

ESTUDO DO PERFIL DA PRESSÃO DE PLASMA NO TOKAMAK TCABR E CRIAÇÃO DE UM GRUPO DE ÓPTICA

2 de junho de 2014

PROJETO REGULAR FAPESP

Projeto a ser executado no tokamak **TCABR** do Laboratório de Física de Plasma do Instituto de Física da **USP**.

Coordenador: José Helder F. Severo

Sumário

1	Introdução	2
2	Temperatura iônica	5
2.1	Alargamento Doppler	5
2.2	Distribuição radial da emissão do plasma	7
2.3	Solução da equação de Abel	8
3	Diagnóstico de luz espalhada	8
3.1	Temperatura eletrônica	8
3.2	Perfil de temperatura eletrônica e sistema Thomson no tokamak TCABR	10
4	Estimativa da luz espalhada	10
5	Diagnóstico de densidade eletrônica	11
6	Arranjo experimental	12
6.1	Diagnóstico de temperatura iônica	12
6.2	Diagnóstico de temperatura e densidade eletrônica	13
7	Equipamentos a serem adquiridos	14
7.1	Softwares	14
7.1.1	TracePro	15
7.1.2	Software Oslo	15
7.2	Digitalizador de sinais NI	15
7.3	Fibra para acoplamento óptico entre o plasma e o policromador	16
7.4	Fibra para acoplamento óptico entre o plasma e o monocromador	16
8	Equipe	16
9	Gastos	17
9.1	Justificativas	18
10	Criação de um grupo de trabalho em óptica	19
11	Resumo	20
12	Cronograma	20

1 Introdução

A reação de fusão de isótopos de hidrogênio que acontece no interior das estrelas é acompanhada de uma grande liberação de energia. Desde meados do século passado, intensos esforços vem sendo realizados para se obter a fusão destes isótopos em laboratório e com isto obter uma nova fonte de energia economicamente viável. Os resultados de anos de pesquisa permitiram projetar um protótipo de reator de fusão termonuclear baseado na configuração do tipo tokamak, onde o gás totalmente ionizado (plasma) que é confinado por um campo magnético com configuração toroidal,

é percorrido por uma corrente elétrica que deve aquecê-lo a altíssimas temperaturas. Esse reator, chamado de **ITER** (International Termonuclear Experimental Reactor), que envolve o consórcio de países da União Europeia, **EUA**, Rússia, Japão, China, Coreia de Sul e Índia, está sendo construído em Cadarache/França e deverá estabelecer os parâmetros definitivos da utilização da fusão controlada como fonte alternativa de energia para a humanidade.

Dentre os isotopos de hidrogênio, os que apresentam maior seção de choque ($\sigma \simeq 10^{-23} \text{cm}^2$) são o deutério e deutério trítio. Neste tipo de reação ($D^2 + T^3 \rightarrow He^4 + n + 17,6 \text{MeV}$), 80% desta energia pertence aos nêutrons e 20% fica no plasma com as partículas denominadas alfa, cuja energia é $3,5 \text{MeV}$. Em um reator de fusão, a energia cinética dos nêutrons será transformada em energia térmica e posteriormente em energia elétrica, como em um reator a fissão. No entanto, para que a fusão ocorra, duas condições devem ser atingidas simultaneamente. A primeira delas diz respeito ao produto da densidade do plasma pelo tempo de confinamento da energia ($n_e \cdot \tau_E$). Este produto deve ser de aproximadamente $3 \times 10^{14} \text{cm}^{-3} \text{s}$. A segunda condição é que a temperatura do plasma deve ser aproximadamente 10keV ¹.

Em diferentes máquinas, estes dois parâmetros já foram obtidos separadamente, porém em experiências onde a temperatura é adequada, o produto $n_e \cdot \tau_E$ é inadequado. Obter simultaneamente estes dois parâmetros não tem sido uma tarefa simples.

O uso de aquecimento auxiliar (radiofrequência - **RF** - e injeção de partículas neutras - **NBI**), com o objetivo de aumentar a temperatura do plasma, provoca uma degradação no confinamento. Com isto, em tokamaks, podem ser caracterizados dois regimes de operação. O primeiro tem como característica uma forte degradação no confinamento da energia com o aumento da potência de aquecimento auxiliar. Este regime de operação é denominado modo **L** (low). O outro regime de operação, que é caracterizado por um aumento no tempo de confinamento da energia com o aumento da potência de aquecimento, é denominado modo **H** (high). Na ausência de instabilidades, o confinamento da energia e partículas é determinado basicamente pelas colisões coulombianas onde os coeficientes de transporte são determinados pela teoria neoclássica. No entanto, medidas experimentais destes coeficientes mostram uma discordância grande com os resultados previstos pela teoria neoclássica.

O modo **L** é caracterizado por fortes turbulências em toda coluna de plasma com um nível relativo $\delta n/n$ máximo na borda. O estudo destas turbulências [1, 2] foi motivado pelo fato de que o transporte de calor e partícula é bem maior do que o previsto pela teoria neoclássica. Elas são caracterizadas por um largo espectro em frequências e com uma velocidade de propagação da ordem da velocidade diamagnética dos elétrons.

O modo **H** foi observado pela primeira vez em 1982 no tokamak **ASDEX** [3] e o seu mais importante aspecto é que o tempo de confinamento da energia é, em média, duas vezes maior que no modo **L**. O aumento no tempo de confinamento da energia se deve a uma redução nos coeficientes de transporte de calor e partículas.

Para prever os parâmetros macroscópicos do **ITER**, os processos físicos que determinam o confinamento e transporte devem ser devidamente compreendidos. Uma característica importante em plasmas turbulentos, como os encontrados em tokamaks, é o seu poder de auto-organização. Quando as condições externas variam, vários tipos de instabilidades com diferentes níveis de amplitude são excitadas na coluna de plasma e conseqüentemente os coeficientes de transporte aumentam. Isto permite com que o plasma estabeleça o perfil de energia mais estável possível, ou seja, estabeleça um perfil auto-consistente de pressão $p(r)$.

A auto-organização do plasma ocorre em toda a região da coluna, exceto onde a turbulência é

¹Estes dois parâmetros podem ser substituídos por um único parâmetro que é $n_e \cdot T \tau_E > 3.10^{21} \text{m}^{-3} \text{keV s}^{-1}$.

suprimida. Nesta região a auto-organização é proibida e isto dá origem a um perfil acentuado de pressão. Estes perfis acentuados de pressão recebem o nome de barreiras de transporte. Portanto, a auto-organização e as barreiras de transporte são os dois fatores mais importantes na determinação do perfil de pressão na coluna de plasma.

Para que o **ITER** possa operar em regime estacionário, é necessário prever as condições da descarga para o regime desejável. Neste sentido, o perfil de pressão em tokamaks vem sendo estudado nos últimos anos em diferentes máquinas de portes médio e grande [4, 5, 6], com o objetivo de se estabelecer uma lei de escala. No entanto para obtermos uma lei de escala confiável se faz necessário estudar o comportamento do plasma em máquinas de diferentes portes. Assim sendo, o tokamak **TCABR**, que representa uma máquina de pequeno porte² pode contribuir significativamente na obtenção desta lei da mesma forma como contribuiu recentemente na construção de uma lei de escala para a rotação toroidal [7].

O trabalho a ser desenvolvido no Laboratório de Física de Plasmas do **IFUSP** tem como principal membro executor o aluno de doutorado Gilson Ronchi cujo o presente projeto é o tema de sua dissertação. Este projeto refere-se ao estudo do perfil de pressão e suas dependências com os parâmetros macroscópicos do plasma. Este trabalho é ainda um projeto de colaboração entre a Universidade de Campinas (**IFGW**), Ioffe Institute de São Petersburgo e **USP** para construção de um novo diagnóstico para medir o perfil de pressão.

Para obter o perfil de pressão $p(r) = n_e \cdot (T_e + T_i)$, dois diagnósticos óticos, que permitirão obter a temperatura eletrônica e iônica, deverão ser desenvolvidos. As medidas de densidade serão efetuadas com três diagnósticos diferentes que são: interferometria, reflectometria e diagnóstico de luz espalhada (espalhamento Thomson).

O diagnóstico de luz espalhada, que é usado tanto para medir a temperatura eletrônica como a densidade, já existe no Laboratório e atualmente mede a temperatura em apenas um ponto espacial e temporal [8, 9, 10], portanto o sr. Gilson deve desenvolver este sistema para que o perfil de temperatura possa ser obtido.

O perfil de temperatura iônica será obtido através de medidas espectroscópicas que fornecem o alargamento Doppler das linhas espectrais que está diretamente relacionado com a temperatura iônica. Nestas medidas serão usados um espectrômetro (**THR1000**) de distância focal de $1m$ de fabricação da Jobin Yvon e uma câmara do tipo **CCD** ambos comprados com recursos **FAPESP**. Este trabalho será executado pelo Dr. Fellype do Nascimento cujo pedido de bolsa de pós-doc está em análise na **FAPESP (proc. 2014/03038-1)**. Em seu projeto o Fellype deve obter o perfil espacial da distribuição das impurezas no tokamak **TCABR** e consequentemente o perfil de temperatura iônica.

Para que este projeto seja concretizado faz-se necessário a compra dos seguintes equipamento:

1. Digitalizador rápido de sinais;
2. Fibra óptica para gerar o atraso de sinal no diagnóstico Thomson;
3. Fibra óptica para obtenção do perfil de temperatura iônica;
4. Software TracePro para análise do stray light;
5. Software Oslo para traçado de raios;

²O **TCABR** tem superfícies magnéticas circulares com seguintes parâmetros: raio maior de plasma $61,5cm$, raio menor $18cm$, campo magnético $B_T = 1,1T$, corrente ôhmica $60 - 100kA$, tensão de enlace $1.5 - 3V$, densidade do plasma $1 a 4 \times 10^{13} cm^{-3}$, e temperaturas de elétrons e íons estimadas de $400 - 600eV$ e $150 - 250eV$, respectivamente

6. Lentes para o sistema óptico;

7. Passagens aéreas para visitas técnicas do Dr. Kantor ao Brasil e do aluno Gilson a Garching.

O diagnóstico para obtenção do perfil de pressão deverá ser instalado no tokamak **TCABR** e contará com o apoio técnico dos Drs. Munemassa Machida da Unicamp e Mikhael Kantor que trabalha no Instituto Ioffe de São Petersburgo e que atualmente está construindo um diagnóstico que permitirá medir a temperatura e densidade na borda do plasma com alta resolução espacial e temporal ($2 - 3mm$ e $10kHz$) no tokamak **ASDEX** em Garching.

2 Temperatura iônica

2.1 Alargamento Doppler

Devido ao efeito Doppler, a frequência da luz registrada por um detetor, do qual a fonte de luz se aproxima, tem a seguinte forma:

$$\nu = \nu_0 \left(1 + \frac{V \cos \theta}{c} \right) \quad (1)$$

onde: c é a velocidade da luz; ν_0 é a frequência da luz de uma fonte em repouso; V é a velocidade da fonte em relação ao detetor e θ é o ângulo formado entre o vetor velocidade e a direção determinada entre a fonte e o detetor. Se a fonte de luz é um átomo ou molécula que realiza um movimento caótico, então o vetor velocidade está isotropicamente distribuído no espaço gerando um alargamento Doppler simétrico da linha espectral. Vamos analisar o caso em que $\theta = 0$ e os átomos se movimentam caoticamente com uma distribuição maxwelliana das velocidades, neste caso, a probabilidade de que a velocidade V_x esteja no intervalo entre V_x e $V_x + dV_x$ é igual a:

$$dP = \sqrt{\frac{\beta}{\pi}} \exp(-\beta V_x^2) dV_x \quad (2)$$

onde: $\beta = \mu/2RT$; μ é a massa molecular do átomo; R é constante universal dos gases e T é a temperatura. Desta forma podemos escrever que:

$$V_x = \frac{c}{\nu_0}(\nu - \nu_0) \Rightarrow dV_x = \frac{c}{\nu_0} d\nu \quad (3)$$

Podemos agora reescrever (2) da seguinte forma:

$$dP = \sqrt{\frac{\beta}{\pi}} \exp \left[-\beta c^2 \left(\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} \right)^2 \right] \frac{c}{\nu_0} d\nu \quad (4)$$

A intensidade da radiação $I_\nu d\nu$ que está contida no intervalo de frequência ν , $\nu + d\nu$ é proporcional ao número de partículas com velocidade V_x que irradiam neste intervalo de frequência. No entanto, o número de partículas é proporcional à probabilidade dP . Desta forma a distribuição da intensidade da radiação provocada pelo alargamento Doppler tem a seguinte forma:

$$I_\nu = I_0 \exp \left[-\beta c^2 \left(\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} \right)^2 \right] \quad (5)$$

A largura desta linha é obtida pela substituição da frequência na expressão acima de tal forma que $I_\nu = 1/2 I_{\nu_{max}}$. Então:

$$\frac{1}{2} = \exp \left[-\beta c^2 \left(\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} \right)^2 \right] \Rightarrow \beta c^2 \left(\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} \right)^2 = \ln 2 \Rightarrow \nu = \nu_0 \pm \frac{\nu_0 \sqrt{\ln 2}}{c\sqrt{\beta}} \quad (6)$$

Daí concluímos que o alargamento Doppler da linha espectral é igual a:

$$\Delta\nu_D = \frac{2\nu_0\sqrt{\ln 2}}{c\sqrt{\beta}} = \frac{2\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2\ln 2 RT}{\mu}} \quad (7)$$

Se transformarmos a expressão acima em comprimento de onda teremos que:

$$\Delta\lambda_D = 7,71 \cdot 10^{-5} \lambda_0 \sqrt{\frac{T(\text{eV})}{\mu}} \quad (8)$$

Desta forma, temos que o perfil espectral de uma linha sujeita a um alargamento Doppler é gaussiano e através da largura a meia altura é possível determinar a temperatura iônica de uma impureza do plasma, se for confirmado que durante o experimento outros fatores que provocam o alargamento das linhas podem ser desprezados ou corrigidos. O alargamento de linhas espectrais emitidas por plasmas em tokamaks tem como origem o efeito Doppler, efeito Stark, efeito Zeeman. Para o **TCABR**, comparativamente ao efeito Doppler, todos os outros podem ser desprezados. Entretanto, é necessário considerar-se o alargamento instrumental do espectrômetro, pois, mesmo que a luz seja monocromática, como uma função delta, devido aos efeitos de refração, difração, imperfeições dos elementos focalizadores, aberrações, largura das fendas, etc., teremos uma largura intrínseca do instrumento, que é conhecido como alargamento instrumental. A avaliação do alargamento instrumental do **THR1000** pode ser facilmente determinado usando uma lâmpada de calibração onde a largura a meia altura das linha espectrais são muito menores que o alargamento instrumental. Quando o alargamento instrumental não pode ser desprezado, para se obter o alargamento Doppler é necessário efetuar a deconvolução e para isto deve-se resolver uma integral do tipo:

$$f(\lambda) = \int_{-\infty}^{+\infty} s(\lambda') a(\lambda - \lambda') d\lambda' \quad (9)$$

onde $s(\lambda)$ é a distribuição de energia da linha espectral através da qual se deseja obter a temperatura iônica e $a(\lambda)$ é a função instrumental. Se o alargamento provocado pela função instrumental é muito menor que o alargamento Doppler, então podemos escrever que:

$$f(\lambda) \simeq s(\lambda) \quad (10)$$

Se a aproximação acima não pode ser feita, então (9) deve ser resolvida. Por outro lado, se tivermos certeza que ambas as funções $s(\lambda)$ e $a(\lambda)$ são gaussianas de semi-largura $\Delta\lambda_s$ e $\Delta\lambda_a$, o que realmente acontece na maioria dos casos práticos, então a convolução destas duas gaussianas resultará em uma função gaussiana de semi-largura $\Delta\lambda_T$, onde $\Delta\lambda_T$ pode ser expresso como segue:

$$\Delta\lambda_T = \sqrt{(\Delta\lambda_s)^2 + (\Delta\lambda_a)^2} \quad (11)$$

Para concluir, o alargamento total ao quadrado é dado pela soma dos quadrados dos alargamentos instrumental e Doppler, onde $\Delta\lambda_s = \Delta\lambda_D = 7,71 \cdot 10^{-5} \lambda_0 \sqrt{\frac{T(\text{eV})}{\mu}}$.

As medidas de temperatura iônica no tokamak **TCABR** serão realizadas com a ajuda do espectrômetro **THR1000** de fabricação da Jobin Yvon, que é mostrado na figura **8**, e com uma câmara do tipo **CCD** que foi adquirida com recursos **FAPESP**.

2.2 Distribuição radial da emissão do plasma

A partir de observações da emissão radiativa da coluna de plasma do tokamak **TCABR**, que pode ser considerado ópticamente transparente e que apresenta simetria cilíndrica, podemos obter informações sobre a distribuição radial dessa radiação (problema de Abel). O estudo da distribuição radial de um parâmetros do plasma, tal como temperatura iônica, distribuição espacial das impurezas e densidade, é de grande interesse para física de plasma pois pode nos dar informação sobre fenômenos localizados.

Supondo que $\varepsilon(r)$ seja a distribuição radial da radiação de um disco de plasma com raio r e com simetria cilíndrica (Fig.1), e que o detetor que registra a soma da radiação que vem de diferentes elementos do volume de plasma, esteja localizado ao longo de uma corda de espessura Δx pequena e que $g(y)$ é o sinal registrado pelo detetor, pode-se ver facilmente que:

$$g(y) = 2 \cdot \int_0^{x_0} \varepsilon(r) dx = 2 \cdot \int_0^{x_0} \frac{\varepsilon(r) r dr}{\sqrt{r^2 - y^2}} \quad (12)$$

É importante observar que ao escrevermos **(12)** fizemos as seguintes aproximações:

- A radiação $\varepsilon(r)$ emitida por um elemento de volume do plasma não se altera no próprio plasma, por exemplo a radiação eletromagnética oriunda do plasma não é absorvida nem espalhada pelo mesmo ao longo da corda.
- Não deve existir refração, isto significa que um raio de luz trazendo informação de uma certa região do plasma não pode sofrer desvio na sua trajetória retilínea, mesmo existindo fortes gradientes do índice de refração. Este problema gera algumas dificuldades para a interferometria de plasma de alta densidade.
- Ao observar a radiação de um determinado volume de plasma, o sistema óptico "visualiza" um certo volume, cuja forma é, na realidade, um pouco diferente da faixa de linhas paralelas representada na figura **1** e cujos pontos no interior vão contribuir para a $g(y)$. A área da seção transversal ΔS de observação depende do sistema óptico usado. É importante observar ainda, que o ângulo sólido gerado pela lente é inversamente proporcional a d^2 e, desta forma, deve fazer parte do integrando na expressão **(12)** o fator $\Delta S/d^2$. Este fator, na maioria dos casos é praticamente constante e, portanto, podemos tirá-lo para fora da integral. O não cumprimento destas condições exige um tratamento especial para a obtenção da distribuição radial do parâmetro do plasma que se deseja encontrar.

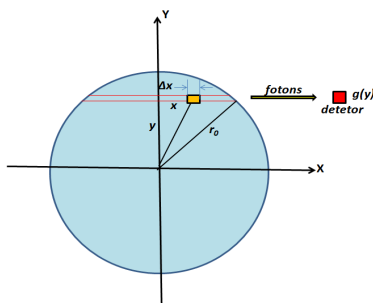


Fig.1 Representação esquemática das integrais de linha que são obtidas em um plasma com simetria cilíndrica.

2.3 Solução da equação de Abel

A solução para a equação de Abel é bem conhecida e tem a forma:

$$\varepsilon(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^{r_0} \frac{dg(y)}{dy} \frac{dy}{\sqrt{y^2 - r^2}} \quad (13)$$

Embora exista uma solução exata para a equação (13) ela é de difícil aplicação. A razão para isto reside no fato de que o problema de Abel pertence a classe dos problemas mal-condicionados onde pequenas flutuações nos dados de entrada geram grandes flutuações nos dados de saída.

Em geral os físicos e engenheiros precisam se preocupar com muito mais do que simplesmente encontrar respostas matematicamente aceitáveis para problemas pertencentes a classe dos mal-condicionados. Uma razão é que podem existir muitos modelos que se ajustam adequadamente aos dados do problema. É essencial para caracterizar se uma solução é boa ou não, verificar a sua plausibilidade física e como esta solução fita os dados. Questões essenciais que devem ser consideradas na análise deste tipo de problemas são existência de soluções, unicidade da solução e existência de instabilidades no processo de solução.

3 Diagnóstico de luz espalhada

3.1 Temperatura eletrônica

Uma das técnicas usadas para medir a temperatura eletrônica de plasmas termonucleares baseia-se na estimativa do alargamento Doppler da luz espalhada. Esta técnica utiliza-se do fato de que a radiação eletromagnética de um feixe de laser que incide sobre o plasma força os elétrons livres a oscilarem na mesma frequência da radiação incidente. Devido à agitação térmica dos elétrons, a radiação espalhada sofre um alargamento do tipo Doppler. A partir do espectro da luz espalhada, os valores absolutos da temperatura T_e e da densidade n_e eletrônica podem ser determinados com bastante facilidade. A temperatura eletrônica é determinada pelo alargamento espectral da luz espalhada, enquanto a densidade do plasma é determinada pela quantidade de luz espalhada.

A teoria que descreve o espalhamento da luz em plasmas termonucleares foi analisada em detalhes por Sheffield [12] e diz que a potência da luz espalhada no intervalo espectral $\lambda_1 - \lambda_2$ é dada por:

$$P_S^T = P_0 r_0^2 n_e \Delta L \Delta \Omega \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S(\lambda, T_e) \Gamma(\lambda) d\lambda \quad (14)$$

onde P_0 é a potência da luz incidente cujo comprimento de onda é λ_I , r_0 é o raio clássico do elétron, n_e é a densidade eletrônica, ΔL é o comprimento espalhador, T_e é a temperatura eletrônica do plasma, $\Delta \Omega$ é o ângulo sólido através do qual a luz espalhada é observada, $\Gamma(\lambda)$ é chamada de função transferência que é determinada principalmente pelo coeficiente de transmissão dos filtros e pela eficiência quântica dos detectores. Finalmente $S(\lambda, T_e)$ é a distribuição espectral da luz espalhada que é expressa pela equação abaixo:

$$S(\lambda, T_e) = \frac{1}{\Delta \lambda_e \lambda_I \sqrt{\pi}} \left[\lambda_I - 3,5(\lambda - \lambda_I) + \frac{(\lambda - \lambda_I)^3}{\Delta \lambda_e^3} \right] \exp \left[-\frac{(\lambda - \lambda_I)^2}{\Delta \lambda_e^2} \right] \quad (15)$$

com

$$\Delta \lambda_e = \frac{2\lambda_I}{c} \sqrt{\frac{2k_B T_e}{m_e}} \sin \left(\frac{\theta}{2} \right)$$

onde m_e é a massa do elétron, c é a velocidade da luz no vácuo, k_B é a constante de Boltzmann e θ é o ângulo de espalhamento.

O diagnóstico instalado no tokamak **TCABR** usa um policromador para obter o espectro da luz espalhada. Este policromador é composto de três filtros de interferência e três fotodiodos avalanche que convertem o pulso de luz em sinal elétrico. A temperatura do plasma é determinada pela razão de sinais que são obtidos nos diferentes canais do policromador. Estes valores são então comparados com os valores da razão que é obtida numericamente através da solução da equação (14) para diferentes valores de temperatura eletrônica e com isto a temperatura é inferida. A figura 2 mostra a razão de sinais obtida numericamente para os diferentes canais.

Na equação (14), a função de transferência é obtida experimentalmente mediante calibração relativa do policromador. A figura 3 mostra esta função, que nada mais é do que a distribuição espectral de cada um dos canais. Os parâmetros que estão fora da integral na equação (14) são cancelados quando a razão é tomada.

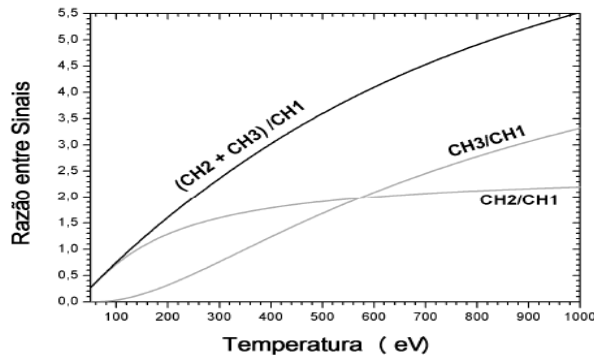


Fig.2 Razão entre os sinais do policromador em função da temperatura eletrônica obtida após solução numérica da equação (14).

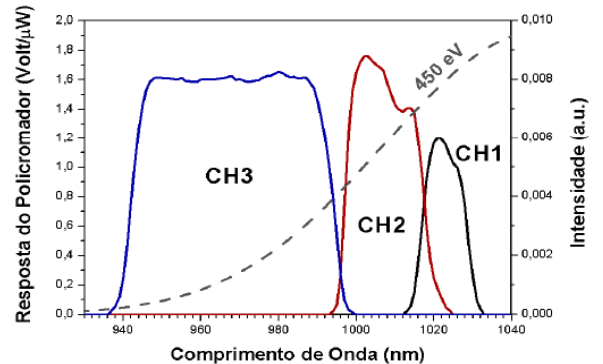


Fig.3 Transmitância em função do comprimento de onda para os diferentes canais do policromador. A linha pontilhada mostra a distribuição espectral da luz espalhada para $T_e = 450\text{eV}$.

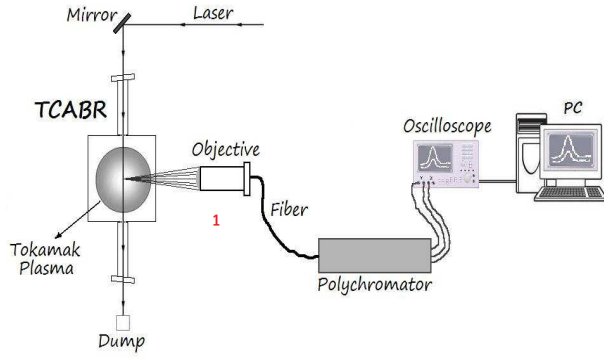


Fig.4 Representação esquemática do diagnóstico de luz espalhada instalado no tokamak TCABR

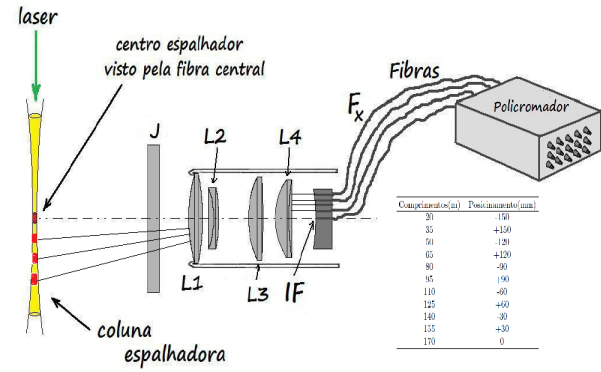


Fig.5 Representação esquemática do novo sistema óptico que será utilizado para obter o perfil de temperatura

3.2 Perfil de temperatura eletrônica e sistema Thomson no tokamak TCABR

O diagnóstico de temperatura eletrônica instalado no tokamak **TCABR** é resultado de uma parceria entre o Laboratório de Física de Plasmas do **IFUSP**, o Instituto Superior Técnico (**IST**) de Portugal e o **INPE**. Uma representação esquemática deste diagnóstico é mostrada na figura 4. Neste sistema o laser de Nd-Glass de ($5J$ e $\lambda_I = 1054nm$) é disparado através de uma célula pockel proporcionando apenas um pulso de curta duração ($\simeq 50ns$) durante o pulso tokamak. A luz do laser atravessa toda a coluna de plasma e a luz espalhada é coletada a 90° por um sistema óptico composto por uma objetiva. A luz espalhada é direcionada para o policromador através de fibras ópticas.

Atualmente o sistema permite a aquisição de apenas um ponto espacial e temporal. Portanto para obter o perfil espacial de pressão será necessário fazer uma melhora no diagnóstico.

Para obter o perfil de temperatura eletrônica com um policromador de apenas três canais espectrais, far-se-á uso de uma técnica que foi utilizada pela primeira vez no tokamak **ISTTOK** [13] em Portugal e posteriormente no tokamak **ETE** do **INPE** [14]. Esta técnica consiste em provocar um atraso no pulso de luz usando para isto fibras de diferentes comprimentos. A figura 5 mostra uma representação esquemática deste novo sistema óptico que será utilizado nas medidas do perfil de temperatura. Uma tabela também disposta na figura 5 mostra os diferentes comprimentos das fibras que serão utilizadas assim como as respectivas regiões da coluna de plasma que será observada. Com este novo sistema será possível obter a temperatura eletrônica em 11 regiões diferentes da coluna de plasma.

4 Estimativa da luz espalhada

Seja E_i e E_s a energia da luz incidente e espalhada respectivamente sob um dado ângulo sólido $\Delta\Omega$ e que o volume espalhador é $V = la$ conforme mostra a figura 4. A seção de choque diferencial deste espalhamento tem a seguinte forma:

$$d\sigma_s = \frac{E_s}{E_i} \frac{1}{n_e l \Delta\Omega} \Rightarrow \frac{E_s}{E_i} = n_e l \Delta\Omega d\sigma_s \quad (16)$$

Substituindo a seção de choque de espalhamento do elétron que vale $d\sigma_s = r_0^2 \text{sen}^2\varphi d\Omega \simeq 7,94 \cdot 10^{-30} \text{sen}^2\varphi d\Omega$, o comprimento espalhador $l = 18 \text{mm}$ e o ângulo sólido $\Delta\Omega = 8,1 \cdot 10^{-3} \text{sr}$ obtemos que:

$$\frac{E_s}{E_i} = 1,16 \cdot 10^{-33} n_e \quad (17)$$

Tomando a densidade do centro da coluna como 10^{19}m^{-3} obtemos que a relação entre a energia da luz espalhada e da luz incidente é de 10^{-14} . Considerando que na periferia da coluna de plasma a densidade pode ser até 10 vezes menor que no centro, acarretando um rendimento de aproximadamente 10^{-15} , o controle da luz espúria se torna extremamente importante para que não chegue ao detetor e interfira nas medidas.

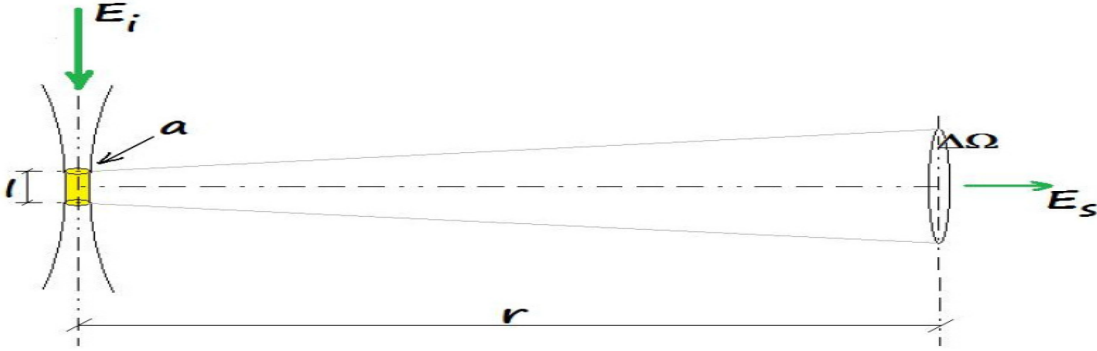


Fig.6 Representação esquemática da coleta de luz espalhada no plasma pelo laser.

5 Diagnóstico de densidade eletrônica

O diagnóstico de luz espalhada (Thomson) é um dos mais confiáveis para se obter a temperatura e a densidade eletrônica em plasmas termonucleares. Para se obter a densidade absoluta, este diagnóstico deve passar por uma calibração. A calibração do tipo Raman em gás de nitrogênio parece ser mais conveniente para as condições existentes no nosso tokamak. Outro tipo de calibração que pode ser usada é do tipo Rayleigh, porém este tipo é muito sensível à luz espúria e não possuímos filtros espectrais adequados para sua medição. O espalhamento Raman é do tipo inelástico, onde parte dos fótons do laser excitam alguns estados rotacionais das moléculas do gás, e que, ao retornarem ao estado fundamental, emitem radiação na forma de linhas discretas próximas ao comprimento de onda da luz incidente.

A densidade de plasma, para uma calibração Raman é expressa da seguinte forma:

$$n_e = n(N_2) \frac{P_S^T}{P_i^R} \frac{\Delta\lambda_e \sqrt{\pi}}{r_0^2} G_i \quad (18)$$

onde: $n(N_2)$ é a densidade do nitrogênio, P_S^T é a potência de espalhamento Thomson como expresso

na equação (14), P_i^R potência de espalhamento Raman³ e G_i tem a seguinte forma:

$$G_i = \sum_{J=2}^{\infty} \frac{n(J)}{n(N_2)} (\sigma_{ZZ})_{J \rightarrow J-2} \Gamma(\lambda_J)$$

Uma vez feita a calibração do sistema, será possível medir tanto a temperatura como a densidade eletrônica no tokamak **TCABR**. O perfil de densidade será obtido automaticamente junto com o perfil de temperatura assim que o novo sistema descrito acima for instalado.

Para finalizar, é importante enfatizar que o desenvolvimento do sistema Thomson no **TCABR** é fundamental para garantir a confiabilidade das medições de temperatura e densidade e cobrir as faixas de operação onde outros diagnósticos não possuem resposta, como é o caso do **ECE** (Electron Cyclotron Emission) em regimes com alta densidade.

6 Arranjo experimental

6.1 Diagnóstico de temperatura iônica

Para obter o perfil de temperatura iônica será utilizado um dos monocromadores do Laboratório de Física de Plasmas do **IFUSP**. Este monocromador, que é mostrado na figura 7 abaixo, é de fabricação da Jobin Yvon modelo **THR1000** e tem sido usado em muitas experiências espectroscópicas. Este equipamento possui as seguintes características: distância focal de 1000mm, $f_{number} = 8,4$ e uma configuração do tipo Czerny-Turner.

O arranjo experimental a ser usado na obtenção do perfil de temperatura iônica é mostrado na figura 8. Neste arranjo a luz da coluna de plasma será coletada e direcionada para um conjunto de fibras ópticas através de uma objetiva a ser projetada com a ajuda dos softwares para traçado de raios Oslo e tracePro para análise da luz espúria. Ao sair do conjunto de fibras a luz é acoplada na fenda de entrada novamente através de um sistema de lente, que será projetada. Na figura 8 as setas em vermelho indicam as partes do arranjo experimental em que serão necessárias as instalações de novos sistemas ópticos.

³A potência de Raman tem a seguinte forma:

$$P_i^R = n(N_2) L \Delta \Omega P_0 \sum_{J=2}^{\infty} \frac{n(J)}{n(N_2)} (\sigma_{ZZ})_{J \rightarrow J-2} \Gamma(\lambda_J)$$

onde: $n(J)$ é a densidade molecular do nitrogênio no nível rotacional J e $(\sigma_{ZZ})_{J \rightarrow J-2}$ é a seção transversal diferencial de Raman e vale:

$$(\sigma_{ZZ})_{J \rightarrow J-2} = \frac{64\pi^4}{45} \frac{3J(J-1)}{2(2J+1)(2J-1)} \frac{\gamma^4}{\lambda_J}$$



Fig.7 Foto do monocromador **THR1000** com **CCD** que será usado para obter o perfil de temperatura iônica no tokamak **TCABR**.

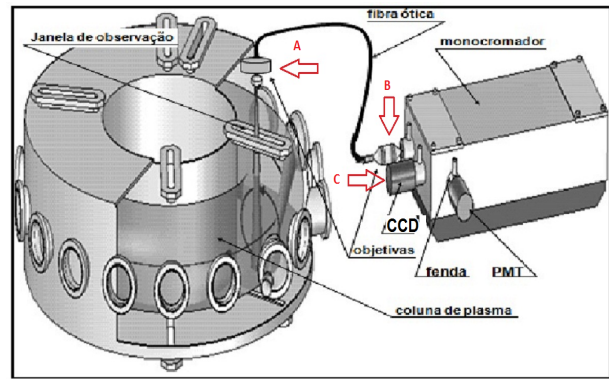


Fig.8 Representação esquemática do arranjo experimental que será utilizado para obter o perfil de temperatura iônica.

É importante destacar o fato de que a qualidade da reconstrução da imagem da distribuição radial das impurezas está diretamente relacionada com a qualidade do sistema óptico cuja função é levar a imagem, sem deformações, do plasma até o detetor **CCD**. Neste sentido o projeto da objetiva a ser instalada no ponto **A** da figura acima deve ser feito com muito cuidado para evitar ao máximo as aberrações ópticas. Neste tipo de projeto o principal tipo de aberração é a esférica pois trata-se de um sistema óptico cuja magnificação $M \ll 1$. Aberrações inerentes do sistema podem, *a priori*, serem corrigidas com ajudas de pacotes de tratamento de imagens.

6.2 Diagnóstico de temperatura e densidade eletrônica

Como foi dito anteriormente, o diagnóstico de luz espalhada é resultado de uma parceria entre o Laboratório de Física de Plasmas do **IFUSP**, o Instituto Superior Técnico (**IST**) de Portugal e o **INPE**. Este sistema está operacional porém só mede a temperatura eletrônica em um único ponto espacial. Portanto para que o perfil de pressão possa ser medido, terá que ser feito uma melhoria no diagnóstico. Esta melhora envolve a instalação de um sistema de lentes, que foi projetado pelo Dr. Berni e que já foi adquirido com recursos da reserva técnica da bolsa de pós-doutoramento (proc. 2007/00984-0) do Dr. Borges, junto a uma das janelas do tokamak. Este sistema de lentes deve projetar a imagem do plasma em um sistema de fibras ópticas de diferentes comprimentos que transmitira esta imagem até o policromador. A figura **9** abaixo mostra uma representação esquemática do caminho percorrido pela luz desde o laser, passando pelo plasma e chegando até o dumping. Na figura **10** temos uma foto do laser que será usado no diagnóstico de pressão.

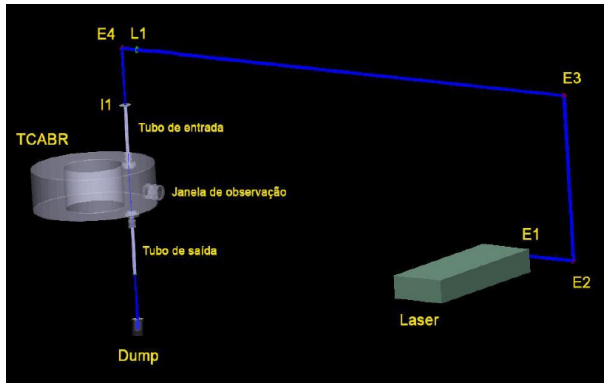


Fig.9 Representação esquemática do caminho percorrido pela luz do laser no diagnóstico de luz espalhada instalado no tokamak **TCABR**

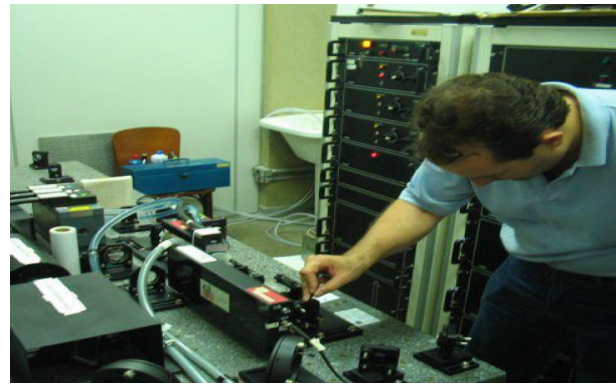


Fig.10 Foto do laser de Nd-Glass de ($5J$ e $\lambda_I = 1054nm$) sendo reparado pelo técnico da quantel.

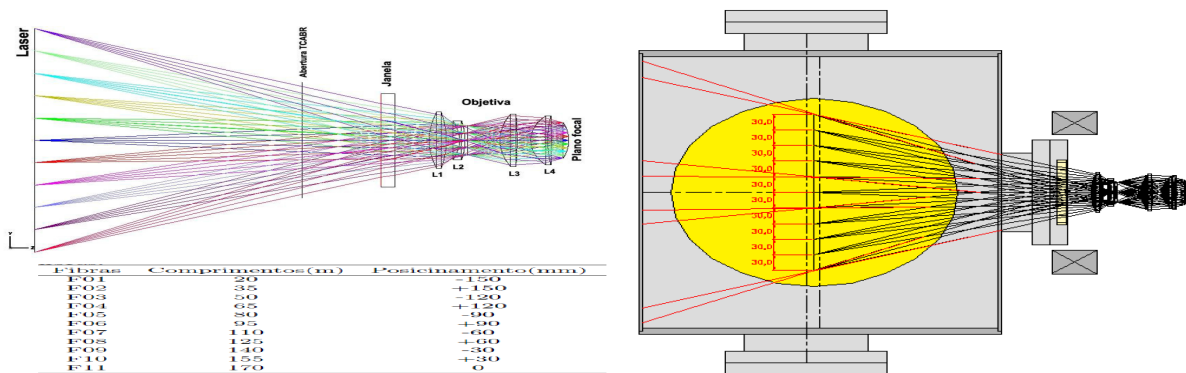


Fig.11 A esquerda e acima, traçado de raios da objetiva a ser utilizada no diagnóstico de pressão. A direita, traçado dos raios com os respectivos pontos de intersecção na coluna de plasma. A direita e abaixo, tabela do comprimento das fibras geradoras do atraso e as respectivas posições na coluna de plasma.

7 Equipamentos a serem adquiridos

7.1 Softwares

O projeto de um sistema óptico pode, em geral, ser dividido em duas partes, a primeira consiste no traçado de raios onde são determinados os principais parâmetros deste sistema como distâncias focais, formatos das lentes e espelhos em geral. Nesta parte do projeto todos os componentes ópticos são otimizados para fornecer a melhor resposta com o menor custo. Na segunda fase do projeto consiste do desenvolvimento do sistema mecânico que servirá para fixar a parte óptica (lentes, espelhos, detetores e fibras em geral). Este sistema mecânico, na grande maioria dos casos acaba interferindo no comportamento do sistema óptico devido a presença de luz espúria reflexões indevidas, absorção, dispersão etc. Portanto, se o projeto mecânico não for feito com muito cuidado, ele pode, a rigor pode prejudicar fortemente no comportamento do sistema óptico. Neste sentido é que está sendo solicitado recursos para a compra dos dois softwares. No programa Oslo será feito toda a primeira parte do projeto e no tracePro será desenvolvida a segunda parte que consiste no projeto de um sistema mecânico que minimize todos os efeitos indesejados.

7.1.1 TracePro

O TracePro é um programa de engenharia óptica largamente utilizado no projeto de sistemas ópticos que foi desenvolvido pela Lambda Research Corporation. Este software é utilizado para a criação de modelos tridimensionais de sistemas ópticos e mecânicos, assim como na análise da distribuição da luz tendo em conta a dispersão, reflexão, absorção, difração e stray light. Este programa permite ainda a importação e exportação de arquivos dos principais programas para traçados de raios como Zemax, Oslo e Code V e arquivos de desenho mecânico do CAD e SolidWorks.

O tracePro é ainda um programa amplamente usado para análise de luz espúria (stray light) assim como em projetos de:

- Defletores para supressão luz espúria;
- Análise de luz espúria devido à dispersão, difração, e imagens fantasmas;
- Auto-emissão de sistemas de comprimento de onda infravermelho;
- Simulação de efeitos de polarização e
- Simulação de espectrômetros e outros sistemas multi-espectrais.

7.1.2 Software Oslo

O programa OSLO é utilizado principalmente no projeto do sistema óptico para determinar as melhores dimensões e as formas dos componentes do sistema. Com este software é ainda possível modelar uma ampla faixa de dispositivos reflexivos como espelhos, refratores como lentes e difração como redes de difração e prismas em geral. Além disso, OSLO é usado para simular e analisar o desempenho dos sistemas ópticos. Este programa, assim como o tracePro, é desenvolvido pela Lambda Research Corporation, desta forma não é esperado nenhuma incompatibilidade entre estes softwares.

7.2 Digitalizador de sinais NI

A digitalização de um sinal é sempre composta por três elementos que são:

1. **Sensor** - no nosso caso o sensor é o próprio diagnóstico que converte um fenômeno físico em sinal elétrico.
2. **Placas DAQ** - é o dispositivo que digitaliza sinais analógicos de entrada de forma que um computador possa interpretá-los. Os três componentes principais de uma placa DAQ são os circuitos eletrônicos de condicionamento de sinais, conversor analógico-digital (ADC) e o barramento do computador.
3. **Computador** - o computador, que possui um software programável, tem a finalidade de controlar a operação do dispositivo DAQ, sendo usado para o processamento, visualização e armazenamento de dados de medição.

No nosso Laboratório foi recentemente adquirido um sistema de aquisição da National Instruments, que inclui chassi, placa controladora e placas de aquisição, para digitalização de sinais em até 60MSamples/s (**proc. 2010/9465-8**), e portanto para digitalizar os sinais do diagnóstico será

necessário somente uma placa de digitalização rápida ($\geq 1G\text{Samples}/s$) que será conectada nos slots em um rack já existente e com isto o custo do equipamento será reduzido uma vez que não necessário outro computador ou placa controladora.

As principais características deste digitalizador são: modelo NI PXIE-5160, 4 canais, 2.5 GSamples/S, largura de banda de 500MHz e memória interna de 2GB.

7.3 Fibra para acoplamento óptico entre o plasma e o policromador

As fibras que transmitirão o sinal da luz espalhada até o monocromador formam um conjunto de 11 elementos com comprimentos diferentes sendo que a menor de 20m, e a maior de 170m, com 15m de diferença entre fibras consecutivas, para gerar um atraso no pulso da ordem de 50ns. As características desta fibra são: $NA = 0,37$ e diâmetro 1,5mm.

7.4 Fibra para acoplamento óptico entre o plasma e o monocromador

As fibras que serão utilizadas para transmitir a imagem do plasma até o CCD possuem características diferentes. Elas precisam ter um $NA \simeq 0,1$ para que ocorra um bom acoplamento óptico com o monocromador cuja $NA = 0,05$. Estas fibras devem ainda possuir um diâmetro pequeno para que seja possível coletar luz de várias regiões da coluna. Portanto seu diâmetro não deve ultrapassar 0,5mm.

8 Equipe

Este projeto de pesquisa é uma colaboração entre os grupos de pesquisas do Ioffe Institute de São Petersburgo, **INPE**, **Unicamp**, **UFF** e **IFUSP** sendo seus principais membros:

1. José Helder Facundo Severo- **IFUSP** (coordenador)
 2. Mikhail Kantor - Institute Ioffe (colaborador)
 3. Munemassa Machida - **Unicamp** (colaborador)
 4. Gilson Ronchi - **IFUSP** (Aluno de doutorado e principal membro executor)
 5. Felype do Nascimento - **IFUSP** (posdoutorando e membro executor)
- **José Helder Facundo Severo-** O Dr. Severo é professor concursado do Instituto de Física da **USP** desde 2009 e possui ampla experiência em óptica com trabalhos publicados na área de rotação de plasma, oscilações **MHD**, diagnóstico da luz espalhada (Thomson Scattering) e espectroscopia em geral. Atualmente é o responsável pelos diagnósticos ópticos do tokamak **TCABR**.
 - **Mikhail Yulievich Kantor-** O Dr. Kantor atualmente trabalha como pesquisador no Instituto FOM-Institute for Plasma Physics Rijnhuizen, Association EURATOM-FOM, PO Box 1207, 3430 BE Nieuwegein, Netherlands e é contratado no Ioffe Institute, RAS, Saint Petersburg 194021, Russia. O Dr. Kantor possui larga experiência em diagnósticos ópticos em tokamaks, principalmente no que diz respeito ao diagnóstico de luz espalhada. Recentemente desenvolveu um diagnóstico para medida do perfil de densidade e temperatura no tokamak

TEXTOR (M Yu Kantor et al - Thomson scattering system on the TEXTOR tokamak using a multi-pass laser beam configuration) na Alemanha com alta resolução espacial e temporal (resolução espacial da ordem de 1cm e temporal da ordem de 5kHz). Atualmente está desenvolvendo o diagnóstico Thomson Scattering no tokamak ASDEX Upgrade para estudo da barreira de transporte. Neste trabalho está previsto uma resolução espacial da ordem de 3mm e temporal da ordem de 10kHz . Neste projeto o Dr. Kantor prestará ajuda no desenvolvimento de todo o sistema óptico para obtenção dos perfis.

- **Munemasa Machida** - O Dr. Machida tem ampla experiência na área de Física, com ênfase em Física dos Flúidos, Física de Plasmas e Descargas Elétricas, atuando principalmente nos seguintes temas: espectroscopia, diagnósticos elétricos e magnéticos, plasmas em Tokamak, Theta-Pinch, RF, DC e DBD, dispositivos de plasmas em geral. Já formou vários alunos de mestrado e doutorado e atualmente é professor aposentado e colaborador da Universidade Estadual de Campinas.
- **Gilson Ronchi** - O Sr. Gilson Ronchi fez iniciação científica e mestrado sob a orientação do prof. Dr. Munemasa Machida na Universidade de Campinas na área de espectroscopia de plasmas. Em 2012 iniciou o doutorado no Laboratório de Física de Plasmas do **IFUSP** sob a orientação do Dr. Severo, cujo trabalho é Estudo do Perfil de Pressão no Tokamak **TCABR**. O trabalho do Gilson será o desenvolvimento do diagnóstico Thomson scattering para medidas do perfil da pressão neste tokamak. Atualmente possui bolsa CAPES.
- **Fellype do Nascimento** - O Dr. Fellype Nascimento fez iniciação científica, mestrado e doutorado sob a orientação do prof. Dr. Munemasa Machida na Universidade de Campinas na área de espectroscopia de plasmas. Em 2013 defendeu a tese de doutorado cujo título foi **Obtenção de Temperaturas e Densidades de Elétrons em Plasmas de Tokamaks Através de Espectroscopia no Visível de Emissões de Impurezas**. Assim sendo, o Dr. Fellype possui experiência ampla em óptica e espectroscopia. Atualmente está sendo solicitado uma bolsa de pós-doutorado para o Fellype a **FAPESP (proc. 2014/03038-1)** e cujo processo encontra-se em análise. Caso o pedido de bolsa seja aprovado, o Dr. Fellype trabalhará nas medidas do perfil de temperatura iônica com o monocromador **THR1000**.

9 Gastos

Os gastos com o projeto estão relacionados a compra de software tracePro, um servidor que permitirá que os códigos sejam acessados remotamente e passagem aéreas e diárias. A tabela abaixo mostra os valores de cada um dos itens. Logo abaixo é apresentada uma justificativa para compra do equipamento.

Tabela 1: Custos

Item	Título	Valor
1	Software tracePro Expert (licença para rede) para simulação do traçado de raios no sistema ótico-mecânico e análise de luz espúria	U\$20.900,00
2	Software Oslo Premium (licença para rede) para traçado de raios	U\$4.000,00
3	Digitalizador de sinais da National Instrument (NI PXIE-5160, 4 CH, 2.5 GS/S, 500 MHz, Digitizer with 2GB Onboard Memory)	U\$14.300,00
4	Fibra óptica para gerar atraso de sinal e conexão óptica entre o plasma e o policromador para espalhamento Thomson (1045 metros).	€28.500,00
5	Fibra óptica para conexão entre o plasma e o monocromador (600 metros).	U\$5.670,00
6	Passagens aéreas e estadias	U\$3.000,00
7	Diárias para visita técnica dos colaboradores.	U\$5600,00+R\$6.636,00
8	Material de consumo de óptica.	R\$10.000,00

9.1 Justificativas

- **Itens 1 e 2** - O sucesso na obtenção dos perfis de temperatura e densidade está diretamente conectado a um projeto minucioso e cuidadoso da óptica de acoplamento e análise da luz espúria. Como foi mostrado anteriormente a relação entre a energia espalhada e a incidente é da ordem de $10^{-15} - 10^{-14}$ o que significa que a luz espúria deve ser ao máximo evitada, neste sentido faz-se necessário projetar anteparos que deverão ser instalados dentro do vaso para absorver os raios que não seja da luz espalhada. Portanto para projetar o sistema óptico que irá absorver a luz espúria faz-se necessário a aquisição dos programas Oslo e tracePro.

É importante justificar aqui o fato de que no passado foi adquirido, com recursos FAPESP, a versão Light do software Oslo, porém esta versão é muito limitada pois não realiza análise no modo não sequencial, não é possível introduzir coating nas superfícies ópticas nem analisar a polarização da luz, não é possível otimizar o acoplamento de fibras ópticas, não é possível introduzir uma fonte de luz polarizada e etc. Portanto jogamos necessário a compra de uma versão mais atualizada.

- **Item 3** - O digitalizador de sinais NI está sendo escolhido tem elevada taxa de aquisição e com largura de banda elevada ($\geq 300MHz$) para evitar atenuação no sinal digitalizado pois a duração do pulso laser é da ordem $30ns$ e é necessário digitalizar uma sequência de 11 pulsos com resolução temporal não inferior a $1ns$ (1 GSamples/s) para que cada pulso tenha

um número suficiente de pontos. O digitalizador também foi escolhido para que tivesse 4 canais, de modo a digitalizar os 3 canais disponíveis do policromador. Como já possuímos em nosso Laboratório outros chassis da NI (com controladores embutidos), optamos por estes equipamentos uma vez que será necessário comprar somente a placa digitalizadora, o que reduz os gastos.

- **Item 4** - As fibras ópticas descritas no item 3 são componentes essenciais neste projeto, servem tanto para transportar o sinal de luz de um lado para outro uma vez que o policromador está distantes da máquina, como para gerar atraso no pulso de luz.
- **Item 5** - Também essenciais neste projeto, as fibras servem para transportar a imagem do plasma até o **CCD** que está instalado dentro do monocromador que fica a 25m de distância do tokamak.
- **Item 6** - As passagens são para proporcionar uma visita técnica do Dr. Kantor até o Brasil. O Dr. Kantor tem muita experiência neste tipo de diagnóstico e atualmente está construindo um diagnóstico semelhante no ASDEX para medir pressão na borda do plasma com alta resolução temporal e espacial. Está previsto também a ida do Gilson até Garching para tomar conhecimento do trabalho que o Dr. Kantor está desenvolvendo.
- **Item 7** - São diárias que serão pagas aos membros do grupo quando as visitas técnicas acontecerem.
- **Item 8** - Esta verba está destinada a compra de lentes, alumínio para confecção de suportes e etc.

10 Criação de um grupo de trabalho em óptica

Óptica é um importante ramo da física e por isto existem muitos pesquisadores brasileiros trabalhando com ela. Qualquer experimento em óptica sempre passa pela fase de projeto que consiste na determinação dos equipamentos necessários para uma dada experiência. Estes equipamentos são em geral lentes, espelhos, filtros ópticos, detetores etc. Para determinar as características de cada componente os físicos usam softwares para traçado de raios que são capazes de prever com boa precisão todos os parâmetros do sistema. Os softwares mais comuns utilizados em projetos ópticos são Zemax, Oslo, Code V, TracePro, LensView, AutoOptics, Lens, Synopsys e etc. Diferentes pesquisadores usam diferentes programas. Todos os esses programas são parecidos e ao mesmo tempo diferentes possuindo vantagens e desvantagens.

As pessoas que trabalham com óptica estão muito dispersas em todo o país, sendo assim pensou-se em criar um núcleo onde as pessoas pudessem trocar informações e experiências. A melhor forma de unir essas pessoas é criar uma nuvem contendo os principais softwares de óptica onde as pessoas pudessem remotamente rodar estes programas e realizar seus projetos. Uma vez que estes softwares existem e podem ser acessados remotamente, os grupos de pesquisas não precisariam solicitar recursos públicos para comprá-los. Assim sendo, a compra dos programas Oslo Premium e tracePro Expert tem também como objetivo permitir que o pequeno grupo acima que compõe este projeto possam trabalhar remotamente neste projeto assim como em outro que lhe forem de seu interesses. Inicialmente o grupo seria formado apenas pelas pessoas acima citadas, mas a medida que surgirem pessoas interessadas elas podem ir se associando a este grupo.

A Universidade de São Paulo criou uma nuvem de computação que está disponível a seus pesquisadores. Esses, por sua vez, podem instalar programas em máquinas virtuais de modo que todos os que tiverem acesso possam utilizar estes programas e realizar seus projetos. Com essa nuvem não é mais necessário comprar um servidor especial, que custa em média de 20 a 30 mil reais, para que as pessoas possam realizar suas tarefas.

11 Resumo

O projeto descrito acima trata do estudo do perfil de pressão no tokamak **TCABR** e a sua dependência com os parâmetros macroscópicos do plasma. Para que este estudo possa ser realizado no Laboratório dois diagnósticos óticos terão que ser desenvolvidos. Estes diagnósticos são o espalhamento Thomson ou diagnóstico da luz espalhada, que atualmente mede a temperatura eletrônica em apenas um ponto espacial e o diagnóstico de temperatura iônica que necessita ser conectado óticamente com o tokamak afim de que o perfil possa ser obtido. Portanto, para que o diagnóstico de pressão possa funcionar é necessário realizar o seguinte trabalho:

- Projetar e instalar uma nova objetiva no diagnóstico de luz espalhada afim de que o perfil de temperatura possa ser obtido
- Dimensionar as fibras óticas para multiplexação dos sinais
- Projetar os suportes de fixação e alinhamento dos sistemas óticos
- Calibrar o diagnóstico (Reileigh/Raman) com gás nitrogênio para as medidas de densidade eletrônica do plasma
- Programar/desenvolver o sistema de aquisição de dados, de modo a automatizar o cálculo de temperatura e densidade, e integrar tais informações junto ao sistema de gerenciamento de dados do Laboratório
- Projetar e instalar um sistema ótico responsável por fazer a conexão entre a coluna de plasma e o monocromador **THR1000** para as medidas do perfil de temperatura iônica.

12 Cronograma

A realização do projeto de pesquisa se dará no decorrer de dois anos e tem como previsão inicial o seguinte:

- **Período - 2014 - 2015** - neste período espera-se efetuar todas as compras dos equipamentos necessários para o projeto assim como:
 1. fazer o projeto das objetivas no Oslo, simulações da luz espalhada com o programa TracePro e o projeto dos absorvedores de luz espúria.
 2. projeto do suporte mecânico para fixação do sistema ótico
 3. calibração absoluta do sistema para medidas de densidade.
 4. projeto do sistema ótico para medida do perfil de temperatura iônica.

5. confecção de todos os programas que serão utilizados para tratar os dados (inversão de Abel e tratamento de imagens).
- **Período - 2015 - 2016** - neste período está previsto a finalização do diagnóstico e tomada de dados. Dentro destas atividades espera-se que seja feito ainda:
 1. montagem, alinhamento e testes do sistema óptico e medidas de temperatura iônica.
 2. montagem, alinhamento e testes do sistema óptico e medidas de temperatura e densidade eletrônica.
 3. tomada de dados de temperatura iônica.
 4. tomada de dados de densidade e temperatura eletrônica.
 5. análise de dados.
 6. escrever um artigo científico para revista especializada com os resultados.

Referências

- [1] Liewer P. C. - 1985 *Nuclear Fusion* **25** 543.
- [2] Rowan W. L. *et al.* - 1987 *Nuclear Fusion* **27** 1105.
- [3] Wagner F. *et al* - 1982 *Phys. Rev. Lett.* **49** 1408.
- [4] C. Angioni *et al* - 2004 *Nuclear Fusion* **44** 827.
- [5] K. A. Razumova *et al* - 2008 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **50** 105004.
- [6] X. Litaudon *et al* - 2007 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **49** B529.
- [7] F. I. Parra, M. F. F. Nave, A. A. Schekochihin, C. Giroud, J. S. de Grassie, J. H. F. Severo, P. de Vries, K.-D. Zastrow, and JET-EFDA Contributors - 2012 - Scaling of spontaneous rotation in tokamaks with temperature and plasma current - *Physical Review Letters* **108** 095001-1.
- [8] Alonso MP, Bemí LA, Severo JHF, *et al.* - 2008 - Multipoint Thomson scattering diagnostic for the TCABR tokamak with centimeter spatial resolution - *Plasma and Fusion Science Book Series: AIP Conference Proceedings* **996** 192.
- [9] M. P. Alonso, A. C. A. Figueiredo, F. O. Borges, J. I. Elizondo, R. M. O. Galvão, J. H. F. Severo, *et al* - 2010 - Comparative electron temperature measurements of Thomson scattering and electron cyclotron emission diagnostics in TCABR plasmas - *Review of Scientific Instruments* **81**, 10D529.
- [10] J H F Severo, F O Borges, M P Alonso, R M O Galvão *et al* - 2012 - Error analysis in the electron temperature measurements in TCABR - *Journal of Physics: Conference Series submitted* (submitted).

- [11] Muraoka, K.; Maeda, M.. *Laser-Aided Diagnostics of Plasmas and Gases*. Bristol: Institute of Physics Publishing, 2001.
- [12] Sheffield, J. *et al.* *Plasma Scattering of Electromagnetic Radiation: Theory and Measurement Techniques*. 2^a ed. Amsterdã: Elsevier, 2011.
- [13] M. P. Alonso, P. D. Wilcock, and C. A. F. Varandas, *Rev. Sci. Instrum.* 70, 783 (1999).
- [14] L.A. Berni, E. Del Bosco, R.M. Oliveira, and M.P. Alonso, *Braz. J. Phys.* 34, 1572 (2004).