Universidade de São Paulo Instituto de Física

CONSTRUÇÃO E UTILIZAÇÃO DE UM LIMITADOR ERGÓDICO MAGNÉTICO NO TOKAMAK TCABR

ERICH ARTURO SAETTONE OLSCHIEWSKI

Orientador: Prof. Dr. Álvaro Vannucci

*Tese apresentada ao Instituto
de Física da Universidade de
São Paulo para obtenção do
título de Doutor em Ciências*

Membros da Banca Examinadora:

Prof. Dr. Álvaro Vannucci (IFUSP)

Prof. Dr. Iberê Luiz Caldas (IFUSP)

Prof. Dr. Edson Del Bosco (INPE)

Prof. Dr. Munemasa Machida (UNICAMP)

Prof. Dr. Ricardo Luiz Viana (UEL)

**SÃO PAULO
2004**

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

Saettone Olschewski, Erich Arturo

Construção e Utilização de um Limitador Ergódico Magnético no Tokamak TCABR.
São Paulo, 2004.

Tese (Doutoramento) - Universidade de São Paulo
Instituto de Física – Depto. De Física Aplicada

Orientador: Prof. Dr. Álvaro Vannucci
Área de Concentração: Física

Unitermos:

1. Física de Plasmas;
2. Fusão Nuclear – Tokamak;
3. Magnetohidrodinâmica – teoria;
4. Magnetohidrodinâmica – instabilidades

USP/IF/SBI-043/2004

*À minha filha María Alejandra, à minha
esposa Ana Cecilia, aos meus pais Ana
María e Arturo e à minha irmã Hilda.*

Agradecimentos

Agradeço ao Prof. Álvaro Vannucci pela orientação deste trabalho, como também pela amizade, apoio e incentivo dado durante todos estes anos.

Aos professores do Laboratório de Física de Plasmas Ivan Nascimento, Ricardo Galvão, Iberê Caldas, Artour Elfimov, Aluísio Fagundes, Yuri Kuztensov, Leonid Ruchko, Ruy Pepe da Silva e Vladimir Tsypin, que fazem parte da equipe de, pelas discussões e colaborações que recebi para a execução deste trabalho.

Ao Ablício dos Reis, Edson Sanada, Eleonora Loduca, Ivan Cardoso, Juan Elizondo, Nélio Nunes, Nelson Cuevas, Rogério Capucci e Wanderley de Sá, que fazem parte da equipe de técnicos do nosso laboratório, pela amizade e ajuda no desenvolvimento deste trabalho.

Aos colegas da Física de Plasmas André Ferreira, Antônio Fonseca, Bruno Amado, Carlos Mariz, Carlos Pires, Edson Ozono, Elton da Silva, Ernesto Lerche, Helder Severo, José da Matta, Kênia de Oliveira, Luiz Blanes, Mauro Araújo, Omar Usuriaga, René Medrano e Valdemar Bellintani pelas discussões relacionadas ao trabalho e pela amizade desenvolvida.

Às secretárias do Departamento de Física Aplicada, Lia e Inés, e aos funcionários das várias oficinas mecânicas do Instituto de Física, pela colaboração recebida.

À FAPESP pela apoio financeiro.

Resumo

Um novo sistema de bobinas de Mirnov (SCBM), composto de 24 bobinas magnéticas (assim como toda a eletrônica associada ao tratamento dos sinais), foi construído, instalado e colocado em operação para o estudo das instabilidades MHD no plasma do tokamak TCABR. Deste conjunto de bobinas, 22 delas foram instaladas ao redor de uma seção poloidal e, as outras duas, em diferentes posições toroidais, todas no interior da câmara de vácuo do TCABR. O posicionamento assimétrico destas, na direção poloidal, foi feito de forma a corrigir os efeitos produzidos pela toroidicidade do tokamak.

Além disso, para a análise dos modos MHD presentes ao longo das descargas de plasma, é proposto um modelo físico simplificado que tem em conta, basicamente, o efeito da superposição de ondas em todas as bobinas magnéticas do sistema. A partir da modulação, das amplitudes e da defasagem angular obtida entre os sinais experimentais do SCBM, são realizadas simulações para se determinar a intensidade dos modos e a composição do espectro MHD nas descargas de plasma do TCABR.

Também, foi construído e instalado no interior da câmara de vácuo do tokamak TCABR um Limitador Ergódico Magnético (LEM), para investigar o efeito da atuação de campos magnéticos perturbativos no plasma. A geometria utilizada para o posicionamento dos segmentos condutores, foi escolhida de forma que as perturbações magnéticas geradas pelo LEM atuem, principalmente, na região ao redor da superfície magnética $q = 3$. De fato, realizando-se medidas do campo magnético radial gerado pelo LEM, para se investigar a dependência dos campos de perturbação produzidos em função das coordenadas r , θ e ϕ do tokamak, foi obtido que o modo $m = 3$ é dominante representando 53% do espectro MHD.

As espiras do LEM foram construídas para serem alimentadas com correntes de até 3 kA, durante um intervalo de tempo de ~ 50 ms, utilizando-se uma fonte de potência que também foi construída para este trabalho. Esta fonte é composta, basicamente, de um banco de 220 capacitores eletrolíticos ($C = 0,63$ F), todos ligados em paralelo, e de 5 indutores (4 deles com $L = 2,5$ mH e um com $L = 4$ mH).

Os efeitos produzidos pela atuação do LEM no plasma, parte principal deste trabalho, foram investigados utilizando-se os vários diagnósticos disponíveis no TCABR, como são, o interferômetro de micro-ondas, a espectroscopia ótica, a bolometria, o sistema de bobinas de Mirnov, a sonda eletrostática e os detetores de emissão ECE, de H_{α} , de raios-X de baixas energias, etc.

Como resultado desta investigação foram observadas, entre outras coisas, mudanças no comportamento magnetohidrodinâmico do plasma, que resultaram em uma atenuação ou crescimento da atividade MHD, como pode ser constatado através das oscilações de Mirnov. De forma geral, para correntes acima de 1,5 kA nas espiras do LEM, foram observadas ocorrências de disrupturas maiores em $\sim 46\%$ das descargas de plasma. Na maioria destes casos, foi observado um aumento significativo da densidade eletrônica (até valores próximos do “limite de alta densidade” do TCABR) quanto se constata um forte crescimento do modo $m = 2$ (com até $\sim 64\%$ do espectro MHD), indicando ser este modo o principal responsável pela ocorrência destas instabilidades. É importante mencionar que em alguns casos, também foram observadas a ocorrência de instabilidades “dentes-de-serra” nos sinais dos detetores de emissão de raios-X moles, quando se aplicava uma corrente relativamente alta no LEM.

Em alguns casos escolhidos para análise, o valor do parâmetro de superposição entre as ilhas magnéticas $m = 2$ e $m = 3$, mostraram um aumento gradual (desde valores $S_{2-3} \sim 0,5$) ao se aproximar o instante de ocorrência da disruptura maior, quando se atingem valores de $S_{2-3} \sim 1,2$. Em vários destes casos, também foram observadas ocorrências de disrupturas menores que precedem as maiores. Ainda nesta situação, foi observado que os modos $m = 2$ e $m = 3$ são os mais intensos no plasma, com intensidades semelhantes ($\sim 40\%$ e $\sim 35\%$, respectivamente). Nestas descargas, foi constatado que o valor do parâmetro de superposição entre ilhas também aumenta significativamente, alcançando valores em torno de $S_{2-3} \sim 1,1$ instantes antes da disruptura menor acontecer.

Finalmente, também foi observado um aumento significativo da emissão de raios-X moles e da potência total irradiada pelo plasma, mesmo depois destes sinais serem corrigidos em relação ao aumento da densidade eletrônica, o que indica um possível aumento da temperatura do plasma e/ou mudança de seu perfil radial. Estas foram também as indicações obtidas das medidas de emissão de radiação eletro-ciclotrônica.

Abstract

A new Mirnov coil system (SCBM) with 24 magnetic probes (and the corresponding electronics) was constructed, installed and put in operation for the TCABR, to investigate the MHD plasma instabilities. The coils were installed inside the tokamak vacuum vessel and 22 of them were distributed around one poloidal cross section while, two others, were installed at two different toroidal positions. One important feature of the SCBM system is that the poloidal coils were not equally spaced but were asymmetrically positioned to correct the effects due to the toroidal geometry of the tokamak.

The analysis of the MHD modes along the plasma discharges was carried out, in this work, using a simple model which, basically, takes into account the effects of wave interference over the Mirnov coil signals. Considering the amplitude modulation and the angular phase difference related to the measured signals, simulations were carried out to determine the intensity of the MHD spectrum during a plasma discharges.

Furthermore, an Ergodic Magnetic Limiter (LEM) was also constructed and installed inside the vacuum vessel of the TCABR tokamak, to investigate the effects caused by the corresponding perturbed magnetic fields to the confined plasma. The construction of the LEM's conducting segments was also carried out taking into consideration the tokamak toroidal geometry, in such a way that the created magnetic perturbations act, mainly, within the $q = 3$ magnetic surface. Measurements of the radial magnetic field created by the LEM were carried out to investigate the perturbation dependence with the r , θ and ϕ coordinates. The results obtained showed that the $m = 3$ is indeed the dominant mode, with 53% of the MHD spectrum.

The LEM cooper conductors were constructed so they could stand electric currents up to 3 kA, during ~ 50 ms. The corresponding power supply was constructed, basically, using 220 electrolytic capacitors ($C = 0.63$ F), all of them connected in parallel, and 5 inductors (4 of them with $L = 2.5$ mH and one with $L = 4.0$ mH).

The investigation of the effects caused by the LEM on the plasma, which is the main objective of this work, was carried out using the diagnostics available in the

TCABR, as the microwave interferometry, spectroscopy, bolometry, Mirnov probes, electron–cyclotron emission, H_{α} , soft X–ray detectors, etc.

The MHD activity detected by the magnetic coil, for example, under the influence of the LEM’s current, was observed to be either excited or attenuated, depending on the plasma discharge parameters. Also, major disruptions were observed to occur in $\sim 46\%$ of the plasma discharges when the LEM system is operated with electric currents above 1.5 kA. In most cases, it was observed a significant increase of the plasma particle density (reaching the “high density limit” of the TCABR), together with a very strong increase of the $m = 2$ MHD mode (with $\sim 64\%$ of the MHD spectrum), indicating that this mode can be considered the main responsible for triggering these instabilities. It is also important to mention that, in some discharges, “sawtooth oscillations” were observed on the soft X–ray signals, when high electric currents were applied to the LEM system.

Furthermore, the value of the superposition parameter S , between the $m = 2$ and $m = 3$ magnetic islands, calculated for same disruptive pulses, showed a gradual increase, from $S_{2-3} \sim 0.5$ to $S_{2-3} \sim 1.2$, when the major disruption is up to occur. For several plasma discharges analysed, the major disruptions were observed to be preceded by minor disruptions. The triggering mechanism related to the occurrence of minor disruptions in TCABR was observed to be related, once again, with the increasing amplitude of the $m = 2$ and $m = 3$ precursor modes, with $\sim 40\%$ and $\sim 35\%$ of the MHD spectrum, respectively. The superposition parameter calculated just before the minor disruption, for some of the discharges analysed, yielded $S_{2-3} \sim 1.1$.

Finally, during the activation of the LEM current, a significant increase of the soft X–ray emission and the total power radiation. The electron density increase, typically observed during the LEM application, could not be accounted for this increase, indicating a possible increase of the plasma temperature and/or a change of radial profile. Similar indication was obtained from the electron–cyclotron emission measurements.

Índice

<u>CAPÍTULO I: INTRODUÇÃO</u>	1
<u>CAPÍTULO II: MODELO MAGNETOHIDRODINÂMICO</u>	
<u>EM PLASMAS DE TOKAMAKS</u>	9
II.1 O PLASMA E SUAS PROPRIEDADES	9
II.2 MODELO MHD	11
II.3 ESTABILIDADE MHD	13
III.3.1 Linearização das equações MHD	14
III.3.2 Princípio da energia	15
II.4 PLASMAS EM TOKAMAKS	16
II.4.1 Aproximação “tokamak padrão”	17
II.4.2 Sistema de coordenadas toroidais	18
II.5 EQUILÍBRIO MHD EM TOKAMAKS	21
II.5.1 Equação de Grad–Shafranov	21
II.5.2 O fator de segurança do tokamak	23
II.5.3 O parâmetro β	24
II.5.4 O parâmetro de Shafranov	25
II.5.5 O campo magnético vertical	25
II.6 INSTABILIDADES MHD EM TOKAMAKS	26
II.6.1 Instabilidade ideal de dobra	27
II.6.2 Instabilidade resistiva de ruptura	28
II.6.3 Oscilações “dentes–de–serra”	32
II.6.4 Oscilações de Mirnov	33
II.6.5 Instabilidade de disruptura	34
<u>CAPÍTULO III: ERGODIZAÇÃO DO PLASMA EM TOKAMAKS</u>	37
III.1 INTRODUÇÃO	37
III.1.1 O “scrape–off layer”	38
III.1.2 A interação “plasma–parede”	39
III.1.3 Ergodicidade intrínseca	40

III.1.4 Critério de superposição	41
III.2 RESULTADOS EXPERIMENTAIS	42
III.2.1 Formação da camada ergódica	43
III.2.2 Efeito nos perfis de T_e e n_e	43
III.2.3 Efeito na densidade de impurezas	46
III.2.4 Efeito no confinamento de partículas	48
III.2.5 Efeito no potencial elétrico	49
<u>CAPÍTULO IV: DESCRIÇÃO EXPERIMENTAL</u>	51
IV.1 O TOKAMAK TCABR	51
IV.1.1 Partes do tokamak	53
IV.2 PRINCIPAIS DIAGNÓSTICOS DO TCABR	55
IV.2.1 Tensão de enlace e bobinas de Rogowski	55
IV.2.2 Interferômetro de micro-ondas	56
IV.2.3 Espectrômetro ótico	58
IV.2.4 Detector de emissão eletro-ciclotrônica	59
IV.2.5 Bolômetro	60
IV.2.6 Detectores de emissão H_α	61
IV.2.7 Sonda de Langmuir	63
IV.2.8 Detectores de emissão de raios-X moles	64
IV.3 SISTEMA DE ADQUISIÇÃO DOS DADOS (TCAqs)	65
<u>CAPÍTULO V: SISTEMA CIRCULAR DE BOBINAS DE MIRNOV</u>	67
V.1 INTRODUÇÃO	67
V.2 CONSTRUÇÃO DO SCBM	68
V.2.1 Construção das bobinas de Mirnov	69
V.2.2 Fixação das bobinas e transmissão dos sinais	70
V.3 GEOMETRIA DO SCBM	71
V.3.1 Cálculo do parâmetro λ	72
V.3.2 Localização das bobinas de Mirnov	73
V.4 TRATAMENTO ELETRÔNICO DOS SINAIS	74
V.4.1 Filtros e amplificadores eletrônicos	75
V.4.2 Cabos para a transmissão dos sinais	77
V.4.3 Fonte de alimentação dos amplificadores operacionais	78
<u>CAPÍTULO VI: INTERPRETAÇÃO DOS SINAIS DO SCBM</u>	79
VI.1 INTRODUÇÃO	79

VI.2 MODELO FÍSICO	80
VI.3 SIMULAÇÃO DOS SINAIS EXPERIMENTAIS	83
VI.3.1 Simulação de um modo MHD puro	83
VI.3.2 Simulação da mistura de dois modos MHD	86
VI.3.3 Simulação da mistura de três modos MHD	88
VI.4 ANÁLISE DE FOURIER	92
<u>CAPÍTULO VII: O LIMITADOR ERGÓDICO MAGNÉTICO</u>	93
VII.1 INTRODUÇÃO	93
VII.2 PARTES DO LEM	94
VII.2.1 Isolamento elétrico	94
VII.2.2 Segmentos condutores	95
VII.2.3 Estruturas de suporte e fixação	98
VII.3 CARACTERIZAÇÃO E TESTES	98
VII.3.1 Medida da indutância	99
VII.3.2 Medida da resistência elétrica	100
VII.3.3 Cálculo das forças eletromagnéticas	101
VII.3.4 Cálculo do aumento da temperatura	102
VII.3.5 Teste de vazamento	102
VII.4 MONTAGEM E INSTALAÇÃO	103
<u>CAPÍTULO VIII: O CAMPO MAGNÉTICO DE PERTURBAÇÃO GERADO PELO LEM</u>	105
VIII.1 ARRANJO EXPERIMENTAL	105
VIII.2 CONFIGURAÇÃO DO CAMPO MAGNÉTICO	106
VIII.2.1 Medidas de B_r em função de θ	107
VIII.2.2 Medidas de B_r em função de r	107
VIII.2.3 Medidas de B_r em função de ϕ	108
VIII.3 ESPECTRO MHD DAS PERTURBAÇÕES	108
VIII.4 COMPARAÇÃO COM MODELO TEÓRICO	109
<u>CAPÍTULO IX: INFLUÊNCIAS DO LEM NO PLASMA DO TCABR</u>	111
IX.1 MÉTODO PARA A ANÁLISE DOS MODOS	111
IX.2 INFLUÊNCIA NA ATIVIDADE MHD	116
IX.2.1 Atenuação da atividade MHD	116
IX.2.1 Crescimento da atividade MHD	124
IX.2.3 Ocorrência de disrupturas	128

IX. INFLUÊNCIA NA TEMPERATURA ELETRÔNICA DO PLASMA	134
<u>CAPÍTULO X: RESULTADOS E CONCLUSÕES</u>	141
<u>APÊNDICE A: CÁLCULO DA LARGURA DAS ILHAS MAGNÉTICAS</u>	147
<u>APÊNDICE B: CALIBRAÇÃO DAS BOBINAS DE MIRNOV</u>	151
B.1 CÁLCULO DA ÁREA EFETIVA	151
B.2 ARRANJO EXPERIMENTAL	153
B.3 RESULTADOS DA CALIBRAÇÃO	154
<u>APÊNDICE C: SIMULAÇÕES DOS SINAIS DO SCBM DO TCABR</u>	155
C.1 SIMULAÇÃO DE DOIS MODOS MHD	155
C.2 SIMULAÇÃO DE TRÊS MODOS MHD	159
C.3 SIMULAÇÃO DE QUATRO MODOS MHD	161
C.4 ANÁLISE DE ALGUNS CASOS	163
<u>APÊNDICE D: FONTE DE ALIMENTAÇÃO DO LEM</u>	165
D.1 PARTES DA FONTE	165
D.1.1 Fonte de carga	165
D.1.2 Módulos LC	166
D.1.3 Circuito disparador	167
D.1.4 Tiristor	167
D.1.5 Circuito de segurança	168
D.1.6 Circuito para aquisição	169
D.2 FORMA DO PULSO DE CORRENTE	169
<u>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS</u>	171

Capítulo I

Introdução

As mudanças climáticas globais causadas pelo homem no nosso planeta vêm acontecendo com mais frequência e intensidade nos últimos anos, com consequências que serão irreversíveis se não tomarmos as medidas necessárias a curto prazo. Reconhecendo este grave problema, a *Organização Meteorológica Mundial* (WMO) e o *Programa de Meio Ambiente das Nações Unidas* (UNEP), criaram, em 1998, a Equipe Inter-governamental das Mudanças Climáticas (IPCC), cuja principal atividade é a de fornecer, em intervalos regulares de tempo, informações e estudos sobre o estado e o conhecimento das mudanças climáticas no nosso planeta.

Entre as principais causas destas mudanças, o aquecimento global é apontado como um dos principais responsáveis pela gradual extinção de animais e plantas, como também, das geleiras que são as principais fontes de água doce da maior parte dos rios e lagos do planeta. Além destas, outras consequências podem ser mencionadas, como o gradual aumento dos níveis dos oceanos, dos invernos mais frios e os verões mais quentes, enchentes e secas; em fim, o aquecimento global pode vir a ser o responsável pela extinção da vida no nosso planeta. Na Figura I.1, mostra-se o aumento global da temperatura do planeta nos últimos 140 anos^[1].

O aquecimento global do planeta é produzido, basicamente, pelo “efeito estufa”, que é uma consequência da emissão indiscriminada de gases no ar, principalmente de CO₂, produzido pela combustão de recursos naturais, como são, o petróleo e derivados, carvão e gás natural, principalmente. Apesar que estes recursos se esgotarão em algumas décadas, o uso indiscriminado destes a curto prazo pode ser suficiente para produzir mudanças prejudiciais irreversíveis na vida no planeta.

Infelizmente, as estatísticas apresentadas pelo IPCC não são nada esperançosas, pois as mudanças climáticas, mesmo se a emissão de CO₂ fosse reduzida durante o período de um século a partir de hoje (o que, estima-se, custaria alguns milhares de trilhões de dólares para que isto fosse conseguido), os efeitos negativos dos gases que já

foram até o momento emitidos, continuarão aumentando durante mais alguns séculos, até se estabilizarem^[1] (Figura I.2).

Figura I.1: Variações da temperatura global da Terra nos últimos 140 anos, comparado à média entre os anos 1961 e 1990^[1].

Figura I.2: Tempos projetados para a estabilização dos níveis de CO₂ (curva 2), a da temperatura global (curva 3) e a dos níveis dos oceanos (curva 4), se a emissão de CO₂ no ar acompanhasse a curva 1^[1].

Outro problema são as perdas econômicas causadas por eventos climáticos extremos ocorridos desde 1950 que, como mostrado na Figura I.3, são cada vez mais frequentes e custosas^[1].

Por causa destes problemas ambientais, é necessário buscar fontes de energia alternativas viáveis para evitar danos ao meio ambiente e preservar a vida no nosso planeta. Entre estas, têm-se a energia solar, a energia eólica, a fissão nuclear e a **fusão nuclear controlada**. Destas quatro, somente a fissão nuclear ainda apresenta riscos ao meio ambiente ao referirmos à estocagem dos produtos de fissão, que apresentam uma vida média de 10^6 anos, como também problemas de segurança radiológica, entre outros.

Figura I.3: Número de eventos climáticos extremos (entre setas) e perdas econômicas, desde 1950. A região sombreada (cor cinza) representa o valor médio das perdas por década^[1].

No entanto, o consumo de energia da população mundial vem crescendo de forma exponencial, especialmente nas últimas décadas^[2], portanto, também deve-se observar qual seria a forma de obtenção de energia que, no futuro, consiga atender esta enorme demanda. Estima-se que a energia solar e eólica juntas, poderiam suprir somente um terço das necessidades mundiais de energia. Já a fissão nuclear tem um potencial energético 85 vezes maior que as reservas ainda existentes de petróleo no planeta. No entanto, o potencial energético da fusão nuclear controlada é de 10^7 vezes maior que o da fissão!.

A obtenção de energia usando-se a fusão nuclear controlada apresenta os seguintes aspectos: (i) incrível potencial energético, (ii) combustível praticamente ilimitado, barato e geograficamente bem distribuído (utiliza-se uma mistura equitativa de deutério e trítio, onde o deutério seria retirado por electrólise da água do mar, onde existem 30 g/m^3 , e o trítio seria produzido artificialmente da reação do próprio deutério com o lítio)^[3] e, (iii) impacto ambiental bastante moderado (praticamente não se produzem emissões radiativas intensas, nem são produzidos lixos radiativos perigosos, já que a vida média do trítio é de 12,3 anos)^[2]. Por causa destes aspectos, a fusão nuclear controlada converte-se na única fonte de energia viável no futuro, que atenderia o consumo mundial de energia e preservaria a vida no nosso planeta.

Basicamente, o princípio físico para o funcionamento do futuro reator, são as reações nucleares de fusão dos núcleos deutério-trítio (D-T) e deutério-deutério (D-D)^[3]:

sendo que, na reação D–T, a energia total liberada (17,6 MeV) é distribuída entre os produtos da fusão de forma inversamente proporcional com a massa, quer dizer, o núcleo ${}^4\text{He}$ (partícula alfa) carrega 3,5 MeV (20% do total) e o nêutron 14,1 MeV (80% do total). Além disso, ao se produzir o trítio da reação de nêutrons e lítio^[3],

obtem-se uma energia adicional de 4,8 MeV, de forma que todo o processo fornecerá 22,4 MeV, como mostrado a seguir^[4]:

o que equivale, em várias vezes, a energia que é liberada das reações de fissão do urânio^[2] (Figura I.4).

Figura I.4: Comparação entre as energias liberadas da fusão de núcleos leves e da fissão de núcleos pesados^[2].

Na figura I.5, mostram-se as seções de choque das várias reações de fusão, entre elas, a de D–D e D–T. Observa-se que se atingem os máximos valores em energias muito altas, da ordem de 100 keV, na qual a matéria encontra-se em estado de “plasma” (só para se ter uma ideia, a energia de ionização do hidrogênio é 13,6 eV). Neste estado, a matéria encontra-se ionizada, formando um gás quase neutro onde as partículas que o formam exibem um comportamento coletivo devido à interação simultânea entre elas.

Figura I.5: Seções de choque das principais reações de fusão nuclear em função da energia^[2].

Em resumo, para se obter energia térmica através das reações nucleares de fusão, é necessário criar um plasma de elementos leves, a temperaturas muito altas ($\sim 10^8$ K), confinado o tempo suficiente de forma a gerar mais energia do que a consumida no processo de confinamento. Isto pode ser medido através do “fator de amplificação de potência” (Q), cujo valor é a unidade para o ponto de “*breakeven*”. Nos futuros reatores de fusão nuclear, enquanto o nêutron produzido da reação de fusão deixa imediatamente o plasma, a partícula alfa pode ser aproveitada para aquecê-lo. A reação de fusão D–T será autosustentável, isto é, o plasma atingirá o ponto de ignição, quando a energia transportada pelas partículas alfa (3,5 MeV) permanecer no plasma por um tempo suficiente para que sua temperatura se mantenha no patamar requerido. Os 14,1 MeV restantes, transportados pelos nêutrons, seriam convertidos em calor fora da área de reação, onde se iria produzir vapor de água e gerar eletricidade.

A condição para a fusão nuclear controlada é dada pelo “critério de Lawson”, baseado na razão entre a energia obtida nas reações de fusão e a perda no

confinamento e aquecimento do plasma. Este critério envolve o produto da densidade dos íons (n_i) pelo tempo de confinamento de energia (τ_E) e pela temperatura dos íons (T_i). Assim, tem-se que $n_i \cdot \tau_E \cdot T_i > 10^{20} \text{ s} \cdot \text{m}^{-3}$ para a reação D–T com $T_i > 10^7 \text{ K}$, e $n_i \cdot \tau_E \cdot T_i > 10^{22} \text{ s} \cdot \text{m}^{-3}$ para a reação D–D com $T_i > 10^8 \text{ K}$ ^[5].

Na natureza, este critério é ultrapassado no nosso “grande reator de fusão”, o Sol, onde ocorrem as reações de fusão do hidrogênio, confinado pela grande força gravitacional. Em laboratório, esta condição ainda não foi atingida. Usualmente realizam-se dois tipos de confinamento: o “confinamento inercial”, onde os reagentes são comprimidos a densidades muito altas (usando-se pulsos de laser, por exemplo, durante curtos intervalos de tempo) e o “confinamento magnético”, onde os campos magnéticos confinam o plasma a densidades relativamente baixas durante intervalos mais longos de tempo. As máquinas de confinamento magnético com geometria toroidal, como *stellarators* e *tokamaks*, têm-se mostrado as mais convenientes.

Porém, o tokamak é a máquina que tem mostrado melhores resultados^[2,6]. De fato, descargas de plasma nos tokamaks JT–60U^[7], DIII–D^[8], JET^[9], ASDEX^[10] e TFTR^[11], possibilitaram atingir valores significativos para os parâmetros da fusão, apesar de ainda um pouco distante do ponto de ignição, estimado em $n_i T_i \tau_E \sim 6 \times 10^{21} \text{ m}^{-3} \cdot \text{s} \cdot \text{keV}$ ^[6]. A proximidade da região de ignição obtida experimentalmente, nos tempos atuais, é mostrado na Figura I.6.

Figura I.6: Diagrama dos valores experimentais do produto triplo de alguns dos maiores tokamaks, operando em regime “modo H” (círculos) e “reversed shear” (quadrados). Aqui, “breakeven” equivale a $Q \sim 1$ ^[6].

Apesar do grande avanço obtido nos valores do parâmetro $n_i T_i \tau_E$ nas últimas 3 décadas (de quase 5 ordens de grandeza), ele ainda não foi o suficiente para o

funcionamento de reatores de fusão (Figura I.7). Por este motivo, como resultado da colaboração entre a Federação Russa, a Comunidade Europeia, os Estados Unidos e o Japão, projetou-se o ITER^[12] (*International Thermonuclear Experimental Reactor*), cuja versão final, o ITER–FEAT* (de ~ 6 bilhões de dólares) estaria preparado para alcançar a ignição com $n_i T_i \tau_E \sim 3 \times 10^{21} \text{ m}^{-3} \cdot \text{s} \cdot \text{keV}$, produzindo 410 MW de potência de fusão, com uma corrente de plasma de ~ 15 MA, em um volume de plasma de ~ 837 m³. O início da operação deste reator de fusão foi estimado para o ano 2014.

Na prática, atingir $Q \sim 1$ (*breakeven*) não seria suficiente para que o ITER–FEAT fique atrativo para a geração de eletricidade. O fator Q tem de ser o suficiente para fornecer energia envolvendo processos ineficientes, como a conversão de energia térmica em energia elétrica por meio de um turbogerador (~ 35 % de eficiência) e, os ~ 80 % de eficiência na conversão da energia elétrica fornecida aos sistema de aquecimento do reator, em energia térmica do plasma. Portanto, o ITER–FEAT foi projetado para atingir valores de $Q \sim 10$, enquanto que valores de $Q > 30 - 50$ seriam o desejado para se obter uma eficiência de ~ 25 %, que considera-se muito boa para uma planta de geração de eletricidade.

Figura I.7: Evolução do valor do ponto triplo desde a década de 1960 até o funcionamento do ITER–FEAT, atingindo-se o ponto de ignição^[6].

Por outro lado, ainda existem muitas dificuldades quanto ao confinamento do plasma que envolvem principalmente os processos de difusão de partículas e energia, e a ocorrência de instabilidades, em especial as conhecidas como magnetohidrodinâmicas. Dentre estas, a instabilidade macroscópica de disruptura é a mais perigosa, pois pode

* <http://www.iter.org>

acabar comprometendo o bom funcionamento do reator e, ainda, diminuir o seu tempo de vida útil.

Assim, um dos objetivos principais das atuais investigações em Física de Plasmas para a Fusão Nuclear, gira em torno de minimizar as perdas de partículas e energia, bem como evitar ou, pelo menos minimizar, os efeitos das instabilidades. Por exemplo, tanto as perdas de partículas como as instabilidades podem ser reduzidas por uma modificação do arranjo das superfícies magnéticas na borda da coluna de plasma, pela inserção de campos magnéticos helicoidais perturbativos. Experimentalmente, a utilização de espiras helicoidais ressonantes e limitadores ergódicos magnéticos têm demonstrado que podem modificar a configuração do plasma e as condições de transporte, principalmente, na região periférica do plasma e da *scrape-off layer* (SOL). Estes efeitos podem também ser aproveitados para o controle das instabilidades^[13].

Trabalhos envolvendo esta linha de pesquisa, tanto experimentais quanto teóricas, têm sido realizados no Laboratório de Física de Plasmas do IFUSP, utilizando-se espiras helicoidais ressonantes e limitadores ergódicos magnéticos no tokamak TBR-1, já desativado. Em vista dos resultados promissores obtidos destas pesquisas, considerou-se necessário dar-lhes continuidade, instalando um limitador ergódico magnético no tokamak TCABR, tema que será descrito neste trabalho de Tese.

No Capítulo II é feita uma revisão da teoria magnetohidrodinâmica e sua aplicação para o estudo do equilíbrio e as instabilidades em plasmas de tokamaks. No Capítulo III apresenta-se uma breve revisão dos principais resultados experimentais obtidos com a aplicação de campos magnéticos ergodizantes em plasmas de tokamaks. No Capítulo IV é descrito o tokamak TCABR e seus principais diagnósticos. No Capítulo V é descrito em detalhe o sistema de bobinas de Mirnov do tokamak TCABR, para a medição dos campos magnéticos perturbativos. No Capítulo VI é mostrado um modelo para interpretar os sinais experimentais obtidos do sistema de bobinas. No Capítulo VII é descrita a construção, montagem e instalação do Limitador Ergódico Magnético no tokamak TCABR. No Capítulo VIII são mostrados os resultados da medida do campo magnético radial perturbativo, assim como, o espectro magnetohidrodinâmico que é excitado pelo Limitador no plasma. No Capítulo IX é mostrada a influência do LEM nos sinais experimentais dos vários diagnósticos do TCABR. Finalmente, no Capítulo X são apresentados os resultados e as conclusões do trabalho.

Capítulo II

Modelo Magnetohidrodinâmico em Plasmas de Tokamaks

Neste capítulo pretende-se mostrar, de forma resumida, a teoria que envolve o estudo do plasma em tokamaks, através do uso do modelo magnetohidrodinâmico (MHD) que, apesar de ser um modelo simplificado que considera o plasma como sendo um fluido condutor, permite estudar quantitativamente muitos fenômenos que ocorrem em sistemas muito complexos, como são os tokamaks.

II.1 O PLASMA E SUAS PROPRIEDADES

Quando uma substância sólida ou líquida, por aquecimento, armazena energia suficiente para superar o potencial de ligação, experimenta uma transição de fase na qual as moléculas ou os átomos evaporam-se, passando a ser uma substância em estado gasoso. Se continuarmos a aquecer o gás, são obtidas transições adicionais. Por exemplo, quando a energia térmica de algumas partículas é maior que a energia de ligação molecular, o gás molecular se dissocia, gradualmente, formando um gás atômico. Uma transição mais drástica ocorre quando a temperatura do gás é suficiente para que os elétrons possam superar a energia de ligação atômica, onde o gás converte-se em uma mistura de íons e elétrons. Esta substância ionizada recebe o nome de “plasma”^[14].

Apesar da transição de gás para plasma ocorrer gradualmente com o aumento da energia das partículas, quer dizer, sem uma transição de fase sob o ponto de vista termodinâmico, o plasma é conhecido como “o quarto estado da matéria”. Neste estado, a matéria apresenta propriedades diferentes às que tinha nos outros estados, devido aos efeitos coletivos das forças eletromagnéticas de longo alcance. Por exemplo, o plasma é

um ótimo condutor elétrico e bom condutor térmico, apresenta uma difusão de partículas clássica e ambipolar, mostra habilidade para suportar uma grande variedade de fenômenos ondulatórios, de processos dissipativos, de instabilidades, de emissão de radiação, etc.

As características do plasma, como a quase neutralidade da carga elétrica, conhecida como a “blindagem de Debye” (o plasma tende a blindar campos elétricos a uma distância característica conhecida como “distância de Debye”) e a frequência de oscilação do plasma (devida a desvios localizados da neutralidade da carga elétrica), determinam os critérios para a definição de plasma^[5].

De toda a matéria que forma o Universo, aproximadamente 99% encontra-se no estado de plasma^[2]. Para investigar o comportamento exato de um plasma seria necessário acompanhar o movimento de cada partícula e, portanto, resolver as equações de movimento para todas elas, o que resultaria extremamente complicado. Entretanto, muitos fenômenos observados em plasmas permitem que se adote modelos mais simples. Um deles, a “teoria cinética”, utiliza aproximações estatísticas e equações de distribuição para cada espécie de partícula que forma o plasma. Outro modelo, o “magnetohidrodinâmico” (MHD), considera o plasma como um fluido condutor onde a identificação de cada partícula é desprezível, sendo ele estudado como um todo através das equações magnetohidrodinâmicas.

Para se estudar um sistema formado por uma grande quantidade de partículas movendo-se a uma velocidade total $\vec{v}$, sujeitas a uma força total resultante $\vec{F}$, é adequado usar tratamentos estatísticos, utilizando-se uma função de distribuição no espaço de fases, $f_\alpha(\vec{r}, \vec{v}, t)$, que obedece a “equação de Boltzmann”^[5]:

$$\frac{\partial f_\alpha(\vec{r}, \vec{v}, t)}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f_\alpha(\vec{r}, \vec{v}, t)}{\partial \vec{r}} + \vec{F} \cdot \frac{\partial f_\alpha(\vec{r}, \vec{v}, t)}{\partial \vec{v}} = \left(\frac{\partial f_\alpha(\vec{r}, \vec{v}, t)}{\partial t} \right)_{\text{col}} \quad (\text{II.1})$$

que é definida para cada espécie α que forma o plasma. O termo do lado direito da equação refere-se à taxa de variação no tempo da função de distribuição devido às colisões. Muitas vezes, as colisões podem ser desprezadas, de forma que este termo é zero, e a equação fica conhecida como “equação de Vlasov”.

Os momentos da equação de Boltzmann no espaço das velocidades, fornecem equações em que as variáveis são macroscópicas e dependem somente do espaço e do

tempo, em função de $\chi(\vec{v})$, que representa alguma propriedade física das partículas. A equação geral do transporte tem, então, a forma mostrada a seguir^[5].

$$\frac{\partial}{\partial t}(n_\alpha \langle \chi \rangle_\alpha) + \nabla \cdot (n_\alpha \langle \chi \vec{v} \rangle_\alpha) - n_\alpha \langle \vec{a} \cdot \nabla \chi \rangle_\alpha = \left(\frac{\partial}{\partial t} (n_\alpha \langle \chi \rangle_\alpha) \right)_{\text{col}} \quad (\text{II.2})$$

O operador $\langle \rangle$ representa o valor médio no espaço das velocidades. Os primeiros três momentos da equação II.2 fornecem a “equação de continuidade” (m_α , conservação das partículas), a “equação de movimento” ($m_\alpha \vec{v}$, conservação do momento) e a “equação de estado” ($m_\alpha v^2/2$, conservação da energia), respectivamente.

Somando-se as contribuições das equações macroscópicas de transporte para cada espécie α (equação II.2), é possível descrever o comportamento do plasma como um todo, isto é, em função dos parâmetros macroscópicos totais. Além das propriedades hidrodinâmicas, o plasma também possui propriedades eletromagnéticas, que formam a base do modelo MHD.

II.2 MODELO MHD

Este modelo descreve o plasma através de um conjunto completo de equações formadas pelas equações de transporte hidrodinâmico (ou equações de fluidos) e pelas equações de Maxwell, e permite que se determinem as condições para o equilíbrio e os critérios para a ocorrência de instabilidades no plasma, especialmente para situações de estados estacionários ou quase estacionários.

Considerando-se algumas aproximações, este modelo é formado por um sistema de equações simplificadas e é conhecido como “sistema de equações MHD”, mostrado a seguir^[5]:

$$\text{Equação da continuidade:} \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (\text{II.3})$$

$$\text{Equação de movimento:} \quad \rho \frac{D\vec{u}}{Dt} = \vec{J} \times \vec{B} - \nabla \cdot p \quad (\text{II.4})$$

Lei de Ohm: $\vec{J} = \sigma_o (\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B})$ (II.5)

Transporte de energia: $\frac{Dp}{Dt} = -\frac{5}{3} p \nabla \cdot \vec{u}$ (II.6)

Equação de estado: $\frac{D}{Dt} (p \rho_m^{-\gamma}) = 0$ (II.7)

Equações de Maxwell: $\nabla \cdot \vec{E} = 0$ (II.8)

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (II.9)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (II.10)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_o \vec{J} \quad (II.11)$$

Nestas equações, $\rho = \sum_{\alpha} \rho_{\alpha}$ é a densidade do plasma, $\vec{u} = (1/\rho) \sum_{\alpha} \rho_{\alpha} \vec{u}_{\alpha}$ é a velocidade do fluido, $\gamma = C_p/C_v$ é o coeficiente adiabático (razão dos calores específicos a pressão e temperatura constantes), $p = \sum_{\alpha} p_{\alpha} + 1/3 \sum_{\alpha} \rho_{\alpha} w_{\alpha}^2$ é a pressão escalar total (onde $\vec{w}_{\alpha}$ é a velocidade de difusão), $\vec{J} = \sum_{\alpha} n_{\alpha} q_{\alpha} \vec{u}_{\alpha}$ é a densidade de corrente elétrica e

$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla$ é o operador de derivada convectiva.

Este sistema de equações apresenta termos com escalas de tempo muito díspares (alguns evoluem muito lentamente, enquanto outros são mais rápidos), o que representa uma dificuldade na sua resolução, mesmo numericamente. Por exemplo, os fenômenos eletromagnéticos em plasmas apresentam tempos característicos da ordem de $\tau_c \sim L/c$, enquanto que o tempo característico das instabilidades MHD ideais é da ordem de $\tau_{A0} \sim L/V_{A0}$, onde V_{A0} é a velocidade poloidal de Alfvén e L representa a “dimensão característica” do plasma^[15].

Devido à alta mobilidade dos elétrons, o plasma é um ótimo condutor elétrico; portanto, às vezes pode-se considerar que a resistividade do plasma é zero (ou melhor, a condutividade é infinita). Neste caso, a Lei de Ohm (equação II.5) escreve-se da forma^[16]:

$$\vec{E} = -\vec{u} \times \vec{B} \quad (\text{II.12})$$

que junto com as equações II.3 a II.11, forma o sistema chamado “modelo MHD ideal”.

Supondo-se que o plasma esteja em um estado próximo ao do equilíbrio termodinâmico ($\partial/\partial t = 0$) e que a velocidade do fluido seja nula ($\vec{u} = 0$), as equações MHD ideais fornecem um sistema de equações MHD magnetohidrostáticas, dado por^[17]:

$$\nabla p = \vec{J} \times \vec{B} \quad (\text{II.13})$$

$$\vec{E} = 0 \quad (\text{II.14})$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{II.15})$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} \quad (\text{II.16})$$

Através destas equações, tanto o equilíbrio MHD como as condições de estabilidade do plasma podem ser investigadas, sempre que sejam impostas condições de fronteira convenientes, que dependem do sistema a ser considerado (interface plasma–vácuo ou plasma–parede condutora).

II.3 ESTABILIDADE MHD

A teoria da estabilidade magnetohidrodinâmica permite estabelecer a fronteira entre as regiões estáveis e instáveis do fluido condutor. A estabilidade pode ser estudada analiticamente usando-se, principalmente, dois métodos^[2]: a “linearização das equações MHD” e o “princípio da energia”, métodos que são mostrados a seguir.

II.3.1 Linearização das equações MHD

A linearização das equações MHD ideais, é usualmente realizada considerando-se as grandezas do sistema, como sendo o resultado da soma destas no estado de equilíbrio termodinâmico (representadas com o índice “0”) e no estado perturbado (representadas com o índice “1”). Além disso, uma transformação conveniente pode ser feita escrevendo estas equações em termos do “vetor deslocamento” ($\vec{\xi}$), que representa um deslocamento do plasma fora do equilíbrio, sendo definido por:

$$\vec{\xi}(\vec{x}, t) \equiv \int_0^t dt' \vec{u}^1(\vec{x}, t') \quad (\text{II.17})$$

sendo $\vec{u}^1$ a velocidade do fluido perturbada. A partir daqui, pode ser obtida a equação que é o ponto de início para a análise da estabilidade linear, a qual é dada por^[2]:

$$\rho^0 \frac{\partial^2 \vec{\xi}}{\partial t^2} = \vec{F}\{\vec{\xi}\} \quad (\text{II.18})$$

onde

$$\vec{F}\{\vec{\xi}\} = \nabla(\vec{\xi} \cdot \nabla p^0 + \frac{5}{3} p^0 \nabla \cdot \vec{\xi}) + \frac{1}{\mu} \left[(\nabla \times \vec{B}^0) \times [\nabla \times (\vec{\xi} \times \vec{B}^0)] + (\nabla \times [\nabla \times (\vec{\xi} \times \vec{B}^0)]) \times \vec{B}^0 \right] \quad (\text{II.19})$$

Se considerarmos o vetor deslocamento tendo a forma $\vec{\xi}(\vec{x}, t) = \vec{\xi}(\vec{x}) e^{i\omega t}$, a equação II.18 transforma-se em^[2]:

$$\rho^0 \omega^2 \vec{\xi} = -\vec{F}\{\vec{\xi}\} \quad (\text{II.20})$$

Quando o equilíbrio de um sistema é instável, tem-se que a solução da equação II.18 cresce a partir da perturbação inicial $\vec{\xi}(\vec{x}, 0)$. Assim, se ω^2 , na equação II.20, for negativo, o sistema será instável; sendo que as taxas de crescimento das amplitudes no tempo são dadas por^[2]:

$$\Upsilon = |\omega| \quad (\text{II.21})$$

II.3.2 Princípio da energia

Em alguns casos, calcular ω^2 da equação II.20 pode tornar-se um trabalho muito complexo. Alternativamente, pode-se utilizar o princípio da energia que também permite verificar a condição de estabilidade do sistema. Este método consiste em estudar a variação da energia potencial devido a um deslocamento arbitrário do plasma.

Multiplicando a equação de movimento (equação II.4), integrando sobre o volume do plasma, considerando a condição de fronteira $\xi_{\perp} = 0$ e supondo a energia total perturbada como sendo constante no tempo, tem-se:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\int d^3x \frac{1}{2} \rho^0 \xi^2 - \frac{1}{2} \int d^3x \bar{\xi} \cdot \bar{F}(\bar{\xi}) \right] = 0 \quad (\text{II.22})$$

Nesta equação, o primeiro termo refere-se à energia cinética e o segundo à energia potencial (δW):

$$\delta W = -\frac{1}{2} \int d^3x \bar{\xi} \cdot \bar{F}(\bar{\xi}) \quad (\text{II.23})$$

Fisicamente, isto significa que se alguma possível perturbação diminuir a energia potencial ($\delta W < 0$), acaba produzindo um incremento de energia cinética, desestabilizando o sistema e, se todas as possíveis perturbações incrementam a energia potencial ($\delta W > 0$), o sistema permanece estável^[2,16,18].

Se utilizarmos a forma linearizada de $\bar{F}$, a equação II.23 tem a forma:

$$\delta W = \frac{1}{2} \int_{\text{plasma}} \left[\gamma p_0 (\nabla \cdot \bar{\xi})^2 + (\bar{\xi} \cdot \nabla p_0) \nabla \cdot \bar{\xi} + \frac{(\bar{B}^1)^2}{\mu_0} - \bar{J}_0 \cdot (\bar{B}^1 \times \bar{\xi}) \right] d\tau + \int_{\text{vácuo}} \left(\frac{\bar{B}_v^2}{2\mu_0} \right) d\tau \quad (\text{II.24})$$

onde o segundo termo aparece quando é considerada uma região de vácuo ao redor do plasma, sendo $\bar{B}_v$ a perturbação do campo magnético nesta região e $\nabla \times \bar{B} = 0$.

II.4 PLASMAS EM TOKAMAKS

Basicamente, nos tokamaks, as partículas do plasma estão confinadas em uma região toroidal, que é a forma mais simples de se obter um sistema fechado, pela ação de campos magnéticos produzidos por espiras ao redor de uma câmara de vácuo, de forma que as linhas de força fecham-se em si mesmas.

Em 1955 foi construído o primeiro tokamak, por Golovin e Yavlinsky, na União Soviética^[19]. A palavra tokamak é formada das palavras “*tok*”, “*kamera*” e “*magnit*” que em russo significam “corrente”, “câmara” e “magnético”, respectivamente.

O processo de produção do plasma em tokamaks é o seguinte. Inicialmente, no vaso toroidal em alto vácuo, é injetado o gás de trabalho. Depois, um campo elétrico intenso, induzido por correntes percorrendo as espiras de um indutor central, causa a ruptura do gás (ionização) e gera uma corrente elétrica toroidal que corresponde à coluna de plasma. Às vezes, a ruptura do gás é realizada com a ajuda de um sistema de pré-ionização.

O processo de confinamento do plasma é basicamente realizado por um campo magnético toroidal ($\vec{B}_\phi$) intenso, criado por correntes elétricas que percorrem um conjunto de espiras que formam o solenóide toroidal, enrolada ao redor da câmara de vácuo. Por outro lado, a corrente de plasma criada pela ação do campo elétrico gerado pela bobina indutora central (bobina ôhmica), gera um campo magnético mais fraco na direção poloidal ($\vec{B}_\theta$). A soma vetorial de $\vec{B}_\phi$ e $\vec{B}_\theta$ resulta em um campo magnético de linhas helicoidais que confinam as partículas carregadas. Um terceiro campo magnético, na direção vertical ($\vec{B}_v$), cria uma força $\vec{J} \times \vec{B}_v$ que anula a expansão natural do plasma devido à própria geometria do tokamak^[20] (Figura II.1).

Durante o processo de confinamento, os campos elétricos produzidos pelas bobinas indutoras centrais aceleram os elétrons e íons em direções opostas, colidindo e aquecendo o plasma (“aquecimento ôhmico”). A baixas temperaturas, este aquecimento é eficiente. No entanto, a altas temperaturas as colisões diminuem porque a resistência do plasma decai com $T^{-3/2}$, então o aquecimento torna-se ineficiente, fazendo-se necessário que outros métodos de aquecimento sejam utilizados^[21].

Figura II.1: Figura esquemática de um tokamak, mostrando os campos magnéticos que confinam o plasma^[18].

II.4.1 Aproximação “tokamak padrão”

O modelo mais simples de tokamak considera-o como tendo uma razão de aspecto grande ($a/R \ll 1$, sendo a e R os raios menor e maior do tokamak, respectivamente), seção circular da coluna de plasma, simetria axial e valor de β pequeno ($\beta \sim a^2/R^2$). Esta aproximação é chamada de “tokamak padrão” onde os principais parâmetros do plasma são dados pelos seguintes valores^[16,18]:

$$\begin{aligned}
 B_\phi &= \frac{R_o}{R} B_{\phi 0} \\
 B_\theta &\sim \frac{a}{R} B_{\phi 0} \\
 J_\phi &\sim \frac{B_{\phi 0}}{\mu_o R} \\
 J_\theta &\sim \frac{a B_{\phi 0}}{\mu_o R} \\
 p &\sim \frac{a^2}{R^2} \frac{B_{\phi 0}^2}{\mu_o} \\
 q &\sim \beta_p \sim 1
 \end{aligned}
 \tag{II.25}$$

sendo $B_{\phi 0}$ o campo magnético toroidal no vácuo e em $r = R_o$, J_ϕ a densidade de corrente na direção toroidal, J_θ a densidade de corrente na direção poloidal, p a pressão cinética do plasma e q o fator de segurança (que será visto mais adiante). Em um tokamak

padrão, as condições de operação, para que o equilíbrio do plasma seja alcançado, podem ser avaliadas de forma bastante simples. Isto porque, em tokamaks com estas características, a aproximação cilíndrica acaba simplificando os cálculos numéricos a serem realizados. Para isto, um conjunto de coordenadas cilíndricas R , ϕ e Z deve ser definido, cuja correspondência com as coordenadas que descrevem naturalmente o toróide $(r, \theta, \phi) \rightarrow (R, \theta, Z = R\phi)$, é mostrada na Figura II.2.

Figura II.2: Coordenadas R , ϕ e Z em relação às coordenadas toroidais r , θ e ϕ .

Como pode-se observar, pela simetria do sistema ao redor da direção toroidal, é razoável considerar $\partial/\partial\phi = 0$, tornando-se os parâmetros do sistema independentes de ϕ (axi-simetria).

Um sistema de coordenadas cilíndrico adaptado para a geometria do tokamak é conhecido como sistema de coordenadas “pseudo-toroidais”; onde são utilizadas as variáveis (r, θ, ϕ) , relacionadas com as coordenadas mostradas na Figura II.2, da seguinte forma:

$$\begin{aligned} R &= R_0 + r \cos \theta \\ Z &= r \sin \theta \\ \phi &= \phi \end{aligned} \tag{II.26}$$

Destas coordenadas, pode-se obter a seguinte relação:

$$Z^2 + (r - R)^2 = a^2 \tag{II.27}$$

II.4.2 Sistema de coordenadas toroidais

Trata-se de um sistema de coordenadas mais complexo, porém exato, tendo-se em conta a geometria do tokamak. Este sistema é gerado pela rotação do plano r - Z ao redor do eixo Z , do sistema de coordenadas bipolares, como mostrado na Figura II.3.

Figura II.3: Representação das coordenadas bipolares, em função dos parâmetros η e θ , que formam circunferências no plano Z - r ^[21].

As equações básicas de transformação são^[21]:

$$r = \frac{R_o \sinh \eta}{\cosh \eta - \cos \theta} \quad (\text{II.28})$$

$$Z = \frac{R_o \sin \theta}{\cosh \eta - \cos \theta} \quad (\text{II.29})$$

Destas relações, pode-se obter a equação para η constante

$$(r - R_o \coth \eta)^2 + Z^2 = \frac{R_o^2}{\sinh^2 \eta} \quad (\text{II.30})$$

que resulta na equação de uma circunferência de raio $R_o \csc \eta$ e com $R_o \coth \eta$ de distância ao centro. A outra equação, com θ constante, é:

$$r^2 + (Z - R_o \cot \theta)^2 = R_o^2 \csc^2 \theta \quad (\text{II.31})$$

que também resulta na equação de uma circunferência de raio $R_o \csc \theta$ e com $R_o \cot \theta$ de distância ao centro. Para simplificar, pode-se fazer uma substituição de variável, $\cosh \eta = 1/\lambda$, então a equação II.30 fica da forma:

$$\left(r - R_o \frac{1}{\sqrt{1-\lambda^2}} \right)^2 + Z^2 = R_o^2 \frac{\lambda^2}{1-\lambda^2} \quad (\text{II.32})$$

Esta equação, ao ser comparada com a equação II.27, obtida das coordenadas pseudo-toroidais, obtêm-se as seguintes relações:

$$R = \frac{R_o}{\sqrt{1-\lambda^2}}, \quad a = \frac{\lambda R_o}{\sqrt{1-\lambda^2}}$$

de onde é obtida uma expressão para λ , da forma

$$\lambda = \frac{a}{R} \quad (\text{II.33})$$

A partir da Figura II.2 pode-se determinar uma relação entre os ângulos poloidais, em coordenadas cilíndricas (θ_{cil}) e em coordenadas toroidais (θ), através da seguinte relação

$$\sin \theta_{\text{cil}} = \frac{Z}{a} = \frac{R_o \sin \theta}{a(\cosh \eta - \cos \theta)} \quad (\text{II.34})$$

De onde obtêm-se a seguinte expressão:

$$\theta_{\text{cil}} = \arcsin \left(\frac{\sqrt{1-\lambda^2} \sin \theta}{1-\lambda \cos \theta} \right) \quad (\text{II.35})$$

que representa uma relação exata entre o ângulo poloidal das coordenadas cilíndricas e o das toroidais. É importante dizer que o valor do parâmetro λ tem a forma mostrada na equação II.33 ao tomar em conta efeitos puramente geométricos. No entanto, este

parâmetro será modificado pela presença do plasma, como será visto no capítulo seguinte.

Uma consequência da equação II.35 é a chamada “correção de Merezkin”, que pode ser obtida ao se considerar o caso em que $\lambda \ll 1$, e tem a forma mostrada a seguir^[22]:

$$\theta_{\text{cil}} = \theta + \lambda \sin \theta \quad (\text{II.36})$$

II.5 EQUILÍBRIO MHD EM TOKAMAKS

Existem, basicamente, dois tipos de forças na teoria MHD: as forças ocasionadas por gradientes de pressão dentro do plasma e as forças de Lorentz, ocasionadas pela interação de correntes que circulam no plasma, com os campos magnéticos que nele existam. O equilíbrio do plasma em tokamaks apresenta dois aspectos: (i) existe um balanço interno entre as forças devidas aos campos magnéticos e à pressão do plasma; (ii) existe uma forma e uma posição da coluna de plasma que deve ser controlada por correntes percorrendo espiras externas.

A condição básica para o equilíbrio acontece quando estas forças, que atuam sobre o plasma, anulam-se em todo o seu volume. Esta condição é representada pela equação II.13. Como consequência desta equação, não existem gradientes de pressão ao longo das linhas de campo magnético ($\vec{B} \cdot \nabla p = 0$), sobre os quais percorrem as linhas de corrente ($\vec{J} \cdot \nabla p = 0$).

II.5.1 Equação de Grad-Shafranov

Utilizando-se as coordenadas cilíndricas para tokamaks, obtêm-se da equação II.15^[23]:

$$\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R B_R) + \frac{\partial}{\partial Z} (B_Z) = 0 \quad (\text{II.37})$$

que será satisfeita caso se utilize a “função de fluxo magnético poloidal”, $\psi = \psi (R, Z)$, que é proporcional ao fluxo magnético poloidal sobre cada superfície magnética

(portanto, constante em cada superfície). Sendo assim, os campos magnéticos B_R e B_Z estão relacionados com esta função de fluxo magnético, da forma mostrada a seguir^[23]:

$$B_R = -\frac{1}{R} \frac{\partial \psi}{\partial Z} \quad \text{e} \quad B_Z = \frac{1}{R} \frac{\partial \psi}{\partial R} \quad (\text{II.38})$$

Das equações magnetohidrostáticas tem-se também que $\vec{J} \cdot \nabla p = 0$, o que nos permite supor uma função $I = I(R, Z)$, relacionada com a densidade de corrente poloidal, que satisfaz esta equação caso ela tenha as seguintes componentes:

$$J_R = -\frac{1}{R} \frac{\partial I}{\partial Z} \quad \text{e} \quad J_Z = \frac{1}{R} \frac{\partial I}{\partial R} \quad (\text{II.39})$$

Substituindo as equações II.37 e II.38 em II.16, obtêm-se:

$$I = \frac{RB_\phi}{\mu_o} \quad \Rightarrow \quad B_\phi = \frac{\mu_o I}{R} \quad (\text{II.40})$$

e

$$J_\phi = -\frac{1}{\mu_o} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \psi}{\partial R} \right) + \frac{\partial^2 \psi}{\partial Z^2} \quad (\text{II.41})$$

Substituindo as equações II.38 e II.39 em II.13, obtêm-se a conhecida “equação de Grad–Shafranov”^[23],

$$R \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \psi}{\partial R} \right) + \frac{\partial^2 \psi}{\partial Z^2} \Delta^* \psi = -\mu_o R^2 \frac{\partial p}{\partial \psi} - \mu_o I \frac{\partial I}{\partial \psi} \quad (\text{II.42})$$

Esta equação permite calcular as condições para o equilíbrio do plasma em tokamaks de grande razão de aspecto, uma vez conhecidas as funções $p(\psi)$ e $I(\psi)$. No caso de valores típicos de tokamaks, os perfis de pressão, densidade de corrente e campo magnético toroidal são mostrados na Figura II.4.

Figura II.4: (a) Superfícies de fluxo magnético no equilíbrio. (b) Perfis típicos de pressão (p), densidade de corrente toroidal (J_ϕ) e campo magnético toroidal (B_ϕ) em tokamaks. (c) Diferentes perfis parabólicos ($\nu = 32, 4, 1, 1/2, 0$) de densidade de corrente em função de r ^[18].

II.5.2 O fator de segurança do tokamak

Um parâmetro importante para o estudo do equilíbrio e determinação de instabilidades, é o chamado “fator de segurança” (q), que é definido como sendo a razão entre caminhos infinitesimais percorridos ao longo de uma linha de força nas direções toroidal e poloidal. Se considerarmos um tokamak de grande razão de aspecto e seção circular (Figura II.2), as linhas do campo magnético satisfazem a seguinte equação:

$$\frac{r d\theta}{B_\theta} = \frac{R d\phi}{B_\phi} = \frac{d\ell}{B} \quad (\text{II.43})$$

de onde o “fator de segurança” é definido por:

$$q(r) = \frac{d\phi}{d\theta} = \frac{r B_\phi}{R B_\theta(r)} \quad (\text{II.44})$$

Assim, se uma linha magnética for seguida ao redor do toróide, observa-se que esta se fecha em si mesma ou continua indefinidamente, cobrindo totalmente uma “superfície toroidal” (topologicamente equivalente a um toróide)^[17]. As linhas de campo magnético que se fecham em si mesmas formam as chamadas “superfícies magnéticas ressonantes”. Estas superfícies têm um fator de segurança dado por $q = m/n$, onde m e n

são números inteiros, de forma que, após m voltas na direção poloidal e n voltas na direção toroidal, volta-se ao ponto inicial.

Em termos gerais, o fator pode ser obtido supondo-se um perfil parabólico da densidade de corrente, como os mostrados na Figura II.4, da forma:

$$J_{\phi}(r) = J_{\phi 0} \left[1 - \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right]^v \quad (\text{II.45})$$

Neste caso, o fator de segurança é dado pela seguinte expressão:

$$q(r) = \frac{2\pi r^2 B_{\phi}}{\mu_0 R I_p} \frac{1}{\left[1 - \left(1 - \frac{r^2}{a^2} \right)^{v+1} \right]} \quad (\text{II.46})$$

sendo I_p o valor da corrente de plasma. O desenvolvimento desta expressão é mostrado no Apêndice A. Na prática, é difícil de se determinar o expoente do perfil parabólico (equação II.45) com base em medidas experimentais; porém, de uma forma aproximada, este pode ser estimado da expressão^[18]:

$$q(a) = q(0)(v + 1) \quad (\text{II.47})$$

III.5.3 O parâmetro β

O parâmetro β , por sua vez, também é um parâmetro importante para o estudo da estabilidade de plasmas em tokamaks. Basicamente, este parâmetro indica a eficiência do confinamento do plasma devido aos campos magnéticos. No caso de considerarmos o campo magnético poloidal, o parâmetro β_{θ} é definido como sendo a razão entre a pressão cinética e a pressão magnética poloidal, cuja expressão é^[18],

$$\beta_{\theta} = \frac{\int_0^a 2\pi p_{\theta} r dr}{(B_{\theta 0}(a) / 2\mu_0) \pi a^2} \quad (\text{II.48})$$

Este parâmetro calculado para um tokamak padrão, tem a forma simplificada^[23]:

$$\beta_\theta = \frac{2p\mu_o}{B_\theta^2} \quad (\text{II.49})$$

onde a pressão cinética é dada por $p = Nk_B(T_i + T_e)$, sendo T_i e T_e as temperaturas iônica e eletrônica, respectivamente, k_B a constante de Boltzmann e N o número de partículas de cada espécie.

II.5.4 O parâmetro de Shafranov

Quando os efeitos da geometria toroidal são considerados, as superfícies de fluxo magnético formam círculos não concêntricos. As superfícies magnéticas mais internas tendem a se deslocar para fora (quer dizer, na direção onde R aumenta) com respeito à última superfície da coluna de plasma. Desta forma, o eixo magnético da coluna de plasma não coincide com o centro geométrico da mesma.

Como consequência disto e, considerando-se o caso para um tokamak padrão, é obtido que o campo magnético poloidal na borda do plasma, tem a forma^[18]:

$$B_\theta(a) = B_{\theta o}(a) \left(1 + \frac{a}{R_o} \Lambda \cos \theta \right) \quad (\text{II.50})$$

onde $\Lambda = \beta_\theta + \frac{\ell_i}{2} - 1$ é conhecido como “parâmetro de Shafranov”, com β_θ sendo dado pela equação II.48 e a indutância interna do plasma, ℓ_i , sendo dada pela definição^[18]:

$$\ell_i = \frac{\int_0^a (B_{\theta o}^2 / 2\mu_o) 2\pi r dr}{(B_{\theta o}^2(a) / 2\mu_o) \pi a^2} \quad (\text{II.51})$$

II.5.5 O campo magnético vertical

Também, das equações de equilíbrio MHD, é possível obter uma expressão para o campo magnético vertical necessário para manter o plasma em equilíbrio e que, junto com a corrente de plasma, geram uma força radial $\vec{J} \times \vec{B}_v$ que compensa a força que expande o plasma. Este campo é dado pela expressão^[18]

$$B_v = \frac{\mu_o I_p}{4\pi r_p} \left[\ln \left(\frac{8r_p}{a} \right) + \Lambda - \frac{1}{2} \right] \quad (\text{II.52})$$

onde B_v é a intensidade do campo magnético vertical no equilíbrio, I_p é a corrente de plasma, a é o raio menor do tokamak, r_p é o centro da superfície magnética mais externa da coluna de plasma e Λ é o parâmetro de Shafranov.

II.6 INSTABILIDADES MHD EM TOKAMAKS

Praticamente todos os plasmas confinados em tokamaks são instáveis com respeito a algum tipo de instabilidade. No entanto, em Fusão Nuclear Controlada, a preocupação não é a de obter um plasma absolutamente estável. O objetivo é que o plasma permaneça próximo das condições de equilíbrio (critério de Lawson) durante um tempo suficientemente longo para que se possa extrair energia.

O interesse na investigação das instabilidades macroscópicas do plasma, nesse contexto, baseia-se no fato que estas limitam o tempo de confinamento do plasma. Experimentalmente, um dos maiores problemas em tokamaks tem sido a aparição de instabilidades macroscópicas que impõem severas restrições aos valores de corrente e densidade do plasma a ser confinado.

As instabilidades em tokamaks surgem, basicamente, devido a gradientes de corrente e de pressão do plasma, combinado com campos magnéticos desfavoráveis^[18]. Apesar das diferentes causas que podem originar instabilidades macroscópicas, as conseqüências são aproximadamente as mesmas: forte perturbação ou até mesmo a completa destruição do plasma magneticamente confinado^[24].

Estas instabilidades podem ser classificadas em duas categorias:

- “Instabilidades de modo ideal”, que podem ocorrer principalmente nas condições em que o plasma tem uma condutividade muito alta, e
- “Instabilidades de modo resistivo”, quando o plasma tem uma condutividade finita.

Das instabilidades de modo ideal, a mais importante é a instabilidade de dobra, que produz uma “torção” nas superfícies magnéticas e, conseqüentemente, na coluna de plasma como um todo. A taxa de crescimento deste modo é proporcional à velocidade

poloidal de Alfvén, da forma $\gamma_{\text{ideal}} \equiv V_{A\theta}/a$. A adição da resistividade nas equações MHD ideais permite investigar as instabilidades de modo resistivo. Entre elas têm-se as “oscilações de Mirnov”, as “oscilações dentes-de-serra” e as “disrupturas”.

Nos problemas de equilíbrio e estabilidade, é de interesse os fenômenos que se desenvolvem em uma escala de tempo entre $\tau_c \ll \tau \sim \tau_{A\theta} \ll \tau_r$, onde τ_r representa o tempo característico da difusão resistiva.

No caso de tokamaks de grande razão de aspecto e seção circular da coluna de plasma, quaisquer instabilidades da classificação anterior pode ser escrita, de forma aproximada, como^[18],

$$\delta F \sim f(r) e^{i(m\theta + n\phi)} \quad (\text{II.53})$$

onde m e n são números inteiros que representam os números de onda dos modos poloidal e toroidal, respectivamente.

II.6.1 Instabilidade ideal de dobra

Esta instabilidade resulta em uma deformação das superfícies magnéticas e da coluna de plasma como um todo, empurrando-a contra as paredes do vaso do tokamak. É descrita propriamente pela teoria MHD ideal. Na figura II.5 mostra-se como esta instabilidade deforma a coluna de plasma.

Figura II.5: Instabilidade de dobra^[2].

Usando o princípio de energia para tokamaks de grande razão de aspecto e seção circular da coluna de plasma, e considerando uma perturbação radial do tipo $\xi(r) e^{i(m\theta + n\phi)}$, obtêm-se para as instabilidades de dobra δW :^[2, 18]

$$\delta W = \frac{\pi^2 B_\phi^2}{\mu_o R_o} \left\{ \int_0^a \left[\left(r \frac{d\xi}{dr} \right)^2 + (m^2 - 1) \xi^2 \right] \left(\frac{n}{m} - \frac{1}{q} \right)^2 r dr + \left[\frac{2}{q_a} \left(\frac{n}{m} - \frac{1}{q_a} \right) + (1 + m\lambda) \left(\frac{n}{m} - \frac{1}{q_a} \right)^2 \right] a^2 \xi_a^2 \right\} \quad (\text{II.54})$$

onde $\lambda = (1 + (a/b)^{2m}) / (1 - (a/b)^{2m})$, a é o raio do plasma, b é o raio até a parede condutora (entre a e b existe vácuo) e q é o fator de segurança, $q_a = q(r = a)$. No entanto, esta perturbação pode ser estabilizada se existir uma parede condutora perto da superfície do plasma, por criação de correntes imagens. Como consequência disso, na equação II.36 pode-se considerar que $\xi_a = 0$, de forma que $\delta W > 0$ sempre que $q_a > m/n$. No caso em que $q_a < m/n$, o sistema será instável.

Um caso especial refere-se à instabilidade ideal interna de dobra, envolvendo o modo $m = 1$ e $n = 1$, que sempre surge quando a superfície $q = 1$ estiver presente. Portanto, uma condição suficiente para a estabilidade é que $q > 1$ em todo o volume do plasma ($0 < r < a$). O critério de estabilidade, obtido do princípio de energia para modos ideais quando aplicado em tokamaks padrão, tem a forma^[16]:

$$(-p')(q^2 - 1) + \frac{r B_\phi^2}{8\mu_o} \left(\frac{q'}{q} \right)^2 > 0 \quad (\text{II.55})$$

sendo r o raio menor da superfície magnética, B_ϕ a componente toroidal do campo magnético, medida no eixo magnético, e p' o gradiente de pressão, que usualmente é negativo. Portanto, a estabilidade é mantida sempre que $q > 1$. Na Figura II.6, mostram-se as regiões de estabilidade e instabilidade para os modos ideais de dobra e interna de dobra.

II.6.2 Instabilidade resistiva de ruptura

Esta instabilidade deve seu nome à mudança da topologia magnética da coluna de plasma devida aos gradientes de densidade de corrente na direção radial no equilíbrio, que originam uma tendência à difusão das linhas de campo magnético, fazendo com que estas linhas se quebrem e se reconectem novamente, formando estruturas chamadas “ilhas magnéticas” (Figura II.7).

Figura II.6: Diagrama de estabilidade dos modos ideais de dobra e interno de dobra, para distribuições de corrente da forma $j_\phi = j_{\phi 0} (1 - r^2/a^2)^v$ [16].

Figura II.7: Mudança topológica do campo magnético do equilíbrio (a), relacionada com uma instabilidade de ruptura (b) [18].

O estudo destas instabilidades, através do modelo MHD, se realiza adicionando-se o termo de resistividade na equação II.5 modificando a Lei de Ohm ideal:

$$\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B} = \eta \vec{J} \quad (\text{II.56})$$

Usando as equações de Maxwell II.9 e II.11 na equação II.56, resulta em:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times \vec{u} \times \vec{B} + \frac{\eta}{\mu_0} \nabla^2 \vec{B} \quad (\text{II.57})$$

onde o primeiro termo reflete o acoplamento do plasma com o campo magnético e o segundo termo fornece a difusão introduzida pela resistividade, que apresenta um tempo característico da ordem de $\tau_r = L^2 \mu_0 / \eta$ (que para tokamaks, representa processos muito

lentos)^[15]. A taxa de crescimento destas instabilidades, γ_r , é proporcional aos tempos caraterísticos $\tau_{A\theta}$ e τ_r , como mostrado na expressão II.76^[25]:

$$\gamma_r \approx \left(\frac{\tau_{A\theta}}{\tau_r} \right)^\alpha \tau_{A\theta}^{-1} \quad (\text{II.58})$$

sendo $\alpha = 1/3$ se $m = 1$, ou $\alpha = 3/5$ se $m > 1$. Portanto, por se tratar de processos lentos, pode-se considerar que o plasma perturbado está em equilíbrio, ou seja, $\nabla \times (\vec{J} \times \vec{B}) = 0$, de onde, após ser linearizado, obtêm-se a equação que governa a instabilidade de ruptura, que para o caso de tokamaks de grande razão de aspecto, que é dado por^[2]:

$$\frac{d}{dr} \left(r \frac{d}{dr} (r B_r) \right) - m^2 B_r - \frac{\frac{dJ_\phi}{dr}}{\left(\frac{B_\theta}{mr^2} \right) (m - nq)} B_r = 0 \quad (\text{II.59})$$

sendo B_r o campo magnético radial perturbado, J_ϕ a densidade de corrente toroidal no equilíbrio e B_θ o campo magnético poloidal. No entanto, na região onde a resistividade não pode ser desprezada ($r \approx r_s$), o estudo é realizado através da linearização da equação II.56, cuja forma é:

$$\gamma B_r - \frac{B_\theta}{r} (m - nq) i v_r = \frac{\eta}{\mu_o r} \nabla^2 (r B_r) \quad (\text{II.60})$$

onde γ representa a taxa de crescimento. Em $q = m/n$ ($r = r_s$), o segundo termo do lado esquerdo da equação II.60 é zero, então, o efeito da resistividade (lado direito) é importante. Finalmente, ao serem igualadas as soluções das equações II.59 e II.60 na separatriz entre a região resistiva e a ideal ($r = r_s$), é obtido o parâmetro Δ' , definido por^[2]:

$$\Delta' = \frac{1}{B_r} \frac{dB_r}{dr} \bigg|_{r_s - \epsilon}^{r_s + \epsilon}, \epsilon \rightarrow 0 \quad (\text{II.61})$$

que basicamente representa o critério para a estabilidade do modo de ruptura. Se $\Delta' > 0$, o modo de ruptura será estável e, caso contrário, será instável. Assim, dependendo do perfil da densidade de corrente, modos de ruptura com valores de m grandes, serão estáveis. Geralmente, instabilidades associadas aos modos com $m > 3$ são usualmente estáveis, enquanto que os modos com $m \leq 3$ são usualmente instáveis. Portanto, para a análise da condição de estabilidade é suficiente estudar perturbações associadas a modos baixos^[2]. A seguir, na Figura II.8, mostra-se o diagrama de estabilidade para o modo de ruptura.

Figura II.8: Diagrama de estabilidade dos modos de ruptura^[18].

Finalmente, na Figura II.9, mostra-se uma representação simplificada das ilhas magnéticas, onde pode-se observar que estas são delimitadas por uma “separatriz”, dentro da qual as linhas do campo magnético descansam sobre um conjunto de superfícies magnéticas helicoidais ao redor de um eixo próprio (ponto-O).

Figura II.9: Estrutura de quebra e reconexão das linhas do campo magnético, mostrando-se a separatriz (linha que limita a região da ilha), o ponto-O (eixo das linhas de campo que formam a ilha) e a largura da ilha (δ).

Como consequência da dinâmica dos modos de ruptura, o tamanho da ilha magnética cresce, no tempo, de forma exponencial, até a saturação, quando atinge uma determinada largura (δ), cuja expressão para os modos $m = 2$ e 3 é dada por^[26]:

$$\delta_{m=2,3} = 2r_m \sqrt{\frac{q(r_m)\tilde{B}_\theta}{q' r_m B_\theta}} \quad (\text{II.62})$$

e, para os modos $m > 3$, a expressão é da forma^[26]:

$$\delta_{m>3} = 4r_m \sqrt{\frac{q(r_m)\tilde{B}_\theta}{q' m r_m B_\theta}} \quad (\text{II.63})$$

sendo, em ambas as equações, r_m o raio da superfície magnética onde se localiza a ilha m , $\tilde{B}_\theta$ a amplitude da perturbação do campo magnético poloidal e q' é o termo chamado de “cizalhamento”, definido como dq/dr .

II.6.3 Oscilações “dentes-de-serra”

Uma das características do plasma confinado em tokamaks é a de emitir raios-X moles, cuja intensidade depende principalmente da densidade e temperatura eletrônicas. No entanto, experimentalmente, é comum encontrar, nestas emissões, oscilações de relaxação (Figura II.10) conhecidas como “oscilações dentes-de-serra” (ou disrupturas internas).

Esta instabilidade surge devido a um crescimento do modo $m = 1$, afetando apenas o centro da coluna de plasma, quando encontra-se presente a superfície magnética $q = 1$, isto é, quando $q(r = 0) < 1$. Os “dentes-de-serra” podem ser entendidos como estando associados a uma expansão e contração cíclica da região central do plasma e são desencadeados nas imediações da superfície $q = 1$. A forma característica destas oscilações é causada por efeitos não lineares da resistividade, que criam instabilidades térmicas no plasma. A instabilidade térmica em questão ocorre devido ao rápido aquecimento do centro da coluna de plasma, fazendo com que a densidade de corrente do plasma aumente nesta região. Como consequência, o valor do fator de segurança no centro, diminui gradualmente até atingir o valor $q < 1$, produzindo uma queda brusca da densidade de corrente e, portanto, da temperatura. Em seguida, o

valor do fator de segurança aumenta novamente de forma que $q > 1$, começando um outro ciclo, como observado na Figura II.11.

Figura II.10: Oscilações “dentes-de-serra” observados no sinal de raios-X moles, entre $t = 65$ ms e $t = 85$ ms, do disparo N° 5517 do tokamak TCABR.

Figura II.11: Os seis estágios que mostram a possível evolução da estrutura magnética da instabilidade que provoca as oscilações dente-de-serra^[18].

II.6.4 Oscilações de Mirnov

Estas oscilações, observadas pela primeira vez por Mirnov, no tokamak T-3 em 1969^[27], consistem de pequenas oscilações magnéticas (usualmente não apresentam amplitudes maiores do que $\sim 4\%$ do campo magnético poloidal^[26]) com frequências da ordem de 1 kHz em tokamaks de grande porte, e de até 100 kHz em tokamaks de pequeno porte. Experimentalmente, estas oscilações são detectadas na borda da coluna de plasma, posicionando-se pequenas espiras magnéticas (bobinas de Mirnov) em uma seção poloidal do vaso do tokamak (Figura II.12).

Figura II.12: Sinal experimental de oscilações de Mirnov medida por uma bobina magnética do sistema de bobinas de Mirnov do tokamak TCABR, operando em regime resistivo. As oscilações mostram uma frequência de 10 kHz.

A existência destas oscilações é usualmente justificada como sendo devido à rotação das ilhas magnéticas no plasma, intensificando o campo magnético em uma bobina magnética, ao passarem próximo desta. Na prática, verifica-se que as oscilações de Mirnov são captadas desde o início das descargas de plasma e vão evoluindo no tempo através de uma seqüência decrescente de modos, associados a valores de $m = 6, 5$ até $m = 3, 2$, conforme o valor da corrente de plasma aumenta (e, portanto, $q(a)$ diminui), como mostrado na Figura II.13.

II.6.5 Instabilidade de disruptura

É a instabilidade mais perigosa das observadas em tokamaks pois, usualmente, acaba com o confinamento do plasma de forma repentina e rápida. Experimentalmente é observado que uma instabilidade de disruptura provoca uma expansão brusca da seção transversal do plasma, acompanhada de um grande pico negativo na tensão de enlace, depois de uma evolução aparentemente normal da descarga de plasma^[20]. Elas são de dois tipos: as “disrupturas menores”, que são fracas e podem ocorrer várias vezes

durante o confinamento, e as “disrupturas maiores” que, quando surgem, destroem completamente a coluna de plasma (Figura II.14).

Figura II.13: Evolução das oscilações de Mirnov com m decrescente conforme o valor do fator de segurança na borda do plasma diminui^[26].

Geralmente é observado que as disrupturas são precedidas de uma intensa atividade MHD que cresce em amplitude, de forma não linear, e que encontra-se associada ao crescimento e parcial acoplamento dos modos $m = 1, 2$ e 3 ^[27], como observado na Figura II.15. O comportamento não linear do modo de ruptura $m \geq 2$, ocorre quando a largura da ilha magnética excede a da camada resistiva da teoria linear^[28]. A partir daí, um crescimento exponencial substitui o linear até a saturação. Este crescimento é descrito pela equação^[28]:

$$\frac{d\delta}{dt} = \frac{\mu}{4\pi} \left[\Delta'(\delta) - \frac{\alpha\delta}{r_s^2} \right] \quad (\text{II.64})$$

onde α é uma constante numérica. Na verdade, vários fatores podem influenciar na aparição de disrupturas, entre eles, o valor da densidade de plasma^[29], o perfil da corrente de plasma^[30], a concentração de impurezas^[31], etc. No entanto, é curioso notar que as disrupturas exibem um comportamento similar tanto em tokamaks de porte grande como também em tokamaks de porte pequeno como no TBR-1^[25], por exemplo, indicando que se trata de um fenômeno mais ou menos universal^[32 – 38].

Figura II.14: Ocorrência de disrupturas no disparo N° 2369 do TCABR. Os efeitos podem ser observados nos sinais experimentais de corrente de plasma, de tensão de enlace, de bobina de Mirnov, da emissão H_α e da emissão de raios-X duros, com a ocorrência de uma disruptura maior em $t \sim 67$ ms.

Figura II.15: Crescimento não linear da amplitude do sinal da bobina de Mirnov relacionada com o modo $m = 2$, desde $t \sim 85,8$ ms até $t \sim 86,8$ ms, ou seja, 1 ms antes da ocorrência da disruptura, correspondente ao disparo N° 2018 do tokamak TCABR.

Capítulo III

Ergodização do Plasma em Tokamaks

Neste capítulo são mostrados alguns critérios e aspectos que envolvem a ergodização das linhas do campo magnético em tokamaks, a sua influência no plasma e como é modificado o confinamento deste, comparando-se com os resultados experimentais já observados em outros tokamaks.

III.1 INTRODUÇÃO

Ao longo de três décadas, desde que foram relatadas as primeiras experiências com a aplicação de campos magnéticos helicoidais ressonantes no tokamak Pulsator, em 1974^[39], vários efeitos têm sido investigados sendo que, entre eles, o mais importante refere-se à possibilidade de controle das instabilidades de ruptura.

Existem muitas situações em que a existência de regiões ergódicas trazem fortes consequências ao confinamento do plasma em tokamaks. Uma delas é o controle da interação plasma–parede, que é o resultado das colisões das partículas do plasma (que fogem do confinamento) com a superfície interna das paredes do vaso do tokamak (fenômeno conhecido como “reciclagem” ou *recycling*). Como consequência, a qualidade do confinamento é afetada por causa das impurezas liberadas pelo processo de *sputtering*. Portanto, controlar este processo significa poder diminuir as impurezas no plasma, melhorando-se o seu confinamento em tokamaks.

Uma outra situação é a que relaciona-se com o possível controle das instabilidades de ruptura. Já foi observado que o uso controlado de perturbações magnéticas externas, usualmente criadas com correntes da ordem de 1% da corrente de plasma^[40], pode evitar a ocorrência de rupturas (tanto as rupturas menores quanto as maiores), prolongando a duração de uma descarga de plasma que, normalmente, acabaria interrompida bruscamente por estas instabilidades, principalmente no caso em

que o tokamak é operado próximo ao “limite de alta densidade”^[41]. No entanto, apesar de se tratar de uma ferramenta importante para o estudo e controle das instabilidades, cuidados devem ser tomados para se manter as regiões ergódicas sob controle, já que estas podem também destruir o confinamento quando regiões muito grandes do plasma, principalmente ao redor da separatriz das ilhas magnéticas, são ergodizadas^[25]. Isto porque, devido aos efeitos toroidais, esta ergodização das linhas de campo magnético produz um aumento na largura das ilhas, de forma não linear, até a ocorrência de uma disruptura^[36,42].

Experimentalmente, campos magnéticos de perturbação do plasma, surgem como resultado da dinâmica própria do plasma, ou artificialmente, através do uso de Limitadores Ergódicos Magnéticos (LEM) ou de Espiras Helicoidais Ressonantes (EHR). Enquanto os sistemas LEM criam regiões ergódicas na borda da coluna de plasma, as EHR criam perturbações magnéticas que são ressonantes com superfícies internas do plasma, inclusive com a superfície correspondente a $q = 1$ onde, experimentalmente, foi observada uma modificação na forma das oscilações “dente-de-serra” relacionadas com a emissão de raios-X de baixas energias (“raios-X moles”)^[43].

Várias são as configurações geométricas do plasma e vários têm sido os dispositivos utilizados para gerar perturbações magnéticas em tokamaks. Na sequência, é feita uma revisão dos resultados experimentais daqueles tokamaks com características similares ao TCABR (seção circular da coluna de plasma, descargas ôhmicas, utilização de LEM, etc.). Entre eles, têm-se o tokamak TEXT^[44] ($R = 1$ m, $a = 0,27$ m, $I_{p,máx} = 400$ kA, $n_{e,máx} = 1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$, $T_e(0) = 850$ eV), o tokamak HYBTOK-II^[45] ($R = 0,4$ m, $a = 0,11$ m, $I_{p,máx} = 15$ kA, $n_{e,máx} \sim 1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $T_e(0) = 100$ eV) e o tokamak TBR-1^[25] ($R = 0,3$ m, $a = 0,08$ m, $I_{p,máx} = 12$ kA, $n_{e,máx} = 7 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$, $T_e(0) = 200$ eV). Antes, porém, são discutidos alguns conceitos e parâmetros relacionados com a borda do plasma.

III.1.1 O “scrape-off layer”

Em plasmas magneticamente confinados, a velocidade perpendicular das partículas, em relação às linhas do campo magnético de confinamento, é muito menor que a velocidade paralela, o que provoca a formação do *scrape-off layer* (SOL), na região próxima ao limitador material do tokamak. Na verdade, esta região é muito fina (para o tokamak JET, por exemplo, é estimada em $\sim 1 \text{ cm}$ ^[46]), mas é suficiente para minimizar a interação do plasma com as paredes do vaso ou outras superfícies no interior do tokamak.

O plasma que existe nesta região, que se situa além da borda do plasma ($r > a$), pode desempenhar um papel importante em processos que ajudam a melhorar os parâmetros básicos do plasma. Por exemplo, o estudo do plasma nesta região permite reconhecer qual é o processo responsável pela liberação das impurezas (provenientes das superfícies materiais) nos arredores do plasma (*sputtering*, evaporação, etc.). Outra área de estudo que particularmente envolve esta região SOL, tem a ver com os processos de transporte e consequente influência no confinamento do plasma^[47].

III.1.2 A interação “plasma–parede”

Basicamente, os processos atômicos que ocorrem na borda do plasma podem ser divididos em duas categorias: os que envolvem hidrogênio (atômico e molecular)^[48], e os que envolvem impurezas pesadas, como carbono, oxigênio, etc., provenientes das paredes^[49]. Os primeiros estão principalmente relacionados com processos de *sputtering* ou de reciclagem e, os últimos, com os de perda de energia por radiação. Em “baixas” temperaturas (uma característica do SOL e do plasma na borda) vários tipos de processos podem ocorrer com o íon de hidrogênio ao interagir com a parede da câmara de vácuo do tokamak, os quais são mostrados na Figura III.1.

Figura III.1: Processos que podem ocorrer na interação plasma–parede, envolvendo o íon de hidrogênio^[2].

Quando o plasma entra em contato com as paredes do tokamak, elétrons e íons recombina-se e são liberados para dentro do plasma como partículas neutras. Estas partículas são novamente ionizadas no plasma e acabam voltando a ter contato com as

superfícies sólidas. Este processo, que se repete constantemente, até atingir um estado estacionário, é conhecido como “processo de reciclagem” (Figura III.2).

Figura III.2: Processo de reciclagem do hidrogênio. (a) As partículas carregadas tendem a interagir com as paredes, onde se recombinaem. (b) As partículas carregadas adsorvidas são liberadas e voltam para o plasma como partículas neutras, onde são novamente ionizadas.

III.1.3 Ergodicidade intrínseca

As linhas de campo magnético no equilíbrio MHD para plasmas de tokamaks, podem ser estudadas considerando um sistema Hamiltoniano. No entanto, somente configurações especiais são integráveis e praticamente qualquer perturbação atuando sobre o sistema destrói esta característica. Experimentalmente, na borda do plasma de tokamaks existem perturbações eletrostáticas e magnéticas intrínsecas de baixa amplitude, da ordem de $(b_r/B_\phi)_{rms} < 10^{-4}$, mas que são suficientes para perturbar o equilíbrio do plasma e produzir regiões ergódicas intrínsecas.

O primeiro efeito das perturbações é a ocorrência de ilhas magnéticas nas superfícies racionais do plasma. Estas podem ser tratadas de forma relativamente simples se a distância entre elas é grande quando comparadas com as suas larguras. Nesta situação, formam-se ilhas magnéticas bem definidas ao redor das respectivas superfícies magnéticas (Figura III.3-a).

No entanto, quando o tamanho das ilhas é comparável com a distância entre elas (situação conhecida como “superposição de ilhas”), cria-se uma região ergódica ao redor das separatrizes^[48], onde ocorre uma interação de tipo não linear e as linhas de campo magnético, nas imediações, passam a ter um comportamento com características caóticas^[49,50] (Figuras III.3-b, III.3-c e III.3-d). Ou seja, as linhas de campo magnético localizadas na região das ilhas superpostas, ficam presas na região dentro destas ilhas e assumem, às vezes, a helicidade de uma ilha e, às vezes, a da outra. Esta transição, entre uma helicidade e outra, ocorre em intervalos que dependem sensivelmente das

condições iniciais e, por isso, considera-se como tendo um comportamento caótico. Assim, a teoria de caos aplicada às linhas do campo magnético ergódico pode ajudar muito na interpretação dos fenômenos relacionados com a pesquisa de plasmas em tokamaks^[51].

Um aspecto importante do estudo da dinâmica caótica, refere-se ao fato das linhas de campo magnético nas regiões ergódicas divergirem umas das outras, de forma exponencial^[52], enquanto esta divergência é intrinsecamente linear nos casos em que não existem estas regiões. Estes resultados são geralmente obtidos através de estudos numéricos^[51,53].

Figura III.3: (a) Ilhas magnéticas bem definidas formadas no plasma, correspondentes a uma perturbação ressonante na superfície magnética $q = 3$. (b) Ilhas magnéticas formadas no plasma ao serem consideradas perturbações nas superfícies $q = 2$ e $q = 3$, de fraca intensidade, onde podem ser observadas regiões ergódicas (pontilhadas) ao redor das separatrizes, (c) região ergódica de maior extensão entre as duas ilhas e, (d) tomando em quase todo o plasma, em função da amplitude das perturbações^[18].

III.1.4 Critério de superposição

Este critério, proposto pela primeira vez por Chirikov em 1979^[54], fornece as condições para que as linhas de campo magnético formem regiões ergódicas. A medida da *ergodicidade do plasma* é então dada pelo “parâmetro de superposição” (S), definido por^[54]:

$$S = \frac{1}{2} \frac{\delta_m + \delta_{m^*}}{|r_m - r_{m^*}|} \quad (\text{III.1})$$

onde δ_m e δ_{m^*} são as larguras das ilhas “m” e “m*”, respectivamente, e $|r_m - r_{m^*}|$ é a distância dos pontos – O (centros) entre elas.

O critério considera que quando duas ilhas magnéticas estão separadas por uma distância muito maior que a soma de suas meias larguras (aproximação de helicidade), então $S \ll 1$, e cada superfície magnética racional pode ser tratada de forma independente (Figura III.4-a). No caso contrario, quando $S \sim 1$ (Figuras III.4-b e III.4-c), cada ilha magnética perturba a ilha vizinha de forma significativa, fazendo com que este tratamento seja inválido. Cálculos computacionais têm mostrado que as superfícies magnéticas entre duas ilhas vizinhas são destruídas quando $S \sim 1/2$ ^[49]. Em outros casos, como calculado no tokamak TEXT por exemplo, o critério de superposição é satisfeito quando $S \sim 0,85$ ^[44], ao serem consideradas, nos cálculos, cadeias de ilhas magnéticas secundárias. Nesse caso, a transição para a ergodicidade ocorre muito rápido^[53,55].

Figura III.4: Seção transversal das linhas magnéticas em função do parâmetro de superposição, quando é considerado (a) $S \ll 1$ (as helicidades $m = 2$ e $m = 3$ são distinguíveis), (b) $S \sim 1$ (as linhas de campo se movem de forma caótica através das ilhas) e, (c) $S \gg 1$ a estrutura das ilhas praticamente desaparece^[49].

III.2 RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Quando o LEM atua sobre o plasma de tokamaks, frequentemente observa-se a ergodização das linhas de força, geralmente na borda do plasma, que destrói a configuração do campo magnético, como já constatado no tokamak TBR-1, por exemplo^[56]. Na prática, a ergodização desta região tem o efeito de aumentar a densidade e baixar a temperatura do plasma, como resultado de um aumento da reciclagem do hidrogênio, ao interagir com as paredes, reduzindo a geração de impurezas por *sputtering* na região do limitador físico. Este efeito foi observado através da análise da emissão H_α nos tokamaks HYBTOK-II^[45,57] (Figura III.5) e TEXT^[58], por exemplo. Consequentemente, o núcleo quente do plasma passa a ser rodeado por um plasma

“protetor” mais frio e denso, na região da borda, que dificulta o fluxo das impurezas para dentro do plasma.

Figura III.5: Incremento da emissão H_α em função da corrente no LEM do tokamak HYBTOK-II^[45].

III.2.1 Formação da camada ergódica

Experimentalmente, o LEM gera perturbações magnéticas de múltipla helicidade no plasma, devido principalmente aos efeitos da geometria toroidal. Como resultado disto, as ilhas magnéticas são perturbadas em diferentes superfícies ressonantes^[59], as quais podem acabar se superpondo e criar regiões ergódicas. No tokamak TEXT, já foi observado que ao se aumentar a corrente do LEM (I_h), as cadeias de ilhas magnéticas, que são ressonantes a esta perturbação, aumentam sua largura de forma proporcional com $\sqrt{I_h}$ ^[60]. Além disso, utilizando-se cálculos numéricos, foram construídos os mapas de Poincaré que mostram a configuração do campo magnético quando atua o LEM neste tokamak, para diferentes intensidades e configurações destas perturbações (Figura III.6)^[44].

Desta figura pode-se observar que regiões mais internas que $r/a = 0,7$ não são afetadas pela influência do LEM. A partir destes resultados, foi determinado que o critério de superposição é satisfeito para perturbações magnéticas (b_r) da ordem de $\langle (b_r/B_\phi)_{rms} \rangle \approx 0,04 \%$, que corresponde a uma corrente no LEM de $I_h \approx 2\text{kA}$ (B_ϕ é o valor do campo magnético toroidal e $\langle \rangle$ é o valor médio na superfície correspondente).

III.2.2 Efeito nos perfis de T_e e n_e

A influência do LEM nos perfis de T_e e n_e foram investigados em vários tokamaks, basicamente utilizando-se sondas eletrostáticas. No tokamak HYBTOK-II, por exemplo, foi observado que durante a atuação do LEM a temperatura eletrônica na

borda do plasma sofre uma redução, enquanto a densidade eletrônica, um incremento^[57] (Figura III.7-a). Este efeito mostrou-se mais intenso quando a corrente do LEM aumenta (Figuras III.7-b e III.7-c).

Figura III.6: Mapas de Poincaré mostrando o efeito do LEM no plasma do tokamak TEXT, quando (a) $I_h = 0$ kA, $m/n = 7/3$; (b) $I_h = 4$ kA, $m/n = 7/3$; (c) $I_h = 7$ kA, $m/n = 7/3$ e; (d) $I_h = 5$ kA, $m/n = 7/2$ ^[44].

No entanto, no tokamak TBR-1 foram obtidos resultados um pouco diferentes, com relação às medidas de n_e e T_e durante a atuação do LEM, mostrados nas Figuras III.8-a e III.8-b, respectivamente, onde pode-se observar que não foi detetada uma variação significativa destas grandezas na região SOL. Entretanto, uma forte diminuição, tanto de n_e como de T_e , foi observada na região perto da borda do plasma^[51,56].

Também, foi observado que estes efeitos em n_e e T_e são mais intensos em função do aumento da corrente nas espiras do LEM (Figuras III.9-a e III.9-b, respectivamente), até atingirem uma saturação a partir de $I_h = 300$ A.

Figura III.7: (a) Perfis radiais da n_e e T_e medidos no plano equatorial, na região SOL do HYBTOK-II, com ($I_h = 0,4$ kA, símbolos cheios) e sem o LEM (símbolos abertos).

(b) Curvas de n_e e T_e em função da corrente no LEM (I_h), medidos em $r/a = 1,1$ fixo. (c) Perfis radiais de n_e no SOL, em função de I_h ^[57].

Figura III.8: Perfis radiais (a) de n_e e (b) de T_e , medidos no TBR-1 na borda do plasma ($a = 8$ cm) e no SOL quando é acionado o LEM (curva 1), com helicidade $m/n = 7/2$ e com $I_h = 300$ A; e quando o LEM não é acionado (curva 2) ^[56].

Já no tokamak TEXT, foi observado que o valor da temperatura, tanto no centro quanto na borda do plasma, diminuem quando o LEM é acionado (Figura III.10). Ao mesmo tempo, foi verificado que a diminuição da temperatura eletrônica depende do valor de $q(a)$, sendo que esta diminuição é máxima quando $q(a) = 3$, onde a perturbação $m/n = 7/3$ gerado pelo LEM é ressonante a 4 cm da borda do plasma ^[58,61].

Figura III.9: Efeito da intensidade da corrente do LEM no TBR-1, sobre (a) n_e e (b) T_e , medidos em $r/a = 0,9$ fixo. O LEM foi configurado com $m/n = 7/2$ ^[56].

Figura III.10: Perfis temporais de T_e medidos no centro e na borda do plasma. Observa-se que durante a atuação do LEM do TEXT (entre linhas verticais), as temperaturas diminuem. No centro, a diminuição de T_e mostra um atraso com respeito à da borda^[58].

III.2.3 Efeito na densidade de impurezas

As medidas da intensidade de emissão de linha de impurezas leves (O–V, C–II e N–II) também foram investigadas no tokamak HYBTOK–II. Estas foram avaliadas em função do parâmetro α , que depende da intensidade de emissão de linha das impurezas quando o LEM é acionado (I_{lig}) ou não (I_{des}). Este parâmetro é definido por^[57]:

$$\alpha = \frac{I_{\text{lig}} - I_{\text{des}}}{I_{\text{des}}} \times 100\% \quad (\text{III.2})$$

Nos cálculos, uma correção é introduzida para compensar o incremento da densidade eletrônica média (ver equação IV.2), cujo valor é medido quando o LEM está ligado ($\bar{n}_{\text{lig}}$) ou não ($\bar{n}_{\text{des}}$). Assim, o parâmetro α da equação III.2 é modificado, e fica da forma^[57]:

$$\alpha = \frac{I_{\text{lig}} \left(\frac{\bar{n}_{\text{des}}}{\bar{n}_{\text{lig}}} \right) - I_{\text{des}}}{I_{\text{des}}} \times 100\% \quad (\text{III.3})$$

Como resultado, foi observado que as intensidades de emissão de linha destas impurezas aumentam de forma diferente quando é aumentada a corrente no LEM (Figura III.11).

Figura III.11: Curvas do parâmetro α correspondentes à intensidade de emissão da linha do C-II (círculos), O-V (triângulos) e N-II (quadrados), sem correção (símbolos abertos, equação III.2) e com correção (símbolos cheios, equação III.3), em função da corrente no LEM (I_h). Todas as medidas foram realizadas com $\bar{n}_{\text{des}} = 1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ no tokamak HYBTOK-II^[57].

É importante mencionar que estes resultados podem ser diferentes quando a temperatura eletrônica local diminui, ao atuar o LEM. Neste caso, a região do plasma na qual se concentra a impureza que emite a radiação de linha, pode ser deslocada para dentro do plasma, onde o n_e é maior (quanto mais interna for a região no plasma, maior é o valor de n_e).

No tokamak TEXT também foi observado que, durante a atuação do LEM, a intensidade da emissão de linha do C-II (localizado na borda do plasma) aumenta até um valor máximo de $\sim 30\%$ e a emissão do Ti-XVIII diminui em até $\sim 30\%$ (localizado no centro), quando o LEM é alimentado com correntes de $I_h \sim 4 \text{ kA}$ (comportamento ressonante). No entanto, para valores de corrente no LEM maiores ou menores que esta, o efeito diminui (Figura III.12)^[61].

Figura III.12: Variação relativa na intensidade de emissão de linha ($\Delta I / I$) do C-II (localizada na borda do plasma) e do Ti-XVIII (localizada no centro), em função da corrente no LEM do TEXT^[61].

III.2.4 Efeito no confinamento de partículas

O movimento das partículas através da camada ergódica usualmente gera um aumento do transporte de partículas na borda do plasma. Este efeito é geralmente investigado calculando-se o tempo de confinamento das partículas (τ_p), que é definido por $\tau_p = N_e/S$, onde N_e é o número total de elétrons e S é o coeficiente de ionização no volume de plasma observado.

Experimentalmente, como foi constatado no tokamak TEXT durante a atuação do LEM, o tempo de confinamento de partículas sofre uma redução significativa, que é acompanhada por um aumento na intensidade da emissão H_α . Este efeito é máximo para correntes no LEM de $I_h \sim 4$ kA (Figura III.13)^[60].

Figura III.13: Tempo de confinamento de partículas (τ_p) e intensidade de emissão H_α ($I_{H\alpha}$) em função da corrente fornecida ao LEM (I_h), medidos no TEXT^[60].

III.2.5 Efeito no potencial elétrico

O campo elétrico no plasma confinado por tokamaks, normalmente aponta radialmente para o centro e, portanto, o potencial do plasma $\phi < 0$ ($E_r < 0$, $r < a$). Na região fora do plasma (vácuo), no entanto, o potencial é positivo, $\phi > 0$ ($E_r > 0$, $r > a$)^[62]. No tokamak TEXT, porém, observou-se que quando regiões ergódicas eram criadas com o LEM, o campo elétrico dentro do plasma diminuía de valor, tornando-se nulo ou até mesmo negativo, invertendo de sentido (Figura III.14-a)^[58]. Foi também observado que o incremento do potencial elétrico dependia da intensidade de corrente aplicada no LEM (Figura III.14-b).

Figura III.14: Medidas do potencial elétrico do plasma do TEXT. (a) Perfil radial com $I_h = 4$ kA (símbolos cheios) e $I_h = 0$ (símbolos abertos). (b) Variação do potencial elétrico, medido em $r/a = 0,7$ fixo, em função da corrente I_h ^[58].

Capítulo IV

Descrição Experimental

Neste capítulo será descrito o arranjo experimental que foi utilizado para este trabalho. Serão descritos o tokamak TCABR e os vários diagnósticos instalados para medir a tensão de enlace, a corrente de plasma, a densidade eletrônica, o balanço de energia, as emissões de raios-X moles e duros, a emissão de radiação eletro-ciclotrônica, a emissão H_{α} , a densidade e a temperatura eletrônicas, a emissão de radiação de linha de impurezas e as variações de campo magnético poloidal. Finalmente, também é descrito o sistema de aquisição de dados utilizado para realizar todas estas medidas no tokamak.

IV.1 O TOKAMAK TCABR

No Laboratório de Física de Plasmas do Instituto de Física da Universidade de São Paulo, encontra-se em funcionamento o tokamak TCABR, acrônimo do francês que significa *Tokamak Chauffage Alfvén Brésilien*. Este tokamak foi construído no CRPP (*Centre de Recherche en Physique des Plasmas/Association Euratom-Suisse*), em Laussane, Suíça, onde funcionou durante vários anos, sendo depois trazido ao Brasil em 1994^[63].

Durante os 4 anos que se seguiram, o TCABR foi modificado e remontado e, desde 1998, tem estado novamente em funcionamento. No TCABR têm sido desenvolvidas, principalmente, três linhas de pesquisa^[64]. A primeira refere-se à utilização de ondas de Alfvén para aquecimento e geração de corrente de plasmas no tokamak. Para isto, o sistema utiliza um gerador pulsado de radio-frequência, de 5 MHz e 1 MW de potência, e parte de um conjunto de antenas instaladas dentro da câmara de vácuo. As antenas foram projetadas de forma a garantir a excitação de espectros bastante puros^[65].

A segunda linha de pesquisa refere-se ao estudo de confinamento de partículas e energia, que também envolve as descargas de plasma operando o tokamak em regime de elétrons “fugitivos” (*runaway*)^[66]. Nesta linha, também são investigados regimes avançados de confinamento de plasma no TCABR, envolvendo a criação de barreiras de transporte, especialmente o modo H, utilizando um eletrodo polarizado^[64].

A terceira linha de pesquisa refere-se ao estudo e controle das instabilidades MHD, especialmente as de ruptura. Para este estudo, vários são os diagnósticos que estão ou serão instalados no tokamak, além de um sistema de injeção de impurezas (*pellets*)^[67] e um limitador ergódico magnético^[68].

Outros trabalhos que também estão em andamento, junto ao tokamak TCABR^[64], referem-se aos estudos de fenômenos de turbulência de transporte na periferia da coluna de plasma^[69], ao desenvolvimento de técnicas avançadas de diagnóstico de plasmas em tokamaks e, ao desenvolvimento de sistema de controle e aquisição de dados para o tokamak TCABR^[70].

O TCABR é um tokamak de médio porte (Figura IV.1), cujos parâmetros principais são mostrados na Tabela IV.1. Possui uma câmara de vácuo (paredes de aço inoxidável não magnético) com seção retangular de 44,5 cm x 52 cm e com um volume $V \sim 0,9 \text{ m}^3$. A pressão base na câmara de vácuo, de até $3 \times 10^{-7} \text{ mbar}$, é obtida através de duas bombas turbomoleculares de 450 e 1000 l/s. A pressão de operação do tokamak é, inicialmente, de $P_{\text{base}} \sim 9 \times 10^{-7} \text{ mbar}$, valor que é aumentado durante a descarga de plasma até $3,5 - 4 \times 10^{-4} \text{ mbar}$, utilizando-se um sistema de injeção de gás automatizado, cujo perfil temporal é previamente definido e controlado por *software*.

Tabela IV.1: Principais parâmetros do tokamak TCABR

Campo Magnético Toroidal	B_T	1,07 T
Raio Maior	R_o	0,61 m
Raio Menor	A	0,18 m
Corrente de Plasma	I_p	100 kA
Duração da Descarga	τ_d	120 ms
Densidade Central de Elétrons	n_e	$3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$
Temperatura Média de Elétrons	T_e	400 eV

Figura IV.1: Fotografia do tokamak TCABR.

IV.1.1 Partes do tokamak

O tokamak TCABR é composto, principalmente, pelo sistema toroidal, pelos sistemas ôhmico e vertical, pelo sistema de vácuo, pelos diagnósticos e pelo sistema de aquisição de dados. As partes eletro-mecânicas são mostradas na Figura IV.2, e são descritas na sequência.

Figura IV.2: O tokamak TCABR é formado das seguintes partes: A. Bobinas de aquecimento ôhmico, B. Bobinas auxiliares. C. Bobinas do campo vertical, D. Bobinas do campo toroidal, E. Câmara de vácuo, F. Janelas de diagnóstico.

O campo magnético toroidal, responsável pelo confinamento do plasma, é criado por 72 bobinas agrupadas em 18 pacotes com 4 bobinas cada, que são percorridas por uma corrente elétrica de $I_T \sim 50$ kA. Esta corrente é criada por uma fonte retificadora composta, principalmente, de um transformador com potência útil de 4 MVA em regime de trabalho contínuo e, de 22 MVA, durante 5 s. A ponte retificadora é composta por um conjunto de 48 diodos de 1400V e 2,2 kA. Atualmente, durante as descargas de plasma, é gerado um campo magnético toroidal no centro da câmara de vácuo de $B_\phi = 1,07$ T.

O campo elétrico criado pelo sistema ôhmico, por sua vez, é responsável pela formação do plasma (muitas vezes ajudado pelo filamento de pré-ionização), pela geração da corrente de plasma e, como consequência, pelo aquecimento ôhmico durante as descargas. O sistema ôhmico consiste de um solenóide de 200 espiras, pelas quais passam correntes $I_s \sim 5,5$ kA, geradas por um banco de capacitores de 40 mF, formado de 96 capacitores de isolamento a óleo de 415 μ F e 6 kV cada, conectados em paralelo. Este sistema permite que se modifique o perfil temporal da corrente no solenoide ao serem mudadas as resistências do circuito que, por sua vez, são controlados pelo acionamento de um sistema de 7 *ignitrons* e 3 *vacuum switches*.

O campo magnético vertical, principal responsável pela centralização da coluna de plasma, é criado por uma corrente que passa por espiras específicas, situadas ao redor do tokamak. Esta corrente é gerada por um banco de capacitores de 5 F, sendo que todos os 1750 capacitores eletrolíticos, de 2,85 mF e 450 V cada, estão conectados em paralelo. A corrente deste sistema é controlada por um sinal de comando, gerado por um sistema de retro-alimentação (*feedback*), e através dela é possível controlar as posições horizontal e vertical da coluna de plasma. No entanto, para garantir que a interação com o plasma não danifique as paredes e os sensores instalados dentro da câmara de vácuo, foram instalados 4 limitadores físicos de grafite em uma seção poloidal do tokamak, formando uma circunferência de raio $r_{lim} = 18$ cm.

Além disso, para a investigação do aquecimento do plasma por ondas de Alfvén, está instalado e operando no tokamak um dos quatro conjuntos de antenas de Alfvén inicialmente projetados^[71]. Mais recentemente, um eletrodo de polarização foi instalado no TCABR para o estudo de regimes de alto confinamento (“modo H”), além de um sistema de Limitador Ergódico Magnético^[68] (correspondente a este trabalho) e um

sistema de injeção de pastilhas de impurezas (*pellets*)^[67], instalados para a investigação e controle de instabilidades de disruptura.

IV.2 PRINCIPAIS DIAGNÓSTICOS DO TCABR

Entre os diagnósticos que foram implementados encontram-se operacionais no tokamak TCABR, as espiras de tensão de enlace, as bobinas de Rogowski, o sistema de interferometria por micro-ondas, o espectrômetro ótico, o bolômetro, o detector de emissão elétron-ciclotrônica, as bobinas diamagnéticas, as bobinas de equilíbrio (de fluxo), o sistema de bobinas de Mirnov, o sistema de detecção do H_{α} , de raios-X moles, raios-X duros e a sonda eletrostática. Na Figura IV.3, mostra-se a localização destes diagnósticos no tokamak TCABR.

Figura IV.3: Localização dos principais diagnósticos instalados no TCABR.

IV.2.1 Tensão de enlace e bobinas de Rogowski

Um conjunto de 8 espiras de enlace, instaladas no lado externo e ao redor da câmara de vácuo do tokamak, medem a variação temporal do fluxo do campo magnético poloidal, que também serve para avaliar o comportamento da resistividade do plasma durante as descargas. Na prática, o sinal da tensão de enlace experimentalmente utilizado, é um valor médio dos sinais das oito espiras, o qual passa por um filtro de radio-frequência para reduzir o ruído induzido pelas antenas de Alfvén.

As bobinas de Rogowski encontram-se instaladas no lado externo do vaso do tokamak e são utilizadas para a medida da corrente de plasma e das correntes que criam o campo vertical do equilíbrio. Na Figura IV.4, ambos os diagnósticos são mostrados de uma forma esquemática.

Figura IV.4: Esquema de posicionamento da bobina de Rogowski e de uma espira de enlace em um tokamak padrão.

IV.2.2 Interferômetro de micro-ondas

A interferometria de micro-ondas é uma técnica muito usada para a medida da densidade eletrônica do plasma em tokamaks. O princípio de operação é baseado na mudança de fase que sofre um feixe de micro-ondas linearmente polarizado, ao atravessar a coluna de plasma. Esta mudança de fase é proporcional à densidade integrada ao longo de uma corda (caminho reto) que atravessa o plasma. O esquema básico de funcionamento é mostrado na Figura IV.5.

O feixe de micro-ondas é transmitido por meio de guias-de-onda, podendo-se fazer medidas nas 7 posições mostradas na Tabela IV.2. Apesar disso, somente podem ser feitas as medições nas posições -2, 0 e 1, por causa das restrições existentes em termos de equipamento disponível.

Figura IV.5: O feixe principal é dividido em duas partes. Um deles atravessa o plasma, enquanto o outro não. Ao serem comparados ambos os sinais, observa-se uma mudança de fase que está relacionada com a densidade do plasma.

Tabela IV.2: Posição radial ($R - R_0$) das cordas verticais dos feixes de micro-ondas do interferômetro, implementados no tokamak TCABR.

Nº corda	$R - R_0$ (cm)
-3	-17
-2	-12
-1	-6
0	-1
1	4
2	9
3	14

Basicamente, a densidade de linha das partículas é dado pela seguinte expressão^[72]:

$$\bar{n}(t) = \frac{1}{(z_2 - z_1)} \frac{\Delta\phi_p(t)}{(2,82 \times 10^{-15} \lambda)} \quad (IV.1)$$

onde λ é o comprimento de onda no vácuo e (z_1, z_2) são as coordenadas de entrada e saída do feixe de micro-ondas no plasma. A defasagem $\Delta\phi_p(t)$ é obtida de $\Delta\phi_p(t) = \phi_0 + \Delta\omega\Delta t_n$, onde ϕ_0 é uma diferença de fase fixa entre os sinais dos dois feixes, devido aos diferentes caminhos percorridos (ver Figura IV.5), $\Delta\omega$ é uma frequência intermediária e Δt_n é obtido da Figura IV.6.

IV.2.3 Espectrômetro ótico

Este equipamento permite medir a evolução temporal das intensidades de radiação de linha das impurezas do plasma, de onde também se pode medir, por exemplo, as velocidades de rotação poloidal e toroidal do plasma^[73,74].

Figura IV.6: As curvas mostram o sinal de referência (V_1) e o sinal que atravessa a coluna de plasma (V_2). O atraso, $\Delta t_n = t_{2n} - t_{1n}$, entre os dois sinais é uma medida da mudança de fase produzida pelo plasma, $\Delta\phi_p(t)$.

O equipamento possui um comprimento focal de 1 m e uma dispersão inversa de $8 \text{ \AA} \cdot \text{mm}^{-1}$. A radiação emitida pela coluna de plasma é focalizada na fenda do espectrômetro utilizando-se um sistema de lentes e fibras óticas. A intensidade da linha espectral é detetada com uma fotomultiplicadora Hamamatsu R943–2, cuja medida é sincronizada com o sinal da tensão de enlace do tokamak. O arranjo experimental é mostrado na Figura IV.7.

Figura IV.7: Arranjo experimental do espectrômetro para a medida de emissão de radiação de linha das impurezas do plasma do tokamak TCABR.

Por outro lado, a intensidade da linha espectral medida (I), é proporcional ao produto da densidade da impureza (n_Z), da densidade eletrônica local (n_e) e do coeficiente de probabilidade de excitação $\langle \sigma_{eZ} V \rangle$, que é dada pela seguinte equação^[75]:

$$I = n_Z n_e \langle \sigma_{eZ} V \rangle \quad (IV.2)$$

Assim, a intensidade de linha espectral de uma impureza também depende da temperatura local. Portanto, é importante conhecer a distribuição radial na coluna de plasma das impurezas do carbono, com o qual foram feitas as medidas deste trabalho de tese. Na Figura IV.8, mostra-se a distribuição da abundância ($f = n_Z / \sum_Z n_Z$) do Carbono ionizado em função do raio menor do tokamak TCABR^[12], supondo um perfil de temperatura parabólico, com coeficiente $v = 1,5$.

Figura IV.8: Distribuição radial da abundância do carbono ionizado do tokamak TCABR, calculado para o perfil $T = T_o(1 - r^2 / a^2)^v$, com $v = 1,5$. Na nomenclatura utilizada, C-I corresponde ao Carbono não ionizado e C-VII ao totalmente ionizado.

IV.2.4 Detector de emissão elétrico-ciclotrônica

Este equipamento permite medir os perfis radiais e temporais da emissão de radiação elétrico-ciclotrônica de plasmas confinados magneticamente. Destas medidas, podem ser obtidos os perfis radiais e temporais da temperatura eletrônica. Também, é possível obter as frequências de corte, que permitem calcular o perfil da densidade de plasma^[76].

O equipamento funciona utilizando um radiômetro de varredura (50 – 85 GHz) que detecta a radiação na segunda harmônica do modo-X. Para estas medidas é utilizada uma antena, cujo eixo está no plano equatorial do tokamak e é perpendicular ao eixo da coluna de plasma. O radiômetro pode ser usado em frequências fixas ou modos de múltiplas frequências. As condições de acessibilidade e absorbilidade são restritos, devido ao relativamente baixo campo magnético toroidal do tokamak TCABR. Todo o sistema foi calibrado absolutamente, tanto para valores de temperatura quanto para frequências. O arranjo experimental é mostrado na Figura IV.9.

Figura IV.9: Diagrama de blocos do diagnóstico ECE instalado no tokamak TCABR.

Para plasmas térmicos e opticamente densos, a intensidade da radiação proveniente de uma região do plasma com temperatura T_e , é dada pela seguinte relação^[76]:

$$I(\omega) = \frac{\omega^2 k_B T_e}{8\pi^3 e^2} \quad (IV.3)$$

sendo ω a frequência da emissão eletro-ciclôtrônica, e a carga elétrica do elétron e e k_B a constante de Boltzmann.

IV.2.5 Bolômetro

Os detetores bolométricos permitem medir a intensidade das perdas de energia devidos à radiação total emitida pelo plasma, quer dizer, a radiação ciclôtrônica, a radiação por recombinação, a radiação *bremsstrahlung* e a radiação de linha, sendo esta última a mais intensa no TCABR.

Atualmente existe instalado um único sensor bolométrico semicondutor de silício de tipo p-n (AXUV-16ELO/G), de alta sensibilidade (0,27 A/W), de resposta rápida e insensível às induções magnéticas. Este detetor é de resposta estável e linear

para energias de fótons entre 25 eV e 6 keV. O bolômetro está montado dentro de uma câmara especial localizada na parte de cima do vaso do tokamak, observando o plasma através de uma fenda circular, a região mostrada na Figura IV.10^[77]. A construção de um conjunto de sensores, para permitir inclusive análises tomográficas, encontra-se atualmente em andamento.

Figura IV.10: Arranjo experimental do sistema de bolometria do tokamak TCABR.

A expressão que relaciona o sinal medido pelo bolômetro (P) com a densidade de radiação total (P_{rad}) emitida pelo plasma, é dada por^[77]:

$$P = \frac{\Omega}{4\pi} \int_{\text{corda}} P_{\text{rad}} d\ell \quad (\text{IV.4})$$

onde Ω é o fator geométrico relacionado com o ângulo sólido que observa o detetor e $P_{\text{rad}} = n_e(r)n_z(r)f(T_e(r))$, sendo n_e a densidade eletrônica do plasma, n_z a densidade de impurezas (todas as impurezas e em todos os graus de ionização) e $f(T_e)$ é uma função da temperatura eletrônica.

IV.2.6 Detectores de emissão H_α

Este diagnóstico permite estudar o perfil temporal e radial da emissividade da linha H_α do átomo de hidrogênio, emitida pelo plasma do tokamak, que é proporcional à quantidade de hidrogênio que está sendo ionizado durante a interação com as paredes do

tokamak (fenômeno conhecido como “reciclagem”). Esta emissão é uma função da densidade eletrônica, da temperatura eletrônica e da população de hidrogênio neutro. Deste diagnóstico podem ser determinadas a densidade de hidrogênio neutro, os perfis da taxa de ionização, o fluxo de partículas na parede e a taxa de retenção de partículas no limitador material. A partir destes parâmetros pode ser calculado também o tempo de confinamento de partículas.

O sistema de detecção instalado no tokamak TCABR, está formado por 10 fotodiodos de alta resolução (cujas posições são mostradas na Figura IV.11) de silício do tipo p-n Hamamatsu S1406, sensíveis a fótons na faixa de 320 – 1100 nm, acoplados a tubos colimadores e filtros de interferência de 655,2 nm que, calibrado absolutamente para esta linha, permite medir a intensidade da luz visível que emite a transição do nível $n = 3$ para o nível $n = 2$ do hidrogênio excitado, integrada ao longo de cordas paralelas que cruzam a coluna de plasma^[78].

Figura IV.11: (a) Sistema de detecção da emissão H_{α} instalado no tokamak TCABR. (b) Posição radial das cordas observadas pelos detetores do sistema.

O valor do sinal medido pelos detetores (B) está relacionada diretamente com a intensidade da emissão H_{α} ($I_{H\alpha}$) através da seguinte expressão^[78]:

$$I_{H_{\alpha}} = C \cdot B \quad (IV.5)$$

onde C é uma constante de proporcionalidade que foi obtida da calibração absoluta dos detetores utilizando-se, neste caso, uma lâmpada de tungstênio. A obtenção desta intensidade é o ponto de partida para o cálculos de outros parâmetros, como a emissividade do plasma, a taxa de reciclagem do hidrogênio e o tempo de confinamento de energia.

IV.2.7 Sonda de Langmuir

Este diagnóstico permite medir o potencial flutuante, a corrente de saturação iônica, o potencial do plasma, a temperatura e a densidade média eletrônicas^[79] do plasma, de forma pontual, usualmente na região da borda da coluna de plasma.

No TCABR, o equipamento é formado por seis sondas electrostáticas, que foram construídas com um fio de tungstênio de 0,6 mm de diâmetro, colocado dentro de um tubo de cerâmica alumina. Este conjunto de sondas, que está acoplado a um motor de passo, pode-se movimentar na direção radial sem comprometer a pressão no vaso do tokamak, sendo possível fazer medições a distâncias variáveis, porém fixas durante cada disparo de plasma, entre 19 e 22 cm, isto é, na região na sombra do limitador físico (*scrape-off layer*). O arranjo experimental é mostrado na Figura IV.12.

Como resultado das medidas com uma sonda simples, é possível obter um gráfico da variação da corrente na sonda em função do potencial. Este gráfico é conhecido como “curva característica” e é mostrada na Figura IV.13 de forma esquemática.

Figura IV.12: Arranjo experimental do sistema de sondas eletrostáticas instalado no tokamak TCABR.

Figura IV.13: Curva característica obtida de medições com uma sonda eletrostática simples.

A região de transição, limitada pelas correntes I_{se} e I_{si} , para $V_s < \phi_p$, é dada por^[79],

$$I_s = I_{si} \left\{ 1 - \exp \left[\frac{e(V_s - \phi_p)}{k_B T_e} \right] \right\} \quad (IV.6)$$

O ajuste desta curva aos pontos experimentais da corrente na sonda em função da tensão aplicada fornece, simultaneamente, os valores médios de T_e , I_{si} e ϕ_p . Finalmente, conhecendo o valor calculado para I_{si} , a densidade n pode ser determinada usando a expressão^[79]:

$$I_{si} = neAf \left(\frac{T_i}{T_e} \right) \sqrt{\frac{k_B (T_i + T_e)}{m_i}} \quad (IV.7)$$

onde e é o valor da carga elétrica do elétron, A é a área da sonda eletrostática, f é uma função que depende de T_e e T_i (que considera a influência da temperatura dos íons na sua corrente de saturação), m_i é a massa dos íons e k_B é a constante de Boltzmann.

IV.2.8 Detectores de emissão de raios-X moles

Este diagnóstico permite detectar a emissão de raios-X moles (pouco energéticos, entre 100 eV e 1 keV), geralmente emitidos no centro da coluna de plasma. Utilizam-se fotodiodos Hamamatsu C2334, de alta eficiência na região dos raios-X moles e de boa resolução temporal, em uma câmara de orifício, coberto com uma lâmina de berílio. Atualmente, encontram-se instalados e operacionais dois destes fotodiodos, cujas regiões de observação do plasma são mostrados na Figura IV.14^[80].

Figura IV.14: Sistema de detecção de raios-X moles instalado no tokamak TCABR. As regiões observadas pelos fotodiodos são mostradas em cor cinza.

A função da lâmina de berílio é a de barrar a incidência de radiação de alta energia nos detetores, principalmente a radiação de linhas. Desta forma, apenas os fótons correspondentes aos processos de captura de elétrons e *bremsstrahlung* é que são, de fato, detectados. Estas emissões têm características contínuas e são fortemente dependentes da temperatura de elétrons^[81]:

$$\frac{\Delta W}{\Delta E} \propto \sum_i n_e n_i Z_i^2 T_e^{-1/2} e^{-h\nu/T_e} \quad (IV.8)$$

sendo ΔW a potência irradiada por unidade de volume do plasma, correspondente aos fótons de energias pertencentes ao intervalo ΔE , n_e e n_i são as densidades de elétrons e íons, respectivamente, Z_i correspondem aos números atômicos dos íons do plasma e $h\nu$ é a energia do fóton emitido.

IV.3 SISTEMA DE ADQUIÇÃO DOS DADOS (TCAqs)

O TCAqs^[70] corresponde ao sistema de aquisição de dados do TCABR e é composto por dispositivos de controle e operação, bem como por dispositivos para a análise dos dados. Portanto, fazem parte do TCAqs tanto o *hardware* como o *software* que são utilizados para a transmissão, o tratamento eletrônico (filtragem, amplificação,

integração, etc.), a digitalização e a gravação dos sinais experimentais gerados pelos vários diagnósticos instalados no tokamak. Também fazem parte do TCAqs os sinais dos disparadores óticos (pulsos de luz) utilizados para acionar os sistemas envolvidos na operação de controle do tokamak (*vacuum switch*, ígnitrons, fontes de alimentação, etc.), bem como as taxas de frequências dos módulos de aquisição dos dados.

Os dispositivos de aquisição e controle estão baseados no padrão da instrumentação VME. As estações VME estão baseadas nos controladores Motorola 68040 CPU, contendo 18 módulos ADC (com 8 canais cada), de 12 bits de resolução e um gerador de pulsos. Estes módulos reduzem a impedância do sinal de entrada, trabalham em modo diferencial (facilitando a rejeição dos sinais produzidos por ruídos e correntes parasitas), e podem digitalizar os sinais analógicos a uma taxa de amostragem de até 1,25 MHz.

Neste trabalho de tese, todas as medidas foram feitas a uma taxa de amostragem de 250 kHz, portanto, os sinais analógicos são digitalizados em intervalos de 4μs, com uma extensão de 50000 pontos, cobrindo uma faixa de 200 ms, de forma que cada sinal gera 100 kb de dados a cada disparo; ou seja, um único ADC produz 0,8 Mb de dados. Cada canal dos módulo ADC admite sinais analógicos (x) entre -2,5V e 2,5V, transformado-os em valores digitalizados (y) entre 0 e 4096 (2^{12}), respectivamente, (sendo que o zero analógico corresponde a 2048 digitalizado) segundo a seguinte relação:

$$x = \frac{5}{4096}(y - 2048) \quad (\text{IV.9})$$

Devido à quantidade enorme de dados, antes de serem enviados para armazenamento, estes sinais são comprimidos pelo método “*Lempel-Ziv-Welch*” (“*lzw15M*”), que consegue uma razão de compressão de 77 % em um tempo razoável (16 s para arquivos de ~ 5 Mb), sem nenhuma perda de informação^[70]. Todos estes dados são gravados no banco de dados do laboratório, cujos *softwares* foram desenvolvidos para trabalharem no ambiente LINUX.

Capítulo V

Sistema Circular de Bobinas de Mirnov

Neste capítulo é descrito o sistema de bobinas de Mirnov que foi construído e instalado no tokamak TCABR. Este sistema é essencial para o estudo e identificação das instabilidades que surgem durante o confinamento de plasmas, assim como a determinação da composição dos modos MHD de oscilação, responsáveis pelas instabilidades macroscópicas, especialmente, as disrupturas maiores.

V.1 INTRODUÇÃO

A forma mais usual de se medir campos magnéticos que variam no tempo, nas proximidades de um ponto no espaço, é colocando convenientemente pequenas bobinas de forma que a variação do campo induza, por sua vez, uma variação de fluxo através da bobina. Pela forma integral da Lei de Faraday, podemos calcular a tensão elétrica induzida (V_{ind}) na bobina^[82]:

$$V_{\text{ind}} = \oint_C \vec{E} \cdot d\vec{l} = - \int_S \frac{d\vec{B}}{dt} \cdot d\vec{S} \quad (\text{V.1})$$

Desta forma, um conjunto de bobinas magnéticas de Mirnov é capaz de detetar as flutuações do campo magnético poloidal e toroidal (oscilações de Mirnov) de um tokamak, segundo a sua disposição com respeito à coluna de plasma.

Para o TCABR, um novo sistema de bobinas de Mirnov foi por nós projetado, construído e instalado no interior da câmara de vácuo do tokamak, para o cálculo dos modos MHD de oscilação m e n , poloidal e toroidal respectivamente. Este sistema,

nomeado “Sistema Circular de Bobinas de Mirnov” (SCBM), está formado de 22 bobinas de Mirnov, instaladas em uma seção poloidal do tokamak para medir o número m , e 2 bobinas toroidais instaladas em diferentes posições toroidais para avaliar o número n . Os detalhes sobre a calibração das bobinas que formam o SCBM, são mostrados no Apêndice B.

O SCBM, com seção circular, permitiu evitar ou minimizar os vários problemas que apresentavam o antigo sistema de bobinas, especialmente por causa da geometria rectangular que aquele possuía^[83], dos ataques do plasma sobre regiões do sistema, que ficavam sem uma proteção adequada, e da atuação de campos magnéticos espúrios gerados por correntes de Foucault nas paredes condutoras próximas das bobinas do sistema. O problema das correntes de Foucault, é que estas podem modificar diretamente as medidas de campo magnético pelas bobinas de Mirnov localizadas próximas das paredes condutoras, porque o campo magnético perpendicular é refletido por esta superfície; então o espectro das oscilações MHD captado pela bobina seria composto pelo espectro gerado pela coluna de plasma, mais o gerado pela reflexão do campo na parede condutora^[84].

Além disso, a geometria do SCBM escolhida para o TCABR ajudou a simplificar os cálculos dos modos de oscilação porque todas as bobinas encontram-se a iguais distâncias da coluna de plasma. Além disso, pelo fato das bobinas de Mirnov deste sistema medirem sinais já na direção poloidal, não é mais preciso reconstruir o sinal da soma vetorial das duas componentes perpendiculares entre si, como era feito com o sistema antigo, quando até a escolha da polaridade dos sinais de cada componente não era uma tarefa simples, além de dobrar, a quantidade de sinais a serem colhidos (e portanto de fios dentro da câmara de vácuo). Ao mesmo tempo, com o novo sistema, diminuiu-se pela metade o número de sinais a serem filtrados e digitalizados eletronicamente.

V.2 CONSTRUÇÃO DO SCBM

As 22 bobinas de Mirnov poloidais e as 2 bobinas toroidais foram construídas e instaladas dentro de invólucros de cerâmica e estão montadas em uma estrutura metálica, que as fixa dentro da câmara de vácuo do tokamak, formando um anel ao redor da coluna de plasma, na direção poloidal do tokamak. Além disso, o sistema tem

uma eletrônica associada que permite filtrar, amplificar e condicionar os 24 sinais para serem digitalizados nos módulos VME.

V.2.1 Construção das bobinas de Mirnov

Tanto os carretéis (onde os fios são enrolados) como a proteção de cada uma das bobinas de Mirnov foram fabricadas de cerâmica alumina de alta pureza, que é um material isolante elétrico e térmico adequado para se usar em alto vácuo (Figura V.1-a). Este material evita a formação de correntes de Foucault e protege as bobinas do ataque do plasma.

Os carretéis foram projetados para permitir a construção de bobinas com aproximadamente 100 voltas (4 camadas com 25 voltas cada) com uma área transversal de $\sim 200 \text{ mm}^2$ em cada volta. Foram, desta forma, enrolados fios de cobre 28 AWG (*American Wire Gauge*) de $0,0804 \text{ mm}^2$ de seção transversal, com revestimento dielétrico de poliamida-imida, que suporta temperaturas de até 200°C . Os extremos dos fios que sobram da bobina foram trançados para evitar a atuação de campos magnéticos espúrios (Figura V.1-b). Assim, a área efetiva de cada bobina é $2 \times 10^{-2} \text{ m}^2$ aproximadamente, o que gera uma tensão elétrica de 2 V para uma variação do campo magnético de 100 T/s. Valores mais exatos das áreas efetivas de cada bobina foram obtidos na calibração, cujos resultados serão mostrados mais adiante.

Figura V.1: (a) Desenhos das peças de alumina de alta pureza para o SCBM, caixa protetora (figura de cima) e carretel-tampa (figura de baixo). (b) Fotografias de uma bobina de Mirnov aberta (fotografia de cima) e fechada (fotografia de baixo).

V.2.2 Fixação das bobinas e transmissão dos sinais

As bobinas de Mirnov foram presas a uma estrutura de aço inoxidável, constituído de 2 tubos de aço de 7 mm de diâmetro externo (Figura V.2), que serve tanto de suporte para cada bobina como para fixá-las na posição angular correspondente (coincidindo com as peças em forma de “L” soldadas nos tubos), a qual é obtida do cálculo que será mostrado mais adiante.

Esta estrutura, ao mesmo tempo, serve para proteger os fios que transmitem os sinais captados pelas bobinas de Mirnov desde a sua posição, próximo da coluna de plasma no interior da câmara de vácuo, até o exterior do tokamak, através de dois “passadores de corrente” (*feedthrough*) de 35 pinos cada, instalados em duas janelas laterais do TCABR, próximas ao sistema de bobinas de Mirnov (Figura V.3). As conexões dos fios das bobinas nos passadores de sinais, dentro da câmara de vácuo, foram feitas com presilhas especiais de cobre, que asseguram a continuidade do sinal mecanicamente, evitando o uso de soldas (não recomendável para alto vácuo).

Figura V.2: Fotografia das estruturas de aço e das presilhas que prendem o sistema de bobinas no vaso do tokamak.

Finalmente, na Figura V.4, podem ser observadas algumas fotografias do SCBM já instalado dentro do tokamak, na sua posição final.

Figura V.3: Fotografia do "passador de sinais" antes da sua montagem no tokamak TCABR. Observam-se os extremos das bobinas já conectados, utilizando-se os conectores de cobre.

(a)

(b)

(c)

Figura V.4: Fotografias mostrando o SCBM já instalado, focalizando o (a) lado interno, (b) lado de cima e (c) lado externo da câmara de vácuo do tokamak TCABR.

V.3 GEOMETRIA DO SCBM

Como já foi dito, o sistema de bobinas tem uma seção circular que é concêntrica com relação à última superfície magnética, definida pelo limitador físico do tokamak. No entanto, as posições angulares das bobinas de Mirnov no sistema, na direção

poloidal, não se encontram igualmente espaçadas. De fato, foi calculada uma compensação angular para se ter em conta os efeitos da geometria toroidal da coluna de plasma do tokamak na configuração do equilíbrio do plasma, que foi obtida utilizando-se as coordenadas toroidais, de acordo com a equação II.35:

$$\theta^* = \arcsin \left(\frac{\sqrt{1-\lambda^2} \sin \theta}{1-\lambda \cos \theta} \right) (\text{rad})$$

Agora, se considerarmos apenas as condições puramente geométricas, o valor do parâmetro λ tem a forma $\lambda = a/R$ (equação II.33). Já no caso de se considerar também o efeito do plasma no equilíbrio MHD, este parâmetro sofre uma correção da forma^[22]:

$$\lambda = \frac{a}{R} \left(\beta_\theta + \frac{\ell_i}{2} + 1 \right) \quad (\text{V.2})$$

V.3.1 Cálculo do parâmetro λ

Neste trabalho, o parâmetro λ foi calculado tomando como base os dados experimentais do equilíbrio MHD do plasma para o tokamak TCABR. Utilizando-se a definição para o parâmetro de Shafranov (ver Capítulo II.5.4), a expressão para o campo magnético vertical do equilíbrio MHD (equação II.52), deixando em evidência o parâmetro β_θ , é dado por:

$$\beta_\theta = \frac{4\pi r B_v}{\mu_o I_p} - \ln \left(\frac{8r}{a} \right) - \frac{\ell_i}{2} + \frac{3}{2} \quad (\text{V.3})$$

No TCABR, um parâmetro mais ou menos semelhante (o qual vamos chamá-lo de $\beta_\theta^{\text{TCABR}}$) é calculado rotineiramente da seguinte relação^[85]:

$$\beta_\theta^{\text{TCABR}} = \frac{4\pi r B_v}{\mu_o I_p} - \ln \left(\frac{8r}{a} \right) + 1 \quad (\text{V.4})$$

onde I_p e a corrente que gera o campo B_v são medidos através de bobinas de Rogowski (ver Capítulo IV.2.1). Assim, substituindo a equação V.4 em V.3, obtém-se:

$$\beta_{\theta} + \frac{\ell_i}{2} + 1 = \beta_{\theta}^{\text{TCABR}} + \frac{3}{2} \quad (\text{V.5})$$

que, substituindo-se em V.2, obtém-se o valor do parâmetro λ em função do valor experimental $\beta_{\theta}^{\text{TCABR}}$:

$$\lambda = \frac{a}{R} \left(\beta_{\theta}^{\text{TCABR}} + \frac{3}{2} \right) \quad (\text{V.6})$$

Neste trabalho foi obtido um valor médio do parâmetro λ , para o qual foram analisados os sinais de $\beta_{\theta}^{\text{TCABR}}$ (durante o patamar da corrente de plasma) correspondentes a vários disparos do TCABR operando em “regime tokamak”. Como resultado, obteve-se $\langle \beta_{\theta}^{\text{TCABR}} \rangle = 0,612$. Substituindo este valor na equação V.6, o parâmetro λ tem o valor $\lambda = 0,6182$.

V.3.2 Localização das bobinas de Mirnov

As bobinas do SCBM estão localizadas em $r_{\text{bm}} = 195$ mm, ficando assim na sombra do limitador físico do TCABR ($r_{\text{lim}} = 180$ mm). O espaçamento angular das bobinas na direção poloidal foi obtido da equação II.35, onde foi considerado que os ângulos em coordenadas toroidais (θ) encontram-se igualmente espaçados, com valores de $\theta = \ell\pi/11$ ($\ell = 0, 1, 2, \dots, 21$) e $\lambda = 0,6182$. As bobinas foram nomeadas conforme o seu número ℓ correspondente. Assim, B0 é a bobina com $\ell = 0$, que encontra-se localizada no ângulo $\theta^* = 0$, isto é, do lado externo da coluna de plasma e em cima do plano equatorial. Da mesma forma, a B11 é a bobina localizada em $\theta^* = \pi$ (no lado interno da coluna de plasma), também no mesmo plano.

Por outro lado, as duas bobinas de Mirnov posicionadas na direção toroidal, para a medida do número n (B3a e B3b), foram instaladas também em $r_{\text{bm}} = 195$ mm e $\theta^* = 86,6^\circ$ (que corresponde a $\ell = 3$). Portanto, para a medida do número n , têm-se três bobinas na mesmas posições poloidais (B3, B3a e B3b). Na Tabela V.1, mostram-se os valores da posição angular de cada bobina. Nas Figuras V.5-a e V.5-b, mostram-se os desenhos esquemáticos da posição angular no sistema circular e a localização das bobinas em relação ao TCABR, respectivamente.

Tabela V.1: Coordenadas (R, Z) e posições angulares (θ , ϕ) de cada bobina de Mirnov do SCBM. Os ângulos poloidais foram calculados da equação II.35.

bobina	θ (sexag)	θ^* (sexag)	ϕ (sexag)	Z (10^{-3} m)	R (10^{-3} m)
B0	0,0	0,0	0	0	805
B1	16,4	33,1	0	106	773
B2	32,7	62,5	0	173	700
B3	49,1	86,6	0	195	621
B4	65,5	106,0	0	187	556
B5	81,8	121,6	0	166	508
B6	98,2	134,5	0	139	473
B7	114,5	145,4	0	111	449
B8	130,9	155,1	0	82	433
B9	147,3	163,8	0	54	423
B10	163,6	172,0	0	27	417
B11	180,0	180,0	0	0	415
B12	196,4	188,0	0	-27	417
B13	212,7	196,2	0	-54	423
B14	229,1	204,9	0	-82	433
B15	245,5	214,6	0	-111	449
B16	261,8	225,5	0	-139	473
B17	278,2	238,4	0	-166	508
B18	294,5	254,0	0	-187	556
B19	310,9	273,4	0	-195	621
B20	327,3	297,5	0	-173	700
B21	343,6	326,9	0	-106	773
B3a	49,1	86,6	112	195	621
B3b	49,1	86,6	220	195	621

V.4 TRATAMENTO ELETRÔNICO DOS SINAIS

Os sinais provenientes das bobinas de Mirnov são transmitidos através de cabos planos (“flat-cables”), desde o passador de corrente até um bastidor, onde os sinais são adequadamente filtrados e amplificados eletronicamente, antes de serem digitalizados

pelos módulos VME do sistema de aquisição de dados do tokamak TCABR (TCAqs). Em seguida, são finalmente gravados na base de dados do computador principal do laboratório.

Figura V.5: Desenho esquemático mostrando (a) a localização das 22 bobinas de Mirnov no SCBM (círculos cheios), correspondente a uma seção poloidal do tokamak e, (b) a localização das bobinas desde uma vista superior do tokamak TCABR.

O arranjo experimental da eletrônica associada à medida e digitalização dos sinais de Mirnov, é mostrado na Figura V.6.

Figura V.6: Arranjo experimental da eletrônica usada para tratar os sinais.

V.4.1 Filtros e amplificadores eletrônicos

Foram construídos três módulos de circuito impresso, sendo que em cada um deles foram montados oito filtros passa-banda (com frequências de corte em 4 kHz e 100 kHz) e oito amplificadores (um “filtro–amplificador” para cada sinal de bobina, Figura V.7), que foram projetados de forma a ter ganho variável, podendo-se assim ajustá-los para tipos diferentes de descargas de plasma de forma que não ultrapassem a

faixa de trabalho dos digitalizadores VME. Estes circuitos são alimentados com $\pm 12\text{ V}$ através de uma fonte construída com duas baterias, como será descrito mais adiante.

Figura V.7: Circuito eletrônico associado às bobinas de Mirnov, contendo o filtro passa-banda e o circuito amplificador de ganho ajustável.

Como pode-se observar na Figura V.7, foram utilizados amplificadores operacionais do tipo 318 ao invés dos tradicionais 741. Esta escolha foi baseada no fato que os últimos são de resposta lenta quando submetidos a variações “rápidas” de sinais experimentais com um *slew-rate* (parâmetro que mede a velocidade de resposta) de apenas $0,5\text{ V}/\mu\text{s}$. Isto significa que, se houver uma variação em um sinal de amplitude 5 V , o amplificador não se mostra capaz de captar sinais com mudanças menores que $10\text{ }\mu\text{s}$ que, experimentalmente, trata-se de um valor suficientemente rápido para mudanças de fase entre os sinais experimentais, como acontece no caso das disrupturas maiores. No entanto, o amplificador utilizado, do tipo 318, tem um *slew-rate* de $13\text{ V}/\mu\text{s}$, o suficiente para acompanhar estas variações, como pode ser observado na Figura V.8.

Figura V.8: Sinal de onda quadrada de 10 kHz (curva 1) e, (a) sinal de resposta do amplificador 741 (curva 2), (b) sinal de resposta do amplificador 318 (curva 2).

V.4.2 Cabos para a transmissão dos sinais

Após vários testes quanto ao nível de ruído induzido sobre diferentes tipos de cabos para a transmissão dos sinais do sistema de bobinas de Mirnov, optou-se pela utilização de um cabo plano (“*flat-cable*”), igual aos usualmente usados em computadores, para transmitir todos os sinais das bobinas desde o passador de sinais (no vaso do tokamak) até os módulos onde foram instalados os circuitos eletrônicos de filtragem e amplificação dos sinais (distância ~ 20 m). Assim, foi possível eliminar o uso dos antigos cabos de par trançado com dupla blindagem eletrostática, que são rígidos e pouco maleáveis, cujos fios quebraram-se facilmente.

Como era de se esperar, foi observado durante as medidas experimentais, que os sinais transmitidos pelo cabo plano e sem blindagem (“*flat-cable*”) captavam um nível maior de ruídos, em torno de ~ 250 mV pico a pico; enquanto que os sinais transmitidos através de cabos de pares trançados com dupla blindagem, captavam um nível de ruído ~ 30% menor. No entanto, depois dos sinais serem filtrados pelos circuitos eletrônicos, observou-se que o nível de ruído tornou-se praticamente desprezível nos sinais transmitidos por quaisquer cabos.

Durante as tomadas de dados, após serem filtrados e amplificados, os sinais são transmitidos aos digitalizadores VME através de cabos com duas almas, cuja malha de blindagem é conectada ao terra dos módulos do VME, que possuem entradas tipo “Lemo”.

V.4.3 Fonte de alimentação dos amplificadores operacionais

Também foram feitas medidas de ruídos induzidos sobre o sistema devido ao tipo de fonte de alimentação utilizada para os circuitos eletrônicos, que era ligada à linha de alimentação do laboratório, fornecendo uma tensão ± 15 V e uma corrente DC de 5 Amperes, estáveis. Foi observado que a tensão e a corrente desta fonte oscilavam durante os disparos do tokamak TCABR. Isto porque, como tem-se determinado em todos os diagnósticos, os ruídos se transmitem pelas linhas básicas de alimentação (110V e 220 V) do laboratório.

Portanto, foi projetada e construída uma fonte “limpa” de alimentação para os amplificadores operacionais, que usa duas baterias de 12 V em série, com carga de 7 Ah (14 horas) cada. Um circuito carregador destas baterias foi também construído, o qual se liga automaticamente assim que as baterias começam a perder a carga, em 12,1 V, passando a carregar as baterias até que a carga seja máxima, ao redor dos 14,8 V. Este circuito é desligado automaticamente durante as descargas de plasma, através de um sinal de comando e um sistema de relés, (Na figura V.9).

Figura V.9: Esquemático do circuito carregador das baterias que alimentam os amplificadores operacionais.

Capítulo VI

Interpretação dos Sinais do SCBM

Neste capítulo são apresentados alguns resultados experimentais obtidos do Sistema Circular de Bobinas de Mirnov, mostrando-se como é realizado o tratamento e posterior interpretação destes dados para a obtenção dos modos MHD dominantes nas descargas do plasma. Nesta tese, é proposto um novo método, que será descrito em detalhe.

VI.1 INTRODUÇÃO

A identificação dos modos de oscilação MHD é importante para se entender o comportamento magnetohidrodinâmico do plasma e poder investigar os limites operacionais do tokamak. No entanto, a toroidicidade e a forma do plasma, entre outros fatores, fazem com que as estruturas de modos existentes sejam difíceis de serem identificadas.

Desde a década de 70, quando Mirnov e Semenov^[86] fizeram as primeiras medidas experimentais da variação do campo magnético poloidal usando-se bobinas magnéticas (conhecidas depois como bobinas de Mirnov), foram desenvolvidos muitos métodos para interpretar estes dados. Estes métodos podem ser classificados em dois grupos. O primeiro baseia-se em métodos visuais, que envolvem a análise do gráfico de B_θ contra θ para cada instante de tempo, construindo-se o chamado “diagrama polar”, utilizando-se sinais já normalizados. Depois disto, visualmente, determina-se o modo MHD poloidal dominante a partir das estruturas observadas.

O segundo grupo refere-se aos métodos matemáticos que, principalmente, estão baseados na expansão de Fourier da função discreta $B_\theta(\theta)$. No entanto, para se obter resultados mais confiáveis, são necessários correções que tenham em conta os efeitos da geometria toroidal, a forma do plasma, o deslocamento horizontal da coluna, o

deslocamento de Shafranov, as desiguais distâncias entre as superfícies magnéticas ressonantes e os detetores, níveis DC de *offset*, ruídos eletrônicos, etc. Muitas destas correções são feitas modelando-se numericamente os modos m e n , através do uso de programas computacionais sofisticados. Entre eles tem-se o EFIT^[87] (*Equilibrium Fitting*) que, entre outros parâmetros, calcula a localização das superfícies magnéticas racionais ($q = m/n$) no equilíbrio MHD; e o código VACUUM^[88], utilizado para prever as oscilações de Mirnov dentro de uma superfície condutora.

Entretanto, outros métodos também são utilizados nos diversos tokamaks, como por exemplo, o SVD^[87] (“*Singular Value Decomposition*”), o “*phase fitting*” (para $m > 3$ com o parâmetro λ' livre)^[89], o BD^[90] (“*Biorthogonal Decomposition*”), o “*Time-Resolved Spectral Analysis*”^[91], o “*Variable – Frequency Complex Demodulation*”^[92], entre outros.

VI.2 MODELO FÍSICO

Neste trabalho, para se tentar modelar de uma forma simplificada os sinais experimentais obtidos do SCBM do TCABR, é válido supor que as oscilações de Mirnov são causadas por correntes perturbativas que fluem paralelas ao campo magnético helicoidal e descansam sobre as superfícies racionais^[93].

Neste conceito, vamos supor uma única corrente I , infinitamente longa, localizada em (r, θ_0) , como mostrado na Figura VI.1.

Figura VI.1: Seção transversal da coluna de plasma de um tokamak, mostrando-se uma corrente I localizada em (r, θ_0) que descansa sobre uma superfície magnética.

Adotando o modelo cilíndrico, esta corrente gera os seguintes campos magnéticos:

$$\text{Se } \underline{r = 0}: \quad \bar{B} = \frac{\mu_o I}{2\pi a} \hat{\theta} \quad (\text{VI.1})$$

$$\text{Se } \underline{r \neq 0}: \quad B_{\theta} = \frac{\mu_o I}{2\pi} \cdot \frac{a - r \cos(\theta - \theta_o)}{a^2 + r^2 - 2ar \cos(\theta - \theta_o)} \quad (\text{VI.2})$$

No entanto, da geometria mostrada na Figura VI.1, obtém-se:

$$a^2 + r^2 - 2ar \cos(\theta - \theta_o) = (a - re^{i(\theta - \theta_o)})(a - re^{-i(\theta - \theta_o)}) \quad (\text{VI.3})$$

Por outro lado,

$$\frac{1}{(a - re^{i(\theta - \theta_o)})} + \frac{1}{(a - re^{-i(\theta - \theta_o)})} = \frac{2[a - r \cos(\theta - \theta_o)]}{(a - re^{i(\theta - \theta_o)})(a - re^{-i(\theta - \theta_o)})} \quad (\text{VI.4})$$

Portanto, comparando VI.4 e VI.5, e substituindo em VI.3, obtém-se:

$$B_{\theta} = \frac{\mu_o I}{2\pi} \cdot \frac{1}{2} \left[\frac{1}{(a - re^{i(\theta - \theta_o)})} + \frac{1}{(a - re^{-i(\theta - \theta_o)})} \right] \quad (\text{VI.5})$$

a qual pode ser escrita da seguinte forma:

$$B_{\theta} = \frac{\mu_o I}{2\pi a} \cdot \frac{1}{2} \left[\frac{1}{\left(1 - \left(\frac{r}{a}\right)e^{i(\theta - \theta_o)}\right)} + \frac{1}{\left(1 - \left(\frac{r}{a}\right)e^{-i(\theta - \theta_o)}\right)} \right] \quad (\text{VI.6})$$

Desta última expressão, se $r < a$ (a corrente de plasma está dentro do círculo que forma o conjunto de bobinas de Mirnov), a equação VI.6 fica da forma^[93]:

$$B_{\theta} = \frac{\mu_o I}{2\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{r}{a}\right)^n \cos(\theta - \theta_o) \quad (\text{VI.7})$$

Entretanto, a corrente I pode ser expressa em função de uma densidade de corrente total $j(r, \theta) = j_o(r) + j_1(r, \theta)$, onde $j_o(r, \theta)$ é a densidade de corrente no equilíbrio e $j_1(r, \theta)$ é uma perturbação desta em seus modos normais. A partir daqui, o campo magnético total é, simplesmente, a superposição dos campos produzidos por cada uma destas densidades de corrente infinitesimais $j(r, \theta) r dr d\theta$. Para resolver isto, pode ser utilizada a aproximação de grande razão de aspecto, onde a expressão para a densidade de corrente em seus modos normais é dado por^[89]:

$$j(r, \theta, \phi) = j_o(r) + \sum_{m,n} j_{m,n} e^{i(m\theta + n\phi - \omega_{m,n}t)} \delta(r - r_{m,n}) \quad (VI.8)$$

Desta expressão, o campo magnético perturbado por $j_{m,n}(r, \theta)$, para $r > r_{m,n}$, é dado por^[89]:

$$\tilde{B}_\theta(r, \theta, \phi) = \mu_o \sum_{m,n} j_{m,n} r_{m,n} \left(\frac{r_{m,n}}{r} \right)^{m+1} e^{i(m\theta + n\phi - \omega_{m,n}t)} \quad (VI.9)$$

sendo r o raio onde B_θ foi medido, r_{mn} o raio da superfície magnética racional da corrente perturbativa e (r, θ) as coordenadas definidas com respeito ao centro da superfície magnética, em $q = m/n$. Enquanto o modelo cilíndrico é adequado para se entender qualitativamente as oscilações de Mirnov, um modelo mais realista deve ter em conta os efeitos da toroidicidade em tokamaks^[94], que são principalmente devidos ao fato que correntes perturbativas produzem um campo magnético mais forte do lado interno do toroide do que do lado externo e que estas correntes não estão mais centralizada em relação a R_o , mas encontram-se deslocadas para fora da coluna de plasma, a uma distância dada pelo “deslocamento de Shafranov”. Assim, o campo magnético perturbado tem a forma:

$$\tilde{B}_\theta(r, \theta, \phi) = \mu_o \sum_{m,n} j_{m,n} r_{m,n} \left(\frac{r_{m,n}}{r} \right)^{m+1} e^{i(m\theta^* + n\phi - \omega_{m,n}t + \varphi_{m,n})} \quad (VI.10)$$

onde θ^* é dado pela equação II.35. Experimentalmente, foi mostrado que o modelo cilíndrico é válido para modos poloidais perturbativos correspondentes a $m \leq 3$ ^[89]. No

entanto, para o SCBM do TCABR, esta correção (equação VI.10) encontra-se intrinsecamente inclusa, pois o sistema foi construído já considerando esta assimetria na direção poloidal.

VI.3 SIMULAÇÃO DOS SINAIS EXPERIMENTAIS

A simulação dos sinais desenvolvida por nós para o TCABR, está baseada no modelo físico mostrado anteriormente que, apesar de ser muito simplificado, é suficiente para explicar de uma forma qualitativa as várias características típicas dos sinais experimentais do TCABR, como são, a modulação angular das amplitudes e a defasagem observada entre os sinais. Como consequência, um dado sinal é composto por uma mistura de vários modos de oscilação, como mostrado pela equação VI.10, que também pode ser escrito de uma forma mais simplificada, da forma:

$$\dot{B}_\theta = \sum_m A_m \cos(m\theta_\ell - \omega_m t + \varphi_m) \quad (\text{VI.11})$$

onde A_m representa a amplitude de cada modo MHD poloidal m , θ_ℓ é o ângulo poloidal da bobina ℓ em coordenadas toroidais, $\omega_m = 2\pi f_m$ é a velocidade angular do modo MHD correspondente e φ_m é a defasagem inicial do modo.

Portanto, um aspecto importante a ser considerado, é o efeito da interferência de ondas, que acaba modificando a forma dos sinais medidas pelas bobinas magnéticas, tanto na sua amplitude como na defasagem entre eles. A seguir, são mostradas algumas simulações para se entender melhor estes efeitos.

VI.3.1 Simulação de um modo MHD puro

O caso mais simples é a simulação onde existem apenas modos puros. Na Figura VI.2-a, é mostrado o resultado da simulação do modo MHD $m = 2$, com 100% de amplitude espectral ($A_2 = 1$ e $f_2 = 10$ kHz, na equação VI.11) e, na Figura VI.2-b, mostra-se o resultado para o caso onde existe o modo $m = 3$ puro ($A_3 = 1$ e $f_3 = 10$ kHz, na equação VI.11).

Figura VI.2: Simulação dos sinais do SCBM do TCABR, para os modos MHD puros (a) $m = 2$ ($A_2 = 1$ e $f_2 = 10$ kHz) e (b) $m = 3$ ($A_3 = 1$ e $f_3 = 10$ kHz).

Como pode-se observar, todos os sinais apresentam uma mesma amplitude $\ddot{B}_0$. Os círculos cheios representam a defasagem temporal ($\Delta t_\ell = t_\ell - t_0$) do sinal da bobina “ ℓ ” (B_ℓ) com respeito ao da bobina “0” (B_0). Nas Figuras VI.3 e VI.4, são apresentadas as amplitudes e as defasagens existentes entre os sinais simulados das bobinas.

Figura VI.3: (a) Gráfico da amplitude $\ddot{B}_0$ contra θ e (b) Δt_ℓ contra θ , obtidos da simulação do modo $m = 2$ puro.

Figura VI.4: (a) Gráfico da amplitude $\dot{B}_o$ contra θ e (b) Δt_ℓ contra θ , obtidos da simulação do modo $m = 3$ puro.

Entretanto, tendo em conta que a frequência dos sinais (Figuras VI.2-a e VI.2-b) é $f = 10$ kHz, o período da oscilação é $T = 10^{-4}$ s, o que corresponde a uma defasagem angular de 2π . A partir daqui, a defasagem angular dos sinais é obtida de:

$$\Delta\phi_\ell = \frac{2\pi\Delta t_\ell}{T} \quad (\text{VI.12})$$

Desta equação, são construídos os gráficos de $\Delta\phi_\ell$ contra $\Delta\theta_\ell$, definido como $\Delta\theta_\ell = \theta_\ell - \theta_0$ (onde $\theta_0 = 0$), para os casos em que tanto $m = 2$ (Figura VI.5-a) quanto $m = 3$ (Figura VI.5-b) são puros.

Figura VI.5: Gráficos de $\Delta\phi_\ell$ contra $\Delta\theta_\ell$, quando (a) $m = 2$ e (b) $m = 3$, são puros.

A partir destes gráficos é possível calcular o modo poloidal dominante, definido:

$$m = \frac{\Delta\phi}{\Delta\theta} \quad (\text{VI.13})$$

Assim, utilizando este procedimento, verificamos que no caso em que foi suposto o modo $m = 2$ como sendo puro, o resultado obtido da equação da equação VI.13 é $m = 2,04$, o que pode ser arredondado para $m = 2$. Da mesma forma, no caso em que $m = 3$ também foi suposto puro, o resultado obtido da equação VI.13 é $m = 3,04$.

VI.3.2 Simulação da mistura de dois modos MHD

A seguir, foram feitas as simulações para a mistura de dois modos MHD poloidais, por exemplo $m = 2$ e $m = 3$. No caso mais simples, foram simulados estes modos com a mesma amplitude, frequência e fase inicial ($A_2 = A_3 = 1/2$, $f_2 = f_3 = 10$ kHz, $\phi_2 = \phi_3 = 0$ na equação VI.2). O resultado desta simulação é mostrado na Figura VI.6-a. Na Figura VI.6-b, se apresenta o mesmo caso porém com fases iniciais diferentes ($\phi_2 = \pi/2$ e $\phi_3 = 0$).

Figura VI.6: Sinais simulados do SCBM do TCABR, com $A_2 = A_3 = 1/2$,

$f_2 = f_3 = 10$ kHz e (a) $\phi_2 = \phi_3 = 0$, (b) $\phi_2 = \pi/2$ e $\phi_3 = 0$.

Desta figura, pode-se observar a aparição de uma modulação das amplitudes dos sinais em cada bobina, que depende do ângulo θ e das fases iniciais entre os sinais. Além disso, pode-se observar que a defasagem (círculos cheios) sofre uma discontinuidade no sinal correspondente à bobina onde a amplitude é mínima (bobina B11 na Figura VI.6-a e bobina B16 na Figura VI.6-b), podendo ser escolhido qualquer um dos dois caminhos mostrados para a obtenção do modo dominante.

Modificando-se os parâmetros de entrada, algumas outras simulações também foram realizadas. Primeiro, foi simulado o caso em que o modo $m = 3$ é dominante, contribuindo com 60% do espectro MHD, enquanto o $m = 2$, com 40% ($A_3 = 0,6$, $A_2 = 0,4$, $f_3 = f_2 = 10$ kHz e $\varphi_2 = \varphi_3 = 0$. Figura VI.7-a). No segundo caso, foi escolhido o modo $m = 2$ como dominante, com 60% do espectro MHD e, o $m = 3$, com 40% ($A_2 = 0,6$, $A_3 = 0,4$, $f_2 = f_3 = 10$ kHz e $\varphi_2 = \varphi_3 = 0$. Figura VI.7-b).

Figura VI.7: Simulação dos sinais do SCBM do TCABR com (a) $A_3 = 0,6$, $A_2 = 0,4$, $f_3 = f_2 = 10$ kHz e $\varphi_2 = \varphi_3 = 0$. (b) $A_2 = 0,6$, $A_3 = 0,4$, $f_2 = f_3 = 10$ kHz e $\varphi_2 = \varphi_3 = 0$.

Como resultado, além da modulação das amplitudes dos sinais já mencionadas antes, observa-se também que a defasagem entre os pontos forma uma linha mais suave para ambos os casos. Nas Figuras VI.8-a e VI.8-b são mostrados os resultados da

simulação correspondente ao modo $m = 2$ dominante, de onde é obtido $m = 2,04$ (equação VI.13). Nas Figuras VI.9-a e VI.9-b, que correspondem ao caso em que $m = 3$ é dominante, foi obtido $m = 3,04$.

Figura VI.8: (a) Gráfico da amplitude $\dot{B}_o$ contra θ e (b) $\Delta \phi$ contra $\Delta \theta$, obtidos da simulação ao se considerar o modo $m = 2$ dominante e $T = 10^{-4}$ s.

Figura VI.9: (a) Gráfico da amplitude $\dot{B}_o$ contra θ e (b) $\Delta \phi$ contra $\Delta \theta$, obtidos da simulação ao se considerar o modo $m = 3$ dominante e $T = 10^{-4}$ s.

VI.3.3 Simulação da mistura de três modos MHD

A seguir, são mostrados os resultados da simulação da mistura de três modos MHD. Como exemplo, foram usados os modos $m = 2$, $m = 3$ e $m = 4$. Primeiro, consideramos o caso mais simples que envolve estes três modos com iguais amplitudes

($A_2 = A_3 = A_4 = 1/3$), iguais frequências ($f_2 = f_3 = f_4 = 10$ kHz) e a mesma fase inicial ($\varphi_2 = \varphi_3 = \varphi_4 = 0$). O resultado é mostrado na Figura VI.10-a, de onde pode-se observar que aparece novamente uma modulação nas amplitudes, assim como uma discontinuidade na defasagem dos sinais, existindo agora três caminhos que podem ser seguidos para encontrar o modo dominante. No entanto, quando suposto um modo $m = 2$ dominante com 40% do espectro MHD e os outros dois com 30% cada ($A_2 = 0,6$, $A_3 = 0,3$ e $A_4 = 0,3$), de frequências iguais ($f_2 = f_3 = f_4 = 10$ kHz) e a mesma fase inicial ($\varphi_2 = \varphi_3 = \varphi_4 = 0$), desaparece a discontinuidade na defasagem dos sinais, podendo-se traçar uma linha mais ou menos suave, como mostrado na Figura VI.10-b.

Figura VI.10: Simulação dos sinais do SCBM do TCABR, com (a) $A_2 = A_3 = A_4 = 1/3$, $f_2 = f_3 = f_4 = 10$ kHz e $\varphi_2 = \varphi_3 = \varphi_4 = 0$ e, (b) $A_2 = 0,4$, $A_3 = 0,3$, $A_4 = 0,3$, $f_2 = f_3 = f_4 = 10$ kHz e $\varphi_2 = \varphi_3 = \varphi_4 = 0$. Os círculos cheios representam a defasagem entre os sinais.

Da Figura VI.10-a, é curioso notar que existem dois caminhos que podem ser escolhidos para obter os pontos de defasagem relacionados com o modo $m = 3$.

Da mesma forma, na Figura VI.11-a, mostra-se o resultado da simulação de um modo $m = 3$ dominante, com 60% do espectro MHD e com 20% os outros dois ($A_2 = 0,2$, $A_3 = 0,6$ e $A_4 = 0,2$), de frequências iguais ($f_2 = f_3 = f_4 = 10$ kHz) e a mesma fase

inicial ($\varphi_2 = \varphi_3 = \varphi_4 = 0$), enquanto que na Figura VI.11-b, mostra-se o resultado da simulação de um modo $m = 4$ dominante, com 40% do espectro MHD e com 30% os outros dois ($A_2 = 0,3$, $A_3 = 0,3$ e $A_4 = 0,4$), de frequências iguais ($f_2 = f_3 = f_4 = 10$ kHz) e a mesma fase inicial ($\varphi_2 = \varphi_3 = \varphi_4 = 0$).

Figura VI.11: Simulação dos sinais do SCBM do TCABR, com (a) $A_2 = 0,2$, $A_3 = 0,6$, $A_4 = 0,2$, $f_2 = f_3 = f_4 = 10$ kHz e $\varphi_2 = \varphi_3 = \varphi_4 = 0$ e, (b) $A_2 = 0,3$, $A_3 = 0,3$, $A_4 = 0,4$, $f_2 = f_3 = f_4 = 10$ kHz e $\varphi_2 = \varphi_3 = \varphi_4 = 0$.
Os círculos cheios representam a defasagem entre os sinais.

Como esperado, obtêm-se uma defasagem dos sinais formando uma linha suave para ambas situações. No entanto, a modulação das amplitudes mostra-se diferente para o caso de se ter um modo $m = 3$ dominante, quando comparado com a modulação das amplitudes nos outros casos. Isto como pode ser melhor observado através das Figuras VI.12 e VI.13, de onde se obtêm $m = 2,04$ e $m = 3,04$, respectivamente, apartir da equação VI.13.

Figura VI.12: Modulação das amplitudes dos sinais obtidos das simulações mostradas nas Figuras (a) VI.10-b, (b) VI.11-a e (c) VI.11-b.

Figura VI.13: Gráficos de $\Delta\varphi_\ell$ contra $\Delta\theta_\ell$, obtidos das simulações mostradas nas Figuras (a) VI.10-a, (b) VI.11-a e (c) VI.11-b.

Um estudo mais completo pode ser feito no caso de serem supostos sinais correspondentes a modos MHD com diferentes frequências. Nestes casos os sinais mostram-se mais complexos e, ao mesmo tempo, difíceis de serem analisados, como mostrados no Apêndice C. Neste Apêndice, são mostrados também os resultados da simulação para os casos em que as amplitudes no espectro MHD e as frequências são diferentes. Um caso particularmente interessante corresponde à aparição de “batimentos”, que ocorrem quando duas ondas possuem frequências muito próximas.

VI.4 ANÁLISE DE FOURIER

Finalmente, o tratamento das oscilações de Mirnov pode ser feito através do desenvolvimento de Fourier na forma de uma superposição de vários modos MHD, que para os sinais do SCBM do TCABR, fica da forma^[95]:

$$\dot{\tilde{B}}(\theta) = \frac{A_o}{2} + \sum_{m=1}^{10} [A_m \cos(m\theta) + B_m \sin(m\theta)] + \frac{A_{11}}{2} \quad (\text{VI.14})$$

onde

$$A_m = \frac{1}{11} \left[\sum_{\ell=0}^{21} \dot{\tilde{B}}(\theta_\ell) \cos(m\theta_\ell) \right] \quad (\text{VI.15})$$

e

$$B_m = \frac{1}{11} \left[\sum_{\ell=0}^{21} \dot{\tilde{B}}(\theta_\ell) \sin(m\theta_\ell) \right] \quad (\text{VI.16})$$

Neste desenvolvimento, m representa o número poloidal e θ_ℓ o ângulo poloidal onde está localizada a bobina de Mirnov. Portanto, a análise de Fourier dos vários sinais obtidos das bobinas, em princípio, torna possível identificar os modos poloidais de perturbações predominantes no plasma. Do cálculo destas constantes pode-se então obter C_m ,

$$C_m = \sqrt{A_m^2 + B_m^2} \quad (\text{VI.17})$$

que representa a amplitude associada a cada modo m presente no sinal.

Capítulo VII

O Limitador Ergódico Magnético

Neste capítulo é descrito o sistema de Limitador Ergódico Magnético (LEM), que foi projetado, construído e instalado no tokamak TCABR, com a finalidade de tentar melhorar as condições de confinamento do plasma.

VII.1 INTRODUÇÃO

Devido à limitação do espaço disponível no tokamak, o sistema LEM é constituído por apenas um anel, de seção circular, semelhante ao da Figura VII.1. Como uma forma de compensar este fato, sem que haja a necessidade de aumentar demasiadamente a corrente utilizada para gerar os campos perturbativos externos, este sistema foi instalado internamente à câmara de vácuo do tokamak, aproveitando-se os suportes já existentes. Este procedimento, muito embora as complicações intrínsecas que envolveram a sua instalação (entre elas, utilização de materiais adequados para alto vácuo e a instalação do sistema completo através das janelas do tokamak), acabou compensando o fatos dos campos magnéticos perturbativos no plasma do TCABR serem produzidos por apenas um anel.

Figura VII.1: Figura esquemática da geometria do LEM instalado no tokamak

TCABR. As setas indicam a direção da corrente e ℓ o número do segmento.

Da Figura VII.1, pode-se observar que o LEM está formado por 6 células, que produzem um campo de perturbação correspondente ao modo $m = 3$. Se houvesse mais anéis, a orientação toroidal das células, relativamente aos anéis, determinaria a componente n ; mas no nosso caso, como trata-se somente de um anel, então podemos supor $n = 1$. As diferenças observadas na configuração geométrica destas células, em cada anel, leva em conta o fato da parte mais interna da câmara toroidal (quer dizer, região do campo toroidal mais intenso) possuir uma curvatura maior. Portanto, pretende-se que os campos criados tenham componentes $m/n = 3/1$, de forma que o LEM deve atuar mais intensamente na região do plasma correspondente à superfície magnética $q = m/n = 3$, já levando em consideração a geometria toroidal do sistema.

VII.2 PARTES DO LEM

A construção e montagem do LEM foi feita, preliminarmente, sobre um suporte “gabarito” construído de alumínio, mantendo as mesmas dimensões do interior da câmara de vácuo do TCABR, tendo em conta, inclusive, a posição exata dos suportes existentes no lado interno da câmara, o qual serviu para resolver vários dos problemas que surgiram durante a fase de construção e sua instalação definitiva no tokamak. Todo o sistema LEM foi construído usando-se materiais próprios para alto vácuo, como por exemplo, alumina de alta pureza, aço inoxidável (tipo 316L), cobre eletrolítico, etc. Na figura VII.2, mostra-se uma fotografia do LEM montado neste gabarito, onde são identificadas as três principais partes deste:

- Isolamentos elétricos
- Segmentos condutores
- Estruturas de suporte e fixação

VII.2.1 Isolamento elétrico

Devido a alta corrente que passa no sistema, os segmentos condutores foram construídos de cobre, que precisam ficar isolados do resto do arranjo e, em especial, do vaso do tokamak. Este isolamento foi feito usando-se peças também de alumina de alta pureza que permitem isolar eletricamente o LEM e, ao mesmo tempo, fixar os segmentos condutores de cobre na estrutura de aço que suporta todo o sistema ao vaso do tokamak. O desenho destas peças de alumina, que foram fabricadas no Instituto de

Física da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, sob encomenda, é mostrado na Figura VII.3.

Figura VII.2: Fotografia do LEM montado no gabarito, mostrando-se os seus componentes principais.

VII.2.2 Segmentos condutores

Estes segmentos conduzem a corrente elétrica que cria o campo magnético perturbativo, como já mencionado antes, nas superfícies magnéticas $q = 3$, próximo da borda da coluna de plasma. Para a sua construção foi usada uma chapa de cobre de 2 mm de espessura, cortada e dobrada na forma que se mostra na Figura VII.4. A largura de cada segmento condutor é de 10 mm o que corresponde, portanto, a uma área da seção transversal de 20 mm^2 . Os condutores do LEM apresentam uma curvatura que acompanha a da coluna de plasma, com diâmetro de 400 mm, sendo que o diâmetro da coluna de plasma é de 360 mm. Portanto, os segmentos ficam afastados da borda da coluna de plasma em 20 mm, localizando-se na região situada na sombra do limitador mecânico do tokamak TCABR.

Figura VII.3: Desenho mostrando-se duas peças de alumina que formam, juntas, um conjunto fixador e isolador do LEM, construído para o tokamak TCABR.

Figura VII.4: Fotografia dos segmentos condutores de cobre (a) planos e, (b) curvos, (20 mm² de seção transversal) que formam o LEM para o tokamak TCABR.

Como pode-se observar na Figura VII.4, os segmentos condutores têm duas partes: os “segmentos curvos”, cujas correntes são paralelas ao campo magnético poloidal (que, sendo contrárias entre si, o campo magnético resultante anula-se) e os “segmentos planos”, cujas correntes são paralelas ao campo magnético toroidal (ver Figura VII.1), e que são as responsáveis pela criação do campo magnético ergodizante.

A atuação dos campo perturbativos sobre uma superfície magnética determinada, depende diretamente da geometria dos segmentos condutores planos. Experimentalmente, o tokamak, quando operado em regime de “plasma resistivo”, geralmente atinge correntes de plasma de aproximadamente 90 kA, o que equivale a um fator de segurança na borda do plasma de $q(a) = 3,16$ (obtido da equação II.58, onde foram usados os valores $I_p = 90$ kA, $B_T = 1,07$ T, $r = a = 0,18$ m, $R = 0,61$ m).

Agora, para se levar em consideração os efeitos da geometria toroidal do plasma e, portanto, ergodizar os modos correspondentes ao número poloidal $m = 3$, os segmentos planos deste limitador foram projetados para não estarem igualmente espaçados. No cálculo do espaçamento angular adequado destes segmentos planos, usou-se a seguinte equação^[96]:

$$\theta_\ell = \frac{\ell\pi}{m} + \lambda \sin\left(\frac{\ell\pi}{m}\right) \quad (\text{VII.1})$$

sendo que $\lambda = 0,6182$ (como mostrado no Capítulo V.3.1), $m = 3$ e $\ell = 0, 1, \dots, 5$. Os valores das posições angulares obtidos para os segmentos planos, são mostrados na Tabela VII.1.

Para evitar deformações devidas às grandes forças magnetomecânicas induzidas pelas intensas correntes elétricas imersas no campo magnético toroidal, os segmentos condutores curvos foram reforçados por barras de aço inoxidável (Figura VII.5). Estas barras, foram parafusadas aos segmentos condutores de cobre. A estimativa do valor destas forças será tratado mais adiante.

Tabela VII.1: Espaçamento angular dos segmentos planos do LEM do TCABR.

Segmento do anel	ângulo sem correção		ângulo corrigido	
	(rad)	(sexages)	(rad)	(sexages)
1	0,00	0,0	0,00	0,0
2	1,05	60,0	1,58	90,7
3	2,09	120,0	2,63	150,7
4	3,14	180,0	3,14	180,0
5	4,19	240,0	3,65	209,3
6	5,24	300,0	4,70	269,3

Figura VII.5: Fotografia das barras de aço que evitam a deformação dos segmentos.

VII.2.3 Estruturas de suporte e fixação

Tanto as espiras condutoras como os isolamentos elétricos correspondentes, são suportados e fixados no vaso do tokamak através de chapas curvas de aço inoxidável de 2 mm de espessura e 60 mm de largura, que também acompanham a curvatura da coluna de plasma, com diâmetro igual a 420 mm. Estas estruturas ficam fixadas no vaso do tokamak através de 6 presilhas, também de aço inoxidável de 2 mm de espessura, que são parafusadas aos suportes internos existentes no interior da câmara de vácuo. Na figura VII.6, são mostradas fotografias dos suportes e as presilhas construídas.

Figura VII.6: Fotografias mostrando (a) os suportes de aço e, (b) as presilhas de fixação do LEM no vaso do tokamak TCABR.

VII.3 CARACTERIZAÇÃO E TESTES

Antes da instalação definitiva no tokamak TCABR, foram realizadas medidas da resistência elétrica e a indutância do LEM, quando ainda encontrava-se montado no

gabarito (Figura VII.2). Estas medidas eram necessárias para o ajuste dos parâmetros da fonte de alimentação, como está descrito no Apêndice D.

VII.3.1 Medida da indutância

Inicialmente, a indutância do LEM foi medida usando-se um indutômetro de 1 kHz, que forneceu o valor de $2,8 \mu\text{H}$. A partir daí, este valor serviu de referência para se fazer uma medida mais confiável utilizando-se uma fonte de corrente alternada de forma sinusoidal. O arranjo experimental adotado é mostrado na Figura VII.7.

Figura VII.7: Arranjo experimental usado para medir a indutância do LEM, onde $R = 2,6 \Omega$. V_L e V_R são as tensões medidos no LEM e no shunt.

Experimentalmente, os valores de V , V_L e V_R foram medidos de forma simultânea usando-se osciloscópios. Na Tabela VII.2, mostram-se os valores obtidos através destas medidas, sendo que o valor médio foi calculado como sendo $L = 2,75 \mu\text{H}$.

Tabela VII.2: Dados obtidos para a medição da indutância do LEM.

f (kHz)	V (V)	V_L (mV)	V_R (V)	I (A)	L (μH)
1,0	1,14	8,4	1,10	0,42	3,2
10,4	1,18	78,4	1,12	0,43	2,8
98,7	1,46	688,0	1,12	0,43	2,6
198,2	2,06	1320,0	1,14	0,44	2,4

VII.3.2 Medida da resistência elétrica

Para realizar esta medição, foi usada uma fonte trifásica com sinal retificado para corrente contínua, ajustável através de um *variac*. Para isto, usou-se um arranjo experimental do tipo mostrado na Figura VII.8.

Figura VII.8: Arranjo experimental usado para medir a resistência elétrica do LEM.

Os valores de V_L e V_R foram medidos, de forma simultânea, com multímetros.

Os valores medidos no LEM (V_L) e no *shunt* (V_R), de 150 A para 50 mV, foram tomados de forma simultânea com multímetros, cujos valores experimentais mostram-se na Tabela VII.3.

Tabela VII.3: Dados obtidos para a medida da resistência elétrica do LEM.

V_L (mV)	V_R (mV)	I (A)	R_L (m Ω)
135	10,0	30,0	4,50
278	20,5	61,5	4,52
680	49,0	147,0	4,63
834	59,1	177,3	4,70
1044	72,6	217,8	4,60

A corrente I mostrada na tabela anterior é calculada a partir da relação:

$$I = \frac{150}{50} V_R = 3V_R \quad (\text{VII.2})$$

sendo V_R a tensão medida no *shunt* e I a corrente passando pelo shunt e, portanto, também pelo LEM. Utilizando-se então os valores mostrados na Tabela VII.3, obteve-se que o valor médio da resistência elétrica do LEM é de $R = 4,6 \text{ m}\Omega$.

VII.3.3 Cálculo das forças eletromagnéticas

As forças eletromagnéticas que atuam sobre os segmentos condutores curvos do LEM, foram calculadas considerando a presença do campo magnético toroidal, de $B_T \sim 1T$, que representa o mais forte dos campos magnéticos presentes durante a descarga de plasma. Já no caso de considerar o campo magnético poloidal, as forças deixam de atuar sobre os segmentos curvos e passam a atuar sobre os segmentos planos. Uma vez que o campo magnético poloidal é aproximadamente 10 vezes mais fraco do que o campo toroidal, o efeito é bem menos intenso.

Na Figura VII.9, são mostradas as correntes e os campos magnéticos envolvidos atuando sobre os segmentos planos e curvos do LEM.

Figura VII.9: Esquema mostrando as correntes elétricas que percorrem os segmentos condutores do LEM e a direção do campo magnético toroidal.

Tendo em conta que a corrente nos condutores do LEM pode ser de até 3 kA, a força eletromagnética é calculada de^[97]:

$$d\vec{F} = I d\vec{\ell} \times \vec{B} \quad (\text{VII.3})$$

de onde se obtém uma força por unidade de comprimento de $F/\ell = 3000 \text{ N/m}$. Considerando que os segmentos curvos têm, em média, $\ell \sim 0,2 \text{ m}$ de comprimento, a força que atua em cima destes segmentos é da ordem dos $F = 600 \text{ N}$ na direção radial da coluna de plasma.

Fazendo-se o mesmo cálculo para a força atuando sobre os segmentos planos, devido ao campo magnético poloidal ($B \sim 0,06 \text{ T}$), e tendo em conta que todos os

segmentos planos têm um comprimento de $\ell = 0,1$ m, a força calculada é bem menor, da ordem de $F = 18$ N, também na direção radial da coluna de plasma.

VII.3.4 Cálculo do aumento da temperatura

Também foi necessário estimar o aumento da temperatura nas espiras do LEM, devido à corrente circulando pelos segmentos condutores. Para isto, usamos a equação^[98]:

$$\Delta T = \frac{\rho_m i^2 \Delta t}{S^2 \delta C} \quad (\text{VII.4})$$

sendo S a área da seção transversal do condutor, ρ_m a resistividade elétrica, C o calor específico, δ a densidade do material, e Δt o intervalo de tempo em que a corrente i percorre as espiras condutoras.

Assim, substituindo os valores para o LEM, onde $i = 3$ kA, $\Delta t = 50$ ms, $S = 2 \times 10^{-5}$ m², $\rho_{\text{cobre}} = 1,7 \cdot 10^{-8}$ $\Omega \cdot \text{m}$, $C_{\text{cobre}} = 385$ J/kg.°C e $\delta_{\text{cobre}} = 8,96 \cdot 10^3$ kg/m³, na equação VII.4, é estimado que o aumento da temperatura nos segmentos do LEM é de $\Delta T = 9,2$ °C. Portanto, sendo o aumento da temperatura tão baixo, praticamente desprezível quando comparado com a temperatura de fusão do cobre ($T_f = 1083$ °C), nem os condutores nem o “passador de sinais” precisam de qualquer tipo de refrigeração.

VII.3.5 Teste de vazamento

Testes de vazamento com respeito à pressão base (vácuo) do TACBR, foram realizados para verificar a existência de possíveis vazamentos através do “passador de sinais” quando alimentado com correntes de até 3 kA ou, de possíveis vazamentos virtuais.

Para realizar estes testes, o LEM foi montado na “câmara teste” do tokamak, que é uma réplica exata de uma seção da câmara de vácuo do tokamak TCABR. Como resultado, após várias descargas, para as quais a corrente foi aumentada de 300 A em 300 A, foi observado que a pressão base na câmara ($p_{\text{base}} = 6,75 \times 10^{-5}$ mbar) não se modificou, de forma que o passador de sinais mostrou-se robusto quanto às altas correntes elétricas fornecidas pela fonte.

VII.4 MONTAGEM E INSTALAÇÃO

A seguir, são mostradas algumas fotografias que ressaltam alguns detalhes referentes à montagem do LEM (Figura VII.10).

*Figura VII.10: (a) Detalhe do isolante de cerâmica. (b) Detalhe das barras de reforço. (c) O LEM parcialmente montado na “câmara teste”.
(d) O LEM montado na câmara de vácuo do TCABR.*

Finalmente, é importante mencionar que o LEM passou por um processo especial de limpeza para evitar a contaminação da câmara de vácuo do tokamak. Este processo foi diferenciado para as peças de cerâmica e as de metal, como mostrado a seguir:

Limpeza das peças de cerâmica:

1. Limpeza com detergente desengordurante.
2. Limpeza com detergente neutro.
3. Limpeza com álcool isopropílico.
4. Banho de ultra-som em água destilada durante 1 hora.
5. Secagem em forno com até 120°C por aproximadamente 24 horas.

Limpeza das peças de metal:

1. Limpeza com detergente desengordurante.
2. Limpeza com detergente neutro.
3. Limpeza com álcool isopropílico.

Capítulo VIII

O Campo Magnético de Perturbação Gerado pelo LEM

Neste capítulo são mostradas as medidas experimentais realizadas para se determinar o campo magnético radial de perturbação gerado pelo LEM instalado no TCABR e poder, desta forma, investigar sua dependência com as coordenadas r , θ e ϕ do tokamak. Estas medições serviram para verificar que a perturbação magnética gerada corresponde, de fato, ao modo $m = 3$, como projetado.

VIII.1 ARRANJO EXPERIMENTAL

Para realizar as medidas do campo magnético, o LEM foi montado em um suporte-gabarito (ver Figura VII.2) e foi alimentado através de uma fonte de corrente alternada. O campo magnético oscilante gerado foi medido usando-se uma bobina magnética móvel. O esquema do arranjo experimental utilizado é mostrado na Figura VIII.1, composto por uma fonte alternada de 150 A e 60 Hz, um variac (0 - 135V, 15 A e 2kVA) e um transformador de duas fases (Primário: 125 V, 9 A. Secundário: 2 x 7,5 V, 2 x 75 A e 110 kVA). Para a medição da corrente que passa pelo LEM, utilizou-se um *shunt* ligado em série, cuja resistência é calibrada em $83,3 \mu\Omega$. Utilizando-se esta fonte, foram realizadas as medidas com correntes de $I_f \sim 120$ A.

Devido à baixa corrente gerada por esta fonte, que representa $\sim 4\%$ da corrente gerada pela fonte definitiva do LEM, (ver Apêndice D), que poderia prejudicar a resolução das medidas, foi necessário construir uma bobina de alta sensibilidade, com aproximadamente 400 voltas. Após ter sido calibrada, a sensibilidade (área efetiva) da bobina foi medida em $0,2425 \text{ m}^2$. Utilizando a equação B.1, e supondo que a tensão no

LEM é dada por $V = V_o \sin(\omega t)$, o campo magnético radial induzido é da forma $B_r = B_{ro} \cos(\omega t)$, onde

$$B_{ro} = -\frac{V_{pp}}{4\pi f A_{ef}} \quad (\text{VIII.1})$$

sendo $V_{pp} = 2V_o$ o valor medido pico a pico da tensão na bobina. Substituindo $f = 60 \text{ Hz}$ e $A_{ef} = 0,2524 \text{ m}^2$, a relação entre o campo magnético (em Gauss) e a tensão medida na bobina (em mV), é dado por:

$$B_r [\text{Gauss}] = 0,055 V_{pp} [\text{mV}] \quad (\text{VIII.2})$$

que corresponde ao fator de calibração da bobina construída.

Figura VIII.1: Arranjo experimental montado para a medição da dependência em r , θ e ϕ , do campo magnético de perturbação gerado pelo LEM do TCABR.

VIII.2 CONFIGURAÇÃO DO CAMPO MAGNÉTICO

As medidas do campo magnético gerado pelo LEM, foram feitas já considerando-se as correções na coordenada poloidal devido aos efeitos da geometria toroidal do tokamak. Portanto, as medidas efetuadas ao longo das posições poloidais foram feitas adotando-se as mesmas coordenadas angulares utilizadas para a construção do SCBM do TCABR, já mostrados na Tabela V.1, e cujo desenho esquemático foi mostrado na Figura V.5-a.

Durante o processo de medida, observou-se que as principais fontes de erro envolvem uma incerteza de aproximadamente 4% no valor da corrente que percorria as espiras do LEM, uma incerteza de aproximadamente 6% no valor de tensão medido pelo osciloscópio (correspondente à largura no traço causada por ruídos eletromagnéticos

espúrios) e, principalmente, um ruído devido a um *ripple* de intensidade variável, que aparecia já montado no sinal medido. Afinal, levando tudo isto em consideração, o erro total nas medidas foi estimado em $\sim 15\%$.

VIII.2.1 Medidas de B_r em função de θ

As medidas experimentais realizadas para determinar a dependência do campo magnético radial em função do ângulo poloidal serviram para se determinar o espectro de perturbações MHD gerado pelo LEM. Na prática, as medições foram feitas, ponto a ponto, mudando a posição da bobina ao longo da posição poloidal θ , mantendo constantes r e $\phi = 0^\circ$. Como resultado destas medidas, em $r = 14,5$ cm e $r = 16,5$ cm (no TCABR, as espiras do LEM estão localizadas em $r = 19,5$ cm e $\phi = 0^\circ$) e, usando a equação VIII.2, foram construídos os gráficos de B_r contra θ , mostrados nas Figuras VIII.2-a e VIII.2-b, respectivamente.

VIII.2.2 Medidas de B_r em função de r

Para analisar a dependência radial do campo magnético gerado pelo LEM, também foram realizadas medidas mantendo-se constantes os ângulos poloidal e toroidal. Esta dependência foi investigada para dois ângulos poloidais, $\theta = 238^\circ$ e $\theta = 205^\circ$, cujos resultados são mostrados nas Figuras VIII.3-a e VIII.3-b, respectivamente.

Figura VIII.2: Medidas experimentais da dependência no ângulo poloidal do campo magnético radial gerado pelo LEM, mantendo-se constantes (a) $r = 14,5$ cm e $\phi = 0^\circ$ e, (b) $r = 16,5$ cm e $\phi = 0^\circ$. Para estas medidas, a corrente do LEM foi de $I_f = 120$ A.

Figura VIII.3: Medidas experimentais envolvendo a dependência radial do campo B_r do LEM (círculos cheios), mantendo $\phi = 0^\circ$ e (a) $v = 238^\circ$ e (b) $v = 205^\circ$, fixos.

Como pode-se observar destas figuras, existe uma discordância no tipo de decaimento do campo magnético entre a curva obtida em $\theta = 238^\circ$ quando comparada com a curva obtida em $\theta = 205^\circ$. Esta diferença observada pode ser explicada pelo fato de que no primeiro caso, o ângulo poloidal não coincide com a posição de um segmento condutor plano do LEM, enquanto que no segundo, este ângulo coincide com a posição de um segmento condutor plano.

VIII.2.3 Medidas de B_r em função de ϕ

Finalmente, foi avaliada a dependência do campo magnético radial do LEM, em função do ângulo toroidal, mantendo-se constantes $r = 16,5$ cm e $\theta = 180^\circ$. Na Figura VIII.4, é mostrado o gráfico destas medidas.

VIII.3 ESPECTRO MHD DAS PERTURBAÇÕES

O espectro MHD das perturbações magnéticas geradas pelo LEM foi calculado usando-se a expansão de Fourier, já discutida no Capítulo VI.4. Para isto, foi utilizado um programa computacional adaptado para analisar os dados experimentais mostrados nas Figuras VIII.2-a e VIII.2-b, para os quais $\phi = 0^\circ$ e $r = 14,5$ cm e $r = 16,5$ cm, respectivamente. Como resultado desta análise, em ambos os casos, o modo dominante

exitado pelo LEM foi identificado como sendo o $m = 3$, com 53 % do espectro MHD, como mostrado nas Figuras VIII.5-a e VIII.5-b.

Figura VIII.4: Medidas experimentais mostrando-se a dependência do do campo magnético radial do LEM, em função do ângulo toroidal, mantendo constantes $\theta = 180^\circ$ e $r = 16,5$ cm. As linhas pontilhadas verticais mostram a largura física do LEM.

Figura VIII.5: Espectro MHD das perturbações magnéticas geradas pelo LEM, onde $\phi = 0^\circ$ e (a) $r = 14,5$ cm e (b) $r = 16,5$ cm, mantidos fixos.

VIII.4 COMPARAÇÃO COM MODELO TEÓRICO

As medidas experimentais do campo magnético radial gerado pelo LEM, mostradas neste capítulo, foram comparadas com um modelo já desenvolvido para estimar o campo magnético^[99], que considera efeitos da geometria toroidal e que

também foi adaptado à mesma geometria e mesmas dimensões do LEM instalado no tokamak TCABR. Estas comparações serviram para confirmar o bom desempenho frente aos vários modelos existentes.

Como ilustração, são apresentados nas Figuras VIII.6 e VIII.7 os resultados da simulação, juntamente com os dados experimentais obtidos, notando-se uma grande concordância entre eles.

Figura VIII.6: Simulação da dependência de B_r do LEM, em função do ângulo poloidal (linha contínua), mantendo constantes $\phi = 0^\circ$ e (a) $r = 14,5$ cm e (b) $r = 16,5$ cm. Os círculos cheios correspondem aos valores medidos experimentalmente.

Figura VIII.7: Simulação da dependência de B_r do LEM, em função (a) do raio menor do tokamak (linha contínua), com $\theta = 321^\circ$ e $\phi = 0^\circ$ fixos e, (b) do ângulo toroidal (linha contínua), onde as linhas verticais representam a largura física do LEM). Os pontos experimentais são mostrados em círculos cheios.

Capítulo IX

Influências do LEM no Plasma do TCABR

Neste capítulo são mostrados e discutidos alguns resultados experimentais obtidos no tokamak TCABR, durante as descargas de plasma, usando-se o Limitador Ergódico Magnético construído para este trabalho. Como resultado, foram observadas algumas modificações no comportamento magnetohidrodinâmico do plasma, em relação ao que se observa em descargas sem o acionamento do LEM. Previamente, é realizada uma breve descrição sobre o novo método de análise dos modos MHD desenvolvido com base nas simulações dos sinais do SCBM.

IX.1 MÉTODO PARA A ANÁLISE DOS MODOS MHD

O procedimento “tradicional” que utiliza a expansão de Fourier para a identificação dos modos poloidais no plasma, e suas intensidades no espectro MHD (apresentado no Capítulo VI.4), mostrou-se não ser muito adequado de ser aplicado na análise dos sinais experimentais do SCBM, do TCABR. Isto pode ser constatado por exemplo, na Figura IX.1, onde é mostrado o diagrama polar e o espectro MHD obtidos para a descarga N° 11505 do TCABR, no instante $t = 70,5$ ms.

Como pode-se observar, uma análise visual do diagrama polar (Figura IX.1-a) indicaria o modo MHD dominante como sendo o $m = 3$. No entanto, o espectro de modos MHD obtido da análise de Fourier mostra que o modo dominante seria o $m = 5$, valor que, fisicamente, poderia existir com uma certa intensidade apenas no início da descarga de plasma, quando a corrente de plasma está ainda em formação. A situação é

ainda mais complicada quando se considera que há também, segundo este resultado, a presença razoavelmente intensa de modos ainda mais elevados, como o $m = 6$ e o $m = 7$. Este tipo de resultado se repete ao longo desta e da grande maioria das descargas analisadas por meio deste método (independentemente de serem descargas com ou sem acionamento do LEM).

Figura IX.1: (a) Diagrama polar e (b) espectro MHD, correspondentes ao disparo N° 11505 do TCABR, avaliado em $t = 70,5$ ms.

Outra desvantagem observada quando se utiliza este método antigo, refere-se ao fato que as amplitudes dos modos no espectro MHD obtido por meio da análise de Fourier, são muito sensíveis às modificações dos sinais experimentais causados por ruídos eletrônicos e/ou níveis DC de *offset*, que são intrínsecos à eletrônica utilizada para o tratamento dos sinais. Isto foi verificado através da simulação de sinais nas quais se somaram ruídos, representados por sinais aleatórios; ou seja, quando é aplicado um ruído e/ou níveis DC de *offset* nestes sinais, o espectro resultante é, às vezes, bastante diferente daquele que se utilizou na simulação. O mesmo tipo de resultado é também obtido quando são simulados sinais com diferentes frequências, mesmo sem a introdução de ruídos nestes sinais. Finalmente, também foi verificado que, utilizando-se as intensidades dos modos no espectro MHD que são fornecidos pela análise de Fourier, os resultados das simulações não são condizentes com as características típicas observadas no SCBM, indicando uma situação não real.

Por causa do desempenho insatisfatório desta forma de análise, um novo método para se determinar os modos MHD relacionados com as oscilações do campo magnético

poloidal está sendo implantado no laboratório do TCABR. Este método, que está baseado no modelo físico e no resultado das simulações apresentadas no Capítulo VI, consiste em se observar, simultaneamente, os sinais experimentais de todas as bobinas magnéticas do SCBM e acompanhar a defasagem existente entre os vários sinais, conforme exemplificado na Figura IX.2, que corresponde também ao disparo N° 11505.

Figura IX.2: (a) Sinais experimentais do SCBM e (b) espectro de frequências do sinal de B0, entre $70\text{ ms} < t < 71\text{ ms}$, correspondente ao disparo N° 11505 do TCABR.

Na Figura IX.2-a, pode-se observar uma modulação nas amplitudes dos sinais, que varia dependendo da posição angular da bobina de Mirnov no tokamak. Por exemplo, o sinal da bobina B0, ao longo do intervalo de tempo mostrado, apresenta uma amplitude $\tilde{B}_0$ que é maior que as observadas nas outras bobinas do sistema. Os círculos cheios nesta figura correspondem a um valor de fase específico, em cada sinal das bobinas, que é determinado diretamente pelo programa computacional de análise desenvolvido por nós.

A partir daí, podem ser construídas as curvas das Figuras IX.3-a e IX.3-b, sendo que em (a) tem-se as amplitudes de cada bobina, em função da sua localização angular

θ , enquanto que em (b) tem-se as variações ocorridas na fase dos sinais entre bobinas vizinhas, em função da variação angular poloidal, referente às posições destas no tokamak. A variação de fase ($\Delta\phi$) é calculada utilizando-se a equação VI.12 sendo que, previamente, obtem-se a frequência principal através da Transformada Rápida de Fourier (TRF) sobre os sinais experimentais. Neste caso, o espectro resultante é mostrado na Figura IX.2-b.

Figura IX.3: Curvas mostrando (a) as amplitudes normalizadas e (b) as defasagens angulares, em função do ângulo poloidal, correspondentes à Figura IX.2-a.

As linhas ligando os pontos são apenas para facilitar a visualização.

É interessante notar que as curvas das Figuras IX.3-a e IX.3-b apresentam a formação de *vales* e de *pontos de inflexão*, respectivamente. Assim, com base nas observações extraídas das várias simulações dos sinais do SCBM (mostradas no Capítulo VI e no Apêndice C), pode-se afirmar que quando são observados “j” vales no gráfico das amplitudes dos sinais e “j” pontos de inflexão no gráfico de defasagem angular entre os sinais, “j + 1” modos MHD principais encontram-se presentes no plasma, com frequências iguais, ou muito próximas. Por exemplo, o número de vales e de pontos de inflexão que se observam nas curvas da Figura IX.3, são três, o que indica que há quatro modos MHD presentes, razoavelmente intensos, que contribuem de fato para o nível de atividade MHD observado neste momento da descarga de plasma.

A partir daí, simulações são realizadas somando-se as ondas correspondentes aos modos MHD no plasma, utilizando-se as frequências obtidas da TRF. A intensidade referente a cada modo é então ajustada até que se obtenha a mesma forma das curvas da

Figura IX.3, com o mesmo número de vales e pontos de inflexão observados nos sinais experimentais correspondentes. No caso da descarga N° 11505 do TCABR, por exemplo, as Figuras IX.3-a e IX.3-b foram simuladas de forma satisfatória supondo-se intensidades no espectro MHD de 35%, 31%, 21% e 13% para os modos $m = 2$, $m = 3$, $m = 4$ e $m = 5$, respectivamente. O resultado da simulação pode ser observado na Figura C.2 do Apêndice C. Deste espectro, pode-se concluir também que o modo $m = 2$ é o dominante.

Finalmente, como uma forma qualitativa e rápida de se identificar qual é o modo dominante em um certo instante de uma descarga, sem se precisar das simulações, basta calcular $m = \Delta\phi/\Delta\theta$ (equação VI.13) utilizando o primeiro e o último pontos do gráfico da Figura IX.3-b. Na Figura IX.4, mostram-se os resultados obtidos entre $t = 40$ ms e $t = 90$ ms adotando-se este procedimento, em intervalos de 1 ms. Como pode-se observar, os valores obtidos (círculos cheios) correspondem a valores próximos de 2; portanto, pode-se concluir que o modo poloidal dominante, na maior parte da descarga, corresponde ao $m = 2$, que coincide com o resultado obtido das simulações. É importante ressaltar que os valores ligeiramente diferentes a $m = 2$ da Figura IX.4, indicam a presença de outros modos MHD, menos intensos.

Figura IX.4: Modo MHD poloidal dominante obtido para os disparos N° 11505 do TCABR, obtido da equação VI.13 em intervalo de 1 ms.

Quanto à identificação dos modos toroidais presentes no plasma, em algumas descargas foram analisados os sinais experimentais das bobinas B3, B3a e B3b, posicionadas em diferentes seções toroidais do TCABR (Figura V.5-b). O método de análise utilizado é análogo ao descrito para se obter, de forma qualitativa, o modo poloidal dominante (como o mostrado na Figura IX.4). No entanto, neste caso, a

equação VI.13 é modificada fazendo-se $n = \Delta\phi/\Delta\phi$, onde $\Delta\phi$ é a defasagem angular entre os sinais correspondentes e $\Delta\phi$ é obtido das posições angulares toroidais das bobinas correspondentes, cujos valores são mostrados na Tabela V.1.

IX.2 INFLUÊNCIA NA ATIVIDADE MHD

Durante as descargas de plasma com atuação do LEM, os sinais das bobinas de Mirnov mostram algumas variações na atividade MHD. Algumas vezes observam-se somente ligeiras modificações, tanto na amplitude quanto na frequência dos sinais colhidos. Outras vezes, é observada uma forte atenuação da atividade MHD, manifestada por uma grande diminuição da amplitude e, ao mesmo tempo, um aumento significativo da frequência dos sinais. Por outro lado, utilizando-se correntes mais altas nas espiras do LEM, é geralmente observada a ocorrência de disrupturas maiores, que acabam destruindo rapidamente o confinamento do plasma, apesar destas disrupturas também ocorrerem para correntes mais baixas do LEM, só que em menor número de casos. Finalmente, também foram observados casos nos quais as amplitudes dos sinais das bobinas são bem pequenas, mas que crescem significativamente sob a atuação do LEM, indicando uma intensa atividade MHD.

Estas diversas observações com respeito à atividade MHD no TCABR, não estão relacionadas com uma razão específica entre a corrente do LEM e a do plasma (I_{LEM}/I_p), como foi observado nos experimentos. Possivelmente, uma explicação para este resultado poderia ser formulada considerando mudanças no perfil da densidade de corrente que acaba influenciando no perfil do fator de segurança e, portanto, na localização das ilhas magnéticas na coluna de plasma.

IX.2.1 Atenuação da atividade MHD

Dentre as descargas de plasma nas quais foi observada uma forte atenuação da atividade MHD, é mostrada, por exemplo, a do disparo N° 11504, onde o LEM foi acionado em $t = 40$ ms, atingindo seu valor máximo de corrente ($I_{LEM} = 1,5$ kA) a partir de $t \sim 63,5$ ms, correspondente a 2,3% do valor da corrente de plasma neste mesmo instante. Os sinais que caracterizam este disparo são mostrados na Figura IX.5-a. Para efeito de comparação, na Figura IX.5-b são mostrados os sinais que caracterizam o

disparo seguinte, de N° 11505, quando o tokamak foi operado sob as mesmas condições, porém sem o acionamento do LEM.

Comparando os disparos da Figura IX.5, pode-se observar que, durante a atuação do LEM, os sinais de corrente de plasma e de tensão de enlace não se mostram alterados, enquanto o de densidade eletrônica e, especialmente, o de bobina de Mirnov, são fortemente modificados. Na Figura IX.5-a, o sinal de bobina de Mirnov mostra um comportamento similar aos observados em pulsos normais de tokamak (tanto com respeito à amplitude quanto a frequência das oscilações) durante quase toda a descarga (Figura IX.5-b). No entanto, no intervalo de tempo entre $t = 76,0$ ms e $t = 84,6$ ms (onde a corrente do LEM ainda é próxima do seu valor máximo), esta amplitude mostra-se fortemente atenuada.

Figura IX.5: Sinais experimentais de I_p , V_{loop} , n_e e dB/dt , do tokamak TCABR, correspondentes às descargas (a) N° 11504 (com acionamento do LEM em $t = 40$ ms, o qual atinge uma corrente máxima de $I_{LEM} = 1,5$ kA em $t \sim 63,5$ ms) e (b) N° 11505 (sem LEM).

Também neste intervalo de tempo, foi observado um considerável incremento da frequência das oscilações, de até 42 %, como pode ser observado na Figura IX.6-b, onde

são mostradas as curvas que correspondem às frequências características (obtidas da Transformada Rápida de Fourier, em intervalos de 5 ms a partir de $t = 45$ ms) para o sinal da bobina B0 dos disparos N° 11504 (com LEM) e N° 11505 (sem LEM).

Da Figura IX.6-b, pode-se observar que o aumento significativo da frequência coincide com o período em que a amplitude das oscilações de Mirnov é atenuada ($76,0 \text{ ms} < t < 84,6 \text{ ms}$), após o LEM ter sido acionado no disparo N° 11504. Depois disto, tanto a frequência quanto a amplitude voltam novamente aos valores que exibiam antes da atenuação do sinal. No entanto, este efeito não foi observado em descargas nas quais o LEM não é acionado.

Figura IX.6: (a) Perfil temporal do sinal da bobina B0 do SCBM do disparo N° 11504, com acionamento do LEM. (b) Histogramas correspondentes às frequências características obtidas da Transformada Rápida de Fourier para os disparos N° 11504, com acionamento do LEM, e N° 11505, sem o LEM.

Outro fato importante a ser mencionado, trata-se da forma do espectro de frequências obtido nestas descargas de plasma. Foi observado que, enquanto existem as oscilações de Mirnov, sejam em descargas com ou sem acionamento do LEM, o espectro de frequências mostra um comportamento similar, como por exemplo os apresentados nas Figuras IX.2-b, IX.7-a e IX.7-c. Nestas figuras pode-se observar um pico principal, seguido de outros menos intensos, sendo que um destes picos secundários apresenta o dobro do valor de frequência daquele mais intenso (harmônico). Por outro lado, quando ocorre a atenuação da atividade MHD, devido ao acionamento do LEM, o espectro de frequências é qualitativamente bem diferente (Figura IX.7-b), aparecendo vários picos de intensidades mais ou menos comparáveis.

Figura IX.7: Espectros de frequência do sinal da bobina B0 do SCBM do TCABR correspondentes ao disparo N° 11504 (com LEM) (a) entre $t = 70$ ms e $t = 71$ ms, (b) entre $t = 80$ ms e $t = 81$ ms, (c) entre $t = 86$ ms e $t = 87$ ms.

Quanto aos modos MHD, responsáveis pelas oscilações do campo magnético poloidal, na Figura IX.8 são mostrados os sinais experimentais obtidos de todas as bobinas do SCBM correspondentes aos três intervalos de tempo mostrados na Figura IX.7.

Assim como no disparo N° 11505 (Figura IX.2-a), estes sinais são típicos de situações nas quais há a presença de quatro modos MHD com frequências iguais ou muito próximas. Neste caso, o $m = 2$ é o modo dominante, como pode ser confirmado comparando-se as Figuras IX.9 e IX.10 (obtidas de IX.8-a e IX.8-c, respectivamente) com a Figura IX.3, que são semelhantes às Figuras C.2-a e C.2-b (Apêndice C), e que foram obtidas da simulação C.27.

Figura IX.8: Sinais do SCBM do TCABR entre (a) $70\text{ ms} < t < 71\text{ ms}$, (b) $80\text{ ms} < t < 81\text{ ms}$ (os sinais foram suavizados calculando a média de três pontos consecutivos) e, (c) $86\text{ ms} < t < 87\text{ ms}$, do disparo N° 11504.

Figura IX.9: Curvas mostrando (a) as amplitudes normalizadas e (b) as defasagens angulares, em função do ângulo poloidal, correspondentes à Figura IX.8-a.

Figura IX.10: Curvas mostrando (a) as amplitudes normalizadas e (b) as defasagens angulares, em função do ângulo poloidal, correspondentes à Figura IX.8-c.

Entretanto, quando o campo ressonante do LEM atua no plasma, correspondente ao intervalo de tempo onde é observada uma forte atenuação da atividade MHD (Figura IX.8-b), não se torna possível identificar um modo dominante. O que se obtém é a presença de uma grande quantidade de modos, mais ou menos com a mesma intensidade (que são baixas) e, também, apresentam um largo espectro de frequências, como pode ser conferido no espectro mostrado na Figura IX.7-b. Inclusive, neste caso, para se ter uma melhor visualização dos sinais experimentais, estes sinais precisaram ser suavizados calculando-se a média de três ou mais pontos experimentais consecutivos (procedimento que foi realizado para uma melhor apresentação da Figura IX.8-b, por exemplo).

Finalmente, também foi calculado, de forma qualitativa, o modo MHD dominante correspondente ao disparo N° 11504, cujo resultado indicou que o modo poloidal dominante na maior parte da descarga, corresponde ao $m = 2$, como pode ser observado na Figura IX.11. Porém, na região onde a atividade MHD é atenuada pelo LEM ($76,0 \text{ ms} < t < 84,6 \text{ ms}$), este procedimento não mostrou-se válido devido ao grande número de modos presentes, com frequências muito diferentes, e todos com mais ou menos a mesma amplitude.

Figura IX.11: Modo MHD poloidal dominante obtido da equação VI.13, correspondente ao disparo N° 11504 (com acionamento do LEM) do TCABR.

Quanto às componentes toroidais dos modos MHD presentes nesta descarga, as medidas realizadas com as bobinas B3, B3a e B3b, mostraram que $n = 1$ é a componente dominante ao longo deste disparo, muito embora tenha-se observado que não se trata de um modo puro. Portanto, também é possível a existência de modos toroidais pares, muito provavelmente relacionados a $n = 2$.

Qualitativamente, as observações feitas até aqui sobre o disparo N° 11504, onde ocorre uma atenuação da atividade MHD durante o acionamento do LEM, também ocorreram em disparos analisados que apresentaram uma situação semelhante (N° 11510 e N° 12078). Por sua vez, isto também foi observado em outro grupo de disparos, onde a atenuação da atividade MHD inicia-se pouco tempo depois da corrente do LEM atingir o seu máximo, durando até o fim da descarga de plasma (N° 11399, N° 11508, N° 11514 e N° 12103).

Neste sentido, constatou-se que a atenuação da atividade MHD geralmente acontece poucos milissegundos depois da corrente do LEM atingir seu valor máximo, independentemente deste valor. Foi observado, também, que este tempo de atraso varia

um pouco de disparo para disparo. Uma possível explicação para este comportamento envolveria, talvez, o tempo que o campo magnético perturbativo levaria para penetrar o plasma e atingir a superfície magnética $q = 3$ dentro da coluna. Além disso, é razoável supor que este valor seja diferente para diferentes disparos porque depende da posição desta superfície magnética em relação à borda do plasma.

Para se verificar esta hipótese, o tempo de penetração da perturbação criada pelo LEM no plasma ($\Delta\tau_q$) foi calculado adaptando-se a teoria do eletromagnetismo para o nosso caso e considerando-se que, para bons condutores elétricos ($\sigma \gg \omega\epsilon$)^[100]:

$$\Delta\tau_q = d_q \sqrt{\frac{\sigma\mu}{2\omega}} \quad (\text{IX.1})$$

sendo d_q a distância do LEM até a superfície magnética em questão, $\mu \approx \mu_0$ a permeabilidade do plasma, $\omega = 5\pi$ rad/s a frequência angular da perturbação magnética gerada pelo LEM (onde foi suposto que o período da perturbação é de $T = 400$ ms) e $\sigma = 1/\eta$ a condutividade elétrica do plasma, estimada da “equação de Spitzer”^[101]:

$$\eta = 17,16 \times 10^{-5} \frac{Z \ln \Lambda}{T_e^{3/2} (\text{eV})} \quad (\text{IX.2})$$

Utilizando $Z = 5$, $T_e = 400$ eV e $\ln \Lambda = 14$, a condutividade do plasma foi estimada em $\sigma = 6,7 \times 10^5$ S/m.

Por outro lado, para se verificar que o plasma cumpre a condição de ser um bom condutor elétrico para frequências baixas, foi necessário estimar o valor da permissividade do plasma, a qual foi calculada de^[101]:

$$\epsilon = \epsilon_0 \left(1 + \frac{c^2}{v_A^2} \right) \quad (\text{IX.3})$$

sendo c a velocidade da luz e v_A a velocidade de Alfvén, dada por^[101]:

$$v_A = \frac{B_\phi}{\sqrt{\mu_0 \rho}} \quad (\text{IX.4})$$

Utilizando-se os valores $B_\phi = 1,07$ T e $\rho = m_p n_e = 3,34 \times 10^{-8}$ kg/m³ (sendo $m_p = 1,67 \times 10^{-27}$ kg e supondo $n_e = 2 \times 10^{19}$ m⁻³), o valor obtido para a velocidade de Alfvén é de $v_A = 5,22 \times 10^6$ m/s. Substituindo este valor na equação IX.3, o valor calculado para a permissividade do plasma é de $\epsilon = 3 \times 10^{-8}$ F/m. Portanto, a condição do plasma ser um bom condutor elétrico é largamente satisfeita.

Como resultado destes cálculos, os valores estimados para o tempo de penetração da perturbação gerada pelo LEM no plasma, foram muito próximos dos observados experimentalmente. Por exemplo, no disparo N° 11504, o tempo de atraso observado experimentalmente é de $\Delta\tau_{\text{exp}} \sim 9,5$ ms (Figura IX.6-a), enquanto o calculado para a superfície $m = 2$ (cujo modo é o dominante nesta descarga) é $\Delta\tau_{\text{teo}} = 10,7$ ms. Da mesma forma, o tempo de penetração calculado para o disparo N° 11510 é de $\Delta\tau_{\text{teo}} = 3,0$ ms, quando avaliado na superfície $q = 3$ (já que o modo $m = 3$ é dominante), enquanto que o valor experimental é de $\Delta\tau_{\text{exp}} \sim 2,5$ ms. Isto repete-se de forma aproximada para os outros disparos analisados. As ligeiras diferenças entre os valores teóricos e experimentais, poderiam talvez ser explicados, principalmente, pelo perfil do fator de segurança utilizado nos cálculos (obtido da equação II.47), a partir do qual foram estimadas as distâncias d_q para cada caso. É importante lembrar que esta equação foi obtida adotando-se a aproximação cilíndrica.

Finalmente, como já foi descrito antes, a atenuação da atividade MHD observada no disparo N° 11504 acontece entre $t = 76,0$ e $t = 84,6$ ms, o que representa uma duração de $\Delta t_{\text{exp}} \sim 8,6$ ms. No entanto, este intervalo de tempo é muito próximo do tempo em que a corrente do LEM mantém seu valor máximo, cuja duração é de $\Delta t_{\text{LEM}} \sim 9,6$ ms, como mostrado no Apêndice D (Capítulo D.2). Já no caso do disparo N° 12078, por exemplo, o tempo de atenuação da atividade MHD é de $\Delta t_{\text{exp}} \sim 12,5$ ms, o qual ainda é próximo do tempo em que o LEM mantém seu valor máximo de corrente. Estas observações podem reforçar a hipótese que a atenuação da atividade MHD com um certo atraso é devido, principalmente, ao tempo de penetração das perturbações magnéticas geradas pelo LEM no plasma.

IX.2.2 Crescimento da atividade MHD

Como foi dito no início desta seção, foram observados casos em que uma atividade MHD intensa aparece durante o acionamento do LEM no TCABR. Isto pode ser observado claramente na Figura IX.12-a, onde o sinal da bobina de Mirnov, que

vinha apresentando amplitude muito pequena (sem mostrar as oscilações MHD características), de repente aumenta em amplitude a partir de $t \sim 69$ ms, formando duas estruturas (que sugerem, como será mostrado depois, “batimentos de ondas”) e, em $t \sim 85$ ms, o sinal desaparece novamente. É importante notar que durante os instantes nos quais surgem as oscilações de Mirnov, o espectro de frequências mostra-se qualitativamente similar aos mostrados nas Figuras IX.2-b, IX.7-a e IX.7-c. Já nos instantes em que estas oscilações não são observadas, a frequência varia consideravelmente, sendo qualitativamente similar ao mostrado na Figura IX.7-b.

Figura IX.12: (a) Sinal da bobina B0 do SCBM e, (b) frequência dominante, em função do tempo, obtida da Transformada Rápida de Fourier, correspondente ao disparo N° 12099, com acionamento do LEM.

Nas Figuras IX.13-a e IX.13-b, são mostrados os sinais experimentais obtidos do SCBM do TCABR correspondentes ao disparo N° 12099, entre $t = 73,0$ ms e $t = 74,0$ ms (primeira estrutura) e entre $t = 80,0$ ms e $t = 81,0$ ms (segunda estrutura), respectivamente. As amplitudes e defasagens obtidas, são mostradas nas Figuras IX.14 e IX.15, cujas formas indicam que há três modos MHD principais presentes. Pela simulação mostrada em C.23-a (Apêndice C), tem-se que o modo dominante é o $m = 2$, com 45% do espectro MHD, enquanto os modos $m = 3$ e $m = 4$, apresentam 30% e 25%, respectivamente. A identificação do modo dominante desta descarga, também foi estimada para intervalos de 1 ms, a partir da equação VI.13, cujo resultado é mostrado na Figura IX.16.

Figura IX.13: Sinais experimentais do SCBM do TCABR (a) entre 73,0 ms e 74,0 ms e, (b) entre 80,0 ms e 81,0 ms, correspondentes ao disparo N° 12099 do TCABR, com acionamento do LEM.

Em particular, quando observados todos os sinais do SCBM em um intervalo de tempo que abrange as duas estruturas formadas (Figura IX.17), as oscilações nos sinais das bobinas magnéticas apresentam um comportamento típico de *batimentos*, ou seja, as frequências dos modos diferem apenas ligeiramente, como comprovado pela simulação C.23-b.

De forma qualitativa, as características mostradas para este disparo que apresenta um crescimento da atividade MHD, também foram observados em outros casos analisados, onde também foi acionado o LEM (N° 11729, N° 11730, N° 12030 e N° 12033).

Figura IX.14: Curvas mostrando (a) as amplitudes normalizadas e, (b) as defasagens angulares, em função do ângulo poloidal correspondentes à Figura IX.13-a.

Figura IX.15: Curvas mostrando (a) as amplitudes normalizadas e, (b) as defasagens angulares, em função do ângulo poloidal correspondentes à Figura IX.13-b.

Figura IX.16: Resultados obtidos para o modo poloidal dominante, correspondente ao disparo N° 12099 (com acionamento do LEM) do tokamak TCABR.

Figura IX.17: Sinais experimentais normalizados, obtidos do SCBM do TCABR, mostrando duas estruturas onde existe atividade MHD. Estes sinais lembram batimentos de ondas (Simulação C.23).

IX.2.3 Ocorrência de disrupturas

Como foi dito antes, a atuação do LEM durante as descargas de plasma do TCABR, também foi responsável pela ocorrência de instabilidades de disruptura. Experimentalmente, de um conjunto de aproximadamente 90 descargas bem sucedidas, nas quais o LEM foi acionado, observou-se que disrupturas maiores aconteceram em 26% dos casos, sendo estas mais frequentes conforme a corrente no LEM era aumentada. Assim, para os disparos onde a corrente era mais baixa, isto é, $I_{LEM} < 1,0 \text{ kA}$, a ocorrência de disrupturas aconteceu apenas em 8% dos casos. Já para disparos com valores de corrente intermediárias ($1,0 \text{ kA} < I_{LEM} < 1,5 \text{ kA}$), as disrupturas aconteceram em 23% dos casos e, finalmente, para correntes mais altas do LEM ($I_{LEM} > 1,5 \text{ kA}$), as disrupturas aconteceram em 46% dos casos.

Deste conjunto de disparos com o LEM, foi observado que na grande maioria, a ocorrência de disrupturas maiores foi precedida por um aumento significativo da densidade de elétrons, especialmente quando se atingiram valores próximos ou acima de

$n_e \sim 3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, que corresponde ao limite de alta densidade do TCABR. Foi isto o que aconteceu, por exemplo, no disparo N° 11502, cujos sinais experimentais característicos são mostrados na Figura IX.18. Pode-se observar a ocorrência de uma disruptura menor em $t \sim 66,8 \text{ ms}$, seguida de uma disruptura maior em $t \sim 67,7 \text{ ms}$, a qual derrubou a corrente de plasma em $\Delta t \sim 5 \text{ ms}$. Neste disparo, o LEM foi acionado em $t = 40 \text{ ms}$ com uma corrente máxima de $I_{\text{LEM}} = 1428 \text{ A}$ (isto é, a corrente do LEM atinge este valor no instante $t \sim 63,5 \text{ ms}$ da descarga).

Analisando-se os sinais das bobinas de Mirnov, foi identificado, ao longo da descarga, a presença de três modos MHD dominantes com a mesma frequência de $14,2 \text{ kHz}$ (Figura IX.19-a), o $m = 2$, o $m = 3$ e o $m = 4$, sendo que o $m = 3$ é o mais intenso. No entanto, antes da ocorrência da disruptura menor ($t \sim 66,8 \text{ ms}$), desde $t \sim 65,0 \text{ ms}$, foi observado um maior crescimento do modo $m = 2$, quando comparado ao $m = 3$, até que o primeiro se torna o modo dominante, com 43% do espectro MHD, enquanto o modo $m = 3$ passa a ter 37%, instantes antes da disruptura menor acontecer (Figura IX.19-b), conforme a simulação C.24 mostrada no Apêndice C. Ao mesmo tempo, foi observada uma diminuição da frequência das oscilações de Mirnov de $f = 14,2 \text{ kHz}$ para $f = 12,7 \text{ kHz}$.

Logo depois da disruptura menor, durante $\Delta t \sim 0,4 \text{ ms}$, tanto a amplitude quanto a frequência dos sinais das bobinas de Mirnov diminuem (50% para a amplitude e $f = 10,7 \text{ kHz}$). Em seguida, durante o período que antecede a disruptura maior ($\Delta t \sim 0,4 \text{ ms}$), a amplitude dos sinais das bobinas novamente cresce, desta vez de forma exponencial, enquanto que a frequência diminui mais ainda, até $f = 8,8 \text{ kHz}$, nos instantes imediatamente antes da ocorrência da disruptura maior. Neste último intervalo de tempo, observa-se um forte aumento na intensidade do modo $m = 2$ (64% do espectro MHD), em relação aos outros dois modos MHD presentes no plasma (14% e 22% para os modos $m = 3$ e $m = 4$, respectivamente, conforme a simulação C.25). A taxa de crescimento relacionada a este modo, antes da disruptura maior, foi calculada em $\gamma = 5,3 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$, sendo que o valor teórico (equação II.58) para a taxa de crescimento das instabilidades resistivas, corresponde a um valor de $\gamma = 3 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$, o que demonstra o caráter resistivo desta perturbação.

Figura IX.18: (a) Sinais experimentais característicos do disparo N° 11502 do TCABR.
 (b) Pode-se observar a ocorrência de uma disruptura menor em $t \sim 66,8$ ms,
 seguida de uma disruptura maior em $t \sim 67,7$ ms.

Figura IX.19: (a) Histograma de frequências e (b) sinal da bobina B0
 expandido temporalmente ao redor da ocorrência das disrupturas.

Este disparo é particularmente interessante, também, pela observação de instabilidades relacionadas à região interna do plasma, conforme constatado através das medidas experimentais de emissão de raios-X moles, onde podem ser observadas oscilações $m = 1$, cuja frequência ($f = 11$ kHz) é a mesma que apresentam as oscilações de Mirnov (Figura IX.20). No entanto, a partir da ocorrência da disruptura menor ($t \sim 66,8$ ms), ambos os sinais apresentam frequências diferentes; o sinal correspondente à emissão de raios-X moles aumenta de frequência para $f = 17,3$ kHz, enquanto que o das oscilações de Mirnov diminui para $f = 8,8$ kHz. Além disso, pode-se observar também que ambos os sinais mostram um crescimento da amplitude $\Delta t \sim 0,4$ ms antes da ocorrência da disruptura maior, em $t \sim 67,7$ ms.

As características básicas do disparo N° 11502, principalmente relacionadas com o fato da disruptura maior ser precedida por uma ou mais disrupturas menores, também foram observadas nos disparos 11395, 11501, 11506, 11729, 12031 e 12036 do TCABR.

Figura IX.20: Sinais experimentais de emissão de raios-X moles (curva de cima) e de bobinas de Mirnov (curva de baixo), expandidos no tempo entre $t = 66$ ms e $t = 68$ ms, correspondentes ao disparo N° 11502 do TCABR.

O disparo N° 12034 (Figura IX.21), por outro lado, também apresentou a ocorrência de uma disruptura maior (que destruiu o confinamento do plasma em apenas $\Delta t \sim 2,5$ ms), sem que esta fosse precedida por uma disruptura menor, devido ao crescimento da densidade eletrônica, que alcança o limite de alta densidade do TCABR.

Neste disparo, o LEM foi acionado em $t = 45$ ms, atingindo uma corrente de $I_{LEM} = 1860$ A, aproximadamente 6 ms antes da ocorrência da disruptura maior, em $t \sim 74,6$ ms.

Ao longo desta descarga, a atividade MHD permaneceu pouco intensa, a menos de um pequeno intervalo entre $t = 56$ ms e $t = 62$ ms (de frequência $f = 13,2$ kHz), quando o modo $m = 2$ mostrou-se dominante com 38% do espectro MHD; apesar de também existir a presença do modo $m = 3$, com 36%, e o $m = 4$, com 26%. A partir do instante $t \sim 69$ ms, porém, a atividade MHD aumenta significativamente até a ocorrência da disruptura maior (Figura IX.22-a). Na Figura IX.22-b, é mostrado o histograma relacionado com as frequências das oscilações de Mirnov, em função do tempo, para os últimos instantes da descarga.

Figura IX.21: (a) Sinais experimentais característicos do disparo N° 12034 do TCABR.
(b) Instantes da descarga que antecedem a disruptura maior em $t \sim 74,6$ ms.

Figura IX.22: (a) Sinal da bobina B0 do SCBM expandido temporalmente momentos antes da disruptura maior ocorrer e, (b) histograma das frequências correspondente.

Como tipicamente acontece nos casos nos quais há uma fraca atividade MHD, a frequência da oscilação de Mirnov é relativamente alta ao longo de quase toda a descarga e esta frequência começa a diminuir de valor, conforme a amplitude dos sinais aumenta, até $f = 9,8$ kHz, imediatamente antes da disruptura maior acontecer. Por sua vez, a partir de $t \sim 69$ ms, a atividade MHD relacionada ao modo $m = 2$ cresce em amplitude espectral, desde 38% até 50%, quando ocorre a disruptura maior, enquanto os modos $m = 3$ e $m = 4$ diminuem, de 36% para 30% e de 26% para 20%, respectivamente, neste mesmo intervalo de tempo. A taxa de crescimento relacionado ao modo $m = 2$, foi estimada em $\gamma = 1,1 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$, um valor que indica um caráter resistivo para esta instabilidade.

É interessante notar também, quanto aos sinais centrais relacionados à emissão de raios-X moles deste disparo com I_{LEM} alto, a presença de oscilações “dentes-de-serra”, tipicamente de período $T \sim 0,5$ ms, ao longo da descarga, a menos dos trechos nos quais a atividade MHD é intensa (Figura IX.23-a). Esta observação experimental é semelhante à verificada em outros tokamaks, como no TEXT^[102]. Outro fato interessante é que, a partir de $t \sim 72$ ms (Figura IX.23-b), a emissão de raios-X moles apresenta um sinal da mesma frequência que as oscilações de Mirnov ($f = 10,3$ kHz), até $t \sim 73,7$ ms, quando ocorre a saturação da atividade MHD. A partir daí, a frequência do modo $m = 1$ quase dobra em valor ($f = 19$ kHz), enquanto as oscilações de Mirnov (modos $m = 2$, $m = 3$ e $m = 4$) mostram uma frequência de apenas $f = 9,8$ kHz.

Este fato pode indicar que o plasma, que vinha-se comportando como um corpo rígido (acoplamento dos modos $m = 1, 2, 3$ e 4), perde esta característica a partir do instante $t \sim 73,7$ ms, desestabilizando, principalmente, a região central do plasma (modo $m = 1$), até a disruptura maior ocorrer.

As características observadas no disparo que acaba de ser apresentado, também foram observadas, de forma qualitativa, em outros casos onde o LEM foi acionado (disparo N° 12036, por exemplo).

Figura IX.23: Sinais experimentais de bobinas de Mirnov (curva de baixo) e de emissão de raios-X moles (curva de cima), ampliados no tempo entre (a) $t = 45$ ms e $t = 75$ ms e, (b) $t = 69$ ms e $t = 75$ ms, correspondentes ao disparo N° 12034.

IX.3 INFLUÊNCIA NA TEMPERATURA ELETRÔNICA DO PLASMA

Durante as descargas de plasma com acionamento do LEM, algumas modificações foram observadas nos sinais de alguns outros sistemas de diagnósticos, principalmente, os sinais bolométricos, os de raios-X moles, a emissão espectral de linha do C-VI e a emissão eletro-ciclotrônica.

Já se sabe que, em tokamaks, a potência total de radiação emitida pelo plasma varia proporcionalmente com a densidade eletrônica e, principalmente, com a temperatura do plasma. Por outro lado, como já foi mencionado, a atuação do LEM no plasma, às vezes, provoca um aumento significativo da densidade eletrônica, o que se reflete, conseqüentemente, no sinal bolométrico, como pode ser observado na Figura IX.24, onde são mostrados estes sinais correspondentes ao disparo N° 11504.

Figura IX.24: Perfis temporais de (a) densidade eletrônica e (b) potência total de radiação emitida pelo plasma, correspondente ao disparo N° 11504 (com LEM).

Da mesma forma que no sinal bolométrico, a emissão de radiação de linha (como a do C–VI) e a emissão de raios–X moles, por plasma magneticamente confinados, também mostram uma forte dependência com a densidade e temperatura eletrônicas. Portanto, como era esperado, ambos os sinais medidos no TCABR durante o acionamento do LEM também apresentam tipicamente uma modificação relacionada com as variações observadas na densidade eletrônica, como pode ser observado na Figura IX.25.

Figura IX.25: Perfil temporal da emissão (a) de linha do C–VI e (b) de raios–X moles, correspondente ao disparo N° 11504 do TCABR, com acionamento do LEM.

Para separar o efeito do aumento da densidade eletrônica nos sinais bolométrico e emissão de raios–X moles, quando atua o LEM no plasma, é válido supor que as

densidades eletrônica e iônica são iguais ($n_e \approx n_i$), portanto, estes sinais foram divididos pela densidade eletrônica (ao quadrado) correspondente (ver equações IV.4 e IV.8), ponto a ponto, cujo resultado é mostrado na Figura IX.26.

Como pode-se constatar, a modificação que sofrem estes sinais durante o acionamento do LEM não é devido apenas ao aumento da densidade eletrônica. Portanto, pode-se considerar que o aumento da temperatura do plasma, possível modificação no seu perfil radial, ou ambos, seriam também responsáveis pelas modificações observadas.

Figura IX.26: Curvas dos sinais de (a) bolômetro, (b) emissão de raios-X moles, divididos pela densidade eletrônica (ao quadrado) correspondente, para a descarga N° 11504 do TCABR, com acionamento do LEM. (c) e (d) correspondem às curvas obtidas do disparo N° 11505 do TCABR, sem acionamento do LEM, para comparação.

Os resultados mostrados até aqui são semelhantes aos observados em quase todas as descargas onde ocorreu o aumento da densidade eletrônica, durante o

acionamento do LEM. Para exemplificar isto, na Figura IX.27 são mostrados os sinais bolométricos corrigidos pela densidade eletrônica ao quadrado (onde foram utilizadas as mesmas escalas que anteriormente para se poder comparar com mais facilidade estes sinais), obtidos em descargas de plasma com (Figura IX.27-a) e sem (Figura IX.27-b) a atuação do LEM.

Da mesma forma, na Figura IX.28 são mostrados os sinais correspondentes à emissão de raios-X moles, também corrigidos pela densidade eletrônica ao quadrado.

Figura IX.27: Curvas dos sinais bolométricos divididos pela densidade eletrônica (ao quadrado) correspondente, para descargas do TCABR, (a) com (N° 11508, 11510 e 11514) e (b) sem (N° 11507, 11511 e 11513) acionamento do LEM.

Figura IX.28: Curvas dos sinais de emissão de raios-X moles divididos pela densidade eletrônica (ao quadrado) correspondente, para descargas do TCABR, (a) com (N° 11508, 11510 e 11514) e (b) sem (N° 11507, 11511 e 11513) acionamento do LEM.

Por outro lado, a hipótese levantada sobre a modificação da temperatura do plasma pela atuação dos campos perturbativos gerados pelo LEM, para explicar o

aumento dos sinais bolométricos e de emissão de raios-X moles, mostrou-se coerente com a emissão eletro-ciclotrônica do plasma do TCABR.

Para se realizar esta verificação, foram escolhidos pulsos do TCABR onde o LEM não provocou uma variação da densidade eletrônica, já que os sinais dos detectores ECE são muito sensíveis a estas variações, o que pode acabar comprometendo a interpretação dos resultados. Além disso, as medidas foram realizadas em $r = 13,25$ cm, $r = 6,72$ cm, $r = 0,3$ cm, $r = -4,63$ cm e $r = -12,5$ cm (os valores positivos/negativos correspondem às regiões onde o campo magnético é menos/mais intenso), para se tentar avaliar, também, a forma do perfil de temperatura eletrônica do plasma.

Como resultado destas medições, realizadas para várias descargas de plasma com e sem a atuação do LEM, não foram observadas diferenças significativas nos perfis temporais da emissão ECE. Considere, por exemplo, os sinais mostrados nas Figuras IX.29-a e IX.29-b, que correspondem ao disparo N° 11422 (sem LEM) e N° 11423, onde o LEM acionado em $t = 40$ ms (a corrente máxima de $I_{LEM} = 1272$ A é atingida em $t \sim 63,5$ ms), respectivamente.

Figura IX.29: Perfis temporais da temperatura eletrônica dos disparos (a) N° 11422 (sem LEM) e (b) N° 11423 (com LEM) do TCABR, medidos em diferentes posições radiais.

Destas figuras, pode-se concluir que a atuação do LEM no plasma não modifica quantitativamente sua temperatura eletrônica. Entretanto, nota-se uma diferença significativa quando investigados os perfis radiais da temperatura eletrônica. Na Figura IX.30, por exemplo, pode-se observar que os perfis radiais da temperatura em vários instantes de tempo, correspondentes ao disparo com acionamento do LEM (N° 11423),

demonstram estar ligeiramente mais centralizados com respeito ao eixo magnético do plasma (gradualmente ao longo do tempo), quando comparados com os perfis correspondentes ao disparo sem a atuação do LEM (N° 11422).

Figura IX.30: Perfis radiais da emissão ECE correspondentes aos disparos N° 11422 (sem LEM, curva fina) e N° 11423 (com LEM, curva grossa), medido em (a) $t = 50$ ms, (b) $t = 60$ ms, (c) $t = 70$ ms, (d) $t = 80$ ms, (e) $t = 90$ ms e (f) $t = 100$ ms.

É importante mencionar que estas mudanças observadas nos perfis radiais da emissão ECE, mostrados na Figura IX.30, não foram ocasionados por eventuais deslocamentos da coluna de plasma na direção horizontal ou vertical; como pode-se observar na Figura IX.31, a coluna de plasma manteve-se razoavelmente centrada durante o acionamento do LEM.

Figura IX.31: Sinais temporais do deslocamento da coluna de plasma na direção (a) horizontal e (b) vertical, correspondentes aos disparos N° 11422 (sem LEM) e N° 11423 (com LEM), do TCABR.

Capítulo X

Resultados e Conclusões

Um novo sistema de bobinas de Mirnov (SCBM) foi construído, calibrado e instalado no interior da câmara de vácuo do tokamak TCABR. Este sistema é o resultado de uma série de melhoramentos que foram realizados no antigo sistema de bobinas de Mirnov, no que diz respeito à proteção tanto das próprias bobinas quanto dos fios de transmissão dos sinais, que antes ficavam expostos ao ataque do plasma. Também, a geometria circular do novo sistema permitiu orientar as bobinas para detetarem apenas a componente poloidal do campo magnético flutuante, assim como posicioná-las todas a uma mesma distância em relação ao centro do plasma. Este novo sistema também permitiu diminuir pela metade a fiação dentro da câmara de vácuo, bem como a quantidade de filtros e amplificadores eletrônicos utilizados.

O melhoramento mais importante, talvez, refere-se ao fato das bobinas magnéticas ficarem agora mais afastadas das paredes condutoras do tokamak, diminuindo, portanto, o efeito produzido por campos magnéticos espúrios devido à formação de correntes de Foucault, as quais acabam modificando o espectro MHD medido através das bobinas^[84].

O espaçamento angular na direção poloidal entre as bobinas do novo sistema foi escolhido para ser assimétrico, de forma a poder compensar os efeitos da toroidicidade do tokamak. O ângulo poloidal que determina a posição de cada bobina de Mirnov foi calculado através da equação II.35, sendo que o parâmetro λ , por sua vez, foi determinado com base em medidas experimentais obtidas de várias descargas de plasma, operado-se o tokamak em regime “resistivo”. O valor obtido para o TCABR foi de $\lambda = 0,62$.

Das várias características que se observaram dos sinais obtidos do SCBM, a modulação das amplitudes e a defasagem angular entre os sinais, principalmente,

puderam ser analisadas utilizando-se o modelo físico simplificado proposto para este trabalho. Este modelo é baseado na superposição de ondas, que têm como origem as perturbações magnéticas que surgem nas imediações das ilhas magnéticas presentes nas superfícies magnéticas racionais. Esta investigação foi realizada construindo-se um programa computacional que simula os sinais das bobinas do SCBM do TCABR. Como parâmetros de entrada, o programa utiliza as intensidades dos modos poloidais do espectro MHD, as frequências relacionadas a estes modos e, eventualmente, a defasagem entre eles.

Com base nos resultados obtidos com as simulações, foi-nos possível propor também um novo método que permite avaliar tanto a quantidade de modos principais presentes no plasma, quanto a intensidade de cada um no espectro MHD. Basicamente, o método consiste em se construir gráficos das amplitudes do campo magnético perturbado e das defasagens angulares existentes entre os sinais experimentais, em função das posições poloidais das bobinas do SCBM. Estes gráficos apresentam a formação de “j” vales e de “j” pontos de inflexão, respectivamente, de onde pode-se concluir a presença de “j + 1” modos MHD principais com frequências iguais, ou muito próximas, cujos valores são obtidos da Transformada Rápida de Fourier realizada nos sinais experimentais. A partir daí, são realizadas as simulações utilizando-se as frequências obtidas e o número de modos presentes no plasma. A intensidade de cada modo é então ajustada até que se obtenha a mesma configuração de vales e pontos de inflexão, como os observados nos sinais experimentais correspondentes.

Uma observação interessante, obtida das várias simulações que foram realizadas para analisar os modos MHD presentes nos sinais experimentais do SCBM, envolve o comportamento do plasma. Foi verificado que, na presença de oscilações de Mirnov típicas observadas nos sinais experimentais, o comportamento do plasma corresponde ao de um corpo rígido, isto é, os modos relacionados com as ilhas magnéticas, apresentam velocidades angulares iguais ou muito próximas. No entanto, quando a atividade MHD não é intensa no plasma, os sinais experimentais observados podem ser mais ou menos reproduzidos, quando simulações são feitas considerando-se vários modos MHD com velocidades angulares bem diferentes, indicando que o plasma perde sua característica de se comportar como corpo rígido.

Por outro lado, foi realizado com sucesso a construção e a instalação de um Limitador Ergódico Magnético no interior da câmara de vácuo do TCABR, apesar dos problemas que surgiram pela falta de espaço dentro da câmara e, também, por se tratar

de um recinto mantido em alto vácuo. A geometria do LEM também foi escolhida de forma a compensar a toroidicidade do tokamak, assim como para atuar na borda do plasma, principalmente, na superfície $q = 3$, já que, para as descargas usuais do TCABR, o valor do fator de segurança na borda do plasma, tipicamente, está em torno deste valor. Portanto, o posicionamento angular dos segmentos condutores planos do LEM foi escolhida de forma a não estarem igualmente espaçados na direção poloidal. O espaçamento angular foi obtido utilizando-se a equação VII.1, sendo o valor para o parâmetro λ o mesmo que foi utilizado para a construção do SCBM do TCABR.

Antes da sua instalação definitiva, o LEM foi submetido a vários testes de vazamento e resistência mecânica; também foram realizadas medidas de resistência elétrica ($R = 4,6 \text{ m}\Omega$) e de indutância ($L = 2,8 \text{ }\mu\text{H}$). Em seguida, medidas do campo magnético radial gerado pelo LEM, em função das coordenadas r , θ e ϕ do tokamak, foram também realizadas em testes de bancada. Pôde-se então constatar que o campo magnético de perturbação que deve atuar no plasma, decai rapidamente tanto radial quanto toroidalmente. Além disso, foi verificado que o modo poloidal dominante gerado pelo LEM (no vácuo) é o $m = 3$, com 53% do espectro MHD, como era desejado. Inclusive, estas medidas serviram para identificar que o modelo teórico proposto por Pires e Mutsuko^[99] reproduzem, com muita exatidão, os campo magnéticos produzidos pelo LEM.

Como resultado da atuação do LEM nos pulsos de plasma do TCABR, foi observado, em várias descargas, que as perturbações magnéticas ressonantes produzidas tanto podiam atenuar quanto ativar as oscilações de Mirnov, conforme mostravam os sinais experimentais obtidos do SCBM. Qualitativamente, constatou-se que a atenuação, que geralmente acontece poucos milissegundos depois da corrente do LEM atingir seu valor máximo, é independente deste valor. Foram constatados fortes indícios de que este atraso poderia estar relacionado ao tempo de penetração que levaria o campo magnético perturbativo do LEM em atingir a superfície magnética $q = 3$ dentro da coluna de plasma.

De fato, os tempos de penetração calculados ao considerarmos que o plasma é um bom condutor elétrico para ondas eletromagnéticas de baixas frequências, para o qual foi adaptada a teoria do eletromagnetismo ao nosso caso, mostraram uma grande concordância entre os valores teóricos obtidos e as observações experimentais.

É importante mencionar também que, em aproximadamente 46% dos casos nos quais o LEM foi alimentado com correntes acima de 1,5 kA, foram observadas ocorrências de disrupturas maiores nas descargas de plasma. Já para correntes menores do LEM, estas ocorrências diminuíram em quantidade, tendo sido observadas em 23% dos casos em que o LEM foi acionado com valores de corrente intermediárias ($1,0 \text{ kA} < I_{\text{LEM}} < 1,5 \text{ kA}$) e em apenas de 8,3% para correntes mais baixas ($I_{\text{LEM}} < 1,0 \text{ kA}$). Os mecanismos físicos responsáveis por estas ocorrências foram identificados como sendo o forte aumento da densidade eletrônica, que cresceu até atingir o valor do limite de alta densidade do TCABR, estimado em $n_e \sim 3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, e o crescimento significativo do modo $m = 2$ nos instantes antes da disruptura maior acontecer (aumentando de $\sim 40\%$ até $\sim 65\%$ do espectro MHD, nos casos analisados).

No que diz respeito à razão entre as intensidade dos modos MHD $m = 2$ e $m = 3$ (R_{2-3}), que sempre foram os mais intensos, foi observado que em condições de boa estabilidade do plasma, esta razão era de $R_{2-3} \sim 1,2$. No entanto, nos instantes antes de uma disruptura maior ocorrer, esta razão aumenta gradualmente até o valor de $R_{2-3} \sim 4,6$. Igualmente, o parâmetro de superposição S entre as ilhas $m = 2$ e $m = 3$ (equação III.1), que normalmente apresenta valores ao redor de $S_{2-3} \sim 0,50$ durante as descargas, nos instantes que antecedem uma disruptura maior, aumenta gradualmente alcançando valores de até $S_{2-3} \sim 1,29$, o que representa um incremento de $\sim 160\%$ em relação ao valor inicial.

Quanto às disrupturas menores, que em alguns disparos do TCABR antecedem a ocorrência de uma disruptura maior, ao contrário do observado no caso das disrupturas maiores, a razão entre as intensidades dos modos $m = 2$ e $m = 3$ não aumenta de forma tão significativa. Durante o intervalo de tempo em que a descarga do plasma se mostra mais estável, observa-se que as intensidades dos modos $m = 2$ e $m = 3$ são de $\sim 40\%$ e $\sim 35\%$ do espectro MHD, respectivamente ($R_{2-3} = 1,2$); valores que são mantidos quase constantes até a disruptura menor acontecer. O cálculo do parâmetro de superposição entre estas ilhas, para alguns disparos do TCABR analisados, mostrou um aumento de $S_{2-3} \sim 0,75$ (durante intervalos de tempo em que a descarga de plasma é ainda mais estável) até $S_{2-3} \sim 1,07$, instantes antes da disruptura menor ocorrer. Estes valores, ou podem estar relacionados com o aumento da largura das ilhas magnéticas correspondentes, ou com uma maior aproximação entre elas, ou mesmo ambos os efeitos.

É interessante ressaltar que, na maioria dos disparos do TCABR em que se observou a ocorrência de disrupturas menores precedendo as maiores, foi verificada, nos sinais de raios-X moles, a ocorrência de instabilidades internas (relacionadas com a região central da coluna de plasma). Tipicamente, as oscilações do modo $m = 1$ desta perturbação crescem em amplitude e têm a mesma frequência que as oscilações de Mirnov (relacionadas aos modos $m = 2$ e $m = 3$) até a ocorrência de uma disruptura menor, indicando que o plasma se comporta como um corpo rígido. Logo depois da disruptura menor, porém, a frequência dos modos associados às superfícies $q = 2$ e $q = 3$ diminuem, enquanto que a frequência do modo $m = 1$ cresce tanto em amplitude como em frequência, indicando um desacoplamento entre as ilhas, até que a disruptura maior ocorre.

Já nos casos em que as disrupturas maiores não são precedidas por disrupturas menores, nas descargas em que o LEM foi acionado, usualmente são observadas oscilações “dentes-de-serra” nos sinais de emissão de raios-X moles. É interessante notar que estas oscilações surgem somente quando a atividade MHD é de baixa amplitude, e tendem a desaparecer quando a atividade MHD se intensifica, dando surgimento aos sinais de Mirnov típicos (Figura IX.23-a). Em alguns disparos do TCABR em que há a ocorrência da disruptura maior, como no disparo N° 12034 (Figura IX.23-b), foi observado que os modos MHD relacionados às superfícies $q = 2$ e $q = 3$, neste caso, crescem em amplitude até a saturação, quando são também observados, no sinal de raios-X moles, o modo $m = 1$ com amplitude constante e com a mesma frequência das oscilações de Mirnov. A partir do instante em que a saturação é atingida, as oscilações de Mirnov diminuem em frequência, mantendo a amplitude praticamente constante, enquanto que o modo $m = 1$ cresce tanto em amplitude quanto em frequência. Estas observações, talvez, indiquem que o crescimento das ilhas em $q = 2$ e $q = 3$, atingindo a saturação, seria o mecanismo responsável por desestabilizar o modo $m = 1$ (em $q = 1$) e, portanto, todo o confinamento.

Assim como a atuação do LEM modifica o comportamento magnetohidrodinâmico do plasma, também foram observadas evidências que indicam mudanças no perfil radial da temperatura eletrônica, quando analisados os sinais experimentais de potência total de radiação emitida e de emissão de raios-X moles. Estes sinais são significativamente modificados quando a densidade eletrônica aumenta também, devido à atuação do LEM. No entanto, após serem corrigidos estes sinais para separar o efeito produzido pelo aumento da densidade já mencionado, observa-se que as

curvas obtidas continuam apresentando um forte incremento, indicando que a temperatura do plasma estaria aumentando. Esta hipótese foi corroborada pelas medidas de emissão eletro-ciclotrônica, que inclusive mostraram que a atuação do LEM modifica a forma do perfil radial da temperatura eletrônica do plasma, centralizando-a com respeito ao eixo magnético.

Como continuidade deste trabalho, seria interessante realizar algumas modificações na fonte de alimentação do LEM, no sentido de se tentar gerar um pulso de corrente mais acentuado, isto é, com um aumento e diminuição mais rápidos da corrente no LEM. Assim, seria possível se ter uma melhor avaliação do tempo de penetração das perturbações magnéticas, bem como de seus efeitos no plasma antes e depois do acionamento do LEM, durante uma mesma descarga (evitando-se comparações com disparos onde o LEM não foi acionado).

Estas modificações na fonte do LEM também permitirão definir com mais precisão as mudanças que o plasma sofre, conforme indicadas pelos sinais experimentais obtidos dos vários diagnósticos implementados no TCABR. Isto seria bastante importante para se realizar, por exemplo, experimentos que envolvem a medida de rotação do plasma, a mudança do perfil do fator de segurança (com base em medidas de emissão eletro-ciclotrônica), etc.

Agora, como complemento deste trabalho, pode-se também realizar experimentos para avaliar a atuação do LEM em descargas nas quais o eletrodo de polarização seria também acionado, o que permitiria avaliar os efeitos de perturbações elétricas e magnéticas no plasma, ao mesmo tempo. Finalmente, seria também interessante investigar a atuação do LEM no plasma do TCABR quando o tokamak é operado com aquecimento auxiliar por ondas de Alfvén e, também, durante a injeção no plasma de pastilhas de impurezas (*pellets*).

Apêndice A

Cálculo da Largura das Ilhas Magnéticas

Neste trabalho, para a determinação do parâmetro de superposição (critério de Chirikov^[54]), foi necessário encontrar uma expressão que permitisse o cálculo da largura das ilhas magnéticas. Isto foi obtido a partir das equações II.62 e II.63, utilizando-se a definição para o fator de segurança, dada pela equação II.44:

$$q(r) = \frac{rB_{\phi}}{RB_{\theta}(r)}$$

onde o campo magnético poloidal, $B_{\theta}(r)$, no modelo cilíndrico, é definido por:

$$B_{\theta}(r) = \frac{\mu_0 I(r)}{2\pi r} \quad (A.1)$$

sendo $I(r)$ a corrente de plasma enlaçada pela circuitação de raio r . Assim, a equação II.44 pode ser escrita da seguinte forma:

$$q(r) = \frac{2\pi r^2 B_{\phi}}{\mu_0 R I(r)} \quad (A.2)$$

Por sua vez, a corrente $I(r)$ pode ser calculada supondo um perfil parabólico, por exemplo, para a expressão da densidade de corrente, como a mostrada na equação II.45. Assim, a corrente de plasma dentro da superfície definida pelo raio r pode ser calculada de:

$$I(r) = J_o \int_0^r \left(1 - r^2/a^2\right)^v 2\pi r dr \quad (A.3)$$

de onde é obtida a seguinte expressão:

$$I(r) = \frac{a^2 \pi J_o}{v+1} \left[1 - \left(1 - r^2/a^2\right)^{v+1} \right] \quad (A.4)$$

Se calcularmos esta corrente dentro de toda a coluna de plasma, isto é, fazendo $r = a$, obtêm-se:

$$I(a) = I_p = \frac{a^2 \pi J_o}{v+1} \quad (A.5)$$

de onde

$$J_o = \frac{I_p (v+1)}{a^2 \pi} \quad (A.6)$$

Portanto, uma expressão mais simplificada para a corrente é dada por:

$$I(r) = I_p \left[1 - \left(1 - r^2/a^2\right)^{v+1} \right] \quad (A.7)$$

Substituindo esta equação em A.2, tem-se:

$$q(r) = \frac{2\pi r^2 B_\phi}{\mu_o R I_p} \frac{1}{\left[1 - \left(1 - r^2/a^2\right)^{v+1} \right]} \quad (A.8)$$

Apartir da equação anterior, pode ser obtido o termo de “cizalhamento”, que é definido por:

$$\frac{dq(r)}{dr} = \frac{2\pi B_\phi}{\mu_o R I_p} \frac{d}{dr} \left[\frac{r^2}{1 - \left(1 - r^2/a^2\right)^{v+1}} \right] \quad (A.9)$$

Assim, este termo fica da forma:

$$\frac{dq(r)}{dr} = \frac{4\pi B_\phi}{\mu_o R I_p} \frac{r \left[1 - \left(1 - r^2/a^2\right)^v \right]}{\left[1 - \left(1 - r^2/a^2\right)^{v+1} \right]^2} \quad (A.10)$$

Por outro lado, substituindo a equação A.7 na expressão para o campo magnético poloidal no equilíbrio (equação A.1), obtém-se:

$$B_\theta(r) = \frac{\mu_o I(r)}{2\pi r} = \frac{\mu_o I_p}{2\pi r} \left[1 - \left(1 - r^2/a^2\right)^{v+1} \right] \quad (A.11)$$

de onde pode-se obter o valor deste campo considerando todo o plasma ($r = a$):

$$B_\theta(a) = \frac{\mu_o I_p}{2\pi a} \quad (A.12)$$

Por sua vez, na equação VI.9 é mostrada a expressão para a perturbação do campo magnético poloidal, que tem a forma^[89]:

$$\tilde{B}_\theta(r) = \mu_o \sum_m j_m r_m \left(\frac{r_m}{r} \right)^{m+1} e^{i(m\theta + n\phi - \omega_m t)}$$

Para encontrar a relação entre este campo perturbativo localizado em $r = r_m$ (que corresponde ao raio de uma superfície magnética localizada em $q = m/n$) e o mesmo campo, em $r = r_L$ (onde r_L é a distância onde se localizam as bobinas de Mirnov), calcula-se:

$$\tilde{B}_\theta(r_m) = \mu_o \sum_m j_m r_m e^{i(m\theta + n\phi - \omega_m t)} \quad (A.13)$$

obtendo-se:

$$\tilde{B}_\theta(r_m) = \tilde{B}_\theta(r_L) \left(\frac{r_L}{r_m} \right)^{m+1} \quad (A.14)$$

Finalmente, as expressões para a largura das ilhas magnéticas são obtidas substituindo as equações A.8, A.9, A.11, A.12 e A.14 em II.62 e II.63, que resulta:

$$\delta_{m=2,3} = \sqrt{\frac{2(r_m)^{2-m}(r_L)^{m+1}\tilde{B}_\theta(r_L)}{aB_\theta(a)\left[1 - \left(1 + \nu r_m^2/a^2\right)\left(1 - r_m^2/a^2\right)^\nu\right]}} \quad (A.15)$$

$$\delta_{m>3} = \sqrt{\frac{2(r_m)^{2-m}(r_L)^{m+1}\tilde{B}_\theta(r_L)}{amB_\theta(a)\left[1 - \left(1 + \nu r_m^2/a^2\right)\left(1 - r_m^2/a^2\right)^\nu\right]}} \quad (A.16)$$

Apêndice B

Calibração das Bobinas de Mirnov

A calibração das bobinas magnéticas de Mirnov foi realizada criando-se, através de uma bobina de Helmholtz, oscilações magnéticas com as mesmas características que as medidas no tokamak TCABR. A calibração determina a sensibilidade (ou área efetiva) de cada uma das bobinas e, portanto, pode-se calcular o valor absoluto da variação temporal do campo magnético que atravessa a área delimitada pelas espiras que as compõem.

B.1 CÁLCULO DA ÁREA EFETIVA

Da Lei de Faraday na forma integral (equação V.1), a tensão induzida em uma bobina que é atravessada por um campo magnético oscilante e perpendicular à sua área, da forma $\vec{B} = \vec{B}_o \cos(\omega t)$, é dada por^[97]:

$$V_{bm} = -\frac{d}{dt} \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S} \quad (B.1)$$

sendo que

$$\int \vec{B} \cdot d\vec{S} = \int B_o \cos(\omega t) dS = B_o A_{ef} \cos(\omega t) \quad (B.2)$$

onde B_o é a amplitude do campo magnético oscilante e A_{ef} é a área efetiva da bobina. Portanto, a tensão induzida pelo campo magnético oscilante na bobina é:

$$V_{bm} = -A_{ef} \omega B_o \sin(\omega t) \quad (B.3)$$

Tendo em conta que na calibração a tensão foi medida pico a pico (V_{pp}), então o valor de tensão a ser usada na equação B.3 corresponde a duas vezes a tensão V_{bm} produzida na bobina quando $\sin(\omega t) = 1$, portanto:

$$V_{bm} = 2 A_{ef} \omega B_o = 2 A_{ef} B_o(2\pi f) = (4\pi A_{ef} B_o) f \quad (B.4)$$

onde $f = \omega/2\pi$.

Experimentalmente, foram medidas as tensões induzidas nas bobinas enquanto a frequência do campo magnético produzida pela bobina de Helmholtz era variada. Após serem construídos os gráficos da frequência do campo magnético oscilante contra a amplitude da tensão induzida em cada uma das bobinas (a Figura B.1 mostra o resultado obtido para a bobina B0), foram obtidos os coeficientes angulares (C.A.) das retas resultantes dos ajustes experimentais.

Figura B.1: Gráfico V_{bm} contra f obtido da calibração da bobina B0.

Comparando o C.A. deste gráfico com a equação B.4, obtém-se:

$$C.A. = 4\pi A_{ef} B_o \quad (B.5)$$

Finalmente, tendo os valores do coeficiente angular de cada bobina, as áreas efetivas são obtidas da expressão:

$$A_{ef} = \frac{(C.A.)}{4\pi B_o} \times 10^{-6} \quad (B.6)$$

B.2 ARRANJO EXPERIMENTAL

Como já foi mencionado, para a calibração das bobinas procurou-se reproduzir a situação a que seriam submetidas durante as descargas do TCABR, utilizando-se um arranjo experimental que permitisse expor as bobinas a um campo magnético com frequência e amplitude de oscilação aproximadamente semelhantes às encontradas nas condições reais no TCABR. Utilizou-se, então, uma fonte de tensão DC de +50 V, um gerador de sinal senoidal, um osciloscópio, um circuito eletrônico e uma bobina de Helmholtz (Figura B.2).

Figura B.2: Arranjo experimental usado na calibração das bobinas de Mirnov.

A bobina de Helmholtz foi construída de forma a ter dois conjuntos de espiras paralelas, de 20 voltas cada e raio $r_H = 5,5$ cm, que cria um campo magnético oscilante de amplitude^[97]:

$$B_o = \frac{\mu_o}{a} \frac{8}{5^{3/2}} IN \quad (B.7)$$

A frequência de oscilação do campo magnético induzido foi escolhida para variar na faixa de 5 kHz a 40 kHz, que corresponde a uma faixa de frequências além da observada para as oscilações de Mirnov no TCABR.

O circuito eletrônico (Figura B.3) foi construído de forma a converter o sinal DC da fonte de +50 V em um sinal AC que alimentasse a bobina de Helmholtz, criando uma corrente elétrica oscilante com amplitude constante de 110 mA pico a pico, enquanto a frequência era variada através de um gerador de onda senoidal.

Figura B.3: Circuito eletrônico utilizado para a calibração das bobinas de Mirnov.

B.3 RESULTADOS DA CALIBRAÇÃO

Da equação B.7, com $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ Vs/Am, $N = 20$, $a = 5,5 \times 10^{-2}$ m, $I = 55$ mA, foi obtido que a amplitude do campo magnético oscilante era de $B_0 = 1,8 \times 10^{-5}$ T. Portanto, os valores das áreas efetivas obtidas da equação B.6, são mostradas na Tabela B.1.

Tabela B.1: Coeficientes angulares e áreas efetivas das bobinas do SCBM.

Bobina	C.A.	$A_{ef} [10^{-4} m^2]$	Bobina	C.A.	$A_{ef} [10^{-4} m^2]$
B0	5,14	242,9	B11	5,12	242,4
B1	4,86	229,8	B12	4,35	205,9
B2	4,88	230,8	B13	5,52	260,9
B3	5,32	251,6	B14	5,34	252,6
B4	5,07	239,9	B15	5,13	242,9
B5	4,92	232,9	B16	5,24	248,0
B6	4,56	215,8	B17	5,10	241,0
B7	5,36	253,7	B18	5,48	259,1
B8	5,56	263,2	B19	5,61	265,5
B9	5,06	239,4	B20	5,38	254,5
B10	4,97	235,1	B21	4,90	231,6

Apêndice C

Simulações dos Sinais do SCBM do TCABR

As simulações foram realizadas utilizando-se a equação VI.11, nos casos em que dois, três ou quatro modos, apresentam amplitudes iguais e frequências diferentes e, também, quando as amplitudes e frequências são diferentes.

C.1 SIMULAÇÃO DE DOIS MODOS MHD

Simulação C.1:

m	A_m	f_m	m	A_m	f_m	Φ_m
2	0,5	10	2	0,5	15	0
3	0,5	15	3	0,5	10	0

Simulação C.2:

Simulação C.3:

m	A_m	f_m	ϕ_m
2	0,5	10	0
3	0,5	12	0

Simulação C.4:

m	A_m	f_m	ϕ_m
2	0,5	12	0
3	0,5	10	0

Simulação C.5:

m	A_m	f_m	ϕ_m
2	0,4	10	0
3	0,6	15	0

Simulação C.6:

m	A_m	f_m	ϕ_m
2	0,4	15	0
3	0,6	10	0

Simulação C.7:

m	A_m	f_m	φ_m
2	0,6	15	0
3	0,4	10	0

Simulação C.8:

m	A_m	f_m	φ_m
2	0,6	10	0
3	0,4	15	0

Simulação C.9:

m	A_m	f_m	φ_m
2	0,4	10	0
3	0,6	12	0

Simulação C.10:

m	A_m	f_m	φ_m
2	0,6	10	0
3	0,4	12	0

Simulação C.11:

m	A_m	f_m	φ_m
2	0,4	12	0
3	0,6	10	0

Simulação C.12:

m	A_m	f_m	φ_m
2	0,6	12	0
3	0,4	10	0

Simulação C.13:

m	A_m	f_m	φ_m
2	0,5	12,1	0
3	0,5	12	0

Simulação C.14:

m	A_m	f_m	φ_m
2	0,5	12	0
3	0,5	12,1	0

Simulação C.15:

m	A_m	f_m	ϕ_m
2	0,6	12	0
3	0,4	12,1	0

Simulação C.16:

m	A_m	f_m	ϕ_m
2	0,4	12	0
3	0,6	12,1	0

C.2. SIMULAÇÃO DE TRÊS MODOS MHD

Simulação C.17:

m	A_m	f_m	ϕ_m
2	0,33	10	0
3	0,33	12,5	0
4	0,33	15	0

Simulação C.18:

m	A_m	f_m	ϕ_m
2	0,33	15	0
3	0,33	12,5	0
4	0,33	10	0

Simulação C.19:

m	A_m	f_m	ϕ_m
2	0,33	12,5	0
3	0,33	10	0
4	0,33	15	0

Simulação C.20:

m	A_m	f_m	ϕ_m
2	0,33	10	0
3	0,33	15	0
4	0,33	10	0

Simulação C.21:

m	A_m	f_m	ϕ_m
2	0,33	10	0
3	0,33	10	0
4	0,33	15	0

Simulação C.22:

m	A_m	f_m	ϕ_m
2	0,33	15	0
3	0,33	10	0
4	0,33	10	0

Simulação C.23:

m	A_m	f_m	ϕ_m
2	0,45	12,7	0
3	0,30	12,8	0
4	0,25	12,7	0

(a)

(b)

Simulação C.24:

m	A_m	f_m	ϕ_m
2	0,43	12,7	0
3	0,37	12,7	0
4	0,20	12,7	0

Simulação C.25:

m	A_m	f_m	ϕ_m
2	0,64	8,8	0
3	0,14	8,8	0
4	0,22	8,8	0

C.3 SIMULAÇÃO DE QUATRO MODOS MHD

Simulação C.26:

m	A_m	f_m	ϕ_m
2	0,30	10	0
3	0,25	10	0
4	0,20	10	0
5	0,20	10	0

Simulação C.28:

m	A_m	f_m	ϕ_m
2	0,20	10	0
3	0,30	10	0
4	0,20	10	0
5	0,25	10	0

Simulação C.27:

m	A_m	f_m	ϕ_m
2	0,35	13,7	0
3	0,31	13,7	0
4	0,21	13,7	0
5	0,13	13,7	0

Simulação C.29:

m	A_m	f_m	ϕ_m
2	0,25	10	0
3	0,20	10	0
4	0,30	10	0
5	0,25	10	0

C.4 ANÁLISE DE ALGUNS CASOS

As amplitudes e defasagem angulares obtidas das simulações C.23 e C.27, são mostradas nas Figuras C.1 e C.2, respectivamente.

Figura C.1: (a) Amplitudes e (b) defasagem angular, obtidos da Simulação C.23.

Figura C.2: (a) Amplitudes e (b) defasagem angular, obtidos da Simulação C.25.

Apêndice D

Fonte de Alimentação do LEM

O princípio de funcionamento da fonte de alimentação utilizada é a de um circuito formador de pulso (ou linha de transmissão LC), formada por módulos LC, de indutores e capacitores eletrolíticos ligados em série que, ao serem descarregados sobre uma carga (no nosso caso o LEM), é obtida uma forma da onda mais ou menos quadrada. A altura do pulso depende da quantidade de capacitores eletrolíticos usados em cada módulo e a largura do pulso depende da quantidade de módulos que estão sendo ligados em série. Esta fonte, que foi construída, calibrada e testada no laboratório, fornece uma corrente de até 3 kA, a qual é disparada remotamente por um sinal ótico enviado pelos módulos digitalizadores VME, logo após o início da descarga.

D.1 PARTES DA FONTE

A fonte de alimentação do sistema LEM do tokamak TCABR, é mostrado na Figura D.1, de forma esquemática, cujas partes serão descritas a seguir.

D.1.1 Fonte de carga

Esta fonte foi por nós projetada e construída para fornecer uma tensão e uma corrente necessárias para carregar, num tempo razoável (quer dizer, da ordem de tempo que demora em carregar o banco de capacitores do sistema ôhmico e vertical do tokamak), o banco de 220 capacitores eletrolíticos (de 450V e 2850 μ F) dos módulos LC, os quais encontram-se todos ligados em paralelo.

Figura D.1: Desenho esquemático mostrando-se as partes da fonte de alimentação do LEM, sendo $L1 = 2,5 \text{ mH}$, $L2 = 4 \text{ mH}$ e $C = 0,062 \text{ F}$.

Para isto, foi construída uma fonte do tipo “dobradora de tensão”, constituída basicamente de um transformador (Primário: 110 V. Secundário: 330 V e 500 VA), um capacitor a óleo de $4 \mu\text{F}$, diodos retificadores (de 6 A), um indutor de 2 mH e um resistor de $10 \Omega \times 500 \text{ W}$. O desenho esquemático e a fotografia desta fonte são mostrados na Figura D.2.

Figura D.2: (a) Desenho esquemático e, (b) fotografia da fonte de carga do banco de capacitores eletrolíticos dos módulos LC.

D.1.2 Módulos LC

A fonte de alimentação do LEM é formada de 5 módulos LC, cada uma formada por 44 capacitores eletrolíticos em série com um indutor de 2,5 mH. Os módulos foram ligados como mostrado na Figura D.1, de forma que o conjunto diferencia-se de uma 166

linha de transmissão LC, devido à necessidade de se reduzir a impedância de cada módulo LC, por causa da alta resistência interna que apresentam os capacitores eletrolíticos. Na Figura D.3, mostram-se as fotografias dos indutores utilizados e de parte do banco de capacitores. Como medida de segurança, foram instalados fusíveis de retardo de 100 A para cada conjunto de 22 capacitores.

Figura D.3: Fotografias (a) dos indutores e, (b) dos capacitores, dos módulos LC da fonte do LEM.

D.1.3 Circuito disparador

Este circuito fornece o sinal de corrente necessário para disparar o tiristor, num instante de tempo predefinido no sistema de controle dos módulos VME. Este sinal de luz é transmitido por fibra ótica até o circuito disparador, o qual o converte em sinal analógico (valores entre 0 e 5 V) através de um receptor ótico, que é amplificado até os valores ideais fornecidos pelo fabricante para o disparo do tiristor (1 A e 3,5 V). O circuito esquemático do disparador é mostrado na Figura D.4.

D.1.4 Tiristor

Este componente eletrônico descarrega a corrente armazenada no banco de capacitores da fonte sobre o LEM, quando o sinal de disparo é enviado. O tiristor é de tipo disco (AEGIS, modelo 5N90012H), que inclui dois dissipadores de calor e um ventilador (Figura D.5).

Figura D.4: Desenho esquemático do circuito disparador do tiristor.

Figura D.5: Fotografia da montagem do tiristor
(que se encontra entre os dissipadores de calor).

Além disso, foi adicionado um *snober*, que é um sistema de proteção do tiristor contra correntes inversas. Ele possui uma resistência de valor $R = 27 \, \Omega$ (20 W) e um capacitor de valor $C = 0,47 \, \mu\text{F}$ (1000 V), ligados em série entre eles e, ao mesmo tempo, ligados em paralelo ao tiristor, como mostrado na figura a seguir.

D.1.5 Circuito de segurança

Este circuito permite descarregar o banco de capacitores, sem que a corrente passe pelo LEM, podendo-se, portanto, manusear a fonte sem qualquer perigo de choque elétrico. Na verdade, o circuito não é mais do que uma carga formada por três resistores de 18Ω (200 W) ligados em paralelo. Para acionar este circuito é utilizado um contator de 220 V, que o liga ao banco de capacitores.

Figura D.6: Desenho esquemático do circuito de proteção do tiristor contra correntes inversas (snober).

D.1.6 Circuito para aquisição

O pulso de onda gerado pela fonte de alimentação (tanto a forma quanto o seu valor) é medido no *shunt* (Figura D.1), e depois adquirido através dos módulos VME e, finalmente, gravado na base de dados do tokamak. Para se conseguir isto, foi necessário condicionar o sinal usando-se um circuito eletrônico, cuja função é desacoplar o terra da fonte do LEM e o dos módulos VME. O desenho do circuito é mostrado na Figura D.7.

Figura D.7: Desenho esquemático do circuito usado para condicionar o sinal medido no shunt, para poder ser digitalizado nos módulos VME.

D.2 FORMA DO PULSO DE CORRENTE

A forma de onda da corrente fornecida pela fonte ao LEM (Figura D.8), demora aproximadamente $\Delta t \sim 23,5$ ms para atingir o seu valor máximo, mantendo este valor durante $\Delta t \sim 9,6$ ms. Por outro lado, se considerarmos que o pulso de corrente forma um

“pequeno patamar”, com uma variação da corrente de $\pm 10 \%$, a duração seria de $\Delta t \sim 43,8 \text{ ms}$.

Tanto o perfil temporal quanto o valor de Δt , observados nesta figura, é o mesmo para sinais com correntes de até 2 kA, de acordo com os testes feitos. No entanto, o valor máximo desta corrente depende da tensão de carga do banco de capacitores (V_{banco}), como é mostrado na Figura D.9.

Figura D.8: Forma do sinal de corrente fornecida pela fonte do LEM quando o banco de capacitores é carregado a uma tensão de $V = 100 \text{ V}$, fornecendo uma corrente máxima de $I = 574 \text{ A}$; valor atingido em $t \sim 23,5 \text{ ms}$.

Figura D.9: Dependência do valor máximo da corrente no LEM em função da tensão de carga do banco de capacitores.

Referências Bibliográficas

1. **Watson, R.T.; et. al.** – “*Climate Changes 2001: Synthesis Report*”. XVIIIª Reunião Plenária do IPCC, Wembley, U.K. (2001).
2. **Gill, D.** – “*Plasma Physics and Nuclear Fusion Research*”. Academic Press Inc., New York (1981).
3. **JET Team** – Nuclear Fusion, **32** (2), 187 – 203 (1992).
4. **Lashe, G.P.** – The Physics Teacher, 234 – 244 (Abril 1981).
5. **Bittencourt, J.A.** – “*Fundamentals of Plasma Physics*”. Pergamon Press, 1ª edição, Oxford (1986).
6. **Wagner, F.** – Plasma Phys. Control. Fusion **39**, A23 – A50 (1997).
7. **Fujita, J.** – Nuclear Fusion, **43** (12), 1527 – 1539 (2003).
8. **Burrell, K.H.; DIII-D Team** – Nuclear Fusion, **43** (12), 1555 – 1569 (2003).
9. **JET Team** – Plasma Phys. Control. Fusion, **37** (11A), A359 – A370 (1995).
10. **Zohm, H.; ASDEX Team** – Nuclear Fusion, **43** (12), 1570 – 1582 (2003).
11. **Johnson, D.W.; et. al.** – Plasma Phys. Control. Fusion, **37** (11A), A69 – A86 (1995).
12. **ITER Physics Basics Editors; ITER Physics Expert Group Chairs and Co-Chairs; ITER Joint Central Team and Physics Integration Unit; ITER EDA** – Nuclear Fusion, **39** (12), 2137 – 2174 (1999).
13. **Ibrahim El Chamaa Neto** – “*Estudo do funcionamento do tokamak TBR-1 sob a influência de perturbações elétricas e magnéticas*”. Tese de Doutorado. IFUSP, São Paulo (1998).
14. **Schmidt, G.** – “*Physics of High Temperature Plasmas*”. Academic Press Inc., New York (1966).
15. **Galvão, R.M.O.** – “*Resistive Instabilities in Magnetized Plasmas*”. Report IFUSP/P-1005, São Paulo (1992).
16. **Wesson, J.A.** – Nuclear Fusion, **18** (1), 87 – 132 (1978).
17. **Bateman, G.** – “*MHD Instabilities*”. MIT Press, Cambridge (1978).
18. **Wesson, J.** – “*Tokamaks*”. Clarendon Press, New York (1987).
19. **Kadomtsev, B.B.** – “*Tokamak Plasma: A Complex Physical System*”. Plasma Physics Series, Moscou - Rússia (1992).
20. **Rosenbluth, M.N.; Rutherford, P.H.** – “*Fusion: Tearing Modes in Tokamaks*”, Academic Press, Vol. 1, parte A, New York (1981).

21. **Arfken, G.** – “*Mathematical Methods for Physicists*”, 2ª Edição, Academic Press Inc., New York (1970).
22. **Merezhkin, V.G.** - Sov. J. Plasma Phys., **4** (2), 152 – 164 (1978).
23. **Caldas, I.L.; Vannucci, A.** – “*Equilíbrio e Instabilidades do Plasma em Tokamaks*”. Report IFUSP/P-523 (1985).
24. **Mirnov, S.V.; Semenov, I.B.** – Soviet Physics JETP, **33** (6), 1134 – 1137 (1971).
25. **Vannucci, A.; Nascimento, I.C.; Caldas, I.** – Plasma Phys. Contr. Fus., **31**, 147 – 156 (1989).
26. **Mirnov, S.V.** – “*Processos Físicos em Plasmas de Tokamak*”. Engrgo Atomizdat, Moscou (1985). (Em russo).
27. **Mirnov, S.V.; Semenov, I.B.** – “*Observation of Disruptive-Instability Fine Structure in a Tokamak*”. Plasma Phys. Contr. Nucl. Fus. Res. IAEA-CN-35/A9.
28. **Rutherford, P.H.** – Phys. Fluids, **16**, 1903 – 1908 (1973).
29. **Pietrzyk, Z.A.; et. al.** – Nuclear Fusion, **32** (10) 1735 – 1753 (1992).
30. **Mirnov, S.V.** – Nuclear Fusion, **9**, 57 – 66 (1969).
31. **Vershkov, V.A.; Mirnov, S.V.** – Nuclear Fusion, **14**, 383-395 (1974).
32. **Wesson, J.A.; et. al.** – Nuclear Fusion, **29** (4), 641 – 66 (1989).
33. **Karger, F.; et. al.** – Plasma Phys. Contr. Nucl. Fus. Res. (Proceedings 6th Int. Conf., Berchtesgarden, 1976), Vol. 1, IAEA–CN–35/A–7 (1977).
34. **Roberts, D.E.; et. al.** – Nuclear Fusion, **26**, 785 – 796 (1986).
35. **Finn, J.M.** – Nuclear Fusion, **15**, 845 – 854 (1975).
36. **Rutherford, P.H.** – “*Tearing modes in Tokamaks*”. Proceedings International School of Plasma Physics, Itália, 129 (1979).
37. **Brower, D.L.; et. al.** – Physics Review Letters, **67**, 200 – 203 (1991).
38. **Tsuji, S.; et. al.** – Nuclear Fusion, **25**, 305 – 319 (1985).
39. **Karger, F.; et. al.** – “*Influence of Resonant Helical Fields on Tokamak Discharges*”. Proceedings 5th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Tóquio. IAEA CN-33/PD2 (1974).
40. **Quingchu, Z.; et. al.** – “*Suppressing the Tearing Modes in Tokamak by Helical Magnetic Field*”. Proceedings 10th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Londres. IAEA–CN–44/A–V–S (1984).
41. **Vallet, J.C.; et. al.** – “*Stabilization of Tokamak Discharges at the Density Limit by Means of the Ergodic Divertor*”. EUR–CEA–FC1427 (DRFC/CAD), EURATOM, Cadarache (1991).
42. **Holmes, J.A.; et. al.** – Nuclear Fusion, **19** (10), 1333 – 1342 (1979).

43. **Jikang, X.; et. al.** – “*Modification of Sawtooth Behavior Using RHF on HT-6B Tokamak*”. ASIPP/39 (1987).
44. **Wootton, A.J.; McCool, S.C.; Zheng, S.** – *Fusion Technology*, **19**, 473 – 491 (1991).
45. **Takamura, S.; et. al.** – *Journal of Nuclear Materials*, **162 – 164**, 643 – 647 (1989).
46. **Stangeby, P.C.** – *Plasma Phys. Control. Fusion*, **42**, B271 – B291 (2000).
47. **Lipschultz, B.** – *Journal of Nuclear Materials*, **145 - 147**, 15 – 25 (1987).
48. **Manheimer, W.M.; Lashmore-Davies, C.N.** – “*MHD and Microinstabilities in Confined Plasma*”. Adam Hilger, Vol. 1, Bristol & New York (1989).
49. **Hazeltine, R.D.; Meiss, J.D.** – “*Plasma Confinement*”. Addison-Wesley Publishing Company, Califórnia (1992).
50. **da Silva, E.C.; Caldas, I.L.; Viana, R.L.** – *Brazilian Journal of Physics*, **32** (1), 39 – 45 (2002).
51. **Caldas, I.L.; Vianna, R.L.; Araújo, M.S.T.; Vannucci, A.; da Silva, E.C.; Ullmann, K.; Heller, M.V.A.P.** – *Brazilian Journal of Physics*, **32** (4), 980 – 1004 (2002).
52. **Horton, C.W.; Reichl, L.E.** – “*Statistical Physics and Chaos in Fusion Plasmas*”. Wiley-Interscience Publications (John Wiley & Sons Inc.), New York (1984).
53. **da Silva, E.C.; Caldas, I.L.; Viana, R.L.** – *Physics of Plasmas*, **8** (6), 2855 – 2865 (2001).
54. **Chirikov, B.V.** – *Physics Reports*, **52**, 263 – 379 (1979).
55. **White, R.B.** – “*Resistive Instabilities and Field Line Reconnection. Handbook of Plasma Physics*”. Galeev, A.A. & Sudan, R.N., Vol. 1, Amsterdam (1983).
56. **Araújo, M.S.T.** – “*Atuação do Limitador Ergódico Magnético sobre o Plasma Confinado pelo Tokamak TBR-1*”. Tese de Doutorado, IFUSP, São Paulo (1997).
57. **Shen, Y.; Miyake, M.; Takamura, S.; Kuroda, T.; Okuda, T.** – *Journal of Nuclear Materials*, **168**, 295 – 303 (1989).
58. **McCool, S.C.; et. al.** – *Nuclear Fusion*, **30** (1), 167 – 173 (1990).
59. **Yang, X.Z.; et. al.** – *Phys. Fluids B*, **3** (12), 3448 – 3461 (1991).
60. **McCool, S.C.; et. al.** – *Journal of Nuclear Materials*, **176 & 177**, 716 – 720 (1990).
61. **Ohyaabu, N.; et. al.** – *Nuclear Fusion*, **25** (11), 1684 – 1688 (1985).
62. **Wootton, A.J.** – *Journal of Nuclear Materials*, **176 & 177**, 77 – 88 (1990).
63. **Nascimento, I.C.; et. al.** – “*Project TCABR: A middle size tokamak facility in Brazil*”. Proceedings International Conference on Plasma Physics, Foz de Iguaçu, 69 – 72 (1994).
64. “*Relatório de Atividades 2002*”. Departamento de Física Aplicada, IFUSP, São Paulo (2002).

65. **Ruchko, L.; Lerche, E.A.; Galvão, R.M.O.; Elfimov, A.; Nascimento, I.C.; de Sá, W.P.; Sanada, E.K.; Elizondo, J.I.; Ferreira, A.A.; Saettone, E.A.O.; Severo, J.H.; Bellintani, V.** – “*Experimental Study of Excited Alfvén Wave Spectrum in TCABR Tokamak*”. Proceedings of 14th Technical Committee Meeting on Research Using Small Fusion Devices, Sociedade Brasileira de Física, São Paulo (2001).
66. **Kuznetsov, Yu.K.; Galvão, R.M.O.; Bellintani, V.; Ferreira, A.A.; Fonseca, A.M.M.; Nascimento, I.C.; Ruchko, L.F.; Saettone, E.A.O.; Tsypin, V.S.; Usuriaga, O.C.** – Nuclear Fusion, **44** (5), 631 – 644 (2004).
67. **Vannucci, A.; et. al.** – “*Impurity Pellet Injector for the TCABR Tokamak*”. Aceito para publicação no Brazilian Journal of Physics (2004).
68. **Saettone, E.A.O.; Vannucci, A.; Pires, C.J.A.; Ruchko, L.F.** – “*Description and Characterization of the Ergodic Magnetic Limiter for the TCABR Tokamak*”. Proceedings X Latin-American Workshop on Plasma Physics, São Pedro, Brasil. Sociedade Brasileira de Física, São Paulo (2003).
69. **Ferreira, A.A.; Heller, M.V.A.P.; Baptista, M.S.; Caldas, I.L.** – Brazilian Journal of Physics, **32** (1), 85 – 88 (2002).
70. **Fagundes, A.N.; de Sá, W.P.; Dantas, A.L.** – Brazilian Journal of Physics, **32** (1), 50 – 53 (2002).
71. **Lerche, E., Ruchko, L.F., Ozono, E., Galvão, R.M.O., Nascimento, I.C., Degasper, F.T.** - “*Preliminary Experimental Study of the Antenna Module for Alfvén Wave Excitation System in the TCABR Tokamak*”. Proceedings Program do 5^o Encontro Brasileiro de Física de Plasmas, Águas de Lindóia, São Paulo, Brasil, 293 – 296 (1998).
72. **Elizondo, J.I.; Korneev, D.; Nascimento, I.C.; de Sá, W.P.** – Brazilian Journal of Physics, **32** (1), 123 – 130 (2002).
73. **Helder, J.H.F.; Nascimento, I.C.; Tsypin, V.S.; Galvão, R.M.O.** – Nuclear Fusion, **43**, 1047 – 1056 (2003).
74. **Helder, J.H.F.; Nascimento, I.C.; Tsypin, V.S.; Kuznetsov, Y.K.; Saettone, E.A.; Vannucci, A.; Galvão, R.M.O.; Tendler, M.; Mikhailovskii, A.B.** – Physics of Plasmas, **11** (2), 846 – 848 (2004).
75. **Helder, J.H.S.** – “*Estudo da Rotação do Plasma no Tokamak TCABR*”. Tese de Doutorado, IFUSP, São Paulo (2003).
76. **Fonseca, A.M.M.; da Silva, R.P.; Vuolo, J.H.; Galvão, R.M.O.; Kuznetsov, Yu.K.; Calderon, E.R.; Raffaelli, J.C.** – “*Electron Cyclotron Emission from Thermal and Non-Thermal Discharges in the TCABR*”. Conference Proceedings 30th EPS, St. Petersburg (2002).

77. **Bellintani, V.; Galvão, R.M.O.** – “*Measurements of Radiated Power on TCABR*”. Programa e Resumos do 6º Encontro Brasileiro de Física de Plasmas. Sociedade Brasileira de Física, São Paulo (2001).
78. **Usuriaga, O.C.N.** – “*Estudo de Emissão H-Alfa do Átomo de Hidrogênio no Tokamak TCABR*” – Dissertação de Mestrado, IFUSP, São Paulo (2001).
79. **Ferreira, A.A.** – “*Medidas de Turbulência na Borda do Plasma do TCABR*”. Tese de Doutorado, IFUSP, São Paulo (2004).
80. **Oliveira, K.A.** – “*Previsão das Instabilidades de Disruptura através de Redes Neurais Artificiais*”. Tese de Doutorado, IFUSP, São Paulo (2000).
81. **Michelis, C.; Mattioli, M.** – Nuclear Fusion, **21**, 667 (1981).
82. **Hutchinson, I.H.** - “*Principles of Plasma Diagnostic*”. Cambridge University Press., Cambridge (1987).
83. **Saettone, E.A.O.; Vannucci, A.; Degasperi, F.T.; Galvão, R.M.O.; Kuznetsov, Y.; Sanada, E.K.; Nascimento, I.C.** – Brazilian Journal of Physics, **32** (1), 30 – 33 (2002).
84. **Kucinski, M.Y.; Kusnetzov, Yu.K.** – Brazilian Journal of Physics, **32** (1), 112 – 116 (2002).
85. **Kuznetsov, Yu.K.; El Chamaa Neto, I.; Nascimento, I.C.; Galvão, R.M.O.** – Physics of Plasmas, **6** (10), 4002 – 4007 (1999).
86. **Mirnov, S.V., Semenov, I.B.** - Soviet Physics JETP, **33** (6), 1134 – 1137 (1971).
87. **Kim, J.S.; Edgell, D.H.; Greene, J.M.; Strait, E.J.; Chance, M.S.** – Plasma Phys. Control. Fusion, **41**, 1399 – 1420 (1999).
88. **Chance, M.S.** – Phys. Plasma, **4**, 2161 – 2180 (1997).
89. **Harley, T.R.; Buchenauer, D.A.; Coonrod, J.W.; McGuire, K.M.** – Nuclear Fusion, **29** (5), 771 – 785 (1989).
90. **Dudok de Wit, T.; Pecquet, A.L.; Vallet, J.C.; Lima, R.** – Phys. Plasmas, **1** (10), 3288 – 3300 (1994).
91. **Franco, H.; Ribeiro, C.; da Silva, R.P.; Caldas, I.L.; Galvão, R.M.O.** – Rev. Sci. Instrum., **63** (7), 3710 – 3715 (1992).
92. **Gasquet, H.; Wootton, A.J.** – Rev. Sci. Instrum., **68** (1), 1111 – 1114 (1997).
93. **Klüber, O.; Zohm, H.; Bruhns, H.; Gernhardt, J.; Kallenbach, A.; Zehrfeld, H.P.** – Nuclear Fusion, **31** (5), 907 – 926 (1991).
94. **Hammett, G.; McGuire, K.** – “*Analysis of Mirnov Oscillations on PDX*”, Rep. PPPL-1854, Princeton Plasma Physics Laboratory, Princeton (1982).
95. **Araújo, M.S.T.** - “*MHD - Programa para a Obtenção da Evolução Temporal das Componentes MHD do Plasma do Tokamak TBR-1*” - Report IFUSP/P-1000, São Paulo (1992).

96. **Yu, X.H.; de Grassie, J.S.** – “*Mapping Techniques for the GA Ergodic Magnetic Limiter Experiment*”. Report of Fusion Research Center. The University of Texas. DOE/ET/53043-30 FRC#292 (1986).
97. **Reitz, J.R.; Milford, F.J.** - “*Foundations of Electromagnetic Theory*”. Addison–Wesley Publishing Company, Mass. (1974).
98. **Reif, F.** – “*Fundamentals of Statistical and Thermal Physics*”. McGraw–Hill Book Company, New York (1965).
99. **Pires, C.J.A.** – “*O Campo Magnético de um Limitador Ergódico*”. Dissertação de Mestrado, IFUSP, São Paulo (2003).
100. **Griffiths, D.** – “*Introduction to Electrodynamics*”. Prentice Hall, 2º edição, New Jersey (1987).
101. **Chen, F.F.** – “*Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*”. Plenum Press, Vol. 1, 2º edição, New York (1984).
102. **Vannucci, A.; McCool, S.C.** – Nuclear Fusion, **37** (9), 1229 – 1243 (1997).