwelliana de velocidades, afetando o equilíbrio do plasma e provocando um deslocamento de uma parte dos elétrons para raios maiores, chegando a colidir com o limitador.

2.3.2 Modelo Teórico

Apresentam-se a seguir alguns tópicos físicos relevantes sobre elétrons de alta energia em descargas de tokamak. O sistema de unidades utilizado nas fórmulas é o CGS (Gaussiano). Entretanto, por conveniência, escreve-se também as equações numa forma prática, tal que as unidades para energia são dadas em eV, para corrente de plasma em kA e o campo elétrico em Vcm^{-1} .

O fluxo de elétrons fugitivos é dado por [Kr-64],

$$\frac{dn'}{dt} = S, \quad (42)$$

onde n' é a densidade dos elétrons fugitivos. O termo do lado direito da equação (42) representa a taxa de produção de elétrons fugitivos, tendo a seguinte forma:

$$S = v_e(v_{th})n_e k(z_i) \alpha^{\frac{3(z_i+1)}{16}} \exp\left(-\frac{1}{4\alpha} - \sqrt{\frac{z_i+1}{\alpha}}\right). \quad (43)$$

Na equação (43) ν_e é a frequência de colisão entre os elétrons; $n_e \gg n^+$, onde n_e é a densidade de elétrons térmicos; e $z_i = n_e^{-1} \sum_j n_j z_j^2$ é a carga efetiva dos íons; $\alpha = E/E_d$, onde $E = VI/2\pi R$ e VI é a tensão de enlace; $k(z_i)$ é uma constante que depende de z_i igual a 0,32 para $z_i = 1$ e igual a 0,14 para $z_i = 10$ [Ku-73]. O campo de Dreicer E_d é obtido a partir da condição de equilíbrio entre a força do campo elétrico e a força viscosa, tendo a seguinte forma,

$$E_d = 4\pi e^3 \frac{n_e}{T_e} \ln \Lambda, \quad (44)$$

onde $\ln \Lambda$ é o logaritmo de Coulomb. Ainda, o campo pode ser escrito numa forma conveniente, em termos das unidades práticas:

$$E_d = 4 \times 10^{-12} \frac{\ln \Lambda}{15} n_e T_e^{-1}. \quad (45)$$

Integrando a equação (42) obtém-se a densidade de elétrons fugitivos produzidos em um intervalo de tempo t ,

$$n'(t) = \int_0^t S dt. \quad (46)$$

A aceleração dos elétrons devido ao campo elétrico é dada por [Kn-79]:

$$\gamma(t) = \left\{ 1 + \left[\frac{e}{m_e c} \int_0^t E(t) dt \right]^2 \right\}^{1/2}. \quad (47)$$

Em termos práticos a fórmula pode ser rescrita como:

$$\gamma(t) = \left[1 + \left(5.9 \times 10^4 \int_0^t E(t) dt \right)^2 \right]^{1/2} \quad (48)$$

onde γ é o fator relativístico, isto é,

$$\gamma = \frac{\varepsilon}{m_0 c^2} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (49)$$

onde ε é a energia total do elétron, isto é, $\varepsilon = W + m_0 c^2$. O termo W é a energia cinética dos elétrons e $\beta = v'/c$, onde v' é a velocidade dos elétrons fugitivos e c a velocidade da luz.

A densidade de corrente de elétrons fugitivos é dada por

$$J' = e \langle n' v' \rangle, \quad (50)$$

onde $\langle n' v' \rangle$ é a média tomada sobre uma seção transversal do plasma. A corrente formada pelos elétrons fugitivos pode ser escrita na forma prática como:

$$I' = 5,0 \times 10^{-22} a^2 \langle n' v' \rangle, \quad (51)$$

onde a é o raio de plasma.

O deslocamento da órbita dos elétrons em relação ao eixo da superfície magnética acontece quando $v'/v_{th} > 1$ é dado por [Kn-79]:

$$\Delta = \frac{\rho}{R} \frac{m_0 c^2 \sqrt{\gamma^2 - 1}}{e B_\theta}. \quad (52)$$

Na forma prática o deslocamento da órbita é reescrito como:

$$\Delta = 8,5 \frac{\rho^2 \sqrt{\gamma^2 - 1}}{R I_p}, \quad (53)$$

onde ρ é o raio da superfície magnética e $B_\theta = B_\theta(\rho)$ é o campo magnético poloidal. A condição $\Delta < a$ determina o valor máximo do parâmetro $\gamma = \varepsilon/m_0 c^2$ [Kn-79]:

$$\gamma_{\max}^2 \approx 1 + \left(\frac{2}{17} J_p \frac{R_0}{a} \right)^2 \quad (54)$$

O tempo em que os elétrons com energia $\varepsilon' = \gamma\varepsilon_0$ são acelerados sob a ação de um campo elétrico constante, estimado pela equação (48) é:

$$\tau_\gamma = 1.7 \times 10^{-9} \frac{\sqrt{\gamma^2 - 1}}{E}, \quad (55)$$

onde a energia do elétron é $(\varepsilon')^2 = \varepsilon_0^2 + (p'c)^2$, p' é o momento do elétron e $\varepsilon_0 = m_0 c^2 = 0.51 \text{ MeV}$.

A frequência de colisão dos elétrons, na forma prática, é dada por [Bo-87]:

$$\nu_e = 8.7 \times 10^{-5} n_e T_e^{-3/2} \frac{\ln \Lambda}{15}. \quad (56)$$

A velocidade média dos elétrons fugitivos é dada por:

$$\langle v' \rangle \approx (p_{\max} - p_{cr})^{-1} \int_{p_{cr}}^{p_{\max}} v' dp,$$

ou ainda, escrita em termos do parâmetro $\gamma_{\max}$,

$$\langle v' \rangle \approx c \sqrt{\frac{\gamma_{\max} - 1}{\gamma_{\max} + 1}}. \quad (57)$$

ARRANJO EXPERIMENTAL

Para alcançar os objetivos desse trabalho foi necessário utilizar pela primeira vez a quase totalidade dos diagnósticos já desenvolvidos para o tokamak TBR-1 no Laboratório de Física de Plasmas do IFUSP, desde a sua construção. Neste capítulo são descritos todos os diagnósticos utilizados na experiência e a distribuição dos mesmos nas janelas do tokamak. Também, estão descritos os sistemas de perturbações elétricas e magnéticas na borda da coluna de plasma, que são: a polarização elétrica radial através de um eletrodo e o campo magnético ressonante produzido por espiras enroladas na parede externa da câmara de vácuo.

3.1 Tokamak TBR-1

O tokamak TBR-1, projetado e construído no Laboratório de Plasma do IFUSP [Na-77], é uma máquina de pequeno porte e razão de aspecto de 3,75. Na tabela 3.1 são reunidas as principais características da máquina.

O TBR-1 possui 4 janelas radiais, 2 tangenciais, 6 janelas na parte superior e 6 na parte inferior do tokamak. Um diagrama esquematizado do TBR-1 é mostrado na figura 3.1, ilustrando as posições das janelas e a distribuição dos diagnósticos ao longo das mesmas.

Algumas modificações no tokamak tiveram que ser realizadas visando melhorar as condições de equilíbrio e estabilidade da descarga no TBR-1. Os "ripples" do campo magnético toroidal, os campos de erro e as impurezas são os principais responsáveis pelas perdas do confinamento (equilíbrio) e de energia do plasma e, conseqüentemente, a

falta de reprodutibilidade das descargas. Foram feitos novos ajustes nas posições das espiras que produzem os campos magnéticos toroidal, vertical e as de compensações, e os resultados obtidos experimentalmente, indicaram uma melhora na configuração de equilíbrio, refletindo no aumento da intensidade da corrente de plasma (≈ 9 kA para $\approx 11,6$ kA) e no tempo de duração da mesma (de 10ms para 15ms). A sensível diminuição nos níveis de impurezas foi observada após as reformas no sistema de injeção de gás, além da troca das válvulas e tubulações foi adicionado um filtro de paládio na linha de hidrogênio.

Figura 3.1 Distribuição dos diagnósticos nas janelas do TBR-1. As letras R, I e S indicam, respectivamente, as janelas radiais, inferiores e superiores.

O processo de operação e disparos do TBR-1 em regime normal inclui uma série de disparos da máquina em modo de limpeza por descarga ôhmica, que devem ser realizados antes do modo normal de operação do tokamak. As descargas de limpeza são realizadas utilizando uma fonte de alta potência ($V=6\text{kV}$; $I=5\text{A}$), conectada no transformador de aquecimento ôhmico e acoplada a um oscilador RF de 7kHz . Também, é usada uma fonte de corrente contínua (com $I_{\text{max}} \cong 300\text{ A}$) ligada no sistema que produz o campo magnético toroidal. O intervalo entre os disparos é de 3s e a duração de cada um deles é da ordem de 2ms , neste modo de operação não é aplicado o campo magnético vertical.

Para produzir o aquecimento e confinamento do plasma no interior da câmara de vácuo, os bancos de capacitores e o oscilador devem ser acionados segundo uma programação temporal. No caso dos bancos de capacitores, cada circuito de acoplamento é ligado a uma válvula de ignição ("ignitron"), colocada na saída de cada banco. O banco é disparado quando um pulso externo é aplicado ao temporizador, que por sua vez, aciona a válvula ignição, permitindo assim a passagem da corrente para as bobinas de campo magnético. Um esquema da distribuição das espiras que produzem os campos magnéticos de simetria axial no tokamak é mostrado na figura 3.2.

Os perfis característicos de uma descarga completa do TBR-1 são mostrados na figura 3.3, representando os instantes em que são disparados os bancos de capacitores rápidos e lentos, o oscilador de RF e a injeção de gás (quando usado).

Várias modificações foram realizadas no tokamak desde a sua construção, de forma a melhorar as condições de equilíbrio e o confinamento do plasma. Foi instalado um filamento de tungstênio no interior da câmara de vácuo na posição $r = 0,11\text{ m}$. O filamento é polarizado com -300V em relação ao potencial do vaso (que por sua vez é aterrado através de uma resistência de 100Ω). Os elétrons emitidos pelo filamento são acelerados na direção da superfície da câmara, gerando uma corrente termo-iônica de 50 mA .

Figura 3.2. Esquema representando a distribuição das espiras que produzem os campos magnéticos no tokamak: (A) espiras do campo toroidal; (B) espiras do campo vertical; (C) espiras do transformador de aquecimento ôhmico; (D) espiras de compensação e; (E) limitador físico de aço inoxidável 316 L.

Figura 3.3. Diagrama da evolução temporal geral de uma descarga típica do TBR-1; (A,B) Campo magnético toroidal rápido e lento; (C) Oscilador 7 kHz; (D,E) Ôhmico rápido e lento; (F,G) Campo magnético vertical rápido e lento; (H) Perfil da corrente de plasma.

Raio Maior:	0,30 m
Raio menor:	0,11 m
Raio da coluna de plasma:	0,08 m
Seção:	Circular
Material da parede:	Aço inoxidável 316L
Bombeamento:	Turbomolecular de 380 l/s (55 l/s na câmara)
P_{base} :	$\approx 10^{-6}$ mbar
Gás:	H ₂ Injeção contínua e/ou pulsada
B_T (máx):	≈ 4 kG
$I_{pmáx}$:	≈ 12 kA
n_{em} :	$\approx 5-10 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$
T_{e0} :	≈ 130 eV
$\tau_{descarga}$:	≈ 15 ms
$\tau_{partículas}$:	$\approx 1,8$ ms
$\tau_{energia}$:	$\approx 0,1$ ms
Equilíbrio:	Campo vertical externo com feed-back

Tabela 3.1: Principais parâmetros do tokamak TBR-1.

3.1.1 Sistema de Vácuo

O sistema de vácuo é composto de uma bomba mecânica, uma turbo molecular Leybold de 340 l e vários medidores de vácuo, incluindo um analisador de gás residual. A menor pressão de base atingida foi de 8×10^{-7} mbar com todos os diagnósticos citados neste trabalho. O sistema de bombeamento é mantido permanentemente ligado e no caso de uma falha na tensão elétrica uma válvula pneumática de proteção entre a bomba turbo molecular e o vaso é fechada automaticamente. Quando é necessário instalar algum diagnóstico, ou mesmo fazer alguma manutenção no vaso, injeta-se nitrogênio até atingir a pressão atmosférica. Os possíveis vazamentos são detectados utilizando hélio, através do analisador de gás residual que também é usado para o controle de impurezas.

3.1.2 Sistema de Injeção de Gás

O controle do fluxo de gás injetado na câmara de vácuo pode ser feito por duas maneiras diferentes, através de uma válvula agulha (injeção contínua) e/ou, através de uma válvula piezoelétrica (injeção pulsada de controle eletrônico), ou ainda, ambas as válvulas. As antigas tubulações entre o reservatórios de gás (hidrogênio e nitrogênio) e o tokamak foram substituídas por tubos de cobre ($\phi=1/8''$) e as vedações entre as conexões são de anéis metálicos (latão). Um filtro de paládio foi instalado entre o reservatório de hidrogênio e a câmara de vácuo. Na figura 3.4 é representado esquematicamente o novo sistema de injeção de gás.

Figura 3.4 Esquema do sistema de injeção de gás; N2 e H2 são os reservatórios de nitrogênio e hidrogênio; Pv-10 é a válvula piezoelétrica; Vd1,Vd2,Vd3,Vd4 e Vd5 são válvulas diafragma e Va1 é a válvula agulha.

3.2 Espectroscopia óptica

O diagnóstico por espectroscopia óptica [Ch-92] é composto por um monocromador do tipo Czerny-Turner de 1500 mm de distância focal, um sistema de detecção e aquisição óptico multicanal de 512 canais e um acoplamento óptico entre a janela radial do TBR-1 e o espectrômetro. O esquema da montagem é mostrado na figura 3.5. A relação de dispersão linear do espectrômetro, escrita para fornecer a dispersão sobre o detetor em Å/canal, para a rede de difração de 1800 linhas/mm na primeira ordem e com abertura da fenda de 30 µm, é dada por

$$D_l = 0,09253 \cos[\arcsen(9,06256 \times 10^{-3} \lambda) - 6,74], \quad (58)$$

onde λ é o comprimento de onda. Na figura 3.6 é mostrado o gráfico da dispersão linear do espectrômetro em função do comprimento de onda.

Figura 3.5 Esquema da montagem do acoplamento óptico entre o tokamak e o espectrômetro, onde E1 e E2 são os espelhos esféricos côncavos com foco em 1,5 m, L1 e L2 são as lentes de focalização e d é o diafragma.

O alinhamento e calibração do diagnóstico espectroscópico foram feitos utilizando um LASER de He-Ne e lâmpadas de mercúrio (baixa pressão) e hidrogênio, cujo alargamento intrínseco é muito pequeno comparado com o alargamento instrumental.

Figura 3.6 Gráfico da dispersão linear recíproca (Å/canal) do espectrógrafo com rede de difração de 1800 l/mm sobre o detetor multicanal.

O menor alargamento instrumental observado e conseqüentemente a melhor resolução alcançada para uma determinada abertura de fenda do espectrógrafo, foi para o comprimento de onda 6328 Å correspondente a linha de emissão do LASER He-Ne. As lâmpadas de mercúrio e hidrogênio apresentaram alargamentos intrínsecos maiores quando comparados com a linha 6328 Å do LASER. Uma das prováveis causas no acréscimo do alargamento das linhas emitidas pelas lâmpadas de hidrogênio e mercúrio, pode estar relacionado com o aquecimento das mesmas, uma vez que não foram submetidas a nenhum processo de resfriamento. Na figura 3.7 é mostrada a linha espectral emitida por uma destas fontes espectrais, onde foram ajustadas funções Gaussianas para o perfil instrumental.

3.2.1 Alargamento Doppler

O movimento de uma partícula irradiando na direção de observação, causa um deslocamento no comprimento de onda medido da linha espectral emitida. No plasma, o movimento aleatório das partículas causa um alargamento Doppler nas linhas como resultado final. A intensidade I de uma linha espectral é proporcional a concentração das

Figura 3.7 Perfil da linha 6328Å do LASER de He-Ne, usando uma abertura de fenda constante de 30 μm e tempo de detecção de 200 μs.

partículas radiantes N , e em particular, a intensidade emitida no intervalo $d\lambda$ é igual a $I(\lambda) d\lambda$, sendo proporcional a fração de partículas dN . Considerando o plasma opticamente transparente, a intensidade emitida é escrita como uma função Gaussiana centrada em λ_0

$$I(\lambda) = I_0 \left(\frac{Mc^2}{2\pi RT\lambda_0} \right)^{1/2} \exp \left[-\frac{Mc^2}{2RT} \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} \right)^2 \right], \quad (59)$$

onde M é a massa atômica da partícula, c a velocidade da luz, R a constante universal dos gases, T a temperatura e λ_0 é o comprimento de onda emitido. Quando a intensidade da linha for igual à metade da intensidade máxima, isto é, $I(\lambda) = 0,5 I_0(\lambda)$, da equação (59) obtém-se:

$$\ln 2 = \frac{Mc^2}{2RT} \left(\frac{\lambda_{1/2} - \lambda_0}{\lambda_0} \right)^2. \quad (60)$$

A largura total a meia altura do perfil Doppler é dada por,

$$\Delta\lambda_{Dop} = 7,16 \times 10^{-7} \lambda_0 \left(\frac{T}{M} \right)^{1/2} \quad (61)$$

onde $\Delta\lambda_{Dop}$ é a largura a meia altura em λ e T a temperatura em Kelvin. Portanto, a temperatura iônica é calculada através de

$$T = 1,68 \times 10^4 \left(\frac{\Delta\lambda_{Dop}}{\lambda_0} \right)^2 \text{ (eV)}. \quad (62)$$

Pelo método das semi-larguras, como mostram Van de Hulst e Reesink [Va-47], o alargamento resultante é igual a soma quadrática dos alargamentos instrumental e Doppler, isto é, se o perfil observado é resultado de dois efeitos descritos por funções Gaussianas de semi-largura $\Delta\lambda_{Dop}$ e $\Delta\lambda_{Ins}$, ele será também uma função Gaussiana de semi-largura $\Delta\lambda$. Nesse caso a o parâmetro $\Delta\lambda$ obedece a seguinte relação

$$\Delta\lambda^2 = (\Delta\lambda_{Dop})^2 + (\Delta\lambda_{Ins})^2. \quad (63)$$

3.2.2 Acoplamento óptico:

As intensidades das linhas espectrais do plasma foram medidas na janela radial nº 3, mostrada na figura 3.1. A montagem da óptica de focalização da coluna de plasma sobre a fenda do espectrógrafo foi projetada considerando os seguintes aspectos: a) o material dos componentes ópticos deve Ter boa transmissão no visível e ultravioleta; b) aproveitamento do máximo da área útil das lentes, tal que satisfaça a razão f/D do espectrógrafo (13,6), onde f e D são, respectivamente, a distância focal e a largura dos espelhos colimadores. O esquema geral do acoplamento óptico é mostrado na figura 3.5, onde L1 e L2 são lentes bi-convexas, L1 é de 250 mm de distância focal e 50 mm de diâmetro e L2 é de 160 mm de distância focal e 40 mm de diâmetro, E1 e E2 são espelhos planos e d é o diafragma. As dimensões do plasma, visto pela lente L1 do acoplamento óptico, são mostradas nas figuras 3.8a e 3.8b.

A área do plasma, no plano de focalização da lente L1, a uma distância de $682(\pm 2)$ mm, é de (110×46) mm². A imagem é formada a uma distância de $395(\pm 2)$ mm de L1 com área 64×26 mm². Nesta posição é colocado um diafragma com diâmetro de abertura de 6 mm. Deste modo, somente uma fração da área do plasma vista

pela lente L1 é vista pela lente L2, igual a 85 mm^2 (equivalente à abertura do diafragma). Uma Segunda lente L2 é colocada a uma distância de $387(\pm 2) \text{ mm}$ do plano da imagem do plasma formada pela lente L1. Portanto, a imagem do plasma é formada na fenda de entrada do espectrógrafo, dista da lente L2 de $273(\pm 2) \text{ mm}$, com área de $13,8 \text{ mm}^2$.

Figura 3.8a. Vista de perfil da focalização da coluna de plasma pela lente L1.

Figura 3.8b. Vista superior, envolvendo a região observada da coluna de plasma observada pela lente L1.

3.3 Sonda Tripla Modificada

A energia e os principais processos de transporte que ocorrem na região da sombra do limitador podem ser estimados a partir de medidas feitas em sondas eletrostáticas. Esse diagnóstico permite determinar a temperatura de elétrons, densidade e o potencial do plasma a partir dos sinais de tensão e corrente na sonda. A densidade é determinada a partir da medida da corrente de saturação de íons, enquanto que a temperatura e o potencial do plasma são determinados a partir da medida do potencial flutuante.

Neste sistema de sondas triplas modificadas [Ca-96], esquematizado na figura 3.9, os potenciais flutuantes ϕ_{Af} e ϕ_{Bf} são medidos nos terminais S1 e S3, mantidos flutuantes. Por outro lado, entre as pontas S2 e S4 há uma diferença de potencial $V \equiv 135$ V, imposta por uma fonte de tensão, utilizada para medir a corrente de saturação de íons. Dada a impossibilidade física de se medir o potencial flutuante na mesma posição em que se mede a corrente de saturação de íons, mede-se os potenciais flutuantes em torno da ponta S2, esquematizada na figura 3.9. Desse modo, calcula-se a média (ϕ_{mf}) entre as duas medidas dos potenciais flutuantes, isto é:

$$\phi_{mf} = \frac{\phi_{Af} + \phi_{Bf}}{2} \quad (64)$$

A temperatura de elétrons pode ser calculada através da expressão [Ca-96, Ji-91]:

$$Te = \frac{e(V_s - \phi_{mf})}{K_B} \quad (65)$$

onde K_B é a constante de Boltzmann.

O cálculo da corrente de saturação de íons é feito pela medida da tensão sobre uma resistência de 10Ω , colocada em série com a fonte de tensão e com as sondas S2 e S4. Dessa forma pode-se calcular a densidade eletrônica n_e utilizando-se a seguinte expressão [Ca-96a]:

$$n_e = 1,1 \times 10^{20} \frac{I_{Si}}{\sqrt{T_e}} \quad (66)$$

Figura 3.9 Esquema da sonda tripla modificada, onde S1 e S3 são os terminais que medem os potenciais flutuantes e S2 e S4 são os terminais utilizados para determinar a corrente de saturação de íons.

3.4 Diagnóstico por Interferometria de Micro Ondas

A densidade eletrônica é um dos parâmetros mais importantes a serem medidos. No tokamak TBR-1 a densidade no centro da coluna de plasma é da ordem de $7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ e o método que se mostrou mais eficiente é o da interferometria de microondas. Para que haja propagação no plasma, uma onda deve ter frequência superior à frequência natural dos elétrons (para o TBR-1 $f_{pe} \cong 9\text{GHz}$). O interferômetro foi construído e instalado no TBR-1 por Da Silva [Si-89], operando em 65GHz. Na figura 3.10 tem-se um diagrama mostrando as partes do interferômetro do TBR-1. O gerador é uma Klystron Reflex fabricada pela Varian Associates of Canada, modelo VR2101A18 com as seguintes características básicas: f_0 (frequência central) = 65GHz, λ_0 (comprimento de onda no vácuo) = 4,6 mm e $P_{\text{máx}}$ (potência máxima) = 1 W. A frequência da Klystron pode, dentro de uma pequena faixa, ser ajustada eletronicamente variando-se ligeiramente a tensão do refletor ou mecanicamente por um ajuste nas dimensões da caixa ressonante.

Figura 3.10. Diagrama de Blocos do interferômetro de micro ondas do Tokamak TBR-1.

Neste método um feixe de ondas eletromagnéticas é dividido em dois, sendo que um deles passa pela coluna de plasma (p) e o outro é utilizado como referência (r). As duas ondas se encontrarão novamente no detector. Na ausência de plasma, os campos elétricos do feixe de micro ondas no detector serão dados por:

$$E_r = E_{r0} \cos \omega t \quad (67)$$

e

$$E_p = E_{p0} \cos(\omega t + \Delta\phi_s). \quad (68)$$

As ondas estão, em geral, fora de fase ($\Delta\phi_s \neq 0$) devido a diferença de caminho entre o gerador e o anel híbrido. Na presença de plasma, a situação se modifica, pois o índice de refração do plasma é diferente de 1, alterando a relação de fase para:

$$E_p = E_{p0} \cos(\omega t + \Delta\phi_s + \Delta\phi_p(t)). \quad (69)$$

A defasagem $\Delta\phi_p(t)$ pode ser dada pela aproximação:

$$\Delta\phi_p \cong \frac{1,06 \cdot 10^{-5}}{\omega} \int_0^a n_s(r) dr = \frac{5,3 \cdot 10^{-6}}{\omega} \bar{n}_s 2a, \quad (70)$$

onde $\bar{n}_s$ é a densidade de linha, definida por:

$$\bar{n}_e = \frac{1}{2a} \cdot 2 \int_0^a n_e(r) dr. \quad (71)$$

Para uma determinada forma do perfil da densidade, por exemplo, para um perfil parabólico dado por

$$n_e(r) = n_{em} \left(1 - \frac{r^2}{a^2} \right) \quad (72)$$

obtem-se

$$\Delta\phi_p \cong \frac{5,3 \cdot 10^{-6}}{\omega} \left(\frac{2}{3} n_{em} \right) 2a \quad (73)$$

Através dessas duas últimas expressões pode-se determinar a densidade em qualquer ponto, a partir da medição de $\Delta\phi_p$. Para o interferômetro utilizado, a defasagem $\Delta\phi_p$ é obtida a partir do sinal de um único detector. A tensão nos seus terminais é proporcional ao quadrado da amplitude da onda incidente ($V = k_d E^2$). A desvantagem é que nesse caso, o sinal cossenoidal aparece somado a um termo constante $(E_{r0}^2 + E_{p0}^2)/4$, isto é:

$$\Delta\phi_p(t) = \cos^{-1} \left[\frac{k_d(E_{r0}^2 + E_{p0}^2) - 4V(t)}{2k_d E_{r0} E_{p0}} \right] - \Delta\phi_s, \quad (74)$$

onde k_d é o coeficiente de sensibilidade do diodo e $V(t)$ a tensão de saída no detector.

Admitindo um perfil parabólico de densidade com o raio da coluna $a=8\text{cm}$, a sensibilidade do interferômetro pode ser caracterizada pelos parâmetros abaixo [El-96]:

$$\frac{\Delta\bar{n}_e}{\text{franja}} = 3,0 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3} \quad (75)$$

e

$$\frac{\Delta n_{em}}{\text{franja}} = 4,5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3} \quad (76)$$

Um sinal típico de saída do interferômetro é mostrado na figuras 3.11.

Figura 3.11 Sinais típicos da corrente de plasma I_p e do sinal na saída do amplificador do interferômetro.

3.5 Emissão $H\alpha$

O detector da emissão $H\alpha$ [Me-93] consiste de um foto-diodo HUV-100-13 acoplado a um filtro de interferência (Fabry-Perot) centrado na linha $H\alpha$ (6562.8 Å) com resolução de 100 Å. A focalização do sinal é efetuada com um sistema composto de duas lentes plano-convexas, uma com foco de 1m e a outra com foco de 0,05m, este esquema é mostrado na figura 3.12a.

Acoplado ao foto-diodo, tem-se um circuito pré-amplificador mostrado na figura 3.12b e após este, o sinal é enviado e registrado no osciloscópio (ou digitalizado pelo CAMAC). Um sinal típico da emissão $H\alpha$ obtido de uma descarga do tokamak é mostrado na figura 3.13. A intensidade espectral dessa emissão está representada em termos da tensão na saída do detector. Na antiga configuração do TBR-1, o detector estava instalado na janela superior, a mesma janela do limitador. Na configuração atual, o detector foi instalado na janela inferior 1.

Figura 3.12a. Esquema da configuração interna do detector $H\alpha$: A) lente plano-convexa, $f=1m$; B) filtro; C) lente plano-convexa, $f=0,05m$; D) foto-diodo; E) circuito pré-amplificador.

Figura 3.12b. Circuito pré-amplificador do detector $H\alpha$.

Figura 3.13 Sinais típicos da corrente de plasma e da emissão $H\alpha$.

3.6 Raios-X Duros

O diagnóstico de raios-x duros é composto de um cristal de NaI (cintilador) acoplado a uma fotomultiplicadora. Os cintiladores são substâncias que emitem fótons quando irradiados por partículas ou fótons de alta energia. Quando os fótons colidem no fotocatodo da fotomultiplicadora, ocorrem as emissões de elétrons. Os elétrons então são acelerados até um sistema de dinodos, com potências diferentes, dispostos de modo a produzir por emissão de elétrons secundários um efeito de amplificação em cascata, esquematizada na figura 3.14. O detector está posicionado à 2m de distância do TBR-1 no seu plano equatorial. Na figura 3.15 são mostrados o diagrama da montagem e um sinal típico deste diagnóstico. O sinal proveniente da fotomultiplicadora é diretamente

integrado, e o resultado desta integração é gravado no CAMAC. A energia média da radiação emitida no TBR-1 pode atingir cerca de 700KeV [Ri-81].

Figura 3.14 Esquema de amplificação da fotomultiplicadora junto a um cristal de iodeto de sódio ativado com tálio NaI (Ta).

Figura 3.15 Sinal integrado obtido a partir de um detetor de NaI para a monitoração de raios-X duros.

3.7 Sistema de Bobinas Magnéticas de Mirnov

O sistema de diagnóstico que detecta as oscilações de Mirnov é composto de 16 bobinas magnéticas não equidistantes entre si, de forma a considerar os efeitos da geometria toroidal na análise das oscilações magnéticas [Ar-97]. Uma visualização desse

sistema é mostrado na figura 3.16. Cada bobina, de diâmetro aproximadamente 6mm, possui 4 camadas de 25 enrolamentos de fio esmaltado AWG-33 (de 0,20mm de diâmetro). A distribuição angular e as sensibilidades das bobinas são mostrados na tabela 3.2. Os sinais das bobinas são filtrados antes de serem gravados no CAMAC, através de um filtro passa alta, com frequência de corte em 3 kHz e ganho 1.

Bobina	Posição Angular(rad)	Sensibilidade (10^{-3} m^2)	Bobina	Posição Angular(rad)	Sensibilidade (10^{-3} m^2)
B1	0,2827	$6,79 \pm 0,18$	B9	3,2924	$3,95 \pm 0,14$
B2	0,8231	$6,76 \pm 0,18$	B10	3,5940	$4,57 \pm 0,14$
B3	1,2881	$6,83 \pm 0,18$	B11	3,9019	$4,57 \pm 0,14$
B4	1,6902	$11,32 \pm 0,25$	B12	4,2349	$4,54 \pm 0,14$
B5	2,0483	$11,26 \pm 0,25$	B13	4,5930	$4,48 \pm 0,14$
B6	2,3813	$11,13 \pm 0,25$	B14	4,9951	$4,54 \pm 0,14$
B7	2,6892	$12,40 \pm 0,25$	B15	5,4601	$4,68 \pm 0,14$
B8	2,9908	$11,10 \pm 0,25$	B16	6,0040	$4,13 \pm 0,14$

Tabela 3.2 Posição angular em radianos das 16 bobinas de Mirnov e as respectivas sensibilidades por área efetiva que constituem o sistema instalado no tokamak TBR-1.

Figura 3.16 Flange do sistema de bobinas de Mimov, instalada na janela radial 2 (como está mostrado na figura 3.1).

3.8 Sistema de polarização elétrica com um eletrodo

O sistema de polarização elétrica radial é composto de uma fonte de alta tensão bipolar de chaveamento rápido e um eletrodo de aço inoxidável na forma de um arco de raio igual a 8 cm. Fixado a uma flange móvel, através de um feedtrough, o eletrodo tem inserção máxima de 12 mm. A seguir são feitas as descrições detalhadas das partes que compõe esse sistema.

3.8.1 Fonte de alta tensão:

A característica básica dessa fonte de tensão é polarizar o eletrodo com tensões positivas ou negativas em relação ao potencial de terra, durante um pequeno intervalo de tempo comparado ao tempo de duração da corrente de plasma. Este chaveamento rápido da fonte é feito através de dois thiristores de potência, o primeiro para fechar o circuito e o segundo para abri-lo. Na figura 3.17 é mostrado o esquema do circuito elétrico da fonte de tensão. O instante de disparo da fonte é sincronizado com o instante do disparo dos bancos de capacitores, através dos temporizadores do TBR-1. O tempo de duração

da polarização é selecionado na própria fonte, no tamborilo do módulo de disparo dos thiristores, com tempo máximo de 10 ms.

A tensão aplicada no eletrodo tem como referência o potencial de uma das metades da câmara de vácuo, ou ainda, na metade em que o diagnóstico por sondas eletrostáticas foi instalado. As duas metades que formam o toróide são isoladas eletricamente entre si nas flanges de acoplamento. Os aterramentos das metades são feitos através de resistências de $100\ \Omega$. Entretanto, o aterramento da metade em que estão os sistemas de polarização radial e das sondas eletrostáticas é feito diretamente no rack do sistema de aquisição de dados. Portanto, ambos os sistemas, eletrodo e sondas, tem como potencial de referência o potencial de terra do laboratório, diga-se de passagem, com resistência de terra de aproximadamente $14\ \Omega$. O esquema das ligações elétricas está representado na figura 3.18.

A medida da diferença de potencial sobre uma resistência de $50\ m\Omega$, ligada em série entre o vaso do TBR-1 e a fonte de tensão, fornece a corrente que circula entre o plasma e o eletrodo. Deste modo, o sinal da ddp sobre a resistência é gravado diretamente no CAMAC. A medida da voltagem de polarização foi gravada, por sua vez, através de um divisor de tensão entre o eletrodo e o CAMAC de 1800 vezes.

3.8.2 Flange do eletrodo:

A flange do eletrodo foi construída em aço inoxidável para ser acoplada em uma janela grande do TBR-1. O desacoplamento elétrico entre a haste do eletrodo e a flange é feito através de um "feedthrough" (um tubo de cerâmica com as extremidades soldadas em anéis metálicos). A inserção do eletrodo para dentro da coluna de plasma é feita manualmente, tendo excursão máxima de 12 mm, além dessa posição a estabilidade da descarga é prejudicada. Na figura 3.19 é mostrado o desenho da flange do eletrodo.

Figura 3.17 Esquema da fonte de tensão do sistema de polarização radial

Figura 3.18. (A) Ligações elétricas do eletrodo e (B) da sonda eletrostática no TBR-1; (C) fonte da sonda eletrostática.

Figura 3.19 Flange do eletrodo (a) eletrodo de aço inoxidável; (b) haste condutora; (c) tubo de cerâmica; (d) fole metálico; (e); parafusos de ajuste da posição do eletrodo; (f) “feedthrough”.

3.9 Enrolamento Helicoidal Ressonante

O sistema de perturbação magnética helicoidal existente no TBR-1 é composto de uma fonte de corrente chaveada, um módulo de disparo e os enrolamentos das malhas condutoras sobre o vaso do tokamak. Os enrolamentos estão posicionados de forma a incorporar os efeitos da geometria toroidal do sistema. Além disso, existem duas helicidades distintas e independentes para os enrolamentos, isto é, uma para $m/n = 4/1$ e outra para $m/n = 2/1$. Os perfis radiais dos campos magnéticos criados através dos enrolamentos $m/n = 4/1$ e $2/1$ em função das posições radiais e poloidais, bem como a percentagem da composição dos modos foram apresentados por Araujo [Ar-97]. A corrente percorrida no enrolamento é calculada a partir da medida da diferença de potencial sobre uma resistência de $150\mu\Omega$. Esse sinal foi gravado diretamente no CAMAC.

Figura 3.20 Vista plana do toróide com o enrolamento da cordalha em torno do tokamak referente ao modo 4/1.

Figura 3.21 Circuito da fonte de corrente da bobina helicoideal.

3.10 Sistema de Aquisição de Dados – CAMAC

O sistema de aquisição de dados do TBR-1 tem como finalidade gravar os sinais provenientes dos sistemas de diagnósticos instalados no tokamak. Os sinais transientes são condicionados por amplificadores (ou atenuadores) e injetados em sistemas rápidos de conversão analógico-digital, transportados a um computador e armazenados em disquetes.

O "hardware" utilizado neste experimento é composto de dois bastidores (ou "crates"), controladores que apresentam interfaciamento para o computador no padrão de comunicação GPIB (norma IEEE-488); 4 módulos digitalizadores de transientes modelo Le Croy WD2264 de oito bits, permitindo selecionar a taxa de amostragem entre 400 KHz (8 canais ativos) a 4 Mhz (1 canal ativo), com impedância de entrada de $50\ \Omega$ e amplitude máxima do sinal entrada de 0,512 V (sem polaridade) ou $\pm 0,256\ V$ (polaridade positiva ou negativa); Um modelo Le Croy WA8210 de 4 canais ativos com taxa de amostragem máxima de 500 KHz, com impedância de entrada de $10M\Omega$ e 10 V de amplitude máxima para os sinais de entrada; um módulo gerador de base de tempo modelo Le Croy 8501 com frequência de pulsos entre 20 Hz e 20 MHz; e finalmente, um micro computador compatível com a família IBM-PC conectado ao outro extremo do sistema CAMAC.

O "software" de operação do sistema de aquisição foi inteiramente desenvolvido no Laboratório de Plasmas do IFUSP [Fa-89].

O sincronismo desse sistema com o disparo do tokamak é feito através dos disparadores do TBR-1, geralmente o início da aquisição é feito após o disparo dos bancos toroidais rápido e lento, ou melhor, no instante 5,6 ms do início do processo de disparo do TBR-1.

COLETA e ANÁLISE DE DADOS

O objetivo do trabalho foi medir os efeitos causados pelas aplicações de um campo elétrico radial na região da periferia do plasma e de um campo magnético helicoidal ressonante no modo $4/1$, e, também, determinar a região de operação do TBR-1. A escolha dos instantes da aplicação desses campos perturbativos corresponde aos instantes em que a densidade de elétrons e a amplitude das oscilações magnéticas atingem valores altos durante a descarga do TBR-1, garantindo se assim o estudo desses fenômenos longe da região de elétrons fugitivos. Além disso foi realizado um estudo durante a fase dos elétrons fugitivos (região da corrente de plasma onde se tem predominância de elétrons "runaways").

A tomada de dados divide-se em 5 etapas: (A) determinação da região de operação do tokamak, em função da pressão de trabalho e da intensidade do campo magnético toroidal; (B) polarização radial da coluna de plasma através de um eletrodo isolado; (C) aplicação de um campo magnético helicoidal ressonante; (D) aplicação de ambos os campos perturbativos, elétrico e magnético, simultaneamente; (E) medida do deslocamento da posição do feixe de elétrons fugitivos em relação às superfícies magnéticas.

A configuração geométrica do sistema que produz o campo magnético helicoidal perturbativo permite criar campos magnéticos ressonantes nos modos $2/1$ e $4/1$. Optou-se pela configuração $4/1$ devido à predominância da componente $m=4$ nas vizinhanças da região ressonante $q = 4$, ou seja, na região da borda da coluna de plasma (a partir de $r = 7\text{cm}$) [Ar-97].

A aquisição de dados foi feita através do sistema CAMAC, composto de 4 módulos 2264. O número de canais ativos de cada módulo depende da taxa de amostragem escolhida na aquisição. Neste caso, foram utilizados 3 módulos de 8 canais cada com taxa de amostragem de 400 kHz e um módulo com 4 canais ativos com taxa

de amostragem de 1 MHz. O sistema de aquisição foi sincronizado com o início da formação da corrente de plasma, isto é, no instante em que o banco de capacitores do sistema de aquecimento ôhmico rápido é disparado.

Nos itens que se seguem, descrevem-se o procedimento e as considerações necessárias tomadas na aquisição dos dados.

4.1 Região de Operação do Tokamak TBR-1

Os conhecimentos gerais das características de uma descarga do TBR-1, sem quaisquer perturbações externas, são fundamentais nas análises realizadas. O equilíbrio e a estabilidade da corrente de plasma no tokamak estão fortemente relacionados com a intensidade dos campos magnéticos espúrios gerados durante a descarga. Existem dois sistemas de espiras de compensação instalados no TBR-1, que são usados para corrigir os campos magnéticos espúrios gerados pelas bobinas de aquecimento ôhmico e do campo magnético toroidal. Em função das dificuldades experimentais em corrigir completamente o perfil do campo magnético dentro do toróide, esses campos espúrios foram apenas minimizados.

Os campos de erros são determinados a partir da medida da tensão induzida sobre um conjunto de espiras (de fios finos) de enlace, fixas na superfície externa da câmara de vácuo ao longo da direção toroidal. Na figura 4.1 é mostrado o esquema da distribuição angular das espiras sobre uma seção transversal do toróide. Essas medidas são feitas com auxílio de um voltímetro digital de precisão. Também é usada uma fonte de corrente alternada ligada à bobina toroidal e em série com as espiras de compensação. A variação do fluxo magnético induz uma voltagem V_{ind} nos circuitos:

$$V_{ind} = \frac{d\phi}{dt} \quad (77)$$

onde considera-se o campo magnético dentro do circuito de área A como sendo uma média espacial, de modo que o fluxo é $\phi = B_{med} A$. Considerando que a variação do fluxo é senoidal, isto é:

$$\frac{d\phi}{dt} = w\phi \quad (78)$$

onde w é a frequência angular (rede elétrica). Portanto, o campo magnético médio é:

$$B_{med} = \frac{V_{ind}}{wA}, \quad (79)$$

dividindo o campo magnético médio pela corrente I que o produziu e transformando as unidades de Tesla para Gauss, temos:

$$\frac{B_{med}}{I} = \frac{26,5}{A} \frac{V_{ind}}{I} \quad [\text{G/A}]. \quad (80)$$

Na tabela 4.1 são apresentadas as medidas aceitáveis das tensões de enlases devido às componentes espúrias do campo magnético toroidal, gerado por uma corrente elétrica de 40 A na bobina toroidal ligada em série com as espiras de compensação. A razão entre o campo magnético toroidal e a corrente elétrica que o produziu, para uma descarga típica do TBR-1, é da ordem de 700 mG/A. Portanto, as intensidades das componentes dos campos de erros, determinados experimentalmente, são muito menores se comparadas com a intensidade do campo magnético toroidal.

Este resultado foi alcançado neste trabalho devido a inúmeras modificações realizadas nas bobinas que compõem o sistema magnético do TBR-1, tais como: o redimensionamento dos campos magnéticos toroidal e vertical; modificação do circuito de desacoplamento indutivo entre as espiras do transformador de aquecimento ôhmico e as espiras que produzem o campo magnético vertical; e melhora dos suportes das bobinas toroidais. Medidas similares a esta foram feitas várias vezes no decorrer da operação do TBR-1 [Bo-81]. Desta forma foi necessário realizar estas medidas para a obtenção de menores campos de erros.

Figura 4.1 Distribuição das espiras de enlace em torno da câmara de vácuo do TBR-1.

Espiras Nº	Tensão induzida (mV)	Área (m ²)	B _{med} / I (mG/A)	Espiras Nº Fluxo	Tensão induzida (mV)	Área (m ²)	B _{med} / I (mG/A)
1	0,43	0,54(0,05)	0,53(0,05)	VS (3-5)	0,02	0,31(0,05)	0,04(0,01)
2	0,18	0,50(0,05)	0,24(0,05)	RE (3-11)	0,06	0,39(0,07)	0,10(0,02)
3	0,23	0,46(0,05)	0,33(0,05)	VI (9-11)	0,47	0,31(0,05)	1,0(0,2)
4	0,13	0,28(0,03)	0,30(0,05)	RI (5-9)	0,42	0,22(0,03)	1,3(0,2)
5	0,27	0,15(0,02)	1,19(0,05)	Loop			
6	0,27	0,13(0,01)	1,41(0,05)	VS (2-6)	0,45	0,37(0,05)	0,8 (0,1)
7	0,53	0,11(0,01)	3,23(0,05)	RE (2-12)	0,06	0,29(0,07)	0,14(0,03)
8	0,24	0,13(0,01)	1,25(0,05)	VI (8-12)	0,02	0,37(0,05)	0,04(0,01)
9	0,15	0,15(0,02)	0,66(0,05)	RI (6-8)	0,54	0,14(0,01)	2,5(0,2)
10	0,36	0,28(0,03)	0,84(0,05)	Centrais			
11	0,33	0,46(0,05)	0,48(0,05)	VC (1-7)	0,94	0,42(0,05)	1,5(0,2)
12	0,24	0,50(0,05)	0,32(0,05)	RC (4-10)	0,20	0,43(0,06)	0,31(0,04)

Tabela 4.1. Medidas dos fluxos das linhas de campo magnético de erro em doze espiras devido a uma corrente alternada de 40 A na bobina toroidal ligada em série com as espiras de compensação. As siglas VS, VI e VC representam os fluxos das linhas de campo magnético de erro nas direções verticais superior, inferior e central, respectivamente e RE, RI e RC as direções radiais externa, interna e central.

Figura 4.2 (a) Área formada por duas espiras de enlace (por exemplo, 1 e 7) para a medida do fluxo do campo magnético vertical espúrio; (b) Área lateral formada por duas espiras de enlace (por exemplo, 4 e 10) para a medida do fluxo do campo magnético radial espúrio;

4.1.1 Curva de ruptura experimental

O ponto de ruptura experimental foi obtido, essencialmente, disparando-se o banco de capacitores do transformador de aquecimento ôhmico, que cria um campo elétrico E , para uma determinada pressão de hidrogênio na câmara, e, ainda, variando-se a intensidade do campo elétrico até o ponto em que não se forma corrente de plasma. Esse valor mínimo de campo elétrico, juntamente com o valor da pressão, determina um ponto no gráfico experimental. Desse modo, foram determinados os valores mínimos e máximos da pressão para que ocorra a ruptura. O filamento de tungstênio foi mantido ligado em todas as descargas, polarizado com -350Vdc em relação a câmara de vácuo, pois essa condição favorece a formação do plasma, já que fornece os elétrons iniciais necessários para o desenvolvimento da avalanche.

Na figura 4.3 é mostrada a curva de ruptura para as descargas do TBR-1 sob condições limites de pressão de preenchimento de hidrogênio e da voltagem do oscilador de aquecimento ôhmico. Este gráfico representa as condições experimentais básicas para que ocorra o "break-even", onde cada ponto indica uma condição de disparo do tokamak e a curva representa as descargas com e sem a ruptura do gás, por

esse motivo não são consideradas as barras de erros. Os pontos fora da curva representam a não ionização do gás e, consequentemente, a não formação de plasma. Portanto, a região de trabalho do TBR-1 está limitada para as pressões de hidrogênio entre 6×10^{-5} a 2×10^{-4} mbar, medidas na "ion gauge" e um mínimo de voltagem de 300V. Deste modo, qualquer variação nesses limites pode indicar um aumento nos níveis de impurezas dentro da câmara e, ainda, um aumento substancial dos campos magnéticos de erros, devido ao movimento das espiras que compõe o sistema toroidal.

Figura 4.3 Curva de ruptura experimental: ■ houve ruptura; ● não houve ruptura.

4.1.2 Fator de Segurança Experimental

O procedimento nesta etapa da experiência foi verificar o comportamento das descargas no tokamak sob condições limites de pressão e campo magnético toroidal. Os sinais provenientes dos diagnósticos de medidas foram tomados a uma taxa de amostragem de 200 kHz. Essa taxa foi selecionada de modo a gravar todo o perfil da descarga, isto é, a partir do disparo do banco de capacitores do toroidal rápido. Deste modo, foram gravados os seguintes sinais: corrente de plasma (I_p), tensão de enlace (V_l), sinais das posições horizontal (Ph) e vertical (Pv), raios-X duros (Rx), correntes nas espiras toroidais (I_t), corrente nas espiras que produzem o campo magnético vertical (I_v), corrente na bobina de aquecimento ôhmico (I_o), sinal do interferômetro de micro-ondas (V_t), corrente de saturação de íons (I_s), potenciais C2, C4 e os 16 sinais das oscilações de Mirnov. Entretanto, nessa taxa de amostragem, a análise das oscilações de Mirnov torna-se imprecisa, pois o espectro de frequências dessas oscilações (para o

TBR-1) está na faixa entre 30 kHz e 200 kHz aproximadamente. Nas figuras 4.4 e 4.5 são mostrados os perfis obtidos para quatro descargas em condições extremas de pressão e campo magnético toroidal.

A densidade e a temperatura de elétrons na periferia do plasma foram calculadas a partir das medidas da corrente de saturação de íons e dos potenciais flutuantes com as sondas eletrostáticas posicionadas em $r=7,4\text{cm}$. Nesta configuração, a taxa de amostragem de aquisição foi de 400 kHz. Entretanto, a essa taxa, as análises das flutuações elétricas são muito imprecisas devido a baixa resolução da aquisição, embora tenha permitido obter valores médios para as densidades e temperaturas.

Por outro lado, a densidade média no centro da coluna de plasma (supondo um perfil parabólico de densidade) foi determinada a partir do sinal de saída do diagnóstico por interferometria de micro ondas. O número de franjas de interferência entre as ondas que atravessam a coluna de plasma e as ondas do ramo de referência (figura 3.10) é proporcional à densidade. As amplitudes nos dois ramos do interferômetro, nas entradas do anel híbrido, foram ajustadas para serem aproximadamente iguais. Em todos os casos, a diferença de fase inicial do feixe de referência foi ajustada para que o sinal de interferência, antes da formação do plasma, fosse aproximadamente zero. Desta forma, o mínimo do sinal do interferômetro é aproximadamente zero. Em disparos sem hidrogênio observa-se uma influência bastante pequena dos campos sobre o sinal medido [El-96], que em geral é descontado dos sinais com plasma.

O programa 'dens0.m' feito para ser executado no MATLAB, calcula a densidade e temperatura do plasma através das medidas da corrente de saturação de íons (sondas eletrostáticas) e dos sinais do potencial flutuante. O campo magnético toroidal é calculado a partir do sinal da corrente elétrica nas espiras toroidais I_t , pelos programas 'toroid0.m', neste programa calcula-se também o fator de segurança na borda da coluna de plasma a partir dos dados experimentais.

Na tabela 4.2 são apresentados os parâmetros dos pulsos selecionados do tokamak, onde os valores correspondem ao instante $t=2,0\text{ms}$ do início da corrente de plasma. Os valores da densidade eletrônica N_e foram calculados a partir das medidas do sinal de saída do interferômetro e correspondem para a região central da coluna de plasma. O cálculo do fator de segurança $q(a)$ são apresentadas as características das descargas e o valor do fator de segurança experimental em $r = a$.

Nas figuras 4.4 e 4.5 são mostrados, respectivamente, dois pulsos do TBR-1 com o campo magnético toroidal baixo (0,37 T), porém com pressões de hidrogênio alta ($1,2 \times 10^{-4}$ mbar) e baixa (8×10^{-5} mbar) e dois pulsos com campo magnético toroidal alto (0,48 T) e pressões de hidrogênio baixa (8×10^{-5} mbar) e alta ($1,2 \times 10^{-4}$ mbar). Os sinais mostrados são: da corrente de plasma I_p , tensão de enlace V_l , posição horizontal Ph , raios-X duros e densidade eletrônica na região central da coluna de plasma.

Pulso	Pressão (10^{-6} mbar)	N_e (cm^{-3})	Btor (T)	I_{plas} (kA)	$q(a)$
A010	8,0	1,5E+12	0,46	11,6	4,3
A011	8,0	4,0E+12	0,46	11,1	4,4
A012	8,0	3,0E+12	0,43	10,8	4,3
A013	8,0	5,0E+12	0,43	10,4	4,4
A019	8,0	1,5E+12	0,3	9,6	3,7
A020	8,0	1,5E+12	0,3	9,1	3,7
A657	8,8	1,5E+12	0,46	11,9	4,1
A660	8,8	1,5E+12	0,45	11,5	4,2
A916	8,9	2,5E+12	0,39	11,1	3,8
A925	8,9	1,5E+12	0,35	10,3	3,8
A931	8,9	1,5E+12	0,32	9,1	3,8
A886	9,0	4,5E+12	0,4	10,4	4,1
A878	9,0	4,5E+12	0,44	11	4,1
A026	10,8	4,0E+12	0,46	11,6	4,2
A037	11	4,5E+12	0,46	12,5	4
A039	11	4,0E+12	0,46	11,3	4,4
A030	9,8	4,5E+12	0,4	9,7	4,4
A035	10	4,0E+12	0,3	9,7	3,7
I047	12	*	0,47	11,5	4,4
I048	12	4,5E+12	0,48	11,4	4,5
I057	12	6,0E+12	0,4	10,3	4
I061	12	4,0E+12	0,34	9,9	3,7
I072	13	*	0,47	10,9	4,8
I065	13	3,5E+12	0,39	10,6	3,9
I062	13	4,0E+12	0,37	10,2	3,9

Tabela. 4.2 Fator de segurança na borda em função do campo magnético toroidal para diversos valores da corrente de plasma, tomados em $t=2,0$ ms, a densidade no centro. Os valores apresentados para $q(a)$ correspondem ao pico da corrente de plasma (I_p).

Figura 4.5 Pulso A010: $B_{tor} = 0,46$ T, $P_{H2} = 8 \times 10^{-5}$ mb;
Pulso I048: $B_{tor} = 0,48$ T, $P_{H2} = 1,2 \times 10^{-4}$ mb.

Figura 4.4 Pulso I061: $B_{tor} = 0,34$ T, $P_{H2} = 1,2 \times 10^{-4}$ mb;
Pulso A019: $B_{tor} = 0,37$ T, $P_{H2} = 8 \times 10^{-5}$ mb.

Os gráficos do campo magnético toroidal e da corrente de plasma em função do fator de segurança foram construídos a partir dos valores obtidos experimentalmente, mostrados nas figuras 4.6 e 4.7.

A partir desses resultados foi possível construir um diagrama que relaciona o fator de segurança cilíndrico com as características básicas do tokamak, isto é, $(1/q_c) \times [n_e R / B_{tor}]$, onde n_e é a densidade média, calculada a partir do sinal do interferômetro de micro ondas. Este diagrama, chamado de diagrama de Hugill, é mostrado na figura 4.8.

Fig. 4.6 Gráfico do fator de segurança em função do campo magnético, para valores medidos em $t=2,0\text{ms}$ da descarga.

Fig. 4.7 Gráfico do fator de segurança $q(a)$ em função da corrente de plasma para valores medidos em $t=2,0\text{ms}$ da descarga.

Figura 4.8 Diagrama de Hugill para o tokamak TBR-1. Os valores da densidade eletrônica, da corrente de plasma e do campo magnético toroidal foram tomados no instante $t=2,0$ ms, equívulendo ao início da fase constante da corrente de plasma.

Neste diagrama, q_c é proporcional ao inverso da corrente de plasma. Na realidade, o limite inferior do diagrama de Hugill fica melhor representado por uma relação linear entre a corrente e a densidade de plasma. O limite de Murakami impõe que, para tokamaks, a razão $N/I < 10^{11}$ (Am) [Te-81]. Para o TBR-1, esta dependência é dada por $N/I_p = 8 \times 10^{10}$ (Am), onde $N = \pi a^2 n_e$ é a densidade linear de elétrons na descarga. Portanto, para evitar disrupções é importante tentar manter esta proporção enquanto a corrente de plasma tiver um valor apreciável. Uma discussão mais detalhada dos limites de operação do TBR-1, incluindo os limites de elétrons fugitivos e o de Greenwald, é apresentada no capítulo 5.

4.2 POLARIZAÇÃO ELÉTRICA RADIAL ATRAVÉS DE UM ELETRODO

4.2.1 Curva Característica

Foi utilizado um eletrodo de aço inoxidável não magnetizável na forma de um arco de raio igual a 8cm e cuja área exposta no plasma de 30 cm². Nas figuras 3.17 e 3.18 são mostrados os esquemas do circuito elétrico da fonte de tensão e a flange do eletrodo. O eletrodo foi inserido na coluna de plasma em $r=7$ cm.

A corrente no eletrodo foi calculada a partir da medida da diferença de potencial sobre uma resistência colocada em série entre a fonte e o vaso de vácuo do TBR-1. Para polarizações elétricas positivas utilizou-se uma resistência de valor nominal igual a

10m Ω e para polarizações negativas uma resistência de 50m Ω , devido a diferença na intensidade nas corrente de polarização observada. Estes sinais foram gravados no CAMAC, módulo 8210, as ligações elétricas estão mostradas na figura 3.18.

Por outro lado, a tensão de polarização foi medida nos terminais de saída da fonte, através de um divisor resistivo de 1,8k Ω , de modo que a tensão pudesse ser gravada no módulo 8210 do CAMAC. Na tabela 4.4 são mostrados os valores das tensões e correntes de polarização sobre o eletrodo.

A curva característica do eletrodo, mostrada na figura 4.9, foi obtida através das medidas de tensões e correntes. Entretanto, não se tem informações da corrente de polarização para potenciais entre +100V e -100V devido a ruídos.

V (V)	I (A)	V (V)	I (A)
268	20	0	0
262	28	-82	-3
230	25	-100	-2
230	30	-100	-4
208	35	-120	-5
200	30	-182	-3,5
200	25	-187	-10
157	25	-190	-4
157	27	-230	-10
156	38	-235	-13
150	40	-237	-10
116	25	-265	-13
96	0	-270	-22
42	0	-272	-14

Tabela 4.4: Valores de tensão e corrente no eletrodo, medidas obtidas durante as descargas no TBR-1

Figura 4.9. Curva característica do eletrodo de polarização elétrica radial, na forma de uma placa com raio de curvatura igual a 8 cm e área superficial exposta no plasma de 30 cm².

4.2.2 Polarização Elétrica Radial da Coluna de Plasma

Nesta etapa da experiência, as aquisições dos dados foram feitas com taxas de amostragem de 1 MHz para os sinais das sondas eletrostáticas e 400 kHz para os sinais das bobinas de Mirnov, corrente de plasma, tensão de enlace, posições horizontal e vertical, interferômetro de microondas e as emissões de raios-X e H-alfa. Os sinais de tensão e corrente no eletrodo foram gravados a uma taxa de 500 kHz (módulo 8210 da LeCroy).

Como descrito anteriormente, o instante de aplicação do campo elétrico radial foi em 1,7 ms, correspondendo ao início da fase constante da corrente de plasma ("plateau"). Tensões positivas e negativas foram aplicadas no eletrodo, a inversão da polaridade da voltagem foi realizada através de uma chave de inversão conectada aos terminais de saída da fonte, de modo que a corrente elétrica de polarização sempre foi medida sobre uma resistência de baixo valor nominal em série entre a câmara de vácuo e a fonte de tensão. Portanto a diferença de potencial sobre esta resistência sempre foi lida em relação ao potencial de referência, que sempre foi o potencial do vaso (aterrado).

O efeito nas características do plasma devido a aplicação do campo elétrico radial somente foi observado quando o mesmo foi imerso no plasma em $r=7\text{cm}$. A haste do eletrodo foi isolada com um tubo cerâmico ("alumina") de modo que somente o eletrodo ficasse imerso no plasma.

Nas figura 4.10 e 4.11 são mostrados os gráficos das principais características do plasma em disparos sem perturbações, pulsos S603 e S828. Nas figuras 4.12 a 4.15 são mostrados os sinais característicos do plasma com a aplicação de tensões de polarização positiva e negativa, correspondendo respectivamente aos pulsos S813 ($V_b=+270\text{V}$), S824 ($V_b=+323\text{V}$), S775 ($V_b=-230\text{V}$) e S780 ($V_b=-320\text{V}$).

Figura 4.10- Pulso S603, sinais típicos do TBR-I sem perturbações elétricas e magnéticas.

Figura 4.11- Pulso S828, sinais típicos do TBR-1 sem perturbações elétricas e magnéticas.

Figura 4.12- pulso S813, polarização elétrica radial positiva ($V_b=+270V$), aplicada em 1,9ms.

Figura 4.13- Pulso S824, polarização elétrica radial positiva ($V_b=+323\text{V}$) aplicada em 1,9ms.

Figura 4.14- Pulso S775, polarização elétrica radial negativa ($V_b = -230\text{V}$) aplicada em 1,8 ms.

Figura 4.15- Pulso S780, polarização elétrica radial negativa ($V_b = -320V$) aplicada em 1,8 ms.

As influências da polarização elétrica positiva com +270V (eletrodo posicionado em $r=7,0\text{cm}$) nos sinais característicos do pulso S813 são mostradas na figura 4.12. A corrente elétrica de polarização atingiu um valor máximo de 28A, 100 μs após o instante da aplicação da tensão de +270V sobre o eletrodo. Observa-se que, a partir do instante de polarização, ocorreu um aumento nos perfis temporais da tensão de enlace V_L , da emissão de H-alfa $H\alpha$, da temperatura eletrônica T_e na borda e uma atenuação nas oscilações de Mirnov $\tilde{B}_1$ (sinal da bobina I, uma das mais externas do sistema de bobinas de Mirnov). O aumento na tensão de enlace pode ter sido causado por influências de impurezas de Z alto e produção de elétrons fugitivos que aparecem mais cedo nestas condições de operação. Por outro lado, o aumento na emissão de $H\alpha$ indica uma diminuição da temperatura na região da borda do plasma, que contradiz com as medidas da temperatura nessa região. Provavelmente, o aumento observado no sinal da temperatura eletrônica pode ter sido influenciado pela tensão aplicada no eletrodo, pois a atuação do mesmo pode alterar o potencial flutuante do plasma e, consequentemente, alterar o sinal da temperatura que, por sua vez, é proporcional ao potencial flutuante.

Estas influências são observadas também no pulso S824 com tensão de polarização de +320V, conforme mostradas na figura 4.13, onde a corrente de polarização máxima obtida foi de 14 A. Entretanto, apesar da tensão de polarização aplicada ser maior neste caso, as variações observadas não são tão acentuadas quanto as observadas no pulso S813.

Nas figuras 4.14 e 4.15, correspondendo respectivamente aos pulsos S775 e S780 com polarizações elétricas negativas, essas variações não são tão acentuadas se comparadas com os pulsos de plasma sob a ação da polarização elétrica positiva, embora se destaquem bem se comparadas com os sinais típicos do plasma sem polarizações elétricas (figuras 4.10 e 4.11).

No instante em que é aplicada a polarização elétrica negativa de -320V (pulso S780) é medida uma corrente elétrica I_b entre o eletrodo e o plasma de -2,5 A. Nota-se uma variação súbita no sinal da tensão de enlace de 4V para 7V, indicando a ocorrência de uma disrupção ("disruption") menor. Entretanto, no pulso S775, observa-se o mesmo efeito no sinal de V_L , porém 150 μs antes da aplicação da tensão de polarização negativa de -230V. Também, foi observado um crescimento da emissão de $H\alpha$, indicando um "esfriamento" do plasma durante as polarizações elétricas negativas (também nas positivas).

4.3 Campo magnético helicoidal ressonante

A configuração geométrica do sistema que produz o campo magnético helicoidal perturbativo no modo 4/1 foi escolhida devido à predominância da componente $m=4$ nas vizinhanças da região ressonante $q = 4$, ou seja, na região da borda da coluna de plasma ($r_s = 7\text{cm}$). As perturbações magnéticas sempre foram aplicadas no início da fase constante da corrente de plasma, em $t = 1,7\text{ms}$, em geral com tempo de duração de 1ms .

A corrente (I_h) é determinada a partir da medida da diferença de potencial sobre uma resistência de $1,5\text{m}\Omega$, ligada em série entre a fonte de corrente e as espiras helicoidais. Deste modo, o sinal do pulso de corrente I_h foi gravado diretamente no CAMAC.

Nas figuras 4.16 e 4.17 são mostrados os gráficos das principais características do plasma com a aplicação do campo magnético helicoidal 4/1, correspondendo aos pulsos S588 ($I_h=250\text{A}$) e S602 ($I_h=320\text{A}$).

Nas figuras 4.18 e 4.21 são mostrados os gráficos com ambas as perturbações, elétrica radial positiva e negativa concomitantemente com a magnética helicoidal (aplicação de uma corrente de 200A no enrolamento helicoidal ressonante no modo 4/1), correspondendo respectivamente aos pulsos S834 ($V_b=+211\text{V}$; $I_h=200\text{A}$), S818 ($V_b=+275\text{V}$; $I_h=200\text{A}$), S783 ($V_b=-238\text{V}$; $I_h=207\text{A}$) e S784 ($V_b=-240\text{V}$; $I_h=204\text{A}$).

Figura 4.16- Pulso S588, somente perturbação magnética ($I_h = 250A$) aplicada em 1,7ms.

Figura 4.17- Pulso S602, somente perturbação magnética ($I_h = 330A$) aplicada em 1,7ms.

Figura 4.18- Pulso S834, perturbações elétrica radial positiva com $V_b=+211\text{V}$ aplicada em 1,6ms e magnética helicoidal ressonante com $I_h=200\text{ A}$ em 1,7ms.

Figura 4.19- Pulso S818, perturbações elétrica radial positiva com $V_b=+275\text{V}$ aplicada em 2,0ms e magnética helicoidal ressonante com $I_h=200\text{ A}$ aplicada em 1,7ms.

Figura 4.20 Pulso S783, perturbações elétrica radial negativa com $V_b = -238\text{V}$ aplicada em 1,8ms e magnética helicoidal ressonante com $I_h=207\text{ A}$ aplicada em 1,7ms.

Figura 4.21- Pulso S784, perturbações elétrica radial negativa com $V_b = -240\text{V}$ aplicada em 1,9ms e magnética helicoidal ressonante com $I_h = 204\text{ A}$ aplicada em 1,8ms.

As influências da perturbação magnética nos perfis temporais da tensão de enlace, das emissões de raios-X duros e H-alfa, das densidades e temperaturas na região da periferia do plasma, durante a atuação do campo magnético gerado pelo EHR, são mostradas nas figuras 4.16 e 4.17. A influência de I_h observada sobre o perfil da tensão de enlace (V_l) é maior que as observadas em V_l no caso das polarizações elétricas positivas e negativas. O perfil de V_l no instante da aplicação de I_h aumenta subitamente, um salto de 4V para 6V, aproximadamente, indicando um aumento no nível de impurezas e uma diminuição da temperatura do plasma. Entretanto, este resultado contradiz com os observados nos sinais de H-alfa, raios-X duros e da temperatura na borda, isto é, nota-se pouca variação na emissão de radiação $H\alpha$, um atraso no surgimento dos elétrons fugitivos (que aparecem em torno de $t=4ms$) e o aumento da temperatura e densidade de elétrons na borda do plasma.

Nota-se nos pulsos S834 e S818, ambos com corrente de 200A nas EHR e com tensões de polarização positiva de +211V e +275V aplicadas no eletrodo, que as variações observadas na tensão de enlace são semelhantes às observadas nos pulsos com perturbações aplicadas em separado, ou melhor, a forma crescente no perfil de V_l . Da mesma forma, são observadas variações nos perfis temporais de H-alfa, da densidade e da temperatura.

4.4 Decomposição das oscilações de Mirnov em modos MHD no tempo e em frequências

A componente poloidal do fluxo das oscilações de Mirnov foi medida utilizando 16 bobinas distribuídas poloidalmente em uma seção transversal no interior da câmara de vácuo, como está representada na figura 3.16. As oscilações magnéticas foram decompostas em suas componentes de Fourier, permitindo assim acompanhar a evolução temporal dos modos desde $m=0$ até $m=8$, e ainda, o espectro de frequência dos modos MHD. Basicamente, as oscilações de Mirnov são decompostas numa série de Fourier, conforme a expressão abaixo [Ar-91]:

$$\hat{B}_\theta = \frac{A_0}{2} + \sum_{m=1}^7 (A_m \cos(m\theta) + B_m \sin(m\theta)) + \frac{A_8}{2} \cos(m\theta) \quad (81)$$

onde A_m e B_m são os coeficientes da série de Fourier, dados por:

$$A_m = \frac{2}{N} \left[\sum_{k=0}^{N-1} \tilde{B}(k) \cos(km\theta_{16}) \right] \quad (82)$$

$$B_m = \frac{2}{N} \left[\sum_{k=0}^{N-1} \tilde{B}(k) \sin(km\theta_{16}) \right] \quad (83)$$

onde N o número de bobinas, igual a 16 e $\tilde{B}(k)$ é o sinal da bobina k . Por sua vez, θ_{16} vale $2\pi/16$ e representa o espaçamento entre bobinas na coordenada de equilíbrio θ^* [Ar-97]. O truncamento da série em $m=8$ decorre do número de bobinas disponíveis, de maneira que se pode obter os modos de $m=0$ até $m=7$, mais o termo em cosseno do modo $m=8$.

Deste modo, elaborou-se um programa de computador que permitiu decompor as oscilações magnéticas de Mirnov em suas componentes de Fourier, permitindo assim acompanhar a evolução temporal desses modos, e ainda, a evolução das frequências dos mesmos. O programa "Mirsuper.m" foi feito para ser executado no MATLAB [Ma-93], utilizando, também, a rotina "Spectrum.m". Os sinais das bobinas de Mirnov foram analisados por partes, em intervalos de 640 μ s, correspondendo a 256 pontos digitalizados. Os prováveis ruídos gerados nos espectros devido os efeitos de borda são minimizados utilizando uma janela de Hanning junto a transformada rápida de Fourier. Os espectro de frequências foram determinados antes e durante a atuação dos campos perturbativos, sempre com o mesmo número de pontos.

Nas figuras 4.22 e 4.23 são mostrados os espectros dos modos de instabilidade evoluindo no tempo e em frequências de dois pulsos sem perturbações. As figuras 4.24 e 4.25 mostram os espectros de modos e frequência para dois pulsos com uma perturbação elétrica positiva. Nas figuras 4.26 a 4.33 são mostrados os espectros dos pulsos com perturbações elétricas negativas, somente magnética e ambas perturbações, sempre aos pares, isto é, dois pulsos com mesmas características perturbativas.

4.5 Flutuações eletrostáticas – Decomposição em frequências

As medidas dos potenciais eletrostáticos são resultantes da diferença entre o potencial V_+ e os potenciais flutuantes medidos nas sondas S2 e S4, ou melhor, ϕ_{sf} e ϕ_{bf} , de modo que essa diferença é feita eletronicamente. A temperatura é calculada a partir da diferença entre V_+ e ϕ_{mf} , (Capítulo 3, item 3.4). Entretanto, os potenciais flutuantes e o potencial V_+ não foram gravados, devido à falta de mais um módulo 2264 do sistema CAMAC com taxa de amostragem de 1MHz, embora, tenham sido gravados os potenciais elétricos resultantes.

Pode-se supor que qualquer grandeza (g) medida do plasma é composta de um valor de equilíbrio (valor médio) g° mais uma parte flutuante $\tilde{g}$, isto é, $g = g^\circ + \tilde{g}$. Portanto, as medidas dos sinais da corrente de saturação de íons e da temperatura são constituídos de uma parte média (I_{si}° e T°) e uma parte flutuante ($\tilde{I}_{si}$ e $\tilde{T}$) [Ca-96].

A relevância das flutuações de uma grandeza é quantificada através do nível relativo das flutuações g^{rel} , dada pela razão entre o nível das flutuações g^{rms} ($= \langle \tilde{g}^2 \rangle^{1/2}$, onde $\langle \rangle$ corresponde a uma média em um intervalo de tempo) e o valor médio da grandeza medida g° .

A parte média do sinal da temperatura medido pela sonda foi obtida cortando as frequências acima de 5kHz, através de um filtro passa baixa de ordem 7. Enquanto que a parte flutuante do sinal é obtida cortando as frequências abaixo de 5 kHz através de um filtro passa alta de ordem 7. Desta forma, as análises dos sinais foram realizadas a partir do instante 1,3ms em intervalos de 512 μ s, de modo que os espectros das flutuações eletrostáticas foram determinadas antes e durante as perturbações elétricas e magnéticas, através de um computador PC-Pentium-233MHz, utilizando o programa MATLAB. Nas figuras 4.34 a 4.45 são mostrados os espectros das oscilações eletrostáticas para distintas condições de disparo do TBR-1.

Figura 4.22 Oscilações magnéticas (Pulso S603), sem perturbações elétricas e magnéticas, $V_b=0$ e $I_h=0$.

Figura 4.23 Oscilações magnéticas (Pulso S828), sem perturbações elétricas e magnéticas, $V_b=0$ e $I_h=0$.

Figura 4.24- Oscilações magnéticas, (Pulso S813), antes e durante a polarização elétrica positiva com $V_b = +270V$, aplicada no instante 1,9ms.

Figura 4.25- Oscilações magnéticas (Pulso s824), antes e durante a polarização elétrica positiva, com $V_b = +323\text{V}$, aplicada no instante 1,9ms.

Figura 4.26- Oscilações magnéticas (Pulso S775), antes e durante a polarização elétrica radial negativa, com $V_b = -230V$, aplicada no instante 1,7ms.

Figura 4.27- Oscilações magnéticas (Pulso s780), antes e durante polarização elétrica radial negativa, com $V_b = -320V$, aplicada no instante 1,7ms.

Figura 4.28- Oscilações magnéticas (Pulso S588), antes e durante a perturbação magnética helicoidal com corrente elétrica de $I_h = 250A$, aplicada em 1,7ms.

Figura 4.30- Oscilações magnéticas (Pulso S834), antes e durante as perturbações elétrica e magnética com aplicações de $V_b=211V$ em $t=1,7ms$ e $I_h=200A$ em $t=1,7ms$.

Figura 4.31 Oscilações magnéticas (Pulso S818), antes e durante as perturbações elétrica e magnética com aplicações de $V_b = +275V$ em $t = 1,9ms$ e $I_h = 200A$ em $t = 1,7ms$.

Figura 4.32 Oscilações magnéticas (Pulso S783), antes e durante as perturbações elétrica e magnética com aplicações de $V_b = -238V$ em $t = 1,7ms$ e $I_h = 207A$ em $t = 1,7ms$.

Figura 4.33- Oscilações magnéticas (Pulso S784), antes e durante as perturbações elétrica e magnética com aplicações de $V_b = -240V$ em $t = 1,7ms$ e $I_h = 204A$ em $t = 1,7ms$.

Nas figuras 4.24 e 4.25 são observadas sensíveis diferenças no espectro de frequências dessas oscilações, se comparadas com pulsos sem perturbações, mostradas nas figuras 4.22 e 4.23. Em ambos os casos, durante o intervalo de tempo com e sem a polarização elétrica, nota-se que existe uma tendência dos modos MHD ficarem concentrados em $m=1,2$ e 3. Por outro lado, nota-se que ocorre uma considerável atenuação das amplitudes, ou ainda, na potência espectral das oscilações de Mírnov durante a polarização elétrica.

Das perturbações aplicadas no plasma, a polarização elétrica negativa foi a que mais teve influências sobre as oscilações magnéticas. Os resultados obtidos a partir de uma análise de Fourier mostraram que ocorre uma nítida predominância do modo $m=3$ durante a polarização negativa, levando as oscilações terem frequências bem definidas, ou ainda, concentradas em torno de 50 kHz, conforme são mostradas nas figuras 4.26 e 4.27. Este efeito foi observado em todos os pulsos com tensões de polarizações negativas acima de -140V . Na tabela 4.5a, são apresentados os valores dos períodos de rotação das estruturas magnéticas, antes e durante as perturbações. Como foi observado, para o modo $m=3$, o período de rotação das ilhas magnéticas aumenta aproximadamente de um fator 2 durante a polarização elétrica negativa.

Nota-se pouca influência das polarizações elétricas negativas sobre as potências espectrais dos modos MHD. Entretanto, as potências espectrais são maiores se comparadas com às resultantes da análise dos pulsos S603 e S828, sem polarizações elétricas (figuras 4.22 e 4.23).

Dentre os efeitos provocados pelo campo magnético gerado pelo EHR, desataca-se a forte atenuação da atividade MHD detectada pelas bobinas de Mírnov, efeito esse já observado no TBR-1 [Ar-97].

É interessante notar nos espectros dos modos MHD e suas respectivas decomposições em frequências, mostrados nas figuras 4.28 e 4.29, a evolução dos modos $m=2$ e 3 e o alargamento das frequências de tais modos, observadas durante a atuação do campo magnético perturbativo.

As análises de Fourier realizadas para as oscilações magnéticas, mostraram que durante as perturbações ocorrem atenuações nas amplitudes das flutuações magnéticas. Mostraram, também, uma tendência na concentração dos modos MHD em $m=1,2,3$ e 4. A decomposição das componentes de Fourier no seu espectro de frequências mostrou que ocorre um alargamento deste espectro se comparado com pulsos sem perturbações.

Figura 4.34. Oscilações elétricas (Pulso S603), espectro de frequências das flutuações de temperatura a partir do instante 1,3ms em intervalos de 512 μ s, ($V_b = 0V$; $I_h = 0A$) .

Figura 4.35. Oscilações elétricas (Pulso S828), espectro de frequências das flutuações de temperatura a partir do instante 1,3ms em intervalos de 512 μ s, ($V_b = 0V$; $I_h = 0A$).

Figura 4.36. Oscilações elétricas (Pulso S813), espectro de frequências das flutuações de temperatura a partir do instante 1,3ms em intervalos de 512 μ s, ($V_b = +270V$; $I_h = 0$ A, aplicada em 1,9ms).

Figura 4.37. Oscilações elétricas (Pulso S824), espectro de frequências das flutuações de temperatura a partir do instante 1,3ms em intervalos de 512 μ s, ($V_b = +323V$, $I_h = 0$ A, aplicada em 1,9ms).

Figura 4.38. Oscilações elétricas (Pulso S775), espectro de frequências das flutuações de temperatura a partir do instante 1,3ms em intervalos de $512\mu\text{s}$, ($V_b = -230\text{V}$, $I_h = 0 \text{ A}$, aplicada em 1,7ms).

Figura 4.39. Oscilações elétricas (Pulso S780), espectro de frequências das flutuações de temperatura a partir do instante 1,3ms em intervalos de $512\mu\text{s}$, ($V_b = -320\text{V}$, $I_h = 0 \text{ A}$, aplicada em 1,7ms).

Figura 4.40. Oscilações elétricas (Pulso S588), espectro de frequências das flutuações de temperatura a partir do instante 1,3ms em intervalos de $512\mu\text{s}$, ($V_b = 0$, $I_h = 250 \text{ A}$, aplicada em 1,7ms).

Figura 4.41. Oscilações elétricas (Pulso S602), espectro de frequências das flutuações de temperatura a partir do instante 1,3ms em intervalos de $512\mu\text{s}$, ($V_b = 0\text{V}$, $I_h = 334 \text{ A}$, aplicada em 1,7ms).

Figura 4.42. Oscilações elétricas (Pulso S834), espectro de frequências das flutuações de temperatura a partir do instante 1,3ms em intervalos de $512\mu\text{s}$, ($V_b = +211\text{V}$, $I_h = 211\text{A}$, aplicadas em 1,7ms).

Figura 4.43. Oscilações elétricas (Pulso S818), espectro de frequências das flutuações de temperatura a partir do instante 1,3ms em intervalos de $512\mu\text{s}$, ($V_b = +275\text{V}$, aplicada em 1,9ms, $I_h = 200\text{A}$, aplicadas em 1,7ms).

Figura 4.44. Oscilações elétricas (Pulso S783), espectro de frequências das flutuações de temperatura a partir do instante 1,3ms em intervalos de $512\mu\text{s}$, ($V_b = -338\text{V}$, $I_h = 204 \text{ A}$, aplicadas em 1,7ms).

Figura 4.45. Oscilações elétricas (Pulso S784), espectro de frequências das flutuações de temperatura a partir do instante 1,3ms em intervalos de $512\mu\text{s}$, ($V_b = -211\text{V}$, $I_h = 204 \text{ A}$, aplicadas em 1,7ms).

Ao contrário dos resultados obtidos para as flutuações magnéticas, as análises espectrais realizadas nos sinais das flutuações elétricas, ou ainda, das flutuações da temperatura, durante a polarização elétrica positiva, mostraram que ocorre um aumento muito grande na potência espectral das flutuações de temperatura, conforme mostradas nas figuras 4.36 e 4.37, se comparadas com os pulsos sem polarizações elétricas radiais (mostradas nas figuras 4.34 e 4.35). Neste caso, não se pode afirmar nada a respeito das frequências das oscilações elétricas observadas nos pulsos S813 e S824. A correlação entre as flutuações elétricas e magnéticas não foi determinada devido a diferença na taxa de amostragem de aquisição desses dados.

Nota-se pouca influência das polarizações elétricas negativas sobre as potências espectrais dos modos MHD. Entretanto, as potências espectrais são maiores se comparadas com as resultantes da análise dos pulsos S603 e S828, sem polarizações elétricas (figuras 4.22 e 4.23).

As potências espectrais das flutuações de temperatura (elétricas), mostradas nas figuras 4.38 e 4.39, são menores se comparadas com polarizações positivas e maiores se comparadas com pulsos sem perturbações.

4.6 Densidade e temperatura média na periferia da coluna de plasma

A partir de medidas feitas na região da borda do plasma do TBR-1 com sondas eletrostáticas foram obtidas as evoluções temporais médias de temperatura e densidade eletrônica do plasma. Os valores de temperatura foram obtidos durante um intervalo de cerca de 1ms (entre os instantes $t=2\text{ms}$ e $t=3\text{ms}$), região onde os parâmetros do plasma tem pouca variação temporal e também o nível de raios-X duros é baixo. Estes dados foram obtidos a uma taxa de amostragem de 1MHz e com uma pressão de trabalho de 8×10^{-5} mbar.

4.6.1 Influência dos campos perturbativos na densidade e temperatura na periferia do plasma

De forma a investigar como a intensidade da tensão aplicada no eletrodo atua na região periférica da coluna de plasma, foram calculadas as médias da densidade e temperatura a partir dos valores obtidos na posição radial 7,4cm. Para cada valor de tensão foram medidos os valores da densidade e temperatura para os instantes $t=2\text{ms}$, em pelo menos três descargas de plasma diferentes, mantendo-se as mesmas condições de confinamento. Os perfis de temperatura e densidade em função da tensões de polarizações positivas e negativas são mostrados nas figuras 4.46 e 4.47.

Figura 4.46 Densidade e temperatura na periferia do plasma ($r=7,4\text{cm}$) em função da tensão de polarização radial positiva, com $I_h=0\text{A}$.

Figura 4.47 Densidade e temperatura na periferia do plasma ($r=7,4\text{cm}$) em função da tensão de polarização radial negativa, com $I_h=0\text{ A}$, medidas realizadas em $t=2\text{ms}$.

Da mesma forma para a perturbação magnética, foram obtidos os gráficos da evolução temporal da temperatura e da densidade eletrônica na borda da coluna de plasma em função da corrente aplicada nas espiras do campo magnético helicoidal. As medidas foram tomadas no instante $t=2,0\text{ms}$ com as sondas eletrostáticas posicionadas em $r=7,4\text{cm}$. A intensidade da corrente nas espiras que produzem o campo magnético helicoidal perturbativo (I_h) foi ajustada a partir da tensão aplicada no banco de capacitores (da fonte que alimenta o sistema). Para cada valor de corrente foram medidos os valores de N_e e T_e em pelo menos três descargas de plasma diferentes, mantendo-se as mesmas condições de confinamento. Os gráficos de temperatura e densidade são mostrados na figura 4.48.

Na figura 4.49 são mostrados os gráficos da temperatura e densidade na periferia com ambas as perturbações. Nessa etapa, fixou-se a corrente helicoidal em 200 A e variou-se a tensão de polarização elétrica do eletrodo.

Figura 4.48 Densidade e temperatura na periferia do plasma ($r=7,4\text{cm}$) em função da corrente na bobina helicoidal modo 4/1, com $V_b=0$ V.

Figura 4.49 Densidade e temperatura na periferia do plasma ($r=7,4\text{cm}$) em função da tensão de polarização radial e com perturbação magnética helicoidal $I_h=200\text{A}$.

Os gráficos da densidade e da temperatura eletrônica (calculadas a partir das medidas com as sondas eletrostáticas na posição radial 7,4cm) em função das tensões de polarizações positivas, são mostrados na figura 4.46. Estes valores foram tomados nos instantes iniciais da aplicação da polarização elétrica, em $t=2\text{ms}$. Para a densidade, nota-se que o perfil de evolução dessa grandeza em função da intensidade da tensão de polarização tem uma característica decrescente, embora não podendo ser conclusiva devido as grandes barras de erros dos pontos. Por outro lado, nota-se que a temperatura eletrônica na borda da coluna de plasma aumenta com o aumento da tensão de polarização elétrica.

Os perfis médios de densidade e temperatura eletrônica em função das tensões de polarizações negativas (calculadas a partir das medidas com as sondas eletrostáticas na posição radial 7,4cm) são mostrados na figura 4.47. Nota-se que ocorre poucas variações nestes perfis, que podem ser considerados constantes, dentro das incertezas envolvidas nos pontos.

É interessante observar a tendência na diminuição da temperatura eletrônica em função da corrente I_h aplicada no EHR, ao contrário da densidade que se mantém aproximadamente constante, conforme são mostrados nas figura 4.48.

4.7 Rotação das estruturas magnéticas

Diversos pulsos de plasma foram analisados com o objetivo de se estudar mais detalhadamente como se processa a rotação poloidal das ilhas magnéticas sob a atuação dos campos eletromagnéticos perturbativos. Neste sentido, inicialmente construíram-se os gráficos dos sinais detectados pelas 16 bobinas de Mirnov, em um determinado intervalo de tempo, em função de suas posições poloidais, conforme exemplo mostrado na figura 4.50. Nesta figura, observa-se claramente que a propagação da fase do sinal magnético não ocorre linearmente ao longo de θ , devido ao fato da não uniformidade do campo magnético toroidal, de modo que na região de campo fraco a velocidade de rotação é maior que na região interna.

Deste diagrama são obtidos os períodos de fase (T_{fasc}) e os períodos das oscilações magnéticas (T_{osc}). O período de fase é definido como o intervalo de tempo entre os instantes em que um pico de oscilação é detectado pela primeira e pela última bobina, acrescido de uma correção pois esta encontra-se localizada antes de se completar a trajetória poloidal. O período das oscilações magnéticas é determinado diretamente do sinal de uma das bobinas, definido como o intervalo de tempo que a mesma bobina leva para detectar todas as ilhas magnéticas em uma rotação completa (nos mesmos instantes em que são determinados os períodos de fase).

A direção de rotação das ilhas magnéticas pode ser vista através dos gráficos polares em seis instantes subsequentes de tempo de um dos pulsos analisados, s780, mostrados na figura 4.51. A partir desses gráfico é determinado o período de rotação das ilhas magnéticas (T_{ra}), isto é, o intervalo de tempo que uma ilha leva para completar um deslocamento angular de 2π . Percebe-se facilmente, nesta sequência de gráficos, que as ilhas magnéticas rotacionam no sentido anti-horário, ou ainda, no sentido crescente de θ e portanto no mesmo sentido da deriva de elétrons V_{De} , uma vez que esta é definida por [Ch-74].

$$V_{De} = \frac{-\bar{\nabla} P \times \bar{B}}{qnB^2} \quad (84)$$

Evolução das oscilações de Mirnov em 16 bobinas distribuídas poloidalmente

Figura 4.50- Deslocamento poloidal da fase das 16 oscilações magnéticas detectadas pelas bobinas do diagnóstico de Mirnov.

Figura 4.51 Pulso s780; sequência de gráficos polares indicando a rotação da ilha magnética 3/1.

Na figura 4.52 são representados os sentidos das velocidades de deriva considerando-se os sinais das cargas. Portanto, o sentido de V_{De} corresponde ao observado experimentalmente.

Figura 4.52- Representação da direção de rotação poloïdal da deriva magnética de íons e elétrons.

Nas tabelas 4.5a, 4.5b e 4.5c, são apresentados os valores característicos dos períodos das oscilações magnéticas e das velocidades de rotações e tangenciais das ilhas magnéticas (numeradas de 1 a 3). O período de rotação médio ($\bar{T}_{rot}$) é a média dos valores dos períodos de rotação das diferentes ilhas magnéticas. Em cada pulso, os cálculos foram realizados em dois instantes de tempo diferentes: um antes da atuação dos campo perturbativos e outro durante a ação desses campos (os mesmos instantes considerados nas decomposições das oscilações em seus modos MHD).

A velocidade de rotação (V_{rot}) é expressa em rad/s, obtida através do deslocamento angular de cada ilha no intervalo de tempo considerado. Enquanto que a velocidade tangencial ($V_{tg} = 2\pi r / T_{rot}$) é obtida considerando-se que a detecção dos campos se deu na posição radial $r = 9,5\text{cm}$, onde se encontram as bobinas de Mirnov no interior do diagnóstico magnético.

Pulso	Perturbação	Ilha Mgn	T_{rot}	V_{rot}	V_{tag}	$\bar{T}_{rot}$	T_{osc}	T_{fase}
No.	Ih(A); Vb(V)	No.	μs	10^5 rad/s	10^4 m/s	μs	μs	μs
s603 Antes m=3		1	38	1,6	1,7	38,7	35	45
		2	38	1,6	1,7			
		3	40	1,6	1,6			
s828 Antes m=3		1	65	1,0	1,0	63,3	65	50
		2	55	1,1	1,2			
		3	70	0,9	0,9			
s828 Durante m=3	0A; 0V	1	67	0,9	0,9	69	65	70
		2	70	0,8	0,9			
		3	70	0,9	0,9			
s813 Antes		1	25	2,5	2,6	25	23	30
		2	25	2,5	2,6			
s813 Durante	0A; +270V	*	*	*	*	*	43	30
		*	*	*	*			
s780 Antes m=3		1	53	1,2	1,2	53	50	50
		2	53	1,2	1,2			
		3	53	1,2	1,2			
s780 Durante m=3	0A; -320V	1	80	0,8	0,8	75,6	95	97
		2	62	1,0	1,1			
		3	85	0,7	0,8			
s775 Antes m=3		1	37	1,7	1,8	37	37	35
		2	37	1,7	1,8			
		3	37	1,7	1,8			
s775 Durante m=3	0A; -230V	1	80	0,7	0,7	88,7	110	90
		2	88	0,7	0,7			
		3	88	0,7	0,7			

Tabela 4.5a. Períodos de rotação calculados para diferentes ilhas magnéticas em dois instantes para cada descarga do TBR-1, antes e durante a aplicação das perturbações elétricas e magnéticas.

Pulso	Perturbação	Ilha Mgn	T_{rot}	V_{rot}	V_{tag}	$\bar{T}_{rot}$	T_{osc}	T_{fase}
No.	Ih(A); Vb(V)	No.	μs	10^5 rad/s	10^4 m/s	μs	μs	μs
s602 Antes m=3		1	52	1,2	1,3	48	30	35
		2	40	1,6	1,6			
		3	52	1,2	1,3			
s602 Durante**	334A; 0V	1	60	1,0	1,1	59	33	30
		2	58	1,1	1,1			
s578 Antes m=3		1	35	1,8	1,9	44,8	23	30
		2	48	1,3	1,4			
		3	48	1,3	1,4			
s578 Durante m=3	166A; 0V	1	30	2,1	2,2	31,7	45	35
		2	30	2,1	2,2			
		3	35	1,8	1,9			
s704 Antes m=3		1	28	2,2	2,4	26	33	30
		2	30	2,1	2,2			
		3	20	3,1	3,3			
s704 Durante m=3	250A; +150V	1	70	0,9	0,9	69	85	70
		2	67	0,9	1,0			
		3	70	0,9	0,			
s801 Antes m=3		1	33	1,9	2,0	34,7	31	35
		2	38	1,6	1,7			
		3	33	1,9	2,0			
s801 Durante m=3	200A; +134V	1	*	—	—	—	28	30
		2	*	—	—			
		3	*	—	—			
s817 Antes m=3		1	37	1,7	1,8	39,7	30	35
		2	37	1,7	1,8			
		3	45	1,4	1,5			
s817 Durante**	1200A; +262V	1	35	1,8	1,9	42,5	52	50
		2	50	1,2	1,3			
s818 Antes m=3		1	50	1,2	1,3	50,7	52	55
		2	52	1,2	1,4			
		3	50	1,2	1,3			
s818 Durante m=3	200A; +275V	1	75	0,8	0,9	75,7	55	60
		2	77	0,8	0,8			
		3	75	0,8	0,9			
s834 Antes m=3		1	37	1,7	1,8	38	37	40
		2	40	1,6	1,6			
		3	37	1,7	1,8			
s834 durante m=3	200A; +211V	1	65	1,0	1,0	69	42	40
		2	55	1,1	1,2			
		3	87	0,7	0,7			
s781 Antes m=3		1	37	1,7	1,8	39	42	50
		2	40	1,6	1,6			
		3	40	1,6	1,6			
s781 durante m=3	200A; -276V	1	65	1,0	1,0	70,3	53	65
		2	73	0,9	1,9			
		3	73	0,9	0,9			

Tabela 4.5b. Períodos de rotação calculados para diferentes ilhas magnéticas em dois instantes para cada descarga do TBR-1, antes e durante a aplicação das perturbações elétricas e magnéticas.

Pulso	Perturbação	Ilha Mgn	T_{rot}	V_{rot}	V_{tap}	$\bar{T}_{rot}$	T_{osc}	T_{fase}
No.	Ih(A); Vb(V)	No.	μs	10^5 rad/s	10^4 m/s	μs	μs	μs
s782 Antes m=3		1	73	0,9	0,9	73	70	80
		2	70	0,9	0,9			
		3	73	0,9	0,9			
s782 Durante**	150A;-166V	1	38	1,6	1,7	39	32	40
		2	40	1,6	1,6			
s783 Antes m=3		1	40	1,6	1,6	34,3	38	35
		2	38	1,6	1,7			
		3	25	2,5	2,6			
s783 Durante m=3	200A;-238V	1	50	1,2	1,3	55,3	48	35
		2	53	1,2	1,2			
		3	63	1,0	1,0			
s784 Antes m=3		1	62	1,0	1,1	62	62	75
		2	62	1,0	1,1			
		3	62	1,0	1,1			
s784 Durante m=3	207A;-240V	1	50	1,2	1,3	55	60	60
		2	60	1,0	1,1			
		3	55	1,1	1,2			
s785 Antes m=3		1	60	1,0	1,1	61,3	40	45
		2	62	1,0	1,1			
		3	62	1,0	1,1			
s785 Durante m=3	204A;-211V	1	98	0,6	0,7	90,3	70	60
		2	78	0,8	0,8			
		3	95	0,6	0,7			

Tabela 4.5c Períodos de rotação calculados para diferentes ilhas magnéticas em dois instantes para cada descarga do TBR-1, antes e durante a aplicação das perturbações elétricas e magnéticas.

4.8 Medidas das linhas espectrais emitidas pelo plasma do TBR-1

A montagem experimental empregada na detecção e aquisição do espectro emitido pelo plasma do TBR1 está esquematizada na figura 3.5. Inicialmente, foi realizado um alinhamento óptico no sistema de acoplamento óptico entre o espectrógrafo e a janela do tokamak. Em seguida foram realizadas as medidas do alargamento instrumental em função da abertura da fenda de entrada do espectrômetro, utilizando a linha emitida pelo LASER de He-Ne (6328 Å). Na figura 4.53 é mostrado o perfil do alargamento instrumental.

Figura 4.53- Alargamento instrumental da linha do LASER de He-Ne (6328 Å) em função da abertura da fenda de entrada do espectrômetro.

As intensidades observadas das linhas espectrais emitidas pelo plasma e também das fontes de calibração são dadas em unidades relativas à sensibilidade do detector. Para a determinação da temperatura não é necessária a obtenção da intensidade absoluta da linha espectral, pois basta conhecer somente a largura a meia altura do perfil detectado.

O critério na escolha dos parâmetros de aquisição, com esse diagnóstico, tais como a abertura da fenda em 100 μm e o tempo de exposição do detector de 1 ms, são devido as intensidades observadas das linhas espectrais emitidas pelo plasma (também devido as perdas através do acoplamento óptico).

O perfil observado da linha H α (6563 Å) é resultante da convolução dos efeitos Doppler e instrumental. Uma vez que os dois efeitos tem a forma de uma função Gaussiana, torna-se fácil determinar o alargamento Doppler das linhas espectrais emitidas pelo plasma, usando a relação (63), isto é, $\Delta\lambda^2 = (\Delta\lambda_{\text{Dop}})^2 + (\Delta\lambda_{\text{INS}})^2$.

A temperatura do plasma de hidrogênio foi calculada a partir do alargamento Doppler ($\Delta\lambda_{\text{Dop}}$) da linha H α (6563 Å), dada pela seguinte expressão (62).

Os gráficos das temperaturas do hidrogênio em função dos campos elétricos e magnéticos perturbativos são mostrados nas figuras 4.54, 4.55, 4.56 e 4.56. As barras de erros, nesses gráficos, indicam o desvio padrão da média de 3 valores de medidas feitas na mesma região temporal da descarga. Devido às limitações do sistema de

acoplamento óptico torna-se difícil determinar com precisão a região do plasma observada, pois todas as emissões que se dão dentro do ângulo sólido de observação atingem a rede de difração. Assim, a temperatura observada do hidrogênio é uma média sobre todos os emissores compreendidos no ângulo sólido de observação.

Figura 4.54- Perfil da temperatura de íons em função da tensão de polarização positiva a partir do alargamento Doppler da linha $H\alpha$ (6563 Å).

Figura 4.55- Perfil da temperatura dos íons em função da tensão de polarização negativa a partir do alargamento Doppler da linha $H\alpha$ (6563 Å).

Figura 4.56- Perfil da temperatura dos íons em função da corrente nas hélices que produzem o campo magnético helicoidal 4/1 a partir do alargamento Doppler da linha $H\alpha$ (6563 Å).

Figura 4.57- Perfil da temperatura dos íons em função da tensão de polarização elétrica positiva com perturbação magnética helicoidal ($I_h=220$ A), obtida a partir do alargamento Doppler da linha $H\alpha$ (6563 Å).

4.9 Elétrons Fugitivos no TBR-1

Nesta parte da experiência foram medidas as variações da posição da corrente de plasma, em uma seção transversal do toróide, utilizando 2 bobinas magnéticas e 2 espiras de enlace, fixadas na parte externa do vaso, como é mostrado na figura 4.58. A forma e a posição do centro da corrente de plasma estão associadas com o contorno do plasma encerrado dentro da última superfície magnética restrita pelo limitador. Portanto, as variações transversais das superfícies magnéticas, que encerram a coluna de plasma, geram uma variação de fluxo magnético, que por sua vez é detectado pelas bobinas magnéticas. Por outro lado, a tensão induzida nas espiras de enlace 1 e 7, associadas de modo a medirem a variação do fluxo magnético na direção vertical, é proporcional às variações da posição do centro da coluna de plasma.

Figura 4.58- Os sensores magnéticos estão a uma distância de 11cm do centro do vaso, fixados na parte externa do mesmo; as espiras de enlace estão nos pontos 1 e 7, assim como as bobinas que medem o fluxo de B_z .

O contorno da corrente de plasma e o deslocamento do centro da coluna de plasma podem ser determinados através das variações do fluxo das linhas de campo magnético, medidas externamente ao vaso.

O modelo utilizado para descrever o campo magnético poloidal segue da solução da equação de Grad-Shafranov em coordenadas pseudo toroidais para um plasma de seção circular na aproximação com $a/R \ll 1$. Deste modelo, obtém-se a função de fluxo Ψ e as componentes do campo magnético [Ku-98a], dadas por

$$\Psi(\rho, \vartheta) = \mu_0 R I_p \left[\ln \frac{8R}{\rho} - 2 - \frac{\rho}{2R} \left(\ln \frac{8R}{\rho} - 1 \right) \cos \vartheta + \frac{a^2}{\rho R} (d_\varphi \cos \vartheta + d_\psi \sin \vartheta) + \frac{\rho}{R} (d_\alpha \cos \vartheta + d_\beta \sin \vartheta) \right] \quad (86)$$

$$B_\vartheta = \frac{\mu_0 I_p}{2\pi \rho} \left[1 + \frac{\rho}{2R} \ln \frac{8R}{\rho} \cos \vartheta + \frac{a^2}{\rho R} (d_\varphi \cos \vartheta + d_\psi \sin \vartheta) - \frac{\rho}{R} (d_\alpha \cos \vartheta + d_\beta \sin \vartheta) \right] \quad (87)$$

$$B_\rho = \frac{\mu_0 I_p}{2\pi \rho} \left[\frac{\rho}{2R} \left(\ln \frac{8R}{\rho} - 1 \right) \sin \vartheta - \frac{a^2}{\rho R} (d_\varphi \sin \vartheta - d_\psi \cos \vartheta) - \frac{\rho}{R} (d_\alpha \sin \vartheta - d_\beta \cos \vartheta) \right] \quad (88)$$

onde ρ, ϑ são as coordenadas pseudo toroidais, isto é, $r = R - \rho \cos \vartheta, z = \rho \sin \vartheta$ e a é o raio do limitador.

As coordenadas $r_1 = R - b, r_2 = R + b$ e $z=0$, representam as posições das bobinas magnéticas e das espiras de enlace neste sistema de referência.

O deslocamento do contorno do plasma é calculado a partir das medidas realizadas com as bobinas fixadas nessas posições [Ku-98a]:

$$\Delta b = \frac{b^2}{2R} \left[\frac{a^2}{b^2} \ln \frac{b}{a} + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{a^2}{b^2} \right) \right] - \frac{\pi b}{\mu_0 I_p} \left[\frac{\Delta \Psi_1}{4\pi R b} \left(1 + \frac{a^2}{b^2} \right) + \frac{\Delta B_1}{2} \left(1 - \frac{a^2}{b^2} \right) \right], \quad (89)$$

onde $\Delta\Psi_1 = \Psi_{p1} - \Psi_{p2}$ são os fluxos magnéticos medidos nas bobinas 1 e 2, $\Delta B_1 = B_{z1} + B_{z2}$ são os campos magnéticos calculados a partir destes sinais.

O deslocamento do centro da coluna (r_c e z_c) é determinado a partir da relações [Za-86]

$$r_c^2 = \frac{1}{I_p} \int_{S_p} r^2 j_\phi dS \quad (90)$$

$$z_c = \frac{1}{I_p} \int_{S_p} z j_\phi dS, \quad (91)$$

que, também, são usadas em um sistema de realimentação para o controle da posição horizontal do plasma. Em geral, o centro da corrente é determinado em função da corrente de plasma [Za-86, Br-92], isto é,

$$(z_c - z_0)I_p = \oint_{L_m} \mu_0^{-1} \left(-r \log \frac{r}{r_0} B_n + (z - z_0) B_r \right) dl \quad (92)$$

$$(r_c^2 - r_0^2)I_p = \oint_{L_m} \mu_0^{-1} (2r(z - z_0)B_n + (r^2 - r_0^2)B_r) dl \quad (93)$$

onde L_m é um contorno fechado em uma seção transversal do plasma, B_n e B_r são as componentes normal e tangencial do campo magnético poloidal em L_m , e r_0 e z_0 são as coordenadas do centro da coluna de plasma (centro da câmara de vácuo).

Os cálculos da posição central do plasma diferem de 0,5cm se comparados com os cálculos da posição do contorno do plasma para o equilíbrio no caso em que os parâmetros de plasma são: $\beta_p < 0,5$ e $I_i < 1,2$ [Ku-98a]. No nosso caso, considerando o campo magnético dado pela equação (86), a equação (93) se transforma:

$$\Delta_{rc} = b \left(\frac{b}{R} \ln \frac{8R}{b} - \frac{2\pi b \Delta B_p}{\mu_0 I_p} \right) \quad (94)$$

onde ΔB_p é o campo magnético gerado somente pela corrente de plasma, calculado a partir das medidas das bobinas de posição 1 e 7. Entretanto, durante uma descarga do

tokamak, o sinal detectado nas bobinas é resultante do campo gerado pela corrente de plasma mais o campo magnético vertical, que por sua vez, é obtido em um disparo do tokamak sem formação de plasma. Portanto, subtraindo os sinais obtidos em disparos do tokamak com e sem formação de plasma obtém-se o valor de ΔB_p devido somente à corrente de plasma.

Na figura 4.59 são mostrados os perfis temporais da corrente de plasma I_p , tensão de enlace V_l , densidade eletrônica central N_e e Raios-X duros de uma descarga do TBR-1, na qual, nota-se que no início da produção de raios-X duros ($\sim 3,5$ ms) tem-se que a densidade de elétrons é da ordem de 10^{12} cm^{-3} e a tensão de enlace de 0,5V, indicando a existência de elétrons fugitivos.

Figura 4.59- Perfis temporais de uma descarga do TBR-1 onde Δ é o deslocamento do centro do contorno do plasma.

RESULTADOS E DISCUSSÃO

Devido às dificuldades de operar simultaneamente o tokamak, o sistema de aquisição de dados e todos os diagnósticos, não foi possível adquirir mais que 4 a 5 descargas para a mesma configuração experimental, ou melhor, mantendo as mesmas condições nos parâmetros de disparos em modo tokamak. Em geral, após a seleção dos pulsos reprodutíveis, segundo um critério comparativo entre os sinais das correntes de plasma, tensões de enlace e das posições horizontal e vertical, restaram em média 2 a 3 melhores pulsos por configuração. Portanto, os resultados das análises apresentadas neste trabalho foram feitas sobre os pulsos selecionados. Neste capítulo são discutidos todos os resultados obtidos nas experiências realizadas neste trabalho, que são: região de operação do tokamak, limites de densidades e lei de escala; aplicações de tensões polarização elétrica radial na periferia da coluna de plasma ($r=7\text{cm}$), aplicação de campos magnéticos helicoidais no modo 4/1 e a aplicação de ambas perturbações simultaneamente; um estudo preliminar da fase da corrente de plasma formada, predominantemente, por elétrons fugitivos.

5.1 Lei de Escala

O estudo do regime de operação dos tokamaks indica que existe um limite máximo de densidade que pode ser atingido antes que ocorra uma instabilidade que leva à ruptura da corrente de plasma. Existem muitos processos físicos que levam a esses limites de densidades nos tokamaks, tais como: radiações geradas devido às impurezas presentes nas regiões da borda e central da coluna de plasma, "ripples" do campo magnético toroidal, colisão do plasma no limitador, sistema de injeção de gás inadequado, enfim, qualquer um desses processos circunstanciais de perdas de energia pode ser responsável pela perda de densidade em uma descarga tokamak. Em geral, os

mecanismos que levam a esses limites não possuem a mesma dependência nos parâmetros de plasma, tal que existe uma multiplicidade de leis de escala que descrevem esses limites de densidade em função das características próprias dos tokamaks.

Dentre as leis de escala que existem, destacam-se aquelas que associam o limite de densidade de elétrons n_e com a corrente de plasma. O chamado limite de Murakami impõe que $n_e < B_\phi / R$, onde R é o raio maior do toróide [Mu-76], é atribuído ao balanço de potências entre a potência de aquecimento ôhmica aplicada e a potência do plasma perdida por radiação. O limite de Hugill é representado num diagrama que relaciona a densidade eletrônica com a corrente de plasma ($n_e \sim I_p$), ou ainda, $n_e R / B_\phi \propto 1/q$, onde q é o fator de segurança na aproximação cilíndrica. Este limite representa a deterioração do confinamento de partículas no campo magnético.

A lei de escala apresentada por Greenwald [Gr-88] relaciona a densidade linear média com a densidade de corrente de plasma média, dada por

$$\bar{n} = \kappa \bar{J}, \quad (95)$$

onde κ é a elongação do plasma, $\bar{n}$ a densidade média medida em 10^{20} m^{-3} e $\bar{J}$ a densidade da corrente de plasma medida em MAm^{-2} .

O limite de densidade de elétrons atingido no tokamak TBR-1 foi determinado experimentalmente a partir de um estudo do regime de operação deste tokamak. A metodologia adotada neste experimento foi de variar a pressão de preenchimento de hidrogênio na câmara em função do campo magnético toroidal B_ϕ . O diagrama de Hugill, mostrado na figura 5.1, foi construído a partir das medidas da corrente de plasma I_p e a densidade média $\bar{n}$ na região central da coluna de plasma. Aplicando a lei de escala para o TBR-1, dada pela relação de Greenwald, a partir da relação do fator de segurança cilíndrico $q_c = (a/R)(B_T/B_\phi)$, onde B_T e B_ϕ são os campos magnéticos toroidal e poloidal, obtém-se a seguinte relação:

$$\frac{1}{q_c} = \frac{\pi \bar{n} R}{5 B_T}, \quad (96)$$

Portanto, dentro da escala apresentada por Greenwald, dada pela expressão (95), a curva indicada no diagrama do TBR-1 (figura 5.1) representa a máxima densidade que pode ser atingida em função da densidade de corrente de plasma. As descargas do

Figura 5.1 Diagrama de Hugill que delimita a região de operação em tokamaks, com dados experimentais do TBR-1.

TBR-1 estão bem distantes desse limite, cerca de 1,5 ordens de grandezas antes do limite máximo.

Entretanto, a região de operação está bem próxima do limite mínimo de densidade em tokamaks, ou ainda, dentro da região de produção de elétrons fugitivos. Essa produção de elétrons de alta energia ocorre quando a densidade eletrônica é pequena, isto é, $n_e \leq 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Desta forma, uma fração grande dos elétrons são acelerados e atingem energias suficientemente altas e escapam do plasma. A colisão desses elétrons com as paredes do vaso e limitador produzem a uma elevada emissão de raios-X duros. O limite mínimo de densidade de elétrons $n_{e,\min}$ em descargas tokamaks, determinado experimentalmente [Ko-79], indica que a produção de elétrons fugitivos ocorre quando

$$n_{e,\min} \approx 7 \times 10^{10} \bar{j} \quad (\text{cm}^{-3}, \text{M A cm}^{-2}), \quad (97)$$

onde $\bar{j}$ é a densidade de corrente de plasma média. Essa equação pode ser transformada como:

$$n_{e,\min} \approx 7 \times 10^{18} \frac{B_T}{qR} \quad (\text{m}^{-3}, \text{T}, \text{m}). \quad (98)$$

Portanto, dentro deste limite, como é mostrado na figura 5.1, o regime de operação do TBR-1 sempre esteve muito próximo do limite de "runaway electrons", confirmando que esta é uma característica básica de funcionamento deste tokamak. No final desse capítulo são discutidos mais detalhadamente a produção de elétrons fugitivos no TBR-1.

5.2 Campo elétrico radial e campo magnético helicoidal ressonante no modo 4/1

O comportamento do plasma sob influências das perturbações elétricas radiais pôde ser observado a partir das medidas das flutuações da temperatura (elétricas) e magnéticas na região da borda da coluna de plasma. Além disso, foram medidos os parâmetros básicos que caracterizam a formação e evolução do plasma durante as descargas, tais como: as medidas da corrente de plasma, tensão de enlace, raios-X duros, emissão $H\alpha$, posições horizontal e vertical e as medidas dos alargamentos Doppler das linhas espectrais do hidrogênio. As análises foram feitas antes e durante a aplicação da polarização elétrica radial, mostrando características peculiares quanto à polaridade da tensão aplicada. Os resultados obtidos em todas as configurações são comparados com os pulsos típicos do tokamak sem quaisquer perturbações e estão apresentados na tabela 5.1.

	Vb=0 Ih=0	Vb=0 Ih≠0	Vb>0 Ih=0	Vb>0 Ih≠0	Vb<0 Ih=0	Vb<0 Ih≠0
Vb (V)	0 0	0 0	+270 +323	+211 +275	-230 -320	-238 -240
Ib (A)	0 0	0 0	25 13	9 3	-2 -2	-2,5 -1,0
Ih (A)	0 0	250 330	0 0	200 200	0 0	207 204
Ip (kA)	10 10,2	9,8 9,0	10,8 10,0	10,3 10,0	9,8 10,0	10,0 10,0
VI (V)	2,5 3,0	5,0 5,0	4,0 4,0	4,5 4,5	4,5 4,5	4,0 4,5
H α *	- -	↑ ↑	↑ ↑	↑ ↑	↑ ↑	↑ ↑
Ne (10 ¹² cm ⁻³) **	1,5 2,0	4 4	1 1	3 4	3 3	2 3
Te (eV)	12,5 15,0	15 15	25 20	25 30	17 17	17 17
Ti (eV) ^f	2,1 2,3	2,1 2,0	2,6 2,8	2,0 1,8	1,8 2,0	- -
m ^{ff}	1, 3 1, 3	1, 2 e 3 1, 2, 3 e 4	1, 2 e 3 1 e 2	1 e 3 1 e 3	3 3	1, 2 e 3 1 e 2
f (kHz) ^{fff}	Alarg. 40	Alarg. Alarg.	Alarg. 60	Alarg. 30 e 50	40 40	Alarg. Alarg.

(*) As setas orientadas para cima e para baixo representam, simbolicamente, o aumento e decréscimo da emissão de H α durante o intervalo de tempo em que são aplicadas as perturbações elétricas e magnéticas, em relação aos pulsos sem essas perturbações.

(**) Ne e Te são a densidade e temperatura eletrônica na borda da coluna de plasma, medidas a partir de sondas eletrostáticas.

(f) É a temperatura iônica, calculada a partir do alargamento Doppler ($\lambda=6563$ Å).

(ff) m representa o número de onda poloidal.

(fff) É a frequência de oscilação do modo m e 'Alarg.' significa o alargamento no espectro de frequências.

Tabela 5.1 As colunas representam as diferentes perturbações aplicadas no TBR-1 e as linhas são: Vb é a tensão de polarização no eletrodo, Ib é a corrente de polarização e Ih é a corrente no EHR. Todos os valores foram tomados no instante t=2,0 ms, durante a aplicação dos campos perturbativos.

5.3 Elétrons fugitivos

Os resultados obtidos nesta parte experimental concordam com os obtidos anteriormente para o TBR-1 [Ri-81] quando foram medidas energias cinéticas dos elétrons fugitivos da ordem de 1MeV, indicando assim um deslocamento substancial do centro da corrente de plasma.

A temperatura eletrônica no centro da coluna de plasma é calculada a partir da fórmula de Spitzer, dada por:

$$T_e = \left[5.2 \times 10^{-3} z \eta^{-1} \ln \Lambda \right]^{2/3} \text{ (eV. } \Omega\text{m)}. \quad (99)$$

O beta poloidal β_p pode ser calculado para essa temperatura usando-se a expressão

$$\beta_p = \frac{1,5 n_e T_e}{B_\theta^2(a) / 2\mu_0}, \quad (100)$$

onde o fator 1,5 leva em consideração os íons. Como é mostrado na figura 5.2, para $t \geq 3\text{ms}$, a temperatura eletrônica é alta para um tokamak de pequeno porte e, por outro lado, beta poloidal é muito pequeno. As propriedades de equilíbrio observadas, tal como baixa densidade e emissão de raios-X duros elevada, indicam um regime de operação com feixe de elétrons fugitivos.

O beta poloidal para a corrente de elétrons fugitivos pode ser estimado a partir da equação de deslocamento do centro do plasma e do campo magnético vertical, dado pela equação[Za-86],

$$B_v = \frac{\mu_0 I_p}{4\pi R} \left(\ln \frac{8R}{a} + \Lambda - \frac{1}{2} \right), \quad (101)$$

onde Λ é o parâmetro de Shafranov dado por $\Lambda = \beta_p + \frac{I_i}{2} - 1$.

Figura 5.2 Temperatura eletrônica obtida a partir da fórmula de Spitzer e o beta poloidal para essa temperatura ($Z_1=3$).

O campo magnético poloidal [Za-86],

$$B_\theta(a) \approx B_{\theta 0}(a) \left[1 - \frac{a}{R} \Lambda \cos \theta \right] \quad (102)$$

substituído na equações (93) fornece o deslocamento do centro do plasma em termos do parâmetro Λ ,

$$\Delta_{rc} = \frac{a^2}{4R} (1 + 2\Lambda) \quad (103)$$

Os valores de beta poloidal calculados a partir do campo magnético vertical e do deslocamento do plasma atingem valores máximos no final da descarga, em $t=10\text{ms}$. A estimativa desse deslocamento pode ser obtida a partir das seguintes considerações: o valor máximo de l_i (indutância interna do plasma) é obtido se a condição $q(a) \geq 1$ for atendida; considerando um modelo simples para a distribuição da corrente de plasma, tal que, $j(a) = I_p/\pi a_c^2$ se $0 \leq \rho \leq a_c$ e $j(a) = 0$ se $a_c \leq \rho \leq a$. Deste modo, a indutância interna máxima é $l_{i,\text{máx}} = 0,5 + \ln q(a) = 1,9$ considerando $q(a) = 4$. O valor de beta poloidal, obtido a partir do campo magnético vertical, para os instantes finais da

corrente de plasma, é igual a 1,8. Enquanto que o valor de beta obtido através da relação de Δ_{re} , equação (101), é igual a 2,3. Esta diferença pode ser explicada pelo deslocamento da órbita dos elétrons fugitivos. Um aumento de energia dos elétrons fugitivos de 250 para 500keV produz um deslocamento de 1cm na órbita dos mesmos. Os valores de β_p encontrados foram de 1,6 e 2,5, supondo um feixe de elétrons com energias entre 250 a 500keV. Estes valores para β_p são muito próximos aos encontrados a partir do cálculo de B_V e do deslocamento Δ_{re} , iguais a 1,8 e 2,3. Entretanto, os valores encontrados não concordam com os calculados a partir da temperatura e do campo magnético poloidal, que é da ordem de 0,1. Este resultado indica que há formação de um feixe de elétrons fugitivos. A fórmula de beta poloidal para os elétrons fugitivos é dada por [Fu-91],

$$\beta_{pb} = \sqrt{\gamma^2 - 1} \frac{I_{A0} I_b}{I_p^2} \quad (104)$$

e

$$I_{A0} = \frac{4\pi m_e c}{\mu_0 e} \quad (105)$$

onde I_{A0} é a corrente de Alfvén, igual 17kA [Al-39]. No caso em que $I_b = I_p = 12kA$ (corrente de elétrons fugitivos for igual a corrente de plasma), o valor de beta poloidal para os elétrons fugitivos com energia cinética de 500 keV é igual 2,5 e para energia cinética de 250 keV é igual a 1,6.

A taxa de crescimento da corrente de elétrons fugitivos pode ser obtida através das equações (42), (43), (44) e (51), podendo ser representada como:

$$\frac{dI}{dt} = \left(\frac{T_e}{100} \right) \left(\frac{\bar{v}}{c} \right) U^2 S_1 \quad (\text{kA/ms. eV, V}) \quad (106)$$

onde

$$S_1 = 1.47 \times 10^3 \alpha^{-2-3(z_i+1)/16} K(z_i) \exp \left[-\frac{1}{4\alpha} - \sqrt{\frac{(z_i+1)}{\alpha}} \right] \quad (107)$$

Esta forte dependência de S_1 com $\alpha = E/E_D$ é mostrada na figura 5.3, observando-se também, uma substancial dependência com a carga efetiva dos íons z_i .

Para valores do parâmetro α entre 0,04 a 0,07 uma taxa de produção $S_1 > 1$ kA/ms pode ser alcançada para temperaturas de elétrons acima de 20eV e 40eV, o que indica que no TBR-1, nos instantes finais da descarga, a corrente de plasma é quase toda formada de elétrons fugitivos.

Figura 5.3 Dependência da taxa da corrente de elétrons fugitivos com o parâmetro $\alpha=E/E_d$.

A densidade de partículas na região central da corrente de plasma, observada nas descargas do TBR-1, atinge seu valor máximo ($\sim 7,5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$) durante a fase de crescimento da corrente de plasma, entre os instantes 1,0 a 1,5 ms da descarga. A partir destes instantes, a densidade decai exponencialmente, atingindo o valor de $\sim 1,0 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ em torno dos instantes 3,5 a 4,0 ms, como mostrado na figura 4.59. Neste instante observa-se o início da emissão de raios-X duros, indicando o início da fase dos elétrons fugitivos no tokamak. O valor da corrente de plasma, durante esta fase, é da ordem de 11 kA, formada basicamente devido ao feixe dos elétrons super térmicos ($I' \approx I_p$).

Este regime de operação do tokamak é caracterizado para valores altos do parâmetro de Shafranov Λ ($\Lambda = \beta_p + I_i / 2 - 1$). Este parâmetro é calculado a partir do valor do campo magnético vertical, bem como através das medidas do deslocamento do plasma. A diferença obtida entre os valores calculados de Λ pode ser entendida através

do deslocamento da órbita dos elétrons fugitivos. Para explicar esse regime o valor da temperatura de elétrons deve estar entre 20 a 40 eV, que é muito menor se comparada com a temperatura calculada a partir da fórmula da resistividade de Spitzer.

É interessante notar que apesar da taxa de formação da corrente de elétrons fugitivos possuir uma forte dependência com os parâmetros do plasma tais como a temperatura, densidade, tensão de enlace e impurezas, a experiência se mostrou dentro de um cenário comportado, como pode ser visto na figura 4.59.

CONCLUSÕES E DESENVOLVIMENTOS FUTUROS

A seguir são apresentadas as principais conclusões do presente trabalho, bem como algumas das possíveis linhas de pesquisa para a sua continuidade.

O estudo da região de operação realizado no tokamak TBR-1 permitiu determinar o limite máximo de densidade eletrônica do plasma antes que ocorra uma instabilidade de ruptura maior. Este limite, mostrado no diagrama de Hugill para o TBR-1, segue da lei de escala de Greenwall que relaciona a densidade eletrônica média com a corrente de plasma em uma seção transversal. Entretanto, a lei de escala é válida somente nos primeiros 3 ms da corrente de plasma, pois a partir deste instante a densidade eletrônica é da ordem 10^{18} m^{-3} e a corrente de elétrons fugitivos torna-se considerável.

Dentre as perturbações aplicadas na região periférica da coluna de plasma, a polarização elétrica negativa foi a que mais teve influências sobre os perfis temporais do plasma, destacando-se as alterações sobre as flutuações magnéticas. As análises espectrais realizadas sobre as oscilações de Mirnov mostraram que existe uma forte tendência na concentração dos modos MHD em $m=1$ e 3, quando aplicadas as polarizações elétricas negativas na periferia do plasma. Além disso, a decomposição dos modos MHD no espectro de frequências mostrou que ocorre um deslocamento para frequências mais baixas ($\sim 50 \text{ KHz}$). Por outro lado, foi observado que a atuação desses campos não altera as condições de aquecimento do plasma, e ainda, retarda em 1 ms a formação de elétrons fugitivos. Ao contrário, com a aplicação de uma polarização elétrica positiva, as condições de aquecimento do plasma pioram, ocasionando um aumento na resistividade do plasma e antecipando a formação de elétrons fugitivos, cerca de 0,5 a 1,0 ms se comparadas com pulsos sem aplicações da polarização elétrica radial.

Quando aplicadas ambas as perturbações, elétrica radial e magnética helicoidal, verificaram-se as mesmas influências nos parâmetros do plasma com as obtidas somente

com a polarização elétrica radial. Entretanto, no instante da aplicação da corrente I_h nas EHR foi observado um aumento na resistividade do plasma, com e sem a aplicação simultânea do campo elétrico radial.

O estudo realizado sobre a produção de elétrons fugitivos no tokamak TBR-1 mostrou que a corrente de plasma, na fase final da descarga, é substancialmente formada por elétrons fugitivos, cuja taxa de produção dos mesmos é maior que 1kA/ms. O parâmetro de Shafranov Λ foi calculado a partir do valor do campo magnético vertical, bem como através das medidas do deslocamento do plasma. A diferença obtida entre os valores calculados de Λ pode ser entendida através do deslocamento da órbita dos elétrons fugitivos.

Este foi o último trabalho experimental realizado no tokamak brasileiro TBR-1 antes de ser desativado em janeiro de 1998, de modo que a continuidade deste trabalho só poderá ser realizada no novo tokamak TCA-BR do Laboratório de Física de Plasmas do Instituto de Física da USP.

A experiência da polarização elétrica radial através de um eletrodo poderá ser realizada no tokamak TCA-BR, de modo a verificar se a influência desse campo sobre as oscilações de Mirnov são semelhantes aos resultados obtidos no TBR-1. Além disso, poderia, também, ser realizado um estudo das influências da polarização elétrica radial com as ondas de Alfvén, que nunca foi obtida antes.

Os sistemas de diagnósticos que compõe o TCA-BR permitirão determinar parâmetros relevantes no estudo dos modos de confinamento, seja devido a influência do campo elétrico radial produzido por um eletrodo polarizado e/ou seja com a aplicação de ondas eletromagnéticas de Alfvén.

Contudo, a região de operação do tokamak TCA-BR será na região de "plateau" da corrente de plasma, com densidades de partículas maiores, cerca de 1 ordem de grandeza, comparadas com as densidades medidas no TBR-1. Estas medidas serão feitas utilizando um interferômetro de micro ondas de 7 canais independentes, operando com frequências em torno de 150 Ghz. Outro diagnóstico fundamental a ser utilizado é o espectrômetro óptico com um detector CCD, que permitirá obter a evolução temporal da temperatura iônica e, ainda, a sua distribuição espacial. Além destes, serão utilizados os diagnósticos de H_α , Analisador de partículas neutras, bobinas de Mirnov, Bolômetro, espalhamento Thomson, sondas eletrostáticas, tomografia de raios-X moles, detector de raios-X duros e um ECE. Deste modo, poder-se-á ter uma estatística melhor (ou maior)

na análise de dados, adquiridos no mesmo pulso, que será fundamental importância no estudo de um modelo físico para explicar as influências produzidas por um campo elétrico radial.

Referências Bibliográficas

- [Al-39] H. Alfvén, Phys. Rev. 55 (1939) 425.
- [Al-89] A. N.Fagundes, Publicação IFUSP/P-794 – Julho/1989.
- [Ar-91] Araújo, M.S.T., “Construção e Calibração de Sondas Magnéticas Poloidais e Toroidais no TBR-1, Publicação Interna, IFUSP/P-953, Novembro –1991.
- [Ar-97] Araújo, M.S.T., Tese de Doutorado apresentado no IFUSP (1997).
- [As-92] Askinazi, L.G., Golant, S. V. Lebedev., Nuclear Fusion, V32 No.2 (1992).
- [Ba-78] Bateman, G., MHD Instabilities, The MIT Press, London, England, 1978.
- [Br-91] Braams, B.J., Plasma Phys. Control. Fusion 33 (1991) 715.
- [Bo-87] David L. Book, “NRL Plasma Formulary” (1987).
- [Bo-81] Bosco, E.D., Dissertação de Mestrado apresentada no IFUSP (1981).
- [Ca-85] Caldas, I.L., e Vannucci, A., Equilíbrio e Estabilidade do Plasma em Tokamaks, Publicação Interna IFUSP /P-523, São Paulo, 1985.
- [Ca-95] Caldas I.L. e outros, Magnetic Field Line Mappings for a Tokamak With Ergodic Limiters, Publicação Interna IFUSP/P-1195, São Paulo, 1995.
- [Ca-96] Castro, R.M., Tese de Doutorado Apresentada no IFUSP (1996).
- [Ca-96a] Castro, R.M. e outros, “Temperature Fluctuations and Plasma Edge Turbulence in the Brazilian Tokamak TBR-1”. Physics Plasma, 3, 971, (1996).

- [Ch-74] Chen, F.F., Introduction to Plasma Physics, Plenum Press, NY, 1974.
- [Ch-92] Chamaa, I. E., Dissertação de Mestrado apresentada no IFUSP (1992).
- [El-96] Elisondo, J.I., Tese de Doutorado apresentada no IFUSP (1996).
- [Fu-91] T. Fujita, Y. Fuke, Z. Yoshida, N.I. Inoue, T. Tanihara, K. Mori, M. Fukao, Y., Tomito, A. Mohri, "High-Current Runaway Electron Beam in a Tokamak Plasma", Journal Phys. Soc. Japan, Vol. 60 (1991) pp. 1237-1246.
- [Gr-88] Greenwald, M., et. al, Nuclear Fusion, Vol.28, No. 12 (1988)
- [Ia-91] IAEA; World Survey of Activities in Controlled Fusion Research. Nuclear Fusion, Special Supplement, part B, 186, 1991.
- [Je-92] JET Team; Fusion Energy Production from Deuterium-Tritium Plasma in the JET Tokamak, Nuclear Fusion 32, 187, 1992.
- [Ji-91] Ji, H. e outros, "Probe Measurements in the REPUTE-1 Reversed Field Pinch, Ver.Sci. Instrum". 62, 2326, (1991).
- [Kn-79] H.Knoepfel and D.A.Spong, "Runaway Electrons in Toroidal Discharges". Nuclear Fusion, Vol19, No. 6 (1979).
- [Kö-92] Köppendörfer, W., Andelfinger, C., Ballico, M., Becker, W., Beher, K., Bessenrodt-Weberpals, M., Bosch, H.-S., Braun, F., Büchl, K., et al. "Results of the first operational phase of ASDEX Upgrade". 14th International Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion Research, Würzburg, IAEA-CN-56 / A-2-3 (1992).
- [Kr-64] Kruskal, M., Bernstein, I.B., "Runaway Electrons in na Ideal Lorentz Plasma". Phys. Fluids 7, (1964), 407.
- [Ku-73] Kulsrud, R.M., et al. "Runaway Electron in a Plasma" Phy. Rev. Lett. 31 (1973) 690

- [Ku-98a] Yu.K. Kuznetsov, I.C. Nascimento, R.M.O. Galvão, De Sá W.P. "Simplified Methods of Magnetic Diagnostics in a Tokamak". A ser publicada na Nuclear Fusion, 1998
- [Ku-98b] Yu.K.Kuznetsov, I.C. Nascimento, R.M.O.Galvão, I. El-Chamaa-Neto. "Runaway Beam Regime in Small Tokamak TBR-1". A ser publicada na Nuclear Fusion (1998).
- [Le-95] F.M.Levinton, et al. "Improved Confinement with Reversed Magnetic Shear in TFTR". Phys.Rev.Let. V75, n°.24, p.4417, (1995).
- [Ma-89] Maisonnier,C. and Toschi, R., "Overview of the European Fusion Program". Fusion Engineering and Design". V8, North Holand , Amsterdam, (1989).
- [Ma-93] Programa comercial de processamento de dados – Versão 4.0 – 1993.
- [Mc-79] McCracken,G.M. and Stott,P.E., Nuclear Fusion 19(7),889 (1979).
- [Mc-89] McCrory, Jr.,R.L. Energy Supply and Demand in the Twenty-first Century". Journal of Fusion Energy". V8, n. ½, (1989).
- [Me-93] Mendes, A.P., Dissertação de Mestrado apresentada no IFUSP (1993).
- [Mu-76] Murakami,M., Callen,J.D., Berry, L.A., Nuclear Fusion 16 (1976) 347.
- [Na-77] Nascimento, I.C., Galvão, R.M.O., Fagundes, A. N., Vuolo, J.H. e Drozak, R.M.P. "Projeto TBR". Publicação Interna IFUSP (1977).
- [Ri-81] Richard Bruha e Nascimento I.C. Publicação interna do Laboratório de Física de Plasmas – IFUSP- 1981.
- [Si-89] da Silva, R. Tese de Doutorado apresentada no IFUSP (1989).

[Ta-86] Tan, I.H., "Mirnov Oscillations in a Small Tokamak" IEEE Tra. Plas. Sci., PS-14, 279, 1986.

[Ta-92] Taylor, R.J., Technical Committee Meeting on Tokamak Plasma Biasing, Verennes, September (1992).

[Te-81] Teller, Edward. "Fusion" Vol.1, (Magnetic Confinement – Part A), pag149. Ed. By Edward Teller – Academic Press – (1981).

[Ue-85] Ueta, Antonio Yukio. Dissertação de Mestrado apresentada no IFUSP- (1985)

[Va-47] Van H.C de Hulst and Reesinck J.J.M, Astrophys. 106, 121 (1947).

[Va-92] Van Nieuwenhove, R. Van Oost, G., Weynants, R.R., et al., IAEA Technical Committee Meeting on Tokamak Plasma Biasing, Verennes, September 1992.

[Vi-92] Viana, R.L., Caldas, I.L., Peripheral Stochasticity in Tokamaks. The Martin-Taylor Model Revisited, Zeits. Naturforsch 47a, 941, 1992.

[Wa-82] Wagner F., Becker G., Behringer K. et al. Phys Ver Lett. 49, 1408 (1982).

[Wa-97] Wagner F., Topics in toroidal confinement, Plasma Phys. Control. Fusion 39 (1997) A23-A50

[We-78] Wesson, J.A, Hydromagnetic Stability of Tokamaks., Nuclear Fusion, 18, 87, 1978.

[We-81] Wesson, J.A, MHD Stability Theory., Plas. Phys. And Nucl. Phys. Res., Academic Press, 1981.

[Xi-92] Xiao C., Zhang W., Conway G.D., Mitary O., Skarsgard H.M., Zhang L., Hirose A., Fourteenth International Conference on Plasma Physics and Nuclear Fusion Research, Wurzburg, Germany, October (1992) IAEA-CN-56/A-7-3.

[Za-86] Zakharov, L.E., Shafranov, V.D. - Rev. Plasma Phys. - Ed. M.A. Leontovich, Consultants Bureau, New York, Vol. 11 (1986) 281.

[Zo-95] Zohm, H., "Dynamic Behaviour of the High Confinement Mode of Fusion Plasmas", Max-Planck-Institut Für Plasmaphysik, Ipp 1/256 - May 1995.