Universidade de São Paulo
Instituto de Física

**Desenvolvimento e Utilização de um Injetor
de Pastilhas de Impurezas no
Estudo da Mitigação de Disrupções e Atenuação de
Raios-X de Altas Energias**

Carlos Mariz de Oliveira Teixeira
Orientador: Prof. Dr. Álvaro Vannucci

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

Comissão examinadora:
Prof. Dr. Alvaro Vannucci (IF-USP)
Prof. Dr. Ibere Luiz Caldas (IF-USP)
Prof. Dr. Munenasa Machida (UNICAMP)
Prof. Dr. Milton Eiji Kayama (FEG-UNESP)
Prof. Dr. Luiz Ângelo Berni (INPE)

São Paulo

2008

FICHA CATALOGRÁFICA

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

Teixeira, Carlos Mariz de Oliveira

Desenvolvimento e utilização de um injetor de pastilhas de impurezas no estudo da mitigação de disrupções e atenuação de raios-X de altas energias - São Paulo - 2008

Tese (Doutorado) – Universidade de São Paulo.
Instituto de Física – Depto. de Física Aplicada

Orientador: Prof. Dr. Álvaro Vannucci

Área de Concentração: Física de Plasmas

Unitermos: 1. Física experimental; 2.
Magnetohidrodinâmica; 3. Cinemática dos fluidos;

USP/IF/SBI-050/2008

À Almiro Teixeira. À Bruno Mariz O. Teixeira.

Meu avô e meu filho.

Agradecimentos

Agradeço à Maria Cecília pelo total apoio, compreensão, paciência e companheirismo, sem os quais esse trabalho não teria, sequer, tido início;

Ao prof. Dr. Álvaro Vannucci não apenas pela exemplar orientação, mas sobretudo por me apoiar e ajudar sempre que foi necessário;

Ao amigo Rodrigo Carvalho Sponchiado, por estar sempre presente;

Aos orientandos, na época de iniciação científica, que sob a orientação do prof. Vannucci, desenvolveram diversos itens do injetor (a válvula rápida, a fonte e o sistema de vácuo), Fernanda Sá Teixeira, Alexandre C. de Paulo, Fernando Horita, Vittorio A. L. Almeida e Fábio Pantano.

Ao Társis Germano, pelo exemplar trabalho com diversos diagnósticos do TCABR e pelas ótimas sugestões;

Aos técnicos da Oficina Mecânica do Departamento de Física Aplicada, pelos excelentes trabalhos desenvolvidos;

Ao Dr. Juan I. Eliozone pelas muitas sugestões em diversas partes experimentais e ajuda com a construção do sistema de vácuo;

Ao Prof. Dr. José Henrique Vuolo e ao Prof. Dr. Francisco T. Degaspero pela significativa colaboração na construção do injetor;

Ao Prof. Dr. Iberê L. Caldas e ao Prof. Dr. Ruy Pepe da Silva pelas muitas sugestões e comentários;

Ao Dr. Yuri Kuznetsov pela ajuda na análise e discussão dos resultados;

Aos demais colegas, técnicos e professores do Laboratório de Física de Plasmas do IFUSP;

À FAPESP pelo financiamento do projeto, por meio dos trabalhos de iniciação científica citados.

Sobretudo, aos meus pais Vera Lucia e José Carlos.

Resumo

Um injetor de pastilhas (*pellets*) de impurezas foi projetado, construído e instalado junto ao tokamak TCABR do Instituto de Física da Universidade de São Paulo - USP.

O injetor é basicamente constituído por uma câmara com gás a alta pressão cuja vazão é controlada por uma bobina de acionamento rápido. Uma fonte de alta tensão ($7kV$) e alta corrente ($6kA$) foi construída para alimentar a bobina. Ao ser disparada, o gás propulsor (N_2 ou He) acelera a pastilha para o interior do vaso do tokamak, sem que gás penetre no mesmo.

Pastilhas de grafite cilíndricas com diâmetro de 0,4mm a 0,9mm, e comprimento de 0,5mm a 1mm, foram utilizadas para investigar a possibilidade de se mitigar os e*feitos de uma disrupção maior

O processo de ablação da pastilha no TCABR foi investigado através de simulações que consideraram, de uma maneira simplificada, o resfriamento sofrido pelo plasma devido à propagação da pastilha no seu interior. O modelo, ao ser aplicado aos dados experimentais do tokamak T-10, por exemplo, apresentou resultados bastante encorajadores.

Na maioria dos casos em que houve a injeção das pastilhas no TCABR, o plasma terminou devido ao surgimento de uma disrupção maior. Analisando a taxa de queda da corrente de plasma em dois instantes próximos ao fim da descarga, tanto para pulsos que sofreram uma disrupção natural quanto aos que sofreram uma disrupção induzida (devido à injeção de pastilhas de grafite), constatou-se que a corrente de plasma decresce mais lentamente nos casos em que houve o disparo do injetor. Isto significa uma menor sobrecarga nos sistemas eletro-mecânicos do tokamak, em resultado à ocorrência da disrupção.

A análise da atividade MHD foi realizada no entorno da disrupção causada pela injeção de pastilha. Observou-se, em consequência, uma redução da velocidade de rotação das ilhas magnéticas após o início da interação da pastilha com o plasma. Também constatou-se, em todos os disparos analisados, um aumento significativo da atividade MHD.

Um outro resultado interessante foi a constatação de que a emissão de raios-X de altas energias decresce significativamente no final das descargas nas quais ocorre a injeção de pastilhas.

Abstract

An impurity pellet injector has been projected, built and installed in the TCABR tokamak, at the Physics Institute of Physics of the University of São Paulo - USP.

Basically, the injector is composed of a high pressure gas chamber, in which the gas flow (N_2 or He) is controlled by a fast switch valve. An high voltage ($7kV$) and high electric current ($6kA$) power supply has been built to provide energy for the valve. When fired, the propellant gas move the pellet into the interior of the tokamak vessel. During this process, the gas is properly collected before reaching the tokamak vacuum chamber.

For this work, cylindrical carbon pellets with 0,4mm to 0,9mm in diameter and 0,5mm to 1mm in length were chosen as to investigate how the hazardous effects of a major disruption could be mitigated.

The pellet ablation process in TCABR was studied trough running simulations that take into account, in a simplified way, the cooling of the plasma by the propagating pellet. The model, when applied to the T-10 tokamak experimental data, for example, exhibited very encouraging results.

For the TCABR tokamak, in most of the cases in which pellets were injected, the plasma was terminated because of the advent of a major disruption. By analyzing the plasma current decay rate in two time intervals - within the end of plasma discharges, with and without the injection of pellets, it was observed that the plasma current decays significantly slower when pellets are injected. Consequently the load on the tokamak's electromechanical systems is reduced.

Fourier analysis has been carried out to investigate the MHD activity near the disruption time, caused by the pellet injection. It could be noticed a reduction on the magnetic island's velocity rotation, after the pellet-plasma interaction initiates. Also, for all discharges analyzed, the MHD activities increased in amplitude after the pellet-plasma interaction.

Another interesting result refers to the fact that the hard X-ray emission was observed to decrease significantly within the end of discharges in which pellets were injected.

Sumário

1 INTRODUÇÃO.....	1
1.1 Energia.....	1
1.2 Tokamak.....	3
1.3 Modelo MHD.....	10
1.4 Instabilidade de disrupção.....	13
1.5 Elétrons Runaway.....	17
1.6 Tokamak TCABR.....	23
1.7 Injetores de pastilhas.....	26
1.7.1 Injetores de Impurezas como Diagnóstico.....	26
1.7.2 Injetores de Impurezas Utilizados para Terminação Induzida do Plasma.....	30
1.7.3 Condicionamento das paredes.....	32
1.8 Ablação.....	33
2 DESENVOLVIMENTO.....	40
2.1 Injetor de Impurezas do TCABR.....	40
2.1.1 Válvula Rápida de Disparo.....	41
2.1.2 Fonte de Alta Tensão.....	44
2.1.3 Linha de Disparo.....	45
2.1.4 Sistema de Vácuo e Tubos de Expansão.....	47
2.1.5 Sistema de Recarga.....	48
2.1.6 Sistema de Medida de Velocidade.....	50
2.1.7 Testes do Sistema de medida de velocidade.....	52
2.1.8 Controle.....	54
2.2 Estimativa da Ablação das Pastilhas de Carbono.....	58
2.2.1 Estimativa do Perfil da Temperaturas.....	58
2.2.2 Taxa de Ablação das Pastilhas.....	60
2.3 Resultados Experimentais.....	70
2.4 Análise dos Resultados Experimentais.....	73
2.4.1 Tempo de Queda da Corrente de Plasma.....	73
2.4.2 Estudo da Emissão de Raio-X de Alta Energia.....	75
2.4.3 Atividade MHD no Entorno da Terminação por Injeção de Pastilhas.....	81
2.4.4 Evolução da Densidade Monitorada pela Interferometria de Micro-ondas.....	87
3 CONCLUSÕES.....	89
4 REFERÊNCIAS.....	92

1 INTRODUÇÃO

1.1 Energia

A questão da energia, quanto a recursos e fontes energéticas, é atualmente um dos grandes problemas mundiais. Estima-se que 1,6 bilhões de pessoas não têm acesso aos serviços modernos de energia e eletricidade e em torno de 2,4 bilhões de pessoas ainda utilizam a queima de biomassa para cozimento e aquecimento básico [1].

A questão energética (para a humanidade) é de fundamental importância já que esse problema existe sincronicamente com outros problemas mundiais, dos quais podemos citar, entre outros, o desenvolvimento sustentável e as condições básicas sanitárias e de saúde. A forma de produção de energia está intimamente ligada com o problema do aquecimento global. Em 2005, por exemplo, 66% da energia elétrica produzida no mundo estava associada com a queima de algum tipo de combustível, seja de carvão, de gás natural ou de óleo, acarretando portanto a produção de gases que contribuem para o efeito estufa [2].

Na figura 1 podemos observar a evolução do percentual relativo ao total, a cada ano, das principais formas de produção de energia elétrica no mundo [2]. Todas essas formas, incluindo a nuclear, utilizam uma fonte de energia que está associada a uma reserva esgotável. De todas, a que produz o menor impacto ambiental parece ser a nuclear, porém os produtos de fissão acarretam grandes problemas que envolvem desde a produção e o transporte, até o armazenamento de materiais radioativos.

Figura 1: Fontes e reservas energética; porcentual em relação ao total do ano correspondente.

Torna-se urgente, portanto, o desenvolvimento de uma forma de produção de energia elétrica cuja fonte primária tenha duas características principais: seja muito abundante e não esteja associada à geração de gases do efeito estufa.

Um candidato que satisfaz essas características é o hidrogênio e seus isótopos que, através da fusão destes núcleos, obtém-se quantidades muito grandes de energia, como mostram as equações abaixo [3,4].

Notemos porém que, para se vencer a repulsão coulombiana entre os núcleos de uma mistura de deutério e trítio, de forma a viabilizar a obtenção de energia através da fusão, é necessário manter o gás em altíssimas temperaturas, quando ele encontra-se, então, na forma de plasma.

Nesse contexto o estudo da Física de Plasmas foi motivado no sentido de se caminhar para a construção de dispositivos que mantenham núcleos de deutério e trítio magneticamente confinados, nos quais se pretende que ocorram taxas de fusão de forma que o saldo de energia seja significativamente positivo.

Desde a década de 50, muitos dispositivos com esse objetivo foram construídos, sendo que o mais promissor, até o momento, é o tokamak.

1.2 Tokamak

Tokamak é o acrônimo russo para “câmara toroidal para campo magnético axial”.

Nessa câmara, em forma de toróide e mantida em baixa pressão, o hidrogênio é ionizado, aquecido e magneticamente confinado de forma a evitar ao máximo o contato do plasma com as paredes da câmara.

A força-eletromotriz necessária para a formação da corrente de plasma é obtida através do sistema ôhmico, que corresponde a um transformador no qual a corrente induzida no circuito secundário, em função da variação da corrente no circuito primário, corresponde exatamente à corrente de plasma. (Figura 2).

Figura 2: Sistema Ôhmico: Desenho ilustrativo que mostra a corrente de plasma como sendo a corrente do secundário de um transformador.

O confinamento do plasma é realizado através da combinação de três campos magnéticos principais, que atuam no mesmo, e que serão apresentados e discutidos posteriormente.

Uma forma bastante comum de representar os campos e analisar o comportamento das cargas que encontram-se por eles confinadas, é utilizando o sistema de coordenadas denominado “sistema de coordenadas pseudo-cilíndricas”.

Nesse sistema de coordenadas, um ponto é representado pelas grandezas (r, θ, ϕ) , como mostrado na figura 3.

Figura 3: Sistema de Coordenada pseudo-cilíndricas em um tokamak

Desta figura podemos perceber que a associação com as coordenadas cilíndricas (r , ϕ , z) pode ser verificada através das relações:

$$R = R_0 + r \cos \theta$$

$$z = r \sin \theta$$

As direções que serão consideradas neste trabalho, relacionadas com esse sistema de coordenadas, são as direções *radial*, *toroidal* e *poloidal*, obtidas pelas tangentes às curvas traçadas quando se variam as coordenadas (r , θ , ϕ), respectivamente, e mantendo-se constante as duas outras.

O vaso do tokamak, usualmente construído em aço inoxidável, é cercado por um conjunto de bobinas apropriadas que criam o campo magnético na direção toroidal (Figura 4).

Esse campo, $\vec{B}_T$, é o principal responsável pelo confinamento das partículas carregadas e, em grandes tokamaks, pode atingir valores de 3-5 teslas.

Figura 4: Representação das linhas de força do campo toroidal em um tokamak

A corrente de plasma, induzida pelo sistema ôhmico, originalmente alinha-se com o campo magnético toroidal, ou melhor dizendo, o alinhamento com o campo magnético toroidal é um efeito médio observável. Levando-se em consideração o movimento individual dos elétrons e dos íons, o que se observa é que ambos passam a se movimentar em trajetórias helicoidais, de raio $r_c = m v_{\perp} / q B_T$. Nessa equação m é a massa da partícula com carga q , $v_{\perp}$ é a componente da velocidade perpendicular ao campo e B_T é a intensidade do campo toroidal no ponto considerado. Essas trajetórias helicoidais tendem a acompanhar o campo magnético localmente. Isto porque a força magnética aplicada nos elétrons e nos íons faz com que ocorra

uma separação macroscópica de cargas, gerando um campo elétrico local. Por exemplo, se o campo magnético toroidal estiver na horizontal, surgirá um campo elétrico vertical. Esse campo elétrico, por sua vez, gera uma velocidade de deriva expressa por

$$\vec{V}_E = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} \quad [4].$$

Além desses dois campos, um terceiro, chamado de campo vertical, tem atuação direta no controle da posição do plasma. Esse campo é gerado por bobinas específicas, localizadas ao redor do tokamak, e atua nas cargas no controle do equilíbrio.

Ao se formar, a própria corrente de plasma cria um campo magnético na direção poloidal $\vec{B}_p$ (Figura 5). A combinação do campo magnético toroidal com o campo magnético poloidal cria linhas de campo magnético helicoidais (Figuras 6 e 7), que diminuem significativamente o efeito da deriva do campo elétrico.

Exemplificando, na figura 6 observa-se que o campo poloidal, na superfície do plasma, completa quatro voltas na direção poloidal, enquanto que o campo toroidal completa apenas uma. Já na figura 7, essa proporção está em dois para um.

Figura 5: Linhas do campo magnético poloidal, criado pela própria corrente de plasma.

Figura 6: As linhas helicoidais do campo magnético resultante são criadas a partir da combinação do campo toroidal com o campo poloidal. Na figura a linha completa quatro voltas na direção poloidal e apenas uma volta na direção toroidal.

Figura 7: Linhas helicoidais: combinação do campo toroidal e do campo poloidal gerando uma segunda configuração na proporção de duas voltas na direção poloidal para uma volta na direção toroidal.

Uma grandeza bastante importante no estudo de estabilidades nos plasmas magneticamente confinados é o *fator de segurança* q . O fator de segurança de uma linha de campo magnético pode ser definido como a razão da variação do ângulo toroidal por 2π , variação essa observada ao se seguir uma linha de campo magnético desde uma posição poloidal, em uma seção transversal do plasma, até essa posição se repetir [4]. Isto é:

$$q = \frac{\Delta\phi}{2\pi} \quad .$$

Para a figura a linha de campo magnético representado na figura 6 o fator de segurança é 0,25. Já para a figura 7 esse valor é 0,5. Vale ressaltar que configurações com fatores de segurança maiores, em geral maiores que a unidade, tendem a ser mais estáveis [4]. As configurações acima, com valores pouco apropriados, foram citadas apenas a título ilustrativo.

Para configurações com grandes *razões de aspecto*, que é a razão entre o raio maior R_0 e o raio menor a , o fator de segurança pode ser calculado com

$$q = \frac{aB_\phi}{R_0 B_\theta} \quad [4],$$

na qual os índices ϕ e θ correspondem às direções toroidal e poloidal, respectivamente.

Basicamente existem duas configurações possíveis para uma linha de campo em um tokamak. Na primeira, ao percorrer-se a linha, mesmo indefinidamente, nunca se retorna ao ponto de partida. Nesse caso podemos definir como sendo uma *superfície magnética* o conjunto de pontos que se percorre ao longo dessa linha. Observe que cada superfície possui o seu fator de segurança correspondente. Na segunda possibilidade, após um número m de voltas na direção toroidal e um número n de voltas na direção poloidal, retorna-se ao ponto de partida. Nesse caso, a superfície magnética é chamada de *racional* ou *ressonante* e o fator de segurança pode ser calculado por

$$q = \frac{m}{n}$$

Como será mostrado a seguir, essas superfícies possuem um papel fundamental no estudo de instabilidades em tokamaks.

1.3 Modelo MHD

Desde o início do estudo de plasmas magneticamente confinados observam-se a ocorrência de instabilidades macroscópicas. Existem diversas instabilidade de interesse no estudo de plasmas magneticamente confinados das quais podemos citar: oscilações MHD, oscilações dentes-de-serra, instabilidades de dobra e de troca e disrupções. De todas as formas de instabilidade a que concerne a esse trabalho a disrupção maior é a mais perigosa uma vez que, quando ocorre, destrói completamente o confinamento do plasma, como será discutido.

A fim de estudar as origens das instabilidades de disrupção, descrevemos abaixo um modelo para o comportamento do plasma chamado de modelo MHD, no qual o plasma é descrito como um fluido condutor, sujeito às equações da hidrodinâmica e às equações de Maxwell.

Nesse modelo, o plasma é considerado como sendo um fluido composto de elétrons de massa m e íons de massa M . Consideraremos, inicialmente apenas uma espécie de íons presente no plasma. Como hipótese de quase-neutralidade é considerada que a densidade eletrônica e a densidade iônica obedecem: $n_e \approx n_i \approx n$. Em modelos mais simplificados, como o modelo MHD Ideal, o plasma é considerado um condutor com resistividade nula. Porém, apesar desse modelo descrever algumas instabilidades, as chamadas instabilidades lineares (como as instabilidades de dobra e de troca) a instabilidade que nos interessa nesse trabalho, a instabilidade de disrupção maior, é melhor estudada se considerarmos uma certa condutividade finita do plasma:

$$\sigma = \frac{1}{\eta}$$

Dessa forma a densidade de massa fica, aproximadamente, desprezando-se a massa dos elétrons: $\rho = n_i M + n_e m \approx n M$. A velocidade média do fluido pode ser considerada como

$$\vec{u} \approx \frac{M \vec{u}_i + m \vec{u}_e}{M + m}$$

e a pressão do plasma será a soma das pressões parciais eletrônicas e iônicas: $p \approx p_i + p_e$.

Com a interpretação de que o plasma é um fluido, com densidade eletrônica igual a densidade iônica, a densidade de corrente se reduz a $\vec{j} \approx n (q_i \vec{u}_i + q_e \vec{u}_e)$

Pela teoria MHD essas grandezas obedecem ao seguinte conjunto de equações[3,4]:

$$\rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \rho (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} = \vec{j} \times \vec{B} - \nabla p$$

Equação de movimento que descreve o

fluxo de massa;

$$\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B} = \eta \vec{j}$$

Lei de Ohm Generalizada, que descreve a

condutividade do fluido.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0$$

Equação da Continuidade para massa;

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{j} = 0$$

Equação da Continuidade para cargas;

$$\frac{\partial}{\partial t} (p \rho^{-\gamma}) = -\vec{u} \cdot \nabla (p \rho^{-\gamma})$$

Equação de estado, sendo γ é a razão entre

o calor específico à pressão constante e o calor específico à volume constante;

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0$$

Lei de Gauss, considerando que $n_e \approx n_i$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$$

Lei de Gauss (para o magnetismo)

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

Lei de Faraday

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

Lei de Ampère-Maxwell

As cinco primeiras dessas relações correspondem às equações que caracterizam um fluido composto por partículas portadoras de carga na presença de campos elétricos e magnéticos. As quatro equações seguintes correspondem às Equações de Maxwell, que descrevem as relações entre os campos.

Tomando-se a equação de movimento com a Lei de Ampère-Maxwell e admitindo-se

que o termo $\frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$ seja desprezível, obtemos, após algumas operações vetoriais, que:

$$\vec{\nabla} p + \vec{\nabla} \frac{B^2}{2\mu_0} = \frac{1}{\mu_0} (\vec{B} \cdot \vec{\nabla}) \vec{B}$$

É usual chamarmos o termo $\frac{B^2}{2\mu_0}$ de pressão magnética e, para campos magnéticos

com pequena curvatura, temos $p + \frac{B^2}{2\mu_0} = \text{constante}$.

1.4 Instabilidade de disrupção

As instabilidades de disrupção são fenômenos ligados diretamente ao fato de que o plasma, em tokamaks, apresenta uma condutividade finita e essa condutividade acarreta as chamadas *recombinações das linhas de campo*, levando ao surgimento das *ilhas magnéticas*.

A recombinação das linhas de campo é um fenômeno que ocorre nas imediações das superfícies magnéticas racionais. As condições para que isso ocorra são: a existência de uma diferença entre a intensidade do campo magnético nas duas regiões próximas à superfície racional limitadas por esta e uma perturbação transversal à superfície racional. Nessas condições pode ocorrer a recombinação das linhas formando ilhas magnéticas, conforme a figura 8 [4].

Figura 8: a) Região próxima a uma superfície racional na qual ocorre inversão de sentido do campo magnético, observando-se que o campo na superfície racional seja nulo; b) Ilhas magnéticas formadas através de uma perturbação transversal à superfície racional mostrada em a)

Para uma superfície ressonante, de fator de segurança $q = m/n$, define-se uma coordenada ortogonal à superfície dada por:

$$\chi = \theta - \frac{n}{m} \phi$$

Uma perturbação ao campo magnético, ortogonal à superfície magnética, fica dada por $e^{im\chi}$. Próximo dessa superfície o campo magnético, em equilíbrio, nessa direção, é dado

por $B_\chi = B_\theta \left(\frac{q'}{q} \right)_s (r - r_s)$ [4], na qual o índice s é relativo à superfície ressonante e

$\frac{q'}{q} = (B_z/rB_\theta)' / (B_z/rB_\theta)$. Nessas condições, pode-se demonstrar que a largura da ilha

magnética formada obedece $w = 4 \left(\frac{rq \hat{B}_r}{m q' B_{\theta s}} \right)^{1/2}$ [4].

Tem-se, portanto, em determinadas situações, para as linhas de campo magnético que estão sujeitas à perturbações transversais deste tipo, a possibilidade dessas se recombinarem formando ilhas magnéticas. O critério que determina a condição para que ocorra uma *ruptura* das linhas de campo, necessária para a recombinação e posterior formação da ilha magnética,

é que o parâmetro $\Delta' = \left(\frac{dB_r}{dr} \right)_{r_s + \epsilon}^{r_s - \epsilon} / B_r(r_s)$ com $\epsilon \rightarrow 0$, seja positivo. Nesse caso a taxa de

crescimento dessa instabilidade pode ser obtida por:

$$\gamma = \frac{0,55}{\tau_R^{3/5} \tau_A^{2/5}} \left(\frac{a^2 n q'}{R q} \right)^{2/5} (a \Delta')^{4/5}$$

na qual τ_R é o tempo característico da difusão resistiva e τ_A é tempo transiente de Alfvén.

A disrupção maior, que acarreta a destruição total do confinamento do plasma, como já mencionado antes, pode ser desencadeada por diversos fatores. Primeiro, existem alguns limites que devem ser observados pois, se violados, acarretam uma disrupção. Nesses casos têm-se as disrupções de *limite de densidade*, de *baixo q*, de *alto β* e por deslocamento vertical da coluna do plasma. Além dessas causas, que podem ser identificadas através dos parâmetros característicos de um disparo do plasma, atividade MHD muito intensa, em particular a relacionada com o modo $m/n=2/1$, na superfície racional $q=2$, pode desencadear uma disrupção.

Tem-se observado experimentalmente em grandes tokamaks que enquanto essa ilha

magnética cresce a sua velocidade de rotação diminui, podendo até atingir rotação nula, sendo esse o chamado *modo travado*. Um diagnóstico magnético que identifica o surgimento desse modo é um bom indicativo de que uma possível disrupção está em formação.

Em geral, o processo de uma disrupção se apresenta em 4 fases [4].

A primeira fase, nem sempre identificável, é quando ocorrem mudanças nos parâmetros do plasma que levarão nas fases seguintes a condições menos instáveis. Quando observado, essa fase demonstra um leve aumento na corrente de plasma ou na densidade eletrônica.

Na segunda fase, observa-se um crescimento da atividade MHD, que geralmente apresenta uma baixa taxa de crescimento, em particular da ilha $m=2$, indicando a presença de modos resistivos. Essa fase tem a duração, para tokamaks de médio porte, da ordem de $10ms$.

Ao término da segunda fase, ocorre uma queda brusca da energia térmica do plasma (*thermal quench*). Essa transição é bem caracterizada pela observação de um pico negativo no sinal da tensão de enlace e um aumento momentâneo da corrente de plasma. Esses dois efeitos estão relacionados com a redução da temperatura central da coluna de plasma ao mesmo tempo que ocorre um achatamento do perfil da densidade de corrente. Conseqüentemente, isso leva a uma tensão induzida ao longo do circuito toroidal, sendo essa tensão observada através da tensão de enlace. O módulo dessa variação da tensão de enlace pode atingir de 10 a 100 vezes o valor da tensão que se tem em condições de equilíbrio durante uma descarga normal. Comparada com a fase anterior, essa fase é muito rápida, em geral para tokamaks médios, pode ter uma duração da ordem de $1ms$.

Após a queda ocorrida na energia térmica do plasma observa-se a queda na corrente de plasma (*plasma quench*). O tempo de decaimento da corrente de plasma, nessa fase, depende muito das condições em que ocorre a disrupção e depende, também, do quanto da corrente de

plasma será convertida em elétrons *runaway* (descritos na próxima seção). Durante essa fase, a tensão de enlace atinge valores positivos muito superiores aos valores observados durante uma descarga normal.

Já em uma disrupção menor, também ocorre a redução parcial da corrente de plasma mas o confinamento não é destruído. Durante a ultima fase de uma disrupção maior podem ser observadas diversas disrupções menores.

Nesse trabalho, quando não especificado, o termo disrupção se referirá a disrupção maior.

1.5 Elétrons *Runaway*

Durante o confinamento magnético do plasma em tokamaks, é bastante comum o aparecimento de elétrons extremamente energéticos, denominados *runaway*, que, ao escaparem do confinamento acabam interagindo com o limitador material ou as paredes do tokamak, produzindo raios-X de altas energias, usualmente chamados de raios-X duros.

No tokamak TCABR, tem sido pesquisado ao longo dos últimos anos o aquecimento do plasma utilizando ondas de Alfvén [5,6] e, logo no início destes estudos, uma nova forma de descargas *runaway* foi descoberta [5].

Os efeitos que estes elétrons energéticos causam no plasma, bem como o entendimento dos mecanismos que levam à sua criação, têm sido objeto de bastante estudos em vários tokamaks.

De maneira geral, a força dissipativa que atua no elétron, resultado das colisões elétron-elétron e elétron-íons, é uma função da velocidade do elétron e possui um máximo na velocidade térmica, representada pela equação:

$$v_{Te} = \sqrt{\frac{2T_e}{m_e}}.$$

A medida que a velocidade do elétron aumenta, a frequência colisional torna-se cada vez menor. Por exemplo, a frequência colisional elétron-elétron obedece a relação:

$$\nu_{ee} = \frac{n_e e^4 \ln \Lambda}{4 \pi \epsilon_0^2 m_e^2 v_{Te}^3} \quad [7].$$

Nessa equação, o termo $\ln \Lambda$ é o chamado *Logarítmico de Coulomb*, e o seu valor depende dos parâmetros de funcionamento do tokamak [4].

Agora, como a força dissipativa pode ser calculada com $F(v) = m_e \nu_e(v) v$, decorre então que esta força é uma função decrescente da velocidade. Se um elétron desse plasma possui velocidade muito superior à velocidade térmica (isso pode ocorrer basicamente devido à três processos, que serão descritos logo a seguir), e estiver sujeito a um campo elétrico que permeia o interior desse plasma, um trabalho da força elétrica é realizado continuamente no elétron. Portanto, a sua energia cinética aumentará, de forma que o livre caminho médio destes elétrons no plasma vai tornando-se cada vez maior; ou seja cada vez mais a energia dissipada pelas colisões torna-se relativamente menor. Esse processo faz com que o elétron adquira velocidades cada vez maiores, chegando mesmo a atingir velocidades relativísticas.

Durante o início do seu confinamento em tokamaks o plasma é considerado resistivo, resistividade esta necessária para que ocorra o processo de aquecimento ôhmico. De forma que uma força-eletromotriz deve ser produzida pelo sistema ôhmico, capaz de fornecer a energia necessária para se manter uma corrente de plasma. A essa força-eletromotriz, está associada intrinsecamente um campo elétrico que permeia o plasma. Esse campo elétrico é que acabará gerando o fenômeno explicado acima.

São três os principais processos nos quais podemos observar a produção de elétrons

runaway: Elétrons Supratérmicos, Produção de Dreicer e Avalanche *Runaway*.

- Elétrons supratérmicos: na distribuição estatística das velocidades dos elétrons, sempre existem elétrons com velocidades superior à velocidade térmica; mas que corresponde apenas a uma pequena quantidade, relativamente à quantidade total de elétrons. São esses os elétrons que podem experimentar a ação do campo elétrico, nessa particular forma.

- Produção de Dreicer: Dependendo do valor do campo elétrico na direção toroidal, também os elétrons térmicos podem, em determinadas condições, ser acelerados para o estado *runaway*. A taxa de produção destes elétrons *runaway*, originados a partir de elétrons térmicos, depende essencialmente da temperatura e da densidade eletrônica, como indicado na equação abaixo. Esta equação fornece a taxa de produção de elétrons *runaway* ao longo do tempo, correspondente a este processo, sendo que a influência da temperatura está implícita na expressão através da frequência colisional [7], considerando Z_{eff} como o número atômico efetivo e n_e a densidade eletrônica:

$$\frac{d n_r}{dt} = n_e v_{ee} \epsilon^{-3(z_{eff}+1)/16} \exp \left(\frac{-1}{4 \epsilon_1} - \sqrt{\frac{1+z_{eff}}{\epsilon_2}} \right)$$

$$\text{na qual } \epsilon_1 = \frac{E}{E_D} \text{ e } \epsilon_2 = \frac{E}{E_C}$$

Os campos E_D e E_C (*campo de Dreicer* e *campo crítico*) são dois valores, para o campo elétrico no plasma, que estabelecem limites a partir dos quais podemos analisar a produção de elétrons *runaway* a partir da população total de elétrons térmicos.

Em especial, o campo de Dreicer $E_D = \frac{n_e e^3 \ln \Lambda}{4 \pi \epsilon_0^2 T_e}$ (Dreicer foi quem descobriu esse

fenômeno, em 1956) corresponde ao valor do campo elétrico acima do qual a força

elétrica aplicada supera a força de resistência para elétrons com velocidades próximas da velocidade térmica. Portanto, se o campo elétrico no plasma superar o campo elétrico de Dreicer, existirá então uma alta probabilidade de um elétron térmico ser convertido em *runaway*.

O campo crítico $E_C = \frac{n_e e^3 \ln \Lambda}{4 \pi \epsilon_0^2 m_e c^2} = \frac{T_e E_D}{m_e c^2}$ por outro lado, corresponde ao valor

mínimo do campo elétrico que deve existir no plasma para que se observe um elétron *runaway*; isto é, para que exista uma probabilidade finita de que um elétron térmico seja acelerado na forma *runaway*. Isso se deve ao fato de que a força dissipativa não se anula para velocidades muito altas, se forem considerados efeitos relativísticos. Então, mesmo para um elétron com a velocidade tendendo à velocidade da luz, uma força dissipativa, não nula, atua sobre ele, sendo necessária uma força elétrica contrária para manter a sua energia constante.

Uma consequência desse fato é a conclusão de que só se observam elétrons *runaway* se o campo for maior que o valor do campo crítico. Vale salientar que o campo elétrico crítico é menor que o campo elétrico de Dreicer em tokamaks, uma vez que a razão entre os dois é a mesma que a razão entre a temperatura eletrônica e a massa de repouso do elétron, e que os elétrons térmicos não são relativísticos.

Em resumo, para campos menores que o campo elétrico crítico E_C não se observa a criação de elétrons *runaway no plasma*. Para campos iguais ou maiores que o campo elétrico de Dreicer, existe uma grande população de elétrons *runaway* derivados de elétrons térmicos do plasma. Para campos intermediários, entre E_C e E_D , existe sempre uma população de elétrons *runaway* que depende da temperatura eletrônica, da densidade eletrônica e do campo elétrico permeando o plasma.

- Avalanche runaway. Colisões entre elétrons *runaway* e elétrons térmicos, ainda que pouco prováveis (comparada com a probabilidade para colisões entre elétrons térmicos), ocorrem e causam uma transferência de energia, levando as velocidades dos elétrons térmicos acima do limite mínimo necessário para estes passarem ao estado de *runaway*. Esse processo de geração de elétrons *runaway* a partir de uma corrente *runaway* original (ou primária) é chamado de *avalanche* (ou geração secundária). Esse processo aumenta a taxa de geração de elétrons *runaway* que se observaria apenas com a geração chamada *convencional*. Porém, evidentemente, para que isto ocorra é necessária a existência de uma quantidade inicial de elétrons *runaway* presentes no plasmas.

O cálculo da taxa de geração de elétrons *runaway* ao longo do tempo pode ser dividida em duas partes. A primeira diz respeito à geração dos elétrons no modo chamado *convencional*. O segundo termo diz respeito à formação no modo *avalanche*, que aumenta a medida que o número de elétrons *runaway* também aumenta. A síntese desses dois processos encontra-se na equação [7]:

$$\frac{d n_r}{dt} = n_e v_{ee} \epsilon^{-3(z_{eff}+1)/16} \exp\left(\frac{-1}{4 \epsilon_1} - \sqrt{\frac{1+z_{eff}}{\epsilon_2}}\right) + \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{(\epsilon_2-1) n_r}{3 \tau \ln \Lambda} \quad \text{na qual } \epsilon_1 = \frac{E}{E_D} \quad \text{e } \epsilon_2 = \frac{E}{E_C} .$$

Em tokamaks o confinamento de elétrons *runaway* é da ordem de 10-100 vezes menor que o esperado em modelos clássicos de transporte [8]. Durante a descarga do plasma, a perda ocasional de elétrons *runaway*, por um lado, diminui a taxa de produção de avalanches (uma vez que diminui o número total de elétrons *runaway* no plasma), mas por outro lado causa um efeito de impacto destes elétrons bastante energéticos nas paredes do vaso e no limitador. Este impacto gera, por *bremsstrahlung*, a emissão de raios-X de altas energias, e é justamente detectando-se estes raios-X que se identifica experimentalmente a existência de *runaways* no plasma. Em algumas situações, nas quais ocorre uma perda da qualidade de confinamento (de

forma repentina) quase sempre podemos identificar *bursts* de elétrons *runaway* colidindo com as paredes do vaso do tokamak.

A colisão de elétrons *runaway* com o vaso, ou com o divertor (quando disponível), pode causar desgaste e danos em componentes próximos às portas do vaso [9-11]. Essa é umas das motivações relacionadas com as pesquisas atuais voltadas para a mitigação de disrupções em tokamaks, uma vez que em disrupções podem ser criados elétrons *runaway* em grandes quantidades.

Durante uma disrupção maior, por exemplo, na primeira etapa do processo sempre se identifica um significativo resfriamento do plasma (*thermal quench*). Este resfriamento, necessariamente, implica em um acréscimo da sua resistividade, o que por sua vez gera um aumento do campo elétrico auto-induzido que mantém a corrente de plasma [12], de acordo com a Lei de Faraday-Lenz. Esse aumento repentino no campo elétrico acaba provocando, conseqüentemente, um aumento sensível na produção primária de elétrons *runaway* [7, 10, 12].

Em alguns casos, como no JET, a corrente gerada por esses elétrons *runaway* dura o tempo suficiente para se obter uma avalanche runaway [13]. No estudo desenvolvido por Gill[13], mostrou-se que na fase final da uma disrupção no JET observam-se correntes de elétrons *runaway* correspondentes a até 50% do valor da corrente do platô. Após essa fase, dois caminhos foram observados por Gill. No primeiro a corrente *runaway* perde o confinamento e ,em um intervalo de tempo muito pequeno (da ordem de milisegundos), os elétrons *runaway* se chocam contra o vaso, o divertor ou limitador (causando possíveis danos à esses componentes). Em uma segunda possibilidade a corrente *runaway* se mantém próxima do raio maior durante alguns segundos. Mesmo sendo um tempo relativamente grande, comparado com a escala de tempo dos processos que ocorreram durante a disrupção, Gill

mostra que os fatores conhecidos que levam à perda do confinamento dos elétrons *runaway* apontam para uma estimativa de um tempo de confinamento da ordem de 70s (se considerarmos perdas de energia dos elétrons pela emissão síncrotron) ou a 15s (se considerarmos a perda por espalhamento em íons residuais no vaso após a disrupção). Estes valores estimados para o JET encontram-se muito acima do tempo de confinamento observado, que para esses elétrons é próximo de 2s. Uma hipótese levantada, no mesmo artigo, diz respeito a redução da qualidade do confinamento devido às perturbações no campo magnético toroidal.

De fato, diversos trabalhos foram desenvolvidos no sentido de se entender como uma perturbação no campo magnético afeta o transporte radial de elétrons, sejam eles térmicos, sejam eles *runaway*; em especial citamos Rechester e Rosenbluth [14] que, em 1978, desenvolveram uma expressão para esse coeficiente de transporte na qual mostram uma dependência com a perturbação na forma quadrática:

$$D \sim \left(\frac{\delta B}{B} \right)^2 .$$

Mynik e Strachan, por outro lado, aprimoraram o modelo incluindo efeitos de deriva do elétron e efeitos do movimento giromagnético[8]. Uma conclusão importante sobre este assunto, que pode ser obtida desses trabalhos, é que a qualidade do confinamento de elétrons *runaway* depende de forma muito sensível de possíveis perturbações no campo magnético.

1.6 Tokamak TCABR

O tokamak TCABR do Instituto de Física da USP é um tokamak cuja câmara possui uma forma de seção retangular, com volume aproximado de 1m^3 . O volume do plasma, definido por um limitador material de grafite, possui valores da ordem de $0,4\text{m}^3$.

Os parâmetros principais do tokamak TCABR estão na tabela 1.

Tabela 1: *Parâmetros principais do tokamak TCABR.*

Raio maior, R_0 (m)	0,61
Raio menor, a (m)	0,18
Corrente de Plasma, I_p (kA)	120
Duração da descarga, t_d (ms)	150
Densidade eletrônica, n_e (m^{-3})	$3 \cdot 10^{19}$
Campo Toroidal, B_T ($r = 0$) (T)	1-1,2

Atualmente o TCABR possui o seguinte conjunto de diagnósticos potencialmente em operação [15]:

Medidas magnéticas:

Tensão de enlace (*loop*);

Corrente de plasma;

Bobinas de fluxo posição horizontal;

Posição vertical da coluna;

Bobina diamagnética;

Bobinas de Mirnov (oscilações MHD);

Medidas de ondas eletromagnéticas

Raio X de baixa energia (8 canais na direção radial);

Raio X de alta energia (1 canal – fotomultiplicadora);

H-alfa (1 canal vertical);

H-alfa (conjunto vertical);

ECE - Emissão ciclotrônica de elétrons (1 canal radial).

Interferômetro de microondas (3 canais). ;

Bolômetro; Potência total irradiada;

Refletômetro (1 canal);

Espectrômetro ótico;

Espectrômetro fixo no CIII;

Outros:

Sonda eletrostática (1, vertical);

Os valores da tensão de enlace e da corrente de plasma são os dois principais parâmetros utilizados não só nesse trabalho, como também na maior parte dos trabalhos envolvendo tokamaks.

A tensão de enlace no tokamak TCABR é medida através de oito espiras que circulam o tokamak na direção toroidal. Sua medida é, portanto, proporcional à variação do fluxo do campo magnético através dela. Esta variação deve-se principalmente a dois fatores: a força-eletromotriz fornecida pelo sistema ôhmico e a tensão induzida devido às variações da corrente de plasma.

A corrente de plasma é medida através de uma bobina de Rogowski que se encontra do lado externo da câmara de vácuo do tokamak. A integração do seu sinal, ao longo do tempo, fornece um valor proporcional à corrente de plasma, que é devidamente calibrado.

Outro diagnóstico que foi muito utilizado nesse trabalho é o sistema de detecção de raios-X de altas energias (raios-X duros). O diagnóstico é basicamente composto por um conjunto cintilador e fotomultiplicadora, envolvido por tijolos de chumbo, com apenas um orifício de detecção, e que encontra-se posicionada no plano meridional do tokamak e a uma certa distância deste.

Finalmente, foram utilizados os sinais do sistema de bobinas de Mirnov. Este sistema é composto por 22 bobinas magnéticas distribuídas ao longo da direção poloidal, em uma determinada posição toroidal do tokamak, e que são úteis para se determinar os modos

predominantes das perturbações MHD.

1.7 Injetores de pastilhas

Um injetor é um dispositivo que de alguma forma, seja por gás pressurizado ou por uma centrífuga, lança uma ou mais pastilhas de pequenas dimensões em um determinado momento da descarga do plasma.

O nome *pellet* é muito conhecido na literatura para essa pastilha; porém pouco se tem escrito sobre esse assunto na língua portuguesa. Portanto, como é norma se evitar neologismos desnecessários, daqui pra frente o nome *pastilha* será utilizado.

As pastilhas geralmente empregadas podem ser de algum material naturalmente sólido, geralmente de baixo número atômico, ou podem ser de deutério ou trítio solidificado. No primeiro caso, dizemos que o injetor é um *injetor de pastilhas impurezas*.

Injetores de pastilhas de impurezas são utilizados basicamente para três finalidades,

- desenvolvimento de técnicas de diagnósticos;
- terminação induzida do plasma
- condicionamento das paredes da câmara.

1.7.1 Injetores de Impurezas como Diagnóstico

Entre as diversas técnicas de diagnóstico que envolvem injeção de pastilhas, existem:

1. Medida da direção do campo magnético – Perfil do Fator de Segurança

Como será mostrado na seção seguinte, a direção do campo magnético pode ser identificada ao se observar com instrumentos ópticos (como câmeras rápidas CCD) o brilho emitido pela pastilha ao atravessar o plasma. Essa observação pode ser realizada tanto com pastilhas de impurezas como com pastilhas de hidrogênio. Porém, como a entalpia de sublimação das impurezas (como C e Li) é significativamente maior do que a de uma molécula de H_2 a taxa de sublimação das pastilhas de impurezas são menores e, portanto, pode-se gerar brilhos plenamente observáveis com uma influência menor no plasma [16].

Mapeando a direção do campo magnético ao longo da penetração no plasma obtém-se então o perfil do fator de segurança $q(r)$ do plasma [17]. Experimentos foram realizados para determinar especificamente a posição da superfície $q=1$ [18]. Nesses experimentos, foram observados uma forte queda na emissão luminosa da nuvem quando a pastilha atravessa a superfície $q=1$.

Vale salientar que a utilização de pastilhas em técnicas de diagnóstico, em geral, acompanha a utilização de sistemas de monitoramento óptico do plasma, seja de alguma faixa do espectro previamente escolhida por filtros ou seja em uma faixa mais larga do espectro luminoso. Essas técnicas são fundamentais na determinação do brilho da nuvem e da posição da pastilha ao longo do tempo, informação crucial na construção de qualquer perfil envolvendo informações decorrentes da ablação da pastilha

2. Diagnóstico de Partículas Alfa de Alta Velocidade.

O estudo da distribuição de velocidades das partículas alfa dentro da coluna de plasma é de suma importância em projetos que envolvam a construção de reatores termonucleares a fusão, uma vez que se espera que as partículas alfa, produto da fusão, dispenda parte de sua energia cinética durante o seu tempo de confinamento. Isto é, deseja-se que parte da energia liberada no processo de fusão seja apresentada como energia cinética das partículas alfa. O

processo se tornará energeticamente mais eficiente se parte dessa energia for fornecida ao plasma e não dissipada no divertor e nas paredes do vaso.

Interações entre partículas alfa com a nuvem que se forma ao redor da pastilha de impureza, durante o processo de ablação, pode fornecer informações a respeito do espectro de energia das partículas alfa presentes em um plasma de alta temperatura [19,20]. Esse processo se mostrou eficiente mesmo para partículas alfa com energias maiores que 1MeV. A técnica utilizada para este fim é chamada de *PCX “Pellet Charge-exchange”*, na qual mede-se a distribuição de energia de átomos de He que são decorrentes de processos envolvendo as partículas alfa e a nuvem ao redor da pastilha. Como o nome indica, ocorrem trocas de carga e a decorrente neutralização das partículas alfa. A partir dessa distribuição, que depende das características da nuvem (como a sua área e outras características como o ângulo sólido do detector) é que calcula-se a distribuição de energia das partículas alfa incidentes na nuvem.

3. Medida dos Coeficientes de Transporte

Transporte de energia e transporte de partículas são áreas de pesquisa de suma importância em física de plasmas e, em particular, no estudo das condições de equilíbrio e confinamento em tokamaks.

Diversos trabalhos envolvendo injeção de pastilhas de deutério e pastilhas de impurezas já foram realizados no sentido de obter informações a respeito dos coeficientes de transporte [21,22]. A partir da análise do perfil da temperatura e do perfil da densidade, bem como da análise de como esses perfis são perturbados com a injeção de pastilhas, infere-se os valores dos coeficientes de transporte.

4. Determinação do Perfil da Densidade de Corrente

Do que já foi exposto anteriormente, utilizar pastilhas como pequenas sondas que

interagem com o plasma, portanto, pode ser útil para extrair diversas informações locais.

Uma outra informação que pode ser obtida é acerca da densidade de corrente na região em que a pastilha se encontra.

Experimentos foram propostos e testados no tokamak russo T-10 [23], por exemplo, nos quais se utilizam as seguintes considerações: a conservação da quantidade de movimento implica que a variação da componente toroidal da velocidade da pastilha com massa instantânea $M(t)$, sujeita à fluxos de elétrons cuja diferença entre as duas faces opostas ao longo da direção toroidal é $(Q_1(t) - Q_2(t))$ obedece a seguinte relação:

$$M(t) \frac{dV_T(t)}{dt} = a(t) S(t) (Q_1(t) - Q_2(t)) U \frac{m}{\varepsilon}$$

na qual $a(t) = \langle \cos^2 \theta \rangle$ com θ sendo o ângulo entre a normal à superfície e a direção do campo magnético, $S(t)$ é a área da secção transversal da pastilha perpendicular ao campo magnético, U é a velocidade de escape dos átomos de carbono da pastilha, m é a massa de cada átomo e ε é a energia de sublimação do carbono, A_{eff} é a área efetiva para o fluxo de elétrons e V_T é a velocidade toroidal da pastilha.

Por outro lado, a redução da massa pode ser calculada com:

$$\frac{dM(t)}{dt} = -m A_{eff} \frac{Q_1(t) + Q_2(t)}{\varepsilon}.$$

Isto é, a diferença entre o fluxo de elétrons em duas faces definidas ao longo do campo toroidal gera uma variação da velocidade da pastilha na direção toroidal enquanto que a soma desses fluxos está relacionada com a variação da massa da pastilha. Considerando que a diferença entre os fluxos não perturbados pode ser calculada fazendo

$$Q_{1\infty}(t) - Q_{2\infty}(t) = \left(\frac{5}{2} + f(Z_{eff}) \right) n_e T_e u$$

na qual $f(z_{eff})$ é uma função que varia lentamente em torno de $0,7-1,0$, e u é a velocidade de deriva dos elétrons.

Combinando estas equações com a equação para a densidade de corrente $j = e n_e u$ obtém-se, finalmente, uma expressão que pode ser utilizada para se inferir o valor da densidades de corrente em função de grandezas mensuráveis em experimentos com injeção de pastilhas

$$j = \frac{e \epsilon M(r) \frac{dV_T(r)}{dr} V_p}{T_e(r) \left(\frac{5}{2} + f(Z_{eff}) \right) a(r) S(r) m U \delta^2}$$

Nessa equação, V_p é a velocidade da pastilha, $S(r)$ é a área da secção transversal perpendicular ao campo magnético parametrizado em r , $a(r)$ é uma função relacionada com a mudança da forma da superfície durante a ablação e δ é o fator de blindagem que relaciona o fluxo de calor não perturbado com o fluxo de calor que efetivamente atinge a superfície da pastilha. Para pastilhas de carbono, assume-se valores de δ próximos de 1.

Vale ressaltar que, assim como os outros métodos, esse método requer um sistema que rastreie a posição da pastilha ao longo do plasma, com o adicional de que, nesse caso, a curvatura ao longo do eixo toroidal é a informação central utilizada na determinação da densidade da corrente.

1.7.2 Injetores de Impurezas Utilizados para Terminação Induzida do Plasma

Conforme descrito na seção 1.4, uma disrupção é um evento que leva a uma perda das condições de confinamento. Em tokamaks, encontramos as chamadas disrupções *maiores* e

menores.

Nas disrupções maiores, observa-se a perda total das condições de confinamento. Desta forma, as disrupções são eventos indesejáveis e a conquista das melhores condições de estabilidade evidentemente correspondem aos fatores mais fundamentais em um projeto de um reator a fusão termonuclear controlada. Porém, as disrupções ocorrem por diversos motivos e seus efeitos são danosos e, por vezes, podem até impedir o perfeito funcionamento de um reator.

Durante a fase de redução da energia térmica do plasma, essa é dissipada nas paredes internas do vaso. Elevadas correntes são, então, induzidas no vaso e nos sistemas ao redor, devido à abrupta queda da corrente de plasma. Altas tensões mecânicas produzidas também elevam a carga do sistema mecânico do tokamak durante o processo da disrupção [24-27]. Além desses efeitos, parte da coluna de plasma atinge a parede interna do vaso gerando uma corrente, chamada de *halo current*.

No tokamak Asdex Upgrade observou-se que aproximadamente toda energia térmica do plasma pode ser absorvida pelo divertor em poucos milissegundos. Em seguida, a queda da corrente de plasma gera uma dissipação ôhmica da energia magnética associada à essa corrente, na qual parte dessa energia é dissipada por efeitos radiativos e parte é dissipada diretamente no divertor [10]. A forma do divertor e a sua configuração pode interferir nas quantidades absorvidas. Mas em qualquer caso, tratam-se de quantidades muito altas de energia. Por exemplo no tokamak Asdex Upgrade a energia térmica, por si só, pode envolver valores da ordem de $500kJ$ depositados no divertor em alguns poucos milissegundos [10], enquanto que as forças adicionais aplicadas sobre a estrutura do tokamak atingem valores extremamente elevados. Como, por exemplo, no tokamak Asdex Upgrade se observam forças verticais da ordem de $500kN$ [10]; e sobre o tokamak JET as forças são capazes de deslocar

aquele imensa estrutura de $6mm$ na direção radial [10].

Além de todos esses fatores, a redução abrupta da corrente de plasma induz um campo elétrico adicional ao longo da direção toroidal que pode contribuir para uma maior concentração de elétrons *runaway*.

Com o objetivo de se obter o término controlado do plasma, uma série de estudos [28-33] tem sido desenvolvida utilizando a injeção de pastilhas para minimizar os efeitos deletérios de uma disrupção abrupta.

Nesses estudos, pretende-se prever o momento de uma disrupção e mitigar o plasma com a injeção de uma pastilha. Dessa forma, uma parcela da energia do plasma é dissipada enquanto o processo de ablação da pastilha ocorre e o efeito danoso da disrupção fica, então, minimizado [24,32,33].

Com o objetivo de se prever uma disrupção que está para ocorrer, diversos esforços estão sendo empregados para se aumentar o tempo de antecedência em relação ao momento da disrupção com que se faz a previsão. Uma técnica interessante que já foi empregada utiliza redes neurais para a previsão do momento da disrupção [34-37].

1.7.3 Condicionamento das paredes

Em um tokamak várias impurezas estão sempre presentes no plasma; porém é absolutamente desejável que a quantidade de impurezas seja levada ao menor valor possível. Entre os efeitos observados devido a presença de impurezas no plasma, podemos citar o aumento da atividade MHD e a perda de energia por radiação, além da mudança na concentração total de hidrogênio e seus isótopos na composição do plasma. Isto porque, como já se sabe, um acréscimo na concentração de impurezas altera o z_{eff} e a resistividade do

plasma, afetando diretamente as condições de estabilidade.

São várias as fontes de impurezas, sendo que as mais importantes são a existência de vazamentos virtuais e o contato do plasma com o limitador material (quando presente), além de sondas e diagnósticos internos à câmara.

Agora, sem mesmo ter sofrido o contato direto com o plasma, as paredes internas do tokamak possuem uma grande área que contribui para uma degaseificação constante de átomos e moléculas que encontram-se aprisionadas na rede cristalina, em uma camada bastante fina da sua superfície. Estes átomos/moléculas, na situação de alto vácuo, desprendem-se naturalmente a uma taxa aproximadamente constante.

Outro fator que pode tornar-se indesejável, principalmente em tratando-se de um grande reator termonuclear a fusão, é a degaseificação de uma forma não controlada do próprio hidrogênio preso nas paredes internas do tokamak. Esse hidrogênio adicional aumenta a densidade de forma não prevista e pode também contribuir para uma perda na qualidade do confinamento [12].

O condicionamento das paredes da câmara consiste em seguir algum procedimento que procura liberar o maior número possível de impurezas, antes de uma seção de disparos regulares do tokamak, ou então criar uma película que cubra a superfície interna do tokamak, diminuindo esta desgaseificação.

Uma forma possível de se criar essa película é utilizando a técnica de injeção de pastilhas de impurezas, largamente testada com pastilhas de boro, lítio e carbono [21,38,39].

1.8 Ablação

Um tópico bastante interessante de análise envolvendo a injeção de pastilhas de impurezas é compreender os mecanismos físicos que regem a sublimação do material da

pastilha em contato com o plasma magneticamente confinado.

Ao penetrar no plasma, a pastilha passa a ser alvo do bombardeio de elétrons e íons que constituem o plasma, passando então a ter o seu tamanho reduzido enquanto o material da sua superfície é continuamente arrancado pelo plasma. Esse efeito costuma ser chamado na literatura de “*ablation*” cuja melhor tradução seria “ablação”.

Ablação é um termo que possui alguns significados na língua portuguesa. Em geral, significa “arrancar”. Uma ablação na cirurgia representa retirar um pedaço da parte que está sendo operada. Um outro tópico no qual podemos encontrar esse termo é a ablação de um meteoróide ao penetrar na atmosfera. Uma diferença fundamental é que no caso da ablação de um meteoróide, uma calda brilhante se forma na direção contrária do movimento do meteoróide em relação ao ar. No caso de uma pastilha atravessando um plasma típico de tokamak, entretanto, temos que a velocidade da pastilha é da ordem de 1km/s (no caso de pastilhas muito rápidas), valor muito menor que a velocidade térmica dos elétrons, que está na ordem de 10^4km/s . Neste caso as partículas liberadas da pastilha tendem a se expandir preferencialmente na direção paralela ao campo magnético, nos dois sentidos.

Diversos modelos teóricos já foram propostos para explicar como ocorre a ablação de uma pastilha. Primeiramente, foram desenvolvidos modelos para as pastilhas de hidrogênio [40,41] que em seguida foram adaptados para pastilhas de impurezas [42-44].

Logo nas primeiras experiências com injeção de pastilhas observou-se que o tempo necessário para sublimar a pastilha inteira era maior do que o esperado, considerando que o fluxo de elétrons e íons atingem diretamente a superfície da pastilha [16]. Esses resultados levaram à hipótese de que existem efeitos de blindagem, que protegem a pastilha da colisão dos elétrons e dos íons, prolongando o seu tempo de vida.

Uma forma de representar este efeito da blindagem é através do fator $\delta = \frac{q_p}{q}$, no qual a grandeza q_p representa o fluxo de calor que efetivamente atinge a superfície da pastilha e q representa o fluxo de calor original, não perturbado pela presença da pastilha. Já tem sido observado experimentalmente [42-44] que uma pequena parte da energia incidente afeta a superfície da pastilha. Para pastilhas de hidrogênio ($\delta \ll 1$) e, enquanto que, em pastilhas compostas de materiais com uma entalpia de sublimação maior, o efeito da blindagem torna-se menor ($1 - \delta \ll 1$). Esta é a principal causa da necessidade de se adaptar os modelos criados para a ablação de pastilhas de hidrogênio para as pastilhas de impureza. Além disso, a energia necessária para se arrancar um átomo da pastilha de carbono ($4-8 \text{ eV}$) é cerca de duas ordens de grandeza maior do que a correspondente de uma pastilha de deutério.

O efeito de blindagem do fluxo de elétrons e íons na pastilha deve-se basicamente a três causas distintas (em todos os casos foram mantidas as siglas em inglês).

- (*Neutral Gas Shielding – NGS*) - Uma nuvem de partículas neutras forma-se ao redor da pastilha absorvendo parte da energia incidente. A energia absorvida por essa nuvem resulta no aquecimento da mesma.
- (*Plasma Shielding – PS*) – Corresponde ao efeito de blindagem causado pelo plasma secundário criado pela expansão da nuvem, predominantemente no sentido do campo magnético. Este plasma secundário é fundamental nos estudos que utilizam pastilhas como diagnósticos, uma vez que o seu brilho e alinhamento com o campo magnético permite extrair informações do plasma na região em que a pastilha se encontra.
- (*Electrostatic Shielding – ES*) – Uma barreira de potencial ($\Delta\phi$) é criada entre o plasma secundário (descrito anteriormente) e o plasma de fundo. Estimativas para essa barreira prevêem valores entre 1 e 2 vezes o valor de T_e/e [42]. É interessante notar

que na presença dessa barreira o fluxo de elétrons diminui significativamente, porém o fluxo de íons não aumenta na mesma proporção, causando o efeito de blindagem.

Neste trabalho será discutido e utilizado o modelo *NGES* desenvolvido por Seergev [42] e colaboradores que consideram simultaneamente o efeito da blindagem eletrostática combinado com a blindagem da nuvem de partículas neutras.

O modelo foi desenvolvido para blindagens fortes e fracas, ou seja, $\delta \ll 1$ e $\delta > 0,8$, respectivamente.

No caso de blindagens fortes, o modelo considera uma função de perda de energia definida por $\frac{d}{dl} E_{e,i} = -n_n(r) L_{e,i}$, na qual E_e e E_i são as energias dos elétrons e dos íons, respectivamente, e n_n é a densidade do material que sofreu ablação na parte neutra da nuvem.

São feitas as aproximações,

$$L_e(E) = \frac{Z_p}{4,7 \cdot 10^{14} + 8,0 \cdot 10^{11} E}$$

e

$$L_i(E) = Z_p \cdot 9,65 \cdot 10^{-17} E^{0,4},$$

nas quais Z_p é o número atômico do material sublimado.

Uma outra diferença desse modelo à outros desenvolvidos anteriormente, é que ele não considera que o fluxo de energia seja uniformemente distribuído por todas as direções. O que de fato seria uma forte aproximação, uma vez que existe uma direção preferencial de incidência ao longo da linha do campo magnético, para os elétrons e uma não uniformidade na incidência dos elétrons, comparado com a dos íons, como mostrado a seguir.

Para identificar a direção de incidência do fluxo de energia, foi estabelecida uma variável α que é o ângulo formado entre a direção de incidência das partículas do plasma na pastilha e a linha de campo magnético no local. Dessa forma a densidade linear da nuvem pode ser calculada considerando

$$S_n = \int_0^{\infty} n_n(z) dz$$

O fluxo de calor incidente pode, portanto, ser calculado como:

$$Q_p(S_N, \alpha) = Q_{pe}(S_n / \cos \alpha) \cos \alpha + Q_{pi}(S_n)$$

com:

$$Q_{pe,i}(S_n) = \frac{4\pi}{m_{e,i}^{1/2} (2\pi T_{e,i})^{1/2}} \int_0^1 \zeta d\zeta \int_0^{\infty} E^2 f_{e,i}(S_n, E, \zeta) dE$$

sendo:

$$f_{e,i}(S_n, E, \zeta) = \left(\frac{E_{e,i0}(S_n, E, \zeta)}{E} \right)^{1/2} n_{e,i} \exp \left(\frac{-E_{e,i0}(S_n, E, \zeta)}{T_{e,i}} \right) \left(\frac{L_{e,i}(E_{e,i0}(S_n, E, \zeta))}{L_{e,i}(E)} \right)$$

Segundo Sergeev [42], uma conclusão importante que se pode tirar dessas equações é que a ablação na região com $\alpha \approx \pi/2$ tem como causa maior o impacto dos íons.

O efeito da barreira de potencial é análogo ao efeito de uma sonda em um potencial flutuante. Até que a evaporação tenha início, a pastilha adquire um potencial negativo em relação ao plasma. A esse potencial está associado um campo elétrico que retarda os elétrons que se aproximam da pastilha e acelera os íons. Sergeev [42] mostra que os fluxos de calor devido aos elétrons e aos íons devem ser corrigidos multiplicando-se o fluxo de calor devido aos elétrons por

$$\exp \left(\frac{-e \Delta \varphi}{T_e} \right)$$

e o fluxo de calor devido aos íons por

$$0,3 \left[1 + 0,75 \left(\frac{e \Delta \varphi}{T_e} \right)^{0,68} \right] \left[1 + 0,564 \left(\frac{T_i}{T_e} \right)^{0,797} \right] [3,052 - 0,32 \ln \left(\frac{r_p}{D} \right)] \left(1 + \frac{e \Delta \varphi}{2T_i} \right) .$$

Na equação acima D representa o raio de Debye nas condições do experimento.

Além das expressões para os fluxos de calor dos elétrons e dos íons, no caso de alta blindagem, Sergeev também desenvolveu uma lei de escala para a taxa de ablação, dada em átomos por segundo, como sendo:

$$\dot{N} \approx 1,94 \cdot 10^{14} n_e^{0,45} T_e^{1,72} r_p^{1,44} \varepsilon^{-0,16} A_p^{-0,28} Z_p^{-0,56} (\gamma - 1)^{0,28} ,$$

sendo γ o constante adiabática para o gás neutro (5/3 no caso de carbono), ε é a entalpia de sublimação do material que compõe a pastilha e Z_p é o número atômico do elemento que compõe a pastilha e A_p representa a correspondente massa atômica. As unidades de cada grandeza são encontradas na tabela 2.

Tabela 2 – *Unidades das grandezas utilizadas no modelo NGES*

$\dot{N}$	<i>átomos/s</i>
n_e	<i>cm⁻³</i>
T_e	<i>eV</i>
r_p	<i>cm</i>
A_p	<i>uma</i>

No caso de blindagem fraca, a expressão de Sergeev adapta-se bem à expressão desenvolvida por Kuteev [44] :

$$\dot{N} = \frac{\delta}{\varepsilon} r_p^2 n_e \sqrt{\frac{8\pi T_e^3}{m_e}} ;$$

na qual

$$\delta = \left(1 + \frac{1,725 \sqrt{\pi} (\pi - 2) Z_p e^4 r_p n_e E_1 (5,5 Z_p / T_e)}{\varepsilon V_{super} \sqrt{2 m_e T_e}} \right)^{-1} , \text{ na qual}$$

V_{super} é a velocidade com a qual os átomos escapam da superfície da pastilha, acrescentando o termo correspondente à blindagem eletrostática, resultando em:

$$\dot{N} = \frac{\delta}{\varepsilon} r_p^2 n_e \sqrt{\frac{8 \pi T_e^3}{m_e}} \exp\left(\frac{-e \Delta \varphi}{T_e}\right)$$

Para considerar blindagens intermediárias, com $0,2 < \delta < 0,8$, Sergeev recomenda tomar a média geométrica entre a taxa calculada no limite $\delta \rightarrow 0$ e a taxa calculada para $\delta=1$.

2 DESENVOLVIMENTO

2.1 Injetor de Impurezas do TCABR

Construído no Laboratório de Física de Plasmas do IFUSP, o injetor de impurezas está dimensionado para impurezas sólidas de $0,4mm$ até $0,9mm$ de diâmetro (cilíndricas ou esféricas) com velocidades de $50m/s$ até $200m/s$.

Utilizando como gás propulsor N_2 ou He, pressurizados, pode-se controlar, com relativa precisão, a velocidade da pastilha injetada e o instante no qual ela entrará no plasma.

O injetor (figura 9) é constituído por uma série de sub-sistemas que serão descritos com detalhes nas seções seguintes. A tabela 3 fornece um resumo dos sub-sistemas e suas respectivas funções.

Figura 9: Fotografia do injetor de pastilhas do TCABR

Tabela 3: *Sistemas do Injetor de Impurezas do TCABR*

Sistema	Função
Válvula de Acionamento Rápido	Libera, por um pequeno intervalo de tempo (da ordem $50\mu s$) o gás propelente a alta pressão ($2-20 atm$).
Fonte de Alta Tensão	Fornece a corrente necessária para o funcionamento da válvula rápida
Vácuo e Expansão	Minimiza a quantidade de gás propelente enviado para o interior do tokamak
Linha de Disparo	Tubo guia no qual a pastilha é acelerada e um segundo tubo para direcionamento. O segundo tubo possui um cone coletor para encaminhar a pastilha, após esta atravessar a região de expansão
Sistema de Recarga	Permite colocar outra pastilha na Linha de Disparo sem que seja necessário quebrar o vácuo do sistema
Medida da Velocidade	Conjunto de fotodiodos (e eletrônica associada) que fornece os sinais necessários para se obter a velocidade da pastilha
Sistema Controle	Sistema que permite a escolha do instante de disparo, controle do sistema de vácuo e a escolha entre acionamento manual ou automático da válvula gaveta

2.1.1 Válvula Rápida de Disparo

O sistema de válvula rápida (Figura 10), também inteiramente desenvolvido no Laboratório de Física de Plasmas (LFP) para este trabalho [45], constitui-se em uma câmara de aço inox capaz de suportar gás comprimido a alta pressão ($P \sim 40 atm$). A vedação da câmara para a linha de disparo é feita por intermédio de um disco de alumínio (2,6g de massa

e $26,0mm$ de diâmetro) que é pressionado contra um anel de borracha. A própria diferença de pressão entre o interior da câmara e a sua saída (a *liha de disparo*) garante a vedação.

Próximo do disco, mas ainda dentro da câmara, reside uma bobina de acionamento rápido, Figura 11. A bobina, que possui um orifício central ($\phi \sim 5mm$), foi construída especialmente para o injetor desenvolvido no LFP do IFUSP, utilizando-se uma tira de cobre de $0,1mm$ de espessura, com $1m$ de comprimento e $80mm$ de largura. Para o isolamento entre cada uma das 12 voltas da bobina foi utilizada uma chapa de *mylar* de $0,3mm$ de espessura e todo o conjunto, após ser montado em uma base de *teflon*, foi mantido à pressão de $10^{-1}mbar$ para evitar a permanência de bolhas de ar no interior do epox. Após ter sido construída, a indutância da bobina foi medida como sendo aproximadamente $L=3,0\mu H$ e sua resistência $R=0,98\Omega$.

Em funcionamento, quando a bobina é percorrida por um pulso ($2kA$ de pico, $50ms$ de duração), correntes de Foucault são induzidas no disco de alumínio, deslocando-o da sua posição inicial e permitindo, conseqüentemente, a passagem do gás a alta pressão através da bobina.

Os valores geométricos e as características elétricas da bobina foram escolhidos e testados de forma que a força aplicada no disco fosse suficiente para deslocá-lo, nas condições usuais de trabalho. Estes valores foram estimados em função do diâmetro do disco ($26,0mm$) e da pressão de trabalho na câmara da válvula rápida ($20atm$). Com estes valores obteve-se uma força necessária de intensidade da ordem de $1kN$.

O cálculo da corrente necessária para ser gerada uma força razoavelmente intensa foi realizado utilizando-se a expressão

$$F_e = \frac{\pi \mu n^2 r^2}{5500 v^2} I^2 \quad [46]$$

na qual μ representa permeabilidade da resina, $n=12$ é o número de voltas da bobina, $v=0,5\text{mm}$ é distância entre cada volta e r ($0,13\text{mm}$) é o raio da bobina.

Através desta expressão estimou-se que a corrente necessária para se conseguir uma força com intensidade $F=1,5\text{kN}$ deve ser da ordem de $I=2\text{kA}$.

Figura 10: Fotografia e esquema de projeto da válvula de acionamento rápido.

Figura 11: Bobina da Válvula Rápida

2.1.2 Fonte de Alta Tensão

A fonte de alta tensão utilizada para alimentar a válvula de acionamento rápido também foi projetada e construída no próprio LFP, especificamente para este projeto. Ela é basicamente composta por um transformador que fornece alta tensão ($4kV$), retificada por diodos, que juntos alimentam um capacitor ($20\mu F$ e $7,5kV$)¹.

Os diodos retificadores foram associados em série para juntos suportarem uma tensão reversa de até $16kV$ (Figura 12).

¹ Agradecemos ao Laboratório Associado de Plasmas do INPE por terem cedido o capacitor a este projeto.

Figura 12: Diagrama da fonte de alta tensão construída para alimentar a válvula de acionamento rápido.

No funcionamento da fonte, o capacitor, chaveado por uma válvula ignitron (com o transformador já desligado), fornece a corrente necessária em uma descarga RLC típica (com resistência pequena do circuito e da bobina). O segundo banco de diodos é necessário para minimizar os efeitos da tensão reversa no capacitor.

2.1.3 Linha de Disparo

Disparada a válvula rápida, uma certa quantidade de gás da câmara atravessa a bobina e é direcionada para o compartimento onde encontra-se posicionada a pastilha (pente de recarga), que é então acelerada, enquanto percorre um tubo de aço inox com $1,0mm$ de diâmetro interno (tubo guia - Figura 13) e $1060,0 mm$ de comprimento.

Figura 13: Diagrama da linha de disparo do injetor de pastilhas.

Após ser acelerada ao longo do tubo guia a pastilha atravessa a região de expansão, cuja função será descrita na seção 2.1.4. Neste primeiro tubo de expansão a pastilha percorre 270mm em vôo livre e ao final desse tubo passa para um tubo de 3,0mm de diâmetro interno.

Como a dispersão do disparo não permite que a pastilha seja lançada diretamente dentro do tubo de 3,0mm, na entrada deste foi acoplado um cone coletor de 10° de ângulo de abertura interna (Figura 14).

Figura 14: Fotografia do cone coletor.

O efeito desse cone na velocidade da pastilha será mostrado na seção 2.1.7.

Finalmente o tubo de 3,0mm conduz a pastilha até o elemento final da linha de disparo, que é um isolador cerâmico fixado imediatamente antes da válvula gaveta.

2.1.4 Sistema de Vácuo e Tubos de Expansão

Entre o final do tubo guia e o cone coletor, o gás propelente se expande e é, então, direcionado, através um fole metálico, para um tanque de expansão, de 40L (*Figura 15*). Como a área da secção transversal do fole é da ordem de 200 vezes maior que a área do orifício do cone coletor, a condutância para a expansão do gás propelente é muito maior para os tanques de expansão do que para o cone coletor. Além disso, no disco que suporta o cone coletor, existem diversos orifícios que dão acesso ao gás propelente para um segundo tubo, que também possui uma saída com fole conectada a um segundo tanque de expansão.

Figura 15: Tubos de exaustão - A: foles para os tanques; B: fotodiodos; C: cone coletor; D: tubo guia 3mm; E: válvula gaveta; F: tubo guia; G: isolador de cerâmica;

Os tanques e os foles que os ligam à linha de disparo estão separados por válvulas eletro-pneumáticas. Desta forma, o ar dos tanques, e conseqüentemente de toda a linha de disparo, é bombeado através de duas bombas turbo-moleculares, localizadas uma em cada tanque. As duas bombas turbo-moleculares são assistidas por uma única bomba mecânica, conectada por um “T” às saídas das bombas. Os tanques e a linha de disparo mantêm-se nessa configuração em uma pressão próxima a 3.10^{-5} mbar . Apesar dessa pressão ser duas ordens de grandeza acima da pressão base da câmara antes do disparo, o gás residual (majoritariamente N_2) enviado à câmara do tokamak ao se abrir a válvula gaveta não afeta o comportamento do plasma, conforme verificado experimentalmente em diversos disparos.

2.1.5 Sistema de Recarga

Um sistema de recarga para o posicionamento das pastilhas foi desenvolvido com o objetivo de se colocar individualmente as pastilhas na linha do injetor sem haver a necessidade de se abrir o sistema de vácuo a cada disparo. O primeiro sistema de recarga construído, que foi utilizado nos disparos deste estudo, consiste em um pente linear com furos para 5 pastilhas. Sobre o pente atuava uma trava cujo movimento era acionado por uma

bobina magnética. O alinhamento do furo do pente que contém a pastilha e o tubo da linha do injetor foi conseguido por intermédio de um pino que travava a movimento do pente quando este encontrava-se em uma posição correspondente a um dos furos. Quando se desejava liberar o pente, para posicioná-lo em um novo furo, uma segunda bobina atuava sobre o pino, livrando o pente. As bobinas utilizadas foram confeccionadas livres de óleo, característica de fundamental importância para um componente que trabalha em alto vácuo.

Figura 16: Fotografia do sistema de recarga magnético

O sistema eletromecânico desenvolvido inicialmente, entretanto, apresentou algumas características indesejáveis, como a impossibilidade de retorno do pente.

Foi então projetado e construído um segundo sistema de recarga, cuja posição do pente é agora regulada pela movimentação de um atuador externo.

Este novo sistema de recarga é constituído por um pente linear com capacidade para

10 disparos. O pente é movimentado por acoplamento magnético, com a força sendo transmitida para um parafuso, com passo de $1mm$. O alinhamento da pastilha com o tubo guia é possível de ser realizado através de uma simples inspeção visual.

2.1.6 Sistema de Medida de Velocidade

A medida da velocidade média das pastilhas no trecho final do tubo guia é realizada por intermédio de dois sensores de passagem por infra-vermelho.

O tubo guia possui furos de $0,9mm$ de diâmetro e a distância entre os furos é $44,1mm$. Para cada furo existe um conjunto de suportes para um LED infra vermelho e um fotodiodo.

Figura 17: Desenho ilustrativo do suporte para o LED e o foto-diodo

Apesar de apresentar uma sensibilidade menor que um foto-transistor, o fotodiodo foi escolhido pelo bom tempo de resposta que possui. Essa característica é essencial para o

projeto uma vez que para pastilhas da ordem de 1mm e com velocidades da ordem de centenas de metros por segundo, o tempo de passagem da pastilha pode atingir valores menores que $4\mu\text{s}$. O tempo de subida de um foto-transistor não atende essa necessidade.

O fotodiodo utilizado foi o SLSD-71N2, planar, com sensibilidade máxima para radiação com comprimento de onda da ordem de 940nm . Ele foi montado polarizado inversamente (Figura 18), em série com um resistor de $5k\Omega$, sendo que a associação em série foi alimentada por uma fonte de $5V$. Nesse circuito a tensão reversa medida é uma função da intensidade de infravermelho incidente na superfície do fotodiodo.

O fato do fotodiodo ser planar tornou desnecessária a exigência de um bom alinhamento entre o LED infravermelho, o furo no tubo guia e o centro do fotodiodo. Dessa forma, bastou apenas garantir a iluminação do furo e a fixação do fotodiodo no outro lado do tubo guia.

Figura 18: Fotografia do conjunto LED e foto-diodo, já devidamente montados

A tensão medida no catodo do fotodiodo é enviada diretamente ao VME (sistema de aquisição de dados do Laboratório de Física de Plasmas), através de um *feedthrough* com terminais BNC e cabos coaxiais.

Apesar de ser um pulso de pequena amplitude (de 15mV a 50mV) a relação sinal ruído (Figura 19) mostrou-se muito boa de forma que o pulso eletrônico gerado pode ser nitidamente identificado; o que tornou a amplificação do sinal desnecessária.

Figura 19: Evolução temporal da tensão nos fotodiodos, correspondentes à passagem da pastilha, no disparo 20305.

2.1.7 Testes do Sistema de medida de velocidade

Com a finalidade de se obter um segundo valor da velocidade experimental, e também como um modo de se aferir o sistema, foi realizado um conjunto de medidas com mais uma

informação temporal, posterior à passagem pelos fotodiodos. Com o injetor desconectado da válvula gaveta (portanto isolado do tokamak) foi instalado um terceiro sensor piezoelétrico, a uma certa distância fixa da saída do tubo guia. Com essa nova informação foi possível comparar o sistema de medida de velocidade com este outro sistema e, mais importante, medir o efeito do cone coletor do tubo de $3,0mm$ da linha do disparo na velocidade da pastilha. Essa terceira medida foi obtida com o intermédio de um piezoelétrico fixado no interior de uma flange cega. A colisão direta da pastilha com a flange gerava uma tensão de saída medida com a mesma origem no tempo que os dois sinais dos fotodiodos. Os três sinais foram então adquiridos com um osciloscópio de quatro canais, com o *trigger* ativado mediante o ruído causado pelo acionamento da válvula rápida.

No eixo orientado x representado na figura 20, tem-se que os pares (x_1, t_1) , (x_2, t_2) , (x_3, t_3) e (x_4, t_4) , representam as abscissas e os instantes de passagem da pastilha pelo primeiro sensor, o segundo sensor, o cone coletor e o impacto com piezoelétrico, respectivamente. A abscissa $x=0$ é definida no final do tubo guia.

Figura 20: Disposição dos fotodiodos e do cristal piezoelétrico para a realização dos testes que verificaram o efeito do cone coletor na velocidade da pastilha.

Através do arranjo montado, pudemos calcular a velocidade média entre x_1 e x_2 , e, medindo-se o instante de tempo t_4 , pudemos calcular a velocidade com a qual a pastilha saiu do cone coletor (v'). Para isso adotamos duas aproximações: de que a velocidade até o cone

coletor é próxima da velocidade média entre x_1 e x_2 e de que a velocidade mudou bruscamente de v para v' ao passar pelo cone coletor, percorrendo o trajeto entre x_3 e x_4 com velocidade v' .

Nessas condições podemos calcular a velocidade v' com:

$$v' = \frac{x_4 - x_3}{t_4 - t_0 - \frac{x_3}{v}}$$

Nesta equação t_0 é calculado considerando o valor x_1 e a velocidade v .

O resultado desses testes forneceu uma redução média em 12% na velocidade com desvio padrão de 5% nos valores médios.

Para avaliar o efeito da colisão da pastilha sobre o cone coletor, cinco disparos foram feitos sobre um alvo de espuma resultando no fato de que em nenhum o grafite, de 0,9mm de diâmetro, sofreu qualquer alteração visível de forma ou quebra após a passagem pelo cone coletor.

2.1.8 Controle

Para a realização do disparo da válvula rápida, também desenvolvemos e construímos um sistema microcontrolado, baseado no microcontrolador AT89C51 da família 8051.

O sistema foi idealizado para ter como entrada um sinal enviado por fibra óptica do VME (computador que controla todos os sistemas do Tokamak e que recebe os dados dos sistemas de diagnósticos) e, como saídas, o controle da válvula gaveta (que dá acesso ao Tokamak) e o controle do disparo em si da válvula rápida.

No módulo de comando é possível se escolher também, por teclado, três parâmetros que controlam o funcionamento do sistema: o tempo de espera antes da abertura da válvula gaveta, o tempo de espera antes do disparo da válvula rápida e o tempo de espera antes do

fechamento da válvula gaveta.

O conjunto montado mostrou-se de grande utilidade pois permitia que fosse alterado o instante do disparo, sem alterar nenhum outro parâmetro de controle do VME. Isto é, localmente controlava-se o sistema sem a necessidade de envio de informações para o Controle Central da máquina.

A figura 21 mostra o diagrama lógico do programa desenvolvido, em linguagem *Assembler*, para o sistema de controle desenvolvido.

Figura 21: Esquema lógico do programa do microcontrolador

Basicamente, a eletrônica do sistema de controle construído envolve o uso de dois microcontroladores da família 8051, um AT89C51 de 40 pinos e um AT89C2051 de 20 pinos. Enquanto o primeiro foi utilizado para controlar as válvulas e o disparador, em função do sinal de entrada do VME, o segundo foi usado no controle do *display* LCD. Verificou-se que esta divisão de funções em dois microcontroladores aumentou muito pouco a complexidade do sistema, enquanto facilitou sensivelmente a programação do mesmo. Isto porque o controle do LCD é um processo lento comparado com a precisão utilizada na contagem dos tempos

para abertura e fechamento das válvulas, bem como do disparo da válvula rápida. Toda a eletrônica associada aos controladores e aos dispositivos de saída foi confeccionadas em placas modulares distintas.

O comando da válvula gaveta, especificamente falando, foi realizado utilizando-se um relê de contato reversível simples; enquanto que para disparar a válvula rápida, foi utilizada uma saída transistorizada com coletor em aberto. Este coletor está conectado, via cabo coaxial, com um dispositivo antigo do TBR-1, chamado Módulo Disparador.

Figura 22: Diagrama esquemático do circuito principal do controlador

Figura 24: Fotografia do painel do controlador

2.2 Estimativa da Ablação das Pastilhas de Carbono

Como anteriormente mencionado, nesse trabalho foram utilizadas pastilhas cilíndricas de carbono com diâmetro entre $0,4\text{mm}$ e $0,9\text{mm}$ lançadas com velocidade entre 70m/s e 120m/s . Nessa seção será descrita uma estimativa realizada através de um modelamento simplificado, para a ablação das pastilhas em função da temperatura central da coluna do plasma.

2.2.1 Estimativa do Perfil da Temperaturas

Considerando um perfil de densidade parabólico, que posteriormente simplificará a forma analítica do perfil da temperatura, temos

$$J(r) = J_0 \left(1 - \frac{r^2}{a^2}\right)^\nu \quad \text{com } \nu = \frac{3}{2}$$

Um plasma de seção circular e grande razão de aspecto, com esse perfil, os valores do fator de segurança, calculados na borda ($r=a$) e no centro do plasma ($r=0$), obedecem a equação [37]:

$$\frac{q(a)}{q(0)} = \nu + 1$$

Esse perfil, portanto, corresponde de forma esperada aos valores possíveis do fator de segurança na borda e no centro do plasma.

Uma vez que a corrente total de plasma é uma grandeza conhecida, podemos então calcular o valor máximo da densidade de corrente, em função da corrente total de plasma e do raio menor:

$$I_p = \int_0^{2\pi} \int_0^a \left(J_0 \left(1 - \frac{r^2}{a^2}\right)^{\frac{3}{2}} \right) r \, dr \, d\theta$$

Dessa equação obtemos:

$$J_0 = \frac{5I_p}{2\pi a^2}$$

Agora, uma segunda grandeza medida é o valor da tensão de enlace que, considerando o caso de corrente estacionária, é a força eletromotriz devida ao sistema ôhmico. Dessa tensão obtemos a intensidade do campo elétrico, considerado uniforme ao longo da seção do plasma:

$$E = \frac{V_{Loop}}{2\pi R_0}$$

Dessas últimas expressões resulta o perfil da resistividade:

$$\eta(r) = \frac{E}{J(r)}$$

Utilizando a relação de Spitzer:

$$\eta = 1,65 \cdot 10^{-9} \ln \Lambda / T_e^{3/2}$$

e as relações desenvolvidas acima, finalmente temos que o perfil da temperatura não perturbado pela pastilha é dado por:

$$T_e(r) = \left(1,65 \cdot 10^9 \ln \Lambda \frac{I_p}{V_{Loop}} 5 \frac{R_0}{a^2} \right)^{2/3} \left(1 - \frac{r^2}{a^2} \right)$$

2.2.2 Taxa de Ablação das Pastilhas

Levando a discussão acima em consideração, uma estimativa foi realizada utilizando a equação proposta por Kuteev para a ablação de impurezas com fraca blindagem eletrostática ($\delta \approx 1$).

Numericamente, o perfil da temperatura foi calculado de acordo com a expressão desenvolvida na seção 2.2.1 e, para o perfil da densidade não perturbado, foi escolhido um perfil parabólico da forma[47]:

$$n_{e0}(r) = n_{eM} \left(1 - \left(\frac{r}{a} \right)^\xi \right)^\beta \text{ com } \xi=2 \text{ e } \beta=1.$$

Os parâmetros adotados foram os de um disparo padrão do tokamak TCABR, com densidade máxima $n_{eM} = 2 \cdot 10^{19} m^{-3}$, corrente de plasma (I_p) igual a $100kA$, tensão de enlace (U_{loop}) de $1,3V$ e velocidade da pastilha fixa em (v_p) $100m/s$.

Foi considerado nesta estimativa o crescimento da densidade eletrônica causado pelo aumento no número de elétrons do plasma devido à ionização dos átomos de carbono decorrentes da ablação da pastilha. Considerando que a quantidade média de elétrons que são liberados em função da temperatura é uma variável relevante, foi utilizado o resultado da

simulação desenvolvida por Severo [47] do qual obteve-se a ionização do carbono para um perfil de temperatura do tipo

$$T(r) = T_0 \left(1 - \left(\frac{r^2}{a^2} \right) \right)^{\frac{3}{2}}.$$

Na figura 25 pode-se comparar o perfil de temperatura utilizado no trabalho de Severo e o perfil de temperatura adotado para este trabalho.

Figura 25: Comparação do perfil de temperatura do trabalho atual (curva em vermelho) e do perfil utilizado na simulação para a ionização do carbono [47] (curva em azul)

Na figura 26 são apresentadas as incidências relativas dos diversos tipos de carbono ionizado ao longo da direção radial. Desta figura, podemos então concluir que na região central da coluna de plasma ocorre um alto grau de ionização do carbono, enquanto que na borda do plasma duas regiões se destacam, entre $r=16cm$ e $r=17cm$, onde predominam o CVII (seis vezes ionizado) e acima de $r=17cm$ onde predominam CI, CII e CIII (neutro, uma

vez ionizado e duas vezes ionizado, respectivamente).

Na simulação foi considerada, portanto, a seguinte estimativa, que define a função $f_e(r)$ que fornece o número de elétrons fornecidos por átomo arrancado, em função da posição radial:

$$f_e(r) = \begin{cases} 1, & \text{para } r > 17\text{cm} \\ 3, & \text{para } 16\text{cm} \geq r > 17\text{cm} \\ 6, & \text{para } 16\text{cm} > r \end{cases}$$

Figura 26: Ionização do Carbono em função da temperatura. Severo[47]

O código calcula então, para cada intervalo de tempo de integração dt , o número de átomos arrancados da pastilha

$$N_{AB} \equiv \frac{dN}{dt}(r, T_e, N_e) \cdot dt.$$

Para avaliarmos o efeito dos elétrons que foram arrancados da pastilha na coluna do plasma consideramos que esses elétrons alteram o valor máximo n_0 , mantendo a forma do perfil. Considerando, portanto n_0' como sendo a densidade central perturbada pelos $N_{AB} \cdot f_e(r)$ elétrons arrancados da pastilha e n_0 a densidade central antes da perturbação, temos:

$$\int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^a n_0' \left(1 - \frac{r^2}{a^2}\right) r (R_0 + r \sin \theta) dr d\theta d\phi - \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^a n_0 \left(1 - \frac{r^2}{a^2}\right) r (R_0 + r \sin \theta) dr d\theta d\phi = N_{AB} f_e$$

Dessa equação obtemos a atualização do perfil em função do aumento do número de elétrons no plasma:

$$n_0' = \frac{N_{AB} f_e}{\pi^2 R_0 a^2} + n_0$$

O código por nós desenvolvido para o cálculo numérico da taxa de ablação das pastilhas atualiza continuamente o perfil da temperatura do plasma considerando o resfriamento causado por três processos: i) a ablação de cada átomo de carbono, ii) a ionização de cada átomo e iii) o resfriamento do plasma devido ao aquecimento dos elétrons e dos íons provenientes da pastilha.

Basicamente, o algoritmo do programa segue as etapas: primeiramente é calculado o número total de elétrons livres no plasma,

$$N = \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^a n_0 \left(1 - \frac{r^2}{a^2}\right) r (R_0 + r \sin \theta) dr d\theta d\phi = \pi^2 R_0 n_0 a^2$$

e é também calculada a energia térmica total dos elétrons do plasma,

$$U = \frac{3}{2} k_B \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^a n_0 \left(1 - \frac{r^2}{a^2} \right) r (R_0 + r \sin \theta) dr d\theta d\phi T_0 \left(1 - \frac{r^2}{a^2} \right) = \pi^2 R_0 a^2 k_B n_0 T_0$$

e a temperatura média, isso é a temperatura associada a energia cinética média,

$$T_m = \frac{\langle E_c \rangle}{\frac{3}{2} k_B} = \frac{U}{\frac{3}{2} N k_B} = \frac{2}{3} T_0.$$

Este é o valor de temperatura que todos elétrons deveriam ter, em uma situação de perfil uniforme, para obtermos a mesma energia térmica total.

Em seguida, são calculadas as mudanças ocorridas no perfil, em resposta a uma redução da temperatura central T_0 , considerando a redução da energia total devido à ablação e ionização:

$$U_1 = U - N_{AB} \cdot f_e h - N_{AB} \cdot f_e E_i$$

e também a temperatura central associada

$$T_1 = \frac{U_1}{\pi^2 R_0 k_B n_0 a^2} = T_0 - \frac{N_{AB} \cdot f_e h - N_{AB} \cdot f_e E_i}{\pi^2 R_0 k_B n_0 a^2}$$

Na etapa seguinte, é considerada a redução da temperatura devido ao aquecimento dos novos elétrons emergentes da pastilha; para isso, é calculado o valor atualizado da temperatura central através da expressão:

$$T_0' = \frac{3}{2} \frac{N \frac{2}{3} T_1}{N + N_{AB} f_e} = \frac{N T_1}{N + N_{AB} f_e}$$

Nesse cálculo, a temperatura inicial dos elétrons provenientes da pastilha foi considerada desprezível, em relação à T_1 .

Finalmente, o código atualiza o raio da pastilha e a taxa de ablação, calculando a redução no número de átomos da pastilha e, consecutivamente, o seu novo raio.

Com essas considerações, pudemos obter os resultados apresentados nas figuras 27 e 28.

Figura 27: Efeito de uma pastilha de 0,9 mm de diâmetro sobre o plasma, simulação

Figura 28: Efeito de uma pastilha de 0,4mm de diâmetro sobre o plasma, simulação

Estes resultados mostram, segundo o modelo acima desenvolvido, que as dimensões das pastilhas utilizadas nesse trabalho, são apropriadas para a finalidade de terminar a coluna de plasma por injeção de pastilhas, uma vez que a pastilha é suficientemente grande para reduzir a temperatura da coluna de plasma a valores mínimos. Também, segundo o modelo desenvolvido, uma pastilha, das dimensões escolhidas, pode ser totalmente sublimada pelo plasma, nas condições normais de operação.

Sergeev *et al*, [42] realizaram um estudo experimental detalhado da ablação de pastilhas de impurezas, incluindo as de carbono, em diversos tokamaks. Nesse trabalho que realizaram, compararam a taxa de ablação experimentalmente obtida com a previsão teórica.

Da mesma forma, decidimos realizar, para efeito de comparação, uma simulação com os parâmetros do tokamak T-10, considerando os valores utilizados por Sergeev em seu trabalho experimental.

Os parâmetros utilizados nas simulações são os fornecidos pela tabela 4.

Tabela 4: *Parâmetros utilizados do tokamak T-10 na simulação*

I_p	Corrente de Plasma (plato)	kA	280
V_{Loop}	Tensão de Enlace	V	0,5
T_{e0}	Temp. Eletr. Central	keV	1,2
n_{e0}	Dens. Eletr. Central	$\times 10^{19} m^{-3}$	2
R_0	Raio maior	m	1,5
a	Raio menor	m	0,3
r_p	Raio inicial da pastilha (carbono)	mm	0,26
v_p	Velocidade da pastilha	m/s	125

O programa, como já explicado, possui como entrada o perfil inicial da temperatura, o perfil inicial da densidade e os parâmetros da tabela 4. Como saídas, o programa fornece a correção dos perfis da temperatura e densidade eletrônica, a taxa de ablação e o raio da

pastilha ao longo do percurso dentro do plasma.

Os perfis escolhidos para a densidade e temperatura obedecem a forma

$f(r) = \left(1 - (r/a)^\alpha\right)^\beta$ com $\alpha=2$ e $\beta=3/2$ para o perfil da densidade e $\alpha=2$ e $\beta=3$ para o perfil da temperatura.

Esses valores foram escolhidos de forma a se obter uma entrada do programa semelhante ao perfil original utilizado no referido trabalho experimental.

Na figura 29 pode-se analisar o perfil da temperatura original, o perfil da densidade original e as saídas do programa que são as correções para a temperatura central e densidade central, o raio da pastilha e a taxa de ablação.

A figura 30 mostra o perfil inicial de um experimento analisado por Sergeev, no tokamak T-10.

É interessante notar que, com os dados de entrada utilizados, a saída tem uma ótima correspondência com os resultados experimentais mostrados na figura 30. Um dos pontos mais importantes na análise da ablação de uma partícula é o alcance da mesma dentro do plasma. O alcance obtido na simulação desenvolvida para este trabalho, aplicado para esses parâmetros do tokamak T-10, tem excelente correspondência com o alcance observado experimentalmente. O mesmo pode ser dito da taxa de ablação, quanto à sua forma e quanto ao seu valor máximo.

Figura 29: Perfil da densidade, temperatura, taxa de ablação e raio da pastilha simulados para o tokamak T-10

Figura 30: Dados experimentais para ablação de pastilha de grafite no tokamak T-10, Sergeev [42]

2.3 Resultados Experimentais

Após a construção do injetor ter sido finalizada, ter sido acoplado junto ao TCABR e terem sido realizados todos os ajustes e testes preliminares, deu-se início à tomada de dados experimentais.

Ao todo, foram realizados 52 disparos com injeção de pastilhas de grafite com diâmetros variando entre $0,4mm$ e $0,9mm$.

Dos 52 disparos com pastilha, em 50 deles a coluna de plasma foi terminada em um intervalo de tempo não superior a $14,5ms$. Em 2 disparos apenas (20244 e 20305) houve uma redução da corrente de plasma, porém o mesmo se manteve pelo tempo de um disparo normal.

Para efeitos de comparação, foram realizados mais de 30 disparos apenas com injeção de gás, sem pastilha alguma no pente. Em geral, esses disparos foram realizados, alternadamente com os disparos com grafite. O objetivo de um disparo sem grafite no pente é verificar se o gás propelente gera algum efeito perturbador mensurável. Até o disparo 19882, apenas um tanque de exaustão estava em funcionamento, quando se constatou que a entrada de gás por si só aumentava a densidade do plasma (figura 31).

A partir da descarga de número 19882 o sistema de exaustão passou a funcionar em sua total capacidade, desde então, a entrada de gás não mais se tornou perceptível através dos diagnósticos.

Figura 31: Efeito da entrada de gás residual com apenas um tanque de exaustão em funcionamento.

Na figura 32, pode-se observar o comportamento característico de alguns sinais experimentais, obtidos durante uma terminação do plasma normal devido à injeção de pastilhas. Trata-se de uma corrente de plasma com $I_p \sim 80 kA$ que sofre uma perturbação em $t \sim 64,1 ms$. A partir de então ocorre uma diminuição da corrente de plasma quando, em $t \sim 68,8 ms$, é desencadeada a disrupção maior, como sinalizado pelo pico negativo na tensão de enlace. A partir deste momento a corrente de plasma vai a zero em aproximadamente $2 ms$.

Note que entre o instante no qual a pastilha foi injetada, até o instante que se observa a ocorrência da disrupção maior, a corrente de plasma já havia diminuído em cerca de $20 kA$.

Figura 32: Sinais experimentais típicos que se obtém quando se realiza um disparo com injeção de pastilha de grafite de 0,9mm de diâmetro.

2.4 Análise dos Resultados Experimentais

2.4.1 Tempo de Queda da Corrente de Plasma

Como já foi mencionado na seção 1.4.2, uma terminação abrupta da coluna de plasma gera correntes induzidas nos sistemas ao redor do tokamak, que provocam o surgimento de elevadas tensões mecânicas nas estruturas que suportam o tokamak, podendo causar sérios danos.

Esse aspecto bastante perigoso das disrupções maiores levou à análise da comparação entre o tempo de queda da corrente de plasmas durante uma disrupção sem a injeção de pastilhas de impurezas e o tempo equivalente para a terminação com injeção de pastilhas.

Ao todo foram analisados 36 disparos com injeção de pastilhas e 18 disparos sem injeção de pastilhas. Esta análise, para os dois grupos, foi realizada observando dois trechos específicos das descargas de plasma, relacionadas com o término do confinamento magnético, nos quais as taxas de variação média da corrente ao longo do tempo ($\Delta I_p / \Delta t$) diferem significativamente.

Na figura 33 ilustram-se esses trechos e também a notação adotada para os instantes

Figura 33: Regiões durante a queda da corrente de plasma nas quais a taxa de variação da corrente de plasma modifica-se sensivelmente.

t_1-t_0) sofreu um aumento de 60,9% e o segundo tempo (t_2-t_1) sofreu um aumento médio de 50,0%, em relação ao correspondente valor sem injeção de pastilhas.

Esses aumentos se refletem na taxa de variação média da intensidade da corrente de plasma ao longo do tempo ($\Delta I_p / \Delta t$) que corresponde ao parâmetro que se deseja minimizar para que os efeitos danosos de uma terminação abrupta da coluna de plasma sejam reduzidos ao máximo possível.

Tabela 5 – *Valores médios experimentais para os tempos de queda da intensidade da corrente e as taxas de variação da intensidade da corrente ao longo do tempo, nas situações com e sem injeção de pastilha.*

Média de:	(t_1-t_0)	(t_2-t_1)	(t_2-t_0)	(I_0-I_1) / (t_1-t_0)	$I_1 / (t_2-t_1)$	$I_0 / (t_2-t_0)$
	(ms)	(ms)	(ms)	(MA/s)	(MA/s)	(MA/s)
Com pastilha	3,7	0,9	4,6	16,5	37,7	20,7
Desvio padrão	2,3	0,2	2,4	13,2	6,3	10,7
Sem pastilha	2,3	0,6	2,9	23,6	63,9	32,6
Desvio padrão	1,0	0,1	1,1	7,5	13,5	8,9
Aumento/ Redução relativa	60,9%	50,0%	58,6%	30,1%	41,0%	36,5%

Esses resultados mostram que a injeção de impurezas de grafite, com as dimensões e velocidades escolhidas, é uma técnica eficiente no que se refere à tentativa de se reduzir o efeito da mudança abrupta na intensidade da corrente de plasma. É interessante notar também que o efeito foi percebido nas duas etapas da redução da corrente de plasma; porém foi mais significativo na segunda etapa.

2.4.2 Estudo da Emissão de Raio-X de Alta Energia

Como descrito em 1.4.2, um dos efeitos deletérios de uma disrupção é a grande

quantidade de elétrons *runaway* que podem ser produzidos.

Com a intenção de estudarmos a produção e a qualidade do confinamento de elétrons *runaway* durante uma disrupção, descargas de plasma do TCABR com e sem injeção de pastilha foram comparadas. O principal diagnóstico utilizado neste estudo foi o sistema de detecção de raios-X de altas energias (raios-X duros). Devido à própria absorção de raios-X pelas paredes da câmara do tokamak, apenas raios-X com energias acima de 100keV [48] atingem a fotomultiplicadora. Ou seja, um elétron térmico (com energia da ordem de 500eV), em uma colisão com o limitador ou mesmo com a parede do vaso, não emitirá radiação passível de ser percebida por esse equipamento.

Em todas as descargas de plasma analisadas foi tipicamente observada uma significativa emissão de raios-X de altas energias nos momentos que antecedem uma disrupção (principalmente no caso de disrupções sem injeção de pastilhas), ou logo após o processo já ter sido iniciado. Na maioria dos casos, principalmente quando não se realiza a injeção de pastilhas, o aumento da emissão de raios-X de alta energia acompanha bem de perto um aumento da atividade MHD, observada através das bobinas de Mirnov.

Partindo do pressuposto de que os raios-X de alta energia observados são gerados pelas colisões dos elétrons *runaway* com o limitador e com as paredes do vaso, talvez possamos assumir que dois processos distintos podem contribuir com esse efeito durante a ocorrência de uma disrupção.

O primeiro é o aumento da produção de elétrons *runaway* devido ao aumento do campo elétrico que se observa durante uma disrupção. De fato, a redução da temperatura do plasma nos instantes que antecedem a disrupção (*thermal quench*) gera um aumento da resistividade do plasma. Portanto, pela Lei de Faraday-Lenz, um campo elétrico é induzido no sentido de se opor à variação da corrente elétrica, com a tendência de se manter a corrente

elétrica no valor anterior. Esse aumento do campo elétrico aumenta a geração de elétrons *runaway* e, no caso de ultrapassar o campo elétrico de Dreicer (ver seção 1.5), podemos ter um aumento bastante grande da população de elétrons *runaway* provenientes dos elétrons que estavam na região térmica do espaço das velocidades.

O segundo processo refere-se à deteriorização das condições de confinamento, devido a fatores diversos como, por exemplo, a uma perturbação do campo magnético ou à modificação do perfil da densidade de corrente. Dessa forma, uma certa população de elétrons *runaway* que já permeia o plasma terminará colidindo com o limitador.

No plasma característico do TCABR, se considerarmos que a tensão de enlace assume valores entre $2V$ e $3V$, podemos então calcular o campo elétrico pela circuitação do mesmo ao longo do raio maior, quando iremos encontrar valores entre $0,5N/C$ e $0,8N/C$. Para uma temperatura eletrônica de aproximadamente $500eV$ e uma densidade eletrônica igual a $2 \cdot 10^{19} m^{-3}$, o campo elétrico crítico correspondente (ver seção 1.3) será de $0,014N/C$. Portanto, em um disparo típico do TCABR, mesmo sem a injeção de pastilhas de impureza, já existem condições favoráveis para a criação e manutenção de uma certa quantidade de elétrons *runaway*. O campo elétrico de Dreicer nessas condições vale $14,7N/C$. Como descrito acima, o campo elétrico no interior do TCABR não supera, normalmente, o campo elétrico de Dreicer, uma vez que o plasma não é composto essencialmente de elétrons *runaways*, em condições normais. Enfatizamos - em condições normais - uma vez que, como já mencionado antes, nesse tokamak foi descoberta uma nova forma de se manter uma avalanche *runaway* na qual a população necessária para a formação da avalanche é criada ainda na fase inicial da subida da corrente de plasma, conseguindo-se depois mantê-la durante toda a descarga [5].

Foram então realizadas análises comparativas da quantidade total de raios-X de altas energias emitidos durante descargas com e sem a injeção de pastilhas de grafite. As análises

consistiram no cálculo numérico da integral do sinal experimental de “raios-X de altas energias” entre dois instantes especificamente escolhidos, próximos da ocorrência de uma disrupção maior; sendo que o cálculo foi limitado à parte principal da emissão de raios-X devido apenas aos efeitos da terminação do plasma.

As figuras 34 e 35 mostram exemplos de emissão de raios-X nos disparos disparos sem injeção de pastilhas (17919) e com injeção de pastilhas (20316), respectivamente, sendo clara a diferença na intensidade da emissão de raios-X de altas energias.

Figura 34: Emissão de raios-X duros em uma disrupção sem injeção de pastilhas

Figura 35: Emissão de raios-X duros em um plasma terminado devido a injeção de pastilha de grafite

Os resultados das integrações dos sinais de raios-X de altas energias, realizadas para

disparos com a injeção e sem a injeção de pastilhas de impurezas, são mostradas nas figuras 36 e 37. Nestas figuras são apresentadas as distribuições referentes aos valores calculados nos trechos escolhidos.

Figura 36: Histograma dos resultados da integração do sinal RX duro sem injeção de pastilhas.

Figura 37: Histograma dos resultados da integração do sinal RX duro com injeção de pastilhas.

Os valores médios e os correspondentes desvios padrão estão apresentados na tabela 6.

Tabela 6 – Valores médios e desvios padrão para as distribuições das emissões de raios-X de altas energias.

		Integração do Sinal Raio-X duro (u.a.)
Com pastilha	Valor médio	0,3
	Desvio Padrão	0,4
Sem pastilha	Valor médio	6,8
	Desvio Padrão	4,9

Apesar das distribuições apresentarem-se muito espaçadas, com altos valores para o desvio padrão, é nítida a tendência de redução da emissão de raios-X de altas energias nos

disparos com pastilhas em relação aos disparos sem injeção de pastilhas.

No caso das disrupções sem injeção de pastilhas, observou-se em todas as descargas analisadas um aumento da atividade MHD mais ou menos concomitantemente ao aumento da emissão de raios-X duros. Esse aumento pode ser tanto devido a fatores que levaram à perda do confinamento dos elétrons *runaway*, como ao próprio efeito que desencadeia diretamente essa perda, uma vez que os elétrons *runaway* são muito sensíveis às perturbações que geralmente ocorrem no campo magnético (ver seção 1.3).

Nos disparos com injeção de pastilhas analisados, observou-se uma grande redução na quantidade de raios-X de altas energias emitidos, sendo essa quantidade reduzida, em média, a 4% do valor obtido sem injeção de pastilha. Esse fato por si só mostra um efeito benéfico referente à mitigação do plasma devido à injeção de pastilhas de carbono, uma vez que essa emissão está intrinsecamente relacionada com o quantidade de elétrons *runaway* colidindo com o vaso e com o limitador.

Também, com se observam *bursts* de raios-X sendo emitidos alguns milissegundos antes do início da subida da tensão de enlace, isso é um indicativo de que esses elétrons já estavam populando o plasma antes do processo disruptivo ter início. Interessante notar que estas observações são contrárias ao que se verifica em outros tokamaks, quando as disrupções são mais longas [13].

Alguns autores citam que a injeção de pastilhas de grafite e de outras impurezas tendem a favorecer a geração de elétrons *runaway* durante o processo da disrupção [13,26,32,49], quando esta é desencadeada. Esse fato, no entanto, não se observou no presente trabalho. Pelo exposto acima, podemos então concluir que isto acontece porque, nos disparos estudados, os elétrons *runaway* não são gerados pela disrupção; eles já existiam como uma fração da corrente normal e perderam, com a disrupção, o seu confinamento.

Como podemos notar, esse é ainda um tópico de pesquisa bastante atual, cuja conclusão leva à escolha de como se proceder para mitigar a disrupção com a injeção de impurezas, ou mesmo com injeção de gás em alta pressão.

2.4.3 Atividade MHD no Entorno da Terminação por Injeção de Pastilhas.

Em todos os disparos nos quais a corrente de plasma terminou por injeção de pastilhas, observamos um aumento da atividade MHD em sincronismo com a mudança no comportamento do sinal da tensão de enlace. Além dessa alteração na amplitude da atividade MHD, as frequências predominantes observadas nos sinais detectados pelas bobinas de Mirnov também se modificaram. Este comportamento indica que houve uma perda de estabilidade da coluna do plasma, relacionada com o crescimento de ilhas magnéticas no interior da coluna de plasma. Em decorrência destas instabilidades, a coluna geralmente apresentou um deslocamento radial significativo, terminando por interagir com o limitador, aumentando o efeito destrutivo sobre a coluna de plasma.

Os espectrogramas do sinal de uma das bobinas de Mirnov foram construídos para exemplificar o comportamento característica da atividade MHD ao longo do tempo, próximo do final das descargas. Mostra-se, através do código de cores indicado na figura 38, a intensidade normalizada obtida por intermédio de análises de Fourier desenvolvidas para cada instante ao longo do intervalo de tempo escolhido.

Figura 38: Código de cores utilizado no espectrograma dos sinal da bobina de Mirnov ref.

No disparo 20781 (figura 39) a pastilha foi disparada em $t=50ms$. Por volta de $10ms$ depois, em $t\sim 60,3ms$, a atividade MHD passa a crescer em amplitude, ao mesmo tempo em que a corrente de plasma começa a decrescer, indicando que a interação da pastilha de grafite com o plasma tem início. É interessante notar que a atividade MHD neste momento está relacionada principalmente com o crescimento momentâneo dos modos $m=3$ e $m=4$. Porém é apenas em $t=65,8ms$ que uma instabilidade muito forte ocorre, relacionada agora com o crescimento dos modos $m=1$ e $m=2$, que a disrupção maior tem início, causando o pico negativo na tensão de enlace em $t\sim 65,85ms$.

No disparo 20777 (figura 40) a pastilha foi novamente injetada em $t=50ms$, demorando quase $13ms$ para atingir o plasma. Inicialmente o modo $m=2$ é desestabilizado e logo em seguida os modos $m=3$ e $m=4$. Em $t=64,46ms$ observa-se o pico negativo na tensão de enlace e a corrente de plasma passa então a decair bem mais rapidamente.

Finalmente na figura 41 é apresentada um disparo (20305) no qual, apesar da injeção de pastilha de carbono, a disrupção não ocorreu. Neste caso, a pastilha foi injetada em $t=60,0ms$ e ela demorou aproximadamente $17ms$ para atingir o plasma. Os modos agora

desestabilizados foram os $m=3$ e $m=4$.

Figura 39: Análise da atividade MHD no disparo 20781

Figura 40: Análise da Atividade MHD para o disparo 20777

Figura 41: Análise da atividade MHD no disparo 20305

2.4.4 Evolução da Densidade Monitorada pela Interferometria de Micro-ondas

O processo de terminação do plasma por injeção de pastilhas acarreta também um evidente aumento súbito da densidade. As características dessa variação, sua taxa de crescimento e a densidade máxima obtida são informações que não puderam ser obtidas de forma conclusiva neste nosso trabalho, em função do fato do sistema empregado no monitoramento da densidade, a interferometria, não conseguir responder à mudanças bruscas na densidade, como as ocorridas nos disparos analisados. Por esta razão, na maior parte dos disparos investigados (74%), podemos dizer que o interferômetro não forneceu informações que puderam ser utilizadas.

As figuras 42 e 43 mostram exemplos de sinais nos quais o interferômetro forneceu e não forneceu informações confiáveis para análise. No disparo 18098, por exemplo, o interferômetro acusou um ligeiro aumento na densidade, porém logo em seguida manteve-se constante, perdendo-se, portanto, a informação apropriada do aumento da densidade. No disparo 19432, figura 43, a densidade aumentou de $2,7.10^{19}m^{-3}$ em $2,0ms$, enquanto que no disparo 18560, figura 42, a densidade aumentou de $6,3.10^{19}m^{-3}$ em apenas $1,6ms$. Ao que tudo indica, a grande variação do valor da densidade em intervalos de tempos muito pequenos é o fator desencadeador que resulta na perda da fase do interferômetro e, conseqüentemente, na perda de informações reais a respeito da densidade eletrônica do plasma.

Figura 42: Exemplo de um disparo no qual o interferômetro não acompanhou a evolução da densidade ao longo do tempo.

Figura 43: Disparo no qual podemos analisar a evolução da densidade ao longo do tempo utilizando o interferômetro

3 CONCLUSÕES

A construção do injetor de pastilhas de impurezas do tokamak TCABR foi concluída e o mesmo encontra-se operacional. Impurezas com dimensões de $0,4\text{mm}$ a $0,9\text{mm}$ podem ser injetadas no plasma com velocidades variando de 70m/s a 120m/s .

O injetor é do tipo pneumático, utilizando gás a alta pressão para impulsionar as pastilhas. A entrada de gás residual do disparo, que eventualmente passa pelo sistema de exaustão praticamente é desprezível, com os dois tanques de exaustão em funcionamento.

Verificou-se que um disparo com injeção de pastilhas não contamina o tokamak, com o tokamak em estado normal de operação logo no disparo seguinte. Isso fica evidente pelo fato de que nos disparos sem injeção de pastilha, efetuados sucessivamente a um disparo com injeção de pastilha, o plasma não apresentou mudança perceptível quanto aos seus principais parâmetros.

Utilizando pastilhas de impurezas de carbono, o plasma foi terminado de forma controlada em 97,2% dos disparos realizados com injeção. Em 3,8% deles (disparos 20244 e 20305) o plasma sofreu uma redução abrupta no valor da intensidade da corrente de plasma; porém a mesma manteve-se durante o tempo normal de operação.

Sendo um sistema que pode ser utilizado para proteger o tokamak e seus diagnósticos dos efeitos danosos de uma disrupção, a injeção de pastilhas de carbono das dimensões utilizadas mostrou-se bastante eficaz. Quanto à redução na intensidade da corrente de plasma, observou-se um aumento em 58,6% no tempo total para a terminação, em relação ao observado em uma disrupção usual. Este aumento no tempo necessário para a diminuição da intensidade da corrente de plasma, do valor do platô à zero, acarreta em uma redução de

36,5% na taxa de variação da intensidade da corrente de plasma ao longo do tempo. Essa redução significa um efeito mais brando nas correntes induzidas nos sistemas de diagnóstico do tokamak e nas tensões mecânicas sofridas pelas estruturas que suportam o tokamak.

Efetuada-se uma análise comparativa de atividade MHD em descargas do plasma nas quais pastilhas de carbono foram disparadas, pudemos observar uma nítida diminuição da frequência das oscilações dos sinais magnéticos produzidos pelas bobinas de Mirnov, aproximadamente de 15 kHz para 10 kHz. Esta diminuição foi observada tanto para os casos nos quais o confinamento acabou sendo destruído, devido ao surgimento de uma disrupção maior, quanto nas situações (mais raras) nas quais a descarga prosseguiu o seu curso normal. Nas situações em que uma disrupção maior é desencadeada, a análise de Fourier dos sinais das bobinas magnéticas apontam para uma desestabilização inicial do modo $m=2$, que cresce devido à interação da pastilha com o plasma. Porém, quando a injeção da pastilha ocorre sem que o confinamento seja conseqüentemente destruído, há indícios que os modos dominantes associados com o crescimento da atividade MHD observada são os $m=3$ e $m=4$.

A intensidade total de raios-X de altas energias emitida foi calculada e comparada com disparos nos quais disrupções normais aconteceram. Com a injeção de pastilhas, essa quantidade foi reduzida a 4% do valor sem injeção.

Essa redução está, de certa forma, relacionada com o decréscimo na taxa de variação da corrente de plasma ao longo do tempo. Uma vez que a corrente de plasma fica submetida a taxas de variação menores, com injeção de pastilhas, campos elétricos menores são induzidos, diminuindo conseqüentemente a geração de elétrons *runaway*.

Porém, a emissão de raios-X de altas energias se observa principalmente nos momentos iniciais ou antes do início da disrupção, intervalo no qual a tensão de enlace ainda não sofreu qualquer modificação significativa. Isso é um indicativo de que os elétrons

runaway, que produzem essa radiação observada, são elétrons *runaway* que já estavam presentes no plasma e que, com a deterioração das condições de confinamento, tiveram as suas trajetórias modificadas para irem ao encontro do limitador.

Como alguns dos trabalhos futuros possíveis para o sistema desenvolvido nesse trabalho podemos citar:

- Injeção de pastilhas de impurezas com números atômicos diferentes;
- Injeção de micro pastilhas de impurezas e investigação do efeito de injeção de quantidades muito inferiores de impurezas comparadas com as utilizadas nesse trabalho;
- Injeção de pastilhas com finalidade de diagnóstico, como descrito na seção 1.4.1.
- Mitigar disrupções através de injeção direta de pequenas quantidades de gás em alta pressão. O injetor pode trabalhar com uma faixa de pressão maior do que as válvulas de gás *puff* normalmente utilizadas no TCABR e pode ser facilmente adaptado para injetar tanto pastilhas quanto pequenas quantidades de gás para estudos de terminação induzida do plasma por gás.

4 REFERÊNCIAS

- [1] Nações Unidas - *Energy in the United Nations: An Overview of UN-Energy Activities* UN-Energy 2006
- [2] International Energy Agency – *Key World Energy Statistics* – www.iea.org/statistics
- [3] Chen, F.F. - *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion* – 2ª Ed. Springer Verlag
- [4] Dolan, T.J. - *Fusion Research* – 2ª Ed. Pergamon Press 1982
- [5] Galvão, R.M.O. *et al.* - *Plasma Phys. Control. Fusion* (2001) **43** A299
- [6] Elfimov, A.G. *et al.* - *Braz. J. Phys.* (2004) **34** 1707
- [7] Helander, P., Eriksoon, L.G. e Anderson, F. - *Plasma Phys. Control. Fusion* (2002) **44** B247
- [8] Mynick, H.E. e Strachan, J.D. - *Phys. Fluids* (1981) **24** 695
- [9] Katomtsev, B.B. - *Plasma Phys. Cont. Fusion* (1984) **26** 217
- [10] Pautasso, G., Gruber, O. - *Fusion Science and Technology* (2003) **44** 716
- [11] Pautasso, G., Fuchs, C.J., Gruber, O., Maggi, C.F., Maraschek M., Pütterich, T., Rohde, V., Wittmann, C., Wolfrum, E., Cierpka, P., Beck, M., e *Asdex Upgrade Team* – *Nuclear Fusion* (2007) **47** 900
- [12] Wesson, J. - *Tokamaks* (1997) 2ª Ed. Oxford Science Publications
- [13] Gill, R.D. - *Nuclear Fusion* (1993) **33** 11 1613
- [14] Rechester, A.B. e Rosenbluth, M.N. - *Phys Rev. Lett.* (1978) **40** 38
- [15] Elisondo, J.I. - *Comunicação privada* (2008)
- [16] Milora, L. *et al.* - *Nuclear Fusion* (1995) **35** 657

- [17] Garnier, D.T. - Tese de Doutorado – (1990) Massachusetts Institute of Technology – University of California
- [18] Dong, J.F.- *Chinese Physics* (2004) **13** 379
- [19] McChesney, J.M. - P B Parks RK Fischer *Phys. Plasmas* (1997) **4**, 381
- [20] Fischer, R.K. *et al* - *Phys. Rev. Lett.* (1995) **75**, 846
- [21] Kugel, H.W. *et al.* - *Rev. Sci. Instrum.* (1999) **70**, 493
- [22] Solis, J.R.M. - Tese de Doutorado (1993) - Facultad de Ciencias Físicas – Universidad de Madrid
- [23] Egorov, S.M. *et al.* - *Nuclear Fusion* (1992) **32** 2025
- [24] Ward, D.J. e Wesson, J.A. - *Nuclear Fusion* (1992) **32** 1117
- [25] Counsell, G.F. *et al* - *Plasma Phys. Control. Fusion* (2007) **49** 435-446
- [26] Granetz, R.S. *et al* - *Nucl. Fusion* (1996) **36** 545-56
- [27] Riccardo, V. *et al* - *Plasma Phys. Control. Fusion* (2004) **46** 925-934
- [28] Yoshino R., Kondoh T., Neyatani Y., Itami K., Kawano Y, Isei N. - *Plasma Physics and Controlled Fusion* (1997) **39** 2 313-332
- [29] Lengley, L.L., Buchl, K., Pautasso, G., Ledl, L. - *Nucl. Fusion* (1999) **39** 791-813
- [30] Pautasso, G., Buchl, K., Fuchs, J.C., Gruber, O., Herrmann, A., Lackner, K., Lang, P.T., Mast, K.F., Ulrich, M., Zohm, H. - *Nucl. Fusion* (1996) **36** 1291-7
- [31] Parks, P.B. *et al.* - *Nucl. Fusion* (1977) **17** 539
- [32] Taylor, P.L. - *Phys. Plasmas* (1999) **6**, 1872c
- [33] Jardin, S.C. *et al* - *Nucl. Fusion* (2000) **40** 923-933
- [34] Pautasso, G., *et al.* - *Nucl. Fusion* (2002) **42** 100–108

- [35] Windsor, C.G., *et. al.* - *Nucl. Fusion* (2005) **45** 337–350
- [36] Cannas, B., Fanni1, A., Sonato, P., Zedda1, K. and JET-EFDA contributors - *Nucl. Fusion* (2007) **47** 1559–1569
- [37] Vannucci, A., Oliveira K.A. , Tajima T. - *Nuclear Fusion* (1999) **39** 255
- [38] Winter, J. - *Plasma Phys. Control. Fusion* (1996) **38** 1503-1542
- [39] Sergeev, V. Yu. *et al* - *Plasma Phys. Control. Fusion* (1998) **40** 1785-1801
- [40] Milora,S.L., Forster, C.A., - *IEEE Trans. Plasma Phys* (1978) 5
- [41] Parks, P.B., Turnbull, R.J. - *Phys. Fluids* (1978) **21** 1735
- [42] Sergeev V. Y., et al. - *Plasma Phys. Reports* (2006) **32** 363
- [43] Sergeev, V.Y., Polivaev, D.A. *Fusion Engineering and design* (1997) **34-35** 215
- [44] Kuteev, B.V., Sergeev, V.Y., Tsendin, L.D. - *Sov. J. Plasma Phys.* (1984) **10** (6) 675
- [45] Vannucci, A., Teixeira, C.M.O, Teixeira, F.S., Vuolo, J.H., de Paulo, A., Horita, F., Degasper, F., Elisondo, J.I., Sanada, E.K., Almeida, V.A.L., Pantano, F. - *Brazilian Journal of Physics* (1994) **34** 1752
- [46] Novak B., Pekarek, P. - *Rev. Sci. Instrum.* (1970) **41** 369 .
- [47] Severo, J. H. - Tese de Doutorado – Instituto de Física – Universidade de São Paulo (2003)
- [48] Kuznetsov, Y. (2008) - *Comunicação privada.*
- [49] Gal, K., Feher, T., Smith, H., Fulop,T. e Helander, P. - *Plasma Phy. Cont. Fusion* (2008) **50** 1