UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

ESTUDOS EXPERIMENTAIS EM CONFIGURAÇÃO
A CAMPO REVERSO NO T.C.-I

EMÍLIA AKEMI ARAMAKI

SBRFUSP

305M810T1983

tese de doutoramento apresentada
ao Instituto de Física da
Universidade de São Paulo
para obtenção do título
de Doutor em Ciências.

Abere L. Caldeas
Munemasa Machida

Orientador
Prof. Dr. Munemasa Machida

São Paulo
1992

535.8

H661C

M

001

FICHA CATALOGRÁFICA

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

Aramaki, Emilia Akemi

Estudo experimental em configuração a campo reverso no T.C.-I. São Paulo, 1992.

Tese (Doutorado) - Universidade de São Paulo. Instituto de Física. Departamento de Física Experimental.

Área de Concentração: Física Nuclear

Orientador: Prof^o Dr^o Munemasa Machida

Unitermos: 1. Configuração a campo reverso; 2. Espectroscopia no visível; 3. Diagnósticos ópticos; 4. Fluxo excluído; 5. Sondas magnéticas; 6. Toróide compacto.

DEDICATÓRIA

Dedico este trabalho à minha mãe, pois em parte, ele é fruto de um de seus ensinamentos. Certa vez, ela me disse (em japonês, é claro, cujo sentido tento transcrever em português).

"Pense muito antes de começar a fazer um trabalho, pois se decidir fazê-lo, deve ir até o fim, por mais árduo que possa ser. Pior do que não começar é deixar as coisas pela metade. Além disso, é extremamente gratificante que ver uma obra acabada".

Dedico igualmente ao meu pai, que embora não compreenda exatamente minhas opções, sempre se orgulhou muito delas.

Dedico ainda ao pequeno Bruno, meu afilhado, e à Simone, minha querida sobrinha.

AGRADECIMENTOS

Desejo expressar minha gratidão às pessoas que de alguma forma contribuíram para a concretização deste trabalho.

Ao Prof. Dr. Munemasa Machida, pela orientação e sugestões na realização deste trabalho e também pelo encorajamento e críticas no laboratório, que considereei construtivas para minha formação.

Ao Prof.Dr. Paulo H.Sakanaka, pela oportunidade oferecida junto ao Grupo de Plasmas da UNICAMP.

Ao amigo Roberto Y. Honda, pela ajuda indispensável em todo o trabalho, além da amizade, coleguismo e do seu refinado senso de humor que tornava as extensas horas de trabalho mais amenas.

Ao Prof. Dr. José Busnardo Neto, pelos contatos realizados junto ao Dr. Smohka da ABC-XTAL, quando necessitei dos trabalhos desta empresa para o polimento das fibras óticas.

Prof. Dr. Ioshiaki Doi pelo auxílio na coleta de dados.

Ao Dr. Delton de Oliveira , na ocasião, colega do grupo de Plasmas, pelo auxílio no alinhamento do espectrômetro Jarrel-Ash.

Ao pessoal técnico e administrativo: Douglas, Cristina, Paulinho,Valquíria, além do pessoal da Oficina Mecânica.

Ao Carlos Roberto , João Carlos (IFUSP) e Lúcia Helena (FEG) pelos desenhos.

Ao Douglas da ABC-XTAL pelo polimento das fibras óticas.

Ao Dr. Mário Ueda pela ajuda prestada junto ao grupo, durante o

período em que esteve como colaborador.

Aos colegas Berni, Peterson, Gildo, Roberto Ennes, César (hoje colega de trabalho) e Jamil pela amizade.

Ao Prof. Dr. Aluísio N. Fagundes, pela instalação do Sistema de Aquisição de Dados, no Laboratório de PLasma da UNICAMP e ao Prof. Dr. Ivan C. Nascimento pelo empréstimo dos módulos CAMAC.

Ao Tadeu Degáspere e Prof. Dr. Dirceu Pereira pelo empréstimo do medidor McLeod.

Ao Prof. Iberê L. Caldas pela orientação inicial nos cursos e pelo apoio demonstrado quanto à realização dos trabalhos experimentais na UNICAMP.

Ao Departamento de Física da FEG pelos afastamentos concedidos para a realização deste trabalho.

Aos colegas do DFQ, em particular à Prof. Dra. Tânia C.A.M. Azevedo e ao Prof. Carlos E.S. Amorim, pelo apoio e pelas aulas que me substituíram quando necessitei me ausentar.

Ao Prof. Dr. Milton E. Kayama, pelos auxílios prestados na parte computacional, pelo interesse e pelas valiosas discussões.

Aos meus pais e irmãos pelo apoio.

Ao CNPQ, FAPESP, CAPES, FINEP, pelo suporte financeiro.

A todos que direta ou indiretamente contribuíram para o desenvolvimento do trabalho.

RESUMO

Neste trabalho, foi realizado um estudo experimental detalhado sobre a fase de formação da configuração a campo reverso, no dispositivo denominado T.C.-I da UNICAMP, com a utilização de diagnósticos ópticos passivos em plasmas de hélio e hidrogênio.

Para cada tipo de gás, os valores do campo de polarização, pré-ionização com temporização do crowbar e pressão de trabalho foram variados para estudar os mecanismos de formação da configuração reversa de campo, através dos diagnósticos da emissão do plasma, complementados com sondas elétricas e magnéticas, externas e internas.

Para a obtenção das condições ótimas de operação da máquina, a chave crowbar, construída no próprio Laboratório de Plasma da UNICAMP, demonstrou ser bastante confiável para essa finalidade, pois o tempo entre o final da pré-ionização e o início da descarga principal era um fator importante para uma boa dinâmica de implosão, sem a interferência das oscilações da pré-ionização sobre a fase principal.

Nas operações com o plasma de hélio, a melhor pressão de operação do gás foi de 18 mTorr, obtida através das intensidades da linha de HeII (4686 Å), fotodiodos, copo de Faraday e diagnósticos de fluxo excluído.

Os valores típicos da densidade e temperatura obtidos

foram de $3.2 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ e 77 eV respectivamente. O raio da separatriz foi de 2.5 cm, durante 1.5 μs , decaindo rapidamente após a formação da CCR.

As medidas espectrais de HeII e OII(4699Å) no plasma de hélio levaram às temperaturas iônicas de 73 a 180 eV, para uma varredura de pressão de 3.8 a 18 mTorr. Em alguns casos, parece provável ter ocorrido efeitos Stark devido a aquecimentos turbulentos atribuídos a campos elétricos microscópicos de 58 kV/cm.

Nas operações com hidrogênio, basicamente todos os processos usados para o plasma de hélio foram mantidos.

As linhas espectrais analisadas foram H_{α} , OII, NII, NIII, CIII, CIV e SiIV, tendo sido obtido, a partir das linhas de impurezas, temperaturas iônicas no centro do plasma, mais altas que as do plasma de hélio. Além disso, as temperaturas fornecidas pelas linhas de potencial de ionização mais altos, como o CIII, CIV, SiIV foram maiores que as obtidas com NII ou NIII.

Nesta fase, a temperatura e densidades obtidas para a pressão de 3.3 mTorr foram respectivamente 220 eV e $2.9 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$. Semelhantemente ao caso do hélio, algumas descargas apresentaram fenômenos prováveis de efeito Stark, tendo sido estimado um campo elétrico microscópico de 21.8 kV/cm.

Verificou-se que a influência de sondas magnéticas no interior do plasma é bastante crítica, produzindo uma queda de temperatura de 235 eV para 139 eV na presença da sonda, quando

medido com a linha do NIII e de 532 eV para 253 eV quando obtidas com linhas de CIII e SiIV.

O raio de separatriz estimado para a pressão de operação de 3.3 mTorr foi de 2.2 cm com tempo de vida de 3.0 μ s .

Foi ainda observado um novo modo de operação, com a obtenção de modos rotacionais $n=4$, observados usualmente em pressões de operação mais altas, de 6 a 35 mTorr.

ABSTRACT

A detailed experimental study of the formation phase in field reversed configuration device T.C.-I at UNICAMP has been carried out for the first time, using passive optical diagnostics on helium and hydrogen gas plasmas.

For each type of gas, the values of bias polarization field, pre-ionization with crowbar timing and gas fill pressure have been varied to study field reversed configuration formation mechanism by using plasma emission diagnostics supported by magnetic and electric external and internal multi array probes.

For the machine operation condition results, the use of crowbar switch, built at UNICAMP Plasma Laboratory, has shown very reliable operation, where the interval timing between the end of pre-ionization and main discharge phase played important role on good implosion dynamics with no influence of the pre-ionization bank RLC oscillation into the main phase.

In the helium plasma operation, the best fill pressure of 18mTorr was obtained using HeII (4686Å) spectrum line, photodiode Faraday cup, IMACON, excluded flux diagnostics

The typical density and temperature estimated were $3.2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ e 75 eV respectively. The separatrix radius of 2.5 cm was obtained for 1.5 μs , decaying soon after the FRC formation.

The spectral measurements of HeII, OII (4699Å) in helium plasma have shown ion temperatures from 73 eV to 180 eV

when the pressure is varied from 3.8 to 35 mTorr.

In some cases, probable Stark effects due to turbulent heating during implosion also were observed, attributed to 58 kV/cm microscopic electric field.

In the hydrogen plasma operation, basically all the process used in helium plasma also were carried out.

The spectral line analyzed were H_{α} , OII, NII, NIII, CIII, CIV, SiIV, having been obtained temperatures higher than helium plasma in the center of the plasma, using the impurities line. Furthermore, the ion temperatures from higher ionization potential lines (CIII, CIV, SiIV) were higher than temperatures obtained by NII or NIII lines.

The average temperature calculated from NII and NIII spectral line was 220 eV and the density for hydrogen plasma was of $2.9 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$.

The influence of internal magnetic probes was very critical, dropping the ion temperature from 235 eV to 139 eV in the presence of probe, when the temperature is calculated through NIII line or from 532 to 253 eV for CIII and SiIV line calculation.

Like the helium plasma, in this case also one has been observed a probable Stark effect, attributed to 21.8 kV/cm microscopic electric field. The separatrix radius estimated for fill pressure of 3.3 mTorr was 2.2 cm with the life time of 3.0 μs interrupted by decaying of external field.

decaying of external field.

We also observed a new plasma mode operation of $n=4$, usually present at high fill pressure, from 6 mTorr to 35m Torr.

ÍNDICE

CAPÍTULO I - INTRODUÇÃO	01
I.1 - Breve Histórico Sobre Pesquisas em Configuração a Campo Reverso.	01
I.2 - A Formação da Configuração a Campo Reverso	06
I.3 - Motivação e Apresentação do Trabalho	09
CAPÍTULO II - O TORÓIDE COMPACTO T.C.-I	12
II.1 - Descrição do Sistema	12
II.2 - Modos de Operação	14
II.3 - Sistemas de Diagnósticos do T.C.-I	19
II.3.1 - Sonda Magnética Interna	23
II.3.2 - Sondas de Fluxo Excluído	26
CAPÍTULO III - MODELO SEMI-EMPÍRICO DE FORMAÇÃO DA C.C.R.	28
III.1 - Leis de Formação Semi-Empírica	28
III.1.1 - Aquecimento	29
III.1.2 - Retenção de Fluxo Interno	33
III.1.3 - Retenção de Partículas	35
III.2 - Parâmetros do Equilíbrio	36
CAPÍTULO IV - ANÁLISE TEÓRICA DAS EMISSÕES NO T.C.-I	39
IV.1 - Análise da Radiação Bremsstrahlung	39
IV.2 - Análise dos Perfis das Linhas	44
IV.2.1 - Mecanismos de Alargamento das Linhas	44
IV.2.2 - Apresentação e Discussão dos Perfis das Linhas	53

CAPÍTULO V - DESCRIÇÃO DOS SISTEMAS DE DETEÇÃO ÓPTICA	70
V.1 - IMACON	70
V.2 - Fotodiodo	76
V.3 - Analisador Óptico Multicanal (OMA)	79
V.4 - Espectroscopia	82
CAPÍTULO VI - APRESENTAÇÃO DOS DADOS E ANÁLISE DOS RESULTADOS	85
VI.1 - Operação com Gás Hélio	85
VI.1.1 - Otimização do Sistema	85
VI.1.2 - Resultados Obtidos com a IMACON	95
VI.1.3 - Resultados Obtidos com o Sistema de Fotodiodos	97
VI.1.4 - Resultados Obtidos da Espectroscopia	99
VI.2 - Operação com Gás Hidrogênio	103
VI.2.1 - Otimização do Sistema	103
VI.2.2 - Resultados Obtidos com a IMACON	103
VI.2.3 - Resultados Obtidos com o Sistema de Fotodiodos	108
VI.2.4 - Resultados Obtidos da Espectroscopia	110
VI.2.4.1 - Temperatura Iônica de Borda	111
VI.2.4.2 - Perturbação da Sonda	112
VI.3 - Comparação dos Resultados com o Modelo Analítico	116
CAPÍTULO VII - CONCLUSÃO E TRABALHOS FUTUROS	121
VII.1 - Conclusão e Comentários	121
VII.2 - Trabalhos Futuros	126
APÊNDICE 1 - Chaves de Alta Tensão	127
I.1 - Chaves de Distorção de Campo	127
I.2 - Esquema Elétrico da Chave	129

APÊNDICE 2 - Processamento de Dados	134
APÊNDICE 3 - Sistema de Aquisição de Dados	141
III.1 - Descrição	141
BIBLIOGRAFIA	145
TRABALHOS PUBLICADOS	153

CAPITULO I

INTRODUÇÃO

I.1 BREVE HISTÓRICO SOBRE PESQUISAS EM CONFIGURAÇÃO A CAMPO REVERSO

A idéia de se usar campos magnéticos para o confinamento de plasmas remonta aos primórdios da pesquisa em fusão magnética [1-4]. Numerosas técnicas têm sido descobertas para criar estados de plasma a campo reverso.

Uma característica comum desse tipo de confinamento é que embora possua configuração de campo magnético fechada, não existem bobinas ou outros objetos ligando o plasma toroidal.

Essa propriedade levou a referir-se a esses plasmas como Toróides Compactos, ou abreviadamente T.C.. Dentre os ramos dos TCs, distingue-se a Configuração a Campo Reverso, referida nesse trabalho como CCR, a qual apresenta $B \gg B_\theta$, onde B é o campo poloidal e B_θ é o campo toroidal.

A Configuração a Campo Reverso é um toróide compacto prolato conforme ilustrado na Figura I.1 o qual é formado sem campo magnético toroidal.

Experimentos de estrição theta a campo reverso têm sido realizados em diferentes laboratórios desde 1958. Uma revisão detalhada pode ser encontrada na referência [5].

Inicialmente esses toróides foram descobertos acidentalmente quando no início das pesquisas em estrição - θ

[3,4] foram utilizados campos de polarização invertidos. Eles foram então denominados adequadamente de estritor - θ a campo reverso. Atualmente, estes são conhecidos como configurações a campo reverso, dissociando esta configuração de plasma da técnica particular pela qual foi originada.

Figura I.1 - Toróide Compacto na Configuração a Campo Reverso

As pesquisas em CCR têm sido realizadas ativamente nos Estados Unidos, Japão e URSS, com programas menores na Austrália, Europa Ocidental, América do Sul e China. Em particular, no Brasil, o único experimento existente até o momento é o Toróide Compacto TC-I do Laboratório de Plasmas da UNICAMP . O que motivou a construção desse dispositivo foi a viabilidade de se construir uma máquina nacional em tempo relativamente curto, pois as CCR são dispositivos lineares sem grandes complicações de engenharia [6] e nem tão dispendiosos quanto os Tokamaks por exemplo. Além disso, progressos notáveis têm ocorrido nos recentes experimentos de CCR, resultando em plasmas com bom confinamento e sem instabilidades MHD [7,8,9,10].

Apenas para ilustrar a evolução das características experimentais das principais máquinas na configuração a campo reverso serão apresentados os resultados mais importantes.

A maioria dos experimentos usam valores do campo de polarização de poucos kGauss. Entretanto, os primeiros experimentos tinham um campo magnético máximo B_m bastante altos que resultavam em plasmas altamente comprimidos com valores de x_s (razão entre raio da separatriz e raio da bobina) no intervalo de 0.2 a 0.3.

Além disso, dimensões pequenas dessas primeiras máquinas operando com pressões de trabalho altas, resultavam em densidades da ordem de 10^{17} cm^{-3} e tempos de vida de poucos μs .

Mais tarde, os experimentos intermediários utilizaram compressões mais baixas com valores de B_m em torno de

20 a 30 kGauss e $x_s \sim 0.3$ a 0.4 . Pressões de operação mais baixas e dimensões maiores produziram $n \sim (1-5) \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ e tempo de vida de algumas dezenas de μs .

Os modernos experimentos apresentam valores típicos de x_s de 0.4 a 0.5 , $n \approx (1-5) \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ e centenas de μs de vida.

Paralelamente à evolução desses experimentos, ocorreu a evolução dos principais resultados físicos, indo desde a fase de pré-aquecimento dos primeiros experimentos até o confinamento dos atuais.

Os primeiros experimentos de estrição-e do Naval Research Laboratory (NRL) [3,11-15] e de Los Alamos Scient. Laboratory (LASL) [16-22] estudaram a aniquilação do campo magnético de polarização com o aumento de aquecimento e produção de nêutrons.

Na Europa, os experimentos em Culham [23-32], Jülich [33-38] e Garching [39-41] focalizaram detalhes da configuração a campo reverso. Foram então desenvolvidas técnicas para aplicação do campo magnético de polarização e pré - aquecimento.

Apesar de não serem muito frequentes os modos de ruptura e se haver conseguido um longo período quiescente de estabilidade, este tipo de configuração era limitado pelo aparecimento da instabilidade rotacional $n = 2$. Esta instabilidade limitava o tempo de vida das CCR e conseqüentemente o interesse por esse tipo de dispositivo foi decaindo gradativamente.

As pesquisas em LASL [42] foram sendo abandonadas quando já tinha sido obtido substancial aquecimento no modo de

polarização - zero sem instabilidade rotacional $n=2$. O mesmo ocorreu em NRL, que partiu para outras máquinas.

Em meados dos anos 70, o interesse em CCR foram reativados graças aos experimentos do Kurchatov Institute [43,44,45]. Melhores técnicas de formação e baixa compressão produziram CCR sem grandes instabilidades.

Subsequentemente, surgiram os experimentos da série FRX em LASL [46,47] e outros laboratórios dos Estados Unidos iniciaram ativamente programas de CCR. Simultaneamente, o Japão iniciou programas com pequenos dispositivos concentrando-se principalmente na instabilidade rotacional $n = 2$. Estes descobriram [48] que esta instabilidade poderia ser completamente suprimida por campos fracos de multipolos.

Os modernos experimentos de CCR são portanto limitados pelo tempo de vida de confinamento e não mais por instabilidades macroscópicas.

Nos últimos anos, tornou-se um consenso de que um novo regime de confinamento e estabilidade poderia ocorrer em valores de s maiores do que o das máquinas atuais ($s \leq 2$), onde s é o número de órbitas do íon entre o campo nulo e a separatriz, isto é, a razão entre o raio menor da separatriz e raio de giração médio do íon. Portanto, para um futuro próximo, os principais resultados perseguidos em pesquisas de CCR serão configurações estáveis, de longa vida e maiores valores de s [10].

I.2 A FORMAÇÃO DA CONFIGURAÇÃO A CAMPO REVERSO

A sequência de formação da CCR é ilustrada na figura I.2.

Fig. I.2 - Sequência da formação da CCR

Inicialmente, o tubo de vácuo é preenchido com gás neutro e um campo magnético de polarização é aplicado. Uma descarga subsequente é aplicada, ionizando o gás e congelando o campo de polarização nesse plasma frio mas suficientemente condutor (Fig.I.2-a). Então, a corrente no solenóide é rapidamente invertida produzindo um intenso campo elétrico indutivo (Fig.I.2-b). Esse campo elétrico, juntamente com o campo magnético produz uma força radial, iniciando a implosão. As linhas de campo magnético de direções opostas se conectam, próximas às extremidades do solenóide, formando uma configuração de campo fechada (Fig.I.2-c). A tensão magnética nas extremidades da configuração causam uma contração axial (Fig.I.2-d) até que finalmente o equilíbrio é atingido (Fig.I.2-e).

Os primeiros experimentos de CCR [3,17,18,23-32] operaram de modo mais simples, com apenas um banco principal descarregando na bobina. O primeiro meio ciclo da descarga de corrente forneciam o campo de polarização e pré-ionização. A CCR era então formada e confinada durante o 2º meio ciclo. Voltagens típicas utilizadas foram de 15 a 100 kV, resultando em plasmas com períodos de 2 a 5 μ s. Não havia nenhum controle sobre a polarização exceto através da pressão de operação do gás [23-32].

Esse método foi melhorado com a aplicação de descargas de ionização independentes, como são feitos nos experimentos modernos [45,48,50]. A CCR é então formada e confinada durante o 1º meio ciclo da descarga do banco principal.

Um outro avanço de engenharia de plasma foi a chave

"crowbar", uma chave especial que isola o capacitor do circuito quando a corrente é máxima no solenóide. Esse dispositivo permitiu atingir tempos de vida do campo magnético de 50 a 100 μ s.

Os modernos experimentos operam com a chave crow - bar obtida no 1º meio ciclo. Uma descarga típica com crowbar obtida no TC-I da UNICAMP é mostrada na Fig. I.3.

t_1 : início da polarização

t_2 : início da pré-ionização

t_3 :crowbar da pré-ioniz.e
descarga principal

t_4 :crowbar do principal

Fig. I.3 - Descarga Típica do TC-I com Crow-Bar

Descargas no vácuo e no plasma revelaram que o TC-I apresenta uma configuração com tempo de vida de $\sim 30 \mu$ s.

I.3 - MOTIVAÇÃO E APRESENTAÇÃO DO TRABALHO

A grande motivação para se estudar física básica de fusão nesse tipo de dispositivo foi principalmente devido aos avanços técnicos já obtidos nessa configuração além da simplicidade estrutural da máquina que não apresenta grandes complicações do ponto de vista da engenharia.

Do ponto de vista técnico, a máquina é bastante atraente como alternativa para um futuro reator de fusão. Algumas vantagens do dispositivo serão citadas a seguir.

- a) Conforme já mencionado, a máquina é de fácil construção, pois apresenta geometria cilíndrica, com muito menos complexidade que sistemas de simetria toroidal completa, que em geral contém transformadores e condutores no vão central.
- b) A CCR apresenta um alto β , o que constitui uma vantagem do ponto de vista de potência de reator, tornando-o um candidato ideal para o uso de combustíveis de alto rendimento [51].
- c) Possui alta densidade de força resultando num sistema de tamanho pequeno e alto rendimento.
- d) Os vários estágios de desenvolvimento podem ser realizados sem necessidade de financiamentos vultosos.
- e) O sistema é facilmente transladável ao longo de um cilindro por meio de um fraco gradiente do campo magnético. Essa propriedade permite separar fisicamente o sistema de formação do plasma, das câmaras de combustão e resfriamento.

Apesar das vantagens acima citadas, muitos dos

conceitos que envolvem a formação e equilíbrio destes dispositivos ainda não são bem compreendidas.

Este trabalho tem como objetivo investigar e caracterizar o plasma produzido no toróide compacto TC-I do Lab. de Plasma da UNICAMP através da utilização principalmente de diagnósticos óticos: espectroscopia no visível, sistema de fotodiodos e fotografias ultra-rápidas.

A originalidade do trabalho está fundamentada no fato de que aqui estão sendo apresentados detalhes da formação da CCR, sendo o primeiro do gênero a expor os resultados obtidos no TC-I com os diagnósticos acima citados. O análise da implosão foi realizada com a utilização de dois tipos de gases, hélio e hidrogênio, bem como a determinação das condições ótimas de trabalho com a utilização simultânea de vários tipos de diagnósticos.

Além disso, apresenta os vários equipamentos utilizados neste experimento, tais como geradores de pulso, amplificadores, chaves de ignição e de interrupção do tipo "crowbar" os quais foram originalmente montados e testados nesse experimento.

No capítulo II são apresentados a descrição do sistema TC-I e os modos de operação.

No capítulo III é apresentado um modelo semi-empírico [52], a partir do qual são analisados os mecanismos de aquecimento que levam à temperatura final de implosão, bem como à determinação de alguns parâmetros de equilíbrio, tais como a retenção de fluxo e retenção de partículas.

No capítulo IV são analisadas as emissões detectadas no TC-I através da espectroscopia no visível para as principais linhas do hélio e hidrogênio (HeII e H_{α}) e algumas linhas de impurezas, e através de fotodiodos para a radiação do contínuo (tipo bremsstrahlung).

O capítulo V apresenta a descrição dos sistemas ópticos de detecção: Imacon, sistema multicanal de fotodiodos, espectroscopia com utilização de fotomultiplicadora e OMA.

No capítulo VI são apresentados os dados e análises dos resultados.

No capítulo VII são apresentadas as conclusões, bem como sugestões para trabalhos futuros.

CAPITULO II

O TORÓIDE COMPACTO TC-I

II.1 - DESCRIÇÃO DO SISTEMA

O sistema Toróide Compacto T.C.-I (Fig.II.1) é um dispositivo do tipo estritor theta na configuração de campo reverso, abreviadamente denominado CCR neste trabalho.

Fig.II.1 - Vista lateral do TC-I

O dispositivo é constituído de um tubo pirex de 14 cm de diâmetro interno e 130 cm de comprimento envolvido por um solenóide de 65 cm de comprimento, 16 cm de diâmetro interno, contendo dois espelhos passivos (15 cm de diâmetro) nas extremidades. O solenóide é seccionado em 6 partes com espaçamento de 1 cm entre elas, permitindo assim a introdução de diagnósticos óticos com vista lateral. Uma das extremidades do tubo é fechada com flange de vidro de modo a permitir diagnósticos de vista frontal.

O sistema possui 4 bancos de capacitores com as seguintes características:

- a) Banco principal: $C = 28 \mu F$, $V = 22 kV$ (máximo de 70 kV), $E = 6.8 kJ$ (energia máxima de 68.6 kJ), $L = 280 nH$ (indutância total do banco), $B = 3.6 kGauss$ (campo magnético máximo), $t_s = 4.5 \mu s$ (tempo de subida).
- b) Banco de pré-ionização: $C = 1.6 \mu F$, $V = 25 kV$, $E = 0.5 kJ$, $L = 870 nH$, $B = 0.4 kGauss$, $t_s = 2 \mu s$.

O banco de pré-ionização é dotado de uma chave "crowbar", que permite cortar as oscilações do campo no instante desejado. Em particular, adotamos o crowbar após duas oscilações.

- c) Banco de polarização: $C = 440 \mu F$, $V = 7.0 kV$, $E = 10.8 kJ$, $L = 1112 nH$, $B = 1.0 kG$, $t_s = 70 \mu s$.
- d) Banco de multipolo ou divertor magnético: $C = 7.4 \mu F$, $V = 25 kV$, $E = 2.3 kJ$, $L = 75 nH$, $B = 2 kG$, $t_s = 3 \mu s$. Este trabalho não inclui a utilização deste banco.

O sistema de vácuo é constituído de uma bomba mecânica

e uma bomba difusora resfriada a nitrogênio líquido que permite atingir uma pressão de base de até 4.0×10^{-7} torr. A capacidade de bombeamento da bomba difusora é de 400 litros/min.

A ionização prévia do gás é feita utilizando-se um gerador de rádio frequência de 30 MHz e 100 W de potência, transmitida ao sistema através de um par de antenas instaladas nas extremidades do tubo.

II.2 - MODOS DE OPERAÇÃO

O gás inicialmente utilizado para a produção de plasma foi o gás hélio e posteriormente o hidrogênio. Algumas pequenas alterações foram introduzidas entre uma etapa e outra, as quais serão oportunamente descritas. Procurou-se manter a mesma temporização das descargas dos bancos, para os dois casos.

No caso do hélio, o gás introduzido no tubo de vácuo era controlado por válvula solenóide e o ajuste fino da pressão do gás era feito através de válvula agulha. Para o hidrogênio, o controle era feito diretamente por duas válvulas agulhas.

O gás é inicialmente ionizado por rádio frequência e o banco de polarização inicia a sequência das descargas ($t = 0 \mu s$). No instante $t = 20 \mu s$ é disparado o banco de pré-ionização e $10 \mu s$ após ($t = 30 \mu s$) sucede-se o crowbar e o banco principal praticamente simultâneos. A sequência temporal das descargas é mostrada na Fig. II.2, que registra o perfil do campo com a utilização de uma sonda magnética externa.

Fig.II.2 - Sinal Típico de uma Sonda Magnética Externa

A utilização da chave "crowbar" na pré-ionização é uma característica única desta máquina. Este mecanismo foi introduzido com a finalidade de evitar que as oscilações desta fase não perturbasse a fase principal subsequente. Outro fator importante é que a aplicação do crowbar na fase de pré-ionização permite controlar o grau de ionização através da temporização adequada das descargas, obtendo-se assim melhor reprodutibilidade da descarga na fase principal.

Todos os bancos de capacitores estão instalados numa sala apropriada a uma distância segura do painel de controle onde o operador pode efetuar a operação de carga e descarga dos

capacitores. Além disso, o painel possui uma chave geral que aciona contactores a vácuo, (Jennings mod. Rh7G4901) cedido pelo Los Alamos National Lab. os quais permitem aterrar todo o sistema em caso de emergência.

Cada banco é alimentado por uma fonte controlada por um variac instalado no painel juntamente com medidores de tensão e corrente da carga. A descarga se processa através de um gerador de pulso de 300 V (2D21) e subida rápida (10 ns) com atrasador de tempo, que é enviado para um outro gerador amplificador de pulso (5C22) que emite um pulso de 15 kV. Este pulso é suficiente para produzir o contato elétrico de um aguçador, levando então este sinal para uma chave do tipo distorção de campo, que se fecha, processando-se a descarga dos bancos ao solenóide através das linhas de transmissão (cabos coaxiais de alta tensão). Todos os bancos utilizam chaves do tipo distorção de campo [53] ou spark gap com exceção do banco de polarização onde é usada uma chave ignitron. Os detalhes de funcionamento das chaves utilizadas nos bancos de capacitores e crowbar estão descritos no APÊNDICE 1.

Cumprе ressaltar que todos os equipamentos de geração de pulso e amplificação bem como os bancos de capacitores, linhas de transmissão, chaves de ignição e crowbar foram confeccionados no Laboratório de Plasma.

O esquema da básico da parte elétrica do sistema é mostrado na Fig.II.3, onde é apresentado o circuito equivalente dos bancos de capacitores.

Fig.II.3 - Circuito Elétrico Equivalente dos Bancos de Polarização, Pré-ionização e Principal

A pressão do gás é lida por um medidor Penning para as pressões mais baixas, principalmente a pressão de base e a pressão de operação é lida numa escala linear de um medidor VEB da Funtechnik Leipzig e convertida na unidade de pressão em mTorr através das curvas de calibração.

As Figs.II.4.a e II.4.b mostram as curvas de calibração para o hélio e hidrogênio respectivamente realizadas com um medidor McLeod¹.

As pressões de operação foram controladas em regime de fluxo contínuo, através do ajuste entre as válvulas da bomba difusora e válvula agulha de entrada do gás. No caso do hélio, a bomba difusora era controlada por uma válvula borboleta e nas operações com o hidrogênio, esta foi substituída por uma válvula pneumática.

Fig.II.4.a - Curva de Calibração do Hélio

1

Agradecimentos ao Sr. Tadeu Degaspere e Dr. Dirceu Pereira do IFUSP pelo empréstimo do medidor McLeod

Fig.II.4.b - Curva de Calibração do Hidrogênio

II.3 - SISTEMAS DE DIAGNÓSTICOS DO TC-I

Os estudos e análises do plasma produzido no TC - I foram realizados com a utilização dos seguintes sistemas de diagnósticos:

- Sonda Rogowski
- Sonda magnética externa de uma espira
- Sonda magnética externa local
- Sonda interna multicanal

- Espectroscopia no visível:
 - a) Fotomultiplicadora
 - b) Analisador Ótico Multicanal (OMA)
- Fotografias ultra-rápidas (IMACON)
- Sistema multicanal de fotodiodos
- Copo de Faraday

Em particular, este trabalho dará ênfase aos sistemas ópticos de diagnósticos embora esteja complementado com registros de sonda magnética externa para monitoramento das descargas e de dados com sonda de fluxo excluído. Uma descrição mais detalhada dos sistemas ópticos de detecção será fornecida no Capítulo V.

A Fig. II.5 mostra uma vista geral da máquina com os sistemas de diagnósticos acoplados.

Fig. II.5 - Vista Esquemática do T.C.-I

Nos estudos de plasma de hélio foram utilizados os seguintes sistemas de diagnósticos:

Espectroscopia no visível (OMA e fotomultiplicadora)

Sistema de fotodiodos

IMACON (fotografias ultra-rápidas)

Sonda magnética externa de uma espira

Copo de Faraday

Nos estudos com gás hidrogênio, foi possível incluir um maior número de diagnósticos, no que concerne às sondas magnéticas de fluxo excluído, com a introdução de sistema de aquisição de dados. Desse modo, além dos diagnósticos acima, operamos nessa fase com os sistemas de sondas de fluxo excluído no centro e na extremidade do solenóide.

Para um estudo mais completo da máquina, estão previstos a implantação dos seguintes sistemas de diagnósticos: interferometria com laser de CO₂, sonda de pressão PZT e espalhamento Thomson.

Devido ao elevado nível de ruídos eletromagnéticos presentes no local do experimento, cuidados especiais foram tomados para evitar que esses ruídos mascarassem os sinais medidos pelos sistemas de diagnósticos. Os sinais eram transmitidos por cabos coaxiais blindados dentro de um tubo de metal, até uma sala blindada de aterramento independente, onde eram ligados aos osciloscópios e registrados através de câmeras polaroid acopladas aos osciloscópios. Numa fase posterior, os

osciloscópios foram substituídos por um sistema de aquisição de dados (CAMAC)², modelo 8210 da LeCroy, cuja descrição e funcionamento estão descritos no APÊNDICE 3.

Na seção subsequente será apresentada uma descrição sucinta sobre as sondas magnéticas, pois os detalhes de construção e princípio físico estão suficientemente descritas nas referências [54,55,56].

II.3.1 SONDA MAGNÉTICA INTERNA

Esta sonda é utilizada para a determinação do campo magnético no interior do tubo de descarga com uma certa resolução espacial. É constituída basicamente de pequenas espiras de fio condutor recoberto de material isolante e ligadas às linhas de transmissão de sinais por fios condutores esmaltados e trançados para evitar efeitos indutivos.

No sistema TC-I foi utilizada uma sonda múltipla contendo 12 pequenas sondas alinhadas radialmente e dispostas no interior de um tubo de pirex em forma de L. Para evitar ruídos

2

Agradecimentos ao Dr.Ivan C. Nascimento pelo empréstimo dos módulos CAMAC e ao Dr.Aluisio Fagundes do IFUSP pela instalação do Sistema de Aquisição de Dados no Lab. de Plasma da UNICAMP.

eletromagnéticos, os fios condutores trançados foram introduzidos em um tubo de cobre e as linhas de transmissão de sinais foram blindadas por um tubo de ferro até a sala de diagnósticos blindada.

Este tipo de sonda baseia -se no seguinte princípio físico: quando um campo magnético variável no tempo atravessa uma espira de área A, induz em seus terminais uma diferença de potencial dada por [57]:

$$\varepsilon_o = -N \frac{d\phi}{dt} = -NA \frac{dB}{dt} \quad (II.1)$$

onde N é o número de espiras e ϕ o fluxo através da mesma.

Da eq.(II.1), observa-se que o sinal produzido na saída da espira é proporcional a dB/dt. Como a grandeza de interesse é o comportamento do campo magnético, este sinal deve ser integrado antes de entrar no sistema de aquisição de dados ou no osciloscópio. No trabalho presente foi utilizado um integrador passivo com constante de tempo $\tau_o = 103 \mu s$.

A Fig II.6 mostra o mapeamento radial e axial do campo magnético realizado com uma sonda interna múltipla com 12 canais dispostos radialmente [56].

Fig.II.6 - Mapeamento do Campo B_z com sonda interna no vácuo

II.3.2 - Sonda DE FLUXO EXCLUÍDO

Este tipo de sonda constitui uma ferramenta bastante atraente nos diagnósticos de plasma produzido em configurações de campo reverso, pois permite a determinação do diamagnetismo e do

raio da separatriz de forma não perturbativa. A sonda de fluxo excluído é constituída de uma espira envolvendo o tubo de descarga e uma pequena sonda magnética externa alojada entre o tubo e o solenóide.

O fluxo magnético através da sonda de uma volta é menor na presença de plasma devido ao seu diamagnetismo. O diamagnetismo do plasma é definido por [58]:

$$\Delta\phi = B_e \pi r_1^2 - \int_0^{r_1} B(r) 2\pi r dr \quad (\text{II.2})$$

onde: $B(r)$ é o campo magnético poloidal na posição radial r

r_1 é a posição onde a sonda local está alojada medida do centro do tubo

B_e é o campo magnético poloidal fora do plasma

Na prática, o valor do diamagnetismo é calculado pela diferença entre os sinais obtidos pela sonda local externa e sonda de uma espira. A calibração da sonda é feita zerando-se a diferença obtida pelos dois sinais no vácuo. A limitação deste diagnóstico no presente trabalho foi devido ao reduzido número de pontos no intervalo de tempo de interesse, dadas as características do sistema de aquisição de dados.

O raio da separatriz pode ser obtido a partir dos sinais da sonda de fluxo excluído através da relação [59]:

$$r_S^2 = r_1^2 \left(1 - \frac{\psi_p B_v}{\psi_v B_p} \right) \quad (\text{II.3})$$

onde ψ_v e ψ_p são os sinais da sonda de uma espira no vácuo e no plasma respectivamente e B_v e B_p são as respectivas intensidades do campo magnético obtidas pela sonda magnética.

Nas descargas com gás hélio foi utilizada apenas uma sonda de fluxo excluído localizada na região central do tubo e nas descargas com hidrogênio foram registrados sinais de 2 sondas, uma na região central e outra na extremidade do solenóide.

Os diagnósticos realizados com sondas de fluxo excluído fornecem parâmetros importantes do equilíbrio na formação de uma CCR, baseado em um modelo semi-empírico, o qual será apresentado a seguir.

CAPITULO III

MODELO SEMI - EMPÍRICO DE FORMAÇÃO DA CONFIGURAÇÃO A CAMPO REVERSO

III.1 - LEIS DE FORMAÇÃO SEMI-EMPÍRICA

Nesta seção será fornecida uma descrição do método semi-empírico para a determinação de parâmetros de equilíbrio da configuração a campo reverso a partir de um modelo global de formação.

Sabe-se que apesar das intensas pesquisas realizadas na formação da CCR e de experimentos bem sucedidos, o enfoque experimental continua sendo um processo empírico de tentativa e erro. Por outro lado, uma descrição teórica detalhada envolvendo a formação da CCR é um desafio em grande parte ainda não explorado.

No entanto, é de grande interesse prático ser capaz de prever parâmetros de equilíbrio da CCR para um dado dispositivo com algum modelo de formação.

O modelo inicialmente construído por Siemon e Bartsch [60] supunha constantes empíricas para aquecimento, fluxo interno e retenção de partículas no equilíbrio, baseado no desempenho de uma máquina específica (FRX-B). Esse modelo era limitado a baixos valores do campo de polarização, pois desprezava choque axial e aquecimento resistivo.

Mais tarde, Steinhauer construiu um modelo numérico mais completo [61], válido para qualquer valor de campo de polarização. Uma dificuldade deste modelo é que embora previsse

parâmetros de equilíbrio em boa concordância com os dados existentes na época, esses dados raramente forneciam os valores de alguns parâmetros chaves, causando incertezas em várias constantes empíricas usadas no modelo. Mais recentemente, este modelo foi bastante simplificado e estudos detalhados de formação realizado na máquina TRX-2, permitiu uma determinação mais acurada das constantes empíricas, embora ainda se restringisse a dimensões fixas da máquina e valores de polarização limitados numa estreita faixa.

Nas seções subseqüentes serão apresentadas versões simplificadas das leis de formação semi-empírica para aquecimento, fluxo e retenção de partículas em uma CCR, e os valores típicos que foram determinados para o TC-I serão apresentados no Cap. VI, juntamente com os demais resultados experimentais.

III.1.1 - AQUECIMENTO

Durante a formação de um estritor- θ a campo reverso ocorrem vários mecanismos que fornecem um aquecimento substancial principalmente aos íons. O plasma é praticamente frio durante a pré-ionização até instante de "lift-off" (quando o plasma se solta das paredes e então começa a implosão radial).

O aquecimento radial ocorre com um choque seguido de uma compressão lenta. O aquecimento resistivo ocorre durante a compressão radial quando o campo de polarização reverso é aniquilado, e finalmente a contração axial fornece um aquecimento

adicional, através de choque e compressão lenta, antes que o equilíbrio seja atingido.

Inicialmente será considerado o limite de campo de polarização nulo, o que simplifica a descrição do aquecimento radial e a seguir serão incluídos os efeitos de campo reverso.

Sem campo de polarização e considerando um coeficiente adiabático $5/3$, o processo de choque cinético com um campo magnético aproximado $B_s = 1.43 B_*$ (B_* é um campo magnético de referência expresso abaixo) e a subsequente compressão radial lenta até o valor de equilíbrio B_c do campo magnético externo, produz uma temperatura final de implosão T_I dada por [5]:

$$T_I = T_e + T_i = 0.30 B_c^{4/5} B_*^{6/5} / \mu_0 n_0 k \quad (\text{III.1})$$

Nesta expressão:

$$B_* = E_\theta^{1/2} (\mu_0 m_i n_0)^{1/4} \quad (\text{III.2})$$

onde:

B_* é o campo magnético de referência introduzida por Green e Newton [62].

E_θ é o campo elétrico azimutal no tubo de descarga, de raio r_1 quando a implosão começa.

n_0 é a densidade inicial completamente ionizado

Em unidades usuais:

$$T_i \text{ (eV)} = 470 E_\theta^{3/5} \text{ (kV/cm)} B_C^{4/5} \text{ (kG)} A_i^{3/10} / P_o \text{ (mTorr)} \quad (\text{III.3})$$

onde:

A_i é a massa atômica do íon

P_o é a pressão de trabalho

Para um gás diatômico:

$$n_o \text{ (cm}^3\text{)} = 6.6 \times 10^3 P_o \text{ (mTorr)} \quad (\text{III.4})$$

Podemos então expressar a eq.(III.2) como:

$$B_* = 1.88 [E_\theta \text{ (kV/cm)}]^{1/2} [A_i P_o \text{ (mTorr)}]^{1/4} \quad (\text{III.5})$$

Considerando a presença de um campo de polarização, as temperaturas CCR resultante de um aquecimento radial são geralmente mais baixas do que T_i devido a dois fatores:

- 1.º) O processo de choque torna-se magnetizado sempre que o campo interno excede um pequeno valor limiar [61], o qual abaixa a temperatura por um fator $\sqrt{3/2}$. O limiar para a magnetização é aproximadamente $G_{Lo} \geq 0.1$, onde $G_{Lo} = B_{Lo}/B_*$ a razão do campo de polarização efetivo retido no instante de lift-off para o campo de referência Green-Newton. B_{Lo} está relacionado com o fluxo interno de lift-off através da relação $B_{Lo} = \phi_{Lo} / \pi r_1^2$.
- 2.º) O campo interno enfraquece a compressão radial, reduzindo as temperaturas por um fator $(1 + 1.7 G_{Lo}^{1.5})^{-1}$.

Um aquecimento adicional é fornecido ao plasma pela

aniquilação do campo magnético . O aquecimento resistivo clássico é baixo, mas as CCRs têm gradientes de densidade altos durante a implosão radial, os quais podem ocasionar microinstabilidades e resistividade anômala.

A contribuição da contração axial ao aquecimento depende do campo de polarização efetiva remanescente após a conexão das linhas do campo. Se mais fluxo é aniquilado antes da contração axial, este é mais fraco, de modo que a soma do aquecimento resistivo e axial é praticamente constante para uma dada intensidade do campo de polarização.

Alguns estudos recentes [63-67] sobre contração axial apontaram vantagens de potência para o processo de aquecimento por choque axial não colisional. As vantagens que podem ser fornecidas por fortes choques axiais são: altas temperaturas, melhoria da estabilidade e um uso mais eficiente da energia do campo magnético externo. Além disso, um aquecimento axial substancial dispensa as altas voltagens requisitadas no aquecimento por implosão radial.

É muito difícil quantificar separadamente o aquecimento axial e resistivo. No entanto, a contribuição combinada pode ser calculada apelando para a conservação de energia global do equilíbrio final CCR, após a implosão radial. O aumento de temperatura obtido é de $4 B_{L0}^{6/5} f_p / 5 \mu_0 n_0 k$ [68], onde f_p é um fator que depende da dissipação do fluxo. Este termo pode ser omitido nesta expressão pois é da ordem de 1, o que ilustra bem o efeito compensador entre o aquecimento axial e resistivo: se mais fluxo é dissipado antes da contração axial, este último é mais fraco e

vice versa. Portanto, o efeito combinado de aquecimento resistivo e axial é praticamente constante para um dado valor de B_{LO} .

III.1.2 - RETENÇÃO DE FLUXO INTERNO

O fluxo interno de uma CCR decai de um valor ϕ_{LO} no instante de lift-off até um valor ϕ_e no equilíbrio. Para uma CCR alongada dentro de um reservatório de fluxo cilíndrico longo, ϕ_e pode ser expresso como [68]:

$$\phi_e = \pi r_c^2 B_c (\chi_s / \sqrt{2})^{3+\varepsilon} \quad (III.6)$$

onde:

χ_s é a razão do raio da separatriz r_s para o raio de solenóide r_c

ε é um parâmetro do perfil no intervalo de 0 a 1.

Perdas de fluxo ocorrem em todas as fases da formação: desde o instante de lift-off até o equilíbrio, isto é, desde o choque radial e a subsequente compressão radial lenta até a contração axial.

A maior parte da dissipação do fluxo parece ocorrer durante o choque radial e a compressão lenta, quando gradientes de campo magnético escarpados estão presentes. Durante a contração axial parece que na maioria dos casos, a taxa da perda de fluxo é menor do que durante a compressão radial, porque os gradientes do

campo são presumivelmente reduzidos por uma simultânea expansão radial da CCR.

No entanto, em alguns casos têm sido observados perdas significativas de fluxo durante a contração axial [69]. Estes esvaziamentos de fluxo podem ser minimizados por plasmas viscosos e para condições de pré-ionização mais uniformes [69].

Steinhauer propôs uma possível explicação para a perda de fluxo observada: o plasma experimentaria uma rápida relaxação turbulenta dos aguçados gradientes de campo durante a compressão radial, como resultado de algumas microinstabilidades, até que o parâmetro de arrasto do íon no eixo magnético diminua a um certo nível ν . A análise original [61] se restringia à fase de choque axial, mas o modelo foi mais tarde modificado para incluir as grandes perdas de fluxo durante a compressão radial [69].

Este critério de relaxação permite calcular o fator de retenção de fluxo ϕ_e/ϕ_{L0} em função de ν . Para um perfil radial de pressão de um rotor rígido, tomando-se $\epsilon = 0.25$, tem-se que:

$$\phi_e = 0.32\pi r_c^2 B_c \chi_s^3,$$

O melhor ajuste para um dado do TRX-2, fornece um valor de $\nu = 0.35$.

A retenção de fluxo é então dada por:

$$f_\phi = r_1(m) P_o^{1/2} (mTorr) \quad (III.7)$$

De forma geral, utilizando a eq.(III.6) se obtém:

$$\phi_e/\phi_{L0} = 1.1(\chi_s/\sqrt{2})^\epsilon f_\phi \quad (III.8)$$

Nos atuais experimentos em CCR, os valores de χ_s estão na maioria compreendidos entre 0.4 e 0.5 e os valores de ε no intervalo 0.1 - 0.4.

III.1.3 - RETENÇÃO DE PARTÍCULAS

Para uma CCR alongada no equilíbrio, o número de partículas dentro do volume da separatriz pode ser escrito como $N_e = 2/3 \pi r_s^2 l_s n_m \langle \beta \rangle$ onde l_s é o comprimento da separatriz entre os pontos X, n_m é a densidade máxima no campo nulo, e $\langle \beta \rangle$ é o valor médio de β dentro da separatriz. Nesta expressão, a temperatura de plasma é assumida constante dentro da separatriz e em separatrizes elípticas (fator 2/3), que aparecem como boas aproximações.

Na maioria dos experimentos CCR, os valores de N_e logo após a formação estão em torno de 2/3 do valor inicial N_o , dentro da bobina de estrição - θ de comprimento l_c . Com $N_o = \pi r_1^2 l_c n_o$, onde n_o é a densidade inicial, a relação $N_e = 2N_o/3$ pode ser reescrita como:

$$n_m = n_o \chi_1^2 / (\langle \beta \rangle \chi_s^2 z_s) \quad (\text{III.9})$$

onde:

$$\chi_1 = r_1/r_c; \quad \chi_s = r_s/r_c; \quad \langle \beta \rangle = 1 - \chi_s^2 / 2; \quad z_s = l_s/l_c$$

A eq. (III.9) constitui uma boa aproximação para a maioria dos dispositivos CCR, desde que o gás não seja muito ionizado antes da descarga principal, pois isto poderia reduzir N_e devido a perdas pelas extremidades.

III.2 - PARÂMETROS DO EQUILÍBRIO

Alguns parâmetros do equilíbrio podem ser determinados analiticamente, conhecidos os parâmetros de formação.

A temperatura total T no equilíbrio CCR é obtida somando-se as contribuições dos aquecimentos radial, resistivo e axial [5]:

$$T/T_I = h = (\sqrt{3/2}) (1 + 1.7G_{L0}^{1.5})^{-1} + 2.7G_{L0}^{1.2} \quad (III.10)$$

O primeiro termo do lado direito da eq.(III.10) corresponde ao aquecimento radial, enquanto que o segundo termo vem do aquecimento resistivo e axial.

A eq. (III.10) é válida para um choque radial magnetizado, isto é, $G_{L0} \geq 0.1$. Para $G_{L0} \leq 0.1$, tem-se $T \sim T_I$ e para grandes valores de G_{L0} , as temperaturas CCR tornam-se independentes de B_* , quando o aquecimento axial e resistivo dominam.

Uma aproximação útil da eq.(III.10) para valores de G_{L0} no intervalo 0.1 a 0.5 é $h \sim 2.2 G_{L0}^{0.4}$.

Até o momento, todas as CCRs conhecidas têm sido

formadas com valores de G_{LO} menores que 1, talvez devido às instabilidades de ruptura.

É importante notar que os valores de B_{LO} que devem ser medidos para estimar G_{LO} geralmente diferem do campo de polarização inicial B_p . A razão B_{LO}/B_p depende do tipo de pré-ionização usada e da dissipação do fluxo durante a reversão do campo. Embora não seja uma regra geral, encontra-se muitas vezes valores de B_{LO}/B_p no intervalo 0.4 a 0.6.

Outros parâmetros do equilíbrio podem ainda ser analiticamente determinados.

Uma vez calculado o valor de T , a densidade máxima n_m pode ser determinada pela equação de balanço da pressão radial $B_C^2/2\mu_o = n_m kT$.

Utilizando a eq. (III.10) e a relação $kT_1 = 0.30 B_C^{4/5} B_*^{6/5} / \mu_o n_o$, se obtém:

$$n_m = 5 n G_c^{6/5} / 3h \quad (III.11)$$

O raio da separatriz normalizada $\chi_s = r_s/r_c$ pode ser expressa a partir das eqs. (III.6-8) como:

$$\chi_s = 1.47 (f_\phi \chi_1^2 G_{LO}/G_C)^{1/3} \quad (III.12)$$

Observe-se que esta expressão independe do parâmetro ϵ do perfil. Ela sugere que o termo G_C/G_{LO} não deve ser muito grande

para evitar uma configuração muito comprimida para os quais as propriedades de confinamento pode ser pobre.

Uma outra limitação surge de um possível contato do plasma com as paredes do tubo: devido às camadas que contornam a separatriz por fora e também devido ao transiente na expansão radial durante a contração axial, um limite aproximado de $\chi_s \leq 0.8 \chi_1$ parece ser necessário para evitar o contato com as paredes.

Finalmente o comprimento normalizado da separatriz da CCR, $z_s = l_s/l_c$ é derivado das eqs. (III.9 e III.11).

$$z_s = 3\chi_1^2 h / (5G^{6/5} \chi_s^2 \langle \beta \rangle) \quad (\text{III.13})$$

onde χ_s e $\langle \beta \rangle = 1 - \chi_s^2/2$ deve ser primeiramente calculado da eq. (III.12).

Um exame da eq. (III.13) revela que z_s é apenas fracamente dependente de G_{L0} mas fortemente dependente de G_c . Em particular G_c deve exceder um valor em torno de 2 a fim de que a configuração de campo reverso esteja contido dentro do comprimento do solenóide ($z_s < 1$).

Os valores de $\phi_E/\phi_{L0}, \chi_s, n_H$ estimados para o TC-I serão apresentados na seção VI.3 do Cap. VI, onde estes valores são comparados aos valores experimentais e com os valores de outras máquinas.

CAPITULO IV

ANÁLISE TEÓRICA DAS EMISSÕES NO T.C.-I

IV.1- ANÁLISE DA RADIAÇÃO BREMSSTRAHLUNG

A radiação Bremsstrahlung ocorre na maioria das fontes de radiação. Em plasma, este termo é geralmente identificado como a radiação da transição livre-livre quando uma partícula encontra outra e sofre uma súbita mudança de direção.

No sistema TC-I, a radiação Bremsstrahlung foi detectada através de um sistema de fotodiodos, conforme será descrito no capítulo V.

Esta técnica é comumente utilizada em plasma para medir a emissão de luz do contínuo no estudo da instabilidade rotacional $n = 2$ [70,71], pois o sinal detectado indica de forma precisa quando a deformação devido à instabilidade $n = 2$ se iniciou. Além disso, permite determinar a velocidade e sentido de rotação do plasma com a utilização de 2 fotodiodos deslocados angularmente, por exemplo de 45° .

Este sistema de diagnóstico, quando acoplado a outras técnicas tais como interferometria e sondas magnéticas externas, permite a determinação da temperatura eletrônica integrada ao longo do caminho óptico definido pelo sistema de detecção. Este método, embora não forneça definição espacial e precisão como o

espalhamento Thomson, é interessante devido à sua simplicidade e baixo custo.

A luz detectada pelo fotodiodo pode ser considerada como emissão proveniente da radiação Bremsstrahlung, a qual pelo tratamento semi clássico é dada por [72] :

$$W(\nu) d\nu = 6.3 \times 10^{-53} z^2 (1/T_e)^{1/2} n_e n_i \times \exp(-h\nu/T_e) d\nu \quad (IV.1)$$

[W/m³]

onde: $W(\nu) d\nu$ é a potência irradiada por unidade de volume do plasma entre as frequências ν e $\nu+d\nu$

T_e é a temperatura eletrônica dada em eV.

No caso em que $n_i \approx n_e$ e $h\nu \ll kT_e$, a equação acima pode ser reescrita em termos de intensidade integrada em uma linha como:

$$I = Cz^2 n_e^2 T_e^{1/2} r_s \quad (IV.2)$$

onde:

C é uma constante de calibração

z é a carga do íon

r_s é o raio da separatriz

Estudos realizados em outra máquina [71] mostraram que a intensidade obtida experimentalmente com os fotodiodos concordam com a intensidade obtida pela equação (IV.2), como pode ser observado na Fig. IV.1 , confirmando que se trata da radiação Bremsstrahlung.

Fig. IV.1 - Sinais obtidos com fotodiodo e da teoria da radiação Bremsstrahlung

Nesse trabalho, infelizmente, não se dispõe de medidas de interferometria, o que permitiria a determinação experimental da densidade eletrônica.

No entanto, esse problema pode em parte ser contornado, utilizando-se apenas os valores do raio da separatriz obtidos das medidas de fluxo excluído e do cálculo do parâmetro $\langle \beta \rangle$, que é a razão entre a pressão do plasma e a pressão do campo magnético:

$$\langle \beta \rangle = \frac{nk \langle T \rangle}{\frac{2}{B_{\text{ext}} / 2\mu_0}} \quad (\text{IV.3})$$

O valor de $\langle \beta \rangle$ pode também ser obtido a partir do raio da separatriz, através da expressão [84]:

$$\langle \beta \rangle = 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{r_s}{r_w} \right) \quad (\text{IV.4})$$

onde r_w é o raio do tubo de descarga.

A equação acima, juntamente com as equações (IV.2) e (IV.3) podem fornecer os valores de n_e e T_e em termos da constante C, através das expressões:

$$\langle T_e \rangle = \frac{I^2}{C^2 z^4 n^4 r_s^2} \quad (\text{IV.5a})$$

e

$$n = \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{r_s}{r_w} \right)^2 \right] \frac{B^2}{2\mu_0 k \langle T \rangle} \quad (\text{IV.5b})$$

A constante de calibração C pode ser determinada para cada fotodiodo utilizando-se uma fonte calibrada.

Neste caso, em que não se dispõe de uma fonte calibrada, o procedimento para determinar a constante C foi assumir um valor inicial da temperatura eletrônica e a partir da

expressão (IV.5b) determinar a densidade eletrônica. O par de valores de T_e e n_e na equação (IV.5a) fornece o valor da constante C. Uma indicação para a escolha do valor inicial razoável de T_e foi o valor determinado a partir do modelo semi-empírico desenvolvido no Cap.III, onde é obtida a temperatura total de implosão $T_I = T_e + T_i$. Com a temperatura iônica obtida experimentalmente, pode-se estimar a temperatura eletrônica.

Deve-se notar que mesmo que a constante de calibração não seja exatamente o valor determinado, a ordem de grandeza obtida para as densidades eletrônicas ($\sim 10^{21} \text{m}^{-3}$) correspondem aos valores esperados [56]. Além disso, pode-se observar a variação temporal relativa de n_e e T_e .

De qualquer forma, o método acima descrito torna-se bastante simples e confiável na determinação da temperatura eletrônica quando se dispõe de valores experimentais de densidade eletrônica obtidos através da interferometria e sinais da emissão Bremsstrahlung obtidos através de fotodiodos ou de outras técnicas [73].

O presente trabalho se restringiu ao estudo da fase de implosão, não tendo sido observado o equilíbrio da configuração, pois não foi utilizada a chave crowbar no banco principal.

Desta forma, a análise da instabilidade rotacional fica prejudicada, pois esta só ocorre após o período quiescente, quando o plasma começa a apresentar deformação provocada pela referida instabilidade.

IV.2 - ANÁLISE DOS PERFIS DAS LINHAS

IV.2.1-MECANISMOS DE ALARGAMENTO DAS LINHAS

A análise e interpretação dos perfis das linhas espectrais pode fornecer informações importantes sobre campos elétricos microscópicos através do efeito Stark e sobre o movimento dos íons através do efeito Doppler. A medida desses efeitos permite a determinação de algumas propriedades do plasma, tais como a temperatura iônica e a densidade eletrônica. Além disso, em emissões do espectro do hélio e do hidrogênio, o efeito Stark é muito sensível a campos elétricos, sendo essas linhas utilizadas também para análises de atmosfera interestelar.

Na realidade, os perfis das linhas observadas são quase sempre resultado de vários mecanismos de alargamento agindo simultaneamente, em combinação com a resolução finita do espectrômetro. Os principais mecanismos de alargamento conhecidos são: Doppler, Stark, Van der Waals, Zeemann e instrumental.

Uma linha experimental em geral aparece distorcida por um ou mais mecanismos de alargamento e deve ser corrigida antes de se efetuar uma comparação com uma determinada teoria de alargamento que se considera predominante. Além disso, erros na determinação de fundo contínuo podem causar alguma distorção, principalmente na cauda das linhas.

Nas medidas efetuadas com o T.C.I, a correção devido ao

alargamento instrumental foi efetuada levando-se em conta que o alargamento devido ao aparelho, no caso, limitado pela resolução do OMA foi de 0.3 Å. Na realidade, verificou-se que esse erro é desprezável em relação ao alargamento predominante, produzindo um erro $\leq 3\%$. A largura da linha corrigida levando-se em conta a largura instrumental foi realizada fazendo-se a deconvolução dos dois perfis, supondo estes como gaussianos, cujo método será descrito no Apêndice II.

Outros mecanismos como efeito Zeeman pode ser desprezado, pois só é predominante em plasmas com campo magnético muito intenso. Esse efeito produz um desdobramento da linha em componentes localizadas em $\Delta\lambda \sim 10^{-12} \lambda^2 H$, onde H é o campo magnético em gauss e λ e $\Delta\lambda$ são dados em Å. No presente trabalho, com $H = 3.6$ kgauss esse mecanismo produz um alargamento da ordem de 0.08 Å na linha do HeII (4686 Å) e 0.1 Å sobre a linha H α para larguras totais entre 2 a 3 Å, podendo considerá-los desprezáveis.

O alargamento Van der Waals é um alargamento de pressão devido a interações com átomos neutros e só ocorre quando emissores e perturbadores estão razoavelmente compactos. Em sistemas como o nosso em que a maior parte do gás torna-se ionizado, o alargamento Van der Waals pode ser ignorado.

Uma vez certificado de que esses alargamentos são desprezáveis ou podem ser corrigidos e que os perfis são gaussianos, ainda pode haver a possibilidade de que parte dessa largura seja devido ao movimento global do plasma ou ainda a

existência de microturbulências. Pode-se verificar se há influência do movimento macroscópico através da detecção do deslocamento da linha observada, se esta existir. A influência devido a microturbulências pode ser verificada comparando-se a largura Doppler de íons com diferentes razões carga-massa. Este aspecto será discutido no Apêndice II.

O alargamento Stark [74,75,76,77], mecanismo importante que pode estar presente em estudos espectroscópicos de plasma leva em conta somente partículas que estão dentro da esfera de Debye dos radiadores, isto é numa escala de comprimento menor que o raio Debye $\lambda_D = (\epsilon_0 k T_e / n_e e^2)^{1/2}$. No dispositivo T.C.-I, tomando-se os valores estimados de $T_e \sim 160$ eV, $n_e \sim 2.9 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ para o plasma de hidrogênio, obtém-se $\lambda_D = 1.75 \times 10^{-6} \text{ m}$.

Em geral, o efeito Stark de densidade sobre a linha do HeII (4686 Å) pode ser desprezada em relação ao efeito Doppler para plasmas com densidade $n_e \sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ e temperatura $T \geq 20$ eV [78].

Outro aspecto a ser analisado é o efeito Stark quando existe um campo elétrico da onda do plasma comparável ao efeito Doppler devido à turbulência no plasma, isto é, ondas de plasma de grande amplitude[75].

Neste caso, o efeito Stark devido ao campo elétrico da onda do plasma se manifesta sobre o perfil da linha do hidrogênio de diferentes formas, dependendo da frequência ω do campo elétrico da onda do plasma relativo à largura natural da linha ω_n .

Oscilações de baixa frequência, isto é, $\omega \leq \omega_{pi}$ onde ω_{pi} é a frequência dos íons do plasma, produzem um alargamento quasi-estático da linha. Oscilações de alta frequência ($\omega \leq \omega_{pe}$, onde ω_{pe} é a frequência dos elétrons do plasma) provocam um alargamento não adiabático da linha, análogo ao alargamento devido ao impacto dos elétrons, isto é, efeito Stark de densidade.

O efeito resultante nos perfis das linhas de hidrogênio em cada caso é que para oscilações de baixa frequência da onda, a linha $H\alpha$ apresenta componentes Stark deslocados em torno da linha central. Em oscilações de alta frequência, o efeito sobre a linha $H\alpha$ é um alargamento excessivo da mesma.

Um resumo qualitativo do exposto acima pode ser esquematizado nas Figuras abaixo:

Fig. IV.2- Representação esquemática da linha $H\alpha$ em função da frequência ω :

- a- Para o plasma térmico
- b- Para turbulência com $\omega \leq \omega_p$
- c- Para turbulência com $\omega \leq \omega_{pe}$

A análise acima mostrou como os campos elétricos microscópicos poderiam afetar a linha H_{α} , de acordo com a frequência da onda do plasma. Além disso, deve-se considerar a intensidade desses campos elétricos.

Para oscilações de alta frequência, isto é, $\omega \leq \omega_{pe}$, serão considerados dois casos:

a) $\tilde{E} \leq \hbar\omega_{pe} / zea_0$, onde a_0 é o raio de Bohr.

Nesse caso, a linha H_{α} apresenta em torno da linha central não deslocada, satélites simétricos localizados a uma distância $\lambda_0^2 \omega_{pe} / 2\pi c$ da posição central.

b) $\tilde{E} \geq \hbar\omega_{pe} / zea_0$

Nesse caso, a linha central aparece com alargamento exagerado. Esses dois casos estão esquematizados na Fig. IV.2.a.

O campo elétrico $\tilde{E}$ pode ser medido a partir da largura total à meia intensidade $\Delta\lambda_s$, usando a expressão [78]:

$$\Delta\lambda_s = \frac{3 \hbar \lambda_0^2}{8\pi^2 m_e z e c} (n^2 - n'^2) \tilde{E} \quad (\text{IV.6})$$

Para oscilações de baixa frequência, $\omega \leq \omega_{pi}$, a linha H_{α} apresenta componentes Stark, de acordo com o esquema da Fig. IV.2.b. Com o aumento da intensidade do campo elétrico da onda do plasma, aumenta a intensidade das componentes Stark e

consequentemente diminui a intensidade da linha central, pois a intensidade total é constante.

A intensidade total de uma linha é dada por [80]:

$$I_t = \int I_{nn'}(\lambda) d\lambda = \alpha f_{nn'} N_n \quad (\text{IV.7})$$

onde α é uma constante,

$f_{nn'}$ é a intensidade do oscilador da transição

N_n é o número de íons no estado superior n da transição

Como $f_{nn'}$ é constante para uma determinada descarga, a intensidade total é constante para uma dada densidade de emissores.

Para um dado valor do campo elétrico da onda do plasma, pode ocorrer que a intensidade da linha central se torne menor que a das componentes Stark deslocadas, resultando numa linha com reentrância no centro (Fig.IV.2.b). Esse fenômeno foi observado na linha HeII (4686 Å) em experimentos anteriores [81,82] e o efeito Stark foi atribuído a campos elétricos superiores a 20 kV/cm.

O campo elétrico da onda do plasma para oscilações de baixa frequência, isto é $\omega \leq \omega_{pi}$, pode ser deduzida através da expressão :

$$\Delta\lambda_{SD} = \frac{3}{8} \frac{h}{\pi^2 m_e} \frac{\lambda_o^2}{z e c} (n^2 - n'^2) \tilde{E} \quad (\text{IV . 8})$$

onde:

$\Delta\lambda_{SD}$ é a distância da componente Stark deslocada em relação à linha central λ_0 não perturbada.

n, n' são respectivamente, os números quânticos principais dos estados superiores e inferiores da transição.

$\tilde{E}$ é a intensidade do campo elétrico da onda plasma

ze é a carga do núcleo

Pode-se esquematizar qualitativamente a dependência dos perfis das linhas com a intensidade do campo elétrico da onda do plasma através das Fig. IV.2.a,b.

AUMENTO DO CAMPO ELÉTRICO DA ONDA DO PLASMA

Fig.IV.2: Perfis da linha H_α como função do aumento do campo elétrico da onda do plasma para:

a) turbulência com $\omega \leq \omega_{pi}$

b) turbulência com $\omega \leq \omega_{pe}$

Essas análises levam a evidências de que o campo elétrico microscópico da onda do plasma pode ser determinado a partir do efeito Stark.

Em particular, no TC-I algumas descargas para pressões mais altas no caso do hélio ou tensão do banco de polarização mais baixos parecem apresentar o efeito Stark, conforme será apresentado no capítulo seguinte.

Finalmente, o mecanismo de alargamento predominante observado na maioria das descargas efetuadas foi o efeito Doppler (alargamento devido à distribuição microscópica de velocidades) que será descrito a seguir.

O movimento relativo entre o observador e uma partícula emissora de radiação provocará um deslocamento no comprimento de onda da linha emitida devido ao efeito Doppler. Como o plasma é constituído de partículas em movimento aleatório, o efeito resultante sobre uma linha emitida é o alargamento da mesma, conhecido como alargamento Doppler. Se a velocidade dos emissores de massa μ tem uma distribuição térmica, e outros processos de alargamento são desprezíveis, então a linha apresenta uma forma gaussiana.

Considerando uma partícula emissora com componente de velocidade v' paralela ao observador, o deslocamento $\Delta\lambda$ no comprimento de onda devido ao efeito Doppler será:

$$\Delta\lambda = \pm \frac{v'\lambda}{c} \quad (IV.9)$$

onde λ é o comprimento de onda não deslocado.

A fração dN de partículas movendo-se com velocidade entre v' e $(v' - dv')$ é dada por:

$$dN = \frac{N}{\pi^{1/2}} \exp [-(v'/v)^2] \frac{dv'}{v} \quad (\text{IV.10})$$

onde $v = (2RT/\mu)^{1/2}$ é a velocidade mais provável das partículas

R é a constante dos gases

μ é o peso atômico

T é a temperatura

Definindo a largura Doppler $\Delta\lambda_D$ por:

$$\Delta\lambda_D = (v/c) \lambda \quad (\text{IV.11})$$

e substituindo v' da equação IV.9 em IV.10, obtemos:

$$dN = \frac{N}{\pi^{1/2} \Delta\lambda_D} \exp [-(\Delta\lambda/\Delta\lambda_D)^2] d(\Delta\lambda) \quad (\text{IV.12})$$

Se as linhas são opticamente finas, a intensidade I é proporcional à concentração de partículas emissoras N . Portanto, num intervalo de intensidade emitida $d(\Delta\lambda)$, a intensidade $I(\Delta\lambda)d(\Delta\lambda)$ é proporcional à dN . Usando a relação IV.11, temos:

$$I(\Delta\lambda) = \frac{I_t}{\pi^{1/2} \Delta\lambda_D} \exp [-(\Delta\lambda / \Delta\lambda_D)^2] \quad (\text{IV.13})$$

onde I_t é a intensidade total da linha.

A largura a meia altura $\Delta\lambda_{1/2}$ é definida como a largura da gaussiana na metade da altura máxima. A intensidade atinge seu máximo quando o expoente tem o valor 1/2. Portanto, podemos relacionar a meia largura à temperatura através da expressão:

$$\Delta\lambda_{1/2} = 2(\ln 2)^{1/2} \Delta\lambda = 7.16 \times 10^{-7} \lambda (T/\mu)^{1/2} \quad (\text{IV.14})$$

onde λ é dado em Å, e T em °K. Podemos expressar a equação (IV.14) de modo a obter a temperatura em unidade mais usual em plasma, eV:

$$\Delta\lambda^{1/2} = 7.7 \times 10^{-5} \lambda (T_e/\mu)^{1/2} \quad (\text{IV.15})$$

IV.2.2 - APRESENTAÇÃO E DISCUSSÃO DOS PERFIS DAS LINHAS

As principais linhas detectadas pelo OMA e pesquisadas para o estudo do plasma, principalmente na determinação da temperatura iônica do centro e da borda do plasma serão discutidos a seguir:

a) HeII ($\lambda = 4686 \text{ Å}$)

Como foi mencionado no capítulo II, o trabalho foi dividido em duas etapas de operação no que concerne aos gases utilizados. Na primeira fase, foi estudada a fase de formação da Configuração a Campo Reverso (CCR) com a utilização do gás hélio.

A linha pesquisada para a determinação da temperatura iônica através do alargamento Doppler foi a do HeII ($\lambda = 4686 \text{ \AA}$) com potencial de ionização de 54.4 eV, por ser a linha mais representativa do plasma de hélio. Ela ocorre na transição $4 \rightarrow 3$ do número quântico principal, a qual é semelhante a Paschen α do hidrogênio. A escolha desta linha para análise do plasma de hélio foi baseada no fato de ser uma linha relativamente isolada das possíveis linhas de impurezas como as do oxigênio, nitrogênio, silício e carbono e apresentar uma intensidade relativamente alta, o que facilita sua detecção experimental.

A detecção dessa linha foi feita utilizando-se o OMA, com o sistema coletor de luz focalizado no centro do plasma.

Foram analisadas descargas para:

- diferentes pressões do gás, variando de 2.8 mTorr a 18 mTorr e a tensão dos bancos de acordo com os valores citados no capítulo 2.
- uma pressão fixa de 18 mtorr variando-se a tensão no banco de polarização.

As Figuras IV.3.a,b mostram respectivamente a linha do HeII para as pressões mais baixa (3.8 mtorr) e mais alta (18 mtorr) em que se operou o sistema. As figuras apresentam os pontos experimentais e a gaussiana correspondente. Verifica-se uma boa concordância entre os valores teóricos e experimentais de modo que podemos considerar o efeito Doppler como mecanismo predominante de alargamento.

(a)

(b)

Fig.IV.3- Linha do HeII: (a) - Pressão: 3.8 mTorr
(b) - Pressão: 18 mTorr

Eventuais descargas com pressões inferiores a 2.8 mTorr apresentaram espectros com a linha do HeII ausente, isto é, só com linhas de impurezas para pressão em torno de 1 mTorr.

Para pressões ligeiramente superiores, em torno de 2.8 mTorr, a linha HeII apresentou um pico ao lado da linha central, conforme se pode observar nas Figs.IV.4.a,b.

Fig.IV.4a- Espectro do Plasma de Hélio para o OMA centrado em HeII (4684 Å) para pressão de ~ 1 mtorr.

Fig.IV.4-b : Espectro do plasma de Hélio para pressão de ~ 2.8 mtorr.

Para algumas descargas efetuadas a 18 mTorr, ocorreu a presença da linha de HeII com pico ao lado da linha central, (Fig.IV.5.a) semelhante a uma componente Stark, com uma variação $\Delta\lambda > 0$.

As referidas descargas, monitoradas por uma sonda magnética externa, não apresentaram diferenças quanto à

intensidade e evolução temporal do campo magnético, mas a radiação Bremsstrahlung, detectada através de um sistema de fotodiodos apresentou diferentes sinais para os diferentes perfis apresentados à mesma pressão (18 mTorr). A descarga que produziu um perfil gaussiano apresentou uma intensidade menor nos sinais dos fotodiodos (Fig.IV.5.b) que a das descargas que apresentaram uma componente da linha deslocada (Fig.IV.5.c).

Fig.IV.5-a: Perfil da linha do HeII para 18 mTorr com uma componente na cauda

Escala: 5 μ s/div.

(b)

Escala: 5 μ s/div.

(c)

Fig.IV.5.b,c: Sinais do Fotodiodo para o caso da linha HeII normal e para o caso com pico na cauda.

O segundo espectrômetro estava centrado em uma linha de impureza, o CIII ($\lambda = 4647.3 \text{ \AA}$). A esse espectrômetro estava acoplado uma fotomultiplicadora, cujo sinal era registrado numa foto polaroid acoplado a um osciloscópio. As Figuras IV.6. a,b mostram o perfil temporal do CIII com monitoramento de uma sonda magnética correspondente às descargas que produziram os perfis de HeII gaussiano e não gaussiano.

t_1 = pré-ionização

t_2 = principal

Sinal superior: linha CIII

Sinal inferior: sonda magnética

Fig. IV.6. - Perfil do CIII para as descargas que produziram

a- HeII gaussiano

b- HeII não gaussiano

Como se pode notar, para a descarga que produziu o perfil gaussiano, a intensidade da linha CIII é menor e persiste apenas até segunda compressão, enquanto que no outro caso as linhas permanecem por vários ciclos. Essa observação se repete nas várias descargas efetuadas para a referida pressão. Podemos, portanto utilizar os sinais do CIII com resolução temporal como um dispositivo a mais para o monitoramento das descargas.

Além disso, a linha HeII com o pico na cauda é bastante alargada em relação à linha normal, como se pode verificar medindo-se a meia largura à meia altura tomando-se por base o lado direito da linha que se comporta como uma gaussiana.

De qualquer forma essas descargas foram ignoradas para o cálculo da temperatura, pois é muito difícil detectar a origem desses efeitos. A hipótese de que haja alguma linha de impureza se superpondo à linha de HeII é descartada, pois o segundo pico se encontra a $1.2 \text{ \AA}$ da linha central e não há nessa região nenhuma linha de impureza possível.

As demais descargas para as pressões entre 3 e 18 mTorr, os perfis se apresentaram gaussianos.

O segundo caso estudado durante a fase da formação da CCR, foi efetuando-se a variação da tensão do banco de polarização.

As descargas normais operaram com uma tensão de $\sim 7\text{kV}$ no banco de polarização. Foram efetuadas descargas para tensões entre $\sim 5 \text{ kV}$ e $\sim 9 \text{ kV}$. O que se verificou foi uma saturação na intensidade da linha do HeII para tensão de polarização baixa.

Como se sabe, da eq.(IV.7), a intensidade total de uma linha depende da densidade dos emissores e da intensidade do oscilador da transição. Neste caso, uma hipótese aceitável seria um aumento na densidade dos emissores, devido a um aquecimento turbulento, o que provocaria não só a saturação da linha, bem como um possível aparecimento de uma componente Stark.

De fato, foi observado para tensões baixas dos bancos de polarização a presença de um segundo pico ao lado da linha central do HeII ($4686 \text{ \AA}$) saturada, (Fig.IV.7) a $2.8 \text{ \AA}$ à esquerda, isto é, no sentido do aumento do comprimento de onda. Investigando

as possíveis linhas de impurezas nesse ponto, verifica-se que esta hipótese é descartada.

Devido à saturação da linha principal, as temperaturas foram determinadas a partir das linhas de OII ($\lambda = 4699.2 \text{ \AA}$) cujo potencial de ionização é 35 eV.

Verificou-se que embora a intensidade das linhas tenham aumentado significativamente com a tensão de polarização, a temperatura praticamente se manteve inalterada como se verá no capítulo onde serão apresentados os resultados.

Como se sabe, a intensidade de uma linha é proporcional à densidade populacional dos níveis excitados mas não é afetada a temperatura, pois esta está relacionada à distribuição microscópica de velocidades. A temperatura determinada para os campos de polarização mais altos 7 e 9 kV se mantém praticamente a mesma (74.1 ± 2.3) eV.

Fig.IV.7 - Espectro obtido para tensão de polarização baixo

Sumarizando, observa-se pelos espectros obtidos, que diminuindo o campo de polarização, a saturação da linha indica um aumento na densidade de emissores, o que pode ser atribuído a um aquecimento turbulento, o que explicaria a presença de uma componente Stark .

Considerando que a componente deslocada seja devido ao efeito Stark ocasionado por aquecimento turbulento, pode-se determinar o campo elétrico microscópico com a utilização da equação IV.1, a qual fornece:

$$\tilde{E} = 58 \text{ kV/cm}$$

b) H_{α} ($\lambda = 6563 \text{ \AA}$)

Na segunda fase do trabalho onde se utilizou o gás hidrogênio em diferentes pressões de operação, as linhas detectadas foram H_{α} ($\lambda = 6563 \text{ \AA}$) e CII ($\lambda = 6578 \text{ \AA}$).

A linha H_{α} , da série de Balmer (ocorre na transição $n=3$ para $n=2$) com potencial de ionização de 13.6 eV foi utilizada para a determinação da temperatura iônica da borda do plasma, pois esta só ocorre na região fria do plasma.

Foram efetuadas descargas para diferentes pressões de operação do gás, desde uma pressão mínima de 3.3 mTorr até um valor máximo de 35 mtorr. Os perfis das linhas obtidas para as referidas pressões são apresentadas na Fig.IV.8. a,b.

Fig.IV.8.a - Perfil da linha H_α para $P = 3.3$ mTorr

Fig.IV.8.b - Perfil da linha H_α para $P = 35$ mTorr

Observou-se no espectro centrado em H_{α} , o aparecimento de uma linha de impureza, identificado como CII (6578 Å), apenas para pressões mais baixas (até ~ 6.5 mTorr).

Os perfis se ajustaram a uma gaussina, conforme se pode verificar nas figuras abaixo, com melhor concordância para as pressões mais baixas. Para a pressão de 3.3 mTorr, a meia largura teórica e experimental são praticamente coincidentes, mas as curvas começam a divergir nas caudas, o que pode ser explicado pela presença de um fundo contínuo.

Além disso, algumas descargas para as pressões mais baixas apresentaram pequenos picos simétricos em torno da linha central, (Fig.IV.9) semelhantemente ao caso discutido para o Hélio II, resultando num campo elétrico microscópico de 21.8 kV/cm.

Fig.IV.9 - Linha H_{α} com picos simétricos na cauda

c) Linhas de Impurezas

Na determinação da temperatura iônica para o caso do hidrogênio, foram utilizadas linhas de impurezas com alto potencial de ionização, sobretudo as linhas de CIV, CIII e SiIV.

O OMA acoplado ao espectrômetro Spex estava centrado no comprimento de onda do CIV ($\lambda = 4658 \text{ \AA}$). Os sinais da fotomultiplicadora acoplada ao espectrômetro Jarrell Ash estava centrado também em CIV ($4658 \text{ \AA}$) e para algumas descargas foi centrado no SiIV ($4654 \text{ \AA}$) para a obtenção da resolução temporal da linha.

Os espectros das linhas de impurezas foram registrados para operações da máquina com e sem a presença de um sistema multicanal de sondas magnéticas (12 sondas radiais) no interior do plasma. As sondas foram colocadas em 4 diferentes posições axiais dentro do tubo: no centro, isto é, $z=0$; em $z=0.4\text{cm}$; em $z=1\text{ cm}$ e para a sonda fora do espelho magnético.

Todas essas descargas foram efetuadas para a pressão de $\sim 3.3 \text{ mTorr}$.

O espectro registrado para a sonda localizada em $z=0.4 \text{ cm}$ foi o que apresentou um maior número de linhas de impurezas com a superposição de várias delas, como se pode observar na Fig.IV.10.a.

A Fig.IV.10.b mostra o espectro obtido quando a sonda foi deslocada para a extremidade do tubo (fora do espelho magnético),

verificando-se a ausência de outras linhas que não a do carbono.

Fig.IV.10.a - Espectro obtido com a presença de sonda interna

Fig. IV.10.b - Espectro obtido sem a sonda interna

CAPITULO V

DESCRIÇÃO DOS SISTEMAS ÓPTICOS

V.1 - IMACON

A IMACON (Câmera Conversora de Imagens) é um dispositivo especial para realizar fotografias ultra-rápidas, isto é, registrar eventos luminosos de curtíssimo tempo em filmes comuns, como por exemplo POLAROID 47 de 3000 asas. Uma descrição detalhada do dispositivo pode ser encontrada na referência [54]. Portanto, nesta seção será dada uma descrição abreviada do aparelho e do modo de operação junto ao TC-I.

O termo Câmera Conversora de Imagens quer dizer qualquer câmera que empregue conversor de imagens eletrônico ou tubo intensificador de imagens. Embora possa haver grandes diferenças em alguns aspectos entre os diferentes tipos de tubos, todos têm algumas características em comum, como o princípio de funcionamento, esquematizado na Fig. V.1.

Fig. V.1.- Esquema da IMACON

A IMACON é constituída basicamente pelos elementos mostrados no esquema da Fig.V.1.:

a) Um fotocátodo sobre o qual a imagem original é formada e do qual são emitidos elétrons, proporcionalmente à intensidade luminosa.

b) Alta tensão aceleradora desses elétrons.

c) Uma tela fosforescente que converte a energia dos elétrons novamente em luz visível.

d) Um sistema óptico-eletrônico que garanta que os elétrons produzidos no fotocátodo por um particular ponto, seja reproduzido na tela fosforescente de forma fiel à imagem original (podendo aparecer invertida).

A IMACON pode operar em dois modos diferentes:

- 1- Modo Framing
- 2- Modo Streak

1- Operação no Modo Framing

Nesse modo de operação, o evento é registrado sobre a chapa polaroid numa série de quadros, cada quadro correspondendo a uma exposição de alguns nanosegundos do fotocatodo.

A IMACON utilizada nesse trabalho possui tres pares de placas defletoras no tubo de imagem, entre o anodo e a tela fosforescente. A luz emitida pelo plasma impressiona o fotocatodo o qual emite elétrons que são acelerados até o anodo.

O anodo que é perfurado permite a passagem do feixe eletrônico o qual é focalizado num obturador constituído por um par de placas paralelas e uma placa perfurada. Após o obturador, existem mais dois pares de placas: as placas compensadoras e as de deslocamento e finalmente a tela fosforescente.

Entre as placas do obturador é aplicada um campo elétrico senoidal ,fazendo com que o feixe seja defletido para cima e para baixo, podendo passar ou não pela placa perfurada (Fig.V.2).

Fig.V.2 - Esquema Constituinte do Obturador da IMACON

Nas placas de compensação é aplicada uma onda senoidal idêntica à aplicada nas placas do obturador, com uma pequena diferença de fase . O efeito resultante é, que nos pontos próximos à intersecção entre as duas ondas senoidais ligeiramente defasadas, a curva pode ser aproximada a uma reta. Portanto, o deslocamento devido às placas paralelas é compensado pelas placas compensadoras, resultando num feixe estável por um curto intervalo de tempo o qual forma uma imagem na tela fosforescente alternadamente para cima e para baixo.

Com a aplicação de um sinal do tipo degrau entre as placas de deslocamento, pode-se obter um deslocamento dos quadros na horizontal, dispostos alternadamente em cima e em baixo , evitando-se a superposição de imagens na tela. A imagem formada é então enviada a um estágio amplificador e registrada em um filme polaroid.

Pode-se variar o número de quadros, de 8 a 50 quadros por chapa, de acordo com a frequência das senóides aplicadas nas placas e com o número de degraus da função escada. Existe no laboratório um conjunto de plug-ins para operar no modo "framing" com diferentes velocidades. Em particular, em nosso experimento, foram utilizadas as seguintes velocidades: 5×10^6 quadros/s e 2×10^6 quadros/s. O tempo de exposição de cada quadro é respectivamente 40 ns e 100 ns e corresponde a $1/5$ do tempo inter-quadros.

2- Operação no Modo Streak

Nesse modo de operação, os sinais aplicados entre as placas são mantidos em fase e nas placas de deslocamento são aplicados sinais do tipo rampa. Dessa forma, o evento luminoso é apresentado na horizontal de acordo com sua evolução temporal. Utiliza-se uma fenda em frente a lente coletora da câmera quando se opera nesse modo. Também está disponível no laboratório um plug-in que permite variar de 1 a $10 \mu\text{s}$ por centímetro.

As Figs.V.3.a e V.3.b mostram as fotografias obtidas com a IMACON nos dois casos.

(a) (Escala: $5 \mu s/cm$)

(b) (2×10^6 quadros/s)

Fig.V.3- Fotografias obtidas com a IMACON

(a) no modo streak

(b) no modo framing

V.2 - FOTODIODO

O conjunto de fotodiodos foi montado segundo o seguinte arranjo experimental (Fig. V.4).

Fig.V.4 - Arranjo Experimental do Sistema de Fotodiodos

Como se pode observar da Fig.V.4, o sistema coletor colhe a luz integrada numa linha através da utilização de um colimador de aproximadamente 0.5 cm de diâmetro e 6 cm de comprimento. A radiação é emitida até o conjunto de fotodiodos através de cabos de fibra ótica de 3 mm de diâmetro.

Foram utilizados fotodiodos da EG&G tipo SGD - 040A

com as seguintes características:

Tempo de subida: 3×10^{-9} segundos a 100 V

Capacitância: 2.0 picofarads a 100 V.

Campo de visão: 160 graus (ângulo total)

Fotocorrente D.C.: 1.0 mA a 150V

Fotocorrente Pulsada: 120 mA a 150V

Potência dissipada D.C.: 0.2 Watts

Potência dissipada pulsada: 25 Watts

Area ativa: 0.82 mm²

Intervalo Espectral: 1.13 μm (máx.)

Sensitividade Espectral : 0.5 Amp/Watt a 0.9 μm (valor típico)

Voltagem de operação típica : 100 V

Temperatura de operação: -65 .C (mín.) , 150.C (máx.) , 25.C (típica)

O circuito de operação do conjunto de fotodiodos foi montado segundo o esquema abaixo (Fig.V.5):

Fig.V.5 - Circuito Elétrico do Sistema de Fotodiodos

O sistema de fotodiodos é um sistema simples e de baixo custo que permite estudar algumas propriedades do plasma sem interferir no sistema FRC (sistema passivo) pois a análise é feita pela detecção da radiação contínua do tipo Bremsstrahlung [71].

Esse sistema de diagnósticos, além de fornecer a dinâmica de comportamento do plasma, permite estudar a instabilidade rotacional $n=2$ que ocorre normalmente num sistema FRC, responsável pela destruição da configuração. No caso de um plasma não circular, permite determinar a velocidade e o sentido de rotação do plasma através da defasagem do sinal registrado por um conjunto de dois fotodiodos em duas posições defasadas por exemplo de 45° . Essa defasagem obviamente só é possível ser detectada se o plasma estiver em rotação em algum modo rotacional diferente de $n=0$.

A figura abaixo (Fig.V.6) mostra sinais de 2 fotodiodos deslocados de 45° para uma descarga sem crowbar no banco principal

Escala: $10\mu s/div$

t_1 = início da
pré-ionização

t_2 = início do
b. principal

Fig. V.6 - Sinal Típico de 2 Fotodiodos deslocados de 45°

Nota-se nestes sinais que a defasagem é praticamente nula.

V.3 - ANALISADOR ÓPTICO MULTICANAL - OMA

O analisador óptico multicanal (série 1200 de Princeton Applied Research -PAR) utilizado no presente trabalho é um dispositivo que permite medidas simultâneas das linhas de um espectro através de um arranjo linear de 500 canais.

O sinal de luz que passa pelo sistema coletor (lentes e espectrômetro) é registrado pelo detetor do OMA através dos 500 canais e enviado ao console (modelo 1205-A) onde é digitalizado e armazenado numa memória de estado sólido. O sinal pode ser lido digitalmente no painel do console ou ser enviado para um registrador x-t ou um computador através de saídas próprias.

As principais características de detetores em geral são:

- Todos os 500 canais são ativados simultaneamente.
- A intensidade dos sinais do detetor têm uma relação linear com a intensidade da luz.
- O detetor é lido por um feixe de elétrons, canal por canal.

O detetor utilizado foi o modelo 1205D - PAR constituído por um tubo intensificador de silício, componentes de deflexão, fontes de alta voltagem e um pré-amplificador.

O intensificador do detector 1505D permite um controle de ganho através da mudança da voltagem aceleradora do fotocatodo.

No intervalo de 2 kV a 9kV para a voltagem do fotocatodo proporciona um ganho de 1 a 1500.

Uma característica do OMA que torna o seu uso bastante atraente para o presente experimento é a possibilidade do detetor poder operar no modo "gate". Nesse caso, através de uma chave comutadora no detetor, o modo "gate" pode ser selecionado e o intensificador fica normalmente desligado e é acionado através de um pulso quadrado negativo para o qual existe uma entrada no detetor. Esse pulso de alta voltagem funciona então como uma janela focalizando o evento luminoso apenas no intervalo de duração do pulso.

Para manter o foco do intensificador no modo "gate", o pulso deve ser plano com uma rápida subida e descida . A duração desse pulso pode ser de 10 ns a 2 ms.

No presente experimento foi utilizado um pulso quadrado de 1250 Volts negativo, com duração de $\sim 5\mu s$, sincronizado com o início da descarga principal.

Um cuidado especial que deve ser tomado para que o pulso de alta voltagem não interfira no pré-amplificador e no vídeo processador do console, é que o vidicon não esteja executando a leitura do sinal através do feixe eletrônico.

Para isso, o pulso do "gate" deve ser enviado durante o retraço do feixe eletrônico, o que pode ser realizado efetuando-se o sincronismo entre o console do OMA e o disparo do TC-I.

O alvo do detetor é constituído por um conjunto de microfotodiodos em um arranjo bidimensional (junção PN), conforme mostrado na Fig.V.7

Fig.V.7 - Detetor do OMA

Dependendo da intensidade da luz podem ser necessárias várias varreduras de 32.8 ms (tempo de uma varredura) para que o sinal seja completamente lido. Pode então surgir um efeito conhecido como "target lag", que resulta num aumento do tempo de resposta às mudanças nos níveis dos sinais. Este efeito torna difícil a eliminação de sinais que entraram no detetor instantes antes do início da acumulação na memória. Uma forma de se eliminar

esse efeito é utilizando o intensificador do detetor no modo "gate".

Detalhes pormenorizados da descrição e funcionamento do OMA utilizado nesse experimento podem ser encontrado na referência [54].

V.4 - ESPECTROSCOPIA

O estudo espectroscópico do sistema foi realizado com a utilização de dois espectrômetros operando na região do visível.

Uma fotomultiplicadora RCA 31034 foi acoplada a um espectrômetro Jarrell Ash de 1.0 m de distância focal, com uma rede de 500 linhas/mm modelo 78-466 com sistema Czerny -Turner. O outro espectrômetro, um SPEX de 75 cm de distância focal, com uma rede de difração de 1200 linhas/mm estava acoplada ao Analisador Ótico Multicanal (OMA), cuja descrição foi fornecida na seção precedente.

O arranjo ótico do sistema OMA - Espectrômetro foi feito utilizando-se uma lente convexa de 50 cm de distância focal de modo que tivesse o foco no centro do tubo de vácuo. O feixe paralelo que emerge dessa lente em direção à fenda de entrada do espectrômetro passa por uma segunda lente cilíndrica de 4 cm de distância focal colocada de modo que o seu foco coincida com a fenda de entrada. Dessa forma, uma boa intensidade de luz chegava à rede de difração do espectrômetro e era desviado para o detetor do OMA. A abertura da fenda de entrada foi da ordem de 5 a 10 μm .

O conjunto espectrômetro/fotomultiplicadora utilizou o seguinte arranjo ótico para detecção da linha selecionada no caso do plasma de hélio: foi utilizado um cabo de fibra ótica para a transmissão da luz até um sistema de duas lentes, uma convexa e uma cilíndrica. Esse espectrômetro foi utilizado para se ter a evolução temporal de uma linha, no caso, foi detectada a linha de uma impureza, a do CV ($\lambda = 4647 \text{ \AA}$). A Fig.V.8.a mostra o esquema experimental desse arranjo. Verificou-se que havia uma grande perda na intensidade da luz nesse arranjo, principalmente no acoplamento das lentes com o cabo ótico.

Fig.V.8.a - Arranjo Ótico para Espectroscopia (operação com hélio)

Nas operações com hidrogênio, substituiu-se por uma bancada constituída de um espelho, duas lentes convexas (a mais próxima do plasma com 50 cm de distância focal e a outra com foco na fenda do espectrômetro com 10 cm de distância focal), conforme mostra a Fig. V.8.b. A abertura da fenda de entrada foi aproximadamente 100 μm .

Fig.V.8.b - Arranjo Ótico para Espectroscopia no caso do hidrogênio

CAPITULO VI

APRESENTAÇÃO DOS DADOS E ANÁLISE DOS RESULTADOS

Neste capítulo, em virtude da grande quantidade de diagnósticos realizados com dois gases distintos, para variadas pressões, a apresentação do trabalho será dividida em duas partes, de acordo com os dois tipos de gases. Cada parte será constituída de sub-ítems de acordo com os diagnósticos utilizados.

VI.1 - OPERAÇÃO COM GÁS HÉLIO

VI.1.1- OTIMIZAÇÃO DO SISTEMA

Na fase preliminar de operação da máquina, utilizou-se o gás hélio, com uma pressão de base de 6×10^{-7} Torr e uma pressão ótima de 10mTorr. Nesta fase, foi realizado um trabalho de otimização do sistema para pressão de operação com a utilização dos seguintes sistemas de diagnósticos óticos: fotomultiplicadora acoplada ao espectrômetro Jarrell Ash (nessa fase o OMA ainda não se encontrava operacional), sistema simples de um fotodiodo e Imacon. Esses sistemas foram acompanhados por diagnósticos de sondas magnéticas externas, interna (nessa fase, apenas uma sonda), e copo de Faraday de um canal.

Foram realizadas descargas para diferentes pressões tendo sido obtido um máximo de intensidade de todos os sistemas de diagnósticos em 10 mTorr [83].

As Fig.VI.1.a,b,c,d mostram a seqüência temporal das descargas efetuadas nessa fase, com a utilização de sondas magnéticas externas : de uma espira (a), local (b), interna (c) e bobina Rogowski (d).

t_1 = polarização

t_2 = pré-ionização

(a) t_3 = crowbar da pré

(b) ionização

t_4 = principal

Escala: 20 μ B/cm

1div

Escala Hor.: 10 μ s/div.

(c)

1div

10 μ s/div

(d)

Fig.VI.1 -Seqüência Temporal das descargas obtidas com:

a- sonda magnética externa de uma volta; b- sonda magnética local;

c- sonda magnética interna; d- bobina Rogowski

Nessa fase do trabalho, utilizou-se uma tensão de 24 kV no banco principal resultando em um campo magnético máximo de 3.9kGauss, e um campo de polarização máximo de ~ 0.7 kGauss.

Observa-se ainda que as oscilações da descarga de pré-ionização foram interrompidas após 2 oscilações, através da chave crowbar e o início da descarga principal só se inicia ~ 4.8 μ s após, quando o campo de polarização é máximo.

Um dos critérios utilizados para se determinar em que instante deveria ser acionado a chave crowbar e em que instante deveria ser descarregado o banco principal foi baseado na intensidade da linha do HeII (4686 Å). As Fig.VI.2.a,b mostram o efeito que o intervalo de tempo entre a descarga do pré-aquecimento e a descarga do banco principal pode causar na intensidade da linha.

(a) Traço Sup.: linha HeII

(b) Traço Sup.: linha HeII

Traço Inf: sonda magn. interna

Traço Inf.:sonda int.

Fig. VI.2 - Efeito da temporização das descargas de pré-aquecimento e principal sobre a emissão de HeII.

Observa-se que quando o intervalo de tempo entre as referidas descargas é muito longo (Fig.VI.2.a), praticamente não há emissão da linha do HeII na primeira compressão, ocorrendo apenas na segunda compressão. No caso b, em que o intervalo de tempo é bem menor ($8\mu s$), a emissão mais intensa já ocorre na primeira compressão.

Um fator que também tem um papel importante na formação da CCR é a pressão de base [84], conforme se verificou quando se utilizou duas pressões de base diferentes. Para uma pressão de base ruim, $\sim 6 \times 10^{-5}$ Torr, os sinais do fotodiodo, bem como da linha HeII apresentaram as suas intensidades bastante diminuídas, como se pode ver nas Figuras (VI.3-a) e (VI.3-b). Esses dados podem ser comparados com os sinais obtidos com os mesmos sistemas de diagnósticos, quando se tem uma boa pressão de base: 7×10^{-7} Torr (Figs. VI.3.c e VI.3.d).

1cm Escala: $20 \mu s/cm$

(a) Sup.: Fotodiodo

Inf.: sonda mag.

1div Escala: $10 \mu s/div$

(b) Sup.: HeII (4686 Å)

Inf.: sonda mag.

Fig.VI.3.a,b - Efeito da Pressão de base para $P = 6 \times 10^{-5}$ Torr.

$t_1 \leftarrow \Delta t \rightarrow t_2 \quad \Delta t = 40 \mu s$
 t_1 : início da polarização
 t_2 : descarga principal

(c)

Fotodiodo

Escala : 10 μs /div.

(d)

HeII (4686 Å)

Escala: 10 μs /div

Fig.VI.3.c,d - Efeito da Pressão de Base para $P = 7 \times 10^{-7}$ Torr

As medidas realizadas com diferentes sistemas de diagnósticos em diferentes pressões de operação do gás concordaram quanto à pressão de trabalho (10 mTorr) que forneceu a maior intensidade dos sinais obtidos com a fotomultiplicadora, fotodiodo e copo de Faraday. As Figuras VI.4 a,b,c, mostram as curvas da intensidade em função da pressão de operação. Este dado é relevante, pois as medidas com o copo de Faraday, que é uma sonda elétrica externa, mostram que o plasma que escapa da região de confinamento tem uma conexão direta com o plasma confinado no interior da região de campos magnéticos fechados, isto é, isolado da região de campos magnéticos abertos.

Fig.VI.4 - (a) fotomultiplicadora; (b) fotodiodo; (c) Copo de Faraday

As fotografias ultra-rápidas obtidas com a Imacon no modo streak confirmaram os dados acima. As seqüências de fotografias abaixo (Fig.VI.5) mostram a dinâmica da implosão para diferentes pressões do gás : a) 4 mTorr; b) 10 mTorr; c) 20 mTorr; d) 30 mTorr.

As setas indicam o início da descarga do banco principal.

(a) $P = 4$ mTorr

Escala: $5\mu\text{s}/\text{cm}$

(b) $P = 10$ mTorr

Escala: $5\mu\text{s}/\text{cm}$

(c) $P = 20$ mTorr

Escala: $5\mu\text{s}/\text{cm}$

(d) $P = 30$ mTorr

escala: $5\mu\text{s}/\text{cm}$

Fig.VI.5 - Fotografias obtidas com a IMACON para as pressões:

a- 4mTorr; b- 10 mTorr; c- 20 mTorr; d- 30 mTorr

Analisando-se as fotos, verifica-se que a pressões muito baixas (4 mTorr), a implosão é muito rápida ocorrendo em $0.8 \mu\text{s}$ e o diâmetro do plasma é pequeno ($\sim 1.5 \text{ cm}$). Para uma pressão de 20mTorr, a implosão levou um tempo bem maior, $\sim 3.6 \mu\text{s}$ e o raio do plasma obtido foi de $\sim 4 \text{ cm}$.

Finalmente, determinada a pressão ótima de operação do gás, foi estimada a temperatura iônica do plasma através do alargamento Doppler da linha do HeII ($4686 \text{ \AA}$). Nesta fase, como já foi mencionado, o OMA não estava em operação, de modo que a determinação da temperatura foi bem mais trabalhosa.

O sinal detectado pela fotomultiplicadora era enviado a um osciloscópio e fotografado através de uma câmera Polaroid. Foi realizada uma varredura de $0.5 \text{ \AA}$ em $0.5 \text{ \AA}$ em torno da linha central até $\pm 2 \text{ \AA}$ e registrados os sinais para esses comprimentos de onda. Foi então medida a intensidade desses sinais no instante $t = 4 \mu\text{s}$ e a curva obtida está ilustrada na Fig. VI.6.

Fig. VI.6 - Curva de Alargamento Doppler da linha do HeII ($4686 \text{ \AA}$)

A largura medida à meia altura forneceu uma temperatura iônica de 70 eV. Na segunda etapa do trabalho, onde se introduziu algumas modificações no que se refere aos parâmetros de operação da máquina, a temperatura obtida foi aproximadamente a mesma para uma pressão de 18 mTorr.

No entanto, o mapeamento do campo magnético realizado com sonda magnética interna múltipla (12 canais radiais) na primeira etapa dos trabalhos mostrou um dado revelador sobre a formação da CCR. Praticamente, não havia a formação da configuração de campo reverso, como se pode observar na Fig VI.7. O campo magnético principal invertido só persiste em torno de $1\mu s$, indicando uma rápida destruição da configuração desejada.

Fig.VI.7 - Mapeamento do Campo Magnético $B_z(r,t)$ para $z=0$

Foi então realizada uma nova otimização do sistema levando-se em conta principalmente dois fatores: obter uma máxima eficiência na pré-ionização e sincronizar as descargas do crow-bar do pré-aquecimento com a o banco principal de modo que ocorressem simultaneamente. Além disso, foi sendo aumentada a tensão do banco de polarização até o valor atualmente utilizado de 1.2 kGauss. A verificação dos novos parâmetros de operação a serem utilizados foi baseado nos sinais da sonda interna e de fluxo excluído.

Após determinado os parâmetros de operação da máquina, foi novamente realizada uma varredura para a pressão de operação do gás, tendo sido determinada uma pressão ótima de ~ 18 mTorr. Nesta fase do trabalho, a pressão de trabalho era lida num medidor linear e convertida em mTorr através da curva de calibração.

A formação da CCR pôde ser verificada através das sondas de fluxo excluído as quais permitem a determinação do raio da separatriz. A Fig. VI.8 mostra a evolução temporal do raio da separatriz a partir do instante que é aplicado o banco principal.

Fig.VI.8 - Evolução Temporal do raio da separatriz.

VI.1.2 - RESULTADOS OBTIDOS COM A IMACON

Nesta seção serão apresentados os resultados mais relevantes obtidos com o dispositivo denominado IMACON que permite obter fotografias ultra-rápidas de eventos luminosos.

Os diagnósticos realizados com a IMACON permitem analisar a dinâmica do plasma bem como o aparecimento de instabilidades de forma imediata. A câmera é acionada através de um pulso sincronizado com o início da descarga principal. O plasma foi fotografado no modo "framing" com a IMACON instalada na extremidade da máquina, operando na velocidade de 2×10^6 quadros/s.

No caso do hélio, a implosão do plasma se completa em $3 \mu\text{s}$ conforme se observa pela Figura VI.9.a, operando na pressão de 2.8 mTorr. Verifica-se que após a compressão, o plasma mantém o modo rotacional $n=1$ e através das fotografias da IMACON não é possível detectar o fluxo aprisionado na região central da configuração.

Fig. VI.9.a - Fotografia obtida pela IMACON para 2.8 mTorr.

Para pressões maiores, como por exemplo 18 mTorr, as fotografias mostram um comportamento praticamente sem alterações, o que não ocorre no caso do hidrogênio, quando se varia a pressão, conforme será verificado na seção subsequente.

Fig.VI.9.b - Fotografia obtida pela IMACON para 18 mTorr.

VI.1.3 - RESULTADOS OBTIDOS COM SISTEMA DE FOTODIODOS

Nesta fase, os sinais detectados pelos fotodiodos eram enviados aos osciloscópios e registrados em filmes polaróides.

A Fig.VI.10 mostra sinais típicos de dois fotodiodos deslocados angularmente de 45° , para uma pressão de operação de 2.8 mTorr.

Fig. VI.10: Sinais dos Fotodiodos Deslocados de 45°

Verificou-se que praticamente não há defasagem entre os dois sinais, o que indica um modo rotacional $n=0$, que em parte pode ser corroborado pelas fotografias obtidas pela IMACON, que mostra plasmas perfeitamente circulares durante a implosão.

Além disso, o sinal do fotodiodo foi utilizado para a estimativa da densidade e temperatura eletrônica, através das equações (V.5a) e (V.5b), e dos sinais de fluxo excluído

Os dados obtidos nas operações com gás hélio são todos sem a aplicação da chave crow-bar e as eq.(V.5a) e (V.5b) que permitiriam a determinação da densidade e temperatura eletrônica não são aplicáveis, pois se referem ao equilíbrio.

No entanto, pode-se estimar a densidade e temperatura eletrônica ao final da implosão, uma situação próxima ao equilíbrio, quando o valor de β atinge um valor próximo a 1.

Do curva do raio da separatriz obtida para pressão de 18 mTorr (Fig.VI.8) temos que ao final da implosão $r_s \sim 2.2$ cm. O valor de β determinado através da eq.(IV.4) nesse instante é 0.95.

Aplicando-se a eq.(IV.5.b),temos:

$$\langle T \rangle = \frac{\langle \beta \rangle B_{ext}^2}{2\mu_0 nk} = \frac{2.68 \times 10^{27}}{n_e} \quad [MKS] \quad (VI.1)$$

com $B_{ext} = 0.31$ T

Resultados anteriores de outras máquinas [61,68] têm mostrado que no equilíbrio $T_e \sim T_i$. Supondo portanto que $T_e = 70$ eV, pode-se determinar a constante de calibração a partir da eq.(IV.5.a). A intensidade do fotodiodo foi tomada experimentalmente da descarga correspondente e como está em unidades arbitrárias, foi tomado como sendo igual a 1. Estes valores introduzidos na equação.abaixo, fornece:

$$C = \frac{I_{foto}}{n_e^2 r_s T^{1/2} z^2} = 1.2 \times 10^{-45} \quad [MKS] \quad (VI.2)$$

A temperatura fornecida por VI.1 e VI.2 é expressa por:

$$\langle T \rangle^{3/2} = 3.45 \times 10^{10} \quad (r_s/I_{\text{foto}}) \quad (\text{VI.3})$$

Finalmente obtém-se os valores de T_e e n_e :

$$T_e = 71.7 \text{ eV}$$

$$n_e = 3.2 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$$

Esses resultados mostram que o método é válido, pois a ordem de grandeza corresponde aos valores esperados de acordo com os parâmetros de máquinas similares.

VI.1.4 - RESULTADOS OBTIDOS DA ESPECTROSCOPIA

Foram realizadas descargas para diferentes pressões de operação do gás. Os resultados espectroscópicos que serão apresentados a partir dessa seção foram obtidos com a utilização do OMA para a determinação do alargamento Doppler e com a fotomultiplicadora para a observação da evolução temporal da linha.

A tabela abaixo mostra as temperaturas iônicas obtidas através do alargamento Doppler da linha de HeII (4684 Å) e da linha do OII (4699 Å).

TABELA VI.1

Pressão (mTorr)	T_i (eV)	T_i (eV)
	HeII	OII
3.8	135	157
5.2	180	164
8.0	124	153
13.0	155	148
13.0	94	--
18.0	81	--
18.0	78	120
18.0	73	126

A partir da análise da tabela VI.1 podemos concluir que a temperatura média determinada a partir da linha do HeII é ~ 40 % menor do que a determinada com a linha de OII para a pressão de 18mtorr. Para as demais pressões, a diferença foi menor que 20%.

Foram realizadas descargas variando-se a tensão no banco de polarização, mantendo-se uma pressão fixa de 18mTorr. Verificou-se um aumento significativo na intensidade das linhas do espectro com a diminuição do campo de polarização. A linha do HeII apareceu saturada e as demais linhas de impurezas apareceram com intensidade bem maior, conforme mencionado no capítulo IV e ilustrado na Fig. IV.7.

As várias descargas efetuadas nas mesmas condições

reproduziram o mesmo resultado. Com a impossibilidade de se determinar a temperatura iônica através da linha do HeII devido à saturação do sinal, foi utilizada a linha do OII (4699 Å). Os resultados obtidos estão contidos na tabela VI-2

TABELA VI-2

TENSÃO DE POLARIZAÇÃO (kV)	PRESSÃO (mTorr)	T_i (eV)
5.0	18	95
5.0	18	117
5.0	18	95
7.4	18	105
9.0	18	156

Um fator importante observado é que a tensão de polarização afeta o plasma durante a formação da configuração de campo reverso, aumentando significativamente a densidade de emissores quando se usa uma tensão de polarização mais baixa. No entanto, a temperatura iônica não é afetada por esse fator.

A linha do CIII (4647 Å) foi detectada pela fotomultiplicadora acoplada ao espectrômetro Jarrel Ash com um sistema coletor de fibra ótica, que embora provocasse grande perda da intensidade da luz, ainda permitia acompanhar a evolução temporal da linha monitorada por uma sonda magnética local.

Para pressões mais baixas (2 a 5mTorr) a intensidade da linha na primeira compressão foi maior que na segunda (Fig.VI.11.a) e à medida que se aumentava a pressão até o máximo valor utilizado (18 mTorr) houve uma inversão na amplitude dos sinais (Fig.VI.11.b), para esta pressão ocorrendo os dois casos citados no capítulo IV. Quando a linha do HeII apresentava-se normal, a linha do CIII estava presente apenas nas duas primeiras compressões com sinais de amplitude aproximadamente iguais com ligeira vantagem para o segundo sinal. Para as descargas em que ocorreram o aparecimento de uma componente na cauda da linha central de HeII, a linha do CIII na primeira compressão apresentava uma intensidade visivelmente mais baixa que na segunda compressão. Nesse caso, a linha persistiu por vários ciclos, sempre alternando as intensidades altas e baixas. Este fato pode ser observado nas fotos apresentadas anteriormente no Cap.IV. (Fig.IV.6.a,b).

Fig.VI.11 - Linha do CIII para: (a) $P = 2.8$ mTorr (b) $P = 18$ mTorr

VI.2 - OPERAÇÃO COM GÁS HIDROGÊNIO

VI.2.1 - OTIMIZAÇÃO DO SISTEMA

Nas operações com gás hidrogênio, manteve-se a mesma seqüência temporal das descargas utilizadas para o gás hélio.

Houve pequenas alterações no sistema quanto ao comprimento dos cabos de alta tensão usados na linha de transmissão dos bancos de capacitores ao solenóide. Os comprimentos desses cabos foram reduzidos à metade a fim de reduzir a impedância do sistema e reduzir o tempo de subida do campo principal. Com isso, o tempo de subida diminuiu ligeiramente passando a $4\mu s$.

VI.2.2 - RESULTADOS OBTIDOS COM A IMACON

Nesta seção serão apresentados os resultados mais relevantes obtidos com o dispositivo IMACON, da mesma forma que foi utilizada nas operações com hélio.

Neste caso, foram realizadas descargas para diferentes pressões, verificando-se modos rotacionais maiores que $n=2$, sobretudo $n=4$ dentro de uma faixa de pressão. Este fato é particularmente interessante pois não tem sido registrado ocorrência semelhante em outras máquinas similares. Além disso, estes modos são estáveis por aproximadamente $2\mu s$. Para pressões baixas, em torno de 3 mTorr, a configuração apresentada foi a de

modo rotacional $n=0$ ou $n=1$, isto é, de secção circular. As Figs.VI.12 a,b,c,d mostram a dinâmica da implosão para as diferentes pressões do gás.

(a) $(2 \times 10^6 \text{ quadros/s})$
 $P = 3.3 \text{ mTorr}$

(b)
 $P = 5.6 \text{ mTorr}$

(c) $(2 \times 10^6 \text{ quadros/s})$
 $P = 10 \text{ mTorr}$

(d)
 $P = 35 \text{ mTorr}$

Fig.VI.12 - Fotografias obtidas com a IMACON

Outro fator, além da pressão, que parece determinar a formação de modos rotacionais $n=4$ é a sequência temporal das descargas dos bancos [85]. Uma descarga ocasional com uma sequência diferente da usual, mostrou que não havia ocorrência de modos rotacionais mais altos. As Figs. VI.13.a,b, mostram duas descargas distintas monitoradas com sonda magnética para uma mesma pressão do gás (5.6 mTorr), verificando-se duas configurações diferentes durante a implosão.

Escalas: 10 μ s/cm

2×10^6 quadros/s

Fig.VI.13.a,b - Fotos com IMACON para duas descargas distintas à mesma pressão (5.6 mTorr)

Esse fenômeno ainda não é bem entendido e merece um estudo a parte, sendo portanto assunto de um trabalho posterior, onde será usado a chave crowbar no banco principal e será possível a análise do equilíbrio dessas configurações.

Este trabalho dará ênfase à fase de formação da CCR para baixas pressões no caso do hidrogênio.

Nas descargas realizadas para diferentes pressões do gás, verificou-se que para a pressão mais baixa de 3.3 mTorr há a formação da configuração de campo reverso que se mantém durante o tempo de subida do campo principal com o modo rotacional estável de seção circular (Fig. VI.12.a). Um ligeiro aumento na pressão do gás, a partir de 5 mTorr já se observa a formação de modos rotacionais $n=4$ e persiste até em pressões bastante altas, como a da Fig. VI.12.d que operou com o gás a 35 mTorr . Um caso particularmente interessante (em 10 mTorr) foi aquele em que após a formação do modo rotacional $n=4$, a configuração retorna ao modo $n=2$ para em seguida reassumir o modo $n=4$ com a ocorrência de uma rotação de 44° nesse processo que leva $\sim 1\mu s$. A velocidade angular do plasma estimada a partir desse dado foi de 7.7×10^5 rad/s.

Foi realizado também um estudo das influências das sondas internas localizada em diferentes posições do plasma para uma pressão fixa de 3 mTorr, concomitantemente com os estudos espectroscópicos apresentados na seção precedente. A influência da sonda interna é claramente notada nas Fig. VI.14-a,b . No primeiro caso, a sonda interna foi instalada em $z = 0.4$ cm , onde z é a

posição axial com origem no centro do solenóide e se verificou a rápida destruição da CCR, em menos de $1\mu s$ após a compressão máxima não há mais campo reverso. Na Fig.VI.14-b, a sonda foi retirada do tubo, e a configuração perdura por $\sim 2.5\mu s$ após a implosão. Cumpre novamente ressaltar que uma maior durabilidade da configuração só é obtida com a aplicação da chave crowbar.

(a)

Esc.: 2×10^6 quadros/s

(b)

Esc.: 2×10^6 quadros/s

Fig.VI.14 - Fotos obtidas com IMACON : a - Com sonda interna

b - Sem sonda interna

A partir das medidas com a IMACON é possível ainda estimar o raio da separatriz, pois no início da descarga principal, o contorno luminoso está na borda do tubo. O raio da separatriz estimada por este método foi de 2.2 cm.

VI.2.3 - RESULTADOS OBTIDOS COM SISTEMA DE FOTODIODOS

Nesta fase, os sinais dos fotodiodos foram detectados através do sistema de aquisição de dados. A defasagem observada nos sinais (Fig.VI.15) dos dois fotodiodos deslocados de 45° corresponde a uma rotação de $9.0 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$ do plasma.

Fig. VI.15 - Sinais de 2 fotodiodos deslocados de 45°

Semelhantemente ao caso anterior, foi determinada a temperatura e densidade eletrônica a partir da intensidade dos sinais dos fotodiodos. As Fig.VI.16.a,b,c mostram as evoluções temporais do raio da separatriz, da temperatura e densidade respectivamente no equilíbrio. Os dados aqui apresentados foram obtidos com a utilização da chave "crowbar" do banco principal, extraídos de um trabalho posterior a ser publicado [86].

Fig.VI.16.a - Evolução Temporal do Raio da Separatriz, após o instante de Lift-Off

Fig.VI.16.b: T_e obtidos pelas medidas de fotodiodo e r_s

Fig.VI.16.c: Evolução Temporal da Densidade Eletrônica

VI.2.4 - RESULTADOS OBTIDOS DA ESPECTROSCOPIA

VI.2.4.1 - TEMPERATURA IÔNICA DE BORDA

Foi realizada uma varredura para diferentes pressões de operação do gás. A linha H_{α} foi detectada através do OMA para determinar a temperatura de borda do plasma. As temperaturas obtidas em função da pressão estão representadas no gráfico da Fig.VI.17.

Fig. VI.17 - Temperatura de borda do plasma em função da pressão

As barras verticais de erro apresentadas no gráfico da Fig.VI.15 foram determinadas a partir dos valores médios de temperaturas obtidas de 3 ou 4 descargas em condições idênticas. Elas representam o desvio médio. As barras horizontais representam a flutuação nos valores da pressão, pois era bastante difícil manter a mesma pressão do gás nas várias descargas. pois a válvula borboleta da bomba difusora, posteriormente substituída por uma válvula pneumática, não vedava completamente o sistema. Além disso, a cada disparo, o sistema era novamente submetido a uma limpeza com a bomba difusora até atingir a pressão de base inicial, sendo necessário a cada disparo regular a pressão do gás.

Estas medições foram realizadas sem a presença de corpos dentro do plasma, tais como sondas magnéticas internas.

VI.2.4.2 - PERTURBAÇÃO DA SONDA

Como se sabe, em plasmas com altas densidades e temperaturas, a presença de uma sonda no seu interior pode provocar perturbações, principalmente devido à liberação de impurezas do material que envolve a sonda [55,78,87,88]. O desprendimento dessas impurezas produz um resfriamento local, aumentando a resistividade do plasma, ocasionando a difusão do campo magnético local, com a consequente distorção da configuração.

A observação experimental da influência da sonda interna foi realizada através das medidas espectroscópicas das linhas de impurezas com a presença da sonda em diferentes posições axiais.

Antes da apresentação desses resultados, será feita uma análise da perturbação e uma estimativa do tempo de confiabilidade de uma medida realizada com a sonda interna.

Nesta análise será considerado um plasma desmagnetizado, em equilíbrio, no qual é introduzido um sólido dielétrico. Na interface plasma-sólido desenvolve-se uma camada cuja dimensão é aproximadamente o comprimento de Debye, e cujo potencial decai negativamente em direção à superfície do sólido [89,90]. Como os íons são acelerados na camada em que elétrons menos energéticos são refletidos, estabelece-se um fluxo igual entre essas duas espécies na superfície sólida. Considerando a situação de equilíbrio, $T_i = T_e$, o fluxo de energia incidente por unidade de tempo é dado por [88]:

$$P = \frac{n_i}{4} \frac{\sqrt{3}}{m_i} (k_B T)^{3/2} \ln \left(0.658 (m_i/m_e) \right) \quad (VI.4)$$

[W/m²]

onde: n_i é a densidade de íons e T a temperatura em °K.

Pode-se então determinar a temperatura na superfície sólida resolvendo a equação de difusão térmica:

$$\frac{\partial T'}{\partial t} = \frac{K}{\rho c_m} \frac{\partial^2 T'}{\partial x^2} \quad (VI.5)$$

onde: ρ , c_m e K são respectivamente a densidade, calor específico e coeficiente de condutividade térmica do material sólido. Utilizando as condições de contorno apropriadas:

$$T' = 0 \text{ para } t=0, \quad \left(\frac{\partial T'}{\partial x} \right)_{x=0} = -P \quad (VI.6)$$

A solução da equação é dada por [91]:

$$T'(x,t) = \frac{P}{K} \left(2 \left(\frac{D_T t}{\pi} \right)^{1/2} \exp \left(-\frac{x^2}{4 D_T t} \right) - \text{xerfc} \left(\frac{x}{2 (D_T t)^{1/2}} \right) \right) \quad (VI.7)$$

onde $D_T = K/c_m \rho$ é a difusividade e $\text{erfc}(x/2(D_T t)^{1/2})$ é a função erro complementar

Portanto, o tempo em que se pode confiar na medida de uma sonda é dada por:

$$t_s = \frac{\pi c_m \rho k T_B^2}{4 P^2} \quad (\text{VI.8})$$

onde T_B é a temperatura de fusão do material da sonda

Conhecendo-se os valores característicos do material da sonda, no caso um tubo de pyrex, pode-se estimar o tempo de confiabilidade da medida. A estimativa foi realizada tomando-se os valores de $c_m = 0.26 \text{ cal /g}^\circ\text{C}$, $k = 0.07 \text{ cal/seg cm}^\circ\text{C}$, $\rho = 2.2 \text{ g/cm}^3$ e $T_B = 1600^\circ\text{C}$ do quartzo, pois não foi encontrado na literatura os valores para o pyrex. Portanto, para o hélio, com os valores de $T = 72 \text{ eV}$ e $n = 3.2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, o tempo de credibilidade é igual a $1.96 \mu\text{s}$. Para o hidrogênio, com os valores de $T = 160 \text{ eV}$ e $n = 2.1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, o tempo estimado é de $\sim 1.2 \mu\text{s}$.

A seguir, serão apresentados os resultados obtidos com o sistema submetido a perturbação de sondas magnéticas internas em posições distintas dentro do plasma e a temperatura do centro do plasma obtido através das linhas de impurezas tais como CIII ($4647\text{\AA}$), CIV ($4658\text{\AA}$) e SiIV($4631\text{\AA}$). Todas as descargas foram realizadas para uma pressão de $\sim 3.3\text{mTorr}$.

A TABELA VI.3 apresenta as temperaturas obtidas para s diferentes posições da sonda magnética interna (sonda múltipla

contendo 12 canais radiais).

TABELA VI.3

POSIÇÃO DA SONDA INTERNA z (cm)					
0.4		1.0		fora do espelho	
T_i (eV)	Linha	T_i (eV)	Linha	T_i (eV)	Linha
253	SiIV	312	CIV	432	CIV
223	OII	386	CIII	538	CIII
139	NIII	299	CIII	235	NIII
153	NII	132	NII	210	NII

Como se pode verificar, a temperatura do plasma é bastante afetada pela presença da sonda interna, que provoca o resfriamento local do plasma. Com o resfriamento, a resistividade local aumenta, havendo a difusão do campo e destruindo a sua configuração. Este fato é confirmado por outros diagnósticos tais como as fotografias obtidas com a IMACON apresentadas na seção VI.2.2.

Além disso, a presença da sonda altera o espectro das linhas produzindo um grande número de linhas de impurezas, havendo a superposição de várias delas, conforme foi observado na Fig.IV.10.a e comparado com a Fig.IV.10. b onde a ausência da sonda produz um espectro bem mais limpo.

Quando a sonda é colocada exatamente no centro, a

influência desta é tão significativa que impossibilita a medida correta da temperatura, pois a superposição de várias linhas de impurezas mascara uma determinada linha e esta aparece excessivamente alargada, ou então, quando a linha se apresenta isolada é excessivamente estreita.

Estas implicações observadas quando um corpo está presente dentro do plasma é um fator relevante e deve ser levado em conta quando se utiliza sondas internas para diagnósticos do plasma, pois estas perturbam de modo significativo o sistema em medição.

Outro fato interessante observado foi a discrepância entre os valores obtidos com as linhas de carbono cujos potenciais de ionização (PI) são mais altos [92] (CIV com PI = 64.5 eV e CIII com PI=47.9 eV) que os das outras linhas (NII com PI = 29.6 eV , NIII com PI = 47.4 eV, OII com PI= 35.4 eV e SiIV com PI=45.1 eV).

VI.3 - COMPARAÇÃO DOS RESULTADOS COM O MODELO ANALÍTICO

As leis semi-empíricas da seção III.1 podem ser usadas para prever analiticamente os parâmetros do equilíbrio CCR logo após a formação.

Inicialmente se calcula B_* através da eq.(III.2) para os seguintes parâmetros da máquina, $r_c, r_l, E_\theta, p_o, A_i, B_c$ e B_{Lo} . Com este valor se determina o campo de polarização no lift-off $G_{Lo} = B_{Lo}/B_*$

Em geral, para se obter auto-consistentemente E_θ, B_p , e

B_c usa-se uma equação do circuito elétrico que inclui bobinas e parâmetros do banco.

A temperatura total do equilíbrio CCR pode ser obtida imediatamente através das eqs. (III.3 e III.10). Note-se que nestas equações as temperaturas eletrônica e iônica não podem ser determinadas separadamente. Mas, na maioria dos experimentos CCR, $T_e \sim T_i$ para $T \leq 200$ eV e T_e no intervalo de 100 a 200 eV, para $B_c \sim 5 - 10$ kGauss.

A Fig.VI.18 apresenta T/T_i em função de G_{L0} representado em linha cheia. As curvas tracejadas representam as contribuições individuais do aquecimento radial e do aquecimento combinado (resistivo + axial). Os símbolos [68] representam alguns dados experimentais, nos casos em que G_{L0} podem ser estimados.

Fig.VI.18 - Razão entre as Temperaturas T e T_i em função de G_{L0}

Verifica-se que os dados experimentais estão em boa concordância com a temperatura CCR calculada pela eq.(III.10).

Nota-se ainda que o parâmetro G_{L0} tem um papel fundamental no aquecimento CCR e só perde importância quando o campo de polarização é grande, para o qual $T \sim G_{L0}^{1.2}$ e $T_I \sim B_{L0}^{1.2}$.

A medida da retenção de fluxo ϕ_e/ϕ_{L0} foi realizada através das equações (III.7) e (III.8), reescritas abaixo:

$$f_\phi = r_1(m) P_o^{1/2} (mTorr)$$

e

$$\phi_e/\phi_{L0} = 1.1(\chi_s/\sqrt{2})^\varepsilon f_\phi$$

Tomando-se os valores fixos de $\chi_s = 0.40$ e $\varepsilon = 0.25$, foi obtido o fator de retenção do fluxo (curva em linha cheia) na Fig.VI.19. Os valores obtidos experimentalmente no TC-I e em outras máquinas estão representados por símbolos.

Fig.VI.19 - Medida da Retenção do Fluxo em Função da Pressão

Com a utilização das eqs.fornecidas no Cap.III e a introdução dos parâmetros da máquina, as previsões dos parâmetros do equilíbrio podem ser comparadas com os valores experimentais do TC-I e com os de outras máquinas.

Na TABELA VI.4 estão listados os valores experimentais de r_c , r_l , E_θ , P_o , A_l , B_c e B_{Lo} . A seguir vem os valores de B_* , G_c e G_L e finalmente os valores de T , n_m , χ_s e z_s calculados são comparados aos valores experimentais para diferentes máquinas

TABELA VI.4

MÁQUINA	TRX-2	FRX-C	LSM	TC-I
r_c (cm)	12.1	24.8	35.0	8.0
r_t (cm)	10.0	20.0	30.0	7.0
l_c (cm)	100	200	200	65
E_θ (kV/cm)	0.13	0.34	0.30	0.38
P_o (mTorr)	10	5	4	3.3
A_i	2	2	2	1
B_c (kG)	11	5	5	3.6
B_* (kG)	1.43	1.95	1.73	1.56
B_{Lo} (kG)	1.0	0.54	0.30	0.16
$G_c (B_c/B_*)$	7.7	2.6	2.9	2.3
G_{Lo}	0.70	0.28	0.17	0.096
T (eV)	550 (503)	418 (452)	440 (424)	382 (422)
$n_m (10^{15} \text{ cm}^{-3})$	5.5 (5.5)	1.5 (1.3)	1.4 (1.4)	2.9 (4.3)
χ_s	0.4 (0.4)	0.47 (0.47)	0.45 (0.45)	0.28 (0.24)

Os valores entre parêntesis ao lado dos valores experimentais foram obtidos do modelo analítico.

O valor experimental da temperatura final de implosão no TC-I foi obtida através da soma da temperatura iônica média calculada com as linhas de NII e NIII (222 eV) e da temperatura eletrônica no instante da aplicação do campo de crowbar (160 eV).

Comparando-se o desempenho do TC-I relativamente a outras máquinas mencionadas neste trabalho, verificou-se que o TC-I apresentou os valores de T/T_i ligeiramente mais altos (Fig.VI.18), o que resultou em maior perda de fluxo aprisionado, conforme pode ser observado na Fig.VI.19.

Com relação à TABELA VI.4, verifica-se que a pressão de operação no TC-I foi inferior a de outras máquinas, indicando que possivelmente uma pressão mais alta poderia resultar em uma CCR com maior retenção de fluxo. No entanto, verifica-se no TC-I, que com a aplicação de um campo magnético mais fraco, pode-se obter um aquecimento comparável aos das máquinas FRX-C e LSM, e uma densidade máxima bem superior.

CAPITULO VII

CONCLUSÃO E TRABALHOS FUTUROS

VII.1 - CONCLUSÕES e COMENTÁRIOS

Neste trabalho, pôde-se estudar a fase de implosão sob vários aspectos com a utilização diferentes sistemas de diagnósticos ópticos. Estas formas de diagnósticos são particularmente interessantes, pois as informações a respeito do plasma podem ser obtidas sem interferência sobre o mesmo.

Foi realizada uma otimização inicial do sistema quanto à pressão de operação, levando-se em conta os sinais dos diagnósticos ópticos e do copo de Faraday, tendo sido obtido em todos os casos um máximo de intensidade em 10 mTorr. Concluiu-se que esses parâmetros são insuficientes para definir uma condição de operação que determine a formação da configuração a campo reverso. O sistema de diagnóstico mais apropriado para esse fim é sem dúvida as sondas de fluxo excluído, as quais permitem a medida do diamagnetismo e do raio da separatriz. Uma otimização posterior foi realizada com esse diagnóstico, adicionado de uma sonda magnética interna, o que levou a alterações nos parâmetros de operação da máquina (tensão nos capacitores, temporização das descargas e pressão do gás).

Os dados obtidos com a IMACON permitiram

a observação da dinâmica da implosão do plasma, mostrando um comportamento bem distinto entre os dois gases utilizados.

Observou-se que no caso do hélio, qualquer que fosse a pressão do gás, a configuração do plasma sempre apresentava modo rotacional $n=1$, isto é, de seção circular, fato este coerente com os sinais dos fotodiodos que não apresentaram defasagem quando deslocados de 45° .

No caso do hidrogênio, esse sistema de diagnóstico apresentou um dado revelador. Dependendo das condições de operação do sistema, isto é, a partir de uma determinada pressão, em torno de 5mTorr, o plasma apresentou modos rotacionais superiores estáveis, particularmente a configuração quadrada, sem a utilização de um campo de multipolos, um fato inédito em máquinas similares.

Outro fator que produzia esse mesmo efeito era a temporização das descargas. Para uma mesma pressão, foi observada uma configuração de modos rotacionais superiores quando a descarga do banco principal ocorreu antes do tempo normal pré fixado. Mas este assunto requer um estudo mais cuidadoso e foi relegado a um trabalho posterior. Além disso esta técnica permitiu estimar o tempo de implosão e o raio da separatriz, que embora não fornecesse muita precisão, os valores ficaram próximos aos obtidos por sondas de fluxo excluído (em torno de 2cm).

As medidas realizadas com fotodiodos, juntamente com as de sonda de fluxo excluído permitiram realizar uma estimativa da

densidade e temperatura eletrônica, com a utilização das equações de equilíbrio de pressões e da teoria da radiação bremsstrahlung, tendo sido obtido valores da ordem de grandeza esperados. Além disso, no caso do hidrogênio foi possível detectar a rotação do plasma tendo sido obtido uma velocidade angular de $9 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$. Este valor apresenta uma diferença percentual de 14% em relação ao valor obtido com as fotografias da IMACON.

Comparando-se as temperaturas obtidas no plasma de hélio e plasma de hidrogênio, verificou-se que no segundo caso a temperatura iônica foi bem maior. Levando-se em conta que as energias aplicadas nos dois casos foram praticamente as mesmas o maior aquecimento no caso do hidrogênio se deve ao fato deste ser bem mais leve.

Nas operações com o gás hidrogênio foi observada a influência da presença de uma sonda magnética no interior do plasma. As medidas da temperatura iônica mostram o resfriamento local e perturbação produzida devido à evaporação do material que envolve a sonda, no caso uma jaqueta de pyrex. Consequentemente, foi observada uma emissão intensa de linhas de impurezas na presença da sonda, além da rápida destruição da configuração do campo reverso, mostrada pela IMACON. O cálculo estimado analiticamente do tempo de credibilidade da medida da sonda para o caso do hélio foi de $1.96 \mu\text{s}$ e para o hidrogênio de $1.2 \mu\text{s}$.

As restrições quanto a essas estimativas é que no cálculo foi suposto um fluxo incidente constante, o que não ocorre

na prática. Outro problema foi quanto aos valores dos parâmetros da jaqueta de pyrex, os quais não foram encontrados na literatura, tendo sido usado os valores para o quartzo. Na realidade o valor do tempo de credibilidade estimado para o pyrex deve ser menor.

Na prática, para o hélio foi observado através do mapeamento do campo magnético e das sondas de fluxo excluído, que num tempo de 1.5 a 2 μs após o instante de lift-off o fluxo é totalmente perdido. Para o hidrogênio, as fotografias obtidas com a IMACON mostra que em $\sim 1\mu\text{s}$ após a implosão a configuração reversa é desfeita, enquanto que sem a sonda, a configuração perdura por 4.5 μs desde o início da implosão, ou seja mantém a configuração por 2.5 a 3 μs após a compressão máxima.

A temperatura total de implosão obtida analiticamente através do modelo semi-empírico se aproximou bastante do resultado experimental no caso do hélio desde que se tomasse a temperatura eletrônica estimada no Cap. VI.1.3. Já no caso do hidrogênio, tomando -se a temperatura eletrônica calculada no Cap VI.2.3, e a temperatura iônica obtida através das linhas do NII e NIII, os resultados são satisfatórios. As temperaturas iônicas determinadas por outras linhas de impurezas, de potencial de ionização mais altos, como o SiIV, CIII e CIV, foram bem mais altos, produzindo um resultado discrepante em relação ao do modelo analítico.

Este fato têm ocorrido em outros trabalhos [93], onde a temperatura iônica obtida pelo alargamento Doppler da linha do CIV

é duas ou mais vezes maior do que a obtida do balanço de pressão e espalhamento Thomson. Após um tempo comparável ao tempo de relaxação íon-íon, as duas temperaturas tendem ao mesmo valor, exceto para condições de pressão mais baixa ($\sim 2\text{mTorr}$). No caso do T.C.-I, a pressão estudada em maiores detalhes foi de 3.3mTorr , uma pressão baixa, onde estaria ocorrendo um fenômeno semelhante. De fato, também no TC-I, a temperatura obtida pelo CIII ou CIV é aproximadamente duas vezes maior ou até mais. Uma explicação provável para os altos valores iniciais de T_i do CIV seria devido ao movimento convectivo gerado pela implosão. A discrepância entre os valores esperados e o valor experimental é que algum mecanismo de aquecimento aquece de forma mais eficiente o carbono do que o nitrogênio. Outra questão seria o tempo requerido para o íon do carbono atingir o equilíbrio. O ajuste da linha a uma gaussiana mostra que no intervalo de tempo em a linha foi detectada a distribuição de velocidade era maxwelliana. A hipótese de que microturbulências durante o aquecimento tornam o alargamento Doppler dependente da razão carga/massa não deve ser descartada. Essas diferenças causam dúvidas se linhas iônicas devem ser usadas na determinação da temperatura em máquinas pulsadas de escalas de tempo de poucos μs .

No entanto, as estimativas realizadas pelo modelo semi-empírico quanto à temperatura total de implosão, bem como o fator χ_s foi razoável em relação aos valores experimentais.

VII.2- TRABALHOS FUTUROS

A sugestão para futuros trabalhos em relação aos diagnósticos ópticos é a realização das medidas efetuadas nesse trabalho com a máquina operando com a chave crow-bar, o que permitiria o estudo da fase de equilíbrio da CCR.

Quanto à espectroscopia seria interessante tomar as medidas de temperatura com o sistema óptico alinhado transversal e longitudinalmente em relação ao tubo.

Uma sugestão para a estimativa do comprimento da separatriz seria a instalação de um conjunto de fotodiodos ao longo do tubo, em diferentes posições radiais.

Os diagnósticos ópticos utilizados nesse trabalho teriam uma informação mais completa do sistema com a realização da medida da temperatura eletrônica através do espalhamento Thomson e da densidade eletrônica através da interferometria com laser de CO_2 , o que pode ser realizado nos próximos trabalhos, já que o Laboratório dispõe dos equipamentos necessários.

APÊNDICE I

CHAVES DE ALTA TENSÃO

I.1 - CHAVES DE DISTORÇÃO DE CAMPO

O sistema TC-1 conta com quatro banco de capacitores, conforme descrito no Capítulo III. Cada banco é descarregado através de uma chave de distorção de campo não uniforme que opera na pressão atmosférica. A Fig.A.I.1 mostra os detalhes mecânicos da chave.

Fig.A.I.1: Detalhes da Chave de Distorção de Campo

Os materiais utilizados na construção da chave foram nylon, latão e alumínio e embora tenha sido operado à pressão atmosférica, é possível convertê-la em chave pressurizada com algumas pequenas modificações.

Conforme se observa na figura, a chave é montada em placas de alumínio espaçadas por um tubo de nylon e conectada à placa principal do capacitor.

A chave é basicamente constituída de dois eletrodos, sendo um deles fixo no centro da placa e o outro móvel, preso por um cinto de metal. O cinto que mantém o eletrodo móvel permite facilmente variar a distância relativa ao eletrodo fixo.

Uma característica que torna este tipo de chave bastante conveniente é a utilização de um terceiro eletrodo central ajustável que funciona como disparador. Durante as operações da máquina, verificou-se que era necessário um ajustamento crítico do eletrodo central sem variar angularmente a sua posição relativa aos dois eletrodos principais. Isto era feito através dos 2 parafusos colocados na extremidade do eletrodo, conforme se pode observar na Fig.A.I.1.

Em geral, a posição usual do eletrodo disparador é no meio plano entre os dois eletrodos principais, mas muitas vezes foram necessários pequenos ajustes para evitar o auto-disparo das chaves.

Cuidados especiais foram tomados quanto à isolação do eletrodo central, pois a grande diferença de potencial entre este e a cavidade do eletrodo principal no qual o eletrodo disparador

estava introduzido provocava curtos rompendo a isolação e danificando a chave. A solução encontrada para evitar este tipo de problema foi envolver toda a extensão da barra do eletrodo central contido no eletrodo principal com uma folha de "mylar"(material dielétrico para altas tensões) e em seguida utilizar uma fita isolante de alta tensão. Finalmente, a camada de fita isolante foi recoberta por cola Araldite de secagem de longa duração. Com esse recurso conseguiu-se que a descarga só ocorresse entre o disco do eletrodo central e os eletrodos principais.

O disco do eletrodo central é geralmente feito de material condutor duro, mas no presente experimento foi utilizado latão e não apresentou qualquer problema. O diâmetro do disco é de 40mm e é construído de tal forma a se ajustar no eletrodo principal, mas com diâmetro maior que o diâmetro interno dos dois eletrodos, de modo que estes possam se tocar completamente. O raio de curvatura dos eletrodos é 50mm e a borda do disco do eletrodo central é arredondada em cerca de 1mm de raio a fim de evitar disparos antecipados devido ao efeito das pontas.

I.2- ESQUEMA ELÉTRICO DA CHAVE

A Fig. A.I.2 mostra o esquema da parte elétrica construída para operar a chave.

Fig.A.I.2 - Esquema da parte elétrica do TC-I com as componentes das chaves.

A operação do TC-I se processa da seguinte forma:

Depois que o banco de capacitores é carregado, a chave se fecha através de uma sequência de pulsos que finalmente dispara o eletrodo central. Inicialmente, um pulso de 300 V e de subida de 10 ns gerado através de uma válvula 2D21 (Fig.A.I.3.a) é enviado a uma válvula 5C22 (Fig.A.I.3.b) que gera um pulso de 15 kV.

Fig A.I.3.a - Circuito Elétrico da Válvula 2D21 do Gerador de Pulso com Atrasador de Tempo.

Fig.A.I.3.b- Circuito Elétrico Para a Válvula 5C22 do Gerador de Pulso de 15 kV.

O pulso de 15 kV é enviado a um transformador de isolação de ferrita com uma amplificação de 1 para 4, resultando num pulso de aproximadamente 45 kV.

Este pulso é então enviado ao disco disparador da chave (eletrodo central), que está polarizado com a metade da voltagem entre os eletrodos através de um divisor de tensão. O aguçador de isolação é usado para separar a alta tensão do disco disparador.

Para evitar o auto-disparo foi necessário fazer um ajuste da posição do eletrodo central relativamente aos eletrodos principais para as várias voltagens de operação. A referência [53] apresenta um estudo deste tipo de chave oferecendo as curvas de calibração de autodisparo para as diferentes voltagens entre os

eletrodos.

Um importante mérito da chave de distorção de campo é baixo "jitter" apresentado no mecanismo de disparo, um ingrediente importante para dispositivos pulsados.

A diferença básica entre uma chave comum do tipo "spark gap" e uma chave do tipo distorção de campo é que no primeiro caso o pulso do eletrodo disparador cria a ionização necessária entre os dois eletrodos através de uma descarga entre o disparador e um dos eletrodos. Assim, o eletrodo gatilho serve apenas para criar a ionização inicial necessária para o disparo entre os dois eletrodos, através da descarga principal.

Já no segundo caso, o eletrodo gatilho participa como um componente ativo da descarga principal. Inicialmente o eletrodo disparador é carregado com a metade da tensão entre os dois eletrodos. Então, um pulso negativo é enviado ao eletrodo gatilho e momentaneamente a diferença de potencial entre o eletrodo central e o eletrodo quente torna-se bastante grande provocando o disparo entre estes. Em seguida, ocorre o disparo entre o eletrodo central e o eletrodo aterrado, na forma cascata. Devido ao mecanismo de descarga, o eletrodo disparador está sempre próximo ao meio plano dos dois eletrodos, de modo que a sua forma geométrica se ajuste à configuração equipotencial do campo elétrico.

APÊNDICE II

PROCESSAMENTO DE DADOS

Os dados obtidos pelo OMA e que estavam digitalizados são transferidos para um registrador X-T e os espectros obtidos são curvas contínuas e suavizadas, perdendo-se a digitalização inicial. O que se fez com o espectro assim obtido foi redigitalizar as linhas através de uma mesa digitalizadora de alta resolução (200 pontos/polegada) com as seguintes características:

Emulação	Calcomp 2000
Formato dos dados	ASCII
Taxa de comunicação	1200 baud
Resolução	200 pontos/polegada
Paridade	0
Bits de dados	8
Coordenadas	absoluta

A mesa está conectada a um microcomputador, comunicando-se através de uma porta serial e os dados digitalizados são salvos em um arquivo de dados em formato ASCII.

Os dados são ajustados a uma curva gaussiana pelo método de χ^2 [94] Verificou-se uma boa concordância entre as linhas experimentais e a curva ajustada, conforme pode-se observar nas figuras abaixo para as linhas de hélio, hidrogênio e as linhas de impurezas (OII, CIII, CIV e SiIV).

Fig. A.II.1.a - Perfil da linha OII e a correspondente gaussiana

Fig.A.II.1.b - Perfil da linha CIII e a correspondente gaussiana

Fig.A.II.1.c - Perfil da linha CIV e a correspondente gaussiana

Fig.A.II.1.d - Perfil da linha SiIV e a gaussiana correspondente

As meia- larguras obtidas das curvas ajustadas são então submetidas a uma deconvolução devido ao erro instrumental, mas verificou-se que esta correção era praticamente desprezível, conforme pode ser constatado pela tabela A.II.1, onde é fornecida a largura experimental a meia altura e a largura após o processo de deconvolução.¹pressupõe que as linhas experimental e instrumental são gaussianas e realiza a integração das linhas, uma vez que a intensidade das duas são independentes. As tabelas A.II.1.a,b fornecem as meias larguras experimental ($\Delta\lambda_E$) e após a deconvolução ($\Delta\lambda_D$) para as linhas de HeII e H $_{\alpha}$ respectivamente para diferentes pressões.

TABELA A.II.1.a

PRESSÃO (mTorr)	$\Delta\lambda_E (A^{\circ})$	$\Delta\lambda_D (A^{\circ})$
3.8	2.13	2.10
5.2	2.44	2.42
8.0	2.03	2.01
13.0	1.79	1.75
18.0	2.63	2.61

¹

Agradecimentos ao Prof. Dr. Milton E. Kayama pelo empréstimo da mesa digitalizadora, bem como dos programas de deconvolucao e ajuste das gaussianas

TABELA A.II.1.b

PRESSÃO (mTorr)	$\Delta\lambda_E (\text{\AA})$	$\Delta\lambda_D (\text{\AA})$
3.3	2.27	2.23
4.0	2.54	2.50
5.6	2.72	2.67
7.4	2.03	1.99
9.4	1.93	1.89
11.5	1.73	1.68
12.5	2.53	2.31
14.0	1.56	1.50
34.0	3.75	3.70

Pode-se portanto determinar as temperaturas iônicas a partir das linhas experimentais obtidas pelo OMA e lidas no registrador X-T, sem acarretar erros sensíveis em relação ao desvio médio de uma série de 3 a 4 medidas realizadas nas mesmas condições. A Fig.A.II.2 mostra a linha H_α com as barras de erros indicando os desvios médios de cada ponto determinado pela média de uma série de 4 medidas.

Fig.A.II.2- Linha H_α (média de 4 medidas)

Outro fator importante que poderia afetar o alargamento Doppler, ainda que a curva se ajuste a uma gaussiana seria devido ao movimento macroscópico do plasma ou a microturbulências. O primeiro caso poderia ser verificado através da análise do

deslocamento Doppler das linhas pesquisadas olhando o plasma transversal ou longitudinalmente. O segundo caso poderia ser verificado através da comparação da largura Doppler para íons de diferentes razões carga/massa. Se a largura Doppler for independente destas razões, pode-se estar certo de ter calculado a temperatura real do plasma.

Uma análise da TABELA VI.3 mostra que para uma dada descarga, as linhas de OII e Si IV forneceram temperaturas aproximadas de 223 eV e 253 eV respectivamente, assim como as de NII e NIII resultaram em temperaturas com uma diferença percentual em torno de 10%. No entanto, as temperaturas obtidas com NII ou NIII foram aproximadamente duas vezes menor ou até mais nos casos em que a sonda estava mais afastada do centro, que as obtidas com SiIV ou CIV.

Os sinais dos fotodiodos obtidos na fase inicial dos trabalhos, isto é, fotografados em filme Polaroid, foram também digitalizados através da mesa digitalizadora. As curvas foram confeccionadas com a utilização do programa GRAPHER e ajustadas de acordo com a função Cubic Spline que realizou o melhor ajuste dentre as opções fornecidas pelo programa.

Os dados de fluxo excluído obtidos no sistema de aquisição de dados foram analisados através do programa QUATRO bem como os cálculos para determinação do diamagnetismo e raio da separatriz. As tabelas assim obtidas foram levadas ao programa Grapher para a confecção dos gráficos. O mesmo procedimento foi realizado para os sinais dos fotodiodos e dos campos magnéticos.

APÊNDICE III

SISTEMA DE AQUISIÇÃO DE DADOS

III.1 - DESCRIÇÃO

A etapa dos trabalhos realizados com gás hidrogênio tiveram os dados de sondas de fluxo excluído e fotodiodos coletados através de um sistema Digitalizador Multicanal LeCroy modelo 8210 que pode processar sinais de 4 diferentes fontes simultaneamente. Este modelo é um digitalizador multicanal de 10 bits (0.1 % de resolução) constituído de uma placa conversora analógico- digital (ADC) e uma placa controladora que contém circuitos digitais necessários para armazenar os dados em módulos de memória modelo 8800A. Esta placa contém também os circuitos necessários para a leitura de dados da memória e, ou aloca os dados no modo DataCAMAC sob o controle CAMAC ou reconstrói o sinal analógico de qualquer canal para visualização em monitor.

A taxa máxima de amostra é 1 MHz para cada canal. Os dados são armazenados em um módulo de memória externo (32k) o qual divide igualmente a memória entre os canais de entrada.

Os sinais produzidos na sonda magnética ou nos fotodiodos são enviados à sala blindada através de cabos coaxiais os quais estão conectados a um transformador de ferrita . Os sinais integrados são enviados ao sistema digitalizador, que conta

com dois módulos de memória, onde são armazenados e transferidos ao um microcomputador através de uma interface GPIB.

A Fig.A.III.1 mostra o esquema descrito acima:

Fig.A.III.1 - Esquema do Sistema de Aquisição ligado aos diagnósticos

A leitura dos pontos e a visualização do sinal de cada canal são feitos através de um programa denominado MTGRAVA que faz as chamadas de várias subrotinas da sequência de controle CAMAC a qual é mostrada no diagrama de blocos abaixo (Fig.A.III.2)

Fig.A.III.2- Diagrama de Blocos da Sequência do Controle CAMAC

Maiores detalhes sobre o funcionamento e características do digitalizador multicanal e controle CAMAC podem ser encontrados nas referências [95,96].

BIBLIOGRAFIA

- [1] ALFVEN, H. Peaceful uses of atomic energy . Proc. 2nd. U.N. Conf., Genebra, n.31, p.3, 1958.
- [2] CHRISTOPHILOS, N., *ibid*, 32, p. 279, 1958.
- [3] KOLB, A.C., DOBBIE, C.B., GRIEM, H.R., Phys. Rev. Letters, n.3, p.5, 1959. 1959.
- [4] GREEN, T.S., Phys. Rev. Letters, n.5, p.297, 1960.
- [5] TUSZEWSKI, M.G., Nuclear Fusion, v.28, n.11, p.2033, 1988.
- [6] Projeto T.C.-I, 1.^a fase, Processo n.^o 84/2975-4, abril/85
abril/86.
- [7] SIEMON R.E. et al .Fusion Technology, 9, p.13, 1986.
- [8] OHI, S. Phys. Rev. Lett., n.51, p.1024, 1983.
- [9] HOFFMAN, A.L. et al. Phys. Fluids., 26, p.1626, 1983.
- [10] HOFFMAN, A.L., DEHART, T.E., MILROY, R.D., SLOUGH, J.T.
U.S.-Japan Workshop on Compact Toroids. Proc.
8th, Symp., Osaka, p.73, 1986.
- [11] KOLB, A.C. Peaceful uses of atomic energy. Proc. 2nd. U.N. Conf., Genebra, v.31, p. 328, 1958.
- [12] KOLB, A.C., GRIEM, H.R., FAUST, W.R. Ionization Phenomena in Gases, Proceed. 4th Int. Conf.), Uppsala, v.2, p.1073, 1959.
- [13] ROSTOKER, N., KOLB, A.C., Phys. Rev., 124, p.965, 1961.
- [14] GRIEM, H.R., KOLB, A.C., LUPTON, W.H., PHILLIPS, D.T. Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion Research, Proc. Conf.,

- Salzburg, v.2, p.543, 1962.
- [15] KOLB, A.C., et al. *ibid*, p.553.
- [16] BOYER, K., ELMORE, W.C., LITTLE, E.M. et al, *Phys. Rev.*, 119, p.831, 1960.
- [17] MATHER, J.W. *Nuclear Fusion*, n.1, p.711, 1961.
- [18] LITTLE, E.M., QUINN, W.E., RIBE, F.L., *Phys. Fluids*, v.4, p.711, 1961.
- [19] LITTLE, E.M., QUINN, W.E., RIBE, F.L., et al. *Plasma Phys. and Control. Nucl. Fusion research*, *Nucl. Fusion Suppl.*, v.2, p.479, 1962.
- [20] LITTLE, E.M., QUINN, W.E., *Phys. Fluids*, 6, p.875, 1963.
- [21] JAHODA, F.C., SAWYER, G.A. *Phys. Fluids*, V.6, P.1195, 1963.
- [22] JAHODA, F.C., RIBE, F.L., SAWYER, G.A. *Phys. Rev.*, 131, p.24, 1963.
- [23] BODIN, H.A.B., et al. Ionization phenomena in gases. *Proc. 4th Int. Conf. , Uppsala*, v.2, p.1065, 1959.
- [24] NIBLETT, G.B.F., GREEN, T.S., *Proc. Phys. Soc.*, 74, p.737, 1959.
- [25] BODIN, H.A.B., NEWTON, A.A., PEACOCK, N.J. *Nuclear Fusion*, v.1, p.139, 1961.
- [26] BODIN, H.A.B., et al. *Plasma Phys. and Control. Nucl. Research*, *Nucl. Fus. Suppl.*, v.2, p.511, 1962.
- [27] BODIN, H.A.B., et al, *ibid.*, p.521.
- [28] GREEN, T.S. *Nuclear Fusion*, v.2, p.92, 1962.

- [29] GREEN, T.S. *Phys. Fluids*, 6, p.864, 1963.
- [30] GREEN, T.S. *Nucl. Fusion*, v.3, p.57, 1963.
- [31] BODIN, H.A.B. *Nucl. Fusion*, v.3, p. 215, 1963.
- [32] BODIN, H.A.B, NEWTON, A.A. *Phys. Fluids*, 6, p.1338, 1963.
- [33] JORDAN, H.L. *Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion Research, Proc. Conf., Salzburg, v., p.589, 1962.*
- [34] BEERWALD, H., et al. *ibid.*, p.595.
- [35] HINTZ, E., *ibid.*, p.601.
- [36] BOGEN, P., *IBID.*, p. 607.
- [37] KEVER, H., *ibid.*, p.613.
- [38] BOGEN, P., HINTZ, E., SCHLÜTER, J. *Nucl. Fusion*, 4, p.131, 1964.
- [39] KEILHACKER, M. *Nucl. Fusion*, 4, p.287, 1964.
- [40] EBERHAGEN, A., GLASER, H., *Nucl. Fusion*, 4, p.296, 1964.
- [41] EBERHAGEN, A., GLASER, H. *Z. Naturforschung*, 20a, p.1268, 1965.
- [42] JAHODA, F.C., LITTLE, E.M., et al. *Phys. Fluids*, 8, p.1168, 1965; SAWYER, G.A., et al. *Phys. Fluids*, 10, p.1564, 1967.
- [43] ES'KOV, A.G., et al. *Controlled Fusion and Plasma Phys.. Proc. 6th Europ. Conf., Moscou, p.595, 1973.*
- [44] ES'KOV, A.G., et al. *Ibid.*, p.599.
- [45] ES'KOV, A.G., et al. *Plasma Phys. and Controll. Nuclear Fus. Research, Proc. 7th Conference, Innsbruck, v.2, IAEA, Viena, p.187, 1979.*

- [47] BRUNEL, F., TAJIMA, T., DAWSON, J.M., *Phys. Rev. Lett.*, 49, p.323, 1982.
- [48] OHI, S., et al. *Phys. Rev. Lett.*, 51, p.1024, 1983.
- [49] ARMSTRONG, W.T., HARDING, D.G., CRAWFORD, E.A., HOFFMAN, A.L. *Phys. Fluids*, 25, p.2121, 1982.
- [50] SATO, K.I., OSANAI, Y., AIZAWA, T. *Nucl. Fusion*, 20, p.1173, 1980.
- [51] MOMOTA, H., et al. *Fusion Techn.*, 11, p.436, 1987, e *Plasma Physics and Control. Nucl. Fusion Research, Proc. 11th, Int. Conf., Kyoto, v.2, IAEA, Viena, p.719, 1987.*
- [52] STEINHAEUER, L.C. *Phys. Fluids*, 26, p.254, 1983.
- [53] MACHIDA, M., HONDA, R.Y. *Revista de Física Aplicada e Instrumentação*, v.5, n.4, p.477, 1990.
- [54] HONDA, R.Y. *Pré-ionização e diagnóstico espectroscópico de plasmas gerados e confinados por campos magnéticos.* Campinas, UNICAMP, 101p Tese (Mestrado em Ciências) - IFGW, Universidade Estadual de Campinas, 1980.
- [55] KAYAMA, M.E. *Reconexão de linhas magnéticas e formação da configuração reversa de campo.* Campinas, UNICAMP, 112p. Tese. (Doutorado em Engenharia Elétrica) - Faculdade de Eng. Elétrica, Universidade Estadual de Campinas, 1987.
- [56] BERNI, L.A. *Diagnóstico e análise de fuga de partículas pelas extremidades de um constritor de campo reverso.* Campinas, UNICAMP, 82p. Tese (Mestrado em

- Ciências) - I.F.G.W., Univ. Estadual de Campinas, 1992.
- [57] LOVBERG, R.H. Magnetic probes. In: HUDDLESTONE, R.H., LEONARD, S.L. *PLasma diagnostic techniques*. 1.ed. New York, London: Academic Press, 1965.cap.3, p.69-112.
 - [58] KNOX, S.O., MEUTH, H., RIBE, F.L, SEVILLANO, E. *Phys. Fluids*, 24,p.2, 1982.
 - [59] TUSZEWSKI, M., ARMSTRONG, W.T. *Rev. Sci.Instrum.*,54,12, p.1611, 1983.
 - [60] SIEMON, R.E., BARTISCH, R.R. *Proc. 3th Symp. on the Phys. and Techn. of Compact Toroids*. Los Alamos, N.M., p.172, 1981.
 - [61] STEINHAUER, L.C. *Phys. Fluids*, 26, p.254, 1983.
 - [62] GREEN, T.S., NEWTON, A.A. *Phys. Fluids*, 9, p.1386, 1966.
 - [63] BELIKOV, V.V., et al. *Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fus. Research, Proc. 9th Conf. Baltimore, IAEA, Viena, v.2, p.343, 1983.*
 - [64] ES'KOV, A.G., KURTMULLAEV, et al, *Plasma Phys. and Control. Nuclear Fus. Research, Proc. 7th Conf. Innsbruck, IAEA, Viena, v.2, p.187, 1979.*
 - [65] ES'KOV, A.G., et al. *Controlled Fusion and Plasma Phys., Proc. 10th Europ. Conf. Moscow, Paper L-1, 1981.*
 - [66] KURTMULLAEV, R. KH., MALYUTIN, A.I., SEMENOV, V.N. *Engineering Problems of Thermonuclear Reactors, Proc. 2nd All Union Conf. Leningrado, v.1, p.156, 1981.*
 - [67] SEVILLANO, E., RIBE,F.L. *Phys. Fluids*, 28,10, p.3142, 1985.

- [68] TUSZEWSKI, M. *Phys. Fluids*, 31,(12), p.3754, 1988.
- [69] MILROY, R.D., SLOUGH, I.T. *Phys. Fluids*, 30, p.3566, 1987.
- [70] SHIMAMURA, S., NOGI, Y. *Fusion Technology*, v.9,p.69, 1986.
- [71] MACHIDA, M., ARAMAKI, E.A., et al. *Revista Brasileira de Física*, v.19, n.1, p.113, 1989.
- [72] STRATTON, T.F. X- ray spectroscopy. In: HUDDLESTONE, R.H., LENARD, S.L. *Plasma Diagnostic techniques*. 1.ed. New York, London: Academic Press, 1965.cap.8, p.359-395.
- [73] VANUCCI, A. São Paulo, USP, 1987.Tese (Doutoramento em Ciências) - Instituto de Física, Universidade de São Paulo, 1987.
- [74] ZAVOISKY, E.K., et al. *Nuclear fusion Suppl.* 12, p.81, 1972.
- [75] GRIEM, H.R., KUNZE, H.J. *Phys. Rev. Lett.*, 23, p.1279, 1969.
- [76] KUNZE, H.J., GRIEM, H.R. *Phys. Rev. Lett.*, 21, p.1048, 1968.
- [77] BARANGER, M., MOZER, B. *Phys. Rev.*, 123, p.25, 1961.
- [78] GEORGIOU, G.E. *Spectroscopy study of turbulent heating in the high beta Tokamak* .Columbia University, N.Y., 1979.
Tese (Doutorado em Filosofia) - Faculdade de Ciências Puras, Universidade de Columbia, 1979.
- [79] SHOLIN, G.V. *Sov. Phys. Doklady*, 15, p.1040, 1971.
- [80] RYDE, N. *Atoms and Molecules in Electric Fields*, Alquist and Wiskell, Stockholm, 1976.
- [81] GRIEM, H.R., *Plasma Spectroscopy*, McGraw-Hill, New

York, 1964.

- [82] ZAVOISKY, et al. *Sov. Phys. Doklady*, 15, p.823, 1971.
- [83] ARAMAKI, E.A., et al. *Nuclear Instr. and Methods*, Amsterdam, North Holland, A280, p.597, 1989.
- [84] ARMSTRONG, W.T. et al. *Phys. Fluids*, 24, p.2068, 1981.
- [85] ARAMAKI, E.A., et al. In: XI CBRAVIC, 1990, São Paulo. *Revista Brasileira de Vácuo*. Campinas: S.B.V., 1990.
- [86] HONDA, R.Y. .Campinas , UNICAMP. Tese. (Doutorado em Eng. Elétrica) - Faculdade de Engenharia Elétrica, UNICAMP, a ser publicada.
- [87] ARAMAKI, E.A., MACHIDA, M. et al. 1.º Congresso Brasileiro de Física dos Plasmas, 1991, Santos. *Anais do Congresso*, v.2, 1991.
- [88] KEILHAKER, M. *Nuclear Fusion*, 4, p.287, 1964.
- [89] COMISSO, R.J. Plasma heating and dynamics in a theta pinch. Maryland, USA, 1975. Tese (Doutorado em Filosofia) - Universidade de Maryland, 1975.
- [90] TONKS, L., LANGMUIR, I. *Phys. Review*, 34, p.876, 1929.
- [91] THOMSON, W.T. *Laplace Transformation*, Prentice - Hall, Englewood Cliffs, New Jersey, 215, 1960.
- [92] STRIGANOV, A.R., SVENTITSKII, N.S. *Table of spectral lines of neutral and ionized atoms*. 1.ed. New York: IFI/PLENUM, 1968.
- [93] BARON, M.H., CHRIEN, R.E. Doppler broadening measurements in FRX-C/LSM. *Bulletin of American Physical Society*, 1990

- [94] BEVINGTON, P.R. Data reduction and error analysis for the physical sciences. New York, McGraw-Hill Book Company, 1969.
- [95] FAGUNDES, A.N. Determinação da função fluxo poloidal para o TBR-1. São Paulo, USP, 1992. Tese (Doutorado em Ciências) - Instituto de Física, Universidade de São Paulo, 1992.
- [96] Manual do CAMAC

TRABALHOS PUBLICADOS

- 1- Utilização de Fotodiodos para Detecção da Radiação Bremsstrahlung em FRC TC-I, UNICAMP, Ciência e Cultura, vol.40, n.7,p.388,1988.
Autores:E.A.Aramaki,M.Machida.
- 2- Recent Results in TC-I UNICAMP, Proceedings Japan Brazil Workshop on Science and Technology,6.,São Paulo,ACIESP, V.3,p.348-358,Aug.1988.
Autores:M.Machida, E.A.Aramaki, P.Porto, P.H.Sakanaka, M.Ueda e Y.Aso.
- 3- Photodiode Measurements in NUCTE-II, Revista Brasileira de Física,V.19,n.1,p.113,1989.
Autores: M.Machida,E.A.Aramaki,T.Takahashi, M.Ohara, Y.Nogi.
- 4- Optimization of the Implosion Phase on TC-I by Light Emission Analysis, Nuclear Instruments and Methods in Phys.Research, North Holland,A280,P.597, (1989).
Autores:E.A.Aramaki,P.Porto,L.A.Berni,R.Y.Honda, M.Ueda, I.Doi, M.Machida.
- 5- Efeito da Pressão na Formação da CCR no TC-I, Revista Brasileira de Aplicação no Vácuo, V.9, n.2,p.76,1990.
Autores:R.Y.Honda, E.A.Aramaki, I.Doi, M.Machida,P.Porto e M.Ueda.
- 6- Diagnósticos de Plasma Gerado no Toróide Compacto da UNICAMP,Publicação Externa INPE -4862-RPE/593,1989.
- 7- Small Scale Z-Pinch Experiment, anais do I Congresso Brasileiro de Física dos Plasmas,V.2,p.205.
Autores: M.E.Kayama, R.P.Motta, E.A.Aramaki,M.Roberto,

C.E.S.Amorim, G.F.Gomes.

- 8- Influência das Sondas Magnéticas Internas na Configuração a Campo Reverso, anais do I Congresso Brasileiro de Física dos Plasmas,V.2.
Autores: E.A.Aramaki,M.machida, R.Y.Honda, L.A.Berni, I.Doi.
- 9- Analysis of Rotational Instabilities in FRC, ICTP, Proceed. p. 675, 1992.
Autores:P.H.Sakanaka, M.Machida, E.A.Aramaki,R.Y.Honda, L.A.Berni, M.A.M.Santiago, K.H. Tsui, M.T.Azevedo.
- 10 -Ideal MHD Analysis Rotational Instabilities in FRC.
Proc.of V Latin American Workshop on Plasma Physics Mexico City, p.88, 1992.